

Protokoll zu

Versuch K-121:  
 $\gamma$  - Spektroskopie  
mit Szintillations- und Halbleiterdetektoren

Fortgeschrittenen-Praktikum Teil I  
Wintersemester 2002/2003

Von  
Jan Stillings, Kathrin Valerius

Semesterzahl: 7  
Hauptfach: Physik  
Gruppe  $\alpha$  2

Assistent: Ronan Nédélec  
Datum: 11./12. Nov. 2002

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
1.1	Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie . . . . .	3
1.2	Detektion von $\gamma$ -Strahlung . . . . .	4
1.2.1	Szintillationsdetektoren (SD) . . . . .	4
1.2.2	Halbleiterdetektoren (HLD) . . . . .	6
1.2.3	Charakteristika von Detektoren . . . . .	7
1.2.4	Spektrometrie: das Impulshöhendiagramm . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Versuchsaufbau</b>	<b>9</b>
<b>3</b>	<b>Erster Versuchsteil: Eichspektren und Detektoreigenschaften</b>	<b>10</b>
3.1	Beobachtung des Detektorsignals . . . . .	10
3.2	Aufnahme der $\gamma$ -Spektren der drei Eichquellen . . . . .	11
3.3	Energieeichung des Vielkanalanalysators für die beiden Detektoren . . . . .	15
3.4	Bestimmung der Halbwertsbreiten (FWHM) . . . . .	18
3.4.1	Halbleiterdetektor . . . . .	18
3.4.2	Szintillationsdetektor . . . . .	21
3.5	Ermittlung des Peak-to-Total-Verhältnisses . . . . .	21
3.6	Bestimmung der absoluten Peak-Effizienz . . . . .	22
3.7	Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge-Detektors . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Zweiter Versuchsteil: Langzeitmessung</b>	<b>24</b>
4.1	Durchführung der Messung und Darstellung des erhaltenen Spektrums . . . . .	24
4.2	Auswertung und Interpretation . . . . .	25
<b>5</b>	<b>Schlussbemerkung und Referenzen</b>	<b>27</b>
5.1	Fazit . . . . .	27
5.2	Literaturverzeichnis . . . . .	27

# 1 Theoretische Grundlagen

## Versuchsziel

In diesem Versuch soll die  $\gamma$ -Emission verschiedener Präparate mit Hilfe von Szintillations- und Halbleiterzähler untersucht werden. Dabei sollen auch charakteristische Eigenschaften, wie Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit beider Detektortypen, ermittelt und verglichen werden. Es erfolgt außerdem die Analyse einer Bodenprobe mit dem Halbleiterdetektor.

## 1.1 Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie

Durchquert elektromagnetische Strahlung eine Materieschicht der Dicke  $x$ , so wird ihre Intensität geschwächt. Die Intensitätsabnahme wird allgemein durch das Lambert-Beersche Gesetz

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

beschrieben, wobei der Abschwächungskoeffizient  $\mu = n \cdot \sigma_s \cdot Z$  von der Teilchenzahldichte  $n$  und der Ordnungszahl  $Z$  des durchstrahlten Materials, sowie vom totalen Stoßwirkungsquerschnitt  $\sigma_s$  abhängt. Dieser umfasst verschiedene Prozesse der Wechselwirkung zwischen Photonen und Materie. Die wichtigsten sollen kurz beschrieben werden.

### Auflistung der wichtigsten Wechselwirkungsmechanismen

#### 1. Photoeffekt

Das eintreffende  $\gamma$ -Quant wird von einem Hüllenelektron einer der kernnahen Schalen (bevorzugt der K-Schale) vollständig absorbiert, das heißt, die gesamte Energie des Photons wird auf das Elektron übertragen. Wenn die Energie des  $\gamma$ -Quants die Bindungsenergie des Elektrons übertrifft, also im Fall  $h\nu = E_\gamma > E_B$ , so wird das Elektron aus dem Atom herausgeschlagen. Die überschüssige Energie geht in die kinetische Energie des Elektrons:  $E_{kin} = h\nu - E_B$ . Der Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt ist von der Ordnungszahl des Materials und der Photonenenergie abhängig:

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

Während hohe Ordnungszahlen den Photoeffekt also begünstigen, wird er für wachsende Energie der  $\gamma$ -Quanten unterdrückt.

#### 2. Compton-Streuung

In diesem Fall wird das  $\gamma$ -Quant elastisch an einem äußeren Hüllenelektron des Targets gestreut. Der Energieverlust des Photons zeigt sich an einer Erhöhung der Wellenlänge. Die Energie des Photons nach dem Stoß beträgt

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha \cdot (1 - \cos \vartheta)}, \quad \alpha = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}.$$

Im Falle einer  $180^\circ$ -Streuung des Photons wird auf das Elektron die maximale Energie

$$E_{kin,max} = E_\gamma \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$$

übertragen. Der totale Wirkungsquerschnitt für diesen Wechselwirkungsvorgang wächst linear mit steigender Ordnungszahl und mit fallender Photonenenergie:

$$\sigma_{Compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma}.$$

### 3. Paarbildung

Überschreitet die Energie des  $\gamma$ -Quants die doppelte Ruhemasse des Elektrons (also bei  $E_\gamma > 1,022 \text{ MeV}$ ), so kann es im Feld des Atomkerns zur Bildung eines Elektron-Positron-Paares kommen. Dabei wird das Photon vernichtet; die eventuell vorhandene Überschussenergie wird wieder als kinetische Energie von  $e^+$  und  $e^-$  genutzt. Der Atomkern wird bei diesem Vorgang dazu benötigt, die Rückstoßenergie aufzunehmen, denn sonst könnten Energie und Impuls nicht gleichzeitig erhalten sein<sup>1</sup>. Wenn nun die Energie des eingestrahnten Photons um ein Vielfaches größer ist als  $2m_e c^2$ , so bilden sich elektromagnetische Schauer. Dabei stellen die durch das ursprüngliche  $\gamma$ -Quant erzeugten bewegten Elektronen und Positronen Quellen von Bremsstrahlungsphotonen dar, deren Energie noch ausreichend groß ist, um ihrerseits  $e^+e^-$ -Paare zu erzeugen.

Mit wachsender Ordnungszahl und Photonenenergie wird der Prozess der Paarbildung gefördert. Je nachdem, wie stark der Atomkern durch die umgebende Elektronenhülle abgeschirmt wird, können Unterschiede im Wirkungsquerschnitt auftreten. Für vernachlässigbare Abschirmung (d.h. im Extremfall vollständiger Ionisierung) gilt

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

Betrachtet man nur die drei oben aufgezählten Prozesse, so ist zur Berechnung des Abschwächungskoeffizienten  $\mu$  die Summe der beteiligten Wirkungsquerschnitte zu bilden:

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

## 1.2 Detektion von $\gamma$ -Strahlung

$\gamma$ -Quanten werden aufgrund ihrer Energieabgabe bei der Wechselwirkung mit dem Detektormaterial (Photoeffekt, Compton-Effekt, evtl. Paarbildung) registriert. Dieser Mechanismus findet in verschiedenen Detektorarten Anwendung. Man unterscheidet unter anderem zwischen sog. Anregungs- und Ionisationsdetektoren. Die beiden in unserem Versuch eingesetzten Detektoren sollen hier vorgestellt werden.

### 1.2.1 Szintillationsdetektoren (SD)

Der Szintillationszähler besteht aus einem geeigneten Szintillatormaterial, in welchem die nachzuweisende Strahlung Lichtblitze erzeugt, dem Photomultiplier zur Umwandlung der Lichtblitze in messbare elektrische Impulse, sowie einem Vielkanalanalysator (*multi channel analyzer, MCA*). Letzterer ermöglicht es, den Zähler als Spektrometer zu betreiben. Als Szintillatoren stehen eine Vielzahl von Materialien zur Verfügung (anorganische Kristalle, Gläser, organische Stoffe, Flüssigkeiten oder Edelgase).

Bei der Untersuchung von  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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 - so 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). Das von ihnen ausgesandte Fluoreszenzlicht wird vom NaI-Kristall gut durchgelassen.

---

<sup>1</sup>Das Photon hat den Impuls  $p = E_\gamma/c$ , was immer größer ist als  $2m_e c$ , die beiden entstandenen Teilchen haben gemeinsam den Impuls  $p_{e^+,e^-} = 2m_e v$ . Sie müssten sich also in Vorwärtsrichtung schneller als  $c$  bewegen, um dem Impulssatz zu genügen!

Was passiert also, wenn ein  $\gamma$ -Quant in den Szintillatorkristall eintritt?

Zur Erklärung der Vorgänge ist es nützlich, auf das Bändermodell zurückzugreifen (siehe Abb. 1). Das auf den Szintillator auftreffende Photon überträgt Energie (im Idealfall seine gesamte Energie) auf ein Elektron im Valenzband. Dieses kann entweder ins Leitungsband angehoben werden oder in einen sogenannten Exziton-Zustand übergehen. Die Energie des Exzitons wird dann bei einer niedrigeren Frequenz als der ursprünglich eingestrahlt wieder abgegeben. Im Fall eines dotierten Szintillators existieren zusätzliche Energieniveaus in der Bandlücke, welche dann ebenfalls aus dem Leitungs- oder Exzitonband besetzt werden können. Werden diese Zustände abgeregt, so tritt wiederum niederfrequente Strahlung auf, für die der Kristall durchsichtig ist - auf diese Weise wird das Licht durch den Szintillator geleitet und trifft schließlich auf die Photokathode des Vervielfachers, wo die  $\gamma$ -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 elektronisch verstärkt.

Abb. 2 zeigt den Aufbau eines solchen Detektors aus Szintillator und Photomultiplier.

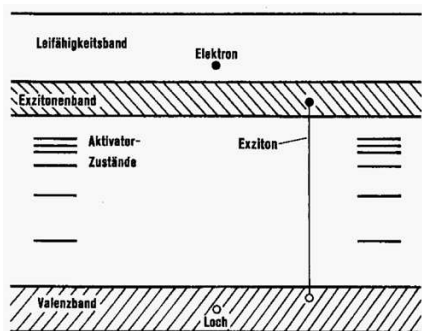


Abbildung 1: Bändermodell

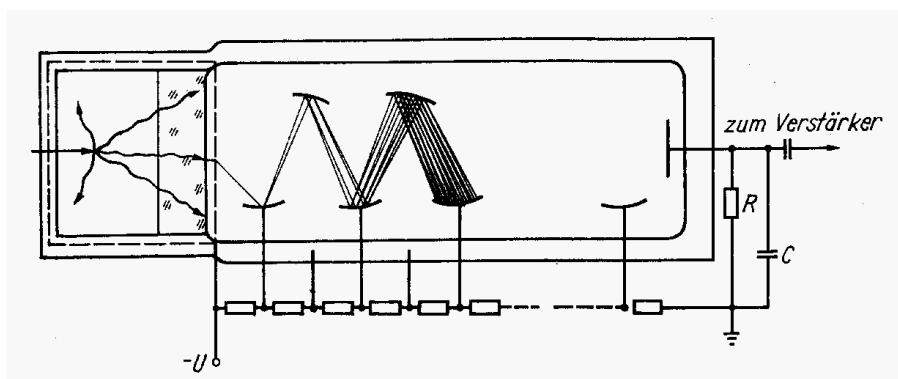


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers

Die Energieauflösung ist definiert als  $A = \frac{\Delta E}{E}$ , wobei  $\Delta E$  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  $A \approx 10\%$ .

## 1.2.2 Halbleiterdetektoren (HLD)

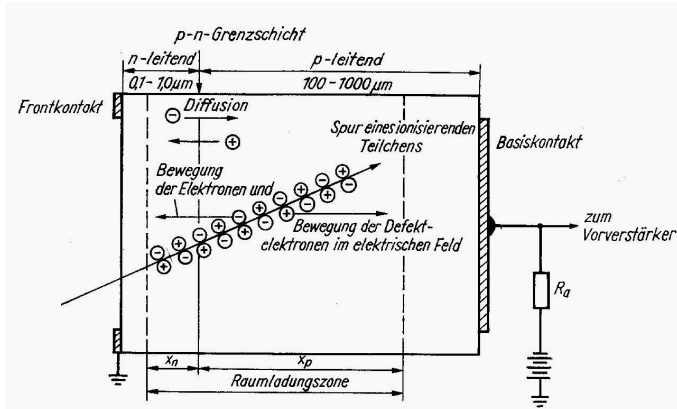


Abbildung 3: Aufbau eines Halbleiterdetektors

Halbleiterdetektoren ähneln in ihrem Aufbau einer in Sperrrichtung betriebenen Diode (siehe Abb. 3). 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
- ein Maß für den differentiellen Energieverlust  $|\frac{dE}{dx}|$ , 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. Danach kann es zur Spektroskopie an einen Vielkanalanalysator weitergeleitet werden.

Da der Energieaufwand  $w$  zur Erzeugung eines Ladungsträgerpaares in Halbleitern ca. eine bis zwei Größenordnungen kleiner ist als in Szintillatoren, entsteht bei gleicher absorbierter Energiemenge im Halbleiterzähler eine mehr als zehnmal 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<sup>2</sup>:

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} = \sqrt{\frac{w}{E}} \Rightarrow \frac{\sigma_E}{E} \propto \sqrt{\frac{w}{E}}. \quad (1)$$

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.

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.

<sup>2</sup>Das Proportionalitätszeichen wurde hier anstelle des Gleichheitszeichens gewählt, weil z. B. der sogenannte Fano-Faktor in diese Relation nicht miteinbezogen wurde.

### 1.2.3 Charakteristika von Detektoren

Die Eigenschaften eines Detektors können durch bestimmte charakteristische Merkmale beschrieben werden. In unserem Versuch sollen wir u. a. folgende Größen untersuchen:

- *Peak-to-Total-Verhältnis, PTV:*

Diese Größe gibt an, welcher Anteil der im Detektor insgesamt registrierten  $\gamma$ -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  $\gamma$ -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 trifft.

- *Relative Nachweiswahrscheinlichkeit:*

Beim Halbleiterdetektor findet man eine Abhängigkeit der Effizienz von der eingestrahlten  $\gamma$ -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.

### Gegenüberstellung von Szintillations- und Halbleiterdetektor

SD und HLD unterscheiden sich beträchtlich hinsichtlich ihres energetischen Auflösungsvermögens und ihrer Nachweeffizienz für hochenergetische Photonen. Während der SD wie 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  $\gamma$ -Quanten mit einer Wahrscheinlichkeit von  $\geq 0,5$  nachgewiesen werden, während der HLD bei Energien von  $E_\gamma \geq 1$  MeV nur noch eine Effizienz von  $10^{-3} - 10^{-2}$  aufweist.

### 1.2.4 Spektrometrie: das Impulshöhendiagramm

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

$$\text{Pulshöhe} = a + b \cdot \text{Kanalnummer} \quad (2)$$

besteht. Möchte man Nichtlinearitäten der verwendeten Geräte (z. B. des Verstärkers, des MCA, des Detektors) mit einbeziehen, so kann man noch einen quadratischen Term ( $\propto \text{Kanalnummer}^2$ ) 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 ist in Abb. 4 zu sehen. Dargestellt ist hier das mit einem Szintillationszähler aufgenommene Spektrum eines  $^{137}\text{Cs}$ -Präparates. Darin erkennt man mehrere klar unterscheidbare Merkmale:

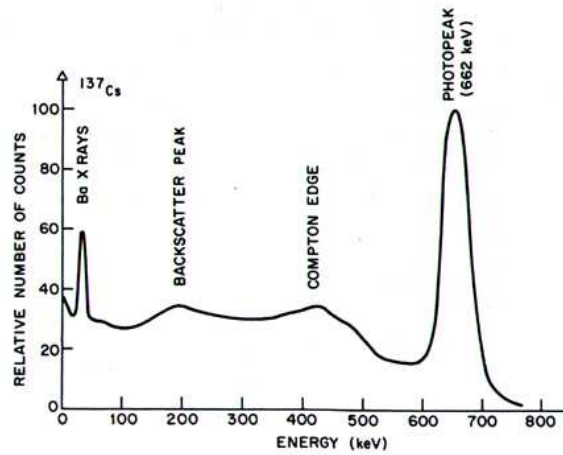


Abbildung 4: Beispiel eines Impulshöhenspektrums für  $^{137}\text{Cs}$

- Photopeak: Dieser entsteht, wenn ein  $\gamma$ -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 eingestrahlten Gamma-Energie möglich. Im Falle des  $^{137}\text{Cs}$ -Präparates beträgt diese 661,6 keV.
- 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  $\gamma$ -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  $180^\circ$  gestreuten Photonen hervorgerufen werden. Wie in Abschnitt 1.1.3 erwähnt, erhält das Compton-Elektron gerade bei diesem Winkel seine maximale Energie<sup>3</sup>. Bei  $E_\gamma = 661,6$  keV beträgt die maximal auf ein Elektron übertragbare Energie  $E_{\text{max}} \approx 478$  keV.
- 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. Trifft das Photon nach einer Streuung um  $\approx 180^\circ$  auf den Photomultiplier, so erzeugt es ein Signal bei  $E_{\text{rück}} = E_\gamma - E_{\text{max}}$ . Im Fall des Caesium-Präparates sollte die Rückstreuenergie also  $E_{\text{rück}} \approx 184$  keV betragen.
- Ba X-rays: am niederenergetischen Ende des Beispielspektrums in Abb. 4 tritt Röntgenstrahlung auf. Die Erklärung hierfür ist, dass  $^{137}\text{Cs}$  durch  $\beta$ -Zerfall in einen angeregten Zustand von  $^{137}\text{Ba}$  übergeht (s. 1.4). Der angeregte Kern kann Energie auf ein Hüllenelektron übertragen, welches dann an Stelle von  $\gamma$ -Strahlung ausgesandt wird (*innere Konversion*). Ein Hüllenelektron aus einer höheren Schale füllt das entstandene Loch unter Aussendung von Röntgenstrahlung auf.

Falls die  $\gamma$ -Energie die doppelte Ruheenergie des Elektrons übersteigt (was in obigem Beispielspektrum nicht der Fall ist), so kann Paarbildung auftreten. Zerstrahlt kurz darauf das entstandene Positron mit einem Elektron in zwei Photonen der Energie 511 keV, so können ein oder beide dieser Photonen den Detektor verlassen. Im ersten Fall wäre die detektierte Energie um  $1 \cdot 511$  keV vermindert (*single escape peak*), im zweiten Fall um  $2 \cdot 511$  keV (*double escape peak*).

<sup>3</sup>Da der Szintillationszähler in diesem Fall die Energie des Compton-Elektrons und nicht die des gestreuten Photons direkt misst, befindet sich der Compton-Peak rechts vom Kontinuum (also bei höheren Energien), und nicht auf der linken Seite, wie das bei Auftragung der gestreuten  $\gamma$ -Energie der Fall wäre.



## 2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist für beide Detektoren ähnlich, wie man anhand der Skizze in Abb. 5 sehen kann. Teil a) zeigt den Aufbau für die Messung mit dem Szintillationsdetektor, in b) ist statt dessen der Germaniumdetektor dargestellt. Nicht eingezeichnet ist die Kühlung des Halbleiterzählers mit flüssigem Stickstoff, welche zur Verringerung des Sperrstroms, d. h. zur Reduzierung des Rauschens, benötigt wird.

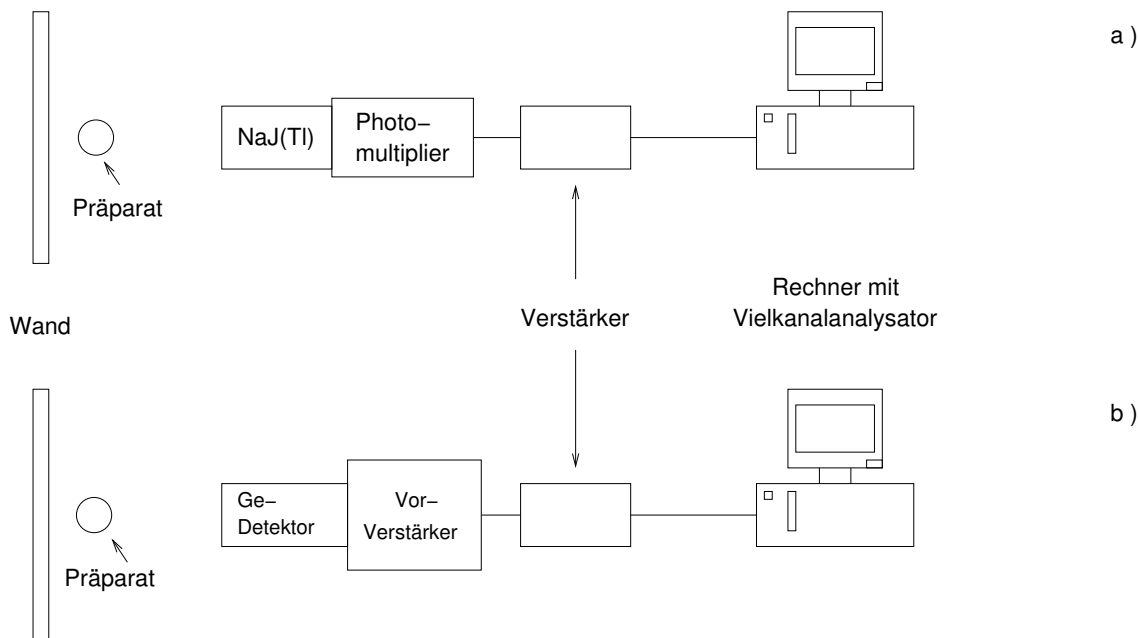


Abbildung 5: Skizze des Versuchsaufbaus

In beiden Fällen wird das Detektorsignal zunächst auf einen Vorverstärker gegeben und dann zum Hauptverstärker weitergeleitet, von wo aus es zum Vielkanalanalysator gelangt. Die Messdaten können dann am Bildschirm des PCs graphisch dargestellt werden. Mit dem Programm ACCUSPEC werden am PC die Impulshöhenspektren erstellt. Dieses Programm unterstützt auch weitere Analysefunktionen. Wir haben allerdings die gewonnenen Spektren auf Diskette gespeichert und zur weiteren Auswertung mit geeigneten Programmen nach Hause mitgenommen.

### Verwendete Eichquellen

Drei  $\gamma$ -Strahler mit gut bekannten Termschemata werden in diesem Versuch zur Eichung eingesetzt:

- $^{60}_{27}\text{Co}$ : Es erfolgt zunächst ein  $\beta^-$ -Zerfall in einen angeregten Zustand des  $^{60}_{28}\text{Ni}$ . Je nachdem, welches Anregungsniveau besetzt wird, können mehrere Übergänge entweder in ein weiteres angeregtes Niveau oder in den stabilen Grundzustand stattfinden. Dabei wird  $\gamma$ -Strahlung unterschiedlicher Energie emittiert. Bei diesem Cobalt-Präparat liegen die beiden dominanten Übergänge bei  $E_\gamma = 1173,237 \text{ keV}$  und  $E_\gamma = 1332,501 \text{ keV}$ .
- $^{137}_{55}\text{Cs}$ : Auch hier findet  $\beta^-$ -Zerfall statt, und zwar in einen angeregten Zustand von  $^{137}_{56}\text{Ba}$ . Bei der anschließenden Abregung des Ba-Kerns wird  $\gamma$ -Strahlung der Energie  $E_\gamma = 661,660 \text{ keV}$  ausgesandt. Im Caesium-Spektrum wird nur dieser eine Übergang beobachtet.
- $^{152}_{63}\text{Eu}$ : Hier ist das Termschema sehr viel komplizierter als bei den beiden zuvor vorgestellten Quellen. Es können eine Vielzahl von Übergängen stattfinden. Der Europium-Kern kann entweder durch Elektroneneinfang (*electron capture, EC*) in  $^{152}_{62}\text{Sm}$  oder durch  $\beta^-$ -Zerfall in  $^{152}_{64}\text{Gd}$  übergehen. Eine Tabelle in der Praktikumsanleitung gibt einige der Übergänge mit ihrer  $\gamma$ -Energie und relativen Intensität an.

### 3 Erster Versuchsteil: Eichspektren und Detektoreigenschaften

#### 3.1 Beobachtung des Detektorsignals

Das Detektorsignal soll an zwei verschiedenen Abgriffen (am Vor- und Hauptverstärker) mit dem Oszilloskop beobachtet und auf Signalform, -länge und -amplitude untersucht werden. In Abb. 6 sind unsere Beobachtungen skizziert.

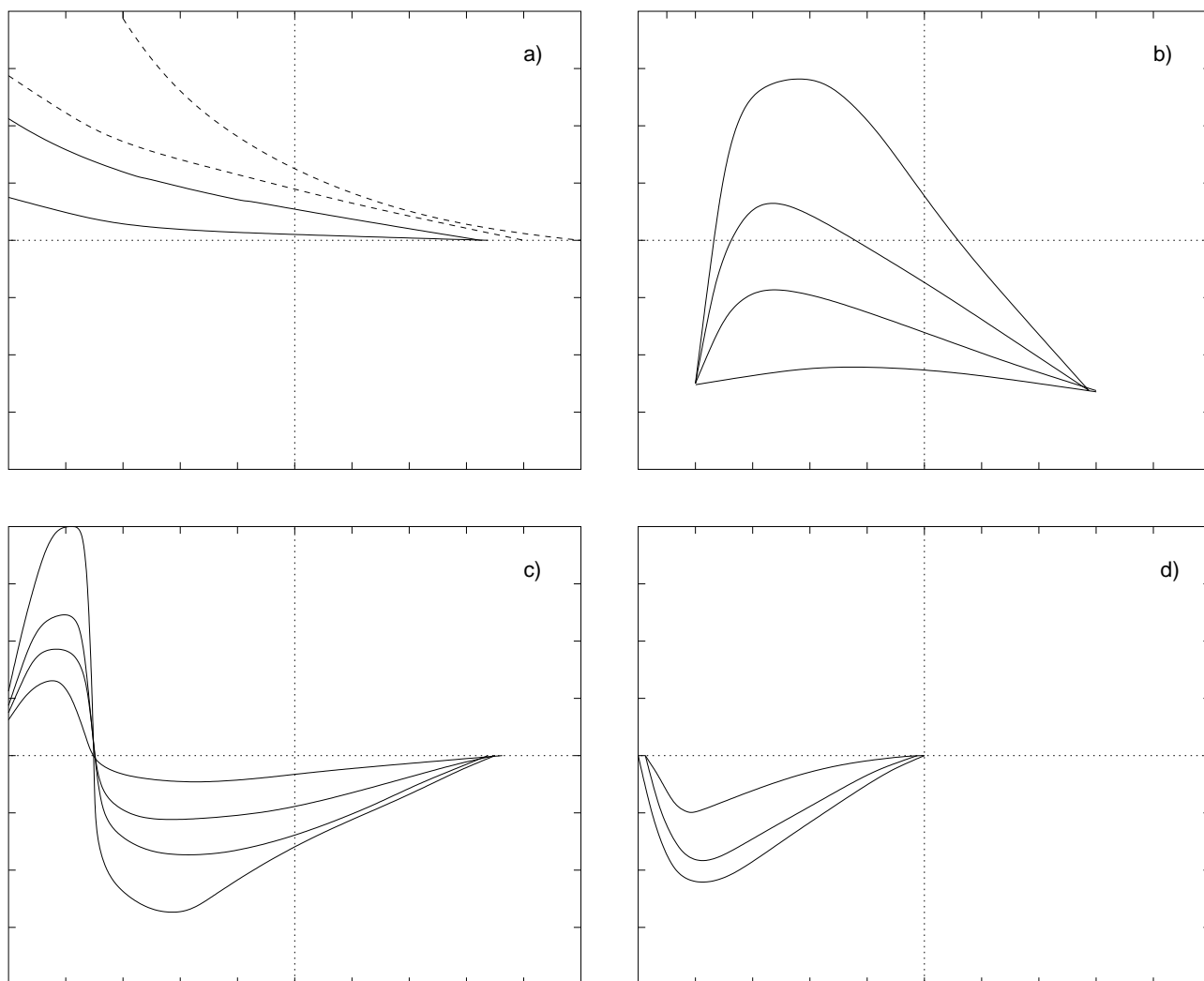


Abbildung 6: Am Oszilloskop abgelesene Detektorsignale

Die untenstehende Tabelle fasst die Oszilloskop-Einstellungen und die abgelesenen Größen zusammen.

Abb.	Detektor	Abgriff	Einstellungen	max. Amplitude	$t_{\text{Anstieg}}$	Signaldauer
6 a)	Ge	Vorverst.	0,1 V/div, 10 $\mu\text{s}$ /div	$> 0,21 \text{ V}$	$> 100 \mu\text{s}$	–
6 b)	Ge	Hauptverst.	1 V/div, 2 $\mu\text{s}$ /div	$\approx 5,4 \text{ V}$	3 $\mu\text{s}$	14 $\mu\text{s}$
6 c)	NaJ	Vorverst.	0,5 V/div, 2 $\mu\text{s}$ /div	$\approx 3,3 \text{ V}$	$\approx 2,2 \mu\text{s}$	16 $\mu\text{s}$
6 d)	NaJ	Hauptverst.	5 V/div, 0,5 $\mu\text{s}$ /div	$\approx 11 \text{ V}$	$\approx 0,5 \mu\text{s}$	$\approx 2,5 \mu\text{s}$

Leider war es uns nicht möglich, das Signal in a) sinnvoll zu triggern. Deshalb können wir nur Untergrenzen für Anstiegszeit und Amplitude angeben. Insgesamt ist festzustellen, dass vom Vorverstärker zum Hauptverstärker eine Amplitudenerhöhung und eine deutliche Verkürzung der Signaldauer stattfindet. Außerdem hat der NaJ-Detektor, bedingt durch geringere Anstiegszeit und Signaldauer, wie erwartet eine bessere zeitliche Auflösung als der Halbleiterdetektor.

### 3.2 Aufnahme der $\gamma$ -Spektren der drei Eichquellen

Um die 8192 Kanäle des MCA möglichst sinnvoll auszunutzen, muss vor Beginn der Aufnahme der Spektren die Verstärkung an beiden Hauptverstärkern so eingestellt werden, dass auch der hochenergetische Bereich noch gut sichtbar ist. (Dies lässt sich sehr gut anhand der 1332,5 keV-Linie des  $^{60}\text{Co}$  überprüfen.) Wir haben folgende Einstellungen gewählt:

Detektor	coarse gain	fine gain
NaJ(Tl)	1 Skt	1 Skt
Ge	20 Skt	1,23 Skt

Beim Szintillationszähler hätten wir gerne eine etwas geringere Verstärkung gewählt; allerdings waren bereits die kleinstmöglichen Werte eingestellt. Wie sich später zeigte, haben wir aber dennoch einen ausreichend großen Energiebereich messen können.

In den Abbildungen 7 bis 13 sind die unter den in Tabelle 1 spezifizierten Bedingungen aufgenommenen Spektren wiedergegeben. Darin haben wir die Linien bzw. Merkmale, welche wir identifizieren konnten, markiert und bezeichnet.

Detektor	Kanalzahl	Präparat	Dauer / sec	Abstand / cm	count rate / $\text{s}^{-1}$
NaJ(Tl)	2048	$^{60}\text{Co}$	600	$0,5 \pm 0,5$	$\approx 920 - 1000$
	2048	$^{137}\text{Cs}$	600	$17 \pm 0,2$	$\approx 1550 - 1680$
	2048	$^{152}\text{Eu}$	600	$6,3 \pm 0,2$	$\approx 1350 - 1440$
Ge	8192	$^{60}\text{Co}$	600	$0,5 \pm 0,5$	$\approx 1200$
	8192	$^{137}\text{Cs}$	600	$23,2 \pm 0,2$	$\approx 1370$
	8192	$^{152}\text{Eu}$	600	$7,5 \pm 0,2$	$\approx 1100$

Tabelle 1: Einstellungen bei der Aufnahme der einzelnen Spektren

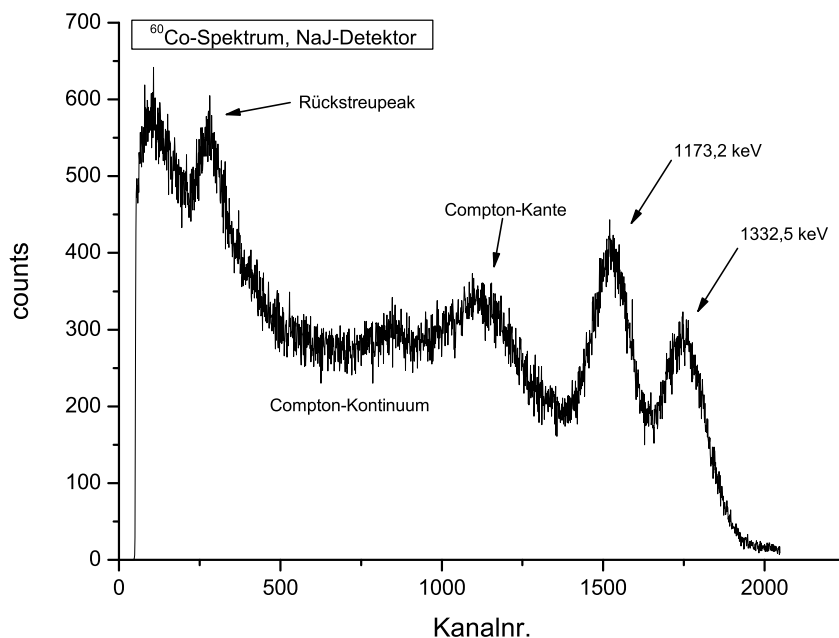


Abbildung 7:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{60}\text{Co}$ , aufgenommen mit dem Szintillationsdetektor

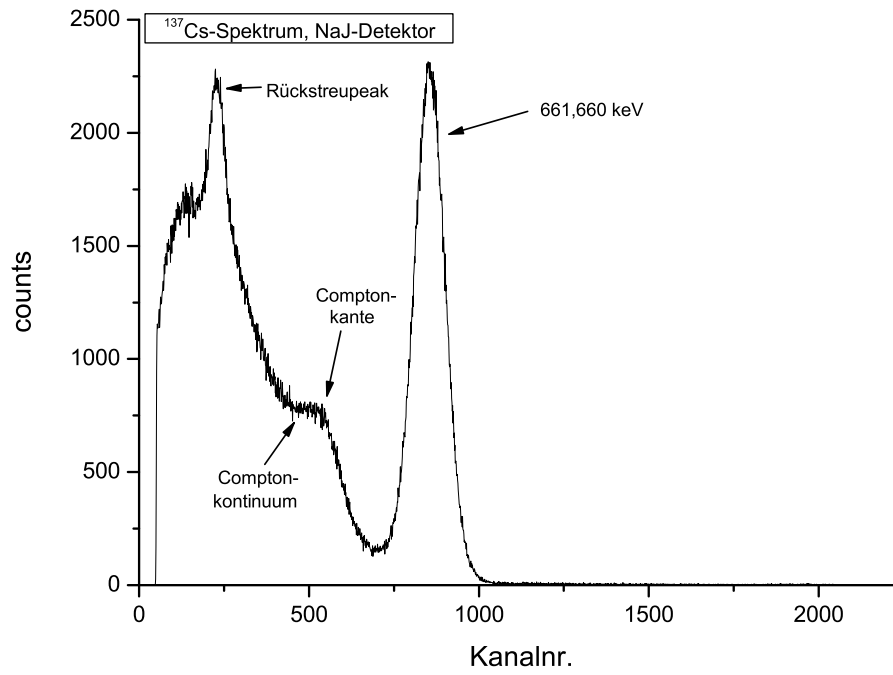


Abbildung 8:  $\gamma$ -Spektrum von <sup>137</sup>Cs, aufgenommen mit dem Szintillationsdetektor

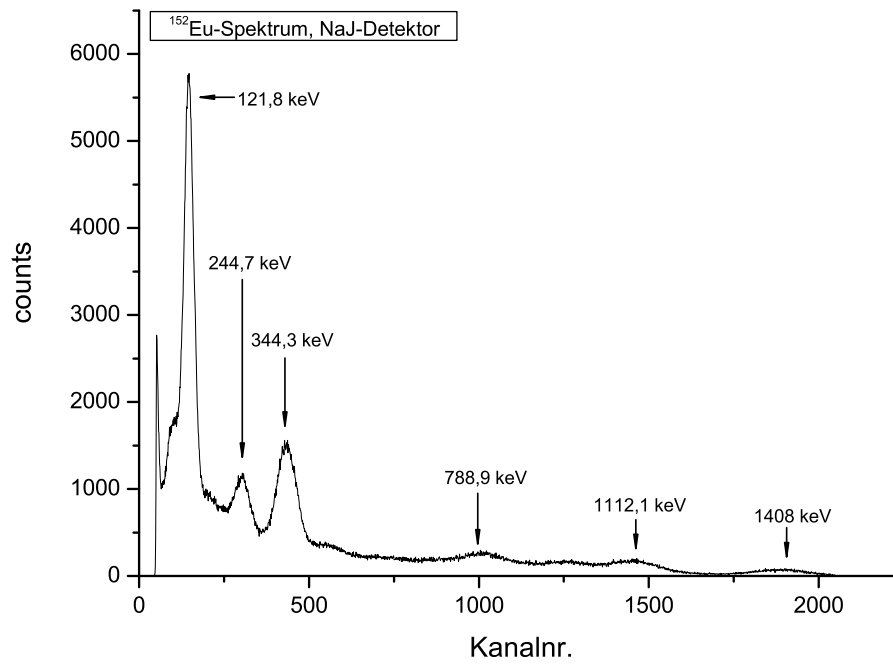


Abbildung 9:  $\gamma$ -Spektrum von <sup>152</sup>Eu, aufgenommen mit dem Szintillationsdetektor

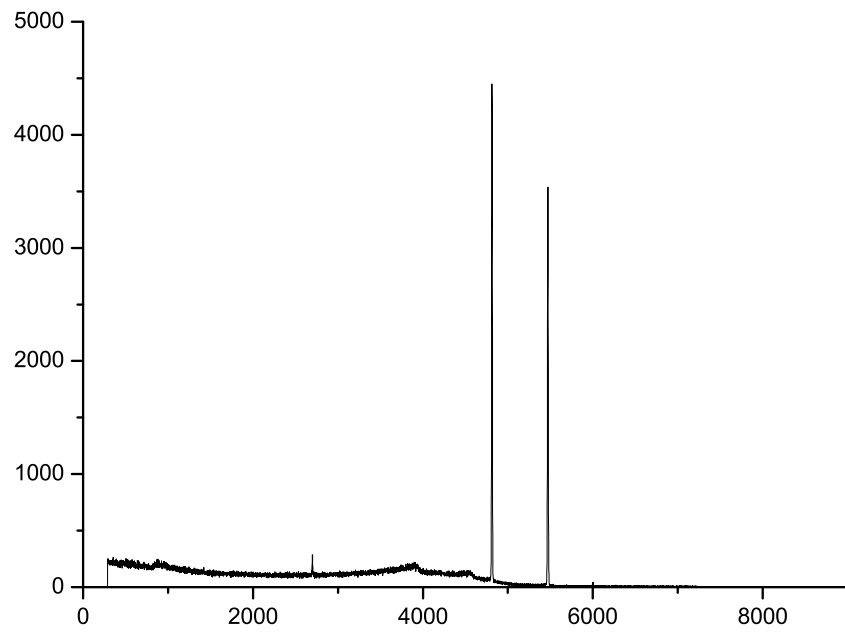


Abbildung 10:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{60}\text{Co}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor

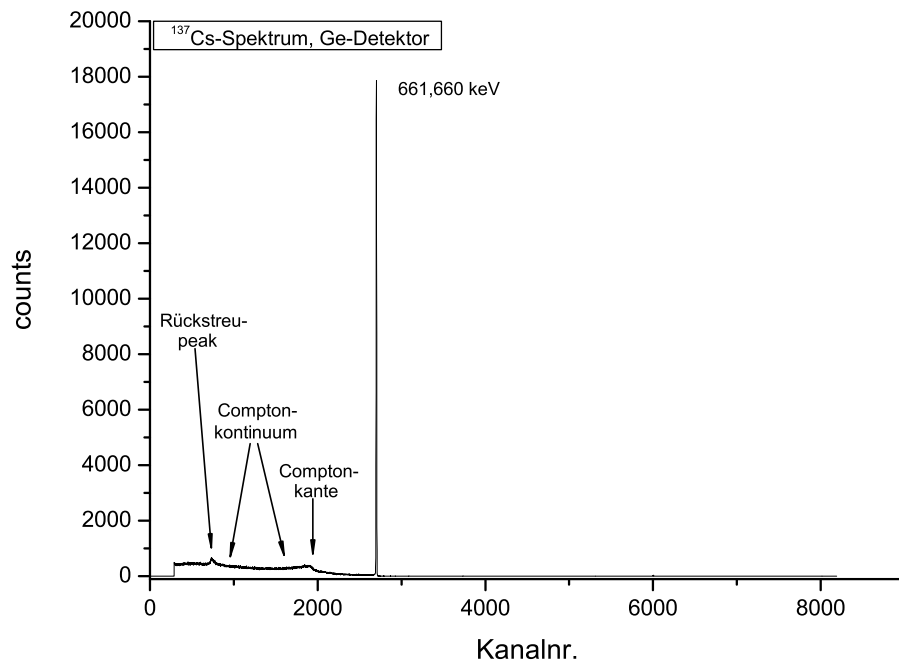


Abbildung 11:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{137}\text{Cs}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor

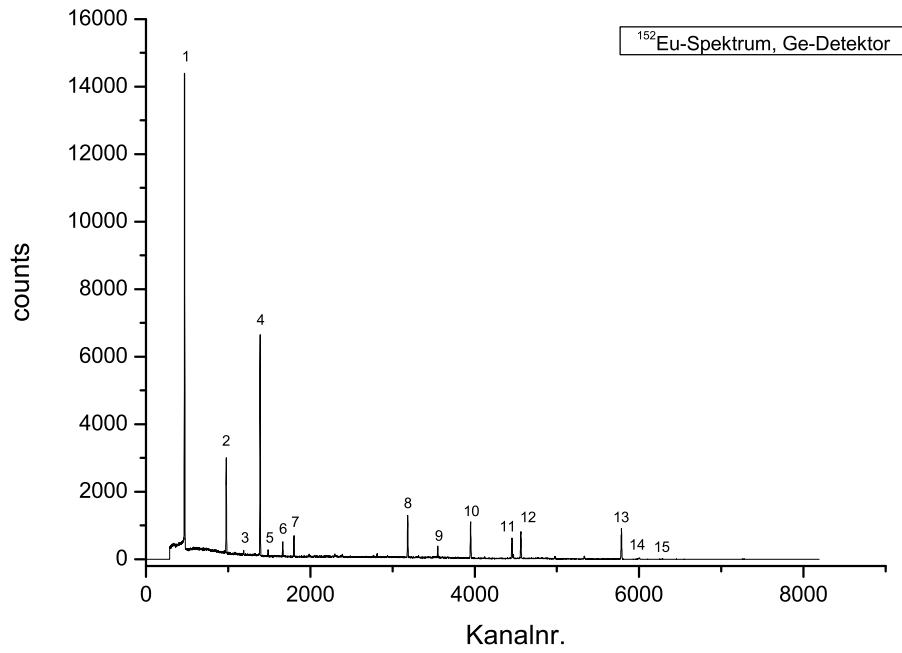


Abbildung 12:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{152}\text{Eu}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor

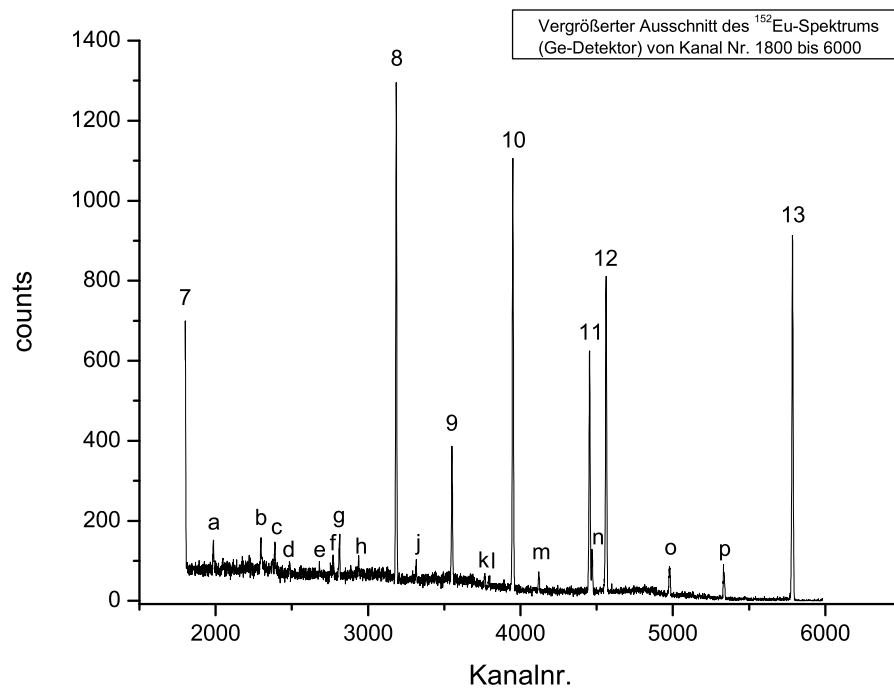


Abbildung 13:  $\gamma$ -Spektrum von  $^{152}\text{Eu}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor (Detailausschnitt)

## Vergleich der Spektren für die beiden Detektoren

- **Cobalt-Spektren**

Im SD-Spektrum des Cobalt-Präparates sind die beiden Linien bei  $E_\gamma = 1173,2$  keV und  $E_\gamma = 1332,5$  keV deutlich zu erkennen; sie weisen (wie bei diesem Detektor zu erwarten) eine recht große Linienbreite auf. Neben dem Rückstreupeak am niederenergetischen Ende des Spektrums und einem relativ breiten Compton-Kontinuum ist nur die Compton-Kante des linken Photopeaks zu sehen, die der höherenergetischen Linie geht vermutlich in der ausgedehnten Struktur der 1173,2 keV-Linie unter. Diese Vermutung bestätigt sich bei der Betrachtung des Spektrums, welches der HLD liefert. Hier sind zwei Compton-Kanten zu sehen, die beide links von den sehr viel schärfer ausfallenden Photopeaks liegen.

Allgemein fällt auf, dass die SD-Spektren ein untypisch hohes Rauschsignal bei geringen Kanalzahlen zeigen, wodurch zum Beispiel der Rückstreupeak gegenüber dem im HLD-Spektrum registrierten stark überhöht erscheint. Die Ereigniszahlen sind im Bereich des Rückstreupeaks beim SD sogar größer als die in den Photopeaks, was beim HLD eindeutig nicht der Fall ist. Dasselbe Phänomen tritt auch bei den Spektren von Caesium und Europium auf, so dass es sich wohl um ein Problem mit der Verstärkerelektronik des Szintillationsdetektors handelt. Ebenfalls auffällig ist ein in beiden Aufnahmen auftauchender Peak geringer Intensität bei den Kanalzahlen um 800 im SD-Spektrum bzw. ca. 2700 beim HLD-Spektrum. Da es sich um einen einzelnen handelt, ist er offenbar kein escape peak, denn dann sollte die zweite Co-Linie ebenfalls ein solches Signal verursachen. Eine grobe Abschätzung zeigt, dass dieses Ereignis ungefähr im Bereich der 661,66 keV-Linie des Caesiums liegt. Ob dies eine mögliche Erklärung darstellt, können wir nicht überprüfen.

- **Caesium-Spektren**

In diesem Fall ist die Auswertung besonders unkompliziert, da es nur einen Übergang bei 661,66 keV mit den entsprechenden Merkmalen (Photopeak ca. bei Kanal 800 im SD-Spektrum, Compton-Kante ungefähr bei Kanal 580–600, Compton-Kontinuum und Rückstreupeak) gibt. Alle diese Signale treten – allerdings mit höherer Auflösung – auch in dem mit dem HLD aufgenommenen Spektrum auf.

- **Europium-Spektren**

Der Szintillationsdetektor kann mindestens sechs Linien des komplizierten Europium-Spektrums eindeutig nachweisen, während der Germaniumdetektor eine Identifizierung von 30 Linien ermöglicht (siehe Energieeichung des MCA, nächster Abschnitt). Einzelheiten wie Compton-Kante oder Rückstreupeak gehen in beiden Spektren völlig unter. Um bei dieser Vielzahl von Linien nicht den Überblick zu verlieren, haben wir die deutlichsten (d. h. intensivsten) mit Ziffern nummeriert. Da wir im Bereich der Kanäle 1800 bis 6000 noch eine große Anzahl schwächerer Linien bemerkten, die bei der gegebenen Skalierung kaum auszumachen waren, haben wir diesen Ausschnitt des Spektrums für den HLD noch einmal vergrößert dargestellt. Auf diese Weise war es uns möglich, die schwachen Linien besser zu erkennen. Die identifizierten Linien im Detailausschnitt haben wir mit Buchstaben bezeichnet. Alle von uns zugeordneten Linien werden in Tabelle 3 im nächsten Abschnitt aufgelistet.

### 3.3 Energieeichung des Vielkanalanalysators für die beiden Detektoren

Für die drei Eichquellen sind eine große Anzahl an Übergangsenergien bekannt (besonders beim Europium). Zur Eichung des MCA soll damit anhand der drei Spektren der Zusammenhang zwischen Kanalzahl und Energie gefunden werden. Dies geschieht beim SD mit Hilfe der beiden Co-Linien und der Cs-Linie, sowie einiger sehr intensiver und relativ gut sichtbarer Eu-Linien. Ist einem Peak im Spektrum einmal eine bestimmte Energie zugewiesen, kann man mit Hilfe eines geeigneten Programms mit einem Gauss-fit den Linienschwerpunkt bestimmen und so die gewünschte Zuordnung zwischen Kanalnummern und Energien treffen. Die von uns identifizierten Linien, welche zur Erstellung der Eichung beim SD benutzt wurden, sind in Tab. 2 aufgelistet. Ebenso verfährt man für den HLD,

wobei hier eine wesentlich größere Anzahl von Linien zur Verfügung steht. Nur ein Teil von diesen war jedoch intensiv genug, um sinnvolle Werte zur Eichung beizutragen (siehe Tab. 3).

Nummer	Quelle	$E_\gamma / \text{keV}$	$x_c / \text{Kanäle}$	$w / \text{Kanäle}$	$A$
1	$^{60}\text{Co}$	1173,237	$1521,80 \pm 0,68$	$140,43 \pm 1,70$	$53015 \pm 492$
2	$^{60}\text{Co}$	1332,501	$1744,01 \pm 1,21$	$144,15 \pm 2,93$	$40471 \pm 644$
3	$^{137}\text{Cs}$	1173,237	$854,51 \pm 0,11$	$91,95 \pm 0,28$	$258048 \pm 931$
4	$^{152}\text{Eu}$	121,7825	$146,10 \pm 0,05$	$28,77 \pm 0,25$	$172393 \pm 2514$
5	$^{152}\text{Eu}$	244,6989	$300,62 \pm 0,32$	$50,50 \pm 1,70$	$43383 \pm 2502$
6	$^{152}\text{Eu}$	344,281	$433,38 \pm 0,18$	$56,75 \pm 0,79$	$80923 \pm 1745$
7	$^{152}\text{Eu}$	778,903	$1002,01 \pm 1,37$	$117,76 \pm 12,07$	$15538 \pm 3101$
8	$^{152}\text{Eu}$	1408,011	$1881,73 \pm 1,25$	$134,56 \pm 5,78$	$8756 \pm 591$

Tabelle 2: Linienzuordnungen und Ergebnisse der Gauss-Fits für den SD

Nummer	Quelle	$E_\gamma / \text{keV}$	$x_c / \text{Kanäle}$	$w / \text{Kanäle}$	$A$
-	$^{60}\text{Co}$	1173,237	$4813,08 \pm 0,02$	$8,20 \pm 0,02$	$44528 \pm 192$
-	$^{60}\text{Co}$	1332,501	$5471,04 \pm 0,02$	$8,71 \pm 0,03$	$39463 \pm 151$
-	$^{137}\text{Cs}$	661,660	$2700,34 \pm 0,0041$	$6,14 \pm 0,01$	$137818 \pm 192$
1	$^{152}\text{Eu}$	121,7825	$469,47 \pm 0,01$	$4,57 \pm 0,03$	$80161 \pm 520$
2	$^{152}\text{Eu}$	244,6989	$977,05 \pm 0,02$	$4,99 \pm 0,05$	$17292 \pm 166$
3	$^{152}\text{Eu}$	295,939	-	-	-
4	$^{152}\text{Eu}$	344,281	$1388,50 \pm 0,01$	$5,27 \pm 0,02$	$43187 \pm 176$
5	$^{152}\text{Eu}$	367,789	$1485,48 \pm 0,13$	$6,03 \pm 0,29$	$1422 \pm 72$
6	$^{152}\text{Eu}$	411,115	$1664,78 \pm 0,05$	$5,31 \pm 0,10$	$2942 \pm 52$
7	$^{152}\text{Eu}$	443,976	$1800,52 \pm 0,05$	$5,54 \pm 0,11$	$3970 \pm 74$
a	$^{152}\text{Eu}$	488,661	-	-	-
b	$^{152}\text{Eu}$	503,387	-	-	-
c	$^{152}\text{Eu}$	564,021	-	-	-
d	$^{152}\text{Eu}$	586,294	-	-	-
e	$^{152}\text{Eu}$	674,678	-	-	-
f	$^{152}\text{Eu}$	678,578	-	-	-
g	$^{152}\text{Eu}$	688,678	-	-	-
h	$^{152}\text{Eu}$	719,353	-	-	-
8	$^{152}\text{Eu}$	778,903	$3184,93 \pm 0,02$	$6,35 \pm 0,04$	$9448 \pm 71$
j	$^{152}\text{Eu}$	810,459	-	-	-
9	$^{152}\text{Eu}$	867,388	$3550,68 \pm 0,05$	$6,48 \pm 0,11$	$2662 \pm 44$
k	$^{152}\text{Eu}$	919,401	-	-	-
l	$^{152}\text{Eu}$	926,324	-	-	-
10	$^{152}\text{Eu}$	964,131	$3950,13139 \pm 0,04$	$6,92 \pm 0,08$	$8665 \pm 94$
m	$^{152}\text{Eu}$	1005,279	-	-	-
11	$^{152}\text{Eu}$	1085,914	$4453,51 \pm 0,10$	$6,96 \pm 0,22$	$5012 \pm 152$
n	$^{152}\text{Eu}$	1089,7	-	-	-
12	$^{152}\text{Eu}$	1112,116	$4561,82 \pm 0,04$	$7,33 \pm 0,08$	$7085 \pm 76$
o	$^{152}\text{Eu}$	1212,95	-	-	-
p	$^{152}\text{Eu}$	1299,124	-	-	-
13	$^{152}\text{Eu}$	1408,011	$5784,84 \pm 0,05$	$7,94 \pm 0,10$	$8704 \pm 105$
14	$^{152}\text{Eu}$	1457,628	-	-	-
15	$^{152}\text{Eu}$	1528,115	-	-	-

Tabelle 3: Linienzuordnungen und Ergebnisse der Gauss-Fits für den HLD



Beim Fit wird die folgende Funktion verwendet:

$$y(x) = y_0 + \frac{A}{w\sqrt{\pi/2}} \cdot e^{-2\frac{(x-x_c)^2}{w^2}}, \quad (3)$$

wobei  $x_c$  den Schwerpunkt der Kurve (Linienmitte in Kanälen),  $y_0$  den konstanten Untergrund,  $A$  die Fläche unter der Kurve (somit die Linienintensität) und  $w$  die Breite der Verteilung angeben. Die Halbwertsbreite (ebenfalls in Kanälen) ergibt sich daraus gemäß

$$\text{FWHM} = w \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \approx 1,177 \cdot w. \quad (4)$$

Durch gewichtete lineare Regression (siehe Abb. 14, 15) mit den oben erhaltenen Daten findet man die beiden linearen Zusammenhänge:

$$\begin{aligned} E_\gamma &= (0,749 \pm 0,007) \text{ keV} \cdot \text{Kanal} + (20,184 \pm 7,592) \text{ keV} && \text{für NaJ(Tl),} \\ E_\gamma &= (0,242 \pm 1,9 \cdot 10^{-5}) \text{ keV} \cdot \text{Kanal} + (8,211 \pm 0,067) \text{ keV} && \text{für Germanium.} \end{aligned}$$

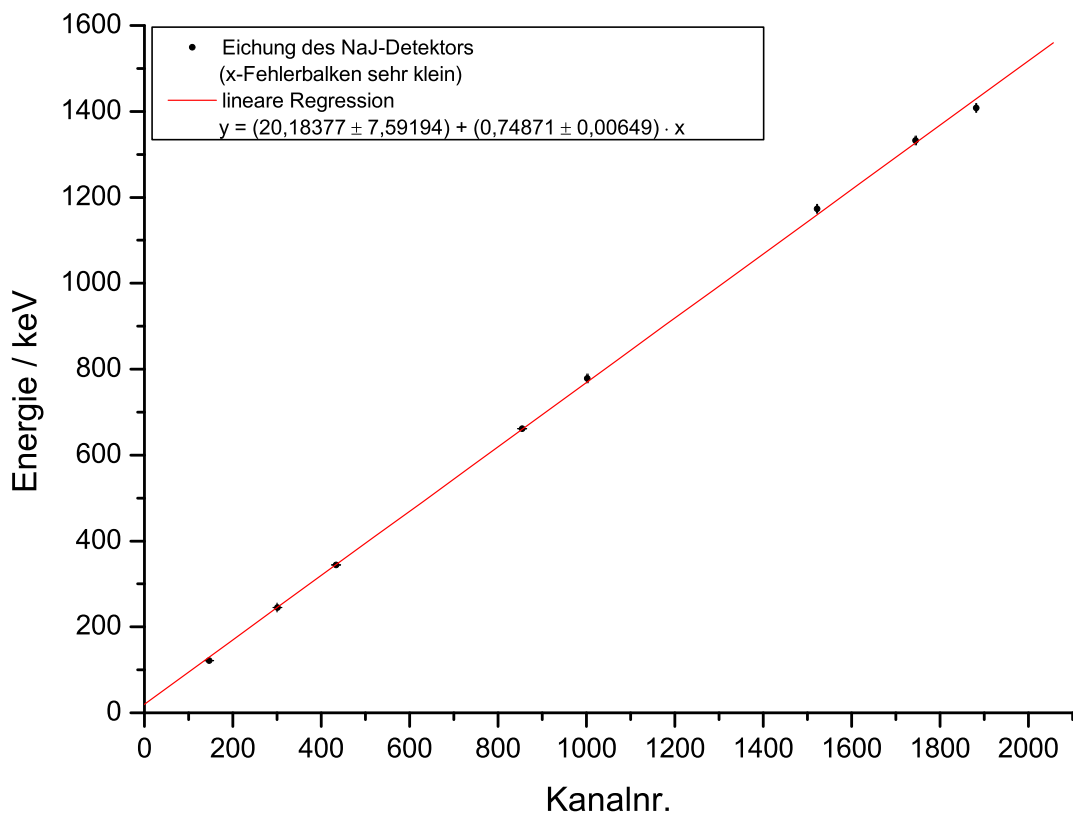


Abbildung 14: Eichung des Szintillationsdetektors

Beim Vergleich der beiden Eichgraphen fällt auf, dass die einzelnen Messwerte beim HLD sehr genau auf einer Geraden liegen, während beim SD vor allem am höherenergetischen Ende der Kurve größere Abweichungen festzustellen sind. Dies lässt sich vielleicht durch eine bei hohen Energien zunehmende Nichtlinearität des Szintillations-Detektorsystems erklären (siehe Theorieteil, Abschn. 1.2.4). Die Abweichung vom exakten linearen Zusammenhang kann nicht im MCA begründet sein, denn dann müsste dieses Verhalten ja auch beim Halbleiterdetektor auftreten.

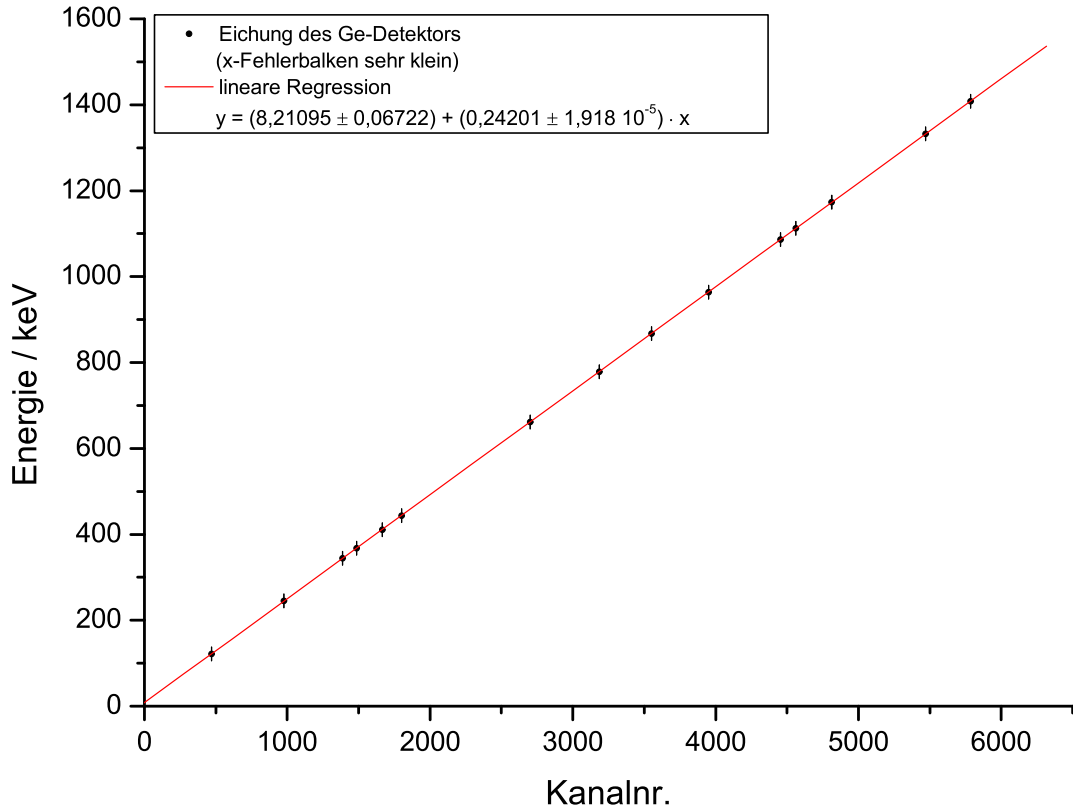


Abbildung 15: Eichung des Halbleiterdetektors

### 3.4 Bestimmung der Halbwertsbreiten (FWHM)

#### 3.4.1 Halbleiterdetektor

Wie im Theorieteil (Abschn. 1.2.2) bereits angedeutet, ist die Linienverbreiterung beim HLD auf zwei hauptsächliche Effekte zurückzuführen: 1. die intrinsische Breite und 2. den elektronisch verursachten Beitrag. Für die Halbwertsbreite  $\Delta E$  einer Linie gilt der Zusammenhang

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E_d(E))^2 + (\Delta E_e)^2}, \quad (5)$$

wobei man für den Detektor-Anteil  $\Delta E_d \propto \sqrt{E_\gamma}$  findet.

Um nun die beiden Bestandteile der Linienbreite voneinander unterscheiden zu können, werden an den Testeingang des Vorverstärkers künstliche (monoenergetische) Pulse verschiedener Stärke angelegt. Die Integrationszeit haben wir so gewählt, dass bei jedem Puls ca. 10.000 Ereignisse gezählt wurden. Die beobachtete Linienbreite sollte nicht von der Energie abhängen. In Tabelle 4 sind die Ergebnisse unserer Pulsermessung dargestellt, die graphische Präsentation erfolgt in Abb. 16. Zur Auswertung der Messung wurde wieder ein Gauss-Fit für jeden Peak angefertigt; die relevanten Parameter sind in der Tabelle mit angegeben. Mit Hilfe der zuvor durchgeführten Energieeichung können wir den bei bestimmten Kanalnummern lokalisierten Pulsen eine Energie zuordnen.

Die Werte sind also nicht für jede Pulsenergie exakt gleich (was in einer realen Messung auch kaum zu erwarten ist), sondern zeigen zwischen dem größten und dem kleinsten Wert eine Abweichung von 0,093 keV. Eventuell tritt hier noch ein weiterer Beitrag zur Linienbreite auf, den wir aber nicht

Nr.	$x_c$ / Kanäle	Energie / keV	$w$ / Kanäle	$\Delta E_e$ / keV
1	$1531,96 \pm 0,02$	378,94	$3,744 \pm 0,034$	$1,067 \pm 0,065$
2	$3103,37 \pm 0,03$	759,23	$3,863 \pm 0,054$	$1,101 \pm 0,068$
3	$4674,77 \pm 0,01$	1139,50	$4,066 \pm 0,029$	$1,159 \pm 0,067$
4	$6247,77 \pm 0,02$	1520,17	$3,795 \pm 0,041$	$1,081 \pm 0,070$
5	$7819,84 \pm 0,02$	1900,61	$4,072 \pm 0,032$	$1,160 \pm 0,067$

Tabelle 4: Halbwertsbreiten verschiedener Testpulse

genauer bestimmen können. Wir bilden daher den gewichteten Mittelwert unserer Messwerte

$$\Delta E_e = (1,114 \pm 0,011) \text{ keV}$$

und behandeln ihn in der weiteren Auswertung als eine energieunabhängige Größe.

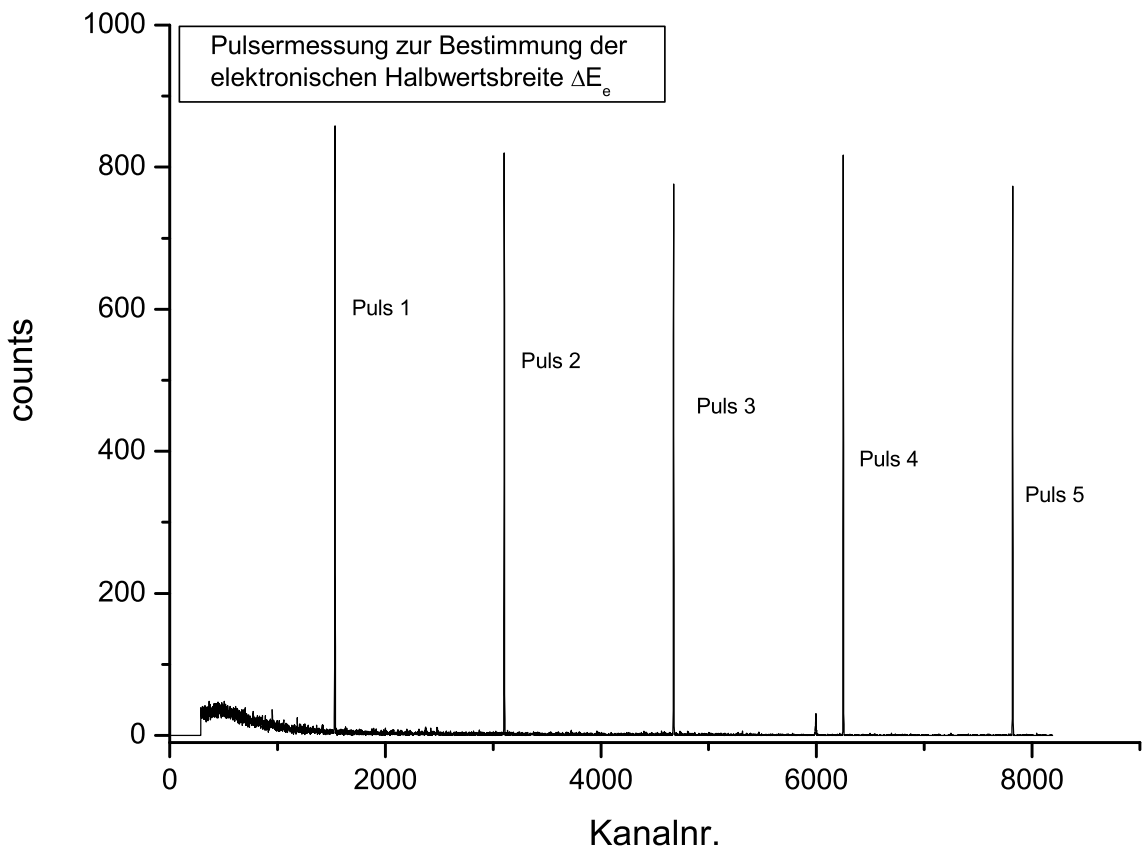


Abbildung 16: Darstellung der verschiedenen Testpulse zur Ermittlung von  $\Delta E_e$

Aus den im Rahmen der Energieeichung durchgeführten Gauss-Fits erhalten wir auch die Gesamthalbwertsbreiten der zugeordneten Europium-Linien. Der Einfluss der elektronischen Breite wird hieraus gemäß Gl. (5) eliminiert. Dann lässt sich der Zusammenhang zwischen der  $\gamma$ -Energie und der intrinsischen Halbwertsbreite  $\Delta E_d$  überprüfen. Die Resultate sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

Um nun die Proportionalität  $\Delta E_d \propto \sqrt{E_\gamma}$  zu überprüfen, haben wir die oben ermittelte intrinsische Halbwertsbreite des Germaniumdetektors gegen  $\sqrt{E_\gamma}$  aufgetragen. Es ergibt sich tatsächlich ein li-

$E_\gamma / \text{keV}$	$\sqrt{E_\gamma} / \sqrt{\text{keV}}$	$\Delta E / \text{keV}$	$\Delta E_d / \text{keV}$
121,78	11,04	$1,302 \pm 0,003$	$0,674 \pm 0,003$
244,70	15,64	$1,422 \pm 0,006$	$0,883 \pm 0,006$
344,28	18,55	$1,502 \pm 0,003$	$1,007 \pm 0,003$
411,12	20,28	$1,513 \pm 0,014$	$1,024 \pm 0,014$
443,98	21,07	$1,579 \pm 0,014$	$1,118 \pm 0,014$
778,90	27,91	$1,809 \pm 0,006$	$1,426 \pm 0,006$
867,39	29,45	$1,846 \pm 0,014$	$1,472 \pm 0,014$
964,13	31,05	$1,972 \pm 0,011$	$1,627 \pm 0,011$
1085,91	32,95	$1,983 \pm 0,029$	$1,641 \pm 0,029$
1112,12	33,35	$2,089 \pm 0,011$	$1,767 \pm 0,011$
1408,01	37,52	$2,262 \pm 0,014$	$1,969 \pm 0,014$

Tabelle 5: Bestimmung der intrinsischen Halbwertsbreite des Ge-Detektors

naheher Zusammenhang, auch wenn die Abweichungen vom idealen Geradenverlauf teilweise recht groß sind (Schwankungen außerhalb der angegebenen Fehlergrenzen). Die Gleichung der eingezeichneten Fitgeraden ist im Diagramm (Abb. 17) mit angegeben.

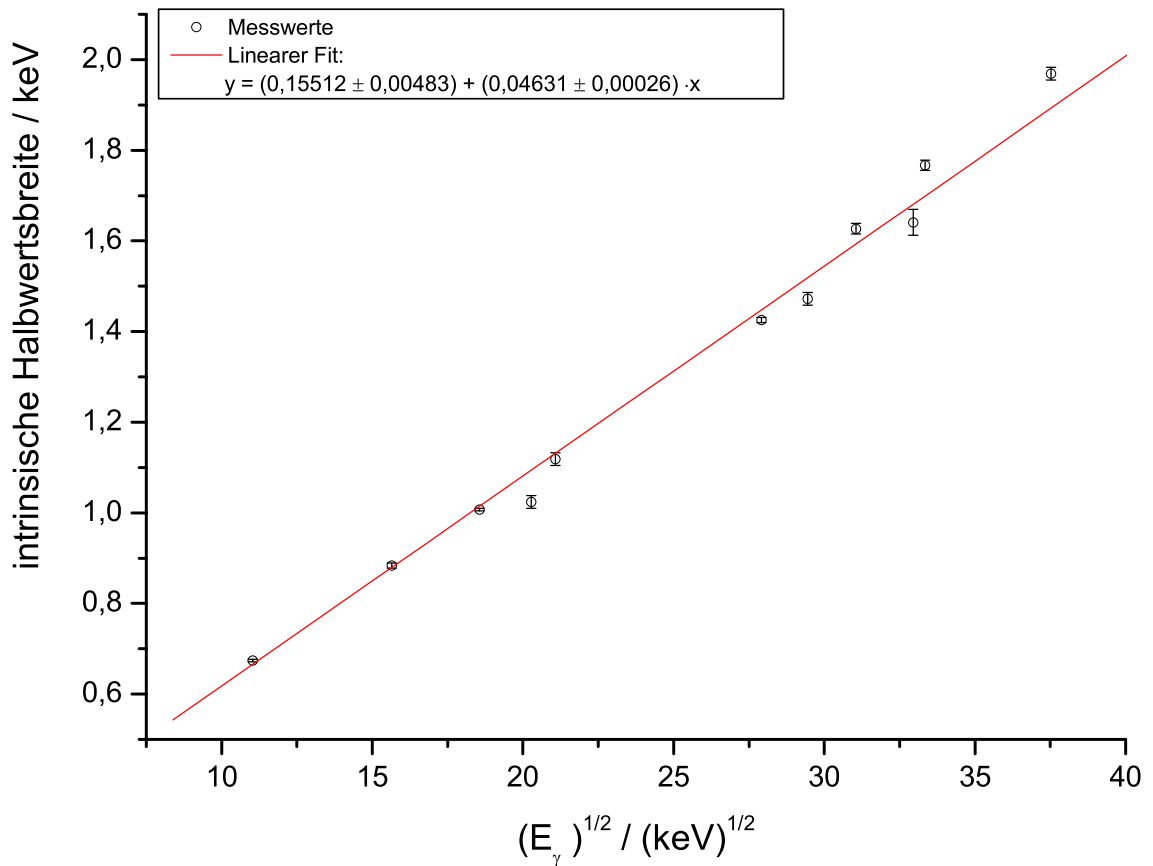


Abbildung 17: Überprüfung der linearen Abhängigkeit der intrins. Halbwertsbreite von  $\sqrt{E_\gamma}$

### 3.4.2 Szintillationsdetektor

Nun sollen auch die Halbwertsbreiten der SD-Signale bestimmt werden. Das Vorgehen ist hier weniger aufwendig als beim HLD, da nur die aus den Gauss-Fits gewonnenen Breiten  $w$ , welche in Kanälen angegeben sind, mit Hilfe der Energieeichung und Formel (4) in die Halbwertsbreiten in Einheiten von keV umzurechnen sind. Die Güte dieser Abschätzung hängt also sehr stark von der Qualität der Gauss-Fits ab, bei deren Erstellung bereits auffiel, dass schon eine geringe Änderung des berücksichtigten Datenbereiches eine teilweise erhebliche Änderung der Ausgabewerte zur Folge hatte.

Die Ergebnisse werden unten tabellarisch aufgeführt (Tab. 6).

Als erstes fällt auf, dass die Halbwertsbreiten wie erwartet sehr viel größer sind als beim Halbleiterdetektor. Anders als dort ist nun jedoch kein direkter funktionaler Zusammenhang zwischen  $E_\gamma$  und FWHM zu erkennen.

Mit  $\Delta E = \text{FWHM}$  ergibt sich als Mittelwert für das Auflösungsvermögen  $\frac{\Delta E}{E} \approx 13,5\%$ . Dieser Wert liegt in dem für Szintillationsdetektoren typischen Bereich.

Element	$E_\gamma / \text{keV}$	FWHM
$^{60}\text{Co}$	1173,237	$123,79 \pm 1,84$
$^{60}\text{Co}$	1332,501	$127,07 \pm 2,81$
$^{137}\text{Cs}$	661,660	$81,06 \pm 0,63$
$^{152}\text{Eu}$	121,7825	$25,36 \pm 0,31$
$^{152}\text{Eu}$	244,6989	$44,52 \pm 1,55$
$^{152}\text{Eu}$	344,281	$50,03 \pm 0,82$
$^{152}\text{Eu}$	778,903	$103,81 \pm 10,68$
$^{152}\text{Eu}$	1408,011	$118,62 \pm 5,20$

Tabelle 6: Bestimmung der Linienhalbwertsbreiten beim SD

### 3.5 Ermittlung des Peak-to-Total-Verhältnisses

Wir bestimmen das Peak-to-Total-Verhältnis jeweils für einen Photopeak aus der  $^{60}\text{Co}$ - und  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle getrennt für die beiden verschiedenen Detektoren. Da bei der  $^{60}\text{Co}$ -Quelle zwei Photopeaks existieren, haben wir diese beiden Peaks zu einem vereint und die Anzahl der Ereignisse addiert. Als Energie des zusammengefassten Peaks ist der Mittelwert der Energien der Einzelpeaks angegeben.

Für die Bestimmung der Gesamtzahl der Ereignisse war es wichtig, den Rückstreupeak abzuziehen. Hierzu haben wir aus den Werten im niederenergetischen Bereich des Compton-Rückens einen Mittelwert gebildet und diesen als Maximalwert für Kanäle im niedrigeren Energiebereich festgelegt. Alle Kanäle, deren Ereigniszahl diesen Maximalwert übersteigt setzen wir als Näherung auf diesen Wert und bilden danach die Gesamtzahl der Ereignisse über alle Kanäle.

Die Anzahl der Ereignisse, die innerhalb des Photopeaks liegen, erhalten wir aus den vorher durchgeführten Gauß-Fits. Die Ergebnisse der Betrachtung sind in Tabelle 7 dargestellt. Der Messfehler stellt gewiss nur eine Abschätzung dar, da wir den Fehler aus der linearen Annäherung des Untergrunds im niederenergetischen Bereich nicht quantisieren können. Man erkennt in den Ergebnissen die

Detektor	Quelle	$E_\gamma / \text{keV}$	$A_{total}$	$A_{peak}$	$\frac{A_{photo}}{A_{total}}$
SD	$^{137}\text{Cs}$	661,66	714010	$258048 \pm 931$	$0,3614 \pm 0,0013$
SD	$^{60}\text{Co}$	1252,869	485930	$93486 \pm 1136$	$0,1924 \pm 0,0023$
HLD	$^{137}\text{Cs}$	661,66	813075	$137818 \pm 192$	$0,1695 \pm 0,0002$
HLD	$^{60}\text{Co}$	1252,869	624476	$83991 \pm 343$	$0,1345 \pm 0,0005$

Tabelle 7: Bestimmung des Peak-to-Total-Verhältnisses

Abnahme des Peak-to-Total-Verhältnisses hin zu höheren Energien, was sich auch in der relativen

Peak-Effizienz wiederfindet. Man sieht außerdem deutlich, dass das Peak-to-Total-Verhältnis beim Szintillationsdetektor höher liegt. Dieser besitzt also eine höhere Nachweisgüte als der Halbleiterdetektor, was unseren Erwartungen entspricht. Besonders auffällig ist der Unterschied bei größeren  $\gamma$ -Energien.

### 3.6 Bestimmung der absoluten Peak-Effizienz

Zunächst muss die derzeitige Aktivität der verwendeten  $^{137}\text{Cs}$ -Probe berechnet werden. Dies geschieht mit Hilfe des Zerfallsgesetzes

$$A(t) = A_0 \cdot \exp(-\lambda t), \quad \lambda = \ln(2)/T_{1/2}, \quad T_{1/2} (^{137}\text{Cs}) = 30,07 \text{ a.}$$

Die im April 1985 gemessene Aktivität des Präparates beträgt  $A_0 = 25 \mu\text{Ci}$ . Die seitdem verstrichene Zeit kann nur mit einer gewissen Ungenauigkeit angegeben werden (nur Monatsangabe):

$$t = (17,54 \pm 0,08) \text{ a.}$$

Damit erhält man für die derzeitige Aktivität der Probe

$$A = (16,686 \pm 0,031) \mu\text{Ci} = (617382 \pm 1147) \text{ Bq.}$$

Innerhalb einer Messzeit von  $T = 600 \text{ s}$  werden daher im Mittel

$$N = A \cdot T = 3,70 \cdot 10^8 \pm 6,88 \cdot 10^5 \quad (6)$$

$\gamma$ -Quanten in alle Raumrichtungen ausgesandt. Um zu bestimmen, welcher Bruchteil davon in das vom Detektor abgedeckte Raumwinkelement geht, führen wir einen Geometriefaktor  $G = \frac{\Omega}{4\pi}$  ein, mit welchem das Ergebnis (6) multipliziert werden muss. Man bildet also den Quotienten aus der Fläche  $a$  des Detektor-Eintrittsfensters und der Oberfläche einer Kugelschale, in deren Mittelpunkt sich die Quelle befindet und deren Radius durch den Abstand  $r$  zwischen Probe und Detektor gegeben ist. Es gilt also

$$G = \frac{\pi\left(\frac{d}{2}\right)^2}{4\pi r^2} = \frac{d^2}{16 r^2}. \quad (7)$$

Für die absolute Peak-Effizienz findet man schließlich die Formel

$$\eta_{\text{abs}} = \frac{P}{N \cdot G}.$$

Die relevanten Messgrößen sowie die Ergebnisse für beide Detektoren zeigt die untenstehende Tabelle.

Detektor	$d / \text{cm}$	$r / \text{cm}$	$G$	$P$	$\eta_{\text{abs}}$
NaJ	3,7	$17,0 \pm 0,2$	$2,96 \cdot 10^{-3} \pm 7 \cdot 10^{-5}$	$258048 \pm 931$	$0,236 \pm 0,0093$
Ge	4,6	$23,2 \pm 0,2$	$2,46 \cdot 10^{-3} \pm 4 \cdot 10^{-5}$	$137818 \pm 192$	$0,151 \pm 0,0061$

Unsere Messung ergibt also für den Szintillationsdetektor eine deutlich größere absolute Peak-Effizienz im Vergleich zum Halbleiterdetektor, was auch zu erwarten war. Hohe Nachweiswahrscheinlichkeit ist ein charakteristisches Merkmal von Szintillationsdetektoren. Kommt es also bei einer Messung nicht auf die Energieauflösung, sondern eher auf die Nachweiseffizienz an, so ist der SD dem HLD vorzuziehen.

### 3.7 Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge-Detektors

Dieser Teil des Versuches hat das Ziel, die Abnahme der Empfindlichkeit des Halbleiterdetektors mit zunehmender  $\gamma$ -Energie zu untersuchen. Hierzu war es erforderlich, die von uns ermittelten Intensitäten der einzelnen  $\gamma$ -Linien so zu normieren, dass sie mit den „echten“ relativen Intensitäten aus der Tabelle in der Praktikumsanleitung verglichen werden konnten. Dazu haben wir die gesamte Anzahl der counts jeder Linie zu derjenigen der 1408 keV-Linie des Europium ins Verhältnis gesetzt; dieser bestimmten Linie wurde (wie im Praktikumskript) die Intensität 1000 zugeordnet.

$E_\gamma / \text{keV}$	$A$	rel. $I_{\text{exp}}$	rel. $I_{\text{theo}}$	$\frac{I_{\text{exp}}}{I_{\text{theo}}}$
121,78	$80161 \pm 520$	$9209,67 \pm 59,74$	1362	$6,76 \pm 0,04$
244,7	$17292 \pm 166$	$1986,67 \pm 19,07$	359	$5,53 \pm 0,05$
344,28	$43187 \pm 176$	$4961,74 \pm 20,22$	1275	$3,89 \pm 0,02$
367,789	$1422 \pm 72$	$163,37 \pm 8,27$	40	$4,08 \pm 0,21$
411,12	$2942 \pm 52$	$338,01 \pm 5,97$	107	$3,16 \pm 0,06$
443,98	$3970 \pm 74$	$456,11 \pm 8,50$	148	$3,08 \pm 0,06$
778,9	$9448 \pm 71$	$1085,48 \pm 8,16$	621,6	$1,75 \pm 0,01$
867,39	$2662 \pm 44$	$305,84 \pm 5,06$	199	$1,54 \pm 0,03$
964,13	$8665 \pm 94$	$995,52 \pm 10,80$	693,4	$1,44 \pm 0,02$
1085,91	$5012 \pm 152$	$575,83 \pm 17,46$	475	$1,21 \pm 0,04$
1112,12	$7804 \pm 76$	$896,60 \pm 8,73$	649	$1,38 \pm 0,01$
1408,01	$8704 \pm 105$	$1000 \pm 12,06$	1000	$1 \pm 0,01$

Tabelle 8: Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit beim Ge-Detektor aus dem  $^{152}\text{Eu}$ -Spektrum. Die relativen Intensitäten  $I_{\text{theo}}$  stammen aus der Praktikumsanleitung.

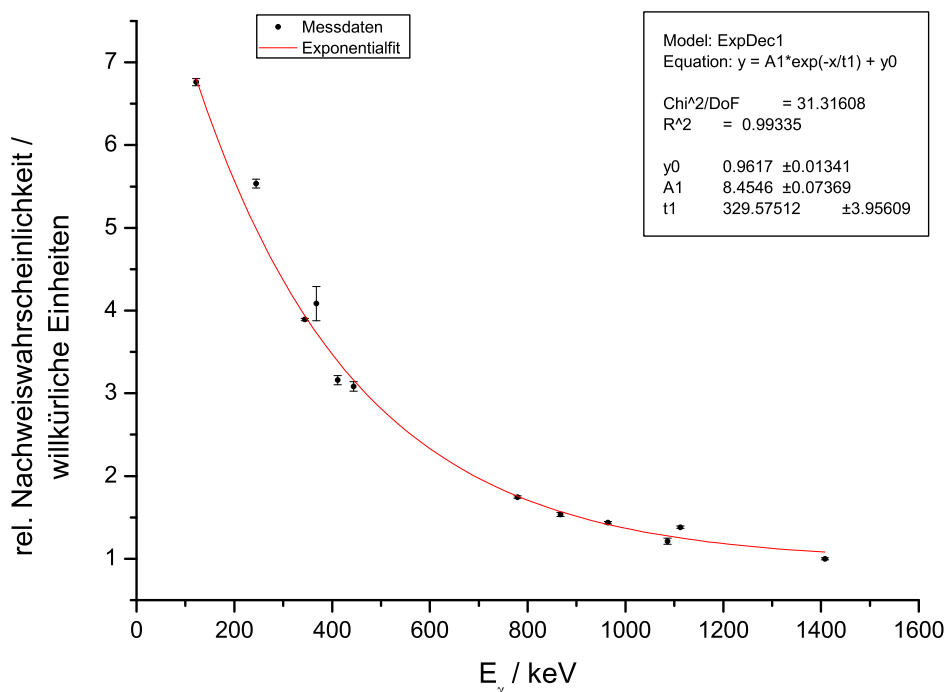


Abbildung 18: Relative Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie  $E_\gamma$

Das Verhältnis von experimentell ermittelter und theoretischer Intensität sollte günstigstenfalls konstant gleich eins sein. Dies ist jedoch selbst im Bereich der höheren Energien nicht der Fall; auch hier gibt es größere Abweichungen von 1, welche mit fallender Energie rasch zunehmen. Im niederenergetischen Bereich ist die von uns ermittelte relative Empfindlichkeit sogar um einen Faktor von  $\approx 6,8$  in willkürlichen Einheiten größer als bei hohen Energien.

Wir haben die Abhängigkeit der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Germanium-Detektors von der Energie auf einen funktionalen Zusammenhang hin untersucht. Dabei fanden wir heraus, dass sich

die Daten durch eine exponentiell abfallende Kurve der Form

$$y = y_0 + A \cdot e^{-x/t}$$

relativ gut beschreiben lassen. Die Parameter des erstellten Fits sind in Abb. 18 mit angegeben.

## 4 Zweiter Versuchsteil: Langzeitmessung

### 4.1 Durchführung der Messung und Darstellung des erhaltenen Spektrums

Als Anwendung der  $\gamma$ -Spektroskopie sollte eine mitgebrachte Bodenprobe auf ihre  $\gamma$ -Strahlung untersucht werden. Hierzu haben wir den Germanium-Detektor verwendet, da dieser eine bessere Energieauflösung besitzt, so dass die aufgenommenen Linien leichter identifiziert werden können. Die Bodenprobe wurde in der Nähe des Detektors plaziert und anschließend eine Bleiabschirmung aufgebaut, um die Untergrundstrahlung zu minimieren. Als Messzeit haben wir je 10 Stunden für die Bodenprobe und die Untergrundmessung eingestellt. Nach Aufnahme der beiden Spektren wurde der Untergrund abgezogen und das Differenzspektrum ausgewertet.

In Abb. 19 sind die beiden ursprünglichen Spektren zum Vergleich gegenübergestellt. Abb. 20 zeigt das untergrundkorrigierte Spektrum mit den von uns zugeordneten Linien. Hierbei haben wir die Skala der x-Achse mit Hilfe der Eichung des Germanium-Detektors aus Abschn. 3.3 berechnet.

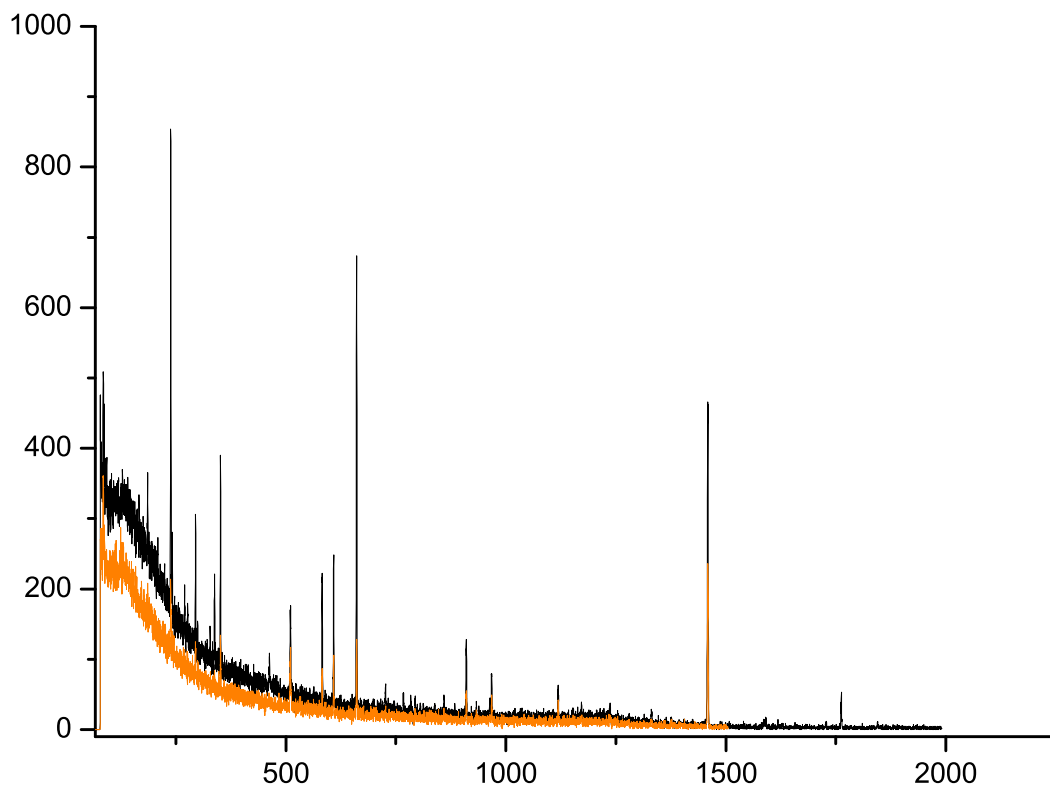


Abbildung 19: Langzeitmessung der Bodenprobe (schwarz) und des Untergrundes (orange)



## 4.2 Auswertung und Interpretation

Wieder haben wir bei den deutlich ausgeprägten Linien Gauss-Fits durchgeführt, um ihren Schwerpunkt zu bestimmen. Anschliessend nahmen wir eine Tabelle zur Hilfe, in der radioaktive Isotope mitsamt ihrer  $\gamma$ -Energien aufgelistet sind.

Es fällt zunächst auf, dass die meisten der gut sichtbaren Linien im Spektrum der Bodenprobe ebenfalls im Untergrund vorhanden sind, wenn auch mit geringerer Intensität.

$E_\gamma$ / keV (gemessen)	$E_\gamma$ / keV (Tabelle)	Nuklid
1762,32 ± 0,31	1757,55	<sup>57</sup> Ni
	1764,36	<sup>205</sup> Bi
1458,77 ± 0,06	1460,83	<sup>40</sup> K
1118,92 ± 0,21	1115,55	<sup>65</sup> Zn
	1120,55	<sup>46</sup> Sc
967,48 ± 0,10	968,97	<sup>228</sup> Ac, <sup>228</sup> Pa
910,93 ± 0,06	911,21	<sup>228</sup> Ac, <sup>228</sup> Pa
884,68 ± 0,04	884,69	<sup>110</sup> Ag, <sup>110</sup> In
794,98 ± 0,11	795,85	<sup>134</sup> Cs
660,84 ± 0,07	661,66	<sup>137</sup> Cs
609,92 ± 0,05	608,15	<sup>135</sup> Xe
	608,35	<sup>74</sup> As
582,54 ± 0,03	582,08	<sup>95</sup> Tc
487,64 ± 0,10	487,02	<sup>140</sup> La
471,59 ± 0,05	471,81	<sup>241</sup> Cm
463,57 ± 0,03	464,55	<sup>132</sup> La
	463,36	<sup>125</sup> Sb
351,51 ± 0,08	350,07	<sup>122</sup> Xe
	352,24	<sup>149</sup> Tb
337,52 ± 0,05	338,33	<sup>228</sup> Ac
293,13 ± 0,09	293,27	<sup>143</sup> Ce
238,44 ± 0,02	238,63	<sup>212</sup> Pb
185,97 ± 0,06	186,05	<sup>226</sup> Ac
87,77 ± 0,12	87,49	<sup>156</sup> Sm
	87,5	<sup>126</sup> Sn
78,33 ± 0,08	78,337	<sup>44</sup> Ti

Tabelle 9: Auswertung der Langzeitmessung

Während einige Linien mit relativ großer Sicherheit identifiziert werden konnten (wie z. B. <sup>40</sup>K, <sup>137</sup>Cs), war die Zuordnung bei vielen anderen Linien nicht so einfach und auch nicht immer eindeutig möglich. Die Tabelle gibt deshalb für manche Linien mehrere mögliche Quellen an, deren  $\gamma$ -Energien eng benachbart sind.

Zwei Linien im mittleren Energiebereich des Bodenprobenspektrums könnten sowohl von <sup>228</sup>Ac als auch von <sup>228</sup>Pa herrühren, da diese beiden Nuklide Photonen bei der gleichen Energie ( $E_\gamma = 968,97$  keV und  $E_\gamma = 911,21$  keV) emittieren. Die Tatsache, dass gleich zwei Linien denselben beiden Nukliden zugeordnet werden können, spricht dafür, dass Ac / Pa tatsächlich in unserer Bodenprobe enthalten sind.

Der Ursprung der gefundenen  $\gamma$ -Strahler ist unterschiedlich. Bei <sup>228</sup>Ac und <sup>212</sup>Pb handelt es sich zum Beispiel um Glieder der Zerfallsreihe des <sup>232</sup>Th, während das <sup>40</sup>K keiner Zerfallskette angehört. Wegen seiner langen Halbwertszeit von  $t_{1/2} = 1,277 \cdot 10^9$  a vermuten wir, dass es primordialen Ursprungs ist, also bei der Synthese schwererer Elemente vor der Erdentstehung gebildet wurde. Das <sup>137</sup>Cs hingegen ist eindeutig zivilisatorischer Herkunft, denn es wird unter anderem in Kernreaktoren als Folgeprodukt

der Kernspaltung im Brennstoff erzeugt. Der von uns registrierte Caesium-Peak dürfte hauptsächlich auf das bei der Reaktorkatastrophe von Tschernobyl freigesetzte  $^{137}\text{Cs}$  zurückzuführen sein. In der Folge des Unglücks am 26. April 1986 wurden ca. 13% des Kerninventars von  $2,9 \cdot 10^{17}$  Bq ausgeworfen<sup>4</sup>. Da die Halbwertszeit dieses Isotops 30 Jahre beträgt, ist es plausibel, dass es auch heute noch mit hoher Signifikanz nachgewiesen werden kann. Anders sieht es allerdings beim  $^{134}\text{Cs}$  aus, welches ebenfalls mit einem Anteil von ca. 10% des Gesamtinventars von  $1,9 \cdot 10^{17}$  Bq freigesetzt wurde. Die Halbwertszeit ist mit  $t_{1/2} = 750$  d jedoch wesentlich kürzer, so dass es unwahrscheinlicher erscheint, dass wir in unserer Probe heute noch Spuren dieser Aktivität finden konnten. Die Intensität der vermuteten  $^{134}\text{Cs}$ -Linie bei  $E_\gamma = 795,85$  keV ist viel geringer als beim  $^{137}\text{Cs}$ -Peak; die Linie ist erst bei vergrößerter Darstellung des Spektrums gut erkennbar. Falls sie tatsächlich dem  $^{134}\text{Cs}$  zuzuordnen ist, können wir nicht mit Sicherheit sagen, dass es sich um in Tschernobyl freigesetztes Caesium handelt.

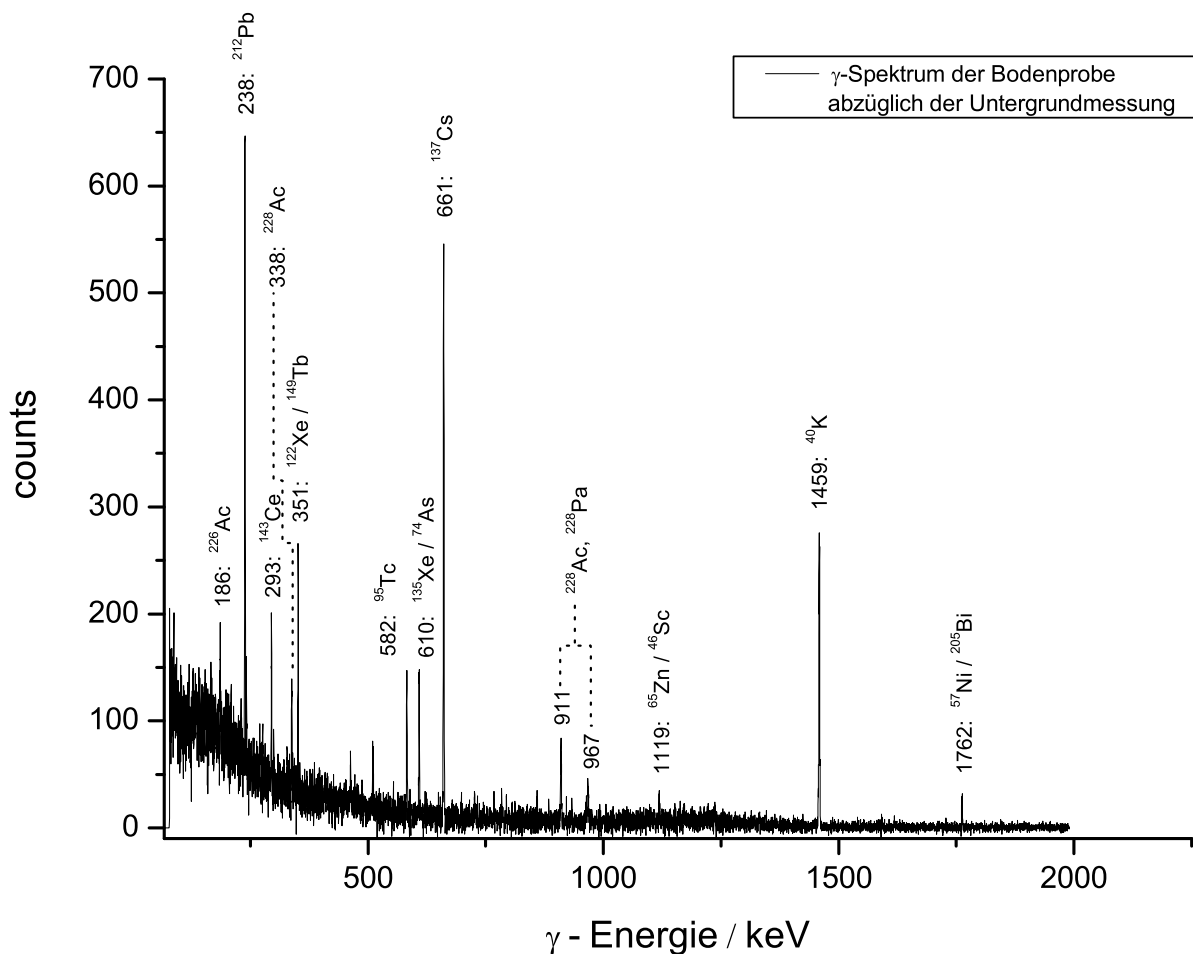


Abbildung 20: Differenzspektrum mit zugeordneten  $\gamma$ -Linien

<sup>4</sup>Angaben nach Zhores Medwedjew: Das Vermächtnis von Tschernobyl. Daedalus (Münster) 1989.

## 5 Schlussbemerkung und Referenzen

### 5.1 Fazit

In diesem Versuch haben wir die Methoden der Gammaskopie mit zwei verschiedenen Detektoren kennen gelernt. Nach Aufnahme von jeweils drei Eichspektren für jeden Detektor war es möglich, die Langzeitmessung an einer von uns mitgebrachten Bodenprobe auszuwerten und einige Linien verschiedener Radioisotope in deren Spektrum zu identifizieren.

Bei der Untersuchung der charakteristischen Eigenschaften der beiden Detektoren konnten wir bestätigen, dass der Halbleiterdetektor ein wesentlich besseres spektrales Auflösungsvermögen aufweist als der Szintillationsdetektor, dafür aber auch eine geringere absolute Peak-Effizienz hat. Für eine Messung mit hoher Ereignisrate, bei der es auf die zeitliche Trennung der einzelnen Signale ankommt, würden wir eher den NaJ-Detektor einsetzen als den Germaniumdetektor, da ersterer bei der Beobachtung des Signals am Oszilloskop eine bessere zeitliche Auflösung zeigte. Die Langzeitmessung an der Bodenprobe wurde jedoch in Anbetracht der Energieauflösung mit dem Halbleiterdetektor durchgeführt. Es ist also durchaus sinnvoll, je nach Ziel und Art der Messung zu entscheiden, welcher Detektortyp der geeignetere ist.

### 5.2 Literaturverzeichnis

Zur Vorbereitung auf den Versuch haben wir folgende Literatur verwendet:

- [1] Allkofer: Teilchen-Detektoren, Thiemig Verlag 1971
- [2] Gruben: Teilchendetektoren, BI Wissenschaftsverlag 1993
- [3] Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment, Springer Verlag 1994
- [4] Stolz: Messung ionisierender Strahlung, VCH 1983

Diejenigen Abbildungen, welche wir nicht selbst angefertigt haben, sind aus folgenden Quellen entnommen:

- Abb. 1, 2, 3: aus [4]
- Abb. 4: von <http://www.louisville.edu/sahs/nmt/nmtwebcourse/nmt150/Pulseanalysis.htm>

## Tabellenverzeichnis

1	Einstellungen bei der Aufnahme der einzelnen Spektren . . . . .	11
2	Linienzuordnungen und Ergebnisse der Gauss-Fits für den SD . . . . .	16
3	Linienzuordnungen und Ergebnisse der Gauss-Fits für den HLD . . . . .	16
4	Halbwertsbreiten verschiedener Testpulse . . . . .	19
5	Bestimmung der intrinsischen Halbwertsbreite des Ge-Detektors . . . . .	20
6	Bestimmung der Linienhalbwertsbreiten beim SD . . . . .	21
7	Bestimmung des Peak-to-Total-Verhältnisses . . . . .	21
8	Bestimmung der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit beim Ge-Detektor aus dem $^{152}\text{Eu}$ -Spektrum. Die relativen Intensitäten $I_{\text{theo}}$ stammen aus der Praktikumsanleitung. . .	23
9	Auswertung der Langzeitmessung . . . . .	25

## Abbildungsverzeichnis

1	Bändermodell . . . . .	5
2	Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers . . . . .	5
3	Aufbau eines Halbleiterdetektors . . . . .	6
4	Beispiel eines Impulshöhenspektrums für $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	8
5	Skizze des Versuchsaufbaus . . . . .	9
6	Am Oszilloskop abgelesene Detektorsignale . . . . .	10
7	$\gamma$ -Spektrum von $^{60}\text{Co}$ , aufgenommen mit dem Szintillationsdetektor . . . . .	11
8	$\gamma$ -Spektrum von $^{137}\text{Cs}$ , aufgenommen mit dem Szintillationsdetektor . . . . .	12
9	$\gamma$ -Spektrum von $^{152}\text{Eu}$ , aufgenommen mit dem Szintillationsdetektor . . . . .	12
10	$\gamma$ -Spektrum von $^{60}\text{Co}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor . . . . .	13
11	$\gamma$ -Spektrum von $^{137}\text{Cs}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor . . . . .	13
12	$\gamma$ -Spektrum von $^{152}\text{Eu}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor . . . . .	14
13	$\gamma$ -Spektrum von $^{152}\text{Eu}$ , aufgenommen mit dem Halbleiterdetektor (Detailausschnitt) .	14
14	Eichung des Szintillationsdetektors . . . . .	17
15	Eichung des Halbleiterdetektors . . . . .	18
16	Darstellung der verschiedenen Testpulse zur Ermittlung von $\Delta E_e$ . . . . .	19
17	Überprüfung der linearen Abhängigkeit der intrins. Halbwertsbreite von $\sqrt{E_\gamma}$ . . . . .	20
18	Relative Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der Energie $E_\gamma$ . . . . .	23
19	Langzeitmessung der Bodenprobe (schwarz) und des Untergrundes (orange) . . . . .	24
20	Differenzspektrum mit zugeordneten $\gamma$ -Linien . . . . .	26

# Anhang



