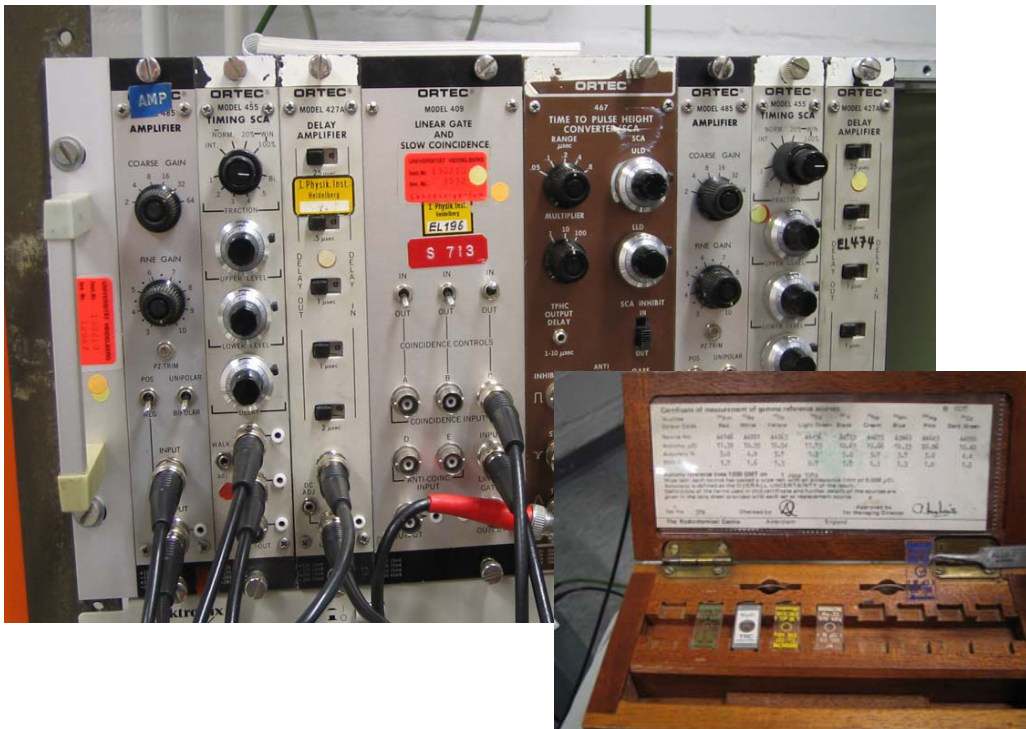


Versuch F21: Koinzidenzspektrometer



Betreuer: Matthias Mozer, Jens Kessler

Versuch durchgeführt am: 19. bis 22.04.2004
von: Ronny Geisler und Ronak F.Kalhor,
im: INF 501

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie und Einleitung	3
1.1. Gammastrahlung, wichtige Zerfallsarten	3
1.1.1. Gammastrahlung	3
1.1.2. Beta-Zerfall	3
1.2. Radioaktiver Zerfallsarten	4
1.3. Wechselwirkungsmechanismen zwischen Photonen und Materie	4
1.3.1. Photoeffekt	4
1.3.2. Comptoneffekt	5
1.3.3. Paarbildung	5
1.4. Funktionsweise eines Szintillationszählers	6
1.5. Charakteristische Linien im Spektrum	7
1.5.1. Gesamtabsorptionslinie	7
1.5.2. Compton-Kontinuum und Compton-Kante	7
1.5.3. Rückstreulinie	8
1.5.4. Entweichlinie	8
1.6. Koinzidenz	8
2. Aufbau der Elektronik	9
3. γ-Spektren verschiedener Radionuklide	12
3.1. Eichgerade	12
3.2. γ -Spektrum von ^{60}Co	14
3.3. γ -Spektrum von ^{137}Cs	15
3.4. γ -Spektrum von ^{133}Ba	16
3.5. γ -Spektrum von ^{22}Na	17
3.6. Nachtmessung	18
3.7. Energieauflösung	18
4. Koinzidenzmessungen	20
4.1. Koinzidenzmessungen an ^{137}Cs (Compton-Effekt)	20
4.1.1. Einfache Koinzidenzschaltung	20
4.1.2. Zeitspektrum	22
4.1.3. verbesserte Koinzidenzschaltung	24
4.1.4. verbesserte Koinzidenzschaltung mit Energiefenster	24
4.2. Koinzidenzmessungen an ^{60}Co (Kaskadenzerfall)	25
4.2.1. Koinzidenzauflösezeit	25
4.2.2. Zählraten und Quellstärke	25
4.2.3. Rate der Zufallskoinzidenzen	27
4.2.4. Koinzidenznachweis	27
4.3. Koinzidenzmessungen an ^{22}Na (Vernichtungsstrahlung)	28
4.3.1. Zählraten und Quellstärke	28
4.3.2. Vergleich der Koinzidenzraten	29
4.3.3. Koinzidenzmessung	30
5. Kritische Diskussion	30/31

1. Theorie und Einleitung

1.1. Gammastrahlung, wichtige Zerfallsarten

1.1.1. Gammastrahlung

Beim Gamma-Zerfall wird ein Photon von einem angeregten Kern emittiert, wobei sich weder die Kernladungszahl Z noch die Massenzahl A ändert. Der Übergang baut lediglich die Anregungsenergie eines Kerns ab und bringt diesen in seinen Grundzustand. Dieser Prozess kann, analog zur Lichtemission in der Atomhülle, über mehrere Stufen erfolgen.

Ähnlich zu den Elektronen haben auch Atomkerne diskrete Energieniveaus und senden elektromagnetische Strahlung mit charakteristischen Linienspektren aus. Der wesentliche Unterschied, ist dass die Gammastrahlen sehr energiereich sind (MeV-Bereich), wohingegen Photonen aus der Atomhülle im eV- bzw. keV-Bereich liegen. Demnach liegt für Atomkerne die Anregungsenergie im MeV-Bereich, die in der Regel nicht durch Temperaturerhöhung o.ä. erreicht werden kann.

Die Ursachen für die Anregung des Kerns können beispielsweise vorangegangene α - und β -Zerfälle, Kernreaktionen oder auch unelastische Stöße mit anderen Kernen sein. Weiterhin können Gammaquanten durch Elektron-Positron-Annihilation ($e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$) zustande kommen. Beide Ladungen verschwinden gleichzeitig, wobei sich deren Masse in die Energie zweier Gammaquanten umwandelt. Da die Gesamt Ruhemasse von Elektron und Positron 1,022 MeV beträgt, hat jedes der Photonen eine Energie von 0,511 MeV zuzüglich der Hälfte der kinetischen Energie der beiden Teilchen bezüglich deren Schwerpunkt.

Zerfallsgleichung: ${}^A_Z X^0_N \rightarrow {}^A_Z X_N + \gamma$

1.1.2. Beta-Zerfall

Der Beta-Zerfall umfasst drei Formen von Kernumwandlungen, die durch folgende schwache Wechselwirkungen verursacht werden:

- β^- -Zerfall (Instabilität eines Atomkerns gegenüber Elektronenemission)
- β^+ -Zerfall (Instabilität eines Atomkerns gegenüber Positronenemission)
- Elektroneneinfang (Einfang eines Hüllenelektrons durch den Kern)

Der erste und zweite sind Dreiteilchenzerfälle, d.h. : $n \rightarrow p + e^- + \nu_e$ und $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$. Zweitens tritt bei Kernen auf, die einen Protonenüberschuss abbauen müssen, um eine größere Stabilität zu erreichen.

1.2. Radioaktiver Zerfall

Alle unsere verwendeten Proben sind radioaktiv. Die Aktivität dieser Proben kann durch ein Exponentialgesetz beschrieben werden:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{\frac{-t \ln 2}{t_{1/2}}}$$

Dabei ist A_0 die gemessene Anfangsaktivität, λ die Zerfallskonstante, t die verstrichene Zeitdauer und $t_{1/2}$ die Halbwertszeit. Damit ist es möglich die Aktivität einer Probe zu berechnen, bei der vor einer gewissen Zeit t die Aktivität bestimmt wurde.

1.3. Wechselwirkungsmechanismen zwischen Photonen und Materie

Im Prinzip gibt es drei Wechselwirkungsprozesse von Photonen mit Materie die von Bedeutung sind: der Photoeffekt, der Comptoneffekt und die Paarbildung. Diese drei Prozesse laufen im wesentlichen unabhängig voneinander ab, so dass man schreiben kann: $\mu = \mu_{\text{Photo}} + \mu_{\text{Compton}} + \mu_{\text{Paar}}$, wobei μ der Gesamtabsorptionskoeffizient ist.

Jeder der drei Prozesse hat seine eigene Energieabhängigkeit, d.h. dass je nach Photonenenergie verschiedene Absorptionsmechanismen dominieren. Allerdings spielt hierbei auch die Kernladungszahl Z des Absorbers eine Rolle.

In diesem Versuch benutzen wir zum Nachweis einen NaJ(Tl)-Szintillationszähler. Für dieses Absorptionsmaterial überwiegt der Photoeffekt bis zu Energien von 0,26 MeV, zwischen 0,26 und 1,022 MeV dominiert der Comptoneffekt, und für Energien jenseits der 1,022 MeV der Prozess der Paarbildung. Im folgenden sollen diese drei Prozesse kurz diskutiert werden.

1.3.1. Photoeffekt

Das Photon wechselwirkt mit einem gebundenen Elektron der Atomhülle und löst dieses aus dem Atomverband. Das herausgelöste Elektron hat dann die Energie

$$E_e = E_e^{\text{kin}} = h\nu - E_B$$

wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons im Atom ist. Da beim Photoprozess Impuls auf den Kern übertragen werden muss, ist es am wahrscheinlichsten, dass ein K-Elektron herausgelöst wird. Der Absorptionskoeffizient $\mu(\text{Photo})$ nimmt schnell mit der Energie der Photonen ab (etwa mit E^3) und sehr stark mit der Kernladungszahl Z des Absorbermaterials zu (etwa mit Z^4 bis Z^5). Der Photoeffekt ist die dominierende Wechselwirkung im Bereich $E_\gamma < 0,5$ MeV.

1.3.2. Comptoneffekt

Das Photon wechselwirkt mit einem freien Elektron, welches als ruhend angenommen wird ($E_{\text{kin}}=0$). Da die Energie des einfallenden $E \gg E_B$ ist, kann auch ein mit der Bindungsenergie E_B gebundenes Elektron als frei betrachtet werden. Die Erfüllung des (relativistischen) Energie- und Impulssatzes verlangt, dass das Photon nur einen Teil seiner Energie auf das Elektron übertragen kann. Das Photon wird unter dem Winkel Φ zur Einfallrichtung gestreut. Das Elektron bewegt sich nach der Wechselwirkung auf einer Geraden unter einem Winkel von θ zur Richtung des eingefallenen Photons. Durch den Stoß hat sich die Wellenlänge des Photons von l auf l' vergrößert, für $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$ gilt:

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

Photon und Elektron haben nach dem Stoß die folgenden Energien:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + E_0(1 - \cos\phi)}$$

$$E_e = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + E_0(1 - \cos\phi)} \quad \text{mit} \quad E_0 = \frac{E}{m_e c^2}$$

Da die Streuwinkel Φ des Photons zwischen 0° und 180° liegen, sind die erzeugten Compton-Elektronen nicht monochromatisch, sondern in ihrer kinetischen Energie über einen bestimmten Energiebereich verteilt. Charakteristisch ist die Lücke in den Elektronenenergien zwischen $E_{e,\text{max}}$ und E_{γ} . Dabei entspricht $E_{e,\text{max}}$ einer Streuung des Photons um 180° (Rückwärtsstreuung).

Die so genannte Compton-Kante, welche im $W(E)$ -Diagramm ($W(E)$ steht hier für die Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron nach dem Compton-Stoß die Energie E hat) bei der maximalen Energie des Elektrons, sprich bei $\Phi = 180^\circ$ auftritt, ist auch für die in diesem Versuch aufgenommenen Energiespektren von Bedeutung. Die Compton-Absorption ist bei niedrigen Photonenenergien nur schwach energieabhängig und sinkt bei hohen Energien rasch ab. Grob gesehen gilt ferner:

$$\mu_{\text{Compton}} \propto Z$$

Diese Art der Wechselwirkung ist besonders dominant im Bereich mittlerer Photonenenergien ($\text{H}_2\text{O} : 30 \text{ keV} < hf < 25 \text{ MeV}$; $\text{Pb} : 500 \text{ keV} < hf < 5 \text{ MeV}$).

1.3.3. Paarbildung

Unter der Paarbildung versteht man die Erzeugung eines Elektron- / Positron-Paares im Coulomb-Feld eines Atomkerns. Die Paarbildung ist eine Schwellwertreaktion, die erst dann auftritt, wenn die Photonenenergie die doppelte Ruheenergie (Ruhemasse) des Elektrons (i.e. $E > hf = m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$) übersteigt.

Die Bildung eines einzelnen Elektrons verbietet das Prinzip der Ladungserhaltung, daher wird ein Atomkern als Impulspartner benötigt. Teilchen und Antiteilchen erhalten in etwa die gleiche kinetische Energie. Wegen der Energie- und Impulserhaltung kann die e^+e^- -Paarbildung nur im äußeren Feld eines 3. Teilchens (z.B. eines Atomkerns) geschehen. Bei Vernachlässigung der Rückstoßenergie des Kerns hat sowohl e^- als auch e^+ folgende kinetische Energie:

$$E_e^{kin} = \frac{E_\gamma - 2m_e c^2}{2}$$

Oberhalb der Schwelle von 1,022 MeV steigt der Absorptionskoeffizient μ_{Paar} schnell an. Weiterhin gilt oberhalb dieser Schwelle grob:

$$\mu_{Paar} \propto Z^2$$

1.4. Funktionsweise eines Szintillationszählers

Ein Szintillationszähler dient dem Nachweis jeglicher ionisierender Strahlung. In unserem Experiment wird er jedoch ausschließlich zum Nachweis von Gammaquanten verwendet. In unserem Fall, d.h. bei Einfall von Gammaquanten sind die ersten Wechselwirkungen nach Einfall der Quanten Compton-Effekt und Paarbildung.

Deren Produkte wechselwirken dann weiter, die entstehenden Teilchen werden mit der Zeit energieärmer, so dass später auch der Photoeffekt eine Rolle spielt. Der Einfall eines Teilchens bringt also eine Art "Wechselwirkungslawine" ins Rollen, an deren Ende eine Anzahl N von relativ energiearmen, (theoretisch) monochromatischen Photonen entsteht. Die Energie dieser Photonen entspricht dem Übergang von der äußersten in die nächstmögliche, tiefer liegende (Unter-)Schale, was soviel heißt, dass diese Photonenenergie vom Material des Szintillators abhängt.

Die Anzahl N der auf diese Weise entstandenen Photonen ist der im Szintillator deponierten Energie proportional. Somit ist die Spannungsamplitude eines jeden Pulses am Ausgang des Photomultipliers proportional zur Energie des in den Szintillationszähler eingefallenen Photons/Teilchens. Die Hauptvorteile des Szintillationszählers sind dessen einfacher und stabiler Aufbau, die sehr starke innere Verstärkung des Vervielfachers und die zeitlich schnelle Pulserzeugung.

Je nachdem, welche Strahlung nachgewiesen oder spektroskopiert werden soll, kommen verschiedene Szintillationsmaterialien zum Einsatz. Für β -Strahlung werden Plastik-Szintillatoren verwendet, da diese Pulse sehr kleiner Zeitdauer liefern ($\ll 10$ ns). Für Gammastrahlung eignen sich Plastikszintillatoren weniger, da das niedrige Z für geringe Absorption sorgt. Hier benutzt man besser anorganische Szintillatoren wie NaJ, da diese aufgrund höherer Ordnungszahl und Dichte besser absorbieren. So absorbiert Jod mit $Z=53$ stark. Durch die Dotierung des NaJ-Szintillators mit Thallium (TI) erhält man eine sehr gute Lichtausbeute und damit eine hohe Energieauflösung.

1.5. Charakteristische Linien im Spektrum

In diesem Abschnitt sollen die Prozesse, welche bei der Spektroskopie von in einem Szintillationszähler auftreten, und deren Auswirkungen auf die Szintillationsspektren diskutiert werden.

1.5.1. Gesamtabsorptionslinie

In dem Fall, dass die Gammaquanten, welche nach den Kernzerfällen von den Kernen zur "Abregung" emittiert werden, in den Szintillator einfallen (dieser deckt ja auch nur einen bestimmten Raumwinkel ab!) und ihre gesamte Energie durch Wechselwirkung mit dem Szintillatormaterial im Szintillator abgeben, erhält man im Szintillationsspektrum Peaks bei den Übergangsenergien, die aus den Niveauschemata bekannt sind. Diese Peaks heißen auch Gesamtabsorptionslinien und sind meist die höchsten im kompletten Spektrum, sprich, die meisten Ereignisse entfallen auf diese Energien.

Was man bereits an diesen Peaks erkennt, ist, dass die Szintillationszähler nur eine beschränkte Energieauflösung haben, d.h. die Peaks haben eine mehr oder minder große FWHM (Full Width at Half Maximum) Halbwertsbreite. Dieses ΔE ist Ergebnis statistischer Schwankungen bei der Energiebestimmung. Die Schwankungen werden unter anderem verursacht durch:

I Umwandlung der kinetischen Energie der Primärelektronen zu Licht,
II Effizienz beim Auffangen der Photonen und deren Übertragung zur Photokathode,
III Effizienz der Photokathode bei der Umwandlung von Photonen zu Photoelektronen,
IV Effizienz der Elektronenoptik beim Fokussieren der Elektronen auf die erste Dynode und V Elektronenvervielfachung in der Dynoden-Struktur.

1.5.2. Compton-Kontinuum und Compton-Kante:

Nun nehmen wir an, dass das in den Szintillationszähler einfallende Gammaquant in diesem zunächst einen Compton-Stoß mache und nach der Streuung am Elektron keine Energie mehr im Szintillator deponiere. Dann ist die im Szintillator verbleibende Energie die des Elektrons nach der Compton-Wechselwirkung.

Diese Energien liegen zwischen den beiden Grenzenergien, mit $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 180^\circ$. Alle Energien in diesem Intervall können von den Elektronen angenommen werden, da auch alle Φ im entsprechenden Winkelintervall auftreten können. Dies hat zur Folge, dass im Szintillationsspektrum eine Art Plateau auftritt, welches Compton-Kontinuum genannt wird.

An dessen rechtem (hochenergetischen) Ende liegt die Compton-Kante, welche einem Photon-Streuwinkel $\Phi = 180^\circ$ entspricht. Hierbei erhält das Elektron die maximale Energie die beim Compton-Stoß an das Elektron übertragen werden kann. Da es also keine höherenergetischen Elektronen nach der Comptonwechselwirkung gibt, liegt an dieser Stelle ein recht scharfer Abfall der Ereigniszahl $N(E)$ vor, eben die Compton-Kante.

1.5.3. Rückstreulinie

Die γ -Quanten werden statistisch verteilt von den radioaktiven Proben in den gesamten Raumwinkel 4π emittiert, folglich gelangt nur ein kleiner Teil der Quanten direkt in den Szintillationszähler. Die restlichen werden zumindest teilweise von der Umgebung, also hauptsächlich von der Bleiummantelung des Präparats und den Szintillationszählern, gestreut. Diese Streuung erfolgt durch den Compton-Effekt. Für die Spektroskopie ist nun die Energie des rückgestreuten Photons von Bedeutung.

1.5.4. Entweichlinie

Nachdem ein Gammaquant in den Szintillator eingefallen ist, kann es im weiteren Verlauf zum Prozess des Photoeffekts kommen. Hierbei wird ein Elektron aus tieferliegenden Schalen (meist aus der K-Schale) des Szintillatormaterials herausgeschlagen, was die Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung zur Folge hat. Findet dieser Vorgang nahe der Oberfläche des Detektors statt, so kann es vorkommen, dass die charakteristische Röntgenstrahlung den Szintillator verlässt, ohne dabei weitere Energie abzugeben. Dies hat zur Folge, dass im Szintillationsspektrum ein Peak erscheint. Dieser Peak heißt auch Entweichlinie.

Sollte die einfallende niederenergetischer sein als 200 keV, so wechselwirken die im Szintillator fast ausschließlich durch Photoeffekt. Dies bedeutet, dass bei solcher im Szintillationsspektrum $N(E)$ deutliche Entweichlinien zu sehen sein sollten.

1.6. Koinzidenz

Koinzidenz heißt soviel wie Gleichzeitigkeit. In diesem Versuch geht es unter anderem darum festzustellen, ob zwei (oder mehrere) Ereignisse koinzident auftreten. Zunächst muss jedoch festgelegt werden, was in unserem Experiment "gleichzeitig" heißen soll. Beim Überprüfen einer Koinzidenz kann nicht beliebig scharf gemessen werden, so dass man zwei Ereignisse dann als koinzident bezeichnet, wenn sie beide in einem Zeitintervall Δt auftreten. Dieses Zeitintervall Δt , das Koinzidenzauflösezeit genannt wird, kann durch die Messapparatur festgelegt werden. Im Experiment wurde hierbei so vorgegangen, dass mit dem Multi Channel Analyzer (MCA) ein Zeitspektrum der Ereignisse aufgenommen wurde.

Dabei konnte festgestellt werden, welchen mittleren zeitlichen Abstand $\overline{t_{A \leftrightarrow B}}$ die beiden zu untersuchenden Ereignisse A und B haben und vor allem wie groß dessen maximale Schwankung $\Delta \overline{t_{A \leftrightarrow B}}$ ist. Die Koinzidenzauflösezeit t wurde dann so vorgegeben, dass

$$\Delta t > 2 \Delta \overline{t_{A \leftrightarrow B}}$$

Hierbei entspricht $2\Delta \overline{t_{A \leftrightarrow B}}$ der Breite des Peaks der echten koinzidenten Ereignissen A, B im Zeitspektrum. Angestrebt ist stets eine kleinstmögliche Koinzidenzzeit. Der Grund ist, dass in jedem zeitlichen Messintervall sog. zufällige Koinzidenzen auftreten, dies sind, wie der Name schon sagt, Koinzidenzen, die mit den eigentlichen Ereignissen A und B kausal nicht zusammenhängen, jedoch zufällig im gemessenen Zeitintervall auftreten. Demnach kann die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen durch Verringerung von Δt minimiert werden.

Eine komplette Beseitigung der zufälligen Koinzidenzen ist nicht möglich. In diesem Experiment werden die auftretenden Ereignisse durch 2 Szintillationszähler detektiert, welche einander direkt gegenüberstehen.

2. Aufbau der Elektronik

Wir verwenden für den Aufbau der Elektronik das radioaktive Element ^{60}Co . Zuerst haben wir den Ausgang des Szintillationszählers direkt an das Oszilloskop angeschlossen. Dabei erhalten wir folgende Bilder.

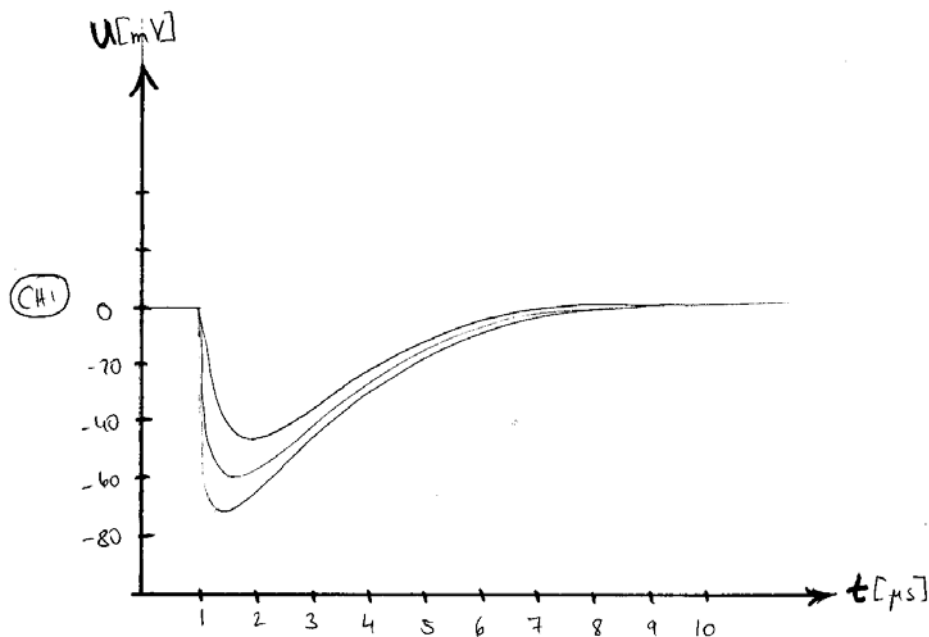


Abbildung 1: einfaches Oszilloskopbild

Die Signale sind auch ohne Verstärker stark genug, um gemessen werden zu können. Man erkennt, dass es Signale mit verschiedenen Amplituden, also verschieden energetische γ -Quanten gibt.

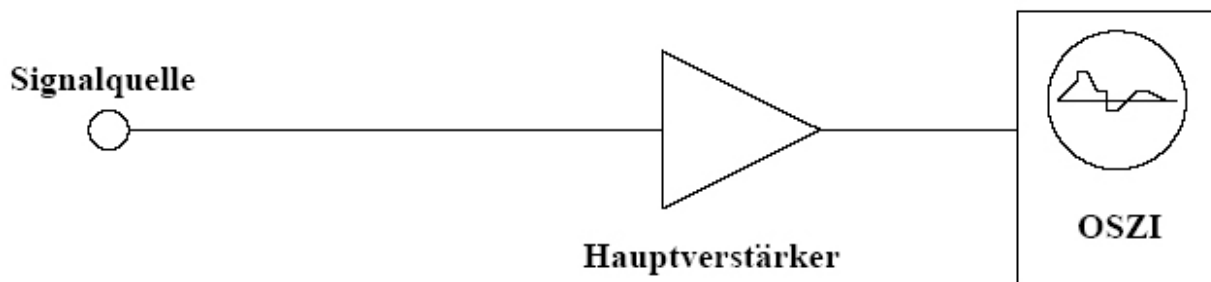


Abbildung 2: Schaltung 1

Mit Schaltung 1 konnten wir nun das Signal beobachten, den der Hauptverstärker des Szintillationszählers 2 lieferte. Weiterhin konnten wir sehen, wie ein Verstärker-Ausgangssignal im bipolar- und unipolaren Modus aussieht:

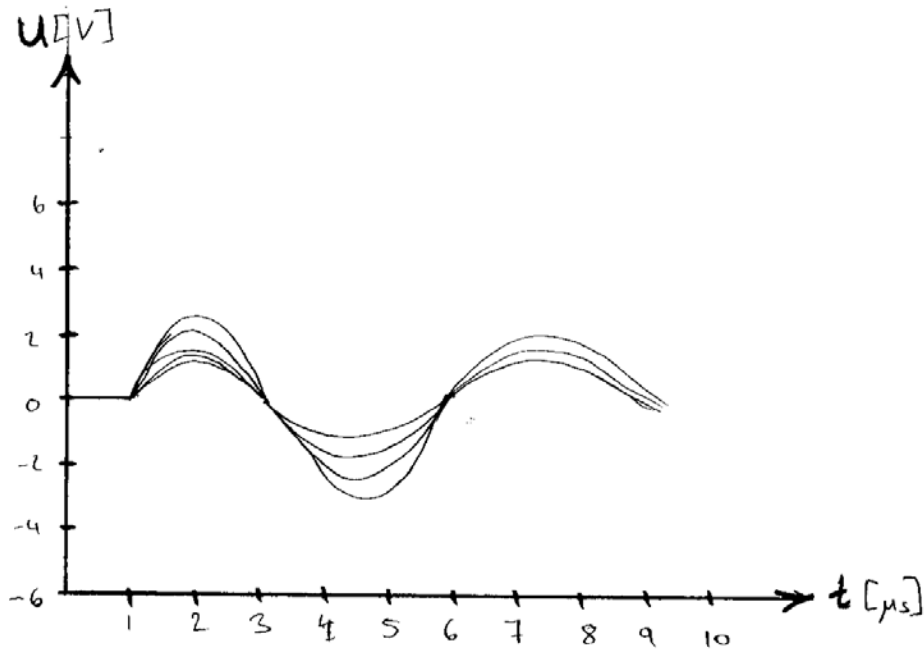


Abbildung 3: Oszilloskopbild mit Verstärker (bipolar)

Mit dem erzeugten und beobachteten bipolaren Signal lässt sich später das Linear Gate sehr gut ansteuern, da der Nulldurchgang theoretisch unabhängig von der Höhe der Amplitude ist. Beim unipolaren Signal ist dies dagegen nicht erfüllt. Die Abklingzeit ist hier auch deutlich länger.

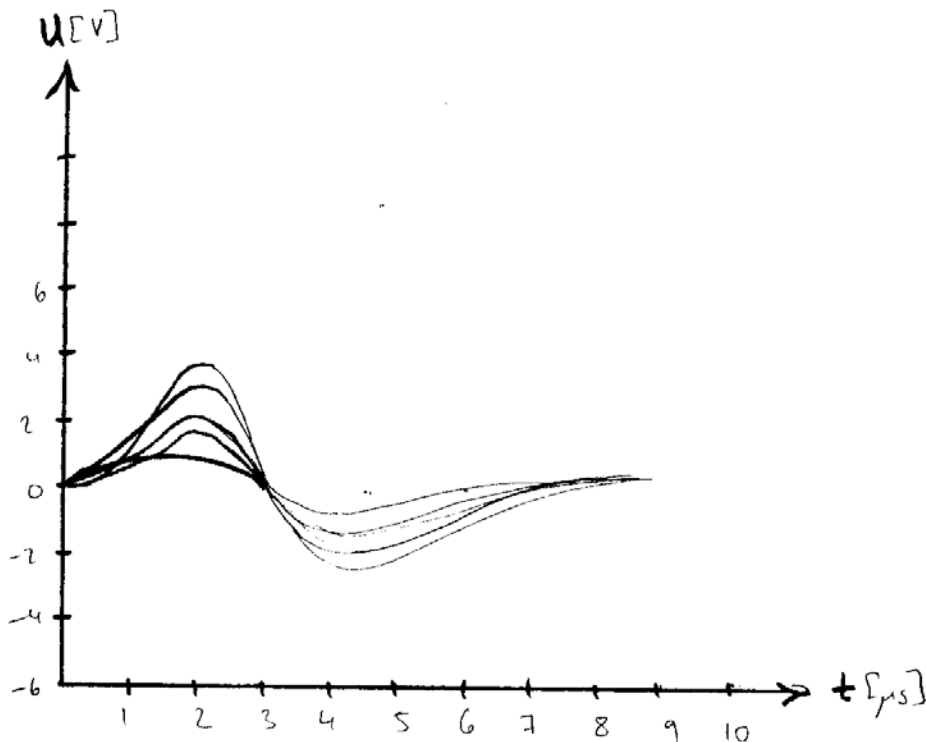


Abbildung 4: Oszilloskopbild mit Verstärker (unipolar)

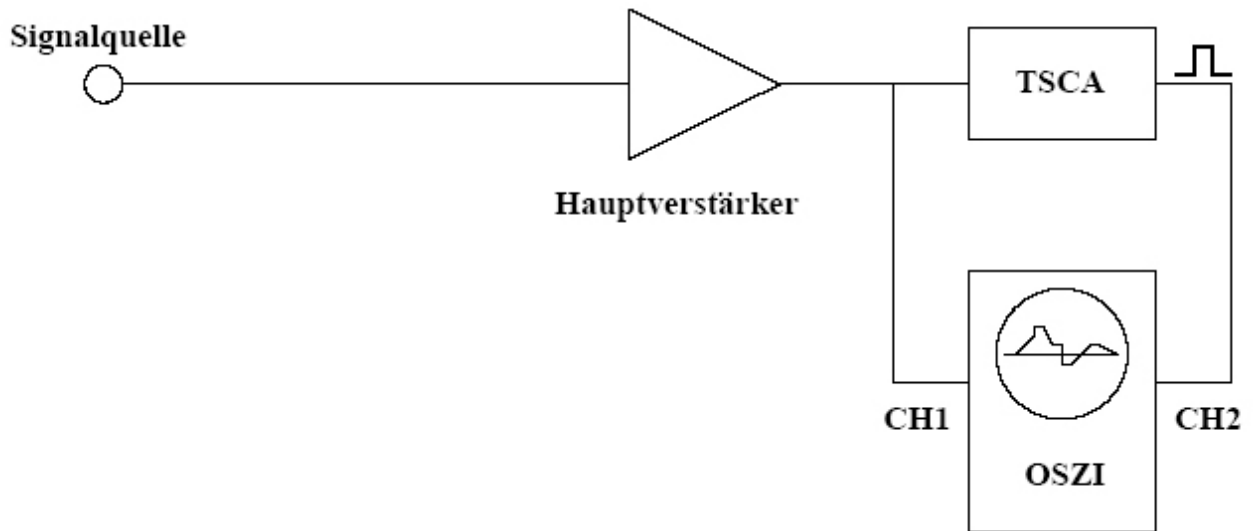


Abbildung 5: Schaltung 2

Mit Schaltung 2 können wir am Oszilloskop den Einfluss der Zeitfenstereinstellung $\sim \Delta t$ auf die Normsignale erkennen, die man am TSCA-Ausgang abgreifen kann. Unsere minimale Delayzeit ist $\Delta t = (180 \pm 20) \text{ ns}$. Außerdem erfahren wir etwas über die Korrelation zwischen Eingangs- (CH1) und Normsignal (CH2) des TSCA und können die Amplitude und Dauer des Normsignals ablesen:

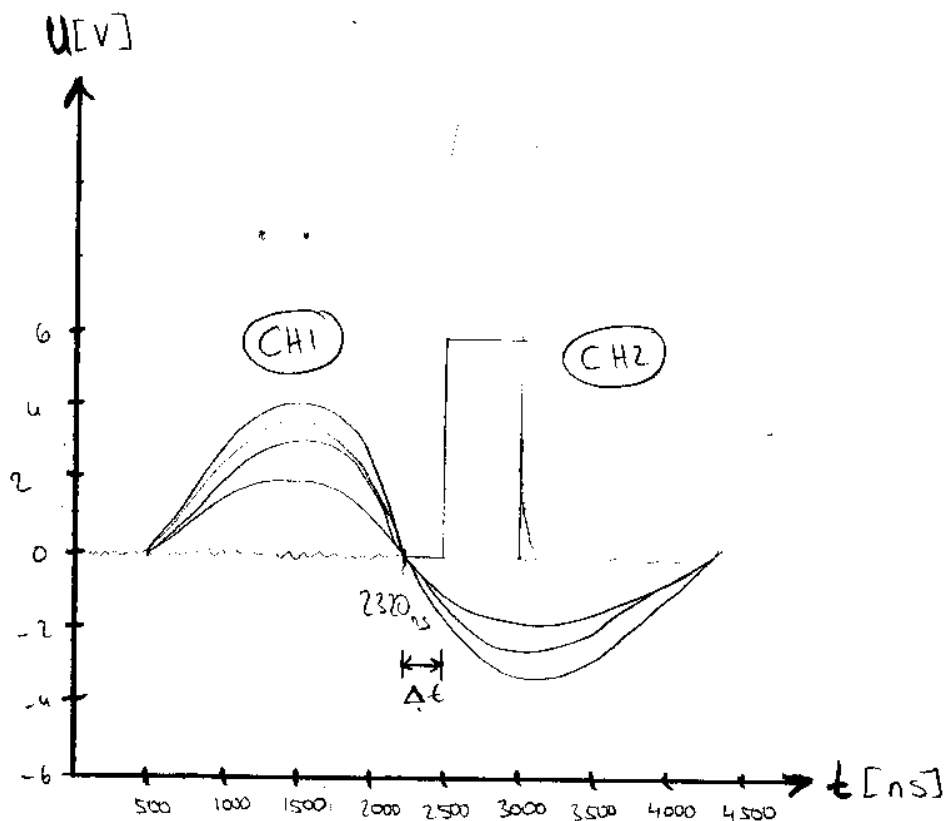


Abbildung 6: Oszilloskopbild mit Verstärker und TSCA-Signal

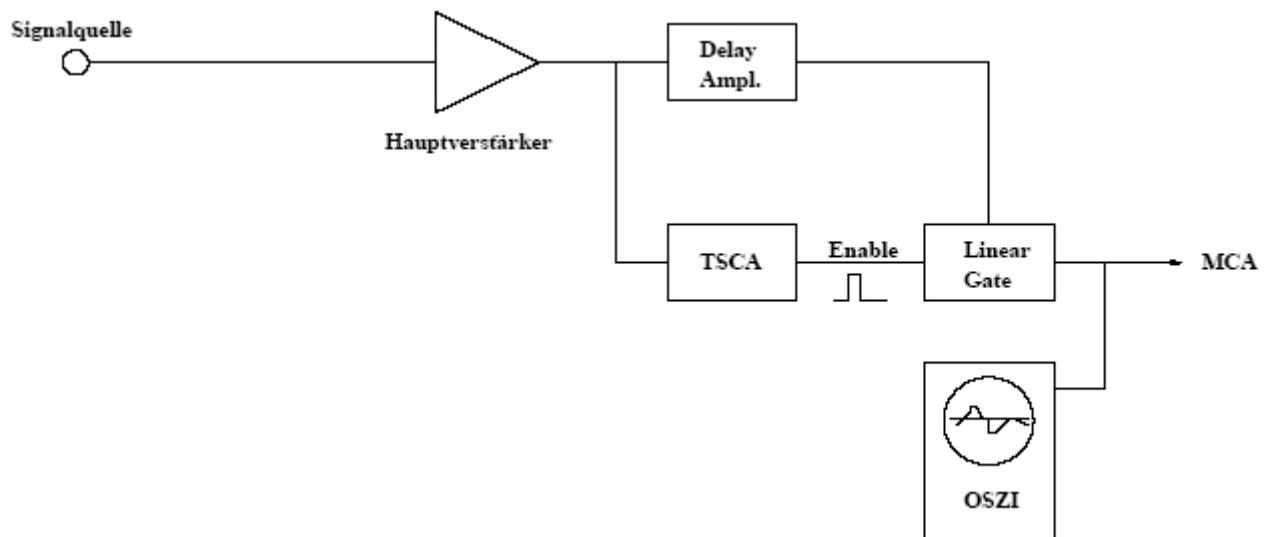


Abbildung 7: Schaltung 3

Schaltung 3 bauen wir auf, um ein Impulshöhenspektrum aufnehmen zu können. Hierzu kombiniert man den TSCA mit einem Linear Gate, welches ein elektronisches Relais ist, das über einen Normpuls (z.B. von TSCA) gesteuert werden kann. Diese verwenden wir in Teil 3 zur Aufnahme der Spektren.

In dieser Schaltung ist es wichtig einen Delay-Amplifier zu benutzen aus dem einfachen Grund, dass das Linear Gate zum gleichen Zeitpunkt geschaltet werden muss wie das Analogsignal am Eingang anliegt. Um dies zu gewährleisten, müssen wir das Analogsignal solange verzögern, bis der TSCA sein Ausgangssignal liefert, und schließlich das Gate öffnet. Hierfür ist der Delay Amplifier zuständig. Unsere Aufgabe ist es hierbei mithilfe des Oszillographen die Zeitdifferenz zwischen Signal und Normsignal zu minimieren. Im Optimalfall wären die beiden Signale in Phase.

3. γ -Spektren verschiedener Radionuklide

3.1. Eichgerade

Im folgenden haben wir alle Energiewerte in den Tabellen in MeV angegeben. Mithilfe der Eichgeraden können wir jeder Kanalnummer des MCA einen bestimmten Energiewert (die die ionisierende Strahlung im Szintillator deponiert hat) zuordnen.

Die Eichkurve erstellen wir anhand der Kanalnummern der Gesamtabsorptionslinien die wir in den 4 Spektren identifizieren konnten und deren entsprechenden theoretischen Energiewerten aus den Niveauschemata. Bei Barium haben wir jeweils den Mittelwert von 2 energetisch ähnliche Linien genommen, da mehrere in Frage kamen.

Präparat	Peak	$E_{erw}=hv_{erw}$	K	ΔK
^{60}Co	4	1,7323	767	3
	5	1,33248	876	3
^{137}Cs	3	0,661	415	3
^{133}Ba	1	$0,080\pm 0,001$	7	5
	3	$0,29\pm 0,01$	163	5
	4	$0,37\pm 0,01$	203	5
^{22}Na	4	1,2746	837	5

Tabelle 1: Energieeichung

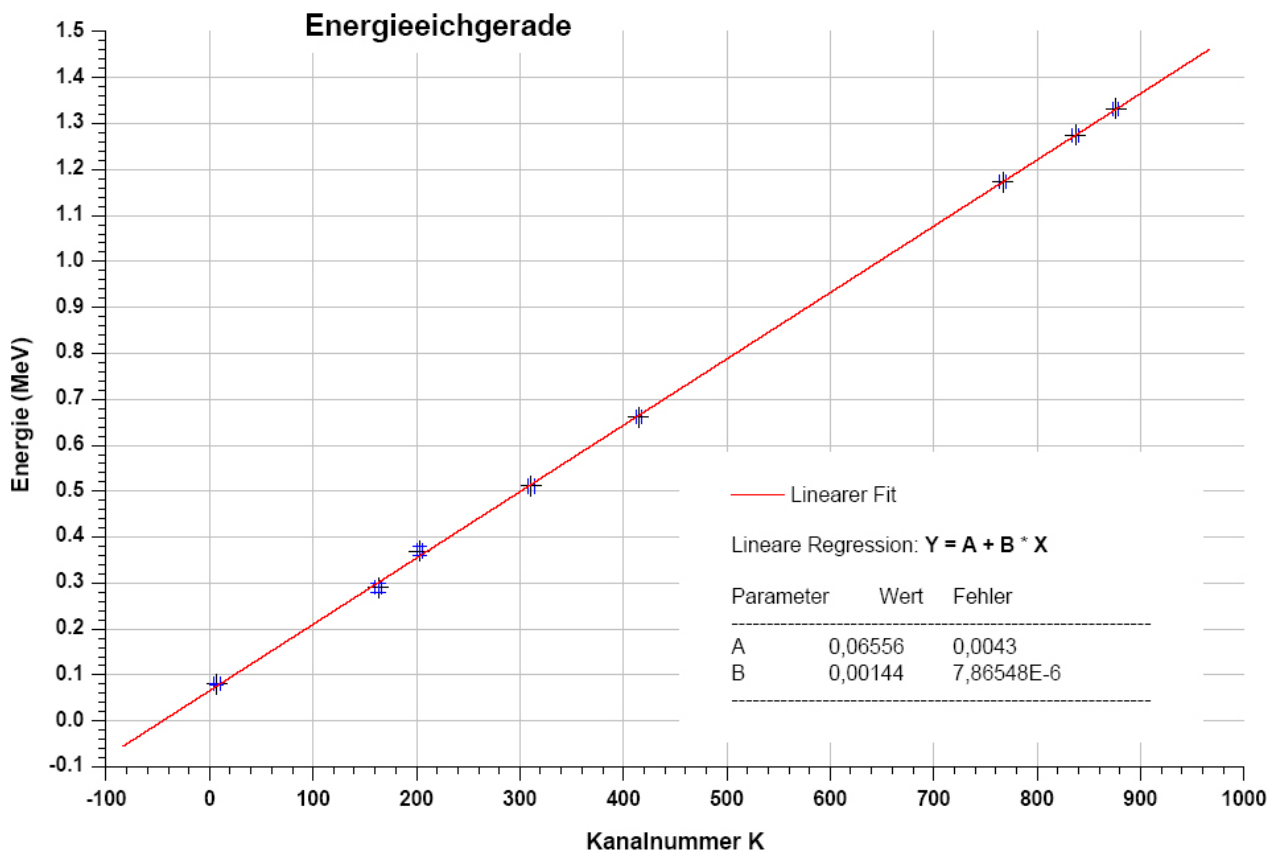


Abbildung 8: Energieeichung

Wir erhalten die Eichgerade (Abbildung 8) durch den LinearFit der Messpunkte:

$$E = A + BK$$

$$E = 0,06556 + 0,00144 K \text{ , mit}$$

$$\Delta A = 0,0043 \text{ und } \Delta B = 7,865 \cdot 10^{-6}$$

Der Fehler kommt vermutlich vorwiegend durch die Ungewissheit zustande, welche Linie bei Barium welcher Energie zugeordnet werden kann.

3.2. γ -Spektrum von ^{60}Co

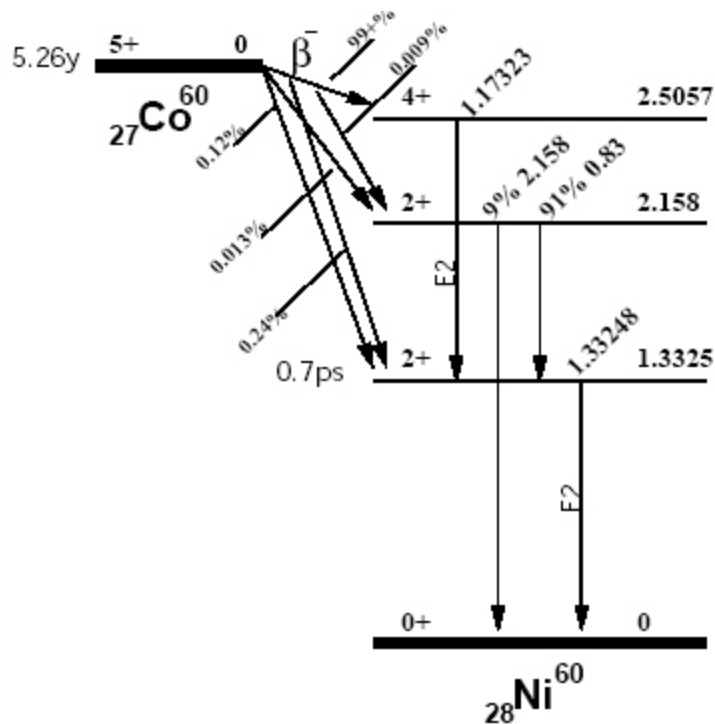


Abbildung 9: Niveauschema von ^{60}Co

In 99% aller Fälle zerfällt das ^{60}Co durch einen β^- - Zerfall. Dabei entsteht ein zunächst angeregter ^{60}Ni -Kern, welcher die Energie durch die Emission zweier Gammaquanten abbaut (E2: elektrischer Quadropol-Übergang). Nach der Emission des ersten Gammaquants ($E_{\gamma 1} = 1.17323$ MeV) befindet sich der Kern immer noch in einem angeregten Zustand, der jedoch nur von äußerst kurzer Dauer (0.7ps) ist. Anschließend wird der zweite Gammaquant ($E_{\gamma 2} = 1.33248$) emittiert und der ^{60}Ni -Kern ist im Grundzustand.

Peak	K	ΔK	$E_{exp}(K)$	$\Delta E_{exp}(K)$	Deutung	E_{theor}
1	52	3	0,1404	0,0061	Rückstreulinie	
2	121	3	0,240	0,0062	Rückstreulinie	~0,2
3	590	5	0,9152	0,0096	Compton-Kante	0,96342
4	767	3	1,1700	0,0058	Gesamtabsorptionslinie	1,17323
5	876	3	1,327	0,0092	Gesamtabsorptionslinie	1,33248

Tabelle 2: Spektrum ^{60}Co

Der Fehler berechnet sich dabei wie folgt: $\Delta E = \sqrt{[\Delta(BK)]^2 + (\Delta A)^2}$

mit $\Delta(BK) = \sqrt{\frac{(\delta(BK)\Delta K)}{(\delta K)} + \frac{(\delta(BK)\Delta B)}{(\delta B)}} = \sqrt{(B\Delta K)^2 + (K\Delta B)^2}$ ergibt sich ΔE dann zu:

$$\Delta E = \sqrt{(B\Delta K)^2 + (K\Delta B)^2 + (\Delta A)^2}$$

Diese verwenden wir für alle nachfolgenden Berechnungen für ΔE . In diesem Spektrum erkennt man, wie erwartet, die beiden Gesamtabsorptionslinien (4,5) und die Rückstreuung (2). Die experimentellen Energiewerte stimmen im Rahmen der Fehlerrechnung mit den theoretischen Werten überein.

Der dritte Peak zeigt die Compton-Kante, wobei unser gemessener Wert nicht innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Wir haben deren Wert immer etwas zu niedrig abgelesen (systematischer Fehler) Die Compton-Kante, die zur zweiten Gesamtabsorptionslinie gehört ist im Spektrum nicht zu erkennen, da sie von dieser überlagert wurde. Den ersten Peak haben wir ebenfalls als Rückstreuung gedeutet, was jedoch nicht eindeutig ist.

Die theoretische Comptonkante berechnet sich dabei wie folgt:

$$E_{CK} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + E_0(1 - \cos 180^\circ)} = E_\gamma - \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_e c^2}}$$

$$= E_\gamma - \frac{m_e c^2 E_\gamma}{m_e c^2 + 2E_\gamma} = \frac{E_\gamma(m_e c^2 + 2E_\gamma) - E_\gamma m_e c^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma} = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma}$$

$$E_0 = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} \quad \text{mit } m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

3.3. γ -Spektrum von ^{137}Cs

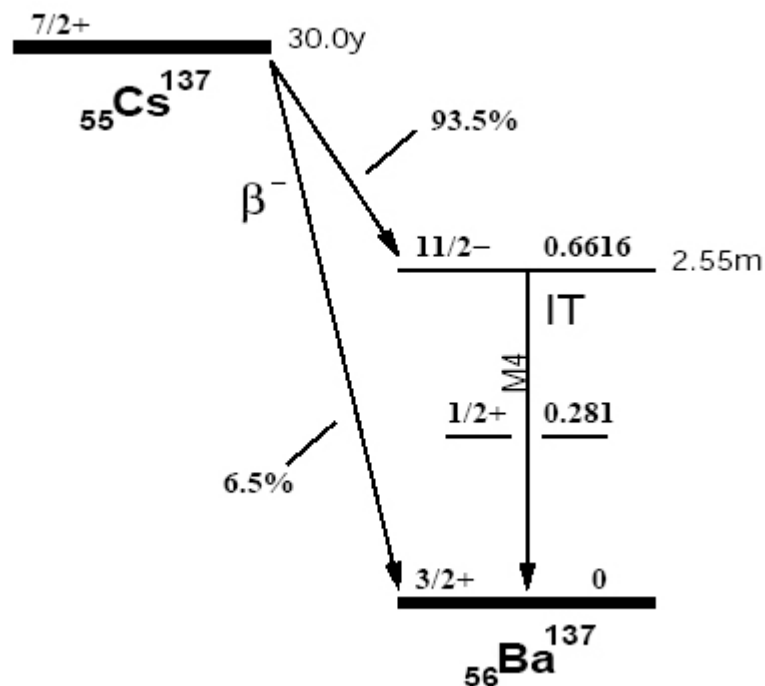


Abbildung 10: Niveauschema von ^{137}Cs

Auch beim ^{137}Cs sind die β -Übergänge dominierend, genauer gesagt zerfällt das ^{137}Cs zuerst durch einen β^- - Zerfall in einen angeregten Zustand des ^{137}Ba . In diesem Zustand (662 keV) verbleibt der angeregte Kern 2.55 Minuten, bevor er schließlich zu 90% durch Gammaemission und zu 10% durch innere Konversion zerfällt und den Grundzustand erreicht.

Die auffällig lange Lebenszeit des angeregten Zustands ist typisch für Übergänge hoher Multipolarität, wie sie hier der Fall ist (M4: magnetischer Oktopol-Übergang).

Peak	K	ΔK	$E_{exp}(K)$	$\Delta E_{exp}(K)$	Deutung	E_{theor}
1	97	3	0,2052	0,0061	Rückstreulinie	~0,2
2	266	5	0,4486	0,0064	Compton-Kante zu 3	0,4773
3	415	3	0,6632	0,0069	Gesamtabsorptionslinie	0,6616

Tabelle 3: Spektrum ^{137}Cs

Wir konnten in unserem Spektrum alle erwarteten Werte wiederfinden, wobei jedoch unser Wert für die Compton-Kante nicht im Rahmen der Fehlerabschätzung mit dem theoretischen Wert übereinstimmt.

3.4. γ -Spektrum von ^{133}Ba

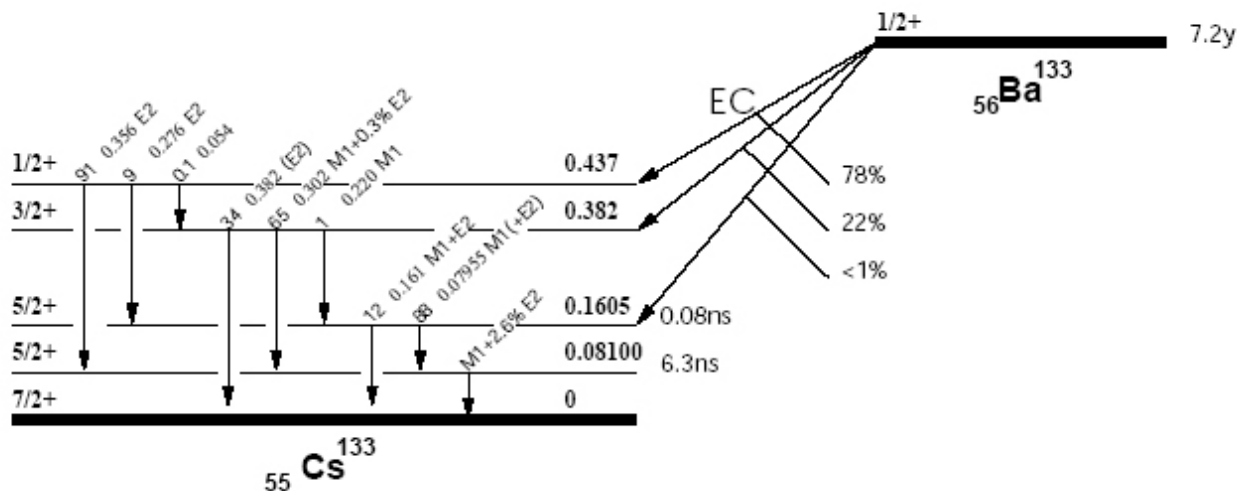


Abbildung 11: Niveauschema von ^{133}Ba

Wie man unschwer erkennen kann, zerfällt ^{133}Ba ausschließlich durch den Elektroneneinfang (electron capture).

Peak	K	ΔK	$E_{exp}(K)$	$\Delta E_{exp}(K)$	Deutung	E_{theor}
1	7	3	0,0756	0,0061	Gesamtabsorptionslinie	0,0795
1	7	3	0,0756	0,0061	Gesamtabsorptionslinie	0,0810
2	64	5	0,1577	0,0084	???	
3	163	5	0,3003	0,0085	Gesamtabsorptionslinie	0,2765
3	163	5	0,3003	0,0085	Gesamtabsorptionslinie	0,301
4	203	5	0,3579	0,0086	Gesamtabsorptionslinie	0,382
4	203	5	0,3579	0,0086	Gesamtabsorptionslinie	0,356

Tabelle 4: Spektrum ^{133}Ba

Da bei den verschiedenen Peaks anfänglich mehrere Übergänge in Betracht kamen hatten wir diese erstmal mit aufgeführt. Aus Tabelle 4 kann man nun ablesen welche davon dominieren: Bei Peak 3 ist es der Übergang von $3/2+$ nach $5/2+$ (unteres) und bei Peak 4 der Übergang von $1/2+$ nach $5/2+$ (unteres). Peak 2 ist uns nicht erklärbar. Als koinzidente Ereignisse können all diejenigen betrachtet werden, bei denen die Abregung des Tochterkerns über eines der beiden $5/2+$ Niveaus geschieht (Lebensdauer der Niveaus: 0,08 bzw. 6,3 ns).

3.5. γ -Spektrum von ^{22}Na

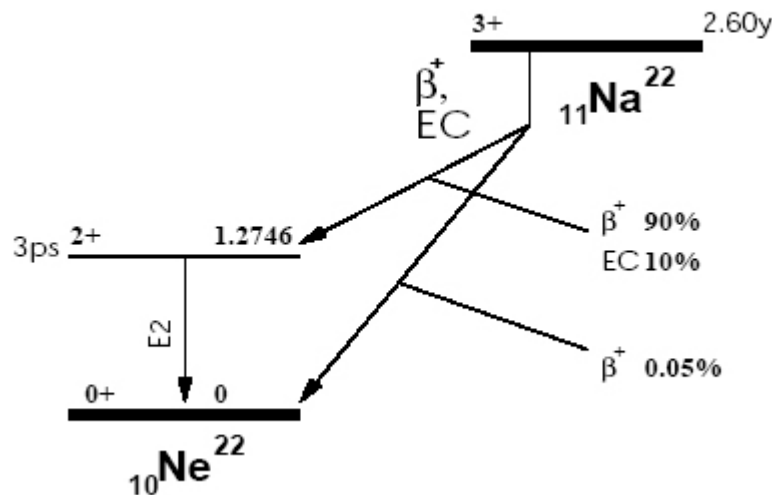


Abbildung 12: Niveauschema von ^{22}Na

^{22}Na zerfällt zu 90% über einen β^+ - Zerfall und zu 10% über den Elektroneneinfang. Der β^+ - Zerfall ist z.B. bei Kernen zu beobachten, die einen Protonenüberschuss abbauen müssen, um eine größere Stabilität zu erreichen.

Peak	K	ΔK	$E_{exp}(K)$	$\Delta E_{exp}(K)$	Deutung	E_{theor}
1	88	3	0,1923	0,0061	Rückstreulinie	~ 0,2
2	311	3	0,5134	0,0066	Annihilations-Peak	0,511
3	652	5	1,0044	0,0099	Compton-Kante zu 4	1,0618
4	837	5	1,2708	0,0107	Gesamtabsorptionslinie	1,2746

Tabelle 5: Spektrum ^{22}Na

Bei Natrium stimmen die Theorie- und Messwerte bis auf die Comptonkante auch überein.

3.6. Nachtmessung

Wir haben über Nacht mit dem Szintillationszähler eine Messung über 20,5 Stunden durchgeführt. Dabei haben wir kein Präparat eingesetzt, um Informationen über die Hintergrundstrahlung zu erhalten. In diesem Spektrum ist der Peak 2 ($E_{exp}(K)=1,4523 \pm 0,0168$ MeV) deutlich zu erkennen. Dieser Wert stimmt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretischen Wert von ^{40}Ka überein, so dass man schließen kann, dass es sich hierbei um die Gesamtabsorptionslinie von ^{40}Ka handelt. ^{40}Ka ist ein in der Natur vorkommendes radioaktives Nuklid. Bei Peak 1 vermuten wir die Gesamtabsorptionslinie von ^{137}Cs .

Peak	K	ΔK	$E_{exp}(K)$	$\Delta E_{exp}(K)$	Deutung	E_{theor}
1	409	10	0,6545	0,0154	Gesamtabsorptionslinie von ^{137}Cs ?	0,6616
2	963	10	1,4523	0,0168	Gesamtabsorptionslinie von ^{40}Ka	1,461

Tabelle 6: Spektrum Nachtmessung

3.7. Energieauflösung

Die Energieauflösung ist in verschiedener Weise beeinflusst von Inhomogenitäten, statistischen Fluktuationen der Szintillationsphotonen und elektronischen Rauschens. Eine Ursachen für diese Störungen kann die schwankende Effizienz der Photokathode bei der Umwandlung von Licht in Photoelektronen sein. Als weitere Ursache kann man die Schwankungen der Elektronenvervielfachung durch die Dynoden sehen.

Präparat	Peak	E_0 [MeV]	K_1	K_2	ΔK	ΔE [MeV]	$\delta(\Delta E)$	$\Delta E/E_0$	$\Delta E/E_0$
^{60}Co		1,1732	735	800	65±2	0,0936	0,0029	0,07978	0,0025
^{60}Co		1,3325	840	910	70±2	0,1008	0,0029	0,07565	0,0022
^{137}Cs		0,6616	392	437	45±2	0,0648	0,0029	0,09794	0,0044
^{133}Ba		0,3579	184	220	36±2	0,0518	0,0029	0,1447	0,0088
^{22}Na		0,511	291	329	38±2	0,0547	0,0029	0,1070	0,0057
^{22}Na		1,2746	807	866	59±4	0,0850	0,0058	0,0667	0,0046

Tabelle 7: Energieauflösung

Die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ nimmt mit wachsender Energie ab, was man sich damit erklären kann, dass sich die absolute Energieauflösung ΔE nicht stark in Abhängigkeit von der Energie E ändert. Der Fehler berechnet sich dabei wie folgt:

$$\delta\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right) = \sqrt{\left(\frac{\delta(\Delta E)}{E_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_0 \Delta E}{-E_0^2}\right)^2}$$

Der funktionale Zusammenhang zwischen der Abnahme von $\Delta E/E$ und wachsender Energie sieht folgendermaßen aus:

$$\log_{10} \frac{\Delta E}{E} = D \log_{10} E + C$$

$$\Rightarrow \frac{\ln\left(\frac{\Delta E}{E}\right)}{\ln 10} = D \frac{\ln E}{\ln 10} + C$$

$$\Rightarrow \ln\left(\frac{\Delta E}{E}\right) = D \cdot \ln E + C \cdot \ln 10$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta E}{E} = E^D \cdot 10^C$$

Mit $D \sim -0,5$ (s. Abb. 13) ergibt sich folgendes:

$$\frac{\Delta E}{E} \approx 10^C \frac{1}{\sqrt{E}} \Rightarrow \Delta E \approx 10^C \cdot \sqrt{E}$$

Dieses Ergebnis stimmt mit der Theorie überein, welche besagt, dass für statistische Schwankungen (hier der Fall) für den Fehler gilt:

$$\delta\left(\frac{\Delta E}{E}\right) \sim \delta\left(\frac{1}{\sqrt{E}}\right) \sim \delta\left(\frac{1}{\sqrt{N}}\right)$$

Dies folgt aus der Proportionalität der Energie und der Teilchenanzahl im Szintillationszähler. Die Werte wurden im Folgenden doppeltlogarithmisch geplottet und anschließend linear gefittet:

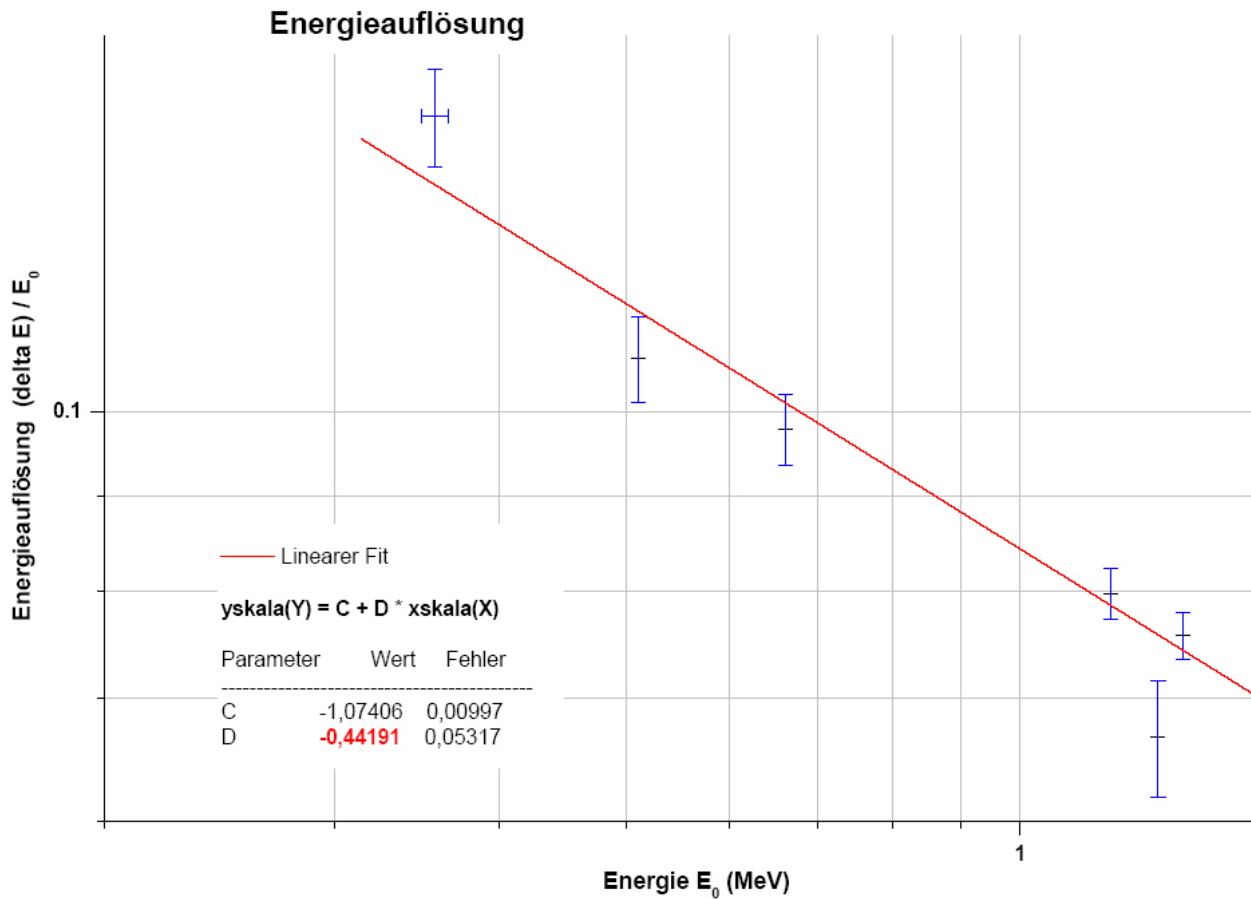


Abbildung 13: Energieauflösung

Nach obigem Zusammenhang sollte es bei doppeltlogarithmischer Auftragung zu einer Steigung von $-1/2$ kommen. Unsere ermittelte Steigung beträgt **$m = -0,44191 \pm 0,05317$** . Diese stimmt mit Fehler nicht mit der Theorie überein, aber die Abweichung ist nur gering.

4. Koinzidenzmessungen

4.1. Koinzidenzmessungen an ¹³⁷Cs (Compton-Effekt)

4.1.1. Einfache Koinzidenzschaltung

Für die einfache Koinzidenzschaltung verwenden wir folgende Schaltung:

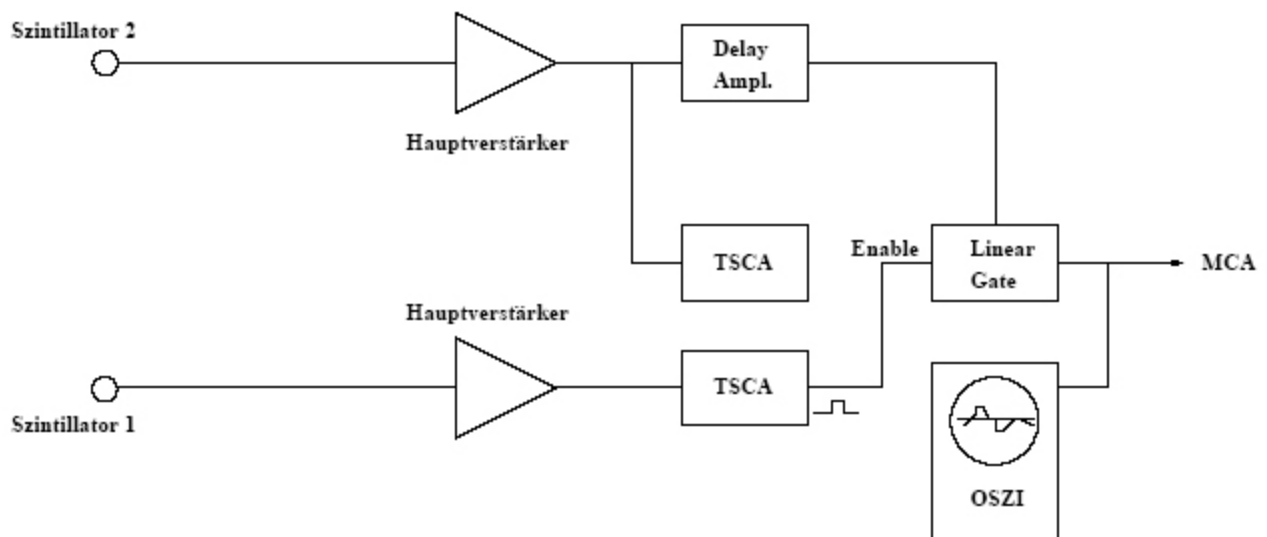


Abbildung 14: Schaltung 4

Mit dieser Schaltung werden nur Signale vom Szintillator 2 durch das Linear Gate hindurchgelassen, falls am Szintillator 1 auch ein Signal ankommt. D.h. eines der beiden gleichzeitigen Signalen wird registriert. Da aber bei uns die Koinzidenzauflösezeit einen endlichen Wert hat werden auch die Signale registriert, die innerhalb der 2-fachen Koinzidenzauflösezeit ankommen, da das Linear Gate für die gesamte Koinzidenzauflösezeit geöffnet ist. Wir registrieren diese also auch als gleichzeitige Signale.

In unserem Fall wollen wir das gleichzeitige Auftreten des (Compton-) Elektrons und des gestreuten γ -Quants nachweisen. Das Spektrum sollte im Idealfall nur 2 Peaks enthalten, einen bei 0,4773 MeV, der der Energie des Comptonelektrons entspricht (siehe Berechnung zur Comptonkante [Streuwinkel = 180°]) und einer mit der Energie des γ -Quants: $E = E_{\text{Gesamtabsorptionslinie}} - E_{\text{Comptonkante}} = 0,6616 \text{ MeV} - 0,4773 \text{ MeV} = 0,1843 \text{ MeV}$.

Folgende Peaks konnten wir aus dem Spektrum entnehmen:

Peak	K	ΔK	$E_{\text{theo}}(\text{MeV})$	$E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	$\Delta E_{\text{exp}}(\text{MeV})$	Herkunft der Linie
1	54	2	0,1843	0,1433	0,0052	gestreutes γ -Quant
2	271	5	0,4773	0,4558	0,0087	Comptonkante zu 3
3	411	3	0,6616	0,6574	0,0067	Gesamtabsorptionslinie

Tabelle 8: einfaches Koinzidenzspektrum

Man kann aus diesem Spektrum zwar entnehmen, dass die 2 Peaks neben der Gesamtabsorptionslinie vorhanden sind aber im Vergleich zum hohen Untergrund nicht sehr groß sind. Das Problem was ihr noch auftritt, ist die zu große Koinzidenzauflösezeit und das jedes γ -Quant im Szintillator 2 das Linear Gate öffnet. Wir messen also mit dieser Schaltung vorwiegend Zufallskoinzidenzen, wie wir beim Vergleich mit dem Spektrum der Zufallskoinzidenzen auch feststellen können. Daher ist auch der hohe Peak der Gesamtabsorptionslinie zu erklären, da innerhalb einer Koinzidenzzeit sich zufällig 2 Kerne gleichzeitig auch abregen können.

Das Spektrum der Zufallskoinzidenzen haben wir aufgenommen indem wir die Delayzeit so weit verstellt haben, dass keine gleichzeitigen Ereignisse mehr registriert werden konnten, nur die zufälligen, also die, wo gleichzeitig sich 2 Kerne abregen.

4.1.2. Zeitspektrum

Als nächstes haben wir mit folgender Schaltung das Zeitspektrum aufgenommen:

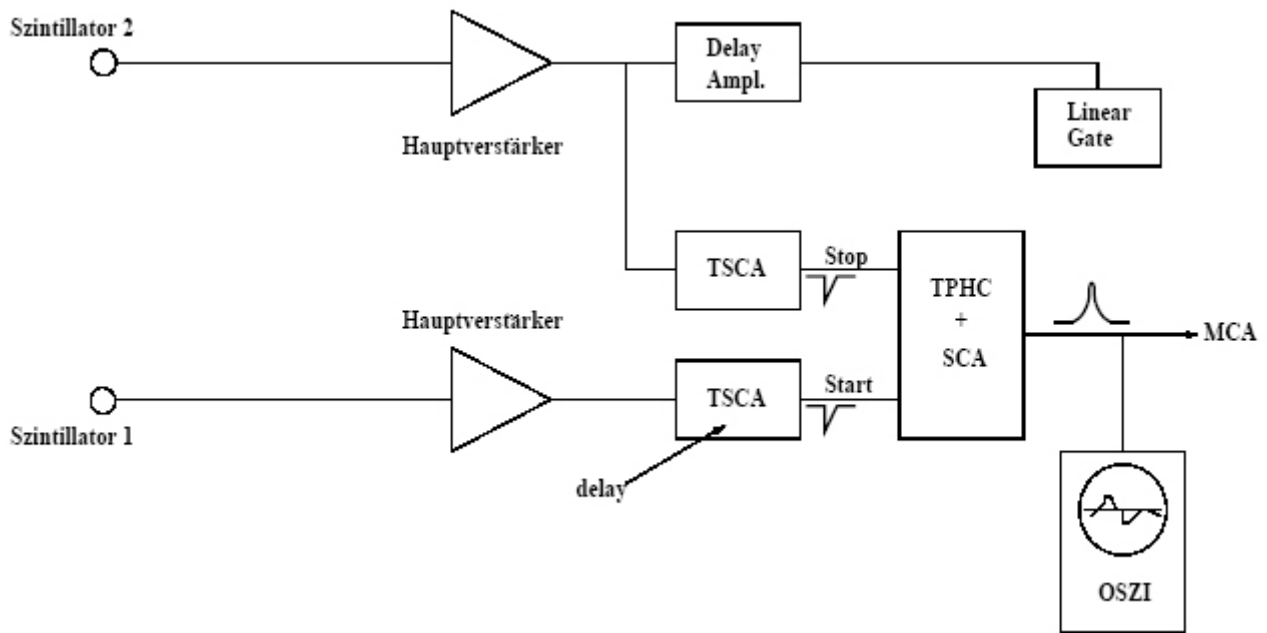


Abbildung 15: Schaltung 4

Der TPHC+SCA gibt einen Impuls weiter, dessen Höhe von der Zeitdifferenz zwischen Start- und Stoppsignal proportional ist.

Mit diesem können wir feststellen wie häufig ein Signal mit bestimmter Zeitdifferenz auftritt. Es ergibt sich ein Spektrum welches einen konstanten Untergrund über alle Kanäle hat und einen Peak aufweist. Der Peak kommt durch die echte Koinzidenz zustande, wogegen die zufälligen den konstanten Untergrund ausmachen.

Um auch quantitative Aussagen machen zu können benötigt man noch die Eichung Kanalnummer gegen Zeit. Diese bekommt man durch verändern der Delayzeit. Damit verschiebt sich der Koinzidenzpeak um eine bestimmte Anzahl von Kanälen bei vorgegebener veränderter Delayzeit.

Messung	Delayzeit (ns) [mit Kabeldelay]	K	ΔK
1	0	323	6
2	40	362	6
3	59	396	6

Tabelle 9: Zeitauflösung

Damit ergibt sich folgendes Diagramm mit der entsprechenden Eichgerade:

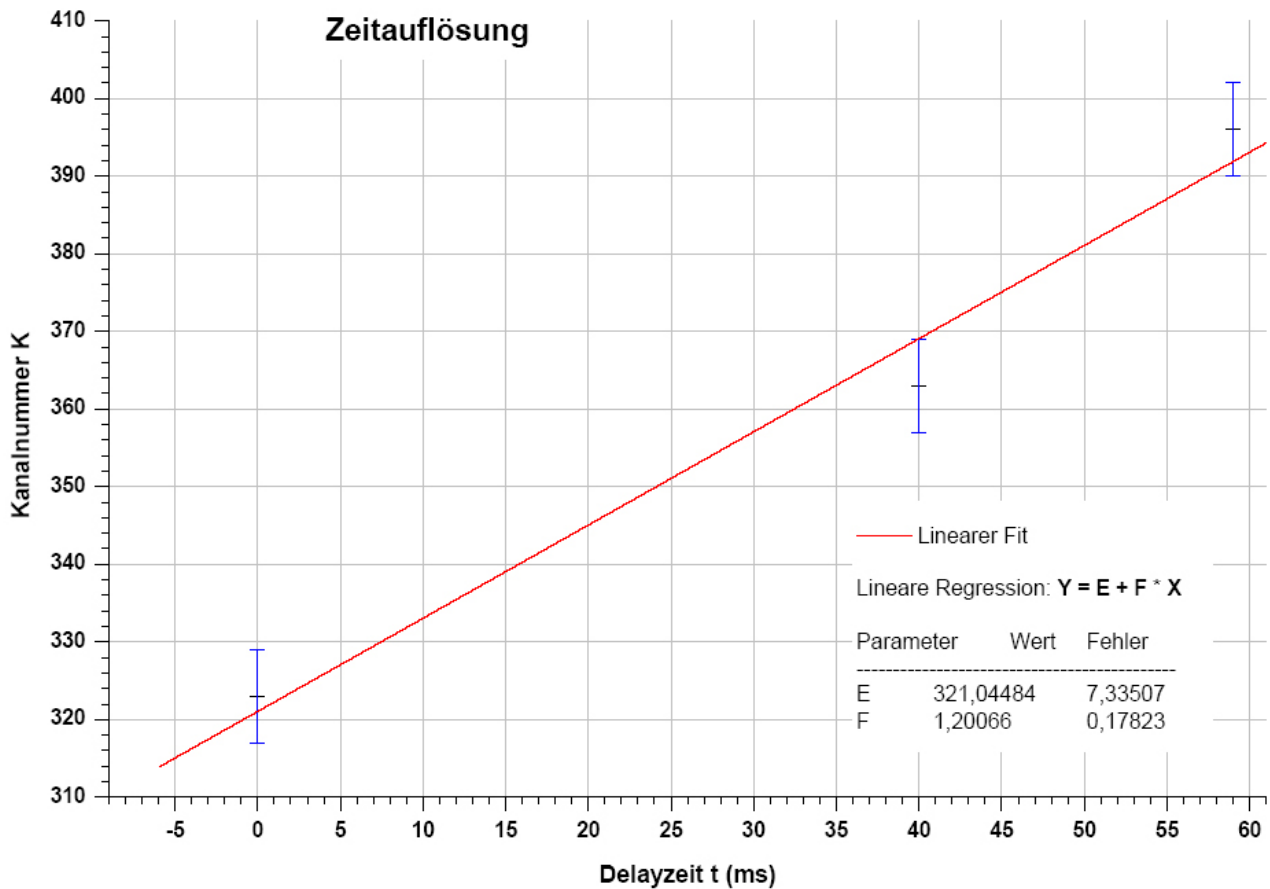


Abbildung 16: Zeitauflösung

Damit können wir nun die Koinzidenzauflösezeit berechnen. Wir benutzen dazu den rechten und linken Rand des Peaks zweier Spektren:

Messung	K_1	K_2	ΔK	$\delta \Delta K$	t (ns)	δt (ns)
2	318	414	96	6	79,95	12,88
3	340	449	109	6	90,78	14,37

$$\text{mit } t = \frac{\Delta K}{1,2007} [\text{ns}] \text{ und } \delta t = \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta K}{1,2007}\right)^2 + \left(0,17823 \frac{-\Delta K}{1,2007^2}\right)^2}$$

Tabelle 10: Koinzidenzauflösezeit

Daraus ergibt sich der Mittelwert mit Fehler zu: $t_{ko} = (85,4 \pm 19,3) \text{ ns}$. Durch die geringen Delayzeitunterschiede kommt der relativ große Fehler zustande.

Die breite der Peaks und damit unsere Koinzidenzauflösezeit ist vorwiegend verursacht durch verwendete Elektronik und den Szintillationszählern.

4.1.3. Verbesserte Koinzidenzschaltung

Um nun die echten Koinzidenzen besser nachweisen zu können, verbessern wir die Schaltung 6 durch verringern der Koinzidenzauflösezeit durch einstellen der Potentiometer am SCA mit Hilfe des Zeitspektrums am MCA.

Das Spektrum sieht nun deutlich anders aus. Es sind nun die Peaks mit der Energie des gestreuten γ -Quants und des Comptonelektrons deutlich dominant. Der Peak der Gesamtabsorptionslinie lässt sich aber nicht eliminieren, da durch die hohe Häufigkeit dieses Übergangs, zufällig gleichzeitige Zerfälle nicht zu vermeiden sind.

Folgende Peaks konnten wir nun aus dem Spektrum entnehmen:

Peak	K	ΔK	$E_{theo}(MeV)$	$E_{exp}(MeV)$	$\Delta E_{exp}(MeV)$	Herkunft der Linie
1	90	5	0,1843	0,1952	0,0084	gestreutes γ -Quant
2	288	5	0,4773	0,4803	0,0087	Comptonkante zu 3
3	441	10	0,6616	0,7006	0,0154	Gesamtabsorptionslinie

Tabelle 11: verbessertes Koinzidenzspektrum

Die Addition der experimentell ermittelten Energien des ersten und zweiten Peaks ergibt: $E_{ges} = 0,1952 \text{ MeV} + 0,4803 \text{ MeV} = \mathbf{(0,6755 \pm 0,0120) \text{ MeV}}$. Dies stimmt nicht mit dem gemessenen Wert von 0,7006 MeV überein. Die große Diskrepanz zwischen dem Theorie- und Messwert bei Peak 3 wird von einem Ablesefehler herrühren, da die Aufnahmezeit zu kurz und damit die Statistik zu schlecht war, wie man im Spektrum erkennen kann. Die addierten Werte von 1 und 2 stimmen ja mit dem Theoriewert gut überein.

Ein weiterer Fehler kommt durch das einstellen der Delayzeit am Amplifier zustande. Da durch die unterschiedlich benötigte Laufzeit der Signale durch die Apparaturen das Maximum des koinzidenten Signals abgeschnitten sein kann. Dies geschah bei der ersten Messung dieses Spektrums.

4.1.4. Verbesserte Koinzidenzschaltung mit Energiefenster

Man kann nun die Koinzidenzschaltung noch weiter verbessern indem nur eines der beiden koinzidenten Signale das Startsignal liefert. Es soll nun das γ -Quant das Startsignal liefern. Dazu stellen wir am TSCA 1 die Schwelle der Durchlassenergie durch Potentiometer so ein, dass nur Signale das Linear Gate öffnen können, die die Energie des γ -Quants haben.

Es sollte dann nur nach der Comptonpeak zu sehen sein. Im Spektrum erkannt man auch das dieser Peak nun deutlich dominiert. Die Peaks des γ -Quants und der Gesamtabsorptionslinie lassen sich aber auch hier nicht vollständig eliminieren.

4.2. Koinzidenzmessungen an ^{60}Co (Kaskadenzerfall)

4.2.1. Koinzidenzauflösezeit

Bei diesen Messungen können wir für unsere Messungen auch den Kaskadenzerfall als koinzident annehmen (obwohl sie eigentlich hintereinander ablaufen), da die Lebensdauer des angeregten Niveaus bei 1.3325 MeV nur 0,7 ps beträgt (vgl. Niveauschema von ^{60}Co). Diese Zeit ist zu kurz um es mit unserer Apparatur auflösen zu können. Aus dem Diagramm der Zeitauflösung ist zu erkennen, dass wir nur im ns-Bereich messen können (etwa 1ns pro Kanal).

Mit Schaltung 5 können wir auch hier wieder die Koinzidenzauflösezeit bestimmen (diesmal nur aus einem Spektrum):

Messung	K_1	K_2	ΔK	$\delta\Delta K$	t (ns)	δt (ns)
1	$(48-5) \pm 4$	$(68+5) \pm 4$	30,0	5,7	25,0	5,1

Tabelle 12: Koinzidenzauflösezeit

Die Koinzidenzauflösezeit ist also $t_{\text{KO}} = (25,0 \pm 5,1) \text{ ns}$. Wir haben dabei den Messwert für K_1 und K_2 um 5 nach links bzw. nach rechts verschoben (im Spektrum abgeschätzt), da wir unsere K 's fälschlicherweise an der Stelle der Halbwertsbreite bestimmt hatten.

Diese gemessene Auflösezeit bei ^{60}Co ist deutlich geringer als die bei ^{137}Cs . Dies liegt an einem besseren Nulldurchgang der bipolaren Signalform, da der Durchgang im realen (abhängig von der Güte der Apparatur) nicht ganz unabhängig von der Amplitude ist. Folglich erhält man für energiereichere Ereignisse bessere Koinzidenzauflösezeiten.

4.2.2. Zählraten und Quellstärke

Da wir die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Szintillationszähler nicht wissen und die Ausmessung der Versuchsanordnung mit einem relativ großen Fehler behaftet ist, wollen wir mit Hilfe der Zählraten der echten und zufälligen Koinzidenzen die Quellstärke unserer ^{60}Co -Quelle bestimmen.

Die Zählrate eines Szintillationszählers ist gegeben durch $R_i = M_i Q \eta_i$ ($i = 1,2$), wobei Q die gesuchte Quellstärke und η die unbekannte Nachweiswahrscheinlichkeit ist. M ist die Multiplizität der Photonen, in unserem Fall ist M also gleich 2, da wir 2 Photonen für unsere Koinzidenz ausnutzen.

Die Koinzidenzrate ist gegeben durch $R_K = M_K Q \eta_1 \eta_2$, wobei M_K die Anzahl der Möglichkeiten sind, die ein Photon hat, detektiert zu werden, bei also 2.

Aus diesen Gleichungen lässt sich nun die Quellstärke bestimmen:

$$Q = \frac{R_1 R_2}{R_K} \frac{M_K}{M_1 M_2} = \frac{R_1 R_2}{2 R_K}$$

Es sei dazu noch zu bemerken, dass beide Photonen zwar kausal zusammenhängen aber ihre Winkelverteilung unabhängig voneinander ist, weswegen wir obige Formeln benutzen kann.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Photonen ist auch leicht energieabhängig. Je mehr Energie ein Photon hat, desto mehr Sekundärphotonen entstehen im Szintillationszähler aber der Fehler steigt nur mit der Wurzel der Anzahl der Sekundärphotonen.

Wir haben nun folgende Zählraten mit Schaltung 3 am Computer bestimmt:

	Zeit (s)	Counts	ΔCounts = $\sqrt{\text{counts}}$	Zählrate R_i (counts/s)	ΔR_i (counts/s)
Einzelrate Szintillationszähler 1	115,5	221805	471	$R_1 =$ 1920,4	4,1
Einzelrate Szintillationszähler 1	1257,1 657	273158	522	$R_2 =$ 217,3	0,4
Koinzidenzrate	428,33	1291	36	$R_K =$ 3,014	0,084

Tabelle 13: Zählraten

Damit ergibt sich die gesuchte Quellstärke zu: **$Q = (69,2 \pm 1,9) 140$ kBq**, der Fehler berechnet sich dabei wie folgt:

$$\Delta Q = \sqrt{\left(\frac{R_2}{2R_K} \Delta R_1\right)^2 + \left(\frac{R_1}{2R_K} \Delta R_2\right)^2 + \left(\frac{R_1 R_2}{2R_K^2} \Delta R_K\right)^2}$$

Unsere theoretische Quellstärke lässt sich mit dem Zerfallsgesetz berechnen (mit $Q_0 = 285$ kBq [01.01.1999], $t_{1/2} = 5,272$ Jahre, Versuchstag: 21.04.2004 $\Rightarrow t = 5,309$ Jahre)

$$Q(t) = Q_0 e^{\frac{-\ln 2}{t_{1/2}} t} = 285 \text{ kBq} e^{\frac{-\ln 2}{5,271} 5,309} = 142 \text{ kBq}$$

Unser gemessener Wert beträgt demnach nur etwa die Hälfte des theoretischen Wertes. Diese hohe Abweichung ist uns nicht erklärbar, mögliche vereinfachte Annahmen sollte nicht so einen großen Fehler verursachen. Als eine mögliche Ursache könnte höchstens ein Fehler für die Annahmen für die M_i in Frage kommen, da wir eben grad die Hälfte herausbekommen. Ansonsten könnte vielleicht noch die Koinzidenzrate falsch bestimmt worden sein.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten ergeben sich damit wie folgt:

$$\text{Szintillationszähler 1: } \eta_1 = \frac{R_1}{2Q} = 0,01387 \pm 0,00039 = (1,39 \pm 0,04) \text{ Prozent}$$

$$\text{Szintillationszähler 2: } \eta_2 = \frac{R_2}{2Q} = 0,00157 \pm 0,00004 = (0,157 \pm 0,004) \text{ Prozent}$$

, wobei sich der Fehler wie folgt ergibt: $\Delta \eta_i = \sqrt{\left(\frac{\Delta R_i}{2Q}\right)^2 + \left(\frac{-R_i}{2Q^2} \Delta Q\right)^2}$

Da die Quellstärke schon scheinbar falsch ist, müsste der Fehler hier entsprechend größer sein.

4.2.3. Rate der Zufallskoinzidenzen

Die Rate der Zufallskoinzidenzen lässt sich dann mit Hilfe der Koinzidenzauflösezeit t_{KO} für ^{60}Co wie folgt berechnen: $R_{ZK} = 2 t_{KO} R_1 R_2$

Sie ergibt sich dann zu: $R_{ZK} = (0,0209 \pm 0,0043) \text{ s}^{-1}$

, wobei sich der Fehler wie folgt ergibt:

$$\Delta R_{ZK} = R_{ZK} \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_1}{R_1}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R_2}{R_2}\right)^2}$$

Die gemessene Rate der Zufallskoinzidenzen war folgende:

Zeit (s)	Counts	$\frac{\Delta \text{Counts}}{\sqrt{\text{counts}}}$	Zählrate $R_{ZK,gem}$ (counts/s)	$\Delta R_{ZK,gem}$ (counts/s)
428,33	12	3,46	0,0280	0,0081

Tabelle 14: Zufallskoinzidenzen

Die gemessene Rate $R_{ZK,gem} = (0,0280 \pm 0,0081) \text{ s}^{-1}$ stimmt innerhalb ihrer Fehlergrenzen mit der berechneten Rate überein, wobei der Fehler durch die geringe Anzahl an Counts ziemlich groß ist.

4.2.4. Koinzidenznachweis

Durch verwenden von Schaltung 6 und einstellen der Energiefenster am TSCA1 auf die Energie eines der beiden koinzidenten Photonen (bei uns auf das höherenergetische mit 1,3325 MeV), als „Signalgeber“ zum öffnen des Linear Gate, ergibt sich wie erwartet im Koinzidenzspektrum nur ein dominanter Peak, bei der Energie, die dem anderen koinzidenten Photon (mit 1,1725 MeV) entspricht. Ein Untergrund an Zufallskoinzidenzen ist aber auch hier nicht zu vermeiden. Damit ist das koinzidente auftreten beider Photonen und damit der Kaskadenzerfall nachgewiesen.

4.3. Koinzidenzmessungen an ^{22}Na (Vernichtungsstrahlung)

4.3.1. Zählraten und Quellstärke

Bei der Bestimmung der Quellstärke gehen wir wie bei 4.2.2. vor. Wir müssen diesmal aber beachten das die beiden Photonen, die bei der Annihilation von e^+ und e^- entstehen, nicht mehr in beliebigen Winkeln voneinander davon fliegen sondern sich entgegengesetzt entfernen. Damit muss die Gleichung zur Bestimmung von Q etwas modifiziert werden, da bei der detektion des einen der beiden Photonen das andere festgelegt ist.

Damit kann der Raumwinkel $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ in der folgenden Gleichung gleichgesetzt werden:

$$R_K = M_K Q \eta_1 \eta_2 = \cancel{M_K Q \Omega_1 \epsilon_1 \Omega_2 \epsilon_2} = M_K Q \Omega \epsilon_1 \epsilon_2$$

Damit ergibt sich für die Quellstärke (mit $M_i=1$):

$$\Rightarrow Q = \frac{R_1 R_2 \Omega}{R_K} \Rightarrow Q = \frac{R_1 R_2}{R_K} \frac{1}{2\Omega}$$

Um Ω (entspricht Anteil der gesamten Kugeloberfläche) zu bestimmen berechnen wir zuerst die gesamte Detektorfläche (dabei mitteln wir die Durchmesser):
Szintillationszähler 1: $d_1 = 5,8 \text{ cm}$, Szintillationszähler 2: $d_2 = 8,0 \text{ cm}$

$$\Rightarrow \bar{d} = (6,9 \pm 1,1) \text{ cm mit } \Delta \bar{d} = \sqrt{\frac{\sum (\bar{d} - d_i)^2}{n(n-1)}}$$

$$A_{\text{Kreis}} = \pi \left(\frac{\bar{d}}{2} \right)^2 = (37,39 \pm 11,92) \text{ cm}^2 \text{ mit } \Delta A_{\text{Kreis}} = 2\pi r \Delta r$$

Als nächstes berechnen wir die Fläche der gesamten Kugeloberfläche:
Abstand Probe - Szintillationszähler: $r_{\text{Kugel}} = (10,2 \pm 0,2) \text{ cm}$

$$A_{\text{Kugel}} = 4\pi r^2 = (1307,4 \pm 51,3) \text{ cm}^2$$

Damit können wir den Anteil der Detektorfläche von der gesamten Kugeloberfläche näherungsweise wie folgt berechnen:

$$\Omega = \frac{A_{\text{Kreis}}}{A_{\text{Kugel}}} = \frac{(37,39 \pm 11,92)}{(1307,4 \pm 51,3)} = (0,0286 \pm 0,0092) \text{ mit}$$

$$\Delta \Omega = \sqrt{\left(\frac{\Delta A_{\text{Kreis}}}{A_{\text{Kugel}}} \right)^2 + \left(\frac{-A_{\text{Kreis}} \Delta A_{\text{Kugel}}^2}{A_{\text{Kugel}}^2} \right)^2}$$

Die Zählraten haben wir wieder mit Schaltung 3 am Computer bestimmt:

	Zeit (s)	Counts	$\frac{\Delta \text{Counts}}{\sqrt{\text{counts}}}$	Zählrate R_i (counts/s)	ΔR_i (counts/s)
Einzelrate Szintillationszähler 1	121,65	253301	503	$R_1 =$ 2082,21	4,13
Einzelrate Szintillationszähler 1	150,29	97178	311	$R_2 =$ 646,60	2,07
Koinzidenzrate	151,01	14467	120	$R_K =$ 95,80	0,80

Tabelle 15: Zählraten

Daraus ergibt sich die Quellstärke zu: **$Q = 247 \text{ kBq}$**

$$\Rightarrow Q = \frac{R_1 R_2 \Omega}{R_K} = \frac{2082,21 \cdot 646,60 \cdot \Omega}{95,80} = \underline{\underline{247 \text{ kBq}}}$$

$$\Delta Q = \sqrt{\left(\frac{R_2 \Omega}{2R_K} \Delta R_1\right)^2 + \left(\frac{R_1 \Omega}{2R_K} \Delta R_2\right)^2 + \left(\frac{\Omega R_1 R_2}{2R_K^2} \Delta R_K\right)^2 + \left(\frac{R_1 R_2}{2R_K} \Delta \Omega\right)^2}$$

Der berechnete Theoriewert ergibt sich nachfolgend (mit $Q_0 = 313 \text{ kBq}$ [24.09.1998], $t_{1/2} = 2,603 \text{ Jahre}$, Versuchstag: 22.04.2004 $\Rightarrow t = 5,574 \text{ Jahre}$) zu:

$$Q(t) = Q_0 e^{\frac{-\ln 2}{t_{1/2}} t} = 313 \text{ kBq} e^{\frac{-\ln 2}{2,603} 5,574} = \underline{\underline{70,9 \text{ kBq}}}$$

Man sieht der bestimmte und theoretische Wert liegen um 2 Größenordnungen auseinander. Das Verfahren zur Bestimmung der Quellstärke mit winkelabhängigen Photonen nach obiger Methode funktioniert also nicht richtig. Woran das liegt können wir uns nicht erklären. **Zu groß, da sich der koinzidente Raumwinkel sich stark ändert, falls die Probe nicht exact in der Mitte, sondern etwas seitlich steht: Fehler bei Koinzidenzrate sehr groß/unbekannt. Da beide Photonen eine 180° Korrelation haben.**

4.3.2. Vergleich der Koinzidenzraten

Der Verhältnis v_i von Koinzidenzrate zu Einzelrate, wobei wir es jeweils mit R_1 ins Verhältnis gesetzt haben (R_2 wäre auch möglich gewesen), ist:

$$\text{für } ^{22}\text{Na: } v_1 = \frac{R_K}{R_1} = \underline{\underline{0,0460 \pm 0,00039}}$$

$$\text{und } ^{60}\text{Co: } v_2 = \frac{R_K}{R_1} = \underline{\underline{0,0016 \pm 0,00004}}$$

Bei ^{22}Na erhalten wir ein besseres Verhältnis.

4.3.3. Koinzidenzmessung

Wir wollen nun das gleichzeitige auftreten des Photons, welches bei der Abregung des Tochterkerns, und die Emission eines $\beta^+(=e^+)$ -Teilchens, welches sich sofort durch Annihilation mit einem e^- in zwei 0,511 MeV Photonen vernichtet, nachweisen. Dabei ist die Lebensdauer des angeregten Zustandes des Tochterkerns 3 ps, weswegen wir es wieder als koinzidentes Ereignis betrachten können. Die radioaktive Probe stand dabei nicht zwischen den beiden Szintillationszählern.

Die Abregung des Tochterkerns in den Grundzustand, welches ein Photon mit der Energie von 1,2746 MeV (Gesamtabsorptionslinie) emittiert nehmen wir als Auslösesignal. In Schaltung 6 haben wir die Koinzidenzauflösezeit und das Energiefenster am TSCA1 entsprechend eingestellt.

Wenn nun die 0,511 MeV Photonen (und damit das vorher entstandene e^+) koinzident auftreten, sollte es nur zu einem dominanten Peak bei einer Energie von 0,511 MeV kommen. Dies ist im Spektrum sehr gut zu erkennen. Die Gesamtabsorptionslinie ist fast vollständig verschwunden. Damit ist die Koinzidenz gezeigt.

5. Kritische Diskussion

von Ronny Geisler

In diesem Versuch ging es darum die Spektren verschiedener Radionuklide, die durch verschiedene Zerfallsarten entstanden, zu interpretieren. Dabei traten auch koinzidente Ereignisse auf, die wir auch nachweisen konnten.

In den aufgenommenen γ -Spektren konnten wir alle wichtigen Linien identifizieren. Die Fehler lagen meistens innerhalb der Fehlergrenzen. Nur bei der Bestimmung der Comptonkante kam es zu größeren Abweichungen, da die exakte Lage der Kante schwierig aus dem Spektrum abzulesen war.

Die Koinzidenzmessungen, die wir mit einer immer mehr verbesserten Koinzidenzschaltung, wie sie bei solche Messungen üblich ist, gemacht haben, lieferte bei der letzten Koinzidenzmessung (Vernichtungsstrahlung) das beste Ergebnis. Bei dem Compton-Effekt und dem Kaskadenzerfall war das Ergebnis zwar auch gut, aber die zufälligen Koinzidenzen war noch relativ stark störend.

Als einziges, bei der Bestimmung der Quellstärken erhielten wir falsche Ergebnisse. Diese wichen bei ^{60}Co um den Faktor 2 und bei ^{22}Na um 2 Größenordnungen ab. Dies ist uns nicht erklärbar.

Man konnte bei diesem Versuch aber auf jeden Fall einiges über die verwendeten Methoden und Apparaturen, die in der Kernphysik verwendet werden, lernen. Auch die manchmal nicht gleich einfachen Verkabelungen waren mit der Zeit kein Problem.

Was man vielleicht noch besser wissen sollte, ist, wie man am besten die Comptonkante und die Koinzidenzauflösezeit abliest. Im Skript könnte man noch einfügen, wie bestimmte Fachbegriffe (Rückstreulinie,...) auf Englisch heißen um den englischen Teil gleich besser verstehen zu können.

von Ronak F. Kalhor

Im Großen und Ganzen haben wir aus den aufgenommenen γ -Spektren akzeptable Werte erhalten, die weitestgehend mit der Theorie übereinstimmen.

In einigen Fällen lagen die Werte nicht innerhalb der Fehlergrenzen. Zum Beispiel waren unsere Werte für die Compton-Kanten durchweg zu klein und lagen nicht im theoretisch erwarteten Energiebereich. Der Grund hierfür könnte sein, dass wir anstelle der eigentlichen Kante den dazugehörigen Peak gemessen haben, was ein systematischer Fehler wäre.

Große Unklarheit herrschte bei uns in der Bestimmung der Quellstärke. Bei der Bestimmung der Quellstärke von ^{60}Co wich unser berechneter Wert um den Faktor 2 vom theoretischen Wert ab. Die berechnete Quellstärke von ^{22}Na lag 2 Größenordnungen unterhalb des erwarteten Wertes. Den Grund für diese unzufriedenstellend Werte konnten wir uns leider nicht erklären. Es könnte möglicherweise an den Annahmen liegen, die wir anfangs gemacht haben. Allerdings sind wir relativ überzeugt von ihrer Richtigkeit, weshalb wir recht ratlos sind, was den Ursprung der Abweichungen angeht.

Im Wesentlichen ging es bei dem Versuch darum, die Koinzidenzen bei den Zerfällen von ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{22}Na zu messen und nachzuweisen. Dies ist uns bei ^{22}Na sehr gut gelungen, und auch mit den ermittelten Werten für ^{60}Co und ^{22}Na sind wir soweit zufrieden.

Den Versuch fand ich sehr interessant, da ich hier noch einmal die Gelegenheit hatte, wichtige Grundlagen der Kernphysik aufzufrischen und die Vorgehensweise bei derartigen Messungen kennen zu lernen. Zudem war es auch wieder eine gute Übung im Aufbauen der Elektronik.

Außerdem ist die Koinzidenzmessung eine wichtige Methode in der Medizinischen Physik (mein Wahlfach) im Bereich der Positronen-Emissionen-Tomographie (PET), weshalb es für mich besonders interessant war, da ich so einen besseren Bezug zur Theorie gewonnen habe.