
Protokoll: γ -Spektroskopie

Clemens Anschütz
Markus Pawellek

markuspawellek@gmail.com

Inhaltsverzeichnis

1	Aufgaben	3
2	Grundlagen	5
2.1	γ -Strahlung	5
2.2	Wechselwirkung mit Materie	6
2.2.1	Der Photoeffekt	6
2.2.2	Der Compton-Effekt	6
2.2.3	Paarbildung	7
2.3	γ -Spektroskopie	8
2.3.1	Germaniumdetektor	8
2.3.2	Szintillationsdetektor	9
3	Aufbau und Durchführung	10
4	Messwerte und Auswertung	12
4.1	Abschätzung der oberen Strahlendosis	12
4.2	Messung eines γ -Spektrums	12
4.3	Kalibrierung der γ -Spektren	14
4.4	Ein paar andere Spektren	16
4.5	Totzeitkorrektur ☠	17
4.6	Vergleich der Detektoren	20
4.7	Auflösungsvermögen	21
4.8	Nachweiswahrscheinlichkeit	22
4.9	Unbekannte Probe	23
5	Zusammenfassung	24
A	Spektren aus der Literatur	25

1 Aufgaben

1. Abschätzung einer oberen Strahlendosis.
 - Schätzen Sie eine obere Grenze der zusätzlichen Äquivalentdosis ab.
2. Messung und Interpretation eines γ -Spektrums
 - Stellen Sie im Vielkanalanalysator das mit dem Ge-Detektor gemessene Spektrum der ^{22}Na -Quelle dar. Kennzeichnen und erklären Sie alle erkennbaren Details.
 - Skizzieren Sie das Ausgangssignal des Verstärkers und kennzeichnen Sie die erkennbaren Details, die sich im Spektrum wiederfinden.
3. Energieauflösung des Ge-Detektors
 - Nehmen Sie das γ -Spektrum von ^{152}Eu im Abstand von 30 cm auf und bestimmen Sie die Breite der markantesten Linie im Energiebereich zwischen 120 keV und 1 MeV durch Anpassung der Linien mit einer Gaußfunktion.
 - Tragen Sie die relative Energieauflösung als Funktion der Energie im Bereich 120 keV bis 1 MeV auf und diskutieren Sie Ihr Ergebnis.
 - Bestimmen Sie die durchschnittliche Arbeit zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares. Vergleichen Sie diese mit der Bandlücke von Germanium und diskutieren Sie ihr Ergebnis.
4. Totzeitkorrektur
 - Nehmen Sie das γ -Spektrum von ^{152}Eu für verschiedene Abstände auf und notieren Sie sich die Totzeiten.
 - Ermitteln Sie mithilfe einer Störquelle Korrekturfaktoren.
 - Tragen Sie die auf Totzeit korrigierten Zählraten für 122 keV und 1408 keV für die verschiedenen Abstände geeignet auf, um durch die Anpassung eine Gerade zu bestimmen.
5. Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge-Detektors
 - Ermitteln Sie die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der γ -Energie.

6. Identifizierung und Berechnung der Aktivität einer unbekannten Quelle

- Führen Sie eine Energiekalibrierung durch, die im Bereich bis 200 keV besonders genau ist. Nehmen Sie das Spektrum der unbekannten Quelle bei einem gegebenen Abstand auf.
- Identifizieren Sie das Isotop.
- Bestimmen Sie die Aktivität dieser Quelle.

7. Vergleich von γ -Detektoren

- Vergleichen Sie die γ -Spektren von ^{22}Na für den HP-Ge-Detektor, den NaI(Tl)- und den Plastiksintillationsdetektor. Stellen Sie die drei Spektren übereinander dar. Warum fehlen die Photopeaks beim Plastiksintillationsdetektor?
- Bestimmen Sie die Energieauflösung bei 1332 keV. Warum ist die Energieauflösung des Ge-Detektors besser.
- Welche Ereignisse bestimmen maßgeblich die Energieauflösung beim Plastiksintillationsdetektor?

2 Grundlagen

2.1 γ -Strahlung

Es gibt zwei Kriterien, nach denen sich elektromagnetische Strahlung in den Bereich der γ -Strahlung einteilen lässt. Geht man nach Energie und Wellenlänge, so befindet sich γ -Strahlung im Spektrum im Bereich von circa 10^{18} bis 10^{23} Hz also im Wellenlängenbereich von 300 bis 0.003 pm beziehungsweise bei Quantenenergien von rund 10 keV bis 1 GeV. Damit überschneidet sich das γ -Spektrum am unteren Rand mit dem der harten Röntgenstrahlung. Als eigentliches Kriterium dient deshalb auch eher die Entstehung der Strahlung. Während Röntgenstrahlung noch durch elektronische Übergänge in der Atomhülle beziehungsweise durch Bremsstrahlung entsteht, wird γ -Strahlung stets bei Kernprozessen frei. Am Anfang steht dabei immer eine Kernumwandlung, also Spaltung, Teilcheneinfang, α -, oder β -Zerfall. Die Reaktionsprodukte sind meistens immer noch angeregte Kerne, die nach einiger Zeit in den Grundzustand zurückfallen und ihre restliche Energie dabei in Form eines γ -Quants abgeben. Ein solches Zerfallsschema ist in Abbildung 1 zu sehen.

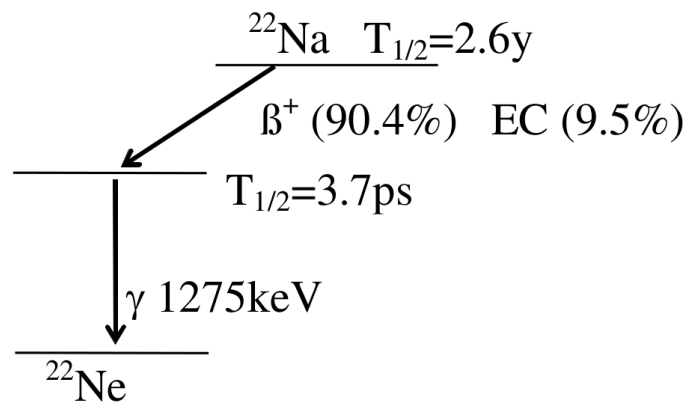


Abbildung 1: β^+ -Zerfallsschema des ^{22}Na mit zugehörigen Energie und Halbwertszeiten

Quelle: Versuchsvorbereitung

Eine andere Möglichkeit ist die Zerstrahlung von Antimaterie (welche meist auch erst durch Kernprozesse entsteht). Dabei treffen zum Beispiel ein Elektron und ein Positron aufeinander, annihilieren und setzen zumeist zwei Quanten frei, deren Energie jeweils der Ruheenergie einer der beiden Reaktionspartner entspricht, also in diesem Fall 511 keV.

2.2 Wechselwirkung mit Materie

Für den Versuch sind vor allem drei Arten der Wechselwirkung von γ -Strahlung mit dem Detektormaterial relevant.

2.2.1 Der Photoeffekt

Ein Photon, das die notwendige Mindestenergie besitzt, kann ein Elektron aus der Atomhülle anregen und wird dabei vollständig absorbiert. Vernachlässigen wir die Ionisierungsenergie des Elektrons (meist im eV bis keV-Bereich), welche durch das γ -Quant bei weitem überschritten wird, so hat das Elektron im Anschluss in etwa kinetische Energie des Photons. Da Elektron und Photon unterschiedliche Energie und Impulsbeziehungen haben, aber beide Erhaltungssätze gelten, muss das Atom den überschüssigen Impuls aufnehmen. Photoeffekt tritt daher bevorzugt bei stark gebundenen Elektronen und kleineren Photonenenergien auf. Für den Wirkungsquerschnitt σ_{ph} gilt

$$\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5/E_\gamma$$

2.2.2 Der Compton-Effekt

Trifft ein γ -Quant auf ein freies oder schwach gebundenes Elektron, so kommt es meist zur inelastischen Streuung, auch Compton-Streuung genannt. Dabei überträgt das Photon einen Teil seines Impulses und damit auch seiner Energie auf das Elektron. Die Impuls- und damit auch die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ des Quants ist abhängig vom Streuwinkel φ und wird durch folgende Formel ausgedrückt.

$$\Delta\lambda = \lambda_{\text{C}}(1 - \cos \varphi), \quad \lambda_{\text{C}} := \frac{h}{m_e c}$$

Je nach Streuwinkel sind somit unterschiedliche Energieüberträge möglich, jedoch gilt für die maximal übertragene Energie E_{\neg}

$$\varphi = 180^\circ \quad \implies \quad E_{\neg} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}$$

Für hohe Photonenenergien ($E_\gamma > m_e c^2$) gilt für den Wirkungsquerschnitt σ_{C} näherungsweise:

$$\sigma_{\text{C}} \sim Z/E_\gamma$$

2.2.3 Paarbildung

Bei sehr hohen Photonenenergien $E_\gamma > 2m_e c^2$ ergibt sich eine dritte Möglichkeit der Wechselwirkung – die Paarbildung. Hierbei erzeugt ein γ -Quant im Coulombfeld eines Atoms ein Elektron-Positron-Paar. Um die Impulsbilanz auszugleichen muss das Atom den übrigen Impuls aufnehmen. Das Quant verschwindet bei diesem Vorgang. Positronen haben in Gegenwart von Materie eine sehr kurze Lebenszeit. In Festkörpern werden sie meist nach wenigen Picosekunden bis Nanosekunden abgebremst und annihilieren mit einem Elektron zu zwei γ -Quanten mit jeweils der Energie von $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$. Die Wahrscheinlichkeit der Paarbildung steigt mit der Energie E_γ , sowie mit der Kernladungszahl Z des beteiligten Atoms, für den Wirkungsquerschnitt σ_P kann man abschätzen:

$$\sigma_P \sim Z^2 \ln E_\gamma$$

Wie gezeigt haben alle drei Vorgänge unterschiedliche Wirkungsquerschnitte. Die Anteile der Effekte an der Absorption von γ -Strahlung in Blei sind in Abbildung 2 gegenübergestellt. Wie man erkennt sind die jeweiligen Effekte stark von der Energie E_γ abhängig.

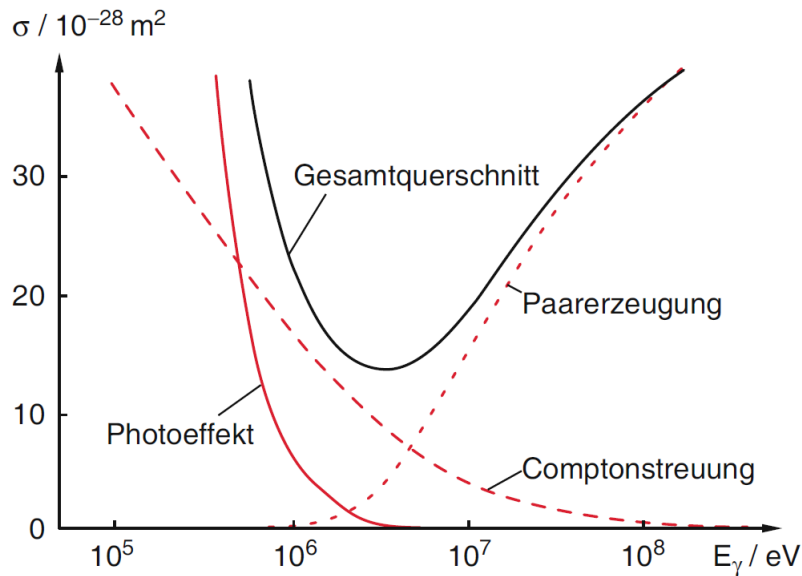


Abbildung 2: Wirkungsquerschnitt σ_{ph} für Photoeffekt, σ_C für Compton-Effekt und σ_P für Paarbildung für Blei ($Z = 82$) als Funktion der γ -Energie

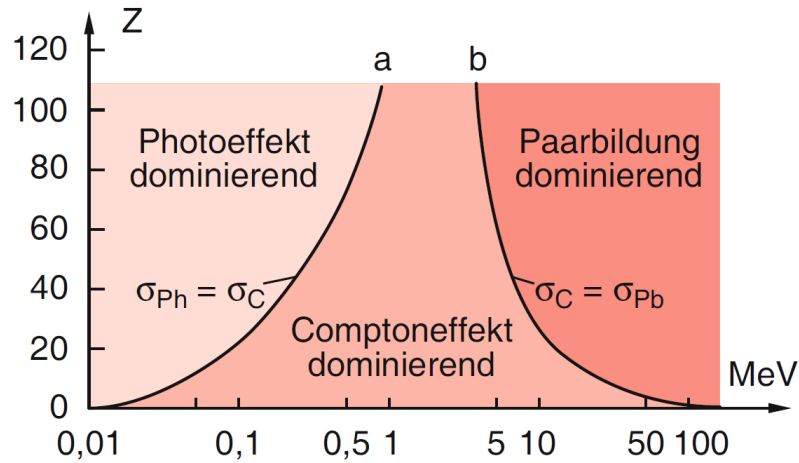


Abbildung 3: Die dominanten Bereiche für Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung als Funktion der Ordnungszahl Z des Absorbers und der Energie E_γ der γ -Quanten

2.3 γ -Spektroskopie

Bei der γ -Spektroskopie macht man sich die ionisierende Wirkung der Strahlung zu Nutze. Bei allen im Versuch verwendeten Detektoren wird die γ -Energie des einfallenden Photons zunächst durch den Photo- oder Comptoneffekt auf ein Elektron übertragen. Während γ -Quanten Materie auch ohne Wechselwirkung durchdringen können, verbleiben die Elektronen fast immer im Festkörper. Diese sogenannten Primärelektronen erzeugen dann je nach Typ des Detektor ein Signal dessen Stärke proportional zur aufgenommenen Energie ist. Dazu gibt es verschiedene Strategien.

2.3.1 Germaniumdetektor

Der HP-Ge-Halbleiterdetektor (HP für **H**igh **P**urity) besteht aus einer in Sperrrichtung betriebenen und gekühlten Ge-Diode. Somit herrscht im Normalfall kein Stromfluss. Das angeregte Primärelektron gibt nun seine Energie durch die Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren ab. Diese wiederum ermöglichen einen Stromfluss. Das gemessene Signal ist umso stärker, je größer die Elektronenenergie und damit die ursprüngliche γ -Energie war. Es wird verstärkt und auf einem Vielkanalanalysator gemäß seiner Stärke eingeteilt. Die Kühlung verringert das thermische Rauschen des Detektors.

2.3.2 Szintillationsdetektor

Szintillationsdetektoren wie der Plastik-Detektor oder der NaI(Tl)-Detektor nutzen strahlende Übergänge ihrer Bandstruktur zur Signalerzeugung. Das Primärelektron regt je nach Energie eine bestimmte Anzahl von Atomen in einem genau definiertem optischen Übergang an, welche nach kurzer Zeit wieder relaxieren und die Energie in Form eines Photons der Bandlückenenergie abgeben. Dieses hat im Festkörper keine hohe Reichweite, da es ja genau der Bandlückenenergie entspricht und somit wieder von anderen Atomen absorbiert werden kann. Aus diesem Grund werden in geringer Konzentration Fremdatome eingebracht wie z.B. Tellur im Fall von NaI. Das Tellur liefert im Festkörper eine Energieniveau, welches tief in der Bandlücke also etwa auf der Hälfte liegt. Dadurch kann es zwar durch die NaI-Photonen angeregt werden, die Tl-Photonen können ihrerseits aber keine NaI-Übergänge anregen und passieren den Festkörper somit weitgehend ungehindert. Sie treffen nun auf einen Photomultiplier, dessen Signal dann wieder im Vielkanalanalysator zugeordnet und ausgewertet wird.

3 Aufbau und Durchführung

Alle verwendeten Geräte und deren Aufbau sind in Abbildung 4 zu sehen. Nach dem Positionieren der Quelle im Quellenhalter empfängt der aktive Detektor die γ -Quanten und sendet ein entsprechendes Signal an den Vielkanalanalysator. Dieser erhöht nun je nach Energie des Eingabeimpulses die Counts eines entsprechenden Kanals. Wird statt einem HP-Ge-Detektor ein Szintillationsdetektor verwendet, so wird vor dem Vielkanalanalysator noch ein Photoelektronenvervielfacher oder auch Photomultiplier benötigt, der die empfangenen Signale des Detektors verstärkt.



(a) Detektoren und Quellenhalter



(b) elektronische Geräte

Abbildung 4: verwendete Geräte und deren Aufbau

Nachdem der Vielkanalanalysator das Signal empfangen und in einen Kanal eingeteilt hat, wird die Information an einen Computer gesendet, der die gemessenen Counts über deren Kanäle darstellt. Dieser ermöglicht es dann die Daten zu speichern, sodass sie später für die Auswertung verfügbar sind.

Die zu analysierenden Quellen wurden außerhalb der Messungen in Bleibehältern, welche in Abbildung 5 zu sehen sind, aufbewahrt.



Abbildung 5: Bleibehälter für Proben

4 Messwerte und Auswertung

4.1 Abschätzung der oberen Strahlendosis

Für die Abschätzung soll angenommen werden, dass wir uns für circa $t = 12\text{ h}$ in einem Abstand von $r = 1\text{ m}$ zu einer ^{60}Co - beziehungsweise einer ^{137}Cs -Quelle befinden. Diese Quellen besitzen in etwa eine Aktivität von $A = 200\text{ kBq}$. Für die Proportionalitätsfaktoren ergeben sich

$$\begin{aligned}\Gamma_H(^{60}\text{Co}) &= 351\text{ }\mu\text{Sv m}^2\text{ h}^{-1}\text{ GBq}^{-1} \\ \Gamma_H(^{137}\text{Cs}) &= 88\text{ }\mu\text{Sv m}^2\text{ h}^{-1}\text{ GBq}^{-1}\end{aligned}$$


Die aufgenommene Äquivalentdosis ist gerade durch folgende Gleichung gegeben.

$$\begin{aligned}H &= \Gamma_H A t r^2 \\ \implies H_{\text{Co}} &= 0.84\text{ }\mu\text{Sv}, \quad H_{\text{Cs}} = 0.12\text{ }\mu\text{Sv}\end{aligned}$$

Die in der gleichen Zeit durch die Umgebung abgegebene Strahlungsdosis beträgt ungefähr $5.48\text{ }\mu\text{Sv}$ und beträgt damit ein Vielfaches der errechneten Werte.

4.2 Messung eines γ -Spektrums

Für die Aufnahme der γ -Spektren gab es drei wesentliche Parameter.

- $d \dots$ Abstand der Quelle vom Detektor
- $t_{\text{real}} \dots$ gesamte Aufnahmezeit eines γ -Spektrums
- $t_{\text{live}} \dots$ effektive Aufnahmezeit: Differenz aus Aufnahmezeit und Totzeit 

Die hier eingeführten Formelzeichen und Bezeichnungen sollen auch im Folgenden verwendet werden. Um die Funktionsweise des Detektors und des Vielkanalanalysators anschaulich zu machen, wurde zunächst das Spektrum einer ^{22}Na -Quelle aufgenommen und in Abbildung 6 dargestellt.

Klar zu erkennen sind die Vollabsorptionspeaks, welche im Diagramm durch λ und deren Ursache beschriftet sind. Die genauen Werte befinden sich in Tabelle 1.

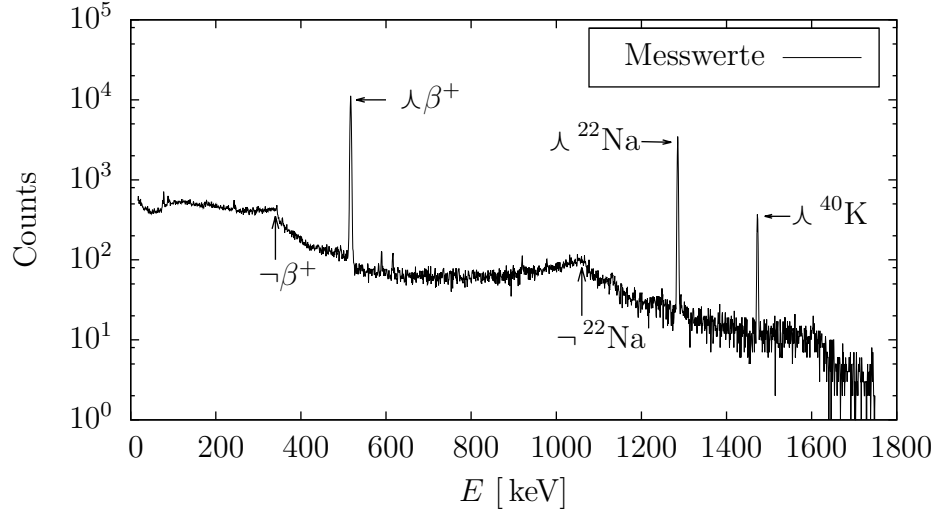


Abbildung 6: γ -Spektrum einer ^{22}Na -Quelle aufgenommen durch einen HP-Ge-Detektor.

Parameter: $d = 0 \text{ cm}$, $t_{\text{live}} = 595 \text{ s}$, $t_{\text{real}} = 609 \text{ s}$

Theorie [keV]	511	1275	1460
Messwerte [keV]	517	1285	1473

Tabelle 1: Photopeaks des ^{22}Na -Spektrums mit Untergrund

Quelle: <https://www.cpp.edu/~pbsiegel/bio431/gennergies.html>

Aus diesen Daten wird ersichtlich, dass ein systematischer Fehler auftritt, welcher auf eine fehlende Kalibrierung der Abszisse hinweist (siehe Abschnitt 4.3).

Wie aus den Grundlagen bekannt existieren zu jedem Photopeak Comptonkanten bei einer kleineren Energie. Im Diagramm sind diese mit \neg und deren Ursache gekennzeichnet. Tabelle 2 zeigt die gemessenen Kanten im Vergleich zu den rein theoretisch berechneten Werten (Theorie) und den aus den Messungen berechneten Werten (ber. Werte) für die Kanten. Zur Berechnung wurde die Formel aus Abschnitt 2.2.2 verwendet.

Theorie [keV]	341	1062	1243
ber. Wert [keV]	346	1072	1255
Messwerte [keV]	350	1060	—

Tabelle 2: Comptonkanten des ^{22}Na -Spektrums mit Untergrund

Quelle: <https://www.cpp.edu/~pbsiegel/bio431/gennergies.html>

Für eine feste Wellenlänge ist die durch den Comptoneffekt abgegebene Energie bis zur jeweiligen Comptonkante kontinuierlich verteilt. Im Diagramm wird dieser Effekt durch die auftretenden Stufen deutlich. Die Comptonkante des ^{40}K -Peaks ist aufgrund des vorhandenen Rauschens und der Überlagerung mit anderen Peaks nicht erkennbar.

Bei jedem aufgenommenen γ -Spektrum ist zu beachten, dass man zusätzlich zum Signal des Strahlers auch noch das Signal der natürlich vorkommenden Strahlung misst.

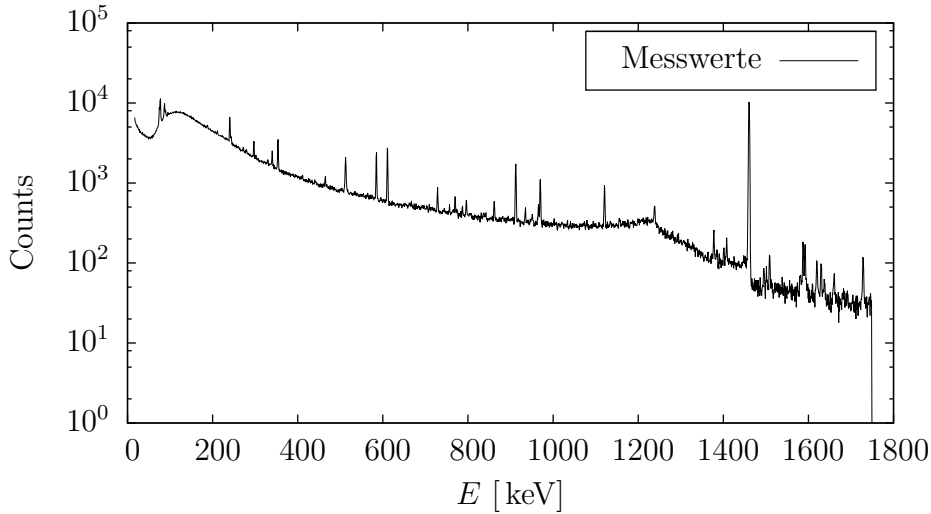


Abbildung 7: natürliches γ -Spektrum aufgenommen durch einen HP-Ge-Detektor
Parameter: $t_{\text{live}} = 16447$ s, $t_{\text{real}} = 16551$ s

Abbildung 7 zeigt das Spektrum der natürlichen Strahlung. Klar zu erkennen ist wieder die ^{40}K -Linie. Andere auftretende Peaks stammen von anderen natürlichen Isotopen wie zum Beispiel aus der Thorium- und Uran-Reihe.

4.3 Kalibrierung der γ -Spektren

Wie bereits gezeigt ist es notwendig die Spektren durch gewisse Verfahren zu kalibrieren, um systematische Fehler zu vermeiden. Zum einen sind die Counts abhängig von der effektiven Aufnahmezeit t_{live} . Demzufolge sind alle gemessenen γ -Spektren im Bezug zu ihrer jeweiligen effektiven Aufnahmezeit zu normieren, da Aufnahme- und Totzeiten der einzelnen Messungen stark variieren können. Zum Anderen muss zu jedem Kanal des Vielkanalanalysators eine exakte Energie zugeordnet werden. Eine grundlegende Annahme besteht hierbei darin, dass die Energie linear mit der Kanalnummer skaliert. Für gewisse

Konstanten $\alpha, \beta \in \mathbb{R}$ soll also gelten

$$E: \mathbb{N} \rightarrow \mathbb{R}, \quad E(n) := \alpha n + \beta$$

$E(n)$ soll hierbei die Energie des n .Kanals bezeichnen. Im Folgenden werden alle Spektren, wenn nicht anders gesagt, anhand der beiden Na-Photopeaks aus Tabelle 1 kalibriert. Diese Kalibrierung muss im Allgemeinen für verschiedene Tage mehrmals durchgeführt werden, wie man später sehen wird. Anhand der Messwerte ergibt sich

$$E(572) = 511 \text{ keV}, \quad E(1450) = 1275 \text{ keV}$$

Demzufolge gilt in diesem Falle

$$\alpha = \frac{E(1450) - E(572)}{1450 - 572} \approx 0.8702 \text{ keV}$$

$$\beta = E(572) - 572\alpha \approx 13.27 \text{ keV}$$

Um den Einfluss der natürlichen Strahlung zu eliminieren, normiert und kalibriert man ein im Anschluss an die Messung aufgenommenes natürliches Spektrum und zieht dessen Werte vom Spektrum der Quelle ab. Das Ergebnis für die bereits diskutierte ^{22}Na -Quelle ist in Abbildung 8 gezeigt.

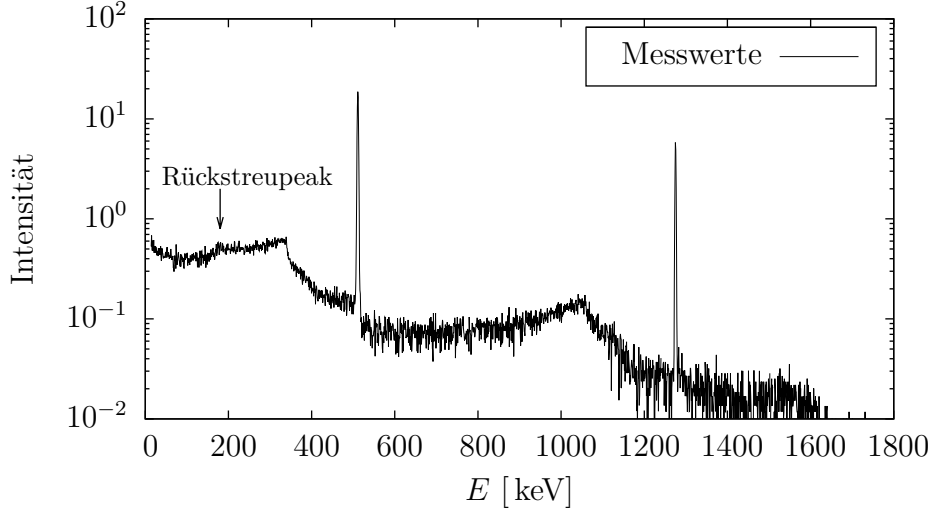


Abbildung 8: kalibriertes und normiertes γ -Spektrum der ^{22}Na -Quelle mit abgezogenem normierten und kalibrierten Untergrund

Wie zu erkennen, sind neben dem vorhandenen Rauschen fast nur noch die erwarteten Photopeaks und jeweiligen Comptonkanten zu sehen. Durch die Kalibrierung wird allerdings auch der Rückstreupeak der 511 keV-Linie sichtbar.

4.4 Ein paar andere Spektren

Nach der gleichen Methode wurden auch die Spektren aller anderen Proben aufgenommen. Im Folgenden steht „kalibriert“ stellvertretend für die Prozedur kalibrieren, normieren und den entsprechenden Untergrund abziehen. Für die ^{152}Eu -Quelle und die ^{137}Cs -Quelle ergaben sich demnach die in den Abbildungen 9 und 10 gezeigten Energieverläufe. Beide stimmen sehr gut auf wenige keV genau mit den im Anhang A dargestellten Referenzspektren überein.

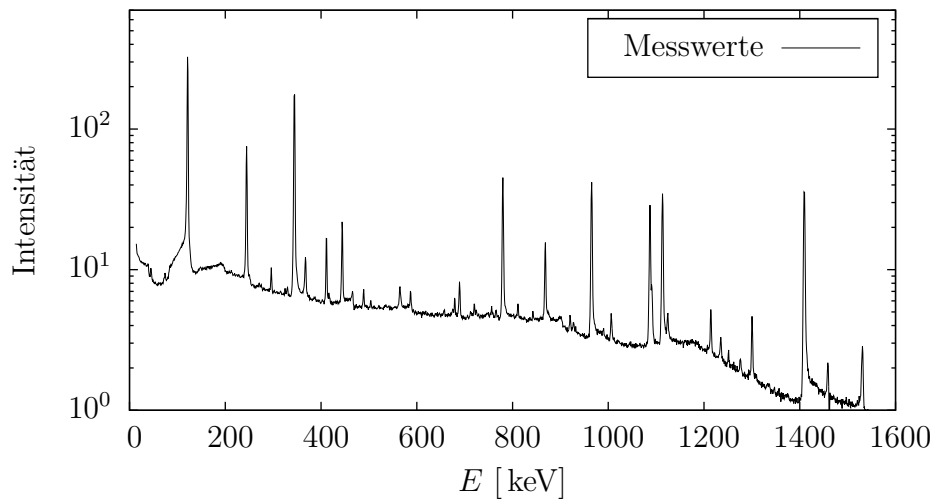


Abbildung 9: kalibriertes γ -Spektrum einer ^{152}Eu -Quelle durch HP-Ge-Detektor aufgenommen in einem Abstand $d = 42\text{ cm}$

Bei ^{137}Cs sieht man nach Abzug des Untergrundes noch etliche kleinere Peaks mit positiven und negativen Ausschlägen. Diese entstehen dadurch, dass zwei verschiedene γ -Spektren im Allgemeinen nicht dieselben Kalibrierungskoeffizienten α, β besitzen. Dadurch werden an sich gleiche Energien auf unterschiedliche Kanäle abgebildet. Dies resultiert in einer leichten Versetzung der Peaks. Somit bleibt nach der Subtraktion ein positiver und negativer Ausschlag.

Ursachen für die unterschiedlichen Koeffizienten sind zum Beispiel von Messung zu Messung leicht unterschiedliche Temperaturen und damit ein auftretendes thermisches Rauschen beim Detektor, sowie auch Schwankungen in der Messtechnik.

Aufgrund der einzelnen dominanten γ -Spektrallinie des ^{137}Cs bei 660 keV ist nicht nur die zugehörige Comptonkante zu erkennen, sondern auch der stark ausgeprägte Rückstreupeak, wie im Diagramm gekennzeichnet. Die Summe der Energien der Comptonkante und des

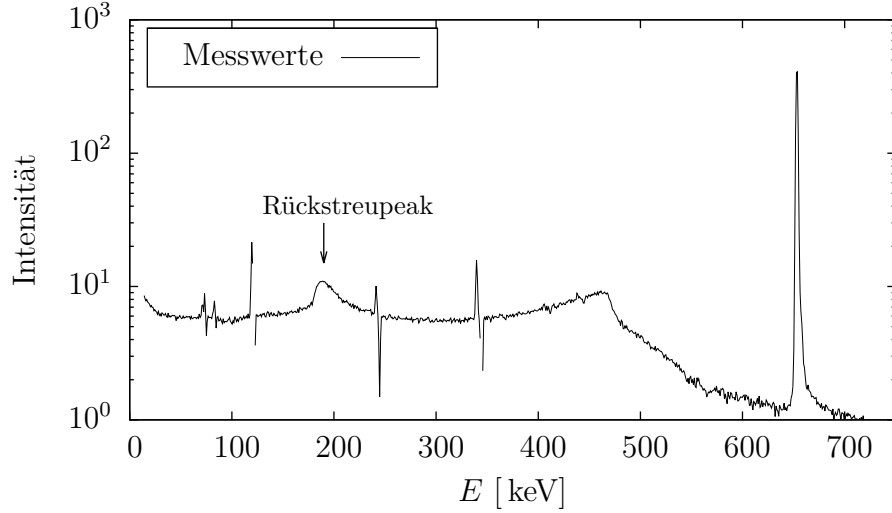


Abbildung 10: kalibriertes γ -Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle durch HP-Ge-Detektor aufgenommen in einem Abstand $d = 5\text{ cm}$

Rückstreupeaks ergibt wieder den entsprechenden Photopeak.

4.5 Totzeitkorrektur ☠

Während der Messung zeigte sich, dass die gemessenen Counts pro Sekunde (Intensität) N nicht nur von der effektiven Aufnahmezeit t_{live} abhängen, sondern auch noch in einer weiteren Beziehung zu der Totzeit ☠ p stehen. Es wird angenommen, dass die effektiven Counts pro Sekunde \tilde{N} sich aus der folgenden Gleichung für eine gewisse Korrekturfaktorfunktion $K_{\text{☠}}$ ergeben.

$$\tilde{N} = K_{\text{☠}}(p)N(p)$$

Um $K_{\text{☠}}$ zu bestimmen, wurde das Spektrum einer ^{152}Eu -Quelle im Abstand von 30 cm mit dem Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle in einem variablen Abstand überlagert. Die Veränderung des Abstandes ermöglichte eine Einstellung der Totzeit ☠. In Abbildung 11 sind einige ausgewählte Graphen gezeigt.

Anhand der 344 keV-Linie des Eu wurde nun die Abhängigkeit der Intensität N oder auch Counts pro Sekunde von der Totzeit ☠ p untersucht. In Abbildung 12 sind die Messwerte durch eine lineare Funktion sehr gut approximiert. Man kann also annehmen, dass für gewisse Konstanten a, b folgender Zusammenhang besteht.

$$N(p) = ap + b \quad \implies \quad K_{\text{☠}}(p) = \frac{b}{ap + b}$$

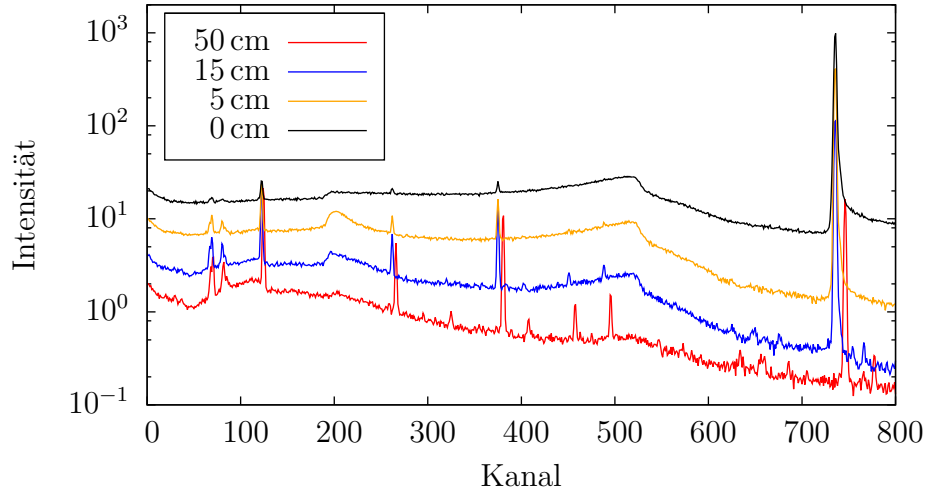


Abbildung 11: Ausschnitt der γ -Spektren einer ^{152}Eu -Quelle im Abstand $d_{\text{Eu}} = 30 \text{ cm}$ überlagert mit denen einer ^{137}Cs -Quelle in variablen Abständen aufgenommen durch den HP-Ge-Detektor

Aus dem Diagramm ergeben sich für die Konstanten

$$a = 0.23757 \text{ s}^{-1}, \quad b = 10.8203 \text{ s}^{-1}$$

Betrachtet man nun charakteristische γ -Linie des Cs, so können die gemessenen Intensitäten nun mithilfe der Korrekturfunktion auf die erwartete r^{-2} -Gesetzmäßigkeit untersucht werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 13 zu sehen. Dieses deckt sich mit den in den Grundlagen angegebenen Erwartungen.

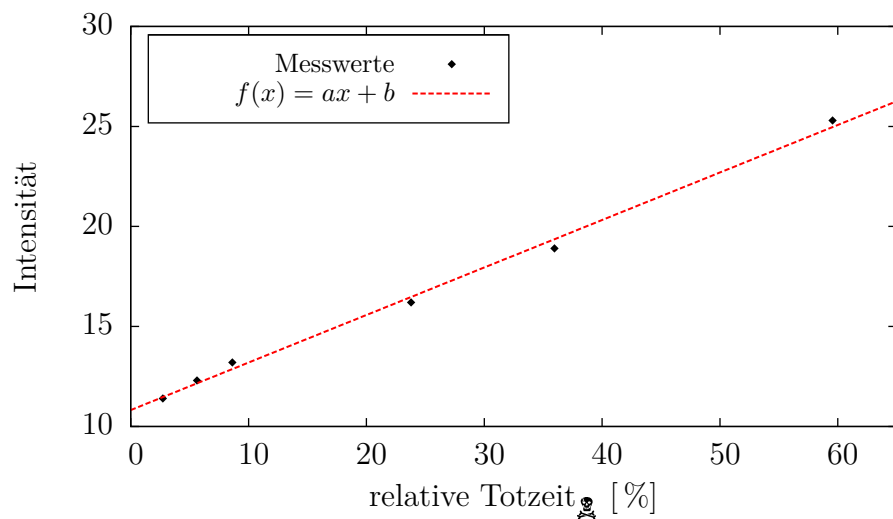


Abbildung 12: Intensitäten des 344 keV-Photopeaks von ^{152}Eu in Abhängigkeit der relativen Totzeit mit linearem Fit f
Parameter: $a = 0.23757 \text{ s}^{-1}$, $b = 10.8203 \text{ s}^{-1}$

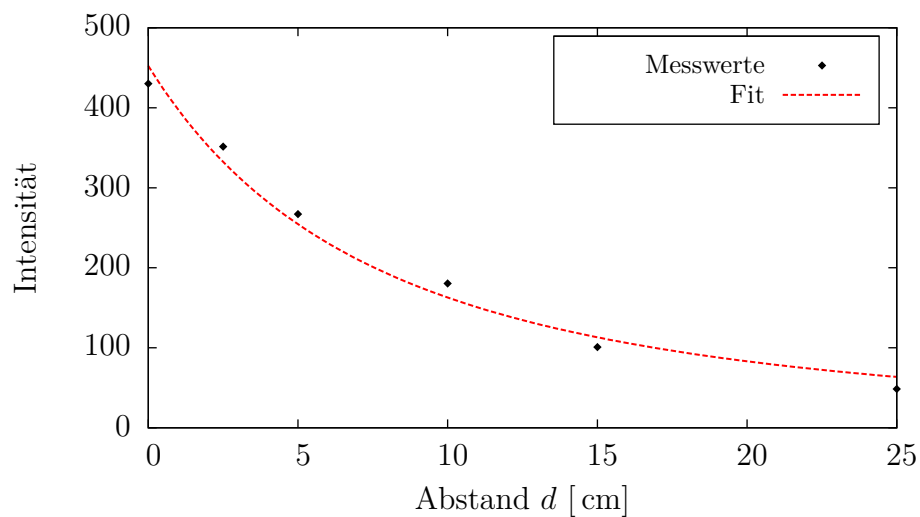


Abbildung 13: Abhängigkeit der korrigierten Intensität des 660 keV-Peaks von Cs vom Probenabstand d

4.6 Vergleich der Detektoren

Im Versuch standen neben dem HP-Ge-Detektor noch zwei Szintillationsdetektoren zur Verfügung. Um Vergleiche zwischen deren Aufnahmen anstellen zu können, wurde von jedem ein Spektrum der gleichen ^{22}Na -Quelle aufgenommen. Die entstanden Spektren wurden leicht angepasst und sind in Graph 14 dargestellt.

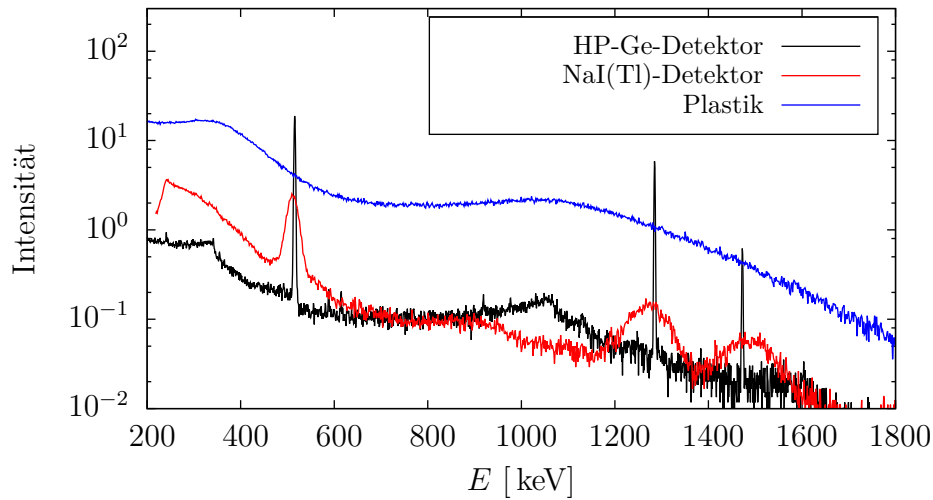


Abbildung 14: angepasstes γ -Spektrum der ^{22}Na -Quelle mit $d = 5$ cm aufgenommen durch verschiedene Detektortypen

Eine Gegenüberstellung zeigt sogleich, dass die Vollabsorptionspeaks beim Plastik-Detektor fehlen, während sie beim NaI-Detektor zwar an der richtigen Stelle, aber mit wesentlich geringerer Auflösung auftreten. Das Fehlen bei Plastik ist darauf zurück zu führen, dass für den Photoeffekt wie in den Grundlagen erklärt sehr stark gebundene Elektronen und somit hohe Kernladungszahlen Z von Nöten sind. Da Kunststoff jedoch meist aus organischen Verbindungen mit Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff besteht, fehlen hier die Elemente mit hohem Z , weshalb in diesem Material bevorzugt Compton-Streuung auftritt. Die entsprechenden Comptonkannten sind hingegen bei beiden Szintillatortypen gut zu erkennen. Die geringere Auflösung des NaI-Detektors lässt sich mit der niedrigeren Signalzahl N_S erklären, siehe hierzu Abschnitt 4.7.

4.7 Auflösungsvermögen

Um das Auflösungsvermögen des HP-Ge-Detektors zu untersuchen wurde zunächst der Ausschnitt der 511 keV-Linie vergrößert; das Ergebnis ist in Abbildung 15 zu sehen.

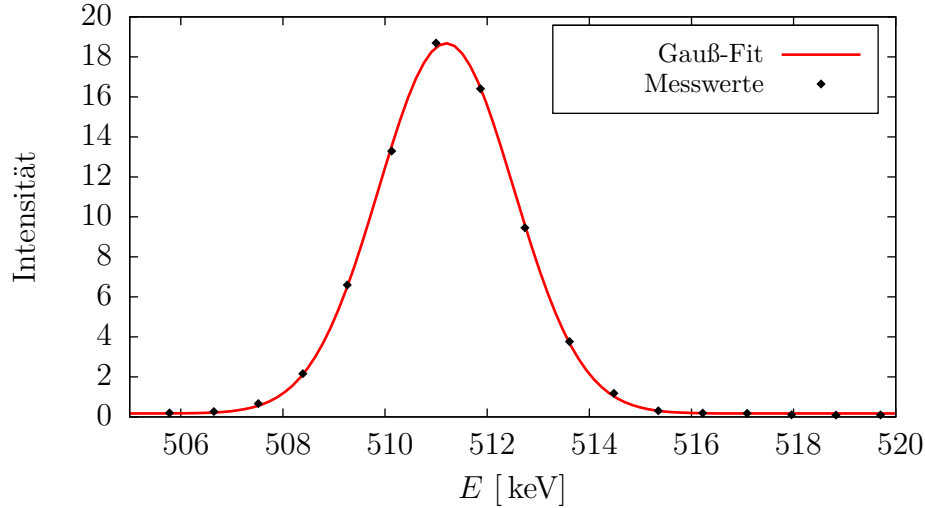


Abbildung 15: Ausschnitt des 511 keV-Photopeaks aus dem kalibrierten γ -Spektrum der ^{22}Na -Quelle mit $d = 0$ cm und einer gefitteten Gauß-Normalverteilung

Die Messpunkte wurden mit Hilfe eines Gauß-Fits der folgenden Form angepasst.

$$f(x) = C \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - \mu)^2}{\sigma^2}\right) + K$$

Hierbei bezeichnen C, μ, σ, K die Variablen Parameter. Für die Varianz σ ergab sich

$$\sigma = 1.33 \text{ keV}$$

Damit liegt σ sehr weit oberhalb der natürlichen Linienbreite. Die Verbreiterung geschieht durch statistische Prozesse bei der Energieabgabe des Primärelektrons. Für die Energieauflösung A ergibt sich

$$A = \frac{E_\gamma}{\Delta E} = \frac{E_\gamma}{\sigma} = \frac{N_{\text{LT}}}{\sigma_{\text{LT}}}$$

Hierbei ist N_{LT} die Zahl der durch das Primärelektron erzeugten Ladungsträger, also gilt $N_{\text{LT}} \sim E_\gamma$. Bei Annahme einer Poissonverteilung

wäre $\sigma^2 = N_{\text{LT}}$. Im Allgemeinen ist die Varianz jedoch kleiner, was durch die Einführung des Fano-Faktors $F < 1$ berücksichtigt wird. Für Ge-Detektoren beträgt dieser etwa $F = 0.1$

$$\implies A_{\text{Ge}} = \frac{511 \text{ keV}}{1.33 \text{ keV}} \approx 384$$

Hätte man jetzt auch nur die leiseste Ahnung, welcher Kanal mit welcher ursprünglichen Ladungsträgeranzahl verknüpft wäre, man könnte glatt die Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares aufschreiben.

Für den NaI-Detektor ergab sich analog ein σ von

$$\sigma = 10.99 \text{ keV} \implies A = \frac{511}{10.99} \approx 46.5$$

Die kleinere Auflösung liegt an der wesentlich kleineren Anzahl an Photonen die vom Primärelektron ausgelöst werden und den Photomultiplier auch wirklich erreichen.

4.8 Nachweiswahrscheinlichkeit

Aus der Versuchsvorbereitung ist bekannt

$$\tilde{N} = \varepsilon \alpha A$$

Dabei ist α die Emissionswahrscheinlichkeit eines γ -Quants durch einen Zerfall, ε die Nachweiswahrscheinlichkeit und A die Aktivität der Probe. ε wird anhand des ^{22}Na -Spektrums berechnet. Für den 511 keV-Peak und den 1275 keV-Peak ergeben sich durch Rechnung und Datenblätter

$$\tilde{N}_{511} = 17.5, \quad \tilde{N}_{1275} = 5.4$$

$$\alpha_{511} = 0.904, \quad \alpha_{1275} = 0.999$$

Für die Aktivität der Probe folgt mit einer Halbwertszeit $t_{1/2} = 2.6 \text{ a}$ und einer vergangenen Zeit $t = 21.3 \text{ a}$ seit der Messung der Aktivität

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{t_{1/2}} t\right) = 1.59 \text{ kBq}$$

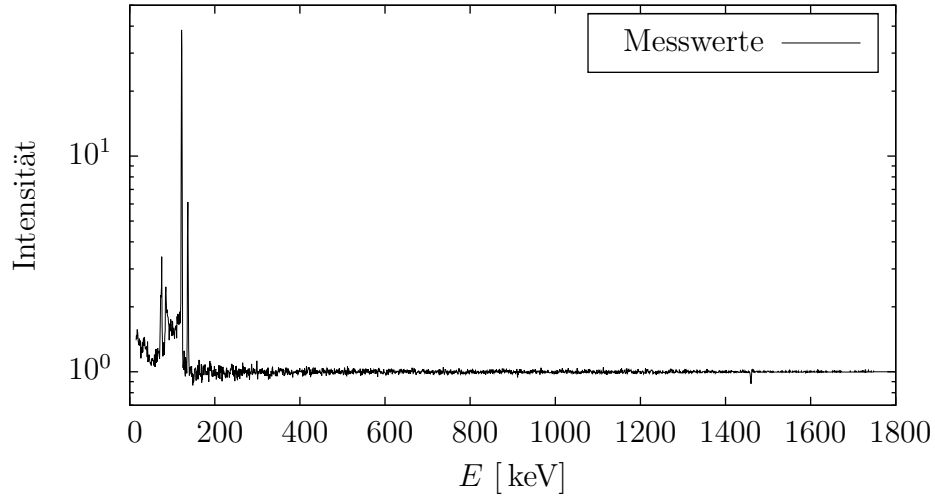
Da die Probe in alle Richtungen gleichmäßig abstrahlt und direkten Kontakt mit dem Detektor hatte, kann maximal die Hälfte der Aktivität gemessen werden.

$$\implies \varepsilon_{511} = 0.0122, \quad \varepsilon_{1275} = 0.0034$$

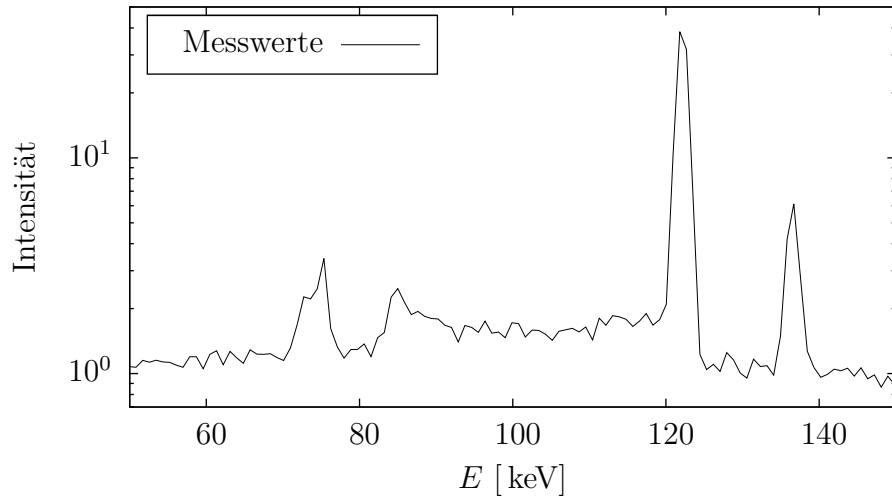
Die Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt also bei höheren Energien ab.

4.9 Unbekannte Probe

Die beiden Diagramme in Abbildung 16 zeigen das Spektrum der unbekannten Probe. Es liegt eine klare charakteristische Linie bei 122 keV. Es ist sofort ohne auch nur den geringsten Zweifel klar, dass es sich nur um ^{57}Co handeln kann.



(a)



(b)

Abbildung 16: kalibriertes γ -Spektrum einer unbekannten Probe im Abstand $d = 20$ cm aufgenommen durch den HP-Ge-Detektor

5 Zusammenfassung

Im Experiment sollten die Grundlagen der γ -Spektroskopie erlernt und der Umgang mit wichtigen Detektortypen wie Halbleiter- oder Szintillationsdetektoren geübt werden. Die Aufnahmen der ^{22}Na -, ^{152}Eu - und ^{137}Cs -Quellen zeigten alle erwarteten γ -Linien wie sie auch in Literatur zu finden sind. Hier zeigte sich auch die große Notwendigkeit einer gründlichen Kalibrierung, mit deren Hilfe dann auch sehr gute quantitative Ergebnisse erzielt wurden. Viele der in den Grundlagen vorhergesagten Effekte wie Positronenvernichtung, Comptonkante, Comptonuntergrund und Rückstoßpeak fanden sich in den Messungen wieder. Im natürlichen Spektrum konnten Spuren der Elemente aus den natürlichen Zerfallsreihen wie etwa ^{40}K nachgewiesen werden, was zeigt, wie empfindlich die Methode auf selbst sehr geringe Konzentrationen und Aktivitäten reagiert. Durch messtechnische Korrekturen wie Normierung auf effektive Aufnahmezeit und Totzeitkorrektur konnte das $1/r^2$ -Gesetz bestätigt werden, wenn auch das Offset d_0 einen größeren Wert als erwartet annahm. Beim Vergleich der Detektortypen zeigte sich eindeutig die wesentlich höhere Auflösung von Halbleiterdetektoren wie HP-Ge gegenüber Szintillationsdetektoren wie NaI(Tl). Das Fehlen der Comptonkanten beim Plastik-Detektor deckte sich mit den Erwartungen aus den Grundlagen. Die unterschiedlichen Auflösungen liegen an der sehr unterschiedlichen ausgelösten Teilchenzahl (seien es Ladungsträger oder Photonen), was die theoretischen Überlegungen zum Zusammenhang zwischen Linienbreite σ und Teilchenzahl N_T bestätigt. Auch die Annahme über die gaußförmige Linienverbreiterung konnte durch entsprechende Fits verifiziert werden.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass die γ -Spektroskopie mittels HP-Ge-Detektor eine sehr effiziente Methode zur Untersuchung von radioaktiver Strahlung darstellt, die über einen weiten Energiebereich bei richtiger Kalibrierung hoch aufgelöste Ergebnisse erzielen kann. Mit ihrer Hilfe ließen sich sowohl qualitative als auch quantitative Aussagen über die Zusammensetzung der verwendeten Quellen wie auch der natürlichen Strahler anstellen. Die Szintillationsdetektoren ließen auch Rückschlüsse über die eingehende Strahlung zu, besaßen aber bei weitem nicht das Auflösungsvermögen des HP-Ge-Detektors. Im Gegenzug besitzen sie weniger Ansprüche an Material und Kühlung und können auch ausgedehnte Quellen vermessen.

A Spektren aus der Literatur

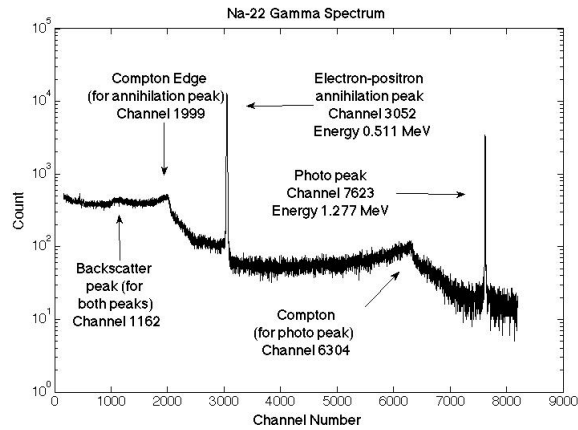


Abbildung 17: γ -Spektrum einer ^{22}Na -Quelle

Quelle: <https://lexieslogofphysics.files.wordpress.com/2013/02/na22.jpg>

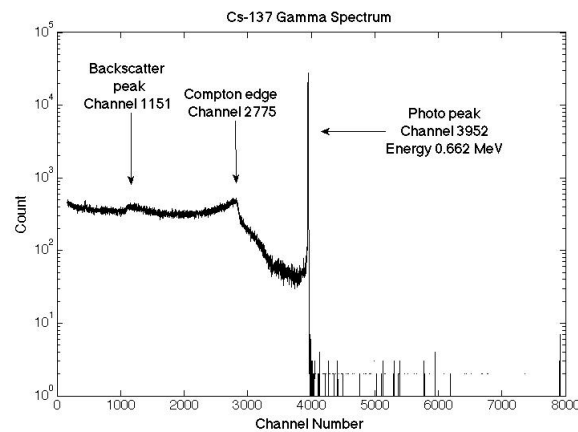


Abbildung 18: γ -Spektrum einer ^{137}Cs -Quelle

Quelle: <https://lexieslogofphysics.files.wordpress.com/2013/02/cs137.jpg>

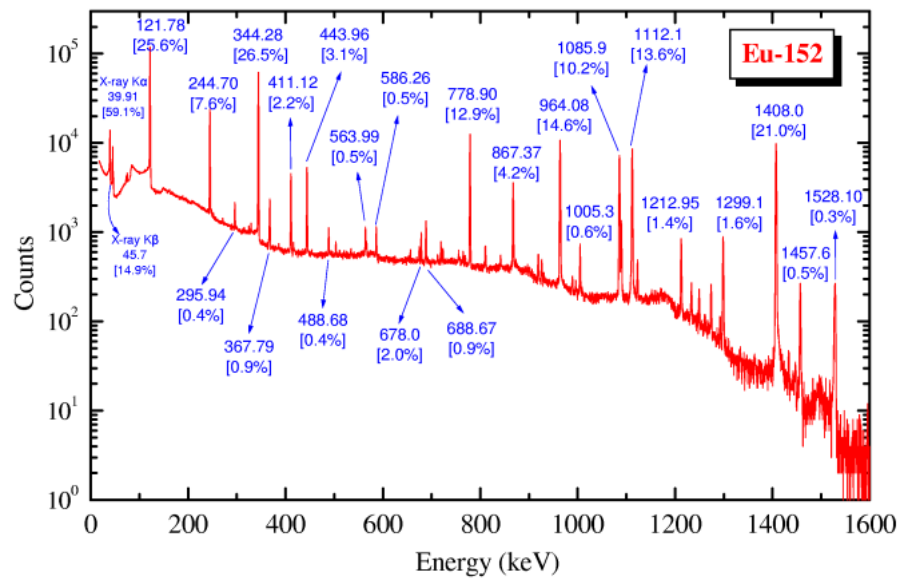


Abbildung 19: γ -Spektrum einer ^{152}Eu -Quelle

Quelle: http://www-np.ucy.ac.cy/radio_isotopes/wwwen/gamma/Eu152.png