

Versuch V18

Der Reinst-Germanium-Detektor als Instrument der Gamma-Spektroskopie

Christian Wischnewski* Leanna Splinter**

3.2.2014

*christian.wischnewski@tu-dortmund.de

**leanna.splinter@tu-dortmund.de

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	3
1.1.1	Photoeffekt	5
1.1.2	Comptoneffekt	5
1.1.3	Paarbildung	6
1.2	Der Germaniumdetektor	6
1.2.1	Aufbau und Funktionsprinzip	6
1.2.2	Typisches Spektrum	7
1.2.3	Effizienz	8
1.2.4	Auflösevermögen	9
2	Aufbau	10
2.1	Raumwinkel	11
3	Durchführung	12
4	Auswertung	13
4.1	Europium-Messung	13
4.1.1	Energiekalibrierung	13
4.1.2	Effizienzbestimmung	15
4.2	Cäsium-Messung	17
4.2.1	Photopeak	17
4.2.2	Compton-Kontinuum	19
4.2.3	Absorptionswahrscheinlichkeit	20
4.3	Barium-Messung	21
4.4	Champignon-Messung	22
5	Diskussion	25
6	Literaturverzeichnis	26

1 Theorie

1.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Trifft ein γ -Quant auf eine Materieschicht, so besteht die Möglichkeit, dass es mit den Atomkernen, den Elektronen oder deren Feldern in Wechselwirkung tritt. Diese Wechselwirkungen sorgen dafür, dass die Intensität einfallender γ -Strahlung mit zunehmender Strecke im Material immer weiter abgeschwächt wird. Die Abschwächung ist dabei abhängig von der Ladungsträgerdichte n , der Dicke D des Materials, sowie dem Wirkungsquerschnitt σ . Da die Wechselwirkungsrate proportional zur Intensität der Strahlung ist, wird diese insgesamt exponentiell abgeschwächt. Damit gilt für die Intensität hinter einer Schicht D :

$$I(D) = I_0 e^{-n\sigma D}. \quad (1.1.1)$$

Die Größe $\mu := n\sigma$ wird dabei als Extinktionskoeffizient bezeichnet. Wichtig zu beachten ist dabei, dass der Wirkungsquerschnitt, und damit auch der Extinktionskoeffizient, nicht konstant, sondern von der Energie des γ abhängig sind. Dies ist darauf zurückzuführen, dass je nach Energie verschiedene Wechselwirkungseffekte unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten besitzen, bzw. neue Formen der Wechselwirkung hinzukommen. Ist die Energie beispielsweise größer als $2m_e c^2$, tritt die Paarbildung auf, die unterhalb dieser Schwelle energetisch nicht möglich ist. Die folgende Abbildung zeigt den energieabhängigen Verlauf des Extinktionskoeffizienten in Germanium für den Photo- und Comptoneffekt, sowie die Paarbildung.

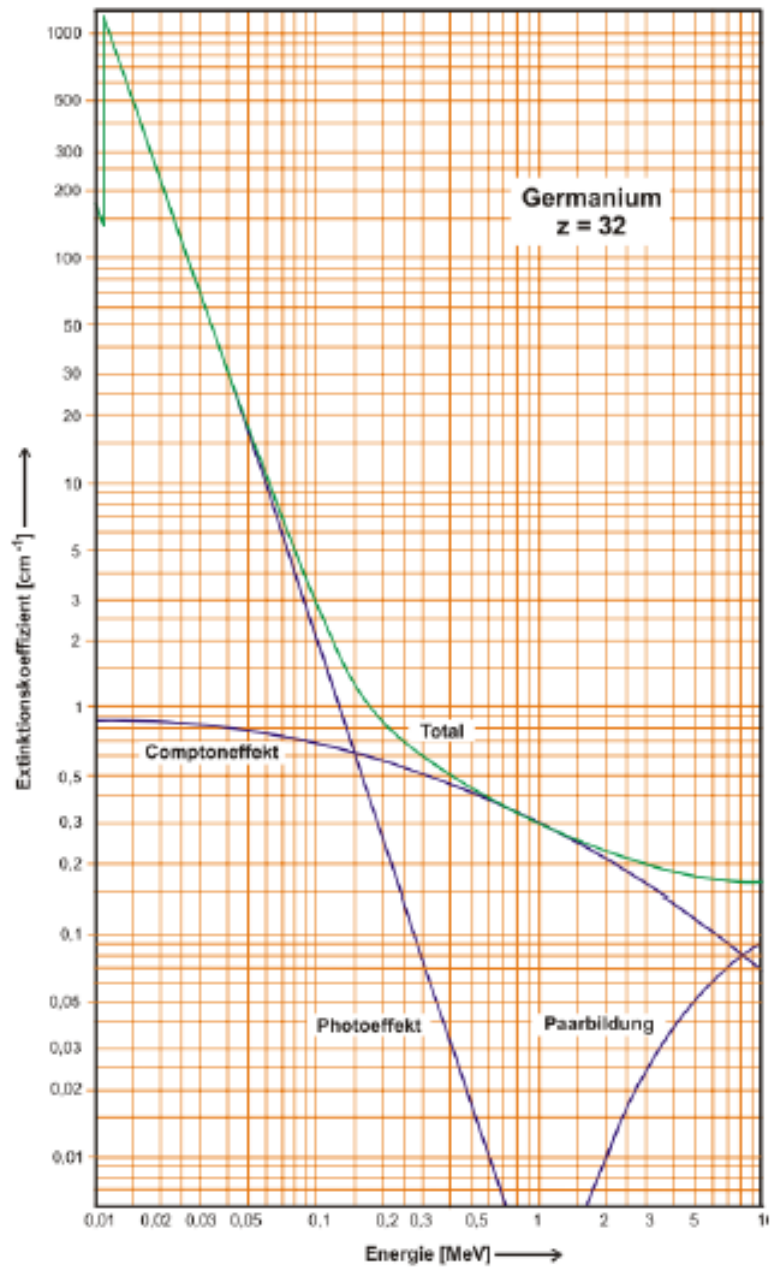


Abbildung 1: Verlauf des Extinktionskoeffizienten [1]

1.1.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt trifft ein γ auf ein Hüllenelektron und löst dieses aus der Atomhülle heraus. Die Energie des γ muss dazu mindestens der Bindungsenergie des Elektrons entsprechen. Überschüssige Energie erhält das Elektron als kinetische Energie. Ist das Elektron herausgelöst, befindet sich die Atomhülle in einem instabilen Zustand, der dadurch verlassen wird, dass ein Elektron aus einer höheren Schale nachrückt. Dabei wird wiederum Strahlung, meist Röntgenstrahlung, emittiert. Diese wird dann in den meisten Fällen wiederum in Wechselwirkung mit dem umgebenden Material treten, wodurch die Wahrscheinlichkeit, dass sie das Material verlässt, sehr gering ist. Dies führt dazu, dass beim Photoeffekt quasi die gesamte Energie des γ im Material verbleibt.

Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist stark von der Kernladungszahl z des Absorbermaterials und der Energie des γ abhängig. Experimentell lässt sich der folgende Zusammenhang finden:

$$\sigma_{PH} \sim z^\alpha E^\delta. \quad (1.1.2)$$

Hierbei ist $4 < \alpha < 5$ und $\delta \approx -3,5$, wobei sich der Wert von δ für große Energien, oberhalb von ca. 5 MeV, bis auf etwa -1 reduziert.

1.1.2 Comptoneffekt

Ein weiterer möglicher Wechselwirkungseffekt ist der Comptoneffekt. Hierbei streut das γ inelastisch an einem quasi ruhenden Elektron. Dabei wird Energie abhängig vom Streuwinkel ψ_γ übertragen.

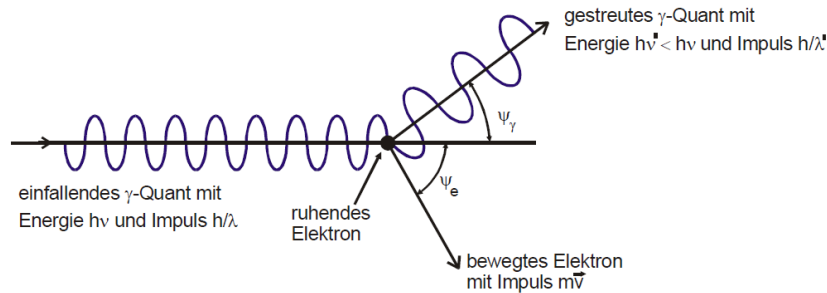


Abbildung 2: Schematische Streuung der Comptonstreuung [1]

Die Energie des gestreuten Photons beträgt dann

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \psi_\gamma)}, \quad (1.1.3)$$

mit $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$.

Die Energie, die das Elektron erhält, wird maximal, wenn der Streuwinkel 180° (Rückstreuung) beträgt:

$$E_{e,max} = \frac{2E_\gamma\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad (1.1.4)$$

Hieraus ist zu erkennen, dass die übertragene Energie immer kleiner ist als die Energie des einfallenden Photons selbst.

1.1.3 Paarbildung

Bei der Paarbildung wird ein Elektron-Positron-Paar in Anwesenheit eines Atoms aus dem γ erzeugt. Dafür muss also mindestens die Ruhemasse beider Teilchen als Energie aufgebracht werden, also ist $\sigma_{Paar} = 0$ für $E_\gamma < 2m_e c^2$. Oberhalb dieser Schwelle steigt der Wirkungsquerschnitt dann mit der Energie an. Für die in diesem Versuch auftretenden Energien ist die Paarbildung vernachlässigbar.

1.2 Der Germaniumdetektor

1.2.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Der Reinst-Germanium-Detektor ist ein Halbleiterdetektor, der hochreines Germanium als Detektormaterial nutzt. Er besteht aus einer Halbleiterdiode mit einem p- und einem n-dotierten Bereich. Die Verarmungszone an der Grenzschicht beträgt einige Mikrometer, lässt sich aber durch Anlegen einer Spannung deutlich verbreitern. Dieses Prinzip wird durch die folgende Abbildung verdeutlicht, die sich auf Silizium bezieht, was sich aber prinzipiell identisch zu Germanium verhält.

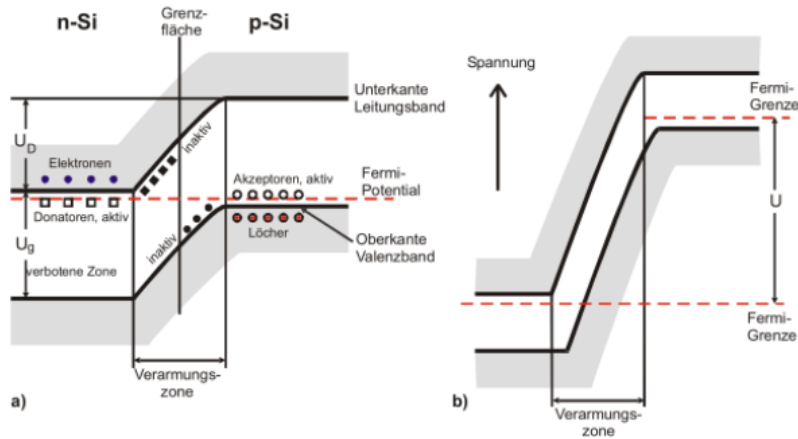


Abbildung 3: Verarmungszone eines Siliziumdetektors ohne (a) und mit angelegter Spannung (b) [1]

Trifft ein γ -Quant auf ein Elektron, so wird es, durch die oben beschriebenen Effekte, in das Leitungsband gehoben und es entsteht ein Elektron-Loch-Paar. Dieses würde normalerweise sofort wieder rekombinieren, allerdings sind die Feldstärken in der Verarmungszone so hoch, dass die Ladungen getrennt werden, bevor sie rekombinieren. Die Elektronen können dann weitere Elektronen in das Leitungsband heben, wodurch letztendlich ein Ladungsimpuls entsteht, der proportional zur im Detektor platzierten Energie ist. Da dieser Effekt so nur in der Sperrschicht funktioniert, muss diese möglichst groß sein. Dazu ist eine möglichst hohe Spannung anzulegen, sowie die Dotierung sehr asymmetrisch zu halten, da für die Sperrschichtdicke

$$d \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_D + U)}{e_0 n_A}} \quad (1.2.5)$$

gilt. U_D bezeichnet hier die Potentialdifferenz zwischen den beiden Dotierungsbereichen, U die angelegte Spannung und n_A die Akzeptorendichte. Aus der obigen Formel geht hervor, dass n_A möglichst klein zu halten ist. Daher beträgt die Akzeptorendotierung in Reinstgermaniumdetektoren gerade einmal $\frac{10^{10}}{\text{cm}^3}$.

Die Spannung kann aber nicht beliebig hoch gewählt werden, da sonst durch thermische Elektronen, die ebenfalls ins Leitungsband gehoben werden, Verfälschungen entstehen. Durch Kühlung kann der Effekt aber begrenzt werden. Damit lassen sich bei Spannungen von ca. 5000 V Sperrschichtdicken von ca. 3 cm erreichen.

1.2.2 Typisches Spektrum

Ein typisches von einem Germaniumdetektor aufgenommenes Spektrum einer monochromatischen Strahlungsquelle besitzt das folgende Aussehen:

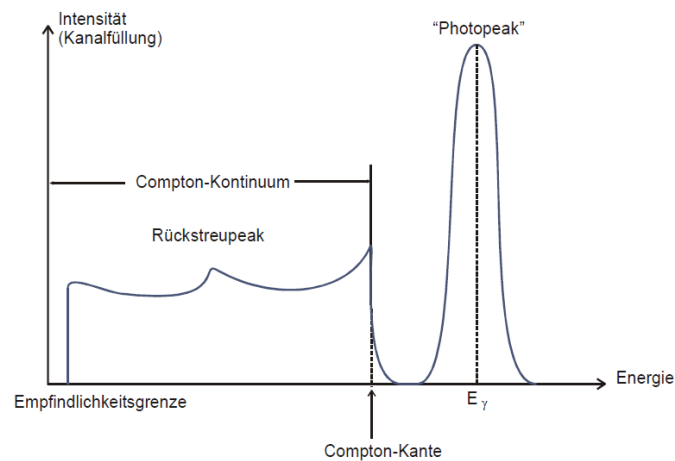


Abbildung 4: Typisches Spektrum einer monochromatischen Quelle in einem Germaniumdetektor [1]

Obwohl das Spektrum einer monochromatischen Quelle theoretisch nur aus einer einzigen Linie besteht, gibt es in der Praxis mehrere Einflüsse, die es verändern. Im Bereich sehr niedriger Energien lassen sich keine Ereignisse detektieren, da solch niederenergetische Photonen nicht in den Detektor eindringen können. Bei höheren Energien folgt dann das Comptonkontinuum. Dieses wird durch den Comptoneffekt hervorgerufen, wobei das einfallende Photon nur einen Teil seiner Energie im Detektor lässt und das gestreute Photon diesen dann wieder verlässt. Je nach Streuwinkel registriert der Detektor ein Ereignis bei einer anderen Energie. Das Comptonkontinuum wird durch den maximalen Energieübertrag bei der Rückwärtstreuung nach oben begrenzt. Diese Grenze wird als Comptonkante bezeichnet, ihre Energie entspricht dem maximalen Energieübertrag nach Formel 1.1.4. Innerhalb des Comptonkontinuums befindet sich noch der Rückstreupeak. Dieser überlagert sich mit dem Comptonkontinuum und entsteht dadurch, dass außerhalb des Detektors ein Photon durch Comptonstreuung in den Detektor hineingestreut wird. Da dies meist unter sehr großen Streuwinkeln geschieht, lässt sich die Energie des in den Detektor hineingestreuten Photons durch Gleichung 1.1.3 mit $\psi_\gamma = 180^\circ$ abschätzen, womit sich dann weiter die Lage des Rückstreupeaks selbst berechnen lässt.

Bei E_γ befindet sich der „Photopeak“, bzw. Vollenergiepeak. Dieser Peak entsteht, wenn die gesamte Energie des einfallenden Photons im Detektor verbleibt. Dies geschieht zum einen durch den Photoeffekt, aber auch durch mehrfache Comptonstreuung oder kombinierte Effekte.

1.2.3 Effizienz

Die Zählrate, die mit der eine γ -Linie im Detektor registriert wird ist von mehreren Faktoren abhängig. Zum einen ist dies die Aktivität A der Quelle selbst, zum anderen der Raumwinkel Ω , den der Detektor von der (als punktförmig genäherten) Quelle aus einnimmt. Bei der Aktivität der Quelle ist zu berücksichtigen, dass bei mehrlinigen Strahlern auch die anderen Energien zur Aktivität beitragen. Daher muss die Aktivität mit der Emissionswahrscheinlichkeit W der betrachteten Linie korrigiert werden. Nun ist noch zu beachten, dass nicht jedes Photon, welches auf den Detektor trifft auch absorbiert wird. Dem wird durch die Effizienz Q Rechnung getragen. Q gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein einfallendes Photon absorbiert wird und wird mittels

$$Q = 1 - e^{-\mu d} \quad (1.2.6)$$

berechnet. d beschreibt hierbei die Länge des Detektors. Damit ergibt sich dann für die registrierte Zählrate einer bestimmten γ -Linie

$$Z = \frac{\Omega}{4\pi} AWQ. \quad (1.2.7)$$

1.2.4 Auflösevermögen

Das Auflösevermögen gibt die Breite $\Delta E_{1/2}$ eines Peaks bei halber Höhe an. Zwei Peaks, die sich im Abstand von $\Delta E_{1/2}$ zueinander befinden, lassen sich noch eindeutig identifizieren.

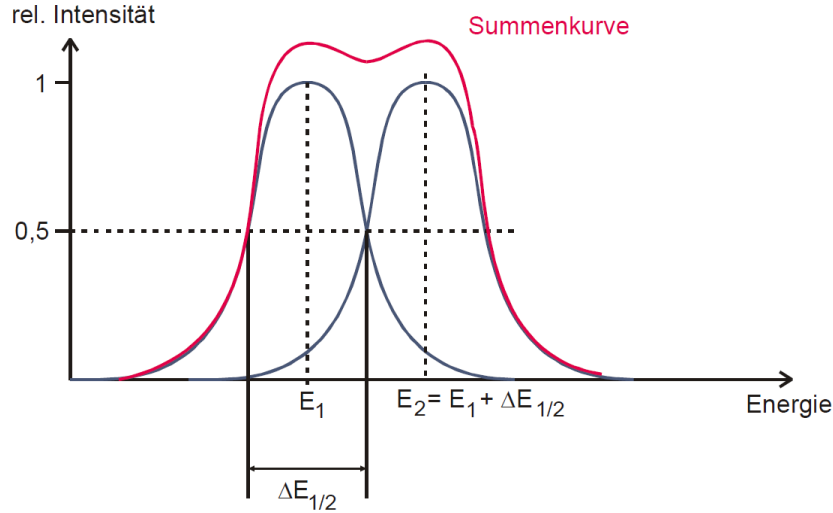


Abbildung 5: Veranschaulichung des Auflösevermögens [1]

Diese Breite eines Peaks kommt dadurch zustande, dass die Anzahl der von einem Photon freigesetzten Ladungsträger poissonverteilt ist. Also ergibt sich für die Standardabweichung $\sigma_{\text{Poisson}} = \sqrt{\bar{n}}$. Da im Halbleiter beim Eintritt des γ auch viele Phononen erzeugt werden, kompensieren deren Fluktuationen zum Teil die Fluktuationen der Ladungsträger. Dies wird durch den Fano-Faktor F berücksichtigt:

$$\sigma = \sqrt{F\bar{n}} = \sqrt{F \frac{E_\gamma}{E_{e^-}}} \quad (1.2.8)$$

Hier ist E_{e^-} die mittlere Auslösearbeit der Elektronen. Für Germanium beträgt der Fano-Faktor ca. 0,1. Da \bar{n} sehr groß ist, wird die Poissonverteilung durch eine Gaußkurve approximiert. Für diese gilt dann

$$\Delta E_{1/2} = \sqrt{8 \ln 2} \frac{\sigma}{\bar{n}} E_\gamma \approx 2,35 \sqrt{0,1 \cdot E_\gamma E_{e^-}}. \quad (1.2.9)$$

Tatsächlich ist dies aber nur eine Näherung, da noch weitere Störeinflüsse durch elektrische Schaltungen bei einem realen Detektor dazukommen.

2 Aufbau

Den Kern des Versuchsaufbaus bildet ein coaxialer Reinstgermaniumdetektor:

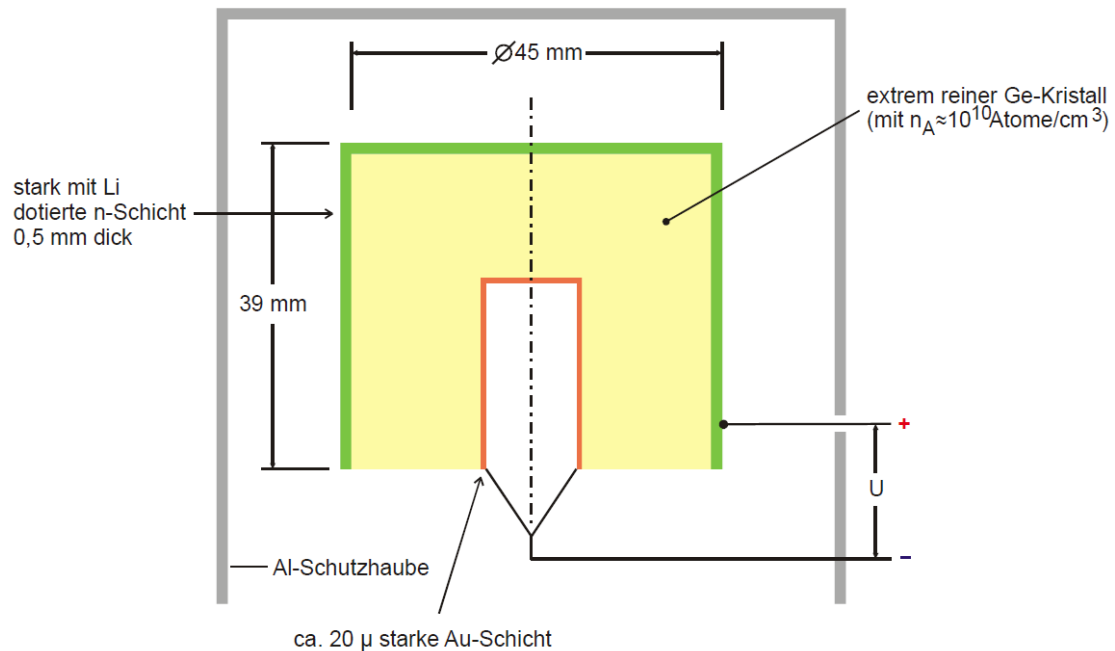


Abbildung 6: Querschnitt des verwendeten Detektors [1]

Außen befindet sich eine durch Lithium n-dotierte Schicht, die den Pluspol bildet. Im Inneren befindet sich eine Bohrung, deren Oberfläche mit Gold beschichtet ist, was an der Grenzfläche zum Halbleiter zu einer starken p-Dotierung und damit einer großen Verarmungszone führt. Die Goldschicht bildet auch den Minuspol. Außerhalb des eigentlichen Detektors befindet sich eine Aluminiumschutzschicht. Diese sorgt unter anderem dafür, dass die untere Nachweisgrenze für Photonen bei ca. 40-50 keV liegt.

Am Detektor wird eine Spannung von 5030 V angelegt. Die entstehenden Ladungsimpulse werden durch einen Vorverstärker und einen Hauptverstärker verstärkt, wonach sie von einem Vielkanalanalysator in einen von 8192 Kanälen einsortiert werden. Dieses Signal wird dann an einen Rechner weitergeleitet. Um möglichst wenig Störungen durch thermische Elektronen zu erhalten, wird der Detektor mit flüssigem Stickstoff auf ca. 77 K gekühlt.

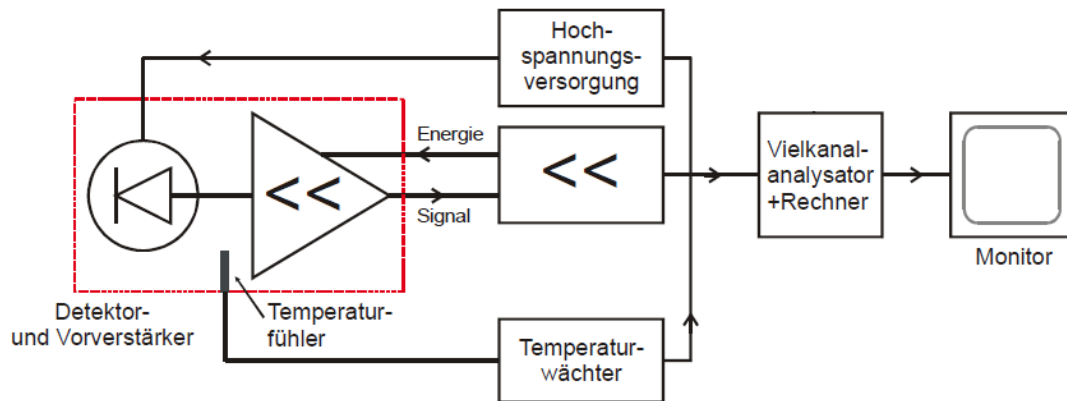


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus [1]

2.1 Raumwinkel

Der Raumwinkel, den der Detektor von der Quelle aus betrachtet einnimmt, lässt sich mit Hilfe der folgenden Abbildung bestimmen.

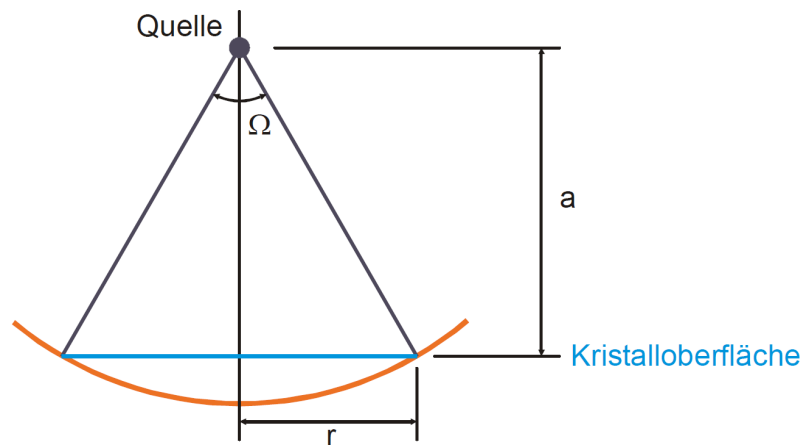


Abbildung 8: Skizze zur Berechnung des Raumwinkels [1]

Aus der Abbildung lässt sich erkennen, dass der Raumwinkelanteil des Detektors

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right) \quad (2.1.10)$$

beträgt. Hier ist a der Abstand zwischen Detektor und Quelle, der ca. 10,5 cm beträgt und r der Radius des Detektors, der aus Abbildung 6 ersichtlich ist.

3 Durchführung

Als Erstes werden die Spektren von ^{152}Eu , ^{137}Cs und ^{133}Ba vermessen. Dazu werden die Proben auf dem Detektor platziert und jeweils für ca. 45-60 Minuten gemessen. Die genauen Messdauern befinden sich in Kapitel 4. Anschließend wird eine Nullmessung durchgeführt. Zu diesem Zweck wird eine etwa 24-stündige Messung durchgeführt, ohne dass sich irgendwelche Objekte auf dem Detektor befinden. Anschließend wird noch eine weitere Vierundzwanzigstundenmessung durchgeführt, dieses Mal mit einem spanischen Champignon auf dem Detektor.

4 Auswertung

Um die einzelnen Spektren korrekt auszuwerten, wurde eine Nullmessung über einen Zeitraum von 88012 Sekunden durchgeführt. Alle aufgenommenen Spektren wurden kanalweise von der Nullrate bereinigt. Dabei wurde festgestellt, dass diese Methode bei den meisten Peaks keine Auswirkung hatte. Bei den Peaks, bei denen die Nullrate relevant war, wurde gesondert verfahren. Die Nullrate wurde bei den meisten Peaks vernachlässigt, da sie kleiner war als der jeweilige statische Fehler.

4.1 Europium-Messung

4.1.1 Energiekalibrierung

Da die Messkanäle des Detektors nicht auf eine bestimmte Energie eingestellt sind, muss eine Energiekalibrierung vorgenommen werden. Dafür eignen sich Strahler mit einem linienreichen Spektrum, wie beispielsweise Europium.

Die nachfolgende Abbildung zeigt das aufgenommene Spektrum des verwendeten ^{152}Eu .

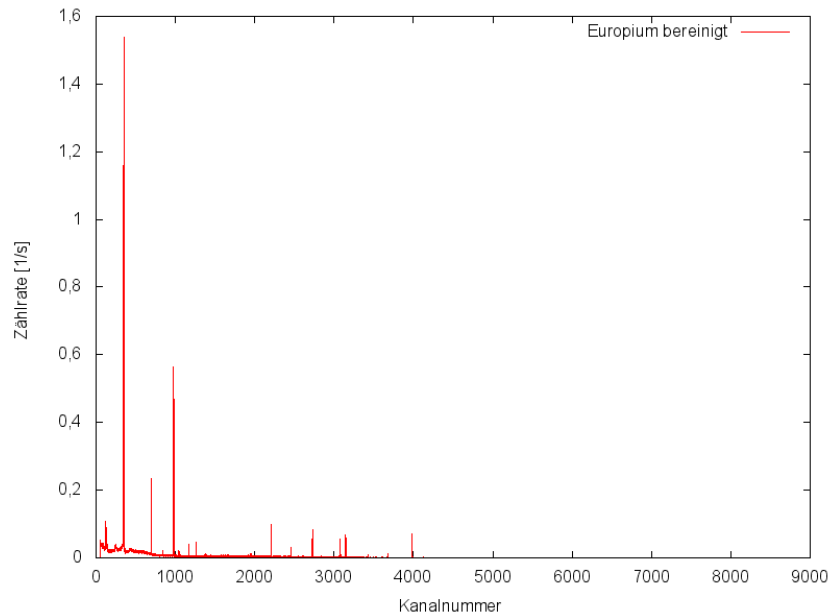


Abbildung 9: Spektrum von ^{152}Eu

Die Messung wurde über einen Zeitraum von 3547 s (Livetime) durchgeführt. Anhand der bekannten Energien der Peaks im Europiumspektrum kann mittels einer linearen Ausgleichsrechnung der Zusammenhang zwischen Kanalnummer und Energie hergestellt werden.

Mit Hilfe von Literaturwerten aus [1] und Abbildung 9 können die Peaks ihren Energien eindeutig zugeordnet werden.

Kanalnummer	Energie [keV]	W [%]
351	121,78	28,6
697	244,70	7,6
979	344,30	26,5
1168	411,12	2,2
1260	443,96	3,1
2206	778,90	12,9
2457	867,37	4,2
2729	964,08	14,6
3073	1085,90	10,2
3147	1112,10	13,6
3983	1408,00	21,0

Tabelle 1: Verwendete Werte zur linearen Ausgleichsrechnung mit dazugehörigen Emissionswahrscheinlichkeiten W

Die lineare Ausgleichsrechnung ergibt den folgenden Zusammenhang:

$$E(x) = (0,35410 \pm 0,00004) \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}} \cdot x - (2,3 \pm 0,1) \text{ keV}, \quad (4.1.11)$$

wobei x für die Kanalnummer steht.

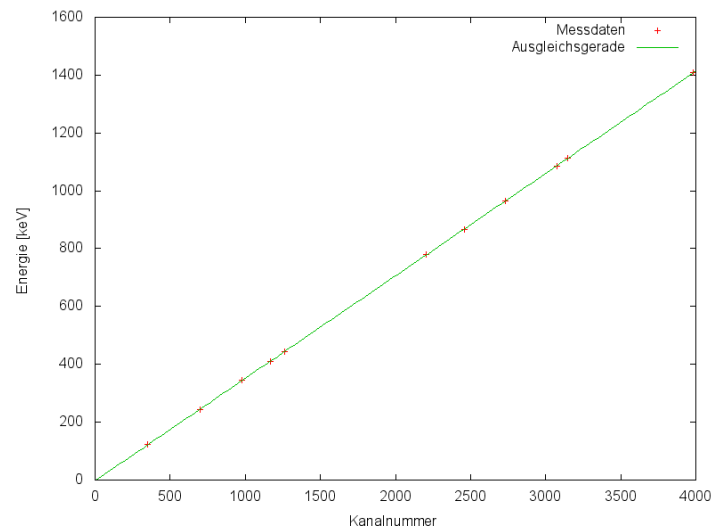


Abbildung 10: Ausgleichsgerade zur Energiekalibrierung des Detektors

4.1.2 Effizienzbestimmung

Um einen Zusammenhang zwischen der Effizienz und der Energie herzustellen, müssen zuerst die Aktivität der Quelle am Versuchstag und der Raumwinkel Ω , unter dem der Strahler vom Detektor steht, berechnet werden.

Die Aktivität der Probe wird über die Zerfallsfunktion

$$A(t) = A_{2000} \cdot e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} \quad (4.1.12)$$

berechnet. A_{2000} steht für die Aktivität der Quelle am 1.10.2000, die mit (4130 ± 60) Bq aus [1] angegeben ist. Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ ist mit (4943 ± 5) d angegeben. t beschreibt die vergangenen Tage seit dem 1.10.2000 bis zum Versuchstag, den 3.02.2014. Dies sind insgesamt 4874 Tage.

So ergibt sich für die Aktivität der Quelle am Versuchstag: $A = (2085 \pm 30)$ Bq.

Der Raumwinkelanteil $\frac{\Omega}{4\pi}$ ergibt sich mit $a = 10,5$ cm, $r = 22,5$ mm und Formel 2.1.10 zu 0,01. Zusätzlich müssen die Inhalte der Peaks aus dem Europiumspektrum ermittelt werden. Dazu werden jeweils die Kanalnummer des Anfangs und des Endes des Peaks abgelesen. Alle Zählraten innerhalb des Peaks werden aufsummiert. Wichtig ist es dabei, den Untergrund zu subtrahieren. Dazu werden die Zählraten der 10 Kanäle vor Anfang des Peaks und nach Ende des Peaks gemittelt und deren Mittelwerte von den Zählraten in den Kanälen innerhalb des Peaks abgezogen. Dies entspricht einer linearen Approximation des Untergrundes. Die Peakinhalte werden mit Z bezeichnet. Die verwendeten Energien werden mittels Formel 4.1.11 aus den Kanalnummern errechnet.

Die Effizienz wird mittels Formel 4.1.13 berechnet.

Kanalnummer	Energie [keV]	Z [1/s]	W [%]	Q
351	121,95	5,04	28,6	0,76
697	244,47	0,81	7,6	0,46
979	344,32	2,05	26,5	0,33
1168	411,25	0,13	2,2	0,25
1260	443,83	0,17	3,1	0,24
2206	778,81	0,43	12,9	0,14
2457	867,69	0,13	4,2	0,13
2729	964,01	0,38	14,6	0,11
3073	1085,82	0,22	10,2	0,09
3147	1112,02	0,30	13,6	0,10
3983	1408,05	0,38	21,0	0,08

Tabelle 2: Berechnung der Effizienz der Peaks in ^{152}Eu

Der Zusammenhang zwischen der Energie und der Effizienz hat das Aussehen einer fallenden Potenzfunktion:

$$Q(E) = a \cdot E^b + c \quad (4.1.13)$$

Für die Berechnung der Parameter wurden nur Wertepaare mit einer Energie > 150 keV verwendet, um Verfälschungen durch die Abschirmung zu umgehen. Beim Fit mit einem Nelder-Mead-Simplex-Algorithmus ergaben sich die folgenden Parameter:

$$\begin{aligned} a &= (207 \pm 125) \frac{1}{\text{keV}^b} \\ b &= -1,1 \pm 0,1 \\ c &= 0,02 \pm 0,02. \end{aligned}$$

Die Startwerte waren:

$$\begin{aligned} a &= 250 \\ b &= -2 \\ c &= 0,05. \end{aligned}$$

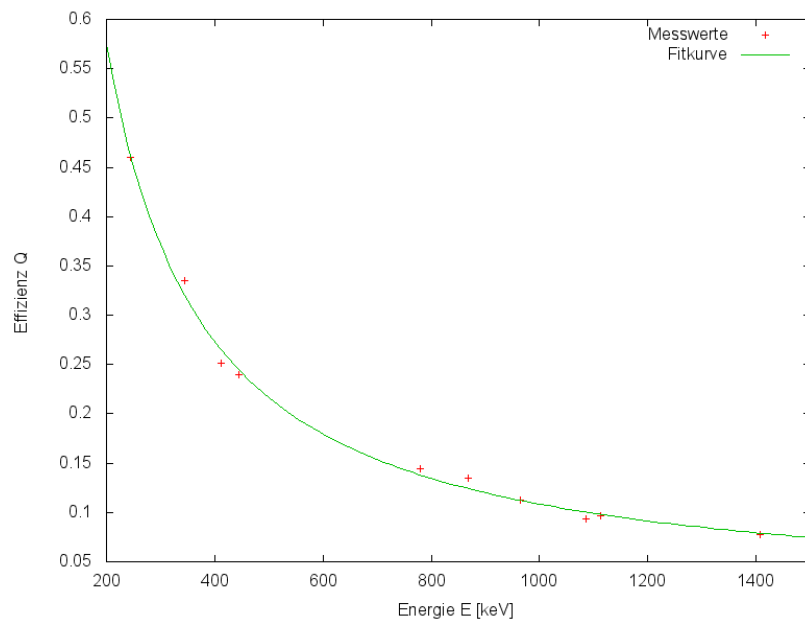


Abbildung 11: Darstellung der Wertepaare $\{E, Q\}$ und ihrer Fitkurve

4.2 Cäsium-Messung

Um einige Detektoreigenschaften zu bestimmen, wurde das Spektrum einer ^{137}Cs -Probe aufgenommen.

4.2.1 Photopeak

Das Spektrum der verwendeten Cäsiumquelle sieht wie folgt aus:

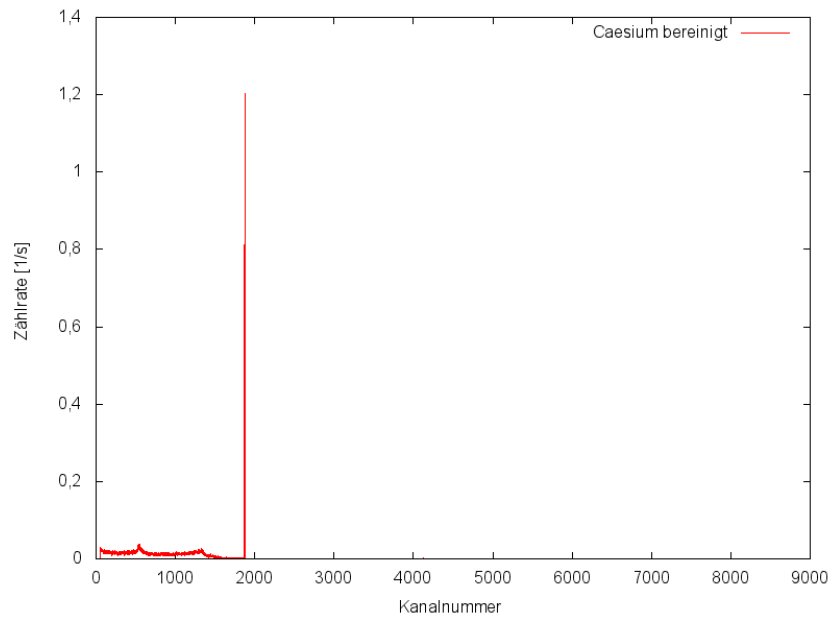


Abbildung 12: Spektrum von ^{137}Cs

Um den Cäsiumpeak besser analysieren zu können, wurde er mit Hilfe einer Gaußfunktion der Form

$$Z(x) = a \cdot e^{-b \cdot (x-c)^2}$$

gefittet. Dabei ergaben sich für die Parameter die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} a &= (1,1952 \pm 0,0002) \frac{1}{\text{s}} \\ b &= 0,1899 \pm 0,0001 \\ c &= 1874,9255 \pm 0,0007. \end{aligned}$$

Die Startwerte betrugen dabei:

$$\begin{aligned} a &= 1,2 \frac{1}{s} \\ b &= 0,2 \\ c &= 1875. \end{aligned}$$

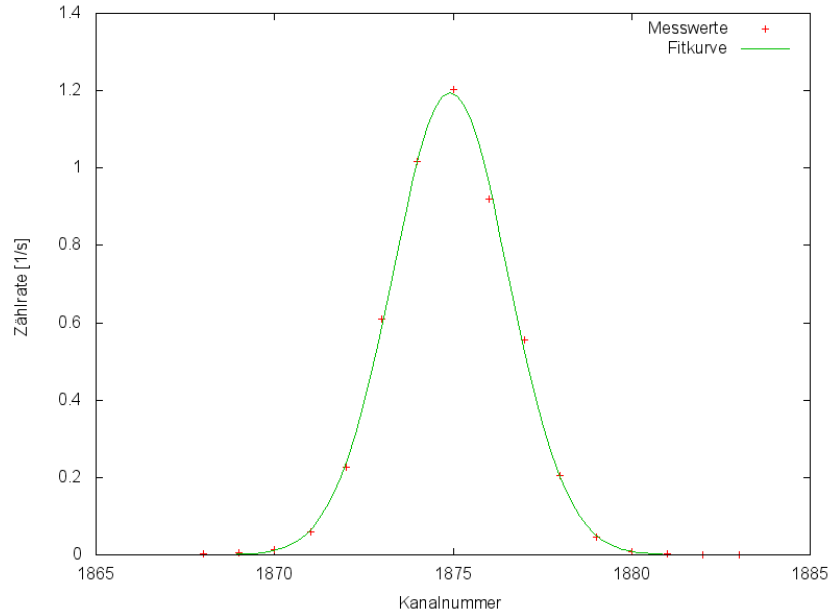


Abbildung 13: Photopeak der ^{137}Cs -Probe mit passendem Gaußfit

Der Verschiebeparameter c gibt an, wo sich das Maximum des Peaks befindet. Mit Hilfe von Formel 4.1.11 ergibt sich für die Energie: $E_\gamma = 661,63 \text{ keV}$.

Die Halbwertsbreite σ bzw. $E_{1/2,exp}$ kann aus dem Parameter b mit Hilfe des Zusammenhangs

$$E_{1/2,exp} = \frac{1}{\sqrt{2b}}$$

errechnet werden. Bei einer Gaußkurve liegen in Halbwerts- und Zehntelwertsbreite in folgendem Verhältnis zueinander:

$$\frac{E_{1/10,exp}}{E_{1/2,exp}} = 1,823.$$

Für die Halbwerts- und Zehntelwertsbreiten ergeben sich demnach die folgenden Werte:

$$\begin{aligned} E_{1/2,exp} &= (1,6227 \pm 0,0004) \text{ keV} \\ E_{1/10,exp} &= (2,9581 \pm 0,0008) \text{ keV}. \end{aligned}$$

Der theoretische Werte für die Halbwertsbreite lässt mich mit Hilfe von Formel 1.2.9 berechnen. Für E_{e^-} wird 2,9 eV eingesetzt. Dies ist der Mittelwert für Germanium bei einer Temperatur von 77 K. Für E_γ wird 660 keV als Literaturwert zur Berechnung verwendet. Es gibt sich demnach ein Wert von: $E_{1/2,theo} = 1,03 \text{ keV}$. Die Abweichung zum experimentellen Wert beträgt 57,83%.

Zur Bestimmung des Inhalts des Vollenergiepeaks wird die Fläche unterhalb Peaks berechnet. Dazu wird das uneigentliche Integral von $-\infty$ bis ∞ über die Gaußkurve gebildet. Der dadurch entstehende Fehler ist vernachlässigbar, da die Exponentialfunktion sehr schnell abklingt, siehe Abbildung 13. Außerdem wird die Nullrate auf Grund ihres sehr geringen Einflusses vernachlässigt. Als Ergebnis ergibt sich:

$$Z_{Photopeak} = (4,861 \pm 0,002) \frac{1}{s}.$$

4.2.2 Compton-Kontinuum

Aus den Messdaten von Abbildung 12 werden die Lage der Comptonkante, des Rückstreupeaks und der Inhalt des Comptonkontinuums entnommen.

Die Comptonkante liegt bei Kanalnummer 1351 ± 1 . Dies entspricht nach Formel 4.1.11 einer Energie von:

$$E_{Comptonkante,exp} = (476,1 \pm 0,3) \text{ keV}.$$

Der Theoriewert der Comptonkante kann nach Formel 1.1.4 berechnet werden. Dazu wird für E_γ der theoretische Wert von 660 keV verwendet.

Dabei ergibt sich:

$$E_{Comptonkante,theo} = 475,8 \text{ keV}.$$

Die Abweichung beträgt 0,05 %.

Die Lage des Rückstreupeaks wird auf Kanal 531 ± 2 festgelegt. Das entspricht nach Formel 4.1.11 einer Energie von:

$$E_{Rückstreupeak,exp} = (185,7 \pm 0,7) \text{ keV}.$$

Der theoretische Wert für die Lage des Rückstreupeaks wird mit Hilfe von Formel 1.1.3 berechnet. Für den theoretischen Wert ergibt sich:

$$E_{Rückstreu,theo} = 200,5 \text{ keV}.$$

Die Abweichung des experimentellen Werts liegt demnach bei -7,4 %.

Der Inhalt des Rückstreupeaks wird ebenfalls ,wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, bestimmt. Dabei wurde jedoch in diesem Fall nicht über die 10 Kanäle vor Beginn und nach Ende des Rückstreupeaks gemittelt, sondern über 100 Kanäle. Dies liegt darin begründet, dass die Breite des Rückstreupeaks deutlich größer ist als die der anderen Peaks.

Dabei ergibt sich ein Wert von:

$$Z_{\text{Rückstreuppeak}} = 1,00 \frac{1}{\text{s}}.$$

Um das Volumen des Comptonkontinuums zu bestimmen, werden alle Kanäle in diesem Bereich aufsummiert. Anschließend wird der Wert des Rückstreupeaks und die Summe der Nullraten in jenem Bereich subtrahiert. Damit ergibt sich:

$$Z_{\text{Comptonkontinuum}} = 19,16 \frac{1}{\text{s}}.$$

4.2.3 Absorptionswahrscheinlichkeit

Die Absorptionswahrscheinlichkeit für den Compton- und Photoeffekt lassen sich mit Hilfe von Abbildung 1 bestimmt. Die Extinktionskoeffizienten des Photoeffekts und des Comptoneffekts müssen bei der Energie $E_\gamma=660 \text{ keV}$ abgelesen werden. Für die Extinktionskoeffizienten wurden die Werte

$$\begin{aligned}\mu_{\text{Photo}} &= 0,008 \frac{1}{\text{cm}} \\ \mu_{\text{Compton}} &= 0,38 \frac{1}{\text{cm}}\end{aligned}$$

abgelesen und zur weiteren Berechnung verwendet.

Die Absorptionswahrscheinlichkeit entspricht der Effizienz Q und lässt sich durch

$$Q = 1 - e^{-\mu d} \quad (4.2.14)$$

berechnen. Hierbei steht d für die Länge des Detektors. Sie beträgt in diesem Versuch $3,9 \text{ cm}$. Es können nun die Absorptionswahrscheinlichkeiten der ^{137}Cs -Quanten für den Photo- und Compton-Effekt berechnet werden. Sie betragen:

$$\begin{aligned}Q_{\text{Photo}} &= 3\% \\ Q_{\text{Compton}} &= 77\%.\end{aligned}$$

Das Verhältnis der beiden Effizienzen liegt bei ≈ 25 .

Dieses Ergebnis soll mit dem Verhältnis zwischen dem Inhalt des Photopeaks und des Comptonkontinuums verglichen werden.

Mit dem Wert für das Comptonkontinuum, $Z_{\text{Comptonkontinuum}}$, aus Kapitel 4.2.2 und dem in Abschnitt ?? bestimmten Wert für den Photopeak folgt für das Verhältnis:

$$\frac{Z_{\text{Comptonkontinuum}}}{Z_{\text{Photopeak}}} \approx 4.$$

Auf die Abweichung der beiden Verhältnissen wird in Kapitel 5 eingegangen.

4.3 Barium-Messung

Das Spektrum der verwendeten Bariumquelle wird in der nachfolgenden Abbildung dargestellt.

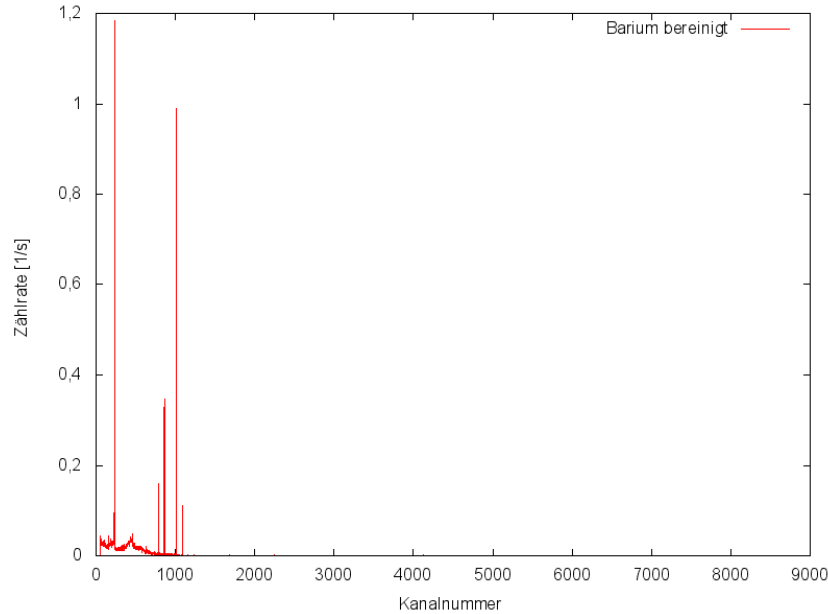


Abbildung 14: Spektrum von ^{133}Ba

Mit Hilfe des Spektrums sollen die Inhalte der einzelnen Peaks bestimmt werden, um letztendlich die Aktivität des Strahlers am Versuchstag zu bestimmen.

Die Peakinhalte Z werden wiederum, wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, bestimmt. Die Energien der einzelnen Peaks werden mit Gleichung 4.1.11 bestimmt. Die Effizienz wird mit Formel 4.1.13 aus den Energien errechnet.

Die Aktivität wird Hilfe von Formel 1.2.7 ermittelt.

Kanalnummer	Energie [keV]	$Z \left[\frac{1}{s}\right]$	W [%]	Q	$A \text{ [Bq]}$
235	80,85	3,73	34,1	1,00	985
787	276,25	0,50	7,16	0,41	1552
862	302,80	1,21	18,3	0,37	1626
1012	355,90	3,40	62,1	0,31	1593
1090	383,52	0,44	8,9	0,29	1560

Tabelle 3: Werte zur Berechnung der Aktivität des ^{133}Ba -Strahlers

Die Effizienz zur Energie 80,85 keV ergab in der Rechnung einen Wert von 1,55. Deswegen wurde diese Wert per Hand auf 1,00 gesetzt.

Zur Bestimmung der endgültigen Aktivität werden alle berechneten Aktivitäten gemittelt:

$$A_{Ba} = (1463 \pm 120) \text{ Bq.}$$

Zur Identifizierung des Peaks bei 276 keV wurde Quelle [2] verwendet.

4.4 Champignon-Messung

Als natürliche Strahlungsquelle wurde ein spanischer Champignon vermessen. Das aufgenommene Spektrum zeigt die nachfolgende Abbildung.

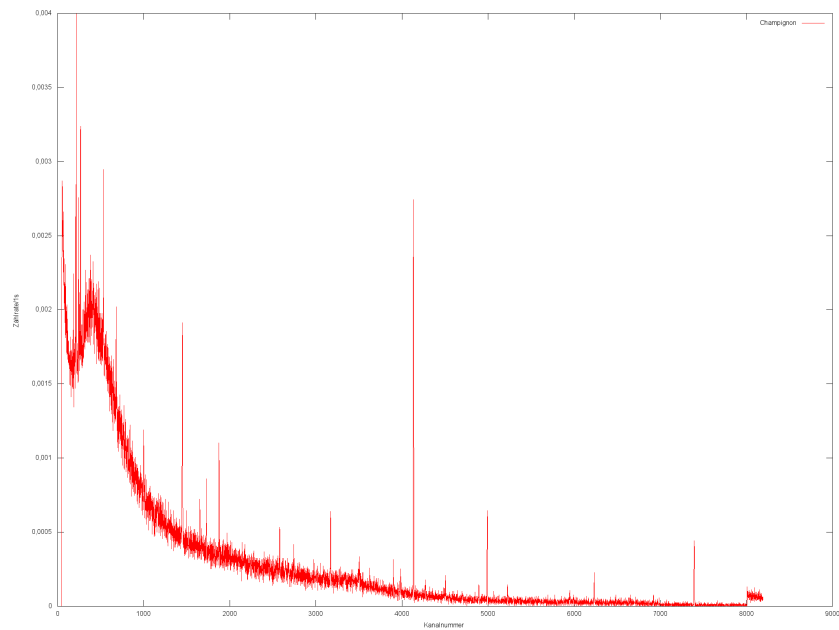


Abbildung 15: Spektrum des spanischen Champignon

Um das Spektrum des Champignon bessern analysieren zu können, wird es mit dem natürlichen Spektrum verglichen.

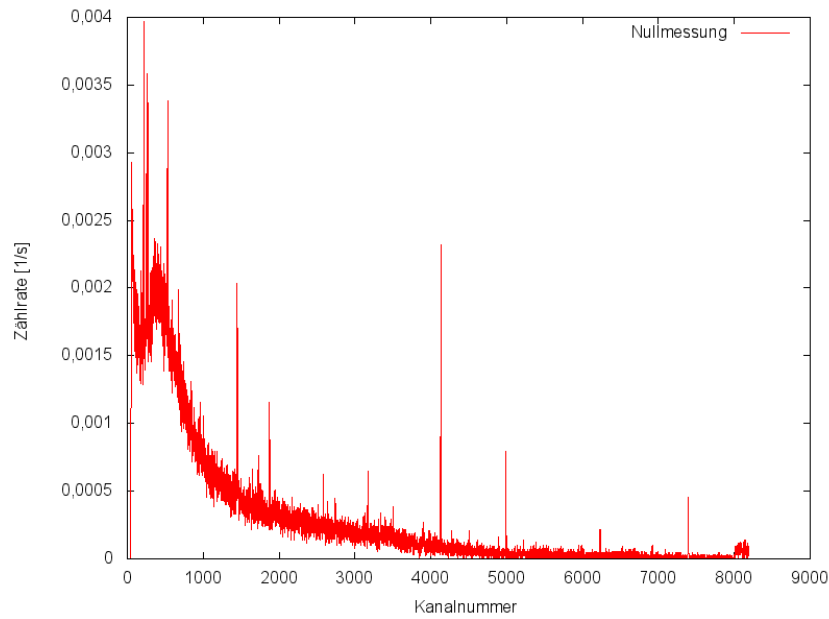


Abbildung 16: Natürliches Spektrum

Beide Spektren sind identisch bis auf den Peak, der sich ungefähr bei Kanalnummer 4000 befindet. Um den Flächenunterschied beider Peaks zu berechnen, werden beide mit einer Gaußfunktion, siehe Kapitel 4.2.1, gefittet.

Für den Champignon ergeben sich bei den Startwerten

$$\begin{aligned} a &= 0,0025 \frac{1}{s} \\ b &= 0,2 \\ c &= 4134 \end{aligned}$$

die folgenden Werte für die Parameter:

$$\begin{aligned} a &= (0,002743 \pm 0,000005) \frac{1}{s} \\ b &= 0,1092 \pm 0,0005 \\ c &= 4133,604 \pm 0,009. \end{aligned}$$

Für die Nullrate ergeben sich mit Hilfe der Startwerte

$$\begin{aligned} a &= 0,0025 \frac{1}{s} \\ b &= 0,2 \\ c &= 4133 \end{aligned}$$

die nachfolgenden Werte für die Parameter:

$$\begin{aligned} a &= (0,002112 \pm 0,000008) \frac{1}{s} \\ b &= 0,0977 \pm 0,0008 \\ c &= 4133,56 \pm 0,01. \end{aligned}$$

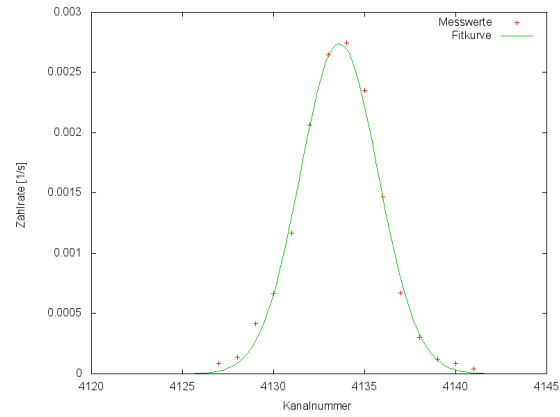


Abbildung 17: Peak im Champignonspektrum

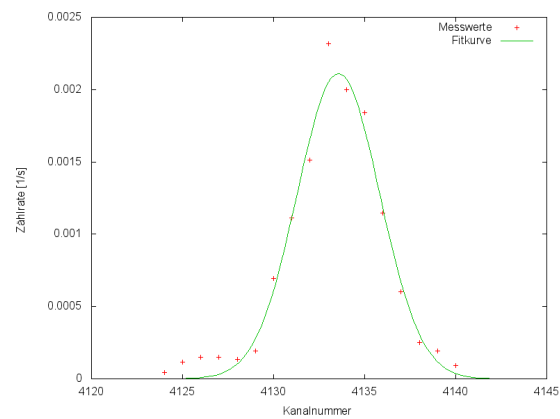


Abbildung 18: Peak im natürlichen Spektrum

Mit Hilfe der ermittelten Fitparameter lässt sich wie in Kapitel 4.2.1 der Flächeninhalt unter den beiden Gaußkurven ermitteln. Für die Nullrate ergibt sich:

$$Z_{Nullrate} = (0,01198 \pm 0,00007) \frac{1}{s}.$$

Die Fläche unterhalb des Champignonpeaks liegt bei:

$$Z_{Champignon} = (0,01471 \pm 0,00004) \frac{1}{s}.$$

Der Unterschied zwischen den beiden Flächen beträgt:

$$Z_{Champignon,eff} = (0,00273 \pm 0,00008) \frac{1}{s}.$$

Mit Hilfe des Verschiebeparameters c von der Gaußkurve des Champignonpeaks und Formel 4.1.11 ergibt sich die passende Energie zu: $E_\gamma = 1461,38 \text{ keV}$.

Dies entspricht der Energie der γ -Linie von ^{40}K , dem stärksten natürlichen Strahler. Diese Linie hat eine Energie von $1460,9 \text{ keV}$ [3].

Bemerkenswert ist, dass sogar nach Subtraktion der Nullrate noch immer ein deutlicher Peak bei dieser Energie vorliegt. Dieses Phänomen lässt sich damit erklären, dass Pilze im Allgemeinen überdurchschnittlich viel Kalium enthalten [4].

5 Diskussion

Zerfälle sowie Zerfallsraten sind statistische Prozesse, sodass grundsätzlich keine exakten Messergebnisse zu erwarten sind. Dazu müssten die Messungen mit längeren Messzeiten durchgeführt werden. Trotzdem ist es mit dem Reinst-Germanium-Detektor möglich Spektrallinien präzise auszumessen und zuzuordnen.

Grundsätzlich wurden beim Ablesen von Werten oder Positionen aus den Spektren keine Fehler angegeben, da diese nur schlecht zu schätzen sind. Die Berechnung der Ausgleichsgerade, Gleichung 4.1.11, weist in den Fitparametern nur kleine Fehler auf, was dazu führt, dass die Bestimmung der Energie der einzelnen Linien scheinbar mit einer hohen Genauigkeit möglich ist. Außerdem ist so das Zuordnen von Spektrallinien gut möglich. Allerdings lässt sich letztendlich nie zweifelsfrei sagen, ob ein Peak zu einer bestimmten Kanalnummer gehört, oder durch Störeinflüsse falsch eingeordnet wurde und doch in einen Nachbarkanal gehört. Aufgrund dessen ist bei den Energie im Allgemeinen von einem Fehler von ca. $0,3$ bis $0,4 \text{ keV}$ auszugehen.

Der Zusammenhang zwischen der Energie und der Effizienz aus Kapitel 4.1.2 ist nicht-linear. In den gefitteten Parameter sind große Abweichungen sichtbar. Die Parameter sind von der Wahl der Startwerte abhängig, dabei handelt es sich um ein numerisches Problem. Dies führt dazu, dass Werte, die mit Hilfe dieser Parameter berechnet wurden, nur mit Vorsicht zu betrachten sind.

Die hohe Abweichung der Halbwertsbreite von ^{137}Cs zum Theoriewert aus Kapitel 4.2.1 ergibt dadurch, dass zum einen die Halbwertsbreite nicht aus den Daten selber berechnet wurde, sondern aus den Fitparametern. Zum anderen trat das Problem auf, dass in keinem Kanal die exakte Wert der halben Energie des Photopeaks vorzufinden war.

Die experimentell bestimmten Werte für das Compton-Kontinuum passen sehr gut zur

Theorie. Die Werte des Rückstreupeaks liegen innerhalb der Messungenauigkeit. Eine hohe Abweichung liegt beim Verhältnis der Effizienzen von Compton- und Photoeffekt vor. Diese hohe Abweichung liegt zum einen daran, dass der Abstand zwischen Quelle und Detektor, a , nur geschätzt ist. Zum anderen tragen zum Photopeak nicht nur der Photoeffekt bei, sondern auch der Comptoneffekt oder Mehrfachstreuungen. Aus diesem Grund wird anstatt Photopeak auch oft der Begriff Vollenergiepeak verwendet, um diesen Sachverhalt zu unterstreichen.

Die Champignon-Messung liefert Ergebnisse, die mit Hilfe von Quelle [4] zufriedenstellend erklärt werden konnten.

6 Literaturverzeichnis

- [1.] <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/MASTER/SKRIPT/V18.pdf>
(Stand: 02.02.2014)
- [2.] <http://www.inl.gov/gammaray/catalogs/pdf/naicat.pdf> (Stand: 23.02.2014)
- [3.] http://www.praktika.physik.uni-bayreuth.de/Alpha_Gamma_Spektroskopie.pdf (Stand: 23.02.2014)
- [4.] <https://www.ars.usda.gov/SP2UserFiles/Place/12354500/Data/SR25/nutrlist/sr25w306.pdf> (Stand: 23.02.2014)