

Fakultät für Physik und Astronomie

Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit

Im Studiengang Physik

vorgelegt von

Thorsten Groß

geboren in Pfullendorf

2011



**Untersuchung der Polarisations-eigenschaften  
inelastisch gestreuter,  
harter Röntgenstrahlung (147 keV)**

Die Diplomarbeit wurde von Thorsten Groß

ausgeführt am

GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

unter der Betreuung von

Herrn Prof. Dr. Thomas Stöhlker



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1	Polarisationseigenschaften von Photonen . . . . .	11
2.2	Wechselwirkungen von Photonen beim Durchgang durch Materie . . .	14
2.2.1	Linearer Schwächungskoeffizient . . . . .	15
2.2.2	Photoionisation . . . . .	17
2.2.3	Inelastische Compton-Streuung . . . . .	18
2.2.4	Elastische Thomson-, Rayleigh-, und Delbrück-Streuung . . .	23
2.2.5	Paarbildung . . . . .	25
2.3	Charakteristische Übergänge . . . . .	26
2.4	Bremsstrahlung . . . . .	27
2.5	Synchrotronstrahlung . . . . .	28
2.6	Wiggler und Undulator . . . . .	29
2.7	Halbleiter-Detektoren . . . . .	29
<b>3</b>	<b>Comptonpolarimetrie</b>	<b>33</b>
3.1	Allgemeine Funktionsweise . . . . .	33
3.2	Polarimetertypen . . . . .	36
3.3	2D-Si(Li)-Polarimeter . . . . .	39
3.4	Analyse zur Bestimmung der Polarisation . . . . .	42
3.4.1	Auswahl geeigneter Compton-Ereignisse . . . . .	42
3.4.2	Rekonstruktion der Polarisationseigenschaften . . . . .	44
3.4.3	Mögliche Fehlerquellen bei der Polarisationsbestimmung . . .	45
<b>4</b>	<b>Synchrotronstrahlquelle DORIS III, DESY</b>	<b>47</b>
4.1	DORIS III . . . . .	49
4.2	Messplatz: BW5 . . . . .	49

<b>5</b>	<b>Experimenteller Aufbau und Durchführung</b>	<b>51</b>
5.1	Experimentaufbau . . . . .	51
5.2	Experimentdurchführung . . . . .	53
<b>6</b>	<b>Auswertung</b>	<b>55</b>
6.1	Polarisationsbestimmung . . . . .	55
6.1.1	Polarisationsbestimmung der Compton-gestreuten Photonen .	60
6.1.2	Polarisation der $K_\alpha$ -Strahlung von Gold . . . . .	67
6.2	Vergleich mit Theorie . . . . .	69
6.2.1	Comptonstreuung . . . . .	69
6.2.2	Charakteristische Linie . . . . .	70
<b>7</b>	<b>Diskussion und Ausblick</b>	<b>71</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>73</b>
<b>A</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>75</b>

# 1 Einleitung

Das Verständnis der Photon-Materie-Wechselwirkung ist in vielen Bereichen von grundlegender Bedeutung, beispielsweise ermöglicht sie tiefe Einblicke in die Dynamik der Wechselwirkungen atomphysikalischer Prozesse sowie in die atomare Struktur. Dabei ist die Erforschung der Absorptions- und Streuprozesse von Röntgenstrahlung mit Materie nicht nur in der Grundlagenforschung, sondern auch in der angewandten Forschung essentiell. Beispiele hierfür sind die zerstörungsfreie Materialprüfung [1], die Strukturuntersuchung von komplexen Molekülen und die bildgebende Diagnostik, wie sie im medizinischen Bereich Anwendung findet [2, 3].

In der Vergangenheit hat es zahlreiche Experimente gegeben, welche die Compton-Streuung [4] und Rayleigh-Streuung [5] untersuchten. Diese zwei Arten der Streuung sind in einem weiten Energiebereich, von wenigen keV bis einige MeV, die dominierenden Streuprozesse. Während die Compton-Streuung eine inelastische Streuung an quasifreien Elektronen beschreibt, handelt es sich bei der Rayleigh-Streuung um elastische Streuung an den gebundenen Elektronen eines Atoms. Dabei ist die Streuung nahe der Schwelle zur Photoionisation z.B. der K-Kante von besonderem Interesse, wo die atomare Struktur des streuenden Atoms, d.h. insbesondere die Elektron-Elektron-Wechselwirkung eine wichtige Rolle spielt. Zudem stellt der Hochenergiebereich eine große Herausforderung für die theoretische Beschreibung dar, da hier relativistische Effekte und Korrekturen höherer Ordnung (z.B. Delbrück-Streuung [6, 7]) wichtige Beiträge liefern.

In früheren Experimenten wurde dabei meist, ausgehend von unpolarisierter Primärstrahlung, der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Compton-Streuung [8] sowie der Rayleigh-Streuung [9, 10, 11, 12, 13] bestimmt. Als Photonenquelle dienten meist radioaktive Isotope. Diese liefern ein breites Spektrum an Photonenenergien von einigen keV bis hin zu wenigen MeV. Daneben gab es Experimente, bei denen Polarisierungseffekte untersucht wurden [5, 14, 15]. Zum einen wurde hierbei die Polarisierung der gestreuten Photonen bei unpolarisierten Primärphotonen gemessen, zum anderen wurde, ausgehend von polarisierter Primärstrahlung, der differentielle

Wirkungsquerschnitt der gestreuten Strahlung gemessen. Die polarisierte Strahlung wurde meist mit Hilfe der Compton-Streuung gewonnen. Dies lieferte im Vergleich zu den heute zur Verfügung stehenden Synchrotronstrahlungsquellen eine deutlich schlechtere Qualität des Photonenstrahls, was Reinheit der Polarisation und Energie sowie die Intensität betrifft. Die wesentlich schlechtere Strahlqualität war damals der limitierende Faktor bei der experimentellen Durchführung.

Für die elastische Streuung gibt es, nach unserem derzeitigen Wissensstand, noch keine präzisen Messungen im harten Röntgenbereich ( $> 50$  keV), bei der die Polarisation der gestreuten Photonen bestimmt wurde. Für eine "vollständige" Polarisationsmessung ist es notwendig, ein Experiment mit polarisierten Primärphotonen durchzuführen, wie dies an Synchrotronstrahlquellen möglich ist. Hierdurch lassen sich selbst höhere Ordnungen der Streu-Matrix-Theorie [32] überprüfen.

Das Ziel unserer Arbeitsgruppe besteht darin, die Polarisations-eigenschaften der elastisch gestreuten Photonen im harten Röntgenbereich, bei präzise bekannter Polarisation der Primärphotonen, zu messen. Zukünftig gilt, neben der dominanten Rayleigh-Streuung, das Hauptinteresse der Delbrück-Streuung, das heißt der elastischen Streuung am Coulombfeld des Kerns. Selbst für die Präzisionsmessungen der Rayleigh-Streuung, welche den dominanten Streuprozess der elastischen Streuung darstellt, ist die genaue Kenntnis der experimentellen Randbedingungen, wie sie an den in Frage kommenden Experimentierplätzen herrschen, von entscheidender Bedeutung.

In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein erstes Streu-Experimente am Hochenergie-Synchrotron-Strahlplatz DORIS<sup>1</sup> III durchgeführt. Hierbei kam ein hochauflösendes und präzises Compton-Polarimeter [17, 18, 19] zum Einsatz, welches bei geringen Intensitäten der Streustrahlung eine genaue Messung der Polarisations-eigenschaften der gestreuten Photonen ermöglicht. Mit Hilfe solcher Detektoren wird seit kurzem eine Vielzahl atomarer Strahlungsprozesse am internen Gas-Target des Experimentierspeicherrings<sup>2</sup> der GSI<sup>3</sup> in Darmstadt untersucht und im Hinblick auf ihre linearen Polarisations-eigenschaften analysiert. Erste Auswertungen dieser Experimente liefern äußerst vielversprechende Resultate [20, 21].

Um zunächst die Leistungsfähigkeit des Compton-Polarimeters unter den Bedingungen, die sich an einer Synchrotronanlage ergeben, zu klären, konzentrierten wir uns

---

<sup>1</sup>Doppel-Ring-Speicher

<sup>2</sup>Abkürzung: ESR

<sup>3</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Darmstadt

---

auf die dominante Compton-Streuung. Dabei wurde eine erste Polarisationsmessung an einem Target, bestehend aus einer dünnen Gold-Folie durchgeführt. Als Konsistenztest für die Polarimetriemessung wurde die Polarisation der bekanntermaßen unpolarisierten  $K_\alpha$ -Linie aus Gold bestimmt.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in acht Teile. Zu Beginn wird in den Kapiteln 2 und 3 ein Überblick über den physikalischen Hintergrund gegeben und die Funktionsweise des 2D-Si(Li) Polarimeters wird erklärt. In Kapitel 4 wird die Synchrotronstrahlquelle und der Strahlplatz, an dem dieses Experiment stattgefunden hat, vorgestellt. Daran anschließend wird in Kapitel 5 und 6 der experimentelle Aufbau, die Durchführung und die Auswertung der Messdaten behandelt. Die Auswertung ist dabei in die Polarisationsbestimmung der Compton-gestreuten Photonen und der charakteristischen  $K_\alpha$ -Linie unterteilt. Basierend auf den dargestellten Ergebnissen wird in Kapitel 7 diskutiert, welche Voraussetzungen erfüllt sein müssen, damit zukünftige Polarisationsmessungen selbst für elastisch gestreute Photonen durchgeführt werden können. Am Ende steht in Kapitel 8 die Zusammenfassung der Ergebnisse.



## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Polarisations-eigenschaften von Photonen

Eine elektromagnetische Welle, deren Quanten die Photonen sind, bezeichnet eine Welle aus gekoppelten elektrischen und magnetischen Feldern. Sie besitzen die Eigenschaft der Polarisation. Diese bestimmt die Orientierung und den zeitlichen Verlauf des senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehenden elektrischen Feldvektors  $\mathbf{E}$  und des magnetischen Feldvektors  $\mathbf{B}$ . Da im Vakuum die beiden Feldvektoren  $\mathbf{E}$  und  $\mathbf{B}$  stets senkrecht aufeinander stehen, ist es willkürlich, ob für die Polarisationsrichtung der Feldvektor des elektrischen oder des magnetischen Feldes gewählt wird. Da die meisten Wechselwirkungen elektromagnetischer Strahlung mit Materie allerdings elektrischer Natur sind, wird die Polarisationsrichtung meist auf den elektrischen Feldvektor  $\mathbf{E}$  bezogen.

Allgemein lässt sich jede beliebige Polarisation von Photonen als Überlagerung zweier Basispolarisationen darstellen. Üblich ist hier die Überlagerung zweier linear polarisierter Wellen, deren Feldvektoren  $\mathbf{E}$  senkrecht aufeinander stehen:

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

wobei  $E_{x0}$  und  $E_{y0}$  die reellwertigen Amplituden der  $x$ - und  $y$ -Richtung,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $k$  die Kreiswellenzahl und  $\phi_x$  bzw.  $\phi_y$  die jeweiligen Phasen darstellen. Da hier als Ausbreitungsrichtung beider Wellen die  $z$ -Achse gewählt wurde, wurde die  $z$ -Komponente des Feldvektors  $\mathbf{E}$  vernachlässigt.

Abhängig von der Phasenbeziehung und dem Amplitudenverhältnis der beiden Wellen ergeben sich drei Polarisationsarten einer elektromagnetischen Welle:

- Ist der Betrag der Phasendifferenz  $|\Delta\phi| = |\phi_x - \phi_y|$  Null oder ein Vielfaches von  $\pi$ , so ergibt sich eine lineare Polarisation. Der Polarisationsvektor  $\mathbf{E}$  befindet sich in der  $x$ - $y$ -Ebene und die Richtung hängt vom Amplitudenverhältnis ab.

- Ist die Phasendifferenz ein Vielfaches von  $\pi/2$  und sind die Beträge der Amplituden gleich, so ergibt sich eine zirkulare Polarisation. Je nach Drehrichtung wird zwischen links- und rechtszirkularer Polarisation unterschieden.
- In jedem anderen Fall ergibt sich eine elliptische Polarisation. Der Polarisationsvektor  $\mathbf{E}$  beschreibt hierbei in der  $x$ - $y$ -Ebene eine sogenannte Polarisationsellipse.

Die drei verschiedenen Polarisationsarten elektromagnetischer Strahlung sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die vier Stokes-Parameter, welche 1852 von G. G. Stokes eingeführt wurden, dienen der Beschreibung des Polarisationszustandes elektromagnetischer Wellen. Das Nützliche an ihnen ist, dass sich durch einfache Messung der Strahlintensitäten  $I$  nach Durchgang durch vier verschiedene Polarisatoren die Polarisation der elektromagnetischen Strahlung vollständig beschreiben lässt. Die vier Stokes-Parameter können zum sogenannten Stokes-Vektor  $\mathbf{P}$  zusammengefasst werden:

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{0^\circ} + I_{90^\circ} \\ I_{0^\circ} - I_{90^\circ} \\ I_{45^\circ} - I_{135^\circ} \\ I_R - I_L \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Dabei werden die Intensitäten nach Durchgang durch einen horizontal ( $0^\circ$ ), vertikal ( $90^\circ$ ),  $45^\circ$  und  $135^\circ$  orientierten, idealen Filter für linear polarisierte Strahlung gemessen. Für  $I_{R,L}$  wird die Intensität nach Durchgang durch ein Filter für rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Strahlung gemessen. Häufig wird der Stokes-Vektor auf die einfallende Intensität normiert, indem alle Werte des Vektors durch  $P_0$  dividiert werden, woraus sich der normierte Stokes-Vektor  $\mathbf{P}_N$  ergibt:

$$\mathbf{P}_N = \frac{1}{P_0} \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Damit beschreibt zum Beispiel der normierte Stokes-Vektor  $\mathbf{P}_N = (1, 1, 0, 0)$  eine vollständig linear horizontale Polarisation,  $\mathbf{P}_N = (1, 0, 1, 0)$  eine um  $45^\circ$  zur  $x$ -Achse geneigte und  $\mathbf{P}_N = (1, 0, 0, 1)$  eine rechts-zirkulare Polarisation.

Der Polarisationsgrad  $P$  gibt nun an, wie groß der geordnete Anteil an der Gesam-

Intensität ist:

$$P = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}}{P_0} \quad (2.4)$$

Des Weiteren gibt es einen Grad für die lineare Polarisation  $P_L$

$$P_L = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2}}{P_0} \quad (2.5)$$

und für die zirkulare Polarisation  $P_C$ :

$$P_C = \frac{P_3}{P_0}. \quad (2.6)$$

Für vollständig polarisiertes Licht gilt:

$$P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2. \quad (2.7)$$

Hingegen gilt für unpolarisiertes Licht:

$$P_1^2 = P_2^2 = P_3^2 = 0 \quad (2.8)$$

In Abbildung 2.1 sind die verschiedenen Arten der Polarisation dargestellt. Zu sehen ist die Hauptachse  $H$  und Nebenachse  $N$  der Polarisationsellipse. Die Hauptachse ist um den Verkippungswinkel  $\varphi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{P_2}{P_1}\right)$  vekippt.

Für den Fall, dass die Koordinatenachsen ( $x$ -Achse und  $y$ -Achse) auf der Haupt- bzw. Nebenachse der Polarisationsellipse liegen, gilt  $P_2 = 0$ . Somit vereinfacht sich der Grad der linearen Polarisation zu  $P_L = P_1/P_0$ . Für positive lineare Polarisationsgrade liegt die Hauptachse der Ellipse auf der  $x$ -Achse und für negative lineare Polarisationsgrade auf der  $y$ -Achse. Falls keine zirkulare Polarisation vorliegt bzw. gemessen werden kann, so ist  $P_3 = 0$  und die Polarisationsellipse wird zum Polarisationsvektor.

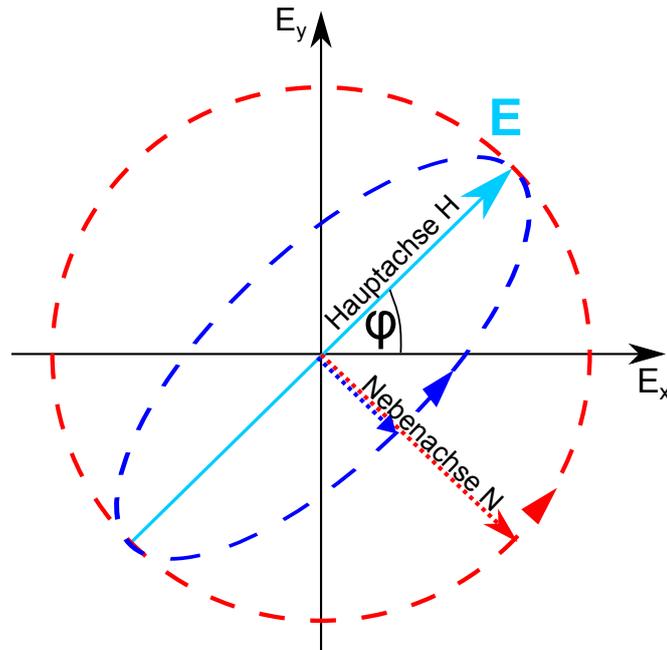


Abbildung 2.1: Dargestellt ist der zeitliche Verlauf des Feldvektors  $\mathbf{E}$ . Je nach Verhältnis von Hauptachse  $H$  zu Nebenachse  $N$  ergibt sich eine lineare ( $N = 0, H > 0$ ), eine elliptische ( $N \neq H, N \neq 0, H \neq 0$ ) oder eine zirkulare Polarisation ( $N = M$ ).

## 2.2 Wechselwirkungen von Photonen beim Durchgang durch Materie

Jeder Nachweis von Photonen sowie die Bestimmung ihrer Eigenschaften beruht auf der Wechselwirkung der Photonen mit Materie. Dabei übertragen die Photonen ganz oder teilweise ihre Energie. In dem Energiebereich von 1 keV bis 1000 keV dominieren dabei drei Prozesse die Wechselwirkung mit Materie. Das ist die Photoabsorption, bei der die Energie des Photons komplett absorbiert wird, die Compton-Streuung, bei der die Energie des Photons teilweise absorbiert wird (inelastische Streuung) und die Rayleigh-Streuung, bei der die Energie des Photons nicht verändert wird (elastische Streuung). Im Folgenden sollen diese Wechselwirkungsprozesse näher erläutert werden. Der Vollständigkeit halber wird noch kurz auf die Paarbildung eingegangen. Diese spielt jedoch erst oberhalb von 1022 keV eine Rolle.

### 2.2.1 Linearer Schwächungskoeffizient

Ein monochromatischer Photonenstrahl der Intensität  $I_0$  besitzt nach der Durchdringung eines Materials der Dicke  $x$  oder der Massenbelegung  $X = \rho x$  eine Intensität von

$$I_X = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\frac{\mu}{\rho} X}. \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\mu$  der lineare Schwächungskoeffizient. Dieser ist energie- und materialabhängig.  $\rho$  ist die Dichte des Materials und  $\mu/\rho$  ist der Massenschwächungskoeffizient [22], welcher für viele Materialien ähnlich ist. Der lineare Schwächungskoeffizient  $\mu$  ist durch

$$\mu = \sigma_{ges} \frac{N_A \rho}{M} \quad (2.10)$$

mit dem gesamten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ges}$  der Photon-Materie-Wechselwirkung verbunden [24], wobei  $N_A$  die Avogadro-Konstante und  $M$  die molare Masse des Materials darstellt. Bei Photonenenergien ab 1 keV sind die dominierenden Photon-Materie-Wechselwirkungsprozesse die Photoionisation, die Compton-Streuung, die Rayleigh-Streuung und die Paarbildung. Der gesamte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{ges}$  ist die Summe aller möglichen Wirkungsquerschnitte. Diese sind Photoionisation (Photo), Compton-Streuung (Compt), Rayleigh-Streuung (Rayl) und Paarerzeugung (Paar):

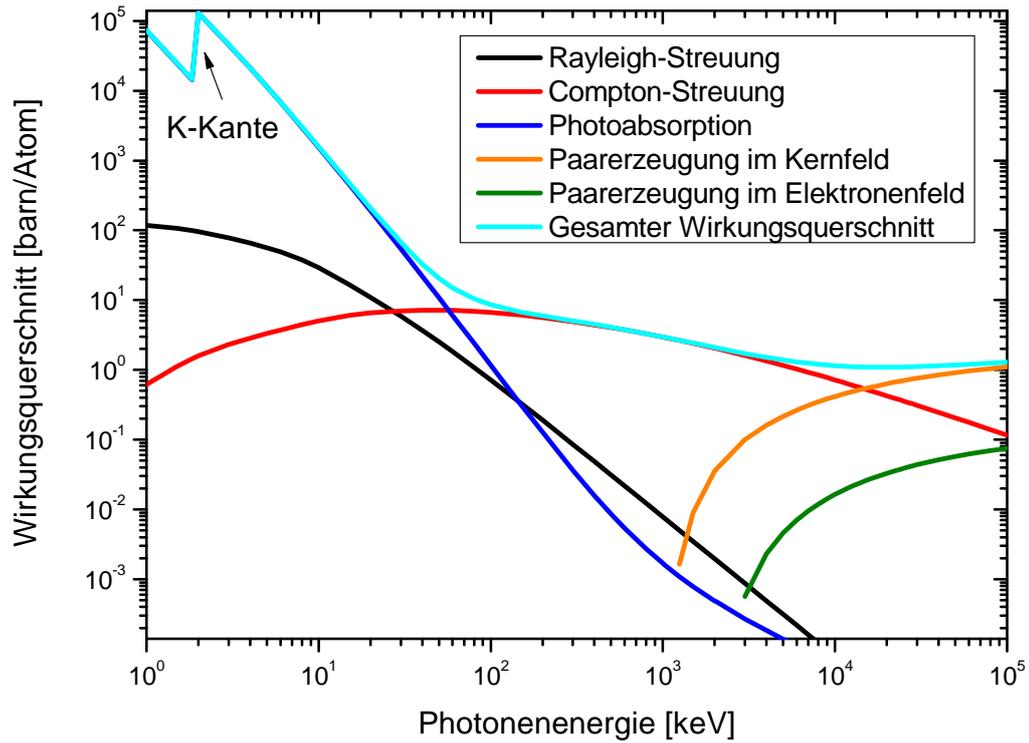
$$\sigma_{ges} = \sigma_{Photo} + \sigma_{Compt} + \sigma_{Rayl} + \sigma_{Paar}. \quad (2.11)$$

Eine Übersicht über die Wirkungsquerschnitte der einzelnen Wechselwirkungen sind am Beispiel von Silizium in Abbildung 2.2 a und am Beispiel von Gold in Abbildung 2.2 b dargestellt. Die Daten hierfür stammen aus der XCOM-Database des NIST<sup>1</sup> [25].

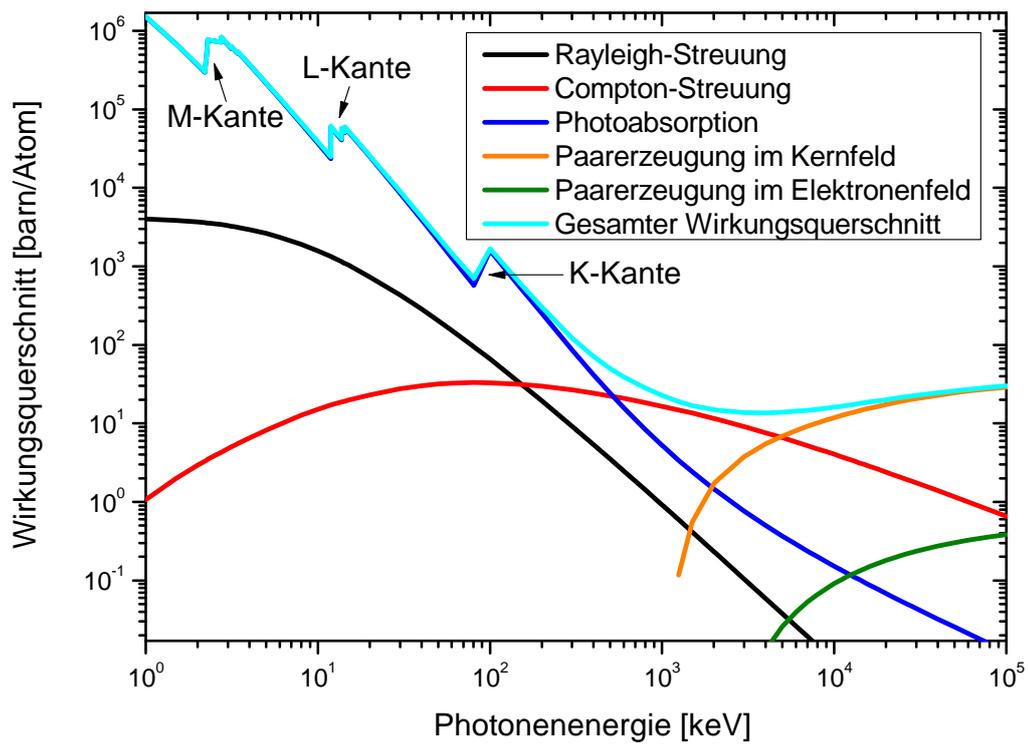
Da es sich bei den Wechselwirkungen in Materie um Streu- oder Absorptionsprozesse handelt, wird das wechselwirkende Photon aus dem Strahl entfernt. Im Gegensatz zu geladenen Teilchen, die ihre Energie kontinuierlich verlieren, bleibt die Energie des Photonenstrahls beim Durchgang durch Materie erhalten. Es ändert sich lediglich die Intensität des Strahls.

---

<sup>1</sup>National Institute of Standards and Technology



(a) Silizium



(b) Gold

Abbildung 2.2: Überblick der dominierenden Wirkungsquerschnitte für Röntgenstrahlung [25].

### 2.2.2 Photoionisation

Unter der Photoionisation, auch als Photoelektrischer Prozess oder Photoabsorption bekannt, versteht man den physikalischen Prozess, bei dem ein Photon der Energie  $\hbar\omega$  absorbiert und ein oder mehrere gebundene Elektronen aus einem Atom, Ion, Molekül oder Festkörper herausgelöst werden. Das Elektron nimmt dabei die kinetische Energie

$$E_{kin} = \hbar\omega + E_{bind} \quad (2.12)$$

auf, wobei  $E_{bind}$  die negative Bindungsenergie des gebundenen Elektrons darstellt. Da bei der Photoionisation die gesamte Energie des Photons an das Elektron abgegeben wird, muss aus Gründen der Impulserhaltung ein dritter Stoßpartner vorhanden sein. Eine Photoabsorption an einem freien Elektron ist daher nicht möglich.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoabsorption hängt sowohl von der Photonenenergie als auch vom betrachteten Target mit der Ordnungszahl  $Z$  ab:

$$\sigma_{Photo} \propto \frac{Z^5}{(\hbar\omega)^{7/2}} \quad (2.13)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist also näherungsweise proportional zur fünften Potenz der Ordnungszahl. Aus diesem Grund absorbieren Materialien mit einer hohen Ordnungszahl besonders gut Röntgen- und Gammastrahlung. Daher eignet sich beispielsweise Blei ( $Z = 82$ ) zur Abschirmung dieser Strahlung.

Mit steigender Photonenenergie nimmt der Wirkungsquerschnitt mit  $\hbar\omega^{-(7/2)}$  ab. Dies gilt jedoch nur, solange die Photonenenergie nicht ausreicht, um die nächst stärker gebundenen Elektronen herauszulösen. Sobald die Photonenenergie die Bindungsenergie der nächst fester gebundenen Elektronenschale erreicht, steigt die Anzahl der zur Ionisation zur Verfügung stehenden Elektronen an. Hinzu kommt, dass diese auf Grund der stärkeren Bindung wesentlich besser in der Lage sind, die mit der Energie immer größer werdenden Impulse der Photonen an den Kern abzugeben. Daher steigt der Wirkungsquerschnitt sprunghaft an. Mit steigender Energie sinkt er wieder, bis die Energie ausreicht, um weitere Elektronen der nächst stärker gebundenen Elektronenschale herauszulösen. Im Wirkungsquerschnitt sind daher charakteristische Strukturen, die sogenannten Absorptionskanten zu erkennen. Diese spiegeln die Bindungsenergien für die verschiedenen Schalen ( $K$ -,  $L$ -,  $M$ -, ... Schale) wider und werden daher als  $K$ -Kante,  $L$ -Kante, usw. bezeichnet. Die Absorptionskanten von Silizium und Gold sind im Wirkungsquerschnitt der Photoabsorption in

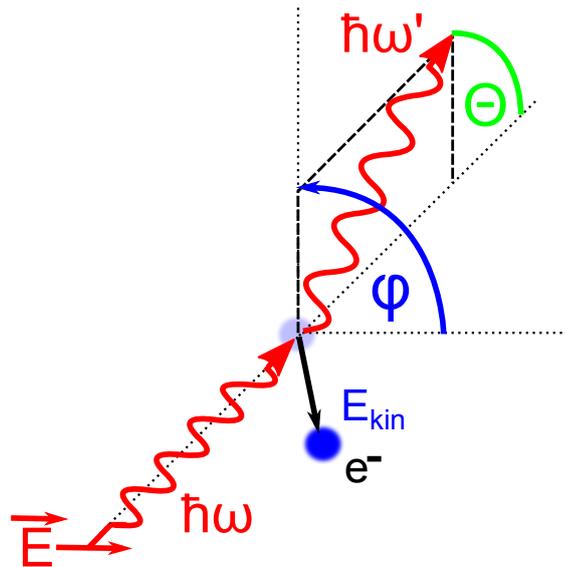


Abbildung 2.3: Darstellung der Compton-Streuung an einem freien Elektron. Das horizontal polarisierte Photon gibt ein Teil seiner Energie an das Rückstoßelektron ab. Die Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons wird mit dem Compton-Streuwinkel  $\vartheta$  und dem Azimutalwinkel  $\varphi$  beschrieben.

Abbildung 2.2a bzw. 2.2b deutlich sichtbar.

Die durch die Photoionisation entstandene Elektronenvakanz einer inneren Schale wird nahezu instantan durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt. Die dabei frei werdende Übergangsenergie wird in Form von elementcharakteristischer Fluoreszenzstrahlung (siehe Abschnitt 2.3) oder Auger-Elektronen an die Umgebung abgegeben.

### 2.2.3 Inelastische Compton-Streuung

Der 1922 von A. H. Compton entdeckte Compton-Effekt [4] beschreibt das Phänomen, dass Streustrahlung, die aus der Bestrahlung eines Materials mit Röntgenstrahlung der Wellenlänge  $\lambda$  entsteht, auch Anteile mit größerer Wellenlänge  $\lambda' > \lambda$  besitzt. Die Streustrahlung hat somit eine kleinere Energie als die einfallende Strahlung. Durch die Änderung der Photonenenergie war dieser Effekt, nach dem Photoeffekt, ein weiterer Befund, dass Licht nicht nur Wellen-, sondern auch Teilchencharakter besitzt. Denn mit der Vorstellung einer elektromagnetischen Welle würden die Elektronen mit der Frequenz der einfallenden Welle schwingen und eine

Welle mit gleicher Frequenz aussenden.

Die Zunahme der Wellenlänge  $\Delta\lambda = \lambda - \lambda'$  hängt dabei nur vom Compton-Streuwinkel  $\vartheta$ , nicht jedoch von der ursprünglichen Photonenenergie ab [26]:

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos\vartheta). \quad (2.14)$$

Die Konstante

$$\lambda_C = \frac{h}{m_e c} \quad (2.15)$$

wird als die Compton-Wellenlänge des Elektrons bezeichnet. Sie gibt die Wellenlängenänderung bei einem Streuwinkel von  $\vartheta = 90^\circ$  an. Dabei bezeichnet  $h$  das plancksche Wirkungsquantum,  $m_e$  die Ruhemasse des Elektrons und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Die Compton-Streuung kann als inelastische Streuung von Photonen an quasifreien Elektronen beschrieben werden. Quasifrei heißt, dass die Energie der Photonen wesentlich größer als die Bindungsenergie der Elektronen ist. Daher tritt dieser Effekt vor allem bei Röntgenstrahlung auf.

In Abbildung 2.3 ist die Compton-Streuung dargestellt. Hier beschreibt  $\vartheta$  den polaren Compton-Streuwinkel, der die Ausbreitungsrichtung des gestreuten Photons relativ zum einfallenden Photon angibt und  $\varphi$  stellt den Azimutwinkel dar, welcher vom elektrischen Feldvektor des Primärphotons und der Compton-Streuebene eingeschlossen wird. Je nach Material ist die Compton-Streuung zwischen 10 keV und 100 MeV der dominierende Wechselwirkungsprozess von Photonen mit Materie.

Besitzt das Photon vor der Streuung die Energie  $E_0 = \hbar\omega$ , so hat es nach der Streuung am Elektron die vom Compton-Streuwinkel  $\vartheta$  abhängige Energie

$$E' = E_{Compton-Photon} = \hbar\omega' = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)}. \quad (2.16)$$

Das Streu-Elektron hat dabei die Energiedifferenz

$$E_{Compton-Elektron} = E_{kin} = \hbar\omega - \hbar\omega' = \hbar\omega \frac{\frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)} \quad (2.17)$$

als kinetische Energie aufgenommen. Als Compton-Photon bzw. Compton-Elektron wird das Photon bzw. das Elektron nach der Streuung bezeichnet.

Die Energieaufteilung auf Compton-Elektron und Compton-Photon in Abhängigkeit

vom Compton-Streuwinkel  $\vartheta$  ist in Abbildung 2.4 für Photonenenergien von 100 keV, 255,5 keV und 500 keV beispielhaft dargestellt. Mit einer Zunahme des Compton-Streuwinkels  $\vartheta$  nimmt die Energie des gestreuten Photons ab, während die Energie des Elektrons zunimmt. Bei dem maximalen Streuwinkel von  $180^\circ$  findet somit der maximale Energieübertrag statt.

Bis zu einer Photonenenergie von 255,5 keV, was der halben Elektronenruhemasse entspricht, ist die Energie des Comptongestreuten Photons unter allen Streuwinkeln stets größer als die Energie des Compton-Elektrons. Für höhere Photonenenergien übersteigt die Energie des Compton-Elektrons bei immer kleineren Streuwinkeln die Energie des Compton-Photons.

Ab dieser Photonenenergie ist aus der Energieaufteilung kein simples Unterscheiden in Compton-Elektron und Compton-Photon mehr möglich.

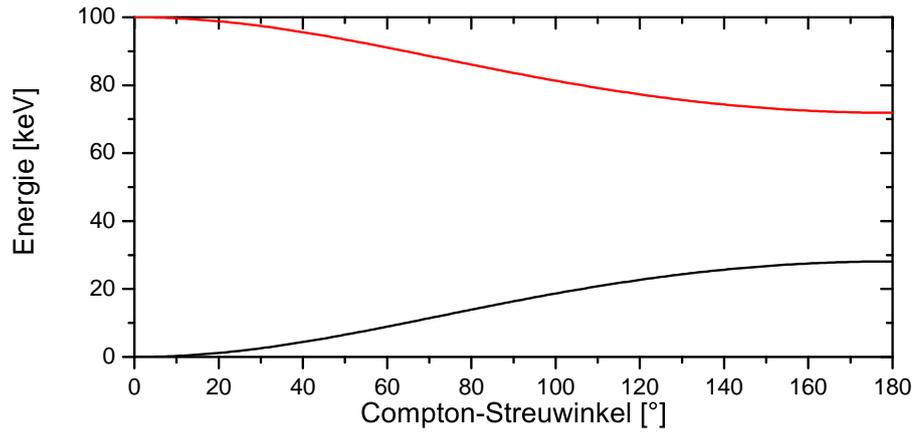
Im Jahr 1929 wurde von O. Klein und Y. Nishina der dazu gehörige differentielle Wirkungsquerschnitt, der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt [27], als eines der ersten Ergebnisse der Quantenelektrodynamik berechnet:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN} = \frac{1}{2}r_e^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2\sin^2\vartheta\cos^2\varphi\right), \quad (2.18)$$

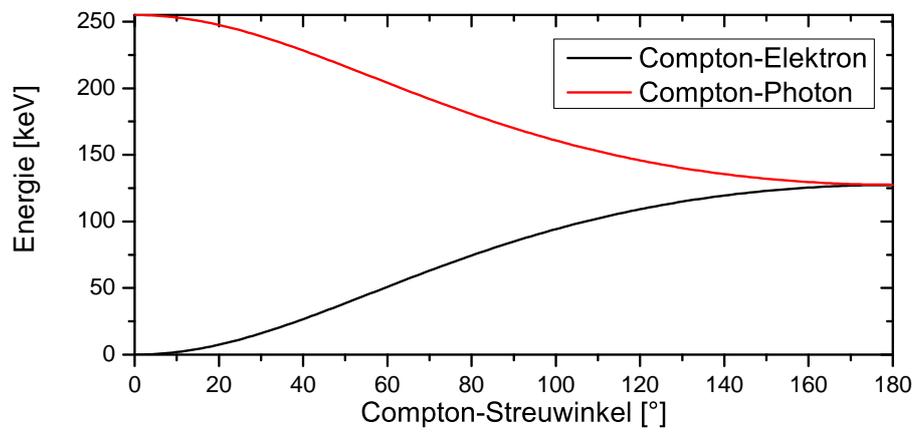
wobei  $r_e$  den klassischen Elektronenradius,  $\vartheta$  den Compton-Streuwinkel und  $\varphi$  den Azimutwinkel darstellt, welcher vom elektrischen Feldvektor des Primärphotons und der Compton-Streuebene eingeschlossen wird (siehe Abb 2.3). Da der Winkel  $\varphi$  von der Polarisationsrichtung der Primärphotonen abhängt, lässt sich der Compton-Effekt zur Untersuchung von Polarisationsseigenschaften harter Röntgenstrahlung nutzen. Hierbei wird aus der azimutalen Intensitätsverteilung der gestreuten Compton-Photonen die Orientierung der Polarisationsellipse und der Grad der linearen Polarisation bestimmt. Dieses Verfahren wird ausführlich in Kapitel 3 dargestellt.

Um die Polarisation der Compton-Photonen nach der Streuung zu bestimmen, muss man die Primärenergie  $E_0$ , die lineare Polarisation der Primär-Photonen  $P_L$  sowie den Streuwinkel  $\vartheta$  kennen. In der Theorie finden sich zwei Formeln [?], die eine gilt für unpolarisiertes Licht, die andere gilt für 100 % polarisiertes Licht. Einen zum Teil polarisierten Strahl erhält man durch lineare Superposition eines nicht polarisierten sowie eines zu 100 % polarisierten Strahls.

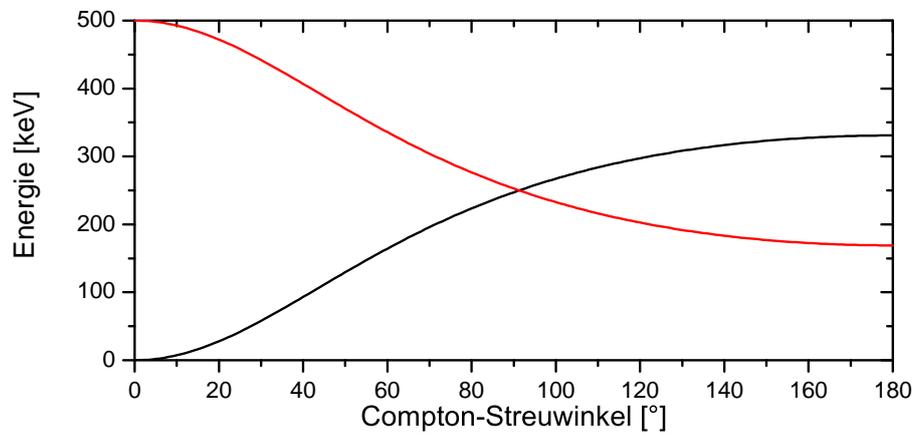
Für unpolarisierte Primärstrahlung ergibt sich ein linearer Polarisationsgrad  $\Pi_U$  der



(a) Primärphotonenenergie: 100 keV



(b) Primärphotonenenergie: 255,5 keV



(c) Primärphotonenenergie: 500 keV

Abbildung 2.4: Energieaufteilung auf das Compton-Elektron und das Compton-Photon bei der Compton-Streuung in Abhängigkeit vom Compton-Streuwinkel  $\vartheta$ . Dargestellt sind Primärphotonenenergien von 100 keV, 255,5 keV und 500 keV. Ab einer Photonenergie, die größer als die halbe Elektronenruhemasse ist, gibt es Winkel, bei denen die Elektronenenergie über der Photonenergie liegt.

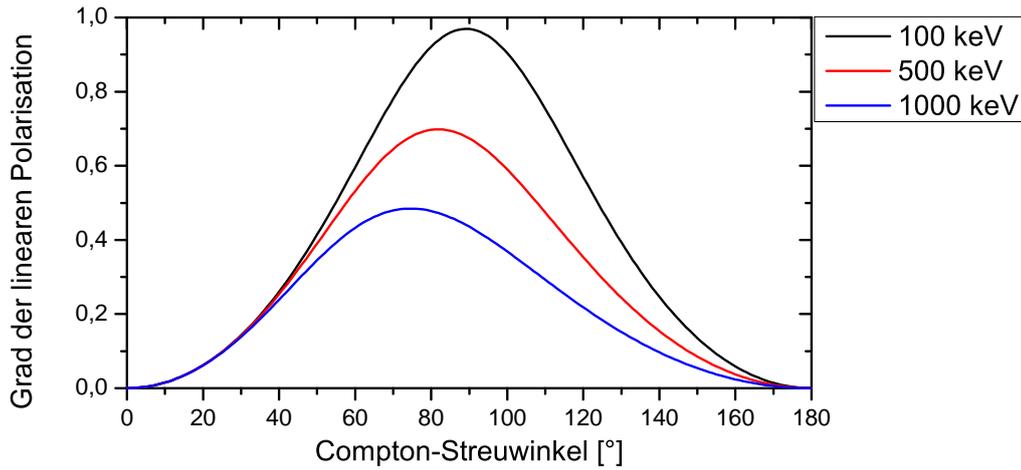


Abbildung 2.5: Linearer Polarisationsgrad der Compton-Photonen in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\vartheta$ . Die Primärphotonen waren unpolarisiert. Dargestellt sind drei verschiedene Primärenergien. Der Streuwinkel, unter dem maximale Polarisation gemessen wird, wird für hohe Energien der Primärphotonen kleiner [?].

Compton-Photonen von

$$\Pi_U = \frac{\sin^2(\vartheta)}{\epsilon + \frac{1}{\epsilon} - \sin^2(\vartheta)}. \quad (2.19)$$

Hier beschreibt  $\epsilon$  das Verhältnis zwischen der Energie des Compton-Photons  $E'$  und dem des Primärphotons  $E_0$ :

$$\epsilon = \frac{E'}{E_0} = \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} (1 - \cos^2(\vartheta))}. \quad (2.20)$$

Für 100 % polarisierte Primärstrahlung ergibt sich ein linearer Polarisationsgrad  $\Pi_P$  der Compton-Photonen von

$$\Pi_P = 2 \frac{1 - \sin^2(\vartheta) \cos^2(\varphi)}{\epsilon + \frac{1}{\epsilon} - 2 \sin^2(\vartheta) \cos^2(\varphi)}, \quad (2.21)$$

wobei  $\varphi$  den Azimutwinkel darstellt. Die Abhängigkeit der linearen Polarisation vom Compton-Streuwinkel ist für unpolarisierte Primärstrahlung in Abbildung 2.5 und für 100 % polarisierte Primärstrahlung in Abbildung 2.6 dargestellt. Dabei wurden Primärstrahlenergien von 100 keV, 500 keV und 1000 keV betrachtet.

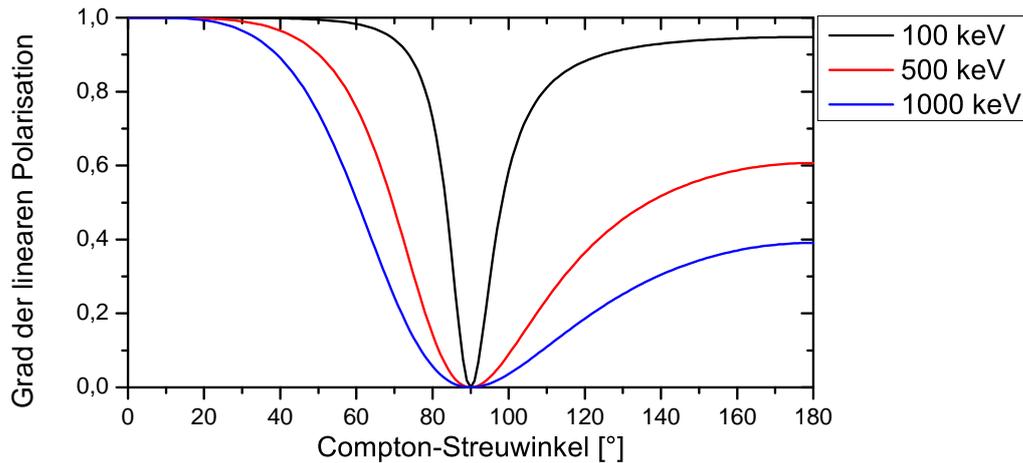


Abbildung 2.6: Linearer Polarisationsgrad der unter dem Azimutwinkel  $\varphi = 0^\circ$  gestreuten Compton-Photonen in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\vartheta$ . Die Primärphotonen waren zu 100 % polarisiert. Dargestellt sind drei verschiedene Primärenergien [?].

## 2.2.4 Elastische Thomson-, Rayleigh-, und Delbrück-Streuung

Bei Thomson-, Rayleigh- und Delbrück-Streuung handelt es sich um einen elastisch kohärenten Streuprozess. Das bedeutet, dass hier elektromagnetische Strahlung ohne Energieübertrag gestreut wird.

### Thomson-Streuung

Bei der von J. J. Thomson beschriebenen Thomson-Streuung handelt es sich um elastische Streuung an freien Elektronen. Daher kann dies im Wesentlichen als niederenergetischer Grenzfall der Compton-Streuung angesehen werden. Der von der Energie unabhängige differentielle Thomson-Querschnitt [29] ist nur vom Streuwinkel  $\vartheta$  abhängig und durch

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_T = \frac{1}{2}r_e^2(1 + \cos^2\vartheta) \quad (2.22)$$

gegeben, wobei  $r_e$  den klassischen Elektronenradius beschreibt.

### Rayleigh-Streuung

Bei der von J. W. Strutt, 3. Baron Rayleigh beschriebenen Rayleigh-Streuung [5] handelt es sich um Streuung an Molekülen. Diese ist für die blaue Farbe des Himmels verantwortlich. Hierzu muss die verwandte Rayleigh-Streuung im Röntgenbereich abgegrenzt werden, bei der es sich um elastische Streuung an der Atomhülle handelt. Hierbei kann die Bindungsenergie der Streuelektronen nicht mehr vernachlässigt werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann mit Hilfe der atomaren Formfaktornäherung beschrieben werden [30]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T |f(q)|^2, \quad (2.23)$$

wobei  $|f(q)|$  den den Formfaktor darstellt. Dieser ergibt sich bei einem Impulsübertrag von  $q = 2\hbar \frac{\omega}{c} \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$  bei einer sphärisch symmetrischen Ladungsverteilung  $\rho(r)$  des Streuelektrons durch

$$f(q) = 4\pi \int \rho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} dr. \quad (2.24)$$

Der charakteristische Verlauf des Wirkungsquerschnitts der Rayleigh-Streuung im Röntgenbereich kann in Abbildung 2.2a am Beispiel von Silizium und in Abbildung 2.2b am Beispiel von Gold betrachtet werden. Die Rayleigh-Streuung ist je nach Material bis über 100 keV der dominierende Streuprozess. Die Polarisation der gestreuten Rayleigh-Photonen hängt sowohl von der Energie als auch von der Ladungszahl des Streuatoms ab. Ursache hierfür ist, dass an gebundenen Elektronen gestreut wird. Diese Tatsache macht gerade Streuung bei sehr schweren Kernen und inneren Schalen interessant, da die theoretische Beschreibung aufgrund der starken Elektronenbindung nur noch relativistisch möglich ist [31, 32].

### Delbrück-Streuung

Die nach Max Delbrück benannte Delbrück-Streuung [6, 7] beschreibt die elastische Streuung eines Photons an den virtuellen Elektron-Positron-Paaren im Coulombfeld eines Atomkerns. Diese Streuung wird in der Quantenelektrodynamik als nichtlinearer elektromagnetischer Effekt auf Grund der Vakuumpolarisation beschrieben.

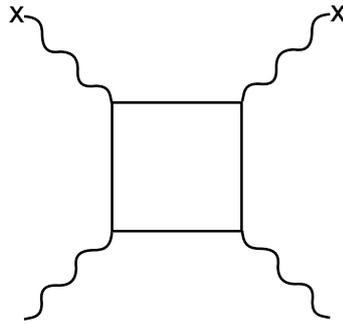


Abbildung 2.7: Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung der Delbrück-Streuung. Zwei einlaufende Photonen annihilieren in ein virtuelles Elektron-Positronen-Paar, welches wieder in zwei reelle Photonen annihiliert.

Dagegen ist in der klassischen Elektrodynamik die Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem Coulomb-Feld auf Grund der linearen Überlagerung elektromagnetischer Wellen verboten. Das Feynman-Diagramm der Delbrück-Streuung ist in Abbildung 2.7 gegeben.

Die Photon-Photon-Streuung, ist neben der Delbrück-Streuung, eine weitere Folge der Vakuumpolarisation. Jedoch konnte diese, aus Gründen des extrem kleinen Wirkungsquerschnitts, bisher nicht experimentell nachgewiesen werden. Die Delbrück-Streuung ist eine erste Näherung der Photon-Photon-Streuung, indem ein einlaufendes und ein auslaufendes Photon durch virtuelle Photonen aus dem Coulombfeld des Kerns ersetzt werden. Dabei ist dieser Streuprozess, seitdem Targets mit hoher Kernladungszahl verfügbar sind, einfacher als die Photon-Photon-Streuung zu messen.

### 2.2.5 Paarbildung

Unter Paarbildung versteht man die Bildung eines Teilchen-Antiteilchen-Paares aus einem Photon. Aus Gründen der Impulserhaltung muss dieser Prozess im Feld eines Atomkerns oder Elektrons ablaufen. Die Energie des Photons wird somit auf die Ruheenergien des Teilchen-Antiteilchen-Paares, dessen kinetischen Energien und den Energieübertrag auf den Kern bzw. auf das Elektron aufgeteilt. Da das leichteste Teilchenpaar ein Elektron-Positron-Teilchenpaar ist, dessen Ruhemasse  $2m_e c^2 = 1022 \text{ keV}$  ist, ist dies auch die Mindestenergie, die ein Photon zur Paarbildung besitzen muss. Die Photonenenergie von  $1022 \text{ keV}$  ist allerdings nur bei Paarproduktion in Kernnähe ausreichend. Soll die Paarproduktion im Feld eines

Elektrons stattfinden, ist eine Mindestenergie des Photons von  $4m_e c^2 = 2048 \text{keV}$  notwendig. Bei diesem Prozess ist der Impulsübertrag auf das beteiligte Elektron aufgrund dessen viel geringerer Masse im Vergleich zum Atomkern nicht mehr zu vernachlässigen. Das Ergebnis ist, dass sich drei Teilchen (zwei Elektronen und ein Positron) auseinanderbewegen. Man spricht daher von Triplettbildung. Die Paarbildung tritt also überhaupt erst ab einer Photonenenergie von  $1022 \text{keV}$  auf und ist je nach Ordnungszahl ab  $10 \text{MeV}$  der dominante Prozess in der Photon-Materie-Wechselwirkung. Da wir in dieser Arbeit einen Energiebereich der Photonen um die  $100 \text{keV}$  betrachten, spielt dieser Prozess keine Rolle, wurde jedoch der Vollständigkeit halber erwähnt.

## 2.3 Charakteristische Übergänge

Die charakteristische Strahlung entsteht bei Übergängen zwischen verschiedenen Energieniveaus der Elektronenhülle. Da die Energiedifferenz elementspezifisch ist, können Elemente aufgrund ihrer charakteristischen Übergänge eindeutig identifiziert werden. Daher kommt auch die Namensgebung der charakteristischen Strahlung. Die Strahlung, deren Energie je nach Element bis in den Röntgenbereich reichen kann, wurde von C. G. Barkla entdeckt, der dafür 1917 den Nobelpreis für Physik erhielt [33].

Die in der Röntgenspektroskopie übliche Notation eines Übergangs ist die nach K. M. G. Siegbahn. Die Bezeichnung setzt sich aus einem Großbuchstaben, einem kleinen, griechischen Buchstaben und einer tiefgestellten Zahl zusammen. Der Großbuchstabe gibt die Schalenbezeichnung des Endzustandes an ( $K, L, M, \dots$ ). Die verschiedenen Ausgangszustände werden mit den griechischen Buchstaben  $\alpha, \beta, \gamma, \dots$  bezeichnet, wobei im Fall einer aufgelösten Feinstrukturaufspaltung eine zusätzliche tiefgestellte Nummerierung üblich ist.

Aus historischen Gründen ist bei wasserstoffartigen Systemen eine Benennung je nach Schale  $m$  des Endzustand in Lyman-Serie ( $m = 1$ ), Balmer-Serie ( $m = 2$ ), Paschen-Serie ( $m = 3$ ), Brackett-Serie ( $m = 4$ ) oder Pfund-Serie ( $m = 5$ ) üblich.

Wegen der wenig intuitiven Notation nach Siegbahn, wird eine andere Notation von IUPAC<sup>2</sup> empfohlen. Danach werden die  $2n - 1$  Energieniveaus jeder Schale von der niedrigsten zur höchsten Energie durchnummeriert. Ein Übergang wird dann durch

---

<sup>2</sup>International Union of Pure and Applied Chemistry

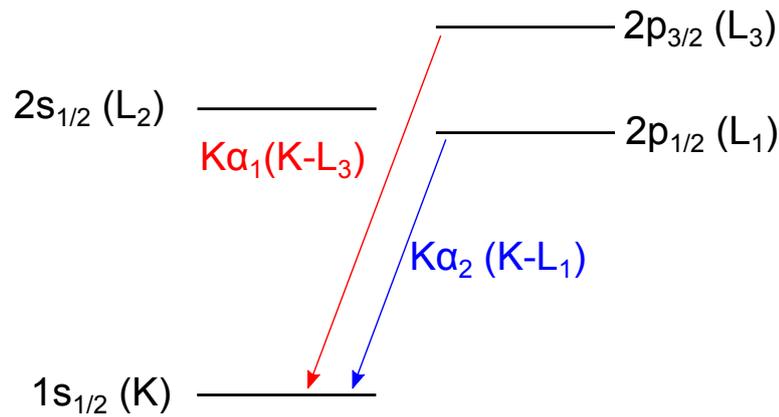


Abbildung 2.8: Darstellung der relevanten Übergänge  $L \rightarrow K$  in wasserstoffartigen Systemen. Der verbotene Übergang von  $2s_{1/2}$  nach  $1s_{1/2}$  wurde wegen der sehr geringen Wahrscheinlichkeit nicht eingezeichnet.

das Energieniveau des Endzustandes und durch das Energieniveau des Ausgangszustandes angegeben. Der Übergang  $K-L_3$  entspricht beispielsweise einem Übergang aus dem obersten Energieniveau der  $L$ -Schale ( $2p_{3/2}$ ) in die  $K$ -Schale. Die entsprechende Schreibweise in der Siegbahn-Notation wäre  $K_{\alpha_1}$ . In Abbildung 2.8 ist der  $K_{\alpha_1}$ - und der  $K_{\alpha_2}$ -Übergang in wasserstoffartigen Systemen dargestellt.

Neutrale bzw. niedrig ionisierte Atome haben vollbesetzte Schalen oder die Besetzung ist zumindest statistisch verteilt. Daher besitzt die charakteristische Strahlung eine isotrope Winkelverteilung und eine verschwindende Polarisation. Eine anisotrope Winkelverteilungen der charakteristischen Strahlung sowie eine nicht verschwindende Polarisation erhält man in atomaren Systemen, bei denen keine statistische Bevölkerung der magnetischen Unterzustände vorliegt. Dabei ist es egal, ob die Vakanz in der Ausgangsschale, wie diese in hochionisierten Ionen vorkommen können, oder in der Endschale auftreten.

## 2.4 Bremsstrahlung

Bremsstrahlung ist elektromagnetische Strahlung, die bei der Beschleunigung eines geladenen Teilchens entsteht, wie es beispielsweise bei der Ablenkung eines Elektrons im Coulombfeld eines Kerns geschieht.

Das dabei entstehende Röntgenspektrum ist bis zu einer Maximalenergie kontinuierlich. Diese Maximalenergie ist durch die kinetische Energie des Elektrons gegeben

und entsteht dadurch, dass die gesamte kinetische Energie in Form eines Photonenquants emittiert wird.

Ein aufgenommenes Spektrum ist meistens mit Bremsstrahlung überlagert. Diese kann jede Art von Polarisation besitzen oder auch unpolarisiert sein.

## 2.5 Synchrotronstrahlung

Als Synchrotronstrahlung bezeichnet man die elektromagnetische Strahlung, die tangential zur Bewegungsrichtung von geladenen relativistischen Teilchen austritt, wenn diese durch ein Magnetfeld abgelenkt werden. Diese Art der Strahlung kommt zum Beispiel bei Teilchenbeschleunigern (insbesondere am Synchrotron) und bei Speicherringen vor, bei denen die geladenen Teilchen mit Hilfe eines Magnetfelds auf der Bahn gehalten werden. Im weitesten Sinne handelt es sich auch bei der Synchrotronstrahlung um eine Art Bremsstrahlung.

Der Energieverlust des geladenen Teilchens ist proportional zu  $m_0^4$ , wobei  $m_0$  die Ruhemasse des geladenen Teilchens beschreibt. Dies ist der Grund, warum zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung hauptsächlich Elektronen oder Positronen zum Einsatz kommen. Denn hier ist der Energieverlust um 13 Größenordnungen größer als bei Protonen.

Synchrotronstrahlung besitzt eine ganze Reihe interessanter Eigenschaften, die sie für die Anwendung in Wissenschaft und Technik sehr interessant machen. Hier ist das sehr breite, kontinuierliche Spektrum vom infraroten bis in den hohen Bereich der Röntgenstrahlung, die hohe Strahlungsintensität, die hohe Brillanz und die hohe Polarisation zu nennen.

## 2.6 Wiggler und Undulator

Sowohl Wiggler als auch Undulatoren (Abbildung 2.9) stellen technische Geräte zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung dar. Dabei handelt es sich bei beiden um eine Abfolge von Magneten, die in abwechselnder Polarisation hintereinander geschaltet sind. Ein hindurchfliegendes geladenes Teilchen, das sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, wird darin abgelenkt und sendet tangential zur Bewegungsrichtung Synchrotronstrahlung aus.

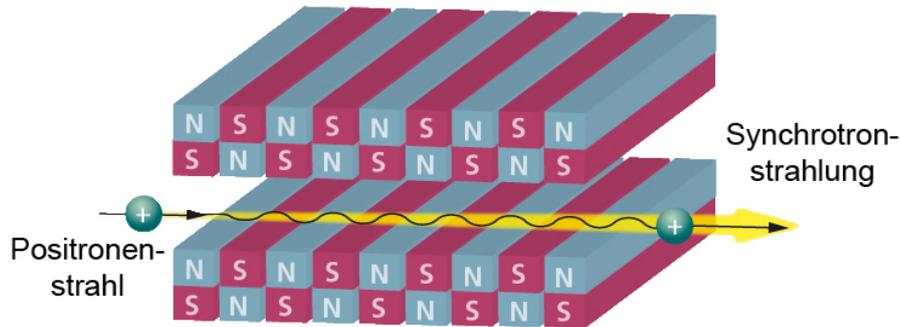


Abbildung 2.9: Ein Undulator zwingt aufgrund des sich wechselnden Magnetfelds ein geladenes Teilchen auf eine Wellenbahn. Dabei wird tangential zur Bewegungsrichtung brillantes Synchrotronlicht ausgesendet [34].

Eine Unterscheidung in Wiggler und Undulator geschieht mit Hilfe des dimensionslosen Undulatorparameters

$$K = \frac{eB\lambda_u}{2\pi m_e c}, \quad (2.25)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $B$  die Magnetfeldstärke,  $\lambda_u$  die Undulatorperiode,  $m_e$  die Elektronenruhemasse und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit beschreibt.

Falls  $K < 1$  ist, so handelt es sich um einen Undulator. Hier ist die Auslenkung des Teilchens so klein, dass es zur Interferenz der Strahlungskeulen kommt. Die erzeugte Synchrotronstrahlung besitzt ein scharfes Spektrum und hohe Brillanz.

Bei einem Undulatorparameter  $K > 1$  handelt es sich um ein Wiggler. Um hohe Photonenenergien zu erreichen, werden die geladenen Teilchen sehr stark ausgelenkt. Neben einem breiteren Spektrum und einem größeren Öffnungswinkel, geht hierbei die Interferenz der ausgesendeten Strahlungskeulen verloren.

## 2.7 Halbleiter-Detektoren

Ein Halbleiterdetektor [35, 36] besteht aus einer in Sperrichtung betriebenen Diode. Als Basismaterial wird häufig Silizium oder Germanium verwendet.

Die Diode besteht aus einem dotierten n-Halbleiter und einem dotierten p-Halbleiter. Die n- bzw. p-dotierten Halbleitermaterialien erhält man, indem man Fremdatome mit 5 bzw. 3 Außenelektronen in den Halbleiterkristall mit 4 Außenelektronen einfügt. Das überschüssige Valenzelektron der n-dotierten Schicht steht als frei bewegliche Ladung zur Verfügung. Bei der p-dotierten Schicht gibt es eine Elektronenfehl-

stelle und somit kann diese Schicht als Elektronenlöcherleiter betrachtet werden. Die Fremdatome, welche bei der n- bzw. p-Dotierung eingesetzt werden, werden üblicherweise auch als Elektronen-Donatoren bzw. Elektronen-Akzeptoren bezeichnet.

Bei Kontakt der beiden unterschiedlich dotierten Halbleiter gleichen sich die Ladungsträger durch Diffusion aus. Die überschüssigen Elektronen aus der n-Schicht diffundieren dabei in die Löcher der p-Schicht. Durch diesen Prozess entsteht eine positive Raumladung im n-dotierten und eine negative Raumladung im p-dotierten Bereich. Diese sich bildende Raumladungszone erzeugt ein elektrisches Feld, die Sperrschicht, innerhalb der Diode. Dieses elektrische Feld wirkt einer weiteren Ladungsumverteilung entgegen, bis sich schließlich ein Gleichgewichtszustand bildet. Dieser Bereich wird wegen des Mangels an freien Ladungsträgern auch als Verarmungszone bezeichnet. Je nach Dotierung der p- und n-Schicht bildet sich die Verarmungszone unterschiedlich aus. Nur Elektronen-Loch-Paare, die in der Raumladungszone erzeugt werden, können nachgewiesen werden.

Beim Betrieb der Diode wird eine äußere Spannung in Sperrichtung angelegt. Die positive Spannung liegt hierbei am n-dotierten Bereich, die negative Spannung am p-dotierten Bereich an. Durch diese Sperrspannung wird die Raumladungszone weiter vergrößert und somit das zum Nachweis aktive Detektorvolumen vergrößert. Die Dicke der Raumladungszone hängt von der verwendeten Donatorkonzentration  $N_D$ , Akzeptorkonzentration  $N_A$  und der von außen angelegten Spannung in Sperrichtung  $U_{bias}$  ab:

$$z_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r U_{bias}}{e} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)} \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_r U_{bias}}{e N_D}}. \quad (2.26)$$

Mit  $e$  wird die Elementarladung bezeichnet.

Wenn nun ein Photon die Diode in dem Bereich der Raumladungszone trifft und dabei in irgendeiner Form Energie abgibt (zum Beispiel durch Photoeffekt oder Comptoneffekt), können lokale Elektronen-Löcher-Wolken erzeugt werden. Aufgrund der von außen anliegenden Spannung  $U_{bias}$  werden die Elektron-Loch-Paare an einer Rekombination gehindert und die Ladungsträger werden zu den jeweiligen Elektroden hin beschleunigt. Dort angelangt wird das elektrische Signal verstärkt und weiter verarbeitet. Da die in der Diode deponierte Energie proportional zu den Elektron-Loch paaren ist, kann durch eine Ladungsmessung auf die vom Photon abgegebene Energie geschlossen werden.

Die Kapazität  $C$  einer pn-Diode verhält sich wie die eines Plattenkondensators und ist von der aktiven Fläche  $A$  (meist Fläche der Elektroden) sowie der Tiefe der Raumladungszone  $z_d$  abhängig:

$$C = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{A}{z_d}. \quad (2.27)$$

Die Spannungsänderung  $\Delta U$  aufgrund der Elektron-Loch-Paare, die durch die einfallende Strahlung erzeugt werden ist

$$\Delta U = \frac{\Delta q}{C}, \quad (2.28)$$

wobei  $\Delta q$  die Ladung der Elektronen bzw. Löcher beschreibt. Gewünscht ist eine große Spannungsänderung  $\Delta U$ , damit das Signal-Rausch-Verhältnis groß ist. Dies ist mit einer möglichst kleinen Detektorkapazität  $C$  und somit mit einer möglichst dicken Raumladungszone möglich.

Unter Vernachlässigung des elektronischen Rauschens ist die relative Energieauflösung eines Halbleiterdetektors durch

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{FW}{E}} \quad (2.29)$$

gegeben, wobei  $E$  die deponierte Energie,  $W$  die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares und  $F$  den Fano-Faktor darstellt. Dieser Fano-Faktor ist ein Korrekturfaktor, der die Abweichung der theoretischen Energieauflösung nach der Poisson-Statistik zur im Experiment gemessenen Energieauflösung angibt. Er kann sowohl experimentell bestimmt als auch theoretisch berechnet werden. Der theoretisch berechnete Wert beträgt für Silizium 0,115 und für Germanium 0,13. Die Energieauflösung eines Halbleiter-Detektors wird also besser, als es die reine Poisson-Statistik vermuten lässt. Die Ursache ist unter anderem, dass die Produktion von Elektronen-Loch-Paaren kein statistisch unabhängiger sondern ein korrelierter Prozess ist.

Die Vorteile von Halbleiterdetektoren liegen in der hohen Zeitauflösung und hohen Energieauflösung aufgrund der geringen Bildungsenergie der Elektronen-Loch-Paare (einige eV pro Elektronen-Loch-Paar) verglichen mit Gasdetektoren (20 eV bis 40 eV) oder gar Szintillatoren (mehr als 1000 eV). Die Nachteile sind in der notwendigen Kühlung, um thermisches Rauschen zu unterbinden sowie den hohen Kosten zu finden.



## 3 Comptonpolarimetrie

### 3.1 Allgemeine Funktionsweise

In dieser Arbeit soll die lineare Polarisation von Photonen gemessen werden, welche eine Energie im Bereich von ca. 100 keV besitzen. In diesem Bereich der Röntgenstrahlung ist eine Polarisationsmessung mit Polarisationsfolien nicht mehr möglich. Während in einem Energiebereich von 1 keV bis hin zu wenigen 10 keV die Bragg-Streuung an Kristallen, Thomson-Streuung, Röntgendiffraktion oder Photoionisation zur Bestimmung der Polarisation benutzt werden können [37, 38, 39, 40, 41, 42], steht ab einigen 100 MeV die Elektron-Positron-Paarerzeugung zur Verfügung [43]. Im Energiebereich von etwa 60 keV bis wenigen MeV wird dagegen auf die Compton-Polarimetrie zurückgegriffen. Eine erste Polarisationsmessung mit Ausnutzung des Compton-Effekts wurde von Metzger und Deutsch im Jahre 1950 durchgeführt [44]. Der Comptonpolarimetrie liegt der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt (2.18) zugrunde:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{KN} = \frac{1}{2}r_e^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega}\right)^2 \left(\frac{\hbar\omega'}{\hbar\omega} + \frac{\hbar\omega}{\hbar\omega'} - 2\sin^2\vartheta\cos^2\varphi\right), \quad (3.1)$$

wobei  $\varphi$  den Azimutwinkel zwischen elektrischem Feldvektor und Richtung des gestreuten Photons darstellt. Der Term  $\cos^2\varphi$  gibt die azimutale Asymmetrie der Streuverteilung wieder. Mit Messung der Intensitäten unter verschiedenen azimutalen Streuwinkeln  $\varphi$  lässt sich bei einem festen Streuwinkel  $\vartheta$  oder in einem Intervall von  $\vartheta$  aus der Klein-Nishina-Gleichung durch Ersetzen von  $\cos^2\varphi$  durch  $\frac{1}{2}(1 - P_L) + P_L\cos^2\varphi$  die lineare Polarisation ermitteln.

Da die Streuverteilung ein statistischer Prozess ist, kann für ein einzelnes Photon aufgrund seiner Streuung nur eine Wahrscheinlichkeitsaussage bezüglich seiner Polarisation getroffen werden.

Die Polarisation einer großen Zahl von Photonen kann mit Hilfe des Modulations-

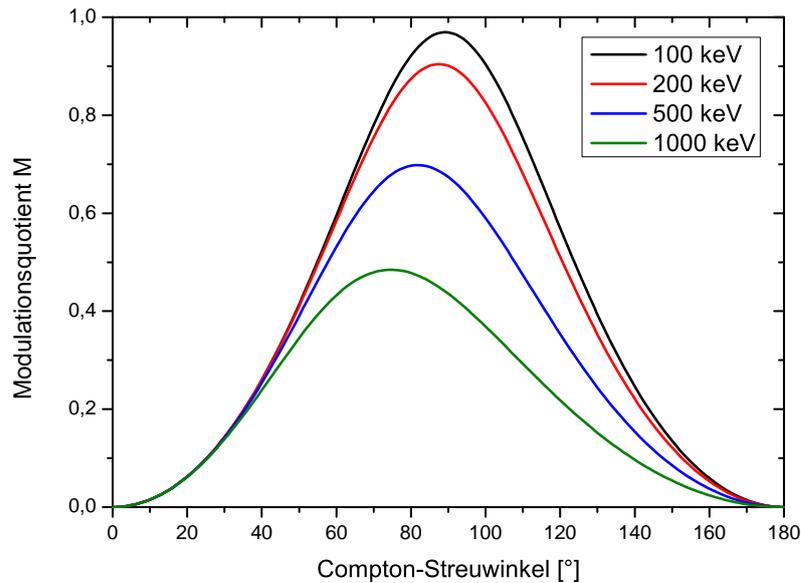


Abbildung 3.1: Modulationsquotient in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\vartheta$  bei verschiedenen Photonenenergien mit einer Polarisation von 100%. Im Energiebereich um die 100 keV ist der Modulationsquotient bei einem Streuwinkel von ca.  $90^\circ$  am größten.

quotienten bestimmt werden. Dieser ist gegeben durch:

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

wobei  $I_{0^\circ}$  bzw.  $I_{90^\circ}$  die Intensitäten der Compton-gestreuten Photonen unter einem Azimutwinkel  $\varphi$  von  $0^\circ$  bzw.  $90^\circ$  darstellen. Da die azimutale Asymmetrie im Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt von  $\cos^2\varphi$  herrührt, sind unter diesen Winkeln die kleinsten bzw. größten Intensitäten zu messen. Der Modulationsquotient  $M$  ist in Abbildung 3.1 in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\vartheta$  bei verschiedenen Energien für 100 % polarisiertes Licht dargestellt. Man sieht, dass das Maximum von  $M$  mit der Photonenenergie variiert. Bei einer Photonenenergie von 100 keV liegt das Maximum bei einem Streuwinkel von  $\vartheta \approx 90^\circ$ . Das bedeutet, dass in dem Energiebereich von Photonen, der in dieser Arbeit untersucht werden soll, Streuwinkel um  $\vartheta \approx 90^\circ$  am geeignetsten sind, da hier aufgrund der größten azimutalen Intensitätsunterschiede (und damit ergibt sich auch der größte Modulationsquotient) die beste Aussage über die zugrundeliegende Polarisation zu machen ist. Hin zu kleineren bzw. größeren Streuwinkeln nimmt der Kontrast in der Intensitätsverteilung der azimutalen Streuung ab. Dies drückt sich in einem Modulationsquotienten aus, der sich der

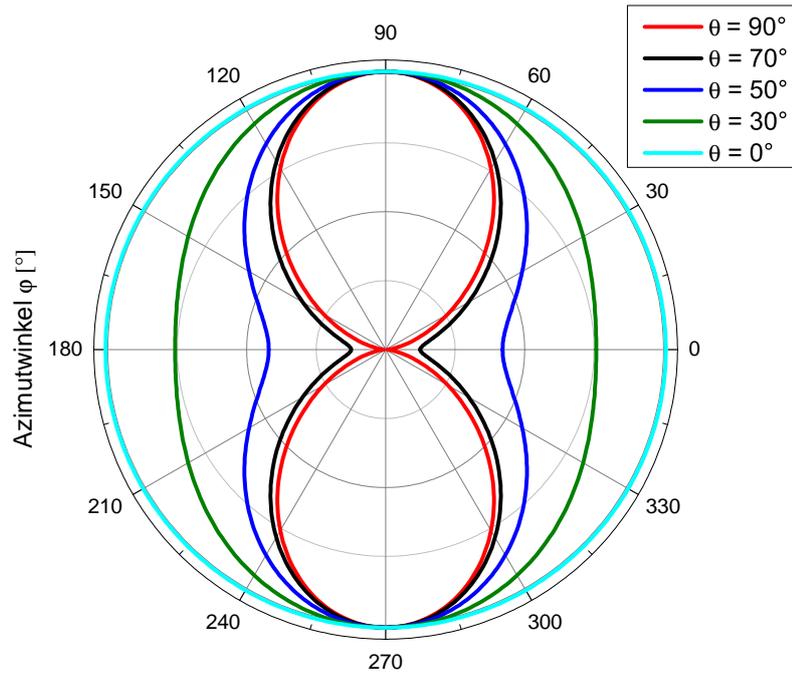


Abbildung 3.2: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung für verschiedene Streuwinkel  $\vartheta$  bei einer Photonenenergie von 100 keV und einer Polarisation von 100%. Bei einem Streuwinkel von  $90^\circ$  ist die höchste Anisotropie zu erkennen.

Null nähert. Hier ist keine Aussage über die Polarisation des Photons mehr möglich. Die azimuthale Intensitätsverteilung ist auch in Abbildung 3.2 zu sehen. Hier ist der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Azimutwinkel  $\varphi$  für verschiedene Streuwinkel  $\vartheta$  aufgetragen. Unter einem Streuwinkel von  $\vartheta$  nahe  $90^\circ$  ist die Verteilung maximal anisotrop. Für kleiner werdende Streuwinkel  $\vartheta$  wird die Intensitätsverteilung isotroper, der Modulationsquotient nähert sich der Null. Bei größer werdendem Anteil von unpolarisierter Strahlung nimmt die Asymmetrie in der azimuthalen Streuverteilung auch ab und der Modulationsquotient nähert sich somit der Null an.

Falls die Polarisationsrichtung der zu untersuchenden Photonen bekannt ist, so reicht es aus, bei einem bekannten Streuwinkel  $\vartheta$  die Intensität unter  $\varphi = 0^\circ$  und  $\varphi = 90^\circ$  zu messen, um eine Aussage über die Polarisation zu treffen. Ist die Polarisationsrichtung nicht bekannt, so muss für eine lineare Polarisationsbestimmung unter vier Winkeln die Intensität gemessen werden (dies hängt mit den Stokes-Parametern aus Gleichung 2.2 zusammen).

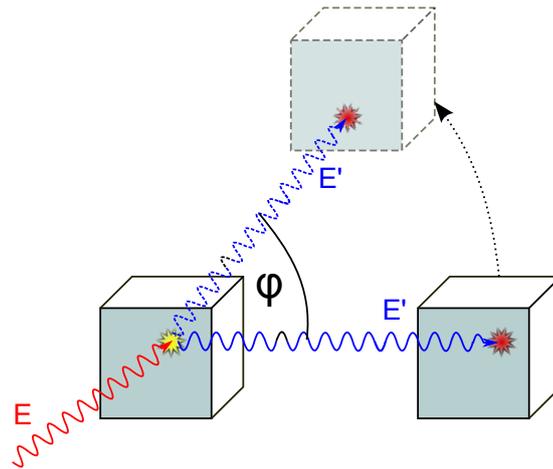


Abbildung 3.3: Einfachster Aufbau eines Compton-Polarimeters aus 2 Detektoren (Streuer und Absorber). Gemessen wird die Intensität der Compton-gestreuten Photonen unter verschiedenen Azimutwinkeln  $\varphi$ .

## 3.2 Polarimetertypen

Klassisch besteht ein Compton-Polarimeter aus 2 Detektoren, einem Streuer und einem Absorber (Abbildung 3.3). Der bewegliche Absorber-Detektor wird unter verschiedenen Winkeln  $\varphi$  um den ortsfesten Streu-Detektor positioniert und die Intensitäten werden gemessen. Aufgrund der Detektoranordnung und der Tatsache, dass die Primärphotonen meist senkrecht auf den Streu-Detektor auftreffen, ist der Streuwinkel  $\vartheta$  ungefähr  $90^\circ$  und somit ist die Modulation in einem großen Energiebereich bis hin zu einigen 100 keV am größten (siehe Abbildung 3.1).

Nachteil dieser Methode ist die geringe Effizienz des Absorbers, da immer nur ein geringer Teil des Azimutwinkels betrachtet wird. Ein weiterer Nachteil besteht darin, dass nach jedem Ortswechsel des Absorber-Detektors der Abstand Streuer-Absorber erneut vermessen werden muss. Falls die Photonen, deren Polarisation bestimmt werden soll, in der Intensität schwanken und dies nicht bekannt ist, kommt es zu weiteren Messfehlern.

An die Materialeigenschaften für Absorber und Streuer werden im Allgemeinen unterschiedliche Anforderungen gestellt. Der Streuer sollte einen möglichst hohen Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung und einen kleinen Wirkungsquerschnitt für Photoionisation aufweisen. Des Weiteren sollten sekundäre Wechselwirkungen unterbunden sein, was unter anderem durch ein möglichst kleines Detektorvolumen erreicht werden kann. Da der Absorber das Compton-gestreute Photon durch Pho-

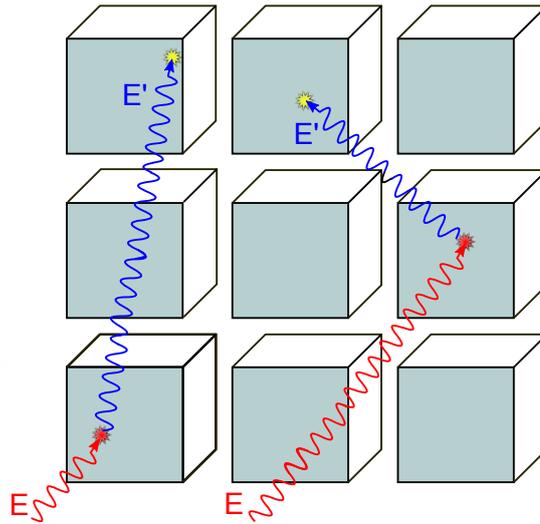


Abbildung 3.4: Symmetrisch aufgebautes Polarimeter aus 9 gleichrangig aufgebauten Detektoren (“Array”). Hier dient jeder Detektor als Streuer und Absorber.

toionisation detektieren sollte, ist in dem Energiebereich des Compton-Photons ein möglichst großer Wirkungsquerschnitt für Photoionisation vorteilhaft. Gleichzeitig sollte der Compton-Wirkungsquerschnitt möglichst klein sein. Die verschiedenen Wirkungsquerschnitte sind für Silizium in Abbildung 2.2a zu sehen.

Ein verbesserter Aufbau im Vergleich zu Abbildung 3.3 ist mit einem Streuer und mindestens 2 Absorbern gegeben. Hier befindet sich der Streuer im Zentrum, wobei die Absorber kreisförmig in der Ebene senkrecht zur Flugrichtung des Primärphotons angeordnet sind. Diese Anordnung besitzt den Vorteil, dass durch die größere azimutale Winkelabdeckung die Effizienz im Nachweis des Compton-gestreuten Photons ansteigt.

Eine andere Möglichkeit ist eine Anordnung als “Array”. Dabei werden die Detektoren in einer Ebene wie dies in Abbildung 3.4 zu sehen ist angeordnet. Bei diesem Aufbau wird nicht mehr in Streuer und Absorber unterschieden. In diesem Fall sollte das Material so gewählt werden, dass der Compton-Wirkungsquerschnitt für die Energie des primären Photons in etwa so groß ist, wie der Wirkungsquerschnitt für Photoionisation bei der Energie des Compton-gestreuten Photons. Vorteile sind hier die simultane Intensitätsmessung der azimutalen Verteilung und die hohe Nachweiseffizienz, da jeder Detektor als Streuer und Absorber genutzt wird. Der schon genannte Nachteil ist, dass das verwendete Detektormaterial nicht speziell auf die Eigenschaften eines Absorbers oder eines Streuers abgestimmt werden kann. Das

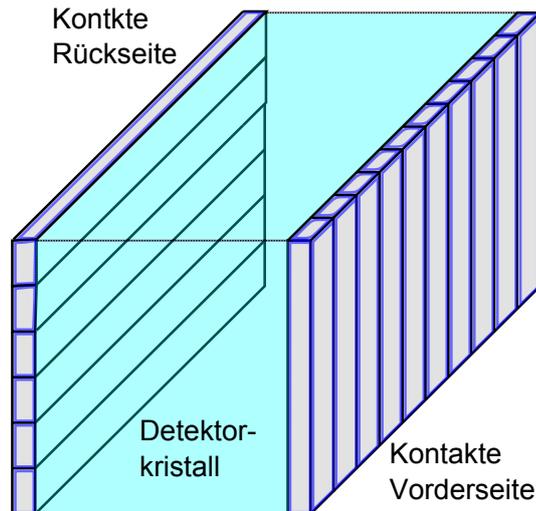


Abbildung 3.5: Beispielhafte Darstellung eines segmentierten 2D-Halbleiterkristalls. Durch die Orthogonale Anordnung der Streifen auf Vorder- und Rückseite, kann man von Pseudo-Pixeln reden und jeder Pseudo-Pixel kann als Streuer und Absorber fungieren.

hier verwendete Material stellt ein Kompromiss aus beiden Anforderungen dar. In den vergangenen Jahren wurden Technologien für die Herstellung planarer Streifen- und Pixeldetektoren entwickelt [45, 17, 18]. In Abbildung 3.5 ist solch ein segmentierter Streifendetektor beispielhaft abgebildet. Hier handelt es sich um einen Detektorkristall, der auf der Rückseite in 6 und auf der Vorderseite in 10 Streifen segmentiert ist. In dem die Streifen auf der Vorderseite und Rückseite senkrecht zueinander angeordnet sind, kann aus einem elektrischen Signal, das auf Vorder- und Rückseite in je einem Streifen gemessen wird, auf den Ort des Signalursprungs, was den Kreuzungspunkt beider Streifen darstellt, zurückgeschlossen werden. Durch die Möglichkeit, die Streifenbreite bis in den Submillimeterbereich herzustellen, ist eine fein strukturierte Ortsauflösung und damit eine feine azimutale Winkelauflösung möglich. Eine negative Folge der sehr kleinen Streifenbreiten ist das sogenannte Charge-Splitting [46, 47]. Photonenenergien zwischen 5 und 300 keV erzeugen im Kristall eine Ladungswolke mit einem Durchmesser von ca.  $10\ \mu\text{m}$ . Beim Drift zu den HV-Kontakten kommt es aufgrund von Diffusionsprozessen zu einer weiteren Aufweitung der Ladungswolke. Je nach Dicke des Kristalls kommt es bei Streifenbreiten unterhalb von  $500\ \mu\text{m}$  zu einer Aufteilung der Ladungswolke auf 2 oder mehr Streifen. Diese Ereignisse gehen bei einer einfachen Analyse der Daten verloren. Die Vorteile dieser Bauweise liegen in der feinen Unterteilung des azimutalen Winkels

und der kompakten Ausmaße. Weitere Diskussionen über die Eigenschaften von Streifen- bzw. Pixeldetektoren sind in [48, 49] zu finden.

Durch die gute Energie- (ca. 2,5 keV FWHM bei einer Energie von 100 keV) und Zeitaufösung (weniger als 100 ns) ist bei Halbleiterdetektoren eine gute Identifikation echter Compton-Ereignisse im Detektor möglich. Schon während der Datenaufnahme oder hinterher in der Analyse, können durch Koinzidenz- und Energiebedingungen falsche Compton-Ereignisse herausortiert werden. Formel 2.16 besagt, dass ein einfallendes Photon mit der Energie  $E$  nach der Compton-Streuung unter einem Streuwinkel  $\vartheta$  eine Energie von

$$E_{Photon} = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos\vartheta)} \quad (3.3)$$

besitzt. Auf das Compton-Elektron entfällt nach Formel 2.17 eine Energie von

$$E_{Elektron} = E \frac{\frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos\vartheta)}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos\vartheta)}. \quad (3.4)$$

Mit einer Energieeinschränkung ist somit eine Einschränkung auf den Streuwinkel  $\vartheta$  möglich.

### 3.3 2D-Si(Li)-Polarimeter

Um die lineare Polarisation von Röntgenstrahlung zu bestimmen, wurde in dieser Arbeit das 2D-Si(Li)-Polarimeter verwendet, welcher in Abbildung 3.6 zu sehen ist. Es handelt sich hierbei um einen auf beiden Seiten in Streifen segmentierten Halbleiterdetektor. Dieser Prototyp, der als Compton-Polarimeter für den harten Röntgenbereich ab ca. 60 keV Photonenenergie im Rahmen der SPARC<sup>1</sup> Collaboration [50] entwickelt wurde, entstand in Zusammenarbeit der GSI Darmstadt mit dem Detektorlabor in Jülich [51]. Die Technologien hierzu wurden in den letzten Jahren entwickelt [45, 17, 18, 52].

Der Detektorkristall (Abbildung 3.7) ist ein kommerziell erhältlicher (TOPSIL, Dänemark), planarer Siliziumkristall. Der Siliziumkristall ist Lithium-gedriftet und auf der Vorderseite sind Bor-Ionen implantiert (p-dotierter Bereich). Diese Arbeiten wurden am Forschungszentrum Jülich durchgeführt [51]. Die Kontakte auf beiden

<sup>1</sup>Stored Particles Atomic Physics Research Collaboration

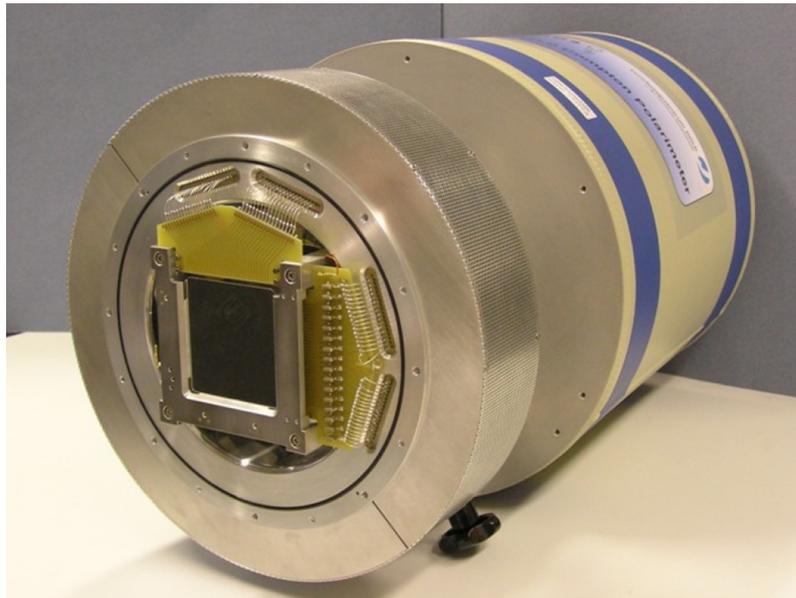


Abbildung 3.6: Zu sehen ist das Si(Li)-Compton-Polarimeter. Vorne befindet sich der Detektorkopf mit Be-Fenster und Vorverstärkern. Hinten befindet sich das Dewargefäß für die  $LN_2$ -Kühlung.

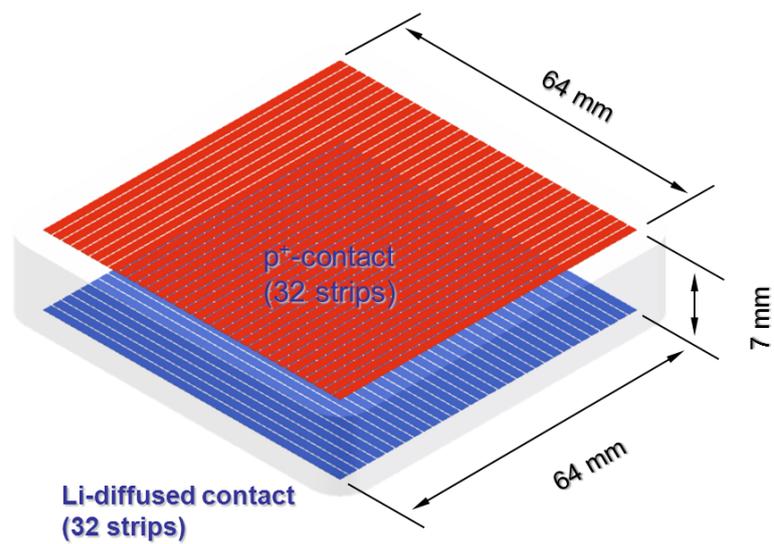


Abbildung 3.7: Schematischer Überblick des Detektorkristalls

Seiten wurden durch ein spezielles Plasma-Ätz-Verfahren in jeweils 32 Streifen unterteilt. Die Streifen der Vorder- und Rückseite verlaufen dabei senkrecht zueinander und haben eine Breite von 2 mm. Die geätzten Gräben, welche die einzelnen Streifen elektrisch entkoppeln, haben eine Breite von etwa  $25\ \mu\text{m}$ . Die aktive Fläche des Kristalls beträgt  $64\text{ mm}^2 \times 64\text{ mm}^2$  und ist in  $32 \times 32 = 1024$  Pseudopixel unterteilt. Falls es zu keiner Ladungsteilung auf mehrere Streifen kommt, ist es ohne eine komplexe Analyseverfahren möglich, ein Ereignis auf 2 mm genau zu lokalisieren. Die Kristalldicke beträgt 7 mm, wobei die Bor-dotierte Vorderseite (p-dotiert) auf Masse und die Rückseite (n-dotiert) gewöhnlicher Weise mit einer BIAS-Spannung von 800 Volt betrieben wird. Um auch in den Randstreifen einen homogenen Feldverlauf zu gewährleisten, ist die aktive Fläche von einem, auf Masse liegenden "Guard-Ring" umgeben. Damit thermisches Rauschen minimiert wird, ist der Detektorkristall über einen Kühlfinger mit einem Kryostaten verbunden, so dass mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden kann. Der Kryostat ist dabei so konzipiert, dass er unabhängig von einer Rotation um die Längsachse 9 kg an flüssigem Stickstoff als Vorrat halten kann. Um Artefakte bei der Rekonstruktion der Compton-Ereignisse zu vermeiden, kann es günstig sein, den Kristall so zu drehen, dass die Streifenrichtungen nicht mit der Polarisationsrichtung der Photonen zusammenfallen. Das Beryllium-Fenster, welches den gesamten aktiven Bereich des Kristalls überdeckt, ist  $500\ \mu\text{m}$  dick. Um den Detektor thermisch zu isolieren und um ungewünschte Ablagerungen auf dem Kristall zu vermeiden, wird mit Hilfe einer Ionen-Getter-Pumpe ein Vakuum erzeugt. Zudem wird zusätzlich als Adsorber eine Zeolithfolie eingesetzt. Die technischen Daten des Detektors sind in Tabelle 3.1 zusammenfassend dargestellt. Für weitere technische Details wird auf [17, 18, 47, 53] verwiesen.

Die Signale in den einzelnen Streifen des Kristalls werden über dünne Gold-Drähte (Bonddraht) und Keramikplatinen, welche über Niederkapazitätsleitungen verfügen, an die Vorverstärker weitergeben. Die 64 Vorverstärker sind dabei außerhalb des Vakuums um den Detektorkopf herum angeordnet. Nach den ladungsintegrierenden Vorverstärkern gelangen die Signale über (LEMO)-Koaxialkabel zu der eigentlichen Ausleseelektronik. Die Signale werden durch NIM-Hauptverstärker differenziert, integriert, verstärkt und durch Analog-Digital-Wandler digitalisiert. Falls ein Streifen über einer einstellbaren Triggerschwelle liegt (typischerweise zwischen 15 und 30 keV), werden alle ADC-, TDC- und Scaler-Kanäle innerhalb weniger  $10\ \mu\text{s}$  ausgelesen und als Listmode-Datenformat auf Festplatte geschrieben, von wo aus sie dann später analysiert werden können.

Maße des Detektorkristalls	$80 \times 80 \text{ mm}^2$
davon aktive Fläche	$64 \times 64 \text{ mm}^2$
Dicke des Kristalls	7 mm
Streifen pro Seite	32
Streifenbreite	2 mm
Grabenbreite	ca. $25 \mu\text{m}$
Masse	Vorderseite
Hochspannung	Rückseite
HV-Spannung	800 V
Detektorfenster	$500 \mu\text{m}$ Beryllium
$LN_2$ -Verbrauch (Vorrat)	ca. 0,15 kg/h (9 kg)

Tabelle 3.1: Technische Daten des 2D-Si(Li)-Polarimeters

## 3.4 Analyse zur Bestimmung der Polarisation

Um die Polarisation zu erhalten, müssen zunächst aus den aufgenommenen Daten im Listmode-Datenformat geeignete Compton-Ereignisse im Detektor identifiziert werden. Anschließend wird aus den Compton-Ereignissen die Polarisation bestimmt. Im Folgenden soll die Vorgehensweise skizziert werden. Für eine detailliertere Beschreibung dieses Programms wird auf die Arbeit von G. Weber [21] verwiesen.

### 3.4.1 Auswahl geeigneter Compton-Ereignisse

Die Auswahl geeigneter Compton-Ereignisse geschieht mit Hilfe des Analyseprogramms “PolarBasic”, das auf dem SATAN-Paket [54] aufsetzt. In diesem Programm können verschiedenste Bedingungen auf die Compton-Ereignisse gesetzt werden. Stark vereinfacht sieht die Identifikation geeigneter Paare von Compton-Elektronen und Compton-Photonen folgendermaßen aus:

- Es muss sich um ein Ereignis der Multiplizität zwei handeln (Multi2-Ereignis). Das bedeutet, dass genau zwei Pixel ein Ereignis registriert haben.
- Anhand der Energien werden Compton-Elektron und Compton-Photon identifiziert.
- Die Summenenergie der zwei Ereignisse entspricht der Energie der Photonen, von denen die Polarisation bestimmt werden soll.

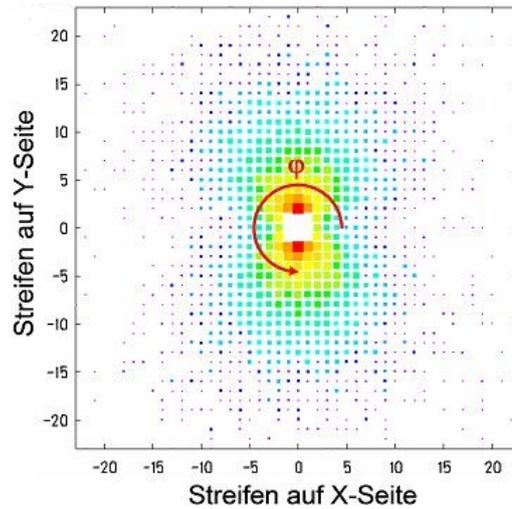


Abbildung 3.8: Zu sehen ist die Ortsverteilung der gestreuten Compton-Photonen relativ zum Streupixel (0,0) im Si(Li)-Polarimeter. In diesem Beispiel wurde die K-REC Strahlung in Stößen von  $Xe^{54+}$  mit  $H_2$  bei ca. 150 MeV/u untersucht. Bei der Ortsverteilung wurden zwecks höherer Modulation nur polare Streuwinkel von  $\vartheta = 90^\circ \pm 15^\circ$  zugelassen. Die starke Anisotropie lässt auf einen hohen Polarisationsgrad schließen [21].

- Aus den Energien von Compton-Elektron und Compton-Photon wird mit Hilfe von Gleichung 2.16 der Streuwinkel  $\vartheta$  bestimmt.
- Es werden nur Ereignisse betrachtet, die in einem definierten Intervall des Streuwinkels liegen, welche eine hohe Modulation aufweisen.

Aus den Compton-Ereignissen, die diese Bedingungen erfüllen, wird eine Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0) erstellt. Dabei wird das Compton-Elektron in die Mitte gesetzt und die Position des Compton-Photons wird relativ dazu eingetragen.

In Abbildung 3.8 ist als Beispiel einer Messung die Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0) dargestellt. Dabei handelt es sich um das Ergebnis der Compton-Analyse am Beispiel der K-REC-Strahlung in Stößen von  $Xe^{54+}$  mit  $H_2$  bei ca. 150 MeV/u. Dies wurde am ESR Gas-Target an der GSI in Darmstadt mit Hilfe des 2D-Si(Li)-Polarimeters durchgeführt und wurde in der Arbeit von S. Hess untersucht [53]. Auf Grund der hohen Polarisation von über 95 % ist dieses Beispiel gut zu Demonstrationszwecken geeignet.

Die hohe Anisotropie in der Ortsverteilung der Compton-Photonen, lässt auf eine hohe Polarisation der Primärphotonen schließen.

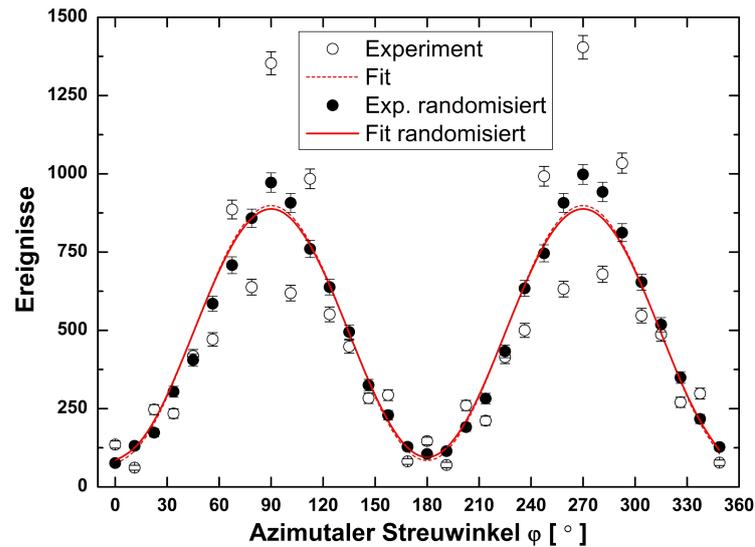


Abbildung 3.9: Hier wurde zur Polarisationsbestimmung an die resultierende Azimutverteilung (Abb 3.8) mit PolarFit eine Funktion gefittet. Werden die experimentellen Daten randomisiert, führt dies zu einer starken Reduzierung von Binningeffekten. Dieser Fit entspricht einer Polarisation von ca. 95 % [21].

### 3.4.2 Rekonstruktion der Polarisations Eigenschaften

Aus der Ortsverteilung der Compton-Photonen wird die Polarisationsrichtung und der Polarisationsgrad der einfallenden Photonen bestimmt. Dies geschieht mit Hilfe des Fittingprogramms PolarFit [21], welches auf MINUIT basiert [55].

Um aus der Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0) (Abbildung 3.8) den Polarisationsgrad  $P_L$  zu erhalten, wird für jedes Streueignis aus der Ortsverteilung, der azimutale Streuwinkel  $\varphi$  bestimmt und einem von 32 radialen Winkelabschnitten (Bins) zugeordnet. An diese Projektion der Ortsverteilung auf den azimutalen Streuwinkel  $\varphi$  wird eine für teilweise polarisiertes Licht modifizierte Version der Klein-Nishina-Formel (2.18) mittels Methode der kleinsten Quadrate angepasst. Dies geschieht mittels Methode der kleinsten Quadrate. Der lineare Polarisationsgrad  $P_L$  wird durch den freien Parameter dieser Fitfunktion bestimmt.

In Abbildung 3.9 ist die experimentelle Verteilung des azimutalen Streuwinkels und die daran angefitte Funktion am Beispiel des K-REC in  $Xe^{54+}$  zu sehen. Zudem ist in Abbildung 3.9 die Auswirkung einer Randomisierung zu sehen. Dabei wird als Pixelposition nicht der Mittelpunkt angenommen, sondern die Position wird innerhalb

des Pixels gleichverteilt verschmiert (randomisiert) und entsprechend des Anteils, den ein Winkelabschnitt auf dem Pixel abdeckt, dem entsprechenden Winkelabschnitt (Bin) zugeteilt. Damit ergibt sich ein, um geometrische Effekte bereinigter Verlauf der experimentellen Daten.

### 3.4.3 Mögliche Fehlerquellen bei der Polarisationsbestimmung

Bei der Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften ergeben die meisten Effekte eine systematische Reduktion der linearen Polarisation. Im Folgenden werden die in dieser Arbeit dominierenden Fehlerquellen bzw. Unsicherheiten, die bei der Rekonstruktion der Polarisations-eigenschaften zu tragen kommen, kurz erläutert. Für eine detailliertere Untersuchung der Fehlerquellen und wie diese korrigiert werden können wird auf die Arbeit von G. Weber [21] verwiesen.

#### Elektronisches Rauschen

Durch das elektronische Rauschen wird das Auflösungsvermögen stark beeinflusst. Dieses liegt bei vielfach segmentierten Halbleiterdetektoren typischerweise bei 1,5 keV bis 2,5 keV FWHM. Diese Energieauflösung beeinflusst auch die Unsicherheit bei der Bestimmung des Streuwinkels  $\vartheta$ , da dieser aus den Energien des Compton-Elektrons und des Compton-Photons bestimmt wird (Formel 2.16 und 2.17).

Aufgrund des hohen niederenergetischen Rauschens ist eine hohe Triggerschwelle nötig (meistens zwischen 15 keV und 25 keV). Zum einen liegt die Energie der Compton-Photonen oft unter dieser Triggerschwelle und zum anderen führen die Rauschereignisse zu einer künstlichen Erhöhung der Multiplizität. Da bei der Compton-Analyse nur Multi2-Ereignisse betrachtet werden, geht hierbei Statistik verloren. Um dies zu vermeiden wird in der Datenanalyse eine untere Energieschwelle definiert, unter der das jeweilige Ereignis verworfen wird.

#### Zufällige Koinzidenzen

Falls Photonen innerhalb weniger  $\mu s$  im Detektor registriert werden, werden sie in gleiche Listmode-Event geschrieben und ihr Eintreffen wird als koinzident angesehen.

Falls diese Photonen zufällig alle Compton-Bedingungen erfüllen, werden sie fälschlicherweise als Compton-Ereignis betrachtet. Falsche Compton-Ereignisse können auch daraus entstehen, dass elektronisches Rauschen zusammen mit einem echten Photon als Compton-Ereignis identifiziert wird. Der Beitrag zufälliger Koinzidenzen an den rekonstruierten Compton-Ereignissen kann mit dem Verlauf der Ortsverteilung von Compton-Ereignissen abgeschätzt werden (siehe Abschnitt 6.1.1). Bei echten Compton-Ereignissen wird aufgrund des Absorptionsgesetzes beim Abstand von Compton-Elektron und Compton-Photon ein exponentieller Abfall erwartet. Zufällige Ereignisse führen im Vergleich zu einer deutlichen Abweichung von diesem Verlauf.

#### **Ungleichmäßige Ausleuchtung**

Durch die ungleichmäßige Ausleuchtung des Detektorkristalls kommt es zu einer Anisotropie der Streuverteilung. In der Analyse muss daher die aktive Fläche auf einen Bereich eingeschränkt werden, bei dem eine näherungsweise homogene Intensitätsverteilung vorhanden ist.

Abschließend lässt sich sagen, dass eine Normierung, bei der die Azimutverteilung der Compton-Photonen für unpolarisierte Strahlung unter identischen experimentellen Bedingungen aufgenommen wird, das beste Mittel darstellt, um nicht nur Binningeffekte sondern auch detektorabhängige Asymmetrien zu unterbinden. Dies lässt sich im Experiment jedoch oft nur sehr schwer realisieren.

## 4 Synchrotronstrahlquelle DORIS III, DESY



Abbildung 4.1: DESY-Gelände, Vogelperspektive aus nördlicher Richtung. Eingezeichnet ist der Speicherring DORIS III.

Das Deutsche Elektronen-Synchrotron (DESY) ist ein Forschungszentrum der Helmholtz-Gemeinschaft. Es wurde am 18. Dezember 1959 in Hamburg gegründet. Die Forschungsschwerpunkte liegen bei Entwicklung, Bau und Betrieb von Teilchenbeschleunigern, der Teilchenphysik und bei der Forschung mit intensiven Photonenstrahlen (Synchrotronstrahlung und Freie-Elektronen-Laser<sup>1</sup>), wobei gerade hier das breite interdisziplinäre Forschungsspektrum von DESY deutlich wird.

Unser Streuexperiment mit Hilfe von Synchrotronstrahlung fand an DORIS III statt (Abbildung 4.1). Diese Anlage gehört zum Hamburger Synchrotronstrahlungslabor<sup>2</sup>, welches 1980 am DESY eröffnet wurde. Es dient der Forschung mit Strah-

---

<sup>1</sup>Abkürzung: FEL

<sup>2</sup>Abkürzung: HASYLAB

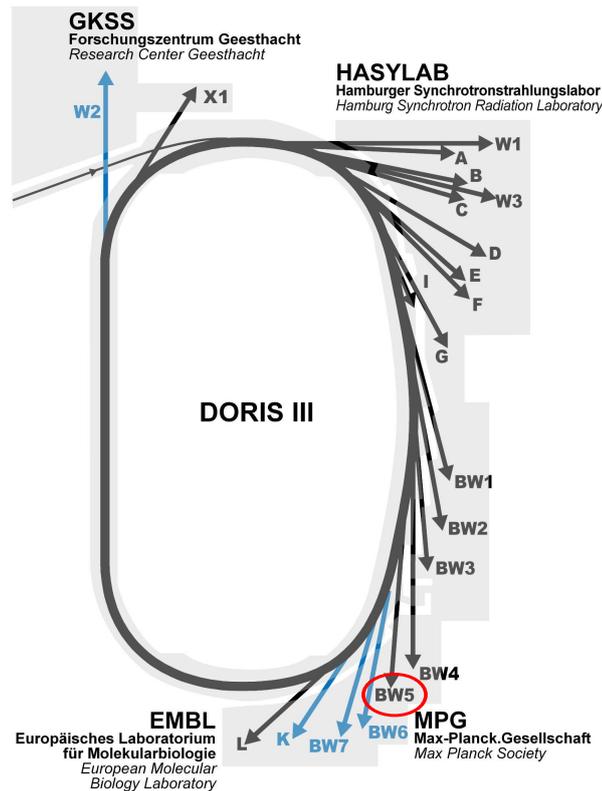


Abbildung 4.2: Darstellung von DORIS III mit den Strahlplätzen. Das Experiment hat an der Beamline BW5 stattgefunden [57].

lung aus den Beschleunigeranlagen. Dabei werden zwei Arten von Strahlungsquellen genutzt. Zum einen Speicherringe, die im Betrieb Synchrotronstrahlung erzeugen, und zum anderen um neuartige lineare Freie-Elektronen-Laser.

Der zweite Ringbeschleuniger und der erste Speicherring am DESY war DORIS. Dieser wurde 1974 fertiggestellt und wurde als Elektron-Positron-Speicherring bis 1992 für Forschung in der Teilchenphysik genutzt. Seit Gründung von HASYLAB im Jahre 1980, wurde die ursprünglich von DORIS als Nebenprodukt erzeugte Synchrotronstrahlung auch für Forschungszwecke genutzt. Nachdem anfangs nur ein Teil der Betriebszeit von DORIS für die Forschung mit Synchrotronstrahlung zur Verfügung stand, diente der Speicherring ab 1993 unter dem Namen DORIS III ausschließlich als Strahlungsquelle für HASYLAB [56].

Strahl-Divergenz	0,177 mrad horizontal, 0,0374 mrad vertikal
Photonenenergie	60 keV - 150 keV
Horizontale Polarisierung	92 % $\pm$ 3 %
Strahlgröße auf Target	< 10 mm horizontal, < 4 mm vertikal
Photonenfluss	$1 \times 10^9 - 5 \times 10^{10}$ photons/mm <sup>2</sup> /0,01%BW (Energieabhängig)

Tabelle 4.1: Spezifikation der Beamline BW5, DORIS III [58].

## 4.1 DORIS III

DORIS III, ein Ringbeschleuniger für Elektronen und Positronen, hat einen Umfang von 289 m und bietet 36 Messplätze für Synchrotronstrahlungsexperimente (Abbildung 4.2). Elektronen bzw. Positronen können bis zu einer Energie von 4,5 GeV in üblicherweise 2 bis 5 Bunches gespeichert werden [57]. Zur Erzeugung von Synchrotronstrahlung werden hauptsächlich Positronen benutzt. Die in DORIS III gespeicherten Positronen erzeugen die Synchrotronstrahlung entweder in den Ablenkmagneten des Rings, oder in den Wigglern und Undulatoren (siehe Abschnitt 2.6) der verschiedenen Messplätze.

## 4.2 Messplatz: BW5

Unser Messplatz war an der Beamline BW5, welche für Röntgenstrahlexperimente bei Photonenergien zwischen 60 keV und 150 keV konzipiert ist. Nachdem die Positronen aus dem Ring ausgekoppelt werden, gelangen sie durch den Hard X-ray Wiggler der BW5. Dieser 4 m lange Wiggler aus Hybrid-Magneten besitzt eine maximale Magnetfeldstärke von 2 Tesla [58]. Die im Wiggler entstehende Synchrotronstrahlung gelangt danach durch ein 3-Achsen-Diffraktometer von wo aus die Photonen dann für Röntgenstrahlexperimente zur Verfügung stehen. Die Photonen sind horizontal polarisiert und besitzen eine Polarisierung von 92 %  $\pm$  3 % [58]. Weitere Details der Beamline können in Tabelle 4.1 oder unter [59] nachgelesen werden.



## 5 Experimenteller Aufbau und Durchführung

In dieser Arbeit soll die Polarisierung von Compton-gestreuter Synchrotronstrahlung unter einem Winkel von etwa  $151^\circ$  untersucht werden. Dies geschieht im Hinblick auf zukünftige Experimente, bei denen die Polarisierung von elastisch gestreuten Photonen gemessen werden soll. Denn bei den elastischen Streuungen, sind auf Grund weitaus kleinerer Streuquerschnitte, genaue Kenntnisse der experimentellen Randbedingungen von maßgeblicher Bedeutung. Um die Leistungsfähigkeit des Comptonpolarimeters an einer Synchrotronanlage unter Beweis zu stellen, soll als Referenz die Polarisierung der  $K_\alpha$ -Strahlung aus einem Gold-Target bestimmt werden.

Während dieses Experiments wurden an der Synchrotronstrahlquelle Photonen mit einer Energie von ca. 147 keV benutzt. Die Photonen hatten eine horizontale Polarisierung von  $92\% \pm 3\%$ .

### 5.1 Experimentaufbau

Nach Wiggler und Diffraktometer wurde in Strahlrichtung der Synchrotronstrahlung ein Goldtarget aufgestellt. Der Abstand zum Diffraktometer betrug rund 2 m. Das Goldtarget bestand aus einer dünnen Goldfolie mit einer Massenbelegung von  $2,1 \text{ mg/cm}^2$ , was einer Dicke von  $1,1 \mu\text{m}$  entspricht, und war auf einem Targeträhmchen aufgeklebt. Der Targethalter bestand aus Aluminium und wurde möglichst filigran gebaut, damit in der Nähe des Targets möglichst wenig Material vorhanden war, das Strahlung streuen konnte. Die Targetdicke wurde so gewählt, dass diese nicht die mittlere freie Weglänge der Photonen überstieg. Damit wurden Sekundäreffekte im Target unterbunden. Der Targethalter wurde auf einem Tisch unterhalb der Synchrotronstrahlachse aufgebaut. Das 2D-Si(Li)-Polarimeter stand auf Höhe der Strahlachse unter einem Rückwärtswinkel von  $151^\circ$  (Abbildung 5.1). Damit befand sich der Synchrotronstrahl zusammen mit dem Target und dem Detektor in einer horizontalen Ebene. Der Abstand vom Kristall des Si(Li)-Detektors zum

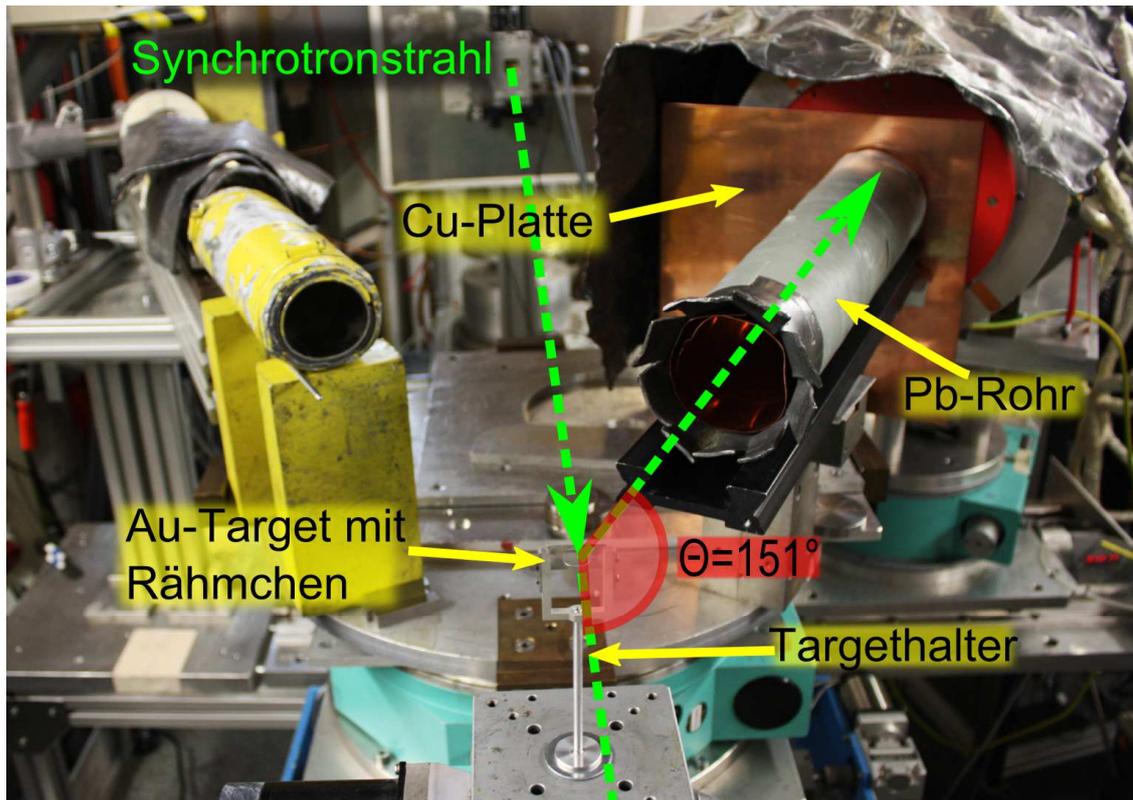


Abbildung 5.1: Zu sehen ist der Aufbau des Experiments mit dem 2D-Si(Li) Polarimeter. Die wesentlichen Teile sind benannt. Der Strahlengang der Synchrotronstrahlung wurde ins Bild mit eingezeichnet.

Goldtarget betrug 68,6 cm. Ungefähr 1,5 m hinter dem Goldtarget befand sich der aus Bleiziegeln aufgebaute Beam-Dump.

Um einen Teil der niederenergetischen Photonen herauszufiltern, wurde vor dem Eintrittsfenster des Si(Li)-Detektors eine 1 mm dicke Kupferplatte angebracht. Dadurch wurde die niederenergetische Strahlung abgeschwächt. Beispielsweise führt dies bei Photonenenergien von 25 keV zu einer Abschwächung von 100 % und bei Photonenenergien von 100 keV zu einer Abschwächung um 33 % [22]. Dies führt zu einer Verringerung der zufällig koinzidenten Ereignisse. Des Weiteren wurde vor dem Detektorkristall ein Bleirohr, das Richtung Goldtarget ausgerichtet war, angebracht. Damit wurde erreicht, dass nur Photonen aus der Synchrotronstrahlung, die in der Umgebung des Targets Streuen, zum Detektor gelangen. Das heißt, nur Photonen die im Goldtarget oder der Luft nahe des Targets unter einem Winkel von  $151^\circ$  streuten, wurden vom Detektor registriert. Um unerwünschte Streustrahlung aus dem Diffraktometer abzuschirmen, wurde dieses mit Bleiplatten abgedeckt und ein

Blei-Aluminium-Sandwich wurde zwischen Diffraktometer und Detektor aufgehängt. Auch der Detektor wurde mit Blei-Platten abgedeckt, um ihn möglichst vollständig vor Streustrahlung aus unterschiedlichsten Richtungen des Raums abzuschirmen (Abbildung 5.1).

## 5.2 Experimentdurchführung

Um den Detektor zu kalibrieren wurde zunächst ein Energie-Kalibrationsfile mit einer Barium-133-Quelle aufgenommen. Zur Durchführung der eigentlichen Messung benutzten wir bei einer Energie von ca. 147 keV die volle Intensität der Synchrotronstrahlungsquelle von ca.  $5 \times 10^9$  Photonen pro Sekunde. Schon bald wurde festgestellt, dass die Ereignisrate des Detektors stark von der gewählten Abschirmung des Detektors abhängt. Es konnte verifiziert werden, dass die detektierte Strahlung, trotz Abschirmung, aus dem Diffraktometer und von Streustrahlung aus verschiedenen Raumrichtungen herrührt. Insbesondere kam die Strahlung nicht aus dem Targetbereich, was im Idealfall aber die einzige Strahlungsquelle für den Detektor sein sollte. Eine vollständige Abschirmung der Detektorunterseite war uns in der gegebenen Zeit nicht möglich. Nachdem eine zufriedenstellende Abschirmung gefunden war, hat die eigentliche Messreihe über einen Zeitraum von ca. 5 h stattgefunden. Danach wurde mit einer Maske ein Ortsbild aufgenommen. Damit kann die richtige Sortierung der Streifen auf Kristallvorder- und Rückseite verifiziert werden. Eine falsche Verkabelung der Ausleseelektronik, bei der Streifen des Detektorkristalls vertauscht werden, würde hier sichtbar werden. Zum Schluss wurde erneut mit einer Barium-133-Quelle ein Kalibrationsspektrum aufgenommen. Hiermit kann überprüft werden, ob die Energie-Kalibration, die anfangs gemacht wurde, immer noch benutzt werden kann oder ob eine erneute Kalibration durchgeführt werden muss. Dies kann passieren, wenn sich beispielsweise aufgrund von Temperaturschwankungen die Verstärkung der Signale verändert.



## 6 Auswertung

### 6.1 Polarisationsbestimmung

Zu Beginn des Experiments wurde viel Zeit dafür verwendet, mit unterschiedlichen Abschirmungen zu experimentieren. Dabei wurde unter anderem das 2D-Si(Li)-Polarimeter an verschiedenen Stellen mit Blei abgeschirmt. Je nach Art und Ort der Abschirmung hatten wir eine andere Zählrate des Detektors. Die Auswirkung verschiedener Abschirmungen auf die Ausleuchtung des Detektors kann in Abbildung 6.1 nachvollzogen werden. Die Abbildungen zeigen das Ortsbild von Multi1-Ereignissen, die einer Energiebedingung von 10 keV bis 100 keV genügen (Multi1 steht für Multiplizität 1 und bedeutet, dass genau ein Pixel eine Energie (ein Ereignis) registriert hat. Dementsprechend bedeutet ein Multi2-Ereignis, dass in 2 Pixeln eine Energie gemessen wurde). Das heißt, wenn ein Multi1-Ereignis auf der Kristallvorder- und Kristallrückseite gemessen wird und die Energie zwischen 10 keV und 100 keV liegt, so wird die Pixel-Position, an der das Ereignis gemessen wurde, in das Ortsbild eingetragen. Da es sich um Multi1-Ereignisse handelt, ist hauptsächlich Photoionisation zu sehen, was bedeutet, dass die ganze Energie des Photons detektiert wurde. Die x-Streifen entsprechen den Streifen der Kristallvorderseite und die y-Streifen den Streifen der Kristallrückseite. Der Streifen 1 und 32 der Kristallrückseite (y-Streifen) haben keine Ereignisse registriert, da diese wegen zu hohem elektrischen Rauschen aus der Analyse herausgenommen wurden. Die Farbcodierung gibt die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Pixel an. Dabei ist nur der relative Vergleich in einem Ortsbild aussagekräftig, da die drei Ortsbilder unterschiedlich lange aufgenommen wurden.

In Abbildung 6.1a ist noch keinerlei Abschirmung um den Detektor vorhanden. Es ist eine relativ homogene Verteilung der Multi1-Ereignisse zu erkennen. Das spricht für eine gleichmäßige Ausleuchtung des Detektorkristalls. In Abbildung 6.1b wurde der Detektor auf der rechten Seite des Detektorkopfs abgeschirmt. In dem dabei

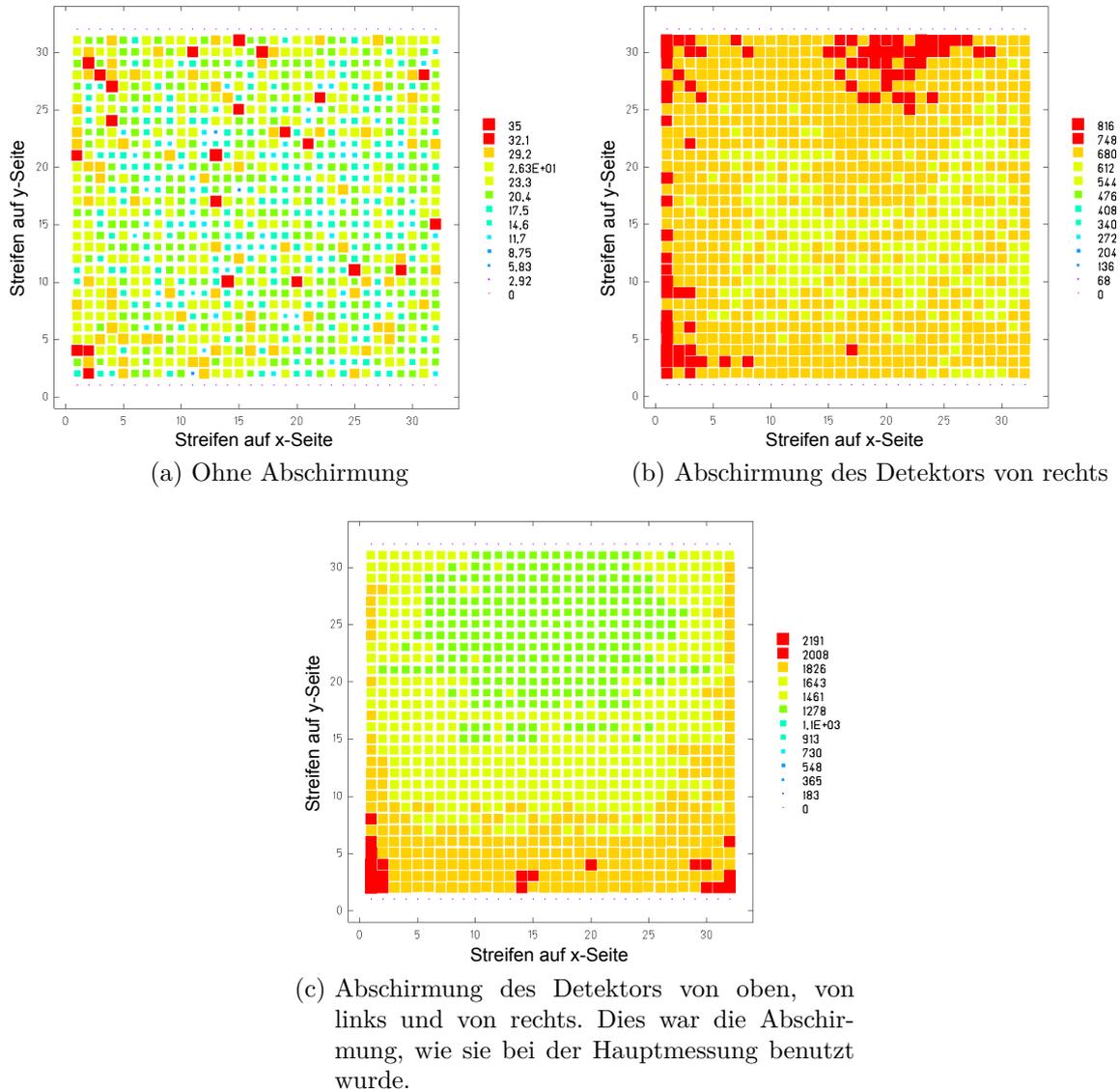


Abbildung 6.1: Ortsbild der Multi1-Ereignisse bei verschiedenen Abschirmungen des 2D-Si(Li)-Detektors. Die starke Abhängigkeit von der Abschirmung lässt auf unerwünschte Streustrahlung schließen, die seitlich zum Detektorkristall gelangt. Für eine möglichst gute Polarisationsbestimmung wurden deshalb die Compton-Ereignisse auf einen möglichst homogenen Bereich mit möglichst wenig Streustrahlung eingeschränkt.

entstandenen Ortsbild wurden auf dieser Seite weniger Ereignisse als auf den anderen drei Seiten des Detektorkristalls registriert. Das bedeutet, dass ein Teil der Photonen nicht nur von vorne, sondern auch seitlich zum Detektorkristall gelangten. Durch die Bleiabschirmung wurden die Photonen, die von der Seite kamen, teilweise absorbiert. In Abbildung 6.1c war der Detektor von oben und der Seite mit Bleimatten bedeckt. Diese Abschirmung wurde auch in der Hauptmessung benutzt (Abbildung 5.1). Die wenigsten Ereignisse im Multi1-Spektrum sind in einem etwa kreisrunden Bereich auf der oberen Hälfte des Kristalls zu sehen. Durch die kaum vorhandene Abschirmung der Detektorunterseite wurden hier deutlich mehr Ereignisse registriert.

Für eine möglichst saubere Polarisationsmessung sollte der Einfall unerwünschter Photonen, wie diese von der Streustrahlung kommen, vermieden werden. Des Weiteren sollte der Detektor gleichmäßig und symmetrisch ausgeleuchtet sein (Abschnitt 3.4.3). Aus diesen Gründen werden zur Polarisationsbestimmung auf die Compton-Elektronen und die Compton-Photonen Ortsbedingungen gesetzt. Der Ort der Compton-Elektronen und Compton-Photonen wurde auf den kreisrunden Bereich, in welchem die Multi1-Ereignisse relativ homogen verteilt sind, eingeschränkt.

In Abbildung 6.2 ist ein Multi1-Spektrum zu sehen. Das heißt, jedes Mal wenn ein Multi1-Ereignis auf der Kristallvorder- oder Kristallrückseite gemessen wird, wird es bei der jeweiligen Energie ins Spektrum eingetragen. In diesem Spektrum sind deutlich die charakteristischen Linien von Blei und Gold zu sehen, welche ihre Ursache in der Bleiabschirmung bzw. im Goldtarget haben. Eine Zuordnung der verschiedenen Peaks sowie eine Angabe des entsprechenden Literaturwerts für die Energie [23] ist in Tabelle 6.1 zu finden. Einige dieser Peaks fallen aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens des Detektors zusammen und können nicht aufgelöst werden. Der relativ große Peak bei ca. 94,3 keV beinhaltet die Comptongestreuten Photonen der Synchrotronstrahlung unter einem Winkel von etwa  $151^\circ$ . Dabei handelt es sich hauptsächlich um Compton-Streuung in der Luft und zu einem kleinen Teil um Compton-Streuung im Goldtarget. Der geringe Anteil der Compton-Streuung im Goldtarget liegt an der sehr kleinen Dicke des Targets zu der vergleichsweise großen Länge, in der die Photonen in Luft streuen können und die Streustrahlung immer noch zum Detektor gelangt.

Dass es sich hierbei nahezu ausschließlich um Comptonstreuung in der Luft handelt, ist in Abbildung 6.3 zu sehen. Hier ist erneut das Multi1-Spektrum mit Goldtarget

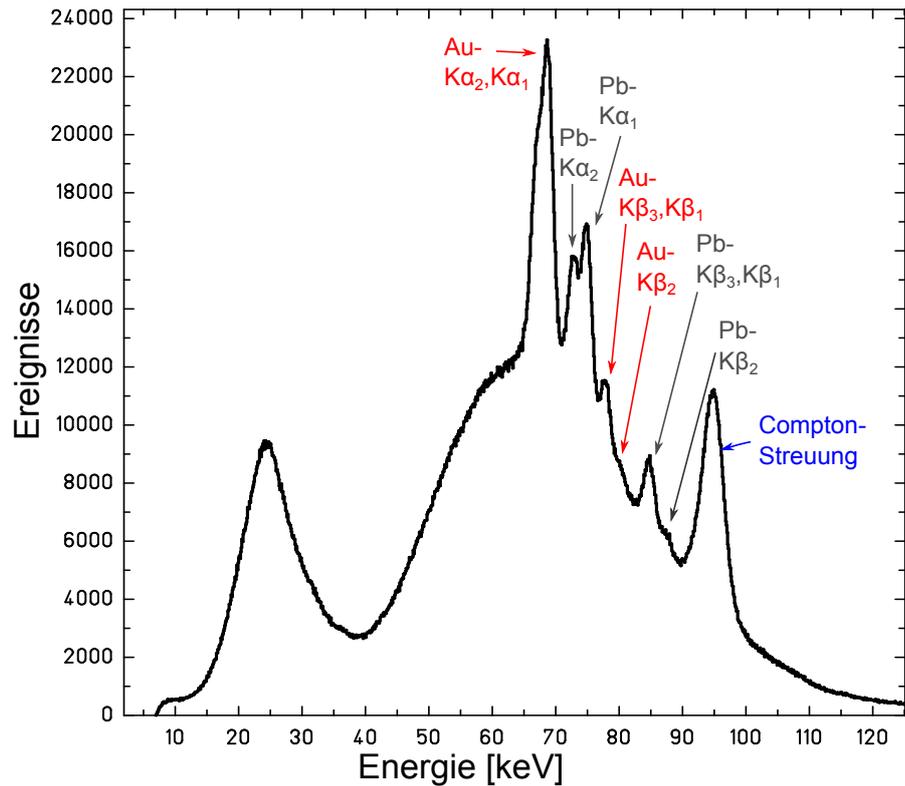


Abbildung 6.2: Multi1-Spektrum des 2D-Si(Li)-Detektors. Zu sehen sind die charakteristischen Linien des Goldtargets und der Bleiabschirmung, sowie die unter einem Comptonstreuwinkel von etwa  $151^\circ$  compton-gestreuten Photonen

Energie [keV]	Peak
66,991	Au $K_{\alpha_2}$
68,806	Au $K_{\alpha_1}$
72,805	Pb $K_{\alpha_2}$
74,969	Pb $K_{\alpha_1}$
77,577	Au $K_{\beta_3}$
77,982	Au $K_{\beta_1}$
80,130	Au $K_{\beta_2}$
84,450	Pb $K_{\beta_3}$
84,938	Pb $K_{\beta_1}$
87,300	Pb $K_{\beta_2}$
94,3	Comptonstreuung

Tabelle 6.1: Zuweisung der Peaks aus dem Multi1-Spektrum (Abbildung 6.2)

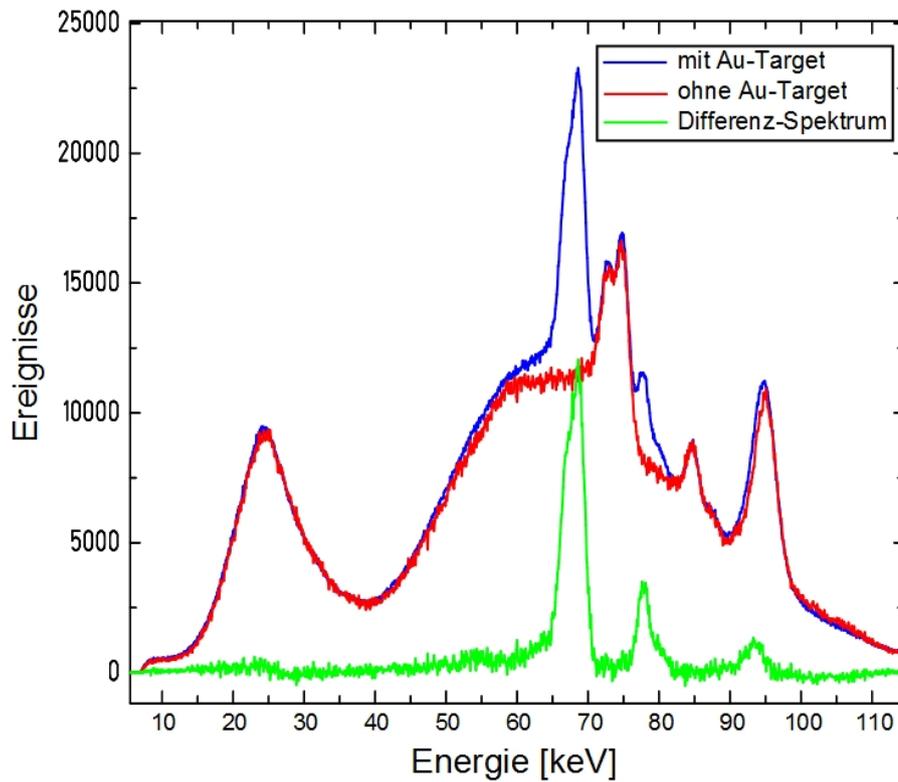


Abbildung 6.3: Normiertes Multi1-Spektrum von der Messreihe mit Goldtarget und ohne Target. Zudem ist das Differenzspektrum zu sehen (Spektrum ohne Target vom Spektrum mit Goldtarget subtrahiert). In diesem Spektrum ist nur noch der Einfluss des Goldtargets zu erkennen.

zu sehen (blau). Außerdem ist ein weiteres Spektrum aus einer Messreihe zu sehen, bei dem kein Target vorhanden war. Dieses Spektrum ist rot dargestellt. Beide Spektren wurden mit Hilfe des Integrals der  $K_{\beta_1}$ -,  $K_{\beta_2}$ - und  $K_{\beta_3}$ -Linien von Blei normiert. Dies ist möglich, weil sich die Blei-Abschirmung bei beiden Messreihen nicht verändert hat. In dem Spektrum, bei dem kein Target vorhanden war, sind die charakteristischen Linien von Gold nicht mehr vorhanden. Die Compton-Photonen aus der Streuung an Luft sowie die charakteristischen Linien von Blei sind jedoch unverändert zu sehen. Das grüne Spektrum ergibt sich aus der Differenz des Spektrums mit vorhandenem Goldtarget und der Messung ohne Target. Dieses Differenz-Spektrum beinhaltet nur Effekte, die das Goldtarget als Ursache besitzen. Dies sind vor allem die charakteristischen Linien des Goldes. Schwach ist die Comptonstreuung an Gold zu sehen. Dass der Peak der Comptonstreuung leicht zu kleineren Energien hin verschoben ist, deutet darauf hin, dass aus Sicht des Detektors das Goldtarget nicht in der Mitte des betrachteten Raumwinkels, sondern leicht nach links versetzt stand. Dies führte dazu, dass die Compton-gestreuten Photonen aus dem Goldtarget unter einem größeren Streuwinkel am Detektor ankamen, als dies im Mittel bei Luft der Fall war. Der größere Streuwinkel führt zu kleineren Energien des gestreuten Photons (siehe Formel 2.16). Daher ist die Energie der Compton-gestreuten Photonen, welche an Gold streuten, im Vergleich zu Compton-gestreuten Photonen, die an der Luft streuten, zu kleineren Energien hin verschoben.

Im Weiteren werden wir die Polarisation zweier Peaks bestimmen. Zum einen die Polarisation der Compton-gestreuten Photonen und zum anderen die Polarisation der charakteristischen  $K_{\alpha}$ -Linie aus Gold.

### 6.1.1 Polarisationsbestimmung der Compton-gestreuten Photonen

Um die Polarisation der Compton-gestreuten Photonen zu erhalten wird auf die Messreihe mit dem Goldtarget zurückgegriffen. Diese Messreihe wird auf Grund der längeren Messzeit und daher höheren Statistik gegenüber der Messreihe ohne Goldtarget bevorzugt. Wie in Abbildung 6.3 zu sehen ist, handelt es sich hier hauptsächlich um Compton-Streuung in der Luft und zu einem geringen Teil um Compton-Streuung im Goldtarget.

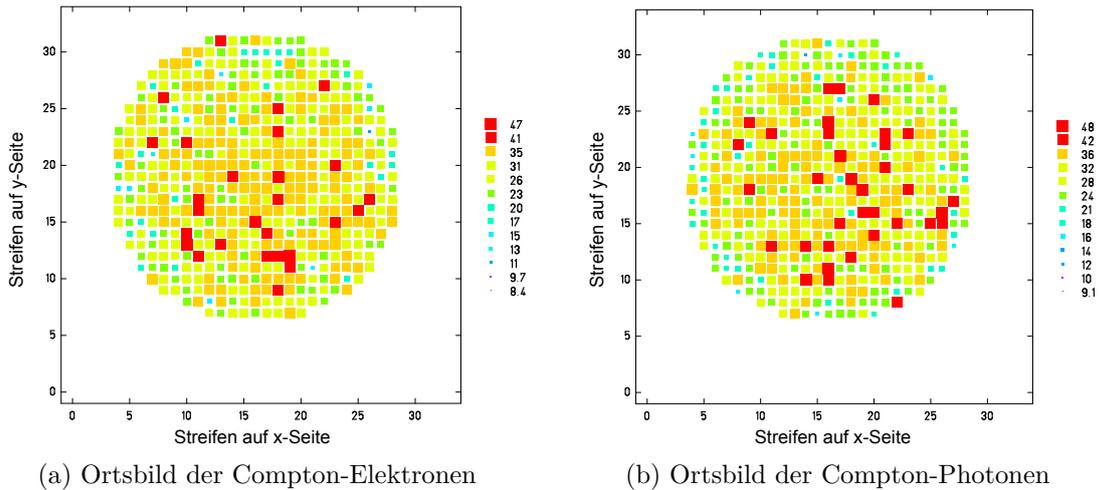


Abbildung 6.4: Ortsbild der Compton-Elektronen und Compton-Photonen. Die örtliche Einschränkung wurde für eine möglichst gute Polarisationsbestimmung vorgenommen (Homogene Ausleuchtung und wenig Streustrahlung).

### Energie- und Ortsbedingung

Zunächst wird ein Fenster auf den gewünschten Energiebereich des Compton-Peaks gesetzt (92,3 keV bis 98,1 keV). Für eine möglichst hohe Modulation werden nur Compton-Ereignisse mit einem Streuwinkel von  $90^\circ \pm 10^\circ$  im Detektor akzeptiert (siehe Abschnitt 3.1).

In Abbildung 6.4a und Abbildung 6.4b sind die Ortsbilder der Compton-Elektronen und Compton-Photonen dargestellt. Hier erkennt man die örtliche Einschränkung, welche für möglichst homogene Bedingungen vorgenommen wurde. Mit Hilfe dieser Compton-Elektronen und Compton-Photonen soll die Polarisierung des ursprünglichen Photons bestimmt werden.

### Abstandsbedingung

Wird der Abstand zwischen Compton-Elektronen und Compton-Photonen bestimmt, so ergibt sich ein Verlauf wie er in Abbildung 6.5 zu sehen ist (schwarze Kurve). Hier ist die Anzahl der im Detektor detektierten Compton-Ereignisse, die den gewünschten Bedingungen entsprechen, gegen den Abstand aufgetragen. Anhand des Kurvenverlaufs lässt sich vermuten, dass die rekonstruierten Compton-Ereignisse

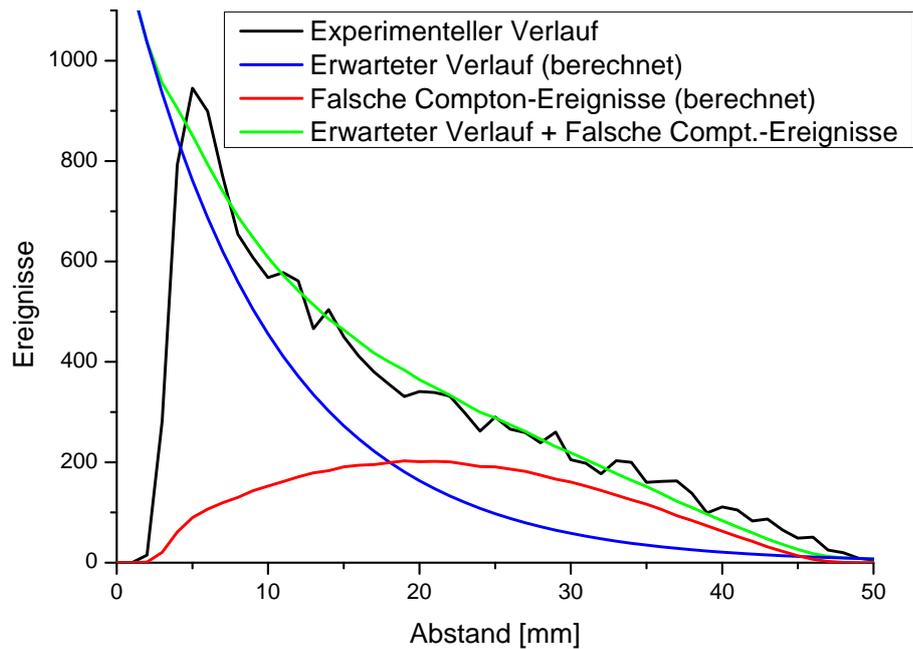
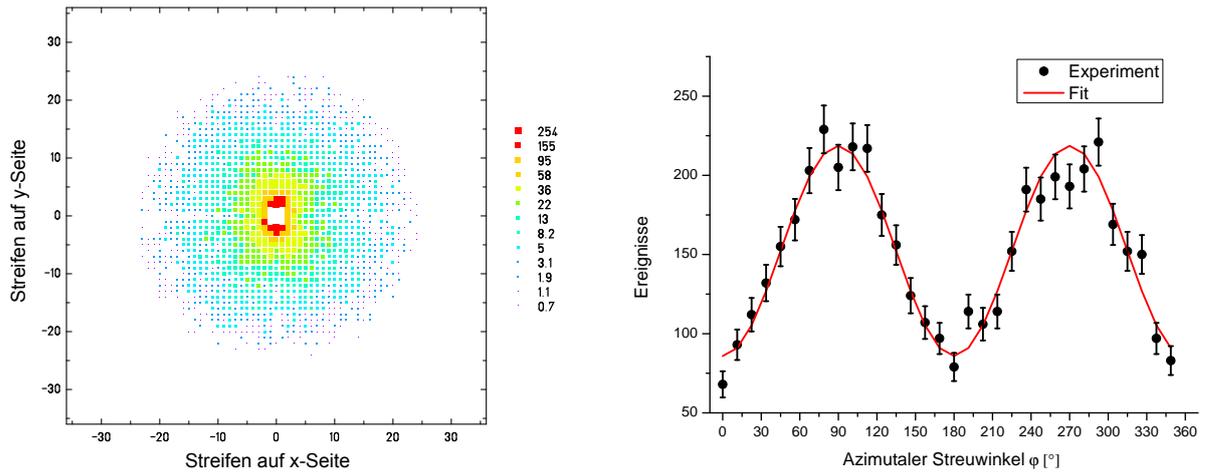


Abbildung 6.5: Zu sehen ist der experimentell ermittelte Abstand zwischen Compton-Elektron und Compton-Photon. Der Abfall unterhalb von 5 mm kommt von der endlichen Pixelausdehnung. Die blaue Kurve stellt den eigentlich zu erwarteten Verlauf dar, während die rote Kurve die Verteilung aufgrund falsch rekonstruierter Comptonereignisse darstellt.

nicht alle von echter Compton-Streuung im Detektor herrühren. Theoretisch würde aufgrund des Absorptionsgesetzes für den Abstand von Compton-Elektron und Compton-Photon ein exponentieller Abfall erwartet werden. Der theoretische Verlauf ist mit Hilfe des Programms `randomEvents` berechnet, welches ein Hilfsprogramm von `PolarPackage` [21] darstellt. Als Fitparameter hat das Programm die Intensität und die Zerfallskonstante. Das Ergebnis ist ebenso in Abbildung 6.5 zu sehen (blaue Kurve). Vor allem im Bereich von 10 mm bis 40 mm ergibt sich eine große Abweichung zu dem experimentell gemessenen Verlauf. Es werden deutlich mehr Ereignisse rekonstruiert, als es zu erwarten wäre. Es wird vermutet, dass es einige zufällige Koinzidenzen gegeben hat, die gerade den Compton-Bedingungen genügen und damit als falsche Compton-Ereignisse identifiziert werden. Mit dem Programm `randomEvents` ist es möglich, die Anzahl dieser zufälligen Koinzidenzen abzuschätzen, welche fälschlicherweise als Compton-Ereignisse analysiert werden. Hierbei wird die Annahme benutzt, dass die Wahrscheinlichkeit, dass die Energie des Compton-Elektrons und des Compton-Photons koinzident in zwei Pixeln auftaucht, proportional zur Intensität im jeweiligen Pixel ist. Aus dem Abstand dieser zwei Pixel wird eine Abstandsverteilung von falsch rekonstruierten Compton-Ereignisse berechnet. Die Verteilung dieser falschen Compton-Ereignisse aufgrund zufälliger Koinzidenzen ist ebenso in Abbildung 6.5 zu sehen (rot). Beachtenswert ist, dass die falsch rekonstruierten Compton-Ereignisse in einem Abstand von ca. 17 mm bis 40 mm die richtig rekonstruierten Compton-Ereignisse in ihrer Anzahl übersteigen. Hier ist aufgrund zufälliger Koinzidenzen ein Großteil der rekonstruierten Compton-Ereignisse falsch. Der Vergleich der experimentellen Kurve mit der berechneten Superposition aus theoretisch erwartetem Abfall und den falsch rekonstruierten Compton-Ereignisse, zeigt eine gute Übereinstimmung.

Die sehr hohe Zahl an zufälligen Koinzidenzen in diesem Experiment lag an der nicht optimal funktionierenden Auslese des Polarimeters. Dies führte dazu, dass das Zeitfenster, indem einfallende Photonen als koinzident angenommen werden, deutlich länger war, als eigentlich üblich (üblich sind etwa  $10 \mu\text{s}$ ).

Bei der Polarisationsbestimmung mit Hilfe der Compton-Ereignisse benutzen wir nur jene Ereignisse, bei denen der Abstand des Compton-Photons zum Compton-Elektron zwischen 5 mm und 12 mm liegt. Dieser Abstand ist als Kompromiss zwischen genügend hoher Statistik und nicht allzu viel falsch rekonstruierter Compton-Ereignisse gewählt. Außerdem wird in Abbildung 6.5 ersichtlich, dass ein Abstand unter 5 mm nicht sinnvoll ist, da bis zu dieser Distanz die Abstandskurve steigend



(a) Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0). (b) Projektion der Ortsverteilung auf den azimuthalen Streuwinkel und den damit berechneten Fit. Die Fitfunktion entspricht einer Polarisation von  $47,5\% \pm 1,9\%$

Abbildung 6.6: Spektren zur Bestimmung der Polarisation der Compton-gestreuten Photonen bei einer Primärenergie von 147 keV und einem Streuwinkel von  $151^\circ$ .

verläuft. Dies liegt an der endlich kleinen Ausdehnung der einzelnen Pixel.

### Polarisationsbestimmung

In Abbildung 6.6a ist die Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0) zu sehen. Hierbei wurden nur Comptonereignisse berücksichtigt, die den oben diskutierten Bedingungen genügen: Summenenergie zwischen 92,3 keV und 98,1 keV, Comptonstreuwinkel  $\vartheta = 90^\circ \pm 10^\circ$ , Abstand zwischen Compton-Elektron und Compton-Photon zwischen 5 mm und 12 mm. Die anisotrope Ortsverteilung lässt auf eine deutliche Polarisation schließen. Dies wird in Abbildung 6.6b bestätigt. Hier ist die Projektion der Ortsverteilung auf den azimuthalen Streuwinkel  $\varphi$  zu sehen. Die Fehler entsprechen hierbei den statistischen Fehlern. Beim anfitten einer modifizierten Form der Klein–Nishina–Gleichung (Gleichung 2.18) mit Hilfe von PolarFit, erhält man die in Abbildung 6.6b rot eingezeichnete Kurve. Der freie Parameter dieser Fit-Funktion entspricht dem Polarisationsgrad und beträgt  $47,5\% \pm 1,9\%$ .

### Von zufälligen Koinzidenzen bereinigte Polarisation

Wie schon erwähnt, trägt ein nicht unerheblicher Anteil von falsch rekonstruierten Comptonereignisse aufgrund zufälliger Koinzidenzen (Abbildung 6.5) zu der ermittelten Polarisation bei. Die bis jetzt ermittelte Polarisation ist die Gesamtpolarisation der echten und falschen Comptonereignisse. Mit der Annahme, dass die zufällig koinzidenten Ereignisse isotrop verteilt sind, sollte die daraus resultierende Polarisation 0,0% betragen. Unter Berücksichtigung der Anteile von falsch und richtig rekonstruierten Comptonereignisse im betrachteten Abstandsbereich von 5 mm bis 12 mm (Abbildung 6.5) erhält man für die richtig rekonstruierten Comptonereignisse eine Polarisation von  $58,2 \pm 2,6\%$ .

### Untergrundbereinigte Polarisation

In Abbildung 6.7 ist ein Spektrum zu sehen, in welchem auf der x-Achse die Summenenergie aus Compton-Elektron und Compton-Photon aufgetragen ist. In dieses Spektrum sind nur jene rekonstruierten Comptonereignisse eingetragen, die den oben genannten Bedingungen für Comptonstreuwinkel ( $\vartheta = 90^\circ \pm 10^\circ$ ) und Abstand zwischen Compton-Elektron und Compton-Photon (5 mm bis 12 mm) genügen. Hier ist erstens die relativ geringe Statistik zu erkennen, mit der die Polarisation bestimmt wurde und zweitens sitzt der Compton-Peak auf einem nicht zu vernachlässigenden Untergrund.

Die bis jetzt bestimmte Polarisation von  $58,2 \pm 2,6\%$  entspricht der Polarisation im Energiebereich von 92,3 keV bis 98,1 keV zusammen mit dem Untergrund. Um die untergrundbereinigte Polarisation zu erhalten, muss die Polarisation des Untergrunds bestimmt werden. Dazu werden zwei weitere Fenster gesetzt. Ein Fenster links vom Peak mit einem Energieintervall von 89,8 keV bis 91,5 keV, sowie eines rechts vom Peak mit einem Energieintervall von 98,8 keV bis 101,3 keV (siehe Abbildung 6.7). Die übrigen Einschränkungen bezüglich der Bedingungen auf die Comptonereignisse bleiben unverändert (Comptonstreuwinkel  $\vartheta = 90^\circ \pm 10^\circ$ , Abstand Compton-Elektron und Compton-Photon zwischen 5 mm und 12 mm).

Für beide Energieintervalle wird wieder die Ortsverteilung der Compton-gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0) erstellt, daraus die Azimutalverteilung ermittelt und mit Hilfe der Fit-Funktion wird die Polarisation bestimmt. Für den

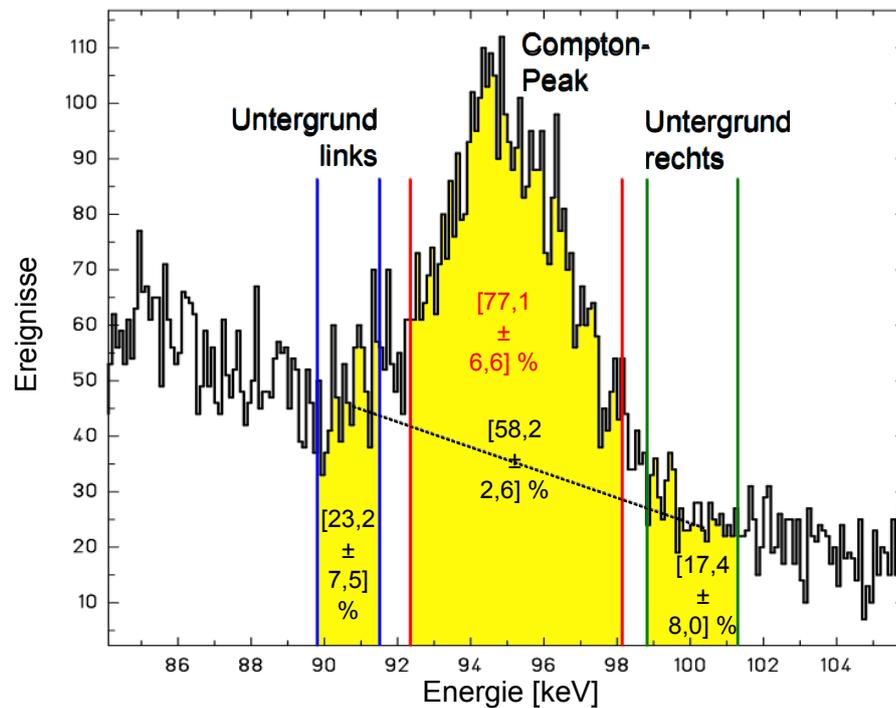


Abbildung 6.7: Ereignisse gegen die Summenenergie aus Compton-Elektron und Compton-Photon aufgetragen. Dabei werden nur jene Comptonereignisse benutzt, die den gesetzten Comptonbedingungen genügen. Im untergrundbereinigten Comptonpeak wurde eine Polarisation von  $77,1\% \pm 6,6\%$  ermittelt.

niederenergetischen Untergrund erhält man eine Polarisation von  $14,5\% \pm 4,6\%$  und für den höherenergetischen Untergrund eine Polarisation von  $10,9\% \pm 5,0\%$ .

Auch bei diesen Polarisationen sind aufgrund von zufälligen Koinzidenzen falsch rekonstruierte Compton-Ereignisse dabei. Nachdem diese herausgerechnet werden, erhält man eine Polarisation von  $23,2\% \pm 7,5\%$  für den niederenergetischen bzw. von  $17,4\% \pm 8,0\%$  für den höherenergetischen Untergrund.

Mit der Annahme, dass sich in Abbildung 6.7 sowohl die Intensität als auch die Polarisation des Untergrunds unterhalb des Compton-Peaks linear verhält, erhält man für die Comptongestreuten Photonen eine Polarisation von  $77,1\% \pm 6,6\%$ .

Noch zu erwähnen wäre, dass die Ereignisse in Abbildung 6.7 sowohl aus echten als auch aus falsch rekonstruierten Comptonereignissen besteht. Die in der Auswertung benutzte Annahme, dass der Untergrund unterhalb des Peaks ein lineares Verhalten aufweist, sollte davon jedoch nicht beeinflusst werden. Denn die falsch rekonstruierten Ereignisse sollten sich in diesem kleinen Energiebereich kaum ändern und somit

ergibt sich nur ein Offset auf die echt rekonstruierten Ereignisse.

### 6.1.2 Polarisation der $K_\alpha$ -Strahlung von Gold

Wegen dem niederenergetischen Rauschen der Detektorelektronik werden alle Streifen bei Energien unterhalb von 7 keV abgeschnitten. Vereinzelt Streifen, bei denen das elektronische Rauschen auch im Energiebereich über 7 keV deutlich sichtbar ist, werden bei noch höheren Energien abgeschnitten.

Die Photonenenergie der  $K_\alpha$ -Strahlung liegt zwischen 66,7 keV und 70,7 keV (siehe Abbildung 6.2). Bei der Compton-Streuung im Detektor, entfällt bei Photonen dieser Energie unter Streuwinkeln von  $\vartheta = 90^\circ \pm 10$ , auf das Compton-Elektron eine Energie unterhalb von 7 keV. Da Ereignisse dieser Energien nicht betrachtet werden, wird dieses Elektron-Photon Paar nicht zur Polarisationsbestimmung benutzt. Dieser Energiebereich stellt somit das untere Ende dar, um mit dem 2D-Si(Li)-Detektor eine Polarisationsbestimmung durchzuführen. Damit die Elektronenenergie nicht unterhalb der unteren Energieschwelle liegt, werden im Detektor nur Comptonstreuungswinkel von  $\vartheta = 95^\circ \pm 8^\circ$  zugelassen. Auf die Compton-Elektronen entfällt somit eine Energie zwischen 7,3 keV und 10,1 keV. Die Einschränkung, dass Compton-Elektron und Compton-Photon einen Abstand zwischen 5 mm und 12 mm besitzen müssen, wird aus den in Abschnitt 6.1.1 diskutierten Gründen wieder benutzt.

Um die Polarisation der  $K_\alpha$ -Strahlung zu bestimmen, wird ein Energiefenster auf diesen Energiebereich (66,7 keV bis 70,7 keV) gesetzt. Mit diesen Bedingungen für die Comptonstreuung erhält man die in Abbildung 6.8a gezeigte Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel (0,0). Hier ist auf Grund des symmetrischen Ortsbilds eine sehr geringe Polarisation zu vermuten. Dies wird in der Azimutalverteilung (Abbildung 6.8b) nur bestätigt. Innerhalb der Fehler gibt es praktisch keine Schwankungen. Hieraus wird eine Polarisation von  $-0,2\% \pm 2,2\%$  ermittelt.

Nach Abzug der zufällig koinzidenten Photonen wird eine Polarisation von  $-0,3\% \pm 2,6\%$  ermittelt. Im Summenspektrum der Comptonereignisse (Abbildung 6.9b) ist unterhalb des  $K_\alpha$ -Peaks ein nicht zu vernachlässigender Untergrund enthalten, dessen Polarisation abgezogen werden muss. Da im Experiment eine Messreihe ohne Target aufgenommen wurde, ist es möglich, die Polarisation des Untergrunds mit Hilfe dieser Leermessung zu bestimmen. Dazu wird bei dieser Messreihe dasselbe

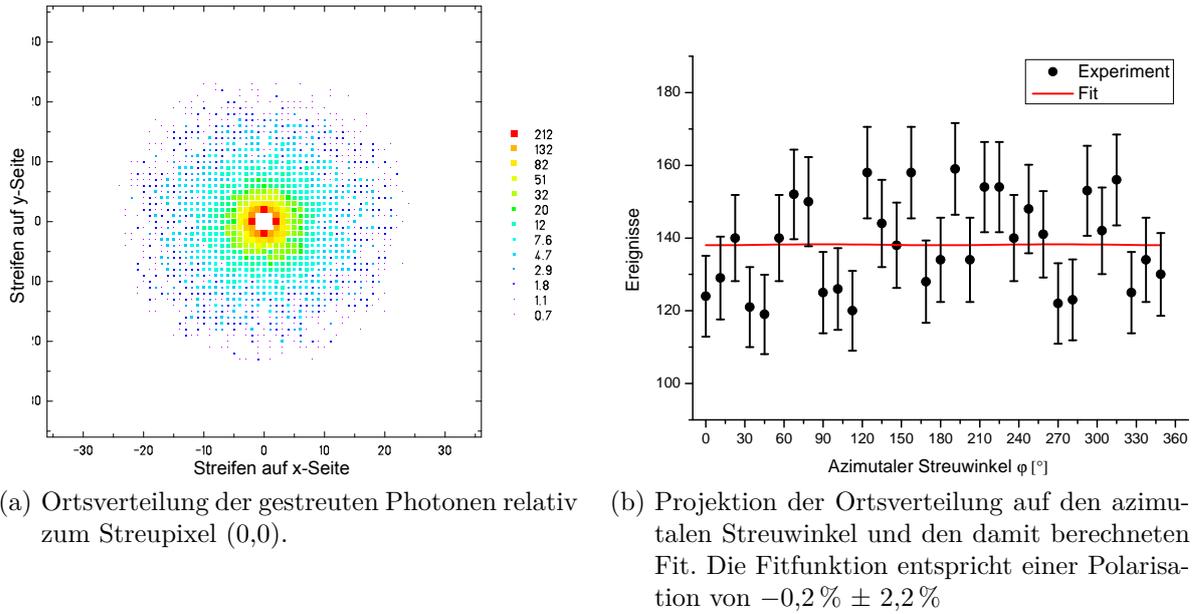


Abbildung 6.8: Spektren zur Bestimmung der Polarisation bei der  $K_\alpha$ -Strahlung aus Gold

energetische Fenster gesetzt (66,7 keV bis 70,7 keV). Aufgrund der kurzen Messzeit ist die Statistik dieser Messreihe relativ gering und dadurch ist der statistischen Fehler relativ groß.

Auch hier wird analog zu den zuvor bestimmten Polarisationen die Ortsverteilung der gestreuten Photonen relativ zum Streupixel und daraus die Azimutalverteilung bestimmt. Dies ergibt eine Polarisation von  $-8,1\% \pm 6,3\%$ .

Nach Abzug der zufällig koinzidenten Ereignisse wird für den Untergrund unterhalb des  $K_\alpha$ -Peaks eine Polarisation von  $-10,7\% \pm 8,3\%$  ermittelt.

In Abbildung 6.9a ist neben der geringen Statistik zu erkennen, dass sich die Zählrate des Untergrunds an der Stelle des  $K_\alpha$ -Peaks (66,7 keV bis 70,7 keV) linear verhält. Unter dieser Annahme kann die Polarisation des vom Untergrund bereinigten  $K_\alpha$ -Peaks bestimmt werden.

Die Polarisation  $P_{K_\alpha}$  des vom Untergrund bereinigten Gold- $K_\alpha$ -Peaks berechnet sich mit Hilfe von

$$P_{K_\alpha} = \frac{c_{ges}P_{ges} - c_{unt}P_{unt}}{c_{K_\alpha}}. \quad (6.1)$$

Hier gibt  $P_{ges}$  die Polarisation des Bereichs von 66,7 keV bis 70,7 keV und  $c_{ges}$  gibt die Anzahl der Ereignisse in diesem Bereich an.  $P_{unt}$  ist die Polarisation des Untergrunds und  $c_{unt}$  die Anzahl der Ereignisse im Untergrund. Die Anzahl der Ereignisse des untergrundbereinigten Gold- $K_\alpha$ -Peaks beträgt  $c_{K_\alpha}$ .

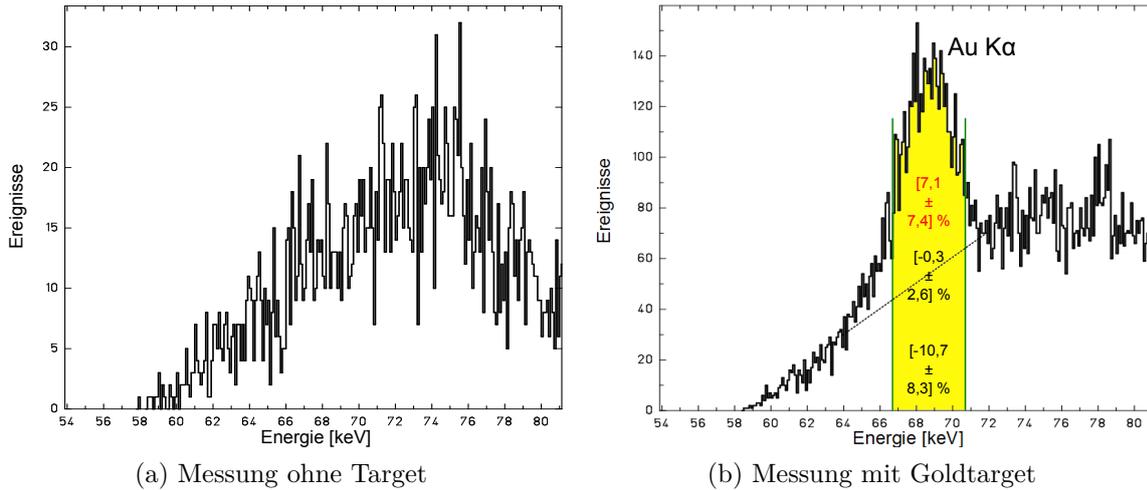


Abbildung 6.9: Ereignisse gegen die Summenenergie aus Compton-Elektron und Compton-Photon aufgetragen. In dem gelb markierten Bereich des  $K_\alpha$ -Peaks wurde die Polarisation von  $7,1\% \pm 7,4\%$  ermittelt.

Somit wird eine Polarisation für den  $K_\alpha$ -Peak von  $7,1\% \pm 7,4\%$  ermittelt. Für den Fehler werden sowohl die Fehler der ermittelten Polarisationen als auch die Standardfehler der gemessenen Ereignisse berücksichtigt.

## 6.2 Vergleich mit Theorie

### 6.2.1 Comptonstreuung

An der Beamline wurden Photonen mit einer Polarisation von  $92\% \pm 3\%$  und einer Energie von  $E_0 = 147\text{ keV}$  bereitgestellt. Der Polarisationsvektor war horizontal polarisiert. Da der Detektor auf Höhe des Primärstrahls aufgebaut war, wurde Comptonstreuung in der Ebene des Polarisationsvektors gemessen ( $\varphi = 0^\circ$ ).

Die theoretische Polarisation für die Comptongestreuerten Photonen erhält man für unpolarisierte Primärstrahlung mit Hilfe von Formel 2.19 und für 100% polarisierte Primärstrahlung mit Hilfe von Formel 2.21.

Die Polarisation für 92% polarisierte Primärstrahlung erhält man aus der Superposition von unpolarisierter und polarisierter Primärstrahlung:

$$P_{theorie} = 0,08 \cdot \Pi_U + 0,92 \cdot \Pi_P \quad (6.2)$$

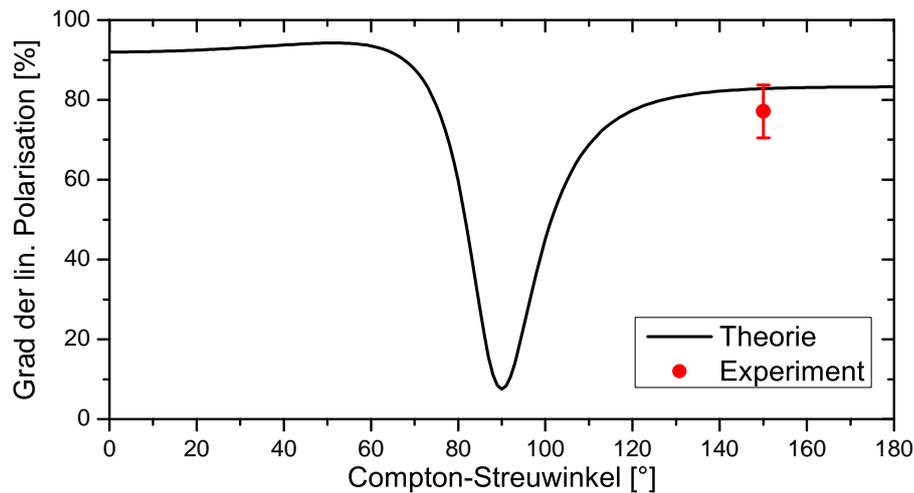


Abbildung 6.10: Theoretischer Verlauf der linearen Polarisation der Comptongestreuerten Photonen unter verschiedenen Streuwinkeln bei einer Primärenergie von 147 keV. Gestreut wird dabei in der Ebene des Polarisationsvektors. Der Experimentell ermittelte Wert unter einem Streuwinkel von  $151^\circ$  stimmt mit der Theorie überein.

Somit ergibt sich in der Theorie eine Polarisation der Compton-gestreuerten Photonen von  $82,8\% \pm 2,4\%$ . Der Fehler ergibt sich aus der Polarisationsunsicherheit der Primärphotonen. Unser experimentell ermittelter Wert von  $77,1\% \pm 6,6\%$  hat eine Abweichung von  $0,82\sigma$ . Die theoretische Polarisation der Comptongestreuerten Photonen für Comptonstreuwinkel von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$  sowie der experimentell ermittelte Wert ist in Abbildung 6.10 zu sehen.

### 6.2.2 Charakteristische Linie

Für die Polarisation der  $K_\alpha$ -Linie von Gold wird ein Wert von  $7,1\% \pm 7,4\%$  ermittelt. Auch dieser Wert stimmt mit dem theoretischen Wert von  $0\%$  im  $1\text{-}\sigma$ -Bereich überein. Dies kann als Konsistenztest für die Polarimetriemessung mit Hilfe des 2D-Si(Li)-Polarimeters angesehen werden.

## 7 Diskussion und Ausblick

Die Durchführung dieses Experiments an DORIS III legt den Grundstein für die zukünftige Zusammenarbeit der Atomphysik-Gruppe der GSI Darmstadt mit dem DESY in Hamburg. Bei diesem Testexperiment konnten neben der Gewinnung wichtiger Erfahrungen mit dem experimentellen Aufbau auch erste Polarisationsmessungen an gestreuter Synchrotronstrahlung durchgeführt werden. Die Auswertung der Daten liefert äußerst zufriedenstellende Ergebnisse. Die Messung der Polarisation Compton-gestreuter Photonen sowie der Konsistenztest der  $K_\alpha$ -Strahlung aus Gold, stimmen mit den theoretischen Vorhersagen überein und ermutigen zu weiteren Experimenten dieser Art. In zukünftigen Experimenten ist es wünschenswert, den Fehler der Messung zu verkleinern. Zur Messung der Polarisation elastisch gestreuter Photonen wäre außerdem eine Streuung, die nur vom Target herrührt, nötig.

Trotz sorgfältiger Abschirmung stellte sich die Streustrahlung aus dem Diffraktometer und dem Beam-Dump als größtes Hindernis bei der Polarisationsbestimmung dar. Dies machte ein aufwendiges Analyseverfahren notwendig. Ein Hauptanteil des experimentellen Fehlers liegt in den falsch rekonstruierten Compton-Ereignissen im Detektor, die sich durch zufällige Koinzidenzen ergeben, welche den Compton-Bedingungen genügen. Der Untergrund stellt eine weitere große Fehlerquelle dar. Die Polarisation des Untergrunds muss in der Auswertung bestimmt werden und dient zur Korrektur der Ergebnisse. Das Verhältnis der Streueignisse aus dem Target zum Untergrund bestimmt hierbei die Größe des Fehlers. Weiterhin zwang uns die unerwünschte Streustrahlung, den Bereich auf dem Kristall, der zur Polarisationsmessung zur Verfügung steht, einzuschränken. Ein seitliches Eindringen der Streustrahlung führte zu einer nicht homogenen Ausleuchtung des Detektorkristalls. Die örtliche Einschränkung ist mit einer geringeren Zahl an Ereignissen verbunden, was die statistische Unsicherheit vergrößert.

Um in Zukunft eine präzisere Bestimmung der linearen Polarisation zu erhalten, ist eine noch bessere Abschirmung des Detektors vor Streustrahlung unumgänglich. Der Untergrund könnte hierdurch reduziert werden. Durch die niedrigere Zählrate würde

sich der Anteil der falsch rekonstruierten Compton-Ereignisse, im Vergleich zu den richtig rekonstruierten Compton-Ereignissen, auf Grund der geringeren Wahrscheinlichkeit für zufällige Koinzidenzen verbessern.

Als Hauptquelle der unerwünschten Strahlung konnte das Diffraktometer ausgemacht werden, welches weniger als 2 m vom Detektor entfernt stand. Da die Intensität, der aus dem Diffraktometer austretenden Strahlung mit  $r^2$  abnimmt, wäre ein größerer Abstand zum Detektor vorteilhaft. Eventuell sind solche Bedingungen an einer anderen Synchrotronstrahlquelle wie Beispielsweise PETRA III<sup>1</sup> gegeben. Somit könnte auch dort eine Messung in Erwägung gezogen werden.

Ein Problem stellt außerdem die Streuung des Primärstrahls an Luft dar. Wie in der Datenanalyse ersichtlich, ist der Anteil der Compton-gestreuten Photonen an der Luft wesentlich größer als der Anteil der Compton-gestreuten Photonen am Gold-Target. Um diesen Effekt zu verhindern, sollten Folgeexperimente im Vakuum stattfinden. Damit wäre eine reine Streuung an Gold oder einem anderen gewünschten Targetmaterial möglich. Insbesondere für die Rayleigh-Streuung ist dies wichtig, da bei diesem inelastischen Streuprozess die Abhängigkeit von der Ordnungszahl untersucht werden soll.

Des Weiteren wäre der Einsatz eines dickeren Targets denkbar. Damit würde die Streuausbeute ansteigen. Sekundäre Wechselwirkungen im Target ließen sich zwar hierbei nicht mehr unterbinden, die Experimentierzeit, die für eine Polarisationsmessung benötigt wird, würde jedoch abnehmen.

Die Umsetzung der hier diskutierten Lösungsvorschläge sollte eine Polarisationsbestimmung von gestreuter Strahlung, insbesondere von elastisch gestreuter Strahlung, unter Rückwärtswinkeln ermöglichen. Hierbei könnte ein deutlich kleinerer Fehler erzielt werden. Mit solchen Experimenten könnten theoretische Vorhersagen, beispielsweise von der S-Matrix-Theorie, experimentell überprüft werden.

---

<sup>1</sup>Positron-Elektron-Tandem-Ring-Anlage III, DESY

## 8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Polarisations-eigenschaften von Compton-gestreuter Synchrotronstrahlung im mittleren Röntgenbereich sowie die charakteristische  $K_\alpha$ -Strahlung von Gold untersucht. Dazu wurde ein erstes Testexperiment mit dem 2D-Si(Li)-Polarimeter an DORIS III am DESY in Hamburg durchgeführt, auf das in Zukunft im Rahmen einer stärkeren Kooperation der Helmholtzzentren weitere Streu-Experimente an einer Synchrotronstrahlungsquelle folgen sollen. Daneben konnten erste wichtige Erfahrungen, die die Anlage und den Detektor betreffen, gesammelt werden.

Während der Durchführung des Experiments wurde Synchrotronstrahlung mit einer Energie von 147 keV und einer linearen Polarisation von  $92\% \pm 3\%$  verwendet. Die Photonen wurden unter einem Streuwinkel von  $151^\circ$  an einem Gold-Target, bestehend aus einer dünnen Goldfolie, gestreut. Die Polarisations-eigenschaften der gestreuten Compton-Photonen und der  $K_\alpha$ -Strahlung aus dem Gold-Target wurden mit Hilfe des 2D-Si(Li)-Comptonpolarimeters untersucht.

Mit Hilfe der im Experiment durchgeführten Messung wurde eine lineare Polarisation der Compton-gestreuten Photonen von  $77,1\% \pm 6,6\%$  ermittelt. Theoretisch wird eine lineare Polarisation von  $82,8\% \pm 2,4\%$ <sup>1</sup> erwartet. Das Experiment liefert eine gute Übereinstimmung mit der Theorie, die Werte stimmen innerhalb des  $1\sigma$ -Bereichs überein.

Die Polarisationsbestimmung der charakteristischen  $K_\alpha$ -Linie von Gold lieferte eine lineare Polarisation von  $7,1\% \pm 7,4\%$ . Auch dieser Wert ist mit der zu erwartenden Polarisation der charakteristischen Strahlung von  $0\%$  vereinbar. Diese Messung kann als Konsistenztest des Messverfahrens angesehen werden.

Die Ergebnisse der Messungen sind sehr positiv zu bewerten. Vor allem unter der Berücksichtigung, dass auf Grund der dort gegebenen Bedingungen, einige Zeit in die Abschirmung des Detektors investiert werden musste, was den statistischen Fehler

---

<sup>1</sup>Die Unsicherheit des theoretischen Werts kommt aus der Polarisationsunsicherheit der Synchrotronstrahlung.

vergrößerte. Zusätzlich mussten während der Auswertung Korrekturen der Messdaten vorgenommen werden, die in dieser Art bei Messungen am ESR Gas-Target an der GSI nicht notwendig sind. Dies betrifft vor allem die örtliche Einschränkung der Compton-Ereignisse im Detektorkristall, auf Grund nicht gleichmäßiger Ausleuchtung, und das Herausrechnen zufälliger Koinzidenzen, die den Compton-Bedingungen genügen und fälschlicherweise als Compton-Ereignis registriert wurden.

Mit Hilfe der hier gewonnenen Erfahrungen ist es durchaus möglich, den Fehler in der Polarisationsbestimmung in Zukunft zu verkleinern. Hierzu wäre eine Positionierung des Targets in einer Vakuumkammer nötig. Außerdem müsste der Detektor besser vor unerwünschter Streustrahlung abgeschirmt werden. Mit solch einem Aufbau sollte eine genaue Polarisationsbestimmung von elastisch gestreuter Strahlung möglich sein.

## A Literaturverzeichnis

- [1] R.S. Holt, M.J. Cooper and D.F. Jackson 1984 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **221** 98
- [2] Evans, Conor L. and Xie, X. Sunney 2008 *Annual Review of Analytical Chemistry* **1** 883
- [3] J. GEBHART, G. HEIGWER, J. HEYDER, C. ROTH and W. STAHLHOFEN 1988 *Journal of Aerosol Medicine* **1** 89
- [4] Peter Mijnarends, Nobuhiro Shiotani, und Nobuhiko Sakai 2004 *X-Ray Compton Scattering* (Oxford Univ Press)
- [5] P. P. Kane, Lynn Kissel, R. H. Pratt, S. C. Roy 1986 *Physics Reports* **140** 75
- [6] Jarlskog, G. and Jonsson, L. and Prunster, S. and Schulz, H. D. and Willutzki, H. J. and Winter, G. G. 1973 *Phys. Rev. D* **8** 3813
- [7] W Muckenheim and M Schumacher 1980 *J. Phys. G: Nucl. Phys.* **6** 1237
- [8] Chu-Nan Chang, Loo Kok Ngai and Bey-Bey Li 1989 *Chinese Journal of Physics* **27** 461
- [9] O. D. Goncalves and S. D. Magalhaes 2000 *Radiation Physics and Chemistry* **59** 201
- [10] D.A. Bradley, O.D. Goncalves and P.P. Kane 1999 *Radiation Physics and Chemistry* **56** 125
- [11] P.P. Kane 2005 *Radiation Physics and Chemistry* **74** 402
- [12] M. Schumacher and Angela Stoffregen 1977 *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* **283** 15
- [13] S. C. Roy, R. H. Pratt and Lynn Kissel 1993 *Radiation Physics and Chemistry* **41** 725

- [14] Roy, S. C. and Sarkar, B. and Kissel, Lynn D. and Pratt, R. H. 1986 *Phys. Rev. A* **35** 1178
- [15] Smend, F. and Schaupp, D. and Czerwinski, H. and Schumacher, M. and Millhouse, A. H. and Kissel, Lynn 1987 *Phys. Rev. A* **36** 5189 **34** 1178-1187
- [16] S. C. Roy, Lynn Kissel, R.H. Pratt 1999 *Radiation Physics and Chemistry* **56** 3
- [17] Protic D, Hull E, Krings T and Vetter K 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 3181
- [18] Protic D, Stöhlker Th, Krings T, Mohos I and Spillmann U 2005 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 3194
- [19] Th. Stöhlker, U. Spillmann, D. Banas, H. F. Beyer, J. C. Dousse, S. Chatterjee, S. Hess, C. Kozhuharov, M. Kavcic, T. Krings, D. Protic, R. Reuschl, J. Szlachetko, S. Tashenov, S. Trotsenko 2007 *Journal of Physics* **58** 411
- [20] S. Hess, H. Bräuning, U. Spillmann, C. Brandau, S. Geyer, S. Hagmann, M. Hegewald, C. Kozhuharov, T. Krings, A. Kumar, R. Martin, D. Protic, B. E. O'Rourke, R. Reuschl, M. Trassinelli, S. Trotsenko, G. Weber, D. F. A. Winters, Th. Stöhlker 2009 *J. Phys.: Conf. Ser.* **163** 012072
- [21] G. Weber 2010 *Untersuchung zur Anisotropie und linearen Polarisation radioaktiver Prozesse in energiereichen Ion-Atom-Stößen* Universität Heidelberg
- [22] National Institute of Standards and Technology, USA *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients* URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>
- [23] The Lund LBNL *Nuclear Data Search* URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/nucleardata/toi/>
- [24] K. Kleinknecht 1998 *Detectors for particle radiation second edition* (Cambridge University Press)
- [25] National Institute of Standards and Technology, USA XCOM: *Photon Cross Sections Database* URL: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
- [26] W. Demtröder 2005 *Experimentalphysik 3* (Springer)

- [27] Klein O and Nishina Y 1929 *Z.Physik* **52** 853 bibitem[28]AstroPaperPol Lei, F. and Dean, A. J. and Hills, G. L. 1997 *Space Science Reviews* **82** 309
- [29] Thomson J J 1906 *Conduction of electricity through gases* (Cambridge University Press)
- [30] Hubbell J H and Øverbø I 1979 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8** 69
- [31] Roy, S. C. and Sarkar, B. and Kissel, Lynn D. and Pratt, R. H. 1986 *Phys. Rev. A* **34** 1178
- [32] S. C. Roy, Lynn Kissel, R.H. Pratt 1999 *Radiation Physics and Chemistry* **56** 3
- [33] Reginald J. Stephenson 1967 *American Journal of Physics* **35** 140
- [34] PSI, Schweiz *Synchrotron Lichtquelle* URL: <http://www.psi.ch/media/synchrotronquelle-sls>
- [35] G. Knoll *Radiation Detection and Measurement* (Wiley)
- [36] H. Spieler *Semiconductor Detector Systems* (Oxford University Press)
- [37] H.W. Schnopper and K. Kalata 1969 *Astronom. J.* **74** 854
- [38] P. Kaaret, R. Novick, C. Martin, P. Shaw, T. Hamilton, R. Sunyaev, I. Lapshov, E. Silver, M. Weisskopf, R. Elsner, G. Chanan, E. Costa, G. Manzo, G. Fraser, and G.C. Perola 1990 *Optical Engineering* **29** 773
- [39] P. Soffitta, L. Baldini, R. Bellazzini, A. Brez, E. Costa, G. Di Persio, L. Latronico, N. Omodei, L. Pacciani, and G. Spandre 2003 *NIM A* **510** 170
- [40] Shen Q and Finkelstein K D 1992 *Phys. Rev. B* **45** 5075
- [41] Meltchakov E, Mertins H C, Scheer M, Fonzo S D, Jark W and Schäfers F 2002 *J. of Magn. Magn. Mat.* **240** 550
- [42] Bellazzini R, Spandre G, Minuti M, Baldini L, Brez A, Cavalca F, Latronico L, Omodei N, Razzano M, Angelini F, Massai M, Sgró C, Costa E and Soffitta P 2007 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **576** 183
- [43] Wojtsekhowski B, Tedeschi D and Vlahovic B 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **515** 605
- [44] F. Metzger and M. Deutsc 1950 *Phys. Rev.* **78** 551

- [45] Protic D, Stöhlker Th, Ebeyer H, Bojowald J, Borchert G, Gumberidze A, Hamacher A, Kozhuharov C, Ma X and Mohos I 2001 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **48** 1048
- [46] Kroeger R A, Gehrels N, Johnson W N, Kurfess J D, Philips B P and Tueller J 1999 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **422** 206
- [47] Spillmann U 2009 *Charakterisierung und erster experimenteller Einsatz von ortsauflösenden, energiedispersiven Germanium-Detektoren zur Präzisionsspektroskopie an schweren Ionen* Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [48] Lei F, Dean A J and Hills G L 1997 *Space Sci. Rev.* **82** 309
- [49] Tashenov S 2005 *Hard X-Ray polarimetry with position sensitive germanium detectors - studies of the recombination transitions into highly charged ions* Dissertation Johann- Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [50] Th. Stohlker, T. Beier, H.F. Beyer, F. Bosch, A. Brauning-Demian, A. Gumberidze, S. Hagmann, C. Kozhuharov, Th. Kuhl, D. Liesen, R. Mann, P.H. Mokler, W. Quint, R. Schuch, A. Warczak 2005 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B***235** 494
- [51] D. Protic et al. 2004 *NSSMIC IEEE* **2** 943
- [52] Vetter K 2007 *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** 363
- [53] Hess S 2010 *Compton-Polarimetrie mit ortsauflösenden Röntgendetektoren* Dissertation Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt
- [54] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Deutschland *SATAN/GRAF*  
URL: <http://www-wnt.gsi.de/CHARMS/SATAN/graf.htm>
- [55] CERN, Schweiz *MINUIT* URL: <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>
- [56] DESY, URL: [http://zms.desy.de/forschung/beschleuniger/lichtquelle\\_doris\\_iii/index\\_ger.html](http://zms.desy.de/forschung/beschleuniger/lichtquelle_doris_iii/index_ger.html)
- [57] HASYLAB, *DORIS III* URL: [http://hasylab.desy.de/facilities/doris\\_iii/facility\\_information/index\\_eng.html](http://hasylab.desy.de/facilities/doris_iii/facility_information/index_eng.html)

- [58] HASYLAB, *DORIS III BW5* URL: [http://hasylab.desy.de/facilities/doris\\_iii/beamlines/bw5/beamline\\_layout/index\\_eng.html](http://hasylab.desy.de/facilities/doris_iii/beamlines/bw5/beamline_layout/index_eng.html)
- [59] Homepage HASYLAB, URL: [http://hasylab.desy.de/index\\_eng.html](http://hasylab.desy.de/index_eng.html)



# Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Thomas Stöhlker danken, der mir diese Diplomarbeit an der GSI ermöglicht hat. Danke für die zahlreichen Ideen und Diskussionen, in denen du es immer wieder geschafft hast, mich zu motivieren und meine Begeisterung für dieses Experiment zu wecken.

Ein großes Dankeschön gilt der gesamten Arbeitsgruppe, in der ich mich während der Diplomarbeit sehr wohl gefühlt habe. Dabei ist besonders die rundum Betreuung hervorzuheben. Es war eine wirklich tolle Arbeitsatmosphäre und eine schöne Zeit bei euch!

Ein besonderer Dank gilt denen, die maßgeblich am Experiment beteiligt waren. Neben Renate Martin und Günter Weber, die nie müde wurden, mir jegliche physikalischen Fragen zu beantworten und jederzeit, auch bei räumlicher Entfernung zur Verfügung standen ist hier natürlich auch Uwe Spillmann zu nennen. Er war nicht nur bei technischen Problemen und Fragestellungen jederzeit der richtige Ansprechpartner. Euch danke ich in besonderer Weise für die intensive Betreuung und für die tolle Experimentierzeit, die wir in Hamburg hatten. Ihr habt einen entscheidenden Anteil zum Gelingen des Experiments beigetragen.

Natürlich ist hier auch Max Schwemlein zu nennen. Neben einem gemeinsamen Experiment durfte ich auch über ein Jahr lang den Schreibtisch mit ihm teilen. Die Arbeit mit dir hat verdammt viel Spaß gemacht!

Ein großes Dankeschön gilt auch an die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt in Heidelberg und der GSI, sowie dem Targetlabor der GSI. Ohne eure Unterstützung wäre dieses Experiment nicht möglich gewesen.

Zum Schluss richtet sich auch ein ganz besonderer Dank an Maike, meiner Familie sowie all meinen Freunden, die mich in stressigen Zeiten immer wieder unterstützt haben und mich auf andere Gedanken gebracht haben.

Danke



Erklärung:

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

Heidelberg, den 16.02.2011

.....