

V 18

Hochreine Germaniumdetektoren in der Gamma-Spektrometrie

Donata Osthues
donata.osthues@tu-dortmund.de

Jonas Rönsch
jonas.roensch@tu-dortmund.de

Durchführung: 13.07.2020

Abgabe: 17.09.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	3
2	Theorie	3
2.1	Gammastrahlung	3
2.2	Der Photoeffekt	3
2.3	Der Compton-Effekt	4
2.4	Paarbildung	5
2.5	Halbleiterdetektoren	5
3	Versuchsaufbau	6
4	Durchführung	7
5	Auswertung	7
5.1	Kalibration des Detektors	8
5.2	Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit	9
5.3	Untersuchung der ^{137}Cs Probe	13
5.4	Aktivitätsbestimmung	17
5.5	Bestimmung einer unbekannten Probe	22
6	Diskussion	24
6.1	Kalibration des Detektors und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit . . .	24
6.2	Untersuchung der ^{137}Cs Probe	24
6.3	Aktivitätsbestimmung	24
6.4	Bestimmung einer unbekannten Probe	25
	Literatur	25

1 Motivation

Damit ein Germaniumdetektor die Spektren verschiedener Strahler bezüglich deren Energie und Aktivität auswerten kann, muss zunächst eine Energiekalibrierung durchgeführt und eine Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Das ist das Ziel dieses Versuches.

2 Theorie

2.1 Gammastrahlung

Im Gegensatz zu Alpha- und Betastrahlung ist Gammastrahlung elektrisch neutral. Deshalb ist ihre Wechselwirkung mit Materie verhältnismäßig gering und sie kann tiefer als geladene Strahlung in feste Substanzen eindringen. Es handelt sich um hochenergetische elektromagnetische Strahlung. Gammastrahlung wird vor allem beim Zerfall von Atomkernen radioaktiver Nuklide frei, wenn angeregte Atomkerne nach bspw. einem Alpha- oder Betazerfall wieder in ihren Grundzustand zurückkehren. Daher ist das Gammaspektrum ein diskretes Linienspektrum, das für jede Substanz spezifisch ist. Deshalb kann mit der Gammaspektroskopie eine unbekannte Substanz über ihr Linienspektrum zugeordnet werden. Die Intensität von Strahlung wird allgemein als exponentiell von der Eindringtiefe abhängig bezeichnet. Die Anzahl $N(l)$ der Gammaquanten, die nach der Materialtiefe l noch nicht mit dem Material wechselgewirkt haben, ist gegeben durch:

$$N(l) = N_0 e^{-l\mu}. \quad (1)$$

In Gleichung 1 gilt $N_0 = N(0)$ und μ entspricht dem Extinktionskoeffizienten:

$$\mu = \sigma n = \frac{\sigma \rho}{uA}. \quad (2)$$

In Gleichung 2 beschreibt n die Teilchendichte, die ungefähr der Dichte ρ , dividiert durch das Produkt aus dem Gewicht eines Nukleons u und der atomaren Massenzahl A entspricht. In diesem Zusammenhang ergibt sich schließlich die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit:

$$P(l) = 1 - e^{-l\mu}. \quad (3)$$

Gammastrahlung kann auf drei verschiedene Arten mit Materie wechselwirken. Sie werden Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarbildung genannt. Der Photoeffekt tritt in diesem Zusammenhang eher bei niedrigeren, der Compton-Effekt dominanter bei mittleren und die Paarbildung vorrangig bei hohen Gammaenergien auf.

2.2 Der Photoeffekt

Unter dem Photoeffekt werden drei verschiedene Mechanismen zusammengefasst. In diesem Fall ist der äußere Photoeffekt von Relevanz. Beim äußeren Photoeffekt werden Elektronen aus einer Halbleiter- oder Metalloberfläche durch Strahleneinwirkung herausgelöst. Er dominiert bei Energien bis zu 1 MeV. Die einfallende Gammastrahlung

muss dafür eine Energie aufweisen, die größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist. Wenn das Gammaquant auf das Elektron trifft, wird es annihilert, während das Elektron frei wird. Der zugehörige Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist in Gleichung 4 beschrieben.

$$\sigma_{\text{ph}} = \frac{3}{2} \sigma_{\text{Th}} \alpha \frac{Z^5}{\epsilon^5} (\gamma^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{4}{3} + \gamma \frac{\gamma - 2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2 - 1}} \ln \left(\frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2 - 1}} \right) \right) \right) \quad (4)$$

In Gleichung 4 entspricht ϵ der Energie des Photons, σ_{Th} ist der Wirkungsquerschnitt der Thompson-Streuung, α ist die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante und γ entspricht dem relativistischen Gamma-Faktor des Elektrons, nachdem es mit dem Photon wechselgewirkt hat.

2.3 Der Compton-Effekt

Wenn ein Photon bspw. Gammastrahlung, auf ein Teilchen bspw. ein Elektron trifft und an ihm gestreut wird, dann wird seine Wellenlänge vergrößert. Dieser Prozess wird Compton-Effekt genannt. Er tritt vorwiegend bei Photonenergien zwischen 1 MeV und 10 MeV auf. Im Gegensatz zum Photoeffekt wird beim Compton-Effekt nicht die gesamte Photonenenergie übertragen, sondern nur ein Teil, sodass das Elektron an Energie gewinnt und das Photon seine Energie verringert, sodass es eine längere Wellenlänge bekommt. Das führt dazu, dass die Energie der Elektronen nach dem Stoß einem kontinuierlichen Spektrum entspricht. Der maximale Energieübertrag wird dabei durch einen Frontalstoß erzeugt. Der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effektes wird häufig über die Klein-Nishina Formel 5 angegeben, die den Wirkungsquerschnitt bezüglich eines Elektrons angibt. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich, wenn diese Formel über den Raumwinkel integriert wird.

$$\sigma_{\text{com}} = \frac{3}{4} \sigma_{\text{Th}} \left(\frac{1 + \epsilon}{\epsilon^2} \left(\frac{2(1 + \epsilon)}{1 + 2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) \right) + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1 + 2\epsilon) - \frac{1 + 3\epsilon}{(1 + 2\epsilon)^2} \right) \quad (5)$$

Für ein Atom ist der Compton-Wirkungsquerschnitt entsprechend proportional zur Ordnungszahl Z , wie es in Gleichung (8) dargestellt ist.

$$\sigma_{\text{com}}^A = Z \sigma_{\text{com}} \quad (6)$$

Alternativ kann der Compton-Wirkungsquerschnitt auch über die kinetische Energie T ausgedrückt werden:

$$\frac{d\sigma_{\text{com}}}{dT} = \frac{3\sigma_{\text{Th}}}{8m_e c^2 \epsilon^2} \left(2 + \frac{t^2}{\epsilon^2(1 - t)^2} + \frac{t(t - \frac{2}{\epsilon})}{1 - t} \right) \cdot \Theta\left(\frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} - t\right). \quad (7)$$

2.4 Paarbildung

Allgemein wird unter Paarbildung ein teilchenphysikalischer Prozess verstanden, bei dem ein Teilchen und sein Antiteilchen erzeugt werden. In diesem Versuch bezieht sich die Paarbildung jedoch nur auf die Erzeugung von Elektron-Positron-Paaren. Sie ist der überwiegende Wechselwirkungsprozess bei Photonen, die eine Energie über 10 MeV aufweisen. Sie entsteht bei Wechselwirkung von Photonen mit Materie, genauer bei der Wechselwirkung eines Photons mit dem elektrischen Feld des Atomkerns oder der Hüllenelektronen. Bei ersterem wird die gesamte Photonenergie an die entstehenden Teilchen und deren kinetische Energie abgegeben. Außerdem erfährt der Atomkern aufgrund der Impulserhaltung einen Rückstoß. Die Paarbildung kann über den Wirkungsquerschnitt, der in Gleichung 8 aufgeführt ist, beschrieben werden.

$$\sigma_{\text{paar}} = \alpha \frac{3\sigma_{\text{Th}}}{2\pi} \frac{7}{9} \left((Z^2(L_{\text{rad}} - f(Z)) + ZL'_{\text{rad}}) \right) + \frac{1}{42} (Z^2 + Z) \quad (8)$$

Da es sich um geladene Teilchen handelt, müssen Bremsstrahlungseffekte berücksichtigt werden. Das wird über die L_{rad} und L'_{rad} Funktionen realisiert. $f(Z)$ ist dabei eine Funktion, die die Compton-Korrektur miteinbezieht.

2.5 Halbleiterdetektoren

Da Gammastrahlung ungeladen ist, kann sie über ihre Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen werden. Dieser Nachweis kann mit Hilfe eines Halbleiterdetektors durchgeführt werden. Halbleiter definieren sich im Gegensatz zu Isolatoren über ihre für Elektronen überwindbare Bandlücke zwischen ihrem Valenz- und Leitungsband. Metalle weisen hingegen keine Bandlücke auf und werden somit als Leiter bezeichnet. Durch das Prinzip der Dotierung kann die Leitfähigkeit von Halbleitern verändert werden. Dabei werden Ionen eines anderen Materials in die Gitterstruktur des Halbleiters eingefügt, sodass entweder einer Erhöhung der Elektronenanzahl (negativ-Dotierung, auch n-Dotierung) oder der Lochanzahl (positiv-Dotierung, auch p-Dotierung) erzeugt wird. Werden zwei entgegengesetzt dotierte Bereiche aneinander gefügt, ergibt sich in dem Gebiet, in welchem ein Übergang zwischen n- und p-Dotierung entsteht, eine sogenannte Raumladungszone. Der Bereich der Raumladungszone, welcher sich im p-dotierten Halbleitergitter befindet, ist negativ geladen. Analog ist der Bereich der Raumladungszone, welcher sich im n-dotierten Halbleitergitter befindet, positiv geladen. Diese Konstellation kommt zustande, da die freien Ladungsträger in einem Material in den Bereich diffundieren, in welchem ihre Konzentration geringer ist. Die somit entstandene Ladungsverteilung im Halbleiter entspricht einer Diode. Stehen ein Halbleiter und ein Metall in Kontakt, wird von Metall-Halbleiterkontakt gesprochen. Eine entsprechende Konstruktion weist ebenfalls Eigenschaften einer Diode auf und wird häufig innerhalb eines Halbleiterdetektors verwendet. Aufgrund dieser besonderen Strukturierung sind Halbleiterdetektoren ortssensitiv. Das bedeutet ihr Detektionsvermögen ist positionsabhängig. Wenn ein Halbleiter dieser Form mit elektromagnetischer Strahlung, bspw. Gammaquanten bestrahlt wird, dann werden aufgrund der Energieabsorption durch das Material Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband angeregt. Die diodenähnliche Struktur des Halbleiters führt dann

zur Entstehung einer Spannung mit einem messbaren Anstieg seiner Leitfähigkeit. Die erzeugten Elektron-Loch-Paare, die dabei entstehen, benötigen im Vergleich zu einer Ionisationskammer eine Anregungsenergie die um 10 Größenordnungen kleiner ist. Das führt zu einer höheren Auflösung von Halbleitern im Vergleich zu Ionisationskammern. Für einen solchen Halbleiterdetektor wird häufig das Material Germanium verwendet. Ein Germaniumhalbleiterdetektor muss bei Inbetriebnahme jedoch auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff heruntergekühlt werden, da die notwendige Betriebsspannung bei Raumtemperatur sonst zu einem Leckstrom führen würde, der den Detektor zerstört. Pro Messdurchlauf ergeben sich allerdings statistische Schwankungen der Anzahl an erzeugten Elektron-Loch-Paaren. Außerdem ergeben sich bei der Erzeugung Energieverluste, da sich die Gammastrahlung statistisch auf die Atome des Materials verteilt. Dieser Abschnitt wurde mittels der Literaturverzeichnisse [3], [2], [6] und [4] erzeugt.

3 Versuchsaufbau

In diesem Versuch wird ein koaxialer Germanium-Detektor verwendet, dessen Oberfläche durch einen Metall-Halbleiterkontakt mit Lithium charakterisiert ist. Das heißt, es handelt sich um einen Zylinder mit einem Durchmesser von 45 mm und einer Länge von 39 mm. Im Inneren des Detektors wurde eine koaxiale Bohrung vorgenommen und mit Gold bedampft, um eine Verarmungszone zu erzeugen. Über dem Detektor befindet sich eine Aluminiumkappe, die die Gammastrahlung dazu zwingt, durch sie und durch die dotierte Lithiumoberfläche hindurch zu dringen, um detektiert zu werden. Diese Kappe schützt den Lithium-Germanium-Kontakt vor Verunreinigungen und verkleinert effektiv das zu kühlende Volumen. Dadurch kommt es zu einer unteren Energienachweisgrenze bei 40 keV bis 50 keV. Um eine volle Energieinachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten, sollten Energien über 150 keV verwendet werden. Der Aufbau ist in Abbildung 1 graphisch dargestellt [1].

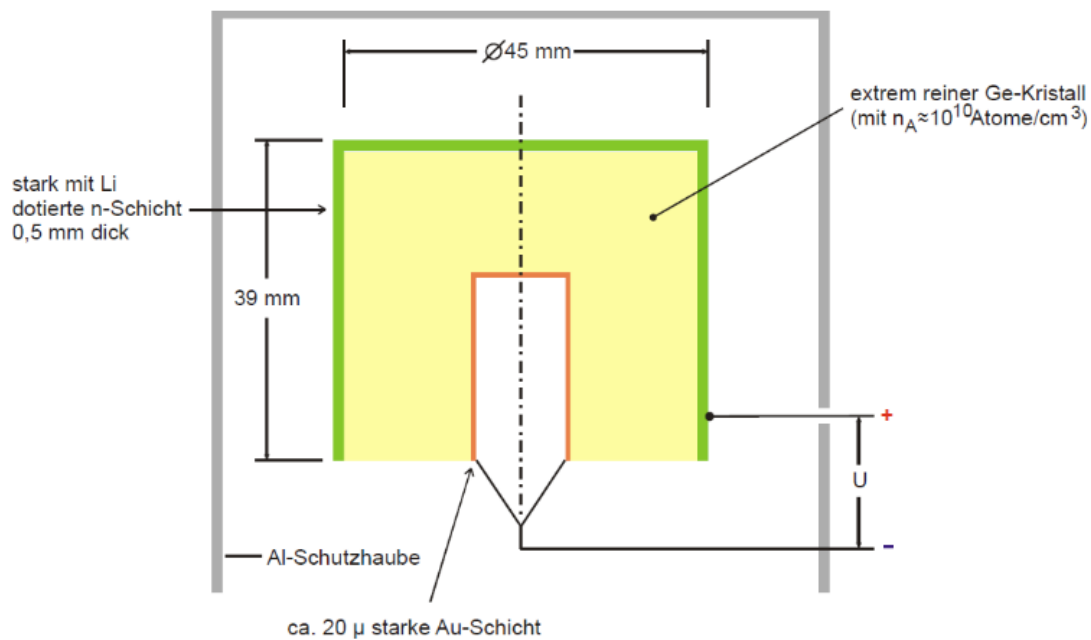


Abbildung 1: Diese Abbildung veranschaulicht den Versuchsaufbau des Halbleiter-Germamium-Detektors [1].

4 Durchführung

In diesem Versuch werden vier Messreihen durchgeführt. Zunächst soll eine Energiekalibrierung der Apparatur vorgenommen werden und eine Messung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit durchgeführt werden. Dafür wird das Spektrum eines ^{152}Eu -Strahlers aufgenommen, sodass die Lage als auch der Inhalt der Linien bestimmt werden kann. Danach wird das Spektrum eines ^{137}Cs -Strahlers aufgenommen, um den Photoeffekt und die Compton-Streuung zu vergleichen. Eine der Strahlungsquellen ^{125}Sb und ^{133}Ba wird vermessen und anhand ihres Spektrums wird sie identifiziert. Außerdem wird die Aktivität der Quelle bestimmt. Als letztes wird ein Anwendungsfall durchgespielt. Es wird das Spektrum eines unbekannten Strahlers aufgenommen und seine Zusammensetzung bestimmt [1].

5 Auswertung

Im Folgenden werden die einzelnen Messreihen ausgewertet. Dazu zählt die Kalibration des Detektors, die Bestimmung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit, die Untersuchung einer ^{137}Cs Probe und die Untersuchung von zwei unbekannten Proben.

5.1 Kalibration des Detektors

Um den Detektor zu kalibrieren, wird das Spektrum eines ^{152}Eu -Strahlers untersucht. Hierfür wird das Spektrum in Abhängigkeit des Kanals geplottet und die Peaks der Gammaquanten werden bestimmt. Da zwischen den Kanälen des Detektor und der Energie der gemessenen Gammaquanten ein linearer Zusammenhang besteht, kann eine lineare Ausgleichskurve bestimmt werden. Das gemessene Spektrum ist in folgender Abbildung dargestellt.

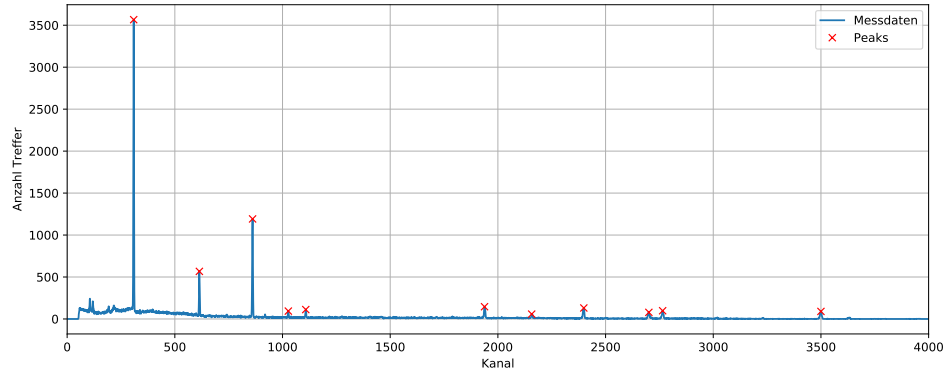


Abbildung 2: Spektrum des ^{152}Eu Strahlers für die Kalibration des Detektors. Abgeschnitten bei Kanal 4000 von 8192, da in diesem Bereich der Untergrund dominiert.

Um die Peaks eindeutig bestimmen zu können, helfen charakteristische nahe beieinander liegende Peaks. Die Literaturwerte der einzelnen Energien der Gammaquanten werden in Quelle [7] dargestellt. Die identifizierten Peaks sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Identifizierte Peaks für die Kalibration des Detektors

Peaknummer	Kanal	Energie / keV	Intensität / %
0	309	121,8	28,41
1	614	244,7	7,55
2	861	344,3	26,59
3	1027	411,1	2,24
4	1108	444,0	3,12
5	1938	778,9	12,97
6	2157	867,4	4,24
7	2399	964,1	14,5
8	2701	1085,8	10,13
9	2765	1112,1	13,41
10	3500	1408,0	20,9

Aus Tabelle 1 wird die Energie gegen den Kanal geplottet und eine lineare Funktion an die Daten angepasst.

$$E(k) = m \cdot k + b$$

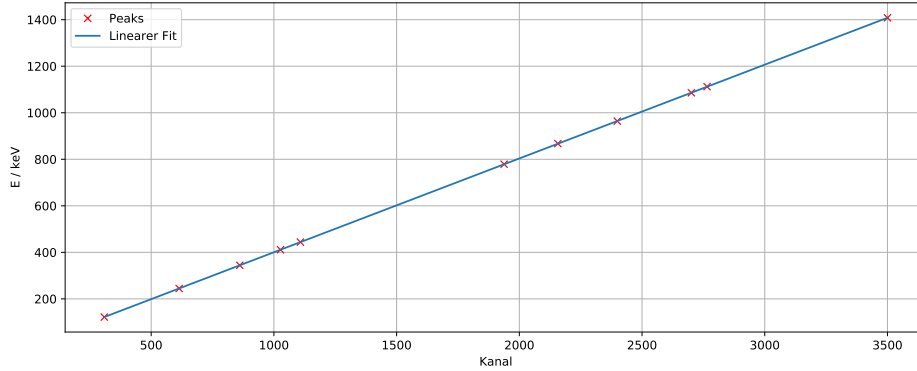


Abbildung 3: Messdaten und Fitfunktion für die Kalibration des Detektors

Die Fitparameter der Funktion aus 3 sind:

$$m = (0,403\,12 \pm 0,000\,09) \text{ keV/Kanal} \quad b = (-2,72 \pm 0,18) \text{ keV}$$

Dadurch kann das Spektrum auch gegen die Energie aufgetragen werden.

5.2 Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Die ^{152}Eu Probe hatte am 01.10.2000 eine Aktivität von $(4130 \pm 60) \text{ Bq}$. Mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 13,52 \text{ yr}$ kann über das Zerfallsgesetz die Aktivität am Messtag bestimmt werden, diese liegt bei $(1552 \pm 23) \text{ Bq}$. Um die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit $\eta(E)$ bestimmen zu können, wird folgende Formel benötigt.

$$N = t A_{\text{Messtag}} I \frac{\Omega}{4\pi} \eta(E) \quad (9)$$

Hierbei ist $t = 4109 \text{ s}$ die Messzeit, I die Intensität des Peaks und Ω der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel. Da die Probe als punktförmig angesehen werden kann, kann Ω mithilfe der Formel (10) bestimmt werden.

$$\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\theta}{2}} \sin(\theta') \, d\theta' \, d\varphi = 2\pi \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (10)$$

Mit der Winkelbeziehung

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{r}{d} \implies \frac{\theta}{2} = \arctan\left(\frac{r}{d}\right)$$

und den Werten $d = 8 \text{ cm} + 1,5 \text{ cm} = 9,5 \text{ cm}$ und $r = 2,25 \text{ cm}$ kann Ω bestimmt werden. Der Abstand d ergibt sich aus dem Abstand der Probe und der Schutzhaube und dem Abstand von Schutzhaube und Detektor.

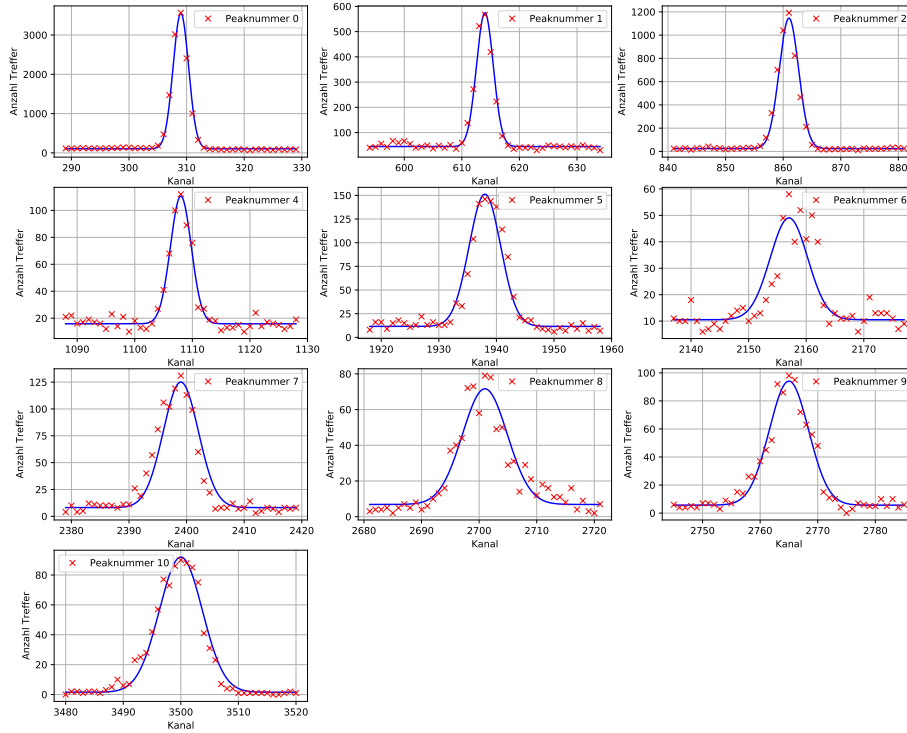
$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r}{d}\right)^2 + 1}} \right) \approx 0,17$$

Um den Linieninhalt N zu bestimmen, wird eine Gaußglocke (11) an die Daten angepasst.

$$n(k) = A_0 e^{-c(k-k_0)^2} + b \quad (11)$$

Hierbei ist k_0 kein Fitparameter sondern der Kanal des zu fittenden Peaks. Die Fits sind in Abbildung 4 zu sehen.

Abbildung 4: Ausgleichskurven für die Bestimmung des Linieninhaltes N .



Die Fitparameter sind in Tabelle 2 aufgelistet. Mit der Gleichung

$$N = A_0 \sqrt{\frac{\pi}{c}}$$

kann der Linieninhalt bestimmt werden. Bei dem Peak der Nummer 3 ist der Fitparameter c negativ und wird daher verworfen.

Tabelle 2: Fitparameter und Linieninhalte der einzelnen Peaks.

Peaknummer	A_0	c	b	N
0	$(3,45 \pm 0,07) \cdot 10^3$	$0,277 \pm 0,014$	105 ± 16	$(1,16 \pm 0,04) \cdot 10^4$
1	530 ± 13	$0,235 \pm 0,013$	45 ± 3	$(1,94 \pm 0,07) \cdot 10^3$
2	1121 ± 30	$0,175 \pm 0,011$	24 ± 7	$(4,75 \pm 0,20) \cdot 10^3$
4	95 ± 3	$0,153 \pm 0,012$	16 ± 1	430 ± 22
5	140 ± 6	$0,066 \pm 0,006$	12 ± 2	$(9,7 \pm 0,6) \cdot 10^2$
6	39 ± 4	$0,047 \pm 0,011$	11 ± 1	$(3,2 \pm 0,5) \cdot 10^2$
7	117 ± 6	$0,054 \pm 0,006$	8 ± 2	$(8,9 \pm 0,7) \cdot 10^2$
8	65 ± 4	$0,033 \pm 0,005$	7 ± 2	$(6,3 \pm 0,6) \cdot 10^2$
9	88 ± 3	$0,0430 \pm 0,0030$	6 ± 1	$(7,5 \pm 0,4) \cdot 10^2$
10	90 ± 2	$0,0360 \pm 0,0020$	2 ± 1	841 ± 30

Mit der Gleichung (9) können die η -Werte bestimmt werden, diese sind in Tabelle 3 aufgelistet.

Tabelle 3: η -Werte bestimmt aus den Daten der Tabelle 2.

Peaknummer	η
0	$0,476 \pm 0,007$
1	$0,299 \pm 0,004$
2	$0,2081 \pm 0,0030$
4	$0,1601 \pm 0,0023$
5	$0,0863 \pm 0,0013$
6	$0,0865 \pm 0,0013$
7	$0,0719 \pm 0,0010$
8	$0,0728 \pm 0,0011$
9	$0,0656 \pm 0,0010$
10	$0,0472 \pm 0,0007$

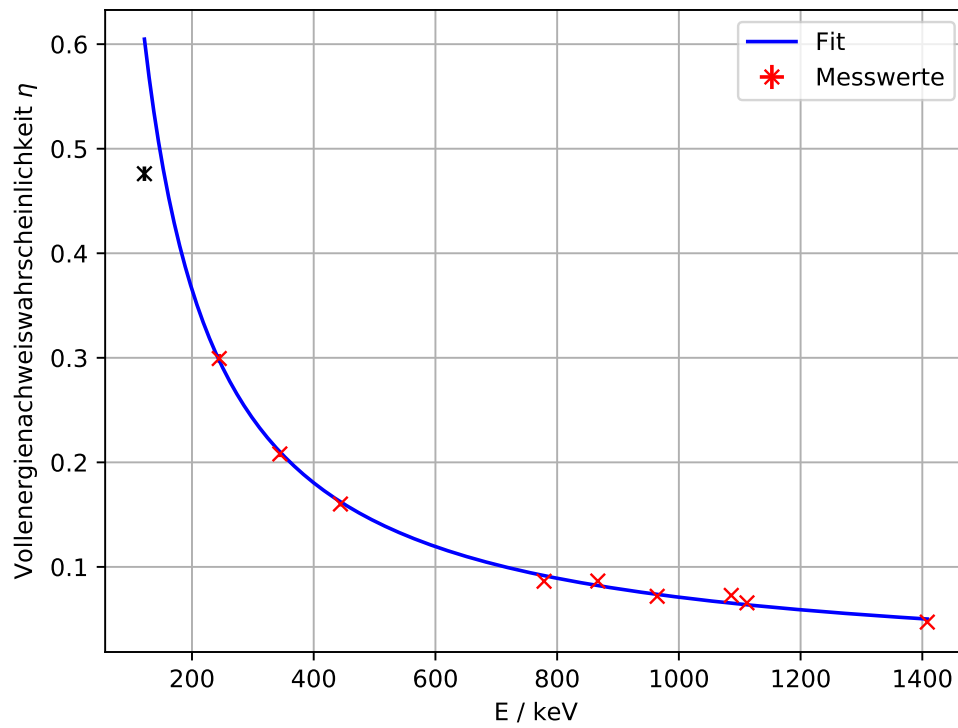
An die Werte aus Tabelle 3 und dazugehörigen Energien aus Tabelle 1, wird die Funktion

$$\eta(E) = A \cdot \left(\frac{E}{1 \text{ keV}} \right)^z$$

angepasst. Die Fitparameter für den Fit aus Abbildung 5 sind

$$A = 80 \pm 9 \quad z = -1,02 \pm 0,02.$$

Abbildung 5: Messwerte und Fitfunktion für die Bestimmung der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit. Der schwarz markierte Messwert wird nicht für die Bestimmung der Fitfunktion verwendet.



5.3 Untersuchung der ^{137}Cs Probe

Das gemessene Spektrum ist in Abbildung 6 dargestellt.

Abbildung 6: Spektrum der ^{137}Cs Probe, hierbei wird der Kanal direkt in eine Energie umgerechnet. Das Spektrum wird nur bis zur einer Energie von 1000 keV angegeben, da bei höheren Energien der Untergrund dominiert.

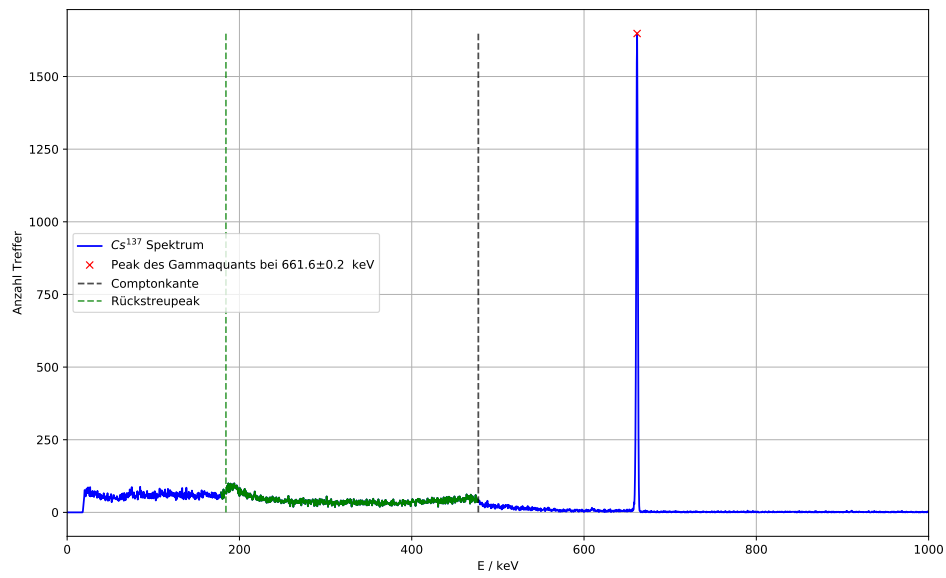
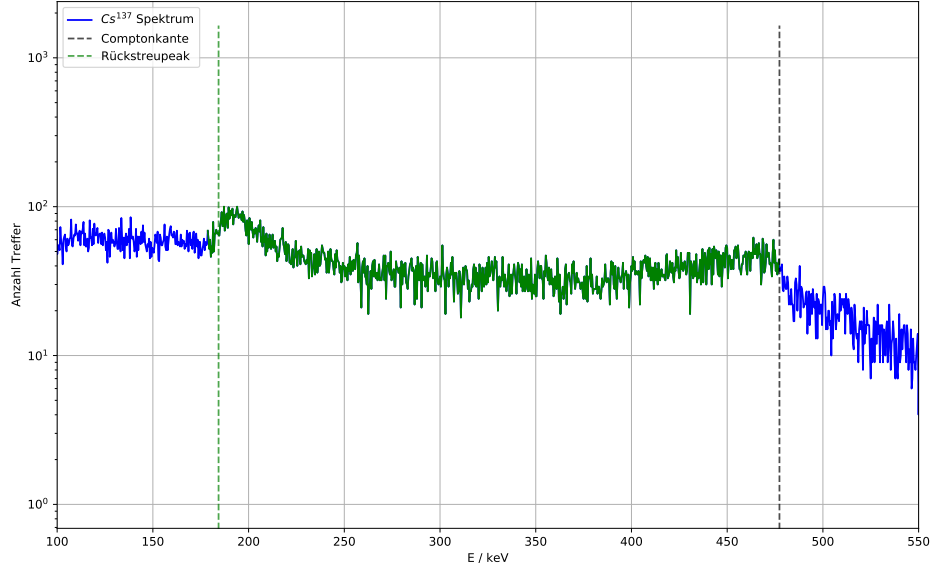


Abbildung 7: Spektrum der ^{137}Cs Probe im Bereich des Comptonkontinuums, hierbei wird der Kanal direkt in eine Energie umgerechnet.



Der Peak des Gammaquants liegt bei $E_\gamma = (661,6 \pm 0,2) \text{ keV}$. Mit den Gleichungen aus (12) kann die Comptonkante und die Rückstreuenergie bestimmt werden.

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

$$T_{\text{max,theo}} = E_\gamma \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad E_{\text{rückstreu,theo}} = \gamma \frac{1}{1 + 2\epsilon} \quad (12)$$

$$T_{\text{max,theo}} = (477,3 \pm 0,2) \text{ keV} \quad E_{\text{rückstreu,theo}} = (184,32 \pm 0,01) \text{ keV} \quad (13)$$

$$T_{\text{max,exp}} = (470 \pm 6) \text{ keV} \quad E_{\text{rückstreu,exp}} = (190 \pm 6) \text{ keV} \quad (14)$$

Die experimentell bestimmten Werte können aus Abbildung 7 abgelesen und eine Unsicherheit kann abgeschätzt werden. Um die Halbwertsbreite und die Zehntelwertsbreite zu bestimmen werden die Messwerte ermittelt, die am nächsten an der Hälfte beziehungsweise an dem Zehntel des Maximalwertes liegen.

$$\text{Treffer}_{\text{Suchwert}} = 824$$

$$\text{Treffer}_{\text{min:gefunden}} = 764 \rightarrow E_{\text{min}} = (660,41 \pm 0,23) \text{ keV}$$

$$\text{Treffer}_{\text{max:gefunden}} = 1000 \rightarrow E_{\text{max}} = (662,43 \pm 0,23) \text{ keV}$$

$$\Gamma_{1/2} = (2,0156 \pm 0,0005) \text{ keV}$$

$$\begin{aligned}
\text{Treffer}_{\text{Suchwert}} &= 164,8 \\
\text{Treffer}_{\text{min:gefunden}} &= 133 \rightarrow E_{\text{min}} = (659,20 \pm 0,23) \text{ keV} \\
\text{Treffer}_{\text{max:gefunden}} &= 90 \rightarrow E_{\text{max}} = (663,64 \pm 0,23) \text{ keV} \\
\Gamma_{1/10} &= (4,4343 \pm 0,0010) \text{ keV}
\end{aligned}$$

$$\frac{\Gamma_{1/10}}{\Gamma_{1/2}} = 2,2$$

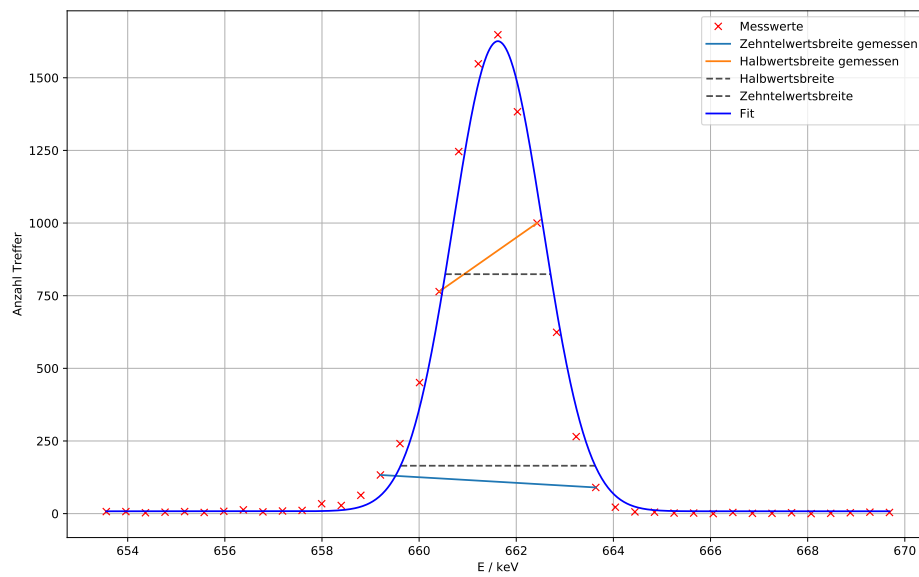
Die Unsicherheit des Verhältnisses ist nicht vorhanden, da beide Unsicherheiten der Breiten in der selben Größenordnung sind und durch die Division sich gegenseitig eliminieren. Dazu muss gesagt werden, dass die Unsicherheiten von E_{min} und E_{max} nur durch die lineare Ausgleichsgraden kommen, da aber schon die Treffer stark von dem gesuchten Wert abweichen müssten die Unsicherheiten einiges größer sein. Bei einer Gaußglocke ist das Verhältnis von $\Gamma_{1/2}$ und $\Gamma_{1/10}$

$$\frac{\Gamma_{1/10}}{\Gamma_{1/2}} = \sqrt{\frac{\ln 10}{\ln 2}} \approx 1,82.$$

Daher kann der Peak als Gaußglocke (11) approximiert werden. Die Fitparameter aus der Abbildung 8 sind

$$A_0 = 1618 \pm 30 \quad c = 0,58 \pm 0,02 \quad b = 8 \pm 9$$

Abbildung 8: Messdaten um den Peak des Gammaquants und Gaußglockenfit für die Bestimmung des Linieninhalts des Peaks. Zusätzlich sind die Linien für die Bestimmung der Halbwertsbreite und Zehntelwertsbreite mit den Messdaten und des Fits eingezeichnet.



Die beiden Breiten werden bestimmt, indem die Kurve um die Hälfte und um ein Zehntel des maximalen Wertes verringert wird und auf Nullstellen untersucht wird. Die Differenzen der beiden Nullstellen sind die Breiten.

$$\Gamma_{1/2} = (2,17 \pm 0,06) \text{ keV} \quad \Gamma_{1/10} = (4,0 \pm 0,1) \text{ keV}$$

Das Verhältnis der beiden Breiten ist $1,85 \pm 0,02$. Mit der Fitkurve aus Abbildung 8 kann der Linieninhalt bestimmt werden. Hierbei ist darauf zu achten, dass der Fit ein zweites Mal gemacht wird und hierbei nicht die Energie sondern der Kanal verwendet wird. Damit lässt sich der Linieninhalt des Peaks auf $N = (9,33 \pm 0,28) \cdot 10^3$ bestimmen. Um den Inhalt des Comptonkontinuums zu bestimmen wird eine Ausgleichskurve der Gleichung 7 berechnet. Hierbei wird nur der Ausdruck vor der Klammer an den grün markierten Bereich aus 6 angepasst. Der bestimmte Parameter lautet $B = (20,5 \pm 0,4) \text{ b/Kanal}$. Um den Inhalt der Funktion 7 zu erhalten, wird diese, mit der Bibliothek *scipy* [8], integriert. Der Inhalt ist damit $N_{\text{Comp}} = (2,85 \pm 0,05) \cdot 10^4$. Das Verhältnis der beiden Inhalte ist $N_{\text{Comp}}/N = 3,05 \pm 0,10$. Mit der Energie des Gammaquants $E_\gamma = (661,6 \pm 0,2) \text{ keV}$ und der Hilfe der Gleichungen (4) und (5) kann der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts und des Photoeffekts bestimmt werden. Diese liegen bei

$$\sigma_{\text{Comp}} = (8,196 \pm 0,001) \text{ b} \quad \sigma_{\text{Photo}} = (0,05674 \pm 0,00006) \text{ b}.$$

Mit der Annahme, dass die Dichte von Germanium im Detektor bei $\rho = 5,323 \text{ g/cm}^3$ [5] liegt, und der Gleichung (2) kann der Extinktionskoeffizient bestimmt werden. Diese liegen bei

$$\mu_{\text{Comp}} = (0,35514 \pm 0,00006) \text{ cm}^{-1} \quad \mu_{\text{Photo}} = (0,002459 \pm 0,000002) \text{ cm}^{-1}.$$

Mit diesen Werten und der Gleichung (3) kann die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit bestimmt werden. Hierbei ist $l = 3,9 \text{ cm}$ die Länge des Germanium-Kristalls. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten sind

$$P_{\text{Comp}} = 0,74968 \pm 0,00005 \quad P_{\text{Photo}} = 0,00954 \pm 0,00001.$$

Das Verhältnis der beiden Größen ist

$$\frac{P_{\text{Comp}}}{P_{\text{Photo}}} = 78,56 \pm 0,08.$$

5.4 Aktivitätsbestimmung

Bei diesem Versuchsteil wird zunächst, anhand der Gamma-Linien, das untersuchte Material bestimmt. Möglich sind ^{125}Sb oder ^{133}Ba . Die verwendeten Gamma-Peaks der beiden potentiellen Proben sind in Tabelle 4 aufgelistet.

Tabelle 4: Energie und Intensität der beiden potentiellen Proben [7].

Peaknummer	¹²⁵ Sb		¹³³ Ba	
	E / keV	Intensität / %	E / keV	Intensität / %
0	35,489	5,79	53,1622	2,14
1	176,314	6,82	79,6142	2,63
2	380,452	1,52	80,9979	33,31
3	427,874	29,55	160,6121	0,638
4	463,365	10,48	223,2368	0,45
5	600,597	17,76	276,3989	7,13
6	606,713	5,02	302,8508	18,31
7	635,95	11,32	356,0129	62,05
8	671,441	1,783	383,8485	8,94

Um die Probe zu identifizieren werden die Peaks im gemessenen Spektrum markiert, dies ist in Abbildung 9 zu sehen.

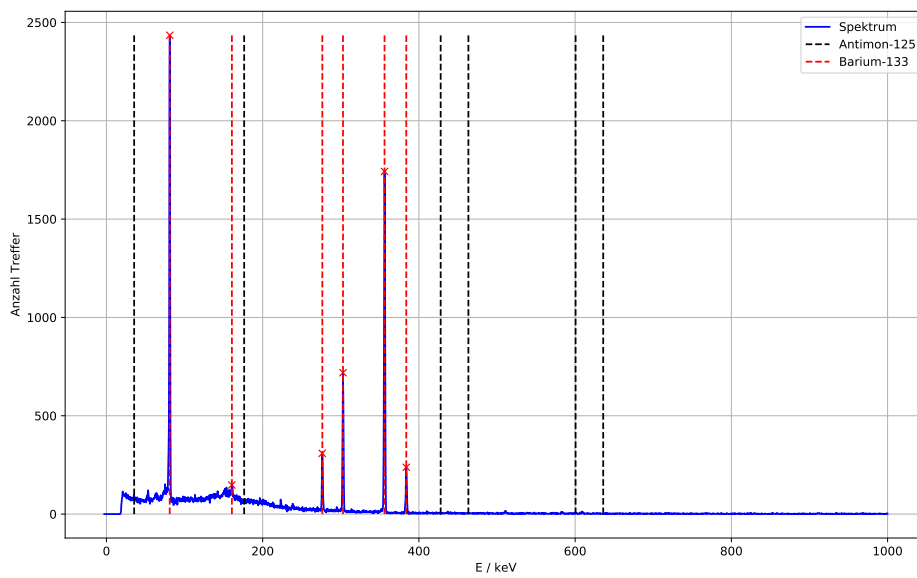


Abbildung 9: Aufgenommenes Spektrum mit den Literaturwerten der Gamma-Peaks, hierbei konnten alle Peaks von ^{133}Ba (außer die orange markierten) aus Tabelle 4 identifiziert werden.

Um die Aktivität zu bestimmen, wird die Gleichung (9) verwendet. Hierbei ist die Messzeit $t = 3770$ s, Ω ist wie in vorherigen Teilen bestimmt worden und die Intensitäten werden aus Tabelle 4 abgelesen. Die Funktion für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit wurde bereits in Kapitel 5.2 bestimmt. Der Linieninhalt wird wie in den vorherigen Kapiteln bestimmt. Die Fits für die Bestimmung des Linieninhalts, sowie die Linieninhalte selbst, sind in Tabelle 5 aufgelistet.

Tabelle 5: Fitparameter für die Bestimmung der Linieninhalte

Peaknummer	A_0	c	b	N
2	$(2,32 \pm 0,10) \cdot 10^3$	$0,311 \pm 0,031$	102 ± 20	$(7,4 \pm 0,5) \cdot 10^3$
3	$(0,0 \pm 3,4) \cdot 10^8$	$0,0000 \pm 0,0029$	$(0 \pm 34) \cdot 10^8$	— — —
5	286 ± 15	$0,226 \pm 0,027$	$21,1 \pm 3,3$	$(1,07 \pm 0,08) \cdot 10^3$
6	682 ± 10	$0,218 \pm 0,008$	$16,8 \pm 2,4$	$(2,59 \pm 0,06) \cdot 10^3$
7	1769 ± 9	$0,1834 \pm 0,0022$	$9,7 \pm 2,1$	$(7,32 \pm 0,06) \cdot 10^3$
8	230 ± 5	$0,186 \pm 0,009$	$6,3 \pm 1,2$	948 ± 31

Die Fits für die Bestimmung der Linieninhalte sind in Abbildung 10 dargestellt.

Mit den berechneten Linieninhalten kann mit der Gleichung (9) die Aktivität am Messtag bestimmt werden. Diese sind in Tabelle 6 aufgelistet.

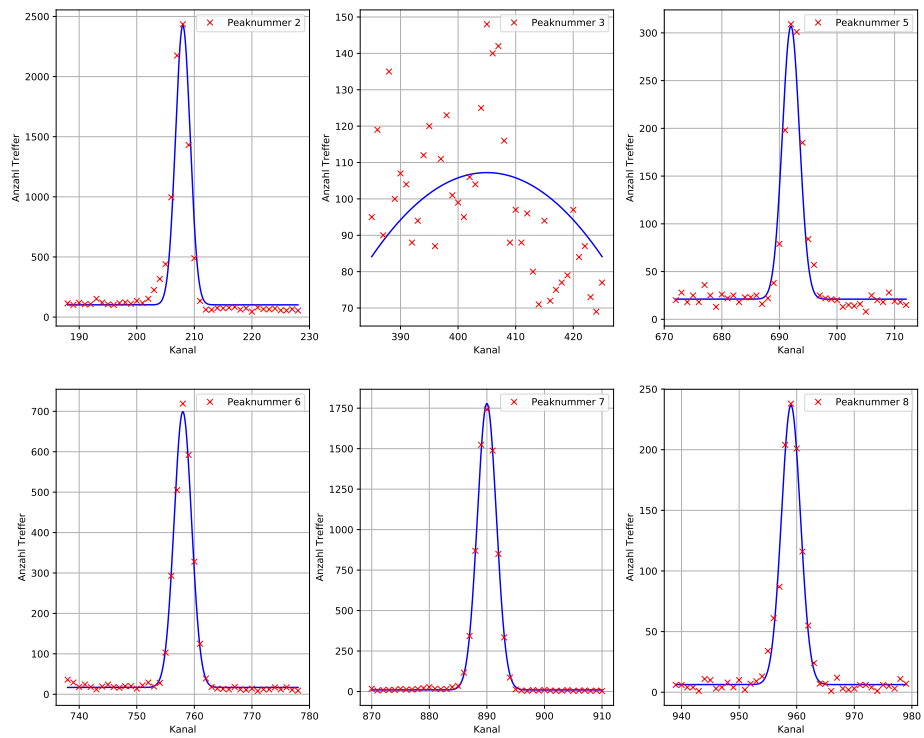


Abbildung 10: Fits für die Bestimmung der Linieninhalte

Tabelle 6: Aktivität der ^{133}Ba Probe, bestimmt über die einzelnen Peaks und gemittelt.

Peaknummer	Aktivität / Bq
2	$(4,8 \pm 0,7) \cdot 10^2$
5	$(1,12 \pm 0,19) \cdot 10^3$
6	$(1,16 \pm 0,20) \cdot 10^3$
7	$(1,14 \pm 0,19) \cdot 10^3$
8	$(1,11 \pm 0,19) \cdot 10^3$
mittel	$(1,00 \pm 0,17) \cdot 10^3$

5.5 Bestimmung einer unbekannten Probe

Bei diesem Versuchsteil wird nur das Material der Probe bestimmt, da aufgrund der Ausdehnung der Probe diese nicht als punktförmig angesehen werden kann und damit Ω nicht berechnet werden kann, was eine notwendige Größe für die Bestimmung der Aktivität ist. Das Spektrum ist in Abbildung 11 zu sehen. Von den gefundenen Peaks können 16 Peaks identifiziert werden. Diese sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Abbildung 11: gemessenes Spektrum einer unbekannten Probe.

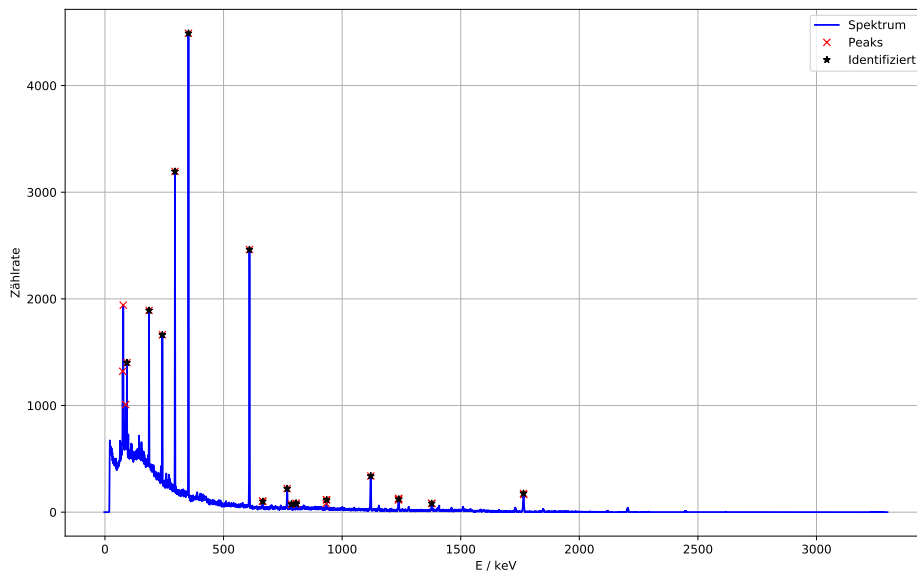


Tabelle 7: Energien der identifizierten Peaks aus dem Spektrum und die dazugehörigen Literaturwerte [7].

Isotop	Energie (gemessen) / keV	Energie (Lit.) / keV	Intensität (Lit.) / %
234Th	$92,8 \pm 0,1$	92,8	3,75
(235U)	$185,94 \pm 0,18$	185,72	57,0
226Ra	$185,94 \pm 0,18$	186,21	3,6
214Pb	$241,97 \pm 0,19$	242,00	7,3
214Pb	$295,19 \pm 0,19$	295,22	18,4
214Pb	$352,03 \pm 0,20$	351,93	35,6
214Bi	$609,22 \pm 0,23$	609,31	45,5
(214Rn)	$609,22 \pm 0,23$	609,31	0,1
214Bi	$665,65 \pm 0,25$	665,45	1,5
214Bi	$768,05 \pm 0,25$	768,36	4,9
214Pb	$786,19 \pm 0,25$	785,96	1,1
234Pa	$805,5 \pm 0,2$	805,8	2,5
214Bi	$806,34 \pm 0,26$	806,17	1,3
214Bi	$934,94 \pm 0,28$	934,06	3,1
214Bi	$1120,78 \pm 0,31$	1120,29	14,9
214Bi	$1238,89 \pm 0,33$	1238,11	5,8
214Bi	$1377,6 \pm 0,4$	1377,7	4,0
214Bi	$1764,6 \pm 0,4$	1764,49	15,31

Die Isotope aus Tabelle 7 gehören alle zu der natürlichen Zerfallsreihe des Uran Isotop Uran-238, außer der Peak von Uran-235 bei einer Energie von $(185,94 \pm 0,18)$ keV. Dieser Peak kann allerdings Radium-226 zugeordnet werden, welches ebenfalls zur Zerfallsreihe von Uran-238 gehört.

6 Diskussion

Im Folgenden werden die Ergebnisse der verschiedenen Messreihen untersucht.

6.1 Kalibration des Detektors und Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Der Detektor wird kalibriert, indem das Spektrum eines ^{152}Eu -Strahlers untersucht wird. Hierbei werden die Kanalnummern der Peaks an die Literaturwerte [7] der Gamma-Linien mithilfe einer linearen Ausgleichsrechnung angepasst. Dass die Kalibration erfolgreich ist, ist daran zu sehen, dass die Peaks der weiteren Proben mit den Literaturwerten übereinstimmen. Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit ist auch erfolgreich, da eine Potenzfunktion gut an die gemessenen Daten angepasst werden konnte und die damit bestimmten Aktivitäten in physikalisch sinnvollen Bereichen liegen.

6.2 Untersuchung der ^{137}Cs Probe

Der gemessene Peak des Gammaquants der ^{137}Cs Probe liegt bei $(661,6 \pm 0,2)$ keV der Literaturwert beträgt $(661,657 \pm 0,003)$ keV [7], daher ist der Literaturwert in einer 1σ Umgebung des Messwertes. Das bestätigt den gemessenen Wert und die Kalibration des Detektors. Die gemessene Comptonkante und die Rückstreuenergie weichen um etwas mehr als eine σ -Umgebung von den berechneten Werten ab, da die Unsicherheiten selbst gewählt werden mussten, sind die Unsicherheiten weniger aussagekräftig. Wenn das gesamte Spektrum angesehen wird, dann ist allerdings zu sehen, dass die gemessenen und berechneten Werte im gleichen Bereich liegen. Der Peak des Gammaquants lässt sich mit einer Gaußglocke beschreiben. Das wird durch das Verhältnis der Halb- und Zehntelwertsbreite bestätigt. Die Messwerte zeigen, dass der Comptoneffekt circa 3 mal öfter auftritt als der Photoeffekt. Die Theorie ergibt allerdings ein Wert von circa 80 mal öfter an. Diese Diskrepanz bedeutet, dass entweder Das Comptonkontinuum zu schwach oder der Photopeak zu stark gemessen wurde. Das könnte dadurch erklärt werden, dass der Peak des Photoeffekts durch Mehrfachwechselwirkung einiges öfter gemessen wurde als eigentlich emittiert wurden. Da das nicht im Wirkungsquerschnitt berücksichtigt wird, könnte das die Diskrepanz erklären.

6.3 Aktivitätsbestimmung

Bei diesem Versuchsteil wird zunächst geguckt, ob das untersuchte Material eine ^{125}Sb oder eine ^{133}Ba Probe ist. Bei der Betrachtung des Spektrums ist zu erkennen, dass es sich um eine ^{133}Ba Probe handelt. Hierfür konnten sechs Peaks identifiziert werden und von denen sind fünf geeignet, um die Aktivität zu bestimmen. Bei vier der fünf Peaks liegt

die berechnete Aktivität in einer 1σ Umgebung der anderen Aktivitäten. Das bestätigt die gemessene Aktivität.

6.4 Bestimmung einer unbekannten Probe

Bei diesem Versuchsteil wird eine unbekannte Probe untersucht. Aufgrund der Ausdehnung der Probe und da diese direkt auf dem Detektor lag, kann hier keine Aktivität bestimmt werden. Um dem Material eine Zerfallskette zuordnen zu können, konnten 16 Peaks identifiziert werden. Alle Stoffe, welche identifiziert werden konnten, können der natürlichen Zerfallskette von Uran-238 zugeordnet werden. Ein Peak kann entweder der Zerfallskette oder Uran-235 zugeordnet werden. Dieses Isotop ist ein natürlicher Bestandteil von Uranerz.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *V18 Hochreine Germaniumdetektoren in der Gamma-Spektrometrie*. 2014.
- [2] G.Gilmore. *Gamma-ray Spectrometry*. Wiley, 2008.
- [3] G.Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2010.
- [4] G.Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, 2007.
- [5] *Germanium*. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Germanium.html>.
- [6] N.Wermes H.Kolanoski. *Teilchendetektoren*. Springer, 2016.
- [7] *Library for gamma and alpha emissions*. URL: <http://www.nucleide.org/Laraweb/index.php>.
- [8] „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2>.