



Justus-Liebig-Universität Gießen

Studien zum koinzidenten Nachweis Compton-gestreuter
Photonen

Feasibility studies for coincident detection of
Compton-scattered photons.

Bachelorthesis
von
Sebastian Zimmermann

November 2013



Justus-Liebig-Universität Gießen

Studien zum koinzidenten Nachweis Compton-gestreuter
Photonen

Feasibility studies for coincident detection of
Compton-scattered photons.

Bachelorthesis
von
Sebastian Zimmermann

November 2013

1. Gutachter: Prof. Dr. K.-Th. Brinkmann
2. Gutachter: Prof. Dr. M. Düren

Inhaltsverzeichnis

1 Zusammenfassung	1
2 Abstract	1
3 Einführung	2
4 Grundlagen	2
4.1 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie	2
4.1.1 Rayleigh-Streuung	2
4.1.2 Der Compton-Effekt	3
4.1.3 Der Photoeffekt	3
4.1.4 Paarbildung	5
4.1.5 Herleitung der Compton-Gleichung	6
4.1.6 Winkel des gestreuten Elektrons	7
4.2 Geladene Teilchen in Materie	8
4.3 Szintillatoren	9
4.4 Halbleiterdetektoren	10
4.4.1 Eigenschaften	11
4.4.2 p-n-Übergang	12
4.4.3 Ortsauflösende Detektoren	13
4.5 Der NIM Standard	14
5 Die Compton-Kamera	14
5.1 Funktionsweise einer Compton-Kamera	15
5.2 Alternativer Aufbau	16
5.2.1 Nachteile	16
5.2.2 Vorteile	17
6 Verwendete Detektoren	18
6.1 Der Streuer	18
6.2 Der Absorber	18
7 Verwendeter Aufbau	19
8 Analyse	23
8.1 Erwartete und gemessene Energien	23
8.2 Auswirkung der Energiediskrepanz	26
8.3 Unbekannte Struktur	27
9 Fazit	28
10 Ausblick	28

1 Zusammenfassung

Um eine Alternative zu unhandlichen, mechanischen Blei-Kollimatoren, die für bildgebende Verfahren Energie- und Effizienzeinschränkungen mit sich bringen, zu liefern, wird versucht Compton-Streuung für eine elektronische Kollimation nutzbar zu machen.

Compton-Streuung bietet durch eine diskrete Energie-Streuwinkelbeziehung die Möglichkeit, aus gemessenen Teilchenenergien und -spuren die ursprüngliche Energie und Richtung der eintreffenden Photonen zu bestimmen. Die Umsetzbarkeit dessen hängt davon ab, ob Energien verlässlich bestimmten Streuwinkeln zuzuordnen sind, man also aus gemessenen Energien den Streuwinkel bestimmen kann.

2 Abstract

In order to find an alternative to bulky mechanical collimators, which have significant restrictions for used photon energies and efficiency, it is being studied whether it is possible to use Compton scattering for electrical collimation.

Compton scattering offers the possibility to reconstruct incident photon energies and traces by measuring the energies of the scattered particles. This is possible because of a discrete relation between energy and scattering angle. The feasibility of this process depends on whether energies can be reliably correlated to certain scattering angles, hence whether it is possible to determine the scattering angle by measuring the energies.

3 Einführung

Gerichtete Detektion von Gammastrahlung ist im Allgemeinen, unabhängig von der Anwendung, gebunden an mechanische Kollimatoren, die, durch Absorption unerwünschter Gammastrahlung, Strahlung aus nur einer bestimmten Richtung zulassen. Diese Art der Kollimation hat gewisse Nachteile, die man versucht zu umgehen. Zum einen werden die Materialien der Kollimatoren mit zunehmender Energie immer transparenter, bzw. ihre Absorptionsfähigkeit nimmt ab. Dies erschwert das Arbeiten mit höherenergetischen Quellen im Bereich einiger hundert keV. Zum anderen verliert man einen Großteil der Strahlung durch die Absorption im Kollimator, sodass die Effizienz abnimmt. Um diese zu erhöhen, müsste man auf räumliche Auflösung verzichten. Dieser Interessenkonflikt ist durch gängige mechanische Kollimatoren nicht zu lösen.

Ein anderer, in dieser Ausarbeitung diskutierter Ansatz der Kollimation, ist die elektronische Kollimation durch *Compton-Streuung*. Dies ist aufgrund des festen Zusammenhangs zwischen Energie des ursprünglichen Photons, Streuwinkel und Energie des gestreuten Photons möglich, was eine Rekonstruktion der ursprünglichen Richtung zulässt.

Der Verzicht auf schwere mechanische Kollimatoren ermöglicht es diese Technologie in Satelliten, wie dem *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO), einzusetzen, der 1991 in die Erdumlaufbahn gebracht wurde und das Compton-Teleskop *COMPTEL* an Board hatte [1]. Dieses wurde verwendet, um das Weltall im Bereich der Gammastrahlung zu kartografieren [2].

Ein anderes Anwendungsgebiet für Compton-Kameras ist die Nuklearmedizin. Bisherige Verfahren wie *SPECT* (Single Photon Emission Computed Tomography) [3], die die Verteilung von Patienten eingenommenen Radiopharmaka in deren Körper aufnehmen, sind in der Auswahl der verwendeten Radiopharmaka, durch die mechanischen Kollimatoren, eingeschränkt. Die alternative Art der Kollimation sorgt für eine höhere Effizienz und die Möglichkeit höher energetische Strahlung besser ortsabhängig nachzuweisen. Zudem ist es möglich auf diese Art und Weise dreidimensionale Aufnahmen ohne Tomografie aufzunehmen, was insgesamt ein besseres bildgebendes Verfahren verspricht.

4 Grundlagen

4.1 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Die der Compton-Kamera zugrunde liegende Physik, ist die der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Da gibt es vier Effekte, die man betrachten sollte.

- Rayleigh-Streuung
- Photoeffekt
- Compton-Streuung
- Paarbildung

Diese Effekte sind bei zunehmender Energie in obiger Reihenfolge zu beobachten. Deren Wirkungsquerschnitte bilden zusammen den Wirkungsquerschnitt der Interaktion von Photonen mit Materie, wie in Abbildung 1 zu sehen. Compton-Kameras beruhen, wie der Name es schon sagt, auf dem Compton-Effekt. Die anderen Phänomene sind jedoch nicht einfach zu ignorieren, da sie unweigerlich auftreten und von den Detektoren erfasst werden.

4.1.1 Rayleigh-Streuung

Die Rayleigh-Streuung ist eine kohärente Streuung an der Elektronenhülle von Atomen bzw. Ionen. Teil der Kohärenz ist, dass keine Energieübertragung stattfindet und das streuende Teilchen sich vor

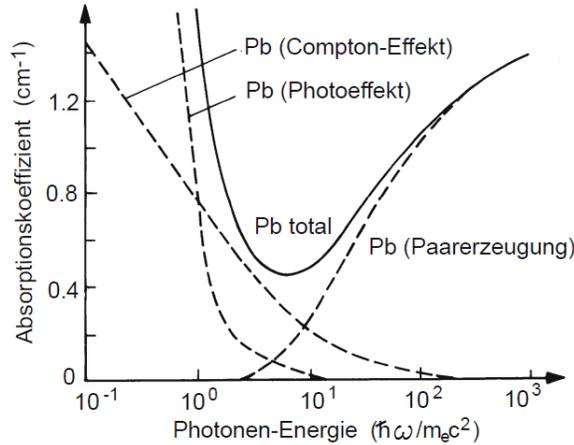


Abbildung 1: Aufgetragen sind die Wirkungsquerschnitte von Photo-, Comptoneffekt und Paarzeugung, sowie der Gesamtwirkungsquerschnitt der Photoneninteraktion an Blei [4].

wie nach dem Stoß im selben Zustand befindet. Aufgrund dessen muss die Energie der eintreffenden Strahlung klein gegenüber der Auslösearbeit des jeweiligen Objekts sein und die Wellenlänge relativ zum Atomdurchmesser groß. Andernfalls findet die Interaktion nicht mehr an der gesamten Hülle, sondern nur noch an einzelnen Elektronen statt.

Der Wirkungsquerschnitt σ hierfür ist proportional zu ν^4 [5], mit ν als Frequenz der elektromagnetischen Strahlung.

4.1.2 Der Compton-Effekt

Der Compton-Effekt ist die inelastische Streuung von elektromagnetischen Wellen an Materie, siehe Abbildung 2. Im Gegensatz zur Rayleigh-Streuung verliert das Photon dabei an Energie. Das Besondere ist, dass die Wellenlängenänderung (4.1), die mit dem Energieverlust einhergeht, wie im Abschnitt 4.1.5 gezeigt wird, nur von dem Streuwinkel ϑ abhängig ist.

$$\Delta\lambda = \lambda_c(1 - \cos\vartheta) \quad (4.1)$$

Der Stoß findet zwischen einem Photon und einem Elektron statt, welches beim Stoß aus dem Atom gelöst und gestreut wird.

Der entsprechende differentielle Wirkungsquerschnitt, der die Streuwahrscheinlichkeit in Abhängigkeit des Streuwinkels ϑ angibt, ist bekannt als die Klein-Nishina-Formel [6]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \varepsilon(1 - \cos\vartheta)]^2} \left(1 + \cos^2\vartheta + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos\vartheta)^2}{1 + \varepsilon(1 - \cos\vartheta)} \right) \quad (4.2)$$

mit $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ als Energie des eintreffenden Photons in Einheiten der Ruheenergie eines Elektrons, $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ dem klassischen Elektronenradius und Z als die Ordnungszahl des Streuatoms. Die Darstellung in Polarkoordinaten ist in Abbildung 3 zu sehen. Der Effekt wurde von Arthur Holly Compton entdeckt und 1922 mit Hilfe der neu aufkommenden Methoden der speziellen Relativitätstheorie und der Quantenmechanik erklärt [7].

4.1.3 Der Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt die Absorption von Photonen an Atomen. Dabei nimmt ein Elektron des Atoms die gesamte Energie des Photons auf und wird angeregt. Im allgemeinen Fall, nimmt das

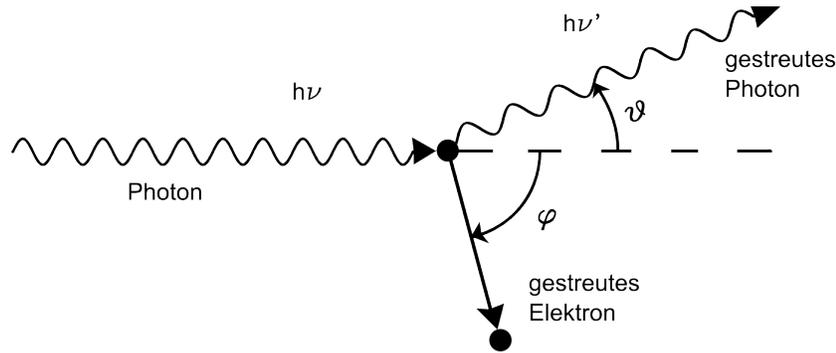


Abbildung 2: Eintreffendes Photon wird an einem Elektron um den Winkel ϑ gestreut. Das Elektron nimmt dabei Energie auf und wird beschleunigt. [6]

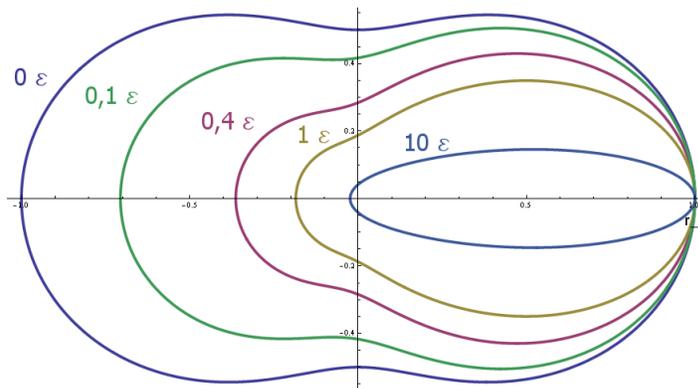


Abbildung 3: Der aus der Klein-Nishina-Formel berechnete Wirkungsquerschnitt für verschiedene Energien, angegeben in Einheiten des klassischen Elektronenradius r_e in Polardarstellung, mit ε hier als 511 keV.

Elektron so viel Energie auf, dass das Atom ionisiert wird, also das Elektron aus der Bindung gelöst wird und das Atom verlässt. Dabei hat das herausgeschlagene Elektron die Energie:

$$E = h\nu - E_b, \tag{4.3}$$

wobei E_b die Ionisierungsenergie darstellt. Dieser Effekt tritt, aufgrund der Impulserhaltung, nur auf, wenn das Elektron gebunden ist, damit das Atom den Rückstoßimpuls aufnehmen kann.

Zudem gibt es den inneren Photoeffekt, bei dem die aufgenommene Energie nicht ausreicht um das Atom zu ionisieren. Stattdessen wird ein Elektron (zum Beispiel in einem Halbleiter) aus dem Valenz- ins Leitungsband gehoben.

Ein allgemeiner, für alle Energiebereiche gültigen Wirkungsquerschnitt lässt sich nicht angeben, jedoch kann man für den Wirkungsquerschnitt als Näherung [8]

$$\sigma \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}, \tag{4.4}$$

schreiben, wobei n abhängig von der Energie zwischen 4 und 5 variiert.

Man sieht also, dass für hohe Absorptionsraten, Elemente mit hoher Ordnungszahl Z interessant sind, umgekehrt also für eine kleine Absorptionswahrscheinlichkeit ein kleines Z .

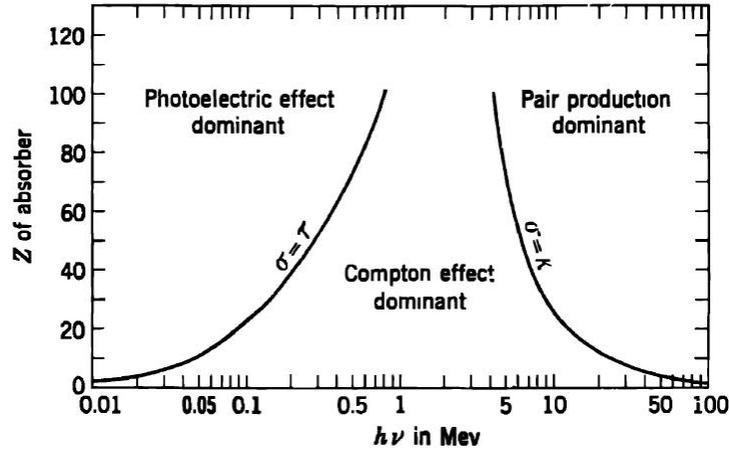


Abbildung 4: Aufgetragen sind die dominanten Effekte bei der jeweiligen Energie und Ordnungszahl. Die Linien geben an, an wo die Wirkungsquerschnitte der benachbarten Effekte gleich groß sind [9].

4.1.4 Paarbildung

Paarbildung nennt man das Erzeugen von Elektron-Positron Paaren durch hoch energetische γ -Strahlung im Feld eines Atomkerns unter Vernichtung des Photons. Die Ruhemasse von Elektronen und Positronen beträgt jeweils $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$. Daraus folgt, dass, um die Energiebilanz aufrecht zu erhalten, das Ausgangsphoton mindestens eine Energie von zwei mal 511 keV, also 1022 keV besitzen muss. Nur wenn die Energiebilanz erfüllt ist, ist die physikalische Grundlage dafür gelegt, dass Paarbildung stattfinden kann.

Der Wirkungsquerschnitt ist bei so niedrigen Energien jedoch noch sehr klein. Erst bei Energien von einigen MeV nimmt die Paarbildungswahrscheinlichkeit eine praktisch relevante Größe an. Je nach Zustand des Interaktionsmaterials gibt es verschiedene Ausdrücke für den Wirkungsquerschnitt [4]. Wir nehmen zwei Extremzustände an. Für vollständig ionisierte Atome gilt

$$\sigma_{Paar}^i = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln 2\varepsilon - \frac{109}{54} \right) \quad (\text{cm}^2/\text{Atom}). \quad (4.5)$$

Bei vollständig abgeschirmter Kernladung gilt jedoch

$$\sigma_{Paar}^a = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \quad (\text{cm}^2/\text{Atom}). \quad (4.6)$$

Die Energie des Photons wird dabei vollständig von dem Elektron und Positron, sowie dem felderzeugenden Teilchen, das einen Rückstoß erfährt, aufgenommen. Dieser Rückstoß ist in den meisten Fällen vernachlässigbar klein, sodass man schreiben kann:

$$E_\gamma = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_e c^2 \quad (4.7)$$

Dabei nehmen die zwei Teilchen gleich viel Energie auf.

In Abbildung 4 sind die drei Phänomene Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung bzw. deren Wirkungsquerschnitt in Relation zueinander zu sehen. Bei niedrigen Energien im Bereich bis zu einigen hundert keV dominiert der Photoeffekt, bis zwischen 5 und 10 MeV der Compton-Effekt und bei noch größeren Energien die Paarbildung, wobei diese Verteilung immer noch von der

Ordnungszahl des Absorbers abhängt. Der Übergang ist dargestellt durch die durchgezogene Linie, auf der die Wirkungsquerschnitte gleich denen der „benachbarten“ Effekte sind.

4.1.5 Herleitung der Compton-Gleichung

Das am Streuprozess beteiligte Photon habe vor dem Stoß die Energie $E_\gamma = h\nu$ und den Impuls p_γ , sowie nach dem Stoß die Energie $E'_\gamma = h\nu'$ und den Impuls p'_γ .

Geht man davon aus, dass das Elektron vor dem Stoß ruht, so kann man dessen Energie gleich der Ruheenergie setzen $E_e = m_0c^2$ mit dem Impuls $p_e = 0$. Nach dem Stoß und dem entsprechendem Energie- und Impulsübertrag hat das Elektron die Energie E'_e und den Impuls p'_e . Damit kann man nun den Impulssatz und den relativistischen Energiesatz aufstellen:

$$\vec{p} = \vec{p}'$$

Wegen $\vec{p}_e = 0$ gilt:

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}'_\gamma + \vec{p}'_e \quad (4.8)$$

Löst man die Gleichung (4.8) nach p_e auf und quadriert, so erhält man:

$$p_e'^2 = (\vec{p}_\gamma - \vec{p}'_\gamma)^2 = p_\gamma^2 - 2\vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}'_\gamma + p_\gamma'^2 \quad (4.9)$$

Setzt man nun die bekannten Beträge der Photonenimpulse

$$|\vec{p}_\gamma| = p_\gamma = \frac{h\nu}{c} \quad \text{und} \quad |\vec{p}'_\gamma| = p'_\gamma = \frac{h\nu'}{c}$$

in die Gleichung (4.9) ein, und drückt die Skalarmultiplikation über den Winkel ϑ zwischen \vec{p}_γ und \vec{p}'_γ aus, $\vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}'_\gamma = p_\gamma p'_\gamma \cos \vartheta$, so folgt:

$$\begin{aligned} p_e'^2 &= \frac{h^2}{c^2} \nu^2 - \frac{2h^2}{c^2} \nu\nu' \cos \vartheta + \frac{h^2}{c^2} \nu'^2 \\ &= \frac{h^2}{c^2} (\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \vartheta) \\ &= \frac{h^2}{c^2} ((\nu - \nu')^2 + 2\nu\nu' - 2\nu\nu' \cos \vartheta) \\ &= \frac{h^2}{c^2} ((\nu - \nu')^2 + 2\nu\nu' (1 - \cos \vartheta)) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Löst man die Energiegleichung (4.11) noch nach p'_e auf, so kann man diese mit Gleichung (4.10) gleichsetzen.

$$\begin{aligned} E_\gamma + E_e &= E'_\gamma + E'_e \\ h\nu + m_0c^2 &= h\nu' + \sqrt{m_0^2c^4 + p_e'^2c^2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Stellt man nach der Wurzel um und quadriert, kann man den Impuls des gestreuten Photons isolieren.

$$\begin{aligned} m_0^2c^4 + p_e'^2c^2 &= h^2(\nu - \nu')^2 + 2h(\nu - \nu')m_0c^2 + m_0^2c^4 \\ p_e'^2 &= \frac{h^2}{c^2}(\nu - \nu')^2 + 2h(\nu - \nu')m_0 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Wie erwähnt, setzen wir nun (4.10) und (4.12) gleich. Somit erhalten wir:

$$\begin{aligned} \frac{h^2}{c^2}(\nu - \nu')^2 + 2h(\nu - \nu')m_0 &= \frac{h^2}{c^2}((\nu - \nu')^2 + 2\nu\nu'(1 - \cos \vartheta)) \\ \frac{\nu - \nu'}{\nu\nu'} &= \frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} = \frac{h}{m_0c^2}(1 - \cos \vartheta) \end{aligned} \quad (4.13)$$

Zwischen Frequenzen und Wellenlängen gilt die Beziehung:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad \text{bzw.} \quad \nu' = \frac{c}{\lambda'}$$

Führt man nun für den Ausdruck $\frac{h}{m_0c}$ den Begriff der Compton-Wellenlänge λ_c ein, so erhält man für die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \vartheta) \quad (4.14)$$

Dieser Ausdruck, ist wie man sehen kann, unabhängig von der Energie des einfallenden Photons, sondern wird nur vom Winkel ϑ zwischen ein- und ausfallendem Photon bestimmt. Bei $\vartheta = 180^\circ$ ist die Wellenlängenänderung maximal. Dieser Wert wird auch als Comptonkante bezeichnet und beträgt $2\lambda_c$.

Aus Gleichung (4.14) lässt sich nun die Energie des gestreuten Photons herleiten. Zunächst lösen wir nach λ' auf und invertieren die Gleichung

$$\frac{1}{\lambda'} = \frac{1}{\lambda + \lambda_c (1 - \cos \vartheta)} \quad ,$$

ersetzen die Wellenlängen durch Energien

$$\begin{aligned} E'_\gamma &= \frac{hc}{\lambda'} \quad \text{bzw.} \quad E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} \\ \Rightarrow \frac{E'_\gamma}{hc} &= \frac{1}{\frac{hc}{E_\gamma} + \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \vartheta)} \quad , \end{aligned}$$

isolieren E' und vereinfachen.

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon (1 - \cos \vartheta)} \quad (4.15)$$

Die kinetische Energie für das gestreute Elektron ergibt sich aus der Differenz der Energien des ein- und des auslaufenden Photons.

$$E_e^{kin'} = E_\gamma - E'_\gamma$$

Setzt man nun den Ausdruck (4.15) ein und vereinfacht, so kommt man auf:

$$E_e^{kin'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{\varepsilon(1 - \cos \vartheta)}} \quad (4.16)$$

4.1.6 Winkel des gestreuten Elektrons

Im Falle einer Compton-Kamera interessiert uns nun noch der Winkel φ des gestreuten Elektrons.

Vor dem Stoß ist der Transversalimpuls $\vec{p}_\perp = \sin(\vec{p})$ des Photons gleich null, also muss, der Impulserhaltung entsprechend, der Gesamttransversalimpuls nach dem Stoß auch null sein.

$$\begin{aligned} \vec{p}_\perp &= \vec{p}_{e\perp} + \vec{p}_{\gamma\perp} \\ 0 &= \vec{p}_{e\perp} + \vec{p}_{\gamma\perp} \end{aligned}$$

Da $\vec{p}_{e\perp}$ und $\vec{p}_{\gamma\perp}$ in entgegengesetzte Richtungen zeigen, müssen sie betragsmäßig gleich sein. Daraus folgt:

$$\begin{aligned} \sin \varphi p'_e &= \sin \vartheta p'_\gamma \\ \sin \varphi &= \sin \vartheta \frac{p'_\gamma}{p'_e} \end{aligned}$$

Ersetzt man nun die Impulse durch die Energien

$$p'_\gamma = \frac{E'_\gamma}{c} \quad \text{und} \quad p'_e = \frac{\sqrt{(E_e^{kin'} + m_0c^2)^2 - (m_0c^2)^2}}{c}$$

folgt daraus:

$$\begin{aligned} \sin \varphi &= \sin \vartheta \frac{E'_\gamma}{\sqrt{(E_e^{kin'} + m_0c^2)^2 - (m_0c^2)^2}} \\ \varphi &= \arcsin \left(\frac{\sin \vartheta E'_\gamma}{\sqrt{(E_e^{kin'} + m_0c^2)^2 - (m_0c^2)^2}} \right) \end{aligned} \quad (4.17)$$

Diese Gleichung ist aus bekannten, bzw. aus bereits hergeleiteten Größen, zusammengesetzt. Für den Winkel ϑ ergibt sich aus der Gleichung (4.15) die folgende Beziehung.

$$\vartheta = \arccos \left(1 - \frac{mc^2 E_e^{kin}}{E'_\gamma{}^2 + E'_\gamma E_e^{kin}} \right)$$

4.2 Geladene Teilchen in Materie

Durchdringen geladene Teilchen Materie so findet eine Vielzahl von Prozessen, wie Ionisation oder Abgabe von Tscherenkov-Strahlung, statt. Letztendlich führen all diese Prozesse zur Abnahme der kinetischen Energie der Teilchen oder schließlich zu ihrer vollständigen Absorption. Die meiste Energie wird durch unelastische Stöße mit den Elektronen der stationären Atome abgegeben. Das Auftreten dieser Stöße ist statistischer Natur, sodass nur der mittlere Energieverlust für ein Teilchen in einem bestimmten Stoff angegeben werden kann. Aufgrund der hohen Anzahl dieser Stöße pro makroskopischer Wegstrecke ist die Abweichung von diesem Mittel jedoch gering.

Der Energieverlust pro zurückgelegter Strecke $\frac{dE}{dx}$ nennt man die *Stopping Power*. Dieser Energieverlust wurde erstmals von Niels Bohr klassisch beschrieben, später von Hans Bethe quantenmechanisch erweitert und von weiteren korrigiert [6].

Die Bethe-Bloch-Gleichung, wie sie genannt wird, sieht wie folgt aus [6]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (4.18)$$

mit $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$

Dabei ist

r_e :	klassische Elektronenradius $= 2,817 \times 10^{-13} \text{ cm}$	ρ :	Dichte des Absorbermaterials
m_e :	Elektronenmasse	z :	Ladung des eintreffenden Teilchens in Einheiten von e
N_a :	Avogadro-Zahl	$\beta =$	v/c des eintreffenden Teilchens
I :	mittleres Anregungspotential	$\gamma =$	$1/\sqrt{1 - \beta^2}$
Z :	Ordnungszahl des Absorbermaterials	δ :	Dichtekorrektur
A :	Massenzahl des Absorbermaterials	C :	Schalenkorrektur
		W_{max} :	maximaler Energieübertrag in einem Stoß

Dieser Energieverlust pro Strecke hängt von der Energie der Teilchen bzw. deren Geschwindigkeit ab. Grundsätzlich kann man sagen, dass je langsamer ein Teilchen ist, desto mehr Energie verliert es. Dies ist wahr, bis zu einer minimal Energie, bei der andere Effekte ins Spiel kommen. Der wichtigste

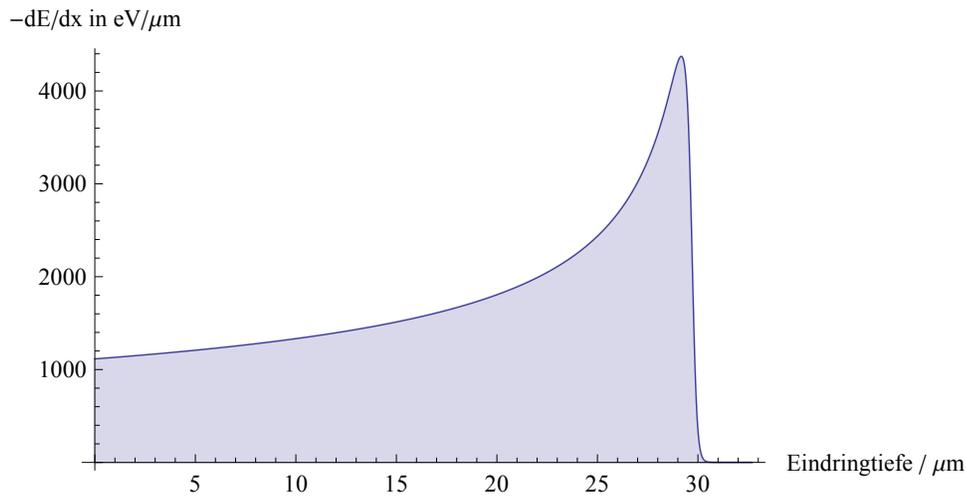


Abbildung 5: Braggkurve aus theoretischem Energieverlust von Alpha-Teilchen in Mylar.

Effekt ist, dass wenn die Geschwindigkeit des Teilchens vergleichbar mit der Geschwindigkeit der äußeren Elektronen des Absorbermaterials wird, die durchdringenden geladenen Teilchen zeitweise Elektronen aufnehmen, welche die Ladung der Ionen und somit die *Stopping Power* verringert, sodass der Energieverlust schlagartig abnimmt. Trägt man den Energieverlust zur Eindringtiefe auf, so nennt man das die Bragg-Kurve, in der der Peak des Energieverlustes deutlich zu sehen ist. Ein Beispiel einer solchen Kurve ist in Abbildung 5 zu sehen.

Die bisherige Betrachtung gilt so nur für schwere geladene Teilchen, Teilchen schwerer als Elektronen. Für Elektronen und Positronen kommt ein weiterer Effekt hinzu, der bei Teilchen größerer Masse vernachlässigt werden kann, die Bremsstrahlung. Der Effekt der Bremsstrahlung ist bei Energien einiger MeV und darunter noch recht klein. Steigt die Energie steigt auch der Energieverlust durch die Bremsstrahlung, bis sie bei einer *kritischen Energie* vollständig dominiert.

4.3 Szintillatoren

Ein Szintillator ist eine alte, aber auf Grund der Simplizität, immer noch oft benutzte Methode zur Detektion von Teilchen und Strahlung. Die vermutlich erste Anwendung von Szintillation zum Teilchennachweis, war das Spinharskop von William Crooks 1903, der auf einer Zinksulfid beschichteten Linse, durch α -Strahlung ausgelöste Lichtblitze beobachtete [6]. Jedoch ermöglichte erst die Erfindung des Photomultipliers eine einfache Auslese, welche für den bis heute anhaltenden Erfolg der Detektoren sorgte.

Szintillatoren beruhen auf der Szintillation, also dem Aussenden von sichtbarem Licht, bestimmter Stoffe, wenn Teilchen oder Strahlung Energie in ihnen deponieren. Kombiniert mit einem Photomultiplier wandelt ein Szintillationskristall kinetische Energie von Teilchen bzw. große Energien von γ -Strahlung in sichtbare Lichtpulse (Photonen kleinerer Energie) und schließlich in ein elektrisches Signal um, siehe Abbildung 6.

Auf deutsch werden Photomultiplier auch *Sekundärelektronenvervielfacher* genannt, was deren Funktionsweise recht gut beschreibt. Eintreffende Photonen lösen ein oder mehrere *Sekundärelektronen* aus der Photokathode, die durch ein angelegtes elektrisches Feld auf die dahinter liegenden Dynoden beschleunigt werden. Dort lösen die eintreffenden Elektronen wieder Sekundärelektronen heraus, die zur nächsten Dynode hin beschleunigt werden. Durch diesen Kaskadeneffekt wird aus einem Photon bzw. einem Elektron ein messbarer Strompuls erzeugt.

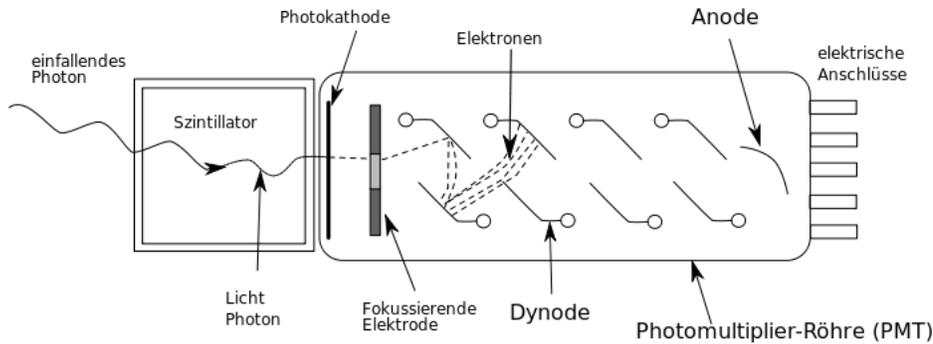


Abbildung 6: Schematische Darstellung eines Szintillators mit Photomultiplier. Aus Wikimedia Commons.

Voraussetzungen für gute Szintillatoren [8]:

1. Die Energie eines eintreffenden Teilchens sollte mit hoher Effizienz in sichtbares Licht umgewandelt werden können.
2. Diese Umwandlung sollte linear sein. Das heißt die Anzahl der erzeugten Photonen sollte für alle Energiebereiche das gleiche Verhältnis zum Energieverlust der eintreffenden Strahlung haben.
3. Das Material sollte für das eigene emittierte Licht durchlässig sein.
4. Die Lichtemission sollte möglichst schnell nach der Anregung stattfinden.
5. Für die Kopplung mit einem Photomultiplier sollte der Brechungsindex des Szintillators möglichst nahe dem des Eintrittsfensters des Photomultipliers sein.

Als Szintillationsmaterial stehen grundsätzlich zwei Kategorien zur Verfügung, organische und anorganische Materialien. Anorganische Kristalle besitzen eine höhere Ordnungszahl als organische Materialien, aus der eine größere *Stopping Power* resultiert, was Energiemessungen vereinfacht. Organische Szintillatoren haben meistens jedoch eine schnellere Reaktionszeit im Vergleich zu den Anorganischen [6].

Das Licht anorganischer Kristalle entsteht durch die Anregung von Atomen bzw. deren Ionisation, durch Anhebung von Elektronen in das Leitungsband. Die dadurch entstehenden Elektronen-Loch-Paare sind nun frei beweglich. Rekombinierten diese wieder, so entstünde ein Photon, welches genau die richtige Energie hätte, um ein weiteres Elektron anzuheben, wobei es absorbiert würde. Um dies zu verhindern bringt man so genannte Aktivatoren in den Kristall hinein. Das sind Fremdatome, die ins Gitter eingebracht werden um, zusätzliche Energieniveaus in der Bandlücke zu schaffen. Diese Aktivatorzentren besitzen eine kleinere Ionisierungsenergie, weshalb Löcher, von Elektronen nicht besetzte Energiezustände, die sich wie positive Ladungsträger verhalten, dorthin driften und diese ionisieren. Trifft nun ein freies Elektron ein, so kann dies aus einem angeregtem Zustand in den Grundzustand des Fremdatoms zurückfallen. Die dabei frei werdende Energie verlässt das Atom als Photon, dessen Wellenlänge im sichtbaren Spektrum liegen sollte.

4.4 Halbleiterdetektoren

Durch eine Vielzahl ineffizienter Schritte ist die Anzahl an Informationsträgern (die Photoelektronen) in Szintillatoren nicht sehr hoch. Das liegt daran, dass zu deren Erzeugung im Mittel ungefähr 100 eV

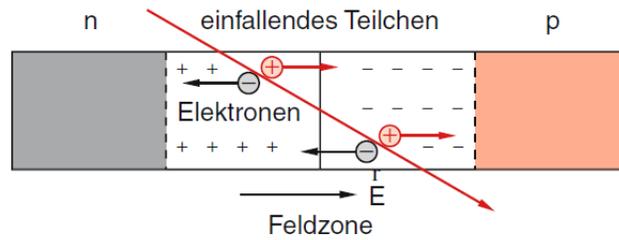


Abbildung 7: Eine schematische Darstellung der Funktionsweise eines Halbleiterdetektors. Ein einfallendes Teilchen durchquert die Verarmungszone einer Halbleiterschicht und die entstehenden Elektron-Loch-Paare werden durch die anliegende Spannung getrennt [5].

benötigt werden. Bei einer kleinen Anzahl an Informationsträgern sind statistische Fluktuationen stark ausgeprägt, was die Auflösung beschränkt.

Um die Auflösung zu verbessern, ist es notwendig die Anzahl der Informationsträger zu erhöhen. Wie im folgenden erläutert wird, braucht man bei Halbleiterdetektoren nur einige eV um einen Informationsträger, ein bewegliches Elektron, zu erzeugen. Die im Vergleich zu Szintillatoren kleinere Erzeugungsenergie verursacht ein Vielfaches an Informationsträgern und konsequenterweise kleinere statistische Fluktuationen, sodass man die besten Auflösungen mit solchen Detektoren erreicht [8].

4.4.1 Eigenschaften

In einem Kristall bildet sich, für die Energiezustände der Elektronen eines Stoffes, eine Bänderstruktur aus. Elektronen eines Festkörpers müssen sich in einem Zustand innerhalb eines solchen Bandes befinden. Das letzte voll besetzte Band nennt man Valenzband, das Band darüber das Leitungsband. Nur Elektronen im Leitungsband sind frei beweglich und tragen zur Leitfähigkeit bei. Bei Metallen überlappen diese Bänder. In anderen Stoffgruppen werden diese Bänder durch die Bandlücke getrennt, deren Größe bestimmt, ob es sich bei einem Stoff um einen Isolator oder Halbleiter handelt.

Charakteristisch für Halbleiter ist die recht kleine Bandlücke. Im Falle von Silizium beträgt sie 1,21 eV bei 0 K [11], im Gegensatz zu einer Bandlücke von mehr als 5 eV bei Isolatoren. Das bedeutet, dass thermisch oder auf eine andere Weise angeregte Elektronen mit vergleichsweise wenig Energie ins Leitungsband übergehen können. Das angeregte Elektron hinterlässt eine Leerstelle, die als Loch bezeichnet wird und sich wie ein freier positiver Ladungsträger verhält. Diese beweglichen Elektron-Loch-Paare führen dazu, dass bei angelegter Spannung ein Strom bzw. ein Strompuls zu messen ist.

Die Anregung kann z.B. durch ein geladenes Teilchen oder ein Photon stattfinden, siehe Abbildung 7 für eine schematische Darstellung der Signalerzeugung. Dabei ist der gemessene Strompuls proportional zur Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare, welche wiederum proportional zur deponierten Energie des einfallenden Teilchens ist. Diese ist, wie in Abschnitt 4.2 erläutert, von der Ausgangsenergie abhängig.

Wie bereits erwähnt, können auch durch thermische Energie Elektronen genügend Energie erhalten um ins Leitungsband überzugehen. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist durch

$$p(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_b}{2kT}\right), \quad (4.19)$$

- mit T = absolute Temperatur
 E_b = Bandlücke
 k = Boltzmann-Konstante
 C = Proportionalitätskonstante, charakteristisch für das Material

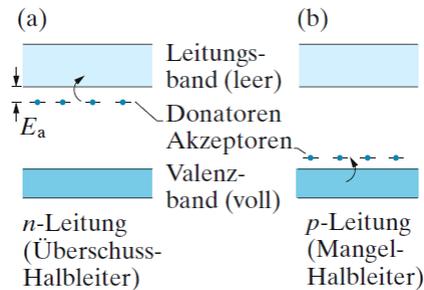


Abbildung 8:

a) Bänder eines n-dotierter Halbleiters mit dem zusätzlichen Donatorniveau.

b) Bänder eines p-dotierten Halbleiters mit dem zusätzlichen Akzeptorniveau [12].

gegeben [8].

Legt man eine Spannung an einen reinen Halbleiter an, so fließt auf Grund von thermisch erzeugten Elektron-Loch-Paaren ein Strom, der es nicht möglich macht einen zusätzlichen, durch ein eintreffendes Teilchen hervorgerufenen Strompuls, zu sehen. Um diesen Stromfluss zu unterdrücken, bringt man Fremdatome in das Kristallgitter ein. Man dotiert es. Ist der Halbleiter vierwertig, dotiert man mit drei- bzw. fünfwertigen Stoffen, je nach gewünschtem Effekt.

Sitzt ein drei- bzw. fünfwertiges Atom in einem Gitter eines vierwertigen Stoffes, so fehlt ein Bindungselektron bzw. es ist eines zu viel vorhanden und die Fremdatome dienen als Elektronenakzeptor bzw. -donator. Dies verursacht zusätzliche Niveaus zwischen den Bändern des Halbleiters (siehe Abbildung 8), wodurch weniger Energie benötigt wird, um Elektronen ins Leitungsband zu heben und der Stoff somit bei kleineren Anregungsenergien leitend wird.

Aufgrund des in dreiwertig dotierten Halbleitern fehlenden Bindungselektrons bilden sich Löcher als die Majoritätsladungsträger aus. Man kann die Löcher als *positive* Ladungsträger ansehen und nennt einen solchen Halbleiter p-dotiert. Umgekehrt ist es für fünfwertig dotierte Halbleiter. Diese weisen einen Überschuss an Elektronen auf, die als *negative* Teilchen die Majoritätsladungsträger darstellen. Aus diesem Grund nennt man solche Halbleiter n-dotiert. Dotierte Halbleiter weisen an sich eine höhere Leitfähigkeit auf, als reine Halbleiter.

4.4.2 p-n-Übergang

Bringt man einen n- und einen p-dotierten Halbleiter in Kontakt, so erzeugt man einen p-n-Übergang. Das bedeutet, dass man zwei Materialien, eines mit nicht lokal gebundenen Elektronen und eines mit freien Bindungen, zusammen bringt. Aufgrund der unterschiedlichen Elektronenkonzentrationen, diffundieren Elektronen vom n- in das p-dotierte Material und umgekehrt für Löcher. Diese setzen sich jeweils in Akzeptor- bzw. Donatorniveaus oder rekombinieren miteinander. Da die Materialien ursprünglich neutral waren, bildet sich dabei durch den Ladungsaustausch eine Potentialdifferenz. Das dabei entstehende elektrische Feld wächst, bis es einen weiteren Austausch verhindert. Die Ladungsträger im Kontaktbereich sind wegdiffundiert und hinterlassen eine Verarmungszone, deren Ausdehnung von der Dotierkonzentration abhängt. Je stärker dotiert ist, desto kleiner ist die Ausbreitung des ladungsträgerfreien Bereichs. Diese Zone beschränkt die Leitfähigkeit des Halbleiterelements, da dort keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind, die zum Ladungsaustausch beitragen könnten. Diese Anordnung entspricht einer Diode als Bauelement.

Legt man nun eine Spannung zwischen n- und p-dotierter Seite an, nimmt die Ausbreitung der Verarmungszone zu bzw. ab, abhängig von der Polarität der angelegten Spannung. Legt man eine Spannung von n nach p an, so schrumpft die Verarmungszone, bis sie eventuell verschwindet. Somit steigt die Leitfähigkeit bei einer bestimmten Spannung exponentiell an. Polt man die Schaltung in entgegengesetzter Richtung, so fließt ein minimaler Strom, bis die Spannung zu groß wird und es zum Durchbruch kommt. Das bedeutet, dass die angelegte Spannung ausreicht, damit die Ladungsträger die entstehende Potentialdifferenz überwinden und somit ein Strom fließen kann. Dies nennt man die

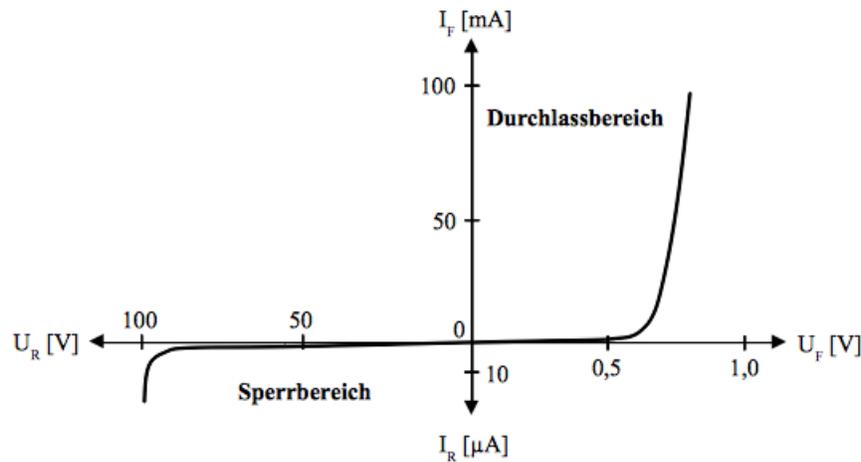


Abb. 1.36: Durchlassstrom im Durchlass- und im Sperrbereich

Abbildung 9: Strom-Spannungverlauf einer Diode. Es ist zu sehen, dass auch bei in Sperrichtung angelegter Spannung ein kleiner Strom fließt. Es ist zu beachten, dass der Ordinatenmaßstab für I_R 10^3 mal größer ist, als der für I_F [13].

Sperrichtung, da bis zum Durchbruch nur ein vernachlässigbar kleiner Strom fließt. Im Gegensatz dazu heißt die andere Richtung die Durchlassrichtung. Der Verlauf des Stroms in Abhängigkeit von der Spannung ist in Abbildung 9 dargestellt.

4.4.3 Ortsauflösende Detektoren

Um Teilchen ortsauflösend detektieren zu können, muss man Strukturen in den Halbleiter bringen. Dazu ist es üblich den Detektor zweidimensional zu segmentieren. Eine Möglichkeit ist es, den Detektor einzuteilen wie ein Schachbrett. Dabei teilt man eine große Detektorfläche in viele kleine, so genannte Pixel, auf, die es später möglich machen, durch deren räumliche Zuordnung Informationen über den Eintreffort zu sammeln. Problem dabei ist, dass die vielen Pixel, die jeweils einen kleinen Detektor darstellen, einzeln ausgelesen werden müssen, was, aufgrund elektronischer Begrenzungen, die Dichte der Pixel begrenzt. Gängige Pixelgrößen sind heutzutage zwischen 30 und $100\text{ }\mu\text{m}$ in der Kantenlänge [14].

Eine andere Möglichkeit ist es, die Detektorfläche in Streifen einzuteilen und diese einzeln auszu-lesen. Um mit dieser Methode eine zweidimensionale Auflösung zu erzielen, ist es jedoch notwendig einen zweiten Detektor um einen beliebigen Winkel rotiert, dahinter anzubringen, oder Streifen um beliebigen Winkel rotiert auf die Rückseite der Detektorfläche zu platzieren und gleichzeitig gemessene Strompulse miteinander zu korrelieren. Das letztere nennt man, sollte der Detektor aus Silizium bestehen, einen doppelseitigen Silizium Streifen-Detektor, auf Englisch einen *double-sided silicon strip detector* oder kurz DSSD.

Der Nachteil dieses Aufbaus wird bei hohen Ereignisraten deutlich. Werden zwei oder mehr Ereignisse gleichzeitig gemessen, so treten *Ambiguitäten* auf. Bei genau einem Ereignis, werden zwei Streifen angesprochen, einer auf der Ober- und einer auf der Unterseite und man weiß, dass die Wechselwirkung am Kreuzungspunkt stattgefunden hat. Werden jedoch zwei Ereignisse gleichzeitig gemessen, so werden vier Streifen angesprochen, sodass man vier Kreuzungspunkte erhält von denen nur zwei ein Ereignis darstellen. Die anderen zwei 'Ereignisse' existieren nicht, man nennt sie Phantomereignisse.

Die Segmentierung der Detektoren wird dadurch erreicht, dass in einem gemeinsamen, leicht dotierten Material stark entgegengesetzt dotierte Strukturen eingelassen werden. Diese Art der Strukturierung lässt zu, dass ein Ereignis von zwei Segmenten aufgezeichnet wird. So kann man abhängig von der relativ zueinander aufgenommenen Ladung erschließen, wo genau zwischen den Segmenten das Ereignis stattgefunden hat.

4.5 Der NIM Standard

NIM steht für *Nuclear Instrumentation Modul-Standard* [10]. Es ist der erste Standard der Nuklear- und Hochenergiephysik. Der NIM Standard legt für elektrische Module der Messtechnik, die eine Vielzahl an Funktionen haben können, Auslegung der elektrischen Anschlüsse, so wie die Bauform fest. Dadurch können komplexe Systeme einfach aufgebaut und angepasst werden. Zudem ist es ohne weiteres möglich Module zu erneuern, oder unter Kollegen bzw. Instituten auszutauschen, ohne genau darauf zu achten welche Spezifikationen benötigt werden. Das erspart Zeit und Geld beim Entwerfen der Systeme, weshalb der Standard weltweit Einsatz findet.

Die Module, der Breite von 1,35öder einem Vielfachen davon, werden in ein so genanntes *Crate* gesteckt, woraus sie mit Strom versorgt werden. In ein solches *Crate* passen bis zu zwölf solcher Module. Um dem NIM Standard zu entsprechen, müssen mindestens vier Gleichspannungsversorgungen vorliegen, ± 12 V und ± 24 V. Heutzutage ist es so gut wie Standard auch noch jeweils eine ± 6 V Versorgung zu haben.

Zusätzlich dazu, hat sich, obwohl es nicht Teil der NIM Konvention ist, ein Standard für Digitale Signale etabliert. Je nach spezifischer Anwendung gibt es zwei verschiedene Standardtypen. Einer wird für langsame Signale verwendet, und legt für den Ausgang des logischen Signals „1“ einen Bereich zwischen +4 und +12 V und für „0“ zwischen +1 und -2 V fest. Der Eingang hat größere Toleranzen. Für schnellere Signale verwendet man die Stromstärke als Information tragendes Medium. Eine logische 1 wird durch -14 bis -18 mA und eine logische 0 durch -1 bis +1 mA dargestellt. Diese werden dann standardmäßig über eine Impedanz von 50 Ω abgenommen.

5 Die Compton-Kamera

Compton-Kameras sind bildgebende Detektorkonfigurationen, deren Funktionsweise auf dem Compton-Effekt bzw. auf der Beziehung zwischen Winkel des gestreuten Photons und dessen Energieverlust beruhen.

Ziel ist es, nicht nur die Energie des eintreffenden Photons zu messen, sondern auch dessen ursprüngliche Richtung zu bestimmen. Informationen die man sammeln kann sind:

- Energie des gestreuten Photons
- Energie des gestreuten Elektrons
- Wechselwirkungspunkt (WP)
- Richtung des gestreuten Photons
- Richtung des gestreuten Elektrons

Dank den Gleichungen (4.15) und (4.17) ist es möglich auf eine der beiden Richtungsinformationen zu verzichten. Sollt man, aufgrund einer bekannten Quelle z.B., sogar noch die Ausgangsenergie des Photons kennen, so kann man auch auf eine der Energien nach dem Stoß verzichten, um die Ausgangsrichtung des Photons zu bestimmen.

Optische Geräte, die mit sichtbarem Licht arbeiten, können durch Linsen ihre Ortsauflösung verwirklichen. Höher energetische Strahlung, vor allem Gammastrahlung ist bisher nicht durch Linsen fokussierbar. Dazu haben Geräte bisher mechanische Kollimatoren verwendet. Diese bestehen aus

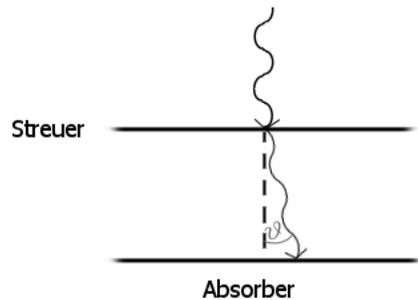


Abbildung 10: Schematische Darstellung des Aufbaus einer Compton-Kamera mit Compton-Streuung um den Winkel ϑ . Das gestreute Elektron verlässt dabei den Streuer nicht.

einem mit Löchern durchsetztes, absorbierendes Material und lässt nur Strahlung einer bestimmten Richtung durch. Dadurch fällt je nach Quelle und Richtungsorientierung eine Großzahl der Photonen weg. Vergrößert man den Durchmesser der Bohrungen, so steigt zwar die Effizienz, jedoch nimmt die Richtungsauflösung ab. Die Fähigkeit bei Compton-Streuung aus Energie und Streuwinkel die Ausgangsrichtung der Photonen zu bestimmen, ermöglicht es auf mechanische Kollimatoren zu verzichten und den Konflikt zwischen Auflösung und Effizienz zu umgehen.

Dadurch wird ermöglicht relativ kleine und günstige Detektoren zu bauen, da diese keine Kollimatoren zur Ortsauflösung benötigen [15]. Diese können sowohl in der Nuklearmedizin, als auch in der Überwachung radioaktiver Stoffe ihre Anwendung finden.

5.1 Funktionsweise einer Compton-Kamera

Eine Compton-Kamera ist grundsätzlich aus zwei Komponenten aufgebaut, dem Streuer und dem Absorber.

Der Streuer dient als Compton-Streuzentrum für Gamma-Quanten. Dazu sollte ein Material gewählt werden, bei dem der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung im gewünschten Energiebereich größer ist, als der des Photoeffekts bzw. der Paarbildung. Übliche Energiebereiche sind, da meistens Gammastrahlung untersucht werden soll, im Bereich einiger hundert keV bis wenige MeV. Dafür eignen sich Stoffe mit niedriger Ordnungszahl, damit, wie man in Abbildung 4 sehen kann, auch im unteren Energiebereich der Compton-Effekt dominiert. Im Normalfall dient der Streuer auch zur Bestimmung der aufgenommenen Energie des Elektrons, was sich auch durch einen Halbleiterdetektor aus Silizium realisieren lässt.

Der Absorber ist dafür verantwortlich das gestreute Photon einzufangen und dessen Energie zu messen. Dazu wird entweder ein Szintillationsaufbau oder ein Halbleiterdetektor notwendig.

Beide Detektoren sollten ortsauflösend sein, um die Richtungen der gestreuten Teilchen zu bestimmen, ohne die man keine Aussage über die Richtung des ursprünglichen Teilchens machen kann.

Die Komponenten der Compton-Kamera müssen entsprechend der Ordnung der auftretenden Ereignisse aufgestellt werden. Das bedeutet, dass das Ausgangsphoton zuerst den Streuer, in dem die Compton-Streuung stattfindet und die Energie des gestreuten Elektrons gemessen wird, durchqueren muss, um dann vom Absorber aufgenommen zu werden. Der Aufbau ist in Abbildung 10 noch einmal schematisch dargestellt.

Bestimmt man die Energien der gestreuten Teilchen und deren Streurichtung, so kann man die Anfangsenergie und den Streuwinkel bestimmen. Es ist jedoch noch ein Freiheitsgrad offen. Da man den berechenbaren Winkel mit entweder der gemessenen Elektronenrichtung oder der Photonenrichtung nach der Streuung in Beziehung setzen muss, bildet sich ein Kegel, dessen Oberfläche die noch möglichen Ursprungsrichtungen darstellt. Erst der Vergleich mit anderen Kegeln gibt Aufschluss darüber, wo genau sich die Quelle der Strahlung nun befindet, siehe Abbildung 11.

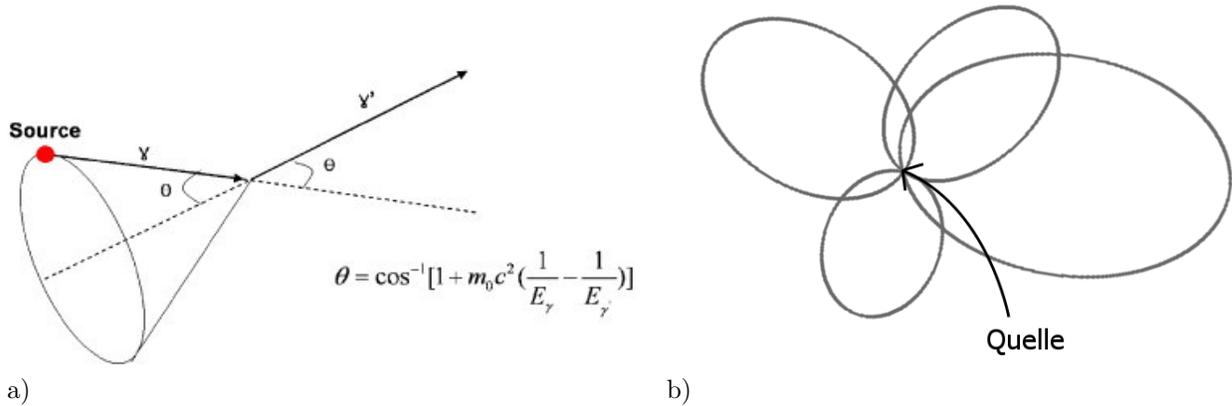


Abbildung 11: a) Mit bekanntem Winkel θ und Richtung des gestreuten Photons erzeugter Kegel möglicher Ausgangsrichtungen [15].

b) Überlagerung mehrerer, von verschiedenen Ereignissen berechneten, auf eine Ebene projizierten Kegel. Der Schnittpunkt zeigt den Ort der Quelle der Gammastrahlung.

5.2 Alternativer Aufbau

Für diese Compton-Kamera wurde ein alternativer Aufbau getestet. Anstelle der Messung der Photonen Bahnen, sollen die Bahnen der austretenden Elektronen gemessen werden. Das erfordert, neben der Messung des WP, die Messung eines weiteren Punktes, um die Elektronenbahn rekonstruieren zu können.

Dies ist mit den verwendeten Modulen umsetzbar, da, aufgrund der geringen Dicke der DSSD Module, die Energie des gestreuten Elektrons nicht vollständig im Detektor aufgenommen wird. Somit ist es möglich dessen Streurichtung mit einem zweiten DSSD Modul zu bestimmen. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 12 dargestellt. Diese Konfiguration hat Vor- und Nachteile.

5.2.1 Nachteile

Die Effizienz für diese Konfiguration ist recht klein. Betrachtet man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den vom Szintillator eingenommenen Raumwinkel im Verhältnis zum Gesamtwirkungsquerschnitt, so sieht man welcher Anteil der Compton gestreuten Photonen den Szintillator erreichen.

Geht man von einer Konfiguration, wie der des später beschriebenen Aufbaus, aus, die die Streuwinkel von 71° bis 108° zulässt, so kann man den in den Akzeptanzbereich fallenden Anteil wie folgt aus der Klein-Nishina-Formel (4.2) berechnen.

$$\frac{\int_{0^\circ}^{37^\circ} \int_{71^\circ}^{108^\circ} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\vartheta d\varphi}{\int_{0^\circ}^{360^\circ} \int_{0^\circ}^{180^\circ} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\vartheta d\varphi} = 2,17\%$$

Der Wirkungsquerschnitt dafür, dass Photonen in Richtung des Szintillator gestreut werden ist dabei

$$\int_{0^\circ}^{37^\circ} \int_{71^\circ}^{108^\circ} \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)]^2} \left(1 + \cos^2 \vartheta + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos \vartheta)^2}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)} \right) d\vartheta d\varphi = 0,07r_e^2,$$

in Einheiten des Quadrats des klassischen Elektronenradius r_e^2 . Diese Werte verringern sich für kleinere Raumwinkel.

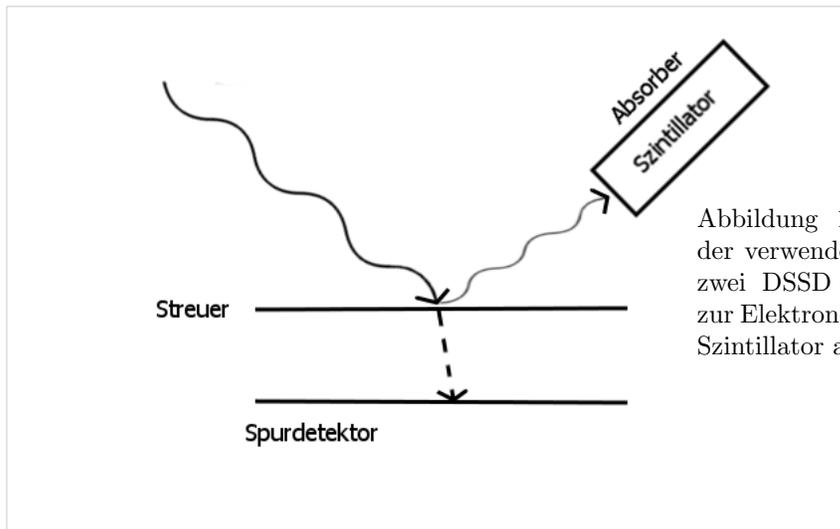


Abbildung 12: Schematischer Aufbau der verwendeten Compton-Kamera mit zwei DSSD Modulen als Streuer und zur Elektronenspuraufzeichnung und ein Szintillator als Absorber.

Die Anzahl der benötigte Module erhöht sich von einem Streuer und einem Absorber auf Streuer, Absorber und Spurdetektor für das Elektron, welches aus dem Streuer austritt.

5.2.2 Vorteile

Ersparnis der Ortsauflösung beim Absorber. Da man in diesem Aufbau die Spur des Elektrons aufnimmt, ist es nicht mehr notwendig den Winkel des gestreuten Photons mit hoher Präzision zu messen, sodass eine einfache ortsunabhängige Energiemessung genügt.

Die Detektion der Spur der Elektronen wird durch diese Anordnung der Compton-Kamera ermöglicht. Wird das Photon unter einem kleinen Winkel gestreut, so ist der entsprechende Winkel des Elektrons nach Gleichung (4.17) recht nah an 90° , würde also in die Detektorebene hinein gestreut werden. Dadurch verlässt das Elektron das erste DSSD Modul nicht und dessen Spur kann nicht festgestellt werden. Sollte es doch den ersten Detektor verlassen, so wäre der Austrittswinkel zu groß, um das zweite DSSD Modul zu erreichen. Durch den großen Streuwinkel des Photons wird also sichergestellt, dass das Elektron das zweite Modul erreicht und somit zwei Punkte zur Rekonstruktion der Spur vorliegen.

Die Energie des Elektrons ist nach Gleichung (4.16) größer, je größer der Streuwinkel des Photons ist, bis sie ein Maximum bei $\vartheta = 180^\circ$ erreicht. Für die verwendete ^{137}Cs -Quelle mit einer Energie von 662 keV haben Elektronen bei einer Streuung um 180° eine Energie von 430,8 keV, wohingegen Elektronen bei einer Photonenstreuung von 45° eine Energie von nur 158,5 keV besitzen.

Der Energieverlust des Photons wächst mit zunehmendem Streuwinkel. Dies vereinfacht die Trennung von gestreuten und ungestreuten Photonen, was aufgrund der begrenzten Energieauflösung des Szintillators notwendig ist.



Abbildung 13: **oben:** TAPS (Two-Arm Photon-Spectrometer) BaF₂ Szintillator. Fortan als *TAPS Szintillator* bezeichnet.

unten: BaF₂ Szintillator, aufgrund der Größe im Folgenden als *kleiner Szintillator* bezeichnet.

6 Verwendete Detektoren

6.1 Der Streuer

Wie bereits in Abschnitt 5.1 erwähnt, ist, aufgrund seiner kleinen Ordnungszahl und Detektionsfähigkeit, Silizium ein für den Streuer geeignetes Material. Folglich ist es vorgesehen zwei DSSD Module zu verwendet. Deren geringe Dicke von 300 μm erlaubt es den Elektronen leichter dem Detektor zu entkommen. Die hier durchgeführten Messungen wurden jedoch der Einfachheit halber, zunächst mit einem Kupfer- bzw. Bleiblech durchgeführt.

Eine Energiemessung der Elektronen ist mit den vorgesehenen DSSD Modulen leider nicht möglich. Der Energieverlust von Teilchen in Materie ist, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, von statistischen Effekten beeinflusst. Somit unterliegt der Energieverlust Schwankungen, was trotz eines Zusammenhangs zwischen Energie und Energieverlust es nicht zulässt, die tatsächliche Energie von Einzelereignissen zu bestimmen.

6.2 Der Absorber

Der Absorber ist dafür verantwortlich die Energie des gestreuten Photons zu bestimmen. Um zu gewährleisten, dass die gesamte Energie gemessen wird ist eine hohe Ordnungszahl des verwendeten Materials notwendig. Da die Richtung des gestreuten Elektrons bestimmt wird, ist es nicht notwendig die Richtung des Photons genau zu messen. Ein anorganischer Szintillator reicht hierfür vollkommen aus.

Es standen zwei Szintillatoren zur Verfügung, zu sehen in Abbildung 13. Beide sind BaF₂ Kristalle mit verschiedenen Abmessungen. Die an BaF₂ für unsere Anwendung interessante Eigenschaft ist, dass der Kristall eine sehr schnelle Signal-Komponente besitzt. Diese sorgt für eine sehr gute Zeitauflösung und ist somit für Koinzidenzmessungen geeignet. Somit stellt BaF₂ ein geeignetes Szintillatormaterial dar.

Für die Auswahl des verwendeten Szintillators ist es wichtig die Auflösung zu vergleichen. Die Auflösung ist definiert als die Halbwertsbreite FWHM durch die jeweilige Energie $\frac{FWHM}{E}$. Die für BaF₂ übliche Auflösung beträgt 12% [16].

Zur Bestimmung der Auflösung wurden Spektren der ⁶⁰Co- und ¹³⁷Cs- γ -Linien, mit verschie-

	HV [kV]	^{137}Cs		^{60}Co	
		FWHM [keV]	Auflösung	FWHM [keV]	Auflösung
<i>TAPS Szintillator</i>	2,1	108,3	16,37 %	158,8	13,54 %
	2,15	108,7	16,42 %	159,0	13,55 %
	2,2	108,3	16,36 %	159,6	13,61 %
	2,25	109,8	16,59 %	158,4	13,50 %
<i>kleiner Szintillator</i>	2,1	90,3	13,65 %	137,1	11,69 %
	2,15	90,8	13,72 %	136,3	11,62 %
	2,2	90,9	13,74 %	132,1	11,26 %

Tabelle 1: Gemessene Halbwertsbreiten und Auflösungen der zwei Szintillatoren bei verschiedenen Betriebsspannungen. Die Fehler der Halbwertsbreiten liegen zwischen 0,3 und 0,4 keV.

denen Versorgungsspannungen der beiden Szintillatoren aufgenommen. Dazu wurde das Signal der Szintillatoren über einen Signalverstärker und einen *Multi-Channel-Analyser* (MCA) aufgezeichnet. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 1 festgehalten und wurden durch Fits in den Spektren bestimmt.

Es ist zu erkennen, dass der *kleine Szintillator* unter den getesteten Umständen eine deutlich bessere Auflösungen vorweist. Des Weiteren ist die Zählrate zu beachten, also die Anzahl an Ereignissen bestimmter Mindesthöhe. Die Ereignisse wurden für beide Szintillatoren über 60 s gezählt und sind in Abbildung 15 zu sehen. Der *kleine Szintillator* zeigt ein Plateau zwischen 1,95 kV und 2,15 kV, welches beim *TAPS Szintillator* nicht zu sehen ist. Optimal ist es die Betriebsspannung auf einen Wert in der Mitte des Plateaus zu setzen um spannungsabhängige Variationen der Zählrate zu vermeiden.

Aufgrund der Stabilität und der im Vergleich zum *TAPS Szintillator* besseren Auflösung wurde der *kleine Szintillator* für den Aufbau gewählt.

7 Verwendeter Aufbau

Als ersten Schritt ist es sinnvoll zu untersuchen, in wie weit es möglich ist, gestreute Elektronen zu detektieren und diese zu gemessenen Photonen zu korrelieren. Dazu wurde der Einfachheit halber zunächst auf ortsauflösende DSSD Module verzichtet und stattdessen ein kleiner Plastik-Szintillator verwendet, dessen Zweck lediglich die Detektion eines gestreuter Elektronen ist.

Der nächste Schritt wäre, den Plastik-Szintillator durch ortsauflösende Halbleitermodule, die DSSD Module, zu ersetzen, um die effektive Ortsauflösung der Kamera und deren Effizienz zu testen. Dies übersteigt jedoch den Rahmen dieser Arbeit und wäre Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Um die Charakteristik der Compton-gestreuten Photonen zu untersuchen, wurde zunächst eine 300 μm dicke Kupferplatte als passives Streuzentrum verwendet. Diese wurde unter einem Winkel von ungefähr 63° von γ -Strahlung einer ^{137}Cs -Quelle bestrahlt. Die gestreuten Photonen wurden von dem in Abschnitt 6.2 diskutierten *kleinen* BaF_2 Szintillator gemessen. Unter der Kupferplatte ist ein schmaler Plastik-Szintillator angebracht, der die noch nicht eingebauten DSSD Module als Koinzidenztrigger ersetzen sollte. Deshalb ist es nötig, dass die Elektronen senkrecht nach unten gestreut werden. Die gewünschte Kinematik setzt also voraus, dass der BaF_2 Szintillator in einem Winkel von 18° zur Kupferplatte steht. Diese Winkel lassen sich aus der Gleichung (4.17) und dem Streuwinkel der Photonen berechnen.

$$\begin{aligned}\alpha &= \vartheta + \varphi - 90^\circ && \text{(Winkel des Szintillators)} \\ \beta &= 90^\circ - \varphi && \text{(Winkel der Quelle)}\end{aligned}$$

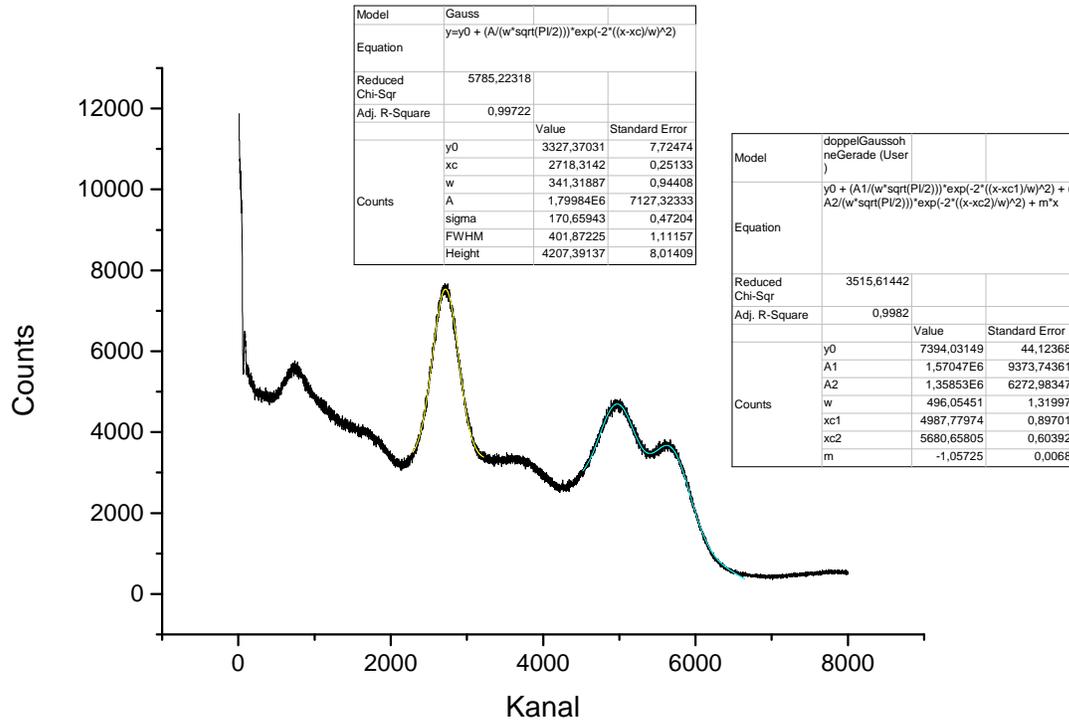


Abbildung 14: Zur Eichung aufgenommenes Spektrum des *kleinen Szintillators*. Aufgenommen bei einer Betriebsspannung von 2,2 kV. Zu sehen sind die γ -Linien von ^{60}Co und ^{137}Cs .

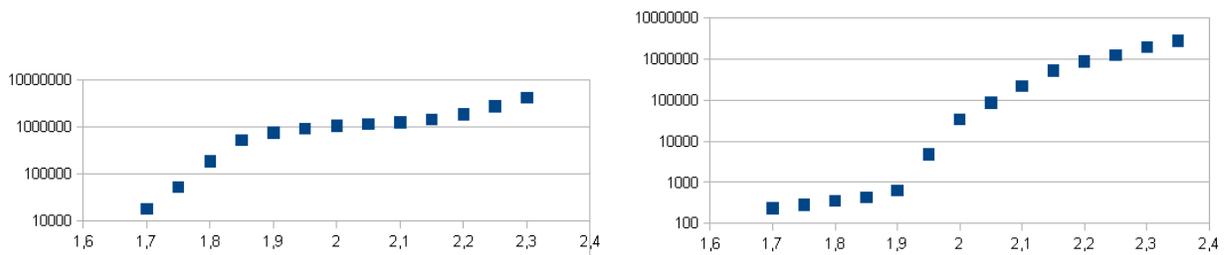


Abbildung 15: Zahl der Ereignisse in 60 s in Abhängigkeit von der Betriebsspannung in Kilovolt in logarithmischer Darstellung. **links:** *kleiner Szintillator*, **rechts:** *TAPS Szintillator*

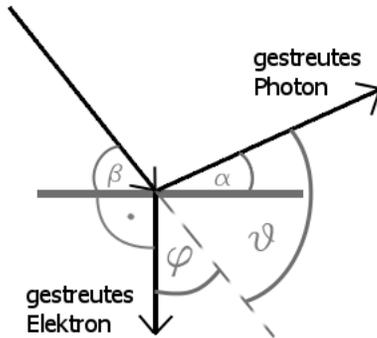


Abbildung 16: Schematische Darstellung der Bezeichnung der verwendeten Winkel zur Beschreibung der Streuung bzw. des Messaufbaus. ϑ und φ sind die Streuwinkel von Photon und Elektron. α bzw. β stellt den Winkel zwischen der Streuebene, der Kupferplatte, und dem Szintillator bzw. der Quelle dar.

Für die angegebenen Winkel geht man von einem Streuwinkel ϑ von 81.1° aus. Der Aufbau ist in Abbildung 17 noch einmal zu sehen.

Im Abschnitt 8 ist zu erkennen, dass die Messdaten bei diesem Aufbau noch sehr dem Untergrund ähneln. Um den Untergrund zu verringern, indem kosmische Strahlung, wie Myonen herausgefiltert werden, wurde ein zusätzlicher Szintillator unter dem Aufbau angebracht. Dieser Szintillator soll den Raumbereich abdecken, den Myonen zum Beispiel nehmen, wenn sie den Plastik- und BaF_2 Szintillator durchqueren. Registriert der zusätzliche Szintillator ein Ereignis, wird ein Vetosignal an die Elektronik gesendet und das Ereignis, sollte denn eines stattfinden, nicht aufgezeichnet.

Die angesprochene Elektronik, die zum Auslesen des Aufbaus verwendet wird, besteht zum Großteil aus NIM-Elektronik. Das einzige Signal, dessen Pulshöhe für die Messung relevant ist, ist das des *kleinen Szintillators*, der die Energie der gestreuten Photonen messen soll. Dieses wird über einen Signalverstärker von Ortec der Modellnummer 571 an einen MCA vom Modell N957 von CAEN weitergeleitet, das von einem Computer mit entsprechender Software ausgelesen wird. Um die Koinzidenz zu berücksichtigen, wird noch ein Gate erzeugt. Nur wenn ein Gate vorhanden ist, wird ein Event aufgezeichnet.

Die einzig relevante Information der anderen Szintillatoren ist ob und wann ein Ereignis stattgefunden hat. Aus diesem Grund werden die beiden Signale, so wie ein vom *kleinen Szintillator* abgezwigtes Signal, an Diskriminatoren geleitet, die für jedes der drei Signale, ab einer festgesetzten Schwelle ein logisches Signal weitergibt. Die Signale der Diskriminatoren laufen alle in eine Logikeinheit. Kommen die Signale des *kleinen Szintillators*, so wie des Plastik-Szintillators gleichzeitig an (Koinzidenz), so wird ein Signal von der Logikeinheit ausgesendet, vorausgesetzt es ist kein Vetosignal des großen flachen Szintillators gleichzeitig eingegangen. Das ausgehende Signal wird daraufhin von einem *Gate-Generator* gestreckt, sodass es den informationstragenden Puls des BaF_2 Szintillators zeitlich umspannt. Der Gate-Generator ist mit dem *Gate* des MCA verbunden. Ein MCA wandelt analoge Signale in digitale um und unterteilt diese, abhängig von ihrer Amplitude, also der Höhe des Pulses, in verschiedene Kanäle auf. Der MCA, des Modells N957 von CAEN, den wir verwendeten, hat 8000 Kanäle, die ein bestimmtes Signal ausgeben, wenn eine entsprechende Pulshöhe registriert wurde.

Da wir nur Photonen in Koinzidenz zu den vom Plastik-Szintillator registrierten Elektronen messen wollen, muss dem MCA noch eine Bedingung zur Analyse des BaF_2 Signals übermittelt werden. Diese Bedingung stellt das Gate dar, welches vom bereits erwähnten Gate-Generator übermittelt wird. Hierin liegt auch der Grund für das Strecken des Signals der Logikeinheit, denn nur während am Gate eine Spannung anliegt, wird das eingehende Signal vom MCA analysiert.

Die Schaltung ist schematisch noch einmal in Abbildung 18 dargestellt.



Abbildung 17: Aufbau zur Messung der Compton-Streuung. Eine ^{137}Cs -Quelle in einem Messing Kollimator bestrahlt das Kupfertarget mit 662 keV Photonen, die nach der Streuung vom kleinen BaF_2 auf der rechten Seite absorbiert werden. Ein kleiner dünner Plastik-Scintillator auf der Unterseite des Kupferblechs registriert gestreute Elektronen und ein großer flacher Scintillator unter dem Tisch dient als Vetosignal für kosmische Strahlung.

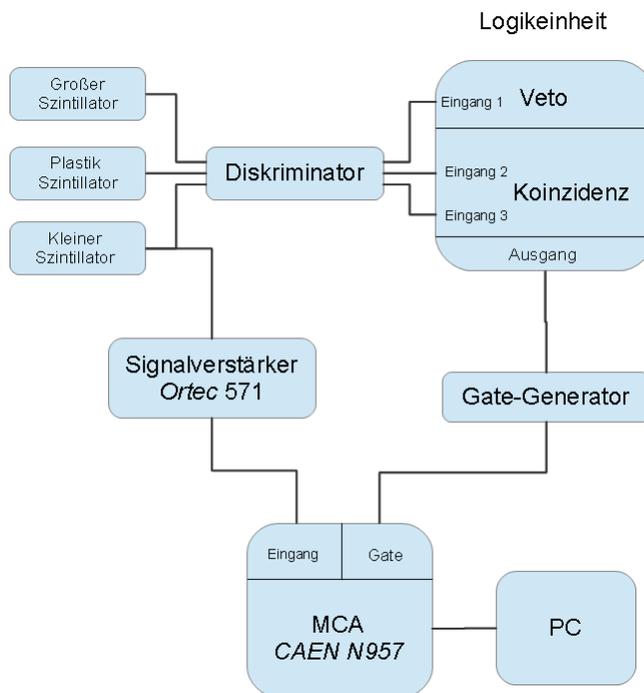


Abbildung 18: Schema des Aufbaus der Elektronik zur koinzidenten Auslese des kleinen Szintillators.

8 Analyse

8.1 Erwartete und gemessene Energien

Der Aufbau der Detektoren lässt es nicht zu, sich nur einen bestimmten Winkel zu betrachten. Der *kleine Szintillator* deckt einen gewissen Winkelbereich ab und somit wird auch ein Bereich an Energien aufgenommen. Tatsächlich absorbiert der Detektor auch um 8° bis 45° gestreute Photonen. Diese werden trotz Koinzidenzbedingung ins Spektrum mit aufgenommen. Das hat zwei Gründe. Zum einen ist die Abhängigkeit des Winkels des gestreuten Elektrons nicht sehr stark vom Winkel des gestreuten Photons abhängig. Das bedeutet für die Grenzwinkel der noch aufgenommenen Strahlung, dass die Elektronen nicht senkrecht nach unten, sondern um $5,8^\circ$ bzw. $9,5^\circ$ davon abweichend gestreut werden. Zum anderen ist der Plastik-Szintillator direkt unter dem Streuer angebracht, sodass er einen großen Raumwinkel abdeckt. Daher werden alle zu den vom BaF_2 Szintillator aufgenommenen Photonen korrelierten Elektronen vom Plastik-Szintillator absorbiert.

Der verwendete Aufbau war auf einen Streuwinkel von ungefähr 81° ausgelegt. Bei der Streuung um diesen Winkel erwartet man, nach Gleichung (4.15), eine Energie von $315,7 \text{ keV}$. Die auf Grund der Geometrie noch zu erwartenden Grenzenergien sind jedoch $245,6 \text{ keV}$ und $365,7 \text{ keV}$.

Eine erste Aufnahme in Koinzidenz und mit Veto ist in Abbildung 19 a) zu sehen. Zur Erzeugung dieses Spektrums wurde ein ^{137}Cs -Quelle verwendet. Die Messung lief über drei Tage. Der in Koinzidenz aufgenommene Untergrund ist rechts daneben in Abbildung 19 b) zu sehen, dessen Messung auch über drei Tage lief. Die Zählrate des Untergrunds ist, wie zu erwarten, deutlich geringer als die der Cs-Messung. Jedoch liegen beide Peaks im selben Energiebereich.

Die Eichung wurde mit drei Quellen durchgeführt. ^{60}Co , ^{137}Cs , und ^{133}Ba mit Linien bei $1332,5 \text{ keV}$ und $1173,24 \text{ keV}$, $661,66 \text{ keV}$ sowie bei $356,02 \text{ keV}$ und $302,85 \text{ keV}$ wurden verwendet. Aus dem aufgenommenen Spektrum wurde die Eichgerade bestimmt, die zur Kalibrierung der

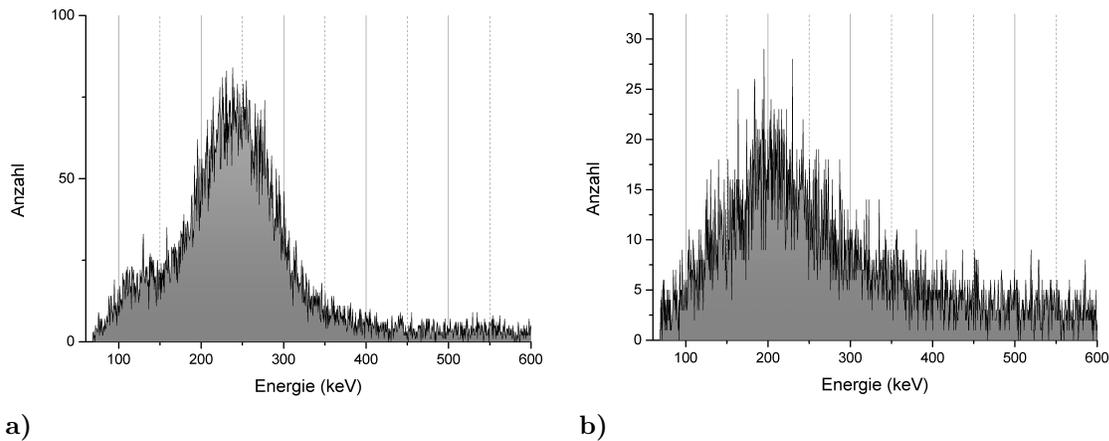


Abbildung 19: a) Messung der Streuung von ^{137}Cs , ausgelegt auf eine Streuung um 81° .
 b) Untergrundmessung. Beide Messungen liefen über einen Zeitraum von drei Tagen.

später aufgenommenen Messwerte dient. Die entsprechende Gleichung ist $E(x) = 0,53199 \text{ keV} \cdot x + 67,94666 \text{ keV}$, mit E als die Energie in keV, x als Kanalnummer und Fehlern für die Steigung von $7,67 \cdot 10^{-4} \text{ keV}$ und den Achsenabschnitt von $1,35 \text{ keV}$.

Bestimmt man die Position des Peaks des Spektrums durch einen Gaußfit, der in diesem Fall die Peakform, aufgrund der großen Winkelakzeptanz des Detektors und anderer Streueffekte, zwar nicht genau beschreibt, jedoch eine gute Näherung bietet, so erhält man einen Energiewert für den Cs Peak von $(240,59 \pm 0,71) \text{ keV}$, was deutlich unter dem erwarteten Energiebereich von $245,6 \text{ keV}$ bis $365,7 \text{ keV}$ liegt.

Um sicherzustellen, dass der gemessene Peak seinen Ursprung in der Compton-Streuung hat, wurde ein zweites Spektrum mit einer ^{60}Co -Quelle aufgenommen, zu sehen in Abbildung 20 a). Zu erwarten ist, aufgrund der höheren γ -Energien der Quelle mit zwei γ -Linien bei 1173 keV und 1333 keV , eine Rechtsverschiebung des Peaks hin zu höheren Energien. Um genau zu sein erwartet man einen Energiebereich von $335,6 \text{ keV}$ bis $468,4 \text{ keV}$. Dieser ist abgesehen von der großen Winkelakzeptanz, wegen den zwei γ -Linien so breit und durch die Auflösung des Detektors noch weiter verbreitert. Tatsächlich misst man jedoch einen Peak bei $(286,41 \pm 0,2) \text{ keV}$, also bei viel zu geringer Energie.

Um unerwünschte Streuwinkel auszuschließen, wurde im nächsten Schritt der vom *kleinen Szintillator* abgedeckte Raumwinkel verkleinert, indem der Abstand zum Streuer erhöht wurde. In Folge dessen wurden Ereignisse mit einer geringeren Rate aufgenommen. Das entsprechende Spektrum ist in Abbildung 20 b) zu sehen. Der Peak liegt bei $(340,19 \pm 0,41) \text{ keV}$ mit einer Halbwertsbreite von $(143,72 \pm 1,91) \text{ keV}$. Vergleicht man die Spektren 20 a) und b), so sieht man dass der letztere Peak weiter in den erwarteten Bereich rutscht, dies stellt also eine sinnvolle Konfiguration dar. Eine weitere Verkleinerung des Raumwinkels, so dass nur noch relativ zur Tischplatte um 14° bis 16° gestreute Photonen absorbiert werden, bewirkt, wie in Abbildung 21 a) zu sehen, keine weitere Verschiebung, sondern nur einen schmaleren Peak. Der Gaußfit liefert Werte von $(333,23 \pm 0,46) \text{ keV}$ für die die Peaklage und $(117,73 \pm 1,96) \text{ keV}$ für die Halbwertsbreite.

Eine weitere Messung mit Blei als Streutarget, Abbildung 21 b), zeigt, mit einem Peak bei $(330,52 \pm 1,13) \text{ keV}$, das für Compton-Streuung erwartete materialunabhängige Verhalten, weshalb man relativ sicher sein kann, dass trotz der leichten Energiediskrepanz zwischen den erwarteten und gemessenen Werten, es sich hier um Compton-Streuung handelt.

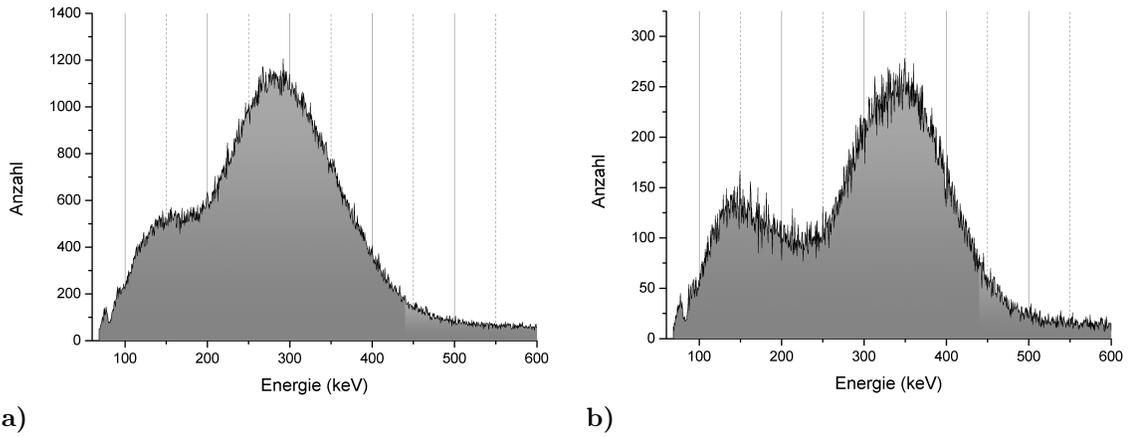


Abbildung 20: a) Messung mit ^{60}Co . b) Messung mit ^{60}Co und kleinerem Raumwinkel.

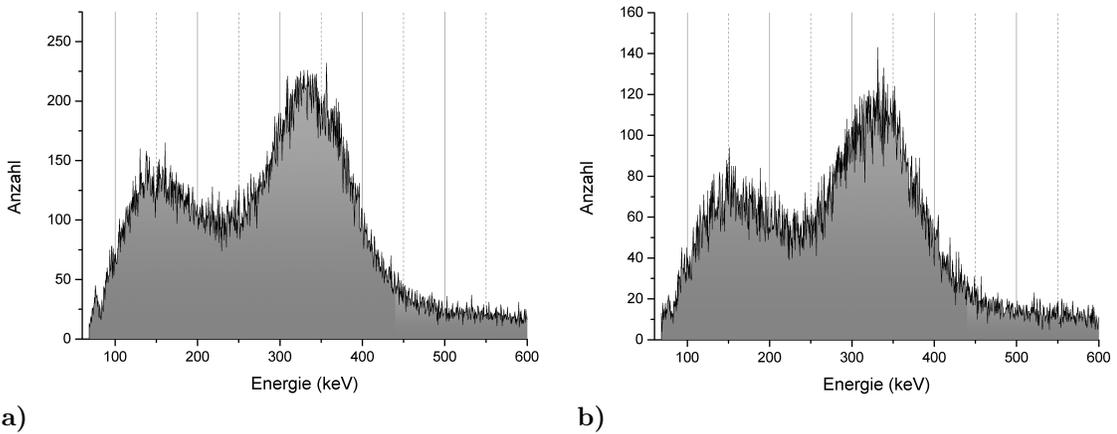


Abbildung 21: a) ^{60}Co mit weiter verkleinertem Raumwinkel. b) ^{60}Co mit Blei als Streutarget.

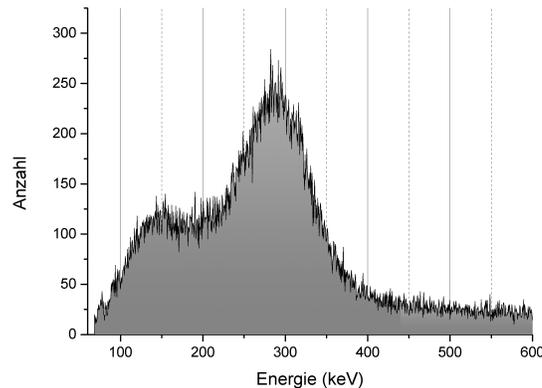


Abbildung 22: Spektrum einer 100° Streuung.

	^{137}Cs bei 81°-Str.	^{60}Co bei 81°-Str.	^{60}Co bei 100°-Str.
erwarteter Bereich	245,6 bis 365,7 keV	335,6 bis 468,4 keV	321,1 bis 374,1 keV
Mittelwert	305,65 keV	402 keV	347,6 keV
gemessene Energie	240,59 keV	340,19 keV	286,5 keV
Differenz	65,06 keV	61,81 keV	61,1 keV

Tabelle 2: Differenzen zwischen erwarteten und gemessenen Peakenergien für verschiedene Streuungen (Str.).

8.2 Auswirkung der Energiediskrepanz

Die Ursache der Energiediskrepanz wäre Gegenstand weiterer Untersuchungen, übersteigt aber den Rahmen dieser Arbeit. Dennoch sollen die Auswirkungen hier betrachtet werden.

Bestimmt man die Mitte des Erwartungsbereichs und bildet die Differenz zur gemessenen Peakenergie, so kann man die Energiediskrepanz für verschiedene Energien vergleichen. Aus diesem Grund wurde eine weitere Messung mit ^{60}Co aber einem größeren Streuwinkel durchgeführt. Mit einem Streuwinkel von ca. 100° und einem akzeptierten Winkelbereich von 14° bis 27°, gemessen relativ zur Tischplatte, erwartet man Energien zwischen 321,1 keV und 374,1 keV, sieht aber einen Peak bei $(286,5 \pm 0,43)$ keV. Das entsprechende Spektrum ist in Abbildung 22 zu sehen.

Trägt man die Differenzen der erwarteten und gemessenen Werte auf, wie in Tabelle 2, sieht man, dass die Differenzen sehr nah bei einander liegen. Sollte es sich herausstellen, dass die Differenz zwischen gemessenen und erwarteten Energien konstant oder linear wäre, so läge es nahe davon auszugehen, dass es sich um einen systematischen Fehler handelt, welchen man ausgleichen könnte.

Zusätzlich lässt sich die Abweichung des Winkels $\Delta\vartheta$ abhängig von der Ungenauigkeit der gemessenen γ -Energien berechnen.

$$\Delta\vartheta = \left| \frac{\partial\vartheta}{\partial E'_\gamma} \right| \cdot \Delta E'_\gamma \quad \text{mit} \quad \frac{\partial\vartheta}{\partial E'_\gamma} = - \frac{E_e(E_e + 2E'_\gamma)mc^2}{E'_\gamma{}^2(E_e + E'_\gamma)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{E_e mc^2}{E_e E'_\gamma + E'_\gamma{}^2} - 1 \right)}}$$

Verwendet man die gemessene Energie und die Differenz zur erwarteten Energie für die 100°-Streuung, so kann man die erwartete Winkelabweichung für diese Streuung abschätzen. Die dazu relevanten Werte sind der Tabelle 2 entnehmbar. Mit einer Quellenenergie von 1333 keV und einer Energieungenauigkeit des gestreuten Photons von 61,1 keV erhält man eine Winkelabweichung von

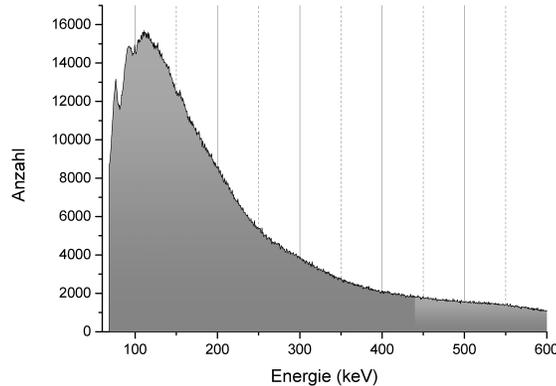


Abbildung 23: Untergrund mit Koinzidenzlevel 1

	^{137}Cs bei 81° -Str.	^{60}Co bei 81° -Str.	^{60}Co bei 100° -Str.
gemessene Energie	240,59 keV	340,19 keV	286,5 keV
Comptonkante	123,9 keV	145,9 keV	135,1 keV

Tabelle 3: Erwartete Comptonkanten für verschiedene Streuungen.

ungefähr $\Delta\theta = 15,8^\circ$. Diese Winkelabweichung ist natürlich viel zu groß für die Anwendung in Detektorsystemen, die auf eine gute Ortsauflösung angewiesen sind, wie es die, in der Einführung genannten Beispiele sind. Es ist zu sehen, dass es notwendig ist die Energie sehr genau zu messen.

8.3 Unbekannte Struktur

Bisher noch nicht angesprochen wurde die ab Abbildung 19 zunehmend sichtbar werdende Struktur neben den Peaks in den Streuspektren. Dieser zweite Peak oder die Schulter, wie ich die Struktur im Folgenden nennen werde, scheint konstant bei ungefähr 150 keV zu liegen, wie man in den Abbildungen 19 bis 22 sehen kann.

Dieses von Streuwinkel und Quellenenergie unabhängige Verhalten lässt darauf schließen, dass es sich um Untergrundstrahlung handelt. Diese Vermutung wird jedoch nicht durch den in Abbildung 19 b) gezeigten Untergrund in Koinzidenz unterstützt.

Die Energien liegen zwar recht nahe beieinander, das Maximum des Untergrunds würde aber eher 200 keV zugeordnet werden. Dieses Spektrum wurde jedoch in Koinzidenz aufgenommen. Durch hinzufügen einer radioaktiven Quelle wäre es möglich, dass Energien aus dem normalen Untergrund, aufgrund des öfters getriggerten Gates, zufällig in das Spektrum mit aufgenommen wurden. Dies setzt jedoch voraus, dass der Untergrund einen deutlichen Peak bei der Energie der Schulter, also 150 keV, hat. Um dies zu untersuchen wurde der Untergrund mit Koinzidenzlevel 1, sprich ohne Koinzidenz, aufgenommen und ist in Abbildung 23 zu sehen. Die Abbildung 23 zeigt eine hohe Aktivität im unteren Energiebereich, mit einem Peak unter 150 keV, bei Energien, die in den Streuspektren kaum Einträge haben.

Es besteht noch eine andere Möglichkeit. Mit Szintillatoren aufgenommene Spektren weisen meist eine Comptonkante auf. Dies ist zunächst auch für unsere Spektren zu erwarten. Die hier aufgenommenen Energien sind mit den entsprechenden Comptonkanten in Tabelle 3 zu sehen. Es ist zu sehen, dass die Energien in den Energiebereich der Schulter fallen, jedoch einen Energiebereich von 22 keV abdecken. Aufgrund der recht groben Auflösung des *kleinen Szintillators* und der Form der Schulter, ist es nicht so einfach dessen genaue Lage zu bestimmen und könnte somit fälschlicherweise als

Energieunabhängig angenommen worden sein, zumal die genaue Lage der Schulter beim ^{137}Cs Peak aufgrund des Überlapps nicht zu bestimmen ist.

Aufklärung können nur weitere Messungen bei weiteren Streuwinkeln und verschiedenen Quellenenergien liefern. Diese Untersuchungen würden jedoch den Rahmen dieser Arbeit übersteigen.

9 Fazit

Wie bereits diskutiert, ergeben sich Spektren die, bis auf kleine Abweichungen, dem entsprechen, was man für Compton-Streuung erwartet. Zudem ist gezeigt, dass die gestreuten Elektronen aufgenommen und zu den entsprechenden Photonen korreliert werden können. Das bedeutet, die Umsetzbarkeit einer Comptonkamera des verwendeten Aufbaus ist gezeigt.

Zusammenfassend ist es möglich sagen, dass das Prinzip einer Compton-Kamera durchaus sinnvoll ist und die Möglichkeit bietet auf mechanische Kollimatoren zu verzichten.

Dieser Aufbau jedoch, ist durch seine Einschränkungen nicht brauchbar einzusetzen. Das liegt vor allem an der Art und Weise der Photonendetektion. Die Anordnung des Szintillators über der Streuebene hat den Nachteil, dass ein Bereich für einfallende γ -Strahlung abgedeckt wird. Zudem fällt nur ein kleiner Teil der gestreuten Photonen in den Akzeptanzbereich des Absorbers, was eine geringe Effizienz zur Folge hat. Diese kleine Effizienz schließt die Anwendung in der medizinischen Diagnostik aus. Der Patient würde einer unnötig hohen Strahlenbelastung ausgesetzt werden, bevor man genug Ereignisse registriert hätte, um ein sinnvolles Bild zu rekonstruieren. Dieses Problem wäre in der Weltraumforschung allerdings nicht gegeben.

10 Ausblick

Untersuchungen die noch ausstehen umfassen, unter anderem weitere Messungen zur Bestimmung der Herkunft der Energiediskrepanz, sowie der Schulter der Spektren, aber vor allem Untersuchungen der Flugbahn der gestreuten Elektronen nach dem Austausch des Plastik-Szintillators durch zwei oder mehr DSSD Module. Erst die Möglichkeit die Elektronen zu tracken lässt es zu die Richtung des ursprünglichen Photons zu rekonstruieren.

Weiterhin scheint das Prinzip der elektronischen Kollimation durch Compton-Streuung vielversprechend. Der Aufbau muss jedoch noch angepasst werden. Zum einen benötigt man genauere Detektoren als Absorber, um die Energie der gestreuten Photonen und damit den Streuwinkel besser bestimmen zu können. Zum anderen muss die Anordnung der Module verändert werden, um die Effizienz erhöht werden.

Da Richtungsinformationen eines der Streuteilnehmer zur Rekonstruktion des Stoßes ausreicht, ist es möglich den Streuer und Absorber zu vereinen und ein austretendes Elektron zu tracken. Als Streuer/Absorber benötigt man ein Material mit großem Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt, also möglichst hoher Ordnungszahl Z . Daher sind die meisten anorganischen Szintillatoren besser geeignet als Halbleiter.

Um es dem gestreuten Elektron zu ermöglichen den Streuer zu verlassen ist es notwendig den Streuer dünn zu halten, also wird ein dünner, flacher, anorganischer Szintillator benötigt. Zum Aufzeichnen der Elektronenspur können zwei DSSD Module verwendet werden.

Vorteilhaft sind die Reduktion der benötigten Module, sowie die Erhöhung der Effizienz dadurch dass, um die Achse der einfallenden Strahlung herum, Photonen absorbiert werden können.

Abbildungsverzeichnis

1	Wirkungsquerschnitte von Photo-, Comptoneffekt und Paarerzeugung	3
2	Compton-Effekt	4
3	Der aus der Klein-Nishina-Formel berechnete Wirkungsquerschnitt.	4
4	Dominante Wechselwirkung von Photonen mit Materie	5
5	Braggkurve aus theoretischem Energieverlust von Alpha-Teilchen in Mylar.	9
6	Schematische Darstellung eines Szintillationsdetektors.	10
7	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Halbleiterdetektors	11
8	Bänder dotierter Halbleiter	12
9	Strom-Spannungverlauf einer Diode	13
10	Schematische Darstellung des Aufbaus einer Compton-Kamera	15
11	Erschließung der Position der Quelle	16
12	Schematischer Aufbau der verwendeten Compton-Kamera	17
13	Getestete Szintillatoren	18
14	Eichspektrum des <i>kleinen</i> BaF ₂ Szintillators	20
15	Zahl der Ereignisse in 60 s in Abhängigkeit von der Betriebsspannung	20
16	Winkel der Streuung	21
17	Aufbau zur Messung der Compton-Streuung	22
18	Schema des Aufbaus der Elektronik zur koinzidenten Auslese des kleinen Szintillators.	23
19	Messung der Comptonstreuung mit einer ¹³⁷ Cs-Quelle.	24
20	Messung der Comptonstreuung mit einer ⁶⁰ Co-Quelle und eine mit kleinerem Raumwinkel.	25
21	Messung der Comptonstreuung mit einer ⁶⁰ Co-Quelle, kleinerem Raumwinkel und Bleitarget.	25
22	Spektrum einer 100° Streuung.	26
23	Untergrund mit Koinzidenzlevel 1	27

Tabellenverzeichnis

1	Gemessene Halbwertsbreiten und Auflösungen der zwei Szintillatoren	19
2	Differenzen zwischen erwarteten und gemessenen Peakenergien.	26
3	Erwartete Comptonkanten für verschiedene Streuungen.	27

Literatur

- [1] K. Bennett, B. G. Taylor, and C. Winkler, "First results from GRO-Comptel," *ESA Bulletin*, vol. 68, pp. 53–60, Nov. 1991.
- [2] W. Klinkmann and H. Hirsch, eds., *The Imaging Compton Telescope (Comptel)*, Oct. 1985.
- [3] R. J. Jaszczak, "The early years of single photon emission computed tomography (spect): an anthology of selected reminiscences," *Physics in Medicine and Biology*, vol. 51, no. 13, p. R99, 2006.
- [4] K. Bethge, G. Walter, and B. Wiedemann, *Kernphysik: eine Einführung*. Springer-Lehrbuch, Springer London, Limited, 2007.
- [5] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4*. 1998.
- [6] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. Springer, 1994.
- [7] A. H. Compton, "A quantum theory of the scattering of x-rays by light elements," *Phys. Rev.*, vol. 21, pp. 483–502, May 1923.
- [8] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*. Wiley, 1989.
- [9] R. Evans, *The atomic nucleus*. International series in pure and applied physics, McGraw-Hill, 1955.
- [10] *Standard Nuclear Instrument Modules*. U.S. AEC Report TID-20893 (Rev. 3), U.S. Government Printing Office, Washinton D.C., 1969.
- [11] J. Millman and C. Halkias, *Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems*. International student edition, McGraw-Hill international book Company, 1972.
- [12] C. Gerthsen and D. Meschede, *Gerthsen Physik*. Springer-Lehrbuch, Springer-Verlag, 2003.
- [13] M. Rossmann, "Elektronik-Kurs." <http://elektronik-kurs.net/elektronik/diode-teil1/>, Oct. 2013.
- [14] H. Spieler, *Semiconductor Detector Systems*. Series on Semiconductor Science and Technology, OUP Oxford, 2005.
- [15] "Monte carlo study of a double-scattering compton camera with {GEANT4}," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 580, no. 1, pp. 314 – 317, 2007.
- [16] J. Brabandt, R. Beyer, A. Junghans, and A. Wagner, "Annual report 2004 institute of nuclear and hadron physics," *Annual Report Forschungszentrum Rossendorf*, 2005.

Danksagung

Zuerst aller erst möchte ich Prof. Brinkmann danken, dass er mir das Thema für die Thesis vorgeschlagen und mich herzlich in der Arbeitsgruppe willkommen geheißen hat. Besonders will ich auch meinem Betreuer Hans Zaunick, so wie Robert Schnell und dem Rest meiner Mitbüroler, Thommaso Quagli und Andreas Pitka danken, die mir stets mit Rat und Tat zur Seite standen, sowie der gesamten Arbeitsgruppe, dank derer ich mich im zweiten physikalischen Institut sehr wohl gefühlt habe.

Ich möchte auch meiner Kommilitonin Marcelle Tchitnga danken, die die Arbeitszeit hier sehr aufgelockert hat. Danken will ich auch meinem Mitbewohner Michael Tuente, der mir unter die Arme gegriffen hat, als es stressig wurde, sowie meiner Familie, die mich immer unterstützt hat.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst, sowie dessen Inhalte wissenschaftlich erarbeitet habe. Ich habe keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel, benutzt, sowie die Zitate kenntlich gemacht.

Gießen, den 11.11.2013

Sebastian Zimmermann