

Versuch Nr. 18

Der Reinst-Germanium-Detektor

Maximilian Sackel
Maximilian.sackel@udo.edu

Philip Schäfers
philip.schaefers@udo.edu

Durchführung: 09.01.2017

Abgabe: DATUM

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlage	3
2.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	3
2.1.1	Der Wirkungsquerschnitt σ	3
2.1.2	Der Extinktionskoeffizient μ	3
2.1.3	Der Photoeffekt	3
2.1.4	Der Compton- und der Thomson-Effekt	4
2.1.5	Die Paarbildung	5
2.2	Wirkungsweise eines Halbleiter-Detektors (Germanium-Detektor)	6
2.3	Fehlerrechnung	7
2.3.1	Mittelwert	7
2.3.2	Gauß'sche Fehlerfortpflanzung	7
2.3.3	Lineare Regression	7
3	Aufbau und Durchführung	8
	Literatur	8

1 Einleitung

In dem Versuch wird der Reinst-Germanium-Detektor näher betrachtet. Dazu werden wichtige Kenngrößen, wie das energetische Auflösungsvermögen und die spektrale Empfindlichkeit, des Detektors bestimmt. Im folgenden werden der Aufbau und die Funktionsweise des Ge-Detektors näher beschrieben.

2 Theoretische Grundlage

Der Germanium-Detektor ist ein wichtiges Messinstrument in der γ -Spektroskopie. Er gehört zu der Gruppe der Halbleiterdetektoren, welche ein sehr hohes Auflösungsvermögen im Vergleich zu Szintillationsdetektoren besitzen.

2.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Im folgenden werden der Wirkungsquerschnitt σ und der Extinktionskoeffizient μ angegeben, sowie die drei dominierenden Wechselwirkungen von γ -Strahlung mit Materie erläutert.

2.1.1 Der Wirkungsquerschnitt σ

2.1.2 Der Extinktionskoeffizient μ

2.1.3 Der Photoeffekt

Ein Photon kann ein Elektron aus der Atomhülle schlagen, dafür muss das Photon mindestens die Bindungsenergie E_B des Elektrons besitzen. Bei diesem Vorgang wird die gesamte Energie $h\nu$ des Photons auf das Elektron übertragen. Das Elektron besitzt also eine kinetische Energie von

$$E_{\text{kin}} = h\nu - E_B . \quad (1)$$

Aus Energie-Impuls-Erhaltungsgründen kann dieser Prozess nur in der Nähe eines Atomkerns stattfinden. Deshalb werden bevorzugt Elektronen aus der K-Schale ausgelöst (vgl. [1, S. 3]). Da sich das Atom nach dem Effekt in einem instabilen Zustand befindet, fallen Elektronen aus höheren Schalen in das entstandene "Loch". Dabei wird Röntgenstrahlung frei welche aber fast komplet in dem Absorber verbleibt. Deshalb kann gesagt werden,

dass der Absorber die gesamte Energie des Photons absorbiert.
Der Wirkungsquerschnitt σ_{Ph} des Photoeffekts kann zu

$$\sigma_{\text{Ph}} \approx z^\alpha E^\delta \quad (2)$$

bestimmt werden. Für den Energiebereich der bei natürlichen Strahlern vorkommt ($E < 5 \text{ MeV}$) ist $4 < \alpha < 5$ und $\delta = -3.5$.

2.1.4 Der Compton- und der Thomson-Effekt

Der Compton-Effekt ist die inelastische Streuung von Photonen an Elektronen. Das Photon gibt bei dem Stoß mit einem (schwachgebundenen) Elektron aus der Atomhülle einen Teil seiner Energie ab und wird aus der ursprünglichen Bahn herausgelenkt. Die Energie des gestreuten Photons kann mithilfe des Energie-Impuls-Erhaltungssatzes zu

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon (1 - \cos(\psi_\gamma))} \quad (3)$$

bestimmt werden. Dabei ist E_γ die Energie des Photons vor dem Stoß und $E_{\gamma'}$ ist die Energie nach dem Stoß. ε entspricht einer normierten Energie $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}$ und ψ_γ ist der Streuwinkel des γ -Quants. Aus Formel (3) folgt die Energie E_1 des gestoßenen Elektrons zu

$$E_1 = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{\varepsilon (1 - \cos(\psi_\gamma))}{1 + \varepsilon (1 - \cos(\psi_\gamma))} . \quad (4)$$

Der Compton-Effekt ist eine unerwünschte Erscheinung, weil nur ein variierender Bruchteil der Energie des γ -Quants an den Detektor abgegeben wird (vgl. [1, S. 5]). Dadurch entsteht ein kontinuierliches Spektrum, welches schwer zu identifizieren ist. Der über alle Streuwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt σ_{Co} wurde von KLEIN und NISHINA hergeleitet und lautet:

$$\sigma_{\text{Co}} = \frac{3 \sigma_{\text{Th}}}{4} \left(\frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2 + 2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon} - \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{\varepsilon} \right] + \frac{\ln(1 + 2\varepsilon)}{2\varepsilon} - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right) \quad (5)$$

Für sehr kleine Energien ($\varepsilon \ll 1$) kann σ_{Co} zu

$$\sigma_{\text{Co}} = \frac{3 \sigma_{\text{Th}}}{4} \left(1 - 2\varepsilon + \frac{26}{5} \varepsilon^2 + \dots \right) \quad (6)$$

genähert werden. Für $\varepsilon \rightarrow 0$ geht der Compton-Wirkungsquerschnitt in den Thomsonschen Streuquerschnitt σ_{Th} über.

$$\sigma_{\text{Th}} = \frac{8 \pi}{3} r_e^2 \quad (7)$$

r_e wird als klassischer Elektronenradius bezeichnet.

2.1.5 Die Paarbildung

Bei der Paarbildung wird ein Photon annihilert und ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Dieser Prozess kann nur in der Nähe von einem Atomkern oder einem Elektron als Stoßpartner auftreten, weil sonst die Impulserhaltung nicht gilt. Mit dem Atomkern als Stoßpartner muss die Photonenergie größer als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons sein, also

$$E_\gamma > 2 m_0 c^2 .$$

Damit die Paarbildung mit einem Elektron als Stoßpartner stattfinden kann muss das Photon die vierfache Ruheenergie eines Elektrons haben, also

$$E_\gamma > 4 m_0 c^2 .$$

Die kinetische Energie des entstandenen Elektron-Positron-Paares beträgt:

$$\overline{E_{e^-}} = \overline{E_{e^+}} = \frac{1}{2}(E_\gamma - m_0 c^2) \quad (8)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung σ_{Pa} hängt von der Kernladungszahl z und der Abschirmung des Coulomb-Feldes ab. Im folgenden werden zwei Grenzfälle betrachtet. Wenn die Paarbildung in Kernnähe auftritt, also bei verschwindender Abschirmung wird der Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln(2\varepsilon) - \frac{218}{27} \right) \quad (9)$$

$$(\alpha = \text{Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante}) \quad (10)$$

bestimmt. Die Gleichung (10) ist in einem Energiebereich von $10 < E_\gamma < 25$ MeV gültig. Wenn die Paarbildung am Rand der Elektronenhülle stattfindet, das Coulomb-Feld also vollständig abgeschirmt wird, ergibt sich folgende Gleichung

$$\sigma_{\text{Pa}} = \alpha r_e^2 z^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{183}{\sqrt[3]{z}} - \frac{2}{27} \right) . \quad (11)$$

Diese ist aber erst ab 500 MeV gültig.

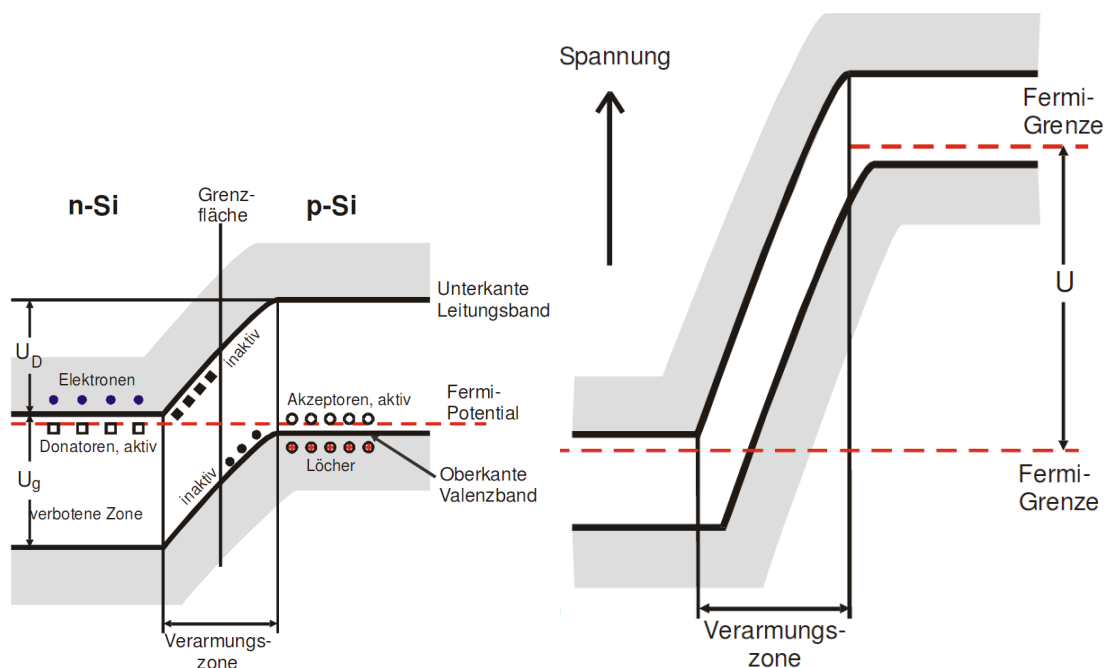
Bei der Paarbildung wird die gesamte Energie des Photons in dem Absorber deponiert. Allerdings kann nicht immer die gesamte Energie von dem Detektor gemessen werden, weil dazu Elektron und Positron in den Detektor fallen müssen. Passiert dies nicht, wird keine Energie gemessen. Auch verlieren Elektron und Positron durch Bremsstrahlung Energie, wodurch das Spektrum nach unten verbreitert wird.

2.2 Wirkungsweise eines Halbleiter-Detektors (Germanium-Detektor)

Halbleiter-Detektoren werden häufig verwendet um ionisierende Strahlung nachzuweisen und die Energie der Strahlung zu bestimmen. Im folgenden wird der Germanium-Detektor für die γ -Spektroskopie genauer betrachtet.

Der wesentliche Bestandteil des Detektors ist eine Diode. Daher existieren in dem Detektor-Kristall zwei an einander grenzende Bereiche, die p- bzw. n-dotiert sind (vgl. [1, S. 10]).

-Ladungsträger diffundieren -es bleiben Ortsfeste Donatoren und Akzeptoren über -es bildet sich ein E-Feld aus -dadurch entsteht Ladungsträger arme Zone -diese kann durch eine äußere Spannung vergrößert werden



(a) Potentialverhältnis ohne äußere Spannung. (b) Potentialverhältnis mit äußerer Spannung.

Abbildung 1: Schematische Darstellung der Potentialverhältnisse an einem pn-Übergang [1].

-wenn ein γ -Quant in die Verarmungszone eindringt, wird ein Energiereiches Elektron frei -dieses stößt mit weiteren Elektronen im Valenzband und löst diese aus, dadurch entsteht eine Spannung welche gemessen wird -

2.3 Fehlerrechnung

Sämtliche Fehlerrechnungen werden mit Hilfe von Python 3.4.3 durchgeführt.

2.3.1 Mittelwert

Der Mittelwert einer Messreihe x_1, \dots, x_n lässt sich durch die Formel

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N x_k \quad (12)$$

berechnen. Die Standardabweichung des Mittelwertes beträgt

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{k=1}^N (x_k - \bar{x})^2} \quad (13)$$

2.3.2 Gauß'sche Fehlerfortpflanzung

Wenn x_1, \dots, x_n fehlerbehaftete Messgrößen im weiteren Verlauf benutzt werden, wird der neue Fehler Δf mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung angegeben.

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{k=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_k} \right)^2 \cdot (\Delta x_k)^2} \quad (14)$$

2.3.3 Lineare Regression

Die Steigung und y-Achsenabschnitt einer Ausgleichsgeraden werden gegebenenfalls mittels Linearen Regression berechnet.

$$y = m \cdot x + b \quad (15)$$

$$m = \frac{\overline{xy} - \bar{x}\bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (16)$$

$$b = \frac{\overline{x^2y} - \bar{x}\overline{xy}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (17)$$

3 Aufbau und Durchführung

Literatur

- [1] Physikalisches Praktikum der TU Dortmund. *Versuch 18, Der Germanium-Detektor*.
<http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V18.pdf>,
Jan. 2017.