

γ - Spektroskopie

Experiment K121 — 20.04.2005
John Bieling and Andreas Orth*

Zusammenfassung. In diesem Versuch untersuchen wir die γ - Emission verschiedener Präparate mit Hilfe von Halbleiter- und Szintillationszählern. Wir schließen daraus auf charakteristische Eigenschaften dieser beiden Detektoren, und vermessen abschließend noch eine Bodenprobe in einer Langzeitmessung.

*john.bieling@jobisoft.de and andyorth@web.de

Contents

1. Theorie **3**

1.1. Wechselwirkung von γ - Strahlung mit
Materie 3

1.2. Detektion 5

1.3. Spektrometrie 8

1.4. Zerfallsketten 9

2. Versuchsaufbau und Versuchsbeschreibung **10**

3. Szintillationsspektrometer **11**

3.1. Beobachtung der Signale 11

3.2. Aufnahme der Spektren und Energiee-
ichung des Detektors 12

3.3. Bestimmung der Halbwertsbreiten . . . 15

3.4. Das Peak-to-Total Verhältnis 16

3.5. Die absolute Peakefficiency von ^{137}Cs . 17

4. Germanium-Halbleiterdetektor **19**

4.1. Beobachtung der Signale 19

4.2. Aufnahme der Spektren und Energiee-
ichung des Detektors 20

4.3. Bestimmung der Halbwertsbreiten im
 ^{152}Eu Spektrum 23

4.4. Das Peak-to-Total Verhältnis 26

4.5. Die absolute Peakefficiency von ^{137}Cs . 26

4.6. Bestimmung der Intensitäten einiger
starker Linien im ^{152}Eu -Spektrum
zur Ermittlung der relativen Nach-
weiswahrscheinlichkeit 27

4.7. Langzeitmessung einer Bodenprobe . . . 28

5. Zusammenfassung und Diskussion **36**

Literatur

H.Haken, H.C.Wolf: Atom- und Quantenphysik,
Springer Verlag

Prof. Dr. Karsten Buse: Atomphysik, Skript zur gle-
ichnamigen Vorlesung WS 2004/2005

P.A.Tipler: Physik, Spektrum Lehrbuch

Versuchsbeschreibung
sowie die Protokolle anderer Studenten
und das Internet.

<http://atom.kaeri.re.kr/>

Layout (.sty-file für $\LaTeX 2\epsilon$) by NORBERT
STUHRMANN, 2003.

1. Theorie

1.1. Wechselwirkung von γ - Strahlung mit Materie

Man kennt drei natürliche Formen der Strahlung. Eine davon ist die γ - Strahlung, welche aus Photonen besteht. Setzt man Materie elektromagnetischer Strahlung aus, so wird diese ganz oder zum Teil absorbiert. Man beobachtet, dass die Intensitätsabnahme von der Dicke der Materieschicht abhängt, so dass ein exponentieller Abfall entsteht:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu \cdot x}$$

wobei μ den Abschäckungskoeffizienten bezeichnet. Ein solcher Zusammenhang deutet auf einen stochastischen Prozess hin. Wir können durch Experimente mit verschiedenen Absorbermaterialien μ aufspalten in $\mu = n \cdot \sigma_s \cdot Z$, mit Teilchendichte n , Ordnungszahl Z des Absorbermaterials und σ_s dem sogenannten Wirkungsquerschnitt. Der stochastische Charakter wird in dieser Darstellung deutlich: jedes Teilchen hat eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit ($\propto e^{Z\sigma}$), diese Wahrscheinlichkeiten werden wie in einem Baumdiagramm multipliziert, das entspricht einer Addition im Exponenten.

Der Faktor Z verrät uns weiter, dass die Wechselwirkung mit den Elektronen oder den Protonen des Absorbers stattfindet. Hierbei gibt es mehrere mögliche Effekte, die alle in den Wirkungsquerschnitt σ_s miteingehen. Die drei Prominentesten Wechselwirkungen zeigen wir hier auf:

1.1.1. Die Compton- Streuung

Das γ -Quant wird elastisch an einem der äußeren Elektronen des absorbierenden Materials gestreut. Einfache Berechnungen mittels Energie- und Impulserhaltung ergeben für die Wellenlängenänderung des Photons eine Abhängigkeit vom Streuwinkel:

$$|\Delta\lambda| = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\vartheta)$$

Bei einer Streuung von 180° wird also die meiste Energie auf das Elektron übertragen. Diese beträgt dann:

$$E_{e,max} = E_\gamma \frac{2 \cdot E_\gamma / m_e c^2}{2 \cdot E_\gamma / m_e c^2 - 1}$$

Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit der Ordnungszahl des Absorbermaterials und der reziproken Photonenenergie:

$$\sigma_{compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma}$$

1.1.2. Der Photoeffekt

Das Photon wird von einem Elektron des Absorberatoms vollständig absorbiert, die Energie dabei auf das Elektron übertragen. Übersteigt die Energie des Photons die Bindungsenergie des Elektrons, so kommt es zu einer Ionisation des Atoms, die überschüssige Energie geht in kinetische Energie des freien Elektrons über. Man kann die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Ordnungszahl und der Energie des Photons ungefähr angeben zu:

$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \cdot E_{\gamma}^{-7/2}$$

Man sieht, dass eine steigende Ordnungszahl des Targets den Photoeffekt begünstigen, hingegen steigende Energie der Photonen diesen unterdrücken.

1.1.3. Paarbildung

Die dritte Form der Wechselwirkung ist erst beobachtbar, wenn die Energie des Photons eine kritische Grenze von 1,022 MeV überschreitet. Dieser Wert entspricht der doppelten Ruhemasse des Elektrons, daher ist ab diesem Schwellwert die Produktion eines Elektron- Positron- Paares energetisch möglich. Das Photon wird bei diesem Vorgang vernichtet, und seine überschüssige geht großteils in kinetische Energie der e^+ und e^- über. Möglich ist dies allerdings nur in der Nähe eines Atomkernes, da dieser einen kleinen Teil der Energie übernehmen muss, um Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten. Rechnerisch folgt dies aus der 4-Impulserhaltung: Das Photon hat einen Impuls von mehr als $2m_e c$, das entstandene Pärchen zusammen nur $2m_e v$. Die Geschwindigkeit in Richtung des vorherigen Photonfluges müsste also größer als c sein.

Beträgt die Energie des eingestrahnten Photons nun ein mehrfaches von m_0 , so kann das entstandene Pärchen wiederum Photonen aussenden, die erneut in weitere Paare zerfallen können, so lange, bis die Energie des ursprünglichen Photons verbraucht ist.

Um den Wirkungsquerschnitt anzugeben, trifft man die Annahme, dass die Abschirmung vernachlässigt werden soll. Dann sieht man, dass σ mit steigender Energie und Ordnungszahl wächst:

$$\sigma_{paar} \propto Z^2 \cdot \ln \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2}$$

Die drei soeben berechneten Querschnitte werden addiert, um den resultierenden Abschwächungskoeffizienten zu erhalten:

$$\mu = n \cdot Z \cdot (\sigma_{compton} + \sigma_{photo} + \sigma_{paar})$$

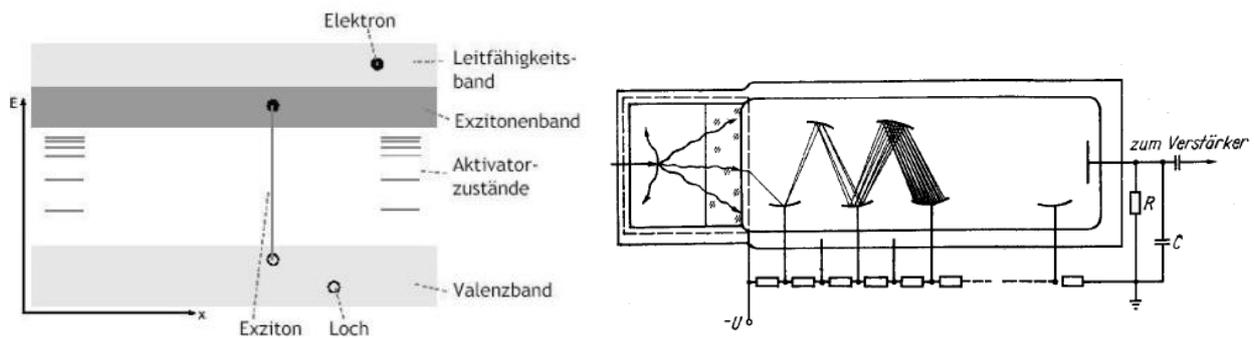
1.2. Detektion

1.2.1. Szintillationsdetektoren

Ein Szintillationszähler besteht aus einem Szintillator, und einem Photomultiplier und Emitterfolger, wie wir sie schon aus vielen anderen Versuchen kennen.

Zunächst werden aus der nachzuweisenden γ - Strahlung Lichtblitze erzeugt. Als Szintillatoren stehen eine Vielzahl von Materialien zur Verfügung (anorganische Kristalle, Gläser, organische Stoffe, Flüssigkeiten oder Edelgase). Bei der Untersuchung von γ -Strahlen verwendet man als Szintillator bevorzugt mit Thallium-Atomen dotiertes Natriumjodid, NaI(Tl). Hierbei hat das Jod ($Z = 53$) eine ausreichend hohe Ordnungszahl, um durch die Z^5 -Abhängigkeit den Photoeffekt zu begünstigen. Dies ist sinnvoll, da hierbei jeweils die gesamte Energie im Szintillator deponiert wird. Im Gegensatz hierzu wird beim Compton-Effekt nur ein gewisser Teil der Photonenenergie auf den Kristall transferiert; falls das gestreute Compton-Photon keine weitere Wechselwirkung mit dem Szintillator erfährt, kann es aus dem Kristall austreten. Dann geht ein Teil der Energie am Detektor vorbei. Es ist daher wünschenswert, dass der Photoeffekt unter den verschiedenen Interaktionsmechanismen dominiert.

Die Tl-Atome dienen als Leuchtzentren (auch Aktivatorzentren genannt). Neben dem Valenz- und dem Leitungsband gibt es im Halbleiter auch ein Excitonenband (Excitonen sind Elektron-Loch-Päarchen), welches unter dem Leitungsband liegt. Wird durch das einfallende Elektron nun ein Exciton erzeugt, so kann sich dieses frei im Halbleiterbewegen (es trägt schließlich keine Gesamtladung).

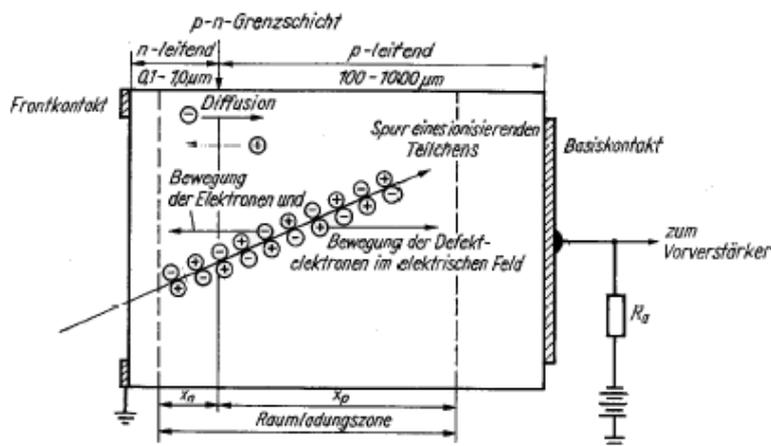


Trifft nun das Elektron oder das Exciton auf einen Aktivator, so fällt es über die zusätzlichen Niveaus des Aktivators in das Valenzband zurück, und sendet dabei Licht aus. Entscheidend ist, dass dieses Licht nicht wieder vom Kristall absorbiert werden kann, da der Bereich zwischen Valenz- und Leitungsband eigentlich verboten ist.

Auf diese Weise wird das Licht durch den Szintillator geleitet und trifft schließlich auf die Photokathode des Photomultipliers, wo die γ -Quanten Elektronen auslösen können, welche dann mittels einer angelegten Hochspannung abgesaugt, fokussiert und auf die erste Dynode gelenkt werden. Aufgrund ihrer vergrößerten kinetischen Energie lösen sie dort weitere Sekundärelektronen aus, die mit Hilfe gestaffelter Spannungen wiederum auf die folgenden Dynoden beschleunigt werden. Auf diese Weise wird die Zahl der Elektronen insgesamt um den Faktor $10^6 - 10^8$ erhöht, und der die Anode erreichende Spannungsimpuls wird zusätzlich noch einmal elektronisch verstärkt.

1.2.2. Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren ähneln in ihrem Aufbau einer in Sperrrichtung betriebenen Diode. Sie funktionieren wie „Festkörperionisationskammern“. Der für die Messung relevante Teil ist die Verarmungszone, in der sich im Ausgangszustand kaum freie Ladungsträger befinden. Fällt jedoch ionisierende Strahlung in das empfindliche Detektorvolumen ein, so entstehen frei bewegliche Elektron-Loch-Paare, deren Anzahl N der absorbierten Energie E proportional ist. Es gilt $N = E/w$, wenn w den zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares erforderlichen Energiebetrag bezeichnet. (Im Fall von Germanium bei $T = 77\text{ K}$ ist $w = 2,96\text{ eV}$.)



Im starken Feld der Raumladungszone werden die erzeugten Ladungsträger getrennt und abgesaugt. Auf diese Weise können an einem äußeren Widerstand Spannungsimpulse abgegriffen werden. Die Stärke dieser Impulse ist proportional zur Energie des nachzuweisenden Teilchens, falls dessen gesamte Energie im Halbleiter absorbiert wird, oder zumindest ein Maß für den differentiellen Energieverlust dE/dx , falls das Teilchen den Detektor durchläuft und mit verringerter Energie wieder verlässt. Trotz der großen Anzahl der Ladungsträger, die schlauchförmig den Pfad des ionisierenden Teilchens durch den Detektor umgeben, ist das Signal am Detektorausgang meist noch relativ schwach und wird mit Hilfe eines ladungssensitiven Verstärkers (z.B. Operationsverstärker als Integrator) verstärkt.

Die Dicke der Raumladungszone, welche den empfindlichen Detektorbereich darstellt, ist entscheidend für den Energiebereich, in welchem der HLD eingesetzt werden kann. Um breitere Verarmungszonen zu erhalten, werden neben den p-n-Detektoren auch sogenannte p-i-n-Detektoren verwendet, bei denen durch Einbau einer intrinsisch-leitenden Schicht („i“) eine Vergrößerung des Detektorvolumens erreicht wird.

1.2.3. Merkmale von Detektoren

- *Peak-to-Total-Verhältnis, PTV:* Diese Größe gibt an, welcher Anteil der im Detektor insgesamt registrierten γ -Quanten eines bestimmten Überganges im Photopeak enthalten sind. Sie ist ein Maß für die Nachweisgüte eines Detektors (signal-to-noise ratio). Man bestimmt das PTV, indem man die Anzahl der Photopeak-Ereignisse durch die Gesamtanzahl aller Ereignisse (abzüglich des Rückstreupeaks) dividiert.
- *Absolute Peak-Effizienz:* Hierbei wird bestimmt, welcher Anteil aller in den Detektor eintretenden γ -Quanten im Photopeak registriert werden. Dazu muss sowohl die Aktivität der Strahlungsquelle als auch die Detektorgeometrie bekannt sein, denn die von der Quelle ausgehende Strahlung wird statistisch verteilt in alle Richtungen emittiert, so dass nur ein Bruchteil davon auf den Detektor tritt.

- *Relative Nachweiswahrscheinlichkeit:* Beim Halbleiterdetektor findet man eine Abhängigkeit der Effizienz von der eingestrahlten Energie. Dies wird durch die relative Nachweiswahrscheinlichkeit ausgedrückt. Um diese zu ermitteln, werden die Intensitäten mehrerer Photopeaks einer bestimmten Quelle normiert, so dass ein Vergleich mit den tatsächlichen relativen Intensitäten (tabelliert) möglich ist.
- *Energieauflösung:* Die Energieauflösung eines Detektors ist definiert als $A = \Delta E/E$, wobei ΔE die Halbwertsbreite der gemessenen Verteilung für die entsprechende Linie bezeichnet.

Bei einem Szintillationsdetektor ist dieses Auflösungsvermögen durch die statistische Schwankung der Zahl der ausgelösten Photoelektronen, die Schwankung des Vervielfachungsprozesses, die ungleichmäßige Empfindlichkeit der Photokathode und die unterschiedliche Lichtsammlung im Szintillator begrenzt. Typisch sind Werte um $A \approx 10\%$.

Da in Halbleitern der Energieaufwand w zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares um ca. eine bis zwei Größenordnungen kleiner ist als in Szintillatoren, entsteht bei gleicher absorbierten Energiemenge im Halbleiterzähler eine entsprechend größere Anzahl von Paaren. Bei jedem physikalischen Prozess, bei dem im Mittel N voneinander unabhängige gleichartige Ereignisse auftreten, stellt sich eine mittlere statistische Schwankung vom Betrag $\sigma_N = \sqrt{N}$ um den Mittelwert ein. Für die relative Schwankung und die Energieauflösung gilt also, sofern man ausschließlich statistische Fluktuationen in Betracht zieht:

$$\begin{aligned}\frac{\sigma_N}{N} &= \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{w}{E}} \\ &\Rightarrow \frac{\sigma_E}{E} \propto \sqrt{\frac{w}{E}}\end{aligned}$$

Tatsächlich wird das energetische Auflösungsvermögen jedoch nicht nur durch statistische Schwankungen der Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare und Fluktuationen der Effektivität der Ladungsträgersammlung (intrinsischer Anteil), sondern auch durch Detektor- und Verstärkerrauschen (elektronischer Anteil) beeinträchtigt.

1.2.4. Vergleich SD vs. HLD

SD und HLD unterscheiden sich beträchtlich hinsichtlich ihres energetischen Auflösungsvermögens und ihrer Nachweiseffizienz für hochenergetische Photonen. Während der SD wie bereits erwähnt nur über eine moderate spektrale Auflösung verfügt, ist die intrinsische Auflösung des HLD aufgrund der viel größeren Anzahl von erzeugten Ladungsträgerpaaren recht gut. Dagegen können wegen des i. A. größeren empfindlichen Detektorvolumens beim SD auch bei hohen Energien-Quanten mit einer Wahrscheinlichkeit $\geq 50\%$ nachgewiesen werden, während der HLD bei Energien von $E_\gamma \geq 1$ MeV nur noch eine Effizienz von $10^{-3} - 10^{-2}$ aufweist.

Darüber hinaus ist das zeitliche Auflösungsvermögen des SD viel größer als beim HLD, letztere hat eine viel längere Totzeit. Dies ist in unserem vorliegenden Versuch jedoch nicht von Bedeutung.

Die übrigen oben genannten Charakteristika werden wir im Laufe des Versuches selber bestimmen.

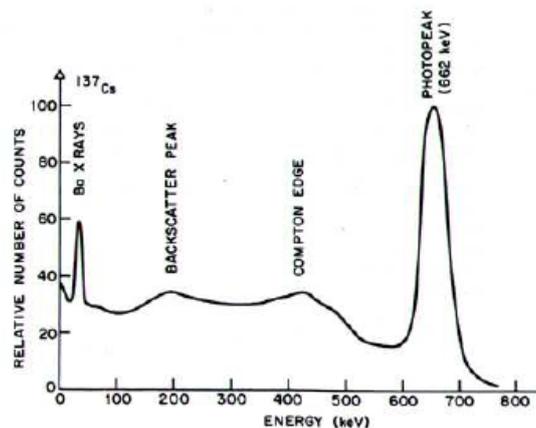
1.3. Spektrometrie

Das Detektorsignal wird verstärkt und mittels eines Analog-Digital-Wandlers (analog-to-digital converter, ADC) im MCA digitalisiert. Je nach Stärke des eintreffenden Signals führt der Puls zur Erhöhung des Eintrags in einem bestimmten Kanal, so dass folgende Zusammenhänge gegeben sind:

- je höher der Eintrag im Kanal, desto größer ist die gemessene Intensität, und
- je größer die Kanalnummer, desto höher die Energie der registrierten Strahlung.

Zur Eichung des Spektrometers kann man davon ausgehen, dass zwischen eingehendem Puls und Kanalnummer eine lineare Beziehung der Form $\text{Pulshöhe} = a + b \cdot \text{Kanalnummer}$ besteht. Möchte man Nichtlinearitäten der verwendeten Geräte (z. B. des Verstärkers, des MCA, des Detektors) mit einbeziehen, so kann man noch einen quadratischen Term hinzunehmen. Bereits dieser Term sollte aber nur geringfügige Korrekturen liefern, so dass eine weitere Berücksichtigung nichtlinearer Einflüsse in der Regel nicht erforderlich ist.

Ein typisches Beispiel eines Impulshöhenspektrums sieht in etwa so aus:



Dargestellt ist hier das mit einem Szintillationszähler aufgenommene Spektrum eines ^{137}Cs -Präparates. Darin erkennt man mehrere klar unterscheidbare Merkmale:

- *Photopeak*: Dieser entsteht, wenn ein γ -Quant durch den Photoeffekt seine gesamte Energie an ein Elektron abgibt und so im Kristall deponiert. Nur anhand der Mittenenergie des Photopeaks ist eine direkte Aussage über die Höhe der eingestrahlenen Gamma-Energie möglich.
- *Compton-Kontinuum* oder *-Rücken*: Wird ein Photon an einem Elektron des Szintillatorkristalls Compton-gestreut und verlässt diesen dann, so trägt nur der an das Elektron transferierte Teil der Energie zum Signal des Detektors bei. Dieses Phänomen schlägt sich dann im Compton-Untergrund des Spektrums nieder. Der Energieübertrag kann jedoch einen gewissen Maximalwert nicht überschreiten. Diese Tatsache führt zur Ausbildung der sogenannten
- *Compton-Kante* (compton edge): Hierbei handelt es sich um Signale, welche von um 180° gestreuten Photonen hervorgerufen werden. Wie oben erwähnt, erhält das Compton-Elektron gerade bei diesem Winkel seine maximale Energie.

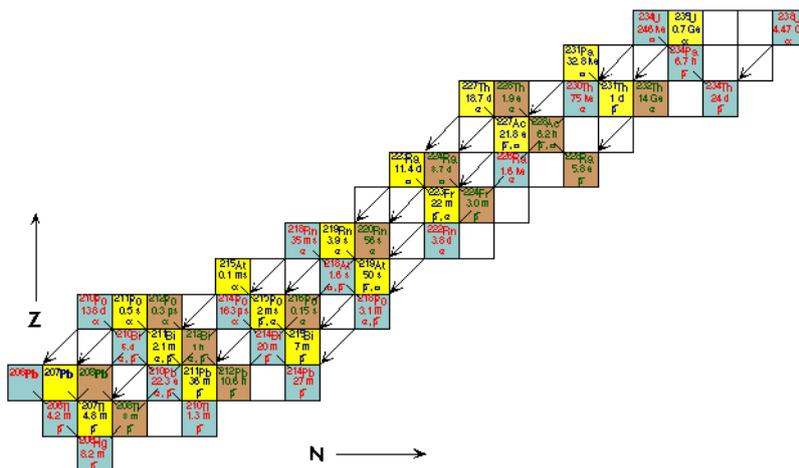
- *Rückstreu-Peak* (backscatter peak): Es kann vorkommen, dass Photonen den Kristall passieren, ohne wechselzuwirken, jedoch dann vom Material der Abschirmung um den Detektor oder an der Photokathode des Photomultipliers mit verringerter Energie in den Szintillator zurückgestreut werden. Tritt das Photon nach einer Streuung um 180° auf den Photomultiplier, so erzeugt es ein Signal bei $E_{back} = E - E_{max}$. Der selbe Effekt entsteht, wenn Photonen das Präparat in zum Detektor entgegengesetzter Richtung verlassen, und an den Räumen des Versuchslabors um 180° gestreut werden, und wieder auf den Detektor treffen.
- *Ba X-rays*: Am niederenergetischen Ende des Beispielspektrums tritt Röntgenstrahlung auf. Die Erklärung hierfür ist, dass Cs^{137} durch β -Zerfall in einen angeregten Zustand von Ba^{137} übergeht. Der angeregte Kern kann seine Energie auf ein Hüllenelektron übertragen, welches dann an Stelle von γ -Strahlung ausgesandt wird (innere Konversion). Ein Hüllenelektron aus einer höheren Schale füllt das entstandene Loch unter Aussendung von Röntgenstrahlung auf.

1.4. Zerfallsketten

Wir werden im letzten Versuchsteil eine unbekannte Probe spektroskopieren, und anhand der Messwerte Rückschlüsse über die chemische Zusammensetzung der Probe ziehen. Hierzu sollen die gemessenen Linien mittels Tabellen einzelnen Zerfällen zugeordnet werden. Hierbei ist zu beachten, dass in der Natur Zerfälle immer in Ketten auftreten. Ein neu entstandener Tochterkern ist oft selber radioaktiv, und zerfällt selber wieder, so dass Linien immer in charakteristischen Gruppen auftreten. Auch kann eine Linie eines kurzlebigen Elementes nie ohne die Linien eines langlebigen Mutterkernes auftreten.

Da es nur drei wesentliche Kernzerfälle gibt, lassen sich die Elemente in vier Gruppen einteilen. Beim β Zerfall ändert ein Kern seine Massenzahl nicht, da immer nur ein Proton zu einem Neutron wird oder umgekehrt. Beim α Zerfall vermindert sich die Summe aus Protonen und Neutron um vier.

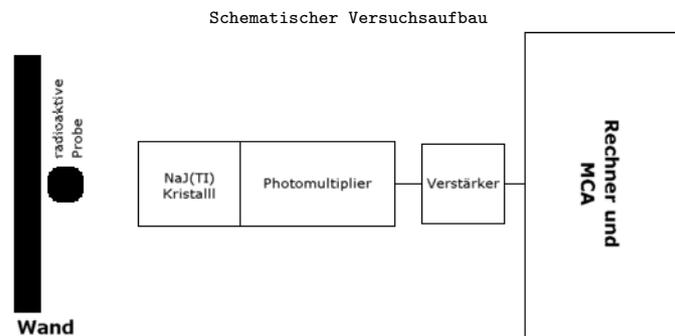
Daher gehen Kerne immer nur andere Kerne über, die dieselbe Massenzahl oder eine um vier verschiedene besitzen. Man findet also nur vier Zerfallsketten für die schweren Elemente. Eine dieser Zerfallsketten ist in der heutigen Welt ausgestorben, weil das Mutterisotop eine viel kürzere Halbwertszeit besitzt als die Erde alt ist.



2. Versuchsaufbau und Versuchsbeschreibung

Der Versuch wird sich in zwei Teile gliedern, zuerst werden wir die Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu mit dem Szintillationsdetektor aufnehmen und danach mit dem Germanium-Halbleiterdetektor. Aus den Daten werden wir für beide eine Energieeichung durchführen und aus den Spektren die Halbwertsbreiten, das Peak-to-Total Verhältnis und die absolute Peakefficiency berechnen. Zum Abschluss werden wir unsere Energieeichung benutzen und mit dem Ge-Detektor eine Bodenprobe vermessen und die darin enthaltenen Stoffe identifizieren.

Der Versuchsaufbau gestaltet sich recht einfach und ist für beide Versuchsteile identisch, nur wird ein anderer Detektor eingesetzt. Der Szintillationsdetektor besteht aus einem NaJ(Ti) Kristall mit Photomultiplier, der Germanium-Halbleiterdetektor wurde zusätzlich mit flüssigem Stickstoff gekühlt.



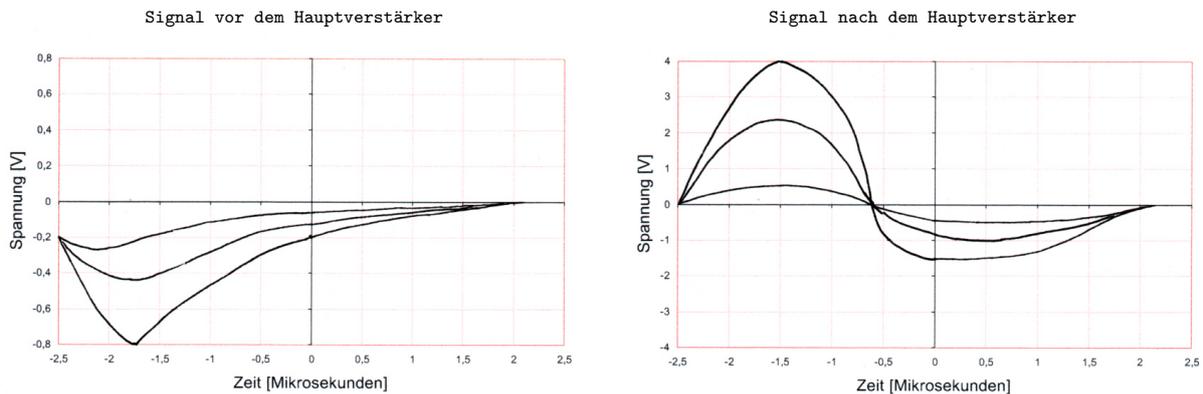
Die Ausgangssignale wurden zunächst verstärkt und dann von einem Computer ausgewertet, mit der eingesetzten Software verhielt sich dieser wie ein Vielkanalanalysator (MCA). Die gewonnenen Daten enthalten daher nur Kanalnummern und keine Energien. Durch Variation der Verstärkung des Ausgangssignals der Detektoren, ist es möglich die Energie-Kanal-Zuordnung zu verändern. So können die 8192 Kanäle einen sehr kleinen Energiebereich sehr hoch oder (wie in unserem Fall) einen möglichst großen Energiebereich etwas geringer auflösen. Um die Daten auswerten zu können, muss eine Energie-Eichung durchgeführt werden. Es ist daher nötig, dass *alle* von uns aufzunehmenden Spektren mit *derselben Verstärkung* aufgenommen werden können und dabei auch komplett im Energiebereich des MCA liegen.

Wir folgen der Empfehlung im Skript und schieben die zweite Peak-Linie des ^{60}Co Spektrums ins letzte Fünftel von der gesamten Kanalbreite und erreichen somit eine Abdeckung von etwa 1550 keV.

3. Szintillationsspektrometer

3.1. Beobachtung der Signale

Bevor wir mit dem Versuch begonnen haben, schauten wir uns die eigentlichen Signale des Detektors auf dem Oszillographen an, einmal vor und einmal nach dem Hauptverstärker. Das negative Ausgangssignal ist nach der Verstärkung bipolar.



Aus diesen Signalen sollte durch Beobachtungen der Signalform, der Signallänge und der Amplitude die Wirkung des Verstärkers abgelesen werden.

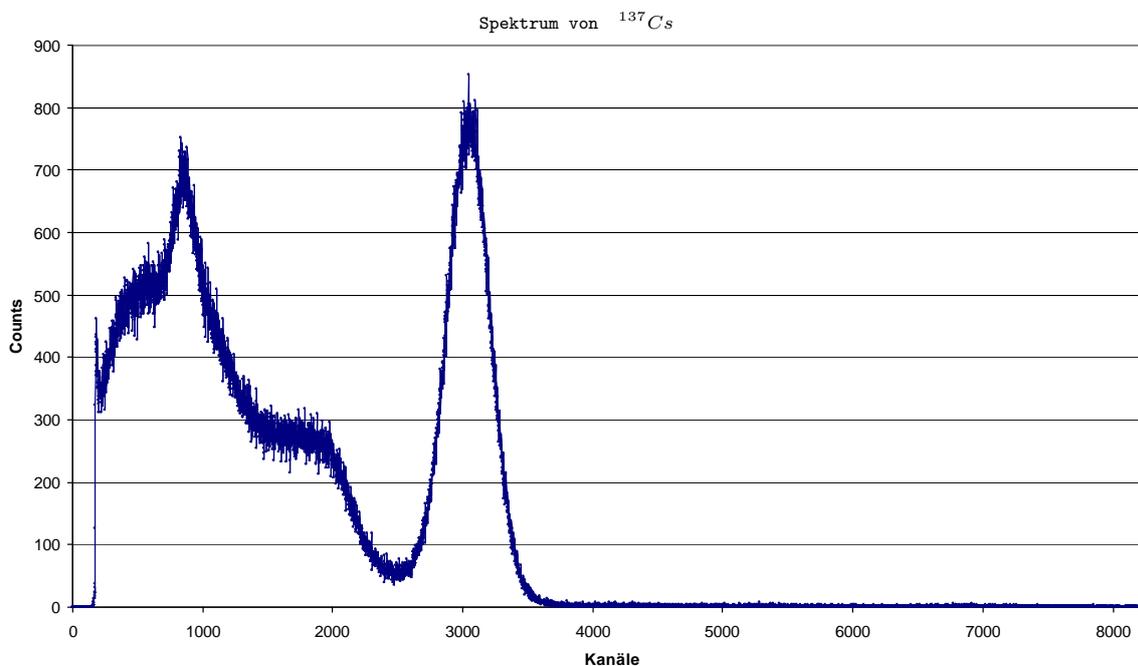
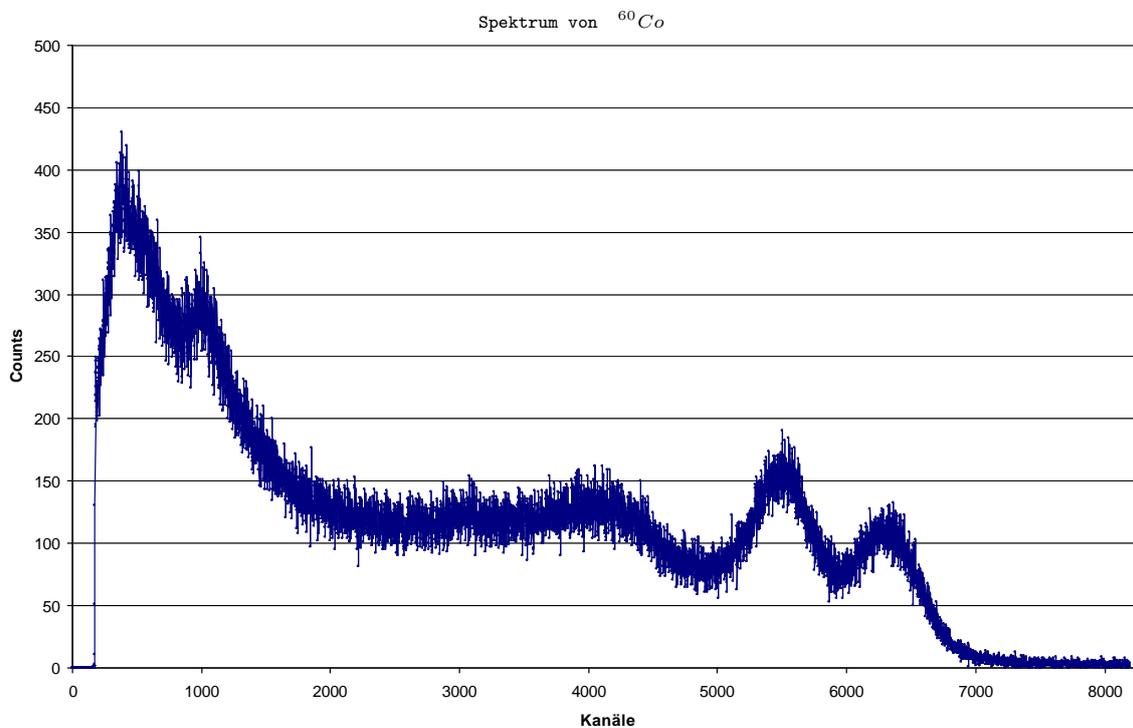
Abgriff	Signalform	max. Amplitude [V]	Signallänge [μ s]
vor dem Hauptverstärker	Abfall um 0.6V in 0.7μ s, Asymptotischer Anstieg um 0.8V in 3.3μ s	0.6	4.5
nach dem Hauptverstärker	Anstieg auf 4V in 1μ s, Abfall auf -1.5V in 1.5μ s Nach $2-2.5\mu$ s auf Null	4.0	4.5

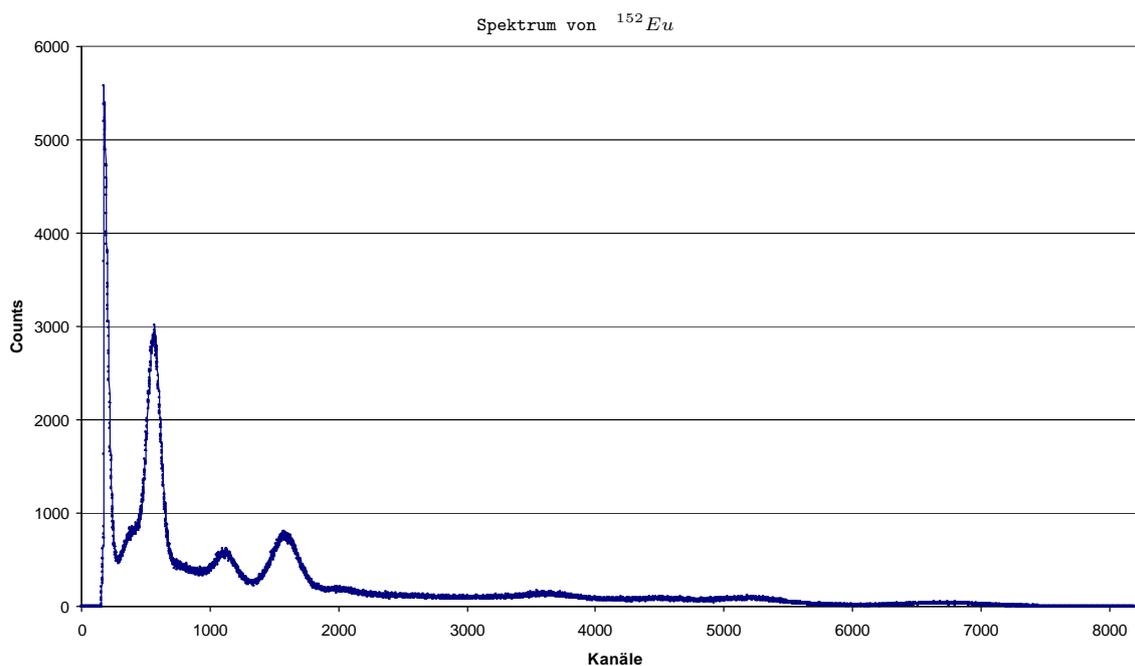
Eine Verstärkung des Signals um den Faktor 6 ist deutlich zu erkennen. Die Länge des Signals ändert sich nicht und ist mit 4.5μ s sehr kurz.

3.2. Aufnahme der Spektren und Energieeichung des Detektors

Wir wollen die Spektren von drei verschiedene Gamma-Strahler aufnehmen, wir platzieren die Proben dazu in einer Halterung vor den Detektor. Die Messzeit betrug 600s.

Folgende Spektren haben wir aufgenommen:





Diese 3 Spektren verwenden wir, um eine Eichung des Szintillationspektrometers durchzuführen, der Versuchsbeschreibung entnehmen wir dazu die zu erwartenden Energielinien. Für das ^{60}Co Spektrum erwarten wir eine und für ^{137}Cs zwei Linien, diese können wir auch deutlich erkennen. Beide Spektren zeigen auch deutliche Rückstrahlpeaks und die zu erwartene Compton-Kante.

Bei dem Spektrum von ^{152}Eu können wir erstmal nur drei Linien und einen großen 'Rest-Peak' (Rückstrahl und Compton) erkennen. Wenn man die y-Auflösung erhöht, ergeben sich auch weitere 'Peaks', zur Eichung reichen uns aber bereits 6 Messpunkte.

Die Auswertung habe wir mit Origin durchgeführt, jeden Peak haben wir eine linke und rechte Kanalgrenze zugeordnet und in diesem Bereich ein Fit an folgende Gaussfunktion ausführen lassen:

$$y = y_0 + \frac{A}{\omega \cdot \sqrt{0.5\pi}} \cdot e^{-2 \cdot \left(\frac{x-x_c}{\omega}\right)^2}$$

Wir verzichten hier auf eine visuelle Darstellung der einzelnen Fits, da dadurch keine weiteren Informationen präsentiert werden können. Dennoch ist das Origin-File unter

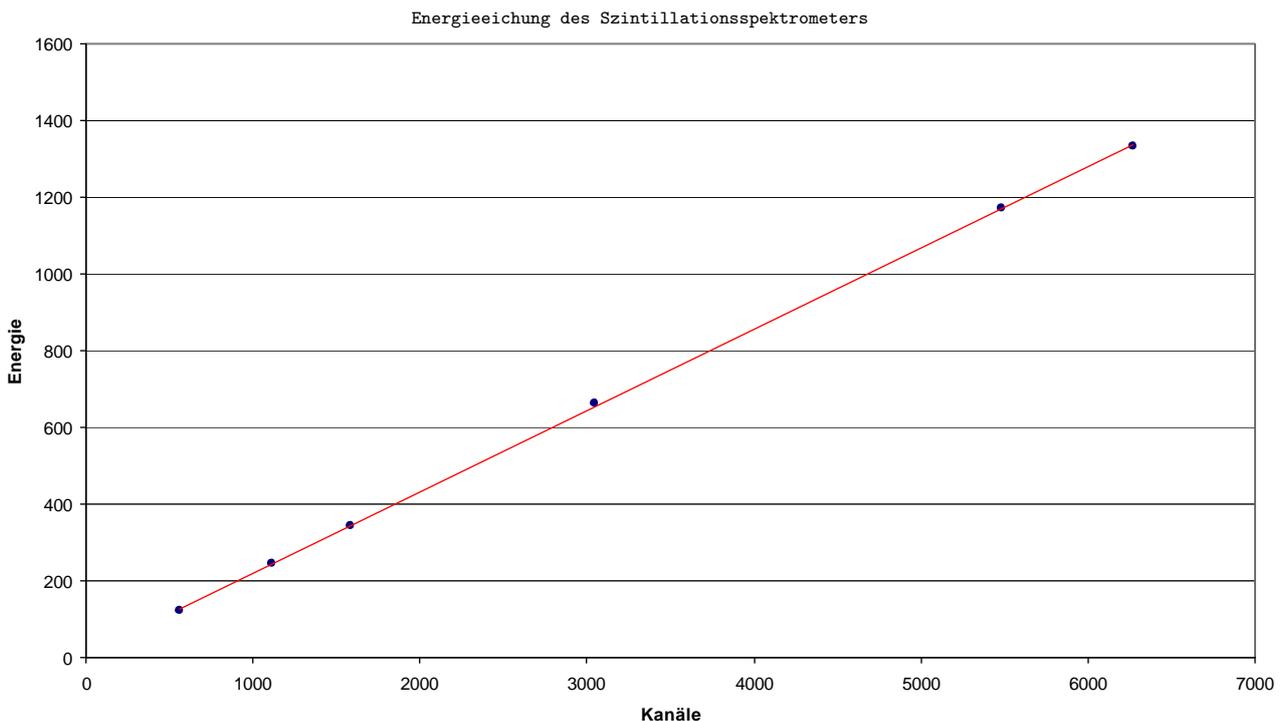
<http://www.jobisoft.de>

verfügbar.

Alle wichtigen Daten sind in der folgenden Tabelle aufgeführt.

Spektrum	^{60}Co		^{137}Cs	^{152}Eu		
Energie [keV]	1173,24	1332,50	661,66	121,78	244,70	344,28
Bereich	5000 - 5900	6000 - 6800	2500 - 3700	480 - 680	970 - 1300	1388 - 1803
Peak	5484	6273	3044	562	1115	1584
Δ Peak	2	3	1	1	1	1
ω	377,08622	627,40917	331,02173	104,49894	167,51616	202,27783
$\Delta\omega$	9,42477	22,86358	1,02719	0,92168	4,65544	3,17473

Bis auf die Energie-Zeile sind alle Angaben in Kanälen (teilweise gerundet)! Die angegebenen Fehler scheinen sehr klein, sind aber ebenfalls durch Origin gewonnen worden. Es handelt sich um statistische Fehler aus dem Fit, die kleinen Fehler können daher durch die große Anzahl von Messpunkten erklärt werden. Tragen wir die aus den Daten gewonnenen Energien gegen die entsprechenden Kanäle auf, erhalten wir folgenden Plot (die x-Fehlerbalken sind nicht groß genug, um sie im Graphen erkennen zu können):



Durch die Linearität fällt es nun sehr einfach, die Kanäle des MCA direkt in Energien umzurechnen. Aus dem Fit des obigen Plots erhalten wir folgende Umrechnung (die Kanalgröße K ist ohne Einheit)

$$E = (0,212 \pm 0,00109)keV \cdot K + (8,077 \pm 4,05236)keV$$

Die angegebenen Fehler haben wir durch einen Fit in Origin erhalten.

3.3. Bestimmung der Halbwertsbreiten

Aus der Formel für die Gausskurve und dem Ansatz

$$I(x_{1/2}) = \frac{1}{2} I_{max} = \frac{1}{2} I(x_c)$$

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{A}{\omega \cdot \sqrt{0.5\pi}} \cdot \exp \left[-2 \cdot \underbrace{\left(\frac{x_c - x_c}{\omega} \right)^2}_{=0} \right] = \frac{A}{\omega \cdot \sqrt{0.5\pi}} \cdot \exp \left[-2 \cdot \left(\frac{x_{1/2} - x_c}{\omega} \right)^2 \right]$$

folgt

$$\ln \left(\frac{1}{2} \right) = -\ln(2) = -2 \cdot \left(\frac{x_{1/2} - x_c}{\omega} \right)^2$$

und damit gilt für die Berechnung der Halbwertsbreite (FWHM)

$$FWHM [\text{Kanäle}] = 2 \cdot (x_{\frac{1}{2}} - x_c) = \omega \sqrt{2 \ln(2)} = \omega \sqrt{\ln(4)}$$

bzw. den Fehler

$$\Delta FWHM [\text{Kanäle}] = \Delta \omega \sqrt{\ln(4)}$$

daraus können wir durch die Energieeichung die Halbwertsbreiten in keV berechnen, wir erhalten folgende Werte:

Spektrum	^{60}Co		^{137}Cs	^{152}Eu		
Energie [keV]	1173,24	1332,50	661,66	121,78	244,70	344,28
FWHM [Kanäle]	443,99	738,72	389,75	123,04	197,24	238,16
Δ FWHM [Kanäle]	11,10	26,92	1,21	1,09	5,48	3,74
FWHM [keV]	102,20	164,69	90,70	34,16	49,89	58,57
Δ FWHM [keV]	4,71	7,05	4,08	4,06	4,22	4,14

Die Werte für $FWHM$ [keV] berechnen sich über

$$FWHM [keV] = 0,212keV \cdot \omega \sqrt{\ln(4)} + 8,077keV$$

und der Fehler über einfache Fehlerfortpflanzung:

$$\Delta FWHM [keV] = \sqrt{\left(\Delta a \cdot \omega \sqrt{\ln(4)} \right)^2 + \left(a \cdot \Delta \omega \sqrt{\ln(4)} \right)^2 + (\Delta b)^2}$$

3.4. Das Peak-to-Total Verhältnis

In diesem Teil soll das Verhältnis der Gesamt-Counts und der Photopeak-Counts für ^{60}Co und ^{137}Cs bestimmt werden. Dabei soll beachtet werden, dass die Rückstreupeaks physikalisch ebenfalls zum Photopeak gerechnet werden. Da die beiden Peaks von ^{60}Co nicht getrennt betrachtet werden können (beide Peaks überlagern sich), werden beide als ein Peak mit der gemittelten Energie betrachtet.

Spektrum	^{60}Co (1250 keV)	^{137}Cs (661,66 keV)
Counts Photopeak	176056	320118
Counts Rückstreupeak	277279	177906
Gesamt Peak-Counts	453335	498024
Gesamt Counts	963682	1147619
Peak-to-Total [%]	47,04	43,40
Δ P2T [%]	4,70	4,34

Wir wissen nicht, inwieweit die Angabe des berechneten Peak-to-Total Verhältnisses zur Beschreibung der Probe bzw. des Detektors genutzt werden kann, da keine Richtlinien für die Wahl der Grenzen vorliegen. Um alle Peaks gleich zu behandeln, setzten wir die linken und rechten Grenzen der Photopeaks genau eine Halbwertsbreite vom eigentlichen Maximalwert, sodass wir alle Counts in dem Bereich

$$\{x_c - FWHM, x_c + FWHM\}$$

als Peak-Counts gezählt haben. Die Grenzen für die Rückstreupeaks haben wir mit ähnlichen Massstäben aber nur nach Augenmass festgelegt.

In unseren Augen eignet sich die Halbwertsbreite der Peaks recht gut, denkbar ist auch die halbe Halbwertsbreite, also $\{x_c - 0.5 \cdot FWHM, x_c + 0.5 \cdot FWHM\}$. Es ist uns daher nicht möglich, dieses Ergebnis effektiv mit denen älterer Protokolle zu vergleichen, wir können nur sagen, dass unsere Werte größer sind.

Desweiteren ist es bei der Auswertung nicht direkt möglich, den statistischen Fehler anzugeben, da eine rechnerische Überführung von Δ Kanäle in Δ Counts nicht möglich ist. Wir können hier nur einen Schätzwert von 10% auf Grund der freien Grenzenwahl für die Gesamt-Peak-Counts angeben, den Wert für die Gesamt-Counts nehmen wir fehlerlos an. Der angegebene Fehler für das Peak-to-Total Verhältnis errechnet sich über

$$\Delta P2T = \left(\frac{10\% \text{Peak-Counts}}{\text{Gesamt-Counts}} \right)$$

3.5. Die absolute Peakefficiency von ^{137}Cs

Im Unterschied zum Peak-to-Total Verhältnis, soll hier das Verhältnis von in den Detektor eintretenden zu im Photopeak registrierten Quanten berechnet werden. Wir müssen also die Anzahl der pro Sekunde in den Detektor-Kristall einfallenden Quanten berechnen. In einem ersten Schritt muss dazu die Aktivität der ^{137}Cs Probe berechnet werden. Es gilt

$$A(t) = -\frac{dN}{dt}$$

und

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t)$$

Über die angegebene Halbwertszeit können wir nun den Zerfallskoeffizienten berechnen, wir erhalten

$$\lambda = \ln(2) \cdot \frac{1}{\tau_{0.5}} = \ln\left(2^{\frac{1}{\tau_{0.5}}}\right)$$

Damit lässt sich das Zerfallsgesetz in Abhängigkeit der Halbwertszeit schreiben

$$N(t) = N_0 \cdot \exp\left[-\ln\left(2^{\frac{1}{\tau_{0.5}}}\right) t\right] = N_0 \cdot \exp\left[\ln\left(2^{-\frac{t}{\tau_{0.5}}}\right)\right] = N_0 \cdot 2^{-\frac{t}{\tau_{0.5}}}$$

bzw.

$$A(t) = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{\tau_{0.5}}}$$

mit $t = 20a$, $\tau_{0.5} = 30.17a$ und $A_0 = 25\mu\text{CI}$ erhalten wir eine Aktivität von $A_{heute} = 15,79\mu\text{CI}$. Für die Umrechnung in Bq (Ereignisse/Sekunde) gilt

$$1\mu\text{CI} = 3,7 \cdot 10^4 Bq$$

Die daraus resultierenden 584233 Quanten pro Sekunde unserer ^{137}Cs -Probe werden statistisch in alle Richtung gleichverteilt austreten. Auf unserer Detektorfläche wird davon nur ein kleiner Bruchteil auftreffen, diesen Bruchteil bestimmen wir aus dem Verhältnis der gesamten Kugelfläche (der Radius R ist der Abstand von Probe und Detektor) zu der eigentlichen Detektorfläche (uns ist dazu der Radius r des Detektorkristalls gegeben). Also

$$b = \frac{\pi r^2}{4\pi R^2}$$

Wir vernachlässigen dabei die Krümmung der Kugelfläche im Bereich der Detektorfläche.

Jetzt können wir die Absolute Peakefficiency berechnen, es ergeben sich folgende Werte:

Probe	^{137}Cs (661,66 keV)
Zerfälle pro Sekunden	584233
Messzeit [s]	600
Anzahl theoretischer Counts	350539640
Abstand vom Detektor [m]	0,15
Durchmesser des Detektors [m]	0,037
Bruchteil der Detektierbaren Counts	0,00380278
Theoretische Counts auf Detektor	1333024
Im Photopeak nachgewiesen	498024
Absolute Peakefficiency [%]	37,36

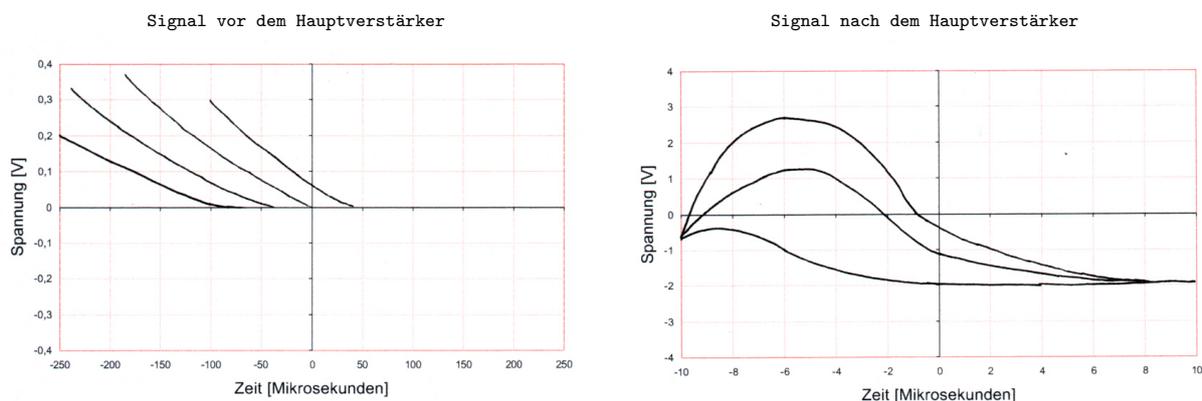
Diese Daten werden wir später zum Vergleich der Detektoren verwenden.

4. Germanium-Halbleiterdetektor

Im zweiten Abschnitt dieses Versuches, haben wir alle Experimente des Szintillationsdetektors auch mit dem Germanium-Halbleiterdetektor durchgeführt. An einigen Stellen wird das Verhalten der beiden Detektoren bei der Auswertung direkt verglichen.

4.1. Beobachtung der Signale

Auch hier schauten wir uns die eigentlichen Signale des Detektors auf dem Oszillographen an, einmal vor und einmal nach dem Hauptverstärker.



Aus diesen Signalen sollte wieder durch Beobachtungen der Signalform, der Signallänge und der Amplitude die Wirkung des Verstärkers abgelesen werden.

Abgriff	Signalform	Ampl. [V]	Signallänge [μ s]
vor dem Hauptverstärker	Das Signal vor dem Verstärker lies sich nicht triggern. Wir sehen nur den langsamen Abfall um 0.2-0.35 V in 150-200 μ s, wir gehen von einem schnellen Anstieg aus.	ca. 0.35	ca. 200 μ s
nach dem Hauptverstärker	Anstieg auf Maximum (um 3V) in 4 μ s, Asymptotischer Abfall um 4.5V in 14 μ s	4.5	18

Die Signalhöhe nach dem Verstärker liegt in einem ähnlichen Bereich, wie das Signal des Szintillationsdetektors. Er hat aber keinen Flip ins Negative, sondern verläuft nach dem Peak asymptotisch gegen Null. Wir haben die y-Position nicht richtig eingestellt. Es mag daher auf der Abbildung so aussehen, als ob das Signal ins Negative läuft, dem ist nicht so.

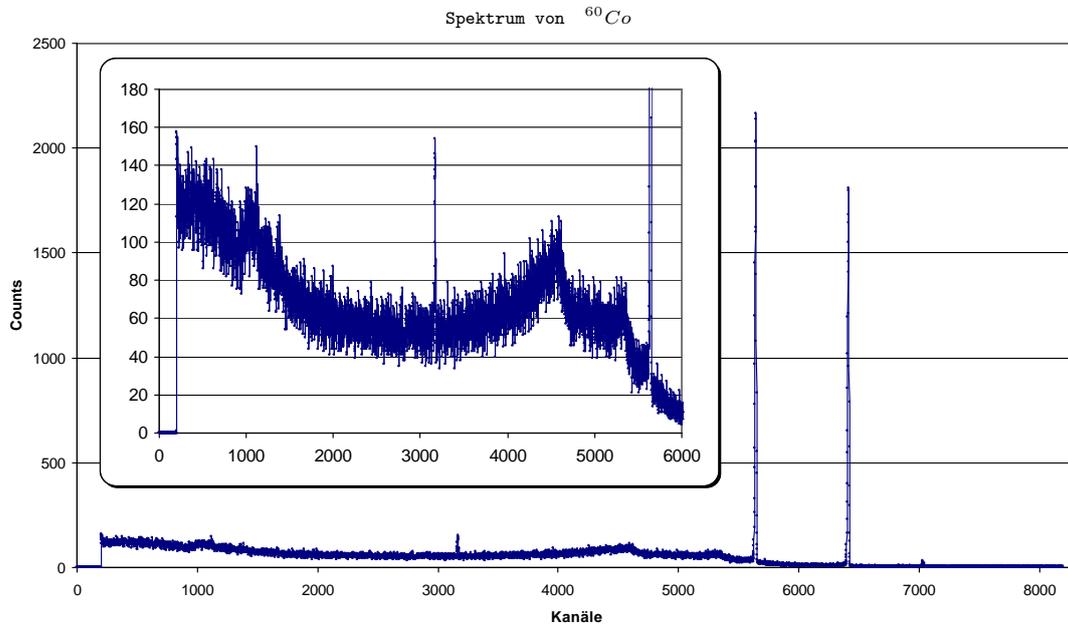
Das Signal vom Detektor selbst ist sehr lang (viel länger als das Signal vom Szintillationsdetektor). Durch die Elektronik wird die Gesamtsignallänge deutlich kürzer, bleibt aber noch immer mehr als 4-mal so lang wie das verstärkte Signal des Szintillationsdetektors.

Über die Änderung des Anstiegs können wir nichts sagen, wir gehen davon aus, das er jedoch verzögert wird, da ein Anstieg von 4 μ s auch bei der Auflösung der ersten Abbildung zu sehen sein müsste.

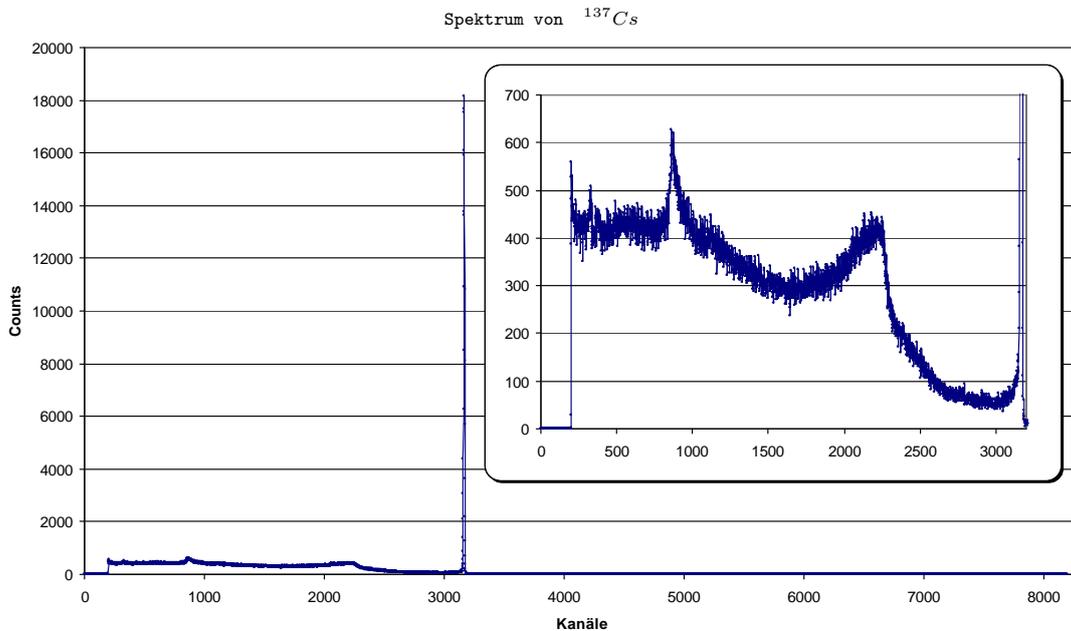
4.2. Aufnahme der Spektren und Energieeichung des Detektors

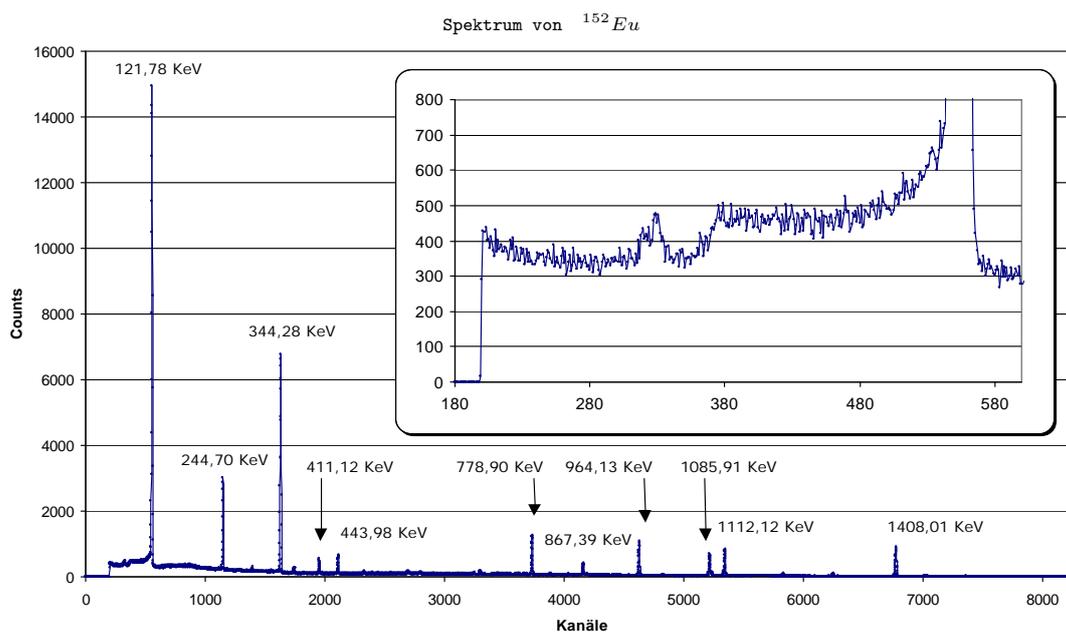
Um diesen Detektor mit dem Szintillationsdetektor vergleichen zu können, nehmen wir wieder die Spektren von ^{60}Co , ^{137}Cs und ^{152}Eu auf. Die Messzeit beträgt wieder 600s.

Folgende Spektren haben wir aufgenommen:



Wir haben in allen diesen Abbildungen in dem zweiten Plot den Compton-Bereich aufgezoomt, die Achsenbeschriftungen wurden dabei aus Platzgründen weggelassen.





Das Spektrum von ^{137}Cs zeigt im Compton-Bereich den erwarteten Verlauf, es ist die Compton-Kante (im Kanalbereich von 2000 bis 2500) und der Rückstreupeak zu erkennen (bei Kanalnummer 1000). Beim ^{60}Co sieht es auch fast wie erwartet aus, nur können wir einige Linien nicht ganz zuordnen, die Compton-Kante vermuten wir um Kanal 4500. Der Peak bei Kanal 3000 ist unserer Meinung nach kein Rückstreupeak, da er zu weit vom ersten bei 1000 entfernt ist, auch für den peak bei 5200 haben wir keine direkte Erklärung.

Bei ^{152}Eu fällt es noch schwerer, die Rückstreupeaks könnten über den ganzen Bereich verschmiert und die Comptonkante bei Kanal 350 liegen, jedenfalls sieht der Compton-Bereich nicht wie erwartet aus.

Zur Auswertung haben wir alle Gamma-Linien die deutlich genug waren wieder mit Origin an eine Gauss-Funktion gefittet und aus diesen Daten die Kanalnummern der Peaks erhalten. Zur Bestimmung der Halbwertsbreiten sind in der folgenden Tabelle auch die Werte für den Parameter ω angegeben.

Für ^{60}Co und ^{137}Cs haben wir folgende Werte erhalten:

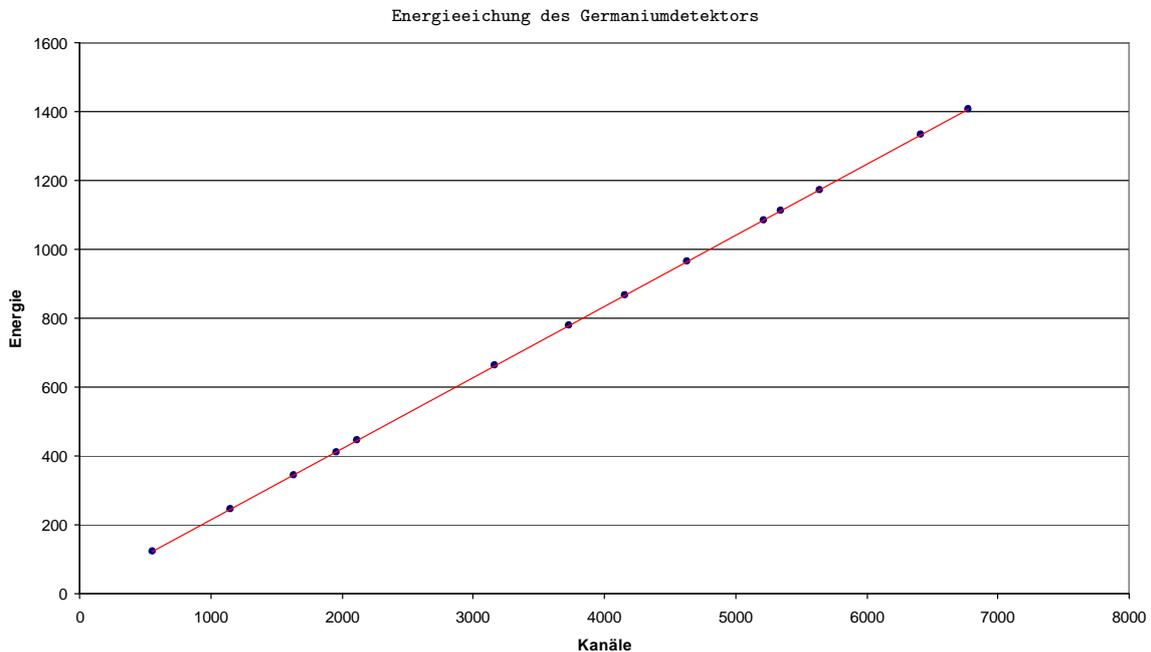
Spektren	^{60}Co		^{137}Cs
Energie [keV]	1173,237	1332,501	661,66
Bereich	5628 - 5656	6398 - 6423	3151 - 3177
Peak	5641	6411	3166
Δ Peak	0,06	0,06	0,03
ω	9,782	10,126	7,916
$\Delta\omega$	0,203	0,242	0,083

Für die ^{152}Eu -Probe erhalten wir

Energie [keV]	121,78	244,70	344,28	411,12	443,98	778,90
Bereich	545 - 565	1140 - 1157	1620 - 1641	1946 - 1962	2104 - 2121	3719 - 3745
Peak	556	1149	1631	1954	2113	3733
Δ Peak	0,06	0,07	0,06	0,08	0,09	0,06
ω	6,119	6,526	7,025	7,087	7,704	8,503
$\Delta\omega$	0,196	0,241	0,175	0,409	0,440	0,195
Energie [keV]	867,39	964,13	1085,91	1112,12	1408,01	
Bereich	4149 - 4172	4613 - 4641	5206 - 5225	5329 - 5356	6758 - 6789	
Peak	4161	4628	5217	5344	6775	
Δ Peak	0,10	0,08	0,08	0,09	0,07	
ω	8,309	9,040	9,030	9,635	10,735	
$\Delta\omega$	0,348	0,247	0,400	0,313	0,224	

Die statistischen Fehler sind durch die große Anzahl Messpunkte und den Origin-Fit wieder sehr sehr klein, $\Delta Peak$ wurde noch nicht gerundet, um dies deutlich zu machen. Im weiteren Verlauf setzen wir $\Delta Peak = 1$.

Wir tragen jetzt die interpretierten Energien gegen die Kanalnummern der Peaks auf und erhalten unsere Eichung des Germaniumdetektors (x-Fehlerbalken sind zu klein und daher nicht sichtbar).



Aus dem Fit des obigen Plots erhalten wir folgende Umrechnung (die Kanalgröße K ist ohne Einheit)

$$E = (0,20678 \pm 1,73369 \cdot 10^{-5})keV \cdot K + (7,01187 \pm 0,07324)keV$$

Die angegebenen Fehler haben wir durch einen Fit in Origin erhalten.

4.3. Bestimmung der Halbwertsbreiten im ^{152}Eu Spektrum

Ein Blick auf die Spektren zeigt sofort, dass die Halbwertsbreite der Peaks sehr klein sind und der Germaniumdetektor damit über eine gute Energieauflösung verfügt. Diese Halbwertsbreite setzt sich aus zwei Teilen zusammen, der elektronischen und der intrinsischen Halbwertsbreite.

Die intrinsische Halbwertsbreite ergibt sich durch die Ladungssammlung im Ge-Kristall, ist also charakteristisch für unseren Detektor, die elektronische Halbwertsbreite ist durch Ungenauigkeiten bei der Zuordnung der verschiedenen Energien mit den einzelnen Kanälen bedingt, und somit eine Eigenschaft des MCAs. Die gesamte Halbwertsbreite können wir sehr leicht bestimmen, die elektronische können wir durch ein geeignetes Verfahren ebenfalls gesondert messen. Aus diesen Daten können wir dann die intrinsische Halbwertsbreite berechnen.

4.3.1. Bestimmung der gesamten Halbwertsbreiten

Wir gehen hier genauso vor wie beim Szintillationsspektrometer, aus den Daten für ω erhalten wir die Halbwertsbreiten und aus der Eichung die entsprechenden Energien. Die Fehler werden ebenfalls analog berechnet. Die berechneten Werte werden in Kapitel 4.3.3 aufgeführt.

4.3.2. Bestimmung der elektronischen Halbwertsbreiten durch Pulssignale

Der Versuchsaufbau erlaubte es, Ereignisse verschiedener Energien im Ge-Detektor zu simulieren, das Aufzeichnungsprogramm verwertet dieses Daten als wären es echte γ -Energien. Wir nehmen nun an, dass die Pulse, die in den Detektor geschickt werden, immer exakt denselben Wert haben, so dass die Halbwertsbreite theoretisch Null ergeben sollte.

Jetzt ist nur der MCA für die Verbreiterung der Linien verantwortlich, wir können also die elektronische Halbwertsbreite messen. Das erhaltene 'Spektrum' haben wir wieder mit Origin ausgewertet und folgende Werte erhalten:

Energie [keV]	120,95	287,00	567,87	815,67	1062,15	1310,38	1557,47
ω	4,5791	4,4575	4,5935	4,5618	4,7244	4,6558	4,6729
$\Delta\omega$	0,0799	0,1018	0,0519	0,0783	0,0995	0,0804	0,0600
FWHM [Kanäle]	5,39	5,25	5,41	5,37	5,56	5,48	5,50
Δ FWHM [Kanäle]	0,09	0,12	0,06	0,09	0,12	0,09	0,07
FWHM [keV]	8,13	8,10	8,13	8,12	8,16	8,15	8,15
Δ FWHM [keV]	0,08	0,08	0,07	0,08	0,08	0,08	0,07

Die aufgeführten Energien sind über die Eichung aus den gefundenen Kanälen berechnet worden. Es ist kein funktionaler Zusammenhang zwischen Energie und der elektronischen Halbwertsbreiten zu erkennen, wir nehmen ΔE_e daher als konstant an und bilden den Mittelwert (der Fehler ist die Standardabweichung)

$$\Delta E_e = 8,133\text{keV} \pm 0,021285663$$

4.3.3. Bestimmung der intrinsischen Halbwertsbreiten

Die gesamte Halbwertsbreite hängt wie folgt von ΔE_e und ΔE_d ab

$$\Delta E(\Delta E_d(E_\lambda), \Delta E_e) = \sqrt{(\Delta E_d(E_\lambda))^2 + (\Delta E_e)^2}$$

Damit können wir für jeden unserer Messpunkte im ^{152}Eu -Spektrum die intrinsische Halbwertsbreite angeben. Der Fehler für ΔE_d berechnet sich über Fehlerfortpflanzung

$$\delta \Delta E_d = \sqrt{\frac{(\delta \Delta E \Delta E)^2 + (\delta \Delta E_e \Delta E_e)^2}{\Delta E^2 + \Delta E_e^2}}$$

In der folgenden Tabelle sind neben den Ergebnissen für ΔE_d auch die in Kapitel 4.3.1 berechneten Werte für die gesamte Halbwertsbreite angegeben (kursiv):

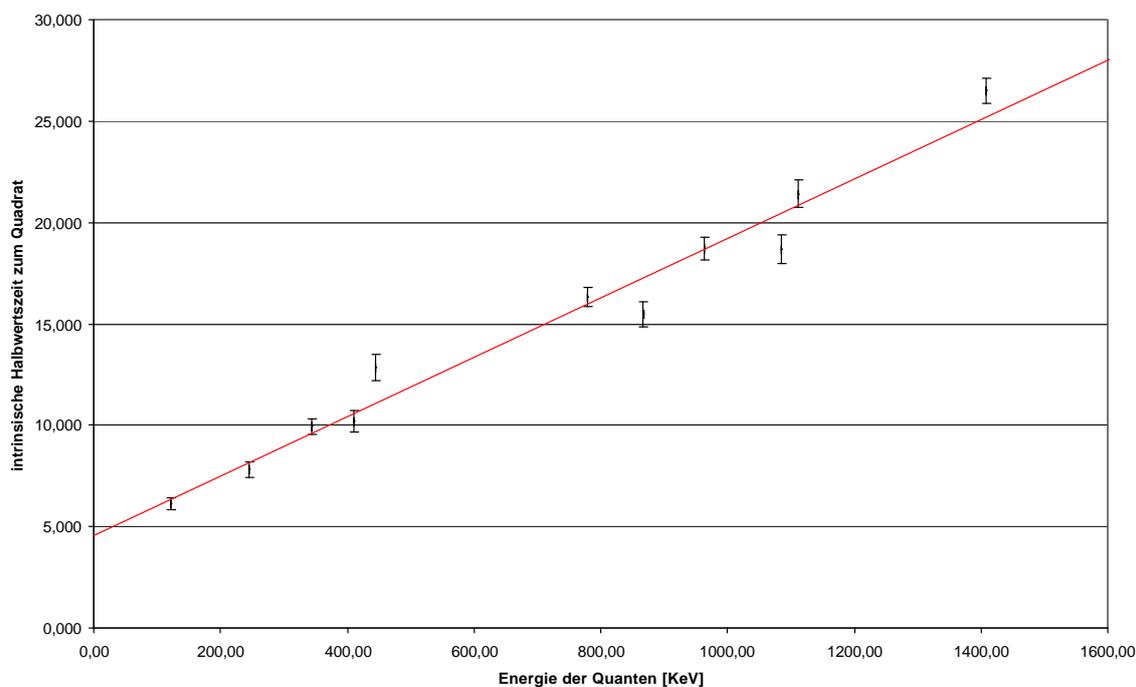
Energie E_λ [keV]	121,89	244,69	344,26	411,13	443,93	778,90
ΔE_λ	0,08	0,08	0,08	0,08	0,08	0,10
ω	6,1192	6,5255	7,0253	7,0873	7,7039	8,5026
$\Delta \omega$	0,1959	0,2407	0,1751	0,4088	0,4400	0,1953
FWHM [Kanäle]	7,20	7,68	8,27	8,34	9,07	10,01
Δ FWHM [Kanäle]	0,23	0,28	0,21	0,48	0,52	0,23
FWHM = ΔE [keV]	<i>8,50</i>	<i>8,60</i>	<i>8,72</i>	<i>8,74</i>	<i>8,89</i>	<i>9,08</i>
$\delta \Delta E$ [keV]	<i>0,09</i>	<i>0,09</i>	<i>0,08</i>	<i>0,12</i>	<i>0,13</i>	<i>0,09</i>
ΔE_d [keV]	2,476	2,797	3,152	3,193	3,584	4,042
$\delta \Delta E_d$ [keV]	0,062	0,066	0,060	0,086	0,089	0,060
Energie E_λ [keV]	867,40	964,03	1085,82	1112,03	1407,87	
ΔE_λ	0,10	0,11	0,12	0,12	0,14	
ω	8,3094	9,0400	9,0304	9,6351	10,7348	
$\Delta \omega$	0,3479	0,2469	0,4004	0,3131	0,2236	
FWHM [Kanäle]	9,78	10,64	10,63	11,34	12,64	
Δ FWHM [Kanäle]	0,41	0,29	0,47	0,37	0,26	
FWHM = ΔE [keV]	<i>9,03</i>	<i>9,21</i>	<i>9,21</i>	<i>9,36</i>	<i>9,63</i>	
$\delta \Delta E$ [keV]	<i>0,11</i>	<i>0,09</i>	<i>0,12</i>	<i>0,11</i>	<i>0,09</i>	
ΔE_d [keV]	3,935	4,328	4,323	4,628	5,148	
$\delta \Delta E_d$ [keV]	0,077	0,065	0,082	0,071	0,061	

Die Werte für E_λ wurden aus der Eichung berechnet, die Formel für den dazugehörigen Fehler ist unter Kapitel 3.3 aufgeführt.

Der intrinsische Teil ΔE_d stammt wie bereits angesprochen vom statistischen Prozess der Ladungssammlung im Kristall, dieser ist von der Gesamtenergie wie folgt abhängig:

$$\Delta E_d(E_\lambda) \propto \sqrt{E_\lambda}$$

Plotten wir nun $(\Delta E_d)^2$ gegen E_λ , sollte der lineare Zusammenhang erkennbar sein.



Unsere Erwartung bestätigt sich.

4.4. Das Peak-to-Total Verhältnis

Analog zum Szintillationsspektrometer wird auch hier das Verhältnis von insgesamt gezählten und in den Photopeaks (inkl. Rückstreupeaks) gezählten Quanten berechnet.

Spektrum	^{60}Co (1250 keV)	^{137}Cs (661,66 keV)
Counts Photopeak	58833	179768
Delta Counts	5883,3	17976,8
Counts Rückstreupeak	24970	42019
Delta Counts	2497	4201,9
Gesamt Photopeak	83803	221787
Gesamt Counts	448709	1077830
P2T [%]	18,68	20,58
Δ P2T [%]	1,87	2,06

Wir sehen, dass diese Werte deutlich kleiner sind als jene des Szintillationsdetektors. Dies ist auf Grund der scharfen Peaks auch zu erwarten, da wir viel kleinere Kanalbereiche zu einem Peak zusammengezählt haben.

Darüber hinaus dominiert beim Szinti auf Grund der hohen Kernladung des NaJ der Photoeffekt ($\propto Z^5$) deutlich gegenüber dem Comptoneffekt ($\propto Z^1$). Die vergleichsweise geringe Ordnung des Germaniums ($Z=32$) führt zu einem relativ höheren Comptonuntergrund.

4.5. Die absolute Peakefficiency von ^{137}Cs

Wir berechnen wieder analog zum Szintillationsspektrometer die absolute Peakefficiency, die Formeln dazu können Kapitel 3.5 entnommen werden. Es ergeben sich folgende Werte:

Detektor	Cs (661,66 keV)
Zerfälle pro Sekunden	584233
Messzeit [s]	600
Anzahl theoretischer Counts	350539640
Abstand vom Detektor [m]	0,2
Durchmesser des Detektors [m]	0,046
Bruchteil der Detektierbaren Counts	0,00330625
Theoretische Counts auf Detektor	1158971,68
Im Photopeak nachgewiesen	221787
Absolute Peakefficiency [%]	19,14

Auch dieser Wert ist ist, wie beim Peak-to-Total, auf die unterschiedlichen Ordnungszahlen der Detektoren zurückzuführen.

4.6. Bestimmung der Intensitäten einiger starker Linien im ^{152}Eu -Spektrum zur Ermittlung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit

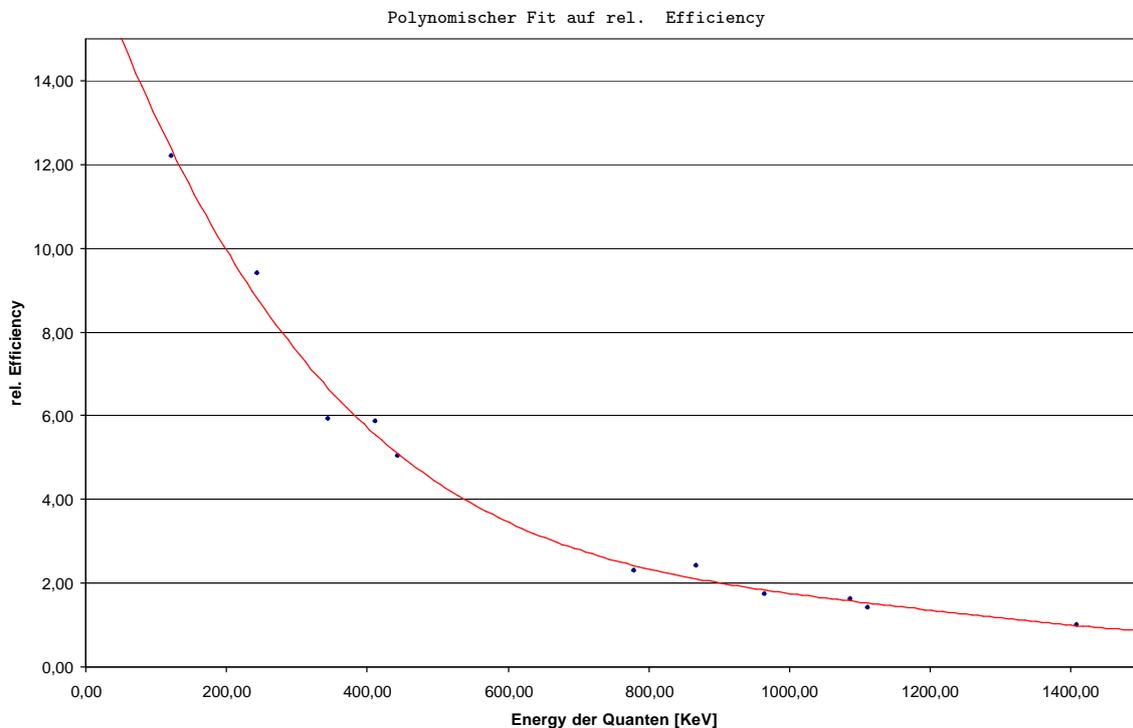
In der Literatur findet man zu den Linien des ^{152}Eu -Spektrums auch Angaben zur relativen Intensität, diese sind auf die 1408 keV Linie geeicht, es gilt

$$Int(1408\text{keV}) = 1000$$

Wir haben unsere Counts in den Peaks auf dieselbe Weise geeicht und erhalten somit eine eigene relative Intensität für jede Linie. Diese vergleichen wir nun mit den Angaben aus der Literatur. Das Verhältnis dieser beiden relativen Intensitäten nennen wir „relative efficiency“.

E_λ [keV]	Intensität (Lit.)	Counts	geeichte Counts	rel. efficiency
121,7825	1362	14930	16607	12,193
244,6989	359	3030	3370	9,388
344,281	1275	6778	7539	5,913
411,115	107	564	627	5,863
443,976	148	671	746	5,043
778,903	621,6	1277	1420	2,285
867,388	199	431	479	2,409
964,131	693,4	1078	1199	1,729
1085,914	475	696	774	1,630
1112,116	649	828	921	1,419
1408,011	1000	899	1000	1,000

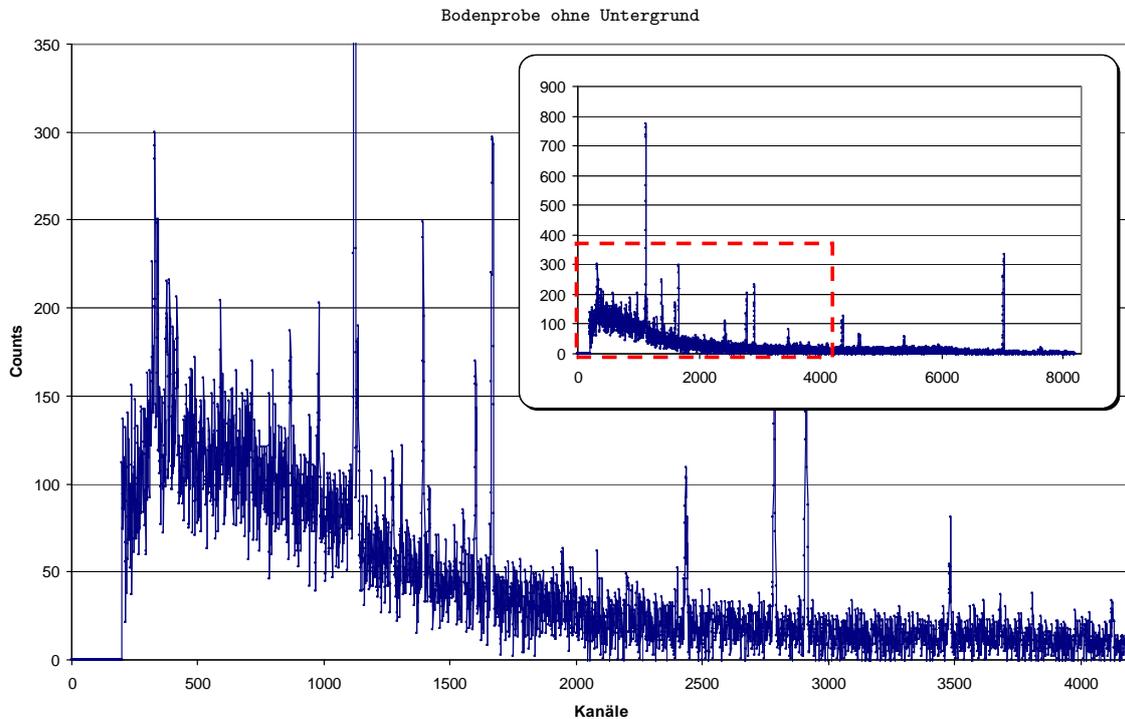
Aus den Daten gewinnen wir folgenden Plot



Diesen Plot werden wir bei der Bodenprobe noch benötigen, um das Spektrum genauer zuordnen zu können.

4.7. Langzeitmessung einer Bodenprobe

Wir haben zum Abschluss dieses Versuches eine Bodenprobe aus der Baustelle vor dem Institut vermessen. Zuerst wurde 12h lang eine Untergrundmessung durchgeführt und anschließend 12h lang die Probe vermessen. Wir möchten nun unsere Energieeichung des Detektors und die Gamma-Linien des Boden-Spektrums zur Identifikation von im Boden enthaltenen Stoffen benutzen.



In einem ersten Schritt ziehen wir die Untergrundmessung von der Bodenmessung ab und lesen dann zu allen Peaks die Counts und Kanalnummern ab. Durch die Eichung erhalten wir die entsprechenden Energien.

Die bereits erstellte Intensitätseichung können wir nur qualitativ gebrauchen: falls ein Isotop bei einem Zerfall mehrere mögliche Quanten aussenden kann, so gibt es hierbei eine zu erwartende relative Intensitätsverteilung auf die einzelnen Photonen- Energien. Auf Grund der unterschiedlichen Nachweiswahrscheinlichkeiten des Detektors ist jedoch nicht zu erwarten, dass wir bei unserer Messung *genau* diese Verteilung nachweisen. Ein Quant von einer geringeren Energie wird vergleichsweise öfter entdeckt als eines einer höheren Energie.

Zur Auswertung haben wir ausschließlich die Seite <http://atom.kaeri.re.kr/> genutzt.

4.7.1. Die 4n- Zerfallskette

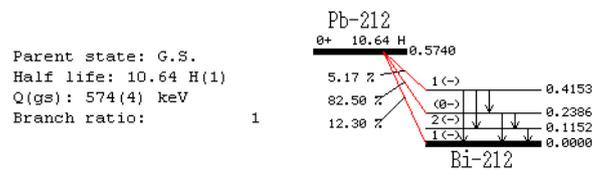
Wir beginnen mit der prominentesten Linie unseres Spektrums, 773 Counts in Kanal 1121. Dies entspricht einer Energie von ca 239 keV.

Keine Linie können wir a priori exakt zuordnen. Selbst bei einem Fehler von nur einem Kanal können wir immer mehrere mögliche Linien finden, die zu dieser Energie passen würden. Hier fünf mögliche Ursachen für die Linie in Kanal 1121:

E(keV)	Intensity	Nuclide
237.3(3)	29.623	Re-178 (EC 13.2 M)
238	3.650e-02	Po-199m (TT 4.17 M)
238.632(2)	43.3	Pb-212 (B- 10.64 H)
238.7(3)	0.365	W-179m (EC 6.40 M)
238.75(11)	41.485	Os-181 (EC 105 M)

Neben einigen exotischen Zerfällen finden wir also auch den Zerfall von Pb^{212} . Zur Verdeutlichung unserer Vorgehensweise hier das Zerfallsschema, wie wir es im Internet gefunden haben:

212PB B- DECAY



Beta ray:

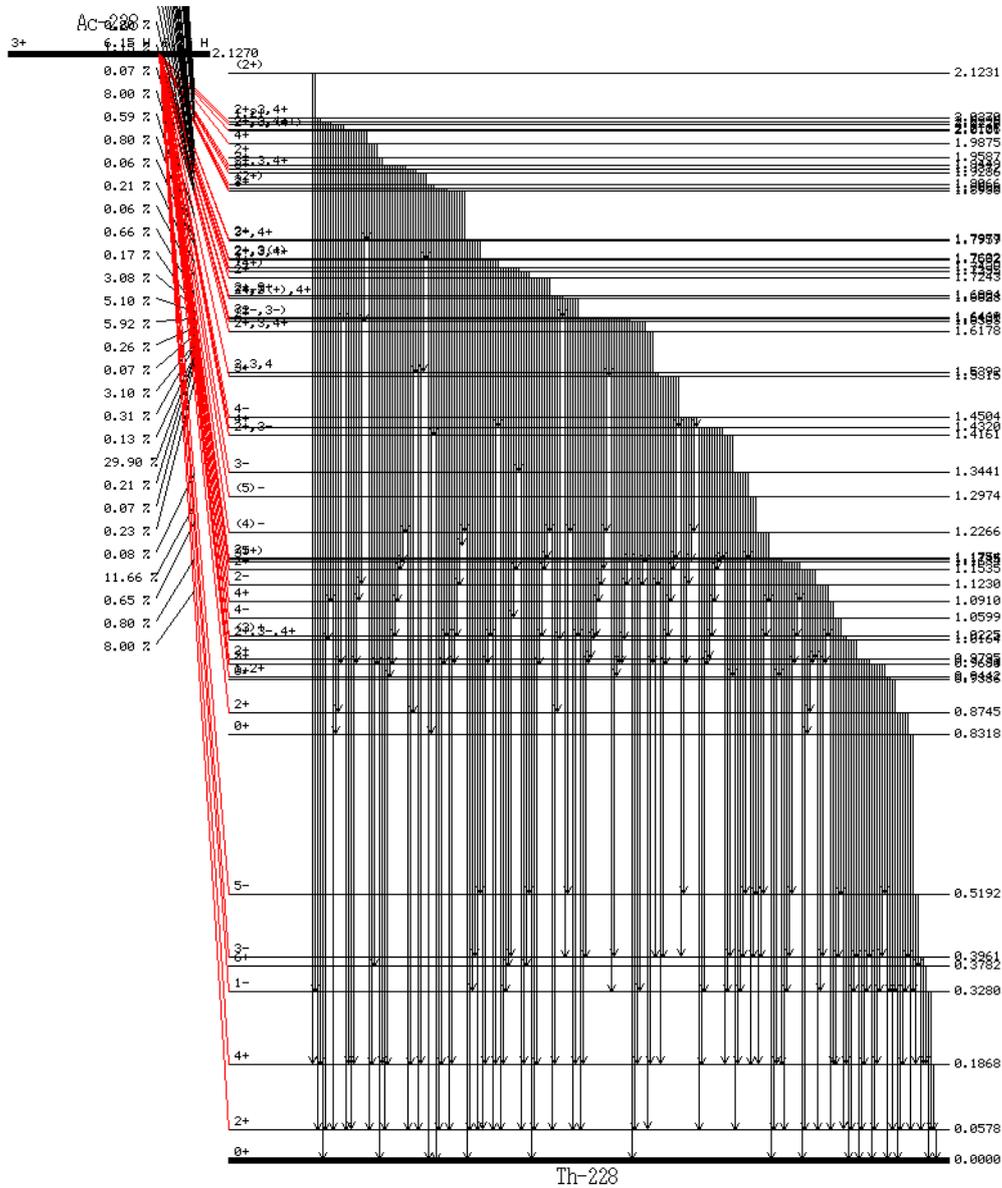
Max.E(keV)	Avg.E(keV)	Intensity(rel)	Spin	0+
(574)	173.1(14)	12.3(10)	1(-)	1(-)
335(4)	94.8(13)	82.5(10)	(0-)	(0-)
(159)	42.3(12)	5.17(8)	1(-)	1(-)

Gamma ray: for absolute intensity multiply by 0.433

Energy(keV)	Intensity(rel)
42.11	-
47.91	-
48.56	-
52.91	-
56.72	-
115.183(5)	1.368(17)
123.5	-
164.2	-
176.68(5)	0.120(14)
238.632(2)	100.0(8)
300.087(10)	7.57(7)
415.2	0.33(5)

Da viele schwere Stoffe schließlich zu einem Bleisotop zerfallen, erscheint uns dieser Zerfall sehr wahrscheinlich. Darüber hinaus können wir auch die nötige 300,087 keV Linie in Kanal 1416 identifizieren. Damit haben wir die 4n Zerfallskette im Auge.

Wir folgen dieser Kette auf ihrem Hauptstrang bis hinauf zum Ac^{228} . Dort gelingt uns der Durchbruch:



Actinium 228 zerfällt zu Thorium 228 mit einer unglaublichen Vielzahl möglicher Anregungszustände. All diese regen sich in den Grundzustand hinab mit einer festen Wahrscheinlichkeit, also müssten wir auch alle Linien nachweisen können.

Hier die stärksten dieser Linien, mit den erfolgreich zugeordneten Peaks:

E_γ [keV]	I(rel)	ber. Kanal	gemsn. Kanal	Counts
77,34	0,26	340	340	250
129,065	2,42	590	592	204
209,253	3,89	978	979	203
270,245	3,46	1273	1274	114
328,000	2,95	1552	1552	85
338,320	11,27	1602	1602	170
463,004	4,4	2205	schwach erkennbar	
794,947	4,25	3810	3809	38
911,204	25,8	4373	4372	128
964,766	4,99	4632	schwach erkennbar	
968,971	15,8	4652	4653	62

Gemessene Linien des Zerfalls von Ac^{228} zu Th^{228}

Wir haben einen Zerfall zweifellos nachgewiesen. Damit können wir die gesamte Zerfallskette betrachten, und noch mehr Linien identifizieren:

Mutter	Tochter	γ - Linie [keV]	Kanal
Th^{232}	Ra^{228}	zu schwach	
Ra^{228}	Ac^{228}	zu schwach	
Ac^{228}	Th^{228}	<i>siehe Tabelle</i>	
Th^{228}	Ra^{224}	84,373	377
Ra^{224}	Rn^{220}	240,986	1133
Rn^{220}	Po^{216}	zu schwach	
Po^{216}	Pb^{212}	zu schwach	
Pb^{212}	Bi^{212}	238,632	1121
		300,087	1416
Bi^{212}	Po^{212}	727,330	3484
Bi^{212}	Tl^{208}	zu klein	
Po^{212}	Pb^{208}	zu schwach	
Tl^{208}	Pb^{208}	583,191	2785
		860,564	4125
		510,770	2437
		277,358	1308

Gemessene Linien der $4n$ Zerfallskette

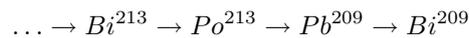
Wir suchen auch nach Nebenzweigen. Zum Beispiel hat Th^{228} noch weitere mögliche Mutterkerne, nämlich neben Ac^{228} auch Pa^{228} und U^{232} . Protactinium können wir ausschließen, weil die entsprechenden Linien nicht zu sehen waren, Uran wäre möglich, da dieses zu Thorium zerfällt, indem es Photon der Energie des Kanals 592 entsendet. Diese Energie hatten wir bereits beim Zerfall des Ac^{228} nachgewiesen.

Doch Uran hat drei mögliche Mutterkerne, Pa^{232} , Np^{232} und Pu^{236} . Für die ersten beiden fehlen wieder die Linien, Plutonium wäre möglich gewesen, weil es γ - strahlungsfrei zu Uran zerfällt. Jedoch kommen hier wieder nur zwei Mütter in Frage, Np^{236} und Cm^{240} . Für Curium fehlen wieder die entsprechenden Linien, und Neptunium schließlich zerfällt zu 87,3% zu U^{236} . Hierfür finden wir jedoch die Linien nicht.

Also können wir alle diese Elemente eindeutig ausschließen, bis auf Plutonium und Uran. Plutonium müsste allerdings ohne weitere Mutterkerne bleiben, was auf Grund der geringen Halbwertszeit (2,858 Jahre) nicht möglich ist. Daher schließen wir dies aus. Thorium-232 als erstes Glied der Zerfallskette ist durchaus möglich, da dieses eine Halbwertszeit von $1,5 \cdot 10^{10}$ Jahren besitzt.

4.7.2. Die $4n+1$ Zerfallskette

Wir vermuten nicht, Elemente dieser Kette zu finden. Betrachten wir zunächst das untere Ende der Kette:



Wir können die Existenz von Bi^{213} ausschließen, weil die γ - Linien für den Zerfall zu Polonium fehlen, und somit alle in der Kette darüber liegenden Elemente ebenfalls. Polonium kann auch aus Radon-217 ($t_{1/2} = 0,54ms$) entstehen, ohne γ - Strahlung in dem von uns nachweisbaren Bereich auszusenden. Dieses wiederum entsteht aus Ra^{221} , und hier fehlt die entsprechende Linie. Und Pb^{209} hat nur zwei mögliche Mutterkerne, Tl^{209} (für welches die Linien fehlen) und Po^{213} . Letzteres kann entstehen aus Bi^{213} (dessen Existenz in der Probe wir bereits widerlegt haben) oder Rn^{217} , für welches die Linien auch fehlen.

Somit fehlt wie erwartet von der $4n+1$ Reihe jede Spur.

4.7.3. Die $4n+2$ Zerfallskette

Wir betrachten nun eine unserer stärksten Linien aus dem Bereich hoher Energien, 56 Counts bei Kanal 5381. Diese werden ja in unserem Detektor eher selten nachgewiesen, daher fällt diese Linie besonders auf. Genaue Betrachtungen unserer Messwerte zeigen statische Schwankungen in diesem Peak, so dass wir den Schwerpunkt auch bei 5383 ablesen können.

Wir finden einen Zerfall von Bi^{214} zu Po^{214} , der eine Energie in diesem Bereich liefert. Bei diesem Zerfall werden allerdings noch zusätzliche Linien erzeugt, welche wie sich herausstellt mit weiteren gemessenen Peaks übereinstimmen. Und so können wir schließlich eine ganze Reihe von Zerfällen identifizieren, wie die nächste Tabelle zeigt.

Mutter	Tochter	γ - Linie [keV]	Kanal
Ra^{226}	Rn^{222}	186,211	867
Rn^{222}	Po^{218}	zu schwach	
Po^{218}	At^{218}	zu schwach	
At^{218}	Bi^{214}	strahl.frei	
Po^{218}	Pb^{214}	strahl.frei	
Pb^{214}	Bi^{214}	295,224	1393
		351,932	1669
		241,997	1135
Bi^{214}	Po^{214}	609,312	2913
		768,356	3681
		1120,287	5381
		1238,000	5948
Po^{214}	Pb^{210}	zu groß	
Pb^{210}	Bi^{210}	zu klein	
Bi^{210}	Pb^{206}	strahl.frei	

Gemessene Linien der $4n+2$ Zerfallskette

Nebenzweige konnten auch hier nicht gefunden werden.

Die höheren Elemente dieser Zerfallsreihe geben meist nur schwache γ - Strahlen in dem betrachteten Bereich ab. Wir können daher keinen direkten Nachweis für diese Elemente bringen. Jedoch fordert die Existenz eines Stoffes mit einer Halbwertszeit von 10^3 Jahren ($t_{1/2}(\text{Ra}^{226}) = 1600a$) auch die Anwesenheit von Mutterkernen.

4.7.4. Die $4n+3$ Zerfallskette

Unser eben beschriebenes Vorgehen zum Identifizieren von Linien scheint fruchtbar zu sein. Wir suchen daher nun auch gezielt nach einer Linie aus dem Ende dieser Zerfallskette. Aber wo immer wir auch ansetzen, wir finden keine Linien, die zu dieser Zerfallskette gehören könnten. Somit scheint unser Präparat weitestgehend frei zu sein von diesen Elementen.

4.7.5. Überblick über alle gefundenen Linien

Die restlichen unserer gemessenen Linien müssen von Elementen niedriger als Blei stammen, oder sie stellen Rückstreupeaks der eigentlich gewünschten Werte dar. Wir können diese eigentlich nur erraten, eine definitive Einordnung ist leider kaum möglich, da unsere Messwerte mit endlichen Fehlern behaftet sind. Und wenn wir keine Kette von Zerfällen beobachten können, ist jeder Versuch einer Zuordnung zu wage.

Unsere energiereichste Messung zum Beispiel könnte eine Kalium-40 zu Argon-40 Linie sein, da der bevorzugte Zerfall dieses Kaliums zu Kalzium-40 strahlungsfrei geschieht. Doch K^{40} hat keine Mutteratome. Die Halbwertszeit beträgt $1,3 \cdot 10^9$ Jahre, also würde dies ausreichen, um heute noch eine messbare Strahlung zu erzeugen.

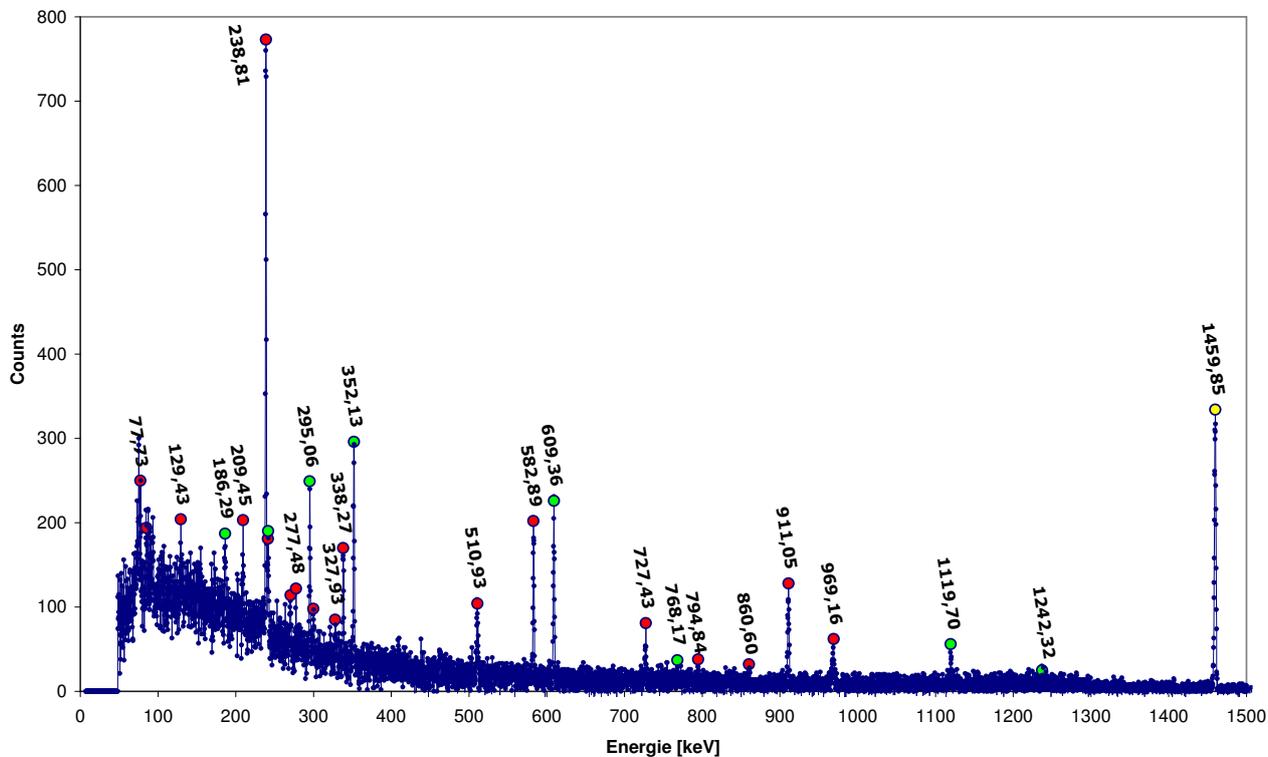
Des weiteren fällt auf, dass der erwartete Peak durch Cäsium- Zerfall in unserer Probe fehlt. Anscheinend stammt unsere Probe aus einer genügend tiefen Erdschicht, um die „zivilisatorisch“ bedingte Anreicherung mit Cs^{137} überstanden zu haben.

Wir stellen nun noch einmal alle gefundenen Linien zusammen:

Kanal	γ - Linie [keV]	Mutter	Tochter	4n+X
340	77,34	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
377	84,373	Th ²²⁸	Ra ²²⁴	0
592	129,065	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
867	186,211	Ra ²²⁶	Rn ²²²	2
979	209,253	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
1121	238,632	Pb ²¹²	Bi ²¹²	0
1133	240,986	Ra ²²⁴	Rn ²²⁰	0
1135	241,997	Pb ²¹⁴	Bi ²¹⁴	2
1274	270,245	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
1308	277,358	Ti ²⁰⁸	Pb ²⁰⁸	0
1393	295,224	Pb ²¹⁴	Bi ²¹⁴	2
1416	300,087	Pb ²¹²	Bi ²¹²	0
1552	328,000	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
1602	338,320	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
1670	351,932	Pb ²¹⁴	Bi ²¹⁴	2
2437	510,770	Ti ²⁰⁸	Pb ²⁰⁸	0
2785	583,191	Ti ²⁰⁸	Pb ²⁰⁸	0
2913	609,312	Bi ²¹⁴	Po ²¹⁴	2
3484	727,330	Bi ²¹²	Po ²¹²	0
3681	768,356	Bi ²¹⁴	Po ²¹⁴	2
3809	794,947	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
4125	860,564	Ti ²⁰⁸	Pb ²⁰⁸	0
4372	911,204	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
4653	968,971	Ac ²²⁸	Th ²²⁸	0
5381	1120,287	Bi ²¹⁴	Po ²¹⁴	2
5948	1238,000	Bi ²¹⁴	Po ²¹⁴	2
7026	1460,830	K ⁴⁰	Ar ⁴⁰	n.a.

Alle von uns in der Bodenprobe gemessenen Linien

Zum Abschluss möchten wir noch kurz einen graphischen Überblick über die von uns einsortierten Linien geben, die rot markierten Linien gehören zur $4n$ -Zerfallskette und die grünen zu $4n+2$. Die gelb markierte Linie ist der vermutete $K^{40} \rightarrow Ar^{40}$ Übergang.



5. Zusammenfassung und Diskussion

Ziel dieses Versuches ist es, die γ -Spektroskopie mit Szintillations- und Ge-Halbleiterdetektoren kennenzulernen. Wir haben zu Beginn die unterschiedlichen Signale beider Detektoren beobachten können. Nach der Verstärkung der Detektorsignale, erzeugt der Ge-Halbleiterdetektor im Vergleich zum Szintillationsdetektor ein 4-mal längeres und etwas verzögerteres Signal. Die Signalhöhe ist ungefähr gleich.

Bei der Betrachtung der Spektren ist auf die Achsenbeschriftung zu achten, dazu wurden auch speziell die Compton-Bereiche der Ge-Spektren aufgezoomt. Entgegen dem ersten Eindruck haben die Spektren vom Germanium-Detektor einen deutlich höheren Compton-Untergrund und wesentlich höhere Peaks. Den höheren Compton-Untergrund erklären wir uns durch die Dominanz des Photoeffektes beim Szintillationsdetektor. Die hohen Peaks zeugen von einer besseren Energieauflösung des Ge-Detektors, d.h. die Energie des Ausgangssignals hat eine geringere Streuung als beim Szintillationsdetektor.

Aus den Spektren haben wir zwei Verhältnisse abgeleitet, die hier für alle Spektren und beide Detektoren noch einmal aufgeführt werden:

Detektor	Probe	Peak-2-Total [%]	absolute Peakefficiency [%]
Szintillationsdetektor	^{137}Cs	43,40	37,36
	^{60}Co	47,04	
Ge-Detektor	^{137}Cs	20,58	19,14
	^{60}Co	18,68	

Oben beschriebene Effekte sind auch hier deutlich zu erkennen. Das Peak-2-Total Verhältnis ist beim Ge-Detektor geringer, da durch die schmalen Peaks weniger Counts in den Peaks liegen (sie sind zwar höher, aber das macht den Verlust in der Breite nicht wett), zusätzlich ist der Compton-Untergrund an sich auch deutlich höher als beim Szintillationsdetektor.

Die absolute Peakefficiency bezieht sich nicht auf *alle gezählte Quanten* sondern die *theoretisch zählbaren Quanten*. Der Wert muss also auf jeden Fall kleiner ausfallen, was er auch tut. Ein Vergleich beider Werte kann Aufschluss über die Empfindlichkeit bzw. die Nachweiswahrscheinlichkeit der Detektoren geben. Ist die absolute Peakefficiency nur geringfügig kleiner, dann hat der Detektor fast alle Quanten detektiert. Im Umkehrschluss bedeutet ein großer Unterschied beider Werte eine sehr geringe Detektionswahrscheinlichkeit. Aus unseren Daten können wir dem Ge-Detektor eine höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als dem Szintillationsdetektor zuweisen.

Aus den Spektren haben wir für jeden Detektor eine Energieeichung gewonnen, d.h. wir können unbekannte Proben vermessen und aus dem gemessenen Kanal-Spektren die Energie-Spektren berechnen und dadurch die Probe identifizieren. Dies haben wir mit dem Ge-Detektor und einer Bodenprobe auch durchgeführt.

Der erste Teil des Experiments hatte seine Reize, die Durchführung war aber eher unspektakulär, da keine Eingriffe von unserer Seite nötig waren. Dadurch gab es auch kaum Fehlerquellen beim Experimentieren. Da die Auswertung größtenteils mit Origin durchgeführt wurde, sind auch dort nur schwer Fehler möglich. Allein bei der Wahl der Grenzen für die Peaks waren wir gefragt - wie bereits erwähnt, wäre hier eine genauere Festlegung wünschenswert.

Die Auswertung der Bodenprobe war zum Abschluss noch ein kleines Abenteuer. Das Auffinden einer geeigneten Webseite zur Bestimmung der Linien war jedoch nicht ganz trivial. Als dies gelungen war, wurde die Bestimmung der Linien sogar spannend. Leider konnte einige Linien trotz langer Recherche nicht endgültig zugeordnet werden. Dennoch ist es erstaunlich, wie viele Informationen wir über unseren Erdklotz und seine Zusammensetzung aus einer solch einfachen Messung gewinnen konnten.

$$y = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma^2}}$$