

V18

## **Reinst-Germanium-Detektor**

Sophie Bork	Michael Windau
sophie.bork@gmx.de	michael.windau@tu-dortmund.de

Durchführung: 14.11.18	Abgabe: 10.12.18
------------------------	------------------

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
1.1	Wechselwirkungen . . . . .	1
1.2	Funktionsweise des Reinst-Germanium-Detektors . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>5</b>
2.1	Elektronische Schaltung . . . . .	5
2.2	Energiespektrum . . . . .	6
2.3	Versuchsdurchführung . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
3.1	Spektrum von Europium . . . . .	8
3.2	Spektrum von Caesium . . . . .	11
3.3	Spektrum von Barium . . . . .	15
3.4	Untersuchung einer unbekannten Quelle . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>17</b>
<b>5</b>	<b>Anhang</b>	<b>18</b>
	<b>Literatur</b>	<b>20</b>

## Zielsetzung

Ziel dieses Versuches ist es, sich mit der Funktionsweise eines Reinst-Germanium-Detektors für die Gamma-Spektroskopie vertraut zu machen. Anschließend wird nach einer Energiegleichung des Detektors versucht, aktive Nuklide zu identifizieren.

## 1 Theorie

Bei der Gamma-Spektroskopie handelt es sich um die Messung von Gammastrahlung (Photonen). Dringt ein Photon in die Materie eines Absorbers ein, kann es dort eine Vielzahl von Wechselwirkungen vollziehen. Durch diese erfährt es Intensitätsverluste, welche abhängig von der Schichtdicke  $D$ , der Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit  $n$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  der Photonen sind:

$$N(D) = N_0 \cdot \exp(-\mu \cdot D) \quad (1)$$

$$\mu = n \cdot \sigma \quad (2)$$

Dabei steht  $N$  für die Strahlintensität und  $N_0$  für die ursprüngliche Strahlungsintensität.  $\mu$  wird als Extinktionskoeffizient bezeichnet, und ist der reziproke Wert der mittleren Reichweite  $\bar{x}$  der Photonen. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung.

### 1.1 Wechselwirkungen

Bei den Wechselwirkungen stehen besonders der **(innere) Photoeffekt**, der **Comptoneffekt** und die **Paarbildung** im Vordergrund.

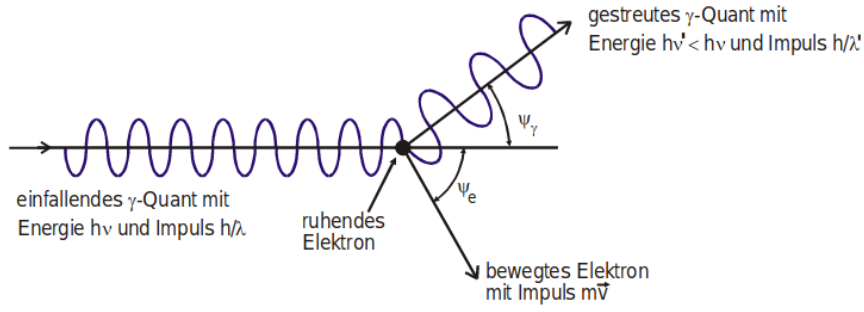
Der **Photoeffekt** tritt auf, wenn das Photon mit einem Hüllenelektron (bevorzugt aus der K-Schale) wechselwirkt. Dabei nimmt das Elektron das Photon auf und wird aus der Hülle gelöst, wobei das entstehende Loch anschließend unter dem Emittieren von Röntgenstrahlung von Elektronen höherer Schalen aufgefüllt wird. Damit dieser Effekt auftreten kann, muss die Photonenergie größer als die Bindungsenergie des Elektrons sein. Da bei diesem Vorgang das Photon vernichtet wird, und die Röntgenstrahlung selten den Absorber verlassen kann, wird die gesamte Energie des Teilchens im Absorber deponiert. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist dabei abhängig von der Kernladungszahl  $Z$ , und der Quantenenergie  $E$ :

$$\sigma_{\text{Ph}} \sim Z^\alpha \cdot E^\delta \quad (3)$$

$$(4)$$

Die Faktoren  $\alpha$  und  $\delta$  sind selber abhängig vom Energiebereich eines Strahlers, und liegen für natürliche Strahler bei  $4 < \alpha < 5$  und  $\delta \approx -3.5$ .

Der **Comptoneffekt** ist vergleichbar mit einem unelastischen Stoß zwischen dem Photon und einem freien ruhenden punktförmigen Elektron. Dabei gibt das Photon bei der Wechselwirkung einen Teil seiner Energie dem Elektron in Form von kinetischer



**Abbildung 1:** Darstellung des Comptoneffekts [1].

Energie, und ändert dabei die Richtung seiner Flugbahn (vergleiche Abb. 1). Die Energie des Elektrons ergibt sich zu

$$E_l = E_\gamma \frac{\varepsilon(1 - \cos \Psi_\gamma)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \Psi_\gamma)} \quad (5)$$

$$\varepsilon = E_\gamma / (m_0 c^2) \quad (6)$$

wobei  $E_\gamma$  die Photonenergie,  $\Psi_\gamma$  den Winkel des gestreuten Photon,  $m_0$  die Ruhemasse des Elektrons und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit darstellt. Da das Photon beim Comptoneffekt nie seine gesamte Energie deponiert, ist er ein eher unerwünschter Effekt bei der Gamma-Spektroskopie. Sein Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Co}$  fällt mit steigender Photonenergie, und für  $\varepsilon \rightarrow 0$  geht er in den Thomsonschen Streuquerschnitt  $\sigma_{Th}$  über.

Bei der **Paarbildung** spaltet sich das Photon in ein Elektron und dessen Antiteilchen, ein Positron. Dafür benötigt das Photon eine Energie, die größer ist als die zweifache Ruhemasse des Elektrons. Da das Photon in seinem eigenen Ruhesystem ruht, braucht es einen Stoßpartner für die Paarbildung. Aufgrund der auftretenden Rückstoßenergie, die auf den Stoßpartner wirkt, braucht es bei der Elektron-Elektron Wechselwirkung sogar die vierfache Ruhemasse für den Paarbildungsprozess. Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{Pa}$  der Paarbildung ist abhängig von dem Ort der Wechselwirkung. Je nachdem, wo in der Hülle des Atoms die Wechselwirkung stattfindet, erfährt das Photon eine unterschiedlich starke Abschirmung.

Zur Darstellung der Wirkungsquerschnitte der beschriebenen Wechselwirkungen, ist in Abb. 2 die Energieabhängigkeit der verschiedenen Extinktionskoeffizienten  $\mu$  für Germanium abgebildet.

## 1.2 Funktionsweise des Reinst-Germanium-Detektors

Bei dem Germanium-Detektor handelt es sich um einen **Halbleiter-Detektor**. Er besteht aus einem **p-dotierten**- und einem **n-dotierten**-Bereich, welche sich durch einen Überschuss an Elektronen bzw. Elektronenlöchern kennzeichnen. An den Grenzflächen dieser Bereiche rekombinieren die Ladungsträger und bilden eine verarmte Zone. Diese verarmte Zone wird maximiert, indem eine äußere Spannung angelegt wird, sowie eine

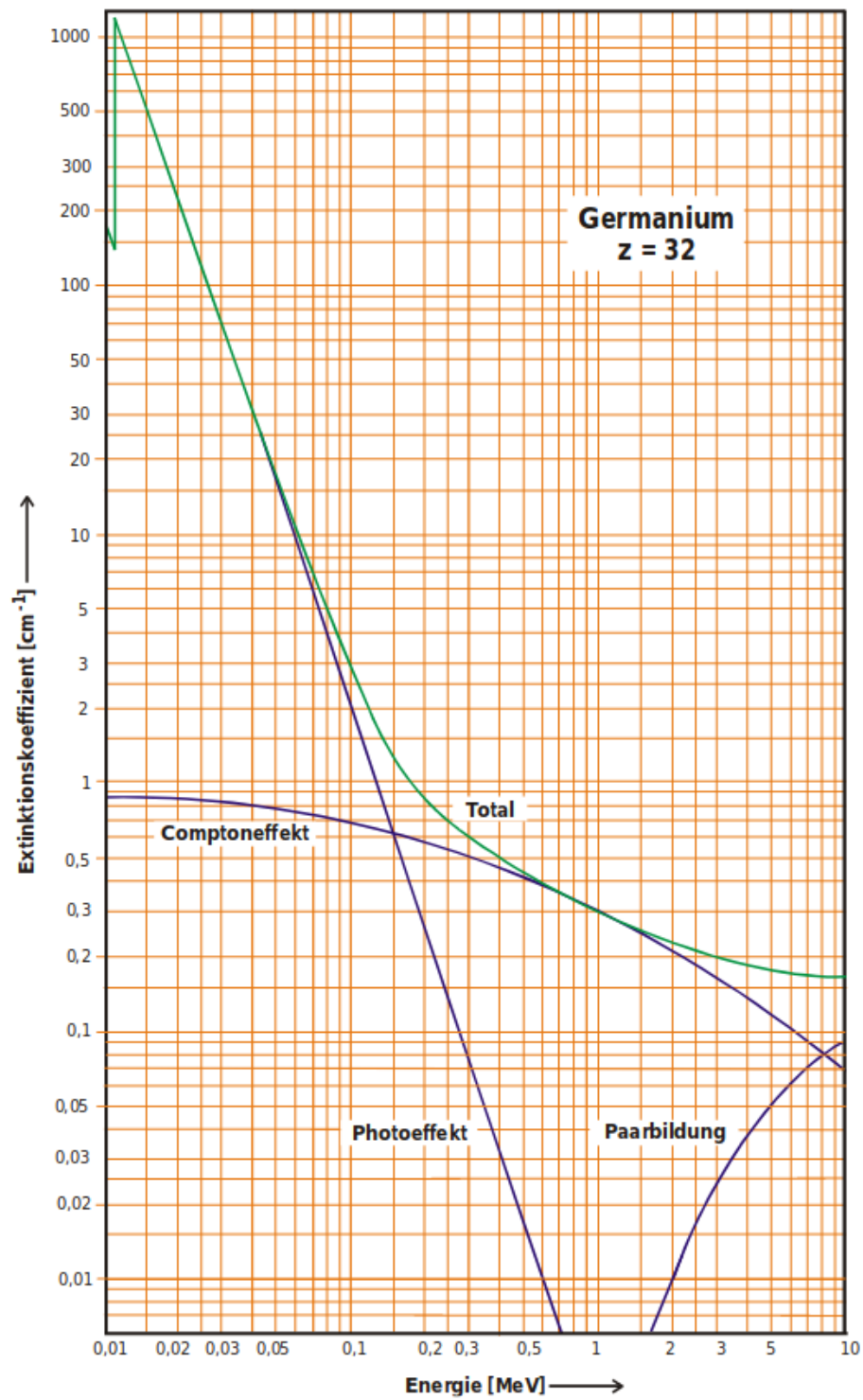
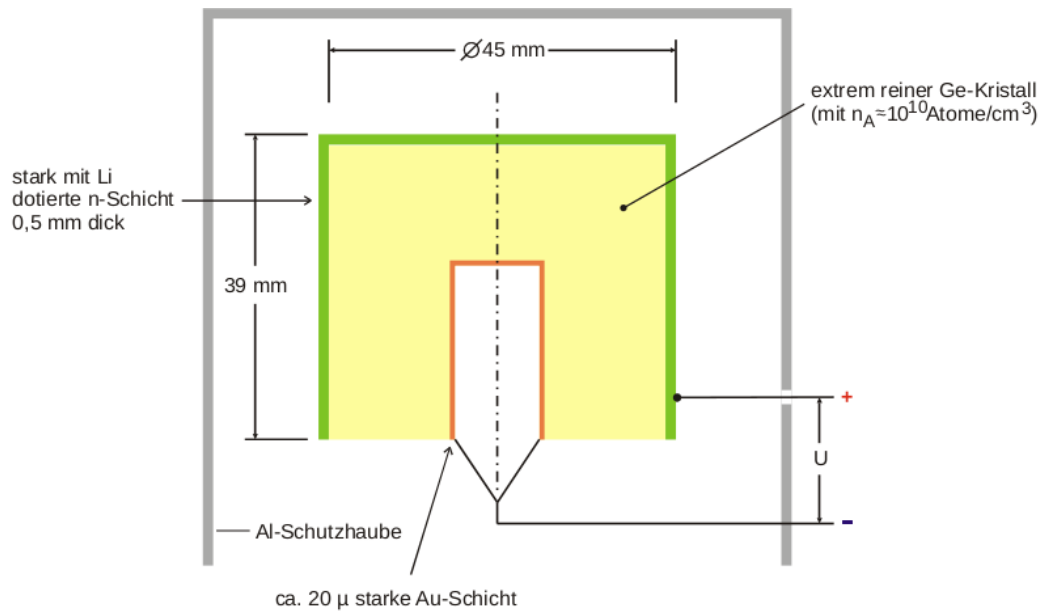


Abbildung 2: Extinktionskoeffizienten der verschiedenen Wechselwirkungen für Germanium [1].

möglichst ungleich verteilte Dotierung gewählt wird. Wenn ein Photon in diese vergrößerte (6 cm) verarmte Zone eindringt, entstehen mehrere Paare aus Elektronen und Löchern, welche durch die herrschende äußere Spannung an verschiedene Elektroden gesaugt werden. Dabei muss die Spannung hoch genug sein, um die Ladungsträger zu trennen, bevor sie rekombinieren können. Aus dem entstehenden Ladungsimpuls bei der Trennung lässt sich über geeignete Verfahren auf die Energie der Photonen schließen. Die äußere Spannung darf dabei nicht zu hoch gewählt werden, da durch thermische Aktivierung stets ein Strom entsteht, der sich, durch die Spannung verstärkt, negativ auf den Detektor auswirkt. Um diesem Strom entgegenzuwirken, wird der Detektor auf 77 K gekühlt.

Der Reinst-Germanium-Detektor ist zylinderartig aufgebaut, und hat den in Abb. 3 dargestellten Querschnitt. Seinen n-dotierten Bereich bildet die mit Lithium diffundierte Oberfläche, während seine innere Oberfläche mit Gold diffundiert ist, und den p-dotierten Bereich darstellt. Um den Detektor herum ist eine Aluminiumschicht zum abfangen von Photonen mit geringer Energie. Die gesamte Apperatur ist mit Blei umgeben, um Strahlung von außerhalb abzuhalten. Der Detektor kann eine Photonenenergie von einigen MeV messen.



**Abbildung 3:** Querschnitt des Reinst-Germanium-Detektor [1].

Als nächstes soll auf das **energetische Auflösungsvermögen** des Detektors eingegangen werden. Dieses ist ein Maß dafür, wie genau der Detektor nah aneinander liegende Spektrallinien voneinander unterscheiden kann. Dafür wird eine Halbwertsbreite  $\Delta E_{1/2}$  eingeführt, auf deren Ursprung später noch eingegangen wird. Aus der Betrachtung der Ladungsträgererzeugung als Poisson-verteilter Prozess, lässt sich die Halbwertsbreite wie folgt beschreiben:

$$\Delta E_{1/2} \approx 2.35 \cdot (0.1 E_\gamma E_{El})^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

Dabei steht  $E_{\text{El}}$  für die Bildungsenergie eines Paares von Elektron und Loch. Für einen Germanium-Detektor liegt die typische Halbwertsbreite bei  $\Delta E_{1/2} = 895 \text{ eV}$ . Problematisch für das energetische Auflösungsvermögen sind jedoch Effekte wie das Rauschen des Verstärkers, die Feldinhomogenität durch die Ladungsträger sowie der zuvor genannte Strom durch die thermische Aktivierung und der äußeren Spannung. Dafür wird Abhilfe geschaffen, indem nicht nur der Detektor, sondern auch der angeschlossene Verstärker gekühlt wird. Da die Feldinhomogenität durch eine hohe äußere Spannung verringert werden kann (welche den störenden Strom erhöht), muss ein Mittelmaß für diese gefunden werden.

Zuletzt wird noch auf die **Effizienz** des Detektors eingegangen. Diese steht für die Energieabhängigkeit der Wahrscheinlichkeit für die vollständige Absorption eines Photons, da diese zum großen Teil ihre Energie nicht komplett im Detektor deponieren. Dies folgt daraus, dass zu einer vollständigen Deponierung nur der Photoeffekt fähig ist.

## 2 Durchführung

Zunächst wird die Schaltung des Versuches erläutert. Anschließend wird auf das entstehende Spektrum des Detektors, sowie auf die Durchführung eingegangen.

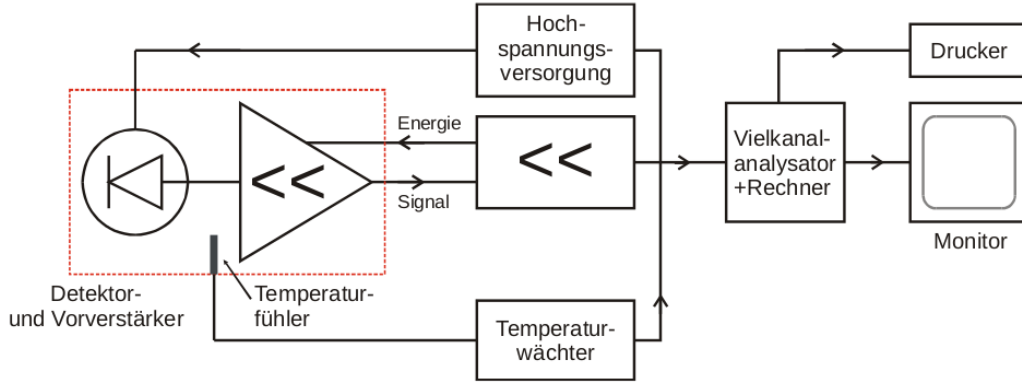
### 2.1 Elektronische Schaltung

Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, erzeugt der Detektor elektrische Ladungsimpulse, die proportional zur Photonenenergie sind. Diese Impulse werden durch elektrische Integration von einem **kapazitiv rückgekoppelten Operationsverstärker** in Spannungsimpulse umgewandelt. Für die Trennung der einzelnen Spannungsimpulse, wird der im Operationsverstärker eingebaute Integrationskondensator nach jedem Impuls durch die Bestrahlung einer Leuchtdiode (LED) entladen. Diese Konstruktion bildet den sogenannten **Vorverstärker**.

An den Vorverstärker angeschlossen folgt der **Hauptverstärker**. Dieser verstärkt die Spannungsimpulse auf eine Skala von 0 bis 10 Volt, und gibt sie anschließend in einen **Analog-to-Digital-Converter** (ADC) weiter. Dieser verwandelt die Impulse in einen brauchbaren Datensatz. Um sogenannte Pile-Ups, das heißt die Verwechslung von einem hohen und mehreren schnell aufeinanderfolgenden Impulsen, zu verhindern, wird für jeden Impuls der ADC für die benötigte Zeit gesperrt. Dadurch entsteht eine effektive Totzeit, die von der gesamten gemessenen Zeit abgezogen werden muss.

Die Impulse gelangen anschließend in einen **Vielkanalanalysator** (VKA), wo sie der Höhe und Anzahl nach sortiert werden, und auf den verschiedenen Kanälen des VKA gespeichert werden. An einem Computer lassen sich dann nach der Messzeit die gemessenen Signale als Impulshöhenspektrum darstellen.

Die beschriebene Schaltung ist als Blockschaltbild in Abb. 4 dargestellt. Es ist dabei wichtig, den Detektor und Vorverstärker konstant auf 77 K zu kühlen.



**Abbildung 4:** Blockschaltbild der elektrischen Schaltung. Der Temperaturwächter verhindert dass die Hochspannung an einen Detektor angelegt wird, der nicht ausreichend gekühlt ist [1].

## 2.2 Energiespektrum

Das bei einem Germanium-Detektor entstehende Spektrum ist in Abb. 5 dargestellt. Von besonderem Interesse ist dabei der Photo- bzw. Vollenergiepeak, da dieser die Photonen beschreibt, die ihre gesamte Energie im Detektor deponieren. Seine Halbwertsbreite ist die im vorherigen Kapitel beschriebene energetische Halbwertsbreite  $\Delta E_{1/2}$ , und gibt daher Auskunft über die Auflösung des Detektors. Das in Abb. 5 zu sehende Compton-Kontinuum ist dagegen ein eher unerwünschter Effekt, da bei diesem die Photonen nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Es besteht zum einen aus dem Rückstreupeak, welcher durch die Photonen entsteht, die nicht direkt in den Detektor gelangen. Damit sind vor allem die Photonen gemeint die aus der Probe in einem hohen Winkel von dem Detektor weggestrahlt werden, und erst über mehrere Wechselwirkungen mit der Umgebung in den Detektor gelangen. Zum Anderen besteht das Kontinuum aus der Comptonkante. Diese bezeichnet das Ende des Kontinuums, und damit den maximalen Energieübertrag des Comptoneffekts bei einem Streuwinkel von  $180^\circ$ . Der maximale Energieübertrag beträgt dabei

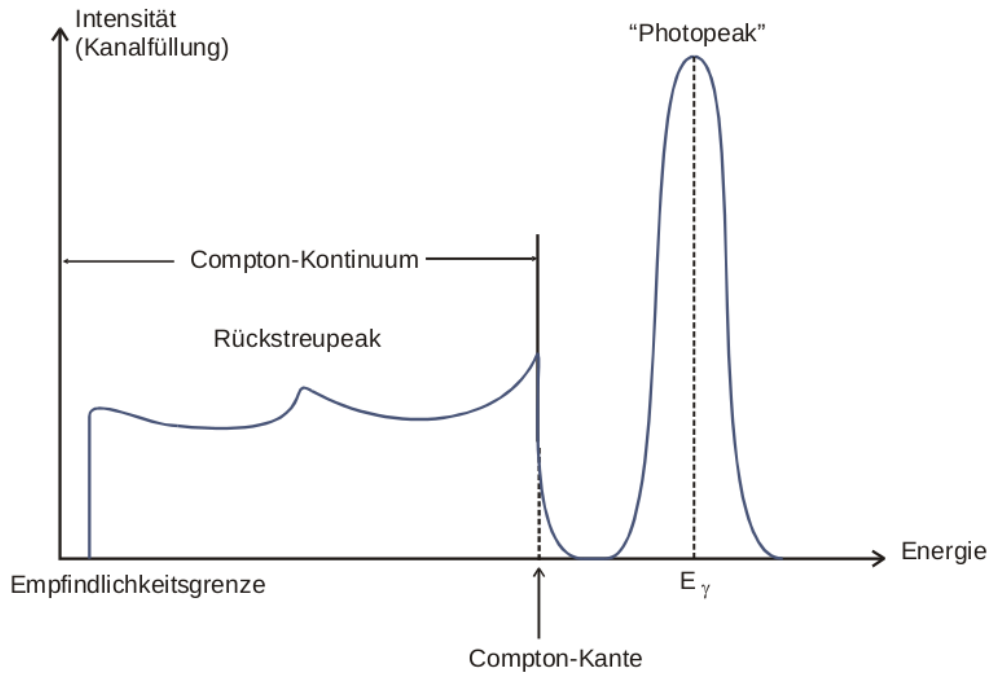
$$E_{\max} = 2\varepsilon E_\gamma / (1 + 2\varepsilon). \quad (8)$$

Die geringe Intensität nach der Comptonkante entsteht durch mehrfache Comptonstreuung von einem Photon.

Um die Messergebnisse des Detektors auslesen zu können, muss eine Eichung erfolgen. Aus dem aufgenommenen Spektrum eines bekannten Energiespektrums lässt sich mittels einer linearen Ausgleichsrechnung eine Umrechnungsmöglichkeit von Kanalnummer auf Energie bestimmen. Zusätzlich muss für die Eichung die zuvor erwähnte Effizienz  $Q$  des Detektors bestimmt werden. Diese ergibt sich aus

$$Q = 4\pi \cdot Z (\Omega \cdot A \cdot W)^{-1}. \quad (9)$$





**Abbildung 5:** Intensität des von einem Germanium-Detektors aufgenommenen Energiespektrums [1].

Dabei steht  $W$  für die Emissionswahrscheinlichkeit einer bestimmten Photonenergie,  $Z$  für die Summe der Impulse in einem aufgezeichneten Peak (aus Spektrum ablesbar),  $A$  für die Aktivität des Strahlers und  $\Omega$  für den Raumwinkel. Die Aktivität  $A$  muss aus den Herstellungsangaben für den Strahler und dem Zerfall des Nuklides bestimmt werden. Der Raumwinkel  $\Omega$  lässt sich aus

$$\frac{\Omega}{4\pi} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{a}{\sqrt{a^2 + r^2}} \right) \quad (10)$$

berechnen, wobei der Abstand  $a$  von Probe zum Detektor groß gegenüber der Größe der Probe sein muss. Der Radius  $r$  des Detektors lässt sich aus Abb. 3 ablesen.

Nach der durchgeführten Energieeichung lässt sich aus aufgenommenen Energiespektren auf Aktivität und Nuklidart der Probe schließen.

### 2.3 Versuchsdurchführung

Für die Eichung wird als erstes für etwa eine Stunde das bereits bekannte Energiespektrum eines Europium-Strahlers aufgenommen. Als nächstes wird circa eine Stunde lang das Spektrum eines Caesium-Strahlers gemessen, um charakteristische Größen wie das Compton-Kontinuum oder den Photopeak zu erhalten. Anschließend wird ein Strahler für eine Stunde aufgezeichnet, bei dem es sich entweder um Antimon oder Barium handelt. Es soll die Aktivität des Strahlers ermittelt werden. Zum Schluss wird zur Nuklidbestimmung ein gänzlich unbekannter Strahler gemessen.

## 3 Auswertung

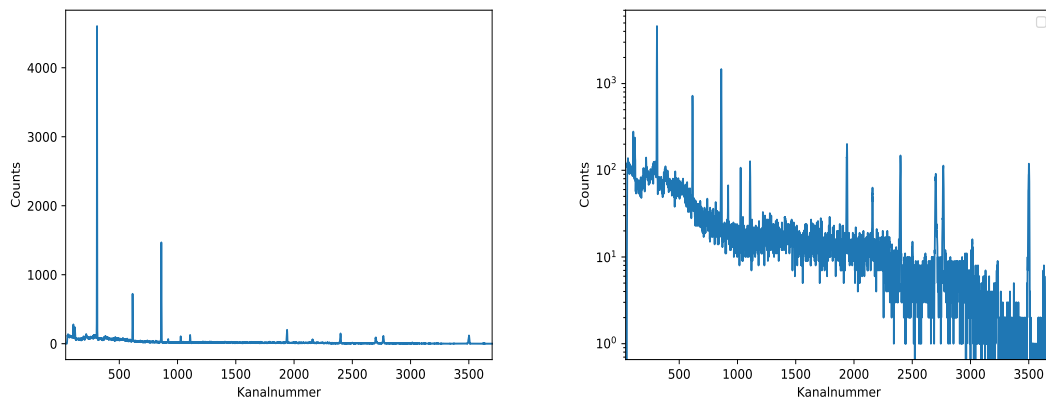
### 3.1 Spektrum von Europium

Zunächst müssen die Parameter  $m$  und  $n$  für eine Gerade der Form

$$y = m \cdot x + n$$

gefunden werden. Mithilfe dieser Geraden können Kanalnummern in Energien umgerechnet werden.

Dazu wird das Spektrum von  $^{152}\text{Eu}$  betrachtet, weil die Energien der Europiumpeaks bereits bekannt sind (siehe [1]). In Abb. 6 ist das Europium-Spektrum einmal normal und einmal logarithmisch zu sehen.



**Abbildung 6:** Spektrum von Europium.

Die Lage jedes Peaks wird genau bestimmt, indem er mit einer Gaußfunktion gefittet wird, welche die folgende Form hat:

$$G(x) = a \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \mu}{\sigma}\right)^2\right).$$

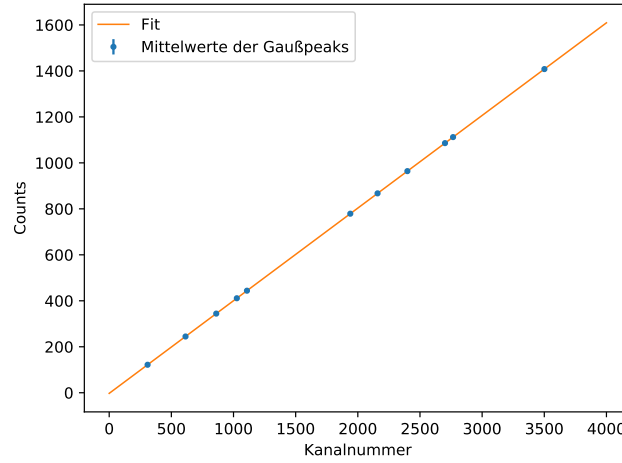
In Tabelle 1 ist für jeden Peak die Energie angegeben sowie die Fitparameter. Der Parameter  $\mu$  gibt dabei die Kanalnummer an, bei welcher die Peakenergie vorliegt, und  $a$  die Anzahl der Counts im Peak.

Die Fits sind im Anhang in Abb. 16 dargestellt.

Die Mittelwerte werden nun mit den zugehörigen Energien in Abb. 7 geplottet und linear gefittet. An den Mittelwerten sind Fehlerbalken. Da die Fehler jedoch um mehrere Größenordnungen kleiner sind als die Werte, sind die Fehlerbalken nicht zu erkennen.

**Tabelle 1:** Energie und Fitwerte zur Bestimmung der Peakeigenschaften.

Energie in keV	$a$	$\mu$	$\sigma$
121,78	$4650,32 \pm 68,32$	$308,89 \pm 0,02$	$1,18 \pm 0,02$
244,70	$726,64 \pm 24,86$	$613,97 \pm 0,06$	$1,43 \pm 0,06$
344,30	$1446,54 \pm 14,38$	$861,02 \pm 0,02$	$1,58 \pm 0,02$
411,12	$97,10 \pm 6,70$	$1026,71 \pm 0,17$	$2,19 \pm 0,18$
443,96	$115,79 \pm 6,33$	$1108,21 \pm 0,13$	$2,12 \pm 0,14$
778,90	$191,11 \pm 9,88$	$1939,42 \pm 0,16$	$2,75 \pm 0,17$
867,37	$55,13 \pm 2,94$	$2158,75 \pm 0,20$	$3,28 \pm 0,21$
964,08	$144,52 \pm 4,03$	$2398,75 \pm 0,10$	$3,12 \pm 0,10$
1085,90	$82,52 \pm 4,45$	$2701,28 \pm 0,24$	$3,80 \pm 0,25$
1112,10	$110,40 \pm 2,92$	$2766,18 \pm 0,11$	$3,60 \pm 0,11$
1408,00	$108,80 \pm 3,83$	$3500,88 \pm 0,16$	$3,97 \pm 0,16$



**Abbildung 7:** Linearer Fit der Kanäle, deren Energien bekannt sind.

Die Fit-Gerade hat die Parameter

$$m = 0,40298 \pm 0,00002 \frac{\text{keV}}{\text{Kanalnummer}}$$

$$n = -2,65400 \pm 0,04789 \text{ keV}.$$

Als nächstes wird der Winkel  $\frac{\Omega}{4\pi}$  aus der Gleichung (10) berechnet. Dabei stellt  $a$  den Abstand der Quelle vom Detektor dar und  $r$  den Radius der Querschnittsfläche des Detektors. Mit den Werten

$$a = 73,2 \text{ mm}$$

$$r = 22,5 \text{ mm}$$

ergibt sich für den Winkel ein Wert von 0,022.

Danach wird die Aktivität der Quelle am Messtag berechnet. Dazu kann die Formel

$$A_{Messung} = A_0 \exp \left( -\frac{t_{aktuell} \log(2)}{\tau_{1/2}} \right)$$

verwendet werden. Aus der Versuchsanleitung können die Halbwertszeit  $\tau_{1/2} = 4943 \pm 5$  d und die Aktivität  $A_0 = 4130 \pm 60$  Bq vom 1.10.2000 entnommen werden. Zum Versuchstag waren  $t_{aktuell} = 6618$  d vergangen. Damit ergibt sich für die Aktivität zum Messzeitpunkt  $A_{Messung} = 1633 \pm 24$  Bq.

Als letztes soll die Effizienz  $Q$  der Spektrallinien berechnet werden, was mithilfe der Formel

$$Q = Z \cdot \frac{4\pi}{\Omega} \cdot \frac{1}{A} \cdot \frac{1}{W} \cdot \frac{1}{t_{mess}}$$

möglich ist. Die Messzeit liegt bei 3960 s. Die Aktivität und der Winkel sind bereits berechnet.  $Z$  ist ebenfalls bekannt, da es die Amplitude des Gauspeaks darstellt. In Tabelle 2 finden sich die Energien der Peaks, ihre Wahrscheinlichkeiten (siehe [1]), und die daraus berechnete Effizienz.

**Tabelle 2:** Wahrscheinlichkeiten und Effizienz der Peaks.

Energie in keV	Wahrscheinlichkeiten	Effizienz
121,78	0,286	0.11430±0,00240
244,70	0,076	0,06720±0,00250
344,30	0,265	0,03480±0,00070
411,12	0,022	0,03100±0,00220
443,96	0,031	0,02630±0,00150
778,90	0,129	0,01040±0,00060
867,37	0,042	0,00920±0,00050
964,08	0,146	0,00696±0,00022
1085,90	0,102	0,00569±0,00032
1112,10	0,136	0,00571±0,00017
1408,00	0,210	0,00364±0,00014

Ein Zusammenhang zwischen der Energie und der Effizienz lässt sich für Energien größer 150 keV durch eine Potenzfunktion der Form

$$Q(E) = A \cdot E^B$$

finden (siehe Abb.8).

Es ergeben sich die Fitparameter

$$A = 436,10 \pm 61,54$$

$$B = -1,60 \pm 0,02.$$

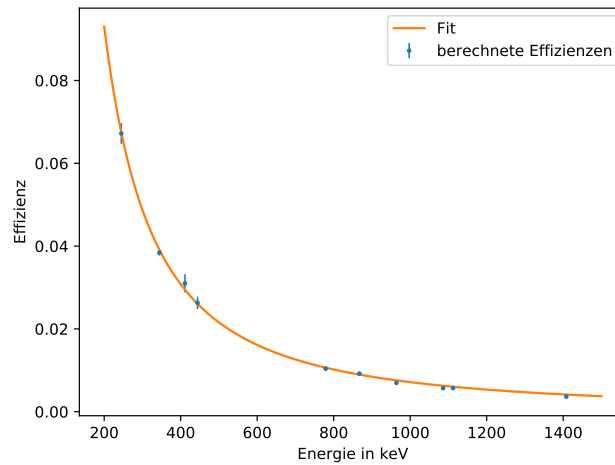


Abbildung 8: Fit der Effizienzen mithilfe einer Potenzfunktion.

### 3.2 Spektrum von Caesium

Am Element  $^{137}\text{Cs}$  sollen verschiedene Erscheinungen, die typisch für Energiespektren sind, untersucht werden.

In Abb. 9 ist das Caesium-Spektrum einmal normal und einmal logarithmisch zu sehen.

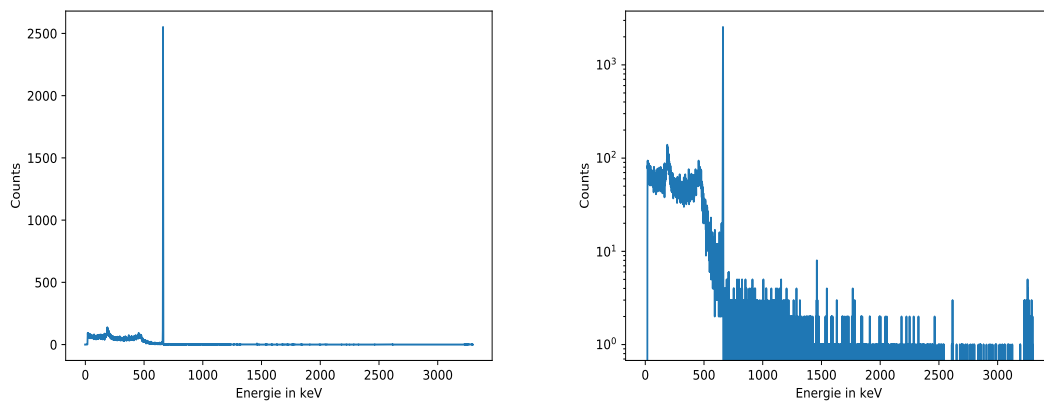
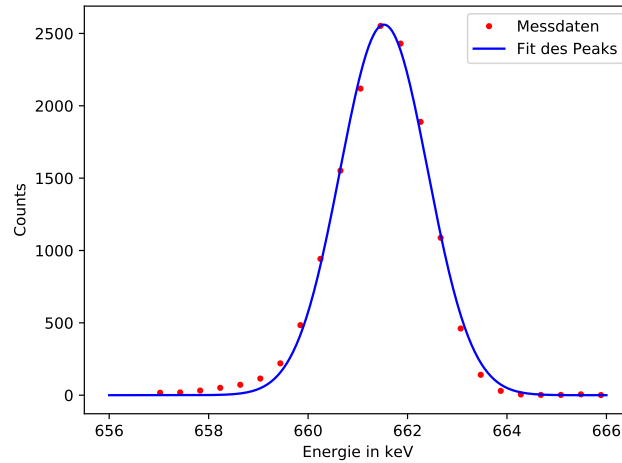


Abbildung 9: Spektrum von Caesium.

Zunächst wird der Photopeak ausfindig gemacht, und wie im vorherigen Aufgabenteil mit einer Gaußkurve gefittet (siehe Abb. 10).



**Abbildung 10:** Photopeak des Caesiumspektrums.

Die Parameter ergeben sich zu

$$a = 2560,73 \pm 34,15$$

$$\mu = 661,52 \pm 0,01$$

$$\sigma = 0,88 \pm 0,01.$$

Aus dem Spektrum lassen sich die Halb- und die Zehntelwertsbreite grob ablesen. Die Halbwertsbreite ist die Differenz von 662,46 und 660,45 keV, also 2,01 keV. Die Zehntelwertsbreite ist die Differenz von 663,27 und 659,64 keV, also 3,36 keV. Mit diesen groben Werten liegt ein Verhältnis von

$$\frac{x_{1/10}}{x_{1/2}} = 1,81$$

vor, welches nicht weit vom geforderten Verhältnis von 1,823 liegt.

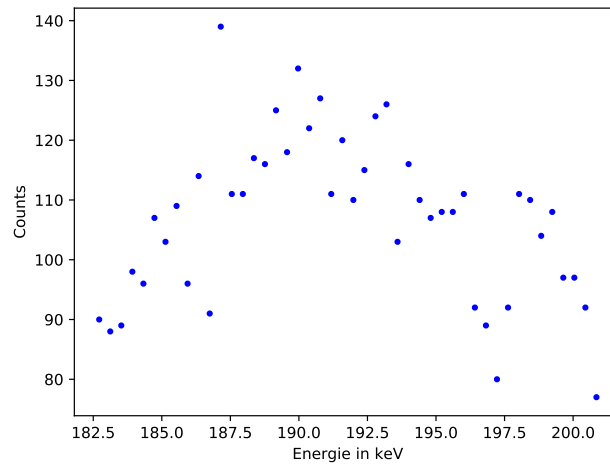
Ein genaueres Ergebnis lässt sich natürlich erzielen, indem die Halbwertsbreite aus dem durch den Fit bereits vorliegenden  $\sigma$  mithilfe der Formel aus [3] berechnet wird:

$$x_{1/2} = 2\sqrt{2\ln(2)} \cdot \sigma = 2,077 \pm 0,032 \text{ keV}.$$

Damit ergibt sich für die Zehntelwertsbreite:  $x_{1/10} = x_{1/2} \cdot 1,823 = 3,79 \pm 0,06$ .

Mithilfe des Photopeaks lässt sich ebenfalls die maximale Energieauflösung des Detektors aus der Formel (7) berechnen. Für die Photopeakenergie ergibt sich eine Auflösung von 1,029 keV.

Als nächstes wird der Rückstreupeak betrachtet. Die Punkte im Bereich des Rückstreupeaks sind in Abb. 11 geplottet. Sie sind nicht gefittet, da der Rückstreupeak keine Gauß-Form besitzt.



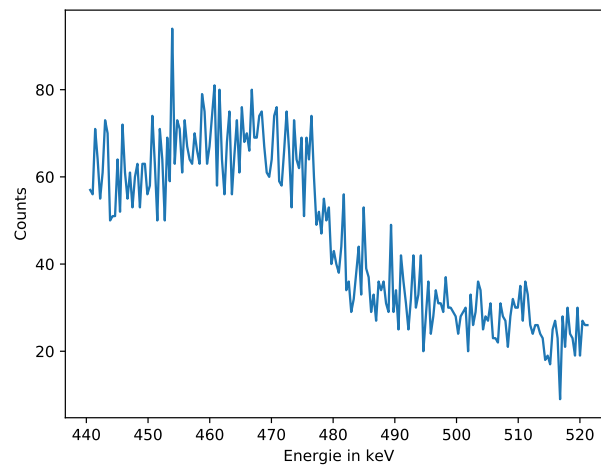
**Abbildung 11:** Rückstreupeak des Caesiumspektrums.

Durch grobes Ablesen wird seine maximale Energie auf etwa 187,15 keV geschätzt. Dies weicht von der Berechnung mithilfe der Formel

$$E_{rueck} = \frac{E_{\gamma}}{1 + 2\varepsilon}$$

ab, da diese das Ergebnis  $184,3123 \pm 0,0008$  liefert.

Die Comptonkante kann zunächst grob aus dem Spektrum in Abb. 12 abgelesen werden, und wird bei etwa 476,49 keV vermutet.



**Abbildung 12:** Comptonkante des Caesiumspektrums.

Dies kommt dem aus

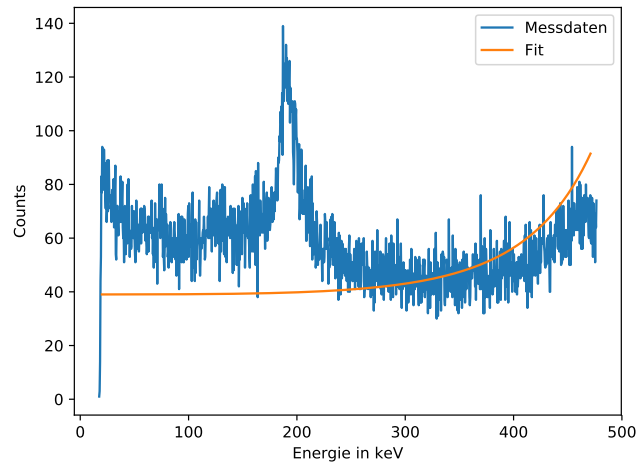
$$E_{kante} = E_{\gamma} \cdot \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

berechneten Wert, welcher bei  $477,208 \pm 0,009$  liegt, recht nahe.

Das Compton-Kontinuum wird in Abb. 13 dargestellt. Um verfälschende Einflüsse niedriger Energien und des Rückstreupeaks zu vermeiden, wird es mit einer Funktion der Form

$$\frac{d\sigma}{dE} = a \cdot \sigma_{Th} \cdot \frac{1}{m_e \varepsilon^2} \cdot \left( 2 + \left( \frac{E}{E_{\gamma} - E} \right)^2 \cdot \left( \frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{E_{\gamma} - E}{E_{\gamma}} - \frac{2}{\varepsilon} \left( \frac{E_{\gamma} - E}{E_{\gamma}} \right) \right) \right)$$

approximiert, wobei für  $a = 10^{32,4}$  gilt.



**Abbildung 13:** Compton-Kontinuum mit Fit.

Nun wird von allen Kanälen bis zur Comptonkante der Peakinhalt unter der Fitfunktion berechnet und aufsummiert. Dadurch ergibt sich ein Compton-Kontinuumsinhalt von 53662.93 Counts.

Das Verhältnis der Counts im Compton-Kontinuum zu denen im Photopeak ist

$$\frac{\text{Counts}_{compton}}{\text{Counts}_{photo}} \approx \frac{53662,93}{2560,73} \approx 20,96.$$

Aus Abb. 2 können die Absorptionskoeffizienten für den Compton- und den Photoeffekt bei der Energie des Photopeaks abgelesen werden:

$$\mu_{photo} = 0,008 \frac{1}{\text{cm}}$$

$$\mu_{compton} = 0,37 \frac{1}{\text{cm}}.$$



Durch Einsetzen der Absorptionskoeffizienten in

$$P_i = 1 - \exp(-\mu_i \cdot d)$$

ergeben sich für die Kristalllänge 3,9 cm die Absorptionswahrscheinlichkeiten

$$P_{photo} \approx 0,0307 = 3,07 \%$$

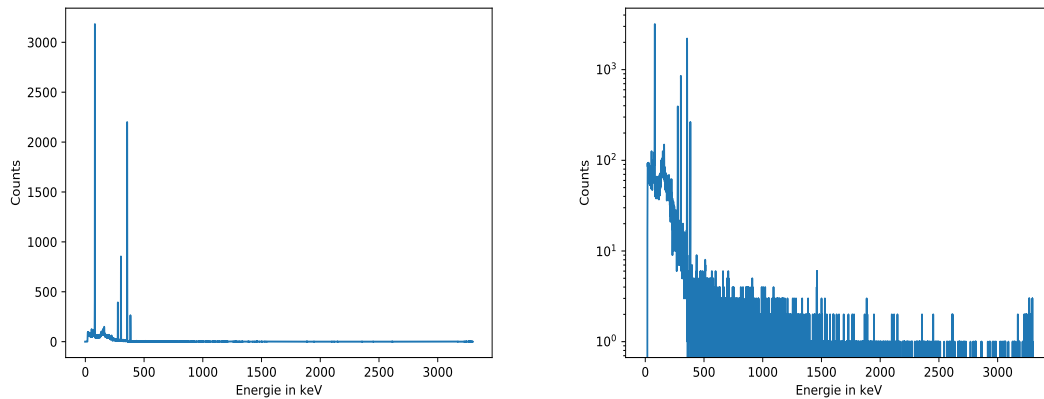
$$P_{compton} \approx 0,7638 = 76,38 \%$$

Das Verhältnis der Absorptionswahrscheinlichkeiten ist

$$\frac{P_{compton}}{P_{photo}} \approx 24,86.$$

### 3.3 Spektrum von Barium

Beim Vergleich des gemessenen Spektrums (in Abb. 14 sowohl normal als auch logarithmisch dargestellt) mit dem Spektrum von  $^{133}\text{Ba}$  wird sofort deutlich, dass es sich bei dem unbekannten Element um Barium handelt.



**Abbildung 14:** Spektrum von Barium.

Sechs Barium-Peaks sind gut zu erkennen, und werden ebenfalls wieder mit einer Gaußkurve gefittet. In Tabelle 3 befinden sich die charakteristischen Energien, und die Fitparameter  $\mu$  und  $a$ , welche Lage und Inhalt der Peaks angeben.

Für Energien, die größer als 150 keV sind, kann mithilfe der im Kapitel über Europium berechneten Potenzfunktion die Effizienz bestimmt werden. Die Messzeit beträgt 3504 s. Übergangswahrscheinlichkeiten können der Quelle [1] entnommen werden. Damit sind für diese vier Energien sämtliche Werte bekannt, die zur Berechnung der Aktivität nötig sind. In Tabelle 4 sind für diese vier Energien die Übergangswahrscheinlichkeiten, die berechneten Effizienzen und die berechneten Aktivitäten aufgeführt.

Der Mittelwert der hier berechneten Aktivitäten liegt bei  $(1,54 \pm 0,14) \cdot 10^3 \text{ Bq}$ .

**Tabelle 3:** Theoriewerte und Fit-Parameter der Barium-Peaks.

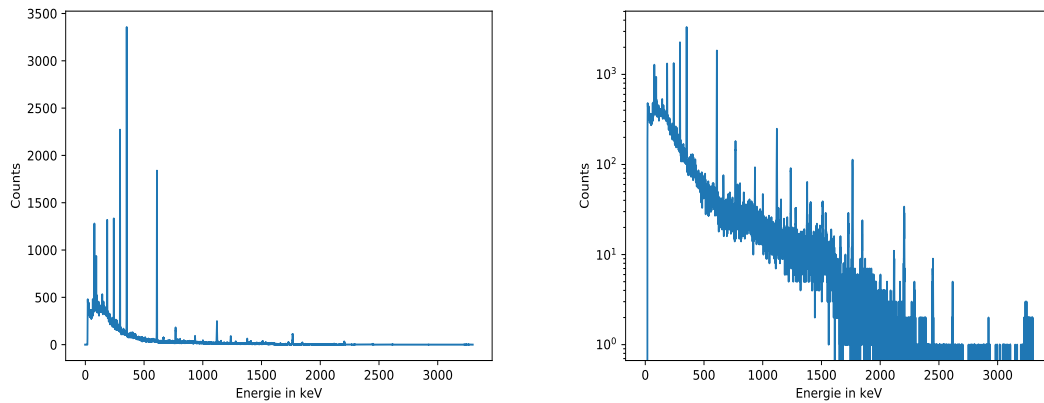
Theorieenergien	$a$	$\mu$
53,16	$113,59 \pm 8,58$	$53,38 \pm 0,12$
81,00	$3209,38 \pm 141,82$	$81,05 \pm 0,05$
160,61	$142,59 \pm 4,72$	$160,68 \pm 0,07$
302,85	$868,83 \pm 10,15$	$302,94 \pm 0,05$
356,02	$2234,23 \pm 16,21$	$356,09 \pm 0,05$
383,85	$278,29 \pm 5,31$	$383,90 \pm 0,05$

**Tabelle 4:** Übergangswahrscheinlichkeiten und Aktivitäten für Barium-Energien größer 150 keV.

Energie in keV	Effizienz	Wahrscheinlichkeit	Aktivität in Bq
$160,68 \pm 0,07$	$0,129 \pm 0,022$	0,006	$(2,40 \pm 0,40) \cdot 10^3$
$302,94 \pm 0,05$	$0,047 \pm 0,008$	0,183	$(1,31 \pm 0,22) \cdot 10^3$
$356,09 \pm 0,05$	$0,036 \pm 0,007$	0,621	$(1,30 \pm 0,25) \cdot 10^3$
$383,90 \pm 0,05$	$0,032 \pm 0,006$	0,089	$(1,27 \pm 0,24) \cdot 10^3$

### 3.4 Untersuchung einer unbekannten Quelle

Das Spektrum der unbekannten Quelle ist in Abb. 15 einmal normal und einmal logarithmiert zu sehen.

**Abbildung 15:** Spektrum einer unbekannten Quelle.

Insgesamt können 23 Peaks lokalisiert werden, von welchen 21 bekannten Elementen zuzuordnen sind. In Tabelle 5 werden die Energien und Inhalte der gefundenen Peaks, die zugehörigen Elemente mit Theorieenergiewerten, sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten angegeben. Die Theorieenergiewerte und

Übergangswahrscheinlichkeiten sind den Quellen [2] und [1] entnommen.

**Tabelle 5:** Gefundene Peaks.

Peak	$\mu$ in keV	Element	Theoriewert in keV	Wahrscheinlichkeit	$a$
1	$74,87 \pm 0,07$	$^{161}\text{Dy}$	74,60	0,599	$908,80 \pm 39,46$
2	$77,10 \pm 0,06$	$^{161}\text{Dy}$	77,40	0,560	$1229,26 \pm 53,33$
3	$87,24 \pm 0,07$	$^{161}\text{Dy}$	87,90	0,102	$755,64 \pm 33,04$
4	$92,66 \pm 0,06$	$^{234}\text{Th}$	93,00	0,040	$943,68 \pm 31,04$
5	$186,09 \pm 0,06$	$^{226}\text{Ra}$	186,00	0,040	$1343,38 \pm 48,56$
6	$242,07 \pm 0,06$	$^{214}\text{Pb}$	242,00	0,040	$1315,49 \pm 64,60$
7	$295,29 \pm 0,05$	$^{214}\text{Pb}$	295,00	0,190	$2320,78 \pm 62,48$
8	$351,96 \pm 0,05$	$^{214}\text{Pb}$	352,00	0,360	$3392,74 \pm 51,45$
9	$609,20 \pm 0,06$	$^{214}\text{Bi}$	609,00	0,470	$1873,31 \pm 29,54$
10	$665,48 \pm 0,11$	$^{161}\text{Dy}$	665,39	0,300	$75,76 \pm 4,31$
11	$768,20 \pm 0,10$	$^{214}\text{Bi}$	769,00	0,050	$166,39 \pm 7,98$
12	$785,98 \pm 0,17$	$^{212}\text{Bi}$	787,00	0,012	$56,42 \pm 7,55$
13	$933,86 \pm 0,07$	$^{214}\text{Bi}$	935,00	0,030	$93,12 \pm 0,43$
14	$1000,75 \pm 0,12$	$^{58}\text{Co}$	1000,70	1,000	$42,00 \pm 2,81$
15	$1120,30 \pm 0,09$	$^{214}\text{Bi}$	1120,00	0,170	$252,43 \pm 8,24$
16	$1238,00 \pm 0,09$	$^{58}\text{Co}$	1236,50	1,000	$87,39 \pm 1,85$
17	$1378,19 \pm 0,13$	$^{214}\text{Bi}$	1378,00	0,050	$59,25 \pm 2,97$
18	$1509,60 \pm 0,22$	$^{214}\text{Bi}$	1509,00	0,020	$35,68 \pm 3,05$
19	$1729,28 \pm 0,26$	$^{214}\text{Bi}$	1728,00	0,030	$25,64 \pm 2,84$
20	$1764,67 \pm 0,13$	$^{214}\text{Bi}$	1764,00	0,170	$118,25 \pm 3,64$
21	$1848,06 \pm 0,14$	unbekannt	-	-	$21,45 \pm 1,31$
22	$2117,02 \pm 0,21$	unbekannt	-	-	$10,69 \pm 2,38$
23	$2204,16 \pm 0,14$	$^{214}\text{Bi}$	2204,00	0,050	$32,42 \pm 3,26$

Der Tabelle ist zu entnehmen, dass der Strahler  $^{234}\text{Thorium}$ ,  $^{226}\text{Radium}$ ,  $^{214}\text{Bismuth}$  und  $^{214}\text{Blei}$  aus der  $^{238}\text{Uran}$ -Zerfallsreihe beinhaltet.

Aus der  $^{232}\text{Thorium}$ -Zerfallsreihe ist nur  $^{212}\text{Bismuth}$  vertreten.

Außerdem sind Spektrallinien von  $^{58}\text{Cobalt}$  und  $^{161}\text{Dysprosium}$  zu erkennen, welche keine Glieder der am häufigsten vorkommenden Zerfallsreihen sind.

## 4 Diskussion

Die für die Kalibrierung errechneten Mittelwerte liegen sehr genau auf einer Geraden, weshalb die Parameter  $m$  und  $n$  nur geringe Fehler besitzen. Daher führt die Kalibrierung in weiteren Aufgabenteilen nur zu geringen Fehlern.

Die Potenzfunktion, welche einen Zusammenhang zwischen Energie und Effizienz darstellt, ist ebenfalls eine gute Approximation, da die meisten Effizienzen auf ihr liegen, und die abweichenden nicht weit von ihr entfernt sind.

Der Wert des Vollenergiepeaks weicht um 0,52 keV vom Literaturwert ab. [2] Dies ist auf kleine Ungenauigkeiten beim Fitten und bei der Regressionsrechnung zurückzuführen. Der abgelesene Rückstreupeak liegt deutlich vom berechneten entfernt. Die Ursache liegt in Ableseungenauigkeiten.

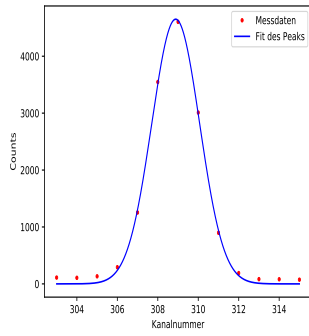
Die Comptonkante ist für das Auge besser zu erkennen, weshalb dort die Abweichung zwischen abgelesenem und errechnetem Wert vernachlässigbar gering ist.

Das gemessene Verhältnis von Comptoneffekt zu Photoeffekt ist kleiner als das berechnete, was Sinn ergibt, da in der Anleitung bereits angedeutet wird, dass der mit der verwendeten Formel errechnete Wert für den Photoeffekt zu niedrig ist im Vergleich mit experimentell ermittelten Werten.

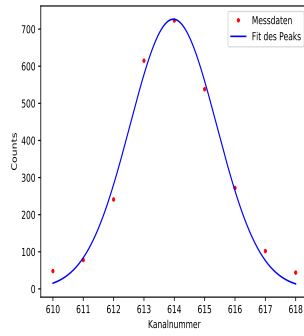
Die gemessenen und gefitteten Werte für Barium unterscheiden sich erst nach dem Komma von den Literaturwerten. Kleine Abweichungen kommen zustande, da die leicht fehlerbehaftete Kalibrierung durch Europium verwendet wird, und die Peaks ihrerseits gefittet werden.

Die Energiewerte der unbekannten Quelle weichen teilweise etwas deutlicher, also in der Größenordnung von 1 eV, von den Literaturwerten der vermuteten Elemente ab. Dies kommt zum einen durch die erhöhte Peakdichte, welche die Ermittlung und den Fit einzelner Peaks schwerer macht. Andererseits könnte auch hinter einigen Peaks das falsche Element vermutet worden sein.

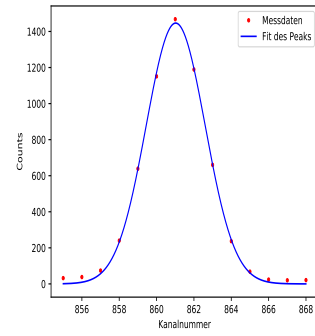
## 5 Anhang



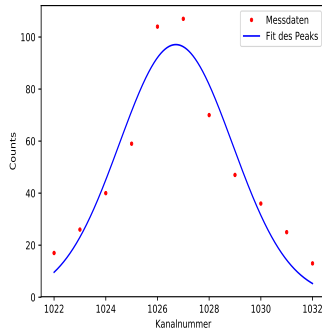
(a) Peak zu 121,78 keV.



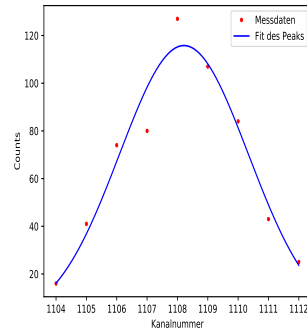
(b) Peak zu 224,70 keV.



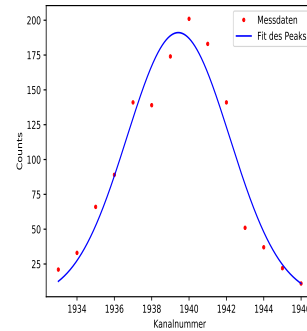
(c) Peak zu 344,30 keV.



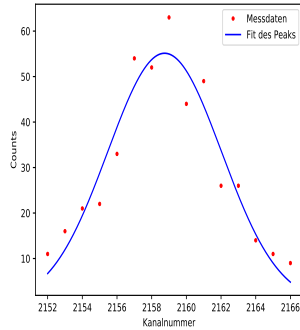
(d) Peak zu 411,12 keV.



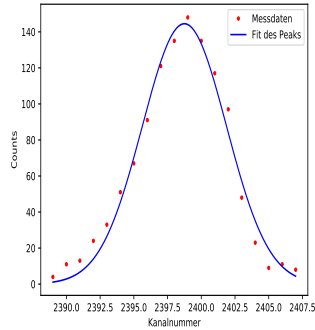
(e) Peak zu 443,96 keV.



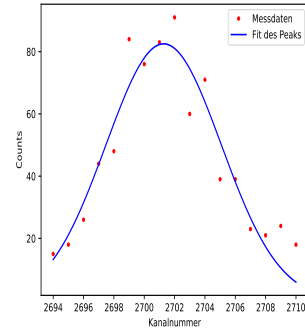
(f) Peak zu 778,90 keV.



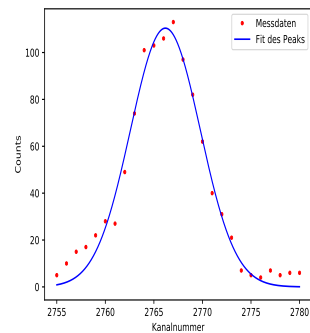
(g) Peak zu 867,37 keV.



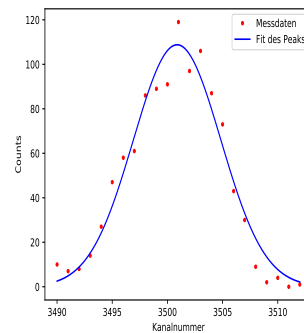
(h) Peak zu 964,08 keV.



(i) Peak zu 1085,90 keV.



(j) Peak zu 1112,10 keV.



(k) Peak zu 1408,00 keV.

**Abbildung 16:** Mit Gaußkurven gefittete Peaks des Europiumspektrums.

## Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch Nr. 18 Reinst-Germanium-Detektor*. 2018. URL:  
<http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V18.pdf>.
- [2] IAEA - Nuclear Data Section. *Live Chart of Nuclides*. 2018. URL:  
<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
- [3] Unknown. *Halbwertsbreite*. 2018. URL:  
<https://de.wikipedia.org/wiki/Halbwertsbreite>.