

FP-Protokoll

Versuch Gammaskopie K-121

Von Christian Funke und

Torge Szczepanek

2.11.98 und 3.11.98

Assistent: Prof. Speidel

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	4
1.1	Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie	4
1.1.1	Photoeffekt	4
1.1.2	Compton-Effekt	5
1.1.3	Paarbildung	5
1.2	Detektoren	5
1.2.1	Szintillationsdetektor	5
1.2.2	Halbleiterdetektor	6
1.2.3	Charakteristika von Detektoren	6
1.2.4	Energiemessungen	6
2	Versuchsaufbau	8
2.1	Szintillationsdetektor	8
2.2	Halbleiterdetektor	8
3	Auswertung des NaI(Tl)-Detektors	9
3.1	Beobachtung des Detektorsignals am Ausgang des Photomultipliers und der Hauptverstärker	9
3.2	Aufnahme der Gammaspektren der drei Quellen	9
3.3	Energieeichung des Vielkanalanalysators mit den aufgenommenen Spektren	11
3.4	Bestimmung der Halbwertsbreite der Linien im Cobalt und Cäsium Spektrum und der gut getrennten Linien im Europium Spektrum	12
3.5	Bestimmung des Peak/Total Verhältnisses für die Linie im Spektrum der Cs Quelle und für die mittlere Energie der Linien der Co Quelle	13
3.6	Bestimmung der absoluten Peakeffizienz mit der Cäsium Quelle	13
4	Auswertung des Halbleiterdetektors	14
4.1	Beobachtung des Detektorsignals am Ausgang des Photomultipliers und der Hauptverstärker	14
4.2	Aufnahme der Gammaspektren der drei Quellen	15
4.3	Energieeichung des Vielkanalanalysators mit den aufgenommenen Spektren	16
4.4	Bestimmung der Intensitäten einiger starker Linien im Spektrum der Europium-Quelle zur Ermittlung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit	17
4.5	Messung der intrinsischen Halbwertsbreite (ΔE_d) als Funktion der Gammaenergie	18
4.5.1	Bestimmung der Halbwertsbreite (ΔE) mehrerer starker Linien im Europium-Spektrum	19
4.5.2	Messung des elektronisch Anteils an der Linienhalbwertsbreite (ΔE_e) durch Pulsignale	19
4.6	Bestimmung des Peak/Total Verhältnisses für Cäsium und Cobalt	20
4.7	Bestimmung der absoluten Peakeffizienz des Detektors	20
4.8	Anwendung des Detektors zur Messung der natürlichen Radioaktivität einer Bodenprobe	20

4.8.1	Untergrundmessung in der Bleiabschirmung	21
4.8.2	Untergrundkorrektur des Bodenspektrums und Identifizierung der Gamma-Linien	21

1 Theorie

In diesem Versuch soll die γ Emission von verschiedenen Stoffen und einer Bodenprobe untersucht werden. Dabei sollen zwei verschiedene Detektortypen miteinander verglichen werden.

1.1 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Wenn wir γ -Strahlung nachweisen, bzw. untersuchen wollen, so können wir die nur über deren Wechselwirkung mit Materie. Die geschieht über drei Effekte:

- Photoeffekt
- Comptoneffekt
- Paarbildung

1.1.1 Photoeffekt

Als Photoeffekt bezeichnet man die Emission eines Hüllenelektrons aus der i -ten Schale eines Atoms infolge der Absorption eines γ -Quants. Dieses nunmehr freie Elektron erhält durch den Stoß mit dem energiereichen Photon die kinetische Energie:

$$E_{kin} = E_{\gamma} - E_{bind}^{(i)} = h\nu - E_{bind}^{(i)} \quad (1)$$

wobei E_{kin} die kinetische Energie des Elektrons nach dem Stoß, E_{γ} die Energie des einfallenden γ -Quants und $E_{bind}^{(i)}$ die Bindungsenergie eines Hüllenelektrons in der i -ten Schale des Atoms ($i = k, l, m, \dots$) sind. Da das Atom den energetisch günstigsten Zustand anstrebt, wird der durch die Emission freigewordene Platz in der i -ten Schale wieder durch ein Elektron aus einer weiter außen liegenden Schale aufgefüllt. Die Differenz der Bindungsenergie wird in Form eines Röntgenquants freigesetzt. Der Photoeffekt ist nur an gebundenen Elektronen möglich, da vom Photon ein Impuls auf das Elektron übertragen wird. Beim Stoß mit einem freien Elektron können Energie- und Impulserhaltungssatz nicht gleichzeitig erfüllt werden. Die wesentlichen Merkmale des Photoeffektes sind:

- der Verlauf der Wirkungsquerschnitts $\sigma_f(E_{\gamma})$ weist bei den Energien $E_{\gamma} = E_{bind}^{(i)}$ hohe Maxima auf. Die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts sinkt oberhalb dieser Energien
- die niedrigste Energie, die für das Einsetzen des Photoeffekts benötigt wird, ist die Bindungsenergie eines Elektrons in der äußeren Schale eines Atoms
- der Wirkungsquerschnitt ist stark von der Ordnungszahl abhängig und es dominiert der Effekt an der K-Schale (80 % des Gesamtwirkungsquerschnitts)
- es gilt $\sigma_f \propto Z^5 E_{\gamma}^{-\frac{7}{2}}$, wobei Z die Kernladungszahl ist

1.1.2 Compton-Effekt

Der Compton-Effekt beschreibt die inelastische Streuung eines γ -Quants an einem Hüllenelektron eines Atoms. Die Energie der Photonen ist hierbei allerdings hoch, so daß die Bindungsenergie des Elektrons vernachlässigt werden kann. Man kann diesen Vorgang also als einen vollkommen elastischen Stoß eines Photons mit einem ruhenden Elektron betrachten. Es gelten also die Erhaltungssätze. Einsetzen liefert:

$$h\nu = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos t)} \quad (2)$$

1.1.3 Paarbildung

Als Paarbildung bezeichnet man die Emission eines Positrons und eines Elektrons infolge der Absorption eines γ -Quants im Coulomb-Feld eines Atomkerns oder Elektrons. Im Fall des Kerns erhält dieser einen Rückstoßimpuls. Ist kein Stoßpartner vorhanden, so ist dieser Effekt aufgrund der Tatsache, daß Energie- und Impulserhaltung nicht gleichzeitig erfüllbar sind, nicht möglich. Die Energie des γ -Quants muß für das Einsetzen dieses Effekts mindestens so hoch sein, wie die Summe der Ruheenergien eines Positrons und eines Elektrons, also $E_{min} = 2m_0c^2 = 1,02\text{MeV}$. Der Paarbildungseffekt wird erst ab einer γ -Quantenenergie von 5 MeV dominant. In diesem Bereich gilt näherungsweise:

$$\sigma \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad (3)$$

1.2 Detektoren

In Detektoren werden die Gammaquanten aufgrund ihrer Energieabgabe beim Wechselwirken mit Materie (Photoeffekt, Compton-Effekt, Paarbildung) registriert.

1.2.1 Szintillationsdetektor

Der Szintillationsdetektor besteht aus Szintillator und Photomultiplier. Im Szintillator wird beim Auftreffen eines Photons Lumineszenzlicht erzeugt, welches im Photomultiplier in einen elektrischen Strom umgewandelt wird. Als Szintillatormedien werden je nach Verwendungszweck feste, flüssige und gasförmige Stoffe eingesetzt. In unserem Fall wird ein anorganischer Kristall, nämlich NaJ(Tl), benutzt. Wichtig ist, daß die Szintillatoren durchsichtig sind und daß das Fluoreszenzlicht in einem Frequenzbereich entsteht, von dem Photoelektronen aus der Kathode des Photomultipliers herausgelöst werden können. Da jedoch das Medium selbst das erzeugte Licht wieder absorbiert, muß man in den Kristall noch zusätzliche Atome einbringen, sogenannte Aktivatoren, die Licht in einem anderen Frequenzbereich abgeben, als vom Szintillatormedium absorbiert wird. So kann das Licht durch das Medium zur Photokathode gelangen.

Der Photomultiplier besteht aus einer Photokathode, einem System von Dynoden, an denen gestaffelte Spannungen anliegen und einer Fängeranode. Trifft Licht auf die Photokathode, so werden Elektronen emittiert. Diese Elektronen werden im Dynodensystem (Spannung: 1-2 kV) beschleunigt, so daß aus jeder

Dynodenfläche, auf die sie treffen, Sekundärelektronenvervielfachung entstehen bis zur Anode Stromverstärkungen von 10^6 bis 10^8 . Der entstehende Strom ist der Energie der Gammaquanten proportional.

1.2.2 Halbleiterdetektor

Halbleiterdetektoren bestehen aus einem dotierten Halbleiterkristall. Es entsteht ein p-n-Übergang mit einer Raumladungszone, die den empfindlichen Teil des Detektors darstellt. Durch die einfallende Gammastrahlung werden aufgrund der verschiedenen Wechselwirkungseffekte Elektronen angeregt, die durch die am Detektor anliegende Hochspannung abgesaugt werden. Auf dieser Driftstrecke erzeugen sie durch Stöße Elektron-Loch-Paare. Die abgesaugte Ladung ist proportional zur Energie der Gammaquanten.

1.2.3 Charakteristika von Detektoren

Zur Qualifizierung eines Detektors benutzt man folgende Größen:

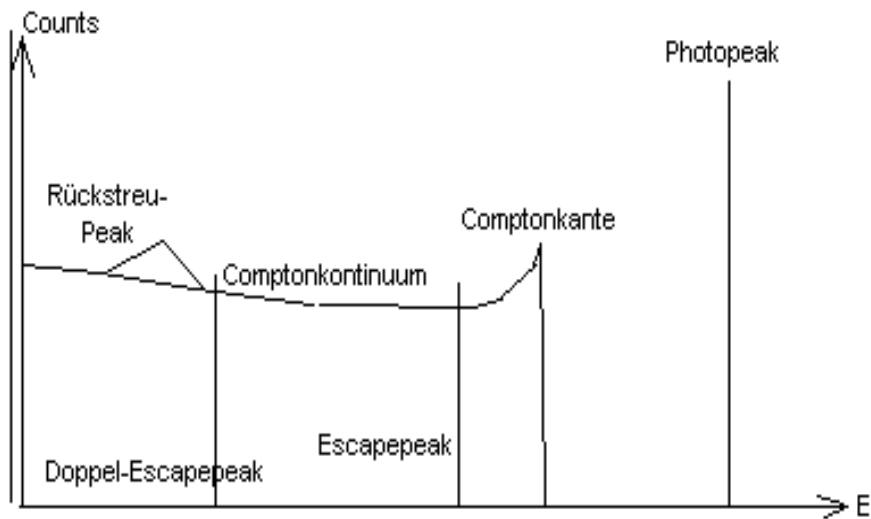
- Peak to Total Verhältnis: diese Größe beschreibt welcher Anteil der im Detektor registrierten Quanten der Photopeak enthält. Sie berechnet sich folglich aus der Anzahl der Photopeakereignisse geteilt durch alle Ereignisse abzüglich des Untergrundes und der Rückstreupeaks.
- Absolute Effizienz: sie gibt an welcher Anteil der Strahlung im Photopeak nachgewiesen wird. Zur Bestimmung ist die Kenntnis der Aktivität der Quelle und der Geometrie des Detektors nötig.
- Relative Effizienz: damit wird die Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit der Energie beschrieben. Zur Bestimmung werden die Intensitäten der einzelnen Photopeaks einer Quelle normiert und der Quotient der normierten relativen Intensitäten des Experiments und der Literaturwerte gebildet.

1.2.4 Energiemessungen

Bei der Messung eines Energiespektrums benutzt man einen Multi-Channel-Analyser (MCA), der die Ereignisse durch Diskriminatoren einzelne Kanäle zuweist, welche die Ereignisse bestimmter Energieintervallen zählen. Im Spektrum tauchen zusätzlich zu den diskreten (wahren) γ -Energien auch noch andere Peaks auf. Diese haben ihren Ursprung darin, daß nicht alle Energie im Detektor wechselwirkt, sondern auf unterschiedliche Weise den Detektor verlassen und somit nur ein Teil der eigentlichen Energie zu einem Peak führt. Die verschiedenen Peaks werden folgendermaßen bezeichnet:

- Photopeak: Ist der eigentliche Peak, der zur wahren Energie gehört. Hier wird auch nach Comptonstreuung oder Paarbildung letztendlich jegliche Energie durch Photoeffekt im Detektor deponiert.
- Photoescapepeak: Hierbei entweicht das Quant, welches nach Photoabsorption bei der Rekombination entsteht. Es fehlt also die Bindungsenergie des Detektormaterials, womit dieser Peak im verschmierten Peak untergeht und selten nachweisbar ist.

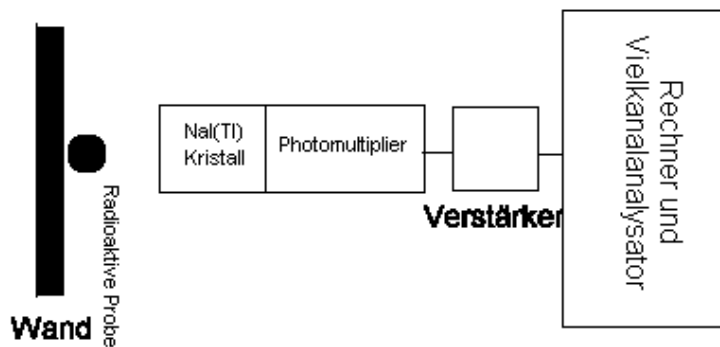
- Escapepeak: Bei einer Paarbildung und der nachfolgenden Rekombination entweicht eines der entstandenen Quanten mit der Energie der Ruhemasse des Elektrons. Detektiert wird somit ein Peak bei $E_\gamma - 511\text{keV}$. Gelegentlich verlassen auch beide Quanten den Detektor, wodurch sich der Doubleescapepeak bei $E_\gamma - 1.022\text{MeV}$ ergibt. Da dazu allerdings einer der Quanten quasi den ganzen Detektor unbemerkt durchqueren muß, da die Quanten im Winkel von 180 Grad entstehen, ist dieser sehr unwahrscheinlich.
- Comptonkontinuum: Das γ -Quant verläßt nach einem Comptonstoß den Detektor, daß gestoßene Elektron deponiert aber seine kinetische Energie im Detektor. Für die maximale Energie die auf das Elektron übertragen werden kann ergibt sich E
- Rückstreuppeak: Hier findet der Comptonstoß in der Bleiabschirmung statt und das gestreute Quant wird im Detektor registriert. Der Peak liegt bei der minimalen Energie E_γ^{min} , die ein Quant nach dem Stoß haben kann.



2 Versuchsaufbau

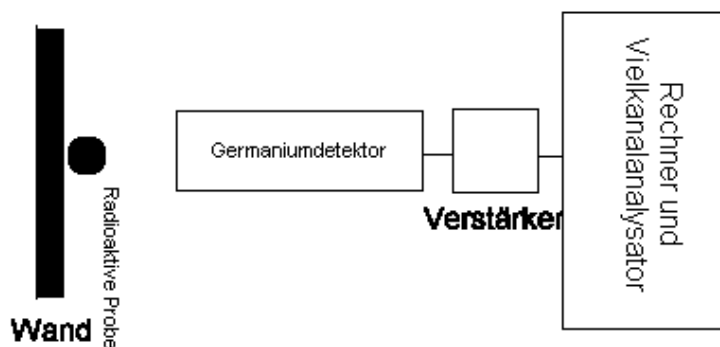
2.1 Szintillationsdetektor

Der Versuchsaufbau beim Szintillationsdetektor bestand aus einem NaJ(Tl) Kristall mit Photomultiplier, der über einen Verstärker an den Rechner angeschlossen war. Der Rechner übernahm die Aufgabe des Vielkanalanalysators und diente zur Aufnahme der Spektren. Vor den Kristall konnten verschiedene Radioaktive Isotope gestellt werden.



2.2 Halbleiterdetektor

Ebenso wie beim Szintillationsdetektor bestand der Aufbau aus einem Verstärker und dem Rechner. An den Eingang vom Verstärker wurde jedoch der Germaniumdetektor angeschlossen, der sich in einem Dewar Gefäß befand, welche mit flüssigem Stickstoff gefüllt war.



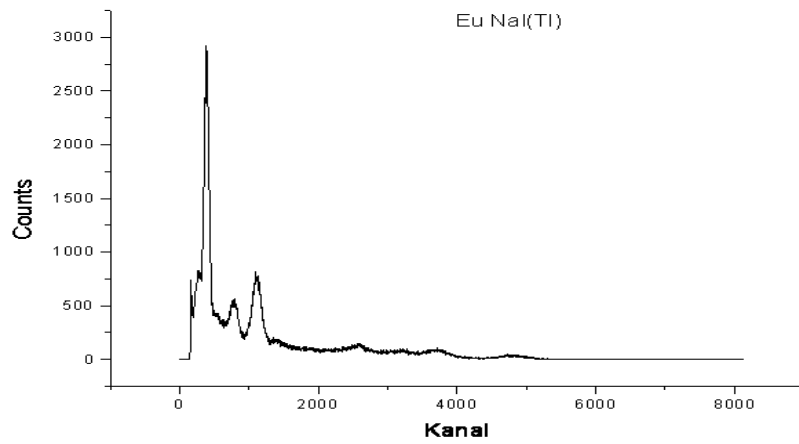
3 Auswertung des NaI(Tl)-Detektors

3.1 Beobachtung des Detektorsignals am Ausgang des Photomultipliers und der Hauptverstärker

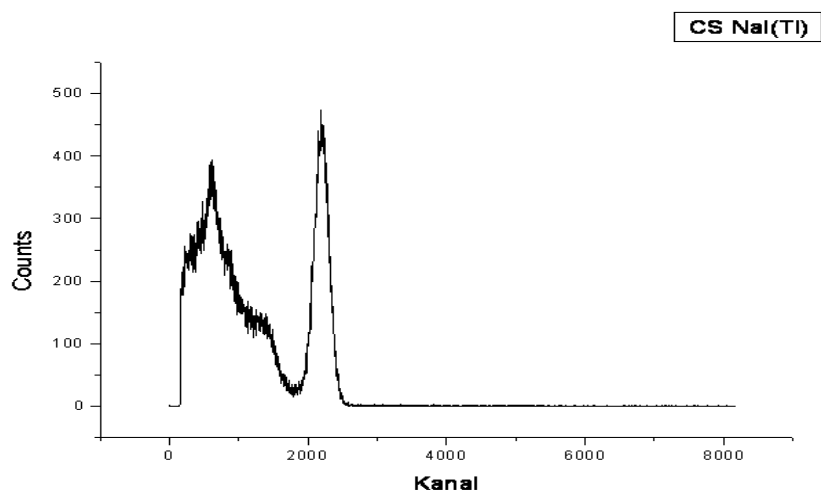
Die Niederspannungsversorgung des Vorverstärkers wurde eingeschaltet und anschließend die Hochspannung an den Detektor angelegt. Danach beobachteten wir die Ausgangssignale mit dem Oszilloskop am Photomultiplier und am Verstärker. Wir erhielten die folgenden Signale:

3.2 Aufnahme der Gammaspektren der drei Quellen

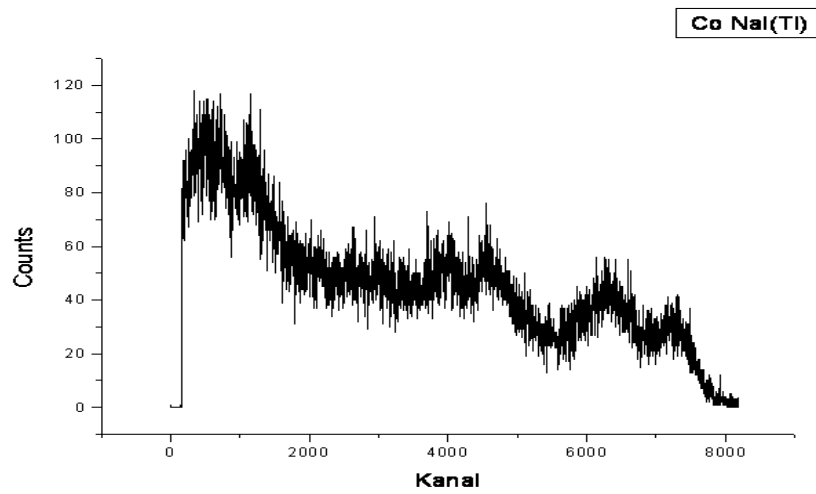
Die Verstärkung am Hauptverstärker wurde so eingestellt, daß die Spektren alle vollständig im Bereich der 8192 Kanäle des Vielkanalanalysators lagen. Die Aufnahme der Spektren erfolgte außerhalb der Bleiabschirmung, um die Spektren von der Rückstreuung der Quanten an der Bleiwand freizuhalten. Die Spektren sind hier dargestellt:



Europium



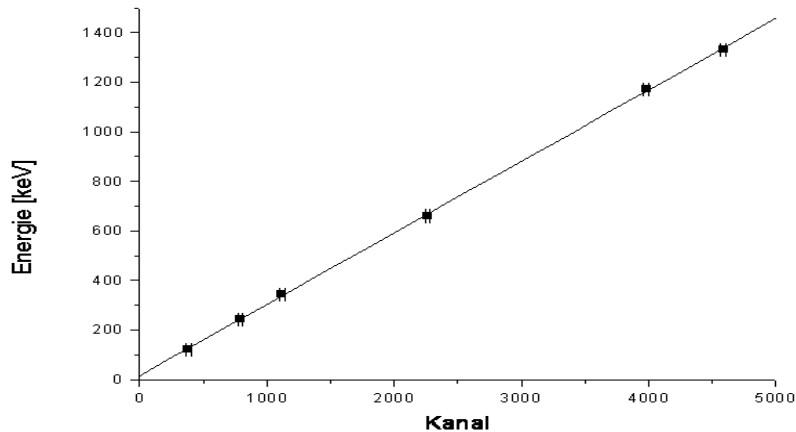
Cäsium



Cobalt

3.3 Energieeichung des Vielkanalanalysators mit den aufgenommenen Spektren

Zur Energieeichung werden die beiden Linien des Co^{60} -Spektrums, die Linie des Cs^{137} -Spektrums und drei Linien des Eu^{152} -Spektrums verwendet. Die Kanalzahlen für diese Linien wurden manuell über die Cursorposition bestimmt. Nach Ermittlung aller Cursorpositionen wurde die Energieeichung mit dem Rechner durchgeführt. Der Zusammenhang zwischen Kanalzahl und Energie ist im folgenden Diagramm graphisch dargestellt:



Element	Kanal	Energie [keV]
Europium	382	121,7825
	792	244,69
	1118	344,28
Cäsium	2264	661,660
Cobalt	3981	1173,237
	4588	1332,501

Als Fehler haben wir 20 Kanäle verwendet. Die lineare Regression liefert $15,33504 \pm 5,27513$ für den Y-Achenabschnitt und $0,28847 \pm 0,00195$ für die Steigung der Geraden. Im Gegensatz hierzu liefert ACCUSPEC für die Geradensteigung $0,289$ und für den Y-Achsenabschnitt $18,082$.

3.4 Bestimmung der Halbwertsbreite der Linien im Cobalt und Cäsium Spektrum und der gut getrennten Linien im Europium Spektrum

Die Halbwertsbreite der Linien wurde manuell bestimmt (über die Cursorposition), da eine Auswertung mit dem Programm aufgrund der großen Linienbreite nicht möglich war.

Element	Energie [keV]	FWHM [Kanäle]	FWHM [keV]
Europium	121,785	80 ± 8	$41,202 \pm 4,120$
	244,69	$164 \pm 16,4$	$65,478 \pm 6,547$
Cäsium	661,660	$244 \pm 24,4$	$88,598 \pm 8,8598$
Cobalt	1173,237	$432 \pm 43,2$	$142,93 \pm 14,29$
	1332,501	$370 \pm 37,0$	$125,012 \pm 12,501$

Da das ablesen über die Cursorposition sehr ungenau ist, haben wir einen Fehler

von 10% angenommen

3.5 Bestimmung des Peak/Total Verhältnisses für die Linie im Spektrum der Cs Quelle und für die mittlere Energie der Linien der Co Quelle

Das Peak/Total Verhältnis wurde über den Rechner bestimmt. Hierzu wurde der Quotient der Anzahl der Ereignisse im Peak und der Anzahl der Registrationen von Gammaquanten im gesamten Spektrum gebildet:

$$\frac{P}{T} = \frac{\#Counts_{peak}}{\#Counts_{gesamt}} \quad (4)$$

Der Fehler dieses Wertes errechnet sich nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz mit den statistischen Fehlern für P und T:

$$\Delta \frac{P}{T} = \sqrt{\left(\frac{P}{T^2} \sqrt{T}\right)^2 + \left(\frac{1}{T} \sqrt{P}\right)^2} \quad (5)$$

Die erhaltenen Werte sind in folgender Tabelle festgehalten:

Element	Energie	Peak	Total	$\frac{P}{T}$
Cäsium	661,66	113549 ± 1182	425226	0,2676 ± 0,0202
Cobalt	1173,24 1332,51	14373 ± 120	367031	0,03916 ± 0,0037

3.6 Bestimmung der absoluten Peakeffizienz mit der Cäsium Quelle

Die Aktivität der Cäsiumquelle betrug im April 1985 $A_0 = 25 \mu Ci = 9,25 \cdot 10^5 s^{-1}$. Die Halbwertszeit von Cs^{137} beträgt $\tau_{\frac{1}{2}} = 30,17a$

Es gilt:

$$A(t) = -\frac{dN}{dt} \quad (6)$$

und

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\lambda t) \quad (7)$$

Daraus folgt:

$$A(t) = A_0 \cdot 2^{-\frac{t}{\tau_{\frac{1}{2}}}} \quad (8)$$

Die Zeit, die seit April 1985 vergangen ist, betraegt $t = 13,583a$. Also ergibt sich eine Aktivität von $A(t = 13,583a) = 6,77 \cdot 10^5 s^{-1}$. Die Gammastrahlung, die von der Quelle ausgeht, wird statistisch verteilt in alle Richtungen emittiert. Nur ein Bruchteil davon trifft auf den Detektor. Als Abstand zwischen Quelle und Detektor maßen wir $R = 20 \pm 1cm$ und als Durchmesser des Detektors $r = 2,25 \pm 0,1cm$. Den Bruchteil der Strahlung, die auf den Detektor trifft, können wir somit errechnen, wenn wir den Einfluß der Krümmung einer Kugel mit dem Radius R auf ein Oberflächenelement des Radius r vernachlässigen. Es ergibt sich für diesen Bruchteil:

$$b = \frac{\pi r^2}{4\pi R^2} = 3,164 \pm 0,692 \cdot 10^{-3} \quad (9)$$

Innerhalb der Meßzeit von $t=300$ s erreichten also

$$n = A(t) \cdot t \cdot b = 642608 \pm 139653 \quad (10)$$

Quanten den Detektor. Im Photopeak lagen 113549 ± 1182 Quanten. Damit ergibt sich die absolute Peakeffizienz zu $17,67 \pm 3,84\%$.

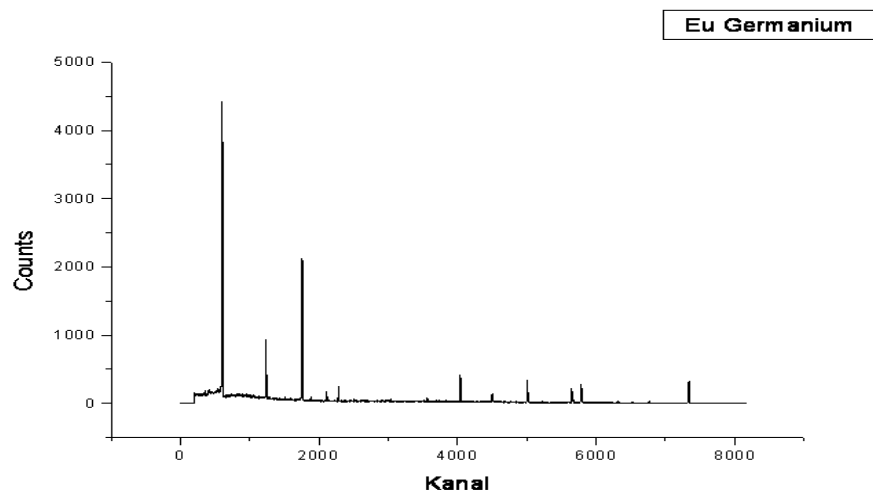
4 Auswertung des Halbleiterdetektors

4.1 Beobachtung des Detektorsignals am Ausgang des Photomultipliers und der Hauptverstärker

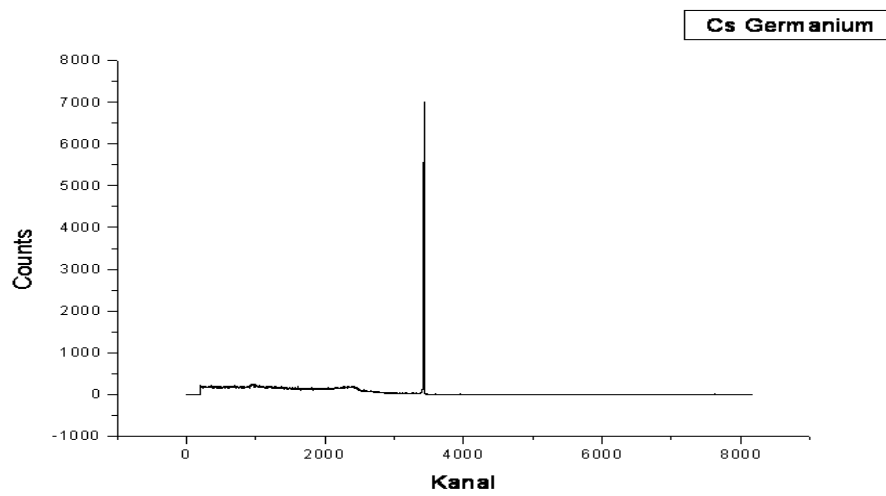
Die Niederspannungsversorgung des Vorverstärkers wurde eingeschaltet und anschließend die Hochspannung am Detektor angelegt. Danach beobachteten wir die Ausgangssignale mit dem Oszilloskop am Photomultiplier und am Verstärker. Wir erhielten die folgenden Signale:

4.2 Aufnahme der Gammaspektren der drei Quellen

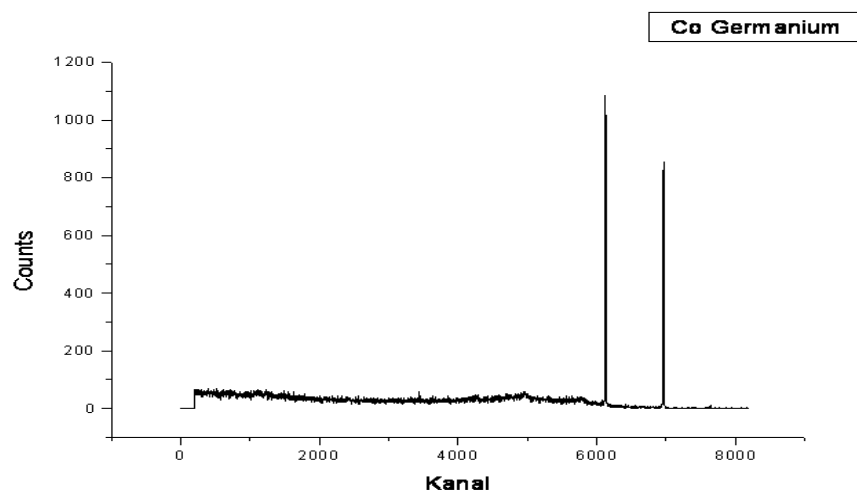
Hierbei wurde wieder die Verstärkung am Detektor so eingestellt, daß alle Linien der Spektren gut über die 8192 Kanäle des Vielkanalanalysators verteilt waren. Die Messungen wurden zur Verminderung der Rückstreustrahlung wieder neben der Bleiabschirmung durchgeführt. Die aufgenommenen Spektren sind hier dargestellt:



Europium



Cäsium

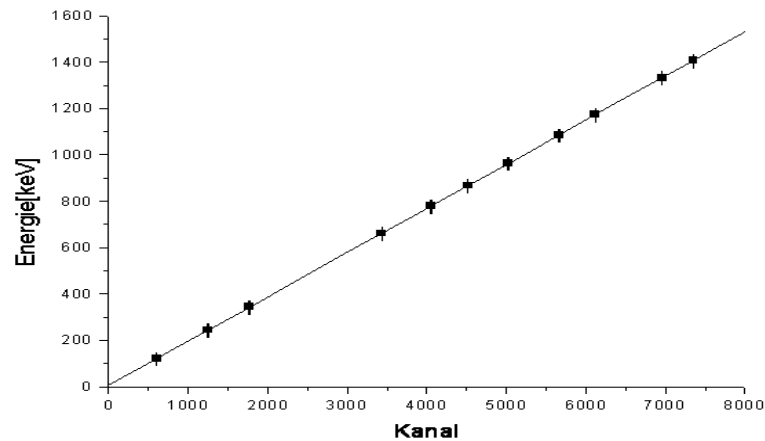


Cobalt

4.3 Energieeichung des Vielkanalanalysators mit den aufgenommenen Spektren

Die Energieeichung erfolgt nach dem gleichen Prinzip, wie die beim Szintillationsdetektor. Hier konnten jedoch 8 Linien des Europium-Spektrums heran-

gezogen werden. Der Zusammenhang zwischen Energie und Kanalzahl ist im folgenden Diagramm graphisch dargestellt:



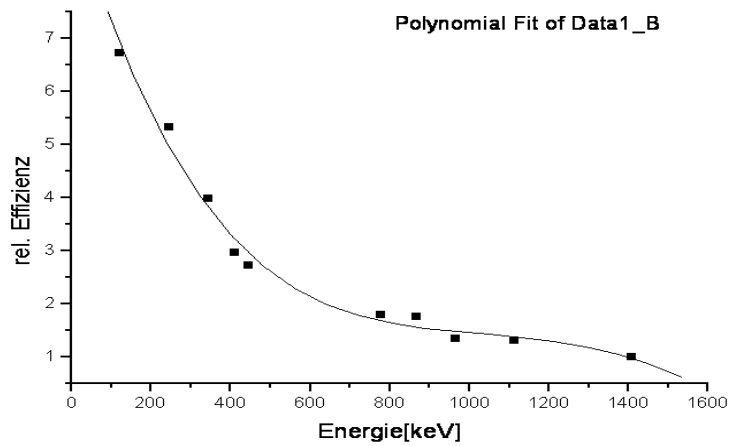
Element	Kanal	Energie [keV]
Europium	601	121,7825
	1247	244,69
	1770	344,28
	4051	778,90
	4516	867,39
	5023	964,13
	5662	1085,91
	7352	1406,01
Cäsium	3436	661,660
Cobalt	6121	1173,237
	6956	1332,501

Als Fehler haben wir 5 Kanäle verwendet. Die lineare Regression liefert $7,38584 \pm 0,35995$ für den Y-Achsenabschnitt und $0,19042 \pm 0,00007$ für die Steigung der Geraden. Fast identisch hierzu liefert ACCUSPEC für die Geradensteigung 0,19 und für den Y-Achsenabschnitt 7,395.

4.4 Bestimmung der Intensitäten einiger starker Linien im Spektrum der Europium-Quelle zur Ermittlung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Ermittlung der relativen Effizienz des Detektors müssen die relativen Intensitäten der starken Linien im Spektrum der Europiumquelle ermittelt werden. Die Eichung der Intensität und der Vergleich mit den Literaturwerten liefert uns:

Energie [keV]	Peak	rel. Int. (exp)	rel. Int. (lit)	rel. Efficiency
121,785	42338	9170	1362	6,73
244,698	8816	1909	359	5,32
344,281	23415	5071	1275	3,98
411,115	1462	316	107	2,96
443,976	1858	402	148	2,72
778,903	5146	1114	621,6	1,79
867,388	1619	350	199	1,76
964,131	4307	932	693,4	1,35
1112,116	3915	847	649	1,31
1408,011	4617	1000	1000	1



4.5 Messung der intrinsischen Halbwertsbreite (ΔE_d) als Funktion der Gammaenergie

Die Halbwertsbreite der Linien in den Spektren setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Der elektronischen und der intrinsischen Halbwertsbreite. Die elektronische Halbwertsbreite ist durch die Ungenauigkeiten in der Zuordnung der verschiedenen Energien in die einzelnen Kanäle bedingt, die intrinsische Halbwertsbreite ergibt sich durch die Ladungssammlung im Ge-Kristall. Wir können die gesamte und die elektronische Halbwertsbreite experimentell bestimmen und daraus die intrinsische Halbwertsbreite berechnen. Die Linienhalbwertsbreite ist ein Maß für die Energieauflösung: Je breiter die Linie, desto schlechter die Auflösung.

4.5.1 Bestimmung der Halbwertsbreite (ΔE) mehrerer starker Linien im Europium-Spektrum

Die Bestimmung der Linienhalbwertsbreite geschieht mit dem Programm. Die Werte sind im nächsten Abschnitt angegeben.

4.5.2 Messung des elektronisch Anteils an der Linienhalbwertsbreite (ΔE_e) durch Pulssignale

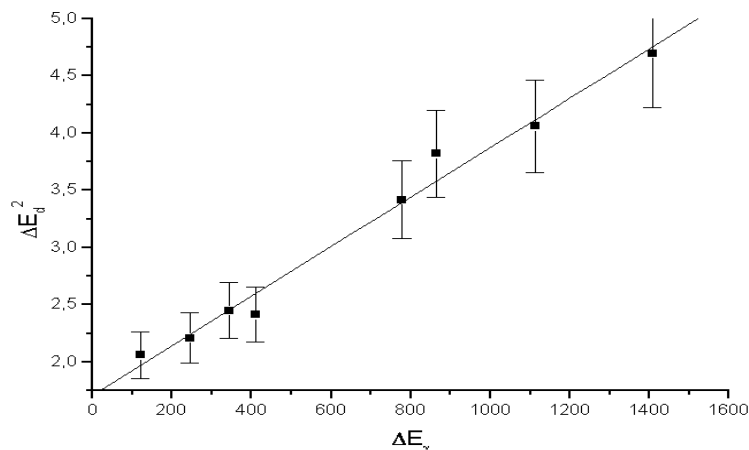
Hierbei wurden mehrere Pulssignale an den Testeingang angelegt. Diesen Signalen wurden die Energie und die Halbwertsbreiten der Peaks zugeordnet. Sie sind in der nachstehenden Tabelle festgehalten.

Energie [keV]	FWHM [keV]
361,497	1,049
561,283	1,030
782,299	1,040
921,831	1,034
1102,081	1,041
1373,323	1,039

Man sieht das die Werte in der Tabelle zwischen 1,030 und 1,050 schwanken. Der Mittelwert beträgt $1,03833 \pm 0,00529$. Daraus berechnet sich über

$$\Delta E(E_\gamma) = \sqrt{(\Delta E_d(E_\gamma))^2 + (\Delta E_e)^2} \quad (11)$$

die intrinsische Halbwertsbreite $\Delta E_d(E_\gamma)$. Durch Auftragen von $(\Delta E_d)^2$ gegen E_γ sollte sich nach theoretischer Analyse ein linearer Zusammenhang ergeben. Dies ist auch gegeben, wie der Plot zeigt:



Eine Fehlerbestimmung war hier direkt nicht möglich, da die Werte vom Rechner bestimmt wurden. Aufgrund der Abweichungen der Meßwerte von der Geraden, die wir durch lineare Regression ermittelten, gehen wir davon aus, daß ein Fehler in der Größenordnung von $\pm 10\%$ realistisch ist (eingzeichnete Fehlerbalken). Für den Y-Achsenabschnitt der Ausgleichsgerade erhielten wir $1,71189 \pm 0,08774 \text{ keV}^2$ und für die Steigung $0,00216 \pm 0,00011$.

4.6 Bestimmung des Peak/Total Verhältnisses für Cäsium und Cobalt

Das Peak/Total Verhältnis und der zugehörige Fehler wurden nach den gleichen Formeln bestimmt, wie auch beim Szintillationszähler. Die Ergebnisse sind hier zusammengestellt:

Element	Energie	Peak	Total	$\frac{P}{T}$
Cäsium	661,66	84183 ± 340	515338	$0,1633 \pm 0,0061$
Cobalt	1173,24	14017 ± 156	238834	$0,0586 \pm 0,0051$
	1332,51	12244 ± 130	238834	$0,0512 \pm 0,0047$

Die hier bestimmten Werte für das Peak/Total Verhältnis sind kleiner als die beim Szintillationszähler ermittelten. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in der kleineren Kernladungszahl, da der Wirkungsquerschnitt beim Photoeffekt proportional zu Z^5 ist.

4.7 Bestimmung der absoluten Peakeffizienz des Detektors

Die absolute Peakeffizienz wurde wie beim Szintillationsdetektor bestimmt. Gemessen wurden die Größen $R = 8 \pm 1 \text{ cm}$, $r = 3,5 \pm 0,1 \text{ cm}$ und der Meßzeit $t = 3 \text{ min}$. Im Peak wurden 84183 Ereignisse registriert, insgesamt 515338. Die theoretisch berechnete Aktivität war genauso hoch wie beim Szintillationszähler. Mit diesen Werten erhält man folgende Werte:

$$b = 0,006049 \pm 0,001052 \quad (12)$$

$$n = 1228629 \pm 203882 \quad (13)$$

Die absolute Peakeffizienz ergibt sich damit zu $6,851 \pm 1,238\%$. Die absolute Peakeffizienz ist beim Germanium-Halbleiterdetektor um einen Faktor 3 kleiner als beim Szintillationszähler. Dies könnte durch die kleinere Kernladungszahl des Germaniums gegenüber dem Jod bedingt sein.

4.8 Anwendung des Detektors zur Messung der natürlichen Radioaktivität einer Bodenprobe

Zur Langzeitmessung wurde als Bodenprobe leichte Walderde aus Langhecke bei Limburg an der Lahn verwendet (ca. 1kg). Die Messung wurde mit der

Bleiabschirmung durchgeführt. Die Meßzeit betrug 8 Stunden.

4.8.1 Untergrundmessung in der Bleiabschirmung

Die Untergrundstrahlung in der Bleiabschirmung wurde nun gesondert gemessen. Die Meßzeit betrug ebenso wie bei der Aufnahme des Spektrums der Bodenprobe 8 Stunden.

4.8.2 Untergrundkorrektur des Bodenspektrums und Identifizierung der Gamma-Linien

Auf dem Rechner sollte ein Differenzspektrum erstellt werden.