

# **FP-2024 - Versuch V18**

**Germaniumdetektor**

Jan Oppoli

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>2</b>
2.1	Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie . . . . .	2
2.1.1	Photoelektrischer Effekt . . . . .	3
2.1.2	Compton-Effekt . . . . .	3
2.1.3	Paarerzeugung . . . . .	4
2.2	Funktionsweise des Germaniumdetektors . . . . .	4
2.2.1	Grundlagen . . . . .	4
2.2.2	Wechselwirkung von Strahlung mit dem Detektor . . . . .	4
2.2.3	Signalverarbeitung . . . . .	5
2.3	Spektrum eines monochromatischen Gamma-Strahlers . . . . .	5
<b>3</b>	<b>Aufbau</b>	<b>6</b>
<b>4</b>	<b>Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>7</b>
<b>7</b>	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>7</b>
<b>8</b>	<b>Anhang</b>	<b>8</b>

# 1 Zielsetzung

Ziel des vorliegenden Versuchs ist es, mithilfe eines hochreinen Germaniumdetektors verschiedene Radioaktive Gammastrahler auf ihre Charakteristika, wie die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit, zu untersuchen. Nach einer Energiekalibration mittels hinreichend dokumentierter Probe werden die Spektren von sowohl bekannten Materialien, als auch zu bestimmenden Elementen gemessen und ausgewertet. Aufgrund des hohen Energieauflösevermögens sind Germaniumdetektoren von enormem Wert für die Gamma-Spektroskopie.

## 2 Theorie

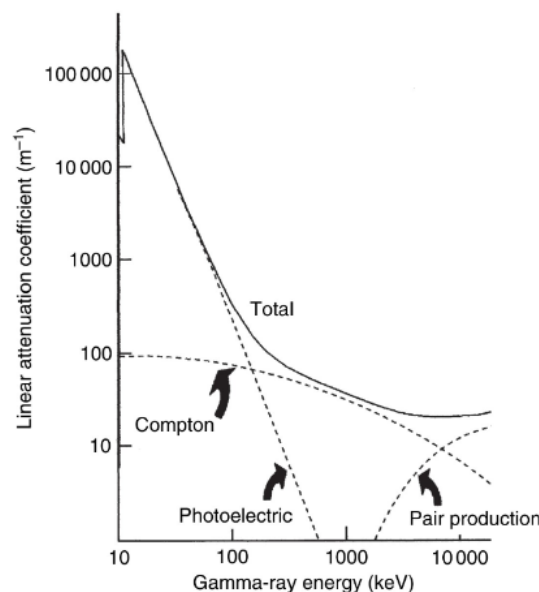
Nachdem zunächst auf die verschiedenen Wechselwirkungen von elektromagnetischer Strahlung mit Materie eingegangen wird, folgt mit diesem Wissen eine Einführung in die Funktionsweise des verwendeten Germaniumdetektors.

### 2.1 Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie

Im Wesentlichen spielen drei Effekte eine wesentliche Rolle bei dem Einfall von im Versuch erzeugten Gammaquanten in Materie, wie in Abbildung 1 dargestellt ist. Allgemein kann die Intensität  $I$  von Strahlung innerhalb eines Materials abhängig von der Eindringtiefe  $x$  mithilfe der Funktion

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu x) \quad (1)$$

modelliert werden, wobei  $\mu$  Extinktionskoeffizient oder Absorptionskoeffizient genannt wird. Dieser von verschiedenen Materialeigenschaften sowie Strahlungsenergie abhängige Parameter beschreibt, wie stark ein Material die respektive Strahlung abschwächt. Im Anschließendenden wird der zustandekommende Graph erklärt.



**Abbildung 1:** Schematischer Verlauf des Extinktionskoeffizienten in Abhängigkeit der Photonenenergie[2].

### 2.1.1 Photoelektrischer Effekt

Der Photoeffekt beschreibt den Prozess, bei dem ein Gammaquant seine gesamte Energie an ein Hüllelektron eines Atoms abgibt, es herauslöst und das Atom somit ionisiert. Damit es zu diesem Verhalten kommen kann, müssen die Photonen bestimmte Energien, welche mit den Bindungsenergien der Elektronen im Atom übereinstimmen, besitzen. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , ein Maß für die Wahrscheinlichkeit eines Wechselwirkungsprozesses, sinkt für den Photoelektrischen Effekt mit steigender Energie, was sich in Abbildung 1 in einer Abnahme des Extinktionskoeffizienten  $\mu$  widerspiegelt. Konkret ergibt sich als quantitative Abhängigkeit

$$\sigma \sim Z^\alpha E^\delta, \quad (2)$$

wobei  $Z$  die Kernladungszahl des Absorbers,  $E$  die Strahlungsenergie und  $\alpha \in (4, 5)$  und  $\delta = -3,5$  die Exponenten der Proportionalität beschreiben. Ebenso ist ersichtlich, dass dieser Prozess für Photonenenergien bis zu 100 keV dominiert.

### 2.1.2 Compton-Effekt

Ebenso können Photonen an Hüllenelektronen im Korpuskelmodell des Lichts unelastisch gestreut werden und so ein Energieübertrag geleistet werden, wodurch sich die Wellenlänge des Photons verlängert. Im Gegensatz zum Photoeffekt wird bei diesem Prozess nur ein Teil der Energie übertragen und das Photon kann den Absorber wieder verlassen. Als Abhängigkeit der Energie des gestreuten Photons  $E'_\gamma$  von der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$  und dem Streuwinkel  $\theta$ , mit Annahme eines ruhenden Elektrons ergibt sich

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (3)$$

wobei  $m_0$  die Ruhemasse des Elektrons und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit beschreibt. Aus Gleichung 3 ist ersichtlich, dass der maximale Energieübertrag von Photon auf Elektron

$$E_{\max} = E_\gamma \left( 1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}} \right) \quad (4)$$

bei einem Streuwinkel von  $180^\circ$  stattfindet. Ausgehend von dem Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\text{Compton}} = \frac{3}{4} \sigma_{\text{Thomson}} = \frac{3}{4} \cdot \frac{8\pi}{3} r_e^2, \quad (5)$$

wobei  $r_e = \frac{e_0}{4\pi\epsilon_0 c^2 m_0}$  den klassischen Elektronenradius beschreibt, ergibt sich nach Ableitung nach der Energie des gestreuten Photons der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\pi r_e}{\epsilon E_\gamma} \left( 2 - \frac{2E}{\epsilon(E_\gamma - E)} + \frac{E^2}{\epsilon^2(E_\gamma - E)^2} + \frac{E^2}{E_\gamma(E_\gamma - E)} \right). \quad (6)$$

Des weiteren ergibt sich ausgehend von der Klein-Nishina-Formel die Abhängigkeit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2 [1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)]^2} \left( 1 + \cos^2 \theta_\gamma + \frac{\epsilon^2 (1 - \cos \theta_\gamma)^2}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta_\gamma)} \right). \quad (7)$$

für den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Raumwinkel  $d\Omega$ , wobei die Abkürzung

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$$

verwendet wurde. Wird der Wirkungsquerschnitt pro Atom unter der Annahme von freien Elektronen betrachtet, gilt die Abhängigkeit

$$\sigma_{\text{Compton}}^{\text{Atom}} = Z \cdot \sigma_{\text{Compton}}. \quad (8)$$

### 2.1.3 Paarerzeugung

Die letzte hier erwähnte Wechselwirkung ist die Paarerzeugung, bei welcher ein Photon im Coulomb Feld des Atomkerns in ein Elektron-Positron Paar umgewandelt wird. Somit muss, um Paarerzeugung zu ermöglichen, für die Energie des Photons

$$E_\gamma \approx 2m_e c^2 \quad (9)$$

gelten. Gemäß Abbildung 1 dominiert dieser Prozess für Gamma-Quant-Energien größer als 1 MeV.

## 2.2 Funktionsweise des Germaniumdetektors

Halbleiterdetektoren, wie der im Versuch verwendete Germanium-Detektor, sind wichtige Instrumente zur Detektion und Analyse von Gammastrahlung. Ihre Funktion basiert auf den physikalischen Eigenschaften von Halbleitermaterialien und der oben beschriebenen Wechselwirkung der Gammastrahlung mit Materie. Im Folgenden wird die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors beschrieben.

### 2.2.1 Grundlagen

Ein Halbleiterdetektor besteht im wesentlichen aus einer Halbleiterdiode, die aus zwei benachbarten Zonen besteht: einer *n-dotierten* und einer *p-dotierten* Zone, in welcher Atome mit relativ höherer oder niedrigerer Elektronenzahl ins Material eingebracht sind. An der Grenzfläche zwischen diesen beiden Zonen bildet sich eine sogenannte Verarmungszone, in der fast keine freien Ladungsträger vorhanden sind.

### 2.2.2 Wechselwirkung von Strahlung mit dem Detektor

Trifft Gammastrahlung auf die Verarmungszone des Halbleiters und hat die Energie der Strahlung einen Wert oberhalb der Bandlücke des Materials, so können die Photonen Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband anregen. Dies führt zur Bildung von Elektron-Loch-Paaren im Detektor. Die Anzahl dieser Paare ist proportional zur absorbierten Energie der Gammastrahlung:

$$n = \frac{E_{\text{abs}}}{\epsilon_{\text{Paar}}}, \quad (10)$$

wobei  $E_{\text{abs}}$  die Energie der absorbierten Strahlung und  $\epsilon_{\text{Paar}}$  die Energie ist, die benötigt wird, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen.

### 2.2.3 Signalverarbeitung

Die Elektronen bewegen sich aufgrund ihrer negativen Ladung zur  $n$ -Schicht, während die Löcher in Richtung der  $p$ -Schicht wandern. Auf dem Weg wechselwirken die Elektronen aufgrund ihrer hohen Energie weiter mit dem Detektor und erzeugen Sekundäre Elektron-Loch Paare. Dieser letzte Ladungstransport erzeugt einen Strompuls, der mit einem angeschlossenen Strommesser detektiert werden kann. Die Höhe des Strompulses ist direkt proportional zur Energie der deponierten Gammastrahlung.

## 2.3 Spektrum eines monochromatischen Gamma-Strahlers

Wie in Abbildung 2 beispielhaft für Cs-137 zu sehen, weist das Spektrum einer Gammaquelle mehrere charakteristische Stellen auf.

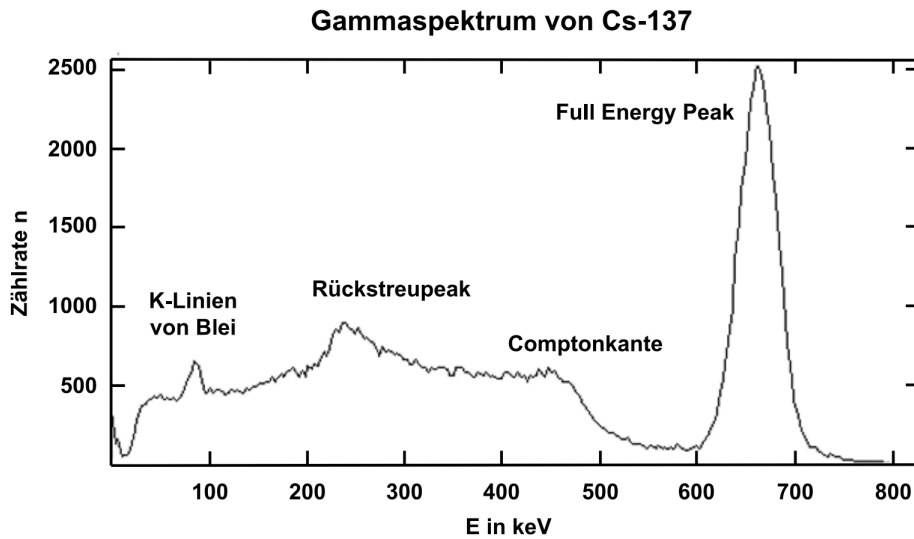


Abbildung 2: Spektrum einer Caesium-137 Quelle.[3].

Wie oben erwähnt ist die Energiedeponierung durch Compton-Streuung nicht diskret, wodurch das im Spektrum sichtbare Compton-Kontinuum entsteht. Dieses erstreckt sich von  $E_{\min}$ , festgelegt durch das verwendete Material des Halbleiterdetektors, bis zur Compton-Kante

$$E_{\max} = \frac{E_{\gamma} \cdot 2\epsilon}{1 + 2\epsilon}, \quad (11)$$

wie aus Gleichung 4 hervorgeht. Im Versuchsfall liegt  $E_{\min}$  bei etwa 40 keV. Des Weiteren ist der Rückstreupeak ein charakteristischer Bereich im Gammaspektrum, der durch Photonen entsteht, die außerhalb des Detektors durch den Compton-Effekt gestreut wurden und anschließend mit reduzierter Energie in den Detektor zurückkehren. Die Energie dieser Photonen kann durch die Formel

$$E_{\text{Rück}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}} \quad (12)$$

berechnet werden. Der Rückstreupeak erscheint im Spektrum unterhalb der Compton-Kante. Der in Abbildung 2 prominenteste Full Energy Peak/ Photopeak steht für den Fall der restlosen Energiedeponierung des Gammaquants durch den Photoeffekt, optional nach vorheriger

Compton-Streuung. Der Peak repräsentiert somit direkt die Energie der einfallenden Gammaquanten.

### 3 Aufbau

Der verwendete Germaniumdetektor hat die Form eines Zylinders mit einem Durchmesser von  $d = 45 \text{ mm}$  und einer Länge von  $l = 39 \text{ mm}$  wie in Abbildung 3 zu sehen. Die äußere Oberfläche des Detektors ist durch Eindiffusion von Lithium-Ionen stark n-dotiert, wodurch sie leitfähig wird. Diese n-dotierte Schicht hat eine Dicke von  $5 \text{ mm}$

Im Inneren des Detektors befindet sich ein extrem reiner Germaniumkristall mit einer sehr niedrigen Akzeptorendichte von  $n_A \approx 10^{10} \text{ Atome/cm}^3$ . Zusätzlich ist der Detektor so aufgebaut, dass eine koaxiale Bohrung in der Mitte des Detektorkristalls vorhanden ist. Die innere Oberfläche dieser Bohrung ist mit einer  $20 \mu\text{m}$  starken Goldschicht beschichtet, die einen Metall-Halbleiter-Kontakt bildet.

Der gesamte Detektorkristall wird von einer Schutzhaube aus Aluminium umgeben. Diese Schutzhaube stellt sicher, dass die einfallenden Gammastrahlungsquanten sowohl die Aluminiumhülle als auch die Lithium-dotierte Oberfläche durchdringen müssen, bevor sie im Germaniumkristall nachgewiesen werden können. Dies führt zu einer niedrigen Nachweisgrenze für Gammaenergien im Bereich von  $40 \text{ keV}$  bis  $40 \text{ keV}$ , wie bereits erwähnt. Für die Bestimmung der Vollenergie-Nachweiswahrscheinlichkeit werden Energien über  $150 \text{ keV}$  bevorzugt.

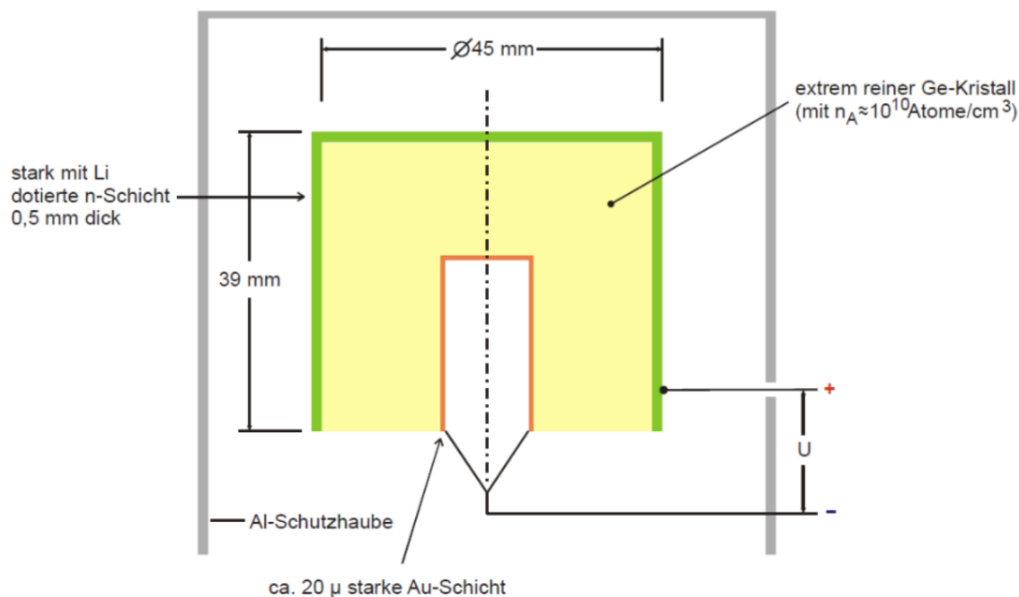


Abbildung 3: Querschnitt eines coaxialen Germaniumdetektors.[1]

### 4 Durchführung

Es werden drei unterschiedliche Proben für jeweils  $45 \text{ min}$  im Germaniumdetektor vermessen.

Zunächst wird mithilfe eines kalibrierten  $^{152}\text{Eu}$ -Strahlers die Kalibrierung der Detektors vorgenommen und dessen Vollenergienachweis-wahrscheinlichkeit bestimmt.

Anschließend wird das Spektrum einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle aufgenommen um Detektoreigenschaften zu bestimmen und die Aktivität des Strahlers zu Messen.

Letzlich wird das Spektrum einer unbekannten Quelle vermessen, dessen Aktive Nuklide Identifiziert und deren Aktivität bestimmt.

## 5 Auswertung

## 6 Diskussion

## 7 Literaturverzeichnis

- [1] TU Dortmund Fakultät Physik. *Anleitung zu Versuch 18 - Germaniumdetektor*. 2024.
- [2] G. Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectrometry*. 2. Aufl. Wiley, 2008.
- [3] LEIFIphysik. *Gammaspektrum von Cs-137*. Accessed: 2025-01-08. 2024. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/radioaktivitaet-fortfuehrung/versuche/gammaspektrum-von-cs-137>.



## 8 Anhang