



# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>3</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Radioaktive Zerfälle . . . . .	5
2.2 Zerfallsschemata . . . . .	6
2.3 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie . . . . .	7
2.4 Szintillationszähler . . . . .	8
<b>3 Messprinzip und Geräte</b>	<b>10</b>
3.1 Messprinzip . . . . .	10
3.1.1 Methode der verzögerten Koinzidenzen . . . . .	10
3.1.2 Zerfallsspektrum . . . . .	10
3.2 Geräte . . . . .	11
<b>4 Aufbau und Durchführung</b>	<b>14</b>
4.1 Aufnahme der Energiespektren . . . . .	14
4.2 Einstellung der Energiefenster . . . . .	15
4.3 Zeiteichung . . . . .	15
4.4 Koinzidenzmessungen . . . . .	16
<b>5 Auswertung</b>	<b>18</b>
5.1 Energieeichung . . . . .	18
5.2 Zeiteichung . . . . .	21
5.3 Zufällige Koinzidenzen . . . . .	23
5.4 Koinzidenzmessung . . . . .	24
<b>6 Diskussion</b>	<b>27</b>
6.1 Energiespektren und Energieeichung . . . . .	27
6.2 Zeiteichung . . . . .	27
6.3 Koinzidenzmessung . . . . .	28
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>29</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>29</b>
<b>A Appendix</b>	<b>30</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>34</b>

In Tabelle 1 ist eine Übersicht über alle in diesem Versuchsprotokoll verwendeten Symbole gegeben.

Größensymbol	Bedeutung
$A$	Massenzahl, Parameter in Gaußscher Glockenkurve
$Ch$	Kanal
$D$	Anzahl für Fit genutzter Datenpunkte
$e$	Eulersche Zahl
$E$	Energie
$f$	Fitfunktion
$\lambda$	Zerfallskonstante
$m$	Anzahl freier Parameter
$\mu$	Parameter in Gaußscher Glockenkurve
$N$	Anzahl vorhandener Atome, Einträge in einem Kanal
$n$	Anzahl Datenpunkte
$R^2$	Bestimmtheitsmaß
$\sigma$	Standardabweichung, Parameter in Gaußscher Glockenkurve
$t$	Zeit
$T_{1/2}$	Halbwertszeit
$U$	Mittlerer Untergrund
$\tau$	Mittlere Lebensdauer
$\chi^2_\nu$	Reduziertes $\chi^2$
$Z$	Ladungszahl
$\log$	Logarithmus zur Basis $e$
$\alpha, \beta, \gamma, \delta, \phi, \epsilon$	Regressionsparameter
$s_x$	Unsicherheit auf die (Mess-) Größe $x$

Tabelle 1: Symbole, die in diesem Versuchsprotokoll verwendet wurden.

## 1 Einleitung

Dieser Versuch dient neben der Bestimmung der Halbwertszeit des 14,4 keV-Zustands von  $^{57}\text{Fe}$  auch der Vertrautmachung mit der NIM-Elektronik, die in der Nuklear- und Hochenergiephysik Anwendung finden. Daher werden zunächst mit dem Oszilloskop Signale der verschiedenen verwendeten Geräte aufgenommen, bevor die Zerfallsspektren von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  aufgenommen werden. An diesen wird dann eine Energieeichung durchgeführt, um eine Übersetzung von Kanälen des Mehrkanalanalysators zu Energien zu erhalten.

Anschließend wird im zweiten Versuchsabschnitt, der sich mit der Bestimmung der Halbwertszeit befasst, zunächst eine Zeiteichung durchgeführt. Diese dient der Umrechnung von Kanälen in Zeitabschnitte, was bei der Methode verzögerter Koinzidenzen benutzt wird. Letztere bildet die Grundlage zur Bestimmung der Halbwertszeit. Abschließend wird eine Aufnahme zufälliger Koinzidenzen getätigt, um den Untergrund der Messung verzögerter Koinzidenzen zu subtrahieren.

## 2 Physikalische Grundlagen

Sofern nicht anders angegeben, basieren die hier aufgeführten Grundlagen auf der Versuchsanleitung [5] und dem Staatsexamen zum LHWZ- und Szintillationszähler-versuch [6].

### 2.1 Radioaktive Zerfälle

Radioaktive Strahlung tritt auf, wenn ein instabiler Atomkern innerhalb eines radioaktiven Zerfallsprozesses zerfällt. Für ein einzelnen Atomkern ist der radioaktive Zerfall ein statistischer Prozess, für den man lediglich eine Zerfallswahrscheinlichkeit angeben kann. Das Zerfallsgesetz beschreibt die zeitliche Änderungsrate vorhandener Atome  $N$ :

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \quad (1)$$

wobei  $\lambda$  Zerfallskonstante genannt wird und gewissermaßen die Zerfallsgeschwindigkeit beschreibt. Die oben genannte Differentialgleichung wird gelöst von

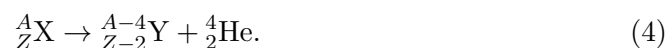
$$N(t) = N_0 \cdot \exp\{-\lambda t\}, \quad (2)$$

wobei  $N_0$  die Anzahl Atome zum Zeitpunkt  $t = 0$  beschreibt. Eine zur Zerfallskonstante äquivalente Größe ist die Halbwertszeit  $T_{1/2}$ , die diejenige Zeit angibt, nach der die Hälfte der anfangs vorliegenden Kerne zerfallen ist, und sich wie folgt berechnen lässt:

$$T_{1/2} = \frac{\log 2}{\lambda}. \quad (3)$$

Grundsätzlich unterscheidet man drei verschiedene Arten radioaktiver Zerfälle:  $\alpha$ -Zerfall,  $\beta$ -Zerfall und  $\gamma$ -Strahlung.

**$\alpha$ -Zerfall** Beim  $\alpha$ -Zerfall zerfällt ein Mutterkern  ${}^A_Z\text{X}$  in ein Tochterkern  ${}^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$  und einen zweifach positiv geladenen Heliumkern  ${}^4_2\text{He}$ :

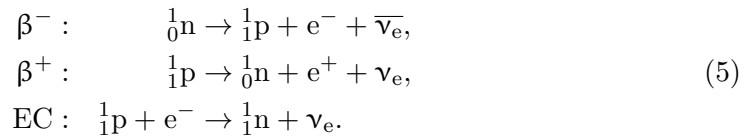


Da letzterer beim Verlassen des zerfallenden Atoms kinetische Energie besitzt, muss die Masse des Mutterkerns mindestens der Summe der Masse des Tochter- und des Heliumkerns besitzen. Die Energie des Heliumkerns, der dann auch  $\alpha$ -Teilchen genannt wird, erlaubt Rückschlüsse auf den Energiezustand des Mutteratoms. Aufgrund der hohen, durch die Coulomb-Wechselwirkung gegebenen Potentialbarriere<sup>1</sup> ist der  $\alpha$ -Zerfall aus klassischer Sicht nicht möglich, sondern erst mit dem quantenmechanischen Tunneleffekt erklärbar.

---

<sup>1</sup>Die Energie eines  $\alpha$ -Teilchens beträgt im Durchschnitt 3 MeV bis 8 MeV, während die Potentialbarriere jenseits von 20 MeV liegt.

**$\beta$ -Zerfall**  $\beta$ -Zerfall tritt in drei verschiedenen Formen auf, die man mit  $\beta^+$ -Zerfall,  $\beta^-$ -Zerfall und Elektroneneinfang (EC) bezeichnet:



Allen Prozessen ist gemein, dass sich die Kernladungszahl um Eins ändert, die Massenzahl jedoch konstant bleibt.  $\beta^+$ -Zerfall tritt häufig bei Isotopen mit Protonenüberschuss und  $\beta^-$ -Zerfall bei Isotopen mit Neutronenüberschuss auf. Beim Elektroneneinfang interagieren ein Proton aus dem Atomkern mit einem Elektron der inneren Elektronenhülle, welche sich dann in ein Neutron und ein Neutrino umwandeln. Dieser Umstand wird bedingt durch die endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit der inneren Elektronen im Atomkern und sind auch Grund dafür, dass dieser Prozess häufiger bei schweren Atomen auftritt. Das innere Elektron wird dann von einem Elektron einer äußeren Schale aufgefüllt; diese Energiedifferenz wird durch Emission eines Photons ausgeglichen.  $\beta$ -Strahlung ist mit wenigen MeV energieärmer als  $\alpha$ -Strahlung, hat jedoch eine größere Reichweite [8, S. 27f., 29f.].

**$\gamma$ -Strahlung**  $\gamma$ -Strahlung entsteht als Energieabgabe eines sich abregenden Atoms und besteht aus hochenergetischen Photonen. Da bei  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfällen oft angeregte Atome hinterlassen werden, begleitet jener Prozess oft diese Zerfälle, woraufhin die angeregten Atome wieder in den oftmals stabilen Grundzustand überführt werden. Energetisch bewegen sich die so entstehenden  $\gamma$ -Quanten im Bereich von keV bis MeV.

**Innere Konversion** Bei der Abregung eines angeregten Atoms muss die Energie nicht durch ein Photon emittiert werden. Ist im Atom auch ein Elektron mit geringer Bindungsenergie vorhanden, kann es vorkommen, dass die Energie an dieses übertragen wird, woraufhin es das Atom verlässt. Das so entstehende Loch kann durch ein weiteres Elektron aufgefüllt werden, wobei ein  $\gamma$ -Quant emittiert wird. Dieses Phänomen bezeichnet man als innere Konversion.

**Auger-Effekt** Verwandt mit der inneren Konversion ist der Auger-Effekt: Der Unterschied zwischen beiden Phänomenen besteht darin, dass das das Loch auffüllende Elektron seine Energie nicht als  $\gamma$ -Strahlung abgibt, sondern diese an ein weiteres Elektron überträgt, welches das Atom auch verlässt, jedoch mit einer geringeren Energie als das erste. Damit entstehen zwei Löcher in der Elektronenhülle.

## 2.2 Zerfallsschemata

Im Folgenden werden kurz die in diesem Versuch vorkommenden zerfallenden Stoffe mit den jeweiligen Zerfallsschemata skizziert.

**Cobalt** In Abbildung 1 ist das Zerfallsschema von Cobalt ( $^{57}\text{Co}$ ) gezeigt [1]. Cobalt zerfällt per Elektroneneinfang zu 99,8 % zum angeregten 136,5 keV-Zustand von  $^{57}\text{Fe}$ :



Dieser Zustand kehrt dann mit einer Wahrscheinlichkeit von 12 % in den Grundzustand zurück. Mit 88 % weitaus wahrscheinlicher ist jedoch der Zerfall zum 14,4 keV-Zustand, dessen Lebensdauer wir in diesem Versuch bestimmen wollen. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 10 % regt sich auch dieser Zustand unter Emission eines  $\gamma$ -Quants in den Grundzustand ab; weitaus wahrscheinlicher ist jedoch der Zerfall durch innere Konversion, der ohne  $\gamma$ -Emission stattfindet.

Nicht dargestellt in der Abbildung ist der Übergang zum 706,24 keV-Zustand von  $^{57}\text{Fe}$ , welcher mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,183 % stattfindet.

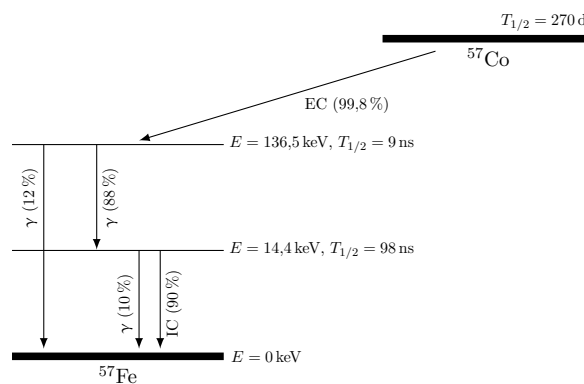
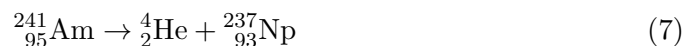


Abbildung 1: Vereinfachtes Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$  [5, 3, adaptiert]

**Americium** In Abbildung 2 ist das Zerfallsschema von Americium ( $^{241}\text{Am}$ ) gezeigt [2]. Americium zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 100 % in einen von 20 angeregten Zuständen von Neptunium ( $^{237}\text{Np}$ ):



Mit 84,5 % ist dabei der Übergang in den 59,5 keV-Zustand am wahrscheinlichsten, welcher dann unter Aussendung eines  $\gamma$ -Quants zu 77,6 % in den Grundzustand zerfällt. Weniger wahrscheinlich (21 %) ist der Zerfall in den 33,19 keV-Zustand, welcher schließlich auch in den Grundzustand zerfällt.

### 2.3 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Da elektromagnetische Strahlung als solche nicht direkt messbar ist, bedient man sich zur Detektion dieser ihrer Wechselwirkung mit Materie: Grundsätzlich erzeugen hochenergetische Photonen in Detektoren meistens geladene Teilchen, die dann gemessen werden können.

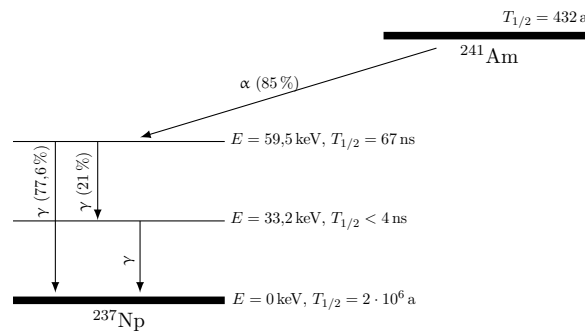


Abbildung 2: Stark vereinfachtes Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$  [5, 7, adaptiert].

**Photoeffekt** Der Photoeffekt beschreibt das Phänomen, dass ein  $\gamma$ -Quant ein gebundenes Elektron aus der Hülle eines Atoms herausschlägt. Um die Energie-Impuls-Erhaltung nicht zu verletzen, ist die Anwesenheit des Atomkerns als Bindungspartner unerlässlich, da dieser die übrige Rückstoßenergie absorbieren muss. Da die Absorptionswahrscheinlichkeit beim Photoeffekt mit der fünften Potenz der Kernladungszahl skaliert, tritt dieser vermehrt bei schweren Elementen auf. Die beim Photoeffekt auftretende Photonenenergie beträgt  $E_\gamma \leq 200 \text{ keV}$ .

**Comptoneffekt** Beim Comptoneffekt streut ein  $\gamma$ -Quant an einem freien Elektron und überträgt an dieses Teile seiner Energie. Die Restenergie des Photons ist abhängig vom Winkel, mit dem dieses am Elektron streut. Die Photonenenergie beim Comptoneffekt liegt bei  $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$ .

**Paarbildung** Paarbildung tritt im Feld eines Atomkerns auf und beschreibt den Prozess, in dem ein Photon ein Elektron-Positron-Paar erzeugt und dabei seine gesamte Energie in die Summe der Ruheenergien beider Teilchen umwandelt. Dafür muss diese  $E_\gamma \geq 1,022 \text{ MeV}$  betragen. Da Positronen als Antiteilchen nicht in Gegenwart von Materie existieren können, wechselwirkt ein durch einen  $\beta^+$ -Zerfall entstandenes Positron mit einem Elektron zu einem Positroniumatom, welches nach  $10^{-7} \text{ s}$  bis  $10^{-9} \text{ s}$  unter Emission von einigen  $\gamma$ -Quanten (oftmals zwei) zerfällt. Die Energien der so entstandenen Photonen betragen aufgrund der Energie-Masse-Äquivalenz jeweils der Ruhemasse des Elektrons/Positrons, in etwa  $511 \text{ keV}$ . Impulserhaltung bedingt, dass im Fall von zwei entstehenden  $\gamma$ -Quanten diese in einem  $180^\circ$ -Winkel zueinander emittiert werden.

## 2.4 Szintillationszähler

Ein Szintillationszähler besteht meistens aus einem Szintillator und einem Photomultiplier. Szintillatoren sind organische oder anorganische Materialien, die beim Einfall elektromagnetischer Strahlung Licht emittieren. Das Licht kann von einem Photomultiplier aufgenommen und in einen messbaren Strom umgewandelt werden.

Im Folgenden soll die Funktionsweise beider Bauteile kurz skizziert werden; da uns in unserem Versuch ausschließlich anorganische Szintillatoren zur Verfügung stehen, wird auf die Erklärung organischer Szintillatoren verzichtet.

Anorganische Szintillatoren sind Halbleiterkristalle, bei denen es aufgrund der Gittereigenschaften der Kristalle zu Lumineszenzerscheinungen kommt. Der in unserem Versuch verwendete Szintillator ist ein Natriumiodidkristall (NaI), welcher mit Thallium (Tl) dotiert ist. Mit dem Bändermodell kann die Funktionsweise des Szintillators anschaulich erklärt werden:  $\gamma$ -Quanten heben Elektronen vom Valenzband, in dem sich die meisten Elektronen des Halbleiter aufhalten, in das Leitungsband, woraufhin im Valenzband ein Loch zurückbleibt. Im undotierten Natriumiodidkristall fällt das Elektron daraufhin wieder unter Emission eines Photons gleicher Energie in das Loch im Valenzband zurück, welches dann selbigen Prozess wieder anregt und damit effektiv vom Kristall absorbiert wird. Die Dotierung des Kristalls mit Thallium deformiert das Leitungsband und senkt lokal den Energiezustand. Dies erlaubt es, Elektronen-Loch-Paare „einzufangen“, die dann Photonen mit einer geringeren Energie emittieren, welche allerdings nicht ausreicht, um anderswo im Kristall ein Elektron in das Leitungsband zu heben. Somit kann das Photon den Kristall verlassen, um vom Photomultiplier detektiert zu werden.

Anorganische Szintillatoren zeichnen sich dank der höheren Dichte durch eine besonders große Lichtausbeute aus, bietet allerdings auch eine höhere Abklingzeit.

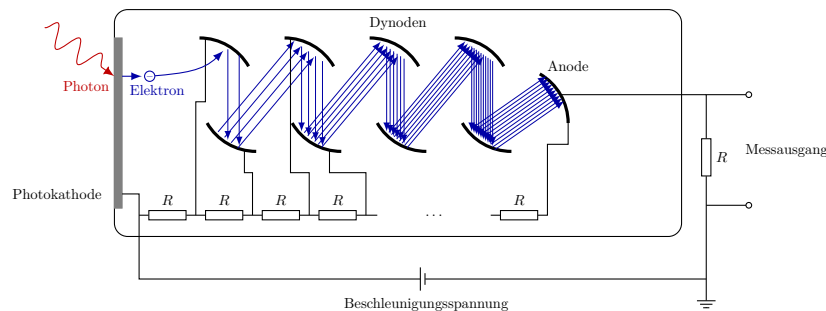


Abbildung 3: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Photomultipliers.

**Photomultiplier** Ein Photomultiplier dient der Detektion schwacher Lichtsignale als messbaren Stromfluss. Der schematische Aufbau eines Photomultipliers ist in Abb. 3 gezeigt. Ein Photon, das beispielsweise von einem Szintillator erzeugt wurde, trifft auf eine Photokathode und schlägt dort im Rahmen des Photoeffekts ein Photoelektron aus der Kathode. Im Inneren des Photomultipliers befinden sich Dynoden, an denen eine zunehmende Spannung anliegt. Dies bewirkt, dass das Elektron von Dynode zu Dynode wandert und dabei Sekundarelektronen herausschlägt. Da die Sekundarelektronen ebenfalls zu den Dynoden beschleunigt werden, kommt es zu einem lawinenartigen Effekt, der am Ende des Photomultipliers als Strom messbar ist. Das Signal des Photomultipliers ist zur Intensität des Lichtsignals proportional.



## 3 Messprinzip und Geräte

### 3.1 Messprinzip

Um die Lebensdauer des 14,4 keV-Zustandes von  $^{57}\text{Fe}$  zu bestimmen, bedienen wir uns der Methode der verzögerten Koinzidenzen. Diese soll im Folgenden kurz erklärt werden. Anschließend sollen einige Charakteristika im Verlauf der zu messenden Zerfallsspektren erwähnt werden.

#### 3.1.1 Methode der verzögerten Koinzidenzen

Die Methode der verzögerten Koinzidenzen nutzt aus, dass bei der Entstehung des 14,4 keV-Zustandes von  $^{57}\text{Fe}$  ein  $\gamma$ -Quant mit einer Energie von 122 keV emittiert wird (siehe dafür Abschnitt 2.2). Bei dem Zerfall des Zustandes kann es hingegen zur Emission eines 14,4 keV-Quants kommen. Durch Messung der Zeitdifferenz zwischen beiden Signalen lässt sich so auf die Lebensdauer des Zustandes schließen: Dafür sortiert man jeden gemessenen Zerfall in ein Zeitspektrum ein. Dies geschieht mit einem TAC, der in Abschnitt 3.2 näher erläutert wird. Das Zeitspektrum enthält – nach geeigneter Messdauer – dann einen exponentiellen Verlauf, aus dem die Zeitkonstante und so die Halbwertszeit extrahiert werden kann.

Wie man in Abbildung 1 sehen kann, kommt es nur in 10 % aller Fällen zu der Emission eines  $\gamma$ -Quants beim Zerfall des Zustands; ansonsten findet innere Konversion statt. Da wir diese mit unserem Versuchsaufbau nicht detektieren können, würden wir auf unser Startsignal in 90 % aller Fälle kein Stoppsignal erhalten, was die Totzeit stark erhöht. Darum verwenden wir das 14,4 keV-Signal, das beim Zerfall des Zustandes ausgesandt wird, als Startsignal und das verzögerte 122 keV-Signal als Stoppsignal. Durch das Umdrehen beider Signale invertiert sich damit auch das Zeitspektrum entlang der Zeitachse.

#### 3.1.2 Zerfallsspektrum

Im Zerfallsspektrum, das vom Mehrkanalanalysator an den Computer übertragen wird, lassen sich verschiedene charakteristische Strukturen erkennen, die im Folgenden erläutert werden.

**Photopeak** Findet die Wechselwirkung eines durch einen radioaktiven Zerfall generiertes  $\gamma$ -Quant mit dem Szintillator über den Photoeffekt statt, so wird die gesamte Energie des Quants an das Detektormaterial übertragen. Im Atom wird dadurch eine Lücke frei, die von Elektronen höherer Schalen aufgefüllt wird. Wird zusätzlich die dadurch entstehende Röntgenstrahlung bzw. das Auger-Elektron vom Detektor absorbiert, so wurde die gesamte Energie des Elektrons auf diesen übertragen. Finden die oben genannten Prozesse innerhalb der Integrationszeit statt, so lässt sich dies als Eintrag im Zerfallsspektrum als Teil des sog. Photopeaks erkennen. Es ist allerdings auch möglich, dass ein  $\gamma$ -Quant zum Photopeak beiträgt, wenn es über

den Compton-Effekt mit dem Detektor wechselwirkt, sofern es danach seine restliche Energie über den Photoeffekt abgibt.

**Escapepeak** Es kann allerdings sein, dass beim Auftreten des Photoeffektes die anschließend emittierte Röntgenstrahlung nicht vom Detektor absorbiert wird, sondern diesen verlässt. Die Energie reicht damit nicht aus, um einen Eintrag im Photopeak zu gewährleisten; stattdessen ist der Eintrag im Energiespektrum um die Bindungsenergie versetzt. Der dadurch entstehende Peak wird Escapepeak genannt. In dem von uns verwendeten Natriumiodidszintillator erwarten wir durch die Materialeigenschaften des Szintillators einen Escapepeak bei  $E_\gamma - 28 \text{ keV}$ , wenn  $E_\gamma$  die ursprüngliche Photonenenergie (und damit die Position des Photopeaks) ist.

**Rückstreupeak** Weiterhin kann es sein, dass  $\gamma$ -Quanten den Szintillator ungehindert passieren und/oder an der außen anliegenden Abschirmung gestreut werden. Bei dieser Streuung wird ein Teil der Energie an die Umgebung abgegeben, sodass die Photonen – sofern sie zurück in den Detektor reflektiert werden – eine im Vergleich zum Photopeak verminderte Energie im Spektrum hinterlassen. Diese Energie ist im Vergleich zur Photopeak-Energie um die an der Umgebung abgegebene Energie reduziert, weswegen sich die häufigsten Energieabgaben im Spektrum als Peaks erkennen lassen.

**Compton-Kante** Die Wechselwirkung über den Compton-Effekt ist allerdings nicht nur an Escapepeaks merklich: Da die übertragene Energie vom Einfallswinkel des Photons abhängt, kann so ein breites Spektrum der Energie übertragen werden, die allerdings durch einen maximalen Energieübertrag begrenzt ist. Diese Grenze wird auch als Compton-Kante bezeichnet und ist im Spektrum vor dem Photopeak als zumeist ausgewaschene Kante auffindbar.

### 3.2 Geräte

Neben dem Szintillationszähler und dem Photomultiplier basiert der Versuchsaufbau auf einer Zusammenschaltung mehrerer NIM-Geräte. Die Funktionsweise dieser soll im Folgenden kurz erläutert werden.

**Vorverstärker** Direkt hinter dem Photomultiplier ist ein Vorverstärker (PA) angebracht. Dieser soll neben der Verstärkung des schwachen Ausgangssignals das Signal-Rausch-Verhältnis verbessern. Dadurch, dass sich der Vorverstärker direkt am Detektor befindet, wird sowohl der Einfluss störender Streufelder minimiert, als auch den Verlust des schwachen Signals über das Kabel minimiert. Das von uns gemessene Signal des Vorverstärkers des rechten Szintillators ist in Abb. 4 gezeigt.

**Verstärker** Der Verstärker (MA) ist direkt hinter dem Vorverstärker angebracht und dient zum einen dazu, das Signal weiter zu verstärken, und zum anderen dazu,

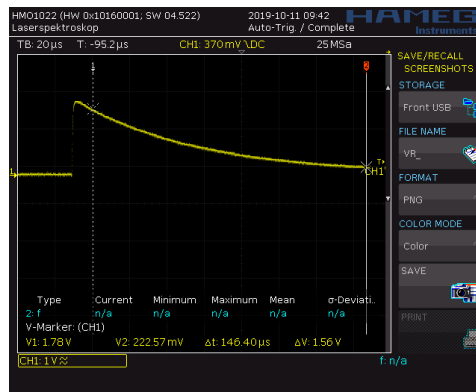


Abbildung 4: Oszilloskopsignal des Ausgangs des Vorverstärkers des rechten Szintillators.

dieses für die weitere Auswertung zu verarbeiten: Um das Signal-Rausch-Verhältnis weiter zu verbessern, wird der Puls bei niedrigen und hohen Frequenzen gefiltert. Der Verstärker schneidet weiterhin das lang abfallende Ende des Signals (gut sichtbar in Abb. 4) ab und lässt hauptsächlich den extremsten Punkt durch. Dies soll einen sogenannten „Pile up“ verhindern, bei welchem sich zwei Signale derart überlagern, dass ein neues Signal einen Peak hat, während das alte Signal noch abklingt, was zur Folge hat, dass die Amplituden beider Signale addiert werden, womit die Messung der Amplitude verfälscht wird.

Das Signal des Verstärkers wird dann entweder uni- oder bipolar ausgegeben. Ist man an der Signalhöhe interessiert, ist der unipolare Ausgang zu wählen, da dort die wesentliche Information in der Pulshöhe liegt. Ist die zeitliche Information von größerer Wichtigkeit, so ist der bipolare Verstärkerausgang von Vorteil. Dies begründet auch, dass in den Versuchsaufbauten das unipolare Signal in den Multikanalanalysator weitergeleitet wird, während der Einkanalanalysator das bipolare Signal entgegennimmt. Die Signale an beiden Verstärkerausgängen sind in Abbildung 5 zu sehen.

**Einkanalanalysator** Die analogen Signale des Verstärkers können mithilfe eines Einkanalanalysators (SCA) weiterverarbeitet werden. Dieser untersucht die eingehenden Signale nach ihrer Amplitude und erzeugt ein entsprechendes logisches Ausgangssignal. Durch Einstellen der Regelschalter „lower level“ und „upper level“ lässt sich dabei ein Fenster einstellen, in welchem sich die Signalamplitude befinden muss, um weitergeleitet werden zu können.

Der logische Signalausgang kann dann zur Steuerung an einer Gate-Einheit (LG) genutzt werden, die – sofern der Einkanalanalysator einen Puls innerhalb des Messfensters registriert – das Signal eines anderen Verstärkers durchlässt.

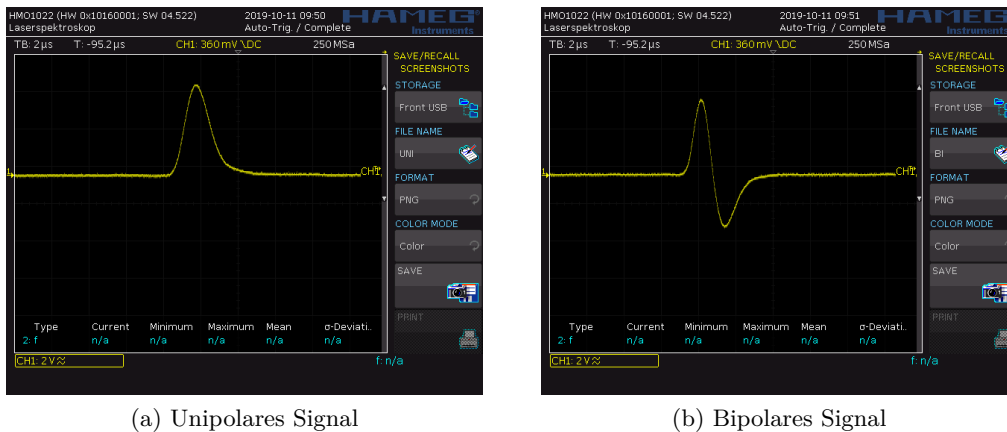


Abbildung 5: Uni- und bipolares Signal am Verstärkerausgang des Verstärkers des rechten Szintillators.

**Mehrkanalanalysator** Neben dem Einkanalanalysator kann allerdings auch ein Mehrkanalanalysator (MCA) zur Verstärkersignalverarbeitung genutzt werden. Dieser sortiert einkommende Signale nach ihrer Pulshöhe und ordnet diese dementsprechend in Channels ein, welcher die Häufigkeit des jeweiligen Signals enthält. Die Channels können dann am Computer mithilfe der Software „Gamma Acquisition & Analysis“ ausgewertet werden, das sowohl eine graphische Übersicht des Spektrums erzeugt, als auch eine digitale Ausgabe der Daten als Tabellendatei im .tka-Format.

**Zeit-Amplituden-Konverter** Wie im vorigen Abschnitt bereits angesprochen wurde, geschieht die Bestimmung der Lebensdauer des  $14,4 \text{ keV}$ -Zustandes von  $^{57}\text{Fe}$  durch Auftragung der Differenz eines Start- und eines Stoppsignals. Der Zeit-Amplituden-Konverter (TAC) erhält ein Startsignal und startet daraufhin eine innere Uhr, die vom Stoppsignal gestoppt wird. Nach Eingehen des Stoppsignals wird ein Rechteckimpuls generiert, dessen Amplitude proportional zur verstrichenen Zeit zwischen Start- und Stoppsignal ist. Diese Amplitude kann dann von einem Mehrkanalanalysator in einem Spektrum aufgetragen werden.

## 4 Aufbau und Durchführung

Im Folgenden werden der Aufbau und die Durchführung der fünf Versuchsteile aufgeführt.

### 4.1 Aufnahme der Energiespektren

In diesem Versuchsteil sollen für beide Proben (Cobalt  $^{47}\text{Co}$  und Americium  $^{241}\text{Am}$ ) und für zwei verschiedene Probenorientierungen sowie beide Szintillatoren die Energiespektren vermessen werden. Damit soll diejenige Probenorientierungs-Szintillator-Kombination gefunden werden, bei der alle Peaks des Cobalt-Spektrums aufgelöst werden können. Diese Probenorientierung soll dann mit diesem Szintillator in der Koinzidenzmessung verwendet werden, um den kleineren der Cobalt-Peaks (links im Spektrum) zu detektieren. Die Messung mit Americium dient dabei sowohl als Vergleich, als auch als Eintrag in der später durchzuführenden Energieeichung.

Für die Aufnahme eines Energiespektrums bei einer Probe, einer Probenorientierung und eines Szintillators wird dabei der unipolare Ausgang des Hauptverstärkers an den Mehrkanalanalysator angeschlossen. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 6 dargestellt. Als shaping time wird dabei stets  $0,5\ \mu\text{s}$  verwendet. Im Messprogramm konnten Messzeit und ein Diskriminatorlevel (LLD) eingestellt werden. Ferner wurde die Kanalanzahl in diesem Versuchsteil auf 1024 festgelegt. Bei der Messzeit wählten wir für die Cobaltprobe 5 min, da sie sich als sehr aktiv zeigte und man schnell das charakteristische Spektrum erkennen konnte. Dies war bei der Americiumprobe nicht der Fall, weswegen wir mit dieser für 10 min maßen. Nach Messung von insgesamt acht Energiespektren konnten wir feststellen, dass der rechte Szintillator mit der Cobaltprobe in der zweiten Orientierung das beste Spektrum aufwies. Die Diskriminatoreinstellung dient der Unterdrückung von störenden Zählungen am Rand des Spektrums. Diese wurde von uns stets so gewählt, dass in den Randkanälen nicht übermäßig viele Zählungen vorgenommen wurden. Dabei war auch darauf zu achten, keine erwünschten Teile des Spektrums, wie z. B. den  $14,4\ \text{keV}$ -Peak im Cobaltspektrum, abzuschneiden. Daraufhin wurde mit dieser Einstellung eine längere Messung durchgeführt. Tabelle 2 zeigt die restlichen Einstellungen, die an den Verstärkern und im Programm für jede Messung der insgesamt neun Messungen eingestellt wurden.

Alle Messungen wurden mit dem Computerprogramm in einem Tabellenformat abgespeichert.

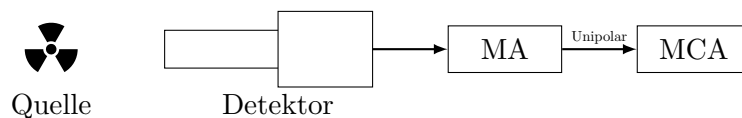


Abbildung 6: Schematischer Versuchsaufbau für die Aufnahme der Energiespektren.

Probe	Szintillator	Orientierung	Hauptverstärker		Programm	
			Gain	Coarse Gain	Messzeit [s]	LLD [%]
Cobalt	Links	1	8	100	300	5
	Links	2	8	100	300	3
	Rechts	1	7	100	300	2
	Rechts	2	7	100	300	1
	Rechts	2	7	100	1900,53	2
Americium	Links	1	8	100	600	2,5
	Links	2	8	100	600	2,5
	Rechts	1	7	100	600	0
	Rechts	2	7	100	600	1

Tabelle 2: Einstellungen der Hauptverstärker sowie Einstellungen im Programm „Gamma Acquisition and Analysis“.

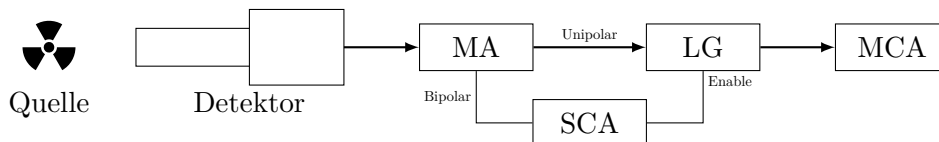


Abbildung 7: Schematischer Versuchsaufbau für das Setzen der Energiefenster an den Einkanalanalysatoren.

## 4.2 Einstellung der Energiefenster

Nachdem festgestellt wurde, zu welchen Kanälen die interessierenden Peaks des Cobaltspektrums in etwa gehören, konnten die Energiefenster eingestellt werden. Dafür wurde das unipolare Signal des Hauptverstärkers in das Linear Gate weitergeleitet, dessen Ausgang mit dem Mehrkanalanalysator verkabelt ist. Das Enable-Signal des Gates wird vom Einkanalanalysator bereitgestellt, das vom bipolaren Hauptverstärkersignal gespeist wird. Die Kanalaufösung wurde aufgrund der geringen Koinzidenzhäufigkeit auf 256 eingestellt. Der Aufbau ist in Abbildung 7 schematisch dargestellt.

Da der rechte Szintillator den 14,4 keV-Peak von Cobalt besser auflösen konnte, wird das Fenster des Einkanalanalysator zu diesem Szintillator auch auf jenen Peak zugeschnitten. Durch Wahl von „upper level“ und „lower level“ auf den Einkanalanalysatoren wurden die Fenster eingestellt. Für den rechten Szintillator wählten wir dabei ein lower level von 0,39 und ein upper level von 0,79; für den linken Szintillator wurde das lower level auf 3,20 und das upper level auf 4,08 gesetzt.

## 4.3 Zeiteichung

Da das Zeitschema der Koinzidenzmessungen (siehe Abschnitt 4.4) aus dem Zeit-Amplituden-Konverter, der an den Mehrkanalanalysator angeschlossen ist, stammt, muss eine Zeiteichung durchgeführt werden, um Kanalnummern in Zeitspannen um-

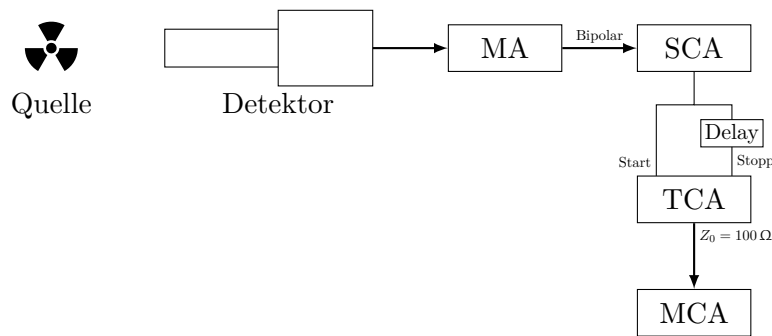


Abbildung 8: Schema des Versuchsaufbaus für die Durchführung der Zeiteichung.

rechnen zu können. Dafür wird der bipolare Ausgang des Hauptverstärkers an den Einkanalanalysator weitergegeben. Dessen Ausgang wird dann in zwei Signale aufgeteilt, von dem eins in den Startsignal-Eingang des Zeit-Amplituden-Konverters eingeht. Das andere Signal gelangt zunächst in eine Verzögerungseinheit (Delay), an welchem verschiedene Verzögerungen im Nanosekundenbereich eingestellt werden können. Das Ausgangssignal des Zeit-Amplituden-Konverters wird schließlich in den Mehrkanalanalysator weitergeleitet. Durch Regelung der Range- und Amplitude-Drehknöpfe konnte die Kanaluweisung linear skaliert werden. Wir wählten dabei eine Range von 0,05 mit einem Multiplikator von 10; die Amplitude beließen wir auf der mittleren Einstellung, die durch den 4,5-ten Strich gegeben war<sup>2</sup>. Diese Einstellung wurde über alle Zeitmessungen hinweg beibehalten. Der Aufbau ist in Abb. 8 schematisch dargestellt.

Nun wurden an der Verzögerungseinheit verschiedene Verzögerungen eingestellt und beobachtet, welche Kanäle im Spektrum einen Ausschlag erzeugen. Die Kanalnummer wurde dann mitsamt der Verzögerung im Laborheft notiert (siehe Anhang A und Tabelle 4).

#### 4.4 Koinzidenzmessungen

Nach der Zeiteichung kann mit den Koinzidenzmessungen begonnen werden. Die erste Koinzidenzmessung soll die Methode der verzögerten Koinzidenzen nutzen. Dafür werden beide Detektoren an jeweils einen Hauptverstärker angeschlossen, deren bipolare Ausgänge jeweils einen Einkanalanalysator mit korrekt eingestelltem Fenster speisen. Der rechte Szintillator, der das 14,4 keV-Signal misst, wird direkt als Startsignal des Zeit-Amplituden-Konverters verwendet, währendhingegen das Signal des linken Szintillators zunächst über die Verzögerungseinheit verzögert wird. Letztere wurde dabei auf einen Wert von 190,5 ns eingestellt. Das Ausgangssignal der Verzögerungseinheit wurde schließlich in den Mehrkanalanalysator weitergeleitet und die

<sup>2</sup>Da keine verständliche Skala angegeben war, kann die Amplitude nicht besser angegeben werden.

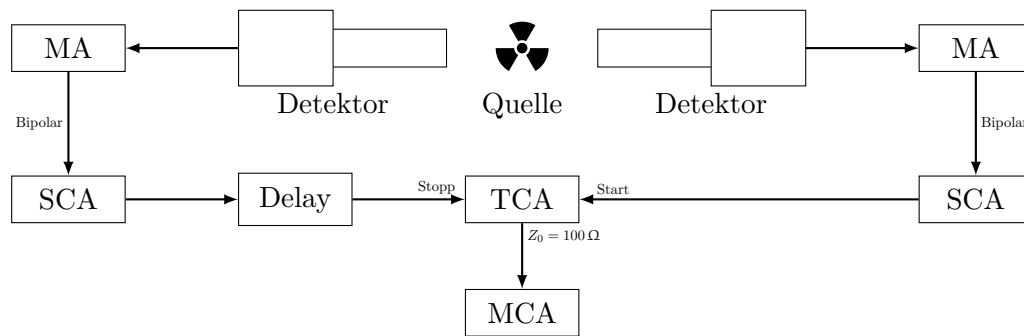


Abbildung 9: Aufbau zur Messung der verzögerten und zufälligen Koinzidenzen. Die Verzögerung des linken Einkanalanalysators wurde bei letzterer auf 580 ns und die Verzögerung der Verzögerungseinheit auf 0 ns gestellt.

Messung gestartet. Der Aufbau ist in Abbildung 9 zu sehen. Die Messung der verzögerten Koinzidenzen wurde dabei für 232 730,35 s durchgeführt, was in etwa 64,6 h entspricht.

Die zweite Koinzidenzmessung wird zur Aufnahme eines Untergrundes genutzt. Diese bedient sich prinzipiell dem gleichen Aufbau wie die Messung verzögerter Koinzidenzen, jedoch wird am Einkanalanalysator des linken Szintillators eine Verzögerung von 580 ns angezeigt. Zusätzlich wurde die Verzögerung an der Verzögerungseinheit auf 0 ns gestellt. Dies bedingt, dass hauptsächlich zufällige Koinzidenzen im Spektrum gemessen werden. Diese Messung wurde für 7200 s durchgeführt.



## 5 Auswertung

### 5.1 Energieeichung

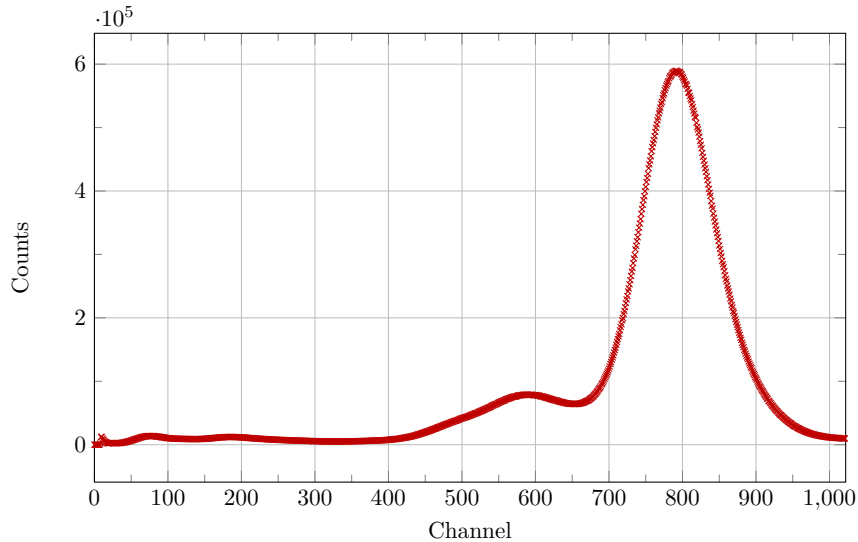


Abbildung 10: Das für 1900 s lange gemessene Cobaltspektrum.

An die Peaks des Cobaltspektrums, welches in Abbildung 10 zu sehen ist, wurden mit der Python-Methode `scipy.optimize.curve_fit` [4], welches auf der Methode kleinster Quadrate basiert, Gaußsche Glockenkurven der Form

$$f(Ch) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left\{-\frac{(Ch - \mu)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (8)$$

gefittet. Dabei sind  $A$ ,  $\sigma$  und  $\mu$  Parameter, die durch den Fit bestimmt werden sollen,  $Ch$  bezeichnet die Kanalnummer. In Abbildung 11 ist der Ausschnitt des Spektrums mit dem 14,4 keV-Peak gezeigt, wobei zusätzlich der Gauß-Fit eingezeichnet ist. Die restlichen Gauß-Fits sind im Anhang zu finden (siehe Abb. 17 und 18). Für die Anzahl an Counts  $N$  wurde als Unsicherheit ein Poisson-Fehler von

$$s_N = \sqrt{N} \quad (9)$$

angenommen, welche der Python-Methode übergeben wird. Für die Gauß-Fits wurde jeweils das reduzierte  $\chi^2$  mit der Formel

$$\chi_\nu^2 = \frac{1}{D - m} \sum_{i=1}^D \left( \frac{f(Ch_i) - N_i}{s_{N_i}} \right)^2 \quad (10)$$

berechnet und ist jeweils in den Plots mit dargestellt.  $D$  entspricht in der Formel der Anzahl an Daten, die für den Fit genutzt wurden und  $m$  der Anzahl an freien

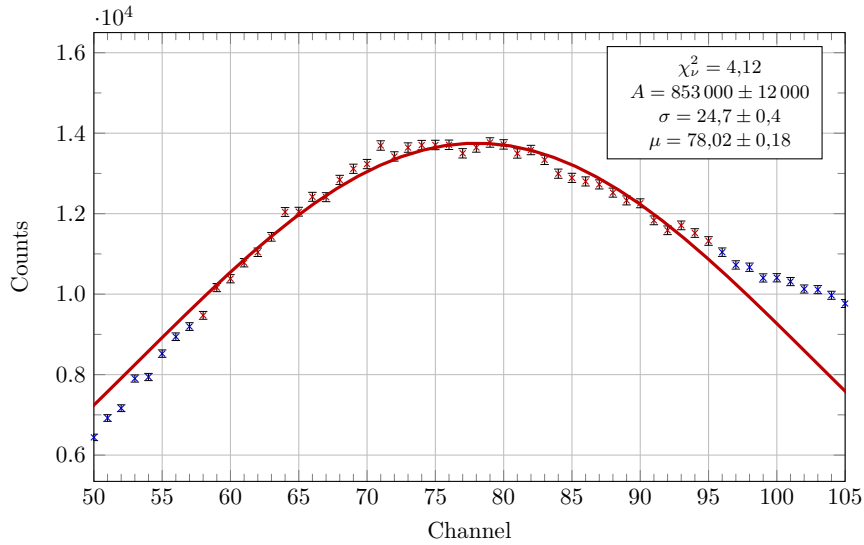


Abbildung 11: Der erste Peak des Cobaltspektrums, welcher einer Energie von 14,4 keV entsprechen sollte, mit dem angepassten Gauß-Fit. Die roten Messdaten entsprechen den für den Fit genutzten Messdaten.

Parametern im Fit; das bedeutet für den hier genutzten Gauß-Fit  $m = 3$ . Insgesamt wurde für drei Peaks im Cobaltspektrum ein Gauß-fit berechnet; die dadurch erhaltenen Mittelwerte der Peaks und die damit assoziierten Energien sind in Abschnitt 4.3 in Tabelle 3 eingetragen.

Dabei wurde als Fehler auf die Channel nicht der sich aus den Fits ergebende Fehler angenommen, sondern ein Fehler von 1 Channel. Dafür gibt es zwei Gründe: zum einen scheinen die sich aus den Fits ergebenden Fehler zu klein zu sein und zusätzlich ergeben Fehler, welche nicht ganzzahlig sind, keinen Sinn, da die Einteilung nunmal in ganzzahlige Kanäle erfolgt. Die Abschätzung der Unsicherheit mit einem Kanal ist daher sogar recht konservativ. Bei dem mittleren Peak wurde davon ausgegangen, dass es sich um den Escapepeak des 122,1 keV-Peaks handelt. Dieser sollte bei dem hier genutzten Szintillator bei  $E_\gamma - 28 \text{ keV} = 94,1 \text{ keV}$  liegen.

Für die Auswertung von Americium wurde auch eine Aufnahme des Spektrums mit dem rechten Szintillator genutzt. Dabei wurde sich dafür entschieden, die Aufnahme zu nutzen bei der die Probe mit Orientierung 1 vermessen wurde.

Das Spektrum ist im Anhang in Abbildung 21 zu sehen. Der hintere Peak des Spektrums wurde auf dieselbe Art und Weise, wie zuvor die Cobaltpeaks behandelt wurden, ausgewertet. Die Spektren sind mit Gauß-Fits im Anhang in Abbildungen 19 und 20 zu sehen. Da die beiden vorderen Peaks stark überlappen, wurde an beide zusammen eine Summe zweier Gaußscher Glockenkurven der Form

$$f(Ch) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \exp\left\{-\frac{(Ch - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right\} + \frac{A_2}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} \exp\left\{-\frac{(Ch - \mu_2)^2}{2\sigma_2^2}\right\} \quad (11)$$

Probe	$E/\text{keV}$	Channel $Ch$
Cobalt	14,4	$78 \pm 1$
Cobalt	94,1	$591 \pm 1$
Cobalt	122,1	$793 \pm 1$
Americium	26,3	$101 \pm 1$
Americium	33,2	$163 \pm 1$
Americium	59,5	$360 \pm 1$

Tabelle 3: Die aus den Fits gewonnenen Mittelwerte der Peaks mit den zugehörigen Energien.

gefittet. Sinngemäß sind bei diesem Fit  $A_1, A_2, \sigma_1, \sigma_2, \mu_1$  und  $\mu_2$  Parameter, die durch den Fit bestimmt werden. Dabei wurde wie zuvor die Methode `curve_fit` des Python-Moduls `scipy.optimize` verwendet. Auch dieses Spektrum ist im Anhang in Abbildung 20 zu finden. Die erhaltene Mittelwerte der Peaks und damit assoziierten Energien können in Tabelle 3 gefunden werden. Auch hier wurde der Fehler auf die Channel mit 1 abgeschätzt.

Für die Energieeichung wurden die Energien  $E_i$  über die Channel  $Ch_i$  aufgetragen und es wurde eine lineare Regression der Form

$$E = \alpha \cdot Ch + \beta \quad (12)$$

durchgeführt.  $\alpha$  und  $\beta$  sollen dabei durch den Fit bestimmt werden. Dafür wurde wieder die Python-Methode `scipy.optimize.curve_fit` genutzt. Die lineare Regression ist in Abbildung 12 dargestellt.

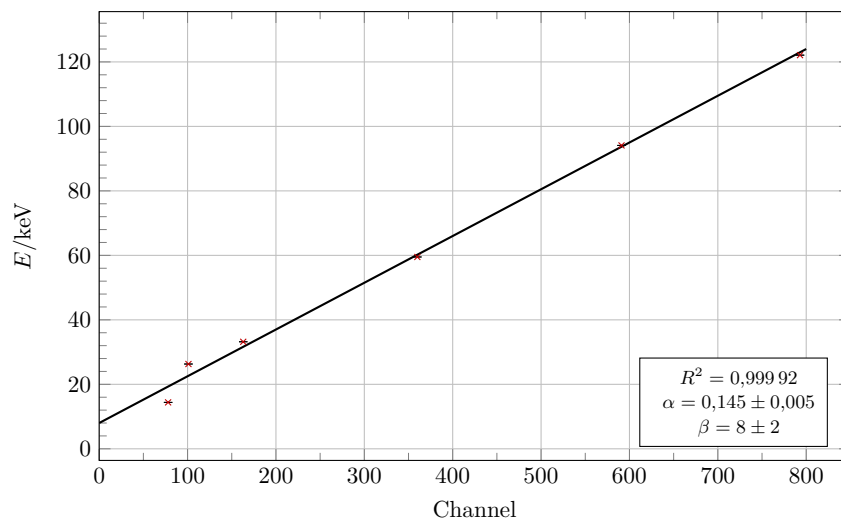


Abbildung 12: Die lineare Regression zur Energieeichung.

Die Parameter der linearen Regression wurden zu folgenden Werten bestimmt:

$$\begin{aligned}\alpha &= (0,145 \pm 0,005) \text{ keV} \\ \beta &= (8 \pm 2) \text{ keV.}\end{aligned}\tag{13}$$

Die Fehler ergeben sich aus der Kovarianzmatrix, die von der Python-Methode der Regression bestimmt wird. Um abzuschätzen, ob die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Energie und Channel gegeben ist, wurde für die lineare Regression das Bestimmtheitsmaß  $R^2$  mit folgender Gleichung berechnet:

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_i (E_i - [\alpha \cdot Ch + \beta])^2}{\sum_i (E_i - \bar{E})^2}.\tag{14}$$

Dabei entspricht  $E_i$  den genutzten Energien,  $\bar{E}$  dem arithmetischen Mittel der genutzten Energien und  $Ch_i$  den den Energien zugeordneten Channeln. Das Bestimmtheitsmaß wurde zu

$$R^2 = 0,999\,92\tag{15}$$

bestimmt, damit ist die Annahme eines linearen Zusammenhangs berechtigt.

## 5.2 Zeiteichung

Für die Zeiteichung wurden die jeweils eingestellten Delays über die dazu gemessenen Channels aufgetragen. Die genutzten Daten sind in Tabelle 4 eingetragen. Für die angezeigten Channel wurde erneut der Fehler auf 1 geschätzt, da für manchen Einstellungen der Verzögerung zwei benachbarte Channel gleichzeitig Aktivität zeigten.

Ähnlich zur Auswertung der Energieeichung wurde eine lineare Regression nach der Form

$$t = \alpha \cdot Ch + \beta\tag{16}$$

durchgeführt, wobei  $Ch$  derjenige Channel ist, der bei einem Delay von  $t$  Aktivität gezeigt hat. Die Regression ist mitsamt den Daten aus Tabelle 4 in Abbildung 13 eingezeichnet.

Die bestimmten Parameter lauten

$$\begin{aligned}\alpha &= (1,651 \pm 0,003) \text{ ns,} \\ \beta &= (-50,2 \pm 0,3) \text{ ns;}\end{aligned}\tag{17}$$

die Kovarianz der Regressionsparameter ist  $\text{cov}(\alpha, \beta) = -8,8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^2$ . Mit Gleichung (14) wurde wieder das Bestimmtheitsmaß für die Regression bestimmt, wobei diesmal die eingestellten Verzögerungen statt den Energien eingesetzt wurden.

Das so bestimmte  $R^2$ , was auch in Abbildung 13 sichtbar ist, weicht erst in der achten Nachkommastelle von 1 ab; das bestätigt die Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen eingestellten Verzögerungen und angezeigten Channel.

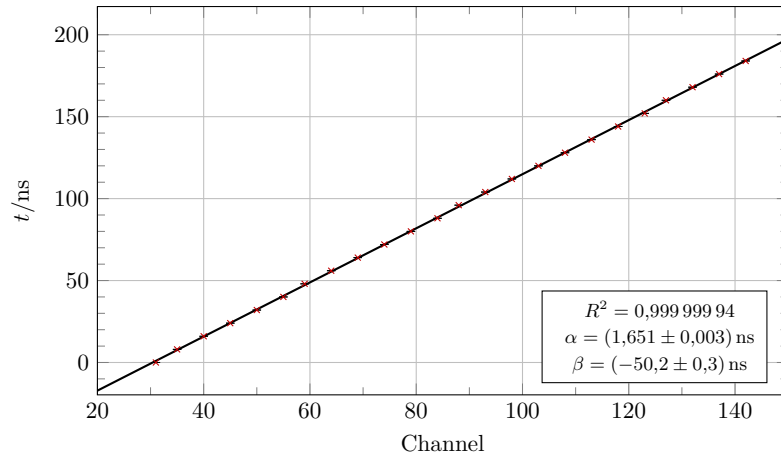
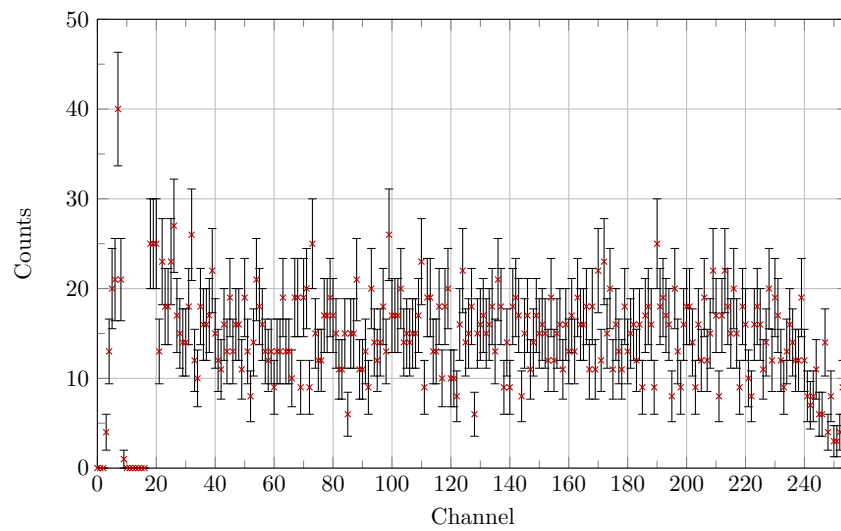


Abbildung 13: Die lineare Regression zur Zeiteichung.

Abbildung 14: Aufnahme des Untergrunds bei einer Messdauer von  $t_U = 7200 \text{ s}$ .

### 5.3 Zufällige Koinzidenzen

Die Daten aus der Messung der zufälligen Koinzidenzen ist in Abbildung 14 aufgetragen. Die Fehler auf die Counts wurde wieder mit Gleichung (9) abgeschätzt. Nicht zu sehen im Plot ist Channel 17, da dieser 143 Einträge enthält und somit den Plot unnötig unübersichtlich machen würde. Es ist zu sehen, dass – bis auf Channel 17 – die Counts sehr stark variieren. Da die restlichen Daten allerdings eher der Erwartung entsprechend streuen, wurde sich dafür entschieden, die Messpunkte oberhalb von Channel 17 zu mitteln. Das Ergebnis des Mitteln lautet:

$$U = 15,1 \pm 0,3. \quad (18)$$

Als Fehler wurde die Standardabweichung des Mittelwerts aus der Standardabweichung der Messwerte berechnet:

$$s_U = \frac{\sigma_{N_{\text{mess}}}}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{1}{n \cdot (n-1)} \sum_{i=1}^n [(N_i)_{\text{mess}} - U]^2}, \quad (19)$$

dabei entspricht  $n$  der Anzahl der genutzten Daten – sprich: die Anzahl an Channels – und  $(N_i)_{\text{mess}}$  den gemessenen Counts aus Channel  $i$ . Damit der Untergrund von den Messdaten abgezogen werden kann, wurde dieser zunächst auf die Messdauer der Koinzidenzmessung normiert:

$$U_{\text{norm}} = \frac{t_M}{t_U} U, \quad (20)$$

$t_M = 232\,730$  s ist dabei die Dauer der Koinzidenzmessung und  $t_U = 7200$  s die der Untergrundmessung. Mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung ergibt sich der Fehler zu

$$s_{U_{\text{norm}}} = \frac{t_M}{t_U} s_U. \quad (21)$$

Daraus ergibt sich als Untergrund:  $U = 490 \pm 9$ . Zusätzlich wurde noch das Mittel der hinteren Messdaten der Koinzidenzmessung berechnet, da diese keine merkliche Steigung mehr aufweisen und daher davon ausgegangen werden kann, dass es sich dabei hauptsächlich um Untergründereignisse handelt. Es wurden dafür die Messungen des Kanals 220 und aufwärts genutzt. Der so erhaltene Untergrund ist

$$U_2 = 496 \pm 4, \quad (22)$$

wobei der Fehler auf dieselbe Weise wie beim vorherigen Untergrund berechnet wurde. Da die beiden Untergrundmessungen sehr gut miteinander verträglich sind, wurde das Mittel der beiden berechnet:

$$U_{\text{gesamt}} = \frac{U_{\text{norm}} + U_2}{2} = 491 \pm 5. \quad (23)$$

Der Fehler wurde mit

$$s_{U_{\text{gesamt}}} = \frac{1}{2} \sqrt{(s_{U_{\text{norm}}})^2 + s_{U_2}^2} \quad (24)$$

berechnet.

Dieser Untergrund wurde dann von jeder Koinzidenzmessung  $(N_i)_{\text{mess}}$  abgezogen, woraus sich die untergrundbereinigten Zählraten  $N_i$  ergeben:

$$N_i = (N_i)_{\text{mess}} - U_{\text{gesamt}}. \quad (25)$$

Der Fehler auf diese berechnet sich über

$$s_{N_i} = \sqrt{(s_{(N_i)_{\text{Mess}}})^2 + (s_{U_{\text{gesamt}}})^2}. \quad (26)$$

## 5.4 Koinzidenzmessung

Für die Koinzidenzmessung muss zunächst das anfängliche Störsignal, welches vermutlich durch die Elektronik verursacht wurde, betrachtet werden. Das Signal ist in Abbildung 15 als exponentieller Abfall in den Channels 18 bis 40 sichtbar. Um den Einfluss dieses Störsignals möglichst gering zu halten, wurde eine lineare Regression für die Daten der Channel 18 bis 24 durchgeführt. Mit Hilfe der Regression wurde derjenige Channel bestimmt, bei welchem das Störsignal keinen Einfluss mehr auf die Messung hat. Unter Annahme eines linearen Zusammenhangs ist dieser Channel durch den Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse gegeben; als dieser Channel wurde Channel 38 bestimmt<sup>3</sup>. Daher wurden für die folgenden Fits nur die Daten ab Channel 38 genutzt. Aus einer optischen Betrachtung wurde entschieden, für die Daten gleichzeitig nur Channel 38 bis Channel 119 zu verwenden, da sich danach der Verlauf der Messdaten stark ändert und nicht mehr den Anschein eines exponentiellen Verlaufs erweckt.

Um die Halbwertszeit  $T_{1/2}$  zu bestimmen, wurde einmal eine Exponentialkurve der Form

$$N_i = f(Ch_i) = e^{\phi + \frac{Ch_i}{\epsilon}} \quad (27)$$

an den zuvor genannten Ausschnitt der Messdaten gefittet. Dabei wurde wie zu vor auch das Python Modul `scipy.optimize.curve_fit` verwendet. Der Fit ist zusammen mit den Messwerten in Abbildung 15 zu sehen. Aus dem Fitparameter  $\epsilon$  kann durch Multiplikation mit der Steigung der Zeiteichung die mittlere Lebensdauer bestimmt werden:

$$\tau_1 = \alpha \cdot \epsilon = 1,651 \text{ ns} \cdot 94 = 155 \text{ ns}. \quad (28)$$

---

<sup>3</sup>Auf die Bestimmung des Fehlers wurde hierbei verzichtet.

Der Fehler kann dabei mit

$$s_{\tau_1} = \sqrt{(\alpha \cdot s_\epsilon)^2 + (\epsilon \cdot s_\alpha)^2} = 3 \text{ ns} \quad (29)$$

berechnet werden. Aus der mittleren Lebensdauer berechnet sich die Halbwertszeit mit Gleichung (3) zu

$$T_{1/2}^{(1)} = (107 \pm 2) \text{ ns}, \quad (30)$$

dabei wurde der Fehler mit

$$s_{T_{1/2}^{(1)}} = \log 2 \cdot s_{\tau_1} \quad (31)$$

berechnet.

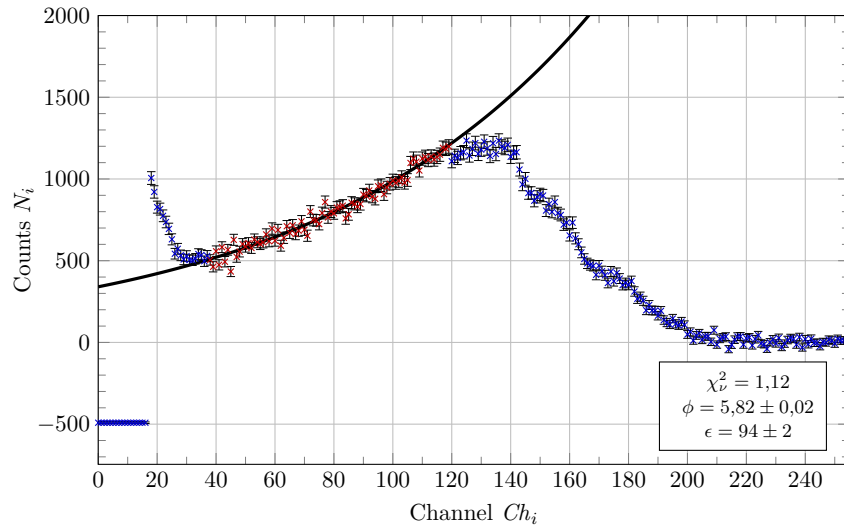


Abbildung 15: Daten der Koinzidenzmessung mitsamt Exponentialfit (27).

Als alternative Auswertungsmethode wurde zusätzlich noch der Logarithmus der gemessenen Counts berechnet und gegen die Channel aufgetragen; dies ist in Abbildung 16 zu sehen. Dabei wurde Counts, die kleiner oder gleich Null waren, auch hier nicht berücksichtigt<sup>4</sup>. Der Fehler auf die sich daraus ergebenden Werte wurde mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung auf folgende Art berechnet:

$$s_{\log N_i} = \frac{s_{N_i}}{N_i}. \quad (32)$$

An diesen Daten wurde eine lineare Regression der Form

$$\log N_i = \gamma \cdot Ch_i + \delta \quad (33)$$

<sup>4</sup>Dieser Umstand hat seinen Ursprung im Abzug des Untergrunds.



durchgeführt, dabei wurden die Daten derselben Channel 38 bis 119 des Exponentialfits genutzt. Dabei bezeichnet  $N_i$  den Eintrag von Channel  $Ch_i$ ;  $\gamma$  und  $\delta$  sind Fitparameter. Die lineare Regression ist in Abbildung 16 zu sehen. Aus der Steigung  $\gamma$  der Regression kann mit

$$\tau_2 = \frac{\alpha}{\gamma} \quad (34)$$

die mittlere Lebensdauer berechnet werden, wobei  $\alpha$  die Steigung der Zeiteichung aus Abschnitt 5.2 ist. Damit erhält man für die mittlere Lebensdauer

$$\tau_2 = (157 \pm 3) \text{ ns}, \quad (35)$$

wobei der Fehler mit

$$s_{\tau_2} = \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\gamma^2} s_\gamma\right)^2 + \left(\frac{s_\alpha}{\gamma}\right)^2} \quad (36)$$

berechnet wurde. Wie zuvor kann die Halbwertszeit dann zu

$$T_{1/2}^{(2)} = (109 \pm 2) \text{ ns} \quad (37)$$

bestimmt werden.

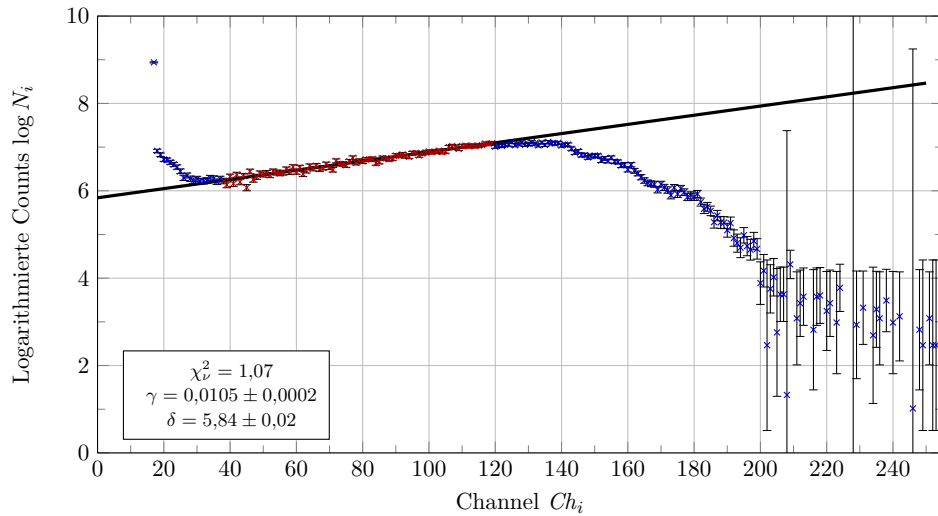


Abbildung 16: Logarithmierte Daten der Koinzidenzmessung mit Ausgleichsgerade nach Gleichung (33).

## 6 Diskussion

### 6.1 Energiespektren und Energieeichung

Zunächst wurden die mit dem rechten Szintillator aufgenommenen Spektren von Cobalt und Americium (sichtbar in Abbildungen 10 und 21) ausgewertet. Die aufgetragenen Spektren entsprechen vom groben Verlauf her den Erwartungen: Der 122 keV-Peak von Cobalt ist deutlich höher als der 14,4 keV-Peak, was mit der geringen Wahrscheinlichkeit der  $\gamma$ -Emission von 10 % zusammenhängt. Dieser die Peakhöhen betreffende Trend ist auch im Spektrum von Americium gut sichtbar: Dort ist der mit 77,6 % deutlich wahrscheinlichere 59,5 keV-Peak ungefähr dreimal so hoch wie der Doppelpeak, der mit 21 % weitaus unwahrscheinlicher ist. Die Auflösung des Doppelpeaks gelang uns nicht ganz so gut, wie wir es uns erhofft haben: Wie man in Abbildung 20 sehen kann, folgt der Fit zwar dem Verlauf, jedoch scheinen die Peaks optisch nicht ganz zu den Maxima des Spektrums zu passen. Auch in der Energieeichgerade (siehe Abb. 12) scheinen die so bestimmten Datenpunkte nicht allzu gut auf der Geraden zu liegen. Dies ist allerdings auch beim 14,4 keV-Peak von Cobalt der Fall. Das zeigt den Trend auf, dass bei geringeren Channels die Bestimmung der Maxima ein verzerrtes Ergebnis liefert. Ein Grund dafür könnte sein, dass es uns nicht gelungen ist, mit der Diskriminatoreinstellung das Untergrundkanalrauschen der linken Kanäle hinreichend zu eliminieren. Da die von uns verwendeten Proben Peaks bei verhältnismäßig niedrigen Energien aufweisen, ließe sich dieses Problem durch eine andere Wahl der Verstärkung am Hauptverstärker beheben, wobei darauf geachtet werden müsste, die höherenergetischen Peaks nicht zu verlieren. Möglicherweise wäre so die Durchführung einer Energieeichung mit Proben, die nah aneinanderliegende Peaks aufweisen, erfolgreicher. Trotz dieser kleineren Ausreißer ist das Ergebnis der Regression befriedigend, was sich in dem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,99992$  widerspiegelt.

Ebenfalls auffällig erscheint zunächst das hohe  $\chi^2_\nu$ , das zu dem Fit des höchsten Peak des Cobaltspektrums (sichtbar in Abb. 18) ausgerechnet wurde. Da der Fit rein optisch recht gut zu den Messwerten passt, ist dies allerdings nicht von großer Bedeutung. Mögliche Gründe für einen solch hohen Wert sind zum einen die kleinen relativen Poissonfehler, die bei diesem Peak aufgrund seiner hohen Wahrscheinlichkeit (im Vergleich zum Absolutwert) sehr gering ausfallen. Zum anderen ist der Peak leicht asymmetrisch, was sich darin äußert, dass der Fit an einigen Stellen nach rechts verschoben ist. Das hohe  $\chi^2_\nu$  bewerten wir daher als unproblematisch.

### 6.2 Zeiteichung

Nach der Energieeichung wurde eine Zeiteichung durchgeführt. Diese zeigt mit einem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,99999994$  einen eindeutig linearen Zusammenhang auf. Zwar gelang hier im Gegensatz zu der Energieeichung auch die Auflösung niedriger Kanäle sehr gut, jedoch wurde auch eine andere Wahl der Kanalanzahl getroffen, weswegen ein Gerätefehler des Mehrkanalanalysators dadurch nicht ausgeschlossen

werden kann.

### 6.3 Koinzidenzmessung

Als Ergebnis der Messung verzögerter Koinzidenzen haben wir durch verschiedene Fits an den ursprünglich gleichen Datensatz zwei Lebensdauern bestimmt. Mit einem Exponentialfit erhielten wir für die Halbwertszeit des 14,4 keV-Zustands von  $^{57}\text{Fe}$  gerade

$$T_{1/2}^{(1)} = (107 \pm 2) \text{ ns}, \quad (38)$$

was in einer  $5\sigma$ -Umgebung des Literaturwerts von 98 ns liegt [1, S. 7]. Mit einer linearen Regression erhielten wir dahingegen für die Halbwertszeit

$$T_{1/2}^{(2)} = (109 \pm 2) \text{ ns}, \quad (39)$$

was in einer  $6\sigma$ -Umgebung des Literaturwerts liegt. Dass beide Werte untereinander recht verträglich sind, impliziert jedoch nicht unmittelbar einen Fehler systematischer Natur: Da beide Werte aus dem gleichen Datensatz stammen und mit der gleichen Methode, die nur die Abweichung in den Beobachtendenvariablen mit einbezieht, gefittet wurde, sind die ähnlichen Werte nicht überraschend. Trotzdem darf eine systematische Fehlerquelle nicht ausgeschlossen werden. Da eine höhere Lebensdauer eine flachere Exponentialkurve bedeutet, ist die von uns gemessene Exponentialkurve nicht steil genug. Dies kann daran liegen, dass der linke Teil des Spektrums (i. e. Kanäle 18 bis 37 in Abb. 15) nicht angemessen berücksichtigt wurde: Anstatt diesen Abfall als linear anzunehmen und dann die Daten für den Fit ab dem  $x$ -Achsen-Schnittpunkt auszuwählen, wäre es auch möglich, einen exponentiellen Abfall als Untergrund anzunehmen. Da eine Exponentialfunktion langsamer als eine lineare Funktion abfällt, würde ein Abzug dieser in dem Spektrum eine steilere Exponentialkurve zur Bestimmung der Halbwertszeit hervorbringen.

Verbessern ließe sich die Messung weiterhin auch durch eine andere Einstellung des Zeit-Amplituden-Konverters, um einen größeren Teil des Mehrkanalanalysatorspektrums zu nützen. Da die Aufzeichnung von Koinzidenzen jedoch recht zeitaufwändig ist, ist eine Kalibration des TAC's eine relativ langwierige Angelegenheit. Eine Optimierung des Versuchsaufbaus ist daher zwar aus unserer Sicht durchaus einfach möglich, jedoch durch zeitliche Vorhergaben von außen erschwert.

Prinzipiell auch möglich ist ein Fehler statistischer Natur. Da allerdings die Abweichung vom Literaturwert 5 bis 6 Standardabweichungen beträgt und die  $\chi^2_\nu$ -Werte 1,12 und 1,07 betragen, schließen wir einen statistischen Fehler als Hauptfehlerquelle aus.

## Abbildungsverzeichnis

1	Vereinfachtes Zerfallsschema von $^{57}\text{Co}$ [5, 3, adaptiert] . . . . .	7
2	Stark vereinfachtes Zerfallsschema von $^{241}\text{Am}$ [5, 7, adaptiert]. . . . .	8
3	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Photomultipliers. . . . .	9
4	Oszilloskopsignal des Ausgangs des Vorverstärkers des rechten Szintillators. . . . .	12
5	Uni- und bipolares Signal am Verstärkerausgang des Verstärkers des rechten Szintillators. . . . .	13
	(a) Unipolares Signal . . . . .	13
	(b) Bipolares Signal . . . . .	13
6	Schematischer Versuchsaufbau für die Aufnahme der Energiespektren. . . . .	14
7	Schematischer Versuchsaufbau für das Setzen der Energiefenster an den Einkanalanalysatoren. . . . .	15
8	Schema des Versuchsaufbaus für die Durchführung der Zeiteichung. . . . .	16
9	Aufbau zur Messung der verzögerten und zufälligen Koinzidenzen. Die Verzögerung des linken Einkanalanalysators wurde bei letzterer auf 580 ns und die Verzögerung der Verzögerungseinheit auf 0 ns gestellt. . . . .	17
10	Das für 1900 s lange gemessene Cobaltspektrum. . . . .	18
11	Der erste Peak des Cobaltspektrums, welcher einer Energie von 14,4 keV entsprechen sollte, mit dem angepassten Gauß-Fit. Die roten Messdaten entsprechen den für den Fit genutzten Messdaten. . . . .	19
12	Die lineare Regression zur Energieeichung. . . . .	20
13	Die lineare Regression zur Zeiteichung. . . . .	22
14	Aufnahme des Untergrunds bei einer Messdauer von $t_U = 7200$ s. . . . .	22
15	Daten der Koinzidenzmessung mitsamt Exponentialfit (27). . . . .	25
16	Logarithmierte Daten der Koinzidenzmessung mit Ausgleichsgerade nach Gleichung (33). . . . .	26
17	122,1 keV-Peak von Cobalt. . . . .	30
18	136,5 keV-Peak von Cobalt. . . . .	30
19	26,3 keV-Peak und 33,2 keV-Peak von Americium. . . . .	31
20	59,5 keV-Peak von Americium . . . . .	32
21	Komplettes Americiumspektrum mit einer Messzeit von 600 s. . . . .	32

## Tabellenverzeichnis

1	Symbole, die in diesem Versuchsprotokoll verwendet wurden. . . . .	4
2	Einstellungen der Hauptverstärker sowie Einstellungen im Programm „Gamma Acquisition and Analysis“. . . . .	15
3	Die aus den Fits gewonnenen Mittelwerte der Peaks mit den zugehörigen Energien. . . . .	20
4	Die für die Zeiteichung aufgenommenen Daten. . . . .	31

## A Appendix

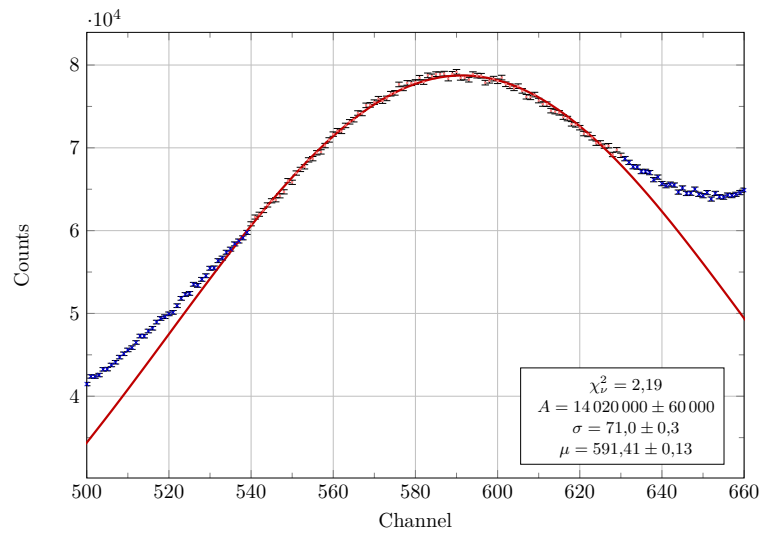


Abbildung 17: Zweiter Peak des Cobaltspektrums, welcher einer Energie von 122,1 keV entsprechen sollte, mit zugehörigem Gauß-Fit. Die für den Fit genutzten Messdaten sind rot markiert.

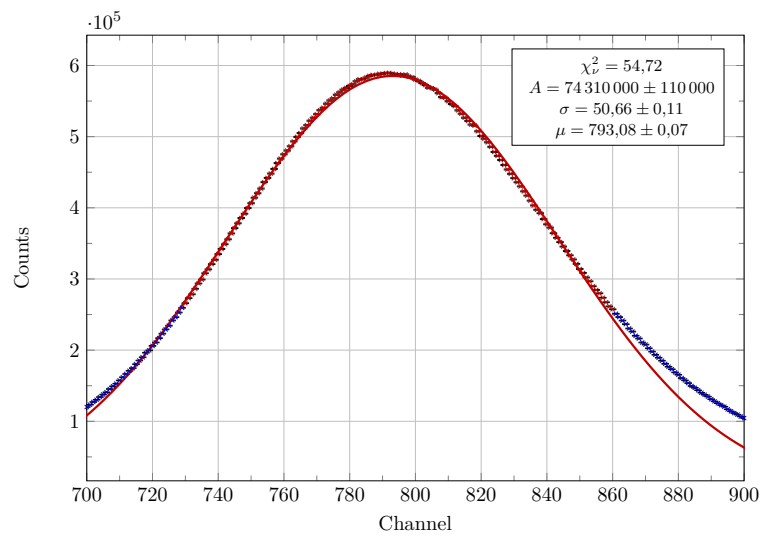


Abbildung 18: Dritter Peak des Cobaltspektrums, welcher einer Energie von 136,5 keV entsprechen sollte, mit zugehörigem Gauß-Fit. Die für den Fit genutzten Messdaten sind rot markiert.

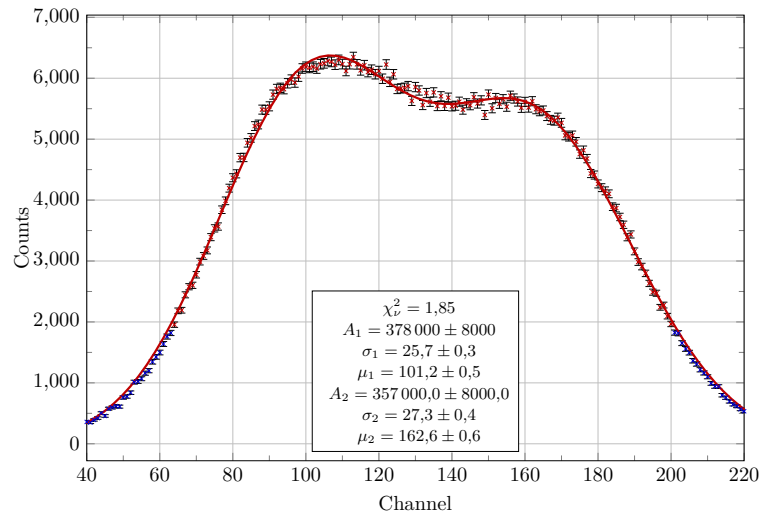


Abbildung 19: Doppelpeak des Americiumspektrums mit zugehörigem doppeltem Gauß-Fit. Den Peaks sollten Energien von 26,3 keV bzw. 33,2 keV entsprechen. Die für den Fit genutzten Messdaten sind rot markiert.

Delay [ns]	Channel	Delay [ns]	Channel
0	31 ± 1	96	88 ± 1
8	35 ± 1	104	93 ± 1
16	40 ± 1	112	98 ± 1
24	45 ± 1	120	103 ± 1
32	50 ± 1	128	108 ± 1
40	55 ± 1	136	113 ± 1
48	59 ± 1	144	118 ± 1
56	64 ± 1	152	123 ± 1
64	69 ± 1	160	127 ± 1
72	74 ± 1	168	132 ± 1
80	79 ± 1	176	137 ± 1
88	84 ± 1	184	142 ± 1

Tabelle 4: Die für die Zeiteichung aufgenommenen Daten.

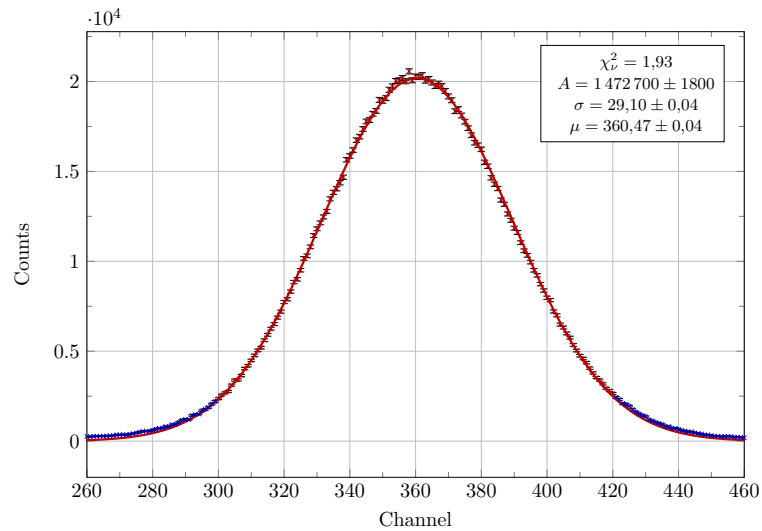


Abbildung 20: Dritter Peak des Americiumspektrums mit zugehörigem Gauß-Fit. Dem Peak sollte eine Energie 59,5 keV entsprechen. Die für den Fit genutzten Messdaten sind rot markiert.

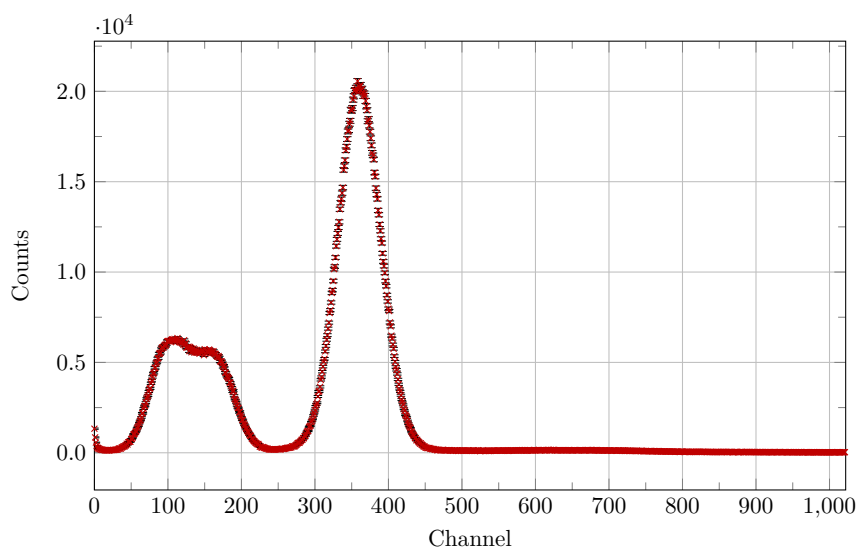


Abbildung 21: Komplettes Americiumspektrum mit einer Messzeit von 600 s.

# KH/WZ

14.08.2013

## Qm-Symbole

- Credit-Risiko: nur Kommunikation, keine Systeme
- Credit-Risiko: nur Systeme, keine Kommunikation
- Credit-Risiko: nur Systeme, keine Kommunikation
- Credit-Risiko: nur Systeme, keine Kommunikation

Werte unpolare und. Verteilen: Maximum: 4,887V

Ausgangspunkt: 840000, 1000000, 1000000, 1000000, 1000000

Ausgangspunkt: 1,327ys

## Empfehlungen

1. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
2. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
3. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
4. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
5. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
6. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
7. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
8. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X

## Empfehlungen

- 1. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 2. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 3. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 4. Credit, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 5. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 6. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 7. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X
- 8. American, keine Kommunikation, 300%, LLD: 5X

## Zusatz

Rating [1-7]	0	8	16	24	32	40	48	56	64	72
Current	31	35	40	45	50	55	59	64	69	74

## Minimale (vorgesch)

Rating: 3-535, Range: 0,05-10, Amplitude: 4,5-64, Schritt: 3 und 10

288730, 35

## Maximale (vorgesch)

Rating: 0, Range: 0,05-10, Amplitude: 4,5-64, Schritt: 3 und 10

LD: 0,3X

14.08.2013



## Literaturverzeichnis

- [1] BÉ, M.-M. ; CHISTÉ, V. ; DULIEU, C. ; BROWNE, E. ; CHECHEV, V. ; KUZMENKO, N. ; HELMER, R. ; NICHOLS, A. ; SCHÖNFELD, E. ; DERSCH, R.: *Monographie BIPM-5*. Bd. 1: *Table of Radionuclides*. Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France : Bureau International des Poids et Mesures, 2004 [http://www.nucleide.org/DDEP\\_WG/Nuclides/Co-57\\_tables.pdf](http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Co-57_tables.pdf). – ISBN 92–822–2206–3. – [Online; Zugriff am 15. Oktober 2019]
- [2] BÉ, M.-M. ; CHISTÉ, V. ; DULIEU, C. ; MOUGEOT, X. ; BROWNE, E. ; CHECHEV, V. ; KUZMENKO, N. ; KONDEV, F. ; LUCA, A. ; GALÁN, M. ; NICHOLS, A.L. ; ARINC, A. ; HUANG, X.: *Monographie BIPM-5*. Bd. 5: *Table of Radionuclides*. Pavillon de Breteuil, F-92310 Sèvres, France : Bureau International des Poids et Mesures, 2010 [http://www.bipm.org/utils/common/pdf/monographieRI/Monographie\\_BIPM-5\\_Tables\\_Vol5.pdf](http://www.bipm.org/utils/common/pdf/monographieRI/Monographie_BIPM-5_Tables_Vol5.pdf). – ISBN 92–822–2234–8. – [Online; Zugriff am 15. Oktober 2019]
- [3] BHAT, M.R.: Nuclear Data Sheets for  $A = 57$ . In: *Nuclear Data Sheets* 85 (1998), Nr. 3, 415–536. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1006/ndsh.1998.0021>. – DOI <https://doi.org/10.1006/ndsh.1998.0021>. – ISSN 0090–3752
- [4] JONES, Eric ; OLIPHANT, Travis ; PETERSON, Pearu u. a.: *SciPy: Open source scientific tools for Python*. <https://www.scipy.org/>. Version: 2001–. – [Online; Zugriff am 30. September 2019]
- [5] KÖHLER, M ; KÖHLI, M: *Versuchsanleitungen Fortgeschrittenen Praktikum Teil I – Kurze Halbwertszeiten*. 2011
- [6] KOTYK, Tobias: *Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg*. 2005
- [7] MARTIN, M.J.: Nuclear Data Sheets for  $A=241$ . In: *Nuclear Data Sheets* 106 (2005), Nr. 1, 89–158. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nds.2005.10.004>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nds.2005.10.004>. – ISSN 0090–3752
- [8] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank ; RODEJOHANN, Werner: *Teilchen und Kerne*. 9. 2017. – ISBN 978–3–642–37822–5