P4 SS 2012

Gammakoinzidenzspektroskopie

Marco A. Harrendorf und Thomas Keck marco.harrendorf@googlemail.com, t.keck@online.de Gruppe: 1 Karlsruhe Institut für Technologie, Bachelor Physik

Versuchstag: 14.05.2012

Inhaltsverzeichnis

1	The	oretische Hintergründe	3				
	1.1	Was sind Gammastrahlen?	3				
	1.2	Wechselwirkungsarten von Gammastrahlung mit Materie	3				
		1.2.1 Der Photoeffekt	3				
		1.2.2 Der Comptoneffekt	4				
		1.2.3 Die Paarbildung	5				
		1.2.4 Aufbau und Wirkweise der Detektoren	6				
		1.2.5 Die Koinzidenzschaltung der Detektoren	7				
		1.2.6 Was ist ein Spektrum?	7				
		1.2.7 Auffälligkeiten im Impulshöhenspektrum	8				
2	Vers	such	10				
	2.1	Zeitkalibrierung	10				
	2.2	Energiekalibrierung	10				
	2.3	Analyse des Cobalt-60 Spektrums					
	2.4	Koinzidenzanalyse mit χ^2 -Test					
	2.5	Energieauflösung	16				
Lit	teratu	ur	18				

1 Theoretische Hintergründe

1.1 Was sind Gammastrahlen?

Bei Gammastrahlen handelt es sich um elektromagnetische Wellen bzw. Photonen, die unter anderem beim Zerfall von radioaktiven Nukliden entstehen. Ein weiterer Prozess, bei dem Gammastrahlung – oder auch in diesem speziellen Fall als Annihilationstrahlung bezeichnet – entsteht, ist die Annihilation eines Elementarteilches mit seinem Antiteilchen, z.B. eines Elektrons mit einem Positron.

Auf Grund seiner Eigenschaften zählt Gammastrahlung zur Klasse der indirekt-ionisierenden und schwach-ionsierenden, allerdings langreichweitigen Strahlungsarten.

1.2 Wechselwirkungsarten von Gammastrahlung mit Materie

Die für die nachfolgende Versuche wesentlichen Arten der Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie sind

- der Photoeffekt,
- der Comptoneffekt,
- die Paarbildung.

Die Art der Wechselwirkung hängt im wesentlich von der Energie der Photonen E_{γ} und der Kernladungszahl Z des Materials ab, in dem die Wechselwirkung stattfindet.

1.2.1 Der Photoeffekt

Beim Photoeffekt wechselwirkt das einfallende Gammaquant so mit einem Hüllelektron eines Absorberatoms, dass das Photon seine Energie vollständig an das zuvor gebundene Elektron und das Atom überträgt und damit nach dem Wechselwirkungsprozess nicht mehr existiert.

Da die Wechselwirkung auf Grund der Impulserhaltung mit dem Atom als Ganzes stattfinden muss, tritt diese Wechselwirkung bei freien Elektronen nicht auf.

Verfügt das Gammaquant über genügend Energie, so wird es am ehesten mit den am stärksten gebundenen Elektronen der K-Schale wechselwirken, kann seine Energie allerdings auch mit geringerer Wahrscheinlichkeit an die Elektronen der anderen Schalen übertragen.

Bei der Wechselwirkung wird das zuvor gebundene Elektron freigesetzt und erhält folgende kinetische Energie E_e , die sich aus der Energie des Gammaquants E_{γ} und der Bindungsenergie des Elektrons an das Atom E_B ergibt:

$$E_e = E_{\gamma} - E_B$$

Bei dieser Betrachtung wurde vernachlässigt, dass das Atom bzw. der Kern selbst einen Teil der Energie als Rückstoßenergie erhält. Diese kann aber auf Grund der großen Massenunterschiede zwischen Elektron und Kern in der Regel vernachlässigt werden.

Nach der Freisetzung des Photoelektrons ist das Atom nicht mehr neutral und weist eine unbesetzte Stelle in einer seiner niedrigeren Schalen auf. Diese unbesetzte Stelle wird dann in kürzester Zeit durch ein Elektron aus einer höheren Atomschale oder durch ein freies Elektron besetzt, wobei eine oder mehrere sogenannte charakteristische Gammaquanten emittiert werden. Der Photoeffekt ist die dominierende Wechselwirkungsart von Gammaquanten geringer Energie. Sein Wirkungsquerschnitt σ ist durch folgende ungefähre Proportionalität gegeben:

$$\sigma \sim E_{\gamma}^{3.5} \cdot Z^n \quad \text{mit } n \sim 4...5$$

1.2.2 Der Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt wechselwirkt das einfallende Gammaquant so mit einem Elektron, dass es nur einen Teil seiner kinetischen Energie E_{γ} an das Elektron überträgt, es allerdings um den Winkel θ gestreut wird und nun eine geringere kinetische Energie E'_{γ} besitzt.

Abhängig vom Streuwinkel θ ergeben sich dann aus der Energie- und Impulserhaltung folgende Zusammenhänge für die kinetische Energie des gestreuten Photons E'_{γ} sowie des Elektrons E_e .

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{E_0} \cdot (1 - \cos \theta)}$$

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

= $E_{\gamma} \cdot \frac{\frac{E_{\gamma}}{E_0} \cdot (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{E_{\gamma}}{E_0} \cdot (1 - \cos \theta)}$

Die Ruheenergie des Elektrons $E_0 = 511 \ keV$ wurde hierbei verwendet. Betrachtet man die oben genannten Zusammenhänge, so kann man zwei Extremfälle daraus ableiten:

- 1. Wenn der Streuwinkel θ sehr klein ist, entspricht die Energie des gestreuten Quanten nahezu der Energie des einfallenden Quanten $E'_{\gamma} \sim E_{\gamma}$ und das Elektron erhält nahezu keine kinetische Energie $E_e \sim 0$.
- 2. Wenn das Photon nahezu zurückgestreut wird, d.h. $\theta \sim \pi$, bewegt sich das Elektron in die gleiche Richtung, wie das zuvor einfallende Photon. In diesem Fall hat das Elektron dann auch den größtmöglichen Anteil an kinetischer Energie erhalten und man erhält folgende Zusammenhänge:

$$E_{\gamma}' \|_{\theta \sim \pi} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2 \cdot \frac{E_{\gamma}}{E_0}}$$

$$E_e \|_{\theta \sim \pi} = E_\gamma \cdot \frac{2 \cdot \frac{E_\gamma}{E_0}}{1 + 2 \cdot \frac{E_\gamma}{E_0}}$$

Im Normalfall können bei Messung von Gammastrahlung mit Hilfe eines Detektors alle Streuwinkel θ auftreten, weswegen sich eine kontinuierliche Energieverteilung für die Elektronen ergibt, die dann in der Regel im Detektor wieder ihre Energie abgeben. Man bezeichnet die dabei entstehende typische Kurvenform im Impulshöhenspektrum eines Detektors als Comptonkontinuum.

Begrenzt wird das Comptonkontinuum durch die sogenannte Comptonkante mit der Energie E_C . Diese ist durch die kinetische Energie des einfallenden Photons E_{γ} und die Energie der gestreuten Elektronen mit der größtmöglichen Energie, also den unter einem Streuwinkel $\theta = \pi$ freigesetzten Elektronen, gegeben:

$$E_C = E_{\gamma} - E_e \|_{\theta \sim \pi}$$
$$= E_{\gamma} \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + 2 \cdot \frac{E_{\gamma}}{E_0}}\right)$$

Wenn die Energie des einfallenden Gammaquants E_{γ} deutlich größer als die Hälfte der Ruheenergie des Elektrons $(E_{\gamma} \gg \frac{E_0}{2})$ ist, kann die Energie der Compton-Kante auch durch folgende Näherung erhalten werden

$$E_C \simeq \frac{E_0}{2}$$
$$\simeq 255.5 \ keV$$

Der Wirkungsquerschnitt von Comptonstreuung σ ist abhängig von der Anzahl von Elektronen, an denen Streuung stattfinden kann, und nimmt deswegen linear mit der Kernladungszahl zu:

$$\sigma \sim Z$$

1.2.3 Die Paarbildung

Paarbildung kann auftreten, wenn die Energie des Gammaquants mindestens genauso groß ist wie die zweifache Ruheenergie eines Elektrons (1022 keV).

Hierbei erzeugt das Photon im Coulombfeld eines Kerns ein Positron-Elektronenpaar, wobei es selber verschwindet. Die nicht für die Paarerzeugung aufgewandte Energie des zuvor vorhandenen Photons wird als kinetische Energie auf das Positron und Elektron aufgeteilt, die sich auf Grund der Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen vom Ort der Wechselwirkung entfernen.

Da das Positron in der Regel nach kurzer Zeit in Materie zusammen mit einem Elektron Annihilationsstrahlung erzeugt, entstehen als Sekundärteilchen zwei Gammaquanten mit einer Energie von jeweils 511 keV.

Der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung σ ist näherungsweise proportional zur Quadratwurzel aus der Kernladungszahl.

$$\sigma \sim \sqrt{Z}$$

1.2.4 Aufbau und Wirkweise der Detektoren

In diesem Praktikum wird ein NaI(Tl)-Szintillationsdetektor und ein Ge-Halbleiterdetektor verwendet.

Der NaI(Tl)-Szintillationsdetektor besteht aus folgenden Bauteilen:

- NaI(Tl)-Szintillationskristall,
- Photomultiplierröhre

Der mit Thalium dotierte Natriumiodid-Einkristall dient als Konversionsmedium, in welchem die einfallende Gammastrahlung durch die oben genannten Wechselwirkungsprozesse Sekundäroder Tertiärelektronen erzeugt. Die so erzeugten Elektronen wechselwirken dann durch Ionisierungsoder Anregungsprozesse mit den Kristallatomen, wodurch Fluoreszenzphotonen emittiert werden.

Diese Fluoreszenzphotonen können dann durch den Photomultiplier in ein stark verstärktes elektrisches Signal umgewandelt werden.

Ein Photomultiplier besteht nämlich zunächst aus einer Photokathode, in der die Fluoreszenzphotonen durch den Photoeffekt Elektronen freisetzen. Der Photokathode nachgeschaltet sind dann eine Reihe von Elektroden, die sogenannten Dynoden, deren elektrisches Potential zunimmt. Die in der Photokathode freigesetzten Elektronen werden zunächst zur ersten Dynode hinbeschleunigt und setzen dort auf Grund ihrer kinetischen Energie weitere Elektronen frei. Da die nächste Dynode positiver geladener ist als die vorangegangene Dynode werden die Elektronen wiederum beschleunigt und setzen dort erneut weitere Elektronen frei. Es handelt sich also um eine Verstärkungskaskade, an deren Ende um ein Vielfaches mehr an Elektronen den Photomultiplier verlassen als durch die Fluoreszenzstrahlung zunächst erzeugt wurden. Die Größe des Elektronenstroms, der den Photomultiplier verlässt, ist hierbei abhängig von der Intensität der einfallenden Fluoreszenzstrahlung und damit letztendlich von der Energie der einfallenden Gammastrahlung.

Der Ge-Halbleiterdetektor besteht aus einer dotierten Germanium-Schicht, die sich wie eine Diode verhält und in Sperrrichtung geschalten ist. Durch die einfallende Gammastrahlung werden im Halbleiterkristall Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die kurzfristig die Sperrschicht aufheben und einen kurzzeitigen Stromfluss durch die Sperrschicht des Detektors bewirken. Die Größe des Stromes, der noch in einem Vorverstärker verstärkt wird, ist hierbei ein Maß für die Energie der einfallenden Gammastrahlung.

Im Vergleich zum NaI(Tl)-Szintillationsdetektor weist der Ge-Halbleiterdetektor eine deutlich bessere Energieauflösung auf: So werden für die Erzeugung eines Fluoreszenzelektrons im Szintillationsdetektor mehrere 10 eV benötigt, während für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nur wenige eV nötig sind.

Nachgeschaltet ist beiden Detektor jeweils ein Verstärker sowie ein Analog-Digital-Wandler, der aus dem gemessenen Strom ein Impulshöhenspektrum erzeugt. Zusätzlich sind beide Detektoren Teil einer Koinzidenz-Schaltung.

1.2.5 Die Koinzidenzschaltung der Detektoren

In diesem Praktikumsversuch werden die beiden Detektoren in einer sogenannten Koinzidenzschaltung (siehe Abbildung 1) betrieben.

Neben den einzelnen Signalen der beiden Detektoren wird somit noch ein Koinzidenzsignal generiert. Dafür ist jeder der beiden Detektoren nach dem Vorverstärker nicht nur direkt über einen Verstärker an seinen eigenen Analog-Digital-Wandler (ADC 1 bzw. ADC 2) angeschlossen, der das Impulshöhenspektrum des einzelnen Detektors an die Mess-Software weiterreicht, sondern besitzt jeweils einen weiteren Vorverstärkerausgang. An diesem Vorverstärkerausgang ist jeweils ein schneller Zeit-Verstärker angeschlossen, der gefolgt wird von einem Diskriminator. Im Zweig des NaJ-Detektors ist der Diskriminator direkt an einen Zeit-nach-Amplituden-Wandler (TAC) angeschlossen. Sofern im NaJ-Detektor ein Zählereignisse auftritt, wird im TAC die Zeitmessung gestartet. Tritt nun innerhalb einer gewissen Verzögerung (0 bis 4.5 μ s), die durch die Verzögerungsstufe im Zweig des Ge-Detektors einstellbar ist, ebenfalls ein Zählerereignis im Ge-Detektor auf, so erhält der TAC ein Stoppsignal und kann die zwischen beiden Ereignissen vergangene Zeit in ein Amplitudensignal umwandeln. Der nachgeschaltete Analog-Digital-Wandler (ADC 3) generiert dann aus diesen Amplitudensignalen ein Zeit-Impulshöhenspektrum. Unter Zuhilfenahme dieses Spektrums kann man dann Koinzidenzen beim Zerfall von ⁶⁰Co untersuchen.



Abbildung 1: Schematische Darstellung der Koinzidenzschaltung: Entnommen aus [BlauesBuch]

1.2.6 Was ist ein Spektrum?

In einem Spektrum werden die Häufigkeiten einer Klasse von auftretenden Messzuständen über einer Messgröße aufgetragen.

Im Rahmen dieses Praktikums werden Impulshöhenspektren benutzt. Hierbei wird die Impulshöhe des durch die einfallende Gammastrahlung erzeugten Elektronenstroms im Impulshöhendiskriminator untersucht und je nach Impulshöhe in einen bestimmten Kanal einsortiert. Der Impulshöhendiskriminator definiert hierfür eine bestimmte Anzahl von Kanälen, die immer einem Intervall von Impulshöhen entsprechen, und speichert die Häufigkeit von Signalen pro Kanal, die im jeweiligen Impulshöhen-Intervall lagen.

Da die Impulshöhe bei nichtorganischen Szintillationsdetektoren bzw. bei Halbleiterdetektoren über weite Bereiche linear mit der Energie der erzeugenden Gammastrahlung ansteigt, kann man dann über eine Energiekalibrierung den einzelnen Kanälen ein Energieintervall zuordnen.

1.2.7 Auffälligkeiten im Impulshöhenspektrum

Im Impulshöhenspektrum können folgende Auffälligkeiten auftreten:

 Photopeak oder Fullenergypeak: Wenn die Energie des einfallenden Gammaquants vollständig im Detektor absorbiert wird, ergibt sich der Fullenergypeak im Impulshöhenspektrum. Dieser Peak entspricht der ursprünglichen Energie des Photons. Eine mögliche Erzeugungsart wäre z.B. die vorangegangene Erzeugung eines Sekundärelektrons

aus dem Photon durch den Photoeffekt und die Absorption des Sekundärelektrons im Detektor.

• Comptonkontinuum und Comptonkante: Auf Grund von Comptonstreuung kann das Photon einen Teil seiner Energie auf ein Elektron übertragen, wodurch seine eigene (kinetische) Energie abnimmt. Das gestreute Photon kann allerdings den Detektor verlassen, ohne weitere Energie abzugeben, weshalb der Detektor nur die auf das Elektron übertragene Energie detektiert. Es ergibt sich das sogenannte Comptonkontinuum.

Da das Elektron auf Grund der Impulserhaltung nur einen gewissen, maximalen Anteil der Energie des Photons erhalten kann, tritt im Impulshöhenspektrum zusätzlich die Comptonkante auf. Die ausführliche Erläuterung und Herleitung der Berechnungsformel erfolgte bereits im Kapitel 1.2.2.

• Rückstreupeak: Wenn die einfallenden Gammaquanten nicht im Detektor selbst sondern in der Hülle oder im Kollimator des Detektors gestreut werden, haben sie bereits einen Teil ihrer kinetischen Energie eingebüßt, bevor sie in den Detektor gelangen. Betrachtet man die Berechnungsformel für die Energie des beim Comptoneffekt erzeugten, gestreuten Photons E'_{γ}

$$E_{\gamma}' = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{E_0} \cdot (1 - \cos\theta)}$$

so lässt sich ablesen, dass für Streuwinkel θ zwischen 120° und 180° die Energien der gestreuten Photonen in einem kleinen Energieintervall liegen. Durch die vollständige Energieabgabe dieser Photonen mit nahezu gleicher Energie im Detektor entsteht der sogenannte Rückstreupeak.

• Single-Escape-Peak und Double-Escape-Peak: Durch die Paarbildung kann aus dem einfallenden Gammaquant mit der Energie E_{γ} ein Elektron und ein Positron im Detektor entstehen, wobei das Elektron seine Energie vollständig im Detektor abgibt und das Positron zusammen mit einem anderen Elektronen Annihilationsstrahlung, d.h. zwei Gammaquanten mit einer Energie von jeweils 511 keV, erzeugt. Wenn jetzt eines dieser beiden

Gammaquanten den Detektor verlassen kann, ohne Teile seiner Energie dort abzugeben, so ergibt sich der charakteristische Single-Escape-Peak bei einer Energie E_{SEP} :

$$E_{SEP} = E_{\gamma} - E_0$$

Wenn beide Gammaquanten den Detektor ohne Energieabgabe verlassen können, erhält man den charakteristischen Double-Escape-Peak mit einer Energie E_{DEP} von

$$E_{DEP} = E_{\gamma} - 2 \cdot E_0$$

2 Versuch

2.1 Zeitkalibrierung

Mit ²²Na führten wir zuerst eine Zeitkalibrierung durch. Dabei wurde der Peak der Koinzidenzmessung für verschiedene Zeitverzögerungen gemessen und über einen Gauss-Fit mithilfe der Datenanalyse-Software ROOT bestimmt, in welchem Kanal der Peak in Abhängigkeit von der eingestellten Zeitverzögerung lag. Die Messzeit in diesem Versuch wurde hierbei so gewählt, dass jedem Peak mindestens 1000 Zählereignisse zugrunde lagen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Verzögerung in μs	Kanal mit Standardabweichung
3	1562.8 ± 8.8
2	996.2 ± 8.9
1	464.1 ± 8.4
0.5	174.9 ± 9.3

Tabelle 1: Messergebnisse für die Zeitkalibrierung, gefittet mit einer Gauss-Verteilung

Die eigentliche Zeitkalibrierung erfolgte dann über eine lineare Regression der so bestimmten Messdaten:

$$t = (0.1770 \pm 0.01756) \,\mu\text{s} + (1.811 \cdot 10^{-3} \pm 1.831 \cdot 10^{-5}) \cdot K \frac{\mu\text{s}}{\text{Kanal}}$$

t entspricht der Verzögerungszeit und K dem Kanal.

2.2 Energiekalibrierung

Mit den Impulshöhenspektren von 22 Na, 137 Cs und ^{57}Co und den bekannten Energien der jeweiligen Full-Energy-Peaks wurde anschließend eine Energiekalibrierung durchgeführt, die Ergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Zu beachten ist, dass bei 22 Na statt des Full-Energy-Peaks der deutlichere Peak für die Paarbildung ausgewertet wurde.

Quelle	Full-Energy-Peak in keV	Kanal NaI-Detektor	Kanal Ge-Detektor
2^2Na	511	329.7 ± 28.9	338.8 ± 1.4
137Cs	662	457.7 ± 24.9	435.7 ± 1.1
^{57}Co	122	54.9 ± 13.5	85.6 ± 1.5

Tabelle 2: Messergebnisse für die Energiekalibrierung. Bei ^{22}Na wurde der Peak für die Paarbildung verwendet. Der Kanal wurde mit einer Gausskurve gefittet und die Standardabweichung als Fehler angenommen.

Mithilfe einer linearen Regression erhält man aus diesen Messwerten die Energiekalibrierung für den NaI-Detektor E_{NaI} und für den Germanium-Detektor E_{Ge} :

- -

$$E_{NaI} = (51.92583 \pm 18.50283) \,\text{keV} + (1.35251 \pm 0.05655) \cdot K_{NaI} \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}}$$

 $E_{Ge} = (-10.192203 \pm 1.535674) \,\text{keV} + (1.541189 \pm 0.004762) \cdot K_{Ge} \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}}$

E entspricht der Energie und K dem Kanal.

2.3 Analyse des Cobalt-60 Spektrums

Im Anschluss an diese Kalibrierungen wurde das Energiespektrum einer ${}^{60}Co$ -Quelle aufgenommen. Die beiden Full-Energy-Peaks, die beiden Comptonkanten und Rückstreupeaks wurden dann jeweils für beide Detektoren ermittelt.

Deutlich erkennbar und gut zu vermessen waren lediglich die Full-Energy-Peaks des jeweiligen Spektrums. Die Comptonkanten konnten nur per Hand abgeschätzt werden. Von den beiden Rückstreupeaks war nur einer erkennbar, dies lag wahrscheinlich daran, dass diese Peaks sich überlagern.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zusammengefasst, die hierzu gehörenden Energiespektren sind in 2 abgebildet.

Die tabellierten Messergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung des Germanium-Detektors mit den Literaturwerten. Allerdings zeigt sich, dass die angenommen 1σ -Unsicherheiten, die unter Zuhilfenahme der Datenanalyse-Software ROOT mittels eines Gauss-Fits aus der Standardabweichung bestimmt wurden, zu gering sind. Geht man allerdings – wie in der Kernphysik üblich – von einer Unsicherheit von 3σ aus, so entsprechen die Messwerte sowohl des NaJ-Detektor als auch des Germanium-Detektors im Rahmen der Unsicherheit dem Literaturwert. Es zeigt sich in dieser Messung jedoch sehr deutlich, dass die Energieauflösung des Germanium-Detektors um einiges besser ist als die des NaJ-Detektors.

Art des Peaks	Literaturwert in keV	NaI-Detektor in keV	Ge-Detektor in keV
Full-Energy-Peak 1	1173	1077 ± 63.8	1169.2 ± 2.2
Full-Energy-Peak 2	1332	1216.1 ± 51.6	1327.8 ± 2.0
Comptonkante 1	963	900 ± 100	950 ± 20
Comptonkante 2	1117	900 ± 100	1100 ± 20
Rückstreupeak 1	210	252.9 ± 54.7	225.4 ± 43.3
Rückstreupeak 2	215	—	—

Tabelle 3: Messergebnisse für die Analyse des Cobalt-60 Spektrums. Die Full-Energy-Peaks und der erste Rückstreupeak wurden mit einer Gausskurve gefittet. Die Comptonkanten wurden per Hand abgeschätzt.



(a) Germanium-Detektor



(b) NaI-Detektor

Abbildung 2: Energiespektren der ${}^{60}Co$ Quelle

2.4 Koinzidenzanalyse mit χ^2 -Test

Aus dem Spektrum von ${}^{60}Co$ ist ersichtlich, dass ${}^{60}Co$ als β^- -Strahler unter Aussendung von zwei Gammaquanten in ${}^{60}Ni$ übergeht.

Für das Termschema dieses Zerfalls gibt es damit zwei verschiedene Möglichkeiten, die in Abbildung 3 dargestellt sind.

Im Fall a) kann ${}^{60}Co$ durch zwei unterschiedliche β^- -Zerfälle in zwei unterschiedliche angeregte Zustände zerfallen, sodass nur jeweils einer der beiden Gammaquanten beim Zerfall emittiert. Die Gammaquanten treten also zeitlich unabhängig voneinander auf.

Im Fall b) kann ⁶⁰Co hingegen nur durch einen β^- -Zerfall zunächst in einen angeregten Zustand übergehen. Die Abregung erfolgt dann über die Aussendung des ersten Gammaquants und kurzzeitigen Übergang in einen weiteren angeregten Zustand, bevor dann durch die Aussendung des zweiten Gammaquanten ⁶⁰Co in ⁶⁰Ni übergegangen ist. Die beiden Gammaquanten würden dann zeitlich korreliert auftreten.



Abbildung 3: Mögliche Zerfallsarten von ⁶⁰Co: Entnommen aus [BlauesBuch]

Durch die Auswertung der Koinzidenzmessung sollte daher entschieden werden, welche Zerfallsart bei ${}^{60}Co$ vorliegt. Die Anzahl N_i an Koinzidenzen wurde für 4 verschiedene Bereiche gezählt. Dies erlaubt die Unterscheidung zwischen einem unkorrelierten Aussenden der beiden Gammaquanten und einem korrelierten, wie Sie bei einer Kaskade erfolgt.

N_i	NaI-Detektor Bereich in keV	Ge-Detektor Bereich in keV	N_i^k	N_i^u
$N_1 = 21$	1020 - 1140	1168 - 1172	0	37.75
$N_2 = 63$	1020 - 1140	1326 - 1330	75.5	37.75
$N_3 = 64$	1160 - 1280	1168 - 1172	75.5	37.75
$N_4 = 3$	1160 - 1280	1326 - 1330	0	37.75

Tabelle 4: Anzahl der gemessenen Koinzidenzen N_i in den 4 untersuchten Bereichen. Und die jeweilige Erwartung für ein vollständig korreliertes Aussenden N_i^k bzw. eine vollständig unkorrelierte Aussendung N_i^u der Gammaquanten.

In einem Zeitfenster von $\Delta t = 1.98 - 2.01 \mu s$ wurden insgesamt $N_G = 151$ Ereignisse in den

4 Bereichen registriert. Die 4 Bereiche wurden dabei gleich groß um den statistischen Mittelwert der an den jeweiligen Peak gefitteten Gaußkurve herum gewählt. Die Breite der Bereiche wurde mithilfe der Standardabweichung dieser gefitteten Kurven gewählt.

Bei unkorrelierten Ereignissen erwartet man, dass alle 4 Anzahlen innerhalb des statistischen Fehlers $\sqrt{N_G} = 12.288$ gleichverteilt sind. Also $N_1^u = N_2^u = N_3^u = N_4^u$. Für vollständig korrelierte Ereignisse, erwartet man keine zufälligen Koinzidenzen und damit $N_1^k = N_4^k = 0$ und eine gleichmäßige Aufteilung für $N_2^k = N_3^k$. In Tabelle 4 sind alle diese Werte zusammengefasst.

Im Experiment bestehen die gemessenen Ereignisse, aus einer Überlagerung von korrelierten und unkorrelierten Ereignissen.

$$N_i^m(\alpha) = \alpha N_i^k + (1 - \alpha) N_i^u$$
$$\chi^2 = \sum_i^4 \frac{(N_i - N_i^m(\alpha))^2}{N_i^m(\alpha)}$$

Mithilfe des χ^2 -Test werden wir nun entscheiden, welche Hypothese besser mit den Messdaten vereinbar ist, indem die Größe χ^2 für den Parameter α minimiert wird. Hieraus ergibt sich ein Minimum für den χ^2 Wert bei:

$$\alpha = 0.6178439$$
$$\chi^2(\alpha) = 12.24659746$$

Den kleinsten χ^2 -Wert erhält man also für eine 60% korrelierte Aussendung der Gamma-Quanten und für 40% unkorrelierte zufällige Koinzidenzen. Die Messung zeigt daher deutlich, dass es sich bei der Aussendung der Gamma-Quanten von ⁶⁰60 um eine Kaskade handelt und nicht um unabhängige Ereignisse.

Ein weiteren Beleg dafür lieferte der in Abbildung 4 dargestellte Scatter-Plot: Die 4 untersuchten Bereiche werden durch Linien angedeutet. Vergleicht man z.B. den dritten mit dem vierten Bereich in der grafischen Darstellung, so sieht man sofort, dass im 4. Bereich kaum Zählereignisse auftreten, während genau im 3. Bereich einige Zählereignisse gehäuft auftreten.

Daneben kann man im Scatterplot noch die Rückstreupeaks des NaJ-Detektors erahnen, die durch Ellipsen markiert sind: Wenn ein Photon im NaJ-Detektor mit einem Winkel von nahezu 180° zurückgestreut wird, so kann es auf Grund des geringen Abstands zwischen den beiden Detektor immer noch innerhalb des Koinzidenzintervalls vom Ge-Detektor gemessen werden. Umgekehrt ist dies nicht möglich, da das Signal des Ge-Detektors zeitlich verzögert wird (siehe Blockschaltbild der Koinzidenzschaltung).



Abbildung 4: Darstellung der Korrelation zwischen dem NaJ- und Ge-Detektor als Scatter-Plot: Die geraden Linien deuten die 4 untersuchten Bereiche an. Die Ellipsen umfassen die Rückstreupeaks des NaJ-Detektors.

2.5 Energieauflösung

In diesem Versuch sollte die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ der Detektoren untersucht werden. Die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ der Detektoren ist proportional zu den in ihnen ausgelösten Ladungsträgern n und sollte daher einen linearen Verlauf ergeben. Für die Schwankung der ausgelösten Ladungsträger n kann dabei der Fehler Δn mittels einer Poissonstatistik angesetzt werden:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta n}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$
$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Dies bedeutet, dass die relative Energieauflösung mit steigender Energie genauer wird.

Zur Untersuchung der Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ auf Linearität wurde daher folgende lineare Regression vorgenommen:

$$\frac{\Delta E}{E} = m \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} + \beta$$

Hierzu wurden die in Tabelle 2 und Tabelle 3 bestimmten Kanäle und Standardabweichungen der Gaußkurven für die Full-Energy-Peaks bzw. den Paarbildungs-Peak mit Hilfe der Energiekalibrierung in eine Energie E und deren Standardabweichung σ umgerechnet. Anschließend konnte über folgenden Zusammenhang die Halbwertsbreite ΔE bestimmt werden:

$$\Delta E = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma$$

Die Energien E, deren Standardabweichungen σ sowie die für die lineare Regression notwendigen Größen sind in Tabelle 5 aufgeführt.

	NaJ-Detektor			Ge-D	Detektor	
Quelle	$E + \sigma$ (keV)	$\frac{1}{\sqrt{E}}$	$\frac{\Delta E}{E}$	$E + \sigma$ (keV)	$\frac{1}{\sqrt{E}}$	$\frac{\Delta E}{E}$
^{22}Na	497.8 ± 39.0	0.0448	0.1845	512.0 ± 2.2	0.0442	0.0101
^{137}Cs	670.9 ± 33.7	0.0386	0.1183	661.3 ± 1.7	0.0389	0.0061
57Co	126.2 ± 18.3	0.0890	0.3415	121.7 ± 2.3	0.0906	0.0445
^{60}Co	1077.0 ± 63.8	0.0305	0.1395	1169.2 ± 2.2	0.0292	0.0044
^{60}Co	1216.1 ± 51.6	0.0287	0.0999	1327.8 ± 2.0	0.0274	0.0035

Tabelle 5: Energien der einzelnen vermessenen Photopeaks

Aus der linearen Regression (siehe Abbildung 5) folgt für die Energieauflösung des NaJ-Detektors:

$$\alpha_{NaJ} = 3.85168 \pm 0.47456$$

$$\beta_{NaJ} = -0.00167 \pm 0.02436$$

Aus der linearen Regression (siehe Abbildung 6) folgt für die Energieauflösung des Ge-Detektors:

$$\alpha_{Ge} = 0.666447 \pm 0.054228$$

$$\beta_{Ge} = -0.016977 \pm 0.002795$$

Aus den beiden Regressionen geht hervor, dass die Energieauflösung des Ge-Detektors mit $\alpha_{Ge} \approx 0.67$ ungefähr fünfmal kleiner ist als die des NaJ-Detektors mit $\alpha_{NaJ} \approx 3.85$. Dies war allerdings zu erwarten, da sich die Detektoren dahingehend unterscheiden, wie die Energie der Ladungsträger in einen messbaren Strom konvertiert wird.



Abbildung 5: Darstellung der linearen Regression für die Energieauflösung des NaJ-Detektors



Abbildung 6: Darstellung der linearen Regression für die Energieauflösung des Ge-Detektors

Literatur

[BlauesBuch] J. Wolf, F.K. Schmidt: Einführung in das Kernphysikalische Praktikum

P4 SS 2012

Gammakoinzidenzspektroskopie Ergänzungen zum Protokoll

Marco A. Harrendorf und Thomas Keck marco.harrendorf@googlemail.com, t.keck@online.de Gruppe: 1 Karlsruhe Institut für Technologie, Bachelor Physik

Versuchstag: 14.05.2012

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Hintergründe				
	1.1	Was sind Gammastrahlen?	3		
	1.2	Wechselwirkungsarten von Gammastrahlung mit Materie	3		
		1.2.3 Die Paarbildung	5		
2	Vers	such	6		
	2.3	Analyse des Cobalt-60 Spektrums	6		
	2.4	Koinzidenzanalyse mit χ^2 -Test	8		
	2.5	Energieauflösung	11		
Li	terati	Jr	15		

1 Theoretische Hintergründe

1.1 Was sind Gammastrahlen?

Bei Gammastrahlen handelt es sich um elektromagnetische Wellen bzw. Photonen, die unter anderem beim Zerfall von radioaktiven Nukliden entstehen. Ein weiterer Prozess, bei dem Gammastrahlung – oder auch in diesem speziellen Fall als Annihilationstrahlung bezeichnet – entsteht, ist die Annihilation eines Elementarteilches mit seinem Antiteilchen, z.B. eines Elektrons mit einem Positron.

Auf Grund seiner Eigenschaften

- hohe Durchdringungsfähigkeit,
- exponentielle Abnahme der Strahlungsintensität,
- ungeladene Photonen als Strahlungsteilchen,
- Energieverlust nur durch konkrete Wechselwirkungsprozesse wie z.B. Photoeffekt, Comptoneffekt usw.

zählt Gammastrahlung zur Klasse der indirekt-ionisierenden und schwach-ionsierenden, allerdings langreichweitigen Strahlungsarten.

1.2 Wechselwirkungsarten von Gammastrahlung mit Materie

Die für die nachfolgende Versuche wesentlichen Arten der Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie sind

- der Photoeffekt,
- der Comptoneffekt,
- die Paarbildung.

Die Art der Wechselwirkung hängt im wesentlich von der Energie der Photonen E_{γ} und der Kernladungszahl Z des Materials ab, in dem die Wechselwirkung stattfindet.

Die Abbildung 1 zeigt stilisiert die Abhängigkeit für das Auftreten der einzelnen drei Wechselwirkungseffekte von der zugehörigen Photonenenergie.

Zu bemerken bleibt, dass alle drei Wechselwirkungseffekte im Praktikumsversuch in Folge der beim radioaktiven Zerfall der Strahlungsquellen auftretenden Gammastrahlung vorkommen.



Abbildung 1: Stilisierte Darstellung der Abhängigkeit für das Auftreten der einzelnen drei Wechselwirkungseffekte von der zugehörigen Photonenenergie: Entnommen aus [Lang]

1.2.3 Die Paarbildung

Paarbildung kann auftreten, wenn die Energie des Gammaquants mindestens genauso groß ist wie die zweifache Ruheenergie eines Elektrons (1022 keV).

Hierbei erzeugt das Photon im Coulombfeld eines Kerns ein Positron-Elektronenpaar, wobei es selber verschwindet. Die nicht für die Paarerzeugung aufgewandte Energie des zuvor vorhandenen Photons wird als kinetische Energie auf das Positron und Elektron aufgeteilt, die sich auf Grund der Impulserhaltung in entgegengesetzte Richtungen vom Ort der Wechselwirkung entfernen.

Da das Positron in der Regel nach kurzer Zeit in Materie zusammen mit einem Elektron Annihilationsstrahlung erzeugt, entstehen als Sekundärteilchen zwei Gammaquanten mit einer Energie von jeweils 511 keV.

Der Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung σ ist näherungsweise proportional zum Quadrat aus der Kernladungszahl [Knoll].

$$\sigma~\sim~Z^2$$

2 Versuch

2.3 Analyse des Cobalt-60 Spektrums

Im Anschluss an diese Kalibrierungen wurde das Energiespektrum einer ${}^{60}Co$ -Quelle aufgenommen. Die beiden Full-Energy-Peaks, die beiden Comptonkanten und Rückstreupeaks wurden dann jeweils für beide Detektoren ermittelt.

Deutlich erkennbar und gut zu vermessen waren lediglich die Full-Energy-Peaks des jeweiligen Spektrums. Die Comptonkanten konnten nur per Hand abgeschätzt werden. Von den beiden Rückstreupeaks war nur einer erkennbar, dies lag wahrscheinlich daran, dass diese Peaks sich überlagern.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusammengefasst, die hierzu gehörenden Energiespektren sind in 2 abgebildet.

Die tabellierten Messergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung des Germanium-Detektors mit den Literaturwerten bzw. berechneten Werten. Die Zahlenwerte für die Full-Energy-Peaks wurden hierbei aus [NuData] entnommen, während die Werte für die Comptonkanten und Rückstreupeaks entsprechend den Formeln in [UniRochester] berechnet wurden.

Allerdings zeigt sich, dass die angenommen 1σ -Unsicherheiten, die unter Zuhilfenahme der Datenanalyse-Software ROOT mittels eines Gauss-Fits aus der Standardabweichung bestimmt wurden, zu gering sind. Geht man allerdings – wie in der Kernphysik üblich – von einer Unsicherheit von 3σ aus, so entsprechen die Messwerte sowohl des NaJ-Detektor als auch des Germanium-Detektors im Rahmen der Unsicherheit dem Literaturwert.

Es zeigt sich in dieser Messung jedoch sehr deutlich, dass die Energieauflösung des Germanium-Detektors um einiges besser ist als die des NaJ-Detektors.

Art des Peaks	Literaturwert in keV	NaI-Detektor in keV	Ge-Detektor in keV
Full-Energy-Peak 1	1173	1077 ± 63.8	1169.2 ± 2.2
Full-Energy-Peak 2	1332	1216.1 ± 51.6	1327.8 ± 2.0
Comptonkante 1	963	900 ± 100	950 ± 20
Comptonkante 2	1117	900 ± 100	1100 ± 20
Rückstreupeak 1	210	252.9 ± 54.7	225.4 ± 43.3
Rückstreupeak 2	215	_	_

Tabelle 1: Messergebnisse für die Analyse des Cobalt-60 Spektrums. Die Full-Energy-Peaks und der erste Rückstreupeak wurden mit einer Gausskurve gefittet. Die Comptonkanten wurden per Hand abgeschätzt.



(a) Germanium-Detektor



(b) NaI-Detektor

Abbildung 2: Energiespektren der ${}^{60}Co$ Quelle

2.4 Koinzidenzanalyse mit χ^2 -Test

Aus dem Spektrum von ${}^{60}Co$ ist ersichtlich, dass ${}^{60}Co$ als β^- -Strahler unter Aussendung von zwei Gammaquanten in ${}^{60}Ni$ übergeht.

Für das Termschema dieses Zerfalls gibt es damit zwei verschiedene Möglichkeiten, die in Abbildung 3 dargestellt sind.

Im Fall a) kann ${}^{60}Co$ durch zwei unterschiedliche β^- -Zerfälle in zwei unterschiedliche angeregte Zustände zerfallen, sodass nur jeweils einer der beiden Gammaquanten beim Zerfall emittiert. Die Gammaquanten treten also zeitlich unabhängig voneinander auf.

Im Fall b) kann ⁶⁰Co hingegen nur durch einen β^- -Zerfall zunächst in einen angeregten Zustand übergehen. Die Abregung erfolgt dann über die Aussendung des ersten Gammaquants und kurzzeitigen Übergang in einen weiteren angeregten Zustand, bevor dann durch die Aussendung des zweiten Gammaquanten ⁶⁰Co in ⁶⁰Ni übergegangen ist. Die beiden Gammaquanten würden dann zeitlich korreliert auftreten.



Abbildung 3: Mögliche Zerfallsarten von ⁶⁰Co: Entnommen aus [BlauesBuch]

Durch die Auswertung der Koinzidenzmessung sollte daher entschieden werden, welche Zerfallsart bei ${}^{60}Co$ vorliegt. Die Anzahl N_i an Koinzidenzen wurde für 4 verschiedene Bereiche gezählt. Dies erlaubt die Unterscheidung zwischen einem unkorrelierten Aussenden der beiden Gammaquanten und einem korrelierten, wie Sie bei einer Kaskade erfolgt.

N_i	NaI-Detektor Bereich in keV	Ge-Detektor Bereich in keV	N_i^k	N_i^u
$N_1 = 21$	1020 - 1140	1168 - 1172	0	37.75
$N_2 = 63$	1020 - 1140	1326 - 1330	75.5	37.75
$N_3 = 64$	1160 - 1280	1168 - 1172	75.5	37.75
$N_4 = 3$	1160 - 1280	1326 - 1330	0	37.75

Tabelle 2: Anzahl der gemessenen Koinzidenzen N_i in den 4 untersuchten Bereichen. Und die jeweilige Erwartung für ein vollständig korreliertes Aussenden N_i^k bzw. eine vollständig unkorrelierte Aussendung N_i^u der Gammaquanten.

In einem Zeitfenster von $\Delta t = 1.98 - 2.01 \mu s$ wurden insgesamt $N_G = 151$ Ereignisse in den

4 Bereichen registriert. Die 4 Bereiche wurden dabei gleich groß um den statistischen Mittelwert der an den jeweiligen Full-Energy-Peak gefitteten Gaußkurve herum gewählt. Die Breite der Bereiche wurde mithilfe der Standardabweichung dieser gefitteten Kurven gewählt.

Bei unkorrelierten Ereignissen erwartet man, dass alle 4 Anzahlen innerhalb des statistischen Fehlers $\sqrt{N_G} = 12.288$ gleichverteilt sind. Also $N_1^u = N_2^u = N_3^u = N_4^u$. Für vollständig korrelierte Ereignisse, erwartet man keine zufälligen Koinzidenzen und damit $N_1^k = N_4^k = 0$ und eine gleichmäßige Aufteilung für $N_2^k = N_3^k$. In Tabelle 2 sind alle diese Werte zusammengefasst.

Im Experiment bestehen die gemessenen Ereignisse, aus einer Überlagerung von korrelierten und unkorrelierten Ereignissen.

$$N_i^m(\alpha) = \alpha N_i^k + (1 - \alpha) N_i^u$$
$$\chi^2 = \sum_i^4 \frac{(N_i - N_i^m(\alpha))^2}{N_i^m(\alpha)}$$

Mithilfe des χ^2 -Test werden wir nun entscheiden, welche Hypothese besser mit den Messdaten vereinbar ist, indem die Größe χ^2 für den Parameter α minimiert wird. Hieraus ergibt sich ein Minimum für den χ^2 Wert bei:

$$\alpha = 0.6178439$$
$$\chi^2(\alpha) = 12.24659746$$

Den kleinsten χ^2 -Wert erhält man also für eine 60% korrelierte Aussendung der Gamma-Quanten und für 40% unkorrelierte zufällige Koinzidenzen. Die Messung zeigt daher deutlich, dass es sich bei der Aussendung der Gamma-Quanten von ⁶⁰Co um eine Kaskade handelt und nicht um unabhängige Ereignisse.

Ein weiteren Beleg dafür lieferte der in Abbildung 4 dargestellte Scatter-Plot: Die 4 untersuchten Bereiche werden durch Linien angedeutet. Vergleicht man z.B. den dritten mit dem vierten Bereich in der grafischen Darstellung, so sieht man sofort, dass im 4. Bereich kaum Zählereignisse auftreten, während genau im 3. Bereich einige Zählereignisse gehäuft auftreten.

Daneben kann man im Scatterplot noch die Rückstreupeaks des NaJ-Detektors erahnen, die durch Ellipsen markiert sind: Wenn ein Photon im NaJ-Detektor mit einem Winkel von nahezu 180° zurückgestreut wird, so kann es auf Grund des geringen Abstands zwischen den beiden Detektor immer noch innerhalb des Koinzidenzintervalls vom Ge-Detektor gemessen werden. Umgekehrt ist die Messung realer Rückstreupeaks nicht möglich, da das Signal des Na-Detektors als Starttrigger für die Koinzidenzmessung dient und der Ge-Detektor innerhalb der eingestellten Koinzidenzzeit den Stopptrigger liefert (siehe Blockschaltbild der Koinzidenzisterigen zschaltung). Wenn innerhalb der Koinzidenzzeit nach einem Ereignis im Na-Detektor kein Zählereignis im Ge-Detektor auftritt, so fungiert die Verzögerung der Koinzidenzschaltung als Stopptrigger. Da der Ge-Detektor also immer den Stopptrigger auslöst, können die realen Rückstreupeaks des Ge-Detektors nicht gemessen werden.



Abbildung 4: Darstellung der Korrelation zwischen dem NaJ- und Ge-Detektor als Scatter-Plot: Die geraden Linien deuten die 4 untersuchten Bereiche an. Die Ellipsen umfassen die Rückstreupeaks des NaJ-Detektors.

2.5 Energieauflösung

In diesem Versuch sollte die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ der Detektoren untersucht werden. Die Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ der Detektoren ist proportional zu den in ihnen ausgelösten Ladungsträgern n und sollte daher einen linearen Verlauf ergeben. Für die Schwankung der ausgelösten Ladungsträger n kann dabei der Fehler Δn mittels einer Poissonstatistik angesetzt werden:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta n}{n} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}}$$
$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Dies bedeutet, dass die relative Energieauflösung mit steigender Energie genauer wird.

Zur Untersuchung der Energieauflösung $\frac{\Delta E}{E}$ auf Linearität wurde daher folgende lineare Regression vorgenommen:

$$\frac{\Delta E}{E} = \alpha \cdot \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Hierzu wurden die in Tabelle 2 (Nummerierung hier bezogen auf das Hauptprotokoll) und Tabelle 1 bestimmten Kanäle und Standardabweichungen der Gaußkurven für die Full-Energy-Peaks bzw. den Paarbildungs-Peak mit Hilfe der Energiekalibrierung in eine Energie E und deren Standardabweichung σ umgerechnet. Anschließend konnte über folgenden Zusammenhang die Halbwertsbreite ΔE bestimmt werden:

$$\Delta E = 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma$$

Die Energien E, deren Standardabweichungen σ sowie die für die lineare Regression notwendigen Größen sind in Tabelle 3 und 4 aufgeführt. Die Fehler für $\frac{1}{\sqrt{E}}$ und $\frac{\Delta E}{E}$ wurden mithilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet.

	NaJ-Detektor			
Quelle	$E + \sigma$ (keV)	$\frac{1}{\sqrt{E}}$	$\frac{\Delta E}{E}$	
^{22}Na	497.8 ± 39.0	0.0448 ± 0.0018	0.1845 ± 0.0145	
^{137}Cs	670.9 ± 33.7	0.0386 ± 0.0010	0.1183 ± 0.0060	
^{57}Co	126.2 ± 18.3	0.0890 ± 0.0065	0.3415 ± 0.0495	
^{60}Co	1077.0 ± 63.8	0.0305 ± 0.0009	0.1395 ± 0.0083	
^{60}Co	1216.1 ± 51.6	0.0287 ± 0.0006	0.0999 ± 0.0042	

Tabelle 3: Energien der einzelnen vermessenen Photopeaks für den Natrium-Detektor

	Ge-Detektor		
Quelle	$E + \sigma$ (keV)	$\frac{1}{\sqrt{E}}$	$\frac{\Delta E}{E}$
^{22}Na	512.0 ± 2.2	$0.0442 \pm 9.5 \cdot 10^{-5}$	$0.0101 \pm 4.3 \cdot 10^{-5}$
^{137}Cs	661.3 ± 1.7	$0.0389 \pm 5.0 \cdot 10^{-5}$	$0.0061 \pm 1.6 \cdot 10^{-5}$
57Co	121.7 ± 2.3	$0.0906 \pm 8.57 \cdot 10^{-4}$	$0.0445 \pm 8.41 \cdot 10^{-4}$
^{60}Co	1169.2 ± 2.2	$0.0292 \pm 2.8 \cdot 10^{-5}$	$0.0044 \pm 0.8 \cdot 10^{-5}$
^{60}Co	1327.8 ± 2.0	$0.0274 \pm 2.1 \cdot 10^{-5}$	$0.0035 \pm 0.5 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 4: Energien der einzelnen vermessenen Photopeaks für den Germanium-Detektor

Aus der linearen Regression (siehe Abbildung 5) folgt für die Energieauflösung des NaJ-Detektors:

$$\alpha_{NaJ} = 3.82 \pm 0.17$$

Aus der linearen Regression (siehe Abbildung 6) folgt für die Energieauflösung des Ge-Detektors:

$$\alpha_{Ge} = 0.37 \pm 0.08$$

Aus den beiden Regressionen geht hervor, dass die Energieauflösung des Ge-Detektors mit $\alpha_{Ge} \approx 0.37$ ungefähr zehnmal kleiner ist als die des NaJ-Detektors mit $\alpha_{NaJ} \approx 3.82$. Dies war allerdings zu erwarten, da sich die Detektoren dahingehend unterscheiden, wie die Energie der Ladungsträger in einen messbaren Strom konvertiert wird.



Abbildung 5: Darstellung der linearen Regression für die Energieauflösung des NaJ-Detektors



Abbildung 6: Darstellung der linearen Regression für die Energieauflösung des Ge-Detektors

Eine Linearität der Energieauflösung können wir basierend auf unserer graphischen Auswertung und unter Berücksichtigung der Fehlerbalken mathematisch nicht begründen, da die gefittete Kurve deutlich außerhalb des Konfidenzintervalls der einzelnen Messpunkte liegt.

Literatur

[BlauesBuch] J. Wolf, F.K. Schmidt: Einführung in das Kernphysikalische Praktikum

- [Knoll] G.F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, London, 2010
- [Lang] Dr. Joachim Lang: Wechselwirkung von Röntgenstrahlung mit Materie, http://mitglied.multimania.de/DrJoachimLang/skript05.htm, Einsichtnahme: 15.06.2012
- [NuData] Brookhaven National Laboratory National Nuclear Data Center: NuDat 2.6, http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/, Einsichtnahme: 12.05.2012
- [UniRochester] University of Rochester Department of Physics and Astronomy: Gamma-Spectroscopy, Rochester, ohne Datumsangabe