$\gamma - Spektroskopie$

Axel Müller & Marcel Köpke Gruppe 13

Abgabedatum: 02.12.2013 Versuchsdurchführung: 25.11.2013

Inhaltsverzeichnis

| 1 | The | prie | 3 |
|---|-----|---------------------------------|---|
| | 1.1 | Gamma-Strahlung | 3 |
| | | 1.1.1 Entstehung | 3 |
| | | 1.1.2 Wechselwirkung | 3 |
| | | 1.1.2.1 Photoeffekt | 3 |
| | | 1.1.2.2 Compton-Streuung | 4 |
| | | 1.1.2.3 Paar-Bildung | 4 |
| | 1.2 | Detektor | 4 |
| | | 1.2.1 Szintillationszähler | 4 |
| | | 1.2.2 Festkörperdetektor | 5 |
| | | 1.2.2.1 Kristalldetektor | 5 |
| | | 1.2.2.2 Sperrschichtdetektor | 5 |
| 2 | Aus | vertung | 6 |
| | 2.1 | Aufgabe 1 (Energiekalibrierung) | 6 |
| | 2.2 | Aufgabe 2 (Zeitkalibrierung) | 7 |
| | 2.3 | Aufgabe 3 (^{60}Co Spektrum) | |
| | 2.4 | Aufgabe 4 (Koinzidenzanalyse) | |
| | 2.5 | Aufgabe 5 (Energieauflösung) | |

1 Theorie

1.1 Gamma-Strahlung

1.1.1 Entstehung

Die im Versuch vorzufindende Quelle von Gamma-Strahlung basiert auf dem radioaktiven Zerfall instabiler Atomkerne. Dabei entsteht Gamma-Strahlung im Zusammenhang mit Alpha- oder Beta-Zerfällen, wenn sich der Atomkern nach dem Zerfall nicht direkt im Grundzustand befindet. Dann wird durch Emission eines oder mehrerer Gamma-Quanten dieser Übergang vollzogen. Die dabei entstehende Strahlung wird Gamma-Strahlung genannt. Sie ist elektromagnetische Strahlung und unterliegt damit den gleichen Gesetzmäßigkeiten wie z.B. Licht oder Röntgenstrahlung. Gamma-Strahlung ist jedoch sehr hochenergetisch. Die Grenze zur Röntgenstrahlung wird unterschiedlich angegeben, jedoch kann man prinzipiell von Gamma-Strahlung reden, wenn eine Quantenenergie von mindestens 300keV vorliegt. Im Versuch wird das Gamma-Spektrum von ²²Na, ¹³⁷Cs, ⁵⁷Co und ⁶⁰Co untersucht.

1.1.2 Wechselwirkung

Grundsätzlich wird zwischen 3 verschiedene Wechselwirkungsarten von Gamma-Strahlung mit Materie unterschieden:

- Photoeffekt
- Compton-Streuung
- Paar-Bildung

Diese sollen in diesem Kapitel näher untersucht werden.

1.1.2.1 Photoeffekt

Bei geringer Energie der γ -Quanten findet der Photoeffekt bzw. die Photoionisation statt. Dabei wird ein Elektron von einem Photon aus einer inneren Schale eines Atoms geschlagen und nimmt dessen Energie komplett auf. Die überschüssige Energie, die nicht zum überwinden der Bindungsenergie benötigt wurde bildet die kinetische Energie des Elektrons. Es gilt:

$$E_{kin} = h \cdot f - W_A$$

mit der Frequenz f des Photons und der Austrittsarbeit W_A . Die entstandene Lücke wird von einem Elektron der äußeren Schalen aufgefüllt, wodurch wiederum ein Photon

emittiert wird. Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt steigt mit der Kernladungszahl des wechselwirkenden Atoms. Im Spektrum zeigt sich der Photoeffekt durch einen oder mehrere Photopeaks.

1.1.2.2 Compton-Streuung

Bei mittlerer Energie des γ -Quants tritt vermehrt der Comptoneffekt bzw. die Compton-Streuung auf. Hierbei stößt das Photon mit einem Elektron und ändert dabei seine Energie und Richtung. Der Stoß geschieht mit einem Elektron der äußeren Schalen, das dabei entfernt wird. Das Atom wird so ionisiert. Anhand des Streuwinkels lässt sich die abgegebene Energie berechnen, die bei Rückstreuung maximal wird. Die Änderung der Wellenlänge des γ -Quants ist gegeben durch:

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

wobei θ der Streuwinkel ist. Aufgrund der Möglichkeit in jede Richtung zu streuen ergibt sich für den Comptoneffekt ein kontinuierliches Spektrum, welches durch die Compton-Kante abgeschlossen wird. Dieses Abbrechen des Spektrums an der Kante ist durch die Tatsache begründet, dass die γ -Quanten bei einem Streuwinkel von 180° die maximal mögliche Energie abgeben. Die Sekundärteilchen erhalten also nicht beliebig große Energien.

1.1.2.3 Paar-Bildung

Eine weitere Wechselwirkung mit Materie ergibt sich durch die Paar-Bildung. Sie findet bei hohen γ -Quant-Energien statt. Dabei entsteht auf Grund der Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feld des Atoms und dem γ -Quant ein Teilchen-Antiteilchen-Paar. Hierfür muss die Ausgangsenergie E_{γ} des Quants mindestens der Summe der Ruheenergie von Teilchen und Antiteilchen entsprechen. Für Elektronen-Positronen-Paare liegt diese bei $E_{\gamma}=2\cdot511 \mathrm{keV}=1,022 \mathrm{MeV}$. Das Positron annihiliert mit einem Elektron in 2 γ -Quanten mit entgegengesetztem Impuls. Dieser Effekt zeigt sich in dem sogenannten Escape-Peak im Spektrum.

1.2 Detektor

1.2.1 Szintillationszähler

Dies Art von Detektoren basieren auf einem grundlegenden Bauteil: dem Photomultiplier. In Materie erzeugen energetisch geladene Teilchen (frei oder angeregt) Sekundärphotonen, wodurch sie kinetische Energie verlieren oder wieder abgeregt werden. Befindet sich das geladene Teilchen wieder im Grundzustand so hat es zuvor eine Reihe solcher "Lichtblitze" ausgelöst, deren Gesamtintensität idealerweise proportional zur Teilchenenergie war. Hinter diesem Abregungsaufbau befindet sich nun eine Photoplatte, aus welcher bei genügend hoher Intensität Elektronen mittels Photoeffekt herausgeschlagen werden. Dies

ist das Messsignal, welches nun im Photomultiplier verstärkt wird. Entlang eines elektrischen Feldes werden diese Elektronen beschleunigt und auf geladene Platten geschleudert wo sie erneut Elektronen herauslösen. Durch wiederholte Beschleunigungsvorgänge wird das Messsignal so verstärkt. Der Elektronenstrom erzeugt dann z.B. auf einer abschließenden Platte pulsartige Spannungs- oder Stromschwankungen (für jedes Primärteilchen im Idealfall einen Puls), welche in sogenannten Kanälen durch elektrotechnische Maßnahmen ausgewertet werden. Dabei ist ein Puls umso stärker je mehr Sekundärphotonen ausgelöst wurden, und daher umso stärker je energiereicher das primäre, geladene Teilchen war. Tatsächlich sind im Versuch die gemessenen Energien der geladenen Teilchen nur Sekundärenergien des primären γ -Quants. Im Versuch wird ein NaJ-Detektor verwendet. Dabei ist NaJ der Abregungskristall.

1.2.2 Festkörperdetektor

1.2.2.1 Kristalldetektor

Die einfachste Form eines Festkörperdetektors beruht auf die Änderung der Leitfähigkeit eines Halbleiters, wenn in ihm ionisierende Prozesse stattfinden. Durch Ionisation wird kurzzeitig die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare im Detektor vergrößert (durch Anregung von Elektronen ins Leitungsband), wodurch pulsartige Spannungs- oder Stromstärkeschwankungen entstehen, wenn an dem Halbleiter eine Spannung angelegt wird. Dabei ist die Anzahl der zusätzlichen Elektronen-Loch-Paare umso höher, je mehr ionisierende Vorgänge stattfinden, d.h. umso höher je mehr Sekundärteilchen durch die einfallende Strahlung erzeugt werden, d.h. umso höher je energetischer diese Strahlung ist. Technisch sind Kristalldetektoren schwierig herzustellen, da sie einen großen Grad an Reinheit über das gesamte Detektormaterial erfordern.

1.2.2.2 Sperrschichtdetektor

Eine Diode lässt sich in Sperrrichtung nur betreiben, wenn eine bestimmte Spannung, die Sperrspannung, überschritten wird. Betreibt man die Diode kurz unterhalb dieser Spannung, so können Ionisationsvorgänge in der Sperrschicht der Diode dennoch pulsartige Durchlassströme verursachen, da wie oben bereits erwähnt die Leitfähigkeit kurzzeitig erhöht wird. Vorteil dieser Methode ist die Beschränkung des aktiven Detektormaterials auf die Sperrschicht. Diese kann naturgemäß sehr dünn erzeugt werden (je nach Dotierung und angelegter Spannung) und ist somit ideal für Messungen mit großer Ortsauflösung.

2 Auswertung

2.1 Aufgabe 1 (Energiekalibrierung)

Nacheinander nahmen wir die Spektren der verschiedene Proben von $^{22}Na,\,^{137}Cs$ und ^{57}Co auf:

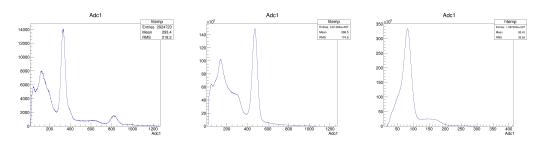


Abbildung 2.1: Energiespektren von ^{22}Na , ^{137}Cs und ^{57}Co mit dem NaI-Szintillationsdetektor aufgenommen

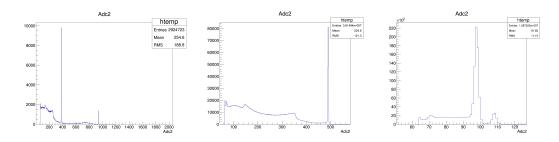


Abbildung 2.2: Energiespektren von ^{22}Na , ^{137}Cs und ^{57}Co mit dem Ge-Halbleiterdetektor aufgenommen

Mit Hilfe von ROOT bestimmten wir die Kanäle der Photopeaks aller Elemente für beide Detektoren. Wir recherchierten die Photoenergien der untersuchten Elemente

| Element | Peak 1 in keV | Peak 2 in keV |
|------------|---------------|---------------|
| ^{22}Na | 511 | 1247,5 |
| ^{137}Cs | 661.64 | |
| 57Co | 122 | |

Tabelle 2.1: Photoenergien

unter der Quelle http://www.csupomona.edu/~pbsiegel/bio431/genergies.html (02.12.2013). Damit lässt sich nun die Energiekalibrierung durchführen, indem man die Photoenergien über die Kanäle aufträgt. Man erhält so folgende Ausgleichsgeraden:

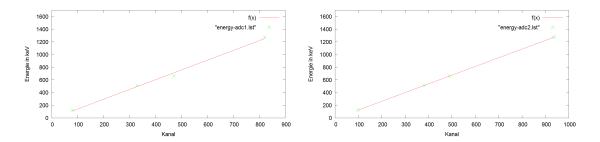


Abbildung 2.3: Ausgleichsgerade NaI-Szintillator // Ge-Halbleiter

$$E_{NaI}(k) = (1, 55 \pm 0, 08) \frac{\text{keV}}{Kanal} \cdot k - (15, 5 \pm 38, 6) \text{keV}$$

 $E_{Ge}(k) = (1, 3741 \pm 0, 0008) \frac{\text{keV}}{Kanal} \cdot k - (11, 9 \pm 0, 5) \text{keV}$

2.2 Aufgabe 2 (Zeitkalibrierung)

Die Zeitkalibrierung der Koinzidenzmessung mittels ADC3 führten wir mit der ^{22}Na Probe aus, indem wir die Koinzidenzsignale bei verschiedene Verzögerungen $(0, 5\mu s$ Schritte) aufnahmen:

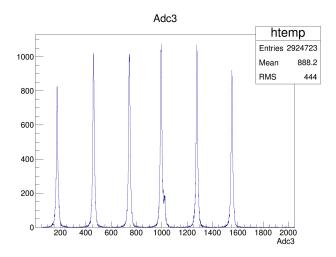


Abbildung 2.4: Zeitspektrum

Der erste Peak entspricht einer Verzögerung von $0,5\mu s$. Eine Ausgleichsgerade liefert:

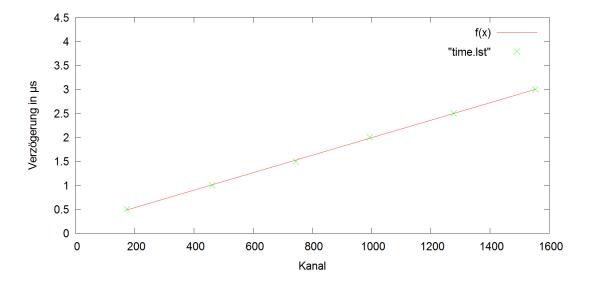


Abbildung 2.5: Ausgleichsgerade

$$t(k) = (1,82 \pm 0,02) \frac{\text{ns}}{\text{Kanal}} \cdot k + (169,27 \pm 15,51) \text{ns}$$

2.3 Aufgabe 3 (60Co Spektrum)

In diesem Versuch vermaßen wir das Spektrum von ^{60}Co :

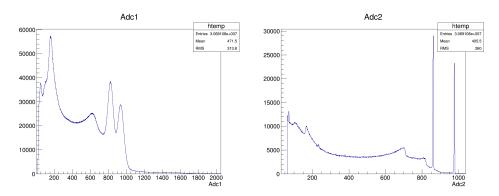


Abbildung 2.6: Kanalspektrum

Mit Hilfe der Energiekalibrierung lässt sich nun auch das Energiespektrum angeben:

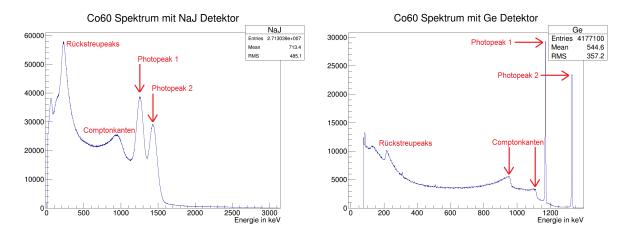


Abbildung 2.7: Energiespektrum von ^{60}Co

Die Comptonkanten lassen sich beim Ge-Detektor besser erkennen, da er eine bessere Energieauflösung besitzt. Die Energien der Photopeaks sind

| Detektor | Photopeak 1 in keV | Photopeak 2 in keV | |
|---------------|--------------------|--------------------|--|
| NaI | 1256 ± 102 | 1430 ± 110 | |
| Ge | 1171 ± 1 | 1331 ± 1 | |
| Literaturwert | 1173 | 1332 | |

Tabelle 2.2: Photoenergien

Die Ergebnisse des NaI-Detektors scheinen weit von den Literaturwerten (Quelle: http://www.csupomona.edu/~pbsiegel/bio431/genergies.html; 02.12.2013) abzuweichen, jedoch erkennt man bei genauerer Betrachtung der Fehlergrenzen der Energiekalibrierung, dass der Literaturwert durchaus innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Man erkennt hier deutlich die schlechte Energieauflösung des NaI-Detektors im Vergleich zum Ge-Detektor. Die Energien der Comptonkanten lassen sich nicht für den NaI-Detektor ermitteln, da hier beide miteinander verschwimmen. Im Falle des Ge-Detektors erhalten wir jedoch folgende Werte:

| Detektor | Comptonkante 1 in keV | Comptonkante 2 in keV |
|---------------|-----------------------|-----------------------|
| NaI | _ | _ |
| Ge | 962 ± 1 | 1122 ± 1 |
| Literaturwert | 968 | 1118 |

Tabelle 2.3: Comptonkantenenergien

wobei die Literaturwerte mit Hilfe der Formel

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

berechnet wurden.

2.4 Aufgabe 4 (Koinzidenzanalyse)

Mit Hilfe von ROOT erstellten wir ein Scatterplot der koinzidenten Ereignisse in beiden Detektoren:

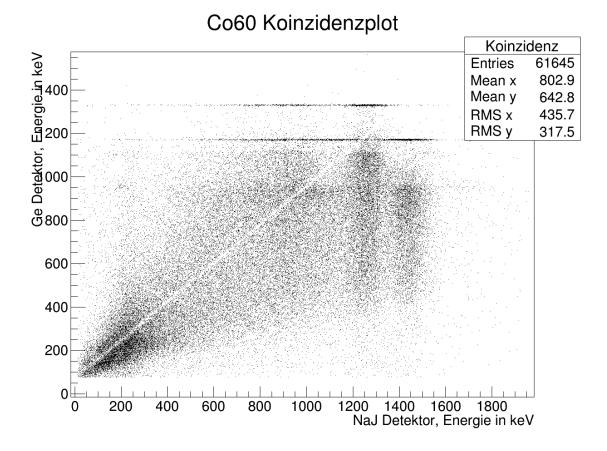


Abbildung 2.8: Scatterplot

Unschwer zu erkennen sind die horizontalen, scharfen Photopeak-Linien des Ge-Detektors. Die vertikalen Photopeak-Linien des NaI-Detektors sind etwas breiter aber dennoch gut zu erkennen. Man umfasst die Schnittpunkt der Linien mit Bereichen, welche eine Größe von jeweils der gemessenen Standardabweichung der Gaußfits an die Peaks aufweisen. Dadurch erhält man 4 Fenster, für welche man die Anzahl an gemessenen Koinzidenzen ermitteln kann:

| [Anzahl der Koinzidenzen] | NaI-Photopeak 1 | NaI-Photopeak 2 |
|---------------------------|-----------------|-----------------|
| Ge-Photopeak 2 | 346 | 13 |
| Ge-Photopeak 1 | 74 | 350 |

Tabelle 2.4: Koinzidenzfenster

Wie man sieht sind die Koinzidenzzahlen für zwei Fenster zu jeweils zwei verschiedenen Energien stark bevorzugt. Wir überprüfen nun das Modell des stufenartigen Übergangs zum Grundzustand mit Hilfe des χ^2 -Test. Dafür wählen wir folgendes Modell:

Insgesamt wurden 783 Koinzidenzen in den 4 Fenstern gemessen. Für Unkorrelation erwartet man, dass die Anzahl der Ereignisse in den Fenster gleichverteilt ist mit einer Anzahl

$$N_{m,u} = 195,75$$

mit m=1,2,3,4 der Fensternummer. Bei totaler Korrelation des Strahlungsprozesses erwartet man für die Fenster mit gleicher Energie keine Ereignisse und Gleichverteilung in den Fenstern mit unterschiedlicher Energie. Die Anzahl der Ereignisse in diesen Fenster sei also mit

$$N_{m,k} = \begin{cases} 0 & \text{für m=2,3} \\ 391,5 & \text{für m=1,4} \end{cases}$$

bezeichnet. Ein einfaches Modell, welches eine Mischung zwischen totaler Korrelation und Unkorrelation zulässt ist:

$$N_m(p) = p \cdot N_{m,k} + (1-p)N_{m,u}$$

Damit findet man für den χ^2 -Test:

$$\chi^2 = \sum_{m=1}^4 \frac{(N_m(p) - N_m)^2}{N_m(p)}$$

wobei N_m die tatsächlich gemessenen Koinzidenzzahlen sind. Minimiert man nun χ^2 für $p \in [0,1]$ so erhält man:

$$\chi^2 = 39,006$$
 $p = 0,735$

Der Wert von χ^2 zeigt uns, dass das Modell mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99,9% zutrifft. Damit gibt p in sehr guter Weise das Mischungsverhältnis der Korrelationen wieder. Wir können also mit 73,5 prozentiger Wahrscheinlichkeit sagen, dass es sich um einen stufenartigen Strahlungsvorgang mit zwei verschiedenen Gamma-Energien handelt.

2.5 Aufgabe 5 (Energieauflösung)

Für die Analyse der Energieauflösung, nimmt man an, dass

$$\frac{\Delta E}{E} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Will man suchen ob zumindest Linearität erfüllt ist so setzt man

$$\frac{\Delta E}{E} = a \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} + b$$

an, wobei sich ΔE aus

$$\Delta E = 2\sqrt{2 \cdot ln\left(2\right)}\sigma$$

ergibt. Dabei ist σ die Standardabweichung der gefitteten Gaußpeaks. Trägt man also $\frac{\Delta E}{E}$ über $\frac{1}{\sqrt{E}}$ auf so erhält man mit den Messwerten für die Photopeaks:

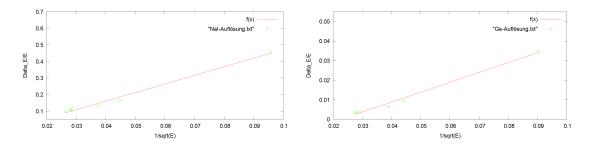


Abbildung 2.9: Energieauflösung der beiden Detektoren anhand der gemessenen Photopeaks

$$a_{NaI} = 5, 2 \pm 0, 3$$

 $a_{Ge} = 0, 51 \pm 0, 03$

Wie man unschwer erkennt ist die Energieauflösung des Ge-Halbleiterdetektors ungefähr 10 mal besser als die des NaI-Szintillationsdetektors. Dies liegt an der Tatsache, dass das Detektorvolumen des Ge-Detektors um ein vielfaches kleiner ist als das des NaI-Detektors. Damit ist die Abregungszeit der Sekundärteilchen viel geringer und somit die Pulslänge kürzer.