**FAKULTÄT FÜR PHYSIK**
**PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM FÜR FORTGESCHRITTENE**
**PRAKTIKUM MODERNE PHYSIK**

Gruppe Nr. 14 Kurs: **Mo** **WS 13/14**

Versuch: Gamma-Koinzidenzspektroskopie

Namen: Fleig, Georg

Krause, Marcel

Assistent: Hehn, Lukas

durchgeführt am: 9. Dezember 2013

Protokollabgabe am: ______

______

Note gesamt + - 0

Datum: ______

anerkannt: ______

Bemerkung:

# I. Vorbereitung

# Vorwort

In diesem Versuch werden wir $\gamma$-Spektren verschiedener Proben aufnehmen und dabei speziell das von $^{60}Co$ untersuchen. Wir werden die Methode der Koinzidenzmessung kennenlernen, welche bei der Erstellung von Termschemata von Atomkernen hilfreich sein kann.

# Theoretische Grundlagen

## $\gamma$-Strahlung

Im Gegensatz zur $\alpha$- und $\beta$-Strahlung, bei welchen die Strahlung aus geladenen Teilchen besteht, setzt sich die $\gamma$-Strahlung aus Photonen zusammen, welche tief in Materie eindringen können. Ihre Intensität nimmt dabei entsprechend dem Lambert-Beer'schen-Gesetz exponentiell ab. $\gamma$-Strahlen können unter anderem durch Annihilation von Elektronen mit Positronen, oder durch Abregung eines angeregten Tochterkerns nach einem radioaktiven Zerfall entstehen.

## Wechselwirkung von $\gamma$-Strahlung mit Materie

Um $\gamma$-Strahlung nachweisen zu können macht man sich die Beobachtung der drei Wechselwirkungsprozesse von $\gamma$-Strahlung mit Materie zunutze. Diese Wechselwirkungsprozesse liefern, je nach Energiebereich und Detektormaterial, einen unterschiedlichen Beitrag zum gesamten Spektrum. Der Photoeffekt dominiert bei Photonenenergien im keV-Bereich, wohingegen der Comptoneffekt überwiegend im Bereich von 100 keV bis wenige MeV relevant ist. Der Paarbildungsprozess dominiert bei Energien im MeV-Bereich.

### Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird ein Photon von einem Hüllenelektron absorbiert. Es kommt zum vollständigen Energieübertrag an das Elektron, wodurch es aus seiner Bindung mit dem Atomkern gelöst wird und das Atom verlässt. Dargestellt ist dies in Abbildung 1. Damit dieser Vorgang stattfinden kann, muss die Ener-

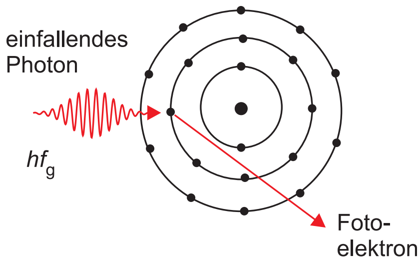


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Photoeffekts [2].

gie $E_\gamma$ des einfallenden Photons größer sein als die Bindungsenergie $E_\mathrm{b}$ des Elektrons. Je nachdem, in welcher Elektronenschale sich das Elektron befindet, variiert diese Bindungsenergie. Wegen der Impulserhaltung werden bevorzugt Elektronen aus den beiden innersten Schalen herausgelöst. Die kinetische

Energie des emittieren Elektrons folgt dabei der Beziehung

$$E_{\mathrm{kin}} = E_\gamma - E_{\mathrm{b}} \,. \tag{1}$$

Da nun in einer der energetisch niedrigeren Schalen ein Elektron fehlt, tritt an dessen Stelle ein Elektron aus einem energetisch höheren Niveau. Die dabei freiwerdende diskrete Energie wird in Form eines charakteristischen Photons abgestrahlt (Sekundärstrahlung). Begünstigt wird der Photoeffekt durch hohe Ordnungszahlen des Targetatoms und niedrige Photonenenergien.

### Comptoneffekt

Trifft ein Photon auf ein schwach gebundenes Elektron eines Atoms, so wird durch einen elastischen Stoß ein Teil seines Impulses und seiner Energie auf dieses Elektron übertragen. Das Elektron verlässt das Atom, während das gestreute Photon an Energie verliert, wie es in Abbildung 1 dargestellt ist. Der

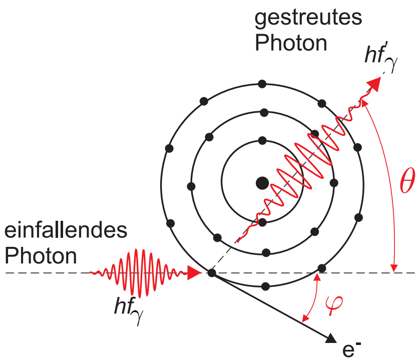


Abbildung 2: Schematische Darstellung des Comptoneffekts [2].

Energieverlust des gestreuten Photons führt zu einer Frequenzänderung. Je nach Streuwinkel verändert sich dieser Energieübertrag an das Photon. Durch eine Streuung um $180\,^\circ$ wird der Übertrag maximal, wie später in Gleichung (2) gezeigt wird. Der Wirkungsquerschnitt für den Comptoneffekt steigt mit zunehmender Kernladungszahl und nimmt mit steigender Photonenenergie ab.

### Paarbildung

Als dritte Wechselwirkung von $\gamma$-Strahlung mit Materie sei die Paarbildung erwähnt. Beträgt die Energie eines Photons mehr als $1,02\,\mathrm{MeV}$, was der doppelten Ruhemasse eines Elektrons entspricht, so kann dieses in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt werden. Aus Gründen der Impulserhaltung ist dies allerdings nur in Kernnähe möglich. In Abbildung 3 ist der Effekt der Paarbildung dargestellt. Besitzt das Photon eine höhere Energie als die, die für die Ruheenergie des Teilchenpaares aufgebracht werden muss, so wird diese in kinetische Energie von Elektron und Positron umgewandelt. Die Impulserhaltung gibt dabei die Richtung der erzeugten Teilchen vor. Besitzt das erzeugte Positron nur eine geringe kinetische Energie, so ist eine Rekombination mit einem Elektron aus der umliegenden Atomhülle möglich (Paarvernichtung). Dabei werden wiederum zwei Photonen mit einer Energie von $511\,\mathrm{keV}$ emittiert.

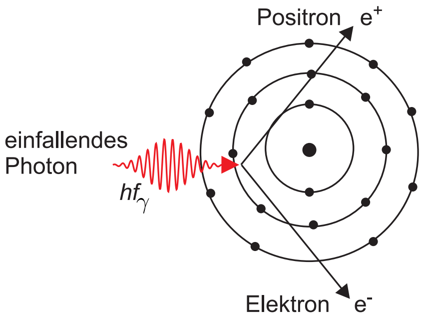


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Paarbildung eines Photons in Kernnähe [2].

## Detektoren für $\gamma$-Strahlung

Zum Nachweis von $\gamma$-Strahlen werden wir im Versuch zwei verschiedene Detektorprinzipien einsetzen. Zum einen einen NaJ-Szintillationszähler und zum anderen einen Ge-Halbleiterdetektor. Der Szintillationszähler besteht prinzipiell aus einem Szintillator, einem Photomultiplier (PMT) und einem Verstärker (Abbildung 4). Treffen energiereiche Photonen auf den Szintillatorkristall, so werden durch Wechselwir-

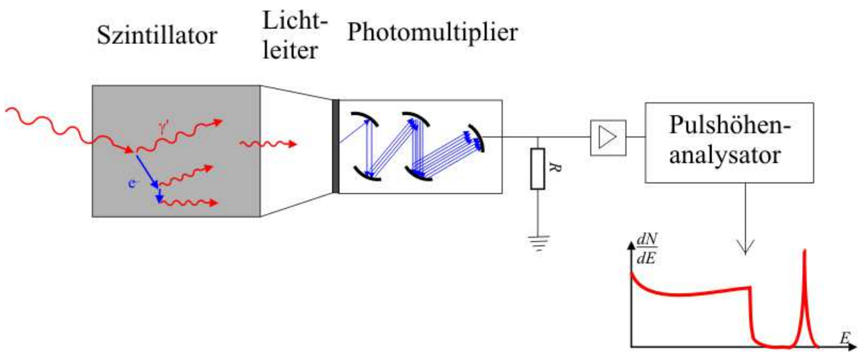


Abbildung 4: Signalverarbeitung eines Szintillationszählers [4].

kungsprozesse wie dem Photoeffekt und dem Comptoneffekt Elektronen ausgelöst. Diese können Atome im Kristall anregen oder ionisieren, wodurch Fluoreszenzphotonen emittiert werden. Die vom Szintillator emittierten Fluoreszenzphotonen werden schließlich in einem Photomultiplier verstärkt. So wird das ursprünglich schwache Signal in einen starken Elektronenfluss umgewandelt, der letztendlich das messbare Signal liefert. Als Szintillatorkristall kann beispielsweise ein mit Thallium dotierter Natriumiodid-Einkristall verwendet werden. Die Thalliumatome dienen als Leuchtzentren im Szintillator. Ihre Anregungsenergie liegt innerhalb der Bandlücke des Natriumiodids, wodurch sie leichter angeregt werden können, was wiederum in einer guten Photonenausbeute im sichtbaren Bereich resultiert. Die Größe des Kristalls wird bei Szintillatoren so gewählt, dass die Wahrscheinlichkeit für die genannten Wechselwirkungsprozesse genügend groß ist.

Der Germanium-Halbleiterdetektor, bestehend aus pn-dotiertem Germanium, wird wie eine Diode in Sperrrichtung betrieben. Entsprechend ist ohne äußere Einwirkungen kein Stromfluss möglich. Einfallende $\gamma$-Quanten können im Halbleiter Elektronen-Loch-Paare erzeugen. Die Paare werden überwiegend in der Raumladungszone des Halbleiters erzeugt, da dort die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination am geringsten ist. Die erzeugten Elektronen und Löcher werden durch ein von außen anliegendes elektrisches Feld angezogen, wodurch es zu einem Stromfluss kommt. Dieser Strom ist proportional zur Energie des einfallenden Photons, was letztendlich die Energiemessung ermöglicht. Für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Halbleiter wird lediglich eine Energie von etwa 3 eV benötigt. Verglichen dazu liegt der Wert zur Erzeugung von Fluoreszenzphotonen bei Szintillationszählern bei 25-35 eV. Durch den geringeren Energieaufwand zur Signalerzeugung beim Halbleiterdetektor überwiegt die Energieauflösung gegenüber der des Szintillationszählers.

Beiden Detektoren ist jeweils ein Verstärker und ein Analog-Digital-Wandler nachgeschaltet, damit am Ende am Computer ein Impulshöhenspektrum der gemessenen Ströme beobachtet werden kann. Das Impulshöhenspektrum kann dann durch eine Energiekalibration in ein Energiespektrum umgewandelt werden. Dies werden wir in Aufgabe 1 anhand von bekannten $\gamma$-Quellen durchführen.

## Koinzidenzmessung

Durch die Verwendung zweier $\gamma$-Detektoren können sogenannte Koinzidenzmessungen durchgeführt werden. Ziel einer solchen Messung ist die Unterscheidung zwischen Kernabregungsprozessen, bei denen nur ein einzelnes Photon emittiert wird, von solchen, bei denen mehrere in sehr kurzen Abständen, was auch als Kaskade bezeichnet wird. Im Versuch werden wir eine $^{60}$Co-Probe untersuchen, welche durch $\beta^-$-Zerfall in einen angeregten $^{60}$Ni-Kern zerfällt. Bei der Abregung sind zwei $\gamma$-Übergänge möglich, die im Termschema in Abbildung 5 dargestellt sind. Dem $\beta$-Zerfall folgen zwei Photonen mit

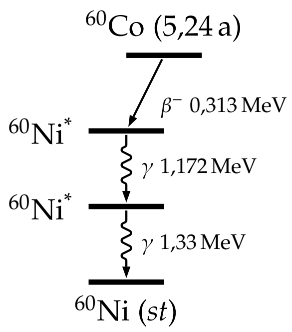


Abbildung 5: Termschemata des $^{60}$Co-Zerfalls [5].

Energien von 1,172 MeV und 1,33 MeV. Da der Zwischenzustand mit $10^{-12}$ s sehr kurzlebig ist, treten beide Quanten fast gleichzeitig auf. Neben dem eingezeichneten $\beta$-Zerfall auf das höchste Anregungsniveau ist mit einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit auch ein $\beta$-Zerfall direkt in das nächst tiefere Niveau möglich. Bei der anschließenden Abregung wird entsprechend nur ein $\gamma$-Quant mit einer Energie von 1,33 MeV emittiert.

Da insgesamt nicht nur ein einzelnes $^{60}$Co-Atom betrachtet wird, sondern eine große Ansammlung, sind gleichzeitige $\beta$-Zerfälle auf beide Anregungsniveaus bei verschiedenen Atomen möglich. Um nun die zwei Photonen von einem einzelnen $\beta$-Zerfall auf das höchste Anregungsniveau von denen zu unterscheiden, die zufällig durch zwei verschiedene $\beta$-Zerfälle in verschiedenen Kernen aufgetreten sind, wird ein Zeitfenster von 2 $\mu$s festgelegt. Wird in diesem Zeitrahmen von einem Detektor das erste Photon und vom anderen das zweite mit der entsprechend anderen Energie erfasst, so wird dieses Ereignis der kaskadenartigen Abregung aus Abbildung 5 zugeordnet. Ansonsten handelt es sich um zufällig *gleichzeitig* aufgetretene Prozesse.

## Spektrum eines $\gamma$-Strahlers

Der Verlauf der Spektren lässt sich anhand der folgenden theoretischen Überlegungen beschreiben. Dabei treten jedoch Abweichungen zur Realität auf, weshalb man zwischen einem idealen und einem realen Spektrum unterscheiden muss.

### Photospektrum

Nach Gleichung (1) beträgt die Energie des durch den Photoeffekt herausgelösten Elektrons $E_\gamma - E_b$, daher ist ein Peak bei dieser Energie zu erwarten. Zusätzlich kann es noch einen weiteren Peak bei $E_\gamma$ geben, welcher in Kombination mit Sekundärstrahlung verursacht wird. Das reale Spektrum weicht aufgrund der begrenzten Auflösung des Detektors von den reinen Deltapeaks ab. Zu erwarten ist eine gaußförmige Verteilung, die etwa der in Abbildung 6 gleicht. Der Photopeak entspricht am ehesten der Maximalenergie des einfallenden Photons und wird daher im Versuch für die Koinzidenzmessung verwendet.

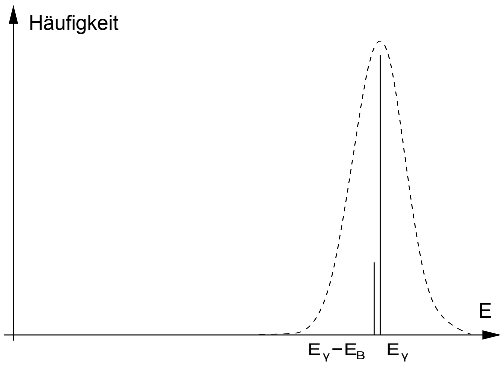


Abbildung 6: Erwartetes Spektrum durch den Photoeffekt [3]. $E_\nu$ entspricht hier $E_\gamma$

### Comptonspektrum

Beim Comptoneffekt hängt die Energie $E'_\gamma$ des gestreuten Photons und damit auch die des Elektrons direkt vom Streuwinkel $\Theta$ ab. Für die Restenergie des Photons und dem Streuwinkel $\Theta$ gilt nach relativistischer Impuls- und Energieerhaltung

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos\Theta)} \,. \tag{2}$$

Wird das Photon um $180\,^\circ$ gestreut, ist der Energieübertrag auf das Elektron maximal. Er stellt dann den Wert der Comptonkante dar, welche bei

$$E_\mathrm{C} = E_\mathrm{max} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}}\right) \tag{3}$$

liegt. Als Energieverteilung erwarten wir daher einen ähnlichen Verlauf wie in Abbildung 7 gezeigt. Da

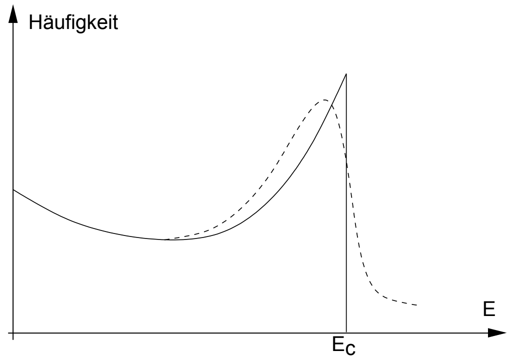


Abbildung 7: Erwartetes Spektrum durch den Comptoneffekt [3]. Die gestrichelte Linie stellt wieder den realen Verlauf dar, welcher sich aus der begrenzten Detektorauflösung ergibt.

die zu untersuchende Strahlungsquelle in alle Richtungen abstrahlt, kann es zu sogenannten Rückstreupeaks kommen. Der Comptoneffekt tritt nicht nur im Szintillatormaterial auf, sondern auch in den übrigen Teilen des Aufbaus. Treten die dort gestreuten Photonen in den Szintillatorzähler ein, so können sie dort als Rückstreupeaks detektiert werden. Ihre Energie

$$E_\mathrm{R} = E_\gamma - E_\mathrm{C} \tag{4}$$

entspricht etwa der ursprünglichen Photonenenergie abzüglich der Energie der Comptonkante.

### Paarerzeugungsspektrum

Bei der Aufnahme des Paarerzeugungsspektrums kann es zu sogenannten Escape-Peaks kommen. Diese entstehen, wenn bei einer nachfolgenden Paarvernichtung von Positron und Elektron eines oder beide der erzeugten Photonen den Detektor verlassen. Dazu kann es kommen, da die Photonen mit $180\,^\circ$ zueinander abgestrahlt werden. Der erste Peak ist bei einer Energie vorzufinden, welche um $\Delta E = 511\,\mathrm{keV}$ kleiner ist, als die ursprüngliche Energie des eintreffenden Photons. Werden beide Paarvernichtungsphotonen detektiert, erhält man den Doppel-Escape-Peak mit einer Verschiebung um $\Delta E = 2 \cdot 511\,\mathrm{keV}$. Die Kombination all dieser Wechselwirkungen von Photonen mit Materie ist im Spektrum in Abbildung 8 dargestellt.

# Aufgabe 1: Energiekalibration

Damit wir in den weiteren Aufgaben von der Kanalnummer auf die zugehörige Energie schließen können, muss zunächst eine Energiekalibration getrennt für beide Detektoren durchgeführt werden. Hierfür werden wir die $\gamma$-Spektren von $^{22}$Na, $^{57}$Co und $^{137}$Cs aufnehmen. Die bekannten $\gamma$-Energien werden den jeweiligen Photopeaks und damit einer Kanalnummer zugeordnet. Aufgrund der Verschmierung durch die Energieauflösung des Detektors bietet es sich an, Gaußkurven an die Peaks zu fitten.

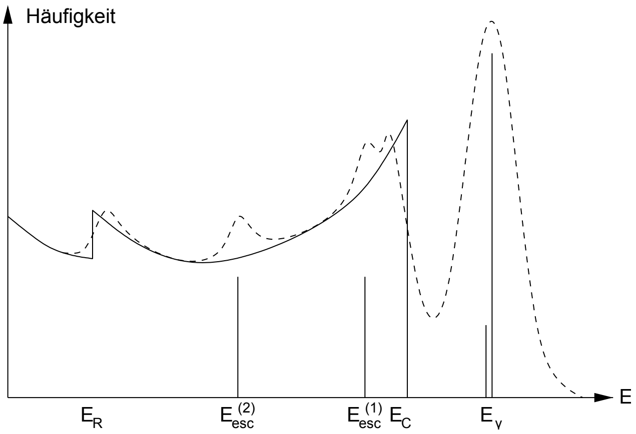


Abbildung 8: Kombiniertes Spektrum aus Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung [3]. Die gestrichelte Linie stellt wieder den am Detektor beobachteten realen Verlauf dar.

# Aufgabe 2: Zeitkalibration

Für die spätere Koinzidenzanalyse ist eine Verzögerungseinheit in der Messapparatur verbaut, die das Signal des Ge-Detektors gegenüber dem des NaJ-Detektors verzögert. Das ist nötig, da der NaJ-Szintillator für den $2\,\mu\mathrm{s}$ Zeitrahmen das Startsignal und der Ge-Detektor das Stoppsignal festlegt. Die Verzögerungseinheit sorgt dafür, dass bei einem gleichzeitigen Ereignis diese beiden Signale in der richtigen Reihenfolge erfasst werden. Zur Zeitkalibration werden wir das Spektrum von $^{22}$Na bei verschiedenen Verzögerungszeiten untersuchen.

# Aufgabe 3: Messung des $\gamma$-Spektrums von $^{60}$Co

Wir werden das gesamte $\gamma$-Spektrum der $^{60}$Co Probe mit beiden Detektoren aufnehmen und dabei die aus Aufgabe 1 gewonnene Energiekalibrierung verwenden. Im Spektrum sollen die markanten Punkte von Photoeffekt und Comptoneffekt erkannt werden und die entsprechenden Energien bestimmt werden. Zudem kann qualitativ die Energieauflösung der beiden Detektoren verglichen werden.

# Aufgabe 4: Koinzidenzanalyse von $^{60}$Co

Für die Koinzidenzanalyse von $^{60}$Co werden all diejenigen Ereignisse selektiert, bei denen beide Detektoren in einem Abstand von $2\,\mu\mathrm{s}$ ein Signal erfasst haben. Bei diesen soll nun unterschieden werden, ob sie einer Kaskade wie in Abbildung 5 entstammen oder nur rein zufällig zeitlich korreliert sind. Untersuchen lässt sich dies durch Auftragen der Energie der Signale aus dem Ge-Detektor und dem NaJ-Detektor in einem zweidimensionalen Histogramm. Nun lassen sich 4 Bereiche festlegen, in denen sich die Photonenenergien der verschiedenen Übergänge schneiden. Eine Untersuchung der Anzahl der Signale in den jeweiligen Bereichen gibt dann Aufschluss darüber, ob es sich um unkorrelierte Signale handelt oder eher eine Kaskade wahrscheinlicher ist. Um dies in Zahlen zu fassen, wird $\chi^2$-Test durchgeführt. Zudem sollen die Daten auf weitere Koinzidenzen untersucht werden.

## Aufgabe 5: Energieauflösung der beiden Detektoren

In diesem letzten Versuchsteil soll die Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie bei beiden Detektoren untersucht werden. Im Idealfall liefert ein Detektor ein Signal, welches proportional zur Energie der einfallenden Teilchen ist. Nach [1] gilt für die relative Energieauflösung

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sqrt{n}}{n} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sim \frac{1}{\sqrt{E}} \; . \tag{5}$$

Hier bezeichnet $n$ die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare im Detektor und $\sqrt{n}$ die zugehörige Unsicherheit, die hier als poissonverteilt angenommen wird. Aus dieser Gleichung ergibt sich, dass die Energieauflösung bei zunehmender Energie zunimmt und generell größer ist, je mehr Elektron-Loch-Paare bei einer festen Energie erzeugt werden.

Die Energieauflösung der verwendeten Detektoren kann nun durch Auftragen von $\frac{\Delta E}{E}$ über $\frac{1}{\sqrt{E}}$ auf die geforderte Linearität untersucht werden. Dafür muss zunächst die Halbwertsbreite $\Delta E$ über

$$\Delta E = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \tag{6}$$

aus der Standardarbweichung $\sigma$ der Gauß-Fits bestimmt werden.

## II. Auswertung

# Aufgabe 1: Energiekalibration

Nachdem wir uns mit dem Versuchsaufbau vertraut gemacht haben, wurden von uns zunächst die Proben $^{22}$Na, $^{57}$C sowie $^{137}$Cs nacheinander in den Versuchsaufbau eingebracht, sodass mit Hilfe des NaJ-Szintillators und des Ge-Halbleiterdetektors Spektren aufgenommen werden konnten. Die Proben eignen sich gut zur Kalibrierung der Detektoren, da sie ausgeprägte Peaks mit nach [6] bekannter Energie besitzen. Alle aufgenommenen Spektren sind als Abbildung 14 im Anhang hinterlegt.

| Isotop | $E_\gamma$ in keV nach [6] | Kanal (NaJ, ADC1) | Kanal (Ge, ADC2) |
|---|---|---|---|
| $^{22}$Na | 511 | 361,5 | 380,7 |
| $^{22}$Na | 1 275 | 900,8 | 936,7 |
| $^{57}$Co | 122 | 78,4 | 97,9 |
| $^{137}$Cs | 662 | 482,5 | 485,3 |

Tabelle 1: Kanalnummern der Intensitätsmaxima der Peaks von den drei Proben zusammen mit den Literaturwerten nach [6] für die Energien $E$ der Gammaquanten. Die Peak-Positionen in Abhängigkeit von der Kanalnummer wurden in ROOT mit Hilfe von Gauß-Fits bestimmt.

Es wurden von uns mit Hilfe der ROOT Software an jeden charakteristischen Peak Gauß-Funktionen angepasst, da es sich bei diesen zumindest näherungsweise um Normalverteilungen zu handeln schien. In Tabelle 1 sind als Parameter dieser Anpassung die Kanalnummern der Peaks für die beiden Detektoren zusammen mit den Literaturwerten für die Energien dieser Gammaquanten abgedruckt. Dabei wurde mit Absprache unseres Betreuers darauf verzichtet, die Fehler der Kanalnummern zu berücksichtigen, da ihr Einfluss auf das Ergebnis nur marginal ist.

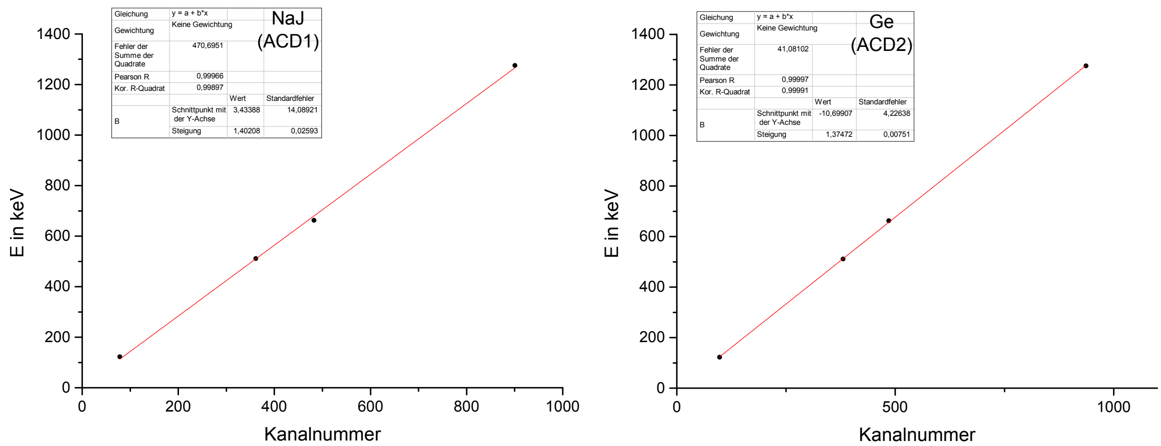


Abbildung 9: Energien der charakteristischen Peaks der Quellen $^{22}$Na, $^{57}$C sowie $^{137}$Cs nach [6] über der Kanalnummer, unter welcher sie detektiert wurden, sowohl für den NaJ-Detektor (links) als auch für den Ge-Detektor (rechts). Lineare Regressionen liefern unmittelbar die Parameter für die Energiekalibrierung.

In Abbildung 9 wurden die charakteristischen Energien der Peaks aller drei Proben für beiden Detektoren über den Kanalnummern aufgetragen, unter welchen sie registriert wurden. Da die Punkte annähernd linear verteilt waren, hat sich eine lineare Regression angeboten, deren Parameter ebenfalls in der Abbildung dargestellt sind. Somit ergibt sich unmittelbar die Energiekalibrierung vermöge

$$\begin{aligned} E_{\text{NaJ}} &= (1,402 \cdot k + 3,434)\ \mathrm{keV} \\ E_{\text{Ge}} &= (1,375 \cdot k - 10,699)\ \mathrm{keV} \end{aligned} \tag{7}$$

wo $k$ die Kanalnummer bezeichnet. Mit der Kalibrierung ist es möglich, einer Kanalnummer eines Detektors eine Energie zuzuordnen. In späteren Aufgaben wird dies bei der Koinzidenzanalyse verwendet, um die Achsen entsprechend kalibriert darzustellen.

Eine Fehleranalyse ist aufgrund des Aufbaus und der Art der Messung nur qualitativ, nicht jedoch quantitativ möglich. Zunächst ist zu sagen, dass aufgrund der endlichen Messdauer nur eine begrenzte Anzahl an Ereignissen aufgenommen wird, welches maßgebend für den statistischen Fehler der Messung ist. Da die Fehler auf die Steigung der Regressionsgeraden jedoch recht gering ausfallen, dürfte dies nicht zu schwer ins Gewicht fallen. Des Weiteren ergeben sich durch die verwendeten Detektoren systematische Fehler, was die Energieauflösung angeht. Insbesondere der NaJ-Detektor hat, bedingt durch seinen Aufbau als anorganischem Szintillationszähler, keine allzu gute Energie- und Zeitauflösung, sodass sich hier starke Verschmierungen der Peaks ergeben.

# Aufgabe 2: Zeitkalibration

Als zweite vorbereitende Aufgabe wurde von uns eine Zeitkalibration der Koinzidenzmessung unter Berücksichtigung der Zeitverzögerung durchgeführt, welche in Aufgabe 4 zur Koinzidenzanalyse benötigt wird. Dazu haben wir als Probe $^{22}$Na verwendet und die Intensität der Koinzidenz-Peaks des ADC3 in Abhängigkeit von der eingestellten Verzögerungszeit $\tau$ aufgenommen. Dabei wurden Werte von $\tau = 0,5\,\mu$s bis $\tau = 3,5\,\mu$s in Schritten von $\Delta\tau = 0,5\,\mu$s vorgegeben. Je nachdem, wie hoch die von uns gewählte Verzögerungszeit war, hat sich der Peak zu einer höheren oder niedrigeren Kanalnummer verschoben.

Dies liegt darin begründet, dass die Kanalnummern des ADC3, im Gegensatz zu denen der ADC1 und ADC2, nicht zur Gammaenergie proportional sind, sondern zur Verzögerungszeit. Erhält der erste Digital-Analog-Wandler ein Signal, so startet dieser die Zeitmessung. Dies geschieht in Form des Aufladens eines Kondensators, welcher bei Ankunft des Stoppsignals des zweiten Analog-Digital-Wandlers entladen wird. Die so abgreifbare Spannung am Kondensator wird als Kanalnummer gewählt und ist direkt proportional zur Verzögerungszeit[1]. In Abbildung 10 ist die Position des Koinzidenzpeaks in Abhängigkeit von der Kanalnummer in einem einzigen Spektrum dargestellt.

[1] Persönliches Gespräch mit Dr. Joachim Wolf

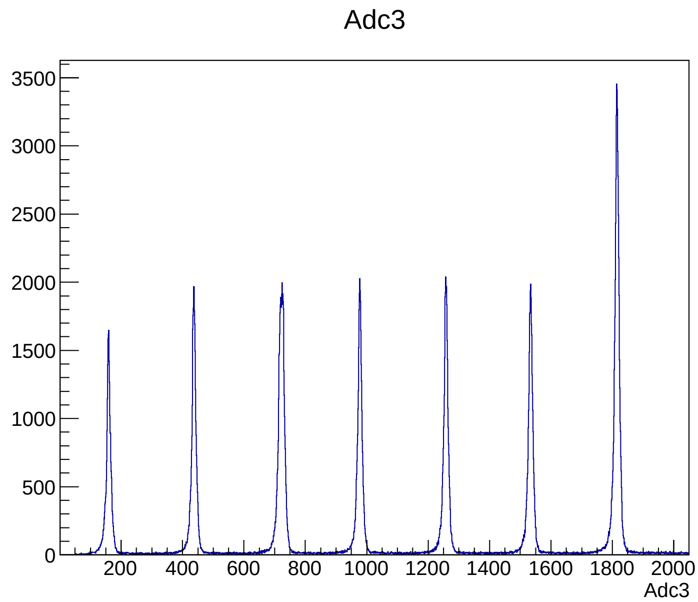


Abbildung 10: Position der Koinzidenzpeaks in Abhängigkeit der eingestellten Verzögerungszeit $\tau$. Die Verzögerungszeit wurde dabei linear von $\tau = 0,5\,\mu$s bis $\tau = 3,5\,\mu$s gesteigert, wodurch sich sieben Peaks ergaben. Der Peak mit der geringsten Verzögerungszeit tritt bei der kleinsten Kanalnummer auf.

| Peak | $\tau$ in $\mu$s | Kanal |
|---|---|---|
| 1 | 0,5 | 159,5 |
| 2 | 1,0 | 437,2 |
| 3 | 1,5 | 722,4 |
| 4 | 2,0 | 977,6 |
| 5 | 2,5 | 1258,0 |
| 6 | 3,0 | 1534,0 |
| 7 | 3,5 | 1815,0 |

Tabelle 2: Regressionsparameter der sieben Gauß-Anpassungen an die Koinzidenz-Peaks der $^{22}$Na-Probe. Analog zu Aufgabe 1 liefert die Position der Peaks in Abhängigkeit von der eingestellten Verzögerungszeit die Zeitkalibrierung.

An die sieben Peaks wurden erneut Gauß-Verteilungen angepasst, deren Positionen Tabelle 2 zu entnehmen sind. Durch Auftragen der eingestellten Verzögerungszeit $\tau$ über der Kanalnummer, bei welcher der Koinzidenzpeak zu sehen ist, erhält man analog zu Aufgabe 1 eine lineare Verteilung, wie es in Abbildung 11 zu sehen ist. Auch hier war also eine lineare Regression wieder gerechtfertigt, deren Parameter sich aus der Abbildung ablesen lassen. Somit erhält man die Zeitkalibrierung gemäß

$$\tau = (1,819 \cdot k + 206,026)\ \text{ms}\ . \tag{8}$$

Auf diese Weise lassen sich die Kanalnummern des ADC3 direkt in Zeitverzögerungen umrechnen, wie es bei der Koinzidenzanalyse verwendet wird. Die Fehlerdiskussion ist aufgrund der selben Art der Messung und Analyse analog zu Aufgabe 1.

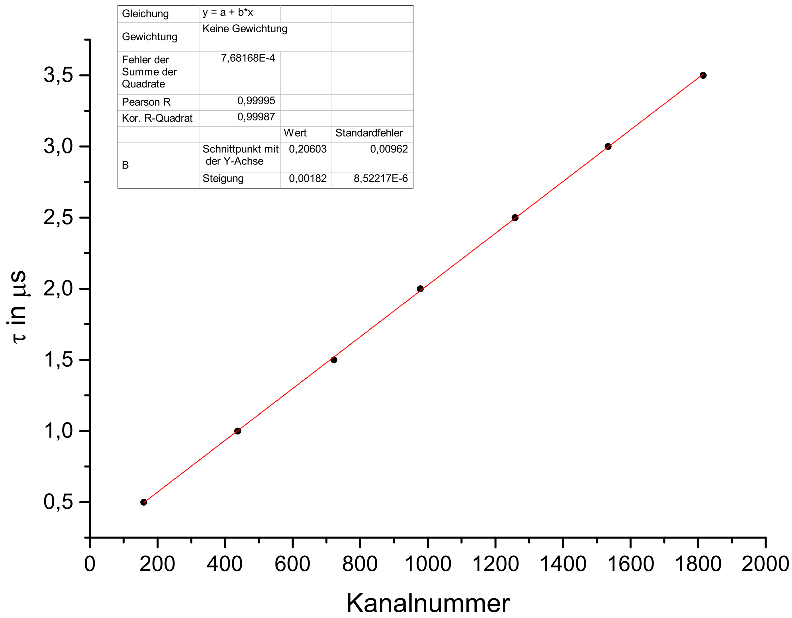


Abbildung 11: Eingestellte Verzögerungszeit $\tau$ über der Kanalnummer, bei welcher der Koinzidenzpeak nach Tabelle 2 auftrat. Die Parameter der linearen Regression liefern die Zeitskalierung.

## Aufgabe 3: Messung des $\gamma$-Spektrums von $^{60}$Co

Mit der korrekten Energiekalibration der beiden Detektoren war es uns nun möglich das gesamte Spektrum einer $^{60}$Co-Probe mit einer Energieskala zu messen. Aufgrund der vergleichsweise schwachen Aktivität der Probe haben wir in einem Zeitraum von über einer Stunde Daten aufgenommen. In Abbildung 12 sind die Spektren beider Detektoren zu sehen. Die verschiedenen markanten Stellen wurden von uns entsprechend beschriftet. Die Kurvenverläufe entsprechen unseren Erwartungen, die bereits ausführlich in den theoretischen Grundlagen diskutiert wurden.

Aufgrund der schlechteren Energieauflösung des NaJ-Szintillators erscheinen sowohl die beiden Rückstreupeaks als auch die Komptonkanten als ein verschwommener einzelner Peak. Auch die eigentlich spitz zulaufenden Photopeaks gleichen eher einer Gaußkurve. Beim Ge-Detektor wirkt das Spektrum wesentlich feiner. Comptonkanten und Rückstreupeaks können getrennt aufgelöst werden und auch die Photopeaks nähern sich einer Delta-Funktion an. Die unterschiedliche Energieauflösung werden wir in Aufgabe 5 genauer untersuchen.

In Tabelle 3 sind die Energien der im Spektrum markierten Punkte aufgelistet. Im Falle des NaJ-Szintillators haben wir alle Energien aufgrund der starken Verschmierung über angepasste Gauß-Kurven ermittelt. Beim Spektrum des Ge-Detektors konnten wir die Energien der Rückstreupeaks und Comptonkanten nur grob abschätzen. Die Photopeaks ließen sich wieder über Gauß-Kurven bestimmen.

Für die Energien der Photopeaks lässt sich ein Vergleich mit den Literaturwerten aus [6] durchführen.

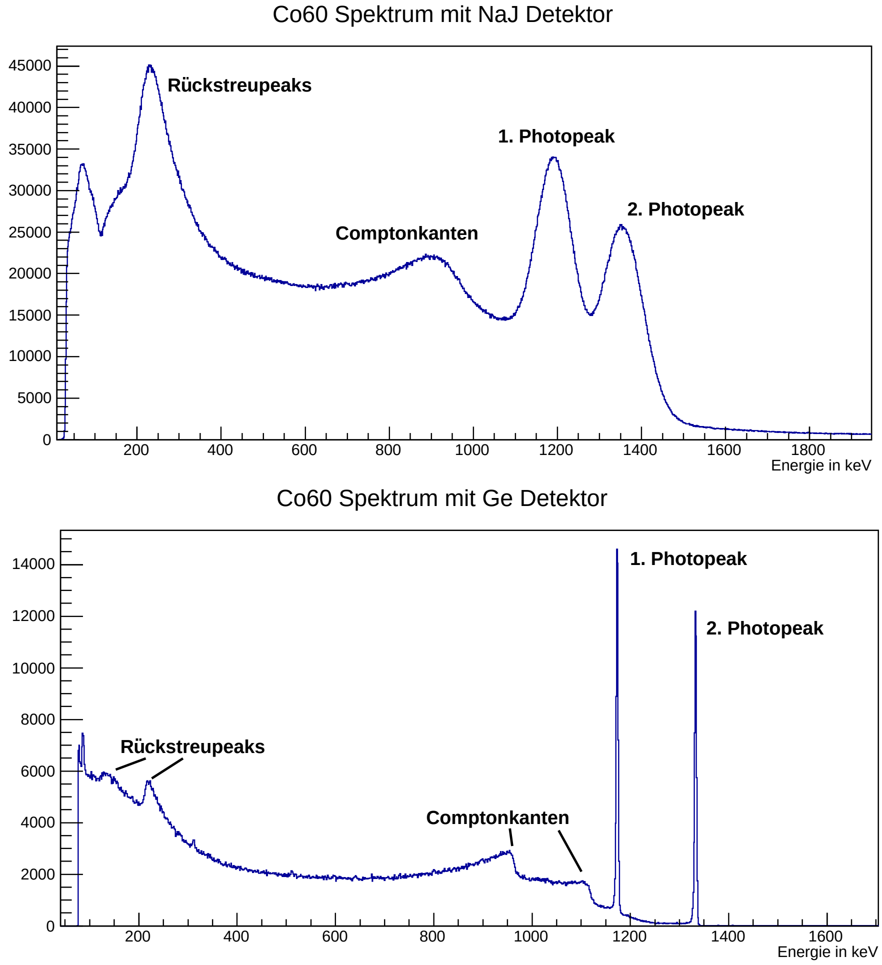


Abbildung 12: Spektrum von $^{60}$Co, aufgenommen mit dem NaJ-Szintillator (oben) und dem Ge-Halbleiterdetektor (unten).

Im Falle des Ge-Detektors stimmen beide Werte exakt mit dem Literaturwert überein. Dabei muss allerdings berücksichtigt werden, dass in unserer Analyse bisher, aus bereits genannten Gründen, auf die Angabe von Unsicherheiten verzichtet wurde. Die Energiewerte der Photopeaks aus dem NaJ-Szintillator liegen beide etwas oberhalb der Literaturwerte. Erklären lässt sich das durch Ungenauigkeiten bei der durchgeführten Energiekalibration aber vorallem durch die schlechtere Energieauflösung des Szintillators gegenüber der des Halbleiterdetektors.

| Peak | $E_\gamma$ (NaJ) in keV | $E$ (Ge) in keV |
|---|---|---|
| 1. Rückstreupeak | – | 123 |
| 2. Rückstreupeak | 233 | 220 |
| 1. Comptonkante | 893 | 952 |
| 2. Comptonkante | – | 1 128 |
| 1. Photopeak | 1 191 | 1 173 |
| 2. Photopeak | 1 353 | 1 333 |

Tabelle 3: Energien der markanten Peaks und Kanten aus dem Spektrum von $^{60}$Co, aufgenommen mit dem NaJ-Szintillator und dem Ge-Halbleiterdetektor.

# Aufgabe 4: Koinzidenzanalyse von $^{60}$Co

In diesem Aufgabenteil soll eine Koinzidenzanalyse durchgeführt werden, um Aufschluss über das Termschema des $^{60}$Co-Kerns zu erhalten. Die möglichen Zerfälle wurden bereits in der Vorbereitung diskutiert. Nun soll anhand der aufgenommenen Daten entschieden werden, ob eine Kaskade oder rein zufällige Zerfälle wahrscheinlicher sind. Die Analysesoftware hat automatisch diejenigen Ereignisse selektiert, welche innerhalb eines $2\,\mu$s Zeitfensters in jeweils einem Detektor ein Signal hinterlassen haben. In Abbildung 13 ist ein 2D-Histogramm mit den Energien der $\gamma$-Quanten aus den beiden Detektoren dargestellt. In diesem Histogramm sind die relevanten Energiebereiche durch rote Linien begrenzt. Sie

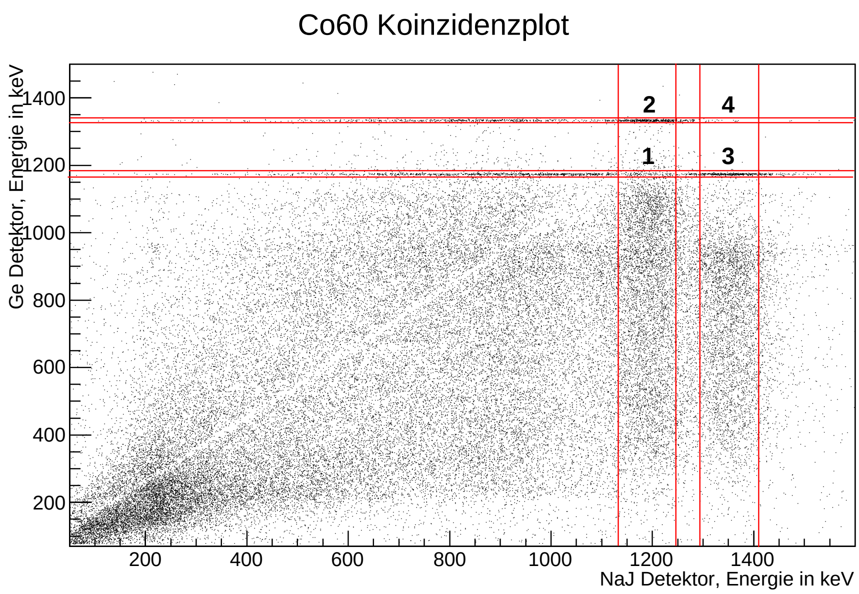


Abbildung 13: Scatter Plot der $\gamma$-Energien aus den beiden Detektoren. Die für die zu untersuchende Koinzidenz relevanten Bereiche sind mit roten Linien markiert.

setzen sich jeweils aus der Energie der Photopeaks und ihrer zugehörigen Unsicherheit von $1\sigma$ zusammen. So ergeben sich insgesamt 4 Bereiche, die entsprechend durchnummeriert sind. In Tabelle 4 ist die Anzahl der Ereignisse in den Bereichen und die Bereichsgröße aufgelistet. Wie in den theoretischen

| Bereich $i$ | # Ereignisse $N_\mathrm{i}$ | Energiebereich (NaJ) in keV | Energiebereich (Ge) in keV |
|---|---|---|---|
| 1 | 49 | 1134–1248 keV | 1165–1181 keV |
| 2 | 235 | 1134–1248 keV | 1325–1341 keV |
| 3 | 211 | 1296–1410 keV | 1165–1181 keV |
| 4 | 7 | 1296–1410 keV | 1325–1341 keV |

Tabelle 4: Anzahl der Ereignisse in den ausgewählten Koinzidenzbereichen. Insgesamt liegen $N_\mathrm{ges} = 502$ Ereignisse im Untersuchungsbereich.

Grundlagen diskutiert, handelt es sich bei den *gleichzeitig* registrierten $\gamma$-Quanten um die einer Kaskade, wenn beide Detektoren ein Photon mit unterschiedlicher Energie (1172 keV oder 1333 keV) detektieren. Kommt es nur zu kaskadenartigen Abregungen des $^{60}$Ni-Kerns, so sollten sich nur Ereignisse in den Bereichen 2 und 3 befinden. Für unkorrelierte Ereignisse werden in allen 4 Bereichen dieselbe Anzahl an Ereignissen erwartet. Die Zahlen in Tabelle 4 sprechen eher für eine Korrelation durch eine Kaskade. Da aber auch in den Bereichen 1 und 4 Ereignisse vorhanden sind, handelt es sich vermutlich um eine Überlagerung von korrelierten und unkorrelierten Ereignissen. Dies soll nun noch statistisch mittels $\chi^2$-Test untersucht werden.

Die Größe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{4} \frac{(E_\mathrm{i} - N_\mathrm{i})^2}{E_\mathrm{i}} \tag{9}$$

bringt die nach einer Hypothese erwartete Anzahl an Ereignissen $E_\mathrm{i}$ in Verbindung mit der beobachteten Anzahl $N_\mathrm{i}$. Je kleiner dabei der Wert von $\chi^2$ ist, desto besser passt die Hypothese zur Beobachtung. Zur weiteren Untersuchung gilt es nun passende Hypothesen aufzustellen und diese zu testen. Wir haben uns für die folgenden drei Hypothesen entschieden.

- $H_1$: Es treten nur unkorrelierte Ereignisse auf ⇒ $E_1 = E_2 = E_3 = E_4 = \frac{N_\mathrm{ges}}{4}$.
- $H_2$: Es treten nur korrelierte Ereignisse auf ⇒ $E_1 = E_4 = 0$ und $E_2 = E_3 = \frac{N_\mathrm{ges}}{2}$.
- $H_3$: Es tritt eine Überlagerung beider Fälle auf. Parameter $\alpha$ gibt dabei den Anteil von $H_2$ in $H_3$ an, also den Anteil kaskadenartiger Übergänge. Es ergibt sich so $E_1 = E_4 = (1-\alpha) \cdot \frac{N_\mathrm{ges}}{4}$ und $E_2 = E_3 = \alpha \cdot \frac{N_\mathrm{ges}}{2}$.

In Tabelle 5 sind die verschiedenen Werte für $\chi^2$ aufgelistet. Am wahrscheinlichsten ist demnach eine Zusammensetzung von 10% unkorrelierten $\gamma$-Quanten und 90% aus Kaskaden stammenden Quanten.

| Hypothese | $\chi^2$-Wert | $\alpha$ |
|---|---|---|
| $H_1$ | 2211 | 0,00 |
| $H_2$ | 65 | 1,00 |
| $H_3$ | 33 | 0,90 |

Tabelle 5: $\chi^2$-Werte für die verschiedenen Hypothesen.

Neben den bereits untersuchten Bereichen soll der Plot in Abbildung 13 qualitativ auf weitere korrelierte Bereiche untersucht werden. Generell sind die Ereignisse relativ homogen verteilt. Es lassen sich allerdings Anhäufungen in den rot markierten Banden finden. Diese stammen vermutlich von Ereignissen, bei denen es in einem Detektor zum Photoeffekt kam und im anderen zu einer Comptonstreuung.

# Aufgabe 5: Energieauflösung der beiden Detektoren

Schließlich soll die Eneregieauflösung der beiden Detektoren quantitativ untersucht werden. Dazu verwenden wir den Zusammenhang aus Gleichung (5) und tragen $\frac{\Delta E}{E}$ über $\frac{1}{\sqrt{E}}$ auf, wobei $\Delta E$ entsprechend Gleichung (6) berechnet wird. Als zu untersuchende Energien wählen wir alle im Versuch bestimmten Photopeaks aus. Insgesamt erhalten wir so 6 Datenpunkte für jeden Detektor. In den Tabellen 6 und 7 sind die Messwerte und die daraus berechneten Größen aufgelistet. Für die Umrechnung der Kanäle in Energien wurde die Energiekalibration aus Aufgabe 1 verwendet. Erwartet wird ein linearer Zusammen-

| Element | Kanal | $\sigma$ | $E_\gamma$ in keV | $E_\gamma^{-1/2}$ in keV$^{-1/2}$ | $\Delta E/E$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{22}$Na | 361,5 | 20,38 | 510,3 | 4,43E-02 | 1,33E-01 |
| $^{22}$Na | 900,8 | 36,47 | 1266,4 | 2,81E-02 | 9,53E-02 |
| $^{57}$Co | 78,4 | 13,97 | 113,3 | 9,39E-02 | 4,20E-01 |
| $^{137}$Cs | 482,5 | 25,82 | 679,9 | 3,84E-02 | 1,26E-01 |
| $^{60}$Co | 847,0 | 39,49 | 1190,9 | 2,90E-02 | 1,10E-01 |
| $^{60}$Co | 962,5 | 37,27 | 1352,9 | 2,72E-02 | 9,12E-02 |

Tabelle 6: Messwerte der Photopeaks aus dem NaJ-Szintillator.

| Element | Kanal | $\sigma$ | $E_\gamma$ in keV | $E_\gamma^{-1/2}$ in keV$^{-1/2}$ | $\Delta E/E$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{22}$Na | 380,7 | 1,491 | 512,8 | 4,42E-02 | 9,22E-03 |
| $^{22}$Na | 936,7 | 1,399 | 1277,3 | 2,80E-02 | 3,52E-03 |
| $^{57}$Co | 97,9 | 1,219 | 123,9 | 8,98E-02 | 2,93E-02 |
| $^{137}$Cs | 485,3 | 1,347 | 656,6 | 3,90E-02 | 6,54E-03 |
| $^{60}$Co | 861,8 | 1,511 | 1174,3 | 2,92E-02 | 4,13E-03 |
| $^{60}$Co | 977,8 | 1,439 | 1333,8 | 2,74E-02 | 3,47E-03 |

Tabelle 7: Messwerte der Photopeaks aus dem Ge-Halbleiterdetektor.

hang zwischen den Größen $\frac{\Delta E}{E}$ über $\frac{1}{\sqrt{E}}$. In den Abbildungen 15 und 16 im Anhang sind die Werte für beide Detektoren aufgetragen. Wir haben eine lineare Regression durchgeführt und daraus die Steigung $m$ der Geraden bestimmt, welche proportional zur Energieauflösung des Detektors ist. Die so gewonnen Werte lauten

$$\begin{aligned} m_{\mathrm{NaJ}} &= 4,90\ , \\ m_{\mathrm{Ge}} &= 0,42\ . \end{aligned} \tag{10}$$

Daraus lässt sich ablesen, dass die Energieauflösung des Ge-Halbleiterdetektors etwa 11 mal so gut ist, wie die des NaJ-Szintillators. Dieser große Unterschied in der Energieauflösung wurde bereits in den Aufnahmen des $^{60}$Co-Spektrums in Aufgabe 3 deutlich. Das Ergebnis entspricht insgesamt unseren Erwartungen, die sich auf die in der Vorbereitung diskutierten Unterschiede zwischen den beiden Detektortypen stützt.

# Literatur


[1] Schmidt, F. K.: Einführung in das kernphysikalische Praktikum. Überarbeitete Ausgabe von J. Wolf, Januar 2010.

[2] Eichler H.J., Kronfeldt H.-D., Sahm J. (2006): *Das Neue Physikalische Grundpraktikum*. 2. Auflage, Berlin.

[3] `http://www.physik.rwth-aachen.de/fileadmin/user_upload/www_physik/Institute/Inst_3B/Lehre/Praktikum/Versuchsanleitungen/versuch_02.pdf` , abgerufen am 06.12.2013.

[4] https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Szintillationsz%C3%A4hler.png , abgerufen am 06.12.2013.

[5] http://www.semibyte.de/wp/graphicslibrary/gl-physics/termschemata-cobalt/ , abgerufen am 06.12.2013.

[6] http://www.csupomona.edu/~pbsiegel/bio431/genergies.html , abgerufen am 09.12.2013.

# III. Anhang

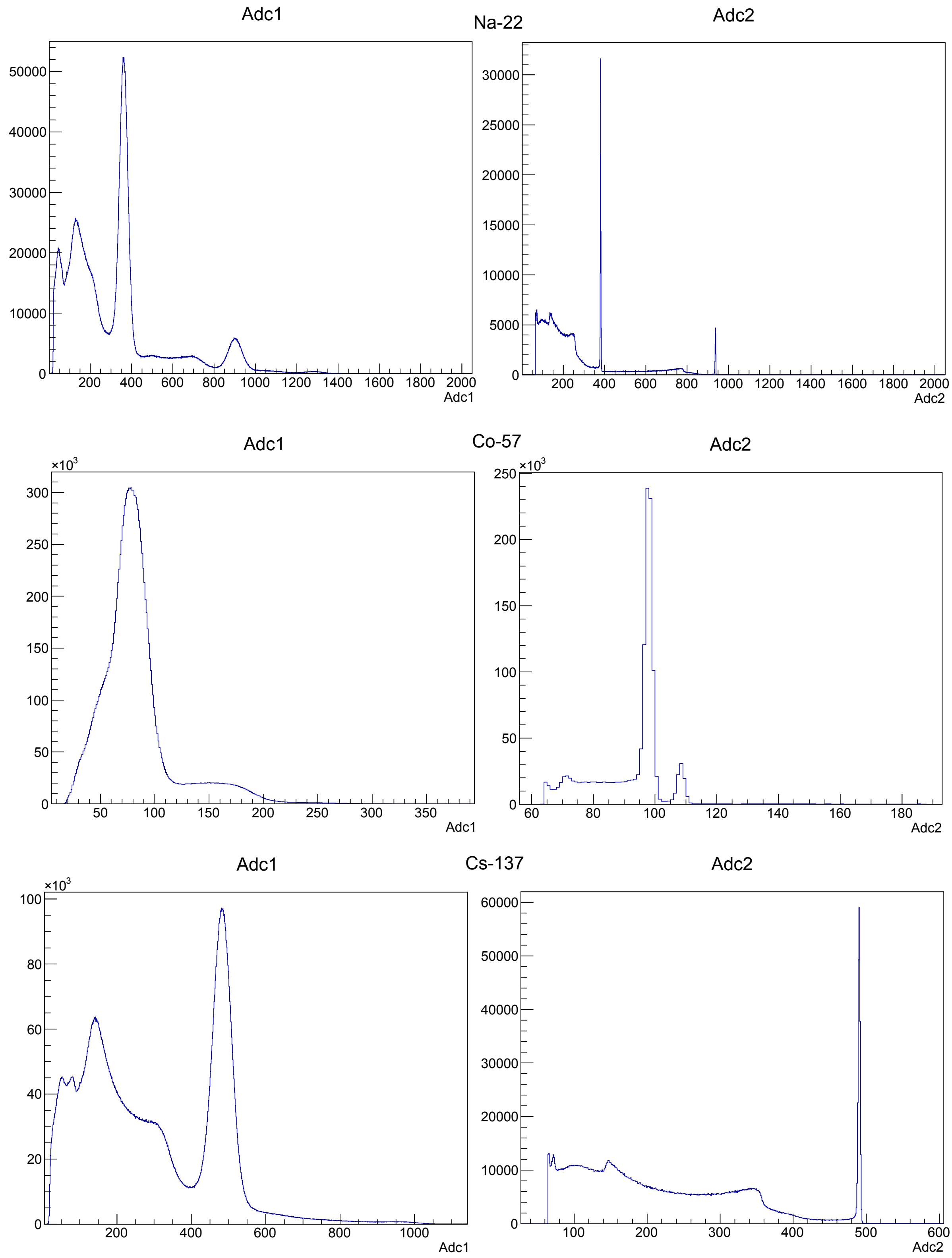


Abbildung 14: Spektren von $^{22}$Na, $^{57}$C und $^{137}$Cs, wie sie mit dem NaJ-Szintillator (ADC1) und dem Ge-Halbleiterdetektor aufgenommen wurden. Anhand der charakteristischen Peaks lässt sich eine Energiekalibrierung der Kanäle vornehmen.

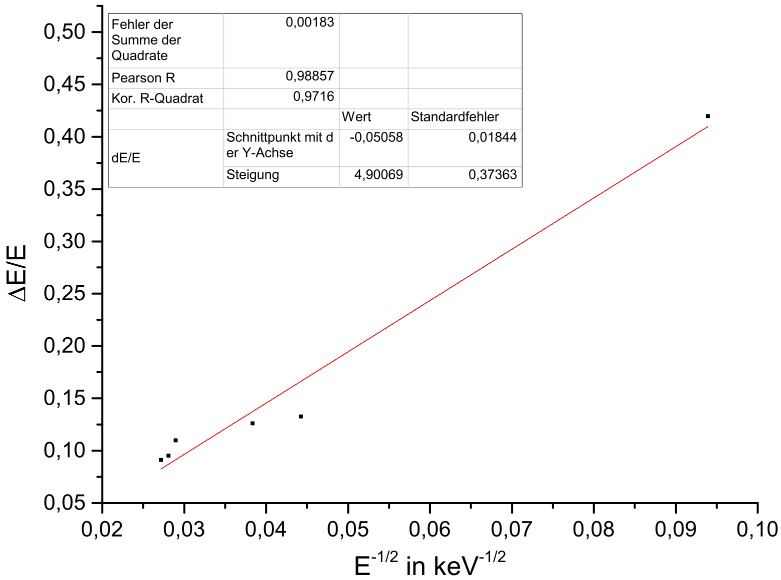


Abbildung 15: Plot zur Bestimmung der Energieauflösung des NaJ-Szintillators.

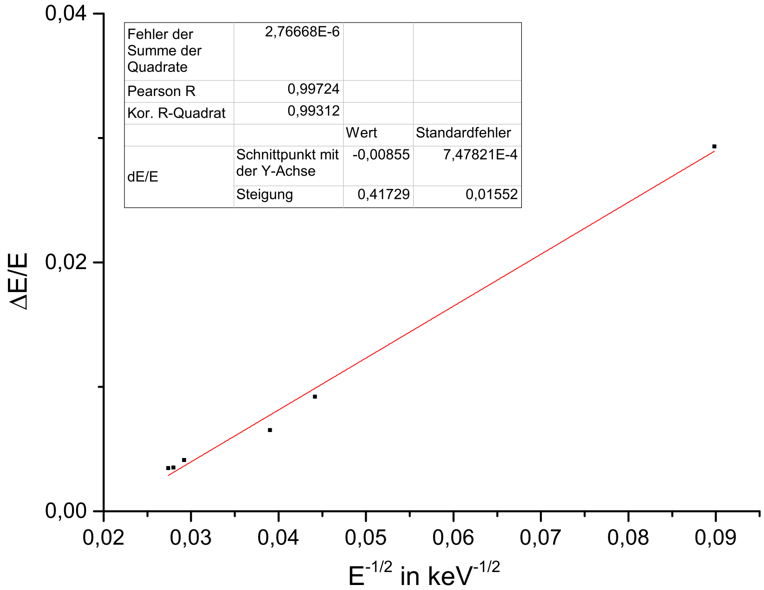


Abbildung 16: Plot zur Bestimmung der Energieauflösung des Ge-Halbleiterdetektors.