

V18

Germaniumdetektor

Jonas Ollesch

jonas.ollesch@tu-dortmund.de

Lukas Annuss

lukas.annuss@tu-dortmund.de

Excution: 04.12.2023

Hand-In: 25.01.2024

Bitte bei einer Sprache
bleiben

1 Versuchsziel

In diesem Versuch sollen zur Vertiefung der Grundlagen der Gammaspektroskopie mithilfe eines Germaniumdetektors die γ -Spektren einiger Strahler ermittelt werden.

2 Theorie

Bevor konkret auf das Spektrum von Gammastrahlern und die Funktionsweise von Germaniumdetektoren eingegangen wird, sollen zunächst einige zum Verständnis wichtige Grundlagen wiederholt werden.

2.1 Gammastrahlung

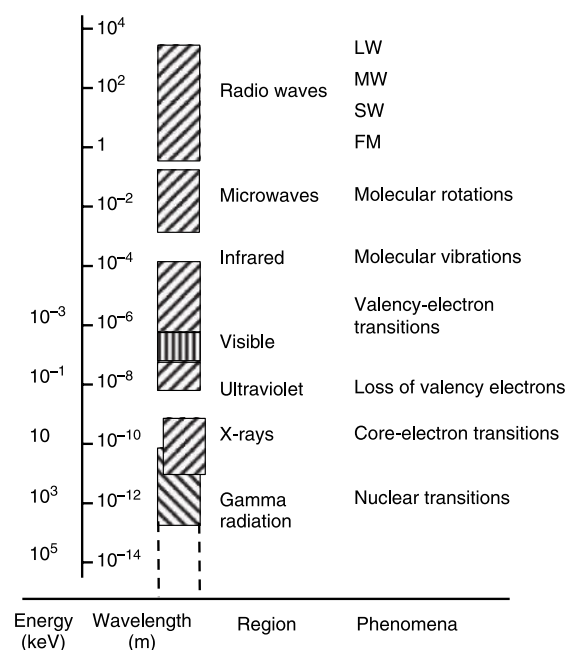


Abbildung 1: Grafische Darstellung des elektromagnetischen Spektrums zu unterschiedlichen Wellenlängen [5].

Bitte die Literatur im Literaturverzeichnis in der Reihenfolge anordnen, in der sie zitiert wird.

Als Gammastrahlen werden Photonen, also elektromagnetische Strahlung, mit einer Energie zwischen circa 10 keV und 10 000 keV bezeichnet. Anders als bei α - und β -Strahlung handelt es sich bei γ -Strahlung um ungeladene Strahlung mit hoher Reichweite und Eindringtiefe. Gammastrahlung kann durch unterschiedliche Prozesse, darunter z.B. der Zerfall von Positronen und anderen Teilchen oder Bremsstrahlung entstehen. Da hier aber das Gammaspektrum von Atomkernen betrachtet werden soll, sind insbesondere Photonen, die in Kernzerfällen entstehen, wichtig. Findet in einem Kern ein α - oder β -Zerfall statt, verbleibt der Kern oft in einem angeregten und instabilen Energiezustand. Dort fällt er nach einer bestimmten Zeit (meistens in der Größenordnung einiger 10^{-12} s)

in einen stabilen niederenergetischen Zustand zurück. Die Energiedifferenz zwischen den beiden Zuständen wird in Form eines Photons abgestrahlt [5]

s. O.

Diese Photonen verlassen den Kern und können auf verschiedene Weise mit der umliegenden Materie interagieren.

2.1.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird das emittierte Photon von einem Elektron absorbiert. Ist die Photonenenergie höher als die Bindungsenergie E_B , die das Elektron an den Kern bindet, wird es mit der Energie $E_e = E_\gamma - E_B$ aus der Atomhülle emittiert. Das freie Elektron gibt seine Energie durch die Emission weiterer Photonen oder Kollisionen mit anderen Elektronen ab. Da das Photon vollständig absorbiert wird kann dieser Prozess zur Energiebestimmung genutzt werden.

2.1.2 Comptoneffekt

Anders als beim Photoeffekt beschreibt der Comptoneffekt, auch Comptonstreuung, wie in Abbildung 2 die Streuung eines Photons an einem Elektron.

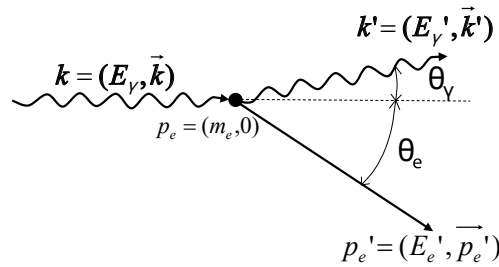


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Streuung eines Photons an einem Elektron

[3].

siehe oben

Bei der Streuung wird abhängig vom Streuwinkel ein Energiebruchteil

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

an das Elektron übertragen.

Mit $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ ist die Elektronenenergie nach der Streuung durch

$$E_e = E_\gamma - E_{\gamma'} = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}\right) \quad (2)$$

gegeben.

Die Klein-Nishima-Gleichung liefert dann den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma_C}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2(1 + \varepsilon(1 - \cos \theta))^2} \left(1 + \cos^2 \theta + \frac{\varepsilon^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)}\right) \quad (3)$$

pro Raumwinkel und freiem Elektron, der sich mit $t = \frac{E_e}{E_\gamma}$ auch als Ableitung nach der Elektronenenergie darstellen lässt, sodass

$$\frac{d\sigma_C}{dE_e} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \varepsilon^2} \left(2 + \frac{t^2}{\varepsilon^2 (1-t)^2} + \frac{t}{1-t} \left(t - \frac{2}{\varepsilon} \right) \right) \quad (4)$$

ebenfalls den differentiellen Wirkungsquerschnitt beschreibt [3].

S.O

2.1.3 Paarerzeugung

Da der hier verwendete Detektor eine obere Energieschranke von etwa 5 MeV aufweist ist die Paarerzeugung der höchstenergetische relevante Prozess. Im Coulombfeld eines Atomkerns produziert das Photon ein e^+e^- -Paar, von denen das Positron in den meisten Fällen in kurzer Zeit mit einem Hüllenelektron annihiliert, sodass das Elektron detektiert werden kann. Da hier ein Paar mit einer Ruhemasse von etwa 1000 keV erzeugt wird ist auch die Energiegrenze dieses Prozesses ähnlich hoch.

2.2 Absorptionskoeffizient

Um zu beschreiben, wie tief die entstandenen Gammaphotonen in ein Medium eindringen können, ist der Absorptionskoeffizient μ hilfreich. Wie in Abbildung 3 zu erkennen ist, tragen bei unterschiedlichen Energien die bereits erläuterten Prozesse zur Gesamttextinktion bei.

Wie bereits in der Beschreibung der Paarbildung angerissen ist diese nur für die höchsten Energien der dominierende Prozess. Im Bereich unterhalb etwa 8 MeV dominieren Photo- und Comptoneffekt. Der Photoeffekt trägt unterhalb etwa 0.15 MeV stärker als der Comptoneffekt bei.

Kenntnis über den Absorptionskoeffizienten eines Mediums erlaubt es, die Absorptionswahrscheinlichkeit von Photonen unterschiedlicher Energie in einem Detektor der Länge l über

$$P(\mu) = 1 - e^{-l\mu}, \quad (5)$$

zu beschreiben.

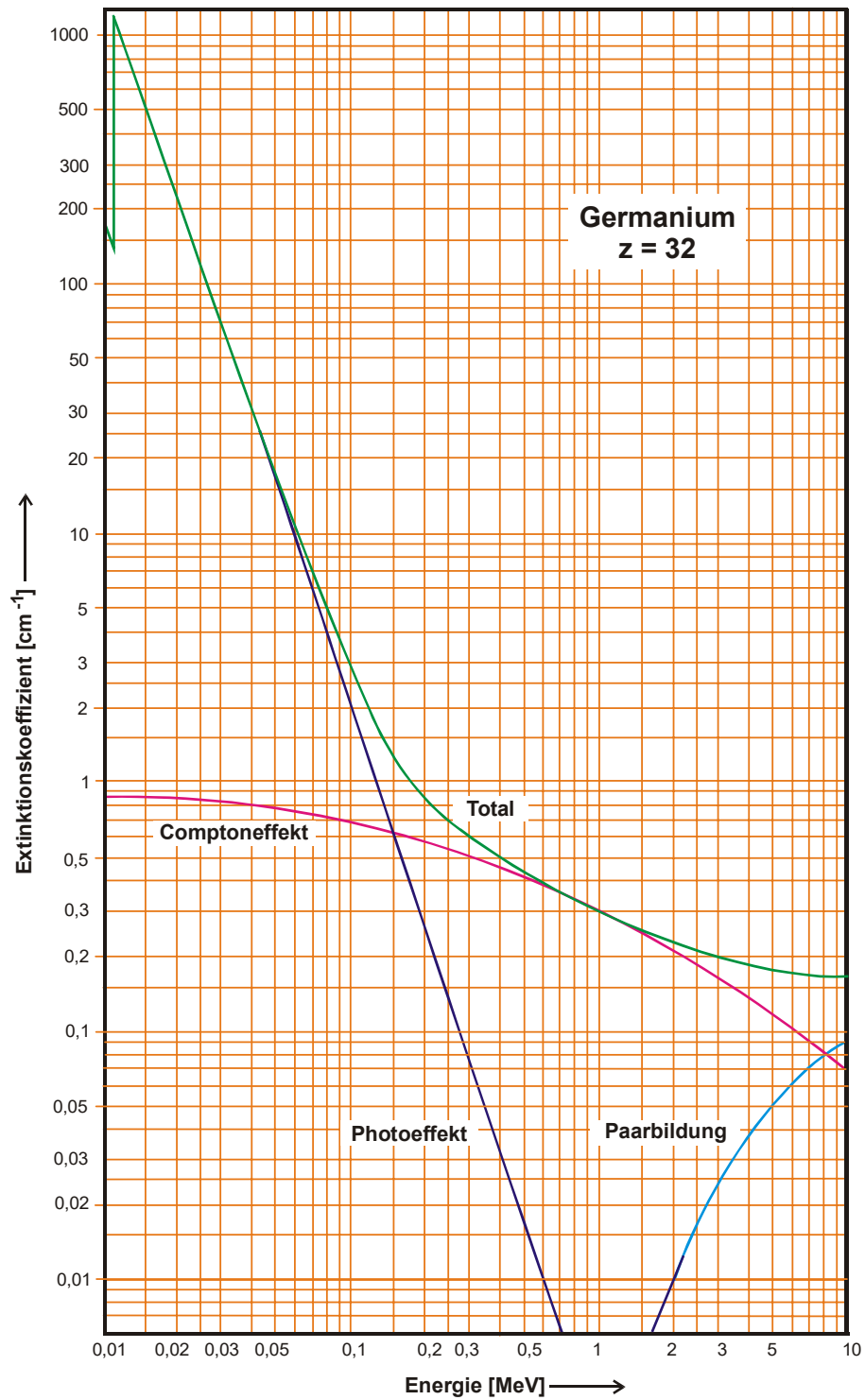


Abbildung 3: Gesamter Absorptionskoeffizient μ sowie Einzelbeiträge aus dem Photo- und Comptoneffekt sowie der Paarerzeugung am Beispiel von Germanium-32 [7].

2.3 Der Germaniumdetektor

Mit einer Bandlücke von nur 0.7 eV und einer mittleren Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares von 2.96 eV verfügt Germanium gegenüber anderen konventionellen Detektormaterialien, darunter z.B. Silizium, über eine bessere Energieauflösung [3].

Das liegt nicht nur an der Bandlücke!

In Germaniumdetektoren sind sowohl p- als auch n-dotierte, also mit einem Ladungsmangel bzw. Ladungsüberfluss versehene, Halbleiter verbaut. An der Grenzfläche zwischen den beiden dotierten Halbleitern kommt entsteht eine Verarmungszone. Löst ein einfallendes Photon ein Elektron-Loch-Paar in dieser Verarmungszone, rekombinieren Elektron und Loch nicht wie im restlichen Detektor, sondern wandern in Richtung der p- bzw. n-dotierten Halbleiter. Zusammen mit einer äußeren Biasspannung wandern Elektron und Loch vollends zu ihren korrespondierenden Elektroden und können dort als Strom gemessen werden. Die Anzahl gelöster Elektron-Loch-Paare und damit auch der gemessene Strom ist proportional zur Photonenenergie. Dennoch ist die Energie der Gammaphotonen zu hoch, um effizient von Detektoren mit konventionellen Verarmungszonen detektiert werden zu können. Es ist möglich, hochreine Germaniumkristalle mit einer Verarmungszone zu wachsen, die statt einigen mm einige Zentimeter dick ist. Alternativ kann das Germanium auch mit Lithium dotiert werden, um eine größere Verarmungszone zu erreichen. In beiden Fällen muss der Detektor gekühlt werden, sei es im Fall des hochreinen Germaniums nur, um das thermische Rauschen, das aufgrund der kleinen Bandlücke von Germanium verstärkt auftritt möglichst stark zu unterdrücken.

Satz

Doch auch mit erhöhter Verarmungszonenbreite ist die Effizienz bei der Detektion von γ -Strahlung vergleichsweise niedrig. Bei einer Messzeit t für einen Detektor mit Radius r und Winkelabdeckung

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

der eine Quelle der Aktivität

$$A(t) = A_0 \exp \left(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}} t \right)$$

im Abstand a misst, beträgt die Detektionseffizienz

$$Q = \frac{4\pi Z}{AWt\Omega}. \quad (6)$$

Dabei ist W die Emissionswahrscheinlichkeit der untersuchten Emissionslinie [5].

2.4 Spektrum eines monochromatischen Gammastrahlers

Nach dem Sammeln aller nötigen Grundlagen wird jetzt auf das Spektrum eines monochromatischen Gammastrahlers, wie in Abbildung 4 dargestellt, eingegangen.

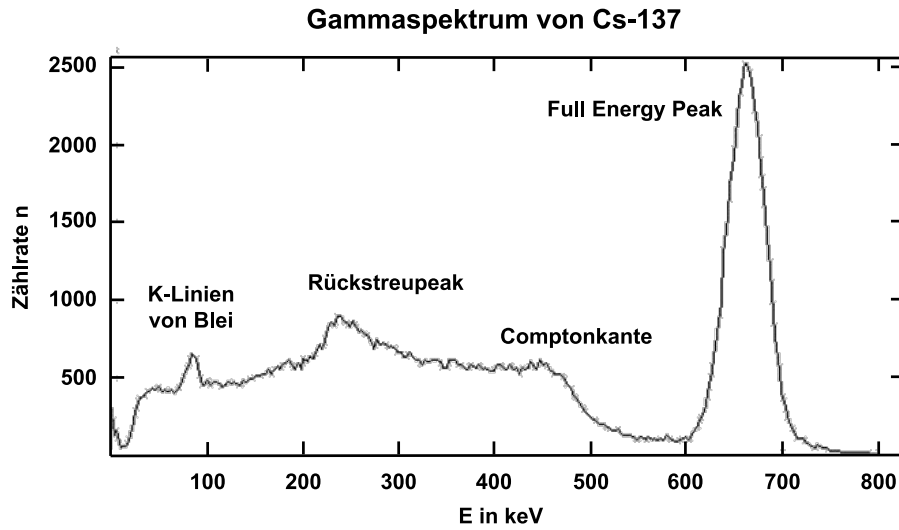


Abbildung 4: Monochromatisches Gammaspektrum am Beispiel von Cs-137. Hervorgehoben sind der Full Energy Peak, auch Photopeak, der Rückstreupeak und die Comptonkante sowie die K-Linien von Blei, die hier nicht relevant sind [1].

Markant ist insbesondere der sogenannte Photopeak bei der vollen Photonenergie E_γ . Dort deponiert das Photon seine gesamte Energie über den Photoeffekt. Das Comptonkontinuum, die Comptonkante sowie der Rückstreupeak entstehen durch den Comptoneffekt. Hier wird, abhängig vom kontinuierlichen Winkel θ , nur ein Bruchteil der Photonenenergie deponiert. Die beiden Grenzfälle $\theta = 0$ sowie $\theta = \pi$ liefern in (2) den Energieübertrag an das Elektron und damit an den Detektor. Für einen Streuwinkel von $\theta = 0$ findet kein Energieübertrag statt, es gilt also $E_e(0) = 0$. Der maximale Energieübertrag, also der Energieübertrag an der Comptonkante, berechnet sich dann zu

$$E_{\text{Comptonkante}} = E_e(\theta = \pi) = E_\gamma \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}. \quad (7)$$

Der Rückstreupeak entsteht durch Photonen, die an der Hülle des Detektors zurück in den Detektor gestreut werden. Sie besitzen nach (1) mit $\theta = \pi$ näherungsweise eine Energie von

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

3 Versuchsaufbau und Durchführung

Der Versuch ist Abbildung 5 entsprechend aufgebaut.

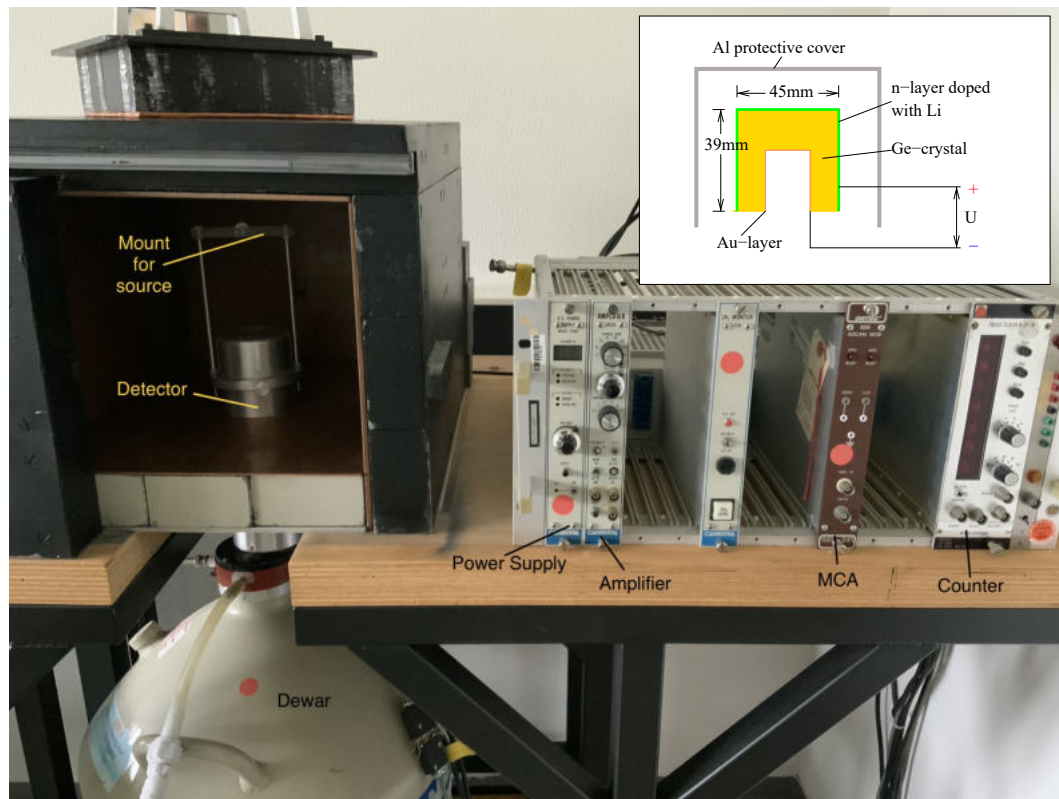


Abbildung 5: Foto des verwendeten Versuchsaufbaus einschließlich einer Grafik, die den konkreten Aufbau des Germaniumdetektors zeigt [6].

Der hier verwendete Detektor, bestehend aus einer n-dotierten Lithiumschicht an einem Germaniumkristall ist von einer schützenden Aluminiumhülle umhüllt. Um diese Hülle zu durchdringen, benötigen die Photonen mindestens eine Energie von etwa 50 keV. Der Detektor selbst befindet sich in einer großen schwarzen Box unterhalb der Befestigung für die Quelle, aber über dem Dewar, das zum Kühlen des Detektors verwendet wird. Auf der linken Seite der Box, nicht mehr in Abbildung 5 zu erkennen, befindet sich der Computer, über den das Programm zur Aufnahme der Messdaten läuft. Auf der anderen Seite befindet sich die Elektronik, über die einerseits eine Biasspannung von 5 kV angelegt wird, aber auch der Zählprozess abläuft. Je nach Amplitude, also Energie des eingehenden Signals werden die Impulse mithilfe eines Multi Channel Analysers (MCA) in unterschiedliche Kanäle sortiert.

Aus welchem Material besteht denn die Box?

Für die Messung selbst wird mit einem Metallstab der Abstand zwischen Quelle und Detektor vermessen. Als erstes Element wird ^{152}Eu vermessen, um den Detektor zu kalibrieren. Anschließend wird ^{137}Cs als monochromatischer und ^{60}Co als nicht-monochromatischer

Gammastrahler vermessen. Es folgt die Messung eines unbekannten SSteins. All diese Messung laufen über einen Zeitraum von jeweils 45 Minuten. Abschließend wird die letzte Quelle aus dem Detektor entfernt und eine deutlich längere Hintergrundmessung über etwa einen Tag gestartet.

R

4 Auswertung

4.1 Bestimmung des Hintergrundes

Zunächst wird die Hintergrundrate des Versuchsaufbaus bestimmt. Dafür wird eine Messung durchgeführt, bei der sich keine Probe in der Apparatur befindet. Die Länge dieser Messung beträgt ≈ 24.15 h, hat insgesamt 294337 Signale registriert und ist in Abbildung 6 abgebildet. Es ist zu erkennen, dass bei sehr hohen Kanälen der Hintergrund dauerhaft ansteigt. Da dies unabhängig von der verwendeten Probe ist werden im Folgenden alle Kanäle über 8000 auf null gesetzt. Der gemessene Hintergrund wird bei den untersuchten Proben auf die jeweiligen Messzeiten umgerechnet und von den gemessenen Signalen abgezogen.

Das wurde doch als letztes gemacht!

Wieso bei Kanal 8000 ist er doch niedriger als bei Kanal 4000

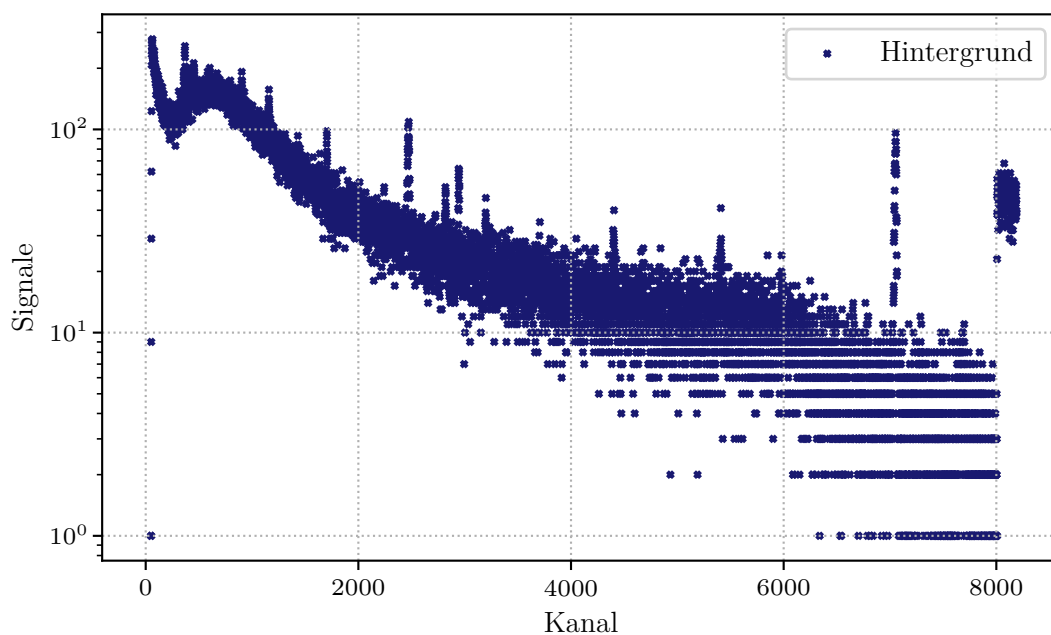


Abbildung 6: Hintergrund gemessen über einen längeren Zeitraum.

4.2 Kalibrierung der Energie

Den Kanälen wird eine Energie zugeordnet, indem ein Strahler in die Apparatur eingesetzt wird, der bei bekannten Energien strahlt. Danach wird aus den Abständen zwischen

den Emissionslinien die Energie der einzelnen Kanäle bestimmt. Zur Kalibrierung wird Eu-152 verwendet. Ein Histogramm der Messung ist in Abbildung 7 abgebildet. Dafür werden die Peaks im Spektrum über `scipy.signal.find_peaks` [2] bestimmt. Der lokale Hintergrund wird über eine lineare Regression bestimmt, die durch nächsten zehn Kanäle, die jeweils links und rechts vom Peak liegen, bestimmt. Danach wird über alle Kanäle, die den Peak bilden, summiert.

Immer 10
Kanäle?

Um die Energie des Spektrums zu bestimmen werden die gemessenen Emissionslinien den aus der Literatur [4] bekannten Linien zugeordnet. Die den Peaks zugeordneten Kanäle sind in Tabelle 1 eingetragen. Das Maximum mit der Kanalnummer 594 hat mit Abstand den größten Linieninhalt und deswegen wird diesem die Emissionsenergie (121.7817 ± 0.0003) mit der größten Emissionswahrscheinlichkeit zugeordnet. Daraus folgt, dass dem Peak mit der Kanalnummer 201 keine Spektrallinie zugeordnet werden kann, da Europium keine Emissionen mit weniger Energie besitzt.

Um die Energie der anderen Kanäle zu bestimmen, wird eine lineare Regression $\text{Energie} = \alpha \cdot \text{Kanal} + \beta$ zwischen den Kanälen und der dazugehörigen Energie durchgeführt. Diese Regression ist in Abbildung 8 zu sehen und die Parameter werden als

$$\alpha = (0.207\,306 \pm 0.000\,049) \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}} \quad \text{und} \\ \beta = (-1.17 \pm 0.18) \text{keV}$$

bestimmt.

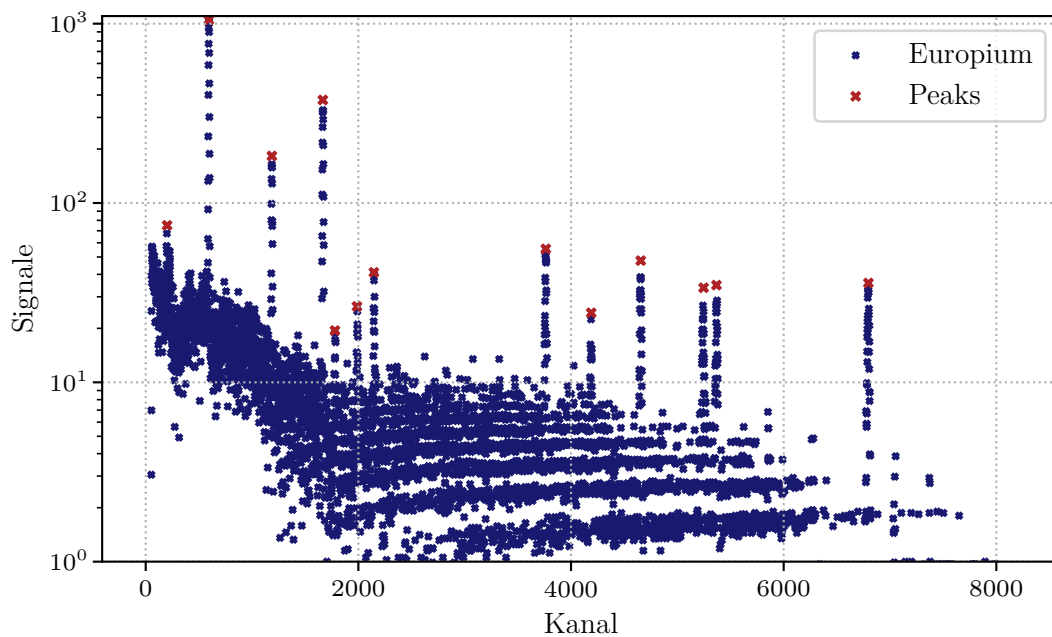


Abbildung 7: Histogramm der Europiumsignalen.

Tabelle 1: Kanalnummer, Energie, Emissionswahrscheinlichkeit W , Spektrallinieninhalt Z und der Detektoreffizienz Q von Europium.

Kanalnummer	E / keV	W / %	Linieninhalt	Q / %
594	121.7817 ± 0.0003	28.41 ± 0.13	7736 ± 351	48.67 ± 22.39
1187	244.6974 ± 0.0008	7.55 ± 0.04	1376 ± 151	32.59 ± 17.64
1666	344.2785 ± 0.0012	26.59 ± 0.12	3134 ± 238	21.07 ± 9.65
1780	367.7891 ± 0.0020	0.862 ± 0.005	153 ± 63	31.84 ± 185.13
1987	411.1165 ± 0.0012	2.238 ± 0.010	206 ± 63	16.46 ± 73.71
2146	443.965 ± 0.003	2.80 ± 0.02	294 ± 81	18.83 ± 14.42
3763	778.9045 ± 0.0024	12.97 ± 0.06	709 ± 159	9.77 ± 5.03
4190	867.380 ± 0.003	4.243 ± 0.023	217 ± 85	9.18 ± 49.90
4656	964.079 ± 0.018	14.50 ± 0.06	626 ± 149	7.72 ± 3.69
5247	1085.837 ± 0.010	10.13 ± 0.06	419 ± 122	7.41 ± 4.89
5368	1112.076 ± 0.030	13.41 ± 0.06	468 ± 130	6.25 ± 3.30
6797	1408.013 ± 0.030	20.85 ± 0.08	611 ± 160	5.25 ± 2.44

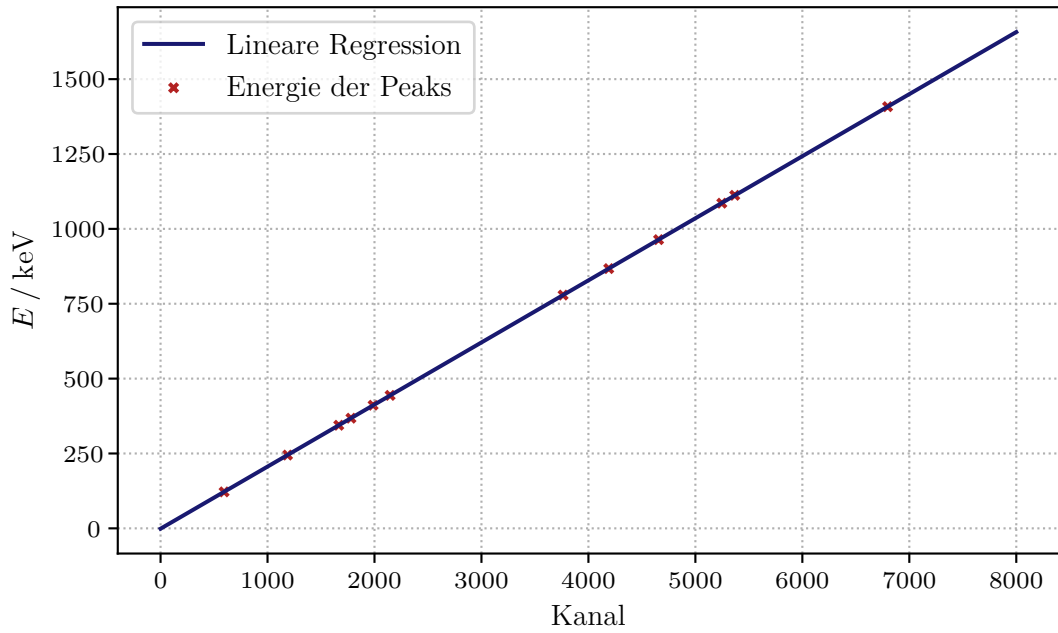


Abbildung 8: Die Energieabhängigkeit der Messkanäle.

4.3 Bestimmung der Detektoreffizienz

Die Effizienz des Germaniumsdetektors kann über die Gleichung

$$Q = \frac{4\pi \cdot Z}{A \cdot W \cdot t \cdot \Omega} \quad (9)$$

bestimmt werden, wobei Z der Spektrallinieneinhalt, A die Aktivität, W die Emissionswahrscheinlichkeit, t die Messzeit und Ω der Raumwinkel. Der Raumwinkel kann mit der Gleichung

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

wobei a der Abstand zwischen Quelle und Detektor ist und r der Radius des Detektors. Der Radius des Detektors beträgt 22.5 mm. Der Abstand a setzt sich aus dem Abstand zwischen der Quelle und der Aluminiumhülle und dem Abstand zwischen Aluminiumhülle und Detektor, der mit 15 mm gegeben ist, zusammen. Daraus ergibt sich ein Gesamtabstand von $a = 86 \text{ mm} = 71 \text{ mm} + 15 \text{ mm}$ und ein Raumwinkel von

$$\Omega = 0.2046$$

Die Aktivität der Quelle ist mit $(4130 \pm 60) \text{ Bq}$ am 01.10.2000 gegeben. Diese Aktivität folgt dem Zerfallsgesetz, was zusammen mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = (13.522 \pm 0.016) \text{ a}$, eine Aktivität von $A = (1211 \pm 17) \text{ Bq}$ am Tage des Experimentes bedeutet. Die berechnete Detektoreffizienz kann in Tabelle 1 abgelesen werden.

Die Effizienz für die anderen Kanäle kann über eine Exponentialfunktion der Form $Q(E) = \alpha \cdot \left(\frac{E}{\text{keV}} \right)^\beta$ bestimmt werden. Die freien Parameter werden als

$$\alpha = (24 \pm 10) \frac{1}{\text{keV}} \quad \text{und} \\ \beta = -0.799 \pm 0.078$$

bestimmt. Der zugehörige Graph kann in Abbildung 9 betrachtet werden.

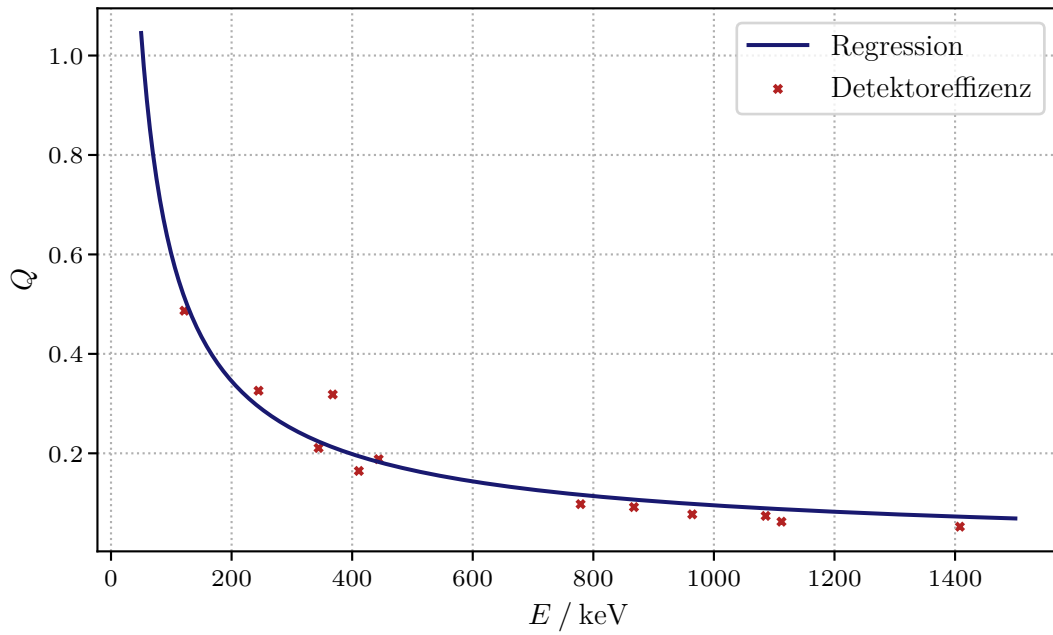


Abbildung 9: Berechnete Detektoreffizienz für den betrachteten Energiebereich.

4.4 Untersuchung eines monochromatischen Gammastrahlers

Der untersuchte γ -Strahler ist Cs -137. Das gemessene Spektrum ohne Hintergrund ist in Abbildung 10 dargestellt.

Zunächst wird der Photopeak untersucht. Die Spitze des Peaks liegt im Kanal 3196, was einer Energie von (661.383 ± 0.093) keV entspricht. Insgesamt werden 9139 ± 476 Signale dem Photopeak zugeordnet. Der Photopeak ist näher in Abbildung 11 abgebildet. Dieser Photopeak wird mit einer Gaußverteilung der Form

$$f(E) = \frac{\alpha}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot e^{-\frac{(E-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

genähert, wobei die Parameter als

$$\begin{aligned} \alpha &= (1878.3 \pm 1.0) \frac{1}{\text{keV}}, \\ \mu &= (661.237\,02 \pm 0.000\,62) \text{ keV} \quad \text{und} \\ \sigma &= (0.976\,09 \pm 0.000\,62) \text{ keV} \end{aligned}$$

bestimmt.

Die volle Breite bei halber Höhe wird als

$$E_{\text{FWHM}} = 2.30 \text{ keV}$$

und die volle Breite bei zehntel Höhe als

$$E_{\text{FWZM}} = 4.19 \text{ keV}$$

bestimmt.

Das bedeutet in Verhältnis von

$$\frac{E_{\text{FWZM}}}{E_{\text{FWHM}}} = 1.82.$$

Im Weiteren wird das Comptonkontinuum näher untersucht. Aus dem bereits experimentell bestimmten Comptonpeak kann nun mit Gleichung 7 und Gleichung 8 die Comptonkante und der Rückstreupeak berechnet werden. Beide Werte sind zusammen mit den theoretischen Werten in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2: Theoretisch und experimentell bestimmte Energien des Photopeak, der Comptonkante und des Rückstreupeaks von Cs-137. Die theoretischen Werte werden mithilfe von [4] bestimmt.

-	Experiment	Theorie
Photopeak	$(661.23 \pm 0.23) \text{ keV}$	$(661.6553 \pm 0.0300) \text{ keV}$
Comptonkante	$(476.95 \pm 0.39) \text{ keV}$	$(477.332 \pm 0.028) \text{ keV}$
Rückstreupeaks	$(184.290 \pm 0.033) \text{ keV}$	$(184.3228 \pm 0.0023) \text{ keV}$

Das Comptonkontinuum kann über Gleichung 4 genähert werden. Da die Comptonkante verschmiert ist, wird die Regression zwischen dem Wendepunkt der Comptonkante und der Energie vor Beginn des Rückstreupeaks durchgeführt und dann zu kleineren Energien verlängert. Der dazugehörigen Graph ist in Abbildung 12 abgebildet. Bei einer Energie des Comptonpeak von 661.6553 keV wurde der Vorfaktor als 3.755 ± 0.090 bestimmt. Über diese Ausgleichsfunktion kann auch der Linieninhalt des Comptonkontinuum bestimmt werden. Dafür wird über die Funktion von $E = 0$ bis zu $E = 527.46 \text{ keV}$ integriert. Aus dieser Integration folgt, dass im Comptonkontinuum insgesamt 4369 Signale enthalten sind. unterschätzt

Beim Fit ist es nicht sinnvoll die Verschmierung mitzunehmen. Sie sehen an ihrer Kurve, dass sie den Verlauf der Kurve und damit den Linieninhalt nicht angibt.

Wie in Gleichung 5 kann die Wahrscheinlichkeit P mit der ein γ -Quant absorbiert wird mit der Gleichung $P(l) = 1 - \exp(-\mu \cdot l)$ beschrieben, dabei ist l die Länge des Detektors und beträgt $l = 3.9 \text{ cm}$ [6]. μ ist der Absorptionskoeffizient, welcher aus Abbildung 3 abgelesen werden kann. Die Absorptionskoeffizient für den Photopeak und die Comptonkante betragen

$$\mu_{\text{Photo}} = 0.007 \frac{1}{\text{cm}} \quad \text{und}$$

$$\mu_{\text{Compton}} = 0.37 \frac{1}{\text{cm}}.$$

Mit Gleichung 5 ergeben sich Absorptionswahrscheinlichkeiten von

$$P_{\text{Photo}} = 0.027 \quad \text{und}$$

$$P_{\text{Compton}} = 0.764.$$

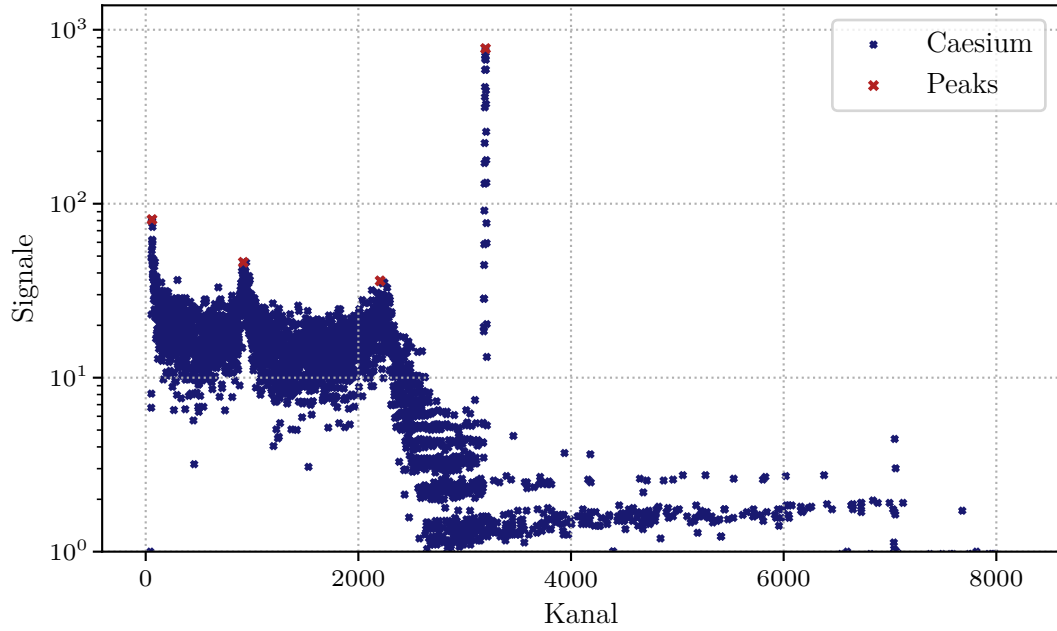


Abbildung 10: Spektrum eines Cs-137 Strahlers.

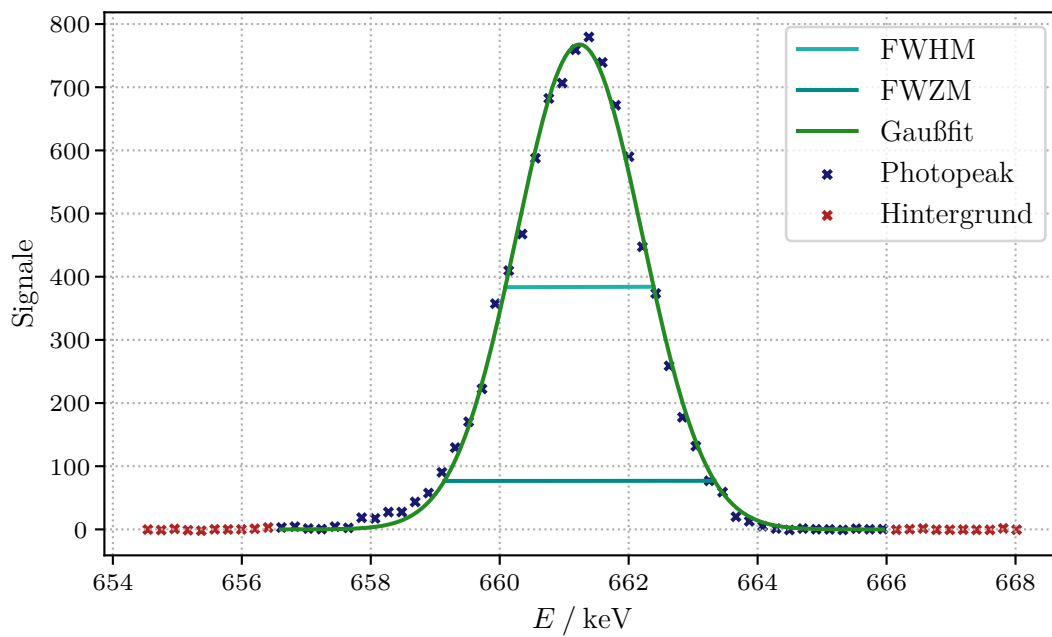
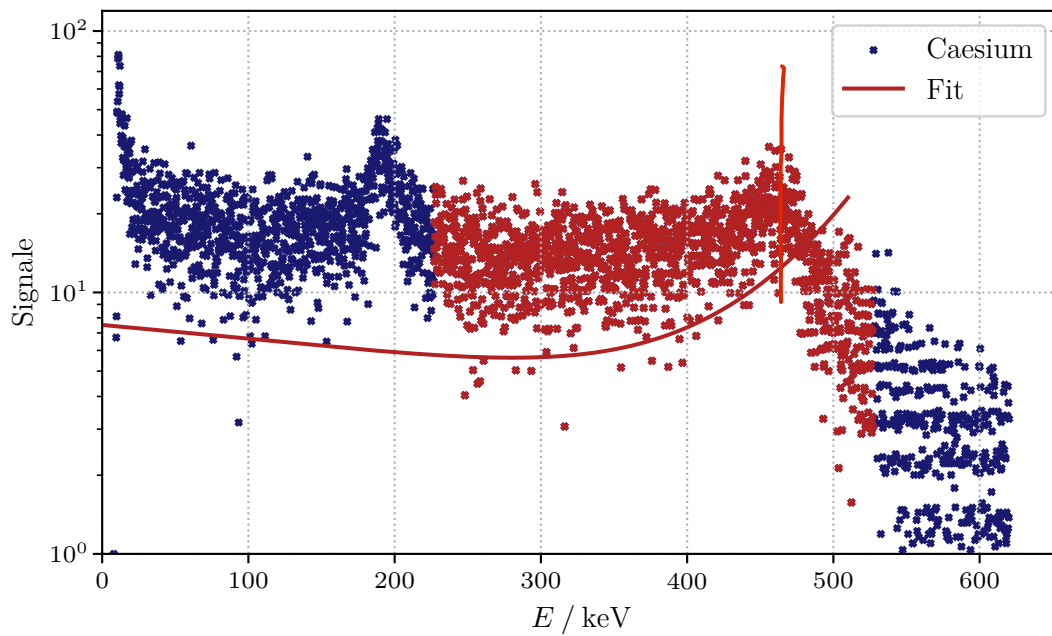


Abbildung 11: Photopeak der Cs-137 Quelle.



Es wäre besser gewesen, wenn Sie für die Grenze des Fits das Maximum gewählt hätten.

Abbildung 12: Graph des Comptonkontinuum bei Cs-137.

4.5 Bestimmung der Aktivität von Co-60

Das Energiespektrum einer Co-60 Probe ist in Abbildung 13 abgebildet. Zur Bestimmung der Quellenaktivität wird die Gleichung 9 zur Aktivität A umgestellt. Daraus ergibt sich

$$A = \frac{4\pi \cdot Z}{Q \cdot W \cdot t \cdot \Omega}.$$

Der Raumwinkel beträgt wieder $\Omega = 0.2046$, und die Messzeit beläuft sich auf 4324 s. Der Linieninhalt wird analog wie in Unterabschnitt 4.3 berechnet und ist zusammen mit der Emissionswahrscheinlichkeit aus [4] in Tabelle 3 gegeben. Für die Aktivität ergibt sich ein Mittelwert von $A_{\text{Co60}} = (124 \pm 22) \text{ Bq}$

Tabelle 3: Kanalnummer, Energie, Emissionswahrscheinlichkeit W , Spektrallinieninhalt Z und die Aktivität von Co-60.

Kanalnummer	E / keV	$W / \%$	Linieninhalt	A / Bq
5662	1332.492 ± 0.004	99.9826 ± 0.0006	734 ± 152	124 ± 30
6430	1173.228 ± 0.003	99.85 ± 0.03	656 ± 153	123 ± 33

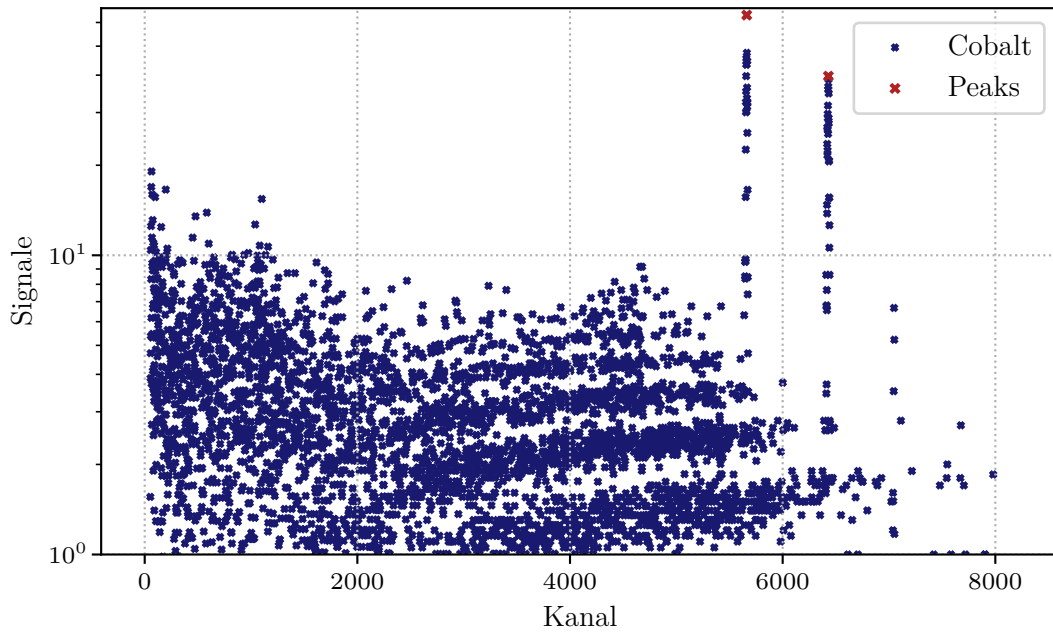


Abbildung 13: Energiespektrum einer Co-60 Probe.

4.6 Untersuchung der Zerfallskette von Uranophan

In dieser Messung wird ein Gestein als Quelle verwendet, welches das Mineral Uranophan $\text{Ca}[\text{UO}_2(\text{SiO}_3\text{OH})_2 \cdot 5\text{H}_2\text{O}]$ enthält. Das aufgenommene Spektrum ist in Abbildung 14

zu sehen. Alle Peaks, die identifiziert werden konnten, sind in Tabelle 4 aufgelistet. Daneben sind die Isotope eingetragen, zu denen diese Linie zugeordnet wird, dabei werden ausschließlich Isotope aus der Zerfallskette von U-238 betrachtet. Es werden auch Peaks im Spektrum gefunden, die keinen Isotopen zugeordnet werden können. Zusätzlich besitzt Th-234 zwei Emissionslinien $E_1 = (92.38 \pm 0.01) \text{ keV}$ und $E_2 = (92.80 \pm 0.02) \text{ keV}$, die bei der Analyse des Spektrums nicht voneinander getrennt werden können. Aus diesem Grund werden beide Emissionswahrscheinlichkeit zusammengerechnet. Die Mittelwerte der Aktivitäten sind in Tabelle 5 dargestellt.

Tabelle 4: Experimentelle und theoretische Energien, Emissionswahrscheinlichkeiten, Isotop, Linieninhalt und Aktivität Emissionslinien aus dem Uranophanspektrum.

$E_{\text{Exp}} / \text{keV}$	$E_{\text{Theo}} / \text{keV}$	$W / \%$	Isotop	Linieninhalt	A / Bq
77.40 \pm 0.17	-	-	-	22 922 \pm 822	-
92.74 \pm 0.17	92.80 \pm 0.02	4.33 \pm 0.29	Th-234	6939 \pm 284	5637 \pm 670
186.03 \pm 0.15	186.211 \pm 0.013	1.78 \pm 0.19	Ra-226	12 247 \pm 404	42 215 \pm 5278
242.00 \pm 0.14	241.997 \pm 0.003	7.268 \pm 0.022	Pb-214	11 466 \pm 390	11 944 \pm 759
295.07 \pm 0.13	295.224 \pm 0.002	18.414 \pm 0.036	Pb-214	23 016 \pm 591	11 087 \pm 691
351.876 \pm 0.120	351.932 \pm 0.002	35.60 \pm 0.07	Pb-214	38 556 \pm 866	11 058 \pm 738
608.728 \pm 0.094	609.312 \pm 0.007	45.49 \pm 0.19	Bi-214	23 906 \pm 719	8315 \pm 811
664.700 \pm 0.092	665.453 \pm 0.022	1.530 \pm 0.007	Bi-214	629 \pm 104	6989 \pm 1345
701.808 \pm 0.092	-	-	-	176 \pm 53	-
741.196 \pm 0.093	-	-	-	241 \pm 73	-
767.109 \pm 0.094	768.356 \pm 0.010	4.892 \pm 0.016	Bi-214	2117 \pm 234	8238 \pm 1275
784.938 \pm 0.095	785.96 \pm 0.09	1.064 \pm 0.013	Pb-214	440 \pm 86	8030 \pm 1812
805.66 \pm 0.10	805.80 \pm 0.05	2.5 \pm 0.3	Pa-234	471 \pm 98	3735 \pm 992
933.16 \pm 0.11	934.061 \pm 0.012	3.10 \pm 0.01	Bi-214	997 \pm 154	7161 \pm 1408
999.29 \pm 0.12	-	-	-	247 \pm 71	-
1119.32 \pm 0.14	1120.287 \pm 0.010	14.91 \pm 0.03	Bi-214	4201 \pm 366	7255 \pm 1162
1154.56 \pm 0.14	1155.19 \pm 0.02	1.635 \pm 0.007	Bi-214	402 \pm 101	6497 \pm 1866
1180.89 \pm 0.15	-	-	-	59 \pm 27	-
1237.28 \pm 0.16	1238.111 \pm 0.012	5.831 \pm 0.014	Bi-214	1426 \pm 210	6822 \pm 1397
1278.74 \pm 0.17	1280.96 \pm 0.02	1.435 \pm 0.006	Bi-214	266 \pm 77	5325 \pm 1746
1334.71 \pm 0.18	-	-	-	50 \pm 20	-
1376.38 \pm 0.19	1377.669 \pm 0.012	3.968 \pm 0.011	Bi-214	958 \pm 184	7337 \pm 1790
1385.29 \pm 0.19	-	-	-	62 \pm 22	-
1406.65 \pm 0.19	1407.98 \pm 0.04	2.389 \pm 0.008	Bi-214	384 \pm 110	4973 \pm 1619
1509.06 \pm 0.22	1509.228 \pm 0.015	2.128 \pm 0.010	Bi-214	479 \pm 138	7360 \pm 2417
1536.42 \pm 0.22	-	-	-	30 \pm 19	-
1582.24 \pm 0.23	-	-	-	66 \pm 30	-

Tabelle 5: Bestimmte Isotope und ihre Aktivitäten.

Isotop	A / Bq
Th-234	5637 ± 670
Ra-226	$42\,214 \pm 5279$
Pb-214	$10\,530 \pm 1486$
Bi-214	7025 ± 994
Pa-234	3735 ± 992

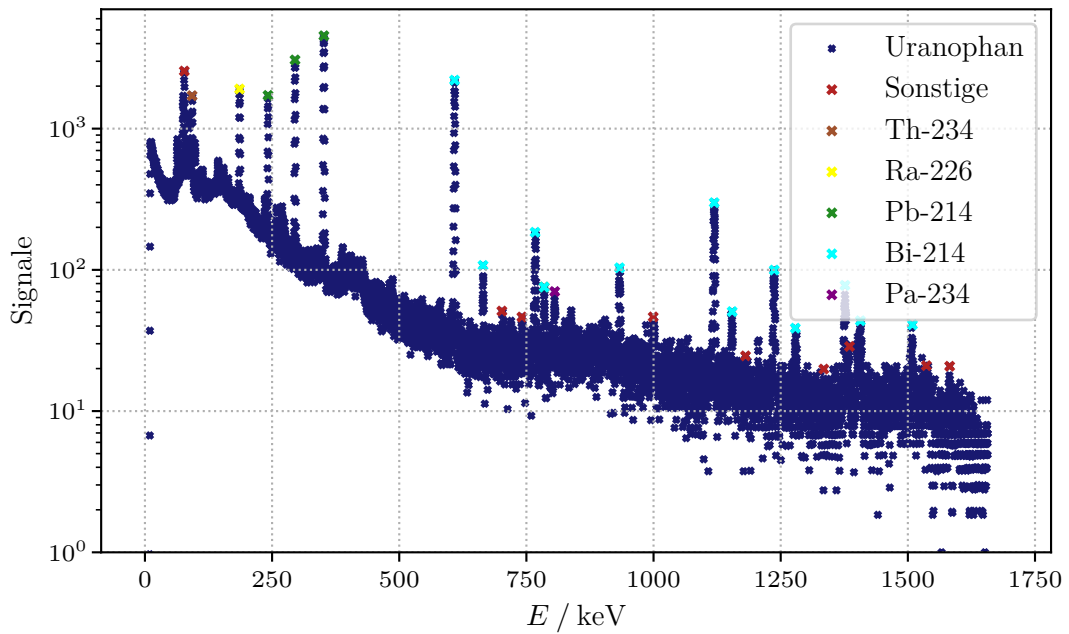


Abbildung 14: Energiespektrum einer Uranophanquelle.

5 Diskussion

5.1 Energiekalibrierung

Die lineare Regression ergibt den Zusammenhang

$$E(\text{Kanal}) = (0.207\,306 \pm 0.000\,049) \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}} \cdot \text{Kanal} + (-1.17 \pm 0.18) \text{keV}.$$

Diese Funktion hat einen negativen y-Achsenabschnitt, der nicht physikalisch ist, da der Detektor im negativen Bereich der Funktion Energie an die Umgebung abgeben würde. Jedoch ist der Detektor nur für γ -Quanten mit einer Energie von über 50 keV sensitiv [6]. Aus diesem Grund wird der negative Bereich vernachlässigt.

5.2 Detektoreffizienz

Die Funktion für die Detektoreffizienz divergiert für kleine Energien. Bei Energie, die kleiner als $\approx 53.12 \text{ keV}$ sind ist die Detektoreffizienz größer als 1, da solche kleinen Energien in diesem Versuch nicht beachtet werden, sollte dieser Effekt die Messung nicht beeinflussen.

Wie kann das sein? Das bedeutet ja, dass sie mehr Teilchen detektieren als vorhanden sind!

5.3 Monochromatischer Gammastrahler

Der Peak der monochromatischen Gammastrahlers Cs-137 wird mit einer Gaußverteilung genähert. Bei einer Gaußverteilung hat die volle Breite bei halber Höhe ein festes Verhältnis zur vollen Breite bei zehntel Höhe von 1.823. Für den Caesiumpeak wurde ein Verhältnis von $\frac{E_{FWZM}}{E_{FWHM}} = 1.82$ berechnet. Beide Werte stimmen angemessen überein. Somit wird bestätigt, dass es sich um eine Gaußverteilung handelt.

was ist angemessen?

Es wird die experimentell bestimmten und theoretische berechneten Eigenschaften des Caesiumspektrum verglichen. Die Werte sind in Tabelle 6 aufgetragen. Daraus ist zu erkennen, dass die experimentell bestimmten Werte sehr gut mit den Theoriewerten übereinstimmen.

Tabelle 6: Theoretisch und experimentell bestimmte Energien des Photopeak sowie ihre relative Abweichungen, der Comptonkante und des Rückstreupeaks von Cs-137. Die theoretischen Werte werden mithilfe von [4] bestimmt.

-	Experiment	Theorie	Relative Abweichung /%
Photopeak	$(661.23 \pm 0.23) \text{ keV}$	$(661.6553 \pm 0.0300) \text{ keV}$	0.064 ± 0.035
Comptonkante	$(476.95 \pm 0.39) \text{ keV}$	$(477.332 \pm 0.028) \text{ keV}$	0.08 ± 0.08
Rückstreupeaks	$(184.290 \pm 0.033) \text{ keV}$	$(184.3228 \pm 0.0023) \text{ keV}$	0.018 ± 0.018

Aus dem Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten $P_{\text{Photo}} = 0.027$ und $P_{\text{Compton}} = 0.764$ ist ein Verhältnis zwischen Comptonkontinuum und Photopeak von $\frac{P_{\text{Compton}}}{P_{\text{Photo}}} \approx 28.30$ zu erwarten. Es wurde jedoch ein Verhältnis von $\frac{P_{\text{Compton}}^{\text{Exp}}}{P_{\text{Photo}}^{\text{Exp}}} \approx 0.48$ bestimmt. Für diese Diskrepanz kann keine Erklärung gefunden werden.

5.4 Zerfallskette von Uranophan

Im Spektrum der Zerfallskette von Uranophan werden viele Maxima gefunden, die nicht eindeutig einem Isotop zugeordnet werden können, jedoch ist deren Linieninhalt deutlich kleiner als bei den anderen Peaks, die zugeordnet werden können. Das lässt den Schluss zu, dass es sich um Hintergrund handelt, der nicht herausgerechnet werden konnte. Diese Erklärung ist nicht direkt für das Maximum bei $(77.40 \pm 0.17) \text{ keV}$, da der Linieninhalt mit 22922 ± 822 signifikant ist.

Weiter handelt es sich beim der Zerfallskette von U-238 im Vergleich zu den anderen Zerfallsketten um eine lange Kette. Es könnten nicht alle Isotope der Zerfallskette

identifiziert werden, da sie beim Zerfall keine γ -Emissionen erzeugen. Das ist zum Beispiel bei U-238 selbst der Fall [4]. Anders als bei den anderen Proben handelt es sich bei dem Uranophan um ein natürliches Gestein. In diesem Gestein könnten auch andere radioaktive Elemente enthalten sein, die nicht identifiziert werden können.

Literatur [Literatur umsortieren](#)

- [1] *Gammapektrum von Cs-137*. besucht am 25.01.2024. URL: <https://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/radioaktivitaet-fortfuehrung/versuche/gammapektrum-von-cs-137>.
- [2] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [3] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Particle Detectors: Fundamentals and Applications*. Oxford University Press, Juni 2020. ISBN: 9780198858362. DOI: 10.1093/oso/9780198858362.001.0001. eprint: https://academic.oup.com/book/43645/book-pdf/50609306/9780191899232_web.pdf. URL: <https://doi.org/10.1093/oso/9780198858362.001.0001>.
- [4] *Nucléide-Lara, Library for gamma and alpha emissions*. besucht am 22.01.2024. URL: <http://www.lnhb.fr/Laraweb/index.php>.
- [5] *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. John Wiley, Ltd, 2008. ISBN: 9780470861981. DOI: 10.1002/9780470861981. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/book/10.1002/9780470861981>.
- [6] *V18 Germanium detector in Gammaspectroscopy*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2023.
- [7] *V704 - Absorption von Gamma- und Beta-Strahlung*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2023.