

V18

## **Der Germanium-Detektor**

Fritz Agildere  
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann  
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 22. April 2024  
Abgabe:

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>2</b>
2.1 Die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie .....	2
2.1.1 Der Photoeffekt .....	3
2.1.2 Der Compton Effekt .....	3
2.1.3 Die Paarerzeugung .....	5
2.2 Grundlagen eines Halbleiter-Detektors .....	5
2.3 Das Spektrum eines monochromatischen Gammastrahlers .....	6
<b>3 Aufbau</b>	<b>7</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>7</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>7</b>
<b>6 Diskussion</b>	<b>7</b>
<b>Literatur</b>	<b>7</b>
<b>Anhang</b>	<b>8</b>

# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es die Funktionsweise eines hochreinen Germaniumdetektors zu untersuchen. Zunächst wird die Energiekalibration und die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit des Detektors bestimmt. Anschließend wird anhand der gesammelten Daten über die Eigenschaften des hochreinen Germaniumdetektors ein Spektrum eines unbekannten Strahlers aufgenommen und hinsichtlich dessen Energie und Aktivität ausgewertet.

## 2 Theorie [1]

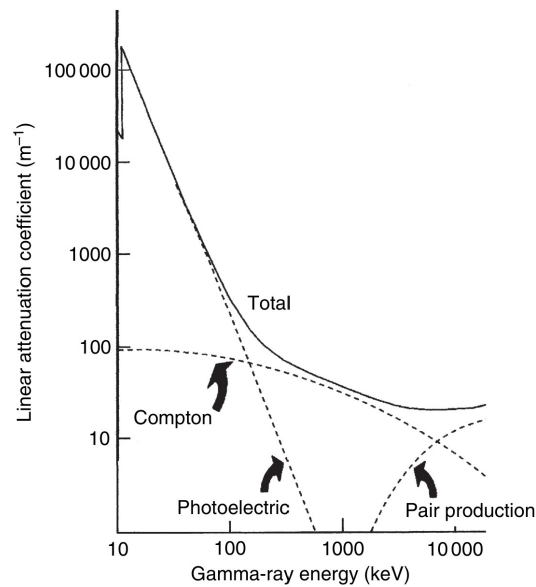
Zum Verständnis des hochreinen Germaniumdetektors werden die theoretischen Grundlagen dessen im Folgenden erläutert.

### 2.1 Die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Bei der Gamma-Strahlungs-Detektion werden Elektronen des Detektor-Materials von den Gamma-Photonen angeregt und damit werden die Atome ionisiert. Daher bilden sich Elektronen-Loch-Paare. Die Primärelektronen ionisieren wiederum weitere Atome des Detektor-Mediums und erzeugen somit weitere Elektron Loch Paare. Die Anzahl der Elektronen-Loch Paare ist direkt proportional zur Energie des Elektrons aus der primären Wechselwirkung.

Da der Absorptionskoeffizient für Gamma-Strahlung bei Gasen sehr niedrig ist, werden Gamma-Strahlen-Detektoren aus Festkörpern gebaut. Das Material des Detektors muss so gewählt werden, dass die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare gesammelt und als elektrisches Signal wiedergegeben werden kann. Zusätzlich ist der Grad der Interaktion von Gamma-Strahlung mit Materie abhängig von der Energie der Strahlung. Der Intensitätsverlust eines  $\gamma$ -Strahls in Materie ist abhängig von der jeweiligen Schichtdicke des Materials  $d$ , der Elektronendichte und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Dabei ist der Wirkungsquerschnitt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Teilchenreaktion. Dieser lässt sich als effektive Wirkungsfläche interpretieren

In Abbildung 1 ist der Dämpfungskoeffizient von Germanium, welcher die Reduktion der Strahlungsintensität bei bestimmter Energie verursacht durch den Absorber misst, gegen die Gamma-Strahlen Energie aufgetragen.



**Abbildung 1:** [2]

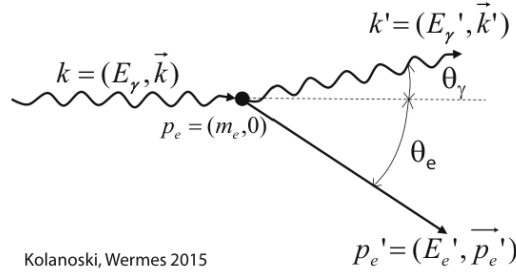
Die totale Kurve setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen: Dem Photoeffekt, dem Compton Effekt und der Paarerzeugung. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten erläutert.

### 2.1.1 Der Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt den Prozess bei dem ein ein Gamma-Quant mit einem Hüllenelektron wechselwirkt. Das Photon wird absorbiert, daher gibt es seine gesamte Energie an das Atom ab, und ein Elektron wird emittiert. Das Atom nimmt dabei den Rückstoßimpuls auf und wird ionisiert. Anhand der Abbildung 1 lässt sich ablesen, dass für Energie im Bereich bis zu 100 keV Absorption durch den Photoeffekt dominiert. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts fällt für große Energien ab. Bei konstanter Photonen-Energie nimmt  $\sigma$  stark zu für wachsende  $Z$ . Demnach ist der Wirkungsquerschnitt abhängig von Energie der  $\gamma$ -Quanten und der Kernladungszahl  $Z$ .

### 2.1.2 Der Compton Effekt

Der Compton-Effekt ist die Streuung eines Photons an einem quasi-freien oder freien Elektron. Die Hüllenelektronen eines Atoms werden hier als quasi-frei betrachtet unter der Bedingung, dass die Energie des Photons viel größer als die Bindungsenergie der Elektronen ist. Dieser Prozess dominiert in Materie um 1 MeV. Die Kinematik der Compton Streuung ist in Abbildung 2 zu sehen.



**Abbildung 2:** Die Kinematik des Compton Effekts, wobei das Elektron als quasi-frei betrachtet wird.[4]

Um den Zusammenhang zwischen der Energie und des Winkels des gestreuten Photons zu brechen, werden Viererimpulse verwendet. Diese wurden in der Abbildung 2 definiert. Dabei bezeichnen  $k$  und  $p_e$  die Viererimpulse des Photons und des Elektrons vor dem Stoß.  $k'$  und  $p_e'$  bezeichnen die Viererimpulse nach dem Stoß. Aus Impulserhaltung und Energieerhaltung folgt der Zusammenhang

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon (1 - \cos \theta_\gamma)} \quad (1)$$

für die Energie des gestreuten Photons.

Den Wirkungsquerschnitt der Compton Streuung ergibt sich aus der Integration der Klein-Nishina-Formel über den Raumwinkel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2 \left[ 1 + \epsilon (1 - \cos \theta_\gamma) \right]^2} \left( 1 + \cos^2 \theta_\gamma + \frac{\epsilon^2 (1 - \cos \theta_\gamma)^2}{1 + \epsilon (1 - \cos \theta_\gamma)} \right). \quad (2)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit zur Energie ergibt sich

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\pi r_e}{\epsilon E_\gamma} \left( 2 - \frac{2E}{\epsilon (E_\gamma - E)} + \frac{E^2}{\epsilon^2 (E_\gamma - E)^2} + \frac{E^2}{E_\gamma (E_\gamma - E)} \right). \quad (3)$$

Für den Wirkungsquerschnitt pro Atom kommt es zu einer linearen Abhängigkeit

$$\sigma_{\text{Compton}}^{\text{Atom}} = Z \sigma_{\text{Compton}}. \quad (4)$$

Die Linearität gilt für die Annahme von freien Elektronen, also für Energien oberhalb der Bindungsenergie des Elektronen. Für kleinere Energien nimmt der Compton Wirkungsquerschnitt in Materie ab.

### 2.1.3 Die Paarerzeugung

Eine weitere Wechselwirkung ist die Paarerzeugung, wobei ein Photon mit dem ganzen Atom interagiert. Das  $\gamma$ -Quant kann in dem Coulomb Feld einer Ladung in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt werden. Aufgrund der Impulserhaltung kann Paarerzeugung nur auftreten, wenn ein Stoßpartner in Form eines Atoms oder eines Hüllenelektrons gegeben ist. Damit Paarbildung auftreten kann, muss für die Energie der Photonen die Bedingung

$$E_\gamma \approx 2m_e c^2 \quad (5)$$

erfüllt sein. Zusammen mit der Abbildung 1 folgt, dass die Paarerzeugung für Energien größer als 1 MeV dominiert.

## 2.2 Grundlagen eines Halbleiter-Detektors

Halbleiterdetektoren aus Silizium oder Germanium eignen sich für den Nachweis von Gammastrahlung und die Bestimmung derer Energie mit einer hohen Genauigkeit. Die zentrale Komponente des Detektors ist die Halbleiterdiode. In diesem Versuch wird ein Germaniumdetektor verwendet. Die Diode besteht aus einem zylinderförmigen Germanium Kristall. Die Oberfläche ist über Eindiffusion von Lithium Atomen n-dotiert. An diese wird der Pluspol der Sperrspannung angelegt. Im Inneren des Kristalls befindet sich eine koaxiale Bohrung, welche an der Oberfläche mit Gold bedampft wurde, sodass diese p-dotiert ist. Es kommt zur Ausbildung einer ausgedehnten Verarmungszone. Wenn nun die Gammastrahlung ,bei einer Energie  $E_\gamma$  oberhalb der Bandlücke, eintrifft, wird ein Primärelektron von dem Photon angeregt. Sodass das Elektron von dem Valenzband in das Leitungsband angehoben wird. Wird eine Elektron in ein anderes höher liegendes Band angeregt, lässt dieses eine freie Stelle über. Diese wird als Loch mit einer positiven Ladung interpretiert. Die Energie dieses Elektrons ist sehr hoch, daher kommt es mehrfach zu Anregung von Sekundärteilchen, welche wiederum freie Stellen zurücklässt. Die Erzeugung von sekundäre Elektronen ist ein statistischer Prozess. Da die Löcher als Teilchen mit positiver Ladung angesehen werden können und die Elektronen eine negative Ladung besitzen, werden die Löcher von der n-dotierten Schicht und die Elektronen von der p-dotierten Schicht angezogen. So fließt ein Strom der gemessen werden kann. Die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare  $n$  ist direkt abhängig zu der absorbierten Energie der Gammastrahlung  $E_{\text{absorbiert}}$ . Für die Energie  $\epsilon$ , die benötigt wird, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen gilt der Zusammenhang

$$n = \frac{E_{\text{absorbiert}}}{\epsilon}. \quad (6)$$

Die Elektronen und die Löcher müssen in dem Detektormaterial gut mobil sein. Die Größe des Kristalls ist ebenfalls eine nicht zu vernachlässigende Eigenschaft. Wichtig ist dass der Absorptionskoeffizient groß ist, damit die Messung effektiv ist. Um dies zu garantieren werden Materialien mit einem großen Absorptionskoeffizient gewählt. Dieser hängt mit

der Kernladungszahl  $Z$  zusammen. Das Material muss zudem elektrische Charakteristika aufweise, da ein Stromimpuls gemessen werden soll. Zusammen mit der Mobilität, die für die Elektronen und die Löcher gelten soll, kann der Schluss gezogen werden, dass sich Halbleiter gut für solche Detektoren eignen.

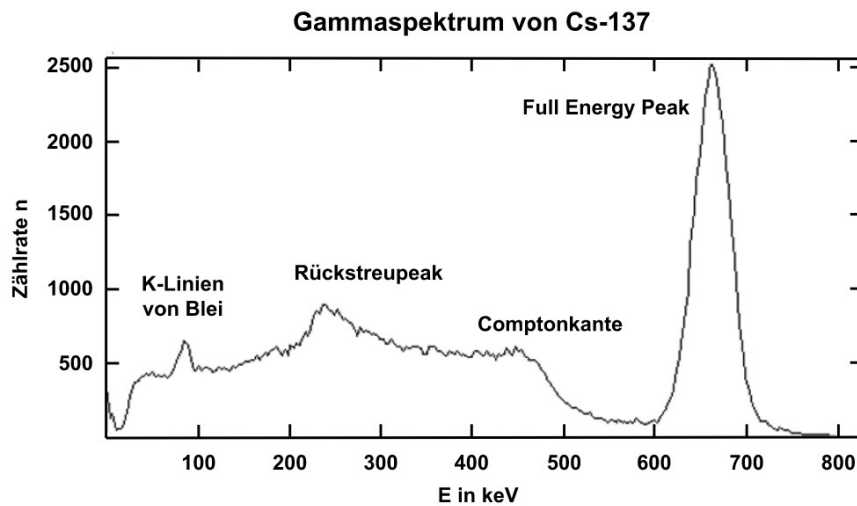
In der Abbildung 3 sind einige Materialien, welche sich eignen würden für einen Halbleiterdetektoren und deren Eigenschaften.

Material	Atomic number	Operating temperature	Band gap (eV) <sup>a</sup>	$\epsilon$ (eV) <sup>a,b</sup>	Density (g cm <sup>-3</sup> )	Mobility(cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ) <sup>a</sup>	
						Electrons	Holes
Si	14	RT	1.106	3.62	2.33	1350	480
Ge	32	Liquid N <sub>2</sub> (77 K)	0.67	2.96	5.32	$3.6 \times 10^4$	$4.2 \times 10^4$
CdTe	48, 52	RT	1.47	4.43	6.06	1000	80
CdZnTe	48, 30, 52	RT	1.57	4.64	5.78	1000	50–80
HgI <sub>2</sub>	80, 53	RT	2.13	4.22	6.30	100	4
GaAs	31, 33	RT	1.45	4.51	5.35	8000	400
TlBr	81, 35	-20°C	2.68	?	7.56	—	—
PbI <sub>2</sub>	82, 53	—	2.6	7.68	6.16	8	2
GaSe	31, 34	—	2.03	6.3	4.55	—	—
AlSb	13, 51	—	1.62	5.05	4.26	—	—
CdSe	48, 34	—	1.75	?	5.74	—	—

**Abbildung 3:** Die Eigenschaften einiger Materialien, welche geeignet wären zur Detektion von Gammastrahlung.[2]

## 2.3 Das Spektrum eines monochromatischen Gammastrahlers

Das Gammaspektrum weist verschiedene charakteristische Stellen auf. In Abbildung 4 ist das Gammaspektrum von Cs-137 beispielhaft gezeigt.



**Abbildung 4:** Das Gammaspektrum von Cs-137. [3]

Existenziell für die Bestimmung der Gammenergien ist der Photopeak oder auch der Full Energy Peak. Er gibt die gesamte Energie des einfallenden  $\gamma$ -Quants an. Nur wenn der Photoeffekt stattgefunden hat ist die Deponierung der gesamten Energie im Detektor möglich. Das Compton Kontinuum erstreckt sich von  $E_{\min}$  bis  $E_{\max}$ . Die minimale Energie  $E_{\min}$  ist dabei festgelegt über die Nachweisgrenze des Detektors, welche in diesem Fall bei etwa 40 keV bis 50 keV liegt. Der Begriff Compton Kontinuum rührt aus der kontinuierlichen Energieabgabe beim Compton Effekt her. Die maximal abgegebene Energie  $E_{\max}$  wird als Compton-Kante bezeichnet. Diese lässt sich anhand von

$$E_{\max} = E_{\gamma} \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad (7)$$

bestimmen.

Im Bereich des Compton Kontinuums kommt es zu einem zusätzlichen Anstieg, dieser wird als Rückstreupeak bezeichnet. Die  $\gamma$ -Quanten strahlen konzentrisch und daher gelangen diese auch in das umliegende Material. Demnach erfolgen nicht ausschließlich im Detektor Compton-Effekte, sondern auch in der Umgebung. Diese Quanten gelangen nach der Streuung in den Detektor und verantworten eine höhere Zählrate. Berechnet werden kann der Peak über

$$E_{\text{back}} = E_{\gamma} \frac{1}{1 + 2\epsilon}. \quad (8)$$

### 3 Aufbau

### 4 Durchführung

### 5 Auswertung

### 6 Diskussion

### Literatur

- [1] *Anleitung zu Versuch 18, Der Germanium-Detektor.* TU Dortmund, Fakultät Physik. 2024.
- [2] G.Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectrometry.* 2. Aufl. Wiley, 2008.
- [3] *Gammaspektrum von Cs-137.* 2024. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/radioaktivitaet-fortfuehrung/versuche/gammaspektrum-von-cs-137>.
- [4] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen.* Springer, 2016.



## Anhang