

V18

## **Der Germanium-Detektor**

Fritz Agildere  
fritz.agildere@udo.edu

Amelie Strathmann  
amelie.strathmann@udo.edu

Durchführung: 22. April 2024

Abgabe: 23. April 2024

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>2</b>
2.1 Die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie .....	2
2.1.1 Der Photoeffekt .....	3
2.1.2 Der Compton Effekt .....	3
2.1.3 Die Paarerzeugung .....	5
2.2 Grundlagen eines Halbleiter-Detektors .....	5
2.3 Das Spektrum eines monochromatischen Gammastrahlers .....	6
<b>3 Aufbau</b>	<b>7</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>8</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>8</b>
5.1 Energiekalibration und Bestimmung der Nachweiseffizienz .....	8
5.2 Untersuchung eines monochromatischen Gamma-Spektrums .....	14
5.3 Aktivitätsbestimmung anhand charakteristischer Gammapeaks .....	17
5.4 Identifikation einer Probe mit unbekannter Zusammensetzung .....	19
<b>6 Diskussion</b>	<b>21</b>
<b>Literatur</b>	<b>23</b>

# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuches ist es die Funktionsweise eines hochreinen Germaniumdetektors zu untersuchen. Zunächst wird die Energiekalibration und die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit des Detektors bestimmt. Anschließend wird anhand der gesammelten Daten über die Eigenschaften des hochreinen Germaniumdetektors ein Spektrum eines unbekannten Strahlers aufgenommen und hinsichtlich dessen Energie und Aktivität ausgewertet.

## 2 Theorie [1]

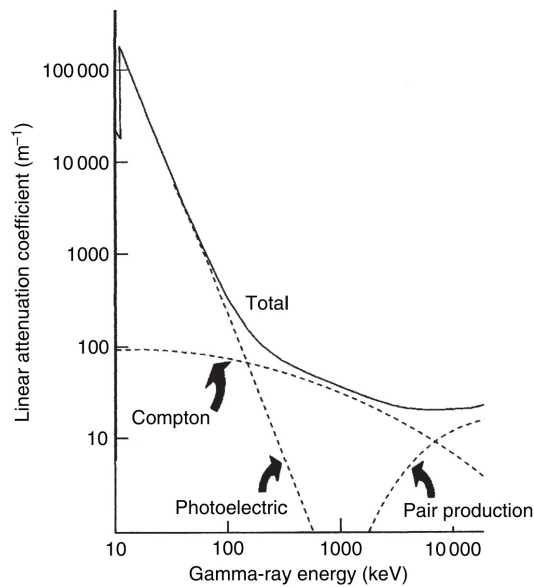
Zum Verständnis des hochreinen Germaniumdetektors werden die theoretischen Grundlagen im Folgenden erläutert.

### 2.1 Die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Bei der Gamma-Strahlungs-Detektion werden Elektronen des Detektor-Materials von den Gamma-Photonen angeregt und damit werden die Atome ionisiert. Es bilden sich Elektronen-Loch-Paare. Die Primärelektronen ionisieren wiederum weitere Atome des Detektor-Mediums und erzeugen somit weitere Elektron Loch Paare. Die Anzahl der Elektronen-Loch Paare ist direkt proportional zur Energie des Elektrons aus der primären Wechselwirkung.

Da der Absorptionskoeffizient für Gamma-Strahlung bei Gasen sehr niedrig ist, werden Gamma-Strahlen-Detektoren aus Festkörpern gebaut. Das Material des Detektors muss so gewählt werden, dass die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare gesammelt und als elektrisches Signal wiedergegeben werden kann. Zusätzlich ist der Grad der Interaktion von Gamma-Strahlung mit Materie abhängig von der Energie der Strahlung. Der Intensitätsverlust eines  $\gamma$ -Strahls in Materie ist abhängig von der jeweiligen Schichtdicke des Materials  $d$ , der Elektronendichte und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Dabei ist der Wirkungsquerschnitt ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Teilchenreaktion. Dieser lässt sich als effektive Wirkungsfläche interpretieren.

In Abbildung 1 ist der Dämpfungskoeffizient von Germanium, welcher die Reduktion der Strahlungsintensität bei bestimmter Energie verursacht durch den Absorber misst, gegen die Gamma-Strahlen Energie aufgetragen.



**Abbildung 1:** Der Dämpfungskoeffizient von Germanium und dessen Komponenten.  
[2]

Die totale Kurve setzt sich aus verschiedenen Komponenten zusammen: Dem Photoeffekt, dem Compton Effekt und der Paarerzeugung. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten erläutert.

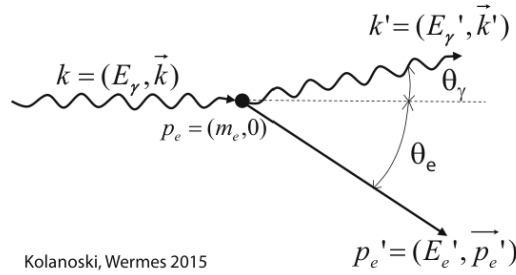
### 2.1.1 Der Photoeffekt

Der Photoeffekt beschreibt den Prozess bei dem ein Gamma-Quant mit einem Hüllenelektron wechselwirkt. Das Photon wird absorbiert, daher gibt es seine gesamte Energie an das Atom ab, und ein Elektron wird emittiert. Das Atom nimmt dabei den Rückstoßimpuls auf und wird ionisiert. Anhand der Abbildung 1 lässt sich ablesen, dass für Energien im Bereich bis zu 100 keV Absorption durch den Photoeffekt dominiert. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts fällt für große Energien ab. Bei konstanter Photonen-Energie nimmt  $\sigma$  stark zu für wachsende  $Z$ . Demnach ist der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Energie der  $\gamma$ -Quanten und der Kernladungszahl  $Z$ .

### 2.1.2 Der Compton Effekt

Der Compton-Effekt ist die Streuung eines Photons an einem quasi-freien oder freien Elektron. Die Hüllenelektronen eines Atoms werden hier als quasi-frei betrachtet unter der Bedingung, dass die Energie des Photons viel größer als die Bindungsenergie der

Elektronen ist. Dieser Prozess dominiert in Materie um den Bereich 1 MeV. Die Kinematik der Compton Streuung ist in Abbildung 2 zu sehen.



Kolanoski, Wermes 2015

**Abbildung 2:** Die Kinematik des Compton Effekts, wobei das Elektron als quasi-frei betrachtet wird. [5]

Um den Zusammenhang zwischen der Energie und dem Winkels des gestreuten Photons zu berechnen, werden Viererimpulse verwendet. Diese wurden in der Abbildung 2 definiert. Dabei bezeichnen  $k$  und  $p_e$  die Viererimpulse des Photons und des Elektrons vor dem Stoß.  $k'$  und  $p_e'$  bezeichnen die Viererimpulse nach dem Stoß. Aus Impulserhaltung und Energieerhaltung folgt der Zusammenhang

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon (1 - \cos \theta_\gamma)} \quad (1)$$

für die Energie des gestreuten Photons.

Der Wirkungsquerschnitt der Compton Streuung ergibt sich aus der Integration der Klein-Nishina-Formel über den Raumwinkel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2 [1 + \epsilon (1 - \cos \theta_\gamma)]^2} \left( 1 + \cos^2 \theta_\gamma + \frac{\epsilon^2 (1 - \cos \theta_\gamma)^2}{1 + \epsilon (1 - \cos \theta_\gamma)} \right). \quad (2)$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit zur Energie ergibt sich

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\pi r_e}{\epsilon E_\gamma} \left( 2 - \frac{2E}{\epsilon (E_\gamma - E)} + \frac{E^2}{\epsilon^2 (E_\gamma - E)^2} + \frac{E^2}{E_\gamma (E_\gamma - E)} \right). \quad (3)$$

Für den Wirkungsquerschnitt pro Atom kommt es zu einer linearen Abhängigkeit

$$\sigma_{\text{Compton}}^{\text{Atom}} = Z \sigma_{\text{Compton}}. \quad (4)$$

Die Linearität gilt für die Annahme von freien Elektronen, also für Energien oberhalb der Bindungsenergie des Elektronen. Für kleinere Energien nimmt der Compton Wirkungsquerschnitt in Materie ab.

### 2.1.3 Die Paarerzeugung

Eine weitere Wechselwirkung ist die Paarerzeugung, wobei ein Photon mit dem ganzen Atom interagiert. Das  $\gamma$ -Quant kann in dem Coulomb Feld einer Ladung in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt werden. Aufgrund der Impulserhaltung kann Paarerzeugung nur auftreten, wenn ein Stoßpartner in Form eines Atoms oder eines Hüllenelektrons gegeben ist. Damit Paarbildung auftreten kann, muss für die Energie der Photonen die Bedingung

$$E_\gamma \approx 2m_e c^2 \quad (5)$$

erfüllt sein. Aus der Abbildung 1 folgt, dass die Paarerzeugung für Energien größer als 1 MeV dominiert.

## 2.2 Grundlagen eines Halbleiter-Detektors

Halbleiterdetektoren aus Silizium oder Germanium eignen sich für den Nachweis von Gammastrahlung und die Bestimmung derer Energie mit einer hohen Genauigkeit. Die zentrale Komponente des Detektors ist die Halbleiterdiode. In diesem Versuch wird ein hochreiner Germaniumdetektor verwendet. Die Diode besteht aus einem zylinderförmigen Germanium Kristall. Die Oberfläche ist über Eindiffusion von Lithium Atomen n-dotiert. An diese wird der Pluspol der Sperrspannung angelegt. Im Inneren des Kristalls befindet sich eine koaxiale Bohrung, welche an der Oberfläche mit Gold bedampft wurde, sodass diese p-dotiert ist. Es kommt zur Ausbildung einer ausgedehnten Verarmungszone. Wenn nun die Gammastrahlung bei einer Energie  $E_\gamma$  oberhalb der Bandlücke eintrifft, wird ein Primärelektron von dem Photon angeregt, sodass das Elektron von dem Valenzband in das Leitungsband angehoben wird. Wird eine Elektron in ein anderes höher liegendes Band angeregt, lässt dieses eine freie Stelle über. Diese wird als Loch mit einer positiven Ladung interpretiert. Die Energie dieses Elektrons ist sehr hoch, daher kommt es mehrfach zu Anregung von Sekundärteilchen, was wiederum freie Stellen zurücklässt. Die Erzeugung von sekundären Elektronen ist ein statistischer Prozess. Da die Löcher als Teilchen mit positiver Ladung angesehen werden können und die Elektronen eine negative Ladung besitzen, werden die Löcher von der n-dotierten Schicht und die Elektronen von der p-dotierten Schicht angezogen. So fließt ein Strom, der gemessen werden kann. Die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare  $n$  ist direkt abhängig zu der absorbierten Energie der Gammastrahlung  $E_{\text{absorbiert}}$ . Für die Energie  $\epsilon$ , die benötigt wird um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen gilt der Zusammenhang

$$n = \frac{E_{\text{absorbiert}}}{\epsilon}. \quad (6)$$

Die Elektronen und die Löcher müssen in dem Detektormaterial gut mobil sein. Die Größe des Kristalls ist ebenfalls eine nicht zu vernachlässigende Eigenschaft. Wichtig ist, dass der Absorptionskoeffizient groß ist, damit die Messung effektiv sein kann. Um dies zu garantieren werden Materialien mit einem großen Absorptionskoeffizienten gewählt.

Dieser hängt mit der Kernladungszahl  $Z$  zusammen. Das Material muss zudem elektrische Charakteristika aufweisen, da ein Stromimpuls gemessen werden soll. Zusammen mit der Mobilität, die für die Elektronen und die Löcher gelten soll, kann der Schluss gezogen werden, dass sich Halbleiter gut für solche Detektoren eignen.

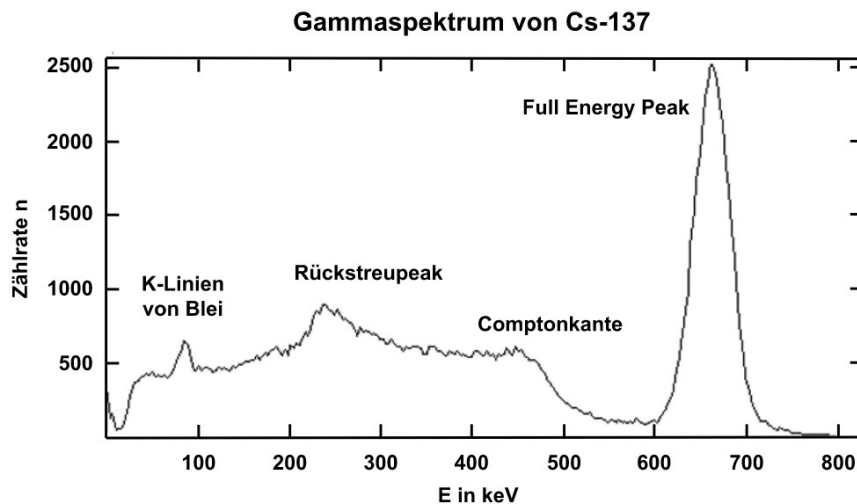
In der Abbildung 3 sind einige Materialien aufgelistet, welche sich eignen würden für einen Halbleiterdetektor und deren Eigenschaften.

Material	Atomic number	Operating temperature	Band gap (eV) <sup>a</sup>	$\epsilon$ (eV) <sup>a,b</sup>	Density (g cm <sup>-3</sup> )	Mobility(cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> ) <sup>a</sup>	
						Electrons	Holes
Si	14	RT	1.106	3.62	2.33	1350	480
Ge	32	Liquid N <sub>2</sub> (77 K)	0.67	2.96	5.32	$3.6 \times 10^4$	$4.2 \times 10^4$
CdTe	48, 52	RT	1.47	4.43	6.06	1000	80
CdZnTe	48, 30, 52	RT	1.57	4.64	5.78	1000	50–80
HgI <sub>2</sub>	80, 53	RT	2.13	4.22	6.30	100	4
GaAs	31, 33	RT	1.45	4.51	5.35	8000	400
TlBr	81, 35	-20°C	2.68	?	7.56	—	—
PbI <sub>2</sub>	82, 53	—	2.6	7.68	6.16	8	2
GaSe	31, 34	—	2.03	6.3	4.55	—	—
AlSb	13, 51	—	1.62	5.05	4.26	—	—
CdSe	48, 34	—	1.75	?	5.74	—	—

**Abbildung 3:** Die Eigenschaften einiger Materialien, welche geeignet wären zur Detektion von Gammastrahlung. [2]

## 2.3 Das Spektrum eines monochromatischen Gammastrahlers

Das Gammaspektrum weist verschiedene charakteristische Stellen auf. In Abbildung 4 ist das Gammaspektrum von Cs-137 beispielhaft gezeigt.



**Abbildung 4:** Das Gammaspektrum von Cs-137. [4]

Existenziell für die Bestimmung der Gammenergien ist der Photopeak oder auch der Full Energy Peak. Er gibt die gesamte Energie des einfallenden  $\gamma$ -Quants an. Nur wenn der Photoeffekt stattgefunden hat, ist die Deponierung der gesamten Energie im Detektor möglich. Das Compton Kontinuum erstreckt sich von  $E_{\min}$  bis  $E_{\max}$ . Die minimale Energie  $E_{\min}$  ist dabei festgelegt über die Nachweisgrenze des Detektors, welche in diesem Fall bei etwa 40 keV bis 50 keV liegt. Der Begriff Compton Kontinuum rührt aus der kontinuierlichen Energieabgabe beim Compton Effekt her. Die maximal abgegebene Energie  $E_{\max}$  wird als Compton-Kante bezeichnet. Diese lässt sich anhand von

$$E_{\max} = E_{\gamma} \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad (7)$$

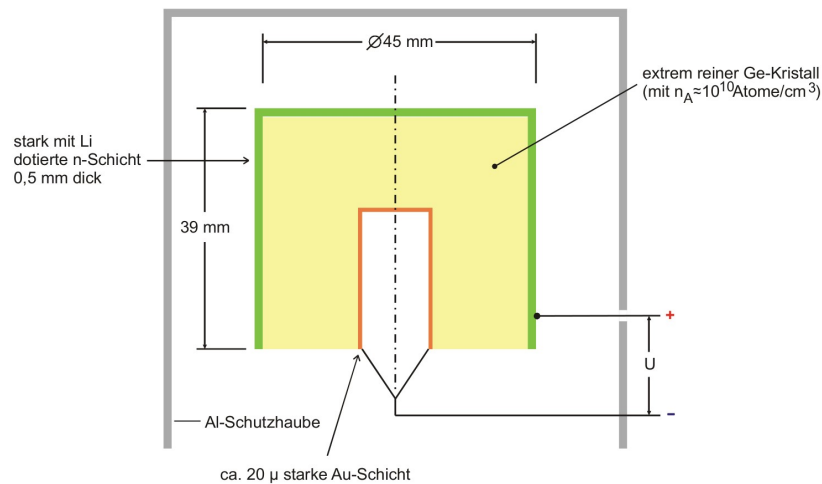
bestimmen.

Im Bereich des Compton Kontinuums kommt es zu einem zusätzlichen Anstieg, dieser wird als Rückstreupeak bezeichnet. Die  $\gamma$ -Quanten strahlen konzentrisch und daher gelangen diese auch in das umliegende Material. Demnach erfolgen nicht ausschließlich im Detektor Compton-Effekte, sondern auch in der Umgebung. Diese Quanten gelangen nach der Streuung in den Detektor und verantworten eine höhere Zählrate. Berechnet werden kann der Peak über

$$E_{\text{back}} = E_{\gamma} \frac{1}{1 + 2\epsilon}. \quad (8)$$

### 3 Aufbau

Für den Versuch wird ein coaxialer Germaniumdetektor verwendet. Der Querschnitt des Detektors ist in Abbildung 5 zu sehen.



**Abbildung 5:** Der Querschnitt eines coaxialen Germaniumdetektors. [1]



Der Detektor ist zylinderförmig und hat einen Durchmesser von  $d = 45$  mm und eine Länge von  $l = 39$  mm. Um den Ge-Detektor herum befindet sich eine Aluminium Haube, welche zur thermischen und elektrischen Isolierung dient. Die Gammaquanten müssen diese Haube durchdringen. Der gesamte Aufbau ist von einem Blei Kasten umgeben. Die Quellen der radioaktiven Proben werden mittels eines Abstandshalters, welcher 7 cm lang ist, eingebaut. Zusätzlich muss beachtet werden, dass der Abstand vom Detektor und der Aluminium Schutzhaube 1,5 cm beträgt.

## 4 Durchführung

Jede Probe wird über einen Zeitraum von 45 min vermessen.

Im ersten Abschnitt des Versuches soll die Energiekalibration und die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Dafür wird das Spektrum von kalibriertem Eu-152 aufgenommen.

Anschließend wird das Spektrum von Cs-137 gemessen. Dessen Verlauf soll charakterisiert werden.

Darauf folgt die Messung von Ba-133, um schließlich ebenfalls die Aktivität zu berechnen.

Zum Schluss wird das Gammaspektrum eines unbekannten Strahlers aufgenommen. Mittels der gemessenen Daten soll dieser Strahler identifiziert werden, also den aktiven Nukliden zugeordnet werden.

Es wird die Länge des Abstandshalters mit einer Schieblehre vermessen.

## 5 Auswertung

Im Anschluss werden die aufgenommenen Messwerte ausgewertet.

### 5.1 Energiekalibration und Bestimmung der Nachweiseffizienz

Das aufgenommene Spektrum der Eu-152 Quelle ist in der Abbildung 6 dargestellt. Die Anzahl der Impulse wurden für eine bessere Darstellbarkeit logarithmisch abgebildet.

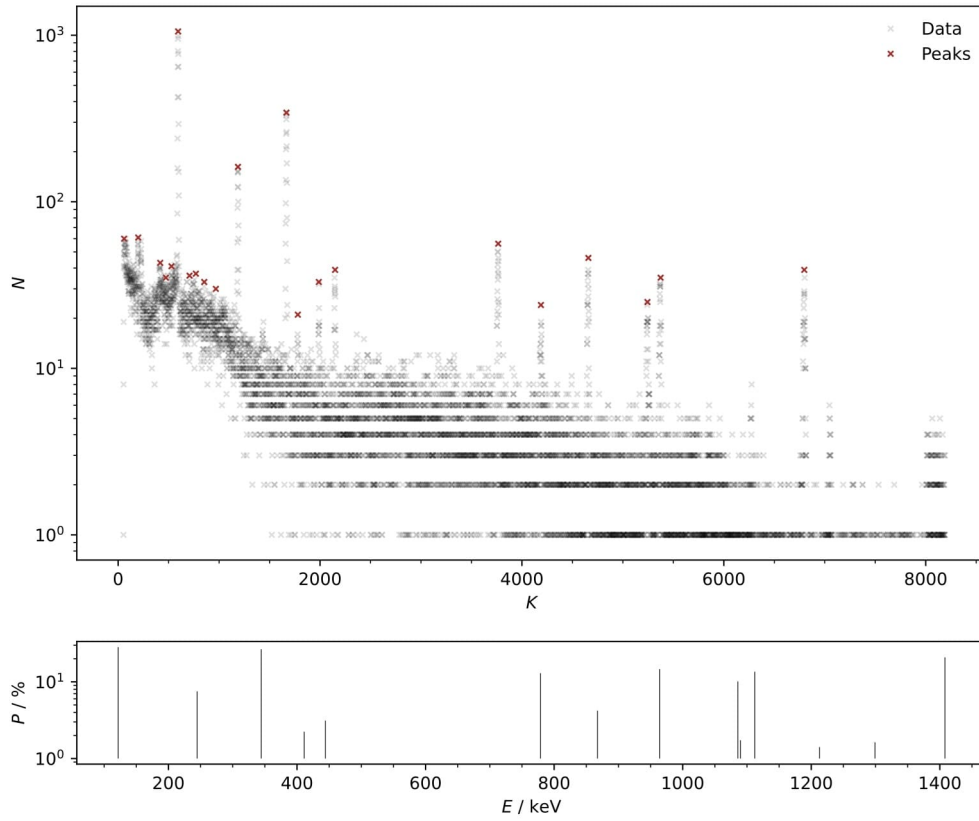


Abbildung 6: Gammaspektrum des Eu-152 Strahlers.

Die Photopeaks werden mit dem SciPy Paket `find_peaks` ermittelt und rot markiert. Unter dem Spektrum befinden sich die Emissionsenergien des Gammastrahlers, welche zum Abgleichen verwendet werden. Die Emissionsenergien von Eu-152 sind in der Abbildung 7 gegeben.

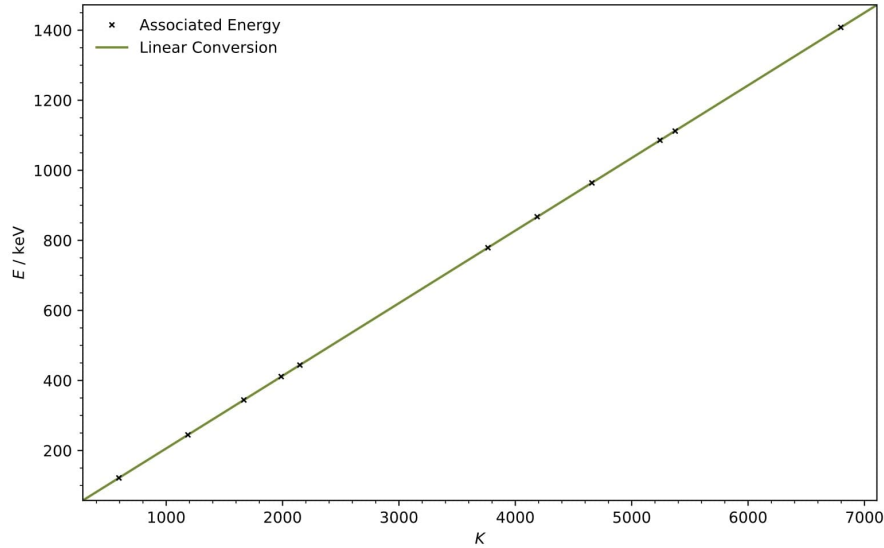
E (keV) <sup>a</sup>	P <sub>γ</sub>
121.7824 ± 0.0004 <sup>b</sup>	0.2837 ± 0.0013
244.6989 ± 0.0010 <sup>b</sup>	0.0753 ± 0.0004
344.2811 ± 0.0019 <sup>c</sup>	0.2657 ± 0.0011
411.126 ± 0.003	0.02238 ± 0.00010
443.965 ± 0.004 <sup>d</sup>	0.03125 ± 0.00014 <sup>d</sup>
778.903 ± 0.006 <sup>c</sup>	0.1297 ± 0.0006
867.390 ± 0.006	0.04214 ± 0.00025
964.055 ± 0.004 <sup>d</sup>	0.1463 ± 0.0006
1085.842 ± 0.004	0.1013 ± 0.0005
1089.767 ± 0.014	0.01731 ± 0.00009
1112.087 ± 0.006	0.1354 ± 0.0006
1212.970 ± 0.013	0.01412 ± 0.00008
1299.152 ± 0.009	0.01626 ± 0.00011
1408.022 ± 0.004	0.2085 ± 0.0009 <sup>e</sup>

Abbildung 7: Die Emissionsenergien von Eu-152. [8]

Nun werden die bereits zugeordneten Emissionsenergien gegen die Kanalnummer  $K$  aufgetragen. Anschließend wird eine lineare Ausgleichsgerade der Form

$$a \cdot K + b$$

an die Werte angelegt. Die Messwerte und die Emissionsenergien sind mit der Ausgleichsgerade in der Abbildung 8 zu sehen.



**Abbildung 8:** Ausgleichsrechnung der Energiekalibration.

Für die Parameter der Gerade ergeben sich die Werte

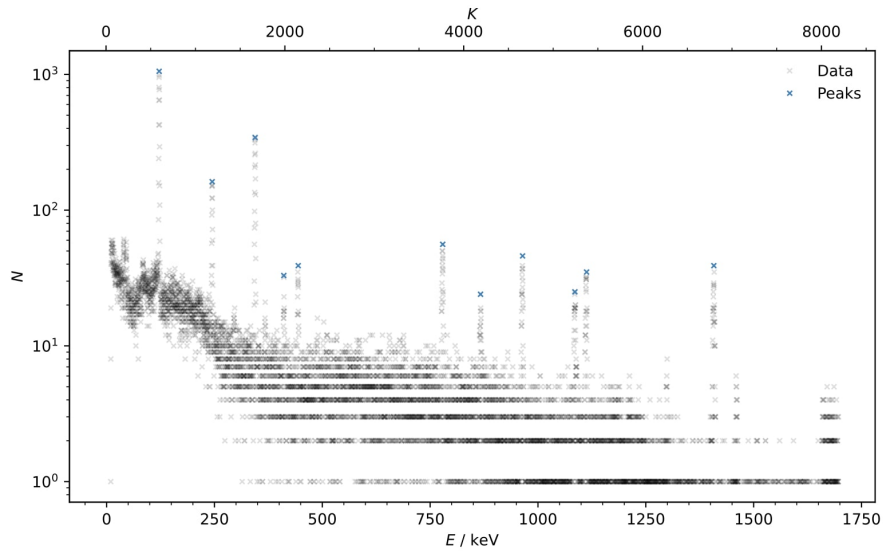
$$a = (0,2073 \pm 0,0001) \text{ keV}$$

$$b = (-1,3399 \pm 0,2191) \text{ keV}.$$

Für die Energiekalibration ergibt sich demnach

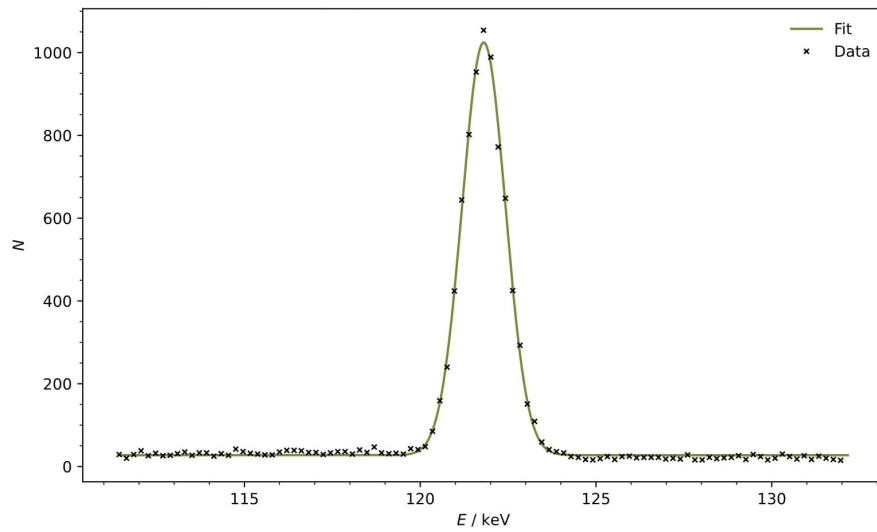
$$E(K) = (0,2073 \pm 0,0001) \text{ keV} \cdot K + (-1,3399 \pm 0,2191) \text{ keV}.$$

Zur Verdeutlichung der Zuordnung der Emissionswahrscheinlichkeiten wurde das Spektrum von Eu-152 mit der Energieskala erneut erstellt und wird in der Abbildung 9 abgebildet. Damit ist die Energiekalibration des Ge-Detektors abgeschlossen.



**Abbildung 9:** Gammaspektrum des Eu-152 Strahlers mit zusätzlicher Energieskala.

An die Full Energy Peaks wird jeweils eine Gaußfunktion gefittet. In der Abbildung 10 sind für den Peak bei  $E = 122$  keV die Gaußkurve und die Messwerte exemplarisch abgebildet. Die Gaußfunktion hat die Form wie in Gleichung 9



**Abbildung 10:** Fit einer Gaußkurve an einem Full Energy Peak für  $E = 122$  keV des Eu-152 Spektrums.

Es ist so möglich die Gesamtanzahl der Impulse pro Peak zu bestimmen. Dies ist notwendig zur weiteren Berechnung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit. Anhand des Fits

kann auch der Hintergrund als konstant modelliert und durch Subtraktion kompensiert werden.

Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit wird mit der Gleichung

$$Q = \frac{N}{AWt} \cdot \frac{4\pi}{\Omega}$$

bestimmt.  $W$  Gibt die Emissionswahrscheinlichkeit an,  $A$  entspricht der Aktivität der Probe am Messtag (22.04.2024) und  $t$  ist die Zeitspanne, über die gemessen wird. Wie im Abschnitt 4 nachzulesen, wurde über einen Zeitraum von ungefähr 2700 s gemessen. Zur Bestimmung der Aktivität der Probe wird das Zerfallsgesetz gemäß

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$$

nach  $t$  abgeleitet. Daraus folgt der Zusammenhang für die aktuelle Aktivität der Probe

$$A(t) = A_0 \exp(-\lambda t).$$

Die Aktivität [1] am 01.10.2000 und die Halbwertszeit [6] von Eu-152 sind gegeben durch

$$\begin{aligned} A_0 &= (4130 \pm 60) \text{ Bq} \\ T_{\frac{1}{2}} &= 4934 \text{ d.} \end{aligned}$$

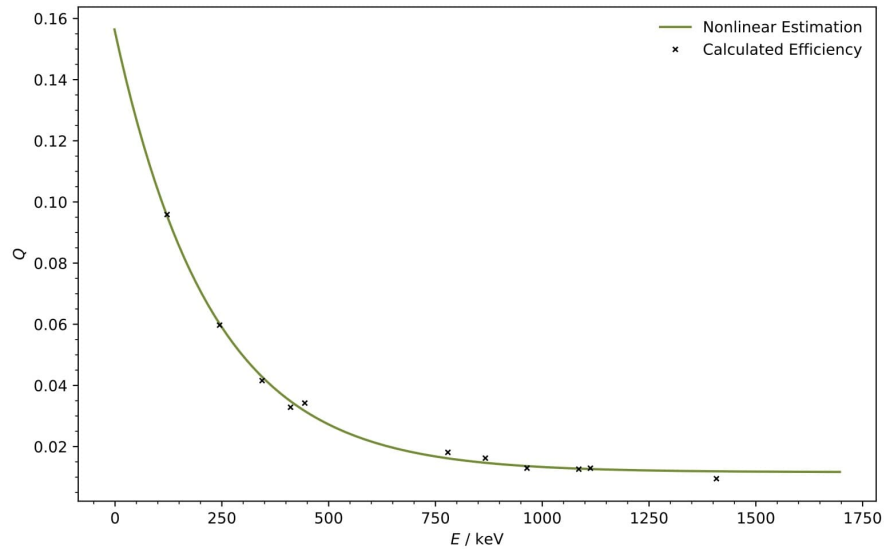
Für den Tag der Messung (22.04.2024) ergibt sich damit eine Aktivität von

$$A = (1233 \pm 18) \text{ Bq.}$$

Abschließend muss der Raumwinkelanteil  $\Omega$  berechnet werden und zwar anhand der Gleichung

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right).$$

Dabei bezeichnet  $a$  den Abstand der Probe zum Detektor, dieser beträgt in Summe 85 mm. Der Radius  $r$  des zylinderförmigen Ge-Detektors entspricht 22,5 mm. Für den Raumwinkelanteil ergibt sich ein Wert von 0,016 65. Nun können die berechneten Werte für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit  $Q$  mit den zugehörigen Energien in einem Diagramm aufgetragen werden. Dies ist in der Abbildung 11 gezeigt.



**Abbildung 11:** Die Effizienz des hochreinen Germanium Detektors in Abhängigkeit der Energie.

Der Fit in der Abbildung 11 wurde mit einer Funktion der Form

$$a \cdot b^x + c$$

an die Messwerte angelegt. Für die Parameter ergeben sich die Werte

$$a = 0,1439 \pm 0,0051$$

$$b = 0,9956 \pm 0,0002$$

$$c = 0,0116 \pm 0,0009.$$

Dabei ist zu beachten, dass  $Q$  einheitenlos ist,  $x$  wird in keV angegeben.

Anschließend wird das anfängliche Spektrum von Eu-152 mit der Funktion der Effektivität korrigiert. Das Resultat ist in der Abbildung 12 dargestellt.

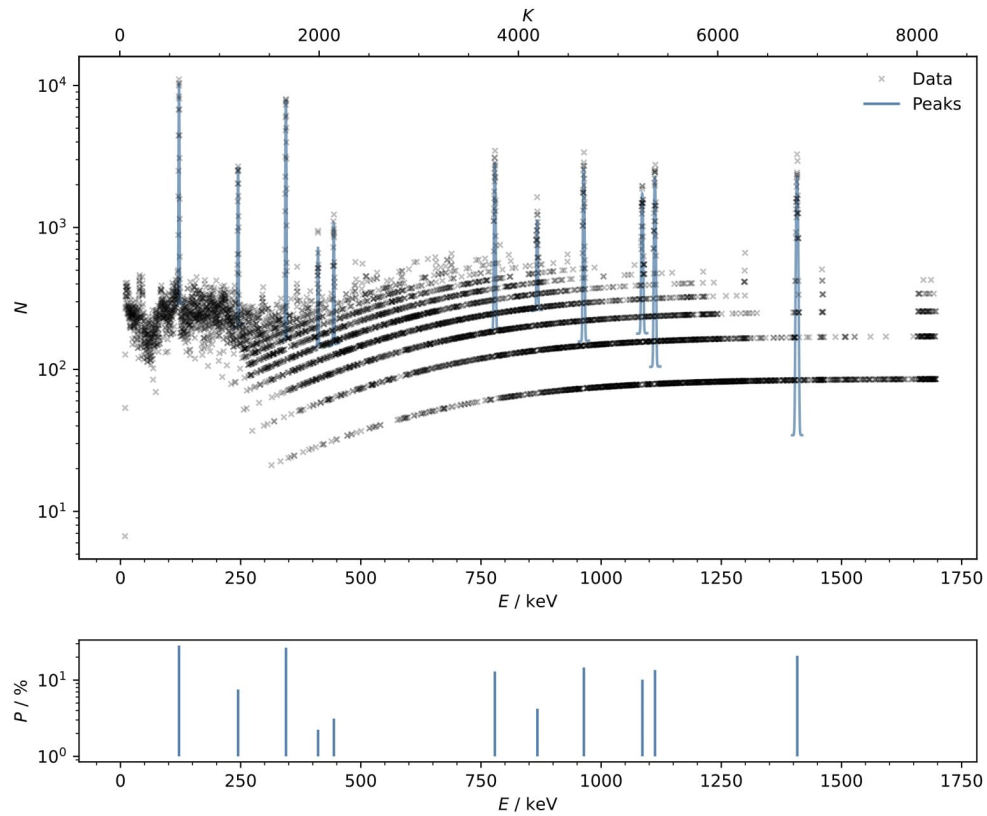
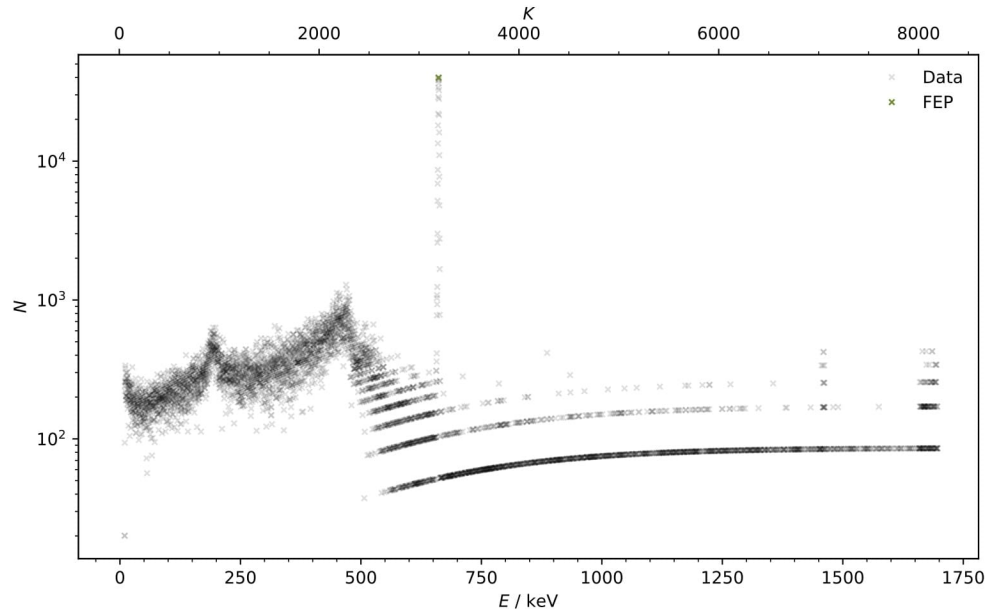


Abbildung 12: Korrigiertes Gammaspektrum des Eu-152 Strahlers.

## 5.2 Untersuchung eines monochromatischen Gamma-Spektrums

Für den ersten Aufgabenteil dieses Abschnittes wurde ein Cs-137 Strahler vermessen. Das dazugehörige Spektrum ist in der Abbildung 13 zu sehen.



**Abbildung 13:** Das Spektrum eines monochromatischen Cs-137 Strahlers.

Abgelesen werden kann das Compton Kontinuum, die Compton-Kante, der Rückstreupeak und der Photopeak. Mit Hilfe einer Gaußkurve, welche an den Photopeak gelegt wird, soll die Anzahl der Impulse bestimmt werden. Indem dann die Halbwertsbreite und die Zehntelwertsbreite bestimmt wird, kann der Fit überprüft werden. Die Energie des Photopeaks wird mittels dem SciPy Paket `find_peaks` ermittelt. Die Gauß-Kurve hat die Form

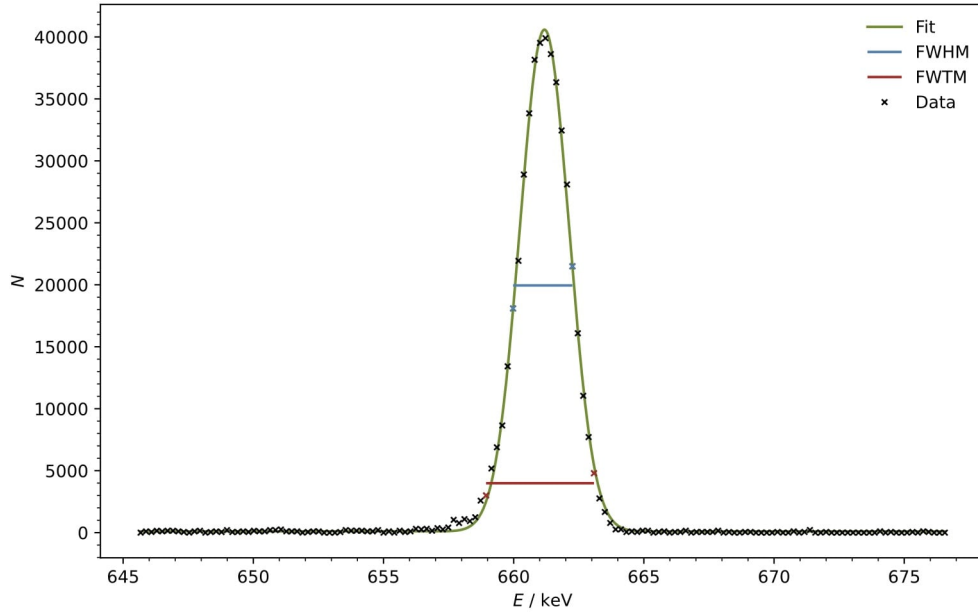
$$f(x) = b + \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma^2} \exp - \frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}. \quad (9)$$

Für die Parameter ergeben sich folgende Werte

$$\begin{aligned} b &= 97,247 \pm 28,158 \\ m &= 661,182 \pm 0,004 \\ s &= 0,944 \pm 0,004 \\ N &= 95\,814 \pm 352. \end{aligned}$$

Der Photopeak mit der Gaußkurve ist in Abbildung 14 dargestellt.





**Abbildung 14:** Full Energy Peak des Cs-137 Strahlers.

Aus der Umstellung der Gaußfunktion folgen die theoretischen Werte

$$f_{\text{fwhm}} = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma$$

$$f_{\text{fwtm}} = 2\sqrt{2\ln 10}\sigma.$$

Für das Verhältnis der Zehntelwertsbreite und der Halbwertsbreite ergibt sich dann

$$\frac{f_{\text{fwhm}}}{f_{\text{fwtm}}} = \sqrt{\frac{\ln 10}{\ln 2}} \approx 1,823$$

Aus der Messung wurden die charakteristischen Breiten durch die nächstgelegenen Messpunkte angenähert.

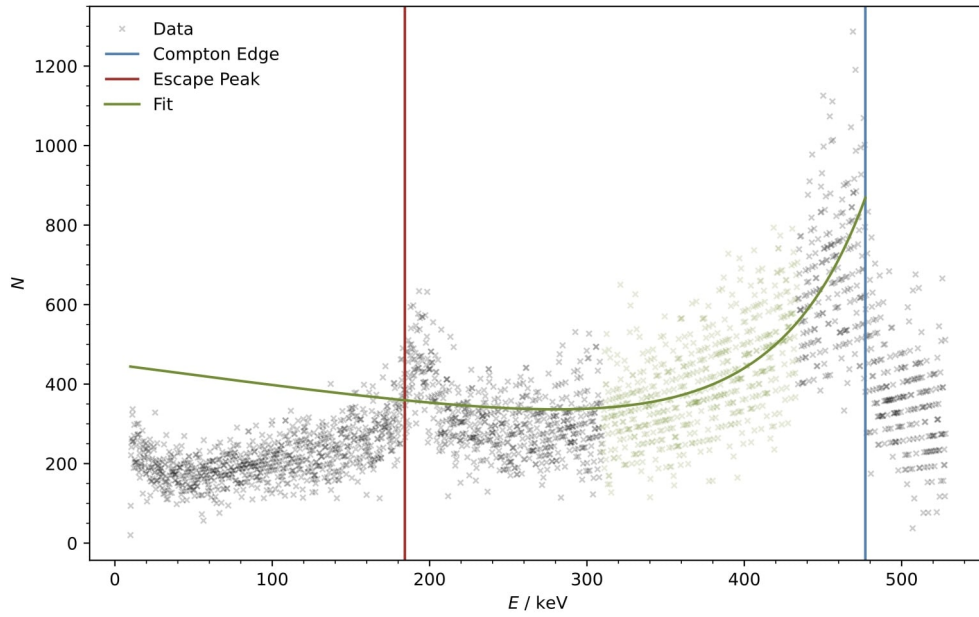
$$f_{\text{fwhm}} \approx 2,28 \text{ keV}$$

$$f_{\text{fwtm}} \approx 4,15 \text{ keV}.$$

Das Verhältnis beträgt

$$\frac{f_{\text{fwhm}}}{f_{\text{fwtm}}} \approx 1,818.$$

Zur Approximation des Compton Kontinuums wird der Wirkungsquerschnitt nach Gleichung 3 an die Messdaten gefittet. So soll das Kontinuum besser abgeschätzt werden können für kleine Energien. In der Abbildung 15 ist diese Anpassung sichtbar.



**Abbildung 15:** Darstellung des Compton Kontinuums.

Hervorgehoben sind der Rückstreupeak und die Compton-Kante. Außerdem sind die zur Ausgleichsrechnung verwendeten Messpunkte farblich markiert, da im Energiebereich knapp unterhalb der Compton-Kante ein relativ störungsfreier Verlauf erwartet wird.

Anhand des Literaturwerts  $E_\gamma = 661,66 \text{ keV}$  [8] lässt dazu sich aus (7) und (8) jeweils  $E_{\text{max}} \approx 476,93 \text{ keV}$  und  $E_{\text{back}} \approx 184,29 \text{ keV}$  berechnen. Für den Fit wird die Proportionalität (3) mit einer Skalierung  $a = 224,62 \pm 2,38$  versehen, Integration über den angezeigten Bereich liefert  $N = 193\,026 \pm 2049$  als Inhalt des gesamten Comptonkontinuums.

Im Vergleich zum Photopeak ist der Compton-Inhalt demnach etwa um einen Faktor  $2,015 \pm 0,023$  größer.

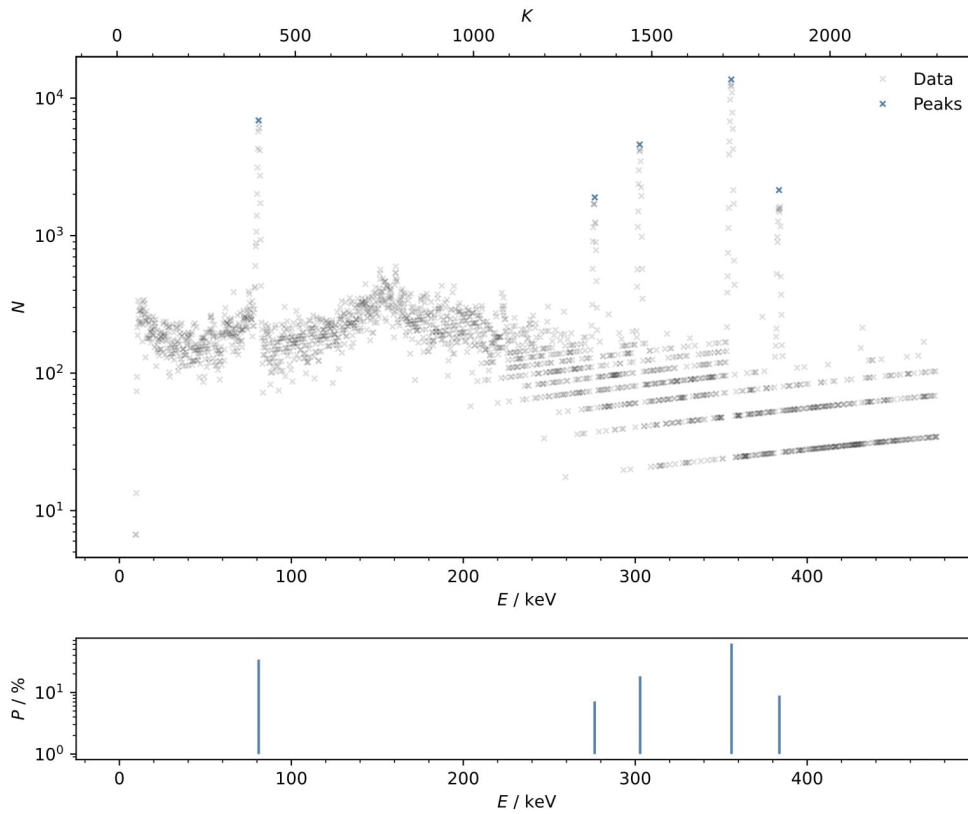
Aus den in Abbildung 1 für  $E_\gamma$  abgelesenen Extinktionskoeffizienten  $\mu_{\text{Compton}} \approx 0,4 \text{ cm}^{-1}$  und  $\mu_{\text{Photo}} \approx 0,01 \text{ cm}^{-1}$  folgt aus dem Verhältnis der über

$$P = 1 - e^{-\mu l}$$

ermittelten Absorptionswahrscheinlichkeiten stattdessen ein Faktor 20,65 für die Vorhersage des relativen Inhalts von Compton- zu Photobereich.

### 5.3 Aktivitätsbestimmung anhand charakteristischer Gammapeaks

Zur Bestimmung der Aktivität von Ba-133 wird zunächst analog zu den vorherigen Abschnitten vorgegangen: Peaks werden algorithmisch mit find\_peaks identifiziert und als Gauß-Kurven mit konstantem Background modelliert.



**Abbildung 16:** Darstellung des Ba-133 Spektrums.

In Abbildung 16 sind zusätzlich die Literaturwerte aus Abbildung 17 mit passender Energieskalierung dargestellt.

$E_{\gamma}$ (keV) [1]	$P_{\gamma}$ <sup>a</sup>
$80.998 \pm 0.005$	$0.3411 \pm 0.0028$ <sup>b</sup>
$276.398 \pm 0.001$	$0.07147 \pm 0.00030$
$302.853 \pm 0.001$	$0.1830 \pm 0.0006$
$356.017 \pm 0.002$	$0.6194 \pm 0.0014$
$383.851 \pm 0.003$	$0.08905 \pm 0.00029$

**Abbildung 17:** Die Emissionsenergien von Ba-133. [8]

Anhand der assoziierten Emissionswahrscheinlichkeiten und den Gesamtinhalten der einzelnen Peaks lässt sich nach Umstellen der Effizienz nach

$$A = \frac{N}{QWt} \cdot \frac{4\pi}{\Omega}$$

die Aktivität bemessen.

Abbildung 18 zeigt die so erhaltenen Aktivitäten. Daraus ergibt sich  $A = (843,92 \pm 23,80)$  Bq als Mittelwert, wobei der Wert bei  $E_\gamma = 81$  keV aufgrund signifikanter verfälschender Einflüsse des Detektorgehäuses bei niedrigen Energien verworfen wird.

$A = 587.30 \pm 6.32$ Bq	at $E = 81.00$ keV
$A = 878.58 \pm 14.94$ Bq	at $E = 276.40$ keV
$A = 853.41 \pm 7.38$ Bq	at $E = 302.85$ keV
$A = 821.37 \pm 4.14$ Bq	at $E = 356.02$ keV
$A = 822.32 \pm 16.01$ Bq	at $E = 383.85$ keV

**Abbildung 18:** Umrechnungsergebnisse zur Aktivität bei den jeweiligen Peakenergien.

## 5.4 Identifikation einer Probe mit unbekannter Zusammensetzung

In diesem Abschnitt soll ein unbekanntes Gestein mithilfe seines Gammaspektrum eingeordnet werden. Für die in Abbildung 19 einsehbare Probe werden dazu zunächst plausible Kandidaten gesucht.



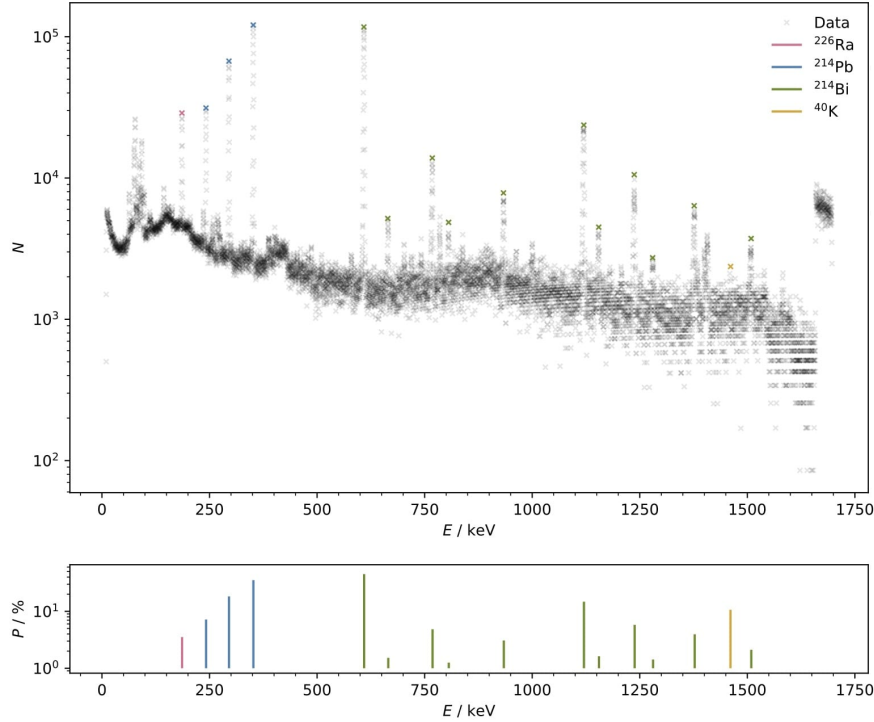
**Abbildung 19:** Verwendete Gesteinsprobe zunächst unbekannter Zusammensetzung.

Eine anhand des Aussehens und der angenommenen radioaktiven Eigenschaften durchgeführte oberflächliche petrographische Suche deutet auf uranhaltige Erze hin. Im Gamma-bereich sollte der Alphastrahler U-238 allerdings nicht vorkommen, sodass es sich nur um Tochternuklide handeln könnte. Im Vergleich mit Abbildung 20 bestätigen sich die bisherigen Annahmen.

Zur eigentlichen Verifikation werden die identifizierenden Gammalinien der häufigen Tochternuklide im auflösbaren Energiebereich benötigt. Die in Abbildung 20 vermerkten Kandidatenisotope werden unter Verwendung von Referenz [7] charakterisiert.



Nun ähnelt die Methodik wieder den vorangegangenen Auswertungsschritten. Peaks werden in Abbildung 21 visuell verglichen und in Abbildung 22 zugeordnet. Die Übereinstimmung der Peaks wird als Bestätigung der angesetzten Hypothese gewertet: Bei der gegebenen Probe handelt es sich um Uranerz, dessen Zerfallsverhalten hauptsächlich der Uran-Radium-Reihe zuzuschreiben ist.



**Abbildung 22:** Zuordnung von Spektralpeaks der Tochternuklide im Uranerz.

## 6 Diskussion

Insgesamt zeigt sich bei der Auswertung der erwartete und entscheidende Vorteil hochreiner Germanium-Halbleiterdetektoren: Die aus den Kanälen übersetzte Energieskala kann Strukturen sehr genau auflösen. Daher fallen die in der Literatur gegebenen Peak-Werte teils bis in den Bereich moderner Messunsicherheiten von einigen eV mit den Messergebnissen zusammen.

Modellierung von Energiezugehörigkeit und Effizienz sind ebenfalls zufriedenstellend. Bei der Energiekalibration wird der quasi perfekt lineare Zusammenhang des MCA deutlich. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist mit guter Übereinstimmung durch den gewählten Exponentialansatz beschrieben. Hierbei fällt auf, dass die Effizienz für steigende Energien monoton abfällt. Bei Werten ab etwa 100 keV ist dies plausibel, unterhalb dieser Grenze

nimmt die Nachweiswahrscheinlichkeit rapide gegen geringere Energien ab. Der Fit darf also nicht als global gültige Korrektur verwendet werden.

In diesem Zusammenhang stellt sich auch die Frage, nach der Anwendungsreihenfolge und der Verstärkung statistischer Schwankungen durch Division mit  $Q(E)$ : So kann durch die Korrektur ein Bias in die Daten eingeführt werden, der anschließende Fits verfälscht. Für höhere Energien werden Ausreißer zudem um zwei Größenordnungen verstärkt. Bei ausreichender Statistik sollten diese Einflüsse zwar signifikant oberhalb der Ungenauigkeit der Kanal-Energie-Beziehung liegen, aber dennoch im Vergleich zur vorherrschenden Streuung vernachlässigbar sein.

Auch das monochromatische Gammaspektrum erfüllt qualitativ die Erwartung: Photopeak und Comptonkontinuum sind klar identifizierbar, Rückstreupeak und Comptonkante heben sich deutlich ab. In der genaueren Betrachtung fallen jedoch Probleme auf.

Der gaußförmige Fit um den Vollenergiepeak ist zwar mit dem geforderten FWTM zu FWHM Verhältnis vereinbar, scheint jedoch relativ zum Datenverlauf geneigt zu sein. Diese asymmetrische Komponente ist kaum relevant für die Bestimmung des Gesamtinhalts, zeigt aber ausreichende Signifikanz um über ihren Ursprung zu spekulieren. Eine mögliche Quelle liegt in der Effizienzkorrektur, wobei diese eigentlich eine umgekehrte Schiefe verursachen müsste, bei der Werte zu höheren Energien nach oben tendieren. Möglicherweise handelt es sich um eine Überlagerung mit einem schwächeren Peak aus einer Verunreinigung, die knapp unterhalb des Cäsium-Peaks liegt. Weitere äußere Einflüsse können ebenso nicht ausgeschlossen werden, da die Bleikammer apparaturbedingt nicht völlig abgeschlossen ist.

Auf ähnliche Art und Weise wird der Comptonbereich beeinflusst. Die theoretisch klar definierten Spitzen sind in der realen Verteilung gedämpft und verwaschen. Unter Berücksichtigung dieser Tatsache passen die aus der Theorie errechneten Werte von Comptonkante und Rückstreupeak gut zu den Daten. Nach Integration ist außerdem eindeutig, dass der gemessene Inhalt circa eine Größenordnung unterhalb der Erwartung liegt. Diese zunächst verblüffende Tatsache lässt sich mindestens teilweise durch Detektorlimits erklären. So wird das Kontinuum im niederenergetischen Bereich abgeschwächt oder sogar abgeschnitten. Durch stochastische Streuprozesse im Behälter verzerrt die Verteilung zusätzlich bis zum Photopeak, sodass dort zusätzliche Signale aufgezeichnet werden. Ein hinreichend flacher Rand sollte durch den Background-Fit kompensiert werden. Es ist letztlich dennoch anzunehmen, dass der reale Inhalt des Photopeaks geringer und der des Comptonkontinuums größer ist, als hier geschätzt wird.

Zur Aktivitätsbestimmung treten die zuvor beschriebenen Störfaktoren in Kombination auf. Besonders deutlich ist die Nachweisgrenze für niedrige Peak-Energien in Richtung harter Röntgenstrahlung zu erkennen. Die übrigen Werte widersprechen sich kaum und lassen somit auf eine in diesem Energiebereich zuverlässige Messung schließen.

Zuletzt ist die hohe Konfidenz zur Identifikation der unbekannten Probe als Uranerz wieder mit der hohen Detektorauflösung begründet, die eine eindeutige Zuordnung der Gammalinien erlaubt.

Fehlereinflüsse wie das intrinsische Rauschen von Detektor und Ladungsverstärker können durch die Flüssigstickstoffkühlung und die ebenfalls dadurch ermöglichte angelegte Hochspannung kontrollieren.

## Literatur

- [1] *Anleitung zu Versuch 18, Der Germanium-Detektor*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2024.
- [2] G.Gilmore. *Practical Gamma-ray Spectrometry*. 2. Aufl. Wiley, 2008.
- [3] *Gammaspektrum Uranerz*. Wikipedia. 2024. URL: [https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Gammaspektrum\\_Uranerz.jpg](https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Gammaspektrum_Uranerz.jpg).
- [4] *Gammaspektrum von Cs-137*. Joachim Herz Stiftung. 2024. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/radioaktivitaet-fortfuehrung/versuche/gammaspektrum-von-cs-137>.
- [5] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren. Grundlagen und Anwendungen*. Springer, 2016.
- [6] *NuDat database*. Version 3.0. National Nuclear Data Center. 2024. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat>.
- [7] *Recommended gamma-ray energies and emission probabilities ordered by radionuclide*. IAEA. 2024. URL: [https://www-nds.iaea.org/xgamma\\_standards/gennergies1.htm](https://www-nds.iaea.org/xgamma_standards/gennergies1.htm).
- [8] *X-ray and gamma-ray standards for detector calibration*. IAEA, 1991.