

# V18: Germanium Detektor



Benedikt Lütke Lanfer, Enno Wellmann

[benedikt.luetkelanfer@tu-dortmund.de](mailto:benedikt.luetkelanfer@tu-dortmund.de)  
[enno.wellmann@tu-dortmund.de](mailto:enno.wellmann@tu-dortmund.de)

Bearbeitet: 23. Mai 2024  
Durchgeführt: 06. Mai 2024  
TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>2</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>2</b>
2.2 Messung von Energie in Germanium Halbleiterdetektoren [1]	4
2.3 Form des Detektors [vgl 1, Kap. 2.4]	4
2.4 Dateninterpretation	5
2.5 Fehlerrechnung	6
<b>3 Durchführung [vgl. 6]</b>	<b>6</b>
3.1 Elektronik	7
3.2 Messprogramm	7
<b>4 Auswertung</b>	<b>8</b>
4.1 Energiekalibrierung	8
4.2 Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit $Q$	9
4.2.1 Linieninhalt $Z$	9
4.2.2 Berechnung von $Q$	11
4.3 Untersuchung von $^{137}\text{Cs}$ Gamma-Spektrums	12
4.3.1 Vollenergiepeak	12
4.3.2 Comptonkontinuum	14
4.3.3 Absorptionswahrscheinlichkeit	15
4.4 Aktivitätsbestimmung	16
4.5 Gammaspektroskopie einer unbekannten Probe	17
<b>5 Diskussion</b>	<b>19</b>
<b>Literatur</b>	<b>20</b>

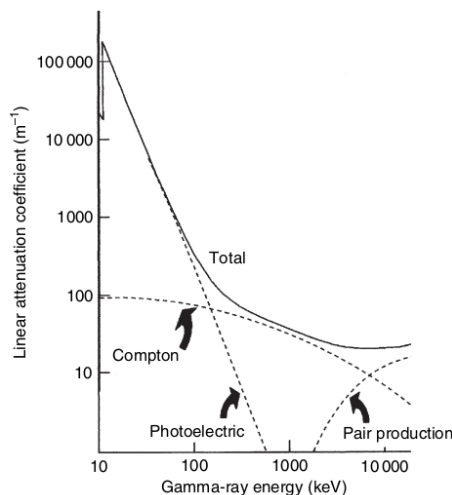
# 1 Zielsetzung

In diesem Versuch wird ein Germanium Energiedetektor mit einer geeichten  $^{152}\text{Eu}$  Quelle kalibriert. Der kalibrierte Detektor wird anschließend verwendet um das Spektrum einer monochromatischen  $^{137}\text{Cs}$  Quelle aufzunehmen. Danach wird mit dem Spektrum einer  $^{133}\text{Ba}$  Quelle deren Aktivität bestimmt. Schließlich wird anhand eines weiteren Spektrums eine unbekannte Quelle identifiziert.

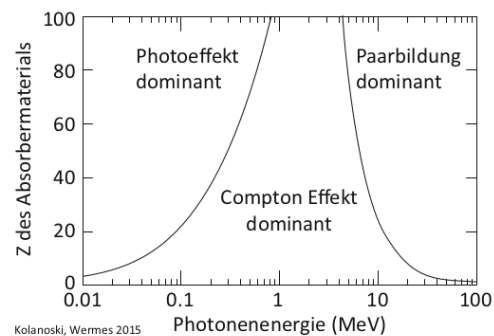
## 2 Theorie

### 2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Die Interaktionswahrscheinlichkeit von Gamma Strahlen mit Materie lässt sich durch den Dämpfungskoeffizienten  $\mu$  darstellen. Die Strahlungsintensität fällt in dichten Materialien exponentiell ab  $I \exp(-\mu x)$ . Dieser Intensitätsverlust hängt direkt mit der Wirkungsquerschnitt des materials zusammen und ist in  $\mu$  eine additive Größe. Die Dämpfungskoeffizienten von Gammastrahlen sind in Abbildung 1a zu sehen. Abbildung 1b



(a) Linearer Dämpfungskoeffizient aus [1].



(b) Dominante Effekte nach  $E_\gamma$  und  $Z$  aus [2].

**Abbildung 1:** Interaktionswahrscheinlichkeiten von Gammastrahlen in verschiedenen Darstellungen.

Aus [1]. Die **hauptsächlichen** Wechselwirkungen von Photonen mit Materie sind die photoelektrische Absorption, die Compton Streuung und die Elektronenpaarbildung. Bei der **photoelektrischen Absorption** wechselwirkt das Photon mit einem im Atom gebundenen Elektron und befördert es aus seinem gebundenen Zustand. Die Energie des Photons wird danach von dem Elektron getragen und das Atom emittiert **Röntgenstrahlung**. Diese Interaktion findet vor allem bei niederenergetischen  **$\gamma$  Photonen** statt.

Eine grobe Annäherung für das Verhalten der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ist der Therm

$$\tau = \text{constant} \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \quad (1)$$

wobei  $m$  und  $n$  zwischen 3 und 5 liegen [vgl. 1, Kap 2.2.1].  $\tau$  lässt sich hier in Verbindung mit dem linearen Dämpfungskoeffizienten bringen

$$\mu_{\text{PE}} = \tau \cdot \rho \cdot N_A / A \quad (2)$$

Die **Compton Streuung** ist oft die häufigste Interaktion der Strahlung mit dem Material. Sie ist (abhängig von  $Z$ ) dominant bei Energien im Bereich von etwa 0,5 MeV bis 10 MeV. Ihr differentieller Wirkungsquerschnitt wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos(\theta))]} \right) \quad (3)$$

wobei  $\alpha = h\nu/m_0c^2$  und  $r_0$  der klassische Elektronenradius ist (vgl. [3]). Der Energieübertrag auf das Elektron wird berechnet durch

$$E_e = E_\gamma \left\{ 1 - \frac{1}{1 + E_\gamma(1 - \cos \theta)/m_0c^2} \right\} \quad (4)$$

Für diesen Versuch ist es wichtig den Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung in Abhängigkeit der Energie des gestreuten Elektrons  $T = E_\gamma - E'_\gamma$  zu betrachten. Hierfür wird in [2, Kap. 3.5.3] die Klein-Nishina-Formel integriert.

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2 \epsilon} \left[ 2 + \frac{t^2}{\epsilon^2(1-t)^2} + \frac{t}{1-t} \left( t - \frac{2}{\epsilon} \right) \right] \quad (5)$$

Hier gelten  $\epsilon = E_\gamma/(m_e c^2)$  und  $t = T/E_\gamma$ . Bei Rückstreuung des  $\gamma$  Photons wird die Energie des Elektrons maximal  $T \rightarrow T_{\text{max}}$ . Es ergibt sich im Spektrum die sogenannte Compton Kante bei

$$T_{CK} = E_\gamma \frac{2\epsilon}{1 + 2\epsilon} \quad (6)$$

und der Rückstrahlpeak bei

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

Bei Energien oberhalb der doppelten Ruhemasse des Elektrons (1,02 MeV) ist die **Elektronenpaarbildung** möglich. Diese Wechselwirkung tritt aber realistisch nur bei sehr hochenergetischen Gammastrahlen auf. Ihr Wirkungsquerschnitt ist weit oberhalb der Eigenenergie konstant in  $E_\gamma$  und proportional zu  $Z^2$  des Absorbiermaterials [vgl. 2, Kap 3.5.5].

## 2.2 Messung von Energie in Germanium Halbleiterdetektoren [1]

Halbleiter können durch das Bandstruktur Modell aus der Festkörperphysik beschrieben werden. Elektronen befinden sich in einem Festkörper nicht auf eindeutig festgelegten Energieniveaus, sondern auf Materialabhängigen Energiebändern. Elektronen können die Energien zwischen diesen Bändern nicht annehmen. Damit ein Strom in einem Material fließen kann, muss ein Elektron das sogenannte Valenzband verlassen und ins Leitungsband des Materials wechseln. In einem Halbleiter sind das Valenzband (das oberste voll besetzte Band) und das Leitungsband durch eine Bandlücke in der Größenordnung von 1 eV voneinander getrennt. Das Leitungsband eines Halbleiters

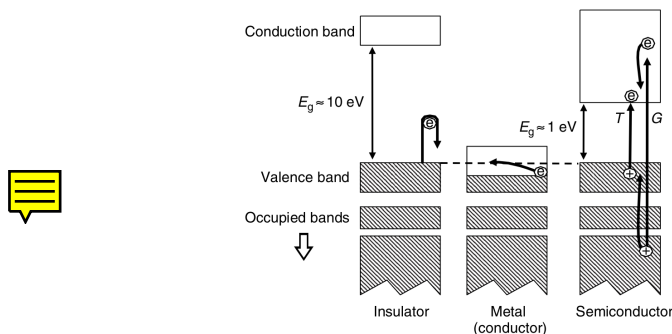


Abbildung 2: Elektronen Bandstruktur aus [1]

enthält meist auch Elektronen abhängig von der Temperatur des Materials. Um einen Halbleiter zu erhalten, der nach Möglichkeit nur von außen angeregte Elektronen in seinem Leitungsband hat ist es sinnvoll diesen so weit wie möglich herunter zu kühlen. Gamma Strahlen erzeugen in der Interaktion mit dem Detektor schnelle Elektronen, die durch das anregen von Bandlektronen ihre Energie abgeben. Diese Elektronen können in einem Germanium Halbleiter Elektronenlochpaare erzeugen, wenn diese die notwendige Energie von  $\epsilon = 2,96 \text{ eV}$  erreichen. Die Anzahl an Elektronenlochpaaren ist mit

$$N = E_e / \epsilon \quad (8)$$

proportional zu der Energie  $E_e$  des Elektrons. Basierend auf der Stärke des Halbleiterstroms lassen sich so Rückschlüsse auf die Energie des Elektrons ziehen.

## 2.3 Form des Detektors [vgl 1, Kap. 2.4]

Die Größe des Detektors spielt eine wichtige Rolle darin wie die Energie des  $\gamma$  Photons in ein Spektrum von Elektronenenergien übersetzt wird. Für die moderat Energiereichen  $\gamma$  Strahlen werden für diese Diskussion nur der Compton Effekt und die photoelektrische Absorption beachtet. In einem idealisierten kleinen Detektor streuen die  $\gamma$  Photonen nur einmal und geben dabei entweder ihre gesamte Energie an ein Photoelektron oder einen Teil der Energie an ein Compton gestreutes Elektron. Compton gestreuten Gammastrahlen hinterlassen nur einen Teil ihrer Energie in dem Germanium Detektor, und verlassen

diesen direkt danach wieder. Das Ergebnis ist ein Spektrum in der Form des Compton Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/dN$  aus Gleichung (5). Bei einem realistischen Detektor können die Compton gestreuten Photonen im Prinzip noch weitere male mit dem Detektor interagieren und so eine Elektronenenergie zwischen dem Vollenergiepeak und dem erwarteten wert im Compton Kontinuum erreichen.

## 2.4 Dateninterpretation

Die Quellen werden mit einem festen Abstand  $d$  zum zylinderförmigen Detektor mit Radius  $r$  eingespannt. Sie strahlen gleichmäßig in alle Richtungen ab können aber nur im Kegelförmigen Raumwinkel des Detektors gemessen werden. Ist  $2\theta$  der Öffnungswinkel des Kegels so ist [4]

$$\Omega = 4\pi \sin^2 \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (9)$$

$$\theta = \arctan \left( \frac{r}{d} \right) \quad (10)$$

Die Anzahl  $Z$  an Messungen in einem bestimmten Energiepeak hängt von dem Raumwinkel  $\Omega$ , der Emissionswahrscheinlichkeit  $W$ , der Aktivität  $A$  und der Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit  $Q$  ab. Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit ist eine wichtige Kenngröße des Detektors. Sie ist das Verhältnis von Photoelektrisch absorbierten Gammastrahlen, die ihre Energie vollständig abgeben und z.B. Compton gestreuten Elektronen, die die Energie nur teilweise abgeben.

$$Z = \frac{\Omega}{4\pi} ATWQ \quad (11)$$

Die entstehenden Peaks haben die Form einer Gaußverteilung. Bei den Peaks lässt sich die Zehntelwertsbreite und die Halbwertsbreite bestimmen. Wenn es sich bei diesen um gaußverteilte Werte handelt haben sie eine Halbwertsbreite von  $2\sqrt{2\ln 2}\sigma$  und eine Zehntelwertsbreite von  $2\sqrt{2\ln 10}\sigma$ .

## 2.5 Fehlerrechnung

Für die Fehlerrechnung werden alle **Mittelwerte** von  $N$  Messungen folgendermaßen berechnet:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N x_i \quad (12)$$

und alle **Standardabweichungen zum Mittelwert** mit:

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{N \cdot (N-1)} \cdot \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (13)$$

Bei einigen Messungen bzw Messdaten ist der Fehler auch schon im Vorhinein angegeben. Der Fehler für zusammenhängende Messwerte wird dann mit der **Gaußschen Fehlerfortpflanzung** berechnet:

$$\Delta f = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot (\Delta x_i)^2} \quad (14)$$

Die Fehlerfortpflanzung wird mit Uncertainties in Python [5] ermittelt.

## 3 Durchführung [vgl. 6]

Der hier verwendete Detektor ist Zylinderförmig ( $l = 39 \text{ mm}$ , Durchmesser =  $45 \text{ mm}$ ) und befindet sich in einer Aluminium Schutzhülle. Der Abstand des Detektors zur Schutzhülle beträgt  $1,5 \text{ cm}$ . Die Schutzhülle sorgt dafür, dass Gammastrahlen mit einer Energie niedriger als etwa  $40 \text{ keV}$  bis  $50 \text{ keV}$  nicht gemessen werden können. Für die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit werden nur Energien größer  $150 \text{ keV}$  betrachtet. Im Inneren des Detektors befindet sich eine Koaxiale Bohrung deren innere Oberfläche mit Gold bedampft ist. Dieser Metall Kontakt sorgt für die Ausprägung einer Verarmungszone in dem Detektor, die diesen zu einem effektiven Halbleiter macht.

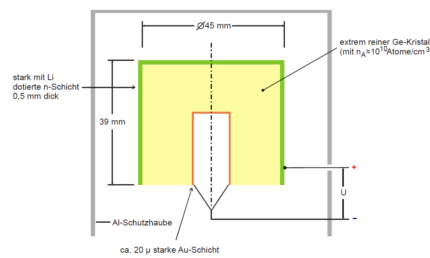


Abbildung 3: Querschnitt des Germanium Detektors

### 3.1 Elektronik

Der Detektor wird in diesem Versuchsaufbau durch vorgefertigte Bauteile kontrolliert und ausgelesen. Ein Temperaturwächter kontrolliert die Kühlung des Detektors und hält dessen Temperatur konstant auf 77 K. Eine Hochspannungsquelle erhält die Verarmungszone des Halbleiters aufrecht. Die Signale, die durch die Gammastrahlen in dem Detektor entstehen, werden elektrisch verstärkt und mit einem Analog-Digital Wandler in Zählsignale umgesetzt. Diese werden dem Computer übergeben, der ein Histogramm der Ereignisse abhängig von den gemessenen Strömen erstellt.



### 3.2 Messprogramm

Die Energiespektren von  **$^{152}\text{Eu}$ Europium, der  $^{137}\text{Cs}$ Cäsium und  $^{133}\text{Ba}$ Barium** werden aufgenommen. hierzu werden die Proben in einem Abstand von 70 mm von der Aluminium Abschirmung befestigt. Das Histogramm wird automatisiert jeweils für etwa eine Stunde aufgenommen. Die genaue Messzeit wird in den Daten automatisch hinterlegt. Schließlich wird die Unbekannte Quelle auf der Schutzhülle positioniert. Deren Spektrum wird in gleicher Weise für etwa 45 min aufgenommen.



## 4 Auswertung

### 4.1 Energiekalibrierung

Um den Detektor zu kalibrieren, müssen zuerst die Peaks im Spektrum gefunden werden, um diese dann mit der Literatur zu vergleichen. Dafür wird aus dem Spektrum der Europium Quelle

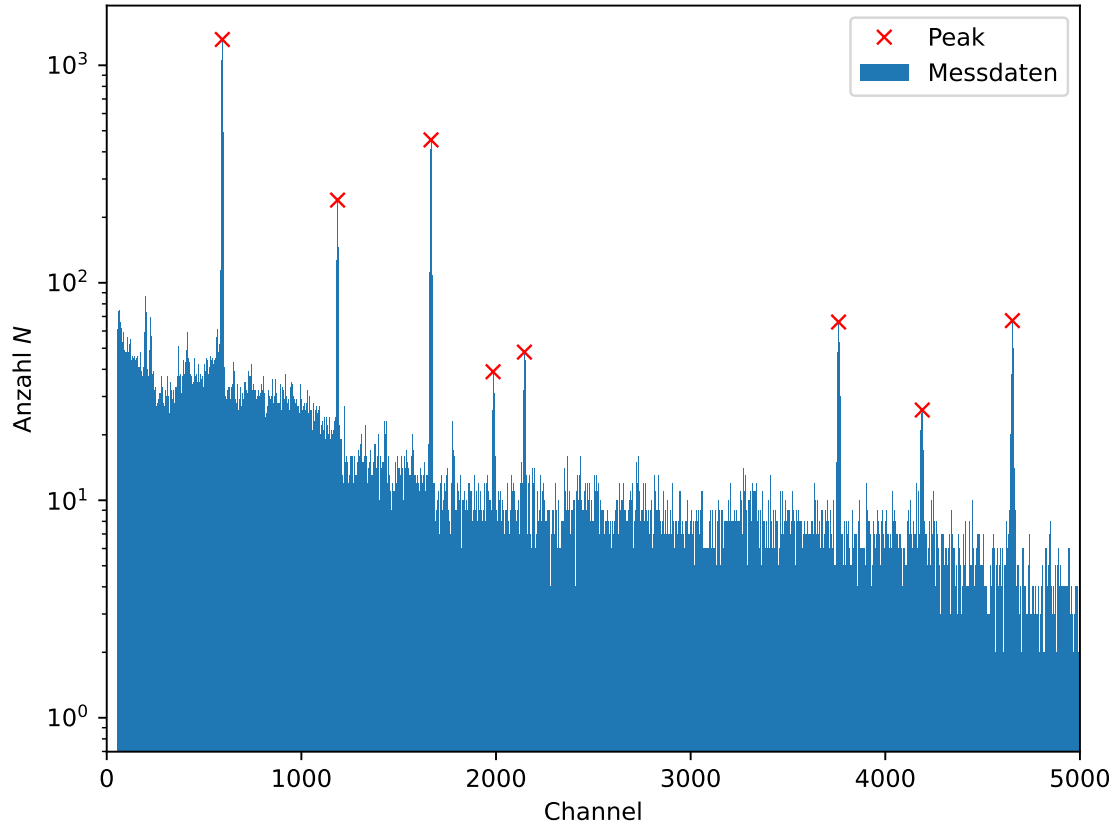
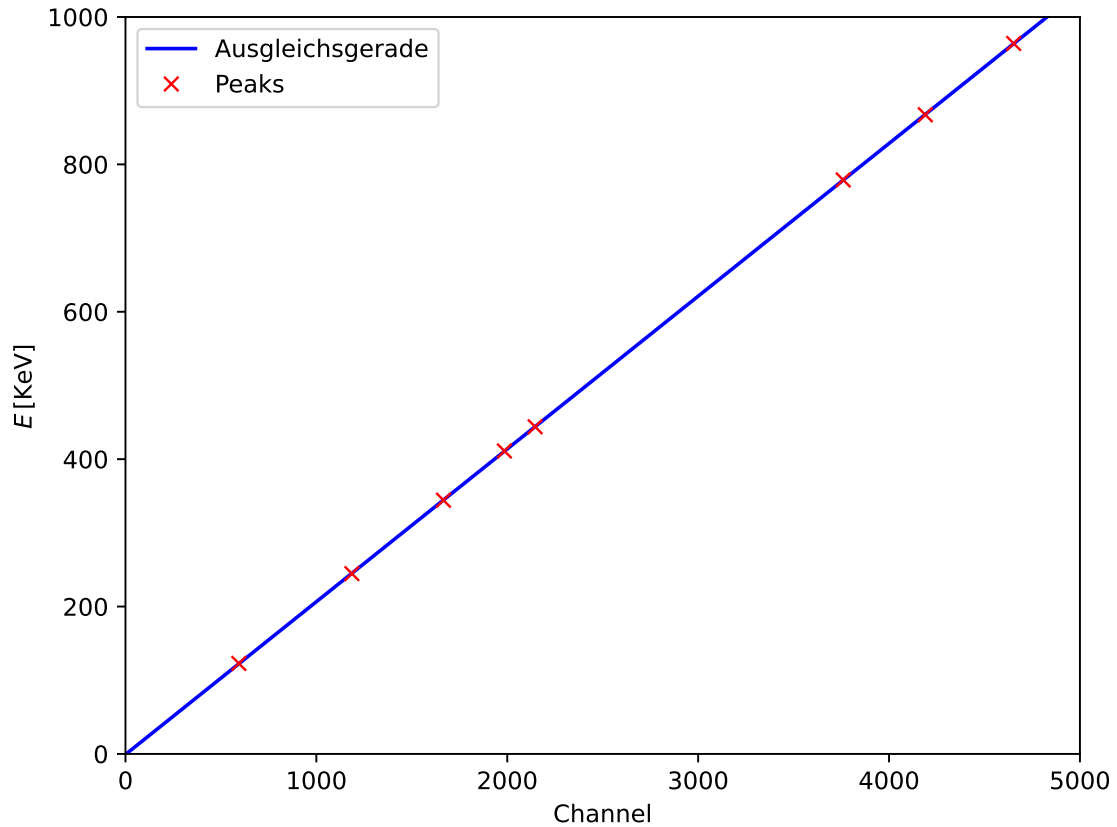


Abbildung 4: Aufgenommenes Spektrum  $^{152}\text{Eu}$

die Peaks mittels *find-peaks* von *scipy* [7] ermittelt. Jeder Zählrate wird einem Channel zugeordnet, dessen Energie jedoch unbekannt ist. Bei der Kalibrierung des Detektors wird die Position der charakteristischen Peaks mit der aus Literatur [8] bestimmten Energie des Peaks verbunden. Dadurch lassen sich die Peaks in einem Energie zu Channel Diagramm (5) eintragen. Der sich ergebene linearer Zusammenhang wird durch eine Ausgleichsgerade der Form

$$E = m \cdot x + b \quad (15)$$

bestimmt.



**Abbildung 5:** Channel Energie Beziehung

Die Parameter dieser Ausgleichsgerade sind:

$$m = (0,2073 \pm 0,0001) \frac{\text{keV}}{\text{Channel}}$$

$$b = (-0,760 \pm 0,286) \text{ keV}$$

Damit ist die Energiekalibrierung des Detektors abgeschlossen und jedem Channel kann linear ein Energiewert zugeordnet werden.

## 4.2 Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit $Q$

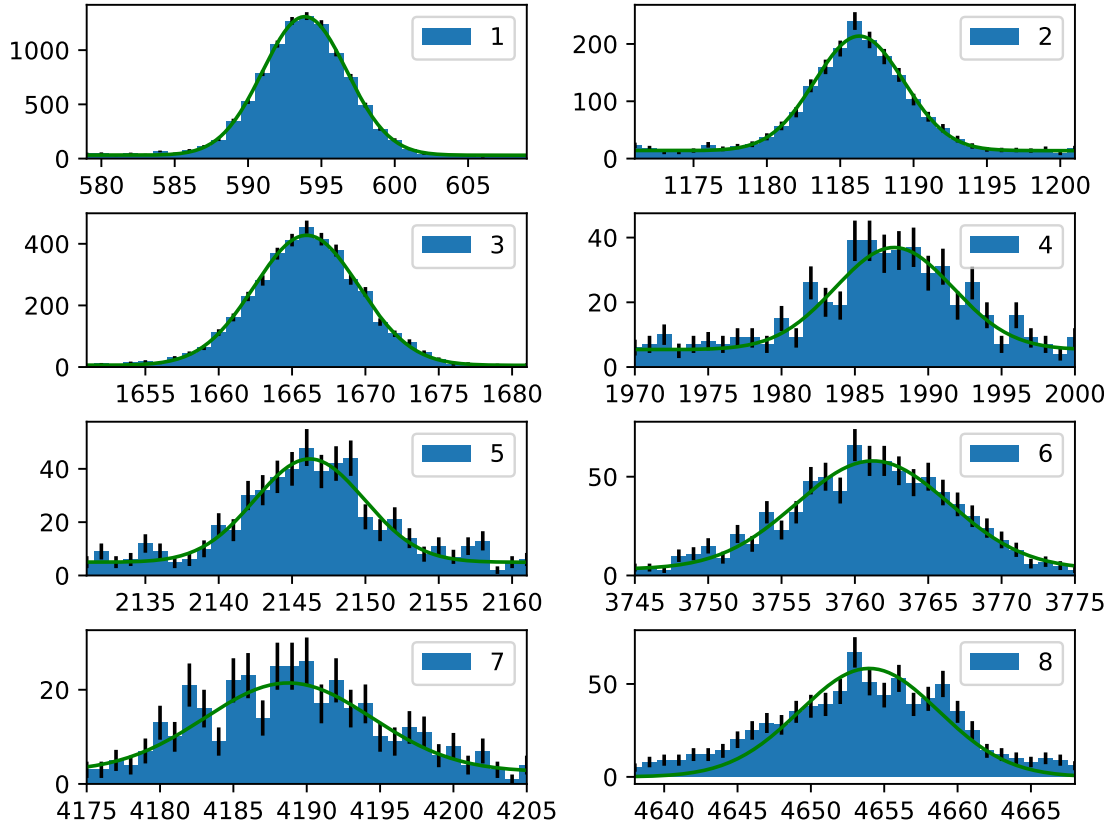
### 4.2.1 Linieninhalt $Z$

Um die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit  $Q$  des Detektors zu bestimmen, muss zuerst der Linieninhalt  $Z$  der **Einzellen** Peaks bestimmt werden. Dazu wird eine Gaußkurve

$$g(x) = h \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) + g \quad (16)$$



an jeden **Einzellen** Peak mittels *curve – fit* von *scipy* [7] gefittet. Dabei stellt  $h$  die Höhe,  $\mu$  den Mittelwert,  $\sigma$  die Standardabweichung und  $g$  den störenden Hintergrund des Peaks dar. Beim Fitten wurde die statistische Abweichung  $\sqrt{N}$  der Zahlrate  $N$  berücksichtigt, sowie eine geschätzte Breite eines Peaks von 25 Channel in jede Richtung angenommen. Die verschiedenen Gaußkurven für die 8 unterschiedlichen Peaks sind in Abbildung (6) gezeigt. Für alle Zukünftigen Gaußfits in der Auswertung werden diese nicht immer explizit geplottet.



**Abbildung 6:** Gaußfits der Peaks im Eu-Spektrum

Um den Linieninhalt der Peaks schließlich zu berechnen wird Gaußkurve integriert und die Fläche mittels

$$Z = \sqrt{2\pi} \cdot h\sigma \quad (17)$$

bestimmt. Die Ergebnisse davon sind in der Tabelle 1 zu finden, nachdem im folgenden Abschnitt die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit berechnet wird.

#### 4.2.2 Berechnung von $Q$

Für die Berechnung dieser Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit  $Q$  werden Formeln (2.4) und (11) nach

$$Q = \frac{4\pi \cdot Z}{\Omega \cdot AWT} \quad (18)$$

umgestellt. Der Raumwinkel  $\frac{\Omega}{4\pi} = 0.0167$  wird über der Formel (2.4) mit  $r = 22,5$  mm und  $d = 85$  mm berechnet. Die aktuelle Aktivität der Eu-Probe muss aus der Ausgangsaktivität  $A_0 = (4130 \pm 60)$  Bq bei der Herstellung am (01.10.2000) [6] berechnet werden. Dazu wird das Zerfallsgesetz

$$A(t) = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{\ln(2)}{\tau} \cdot t\right) \quad (19)$$

mit  $\tau = 13,5$  a benutzt. Nach mehr als 23 Jahren ergibt sich damit eine Aktivität von

$$A = (1232 \pm 18) \text{ Bq} \quad (20)$$

Zusammen mit den Emissionswahrscheinlichkeiten aus der Literatur [8] und einer Messzeit von  $T = 3413$  s ergeben sich folgende Werte:

**Tabelle 1:** Ergebnisse Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Channel	$E[\text{keV}]$	$Z$	$W[\%]$	$Q[\%]$
594	$122,4 \pm 0,1$	$9202,0 \pm 261,5$	28,6	$46,00 \pm 1,47$
1186	$245,1 \pm 0,2$	$1522,4 \pm 69,0$	7,6	$28,68 \pm 1,36$
1666	$344,6 \pm 0,2$	$3784,6 \pm 130,4$	26,5	$20,40 \pm 0,76$
1985	$410,7 \pm 0,2$	$317,4 \pm 40,4$	2,2	$20,30 \pm 2,60$
2146	$444,1 \pm 0,2$	$362,7 \pm 44,4$	2,8	$18,37 \pm 2,26$
3760	$778,7 \pm 0,3$	$718,2 \pm 43,7$	12,9	$7,93 \pm 0,50$
4190	$867,8 \pm 0,4$	$270,3 \pm 35,1$	4,2	$9,10 \pm 1,19$
4653	$963,8 \pm 0,5$	$694,9 \pm 61,8$	14,7	$6,80 \pm 0,61$

Da die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit nicht konstant ist, sondern von der Energie abhängt, wird diese Abhängigkeit (7) geplottet und eine Potenzfunktion der Form

$$p(x) = a \cdot (x - b)^c \quad (21)$$

gefittet.

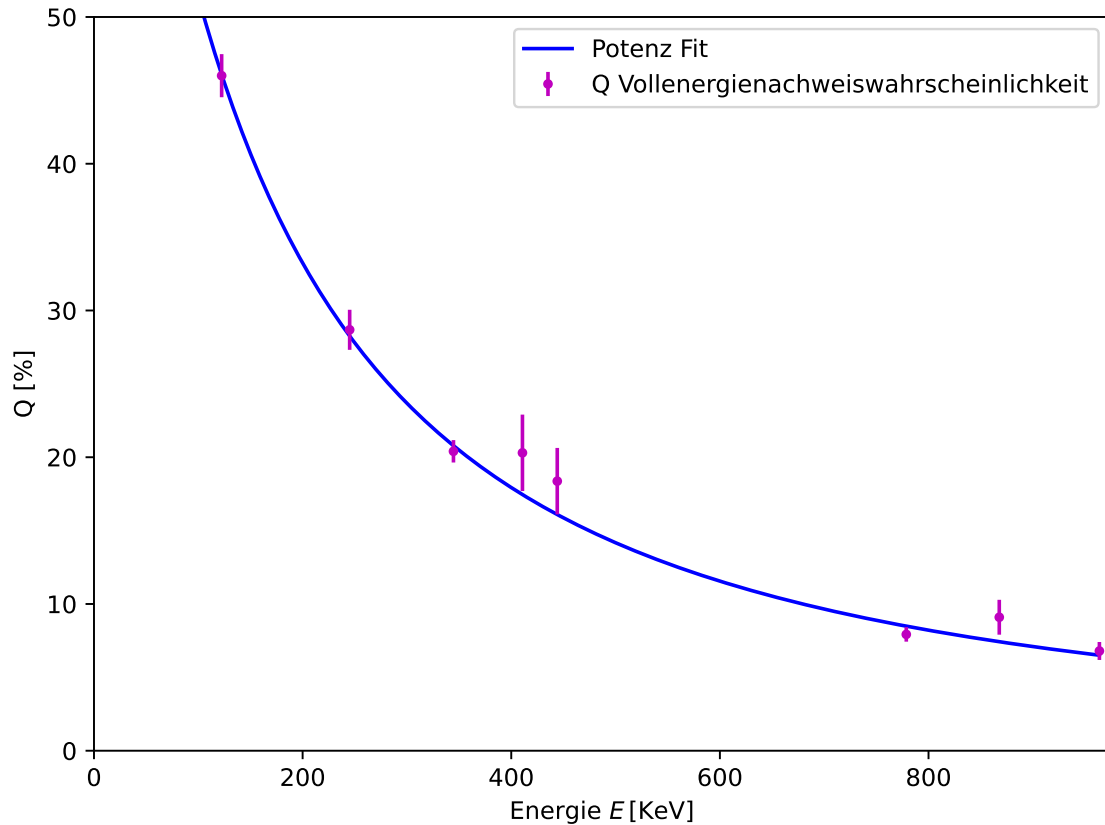


Abbildung 7: Q in Abhängigkeit der Energie

Die Werte dieser Parameter ergeben

$$a = 349\,803 \pm 723\,674$$

$$b = (-206,4 \pm 97,1) \text{ keV}$$

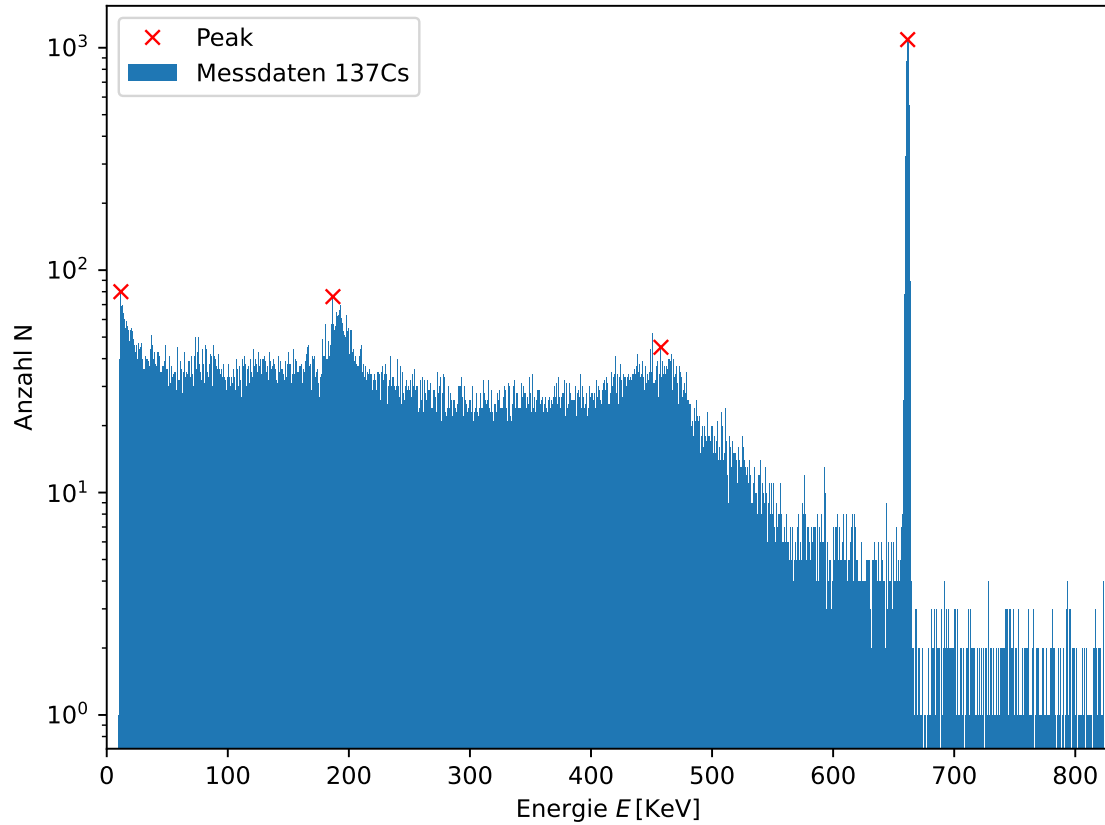
$$c = -1,54 \pm 0,28$$

und werden im Laufe dieser Auswertung noch weiter verwendete werden.

## 4.3 Untersuchung von $^{137}\text{Cs}$ Gamma-Spektrums

### 4.3.1 Vollenergiepeak

Das gemessene Gamma-Spektrum zusammen mit den gefunden Peaks ist in Abbildung (8) zu sehen. Die Channels wurden mittels zuvor bestimmten Werten direkt zu der jeweiligen Energie umgerechnet. Sowie sind die Peaks wieder mittels *find-peaks* von *scipy* [7] ermittelt worden. Es lässt sich im Spektrum gut die Comptonkante (Peak 3), den Rückstrahlpeak (Peak 2) sowie das Comptonkontinuum erkennen. Des Weiteren sticht der Vollenergiepeak (Peak 4) heraus.

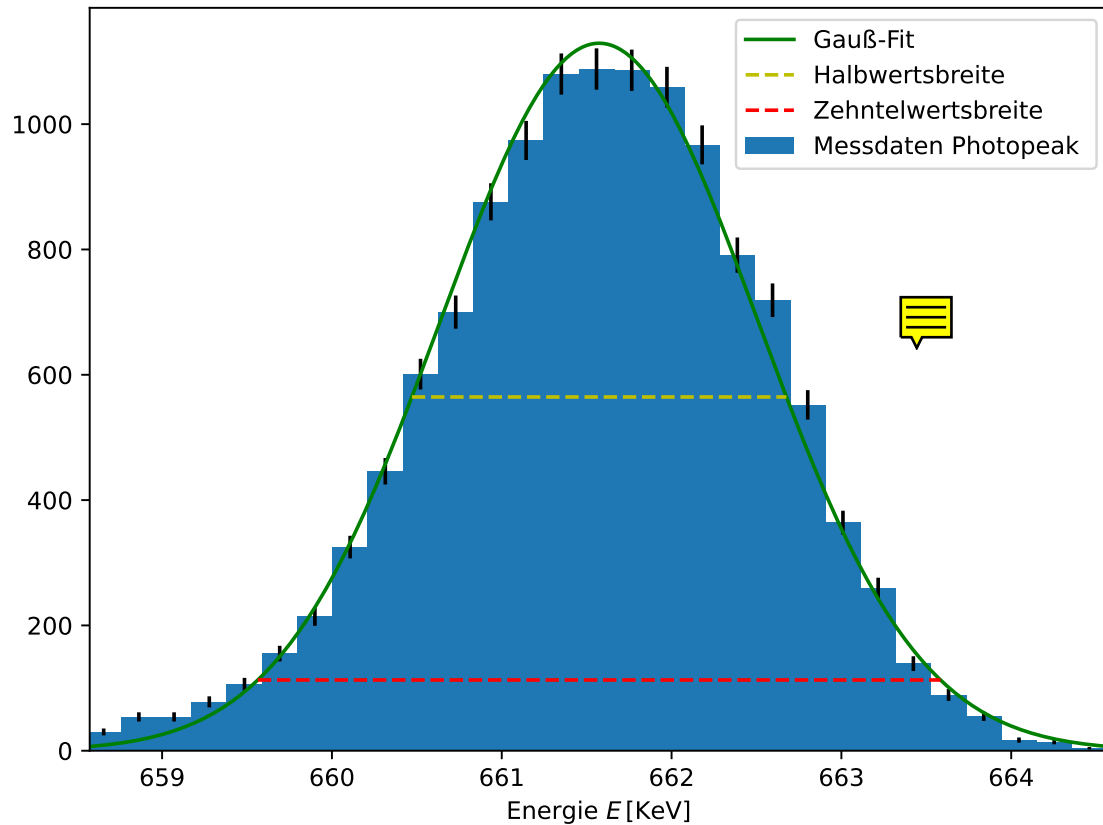


**Abbildung 8:** Aufgenommenes Spektrum  $^{137}\text{Cs}$

Dieser wird nun weiter untersucht. Dazu wird wieder ein Gaußkurve gefittet (9) um den Inhalt des Peaks zu bestimmen. Außerdem wird der Halbwertsbreite und die Zehntelwertsbreite des Peaks durch Umstellen der Gaußkurve (16) nach  $(x - \mu)$  über

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}g(\mu) &\stackrel{!}{=} g(x_{1/2}) &\Rightarrow & E_{1/2} = 2(x_{1/2} - \mu) = 2\sigma\sqrt{2\ln\frac{2h}{h-g}} \\ \frac{1}{10}g(\mu) &\stackrel{!}{=} g(x_{1/10}) &\Rightarrow & E_{1/10} = 2(x_{1/10} - \mu) = 2\sigma\sqrt{2\ln\frac{10h}{h-9g}} \end{aligned}$$

ermittelt. Der Inhalt des Vollenergiepeaks wird wieder über die Formel (17) berechnet.



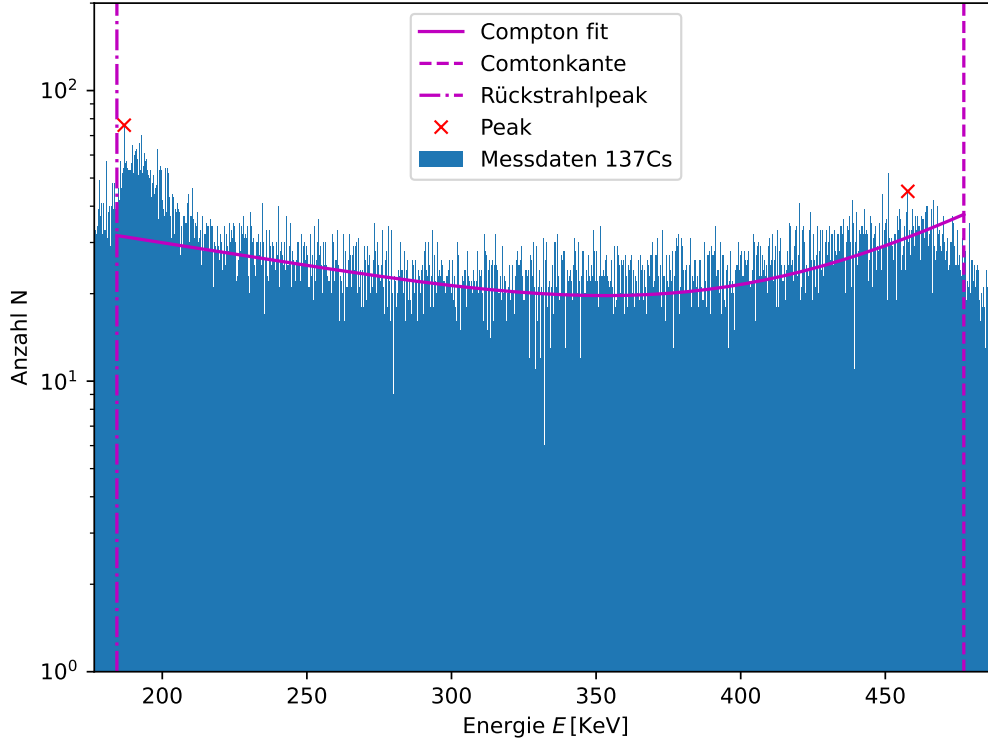
**Abbildung 9:** Ausgeglichenes Absorptionsspektrum

Insgesamt ergeben sich folgende Ergebnisse:

$$\begin{aligned}
 E_{1/2} &= (2,21 \pm 0,05) \text{ keV} \\
 E_{1/10} &= (4,02 \pm 0,09) \text{ keV} \\
 E_{max} &= (661,57 \pm 0,02) \text{ keV} \\
 Z &= (1,28 \pm 0,04) \cdot 10^4
 \end{aligned}$$

#### 4.3.2 Comptonkontinuum

Wie bereits erwähnt lässt sich der Rückstrahlpeak und die Comptonkante gut erkennen, auch wenn diese verschwommen sind. In der Abbildung (10) wird das Comptonkontinuum näher dargestellt. Die theoretischen Positionen vom Rückstrahlpeak  $E_{RP}$  und von der Comptonkante  $E_{CK}$  werden als senkrechte Linien dargestellt. Diese Werte werden über die Formeln (6) und (7) mit  $E_\gamma = 661,45 \text{ keV}$  berechnet und ergeben  $E_{RP} = 184,4 \text{ keV}$  und  $E_{CK} = 478,1 \text{ keV}$ .



**Abbildung 10:** Ausgeglichenes Absorptionsspektrum

Das Comptonkontinuum wurde mittels der Klein-Nishina (5) Formel gefittet. Die Naturkonstanten wurden als konstanter Skalierungsfaktor betrachtet, um einen besseren Fit zu erreichen. Dabei wurden nur die Werte hinter der Comptonkante bis kurz vor dem Rückstrahlpeak genutzt, da der Bereich des Rückstrahlpeak den Fit verfälscht. Um den Linieninhalt zu berechnen wird mit den ermittelten werden die Klein-Nishina Formel integriert. Dazu wird von *scipy.integrate* [7] die Funktion *quad* benutzt um das Integral zu approximieren. Damit ergibt sich ein Linieninhalt von:

$$Z_{Compton} = (31,091 \pm 0,176) \cdot 10^3$$

#### 4.3.3 Absorptionswahrscheinlichkeit

Aus der Detektorlänge  $l = 39 \text{ mm}$  und den aus der Literatur [9] entnommenen Extinktionskoeffizienten für den Photopeak und die Comptonkante lassen sich über

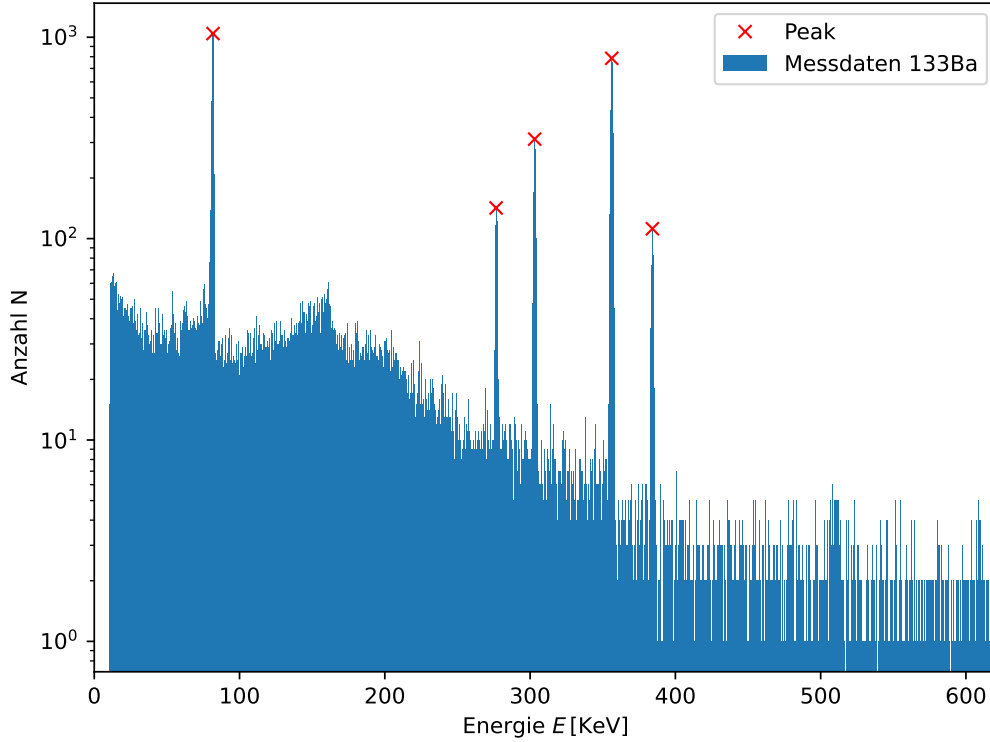
$$P = 1 - \exp(-\mu d) \quad (22)$$

die Absorptionswahrscheinlichkeit  $P_{Ph} = 76,3\%$  und  $P_{Ck} = 81,8\%$  berechnen.



#### 4.4 Aktivitätsbestimmung

Die Vermessung der Barium Quelle über ein Zeitraum von  $T = 3816\text{s}$  ergab das in Abbildung (11) zu erkennen Spektrum. Um die Aktivität der Quelle zu bestimmen, müssen die Linieninhalte der Peaks bestimmt werden um danach mittels der Formel (11) diese berechnen zu können. Der Linieninhalt wird wie zuvor mit einem Gaußfits bestimmt. Dessen Ergebnisse zusammen mit der aus der Literatur [10] bestimmten Emissionswahrscheinlichkeiten und der daraus berechneten Aktivität ist der Tabelle (2) zu entnehmen.



**Abbildung 11:** Aufgenommenes Spektrum  $^{133}\text{Ba}$

**Tabelle 2:** Ergebnisse Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit

Peak	$E[\text{keV}]$	$Z_{Ba}$	$W[\%]$	$A[\text{Bq}]$
1	81,74	$6850,29 \pm 382,71$	34,06	$560,64 \pm 31,32$
2	276,61	$1020,26 \pm 56,61$	7,16	$880,27 \pm 48,84$
3	303,14	$2357,77 \pm 87,62$	18,33	$863,39 \pm 32,09$
4	356,21	$6590,89 \pm 206,07$	62,05	$830,62 \pm 25,97$
5	384,19	$871,814 \pm 5,294$	8,94	$821,84 \pm 49,90$

Im mittel ergibt sich eine Aktivität von  $(791 \pm 17)\text{Bq}$ .

## 4.5 Gammaspektroskopie einer unbekannten Probe

Um die unbekannte Probe zu bestimmen, wurde diese mit dem Germanium-Detektor eine Stunde lang vermessen und die Peaks wieder mit *find – peaks* ermittelt.

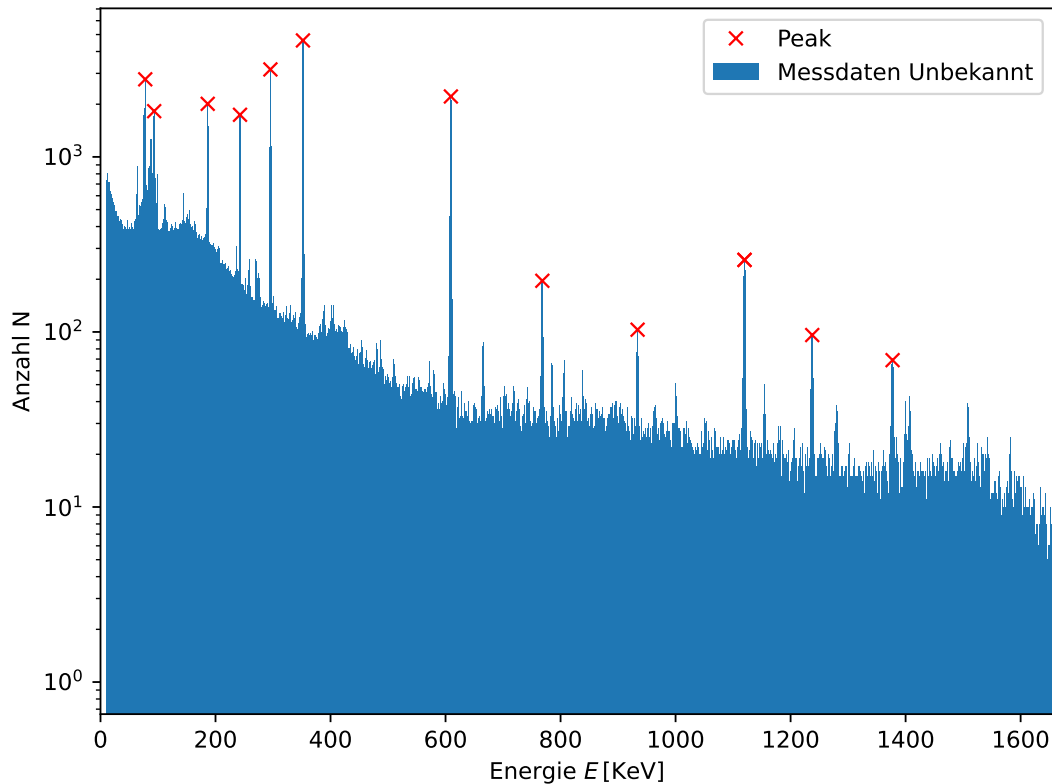


Abbildung 12: Unbekanntes Spektrum

In der obigen Abbildung ist das Gamma-Spektrum sowie die Einzellen Peaks in Abhängigkeit der Energie gezeigt. Zur Identifizierung der Probe soll die Energie jedes Peak mit der Datenbank [nuclear] abgeglichen werden um die Wahrscheinlichste Quelle zu ermitteln. Dazu wurde um jeden Peak wieder ein Gaußfit gelegt um einen genaueren Wert für die Energie  $E = \mu$  des Peaks zu haben. Als Beispiel wird diese einmal mit dem größten Peak bei  $E = (351,87 \pm 0,38)$  keV mit  $N = 3160$  gemacht. In einem Bereich von  $\pm 0,38$  keV um den Peak herum sind mehrere mögliche Kandidaten für den Peak. Die drei besten Kandidaten sind:

$^{233}_{92}\text{U}$	$E = 351,81 \text{ keV}$
$^{231}_{90}\text{Th}$	$E = 351,84 \text{ keV}$
$^{214}_{83}\text{Bi}$	$E = 351,90 \text{ keV}$

In folgender Tabelle sind die Energie der Einzellen Peaks zusammen mit dem best oder wahrscheinlichst passenden Kandidaten mit deren Literaturwert.

**Tabelle 3:** Mögliche Kandidaten für die Einzellen Peaks

$E_{\gamma}[\text{keV}]$	bester Kandidat	$E_{Theorie}[\text{keV}]$
$77,806 \pm 0,288$	$^{229}_{90}\text{Th}$	77,685
$93,353 \pm 0,290$	$^{229}_{91}\text{Pa}$	93,6
$186,430 \pm 0,300$	$^{226}_{88}\text{Ra}$	186,211
$242,608 \pm 0,309$	$^{229}_{91}\text{Pa}$	242,6
$295,469 \pm 0,320$	$^{233}_{92}\text{U}$	295,2
$352,061 \pm 0,333$	$^{233}_{92}\text{U}$	351,81
$609,319 \pm 0,409$	$^{214}_{83}\text{Bi}$	609,312
$768,317 \pm 0,467$	$^{207}_{85}\text{At}$	768,3
$933,948 \pm 0,532$	$^{214}_{83}\text{Bi}$	934,06
$1119,895 \pm 0,609$	$^{210}_{83}\text{Bi}$	1120,1
$1237,640 \pm 0,659$	$^{192}_{83}\text{Bi}$	1237,7
$1377,359 \pm 0,720$	$^{205}_{85}\text{At}$	1377,5



Es ist zu erkennen, dass die in der Tabelle erhaltenen Elemente *U*, *Pa*, *Th*, *Ra*, *At* und *Bi* alle in der Zerfallsreihe von Uran vorkommen. Außerdem ist im Spektrum in Abbildung 12 eine große Anzahl von verschiedenen großen Peaks und viel Untergrundstrahlung zu erkennen, welches auf ein Quelle bestehend aus mehreren zerfallenden Elementen, mit mehrenden Zerfallsmoden, schließen lässt. Daher ist anzunehmen das es sich bei der unbekannten Quelle um ein Uranerz handelt, welches so in der Natur zu finden ist und noch nicht angereichert wurde.

## 5 Diskussion

In diesem Versuch konnte der Germanium-Detektor erfolgreich mit der  $^{152}_{63}\text{Eu}$  Quelle kalibriert werden. Anhand dieser Kalibrierung konnten die weiteren Spektren mit Energiewerten versehen werden. Die Vollenergienachweiswahrscheinlichkeit wurde anhand der Linieninhalte der  $^{152}_{63}\text{Eu}$  Quelle ausgemessen und in einer Potenzfunktion angenähert.

Bei der Monochromatischen  $^{137}_{55}\text{Cs}$  Quelle konnten der Vollenergiepeak und die Peaks des Compton-Kontinuums identifiziert werden, welche jedoch bei der Comptonkante deutliche mit 3.9% von der Theorie abwichen. Auch ist diese nicht wie in der Theorie steil und abrupt, sondern verrauscht, welches am Hintergrund liegt. Durch Fitten des Compton-Kontinuums konnte der Linieninhalt von  $Z_{\text{Compton}} = (31,091 \pm 0,176) \cdot 10^3$  bestimmt werden welches ein Anteil von 7.59% am gesamten Spektrum entspricht. Dieses weicht stark von den in (22) berechneten Absorptionswahrscheinlichkeit ab, da die Photonen nach der Compton WW noch weiter Wechselwirken können und so für mehr Pulse im Detektor sorgen. Daher ist der Linieninhalt kein verlässliches Maß für die Absorptionswahrscheinlichkeit.

Bei der  $^{133}_{56}\text{Ba}$  Quelle konnten wir eine Aktivität von  $(791 \pm 17)$  Bq messen. Wir kennen keinen Vergleichswert für diese Probe.

Die unbekannte Quelle zu identifizieren ist schwierig, da die Energiekalibrierung ein relativ großen Fehler für eine sehr genaue Bestimmung der Elemente hat. Da in der Datenbank in einem relativ kleinen Energieintervall viele verschiedenen mögliche Quellen infrage kommen. Trotzdem lassen sich verschiedenen Elemente von der Zerfallsreihen von Uran Isotopen bestimmen. Es ist deshalb also naheliegend, davon auszugehen, dass es sich um Uran handelt.

## Literatur

- [1] G. R. Gilmore. *Practical Gamma Ray Spectrometry*. Wiley.
- [2] Wermes Kolanoski. *Teichendedektoren - Grundlagen und Anwendungen*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2016.
- [3] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*, 3. Aufl. Wiley, 2000.
- [4] *Raumwinkel eines Kegels*. Wikipedia. URL: [https://de.wikipedia.org/wiki/Raumwinkel#Raumwinkel\\_eines\\_Kegels](https://de.wikipedia.org/wiki/Raumwinkel#Raumwinkel_eines_Kegels) (besucht am 16.05.2024).
- [5] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 2.4.6.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/>.
- [6] *Versuch 18: Die Wärmepumpe*. TU Dortmund, Fakultät Physik. 2024.
- [7] Pauli Virtanen u. a. „SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python“. In: *Nature Methods* 17 (2020), S. 261–272. DOI: 10.1038/s41592-019-0686-2.
- [8] *Daten und Eigenschaften des Isotops Eu-152*. Internetchemie. URL: <https://www.internetchemie.info/isotop.php?Kern=Eu-152> (besucht am 18.05.2024).
- [9] *Table of Contents*. NIST. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z32.html> (besucht am 18.05.2024).
- [10] *WWW Table of Radioactive Isotopes*. The Lund/LBNL Nuclear Data Search. URL: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/index.asp> (besucht am 18.05.2024).