

Experiment 8 Szintillationszähler

Kurzprotokoll



1. September 2024

Laborarbeit am: 29. & 30. August

Assistent:



Inhaltsverzeichnis

1 Versuchsziel	2
2 Versuchsaufbau und Durchführung	2
2.1 Durchführung Teil 1: Energieeichung und Spektrum von Th-228	2
2.2 Durchführung Teil 2: Koinzidenzmessung	3
3 Beobachtungen, Messdaten und Analyse	5
3.1 Beobachtung der Signale der unterschiedlichen Komponenten am Oszilloskop . . .	5
3.2 Analyse Teil 1: Energieeichung und Spektrum von Th-228	8
3.3 Analyse Teil 2: Koinzidenzmessung	14
4 Diskussion	15
4.1 Diskussion Teil 1: Energieeichung und Spektrum von Th-228	15
4.2 Diskussion Teil 2: Koinzidenzmessung	16
5 Fazit	17
6 Anhang A: Unterschriebene Labornotizen	19
7 Anhang B: Weitere Plots	23

1 Versuchsziel

Dieser Versuch gibt einen Einblick in die Arbeit mit Szintillationszählern und einem *nuclear instrument module* (NIM) zur Untersuchung radioaktiver Strahlung. Im ersten Versuchsteil verwenden wir verschiedene radioaktive Quellen, um eine Energieeichung durchzuführen und vermessen anschließend das Zerfallsspektrum von ^{228}Th . Der zweite Versuchsteil untersucht die Winkelverteilung von Vernichtungsphotonen aus dem β^+ -Zerfall von ^{22}Na . Dabei spielen auch die unterschiedlichen Eigenschaften von organischen im Vergleich zu anorganischen Szintillationszählern eine Rolle.

2 Versuchsaufbau und Durchführung

Wir verwenden zwei Szintillationszähler - einen anorganischen NaI-Kristall und einen organischen Plastiksintillator -, verschiedene Elemente zur Signalverarbeitung in einem NIM-Übertrahmen sowie die Software *Gamma Acquisition & Analysis* auf einem Computer mit angeschlossenem *multi channel analyser* (MCA).

Die Schaltpläne für beide Versuchsteile sind in Abb. 1 und 4 skizziert. Die beiden Szintillatoren sind jeweils fest mit ihrem Photomultiplier (PM) und Vorverstärker verbunden und geben anschließend per Kabel die Signale aus dem Vorverstärker an die Module im NIM weiter (Hauptverstärker, *single channel analyser* (SCA), *timing unit*, Koinzidenzeinheit, HEX-Zähler, *gate generator*). Außerdem verwenden wir ein Oszilloskop, um die Output-Signale an den verschiedenen Modulen direkt zu beobachten. Zwei Hochspannungsgeräte liefern die Spannungsversorgung der Detektoren.

2.1 Durchführung Teil 1: Energieeichung und Spektrum von Th-228

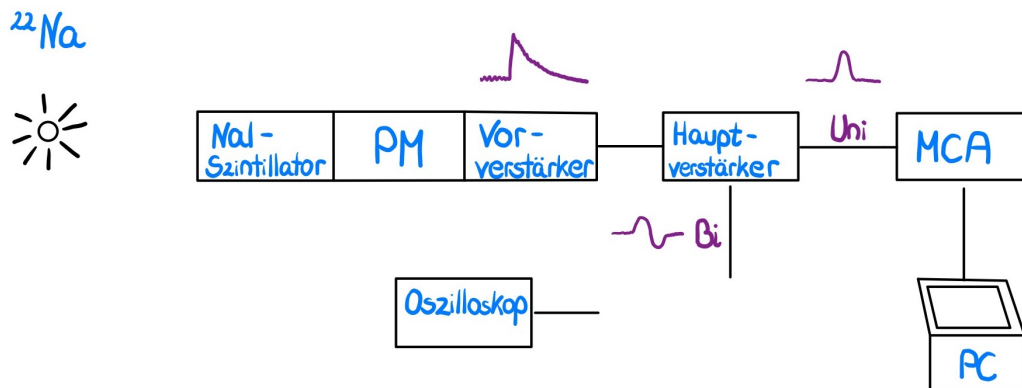


Abbildung 1: Blockschaftplan für den ersten Versuchsteil

Für den ersten Versuchsteil verwenden wir nur den NaI-Szintillator, wie in Abb. 1 zu sehen. Wir schließen zunächst das Oszilloskop an die verschiedenen Ausgänge von Vorverstärker und Hauptverstärker an, um die Signalformen zu untersuchen und die Geräte zu justieren (siehe dazu Abschnitt 3.1). Außerdem führen wir mithilfe des Messprogramms eine erste näherungsweise Kalibration am Spektrum von ^{22}Na durch, um einen Verstärkungsfaktor zu finden, der auch für die später gemessenen Spektren geeignet ist. Details zu den konkreten Einstellungen sind in den Labornotizen in Abschnitt 6 zu finden.

Für die eigentlichen Messreihen bleiben die so vorgenommenen Einstellungen konstant. Wir nehmen zunächst die Spektren von ^{22}Na , ^{60}Co und ^{152}Eu mit Messzeiten von 10 - 30 min auf, dann ein Untergrundspektrum in einer Messzeit von ca. 2 h. Für das Spektrum von ^{228}Th messen wir wegen der geringen Aktivität etwa 16 h lang. Die Proben liegen dafür horizontal in einer Halterung, wobei ihr Ende sehr nah ($< 1\text{cm}$) vor dem NaI-Szintillationszähler platziert ist.

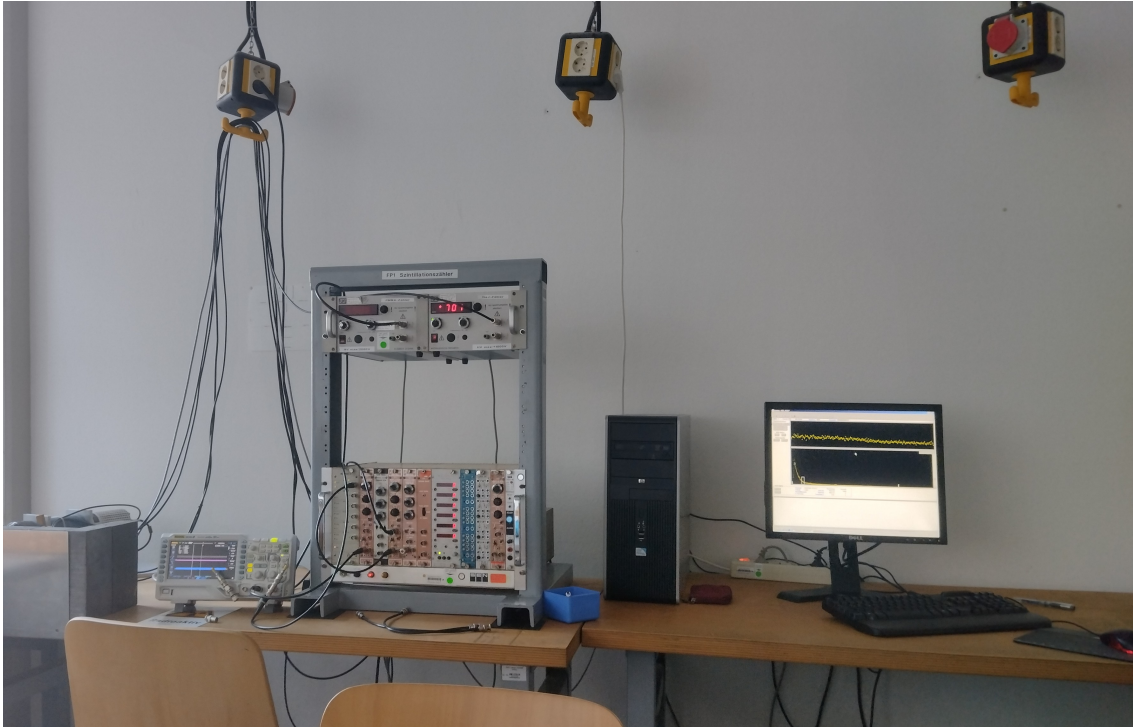


Abbildung 2: Versuchsaufbau von Teil 1 mit Computer, NIM Modul und Oszilloskop. Am linken Bildrand beginnt der abgeschirmte Detektionsbereich

2.2 Durchführung Teil 2: Koinzidenzmessung

Der Versuchsaufbau zur Winkelmessung ist in Abb. 3 zu sehen. Der Winkel w wird von der Position in welcher sich die beiden Detektoren genau gegenüberstehen aus gemessen, d.h. dies ist die Position mit $w = 0^\circ$. Der Plastiksintillator wird auf einem Rädchen im Kreis bewegt, welches in den im 5° Abstand vorhandenen Kerben gewissermaßen einrastet.

Für diesen Versuchsteil wurde die verwendete ^{22}Na Probe umgedreht in ihrem Halter zwischen die beiden Szintillatoren gestellt. Es ist anzumerken, dass es laut Versuchsanleitung Fre eigentlich möglich gewesen sein sollte diese im Drehpunkt des Plastiksintillators aufzuschrauben, was mit der hier verwendeten Probe allerdings nicht möglich war. Da die Probe in unserem Fall also nicht exakt zentral stand, birgt dies eine mögliche Quelle für Unsicherheiten auf den Winkel w , zudem stand die Probe auch nicht genau gleich weit von beiden Detektoren entfernt.

Nachdem die Schaltung in Abb. 4 aufgebaut und alle Ausgänge der einzelnen Geräte am Oszilloskop betrachtet wurden, mussten in diesem Versuchsteil noch geeignete Parametereinstellungen gefunden werden, bei denen der relative Anteil an zufälligen Koinzidenzen nicht übermäßig hoch erscheint. Hierzu wurden hauptsächlich die untere Energieschranke für den SCA des Plastiksintillators, sowie der *Delay* zwischen den Signalen verändert, wobei der bewegliche organische Szintillator abwechselnd auf eine Position ungefähr gegenüber des NaI Szintillators (an der die höchste Koinzidenzrate erwartet wird) und an eine weit davon abweichende Position (an der hauptsächlich zufällige Koinzidenzen erwartet werden) gebracht wurde.

Anschließend wurde eine Messreihe aufgenommen, in welcher unter einem variierenden Winkel w die Anzahl N der gezählten Koinzidenzen während einer Zeitspanne von jeweils $\Delta t = 180\text{s}$ notiert wurde.

Für eine Einschätzung der Anzahl an zufälligen Koinzidenzen wurde während desselben Zeitintervalls eine weitere Messung durchgeführt, bei der das Signal des Plastiksintillators über eine extra dazugeschaltete Delay-Einheit übermäßig lang verzögert wurde.

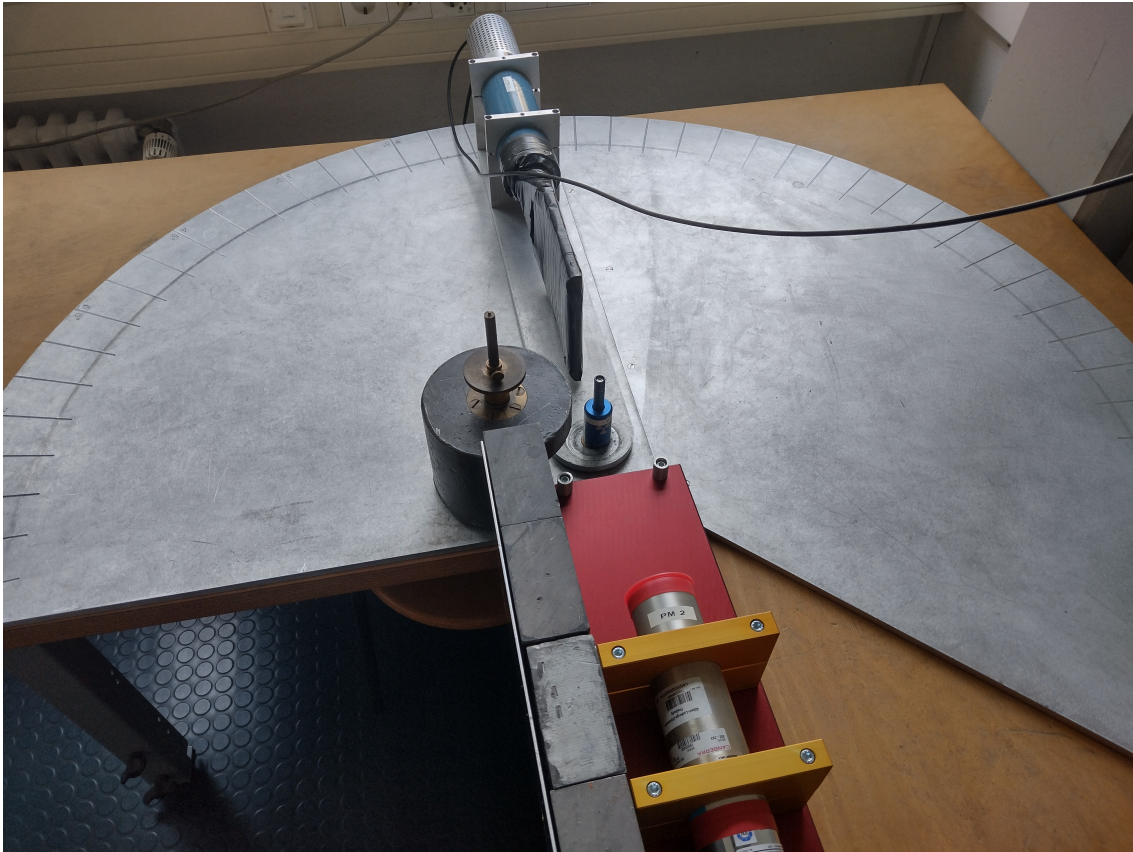


Abbildung 3: Aufbau für den zweiten Versuchsteil

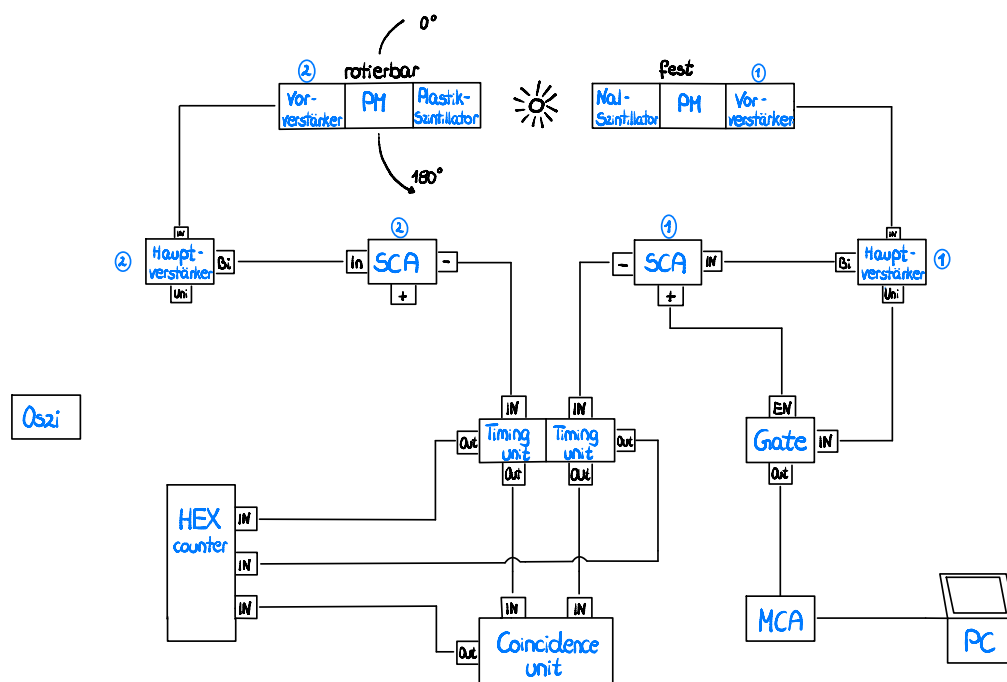


Abbildung 4: Blockschahtplan für den zweiten Versuchsteil

3 Beobachtungen, Messdaten und Analyse

3.1 Beobachtung der Signale der unterschiedlichen Komponenten am Oszilloskop

Bevor die ersten Spektren aufgenommen wurden, wurden die Signale an den verschiedenen Modulen zur Signalverarbeitung mit dem Oszilloskop betrachtet und sinnvolle Werte für die jeweils relevanten Parameter eingestellt.

Nächst am Photomultiplier liegt der Vorverstärker. Ein Screenshot des am Oszilloskop gesehenen Signals ist in Abb. 5 zu sehen. Man beobachtet, dass viele Signale unterschiedlicher Höhen schnell hintereinander den Vorverstärker durchlaufen. Das Outputsignal des Vorverstärkers hat dabei die Form eines exponentiellen Peaks mit sehr schnellem Anstieg und einem langen Ende.

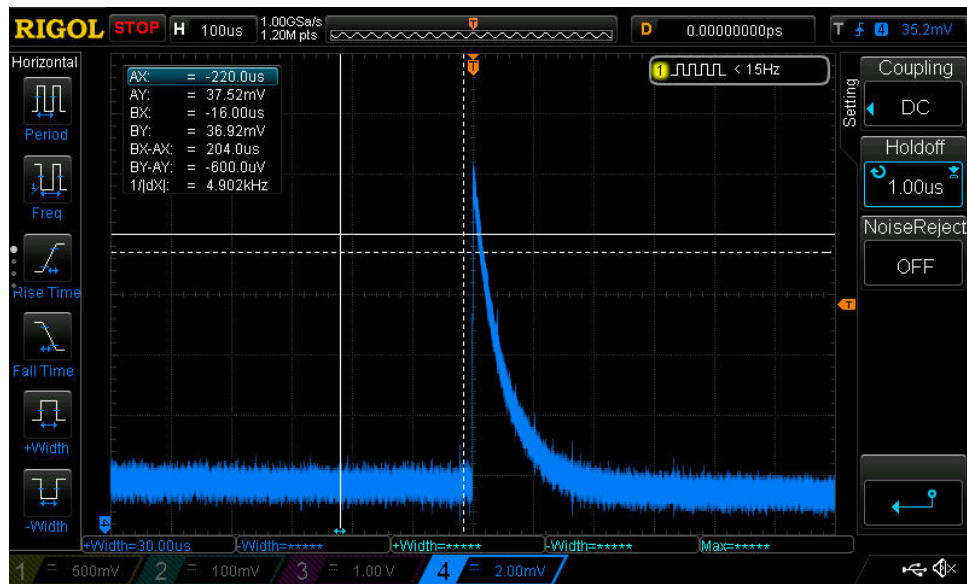


Abbildung 5: Signal des Vorverstärkers betrachtet am Oszilloskop

Der Vorverstärker Output wird dem Hauptverstärker als Input gegeben. Der Hauptverstärker verstärkt zum einen das Signal und formt es zum anderen um. Dabei erhält man zwei Outputs (Abb. 6): ein quasi-gaussförmiges *Uni*-Signal und ein durch Differentiation des *Uni*-Signals entstehendes *Bi*-Signal. Betrachtet man den vertikalen Cursor in Abb. 6, so fällt auf, dass der Peak des *Uni*-Signals wieder Erwartung nicht exakt zeitgleich zu dem Nulldurchgang des *Bi*-Signals liegt. Dies deutet darauf hin, dass zwischen den beiden Hauptverstärker Ausgängen eine leichte Verzögerung, bedingt durch die Innere Verschaltung, vorliegt.

Am Hauptverstärker lässt sich über coarse und fine gain die Verstärkung einstellen, was am Oszilloskop in den Signalamplituden sichtbar wird. Die Verstärkung versuchten wir so zu wählen, dass zum einen keine Peaks am Oszilloskop sichtbar abgeschnitten werden und dass zum anderen das am Computer betrachtete Spektrum vernünftig aussieht. Dabei musste in diesem Fall auch darauf geachtet werden, dass die wichtigsten Peaks aus dem ^{228}Th Spektrum noch sichtbar sein werden. Um dies richtig einzustellen, wurde zunächst eine Testmessung mit ^{22}Na durchgeführt. Deren 511 keV Vernichtungspeak und der Photopeak bei etwa 1275 keV werden dazu genutzt, im Programm eine interne ungefähre Energieeichung durchzuführen. Die Verstärkung wird so gewählt, dass auch der später erwartete Peak bei 2615 keV im ^{228}Th Spektrum noch gut vom Spannungsbereich des MCA abgedeckt wird. Die schlussendlich gewählte Verstärkung ist 20 (coarse gain) mit 0 im fine gain. Des weiteren lässt sich am Hauptverstärker auch die Shaping Time einstellen. Diese sollte grundsätzlich eher klein gewählt werden um schärfere Signale zu erhalten, andererseits allerdings auch nicht so kurz, dass die ankommenden Signale überhaupt nicht mehr ihre Maximalamplitude erreichen. Eine Erhöhung der Shaping Time äußert sich am Oszilloskop dadurch, dass die Peaks breiter werden. Ist die Shaping Time zu kurz, so nehmen die Pulshöhen sichtbar ab. Für diesen Versuchsteil wurde eine Shaping Time von 2 μs gewählt.

Während die Schaltung für den zweiten Versuchsteil aufgebaut wurde, wurden wieder die Ausgänge aller Geräte am Oszilloskop betrachtet und gegebenenfalls Wahlen von relevanten Parametern getroffen. In diesem Teil (vgl. Schaltplan in Abb. 4) werden die *Bi*-Ausgänge beider Hauptverstärker

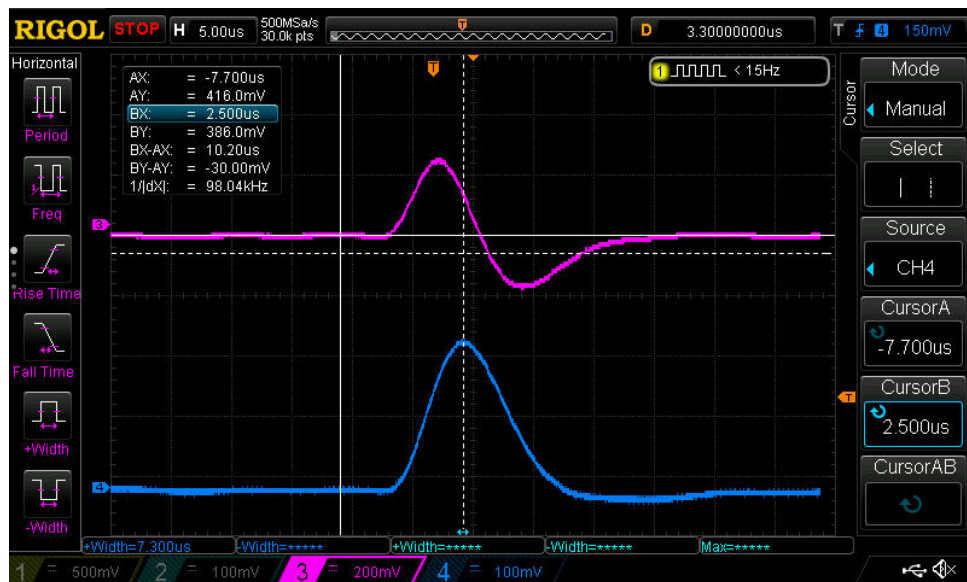


Abbildung 6: Uni (blau) und Bi (pink) Ausgänge des Hauptverstärkers betrachtet am Oszilloskop

an SCAs weitergegeben. Die SCAs geben als Output zwei Signale weiter: einen kurzen negativen Puls (im Folgenden als *Neg*-Signal bezeichnet), sowie einen positiven Rechteckpuls (*Pos*). Dabei geschieht in diesem Schritt auch der Übergang von analogen zu logischen Signalen.

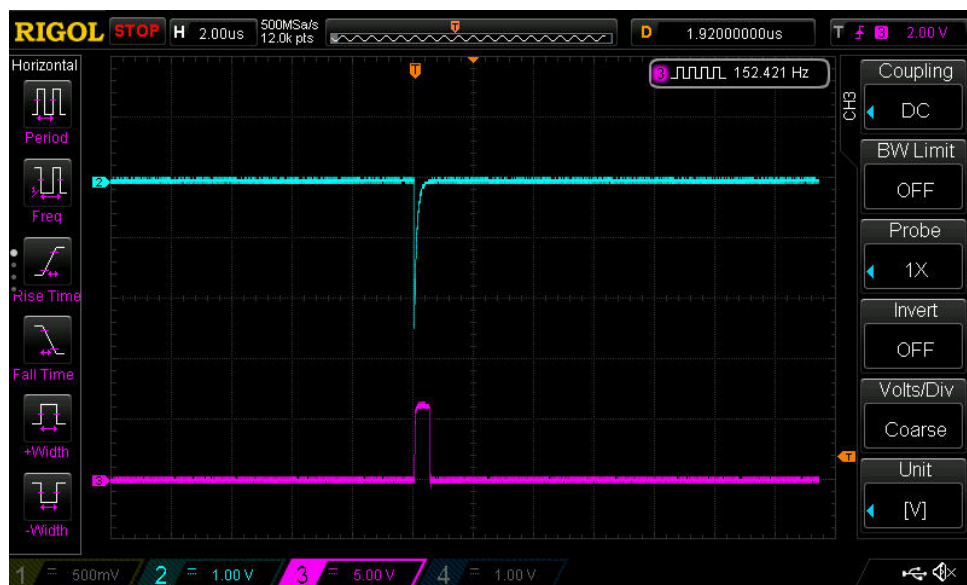


Abbildung 7: *Neg* (türkis) und *Pos* (pink) Ausgänge des SCA des NaI Szintillators betrachtet am Oszilloskop

Die beiden Signale, wie sie an den Ausgängen des mit dem NaI-Szintillators verbundenen SCA beobachtet wurden, sind in Abb. 7 zu sehen. Am SCA können zwei Einstellungen verändert werden: das *Window* und das *Delay*. Für den SCA auf der Seite des NaI-Szintillators, welcher eine gute Energieauflösung besitzt, soll das *Window* auf einen schmalen Bereich rund um den 511 keV Vernichtungspeak eingestellt werden, da uns für die Koinzidenzmessung nur solche Signale interessieren. Hierzu wurde das ^{22}Na Spektrum erneut über den MCA am Computer betrachtet. Die Verstärkung wurde auf einen coarse gain von 50 erhöht, sodass noch beide großen Peaks im Auflösungsbereich zu sehen waren. Mithilfe der Cursor in der Datenverarbeitungssoftware wurde der Bereich rund um besagten Vernichtungspeak markiert und das *upper* und *lower limit* am entsprechenden SCA so eingestellt, dass nur noch innerhalb des ausgewählten Bereiches die counts ansteigen. Für den SCA, welcher mit dem Plastiksintillator verbunden war, wurde nur eine niedrige untere Schwelle von 0.3 eingestellt. Die Verstärkung des Plastiksintillators wurde nach Betrachtung des Spektrums auf 500 gesetzt. Aufgrund des Funktionsmechanismus des organischen

Szintillators kann bei diesem sowieso nicht auf einen genauen Energiebereich diskriminiert werden und betrachtet man das Spektrum über den MCA, so sind dort keine Peaks, in unserem Fall nicht einmal klare Compton-Kanten erkennbar. Dies liegt daran, dass in einem organischen Szintillator kaum Photonen ihre volle Energie durch Photoeffekt abgeben und es stattdessen hauptsächlich zu Streueffekten kommt.

Um das *Delay* am SCA des NaI-Szintillators richtig einzustellen, wurden seine Ausgangssignale gleichzeitig mit seinem Eingangssignal betrachtet. In Abb. 8 ist klar erkennbar, dass das Maximum von *Uni*, der Nulldurchgang von *Bi* und der Beginn des positiven Rechteckpulses nicht exakt übereinstimmen.

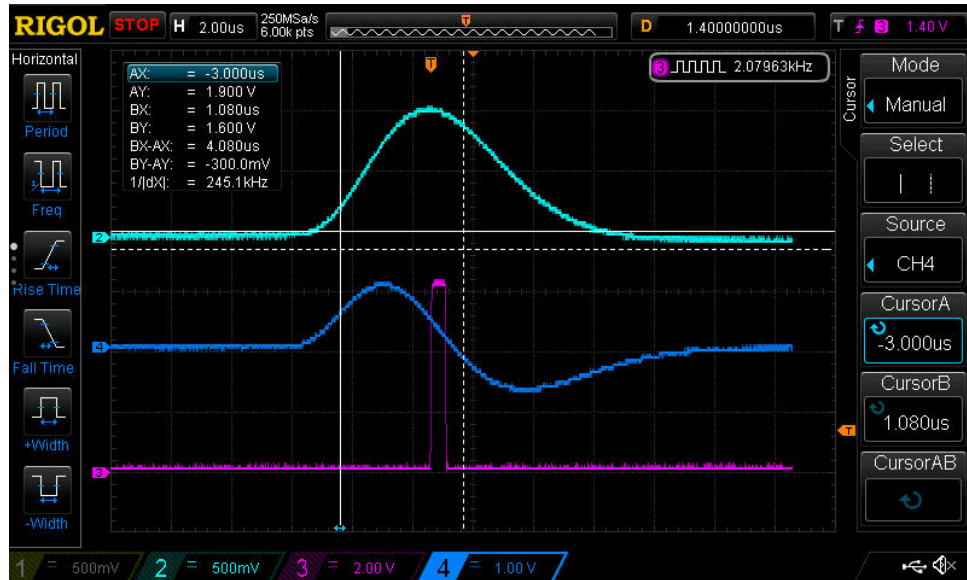


Abbildung 8: Beide Ausgänge des Hauptverstärkers des NaI Szintillators (türkis und blau) und der positive Ausgang des SCA (pink) betrachtet am Oszilloskop

Da das *Uni*-Signal sowie das *Pos*-Signal (als *Enable*) später an das Gate weitergeleitet werden, wäre es erstrebenswert, dass Maximum und Rechteckpuls etwa gleichzeitig auftreten. Da der Rechteckpuls tendenziell etwas nach dem Maximum kommt, wurde für diesen SCA das minimal einstellbare *Delay* (1 μ s) gewählt. Das *Delay* für den Plastiksintillator wurde erst später bei der Suche nach (nicht-zufälligen) Koinzidenzen eingestellt. Hierfür ist es wichtig zu wissen, dass Plastiksintillatoren viel schnellere Signale liefert und deshalb etwas verzögert werden muss, damit in der Koinzidenzeinheit zusammengehörige Signale auch wirklich gleichzeitig eintreffen.

Wie bereits erwähnt, wurde das *Pos*-Signal des NaI SCA als *Enable*-Signal an das Gate weitergegeben, wobei das entsprechende *Uni*-Signal als Input dient. In Abb. 9 sind die drei Signale zu sehen, wie sie am Oszilloskop dargestellt wurden. Man erkennt wie das Gate mit der Ankunft des Rechtecksignals geöffnet wird und dann innerhalb seines Öffnungsbereiches das Eingangssignal durchlässt. Der Öffnungsbereich hätte am Gate manipuliert werden können, dies hatte in unserem Fall allerdings schon ganz gut gepasst. Das Output Signal des Gates wurde dann an den MCA weitergeleitet.

Die beiden *Neg* Outputs der SCAs wurden jeweils einer Timing Unit als Input gegeben. Die jeweiligen Outputs wurden an die Koinzidenzeinheit weitergeleitet. Hierbei war es wichtig, die jeweils zweiten Outputs der Timing Unit zu terminieren, da ansonsten keine klaren Signale weitergegeben werden, wie durch eine Überprüfung mit dem Oszilloskop festgestellt wurde. In der Timing Unit kann die Breite der dort ein- und ausgehenden Rechtecksignale verändert werden. Hiermit wurde ein bisschen herum experimentiert. Der Ausgang der Koinzidenzeinheit wurde schlussendlich auf einen HEX Zähler gegeben.

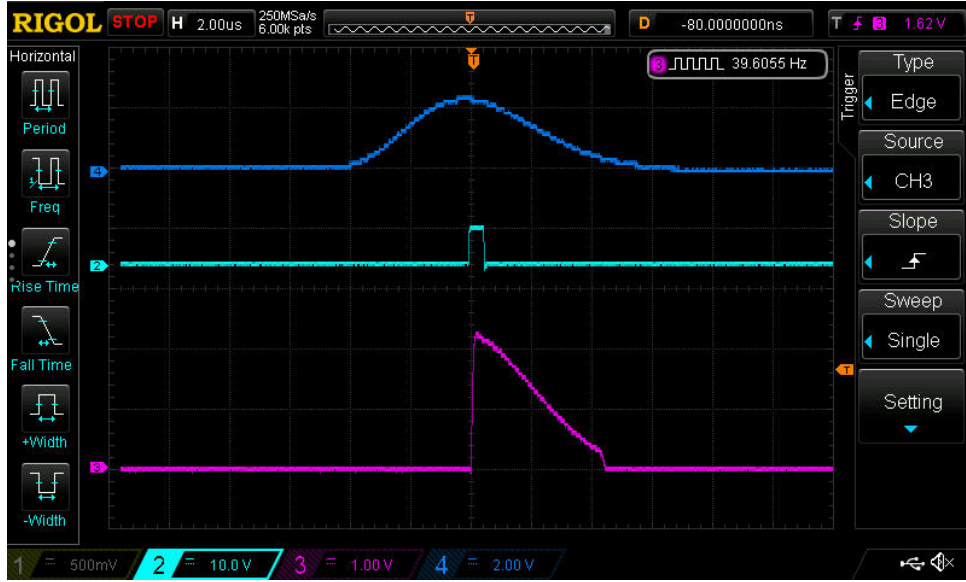


Abbildung 9: Signale am Gate: als *Enable*-Signal dient das *Pos*-Signal des NaI-SCA (türkis), als Input das entsprechende *Uni*-Signal (blau). Der Output ist in der pinken Kurve dargestellt.

3.2 Analyse Teil 1: Energieeichung und Spektrum von Th-228

Die Spektren der zur Energieeichung verwendeten Isotope ^{22}Na , ^{60}Co und ^{152}Eu sowie das Hintergrundspektrum wurden zur weiteren Analyse in Python geladen, wobei jeweils als Fehler auf die Anzahl an counts c in einem channel x eine Poisson-Unsicherheit (d.h. $\sqrt{c}$) angenommen wurde. Die Spektren wurden von ihrem Untergrund bereinigt, der dazu in Bezug auf die jeweiligen Messzeiten reskaliert wurde:

$$c_{\text{corr}} = c_{\text{Mess.}} - c_{\text{Hintergrund}} \cdot \frac{t_{\text{Mess.}}}{t_{\text{Hintergrund}}},$$

wobei sich die Unsicherheiten auf die korrigierten Spektren durch Fehlerfortpflanzung

$$\Delta c_{\text{corr}} = \sqrt{c_{\text{Hintergrund}} \cdot \frac{t_{\text{Mess.}}}{t_{\text{Hintergrund}}} + c_{\text{Mess.}}}$$

ergeben.

Aus jedem der drei Spektren wurden die größten zwei Peaks für die Energieeichung verwendet. Die jeweiligen erwarteten Energiewerte sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Aus Gründen der Übersichtlichkeit werden die Zerfallsschemata der verwendeten Elemente nicht in dieses Kurzprotokoll eingebunden. Stattdessen wird auf die Zulassungsarbeit [\[Kot\]](#) (Kapitel 3.4) verwiesen.

Isotop	Energie Peak 1 [keV]	Energie Peak 2 [keV]
^{22}Na	511	1274.6
^{60}Co	1173.2	1332.5
^{152}Eu	122	344

Tabelle 1: Referenzwerte für die Energien der Peaks, welche zur Energieeichung verwendet wurden.

An jeden der sechs ausgewählten Peaks wurde eine Gaussfunktion mit einem zusätzlichen linearen Anteil zur Berücksichtigung des Untergrundes aus Comptonstreuung und sich überlagernden Peaks angepasst:

$$c(x) = A \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_c)^2}{2\sigma^2}\right) + ax + b. \quad (1)$$

Dabei sind A , σ , x_c , a und b die freien Parameter. Zur Bestimmung der Fits haben wir die Funktion `scipy.optimize.curve_fit` genutzt, die nach der *least square*-Methode arbeitet.

Die relevanten Ausschnitte der angepassten Spektren sind in Abb. 10 bis Abb. 12 dargestellt. Dabei sind die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten in der Legende gelistet. Die vollständigen Spektren sind in Anhang B (Abschnitt 7) zu finden.

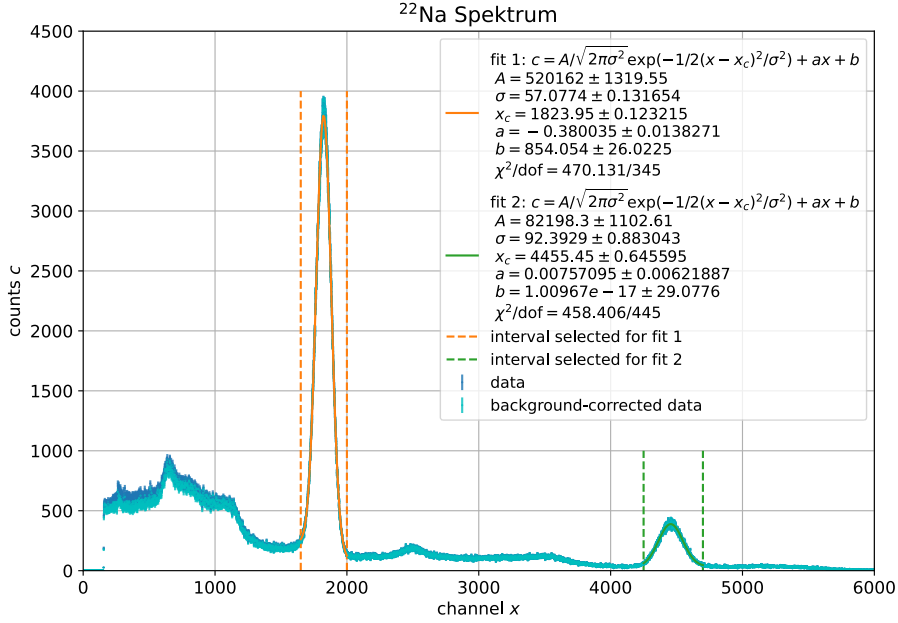


Abbildung 10: Ausschnitt aus dem Spektrum von ^{22}Na mit Fits an die beiden intensivsten Peaks: links der Vernichtungspeak bei 511 keV, sowie rechts Photopeak bei 1274.6 keV. Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten, sowie das reduzierte χ^2 sind in der Legende angegeben.

Die Unsicherheiten auf die Bestwerte des Parameters x_c , welcher den channel beschreibt, um welchen der Peak herum zentriert ist, sind laut Fit alle kleiner als ein channel. Für die weitere Datenanalyse nehmen wir auf diese Werte allerdings einen etwas größeren Fehler von

$$\Delta x_c = 5$$

an. Dies begründen wir mit folgenden Überlegungen: da die Spektren jeweils über einen Zeitraum von 10-30 min aufgenommen wurden, ist es nicht auszuschließen, dass sich die Geräte in der Zwischenzeit erwärmt haben und es deshalb zu einer Drift in der Kanalnummer gekommen ist. Zudem wurde hier in den Fits für den Hintergrund als einfache Annäherung eine lineare Funktion angenommen, was vermutlich nicht genau der Realität entspricht. Zusätzlich wird das Fitergebnis auch leicht durch die Auswahl der hierfür gewählten Bereiche beeinflusst, welche nach Augenmaß geschah. Durch die Annahme eines etwas höheren Fehlers können diese Effekte berücksichtigt werden.

In einem nächsten Schritt wurden die Parameterbestwerte x_c mit den jeweils dafür erwarteten Energiewerten (vgl. Tabelle 1) in einem Diagramm aufgetragen und zur Energieeichung eine Gerade der Form

$$x_c(E) = a \cdot E + b \quad (2)$$

mit freien Parametern a und b an die Daten angepasst. Die Geradenanpassung ist in Abb. 13 dargestellt.

Nach Augenmaß liegen die Datenpunkte ungefähr auf einer Gerade. Das reduzierte χ^2 von

$$\chi^2/\text{dof} \approx 5.2$$

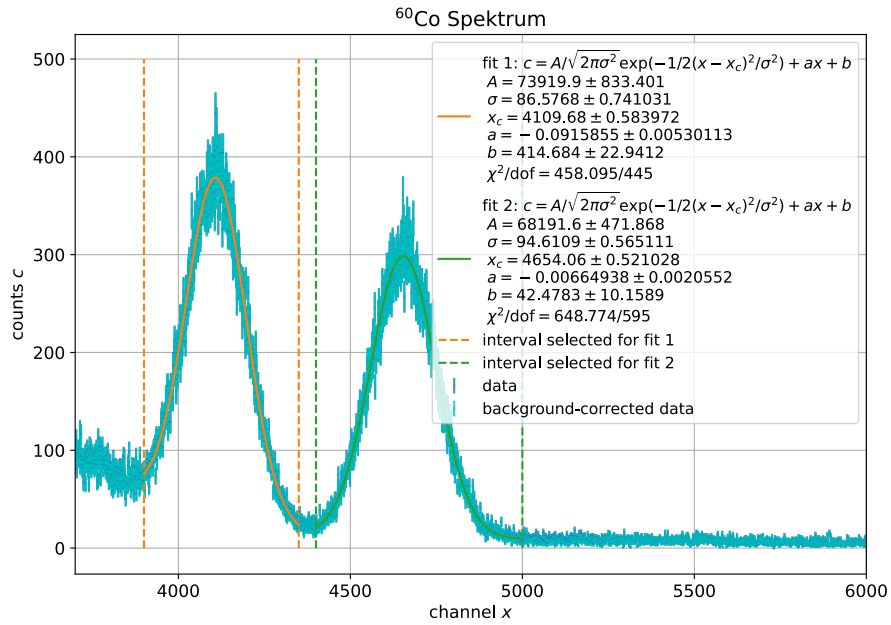


Abbildung 11: Ausschnitt aus dem Spektrum von ^{60}Co mit Fits an die beiden intensivsten Photopeaks (1173.2 keV und 1332.5 keV). Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten, sowie das reduzierte χ^2 sind in der Legende angegeben.

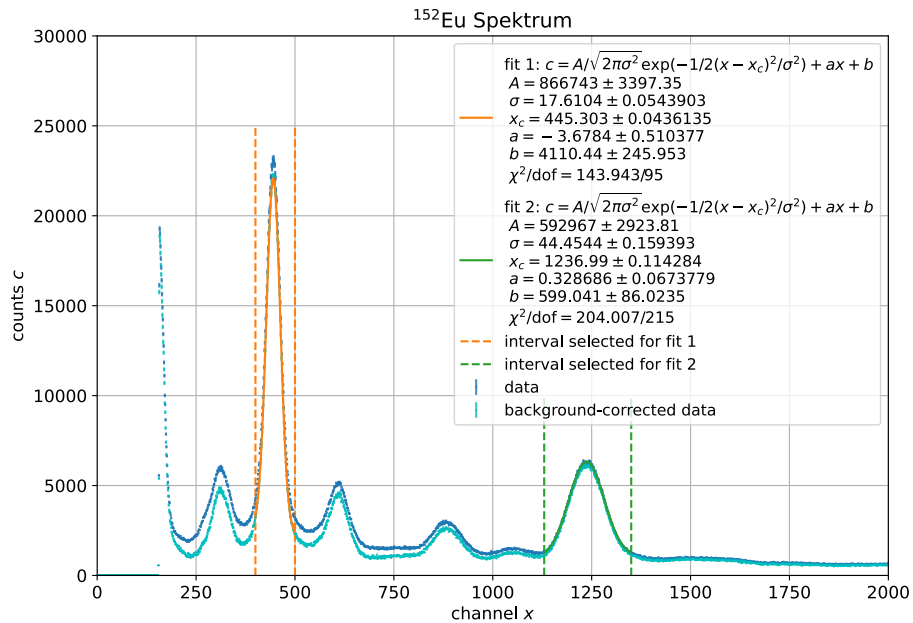


Abbildung 12: Ausschnitt aus dem Spektrum von ^{152}Eu mit Fits an die beiden intensivsten Photopeaks (122 keV und 344 keV). Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten, sowie das reduzierte χ^2 sind in der Legende angegeben.

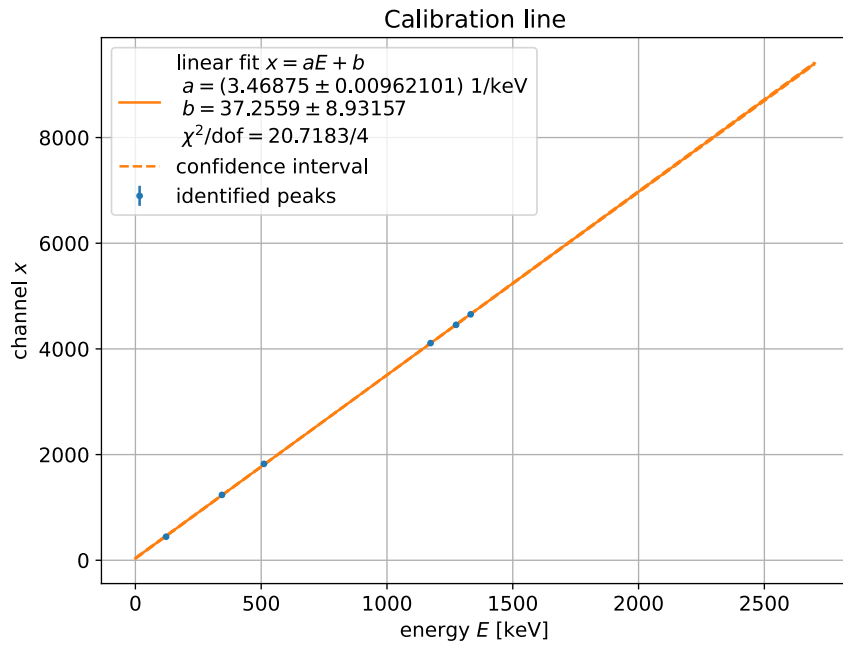


Abbildung 13: Linearer Fit zur Energieeichung. Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten sind in der Legende gegeben. Die Fehlerbalken der einzelnen Datenpunkte sind zu klein, um sichtbar zu sein.

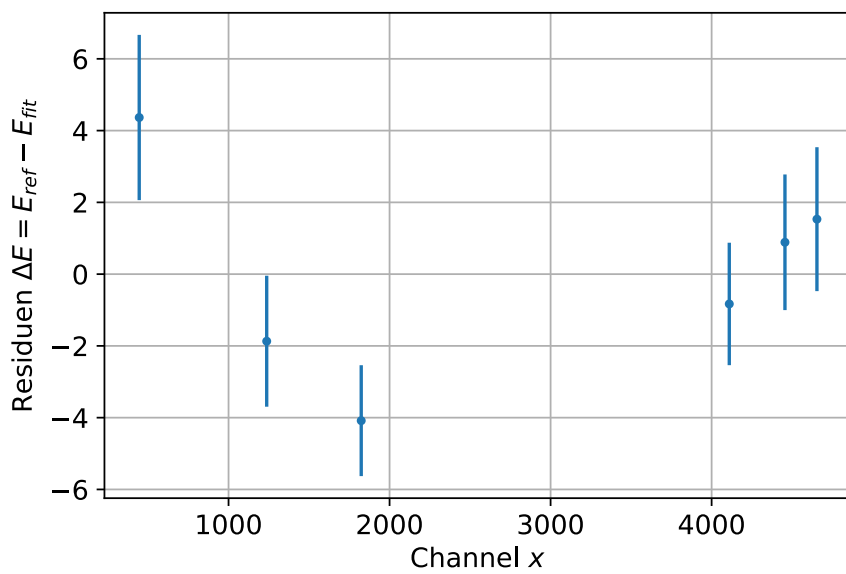


Abbildung 14: Residuen am Fit zur Energieeichung

weicht ein wenig vom Erwartungswert 1 ab. Um einschätzen zu können, ob eine andere Fitfunktion besser geeignet wäre, wurde der Residuenplot Abb. 14 zu Rate gezogen.

Dieser deutet darauf hin, dass eventuell eine quadratische Funktion die vorliegenden Daten etwas besser beschreiben könnte. Gleichzeitig sieht es aber auch so aus, als ob in Richtung zu höheren Energien wieder eine Abflachung stattfinden würde. Angesichts der Tatsache, dass einige der Peaks, welche später im Spektrum von ^{228}Th erwartet werden, in einem deutlich höheren Energieregime liegen, wurde die Entscheidung getroffen, doch mit dem linearen Modell zur Energieeichung weiterzuarbeiten, da hierbei eine geringere potentielle Abweichung für größere Energien erwartet wird.

Die auf das Spektrum von ^{228}Th angewendete Energieeichung ist demnach durch

$$E = \frac{x - b}{a} = \frac{x - 37(9)}{3.47(1) \text{ keV}^{-1}} \quad (3)$$

gegeben. Bei der Berechnung der resultierenden Unsicherheit in E muss auch die Korrelation zwischen den Parametern a und b beachtet werden:

$$s_E = \sqrt{\left(s_a \frac{(x - b)}{a^2}\right)^2 + \left(s_b \frac{1}{a}\right)^2 + 2\rho_{a,b}s_a s_b \frac{|x - b|}{a^3}}$$

mit Korrelationskoeffizient $\rho_{a,b} \approx -0.85$.

Mithilfe dieser Energieeichung können wir nun das gemessene Spektrum von ^{228}Th gegen die Energie auftragen. Das vollständige Spektrum kann im Anhang B (Abschnitt 7) gefunden werden. Für die weitere Analyse zerlegen wir das ganze Spektrum in drei Teile mit absteigenden Zählraten und verwenden dann wieder Gaussfits mit linearem Untergrund wie in Gleichung (1). Da wir diesmal nicht nur die Poisson-Fehler auf N , sondern auch signifikante Unsicherheiten auf die unabhängige Variable E haben, bestimmen wir die Fits diesmal durch *orthogonal distance regression* mit dem Python-Paket *scipy.odr*.

Die drei Ausschnitte mit den gefitteten Peaks sind in Abb. 15 bis Abb. 17 dargestellt.

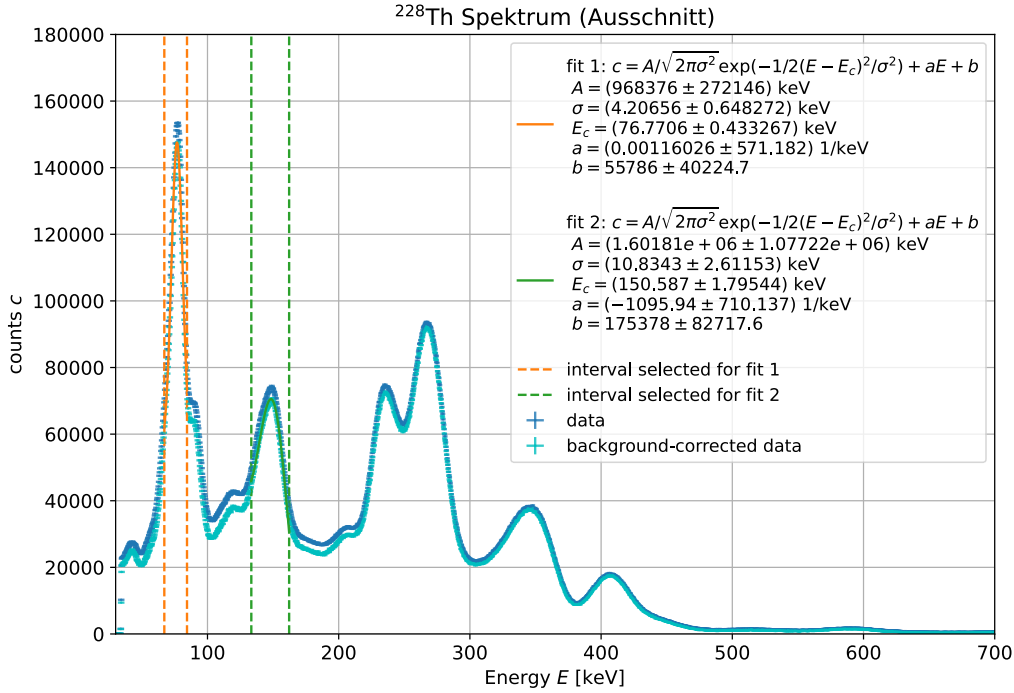


Abbildung 15: Erster Ausschnitt des ^{228}Th Spektrums mit zwei angepassten Peaks. Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten sind in der Legende gegeben.

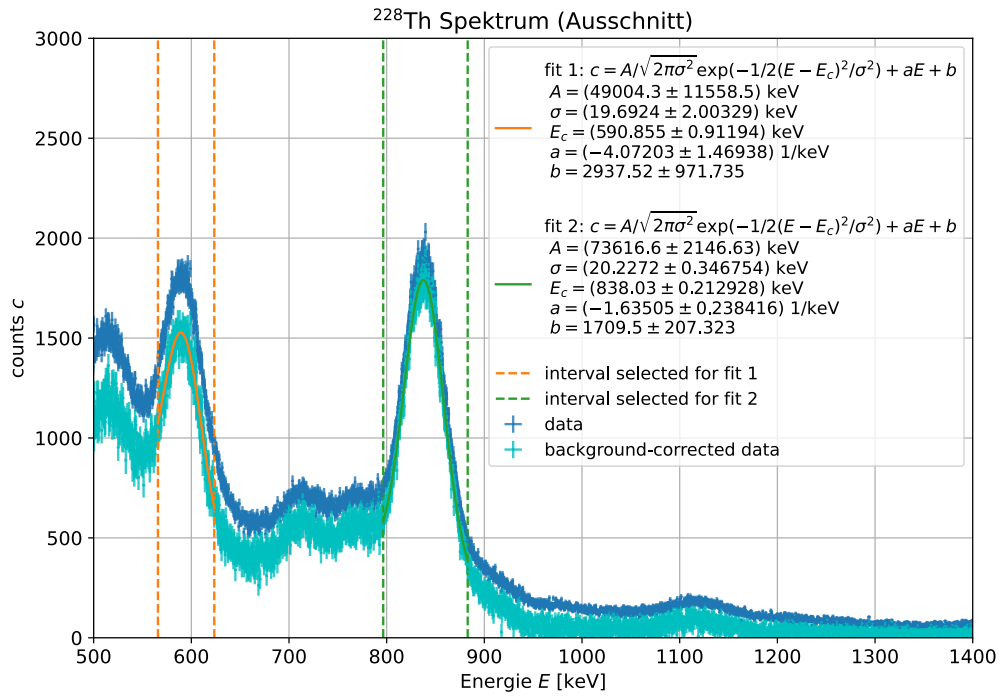


Abbildung 16: Zweiter Ausschnitt des ^{228}Th Spektrums mit zwei angepassten Peaks. Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten sind in der Legende gegeben.

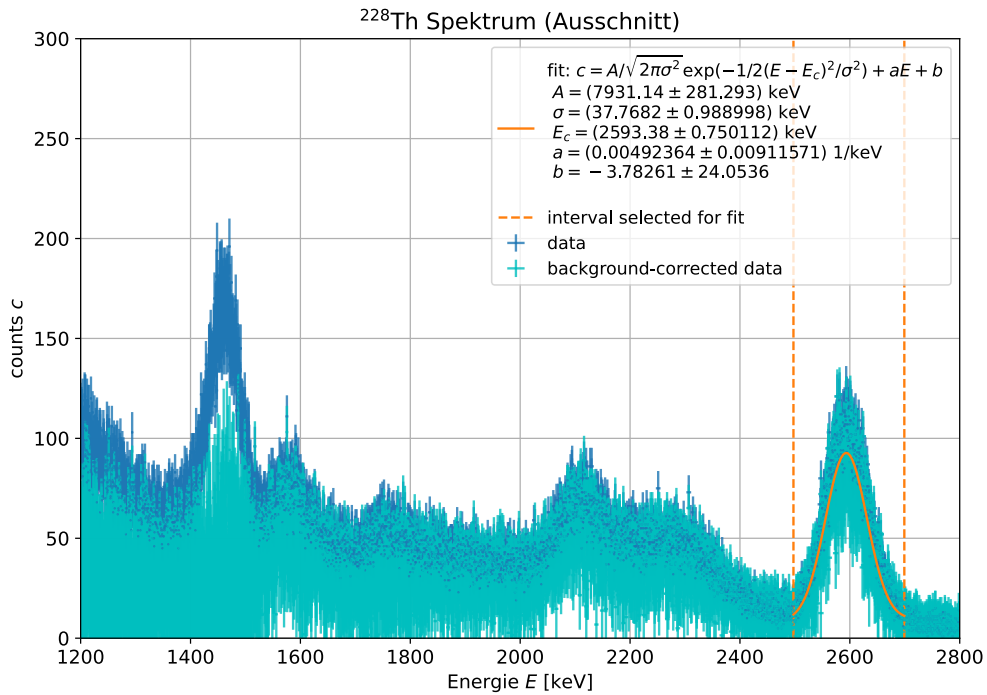


Abbildung 17: Dritter Ausschnitt des ^{228}Th Spektrums mit einem angepassten Peak. Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten sind in der Legende gegeben.

Die mittleren Energiewerte E_c aus den Fits wurden in einem nächsten Schritt mit erwarteten Energiepeaks aus dem Spektrum der Thoriumreihe verglichen. Dabei wurden die in Kapitel 3.4 der Zulassungsarbeit [Kot] gelisteten Zerfallsschemata zum Abgleich verwendet. Dabei wurde auch berücksichtigt mit welcher Intensität die jeweiligen Übergänge normalerweise zu beobachten sind. Da das verwendete Isotop ^{22}Th durch α - und β -Zerfälle in verschiedene andere Elemente zerfällt, stammen nicht alle Photopeaks im Spektrum von direkten γ -Zerfällen von ^{22}Th . Die Ergebnisse des Abgleichs sind in Tabelle 2 zusammengefasst.

Als Maß für die Verträglichkeit mit den Referenzwerten geben wir neben der relativen Abweichung

$$\frac{E_c - E_{\text{ref}}}{E_{\text{ref}}}$$

jeweils auch den t-Wert

$$t = \frac{E_c - E_{\text{ref}}}{s_{E_c}}$$

an, der die Abweichung in Einheiten der Standardunsicherheit beschreibt. Der t-Wert dient dabei auch als Hypothesentest. Unter Annahme eines Signifikanzniveaus von 0.05 gelten dabei Abweichungen mit $t \geq 2$ als signifikant.

E_c [keV] aus Fit	Vermuteter Übergang [keV]	Isotop	rel. Abweichung [%]	t-Wert
76.7(4)	84.4	^{228}Th	9	19
151(2)	166.4	^{228}Th	9	8
591(1)	583.2	^{208}Tl	1	8
838.1(2)	727.3	^{212}Bi	15	554
2593.5(8)	2614.5	^{208}Tl	1	26

Tabelle 2: Mittlere Energien der im Thoriumspektrum angepassten Peaks im Vergleich mit den Referenzenergien der vermuteten zugehörigen Übergänge, der relativen Abweichungen und der t-Werte.

3.3 Analyse Teil 2: Koinzidenzmessung

Eine Tabelle mit der Zahl gemessener Koinzidenzen N bei einem Winkel w während der Zeit $\Delta t = 3$ min kann in den Labornotizen Seite 4 Abb. 22 gefunden werden.

Als statistische Unsicherheit auf N wurde zunächst ein Poisson-Fehler $\sqrt{N}$ angenommen. Es wurde allerdings im Experiment beobachtet, dass die statistische Schwankung sehr hoch zu sein scheint. Um dies besser abschätzen zu können, wird die Unsicherheit des Mittelwerts der beiden bei $w = 0^\circ$ gemessenen Werte betrachtet, welche sich zu

$$\sigma_{\text{mean}} = \frac{\sigma}{\sqrt{2}} = 30$$

ergibt. Diesen Fehler haben wir quadratisch auf den Poisson-Fehler der einzelnen Datenpunkte addiert um die gesamte statistische Unsicherheit auf N zu erhalten:

$$s_{N, \text{stat}} = \sqrt{(\sigma_{\text{mean}}^2 + \sigma_{\text{Poisson}}^2)} = \sqrt{900 + N}$$

Aus der Messung mit deutlich vergrößertem Delay lässt sich abschätzen, dass innerhalb der gewählten Zeitspanne

$$N_{\text{zufällig}} \approx 16$$

Koinzidenzen zu erwarten sind. Diese würden sich als systematischer Offset in dieser Größenordnung in den Daten bemerkbar machen.

Ein statistischer Fehler auf den Winkel w wurde aus der Geometrie des Aufbaus grob abgeschätzt: Da der Plastiksintillator eine Breite von $d = 1$ cm und einen Abstand von der Probe von $D = 9$ cm besaß, kann angenommen werden, dass Teilchen aus einem Winkel von

$$w \pm \arcsin \frac{d}{2 \cdot D} \approx w \pm 3^\circ$$

n der Ebene in den Detektor fallen. Dies ist aber natürlich nur eine sehr grobe Abschätzung, da beispielsweise die Geometrie des NaI Szintillators nicht berücksichtigt wurde und ebenso wenig die 3D Aussendung der Teilchen. Auch für den Winkel ist durchaus ein systematischer Fehler zu erwarten, da die Einkerbungen in der metallischen Drehscheibe als Messpunkte für die Winkel benutzt wurden, aber die Probe nicht exakt im Zentrum der Drehscheibe platziert war und nicht überprüft wurde, inwiefern die angegebene 0° Kerbe mit der wirklichen 0° Position übereinstimmt.

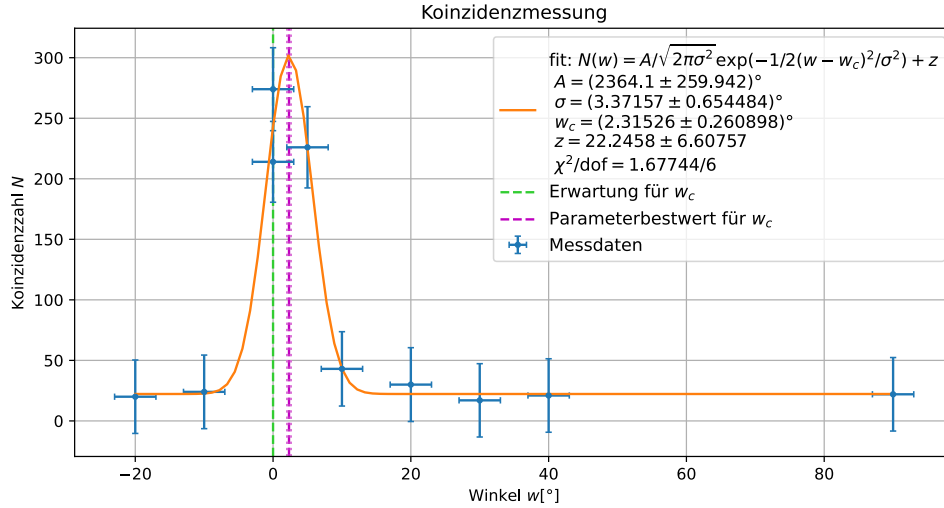


Abbildung 18: Gaussförmiger Fit an die Daten der Koinzidenzmessung. Die Parameterbestwerte und ihre Unsicherheiten sind in der Legende gegeben. Der Parameterbestwert w_c und sein erwarteter Wert sind hervorgehoben.

An die Daten wurde ein gaussförmiger Fit mit einem zusätzlichen konstanten Offset z angepasst, welcher später mit der erwarteten Zahl zufälliger Koinzidenzen verglichen werden soll:

$$N(w) = A \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left(-\frac{(w - w_c)^2}{\sigma^2}\right) + z \quad (4)$$

Der Fit ist in Abb. 18 dargestellt und liefert als Parameterbestwert für den Winkel mit der höchsten Koinzidenz:

$$w_{c, \text{fit}} = 2.3(3)^\circ. \quad (5)$$

Als N-Offset liefert der Fit:

$$N_{\text{Offset}} = 22(7) \quad (6)$$

4 Diskussion

4.1 Diskussion Teil 1: Energieeichung und Spektrum von Th-228

Bei der Untersuchung des ^{228}Th -Spektrums haben wir fünf Peaks gefunden, die sich unterschiedlich klar den Literaturwerten zuordnen ließen. Die Abweichungen waren in allen Fällen signifikant (t -Werte ≥ 8), bei einem der beobachteten Peaks war der nächste Referenzwert mit 15% Abweichung sehr weit entfernt. Da eindeutige Zuordnungen so schwierig waren, ist es auch möglich, dass wir einige Werte falsch zugeordnet haben. Ein Teil der sichtbaren Peaks könnte auch, statt eines direkten Photopeaks, aus Nebeneffekten stammen und wäre somit nicht in der Liste unserer Referenzwerte [Kot] zu finden.

Bei der Zuordnung von beobachteten zu erwarteten Photopeaks hat sich zudem die Überlagerung von sich überschneidenden Peaks und Plateaus als erschwerender Faktor erwiesen. Teilweise lagen zwei Peaks so nah beieinander, dass sie sich fast vollständig überlagert haben.

Eine Systematik in den Abweichungen ist nicht zu erkennen, die zugeordneten Energien sind mal kleiner, mal größer als der gemessene Wert, sodass die Unterschiede sich nicht direkt auf einen systematischen Fehler aus der Energieeichung zurückführen lassen. Dennoch ist es wahrscheinlich, dass der von uns angenommene lineare Verlauf den Zusammenhang zwischen Energie und Kanalnummer nicht ausreichend beschreibt und dass dies zur Verschlechterung unserer Ergebnisse beiträgt. Insbesondere haben wir die Eichung bei Energien unter 1300 keV durchgeführt und konnten somit schlecht vorhersagen, wie der Verlauf bis hin zu 2600 keV weiter geht, wo der höchste von uns gemessene Photopeak liegt. Hätten wir zur Energieeichung Isotope zur Verfügung gehabt, die auch im höherenergetischen Bereich stärker strahlen, so hätten wir leicht abschätzen können, ob der lineare, der quadratische oder ein anderer Zusammenhang am besten geeignet ist.

Wie gut die Energieeichung auf das gemessene Thoriumspektrum anwendbar ist, wird auch beeinflusst durch mögliche zeitliche Veränderungen am Szintillator oder der Elektronik, so zum Beispiel eine Temperaturerhöhung während der langen Laufzeit der ^{228}Th -Messung. Das hätten wir prüfen können, indem wir nach dieser Messung noch einmal das Spektrum einer der ersten drei Quellen hätten aufnehmen können um es mit der ersten Aufnahme zu vergleichen.

4.2 Diskussion Teil 2: Koinzidenzmessung

Im zweiten Versuchsteil wurden die Signale des 511 keV Vernichtungspeaks im ^{22}Na genauer unter die Lupe genommen. Diese entstehen wenn von der Probe abgestrahlte Positronen sich kurz nach ihrer Entstehung wieder mit freien Elektronen annihilieren, wodurch zwei Gamma-Photonen frei werden. Da bei diesem Vernichtungsvorgang natürlich Energie- und Impulserhaltung gelten, müssen die beiden Photonen mit einem 180° Winkel zwischen einander emittiert werden. Daher würde man bei der Messung mit den zwei Szintillationszählern ein eindeutiges Maximum der Zahl der Koinzidenzen bei $w = 0^\circ$ und kaum Koinzidenzen bei allen anderen Winkeln erwarten. Betrachtet man den Fehler auf $w_{c, \text{fit}}$ (Gleichung (5)) welcher direkt aus dem Fit resultiert, so ist die Abweichung vom erwarteten Wert $w_{c, \text{erw}} = 0^\circ$ durchaus signifikant, allerdings liegt die Abweichung immer noch gut innerhalb der 3° , welche als statistische Unsicherheit auf den Winkel w angenommen wurde. Damit lässt sich nicht mit Sicherheit sagen, ob die Abweichung nur auf statistischen Schwankungen, oder auf einem systematischen Fehler beruht. Wie bereits im Analyseteil erwähnt, so ist es aber durchaus wahrscheinlich, dass der Nullpunkt der Winkelskala einen gewissen Offset aufgewiesen hat. Mit diesem Experiment konnte also im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt werden, dass die Emission der Vernichtungsphotonen in einem 180° Winkel zueinander stattfindet.

Für eine bessere Einschätzung des systematischen und statistischen Fehleranteils wäre es bei erneuter Durchführung des Experiments sinnvoll ein paar zusätzliche Messungen vorzunehmen: zum einen könnte die ungefähre Dimension der Abweichung des Nullpunktes der Skala bereits im Labor mit einem Geodreieck abgeschätzt werden. Zum anderen könnte eine bessere Abschätzung der statistischen Unsicherheit durch die Geometrie des Aufbaus genauer abgeschätzt werden, indem man Faktoren wie die Höhe der Probe und den Abstand von beiden Szintillatoren, sowie deren individuelle Geometrien mit einbezieht.

Wie bereits in der Durchführung erwähnt, so konnte die Probe in dem hier durchgeführten Versuch nicht wie in der Versuchsanleitung [Fre] vorgesehen auf eine Halterung im Zentrum des Aufbaus aufgeschraubt werden und stand deshalb eventuell auch etwas außerhalb der exakten Verbindungslinie zwischen den beiden Detektoren. Auch dies ist ein Faktor, für den man bei erneuter Durchführung eine bessere Lösung finden könnte.

Wie an den Fehlerbalken in Abb. 18 erkennbar ist, ist die statistische Schwankung in N ziemlich stark ausgeprägt, was auch den Beobachtungen während der Datenaufnahme entspricht. Neben der zufälligen Natur der Zerfalls- und Vernichtungsprozesse könnte dabei auch eine mögliche Drift veranlasst durch beispielsweise eine Temperaturerhöhung der Geräte eine Rolle spielen. Da die Daten für diesen Versuchsteil nicht in aufsteigender Reihenfolge ihrer Winkelwerte gemessen wurden, sondern relativ abwechselnd rechts und links von der Mitte, würde sich eine solche Drift wahrscheinlich nicht eindeutig als systematische Verschiebung in den Daten äußern.

Eine weitere mögliche Fehlerquelle ist die Tatsache, dass der ganze Aufbau etwas einseitig mit Bleiblöcken abgeschirmt war. Da wir auf der betreffenden Seite nur bei relativ kleinen Winkel (bis

-20°) gemessen haben, sollte das keinen zu großen Effekt auf die erhaltene Winkelabhängigkeit haben. Genauere Betrachtung davon wäre aber eventuell ein interessantes Thema für weitere Messungen.

Der Fit in Abb. 18 lieferte ebenfalls einen Offset in N -Richtung, welcher im Sinne eines Konfidenztestes mit dem Ergebnis der Messung zur Abschätzung der Rate zufälliger Koinzidenzen verglichen werden kann:

$$t_{\text{zufällig}} = \frac{22 - 16}{7} \approx 0.9.$$

Somit sind die beiden Werte im Rahmen ihrer Unsicherheiten gut miteinander verträglich und es ist möglich, den Offset in der Messung (zumindest zu größten Teilen) zufälligen Koinzidenzen zu erklären. Auch hier ist wieder anzumerken, dass beide Werte zudem gut innerhalb der statistischen Schwankungen liegen würden.

Mit den verwendeten Einstellungen war der relative Anteil an zufälligen Koinzidenzen immer noch ziemlich hoch. Es würde sich bei erneuter Durchführung des Experimentes durchaus lohnen, mehr Zeit in die Optimierung insbesondere der beiden Einstellungen *Delay* des Plastiksintillatorsignals sowie der unteren Energieschranke am SCA desselben zu investieren. Für eine optimierte Einstellung des Delays wäre die Verwendung der Delay Unit von Anfang an sicher hilfreich, da es sich als schwierig gestaltet hatte koinzidente Signale am Oszilloskop zu beobachten und man sonst wenig Anhaltspunkte hat. Für eine sinnvollere Einstellung des unteren Limits für den SCA des Plastiksintillators wäre es eventuell interessant eine richtig lange Messung (z.B. über Nacht) mit diesem durchzuführen und zu sehen, ob nicht doch irgendwann Compton-Kanten im Spektrum erkennbar sind. Das würde es dann deutlich einfacher machen, eine sinnvolle Wahl für das *lower limit* zu treffen.

Abschließend wäre es natürlich sinnvoll für eine bessere Statistik mehr und längere Messungen durchzuführen. Das bedeutet sowohl längere Messintervalle bei jedem Winkel, als auch eventuell eine feinere Winkелеinteilung, gerade direkt um das vermutete Maximum herum. Um die statistischen Schwankungen noch besser einschätzen zu können, hätte man noch mehr wiederholte Messungen (eventuell auch bei verschiedenen Winkeln) durchführen können. Selbiges gilt für Messungen zur Abschätzung der zufälligen Koinzidenzrate.

5 Fazit

Inhalt des ersten Versuchsteils war die Energieeichung am NaI-Szintillator und anschließende Untersuchung des ^{228}Th -Zerfallsspektrums. Beim Vergleich des aufgenommenen Spektrums mit den Literaturwerten der häufigsten γ -Zerfälle in der Zerfallskette konnten wir einige Peaks zuordnen. In mehreren Fällen ist die Zuordnung jedoch uneindeutig und die Abweichung ist stets signifikant. In der Diskussion haben wir verschiedene Gründe für dieses Ergebnis sowie Ideen für verbesserte Mess- und Auswertungsmethoden genannt.

Im zweiten Versuchsteil wurde die Winkelabhängigkeit der Anzahl an Koinzidenzen N im Vernichtungsspeak von ^{22}Na untersucht. Dazu wurden der feste NaI-Szintillator aus dem ersten Versuchsteil, sowie ein um die Probe herum bewegbarer organischer Plastiksintillator verwendet. An die Koinzidenzen N in einem festen Zeitintervall als Funktion vom Winkel w wurde eine Gaußkurve mit einem konstanten Offset in N -Richtung gefittet. Das Ergebnis für den Winkel des Maximums

$$w = 2.3(3)^\circ$$

wurde unter Diskussion möglicher systematischer und zusätzlicher statistischer Fehler als mit dem erwarteten Wert von $w_{\text{erw}} = 0^\circ$ als verträglich angesehen. Des Weiteren wurden die Rate zufälliger Koinzidenzen sowie Verbesserungsvorschläge zur Versuchsdurchführung diskutiert.

Literatur

- [Fre] Universität Freiburg. *Versuchsanleitung Fortgeschrittenenpraktikum Teil 1 Szintillationszähler*. URL: https://ilias.uni-freiburg.de/goto.php?target=file_3498656_download&client_id=unifreiburg.
- [Kot] Tobias Kotyk. *Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg*. URL: https://ilias.uni-freiburg.de/goto.php?target=file_3498655_download&client_id=unifreiburg.

6 Anhang A: Unterschriebene Labornotizen

Szintillationszähler

Assistent: [Redacted]

Teil 0: Vorbereitung (Geräte für Teil 1)

^{22}Na
 ± 0.1
 μCi

Schaltung aufgebaut, dann Betrachtung der einzelnen Signale am Osz.

^{22}Na Quelle recht nah vor Detektor platziert

Vorverstärker „Vorverstärker Na22.jpg“

Hauptverstärker uni „Vo.Und.Haupt Na22.jpg“

- Pulse untersch. Höhen
- Effekt Verstärkung: durchschnitt. Höhe ändert sich
- Effekt Shaping time: höhere Shaping time $\rightarrow$ Puls breiter
für Shaping time $\sim 3\mu\text{s}$ nimmt Pulshöhe ab

$\Rightarrow$ Wahl $3\mu\text{s}$ Shaping time

- Wahl Verstärkung: sodass nichts abgeschnitten wird

$\Rightarrow$ coarse 50 fine 2

bi „Vo.Und.Haupt Bi.jpg“

uni „Haupt Uni.Und Bi.jpg“

Verzögerung zwischen uni und bi, d.h. max. $\neq$ Nulldurchg.

Uni in MCA

Laptop verbunden $\rightarrow$ Testaufnahme

Schlechte Quelle $\rightarrow$ neue Quelle bekommen & höhere HV (700V)

neue Einstellungen: Shaping time $2\mu\text{s}$, Verstärkung coarse 20 Fine 0

Abbildung 19: Labornotizen Seite 1

Teil 1: Energieeichung + Th-Spektrum

^{22}Na „Verkalibrierung“ im Messprogramm → gain eingestellt, sodass 1275 keV peak bei channel ~4000 von 16000

Messung mit $t = 600\text{ s} = 10\text{ min}$ „Na22-10min.TKA“

^{60}Co Messung mit $t = 560\text{ s}$ „Co60-10min.TKA“

^{152}Eu Messung mit $t = 1800\text{ s} = 30\text{ min}$ „Eu152-30min.TKA“

Untergrundmessung $t = 7000\text{ s} = 2\text{ h}$ „background-2h.TKA“

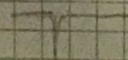
^{228}Th über Nacht gestartet um 17³⁰
gestoppt um 9⁰⁰ „Th228-16h.TKA“

30.08.24

Weitere Signalbeobachtungen

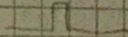
mit ^{22}Na Quelle & NaI Szintillator

SCA neg



input: B_i von Verstärker

pos



upper & lower level

delay

⇒ siehe Screenshots

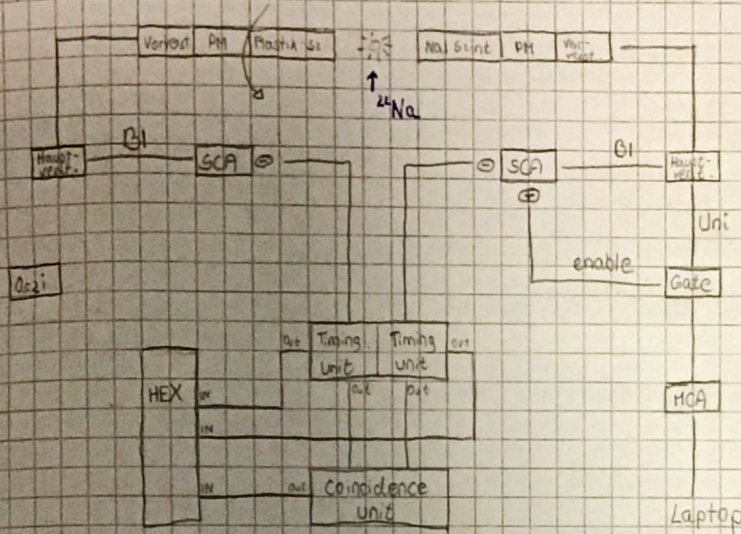
Gate enable: pos von SCA

input: Uni

output anschauen in Vergleich zu Uni

Abbildung 20: Labornotizen Seite 2

Teil 2: Koinzidenzmessung



Schaltplan aufgebaut, währenddessen Signale am Osz überprüft

Verstärkung an NaI Scint Amp auf 50 hochgedreht → beide ^{22}Na peaks im Spektrum

In Software cursor um 511 keV peak herum gesetzt

→ upper und lower limit am SCA so eingestellt, dass nur noch im gewählten Bereich die counts hochgehen

upper 2.8 lower 2.4 delay 1ps (niedrigste Einst.)

Amp vom Plastikszint: shaping time 1ps (kleinstmöglich)
Verstärkung coarse gain ~~50 (wie die andere)~~ 200 (betrachtet am Laptop)

SCA vom Plastikszint: Int Modus, lower limit 1.5
delay 0 (nach Betrachtung von uni und neg)

Timing unit: Betrachtung der zwei Signale am Osz

Erkenntnis: zweite Outputs an Timing Unit müssen terminiert werden

Coincidence unit & HEX counter verkabelt

Abbildung 21: Labornotizen Seite 3

Sinnvolle Einstellungen finden um aus "zufälligen" Bereich rauszukommen

herumspielen mit:

- AE von Plastik SCA
- Delay von Plastik SCA

in 180° position und weggeschoben (Erwartung quasi nur Zufall)

Abschätzung Schwankung bei festen Einstellungen:

41 33 47 33 34 53 36 32 34 37

Koinzidenz Knopf vergessen

Emit: 0.3 (Integral), delay: 1.0, gain 500

Abstand Plastikszint - Probe: 5cm
Breite Plastikszint: 1cm
⇒ ΔWinkel

+ syst. Offset?

Messreihe

Winkel [°]	0	10	20	30	-10	40	80	-20
t [s]	180	180	180	180	180	180	180	180
N	214	43	30	17	24	21	22	20

Winkel [°]	0	5
t [s]	180	180
N	274	226

Zufällige Koinzidenzen

NaI detektor am SCA "wegschieben" (delay)

bei 0°

-> geht nicht (delay geht nicht weit genug)

Mit Delay Einheit: großer delay eingestellt

⇒ bei 0°, t = 180s : N = 16

Abbildung 22: Labornotizen Seite 4

7 Anhang B: Weitere Plots

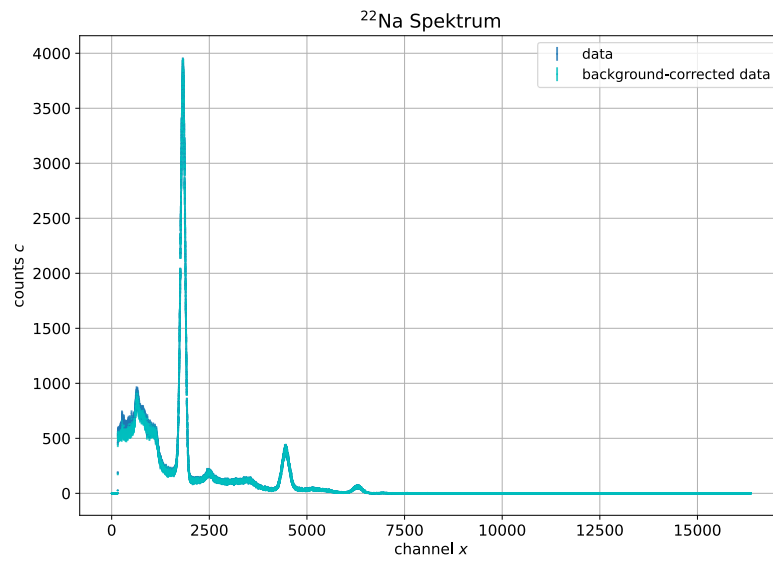


Abbildung 23: Spektrum von ^{22}Na mit und ohne Hintergrundkorrektur.

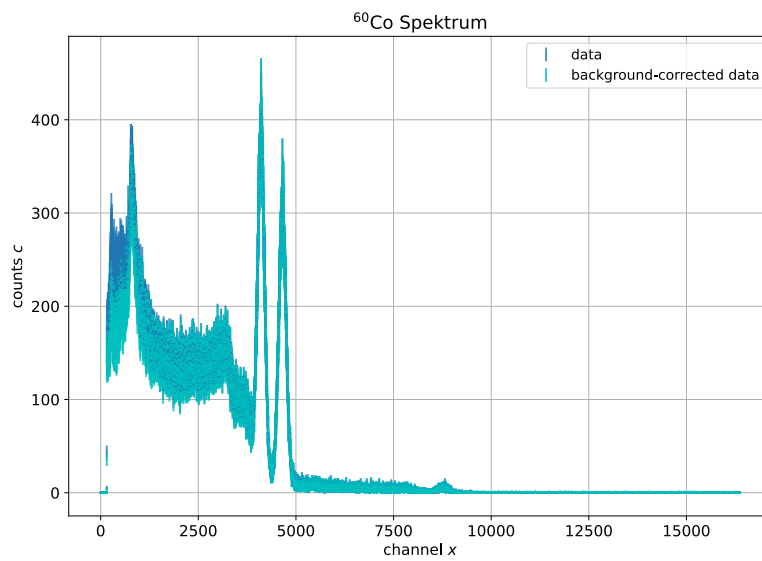


Abbildung 24: Spektrum von ^{60}Co mit und ohne Hintergrundkorrektur.

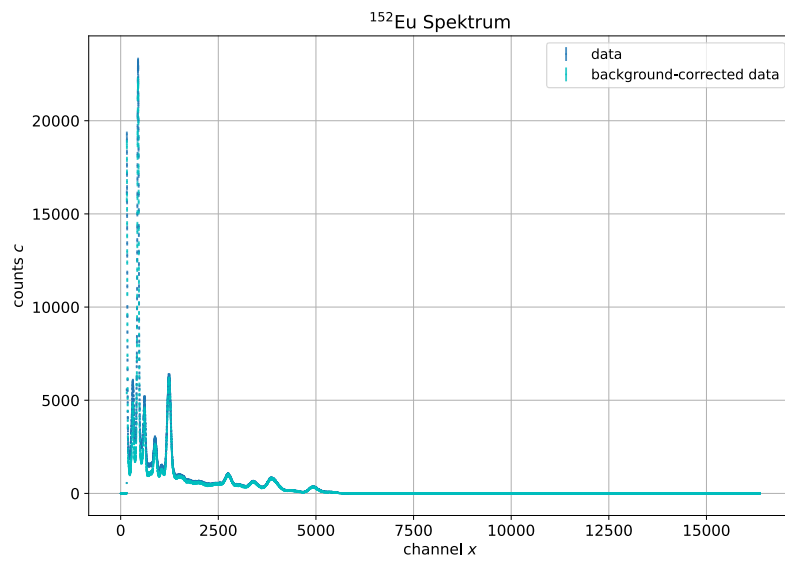


Abbildung 25: Spektrum von ^{152}Eu mit und ohne Hintergrundkorrektur.

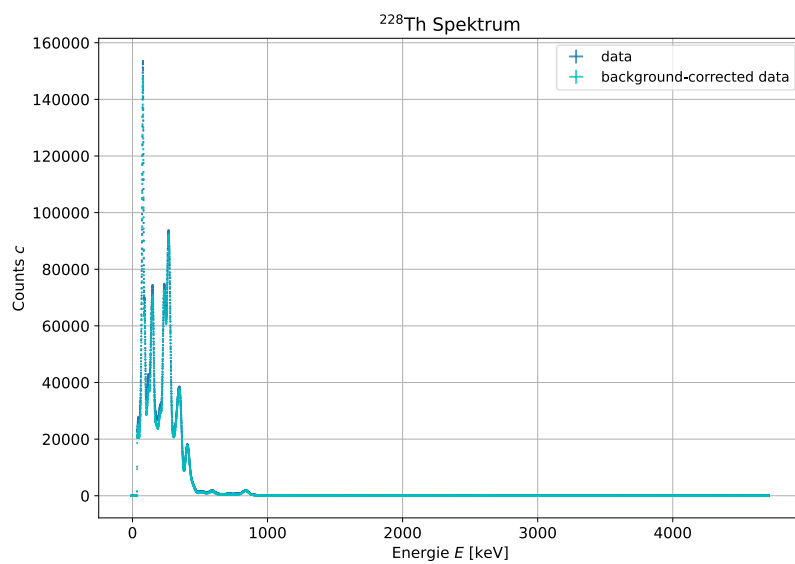


Abbildung 26: Spektrum von ^{228}Th mit und ohne Hintergrundkorrektur.