



B3.2: γ -Spektroskopie mit einem HPGe-Detektor

Januar 2021

Viele Eigenschaften der Atomkerne lassen sich mit Hilfe γ -spektroskopischer Methoden untersuchen. Dieser Versuch befasst sich insbesondere mit der Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie und der darauf aufbauenden Funktionsweise eines hochauflösenden Ge-Halbleiterdetektors. Es werden γ -Spektren verschiedener radioaktiver Quellen aufgenommen. Das Auftreten des Photo- und Comptoneffekts, die Energieauflösung und -effizienz des Detektors, sowie der Verlauf des kontinuierlichen Untergrundes haben einen Einfluss auf die Form der Spektren und werden untersucht. Außerdem werden die Abschwächungskoeffizienten μ unterschiedlicher Materialien bestimmt.

1. Grundlagen	2
1.1. Kernzerfälle und γ -Strahlung	2
1.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	3
1.3. Das Lambert-Beer-Gesetz	4
2. Der Halbleiterdetektor	5
2.1. Der pn-Übergang	5
2.2. Detektorgeometrie	6
2.3. Elektronik	7
2.4. Detektoraufbau und Eigenschaften	8
3. Versuchsdurchführung und Auswertung	11
3.1. Versuchsaufbau und Signale	11
3.2. Kalibrierung und Bestimmung der Energieauflösung	12
3.3. Bestimmung der Nachweiseffizienz	12
3.4. Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Al und Pb	13
3.5. Raumuntergrundmessung	13
A. Anhang	14
Literatur	16

1. Grundlagen

Der vorliegende Versuch dient als Einführung in die Messmethoden der γ -Spektroskopie mit einem Germaniumdetektor. Eine wesentliche Voraussetzung bilden die Gesetzmäßigkeiten der γ -Emission angeregter Kerne, welche für die meisten angeregten Kernniveaus mit einer scharfen Energiedifferenz in energetisch tieferliegende Zustände übergehen. Die Energieschärfe ist durch die natürliche Linienbreite der Übergänge limitiert. Weitere Inhalte dieses Versuches sind die Physik der Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie und die relevanten Möglichkeiten der Abschirmung von γ -Strahlung.

1.1. Kernzerfälle und γ -Strahlung

In der Natur gibt es zwei grundlegende Kernzerfälle: α - und β -Zerfall. Die γ -Strahlung ist als Begleiterscheinung der beiden zuerst genannten Zerfälle zu verstehen und resultiert aus der Abregung energetisch angeregter Kerne. Besitzt ein angeregter Kern die Energie E_i und einen Zustand mit geringerer Energie E_f , so wird ein Photon der Energie E_γ ausgesendet:

$$E_\gamma = E_i - E_f \quad (1)$$

Wobei hier der Rückstoß auf den emittierenden Kern vernachlässigt wird.

Dies geschieht jedoch nicht beliebig. Die Emission von γ -Quanten unterliegt Gesetzmäßigkeiten, die auf Erhaltungssätze zurückzuführen sind. Als Beispiel betrachte man einen Kern, der von einem angeregten Zustand mit Spin^{Parität} = $J^\pi = 2^+$ in einen 0^+ -Grundzustand zerfällt. Die Drehimpulsänderung des Kerns ist demnach $\Delta J = 2$, der Drehimpuls L_γ des Photons wird dadurch eingeschränkt: $2 \leq L_\gamma \leq 2$. Die Parität bleibt unverändert, also gilt $\Delta\pi = +1$. Mit Hilfe dieser Angaben zeigt sich, dass der Kern einen elektrischen Quadrupolübergang ($E2$) vollzieht.

Weiterführende Fragen:

- Durch welche Quantenzahlen wird ein Kern charakterisiert?
- Was ist γ -Strahlung? Wie unterscheidet sich diese von Röntgenstrahlung?
- Welche Erhaltungsgrößen sind bei der γ -Emission entscheidend?
- Welche Multipolübergänge gibt es und wie hängen diese vom Kerndrehimpuls ab?

1.2. Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

γ -Quanten können auf drei fundamentale Arten mit Materie wechselwirken [1, 2]:

Photoeffekt Der Photoeffekt ist der vorherrschende Effekt bei γ -Energien von bis zu 100 keV. Ein eintreffendes Photon überträgt seine gesamte Energie auf ein Atomelektron, das dann aus der Elektronenhülle, meistens aus der K-Schale, herausgeschlagen wird.

Compton-Effekt Der Compton-Effekt tritt vor allem bei mittleren γ -Energien von 1 MeV auf. Ein einfallendes γ -Quant stößt mit einem Elektron im Material. Dabei wird es um einen bestimmten Winkel gestreut und überträgt einen Teil seiner Energie auf das Elektron. Dadurch hat das einfallende Photon nach dem Stoß eine andere Wellenlänge als vorher. Der Energieübertrag reicht von 0 bis zu einem maximalen Wert bei einer Streuung um 180° .

Paarbildung Im Coulombfeld eines Atomkerns ist es möglich, dass ein γ -Quant in ein e^+e^- -Paar zerstrahlt. Die Paarbildung ist erst ab einer Energie von 1022 keV möglich und dominiert bei höheren Energien von über 5 MeV.

Jedes γ -Quant kann seine Energie über zufällige Wechselwirkungen mit bestimmter Wahrscheinlichkeit im Detektorvolumen abgeben. Diese deponierte Energie wird vom Versuchsaufbau ausgewertet und gespeichert. Aus sehr vielen gemessenen Energien entsteht ein γ -Spektrum. Hier wird aufgetragen, wie häufig eine bestimmte Energie gemessen wurde ($\frac{dN}{dE}$). Durch die unterliegenden Wechselwirkungen sind im γ -Spektrum verschiedene Merkmale zu beobachten, siehe Abbildung 1. Das wichtigste Merkmal ist dabei der Full-Energy-Peak, bei dem die gesamte Energie des γ -Quants im Detektor deponiert wird – dies kann über eine oder mehrere aufeinanderfolgende Wechselwirkungen geschehen [2, 3].

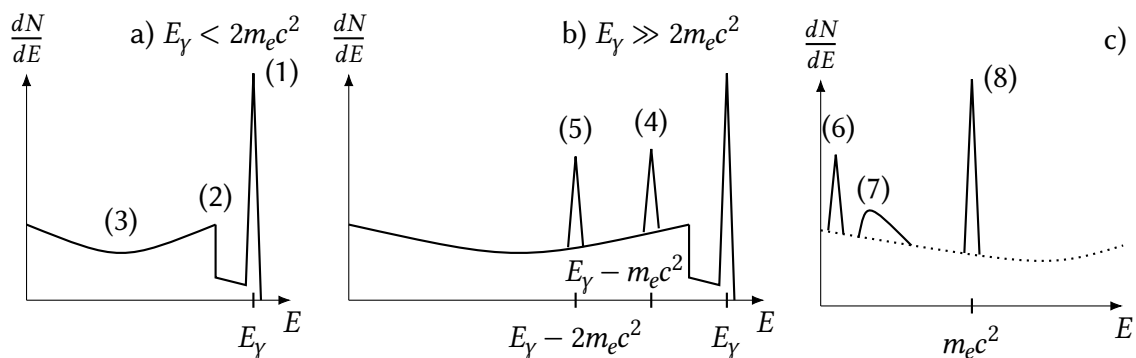


Abbildung 1: Schematisches Spektrum von γ -Strahlung mit einer festen Energie E_γ a) unterhalb und b) deutlich oberhalb der Schwelle für Paarbildung ($2m_e c^2 = 1022$ keV). In beiden Fällen können, je nach Umfeld, Detektor und Quelle, zusätzlich die Merkmale in c) beobachtet werden. (1) Full-Energy-Peak; (2) Compton-Kante; (3) Compton-Untergrund; (4) Single-Escape-Peak; (5) Double-Escape-Peak; (6) Röntgenpeak(s); (7) Rückstreupeak; (8) Annihilationspeak.

Weiterführende Fragen:

- Was bedeutet der Wirkungsquerschnitt anschaulich und in welcher Einheit wird er angegeben?
- Wie hängen die Wirkungsquerschnitte von Photoeffekt, Compton-Streuung und Paarbildung jeweils von der Ordnungszahl Z und der Photonenenergie E_γ ab? (Formel $\sigma \propto$ und Graphik $\sigma(E_\gamma)$, siehe z.B. [1])
- Wie hängt beim Compton-Effekt die Energie des gestreuten Photons vom Streuwinkel ab?
- Warum ist die Paarbildung erst ab einer Energie $E_\gamma \geq 1022$ keV zu beobachten?
- Welche physikalischen Hintergründe haben die in Abbildung 1 auftretenden nummerierten Strukturen?

1.3. Das Lambert-Beer-Gesetz

Eine weitere Konsequenz aus der Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie ist das Absorptions- bzw. Lambert-Beer-Gesetz. Eine vereinfachte Darstellung dieses Gesetzes ist in Abbildung 2 zu sehen. Ein Absorber der Dicke d und der Fläche A ist zwischen γ -Quelle und Detektor positioniert. Für die Intensität der γ -Strahlung gilt:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\mu d} \quad (2)$$

mit $I_0 = I(d = 0)$. μ ist der lineare Abschwächungskoeffizient und beschreibt die Wahrscheinlichkeit (pro Einheitsweglänge), dass ein γ -Quant mit dem Absorbermaterial wechselwirkt. Unter Berücksichtigung der im Abschnitt 1.2 genannten Wechselwirkungen gilt:

$$\mu_{\text{ges}} = \mu_{\text{Photoeffekt}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paarbildung}} \quad (3)$$

Aus Gleichung 2 erhält man durch Umformung (bitte ausführen!) den Ausdruck:

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-n\sigma}, \quad n = \frac{N_A \cdot N_{\text{mol}}}{A} \quad (4)$$

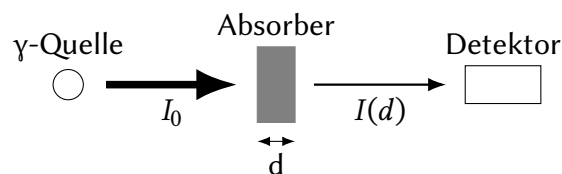


Abbildung 2: Zwischen Detektor und Quelle ist ein Absorber der Dicke d positioniert. Die Intensität des Gammastrahls nimmt im Absorber ab.

2. Der Halbleiterdetektor

Ein Spektrum ist das Resultat einer langen Messkette, an deren Anfang der Detektor steht. Das Prinzip zur Messung von γ -Strahlung (und auch anderer Teilchen) liegt nun darin, die Teilchen eine Wechselwirkung (hier: Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung) mit einem vorgegebenen Detektionsvolumen eingehen zu lassen.

In diesem Versuch wird das Detektionsvolumen von einem Halbleiter gebildet. Ob ein Festkörper ein Isolator, Halbleiter oder Leiter ist, wird durch das Bändermodell bzw. die Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband definiert. Halbleiter besitzen eine stark temperaturabhängige Eigenleitfähigkeit, die zum Beispiel durch Kühlung mit Stickstoff unterdrückt werden kann. Durch die Einbringung von Fremdatomen (Dotierung) kann die Leitfähigkeit des Halbleiters erhöht werden. Wichtiger für die Detektoranwendung ist aber der sog. pn-Übergang, der entsteht, wenn eine n-dotierte und eine p-dotierte Schicht in Kontakt gebracht werden.

Weiterführende Fragen:

- Wie groß ist die Bandlücke für Leiter, Halbleiter und Isolatoren?
- Was geschieht bei der Dotierung? Wann ist ein Kristall n-, wann p-dotiert?
- Was ist die intrinsische Leitfähigkeit eines Halbleiters und wieso kann diese durch Kühlung unterdrückt werden?

2.1. Der pn-Übergang

Beim Zusammenbringen eines n- und eines p-dotierten Kristalls entsteht ein pn-Übergang. Hier kommt es aufgrund der Diffusion der Ladungsträger zu einer sogenannten *Verarmungszone*, die das aktive Detektionsvolumen bildet. Diese kann durch Anlegen einer äußeren Spannung vergrößert werden. Damit ein γ -Quant registriert werden kann, müssen die Wechselwirkungen in der Verarmungszone stattfinden. Abbildung 3 zeigt einen pn-Übergang, der in Sperrichtung betrieben wird.

Um eine möglichst große Detektionseffizienz zu besitzen, ist es zweckmäßig, das Volumen dieser Zone bzw. die Dicke d zu maximieren. Für die Dicke der Verarmungszone gilt in Abhängigkeit der angelegten Spannung U :

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \cdot U}{e \cdot N}} \quad (5)$$

Nach dieser Gleichung ist die Dicke der Verarmungszone maximal, wenn die angelegte Spannung U groß (im kV-Bereich) und die Verunreinigungskonzentration N gering ist. Beide Eigenschaften können mit hochreinen Germanium-Kristallen sehr gut realisiert werden.

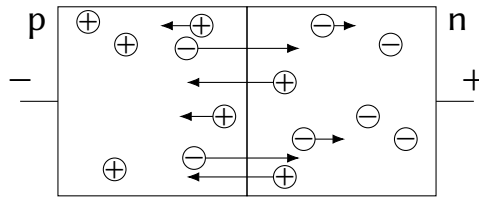


Abbildung 3: In Sperrrichtung betriebener pn-Übergang

2.2. Detektorgeometrie

Es existieren zwei grundlegende Detektorgeometrien, die planare und die koaxiale Geometrie. Letztere hat den Vorteil, dass eine größere Verarmungszone und damit mehr aktives Detektionsvolumen erreicht werden kann. Die Wahl der Detektorgeometrie hängt von den experimentellen Anforderungen ab. Die beiden Geometrien sind in Abbildung 4 dargestellt. Die Detektorgeometrie kann über dessen Kapazität charakterisiert werden, die sich in Abhängigkeit der angelegten Spannung ändert. Der für diesen Versuch verwendete Detektor besitzt eine koaxiale Geometrie.

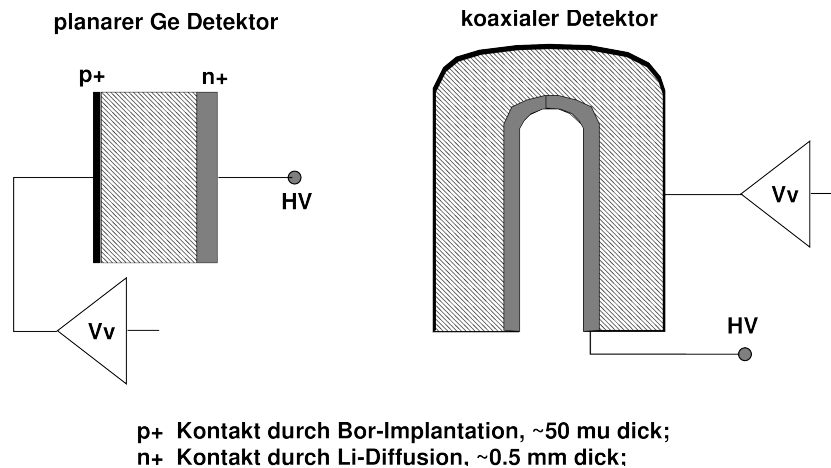


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines planaren und eines koaxialen Detektors mit Hochspannungsanschluss und Vorverstärker

Weiterführende Fragen:

- Was genau geschieht beim Zusammenführen eines p- und n-Kontakts?
- Warum wird der Detektor in Sperrrichtung betrieben?

2.3. Elektronik

Trifft nun ein γ -Quant in das aktive Volumen des Detektors (also die Verarmungszone), so wechselwirkt es dort via Compton-Streuung, Photoeffekt oder Paarbildung (abhängig von der Energie) mit den Elektronen des Halbleiters. Diese können ihrerseits Stoßprozesse mit anderen Elektronen des Halbleiters durchführen und eine Elektronenkaskade auslösen. Diese Kaskade bewegt sich dann im elektrischen Feld (verursacht durch die angelegte Hochspannung) zu den Außenkontakten. An diesen wiederum entsteht ein kleiner Strom bzw. Spannungspuls. Nun ist dieser Puls aber zu gering, um direkt messbar zu sein. Daher benötigt man eine geeignete Elektronik, die (i) das Detektorsignal verstärkt, (ii) statistische Effekte (wie Pile-up) korrigiert und (iii) eigene Störbeiträge (Rauschen der Verstärker) beseitigt. Das Detektorsignal wird zuerst von einem Feldeffekttransistor (FET), der ebenfalls bei LN2-Temperatur (flüssiger Stickstoff, 77 K) betrieben wird, verstärkt und gelangt dann zum Vorverstärker, der bei Raumtemperatur betrieben wird. Das Spannungssignal V_{VV} nach dem Vorverstärker lässt sich vereinfacht wie folgt schreiben:

$$V_{VV}(t) = \frac{Q}{C} \cdot e^{-t/\tau} \quad (6)$$

Dabei ist Q die durch die Strahlung ausgelöste Ladung und C die Kapazität des Vorverstärkers. τ ist die Abfallzeit des Signals und beträgt für den hier verwendeten Detektortypen etwa $50 \mu\text{s}$. An dieser Stelle sei angemerkt, dass Gleichung 6 eine starke Vereinfachung der Ausgangsspannung des Vorverstärkers ist. Die tatsächliche Transferfunktion ist etwas komplexer, da der Verstärker noch einige Komponenten besitzt, die die oben genannten Punkte (i)-(iii) berücksichtigen müssen.

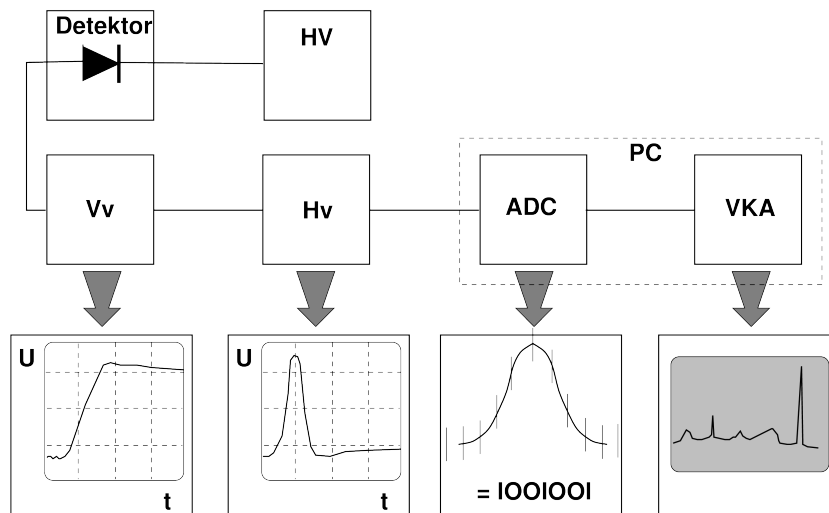


Abbildung 5: Schematische Darstellung der Signalverarbeitung eines Halbleiterdetektors

Abbildung 5 zeigt schematisch die elektronische Verarbeitung eines Detektorsignals. Das Vorverstärkersignal gelangt nun zum Hauptverstärker, der prinzipiell aus mehreren Differenzier- und Integriergliedern (Hoch- und Tiefpässen) besteht. Das Signal wird mehrfach

gefiltert und erhält dadurch eine Semigauss-Form. Anschließend gelangt das Signal zu einem ADC, in dem es digitalisiert und an einen Vielkanalanalysator (VKA) weitergeleitet wird, der jeder Energie einen Kanal zuordnet. Mit einem Computer kann das VKA-Signal ausgelesen werden und man erhält das Gammaskpektrum. Die Integrier- bzw. Differenzierzeit (shaping time) $\tau = R \cdot C$ des Hauptverstärkers kann variiert werden, was dann Einfluss auf die Signalform hat. Sollten die Signale nach dem Hauptverstärker einen Unter- bzw. Überschwinger aufweisen, so können diese mit Hilfe der Pole-Zero-Einstellung korrigiert werden.

Weiterführende Fragen:

- Wozu dient die gesamte Elektronik?
- Welche Funktionen haben Hoch- und Tiefpass?
- Was ist ein FET und warum kann man damit Signale verstärken?
- Wozu wird die Pole-Zero-Einstellung benötigt?

2.4. Detektoraufbau und Eigenschaften

Ein Germanium-Detektor kann in zwei grundlegende Bereiche unterteilt werden. Den ersten Bereich bildet der Kryostat, in dem die Germaniumkristalle montiert werden und der FET sowie die Vorverstärker untergebracht sind. Der Kryostat muss zudem die Kühlung des Detektors mit flüssigem Stickstoff gewährleisten. Der zweite Bereich umfasst die Germaniumkristalle selbst. In ihnen spielt sich die gesamte Physik der Detektion ab. Weiterführende Informationen finden sich u.a. in [2–4].

Im Folgenden werden die charakteristische Eigenschaften Auflösung und Nachweiseffizienz diskutiert.

Energieauflösung

Die Auflösung ist eine der wichtigsten Eigenschaften eines Detektors. Sie wird über die Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, FWHM) des Full-Energy-Peaks im Gammaskpektrum definiert. Abbildung 6 zeigt drei verschiedene, theoretische Spektren (bzw. deren Full-Energy-Peaks), die mit unterschiedlicher Auflösung gemessen wurden. Die erste Skizze zeigt das Spektrum eines idealen Detektors, die Breite der Peaks ist infinitesimal.

Die zweite und dritte Abbildung zeigen Peaks mit einer endlichen Breite, wobei die Auflösung der Peaks in der dritten Abbildung sehr schlecht ist. Dadurch sind die beiden linken Full-Energy-Peaks nur schwer zu unterscheiden. Daher muss die Halbwertsbreite des Full-Energy-Peaks so gering wie möglich sein.

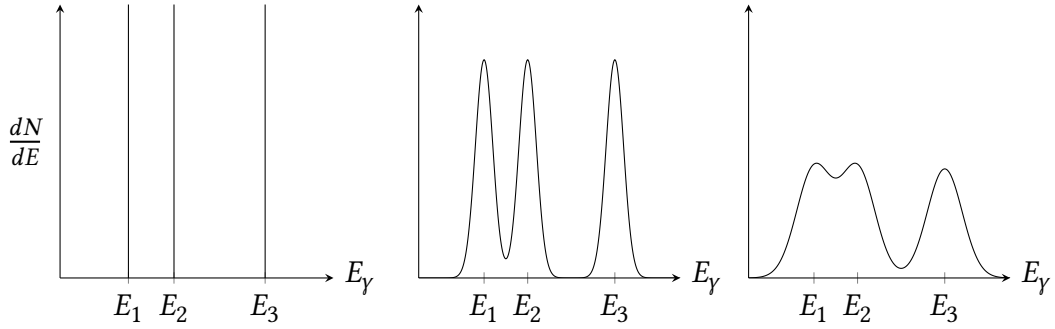


Abbildung 6: Darstellung dreier verschiedener Spektren mit unterschiedlicher Auflösung bzw. Halbwertsbreiten der Full-Energy-Peaks.

Die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare im Halbleiter ist ein statistischer Prozess, der mit Hilfe der Poisson-Verteilung beschrieben werden kann. Ist die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare sehr groß, so geht diese Verteilung in die Gauß-Verteilung über:

$$G(X) = \frac{A}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{(X - X_0)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (7)$$

Dabei ist A die Fläche unter der Gauß-Verteilung, X_0 der Mittelpunkt, $\sigma = \sqrt{X_0}$ die Varianz und X die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare. Die Halbwertsbreite dieser Kurve berechnet sich dann wie folgt:

$$G(X_{1,2}) = \frac{1}{2}G(X_0) \quad (8)$$

Damit ergibt sich:

$$\text{FWHM} = X_1 - X_2 = 2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \sigma \approx 2.35 \cdot \sigma \quad (9)$$

Wenn N die exakte Anzahl der Elektron-Loch-Paare für eine gegebene Energie E_γ ist, dann kann $X_0 \sim N$ gesetzt werden, da der Detektor nahezu linear arbeitet. Für die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ist eine Energie ϵ nötig, woraus $N = E_\gamma/\epsilon$ folgt. Aus der Kombination folgt direkt:

$$\text{FWHM} \sim \sigma \sim \sqrt{N} \sim \sqrt{E_\gamma} \quad (10)$$

Die exakte Relation zwischen E_γ und FWHM lautet:

$$\text{FWHM} = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{E_\gamma}{\epsilon}} F \quad (11)$$

Dies ist die *intrinsische Halbwertsbreite* eines Halbleiterdetektors. Der Faktor F ist der sog. *Fano-Faktor* und beschreibt die bei der Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren entstehenden phononischen Anregungen im Kristallgitter. Da eine reine Gaußverteilung verlangt, dass die einzelnen Informationsträger unabhängig voneinander erzeugt werden (vgl. mehrmaliges Würfeln), ergibt sich hierdurch eine schmalere Breite der Verteilung ($F < 1$). Es sei an dieser

Stelle angemerkt, dass der Detektor keine bessere Halbwertsbreite als die Intrinsische haben kann. Diese ist als das absolute Minimum zu verstehen.

Tatsächlich wird man allerdings eine schlechtere Halbwertsbreite messen, was durch Störbeiträge wie z.B. elektronisches Rauschen der Auslese oder Ladungsträgerverluste durch Trapping verursacht wird. Die Gesamtauflösung des Detektors ist dann:

$$\text{FWHM}^2 = \text{FWHM}_{\text{intrinsich}}^2 + \text{FWHM}_{\text{Rauschen}}^2 + \text{FWHM}_{\text{Trapping}}^2 + \dots \quad (12)$$

Jede Störung geht demnach quadratisch in die quadratische Gesamthalbwertsbreite ein. Diese kann verbessert werden, indem zum Beispiel die Elektronik derart optimiert wird, dass $\text{FWHM}_{\text{Rauschen}}^2$ minimal wird. Die Auflösung R des Detektors ist direkt proportional zur Halbwertsbreite:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E_\gamma} \quad (13)$$

Nachweiseffizienz

Eine weitere relevante Detektorgröße ist die Nachweiseffizienz ϵ . Prinzipiell beschreibt die Nachweiseffizienz einzig das Verhältnis der Anzahl detektierter Pulse zur Anzahl aller von der Quelle emittierten γ -Quanten.

Die Nachweiseffizienz setzt sich aus der geometrischen und der intrinsischen Effizienz zusammen. Dabei spielen bei der geometrischen Effizienz der Abstand zwischen Quelle und Detektor und der abgedeckte Raumwinkel eine entscheidende Rolle. Im Gegensatz dazu beschreibt die intrinsische Effizienz das Verhältnis der registrierten Pulse relativ zu der Anzahl der auf den Detektor getroffenen γ -Quanten. Diese hängt in erster Linie von dem Detektormaterial, der Größe des aktiven Detektionsvolumens in Ausbreitungsrichtung des γ -Quants und dessen Energie ab.

Die sogenannte Full-Energy-Peak-Effizienz beschränkt sich allein auf die γ -Quanten, die ihre gesamte Energie im Detektor abgegeben haben, d.h. die Fläche unter dem Full-Energy-Peak. Somit ist

$$\epsilon_{\text{Peak}} = \frac{\text{detektierte Pulse im Full-Energy-Peak}}{\text{von der Quelle emittierte } \gamma\text{-Quanten}} \quad (14)$$

Näherungsweise kann die Full-Energy-Peak-Effizienz durch die folgende Gleichung angenähert werden:

$$\epsilon_{\text{Peak}} = \kappa \cdot E_\gamma^b + c \quad (15)$$

Weiterführende Fragen:

- Welcher Detektor hat die bessere intrinsische Auflösung, ein Germanium- oder ein Siliziumdetektor?
- Was geschieht beim Trapping?

- Nimmt die Full-Energy-Peak-Effizienz mit zunehmender Energie zu oder ab? Worauf ist dies zurückzuführen?

3. Versuchsdurchführung und Auswertung

Das Ziel dieses Versuchs ist, die physikalischen und elektronischen Grundlagen der Gamma-spektroskopie mit HPGe-Detektoren kennenzulernen. Dazu werden Signale betrachtet und die Elektronik passend eingestellt. Die aufgenommenen Spektren werden kalibriert, und Energieauflösung und Effizienz untersucht. Mit dem kalibrierten Detektor wird die Abschirmung vom γ -Strahlung durch verschiedene Materialien und Dicken sowie die Raumuntergrundstrahlung untersucht.

Die Befehle zum Speichern der Daten, sowie dem Umgang mit dem Programm *hdtv* sind aus der *Kurzanleitung hdtv* zu entnehmen bzw. beim Betreuer zu erfragen. **Bringen Sie zum Versuch einen FAT-formatierten USB-Stick mit.** Sie können sowohl Bilder mit dem Oszilloskop aufnehmen als auch die gespeicherten Spektren und Tabellen mitnehmen.

Bitte beachten Sie, dass die in der Anleitung angegebenen Messzeiten Richtwerte sind. In Abhängigkeit von der Aktivität der Quellen muss ggf. länger gemessen werden. Führen Sie ein ausführliches Protokoll dessen, was Sie tun und messen. Das Protokoll gehört zur Versuchsauswertung und muss lesbar und nachvollziehbar sein! Bei experimentellen Arbeiten müssen generell Fehler berücksichtigt, angegeben und wo nötig fortgepflanzt werden.

Mess- und Auswertungsaufträge sind im folgendem zusammengefasst und bauen zum Teil aufeinander auf. Sie können während der Datenaufnahme vorher aufgenommene Spektren analysieren und ggf. auch schon an der Auswertung arbeiten. Spektren könnten zwar auch nachträglich analysiert werden, wenn Sie *hdtv* bei sich installieren – es wird aber empfohlen, dies vollständig während des Versuchs durchzuführen.

3.1. Versuchsaufbau und Signale

Zu Beginn dieser Versuchsreihe sollen Sie sich mit der Datenaufnahme und mit der Bedienung des Hauptverstärkers vertraut machen. **Die Hochspannungsversorgung der Detektoren erfolgt nur durch den Betreuer!**

- Machen Sie sich mit den einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus vertraut.
- Richten Sie sich auf dem Mess-PC ein Arbeitsverzeichnis mit Datum und Gruppennamen ein.
- Legen Sie die ^{60}Co -Quelle vor die Detektorendkappe und schauen Sie sich die Vorverstärkersignale auf dem Oszilloskop an. Speichern Sie die Pulsform und lesen Sie Anstiegs- und Abfallzeiten des Signals ab.

- Die Verstärkung des Hauptverstärkers ist derart einzustellen, dass ein Bereich von etwa 3 MeV abgedeckt wird. Danach sollten Sie die Verstärkung *nicht* mehr ändern.

3.2. Kalibrierung und Bestimmung der Energieauflösung

Im nächsten Schritt werden Sie sich mit den Gammaspektren verschiedener Quellen befassen.

- Nehmen Sie für jeweils 300 s die Gammaspektren von ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{241}Am und ^{22}Na auf. Achten Sie auf gleiche Geometrie der Quellenposition und ändern Sie nicht die Verstärkung oder sonstige Einstellungen.
- Bestimmen Sie die Lagen und Halbwertsbreiten der Peaks in *hdtv* durch geeignetes Fitten und schreiben Sie die Kanallage der Comptonkanten und Rückstreupeaks auf.
- Führen Sie eine lineare Energiegleichung mit Fehlerrechnung durch

$$E[\text{keV}] = a + b \cdot \text{Kanalzahl} \quad (16)$$

- Vergleichen Sie die theoretisch zu erwartenden und experimentell gefundenen Lagen der Comptonkanten und Rückstreupeaks und zeichnen Sie diese in die kalibrierten Spektren ein. Diskutieren Sie kurz Ihr Ergebnis.
- Tragen Sie die kalibrierten Halbwertsbreiten in Abhängigkeit von der Energie auf und überprüfen sie die Abhängigkeit:

$$(\text{FWHM})^2 \propto E \quad (17)$$

- Begründen Sie, warum man diese Abhängigkeit erwartet und welche Effekte zu einer Abweichung von diesem Verlauf führen können. Geben Sie jeweils die Auflösung des Detektors, also FWHM/Energie, in Prozent an.

3.3. Bestimmung der Nachweiseffizienz

Wie bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt, spielt die Nachweiseffizienz eines Detektors neben der Energieauflösung eine entscheidende Rolle. Deshalb sollen Sie in diesem Abschnitt durch eine Effizienzmessung mit Hilfe einer ^{152}Eu -Quelle das relative Nachweisvermögen des benutzten Detektors bestimmen.

- Nehmen Sie 30 min lang ein Spektrum von ^{152}Eu auf.
- Tabellieren Sie die gemessenen Nettointegrale der Full-Energy-Peaks.
- Normieren Sie die Intensitäten aller Linien auf die Linie bei 1408 keV. Tragen Sie das Ergebnis graphisch auf (d.h. ϵ_{Peak} vs. E_{γ}) und führen Sie einen Fit gemäß Gleichung 15 durch. Geben Sie die Fitparameter an.

3.4. Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Al und Pb

Nun werden Sie das Lambert-Beer-Gesetz anwenden. Als Absorber stehen Ihnen Aluminium und Blei zur Verfügung. Die Intensitäten der γ -Strahlung werden mit der Fläche unter dem Full-Energy-Peak identifiziert.

- Verwenden Sie für diesen Versuchsteil durchgehend die Absorberhalterung. Versuchen Sie die Quelle nach Einbau unter keinen Umständen zu bewegen oder zu berühren.
- Messen Sie für 2 min die ^{137}Cs -Quelle **ohne** Absorber, damit Sie I_0 bestimmen können.
- Stellen Sie die Aluminium- bzw. Bleiplatten in die Halterung zwischen die ^{137}Cs -Quelle und den Detektor, variieren Sie dabei die Absorberdicke d um fünf bis zehn Werte. Die Messzeit muss hierbei ebenso 2 min pro Punkt betragen.
- Bestimmen Sie durch geeignetes Auftragen der Intensitäten gegen die Absorberdicke den linearen Absorptionskoeffizienten μ von Aluminium und Blei bei 662 keV. Vergleichen Sie Ihre Werte mit Literaturangaben und kommentieren Sie wenn notwendig auftretende Abweichungen.
- Berechnen Sie mit Hilfe der Molmassen, spezifischen Dichten und der Avogadro-Konstanten aus den linearen Absorptionskoeffizienten die entsprechenden atomaren Absorptionsquerschnitte σ in barn.
- Bestimmen Sie die effektive Abhängigkeit des atomaren Absorptionsquerschnitts von der Kernladungszahl Z .
- Diskutieren Sie Ihre Ergebnisse.

3.5. Raumuntergrundmessung

Zum Schluss messen Sie die Raumuntergrundstrahlung mit Hilfe des Detektors.

- Nehmen Sie etwa eine halbe Stunde lang das Spektrum des Raumuntergrundes auf.
- Bestimmen Sie die Energie der auftretenden γ -Linien und leiten Sie daraus die zerfallenden Isotope her.
- Woher stammt der Raumuntergrund?

A. Anhang

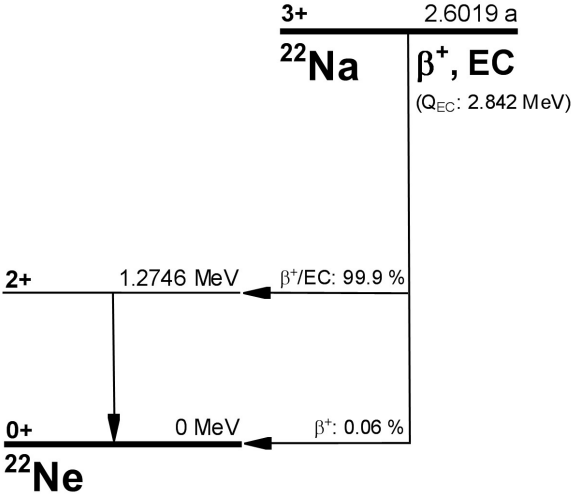
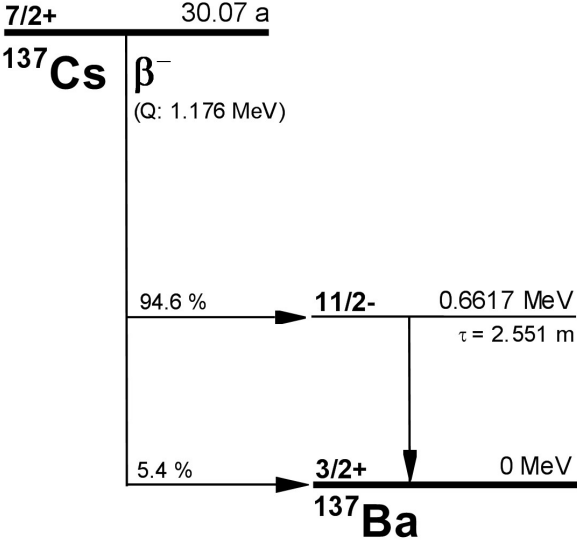
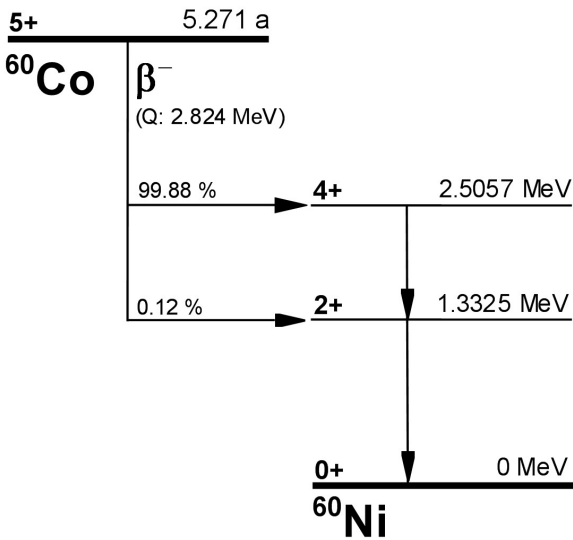
Verwendete Quellen

Isotope	Bez.	Halbwertszeit [a]	E_γ [keV]	Intensität [%]	Aktivität [kBq]	Datum
^{152}Eu	7092	13.522		s.u.	17.1	20.01.2021
^{137}Cs	AJ-2329	30.05	30 661.657	7 85.1	69.1	20.01.2021
^{60}Co	AH-1822	5.2711	1173.228 1332.490	99.857 99.983	50	20.01.2021
^{241}Am	KM954	432.6	26.34 33.20 59.54	2.4 0.12 35.78	362	20.01.2021
^{22}Na	AJ-2420	2.6029	511 1274.537	181 99.935	33.1	20.01.2021

γ -Energien und relative Intensitäten von ^{152}Eu

E_γ [keV]	Intensität [%]	E_γ [keV]	Intensität [%]
121.78	136.2	867.34	19.9
244.69	35.8	919.40	2.1
295.94	2.1	964.13	69.2
344.28	127.5	1005.28	3.1
367.79	4.1	1085.91	46.5
411.12	10.7	1089.70	8.2
443.98	14.8	1112.12	64.9
586.29	2.2	1212.95	6.7
688.68	4.0	1299.12	7.8
778.90	61.9	1408.01	100.0
810.46	1.5	1457.63	2.3
841.59	0.8		

Termschemata



Literatur

- [1] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik* (Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 2017), ISBN: 9783662528839, 10.1007/978-3-662-52884-6.
- [2] G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (Wiley, 2010), ISBN: 9780470131480.
- [3] G. R. Gilmore, *Practical Gamma-Ray Spectrometry* (John Wiley & Sons, 2008), ISBN: 9780470861981, 10.1002/9780470861981.
- [4] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach* (Springer, 1994), ISBN: 9783540572800, 10.1007/978-3-642-57920-2.