

Experimentelle Übungen II

Versuchsprotokoll

NaJ(Tl)- und Ge-Detektoren

Nils Kulawiak, Anthony Pietz, Oliver Brune

Gruppe D-01

`n_kula01@uni-muenster.de`

`a_piet09@uni-muenster.de`

`o_brun02@uni-muenster.de`

27. Mai 2019

betreut von Martin Unland Elorrieta

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	1
2.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	1
2.1.1	Photoeffekt	1
2.1.2	Comptoneffekt	2
2.1.3	Paarbildung	2
2.2	Detektoren	3
2.2.1	Halbleiterdetektor	3
2.2.2	Szintillationsdetektor	5
2.3	Methoden und Aufbau	5
2.4	γ -Spektrum	6
3	Auswertung	7
3.1	Kalibration	7
3.2	γ -Spektren	9
3.2.1	^{22}Na Szintillator	9
3.2.2	^{60}Co Szintillator	10
3.2.3	^{137}Cs Szintillator	10
3.2.4	Mischquelle Szintillator	11
3.2.5	^{22}Na Halbleiterdetektor	12
3.2.6	^{60}Co Halbleiterdetektor	13
3.2.7	^{137}Cs Halbleiterdetektor	14
3.3	Mischquelle Halbleiterdetektor	15
3.4	Erz Halbleiterdetektor	16
3.4.1	Diskussion	17
3.5	Detektoreigenschaften	17
3.5.1	Relative Abweichung von den Referenzwerten.	17
3.5.2	Energieauflösung	20
3.5.3	Mittlere Ionisationsenergie	20
3.5.4	Effizienz	22

4 Diskussion	23
Literatur	25

1 Einleitung

In diesem Versuch geht es darum Gamma-Strahlung zu detektieren und verschiedene Spektren zu analysieren. Dabei wurden die Spektren von ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs , einer Mischprobe und einem Erz analysiert. Diese Spektren werden jeweils mit zwei Detektoren untersucht, einem Halbleiterdetektor und einem Szintillator. Sowohl die gemessenen Spektren als auch die beiden Messgeräte werden danach näher betrachtet. Zuerst werden die aufgenommenen Spektren untersucht und die jeweils gemessenen Peakpositionen mit Literaturwerten verglichen und zugeordnet. Dabei sollte speziell beim Erz, dieses zu einer bestimmten Zerfallsreihe zugeordnet werden, was mit der Uran-238 auch gelungen ist. Danach wurden die Detektoreigenschaften von dem Szintillations- und dem Halbleiter-Detektor untersucht. Hier wurden die Detektoren in ihrer relativen Abweichung von den Referenzwerten, der Energieauflösung und der mittleren Ionisationsenergie. Für den Szintillationsdetektor und den Halbleiter-Detektor wurde die Effizienz überprüft.

2 Theorie

Die Strahlung, die in diesem Versuch untersucht wird, ist die *gamma*-Strahlung. Diese elektromagnetische Strahlung ist höherenergetisch als Röntgenstrahlung mit Energien von mindestens 100 keV. Sie entsteht bei Übergängen zwischen Anregungszuständen im Atomkern. γ -Strahlung ist nicht direkt beobachtbar, sie muss also erst mit Materie wechselwirken. Die Produkte dieser Wechselwirkung (im Normalfall Elektronen) sind dann beobachtbar.

2.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

In diesem Versuch werden die drei häufigsten Prozesse betrachtet: der Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarbildung.

2.1.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt löst das Photon ein Elektron aus der Atomhülle eines Atoms heraus und wird dabei selbst absorbiert. Ein Teil der Energie des Photon wird dabei für die Austrittsarbeit W_A verwendet, den Rest erhält das Elektron als kinetische Energie.

Dieses Elektron kann nun detektiert werden. Da zur Impulserhaltung während des Vorgangs ein weiteres Teilchen benötigt wird, werden meist Elektronen aus inneren Schalen gelöst, sodass der zusätzliche Impuls an den Atomkern abgegeben werden kann. Den freien Platz in der Atomhülle nimmt nun ein Elektron aus einer höheren Schale ein, dass dabei Röntgenstrahlung oder ein Augerelektron abgibt. In beiden Fällen kann die Energie schlussendlich vom Detektor gemessen werden, sodass die gesamte Energie des ursprünglichen γ -Quants nachgewiesen werden kann.

2.1.2 Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt streut das γ -Photon an einem quasifreien Elektron, also einem Elektron der äußeren Atomhülle. Dabei wird ein Teil der Energie des Photons auf das Elektron übertragen, welches in einem Winkel θ zur ursprünglichen Bahn des Photons abgelenkt wird. Das Photon wird dabei um den Winkel $-\theta$ gestreut und besitzt die verringerte Energie E'_γ . Die Energie des Elektrons nach dem Stoß lässt sich mit (2.1) berechnen.

$$E_e = E_\gamma \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \right) \quad (2.1)$$

Die übertragene Energie ist also vom Winkel abhängig. Während bei einem Winkel von 0° keine Energie übertragen wird, ist die Energie bei einem Winkel von 180° maximal. Unter welchem Winkel die Teilchen streuen ist dabei statistisch verteilt. Wenn also nur gestreutes Elektron detektiert wird, kann daraus ohne Information über den Winkel keine Information über die ursprüngliche Energie des γ -Quants gewonnen werden. Wenn aber sehr viele Photonen detektiert werden entsteht ein kontinuierliches Spektrum mit einer deutlichen Kante bei der Energie, die das Elektron bei einem Stoß um 180° erhalten hat, der Comptonkante. Daraus sind Rückschlüsse auf die Energie des Photons möglich.

2.1.3 Paarbildung

Der dritte auftretende Effekt nennt sich Paarbildung. Hierbei erzeugt das Photon ein Elektron-Positron-Paar und annihiliert dabei. Die Energie muss mindestens 1022 keV betragen, da diese als Ruhemasse der entstehenden Teilchen benötigt wird. Der Rest geht in kinetische Energie der Teilchen über. Dieser Prozess kann nur in Materie statt-

finden, da ein weiterer Reaktionspartner (meistens ein Atomkern) benötigt wird, um den überschüssigen Impuls aufzunehmen. Das Elektron kann in diesem Zustand bereits detektiert werden, das Positron allerdings bildet zuerst mit einem anderen Elektron zusammen Positronium. Dieser Zustand zerfällt allerdings nach einiger Zeit und erzeugt so einige Photonen (die Anzahl ist abhängig von den Spins der beiden Teilchen). Diese können nun wiederum über einen der beschriebenen Effekte Elektronen erzeugen, die detektiert werden können. Die Wahrscheinlichkeit, dass einer der oben genannten Prozesse auftritt, steigt mit zunehmender Ladungszahl des Absorbermaterials. Daher werden für die Abschirmung der Detektoren schwere Elemente wie z.B. Blei verwendet. Außerdem ist die Wahrscheinlichkeit abhängig von der Energie des Photons. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 1 dargestellt.

Bei niedrigen Energien überwiegt der Photoeffekt, bei mittleren Energien zwischen 300 keV und 7 MeV überwiegt der Comptoneffekt, anschließend die Paarbildung.

2.2 Detektoren

In diesem Versuch werden zwei verschiedene Detektorentypen verwendet: Ein Halbleiterdetektor und ein Szintillationsdetektor. Der Halbleiterdetektor besteht aus mit Lithium dotiertem Germanium, der Szintillator ist ein Natriumjodid-Kristall, der mit Thallium aktiviert ist. Beide Detektoren wandeln die auftreffende γ -Strahlung in Elektronen um, die dann mithilfe verschiedener Bauteile in ein messbares Signal umgewandelt werden können, allerdings auf unterschiedliche Weise. Beide Möglichkeiten werden im folgenden kurz vorgestellt.

2.2.1 Halbleiterdetektor

In Halbleitern wird durch auftreffende Photonen ein Elektron-Loch-Paar erzeugt. Dies kann, wenn an den Halbleiter eine Spannung anliegt, abgezogen und gemessen werden. Allerdings wäre hierfür ein hochreiner intrinsischer Halbleiter nötig, da sonst Blindströme auftreten, die eine gute Messung unmöglich machen. Alternativ wird daher ein sogenannter intrinsic-Kristall verwendet. Bei diesem werden in einen p-dotierten Halbleiter Lithiumatome gegeben, die als n-Dotierung wirken und so die p-Dotierung ausgleichen. Diese Kristalle haben sehr ähnliche Eigenschaften wie intrinsische Halbleiter. So können Sperrschichten mit einer Größe von mehreren Zentimetern zu erzeugen. Die Breite der

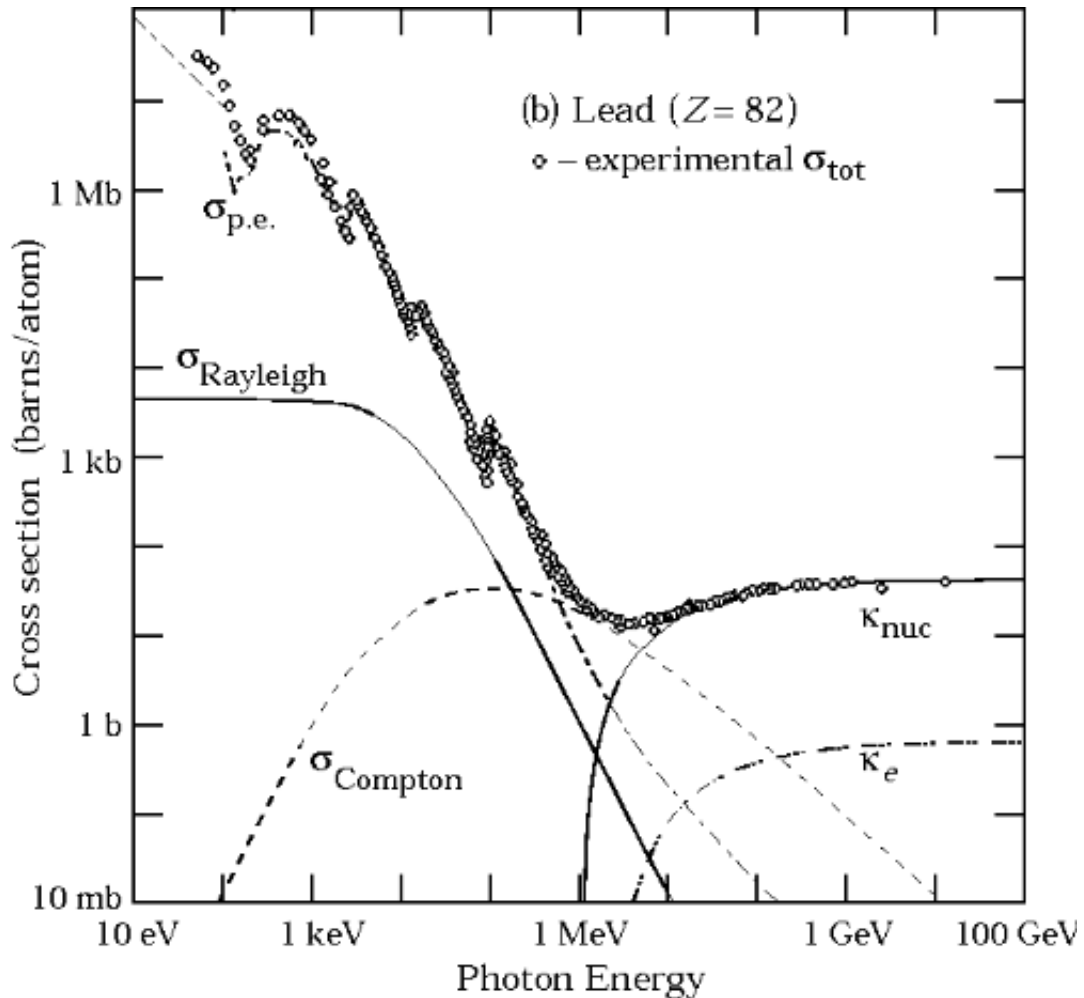


Abbildung 1: Dargestellt ist der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Effekte in Abhängigkeit von der Energie des Photons in Blei. Bei niedrigen Energien dominiert der Photoeffekt, bei mittleren der Comptoneffekt, bei hohen die Paarbildung. Die Kanten beim Photoeffekt kommen zustande, da genau bei dieser Energie das Photon genug Energie hat, um Elektronen aus einer weiteren, tieferen Schale zu lösen.

Sperrschicht ist dabei proportional zur Quadratwurzel der angelegten Spannung. Diese Kristalle werden als pn-Übergang in Sperrrichtung betrieben. Trifft nun ein Photon auf den Kristall, entstehen Elektron-Loch-Paare, die sofort durch die anliegende Spannung getrennt werden und so am rekombinieren gehindert werden. Diese Teilchen erzeugen durch Stöße weitere Elektron-Loch-Paare. Durch die anliegende Hochspannung werden

die Ladungsträger aus dem Halbleiter abgezogen und können als Strom gemessen werden.

2.2.2 Szintillationsdetektor

Ein Szintillationsdetektor besteht aus zwei Komponenten, dem Szintillator und dem Photomultiplier. Im Szintillator wird die hochenergetische γ -Strahlung in niederenergetisches sichtbares Licht umgewandelt. Organische Szintillatoren nutzen zur Umwandlung der Strahlung Molekülanregungen, in anorganischen Szintillatoren entstehen das sichtbare Licht durch Übergänge in den Bändern des Kristalls. Durch die auftreffende Strahlung wird ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, das anschließend rekombiniert und ein Photon mit der Energie der Bandlücke abgibt. Da dieses Photon an anderen Atomen des Szintillators wieder ein Elektron-Loch-Paar erzeugen und daher den Kristall nicht verlassen würde, werden sogenannte Aktivatoren in den Kristall gegeben. Die so entstehenden Photonen erzeugen also mit geringerer Wahrscheinlichkeit wieder ein Elektron-Loch-Paar und können den Kristall verlassen. Anschließend gelangen die Photonen in den Photomultiplier. Dort schlagen die Photonen an einer Kathode Elektronen aus. Diese werden nun durch ein elektrisches Feld auf Dynoden gelenkt, an denen sie nun Sekundärelektronen erzeugen. Diese wiederum erzeugen an der nächsten Dynode weitere Sekundärelektronen, sodass am Ende ein messbares Signal vorliegt.

2.3 Methoden und Aufbau

Um die detektierten Elektronen in ein messbares Signal zu verwandeln, werden noch einige Bauteile benötigt. Zuerst wird das Signal von einem Vorverstärker auf eine Spannung von einigen 100 mV verstärkt, um es über ein Kabel übertragen zu können. Dabei bekommt es die Form eines exponentiellen Abfalls. Anschließend wird es von einem Hauptverstärker weiter verstärkt und zu einem gaußförmigen Signal geformt, sodass es von den weiteren Bauteilen verarbeitet werden kann. Nun wird das Signal von einem Analog-Digital-Wandler digitalisiert. Zuletzt sortiert ein Multi-Channel-Analyzer (MCA) die Pulse nach ihrer Energie in verschiedene Kanäle ein. Der hier verwendete MCA besitzt etwa 8000 verschiedene Channels. Dieser wurde am Anfang mit der Probe, bei der die höchsten Energien zu erwarten waren, so eingestellt, dass alle Channels verwendet werden. So kann die bestmögliche Auflösung sichergestellt werden.

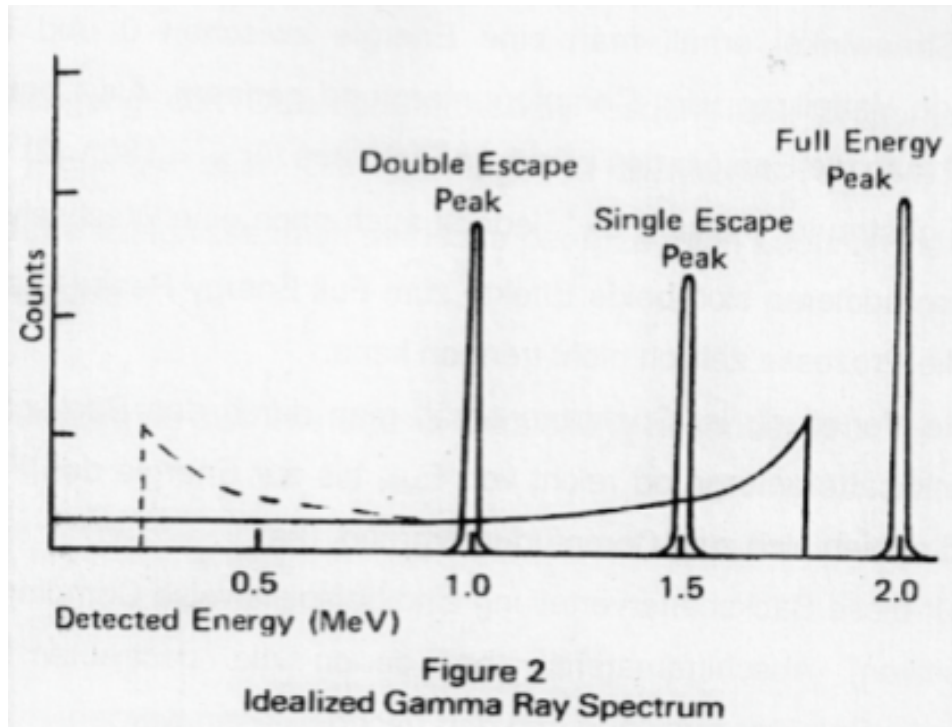


Abbildung 2: Idealisiertes Spektrum der γ -Strahlung. Ganz rechts der Full Energy Peak, der durch den Photoeffekt und bei der Paarbildung, wenn beide durch Zerstrahlung des Positrons entstandenen Photonen noch im Detektor interagieren. Daneben der Single Escape Peak, der auftritt, wenn eines der vom Positron erzeugten Photonen nicht mehr im Detektor wechselwirkt und ganz links der Double Escape Peak, für den Fall, dass beide Photonen nicht wechselwirken. Zwischen Single Escape Peak und Full Energy Peak ist die Comptonkante zu sehen, die bei Compton-Streuung um 180° auftritt. Bei niedrigeren Energien ist daneben die kontinuierliche Verteilung für die Streuung unter anderen Winkeln sichtbar

2.4 γ -Spektrum

Die Signale, die auf die verschiedenen Channels des MCA verteilt wurden, können nun am Computer dargestellt werden. Signale, die auf denselben Channel geschickt wurden, werden aufsummiert, sodass die Anzahl der Ereignisse für verschiedene Energien des detektierten γ -Quants dargestellt wird. Das erwartete Spektrum, idealisiert, ohne Rauschen, ist in Abb. 2 dargestellt.

Der Hauptpeak ist der sogenannte Full Energy Peak. Er tritt auf, wenn die gesamte Energie des γ -Quants im Detektor gemessen wird. Dies ist vor allem der Fall beim

Photoeffekt. Er tritt außerdem beim Comptoneffekt auf, wenn sowohl das gestreute Photon als auch das Elektron detektiert werden. Bei der Paarbildung zerstrahlt nach kurzer Zeit das Positronium und erzeugt dabei meist zwei Photonen. Wenn diese beide noch im Detektor durch andere Wechselwirkungen Elektronen erzeugen, die vom Detektor erfasst werden, trägt auch dieser Effekt um Full Energy Peak bei. Wenn jedoch eines der Photonen nicht mehr im Detektor wechselwirkt, trägt dieser Vorgang zum Single Escape Peak bei. Dieser ist zum Full Energy Peak um 511 keV zu tieferer Energie verschoben. Entkommen beide Photonen aus dem Detektor entsteht der Double Escape Peak, welcher um 1022 keV zum Full Energy Peak verschoben ist. Da beim Comptoneffekt ein kontinuierliches Spektrum an Elektronen, abhängig vom Streuwinkel, entsteht, ist dieser Effekt auch als kontinuierliche Verteilung zwischen den Energien 0 und E_{\max} sichtbar, wobei E_{\max} die maximale Energie ist, die das Elektron bei der Comptonstreuung aufnehmen kann. Ab E_{\max} tritt dieser Effekt nicht mehr auf, daher ist an dieser Stelle die bereits erwähnte Comptonkante zu sehen.

Es werden aber auch noch andere Elektronenenergien gemessen. Der sogenannte Backscatteruntergrund entsteht durch Compton-Streuung der γ -Quanten am Abschirmmaterial. Dabei kann ein Photon mit Energien zwischen E_{\min} und E_{γ} zurück in den Detektor gelangen und dort zum Signal beitragen. So entsteht eine weitere kontinuierliche Verteilung mit Energien zwischen E_{\min} und E_{γ} , wobei E_{\min} die minimale Energie ist, die das Photon bei der Comptonstreuung behalten kann. Außerdem können durch Photoeffekt am Abschirmmaterial weitere Peaks entstehen, die genau den Energieabständen zwischen zwei Schalen in der Atomhülle dieser Elemente entsprechen, diese liegen im Bereich von Röntgenstrahlung.

3 Auswertung

3.1 Kalibration

Zunächst muss die Kalibrierung bestimmt werden. Dies ist nötig, da die verschiedenen Zählungen in „Channels“ unterteilt wurden. Um die Messungen allerdings sinnvoll zu verwenden, ist es nötig, die korrespondierenden Energien zu den jeweiligen Channels zu kennen. Dafür wird zunächst die Messung der ^{22}Na -Probe mit dem Szintillator-Detektor in Abb. 3 betrachtet.

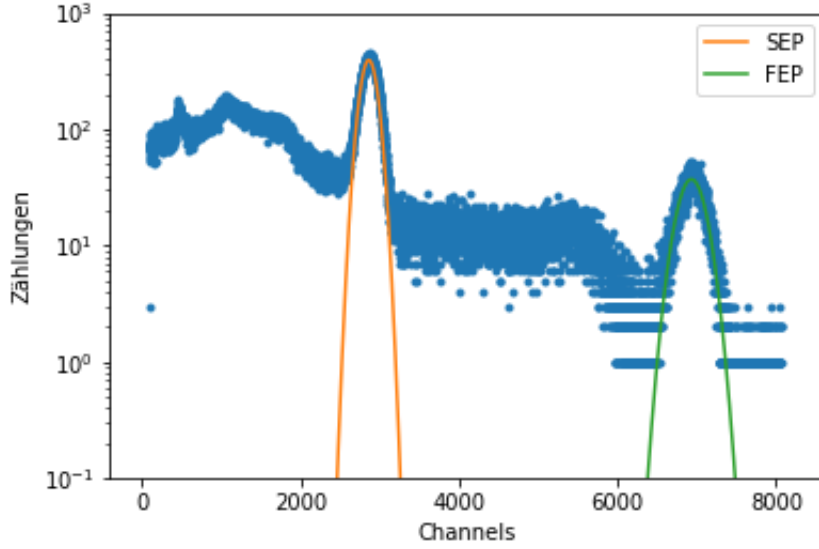


Abbildung 3: Messung des ^{22}Na Spektrums mithilfe des Szintillators.

in der Messung sind deutlich zwei Peaks zu sehen. Da die Literaturwerte der beiden Peaks mit $E_{FEP} = 1274,5 \text{ keV}$ und $E_{SEP} = 511 \text{ keV}$ bekannt sind und außerdem ein linearer Zusammenhang zwischen den Channels und den zugehörigen Energien angenommen wird, kann eine Umrechnung stattfinden. Das passiert mit der Formel:

$$E = m \cdot Ch + E_0, \quad (3.1)$$

wobei

$$m = \frac{E_{FEP} - E_{SEP}}{Ch_{FEP} - Ch_{SEP}} \quad (3.2)$$

und

$$E_0 = E_{FEP} - m \cdot Ch_{FEP} \quad (3.3)$$

mit Ch dem jeweilig zugehörigem Channel. Die Channels sind dabei jeweils der Mittelpunkt des Gauß-Fits der beiden Peaks. Für den Szintillator ergibt das eine Umrechnung von $m = (0,18769 \pm 0,00007) \frac{\text{keV}}{\text{Ch}}$ und $E_0 = (-26,50 \pm 0,56) \text{ keV}$. Die Umrechnung für den Halbleiter funktioniert analog und ergibt einen Faktor von $m = (0,169868 \pm 0,000002) \frac{\text{keV}}{\text{Ch}}$ und $E_0 = (0,01 \pm 0,01) \text{ keV}$. Die Fehler folgen über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung.

3.2 γ -Spektren

3.2.1 ^{22}Na Szintillator

In Abb. 4 ist das mithilfe des Szintillators aufgenommene Spektrum der ^{22}Na -Quelle zu sehen.

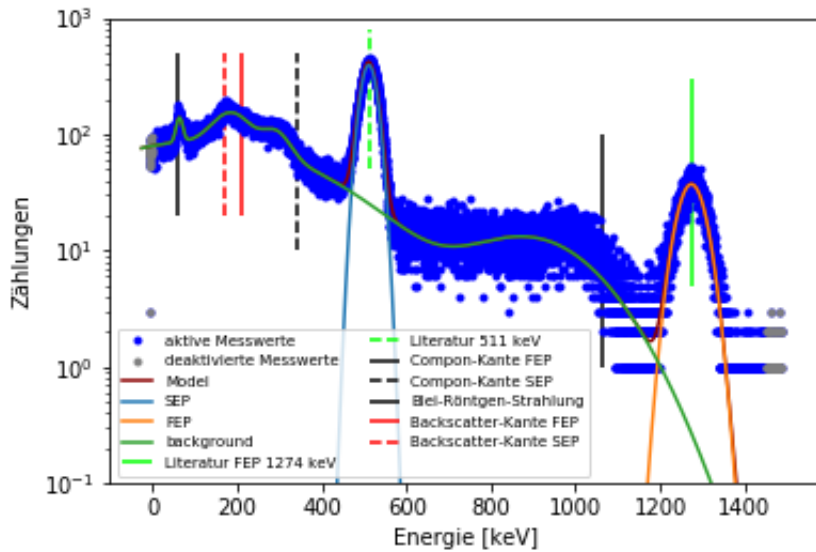


Abbildung 4: ^{22}Na Szintillator Spektrums auf die korrekten Energien kalibriert.

Da die Kalibrierung mit diesem Spektrum stattgefunden hat, ist es nicht möglich mit damit die Genauigkeit der Peaks selbst zu diskutieren. Allerdings passen die ausgerechneten Compton- und Backscatterkanten gut mit den im Spektrum sichtbaren Kanten überein. Ein weiterer Peak bei etwa 70 keV lässt sich allerdings nur über die Funktionsweise des Szintillators erklären, der mit Blei abgeschirmt wird. Durch diese Abschirmung kann Röntgenstrahlung entstehen, wenn ein Elektron in der innersten Schale durch einen Stoß mit einem Photon oder freiem Elektron entfernt wird, weshalb ein Elektron aus einer höheren Schale in die niedrigere Schale springen muss, wobei es Energie abgibt. Es ist also die K-Linie von Blei dort zu sehen. Die Comptonkante wurde über die Formel:

$$E_{Compton} = E_F E_P \left(1 - \frac{1}{1 + 2 \frac{E_F E_P}{m_e c^2}} \right) \quad (3.4)$$

und die Backscatter-Kante über:

$$E_{Backscatter} = E_{FEP} - E_{Compton} \quad (3.5)$$

3.2.2 ^{60}Co Szintillator

Als nächstes wird das Co-Spektrum in Abb. 5 betrachtet. Die Probe hat zwei verschiedene Übergänge, die auch beide bei deutlich zu sehen sind mit den Literaturwerten von $E_{FEP1} = 1173,2\text{keV}$ und $E_{FEP2} = 1332,5\text{keV}$. Allerdings ist ihr Mittelpunkt mit $E_{FEP1} = (1176,1 \pm 0,7)\text{keV}$ und $E_{FEP2} = (1335,8 \pm 0,8)\text{keV}$ jeweils etwa 3keV größer als der Literaturwert. Trotzdem passen die Compton und - Backscatterkanten wieder gut mit dem sichtbaren Spektrum überein, wobei insbesondere interessant ist, dass die beiden Backscatterkanten übereinander liegen und damit einen größeren Peak als sonst erzeugen.

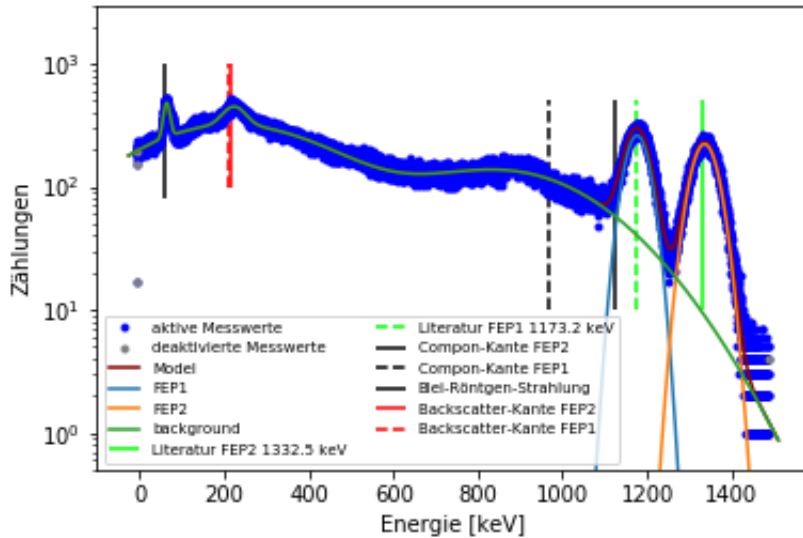


Abbildung 5: ^{60}Co Spektrum mit einem Szintillator aufgenommen.

3.2.3 ^{137}Cs Szintillator

Danach wird das Spektrum der ^{137}Cs -Probe betrachtet, das in Abb. 6 zu sehen ist. In diesem Fall gibt es nur einen Übergang und damit auch nur einen Full Energy Peak.

Allerdings ist auch hier wieder der Mittelpunkt dieses Peaks mit $E_{FEP} = (663,5 \pm 0,6)$ keV etwa 2keV größer als der Literaturwert von $E_{FEP} = 661,6$ keV. Allerdings passen die Compton- und Backscatterkante wieder gut ins Spektrum rein. Der Pileup bei höheren Energiebereichen erfolgt, wenn mehrere Photonen gleichzeitig detektiert werden, die nicht voneinander unterschieden werden können und damit aufaddiert werden.

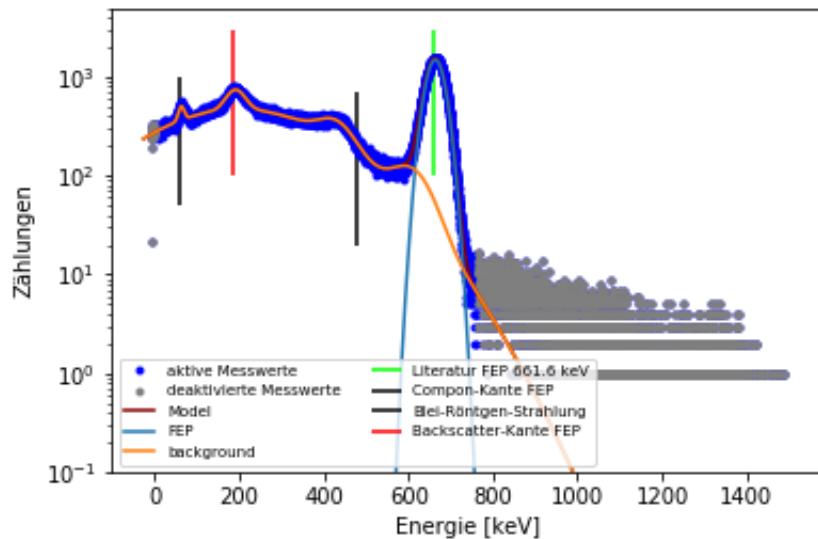


Abbildung 6: ^{60}Cs Spektrum mit einem Szintillator aufgenommen.

3.2.4 Mischquelle Szintillator

Daraufhin wird eine Mischquelle betrachtet, die aus mehreren Elementen besteht. Die beiden Elemente die sich ohne Probleme zuordnen lassen sind ^{137}Cs und ^{60}Co . Die Peaks im gemessenen Spektrum befinden sich für das Cobalt bei $E = (662,2 \pm 0,7)$ keV und für Cäsium bei $E = (1172,8 \pm 0,9)$ keV und $E = (1329,3 \pm 1,0)$ keV, wobei nur der größte ^{137}Cs Peak etwas von den vorher genannten Literaturwerten abweicht. Es lassen sich allerdings noch vier weitere Peaks im niedrigeren Energiebereich erkennen, die schwieriger zuzuordnen sind. Der Größte davon liegt bei $E = (44,8 \pm 0,6)$ keV und gehört zu ^{141}Am mit einem Literaturwert von $E = 59,5$ keV. Die drei kleineren Peaks, die ineinander übergehen befinden sich nach der Messung zwischen 9,6 und -5,5keV, was offensichtlich keinen Sinn ergibt, da negative Energien nicht auftreten können. Allerdings

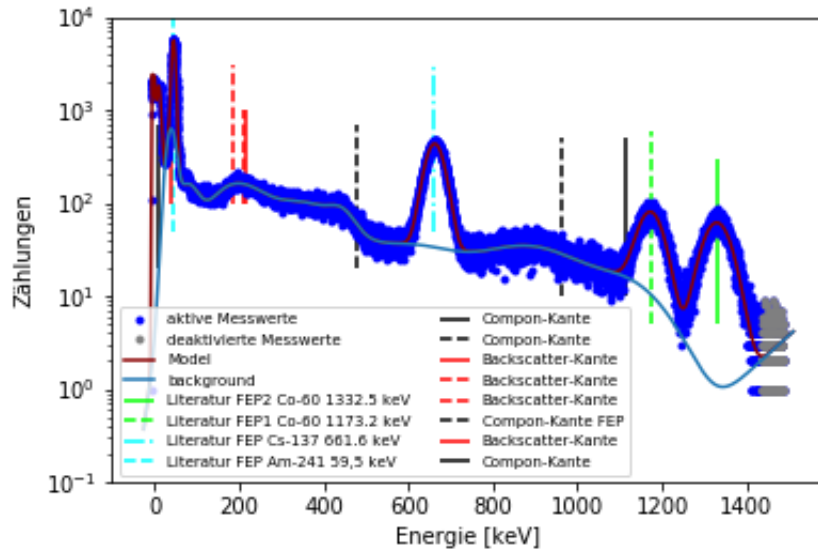


Abbildung 7: Mischquelle mit einem Szintillator aufgenommen.

handelt es sich dabei höchstwahrscheinlich wieder um Röntgenstrahlung und die einzelnen Peaks korrespondieren mit der K_α bis K_γ Linie. Allerdings wird dabei deutlich, dass die Annahmen der Linearität zwischen Channels und Energie, bei der Kalibrierung im niedrigen Energiebereich nicht mehr gilt und dann zu deutlich größeren Fehlern führt.

3.2.5 ^{22}Na Halbleiterdetektor

Die Kalibrierung hat auch für den Halbleiterdetektor wieder über die ^{22}Na Probe stattgefunden, weshalb die Peaks natürlich wieder mit den Literaturwerten übereinstimmen. Im Vergleich zu der Szintillatormessung in Abb. 4 fällt allerdings auf, dass die Peaks eine sehr viele schmalere sind und damit eine geringere Halbwertsbreite besitzen. Außerdem werden beim Halbleiterdetektor keine Röntgenstrahlung mehr festgestellt, da kein Blei als Abschirmung vorhanden ist.

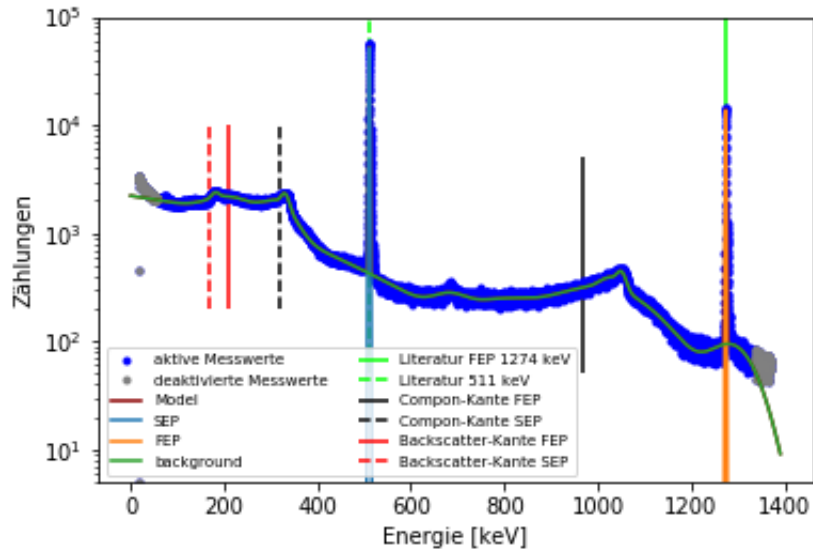


Abbildung 8: ^{22}Na Spektrum mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen.

3.2.6 ^{60}Co Halbleiterdetektor

Als nächstes ist die ^{60}Co probe, die mit einem Halbleiterdetektor gemessen wurde, in Abb. 9 zu sehen. Die beiden FEPs befinden sich bei $E_{FEP1} = (1172,6 \pm 0,1) \text{ keV}$ und $E_{FEP2} = (1331,7 \pm 0,1) \text{ keV}$, was jeweils etwa 1keV kleiner als der Literaturwert ist.

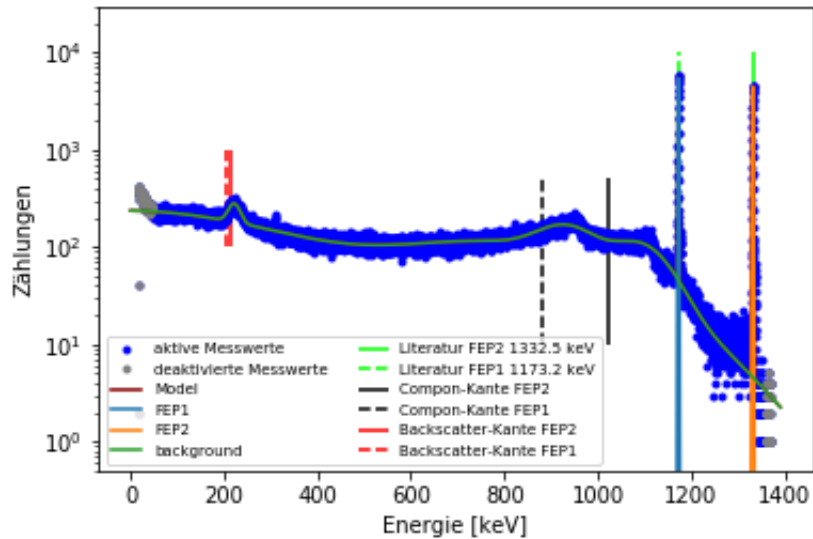


Abbildung 9: ^{60}Co Spektrum mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen

3.2.7 ^{137}Cs Halbleiterdetektor

In Abb. 10 ist das Spektrum vom Cäsium durch den Halbleiterdetektor aufgenommen zu sehen. Der FEP befindet sich bei $(661,5 \pm 0,1) \text{ keV}$, was mit dem Literaturwert übereinstimmt. Die Comptonkante und Backscatterkante liegen wieder grundsätzlich im richtigen Bereich.

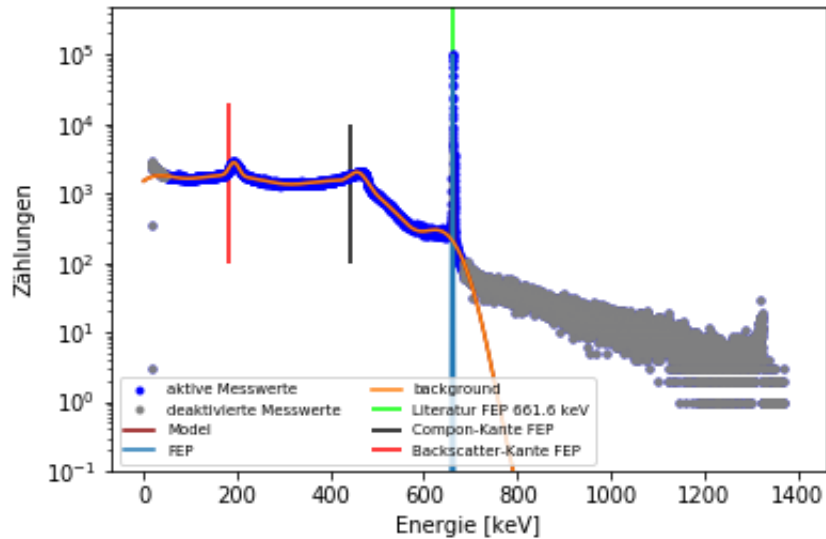


Abbildung 10: ^{137}Cs Spektrum mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen

3.3 Mischquelle Halbleiterdetektor

In Abb. 11 wurde die Mischquelle mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen. Die Peaks passen wieder gut mit den Unsicherheit überein mit $E = \dots$. Nur im niedrigen Energiebereich stimmen die Peaks häufig nicht mit den Literaturwerten überein. Der Peak von ^{137}Am und auch die Backscatterkante sind deutlich zu klein.

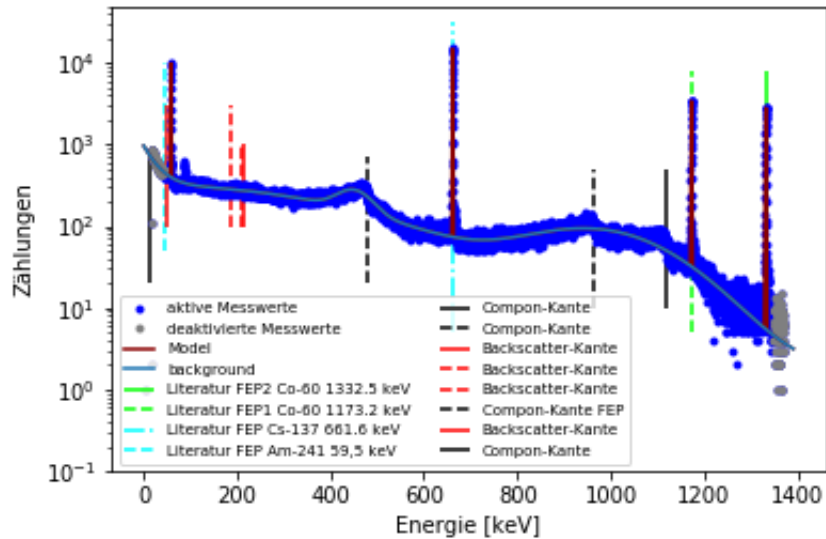


Abbildung 11: Mischquelle mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen.

3.4 Erz Halbleiterdetektor

Als letztes soll ein vorher unbekanntes Erz untersucht werden und einer der drei natürlichen Zerfallsreihe zugewiesen werden. Das Spektrum ist in Abb. 12 zu sehen. Alle Elemente die im Bild eingezeichnet sind, sind Teil der Uran-238 Reihe und stimmen, außer bei sehr großen und sehr niedrigen Energien, immer gut mit den eingezeichneten Peaks überein. Für die beiden anderen Zerfallsreihen waren keine solche Übereinstimmungen zu sehen. Somit kann davon ausgegangen werden, dass es sich um diese Zerfallsreihe handelt.

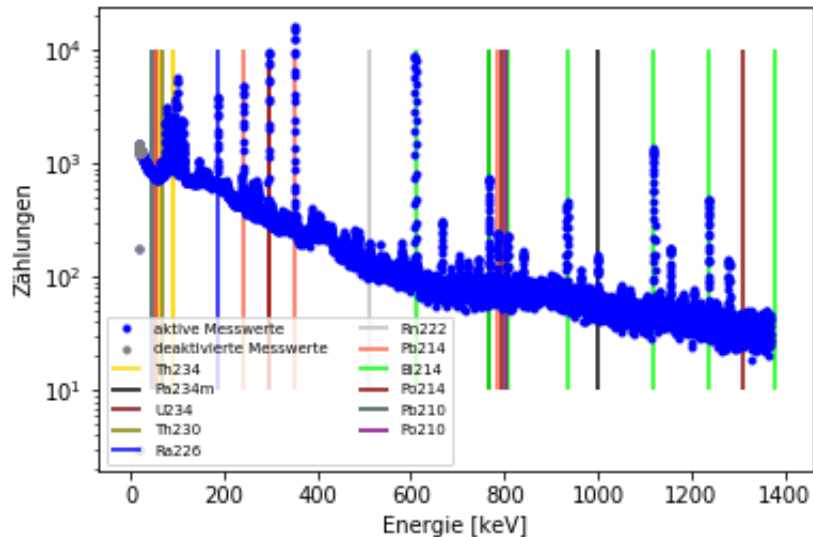


Abbildung 12: ^{137}Cs Spektrum mit einem Halbleiterdetektor aufgenommen

3.4.1 Diskussion

Insgesamt passen die Ergebnisse ziemlich gut, die Peaks unterscheiden sich meistens nur wenige keV vom Literaturwert und auch Compton- und Backscatterkanten konnten immer gut zugeordnet werden. Außerdem ließen sich sowohl die Mischquelle als auch das Erz ohne Problem zuordnen. Allerdings waren die Unsicherheit fast immer zu klein, wobei dabei das grundsätzliche Problem ist, dass die Annahme der Linearität zwischen Channels und Energien, besonders für niedrigenergetische Strahlung keine guten Ergebnisse liefert.

3.5 Detektoreigenschaften

Für die nachfolgenden Berechnungen wurden folgende Werte über das Programm Fityk ausgewertet.

3.5.1 Relative Abweichung von den Referenzwerten.

In Abb. 13 ist die relative Differenz von gemessener zur Referenzenergie gegen die Referenzenergie aufgetragen. Die Fehlerbalken wurden durch die Fehler, welche das Programm fityk ausgerechnet hat mittels Fehlerfortpflanzung berechnet. Ebenfalls besitzt die Ka-

Tabelle 1: In dieser Tabelle sind die aus dem Programm Fityk aufgenommenen Größen aufgetragen. Alle anderen Größen, welche geplottet wurden, lassen sich aus diesen Größen entnehmen. Der Wert vor dem Backslash gibt den Wert der jeweiligen reinen Probe an. Der Wert hinter dem Backslash gibt immer den Wert an, welcher durch die Mischquelle aufgenommen wurde. Diese Werte wurden mittels des Szintillators ermittelt.

Element	FEP	u(FEP)	hwhm	u(hwhm)	Area
Co-60	1335,8/1329,3	0,8/1	190,0/171,8	0,8/11	25490
	1176,1/1172,8	0,7/0,9	172,2/132,4	0,8/7	25601,4
Cs-137	663,5/662,2	0,6/0,6	132,9/547,8	0,5/1	112638
Na-22	1274/-	0,8/-	189,0/-	1,4/-	-
	511/-	0,6/-	115,4/-	0,4/-	-
Am-241	-/44,8	-/0,6	-/27,1	-/0,1	291241

Tabelle 2: In dieser Tabelle sind die aus dem Programm Fityk aufgenommenen Größen aufgetragen. Alle anderen Größen, welche geplottet wurden, lassen sich aus diesen Größen entnehmen. Der Wert vor dem Backslash gibt den Wert der jeweiligen reinen Probe an. Der Wert hinter dem Backslash gibt immer den Wert an, welcher durch die Mischquelle aufgenommen wurde. Diese Werte wurden mittels des Halbleiter-Detektors ermittelt.

Element	FEP	u(FEP)	hwhm	u(hwhm)	Area
Co-60	1331,7/1331,8	0,1/0,1	6,02/5,89	0,03/0,03	39913,2
	1172,6/1172,7	0,1/0,1	5,55/5,5	0,02/0,3	35481,2
Cs-137	661,5/661,5	0,08/0,08	4,7/4,3	0,01/0,01	134546
Na-22	1274/-	0,1/-	189,0/-	6,4/-	-
	511/-	0,07/-	9,15/-	0,02/-	-
Am-241	-/59,54	-/0,07	-/2,65	-/0,1	54259

libration ein Fehler, welcher über Kombination mit dem Fitfehler zusammengerechnet wurde. Dies ergab den Gesamtfehler. Es ist zu erkennen, dass die relativen Abweichungen der gemessenen Werte vom Halbleiterdetektor näher an den Referenzwerten liegen, als die Werte die mittels des Szintillators berechnet wurden. Dies kann an der kleineren Abweichung zum Nullpunkt erkannt werden. Die Abweichungen der Low Energy Peaks (vom Am-241) besitzen die größten Fehler und die stärksten Abweichungen von dem Referenzwert. Hier ist anzufügen, dass die Fehlerbalken mittels des Szintillators größer ausgefallen sind, als die Fehlerbalken des Halbleiter Detektors. Hierbei stellt E_r die

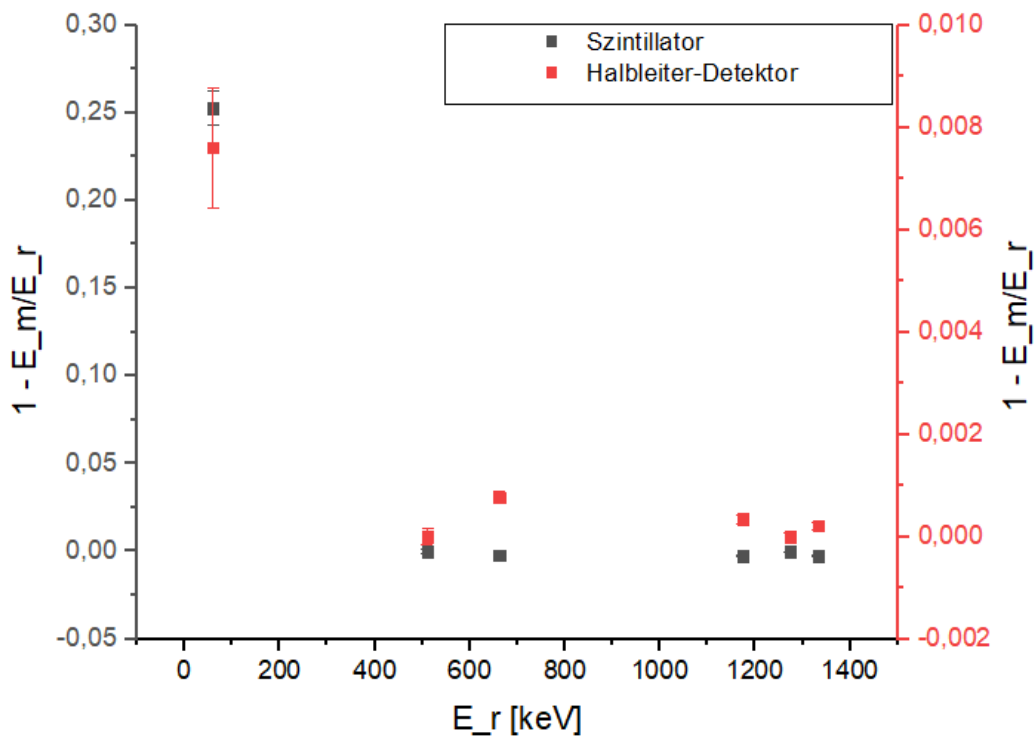


Abbildung 13: Auf der y -Achse ist die relative Differenz zwischen gemessener Energie und Referenzenergie aufgetragen und auf der x -Achse die Referenzenergie aufgetragen.

Referenzenergie dar und E_m die gemessene Energie.

3.5.2 Energieauflösung

Als weiteren Vergleichspunkt wird die Energieauflösung (ΔE) der beiden Detektoren berechnet. Die Energieauflösung ($\Delta E = \frac{\sigma}{E}$) beschreibt die Energiebreite des Peaks zur jeweiligen Energie. Dabei wurde die Breite des Gaußpeaks (σ) über das Full Width at Half Maximum bestimmt. In Abb. 14 sieht man beide Energieauflösungen aufgetragen. Die Unsicherheiten sind zu klein, als dass diese im Diagramm zu erkennen wären. Die Nullniveaus der beiden Achsen sind unterschiedlich aufgetragen. Das Nullniveau des Szintillators ist nach oben verschoben, wohingegen das Nullniveau des Halbleiter-Detektors nach unten verschoben ist. Anhand der Grafik kann abgelesen werden, dass die Energieauflösung beider Detektoren mit zunehmender Energie zunimmt. Weiterhin sind die Skalierungen der Achsen nicht gleich, sodass das Auflösungsvermögen des Halbleiterdetektors weniger um das Nullniveau schwankt, als das des Szintillators. Somit besitzt der Halbleiter-Detektor eine bessere Auflösung als der Szintillator. Beim Halbleiter-Detektor befindet sich das Auflösungsvermögen im Bereich von 10^{-4} bis 10^{-3} , wohingegen sich das Auflösungsvermögen beim Szintillator in einem Bereich von 10^{-2} bis $2 \cdot 10^{-2}$ befindet. Dies veranlasst uns dazu, die Erzprobe nicht mit dem Szintillator, sondern mit dem Halbleiter-Detektor aufzunehmen.

3.5.3 Mittlere Ionisationsenergie

Die mittlere Ionisationsenergie ($I = \frac{E}{N}$), wobei N die Anzahl von Ladungsträgern ist, kann mittels der Energieauflösung und der Annahme, dass σ Poissonverteilt ist zu $I = \frac{\sigma^2}{E}$ umgeformt werden. Dies kann durch folgende Annahme geschlussfolgert werden.

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\sigma_N}{N} \quad (3.6)$$

Aus der Poisson-Statistik ergibt sich,

$$\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.7)$$

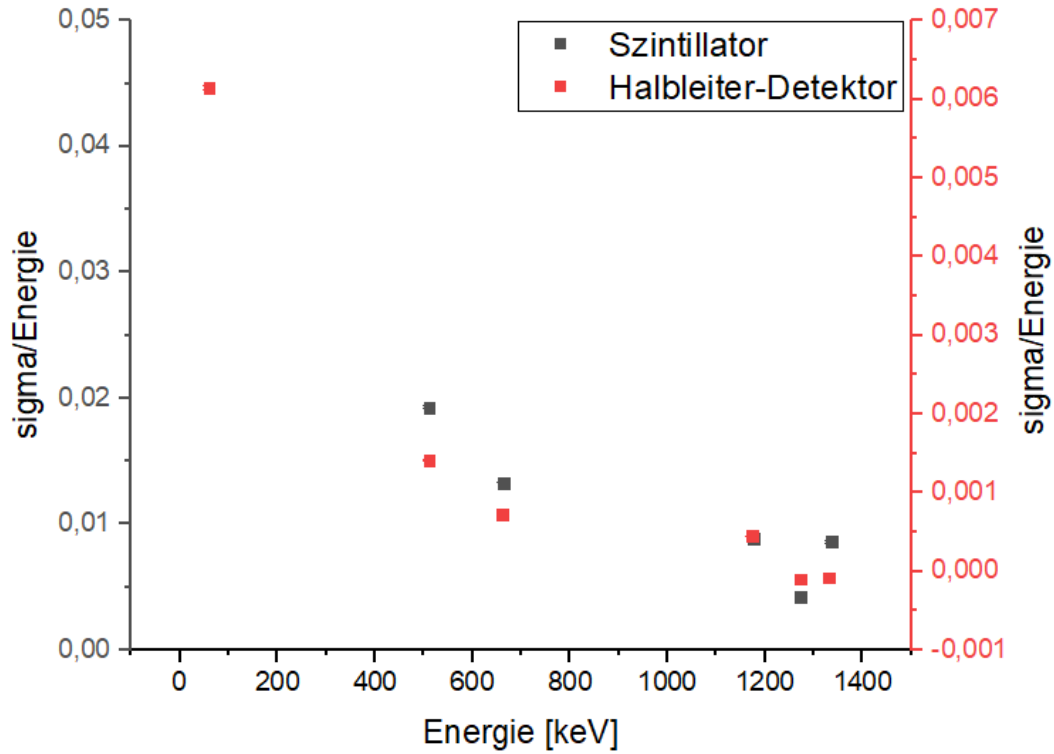


Abbildung 14: Auf der x -Achse ist die Energie in keV angegeben und auf der y -Achse ist die Standardabweichung in Relation zur Energie dargestellt.

da $\sigma_N = \sqrt{N}$ ist. Daraus ergibt sich

$$N = \frac{E^2}{\sigma^2} \quad (3.8)$$

Wird in diese Gleichung $I = \frac{E}{N}$ eingesetzt ergibt sich

$$I = \frac{\sigma^2}{E} \quad (3.9)$$

In Abb. 15 ist die Ionisierungsenergie bezüglich der Energie aufgetragen. Aufgrund der unterschiedlichen Skalierung der Achsen für Szintillator und Halbleiter-Detektor ist zu erkennen, dass die Ionisierungsenergien beim Halbleiter-Detektor geringer sind als beim Szintillator. Die Ionisationsenergie des Szintillators liegen bei maximal 0,2 keV, wohingegen die Ionisationsenergien beim Halbleiter-Detektor maximal bei 0,001 keV

liegen.

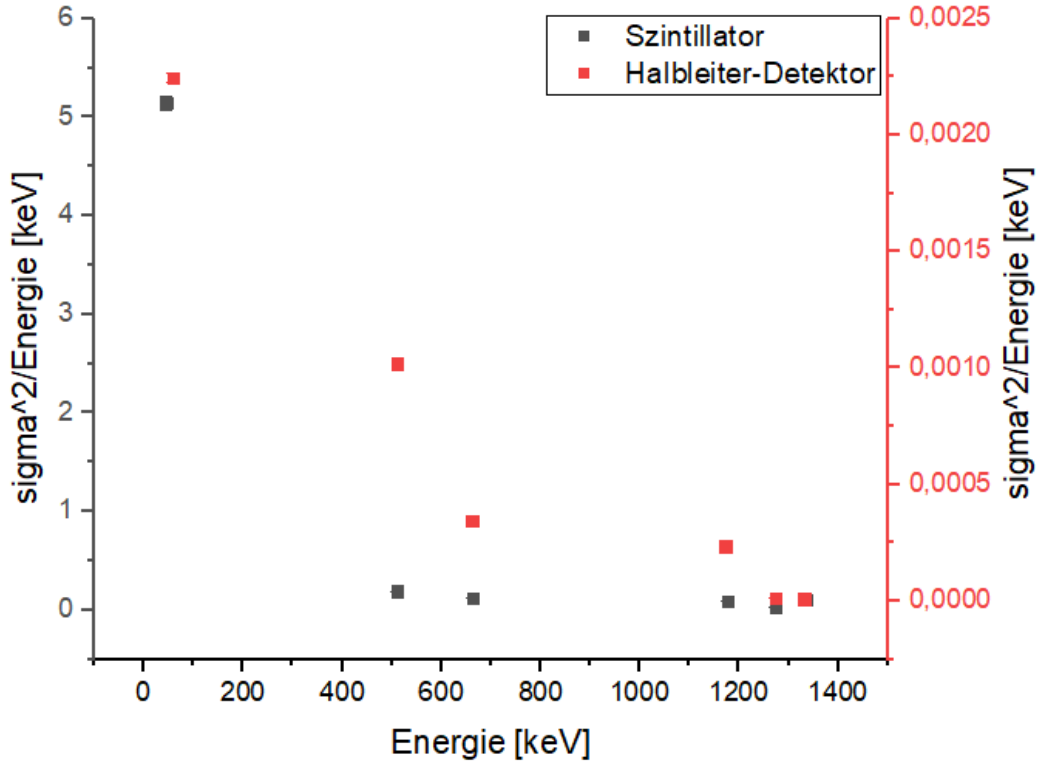


Abbildung 15: Mittlere Ionisationsenergie für beide Detektoren in Abhängigkeit der Energie

3.5.4 Effizienz

Die Effizienz ist ein Maß für den Anteil der detektierten Photonen von der Gesamtzahl theoretisch nachweisbarer Photonen. Dieser Parameter ist von verschiedenen Parametern abhängig. Die Effizienz ist von geometrischen Eigenschaften, wie vom Raumwinkel, abhängig. Somit kann die Effizienz vom Szintillator nicht mit der Effizienz vom Halbleiter-Detektor verglichen werden, da diese Quellen nicht identisch ausgerichtet waren. Ebenfalls kann die Effizienz nicht von unterschiedlichen Quellen verglichen werden. So kann nur die Effizienz der Mischquelle am Szintillator oder Halbleiter-Detektor untersucht werden. Die relative Effizienz ist definiert als,

$$\epsilon = \frac{\frac{Area}{A}}{\left| \frac{Area}{A} \right|} \quad (3.10)$$

Die Normierung ist von dem Stoff höchster Aktivität pro Fläche zu nehmen. In Abb. 16 ist zu sehen, dass die Effizienz im niederenergetischen Bereich maximal ist, wohingegen die Effizienz mit zunehmender Energie abfällt. Da der Wirkungsquerschnitt im niederenergetischen Bereich am größten ist, ist die Effizienz hier ebenfalls am größten. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit zunehmender Energie ab, sodass hier die Effizienz abnimmt.

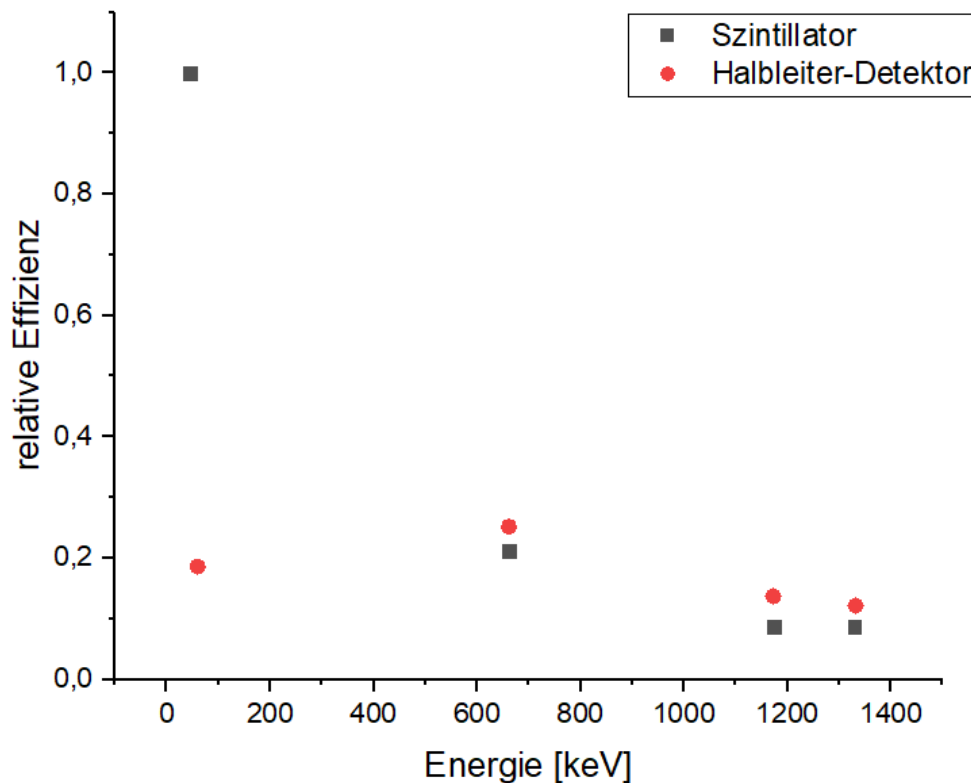


Abbildung 16: Die relative Effizienz ist gegen die Energie in keV angegeben

4 Diskussion

Es wurden zwei verschiedene Detektortypen miteinander verglichen. Ein Szintillator und ein Halbleiterdetektor. Die aufgenommenen Peaks beim Halbleiter Detektor waren exakter und innerhalb der Messunsicherheiten haben die Ergebnisse mit den Literaturwerten übereingestimmt. Die Werte des Szintillators hingegen haben nicht immer

mit den Literaturaturwerten übereingestimmt innerhalb ihrer Fehler. Dennoch kam der Szintillator den Literaturwerten Nahe. Wenn die beiden Detektortypen hinsichtlich des Auflösungsvermögen vergleicht, sieht man beim Halbleiterdetektor eine 100-fach bessere Auflösung, als beim Szintillator. In Abhängigkeit der Energien hat sich herausgestellt, dass beide Detektoren mit zunehmender Energie eine bessere Auflösung besitzen. Bei der Effizienz beider Detektoren wurde die Mischquelle verwendet. Um gleiche Bedingungen für die Proben zu verschaffen, werden die jeweiligen Effizienzen durch die höchste Effizienz geteilt. Vergleicht man die Effizienz beider Detektoren, sieht man, dass der Halbleiterdetektor eine höhere Effizienz besitzt, als der Szintillator. Die Effizienz nimmt für hohe Energien ab. Hier liegt ein Maximum bei Cs-137 vor.

Literatur

Naj(TI)- und Ge-Detektoren. Westfälische Wilhelms-Universität Münster. Kern Physik, Oktober 2018.

Zerfallsreihen. eingesehen am 20.06.2019. URL: <https://www.cpp.edu/~pbsiegel/decaychain/>.