

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
1.1	Zerfallsgesetz . . . . .	4
1.2	Zerfallsarten . . . . .	4
1.2.1	$\alpha$ -Zerfall . . . . .	4
1.2.2	$\beta^-$ -Zerfall . . . . .	4
1.2.3	$\beta^+$ -Zerfall . . . . .	5
1.2.4	$\gamma$ -Zerfall . . . . .	5
1.2.5	Auger-Effekt . . . . .	5
1.2.6	Innere Konversion . . . . .	5
1.2.7	Elektroneneinfang . . . . .	5
1.3	Zerfallsschemata . . . . .	6
1.3.1	$^{57}\text{Co}$ . . . . .	6
1.3.2	$^{241}\text{Am}$ . . . . .	7
1.4	Wechselwirkung mit Materie . . . . .	7
1.4.1	Photoeffekt . . . . .	7
1.4.2	Comptoneffekt . . . . .	8
1.4.3	Paarbildung . . . . .	8
<b>2</b>	<b>Messgeräte und Messverfahren</b>	<b>9</b>
2.1	Messgeräte . . . . .	9
2.1.1	Szintillationszähler . . . . .	9
2.1.2	TAC . . . . .	9
2.2	Messverfahren . . . . .	10
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung und Versuchsaufbau</b>	<b>11</b>
3.1	Aufgabenstellung . . . . .	11
3.2	Versuchsaufbau . . . . .	11
3.3	Durchführung . . . . .	12
3.4	Signale am Oszilloskop . . . . .	14
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>16</b>
4.1	Aufnahme der Energie-Spektren . . . . .	16
4.2	Zuordnung der Peaks des $^{57}\text{Co}$ und $^{241}\text{Am}$ . . . . .	17
4.2.1	Spektrum von $^{57}\text{Co}$ . . . . .	17
4.2.2	Spektrum von $^{241}\text{Am}$ . . . . .	20
4.3	Energiekanaleichung . . . . .	21
4.3.1	Bestimmen der Energiekanaleichung . . . . .	21
4.3.2	Test der Energiekanaleichung . . . . .	23
4.4	Energiefenster . . . . .	24
4.5	Zeitkanaleichung des TAC . . . . .	26
4.5.1	Eigene Messung . . . . .	26
4.5.2	Zeitkanaleichung des Datensatzes „HP“ . . . . .	27
4.6	Verzögerte Koinzidenzen . . . . .	28
4.6.1	Eigene Messung . . . . .	28
4.6.2	Verzögerte Koinzidenzen mithilfe des Datensatzes „HP“ . . . . .	29

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Zerfallsschema von $^{57}\text{Co}$ . . . . .	6
1.2	Zerfallsschema von $^{241}\text{Am}$ . . . . .	7
2.1	Erwarteter zeitlicher Verlauf des Zerfalls des 14.4 keV-Zustandes [VER] . . . . .	10
3.1	Schaltung zur Aufnahme der Energie Spektren [VER] . . . . .	11
3.2	Verwendete Schaltung zur Bestimmung der Energiefenster [VER] . . . . .	11
3.3	Verwendete Schaltung zur Zeitkalibrierung des TAC [VER] . . . . .	12
3.4	Verwendete Schaltung zur Messung der Verzögerten Koinzidenzen [VER] . . . . .	12
3.5	Bipolares Signal des Szintillationszähler . . . . .	14
3.6	Unipolares Signal des Szintillationszählers . . . . .	15
3.7	Output Signal des Photomultipliers . . . . .	15
4.1	Spektrum des $^{57}\text{Co}$ bei optimaler Ausrichtung . . . . .	16
4.2	Spektrum des $^{241}\text{Am}$ bei optimaler Ausrichtung . . . . .	17
4.3	Erster Peak im Cobalt-Spektrum . . . . .	18
4.4	Zweiter und dritter Peak im Cobalt-Spektrum . . . . .	19
4.5	Vierter Peak im Cobalt-Spektrum . . . . .	19
4.6	Erster Peak im $^{241}\text{Am}$ -Spektrum . . . . .	20
4.7	Zweiter Peak im $^{241}\text{Am}$ -Spektrum . . . . .	21
4.8	Energiekanaleichung . . . . .	23
4.9	Energiefenster des linken Szintillators . . . . .	25
4.10	Energiefenster des rechten Szintillators . . . . .	25
4.11	Zeitkanaleichung des TAC . . . . .	27
4.12	Zeitkalibrierung des Datensatzes „HP“ . . . . .	28
4.13	Messung der zufälligen Koinzidenzen Die ersten 50 Kanäle werden nicht verwendet	30
4.14	Verzögerte Koinzidenzen mit exponentiellen Fit . . . . .	31
4.15	Logarithmierte verzögerte Koinzidenzen mit linearem Fit . . . . .	31
4.16	Messungen der Zeitkalibrierung . . . . .	32

## Tabellenverzeichnis

4.1	Eingestellte Parameter beim MA . . . . .	16
4.2	Erwartungswerte aller ermittelten Gauß-Funktionen und erwartete Werte . . . . .	21
4.3	Zu Kanälen zugewiesene Energien . . . . .	22
4.4	Gewählte Einstellungen für das Energiefenster . . . . .	24
4.5	Wertepaare von Kanal und Delay . . . . .	26

# 1 Theoretische Grundlagen

Für diesen Versuch sind Kenntnisse über das Zerfallsgesetz, die unterschiedlichen Zerfallsarten, die Zerfälle von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  und die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie nötig. Diese werden im Folgenden erläutert.

## 1.1 Zerfallsgesetz

Viele Isotope von Elementen sind instabil. Das heißt, dass sie zerfallen können. Dieser Prozess ist statistisch, wobei die zeitliche Änderung der Anzahl der Atome durch

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \quad (1.1)$$

gegeben ist. Hierbei bezeichnet  $\lambda$  die isotopenspezifische Zerfallskonstante. Dies liefert nach Integration das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t} \quad (1.2)$$

wobei  $N_0 = N(0)$  entspricht. Bei radioaktiven Zerfällen ist die sogenannte Halbwertszeit  $T_{1/2}$

$$N(T_{1/2}) = 0.5 \cdot N_0 \quad (1.3)$$

$$\Leftrightarrow T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.4)$$

interessant, die angibt, nach welcher Zeit die Hälfte der Atome zerfallen sind.

## 1.2 Zerfallsarten

Es gibt verschiedene Arten von radioaktiven Zerfällen.

### 1.2.1 $\alpha$ -Zerfall

Kerne mit großen Kernladungszahlen sind häufig instabil. Das liegt daran, dass es für den Kern Energie günstiger ist, unter Aussendung eines Helium Kerns in einen Tochterkern zu zerfallen.



### 1.2.2 $\beta^-$ -Zerfall

Bei einem Neutronenüberschuss kann es zu einem  $\beta^-$ -Zerfall kommen. Dabei wandelt sich ein Neutron im Kern unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos in ein Proton um. Deshalb erhöht sich die Kernladungszahl um eins. Das Elektron und das Antineutrino können problemlos „fliehen“, da sie als Leptonen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen:



### 1.2.3 $\beta^+$ -Zerfall

Bei protonenreichen Elementen kann es im Kern zur Umwandlung eines Protons in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronneutrino kommen. Das Neutron bleibt im Kern, während die anderen beiden wieder „fliehen“ können.



Durch diesen Zerfall verringert sich die Kernladungszahl um eins, was bedeutet, dass das Atom in das benachbarte Element im Periodensystem umgewandelt wird.

### 1.2.4 $\gamma$ -Zerfall

Unter  $\gamma$ -Zerfall versteht man die Aussendung eines hochenergetischen Photons durch angeregte Atome. Diese angeregten Atome entstehen oft als Tochterkerne bei den oben bereits genannten  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfällen. Durch Aussendung des  $\gamma$ -Quants stabilisiert sich die energetische Situation des Atom Kerns und dieser wird in einen energetisch günstigeren Zustand versetzt.

Röntgenstrahlung ist zum Beispiel eine Art der  $\gamma$ -Strahlung.

### 1.2.5 Auger-Effekt

Dieser Effekt tritt auf, wenn z.B. durch Elektroneneinfang eine Lücke in einer unteren Schale des Atoms entstanden ist und diese anschließend durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt wird. Oft wird bei diesem Vorgang Röntgenstrahlung emittiert (Photonen). Es kann jedoch auch vorkommen, dass die noch vorhandene Energie auf ein anderes Elektron (Auger-Elektron) mit geringerer Bindungsenergie übertragen wird und dieses dadurch aus dem Atom heraus gelöst wird.

### 1.2.6 Innere Konversion

Ein zusätzlicher Vorgang bei dem das Atom überschüssige Energie abgibt, nennt sich innere Konversion und tritt vor allem bei schweren Atomen auf. Dabei wird diese Energie direkt an ein Hüllenelektron abgegeben. Dieses verlässt dadurch das Atom mit der kinetischen Energie  $E_{kin} = E_{\text{Überschuss}} - E_{\text{Bindung}}$ . Wenn anschließend ein anderes Atom diese Stelle besetzt, kommt es entweder zur Emission von Röntgenstrahlung oder zum Auger-Effekt.

### 1.2.7 Elektroneneinfang

Beim Elektroneneinfang wird ein Elektron aus der niedrigsten Schale, der K-Schale, vom Kern eingefangen, wodurch ein Proton unter Aussendung eines Elektronneutrinos zum Neutron wird. Dementsprechend verringert sich die Kernladungszahl um eins. Bei größeren Atomen ist diese Art der Radioaktivität deutlich ausgeprägter, da dort die Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines Elektrons im Kern sehr hoch ist.



Das Elektron, welches aus der K-Schale gerissen wurde, wird durch ein Elektron einer höheren Schale aufgefüllt, wobei die Energiedifferenz durch Aussenden eines Photons kompensiert wird. (1.2.4)

## 1.3 Zerfallsschemata

### 1.3.1 $^{57}\text{Co}$

In Abbildung 1.1 ist das Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$  abgebildet.

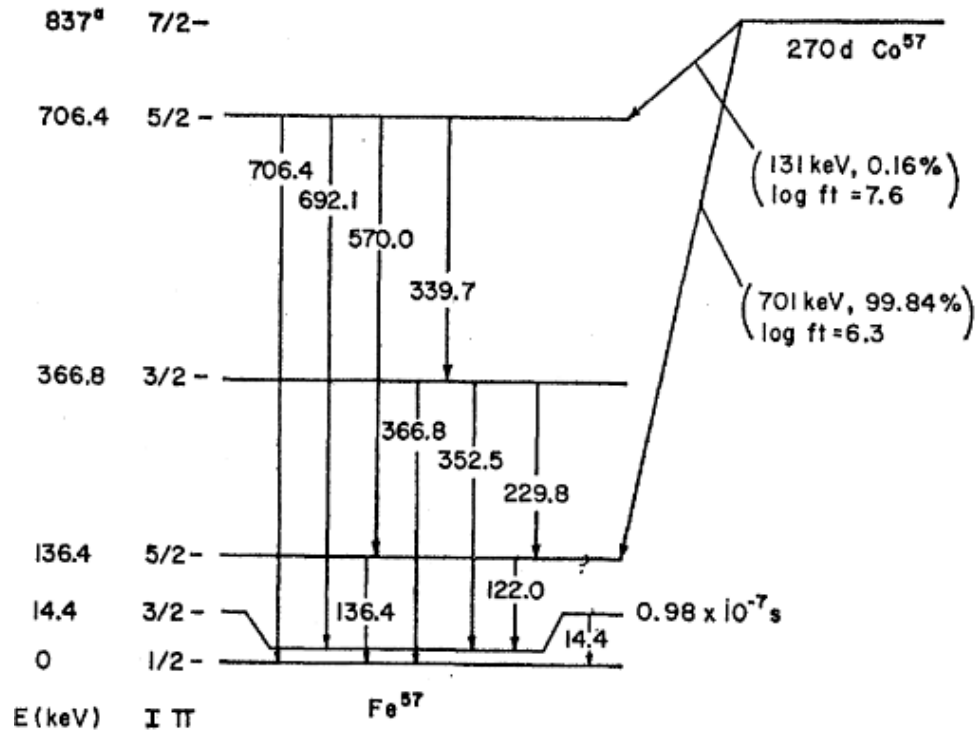


Abbildung 1.1: Zerfallsschema von  $^{57}\text{Co}$   
[oc]

Wie in dem Diagramm zusehen ist, zerfällt  $^{57}\text{Co}$  in 99,84% der Fälle in den 136.4 keV Zustand von  $^{57}\text{Fe}$ . Dieser zerfällt entweder direkt in den Grundzustand oder zuerst durch Aussendung eines 122.0 keV Photons und anschließend durch Aussendung eines 14.4 keV Photons in den Grundzustand.

### 1.3.2 $^{241}\text{Am}$

In der folgenden Abbildung ist das Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$  abgebildet.

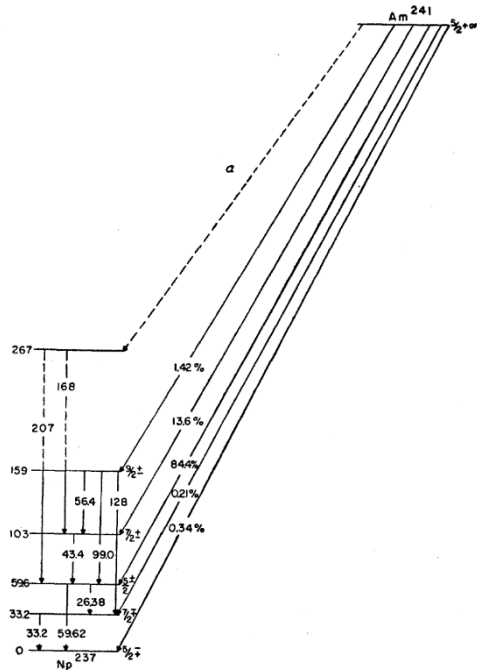


Abbildung 1.2: Zerfallsschema von  $^{241}\text{Am}$   
[JAP]

$^{241}\text{Am}$  zerfällt zu 84.4% in den 59.62 keV Zustand von  $^{237}\text{Np}$ . Von diesem geht es entweder direkt oder über den 33.2 keV Zustand in den Grundzustand über. Die Differenz zwischen dem zweiten und ersten angeregten Zustand beträgt 26.48 keV.

## 1.4 Wechselwirkung mit Materie

Da man elektromagnetische Strahlung nur indirekt detektieren kann, macht man sich dafür die Wechselwirkung mit Materie zunutze. Es gibt verschiedene Arten von Wechselwirkungen. Im Folgenden werden die drei dominierende Arten erklärt. Ihr Vorkommen ist abhängig von der Kernladungszahl  $Z$  und vom Wirkungsquerschnitt des Materials. Für die Relevanz gelten folgende Richtlinien:

- Photoeffekt :  $E_\gamma \leq 200 \text{ keV}$
- Comptoneffekt :  $200 \text{ keV} \leq E_\gamma \leq 5 \text{ MeV}$
- Paar-Bildung: minimal benötigte Energie  $E_\gamma \geq 1.022 \text{ MeV}$

### 1.4.1 Photoeffekt

Unter dem Photoeffekt versteht man den Prozess, bei dem ein Elektron in der Atomhülle durch Emission oder Absorption eines Photons seinen Energiezustand ändert. Diese Photonen haben quantisierte Energien, weil die Elektronen quantisierte Zustände haben. Das Photon wird bei der

Emission restlos absorbiert. Durch diese Quantisierung der Energie kann die kinetische Energie eines Elektrons, das durch den Photoeffekt angeregt wird, beschrieben werden als:

$$E_{kin} = h \cdot \nu - E_{Bindung} \quad (1.9)$$

Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum und  $\nu$  die Frequenz des Photons.

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  des Photoeffekts ist von der Kernladungszahl  $Z$  und von der Energie des Photons  $E$  in folgender Weise abhängig [VER]:

$$\sigma \propto \frac{Z^5}{E^{3,5}} \quad (1.10)$$

### 1.4.2 Comptoneffekt

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung von Photonen an freien Elektronen. Bei diesem Vorgang überträgt das Photon einen Teil seiner Energie auf das Elektron und setzt anschließend seine Bewegung mit verminderter Energie um den Winkel  $\alpha$  verändert fort.

### 1.4.3 Paarbildung

Bei diesem Vorgang zerfällt ein Photon durch elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Atomkern in ein Elektron-Positron-Paar. Dafür muss das Photon mindestens die Ruheenergie des Positrons und Elektrons besitzen. Dementsprechend beträgt die minimale Energie des Photons 1.022 MeV. Überschüssige Energie wird als kinetische Energie auf das Paar übertragen.

Die Wahrscheinlichkeit einer Paarbildung ist proportional zum Quadrat der Kernladungszahl.

## 2 Messgeräte und Messverfahren

### 2.1 Messgeräte

In diesem Versuch werden ein Szintillationszähler und ein TAC verwendet. Der Szintillationszähler besteht aus einem Szintillator und einem Photomultiplier. Außerdem wird ein Multi-Channel Analyser benutzt. Da die Funktionsweise der verschiedenen Komponenten essentiell für den Versuch sind, wird an dieser Stelle nochmal auf diese eingegangen.

#### 2.1.1 Szintillationszähler

##### Szintillator

Man unterscheidet zwischen zwei Arten von Szintillatoren. Die anorganischen, zu denen auch der in diesem Versuch verwendete NaI-Szintillator zählt, und die organischen Szintillatoren, zu denen zum Beispiel verschiedene Plastikarten gehört, aus. Während bei organischen Detektoren die Moleküle für den Hauptteil der Lichtaussendung zuständig sind, übernehmen bei anorganischen Detektoren die Ionengitterstrukturen der Kristalle diese Aufgabe.

Der in diesem Versuch verwendete NaI-Szintillator zeichnet sich laut [VER] durch eine sehr hohe Lichtausbeute aber eine höhere Abklingzeit als zum Beispiel bei einem Plastik Szintillator. Wenn Photonen in den Szintillator eindringen geben sie ihre Energie entweder komplett (Photoeffekt) oder teilweise (Compton-Effekt) an ein Elektron ab. Das Verhalten der Elektronen kann durch das Bändermodell erklärt werden. Diese werden nämlich durch die Anregung des Photons auf ein höheres Band befördert und regen sich dann wieder durch Emission eines weniger energetischen Photons ab. Die Dotierung des Szintillator's mit Thallium sorgt für weitere Energiebänder zwischen Valenz- und Leitungsband. Dies verhindert, dass die emittierten Photonen gleich wieder absorbiert werden.

##### Photomultiplier

Zur Verstärkung des durch den Szintillator detektierten Signals wird in diesem Versuch ein Photomultiplier benutzt. Die Funktionsweise eines solchen besteht darin, dass das vom Szintillator ausgesendete Photon zuerst durch einen Lichtleiter auf eine Photokathode geleitet wird. Dort schlägt das Photon mittels des Photoeffekts ein oder mehrere Elektronen aus der Kathode. Diese werden dann mittels einer Dynode beschleunigt und wieder auf eine Photokathode gelenkt, wo die Elektronen wiederum andere Elektronen raus schlagen, welche von einer Dynode mit einer höheren Spannung beschleunigt werden. Durch dieses Vorgehen wandelt der Photomultiplier im Grunde ein Lichtsignal in ein zu diesem Signal proportionales und verstärktes elektrisches Signal um. Typischerweise erhält man so eine Verstärkung von bis zu  $10^6$ .

#### 2.1.2 TAC

Das TAC, ausgeschrieben „Time to Amplitude Converter“, wird bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen benutzt. Dieses Gerät wird dazu benutzt, um die Zeit zwischen zwei nacheinander folgenden Pulsen zu messen. Dazu wird bei einem Puls ein Spannungssignal getriggert, welches anschließend konstant ansteigt, bis das Stoppsignal des zweiten Pulses registriert wird. Danach wird ein Rechteckpuls ausgegeben, dessen Amplitude proportional zu der Zeitdifferenz ist. und



in einen Rechteckpuls mit der Amplitude ausgibt, die das Signal zum Zeitpunkt der Registrierung des zweiten Pulses hat. Anschließend kann man also aus der Amplitude des ausgegebenen Rechtecksignals auf das Zeitintervall schließen.

## 2.2 Messverfahren

In diesem Versuch wird das Messprinzip der verzögerten Koinzidenzen benutzt. Dieses ist gut geeignet um Halbwertszeiten von wenigen Nanosekunden messen zu können. Dabei wird mit Hilfe des TACs (2.1.2) die Zeit zwischen zwei  $\gamma$ -Zerfällen gemessen. Dies ist bei dem hier beschriebenen Versuch besonders von Vorteil, da der untersuchte Zustand durch Emission eines  $\gamma$ -Quants der Energie 122 keV zustande kommt und durch Emission eines 14.4 keV-Photons zerfällt. Da aber bei diesem Zerfall in 90% der Fälle das Photon wegen innerer Konversion nicht detektiert werden kann, wird die Messung durch ein Photon mit 14.4 keV gestartet und mit einem 122 keV-Photon gestoppt. So kann man unnötige Totzeit bei Detektor vermeiden. Das Stoppsignal ist in etwa um die Halbwertszeit des Zerfalls verschoben, damit nur die Stopp-Signale gemessen werden, die auch tatsächlich in der Größenordnung unseres gewünschten Wertes liegen.

Gemäß des Zerfallsgesetzes wird die Verteilung die in Abbildung 2.1 zusehen ist, erwartet.

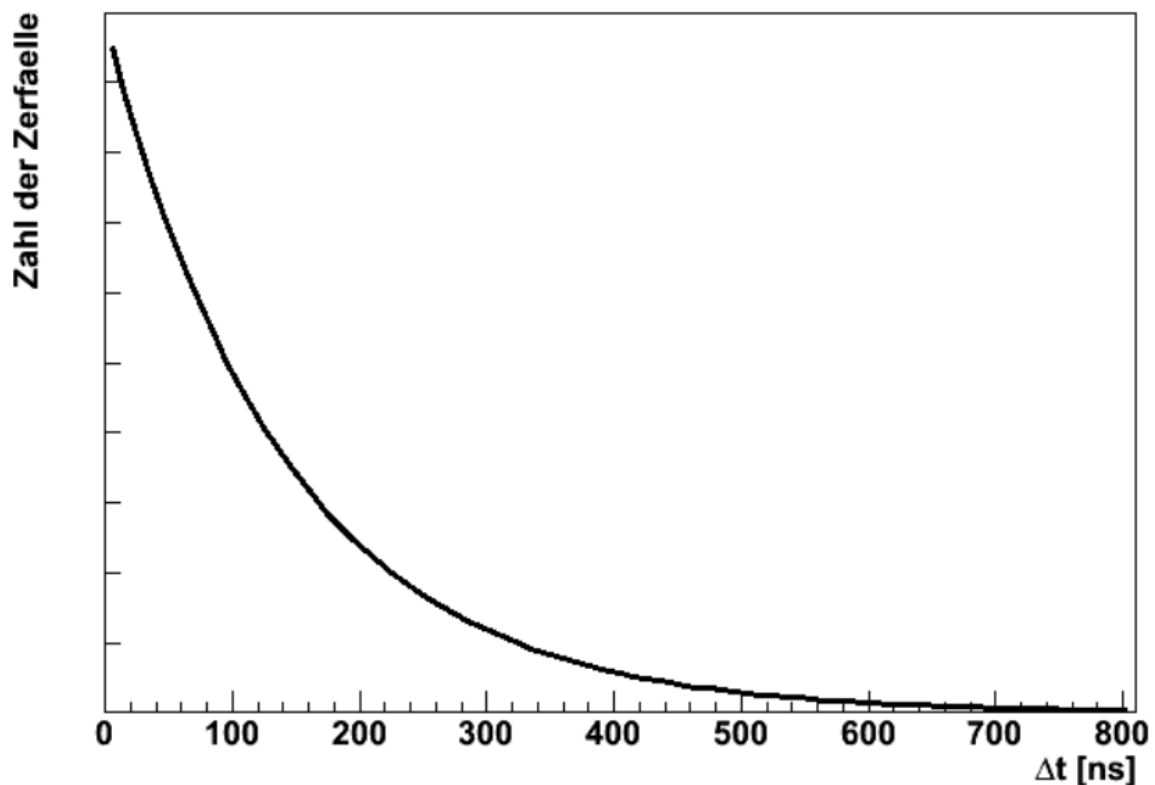


Abbildung 2.1: Erwarteter zeitlicher Verlauf des Zerfalls des 14.4 keV-Zustandes [VER]

Im Gegensatz dazu wird in der Messung der verzögerten Koinzidenzen ein gespiegelter Verlauf erwartet, der in die positive  $\Delta t$  Achse verschoben ist. Dies lässt sich dadurch erklären, dass Ursache und Wirkung vertauscht und verzögert aufgenommen werden.

# 3 Versuchsdurchführung und Versuchsaufbau

## 3.1 Aufgabenstellung

Hier werden noch einmal stichwortartig die einzelnen zu erledigenden Aufgaben dieses Versuches angeführt, diese werden auch die Gliederung der Versuchsdurchführung angeben:

- Vermessung der Signale am Oszilloskop
- Aufnahme der Energie Spektren
- Energiefenster setzen
- Zeitkalibration des TAC
- Messung der verzögerten Koinzidenzen
- Messung der zufälligen Koinzidenzen

## 3.2 Versuchsaufbau

Im Folgenden werden die verwendeten Schaltungen der unterschiedlichen Aufgabenstellungen abgebildet.

Als Erstes sieht man in Abbildung 3.1 die Schaltung, mit der die Energiespektren der beiden Proben aufgenommen werden.



Abbildung 3.1: Schaltung zur Aufnahme der Energie Spektren [VER]

Anschließend ist in 3.2 ist die Schaltung zur Einstellung der Energiefenster zu sehen und in Abbildung 3.3 die Schaltung abgebildet die für die Zeitkalibrierung des TAC benutzt wird.

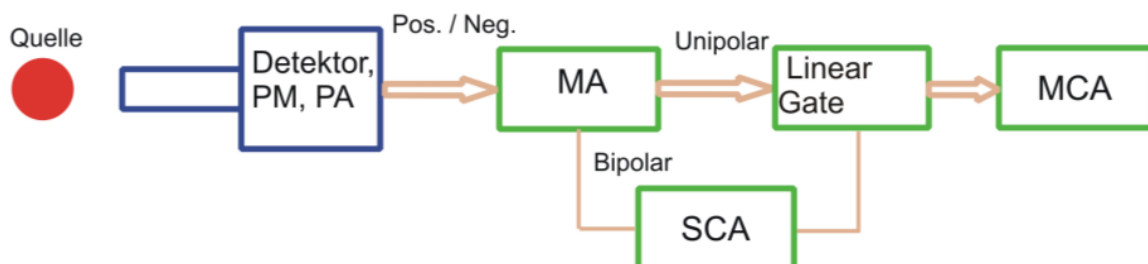


Abbildung 3.2: Verwendete Schaltung zur Bestimmung der Energiefenster [VER]

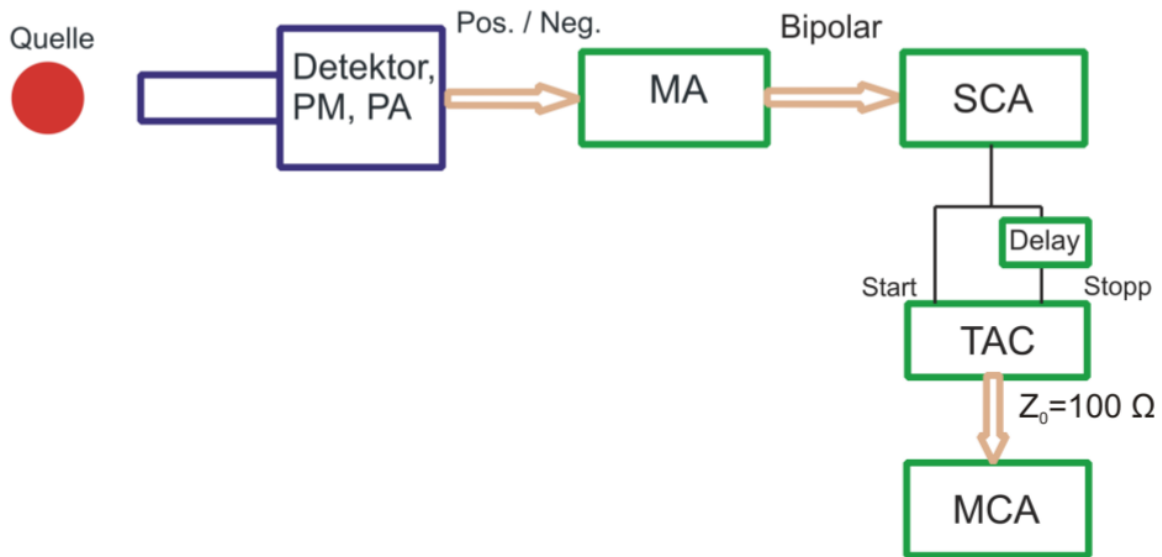


Abbildung 3.3: Verwendete Schaltung zur Zeitkalibrierung des TAC [VER]

Schlussendlich ist in Abbildung 3.4 die verwendete Schaltung zur Messung der verzögerten Koinzidenzen abgebildet.

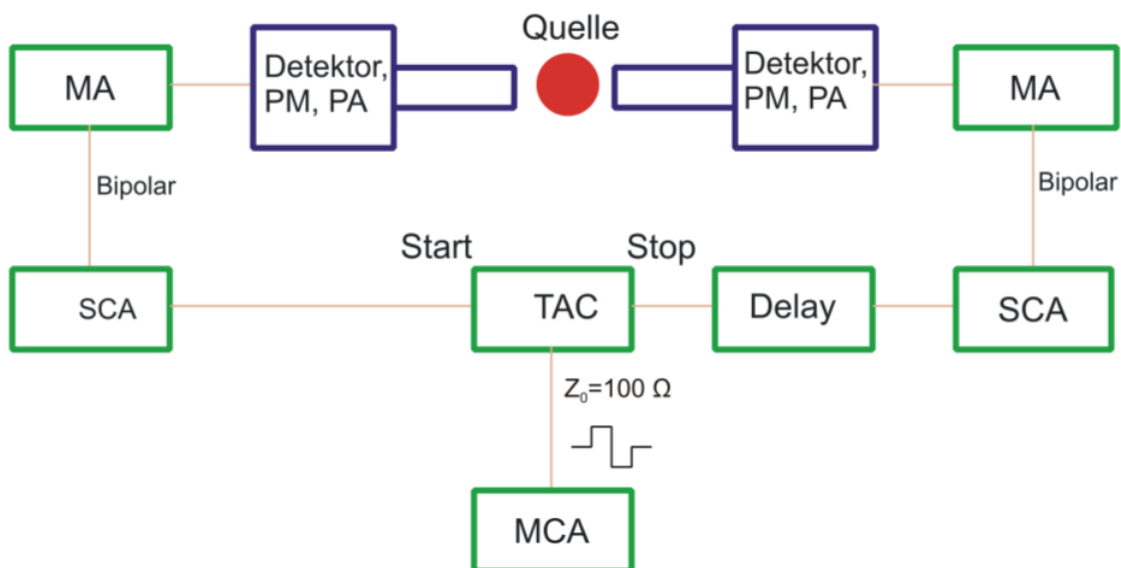


Abbildung 3.4: Verwendete Schaltung zur Messung der Verzögerten Koinzidenzen [VER]

### 3.3 Durchführung

Im ersten Schritt werden die unterschiedlichen Signale, die man erhält, am Oszilloskop beobachtet und als Bild gespeichert (siehe Abbildungen 3.5-3.7). Anschließend werden die Energiespektren von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  aufgenommen. Dazu werden die Proben in die Mitte der beiden Szintillatoren gelegt und jeweils einmal von jedem Szintillator zwischen 5-10 Minuten ein Spektrum aufgenommen. Bei Kobalt werden zusätzlich beide Ausrichtungen der Proben von jedem Detektor vermessen. In diesem Aufgabenteil sind die Szintillatoren, mit eingebauten Photomultipliern und Vorverstärkern, mit dem Hauptverstärker verbunden, welcher wiederum mit dem

Multi-Channel-Analysator (MCA) verbunden ist. Der MCA belegt jeden Kanal mit einer diskreten Energie, sodass also ein Histogramm durch die Anzahl der einfallenden Photonen mit verschiedenen Energien entsteht. Anschließend wird durch Vergleich der Spektren entschieden, welcher der beiden Szintillatoren sensitiver ist und welche Ausrichtung von Kobalt die größte Aktivität liefert.

Als nächster Schritt werden die Energiefenster der Single Channel Analyser (SCA) gesetzt. Dies dient dazu, dass nur Photonen in einem bestimmten Energie Intervall bei dem SCA ein Signal auslösen. Diese Einstellung darf nicht zu groß gewählt sein, weil da man sonst bei den folgenden Messungen nicht zuverlässig sagen kann, in welchem Energie Bereich das detektierte Photon liegt. Es darf aber auch nicht zu klein sein, da ansonsten der Detektor stark an Sensitivität verliert. Der linke Szintillator wird zur Detektion des 122 keV-Signals und der rechte für das 14 keV verwendet. Die Einstellungen sind in Tabelle 4.4 zu sehen.

In dem nächsten Schritt wird der TAC kalibriert. Dabei werden verschiedene Delays über 2 Delay-Einheiten angeschaltet und dokumentiert, welchem Kanal dieser Delay entspricht. Daraus wird dann das in der Messung verwendete Delay von 98.5 ns ermittelt, da es gerade dem Kanal entspricht an dem der Start-Peak erwartet wird und ungefähr im vierten Fünftel der Kanäle liegt.

Als Nächstes wird eine Messung der verzögerten Koinzidenzen gestartet, bei welcher die Anzahl an Ereignissen extrem niedrig ist. Deshalb werden diverse Einstellungen angepasst und überprüft, wodurch sich die Zählrate jedoch nicht verbessert. Die Energiefenster werden neu angepasst und die Zeitkalibrierung wird erneut durchgeführt, wodurch sich das Ergebnis nicht ändert. Trotz niedriger Zählraten wird eine Messung über Nacht laufen gelassen. Das Ergebnis zeigt nur einen sehr leichten Anstieg in Richtung der höheren Kanäle, ist aber ansonsten sehr homogen. Der Grund für die extrem niedrige Zählrate ist ein defektes Kabel. Doch die kurze Messzeit reicht nicht aus, um eine eigene Messung der verzögerten Koinzidenzen durchzuführen. Um trotzdem die Halbwertszeit ermitteln zu können, wird ein fremder Datensatz verwendet, was mit der Assistentin abgesprochen ist. Die Messung der zufälligen Koinzidenzen wird entsprechend nicht durchgeführt.

### 3.4 Signale am Oszilloskop

In den folgenden Abbildungen sind die verschiedenen Signale die mit dem Oszilloskop untersucht wurden dargestellt.

In den Abbildungen 3.5 beziehungsweise 3.6 sind die Signale de Bi- beziehungsweise Unipolarem Ausgang des MA (Main Amplifiers) zusehen. In 3.7 ist das Output Signal des Photomultipliers abgebildet.

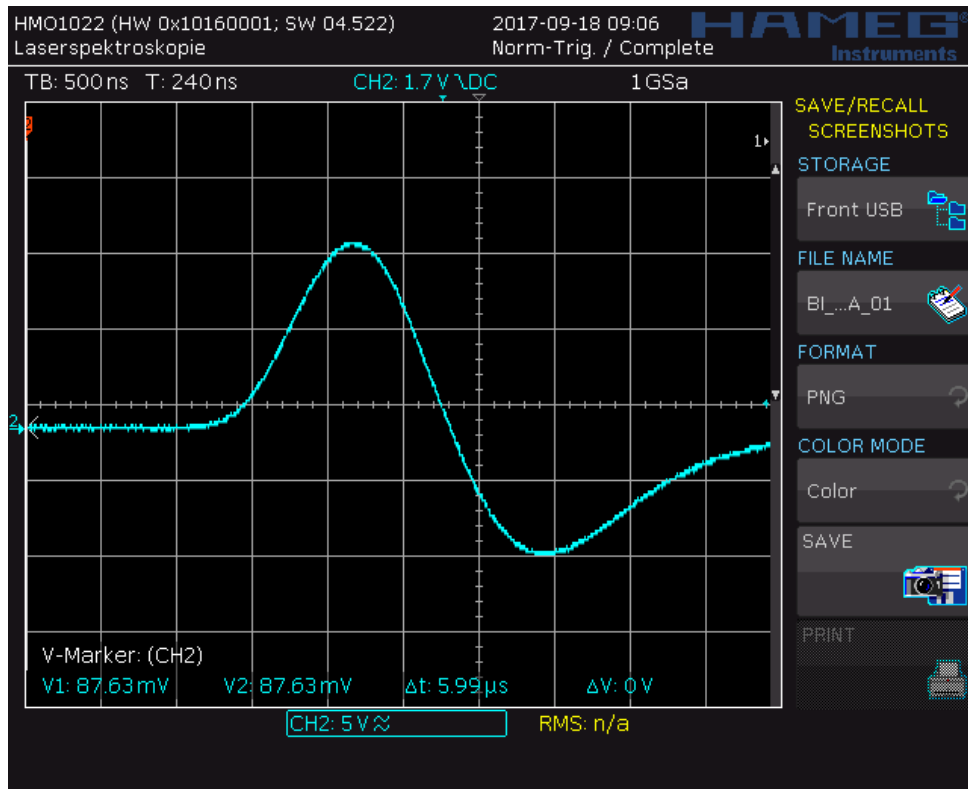


Abbildung 3.5: Bipolares Signal des Szintillationszähler

Bei diesem Signal wird eine ungefähre Anstiegszeit und Abklingzeit von  $6 \mu\text{s}$  für das positive Signal und eine Abklingzeit von  $6 \mu\text{s}$  und ungefähr das Doppelte für die Anstiegszeit des negativen Signals.

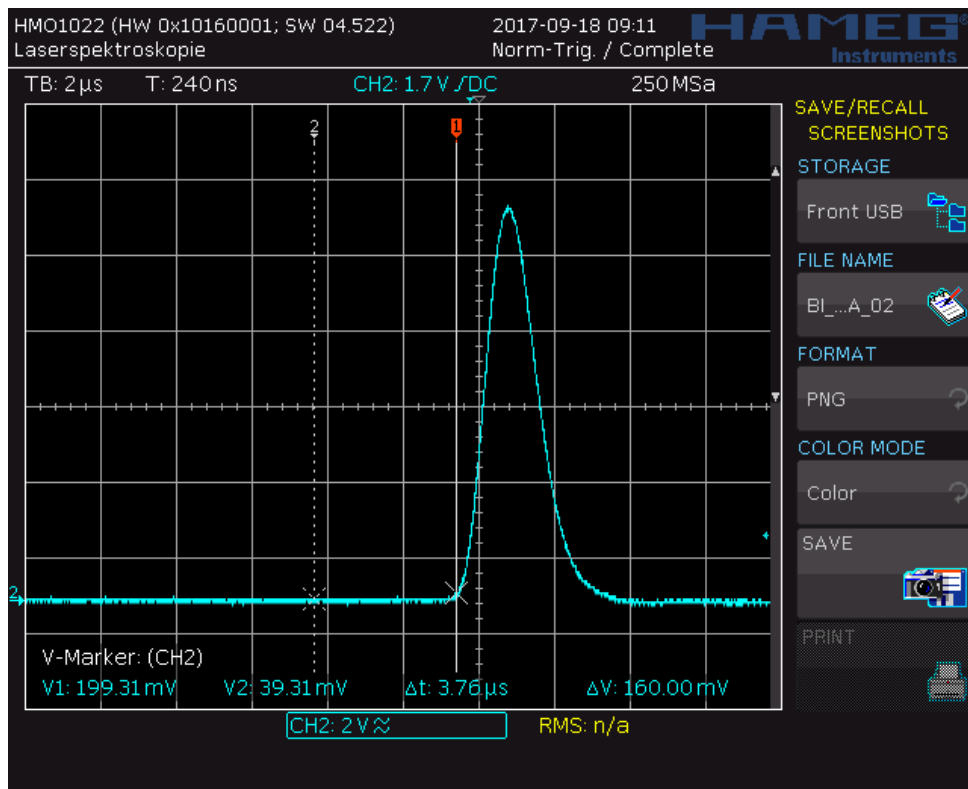


Abbildung 3.6: Unipolares Signal des Szintillationszählers

Hier erhalten wir ein eine Anstiegszeit von 4 μs und ungefähr 5 μs für die Abklingzeit.

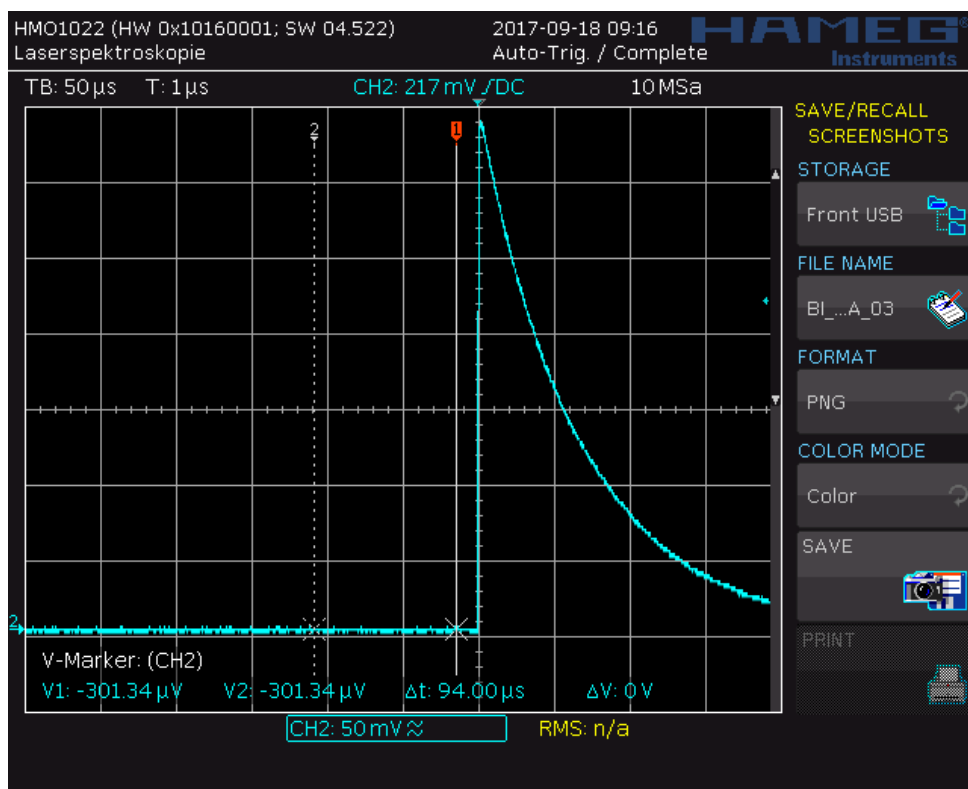


Abbildung 3.7: Output Signal des Photomultipliers

Beim Photomultiplier kann man eine Abklingzeit von ungefähr 300 μs ablesen.

# 4 Auswertung

## 4.1 Aufnahme der Energie-Spektren

Von den aufgenommenen Spektren des  $^{57}\text{Co}$  wird als optimales dasjenige ausgewählt, bei dem vier Peaks gut zu sehen sind, siehe Abbildung 4.1. Dies trifft auf das Spektrum zu, dass der rechte Szintillator aufnimmt, wenn die Probe mit dem Radioaktivität-Symbol Richtung Tür zeigt. Bei den anderen Aufnahmen ist der niedrigste Peak nicht mehr gut erkennbar und diese eignen sich dementsprechend für keine Messung, in der dieser eine Rolle spielt. Die Einstellungen am „Main Amplifier“- MA - sind in Tabelle 4.1 notiert. In Abbildung 4.2 ist bei denselben Einstellungen das Spektrum von  $^{241}\text{Am}$  zu sehen.

Tabelle 4.1: Eingestellte Parameter beim MA

Parameter	links	rechts
Coarse Gain	100	100
Gain	9.6	2.22
Shaping Time	0.5 $\mu\text{s}$	0.5 $\mu\text{s}$

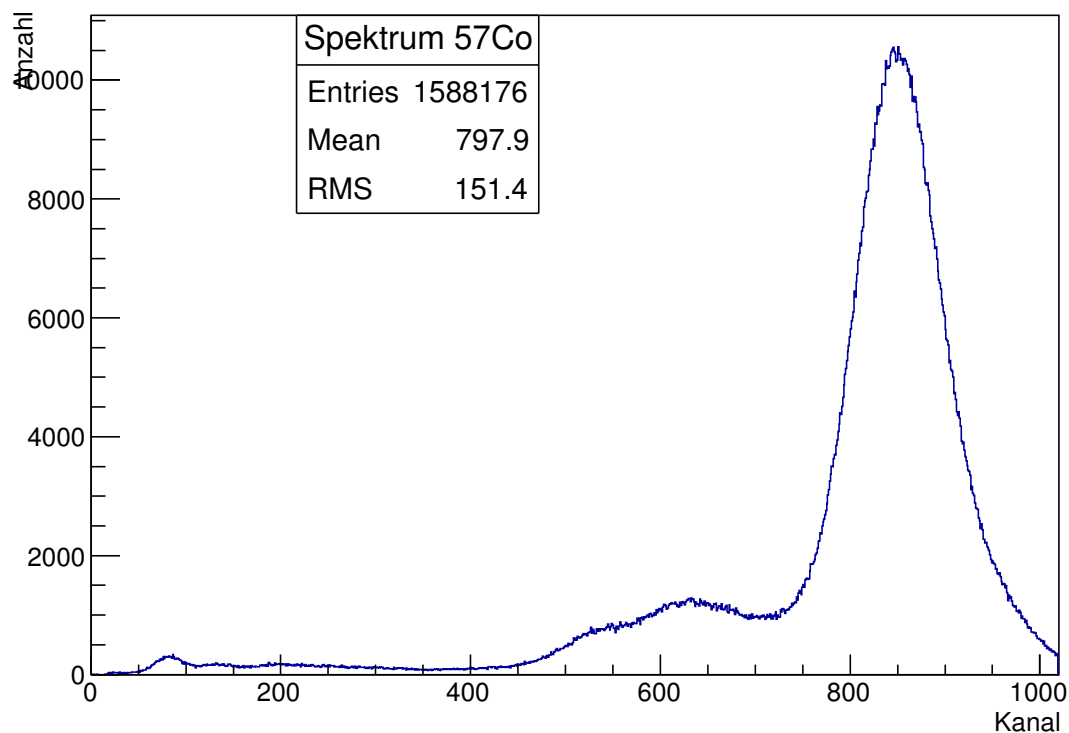


Abbildung 4.1: Spektrum des  $^{57}\text{Co}$  bei optimaler Ausrichtung

In Abbildung 4.1 ist um Kanal 75 ein kleiner Peak zu sehen, sowie ein Doppelpeak um Kanal

600 und ein großer Peak um Kanal 850.

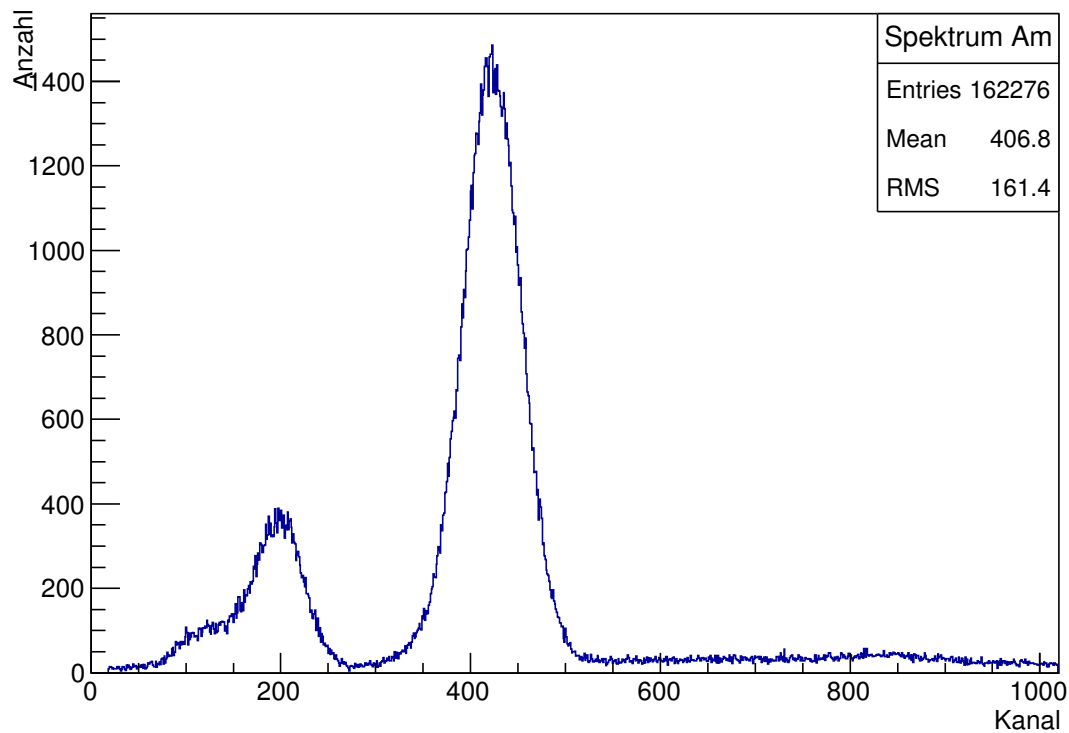


Abbildung 4.2: Spektrum des  $^{241}\text{Am}$  bei optimaler Ausrichtung

In Abbildung 4.2 sind zwei deutliche Peaks um Kanal 400 und 200 zu sehen, sowie dass der Peak bei Kanal 200 langsamer in Richtung niedriger Kanäle abfällt.

## 4.2 Zuordnung der Peaks des $^{57}\text{Co}$ und $^{241}\text{Am}$

Die Peaks, die in beiden Spektren zu sehen sind, entsprechen statistischen Prozessen. Deshalb ist es gerechtfertigt, Gauß-Funktionen an die Peaks anzupassen. Mithilfe der Erwartungswerte der Gauß-Funktionen lässt sich danach die Energiekalibrierung durchführen.

### 4.2.1 Spektrum von $^{57}\text{Co}$

Im Spektrum von  $^{57}\text{Co}$  sind insgesamt vier Peaks zu sehen. An jeden dieser Peaks wird eine Gauß-Funktion angepasst.



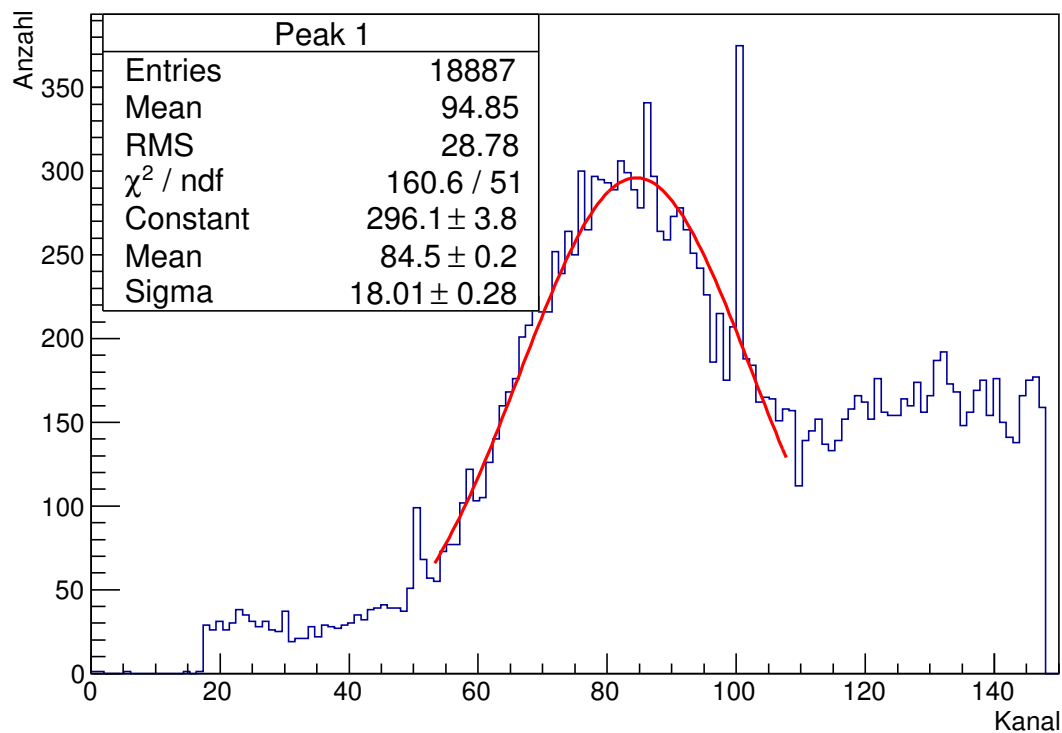


Abbildung 4.3: Erster Peak im Cobalt-Spektrum

Beim ersten und vierten Peak lassen sich direkt Gauß-Funktionen anpassen. Der zweite und dritte Peak lassen sich dagegen nicht gut getrennt betrachten. Deshalb wird angenommen, dass der Doppelpeak durch die Überlagerung zweier Gauß-Funktionen beschrieben werden kann. Die Anpassung besitzt hier die Form

$$f(x) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x - p_1)^2}{2 \cdot p_2^2}\right) + p_3 \cdot \exp\left(-\frac{(x - p_4)^2}{2 \cdot p_5^2}\right) \quad (4.1)$$

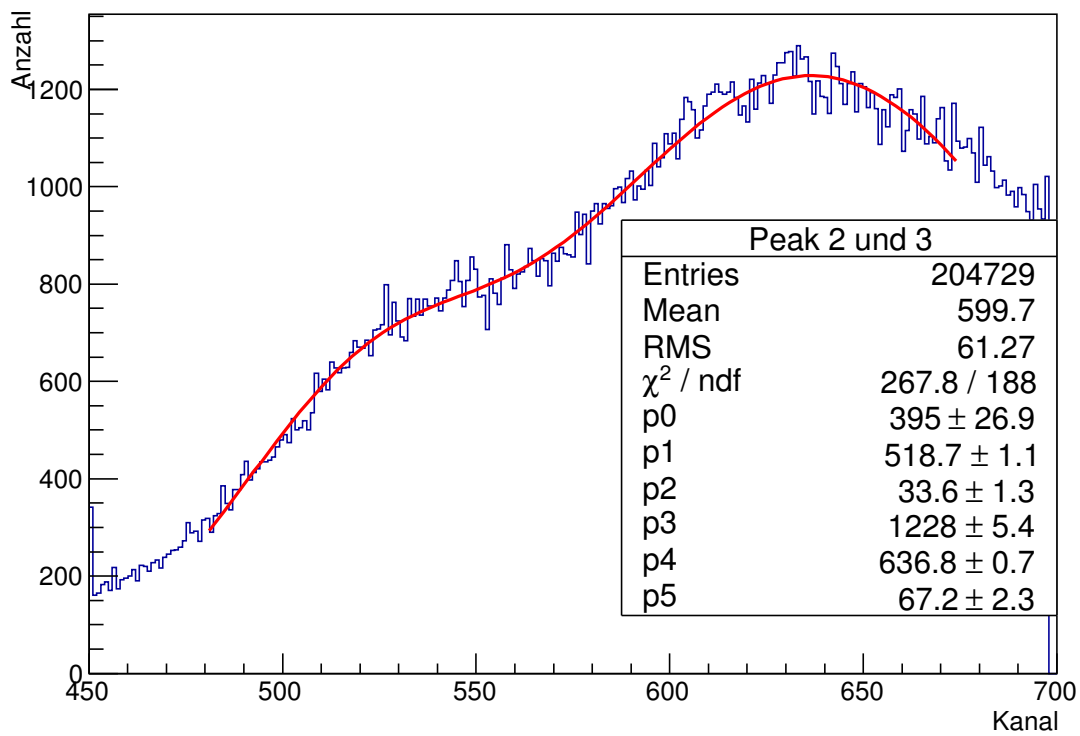


Abbildung 4.4: Zweiter und dritter Peak im Cobalt-Spektrum

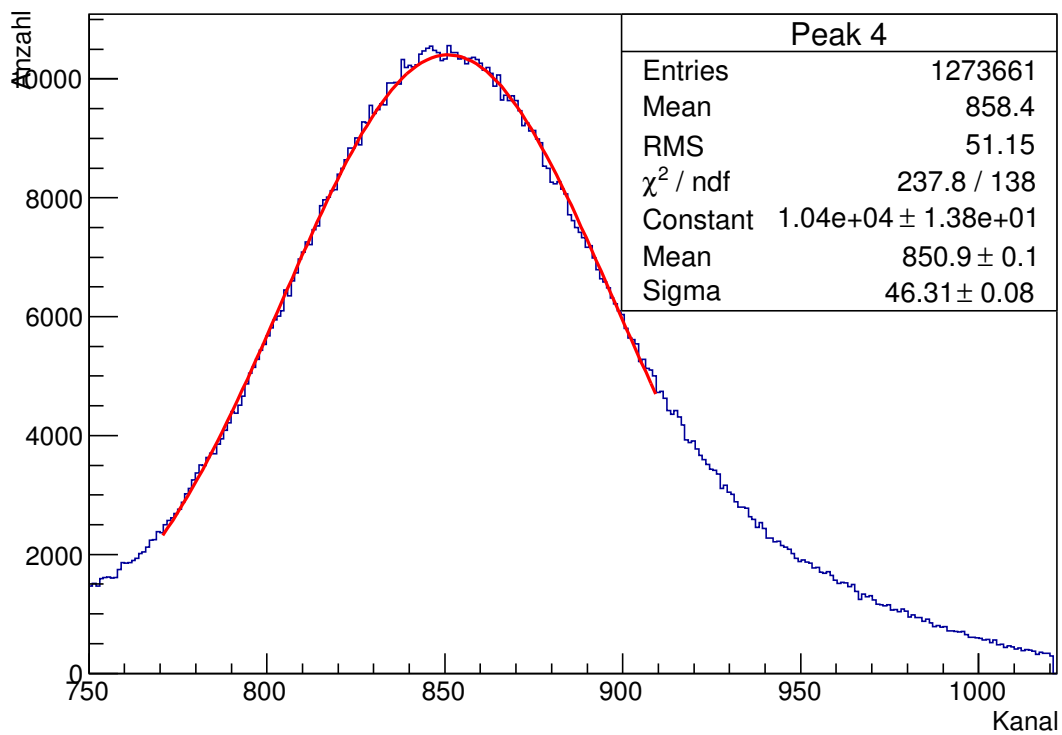


Abbildung 4.5: Vierter Peak im Cobalt-Spektrum

Die ermittelten Erwartungswerte sind in Tabelle 4.2 zur Übersicht nochmals eingetragen. Die gefitteten Gauß-Funktionen scheinen den Verlauf korrekt wiederzugeben, da das verminderte  $\chi^2$  im Bereich zwischen 1 und 4 liegen.

#### 4.2.2 Spektrum von $^{241}\text{Am}$

Im Spektrum von  $^{241}\text{Am}$  sind zwei ausgeprägte Peaks zu sehen.

Beim ersten Peak lässt sich eine Asymmetrie feststellen. Die Seite Richtung niedriger Kanäle geht langsamer gegen 0 als die andere Seite. Möglicherweise ist hier ein Doppelpeak zu sehen, der sich jedoch im Gegensatz zu  $^{57}\text{Co}$  nicht auflösen lässt.

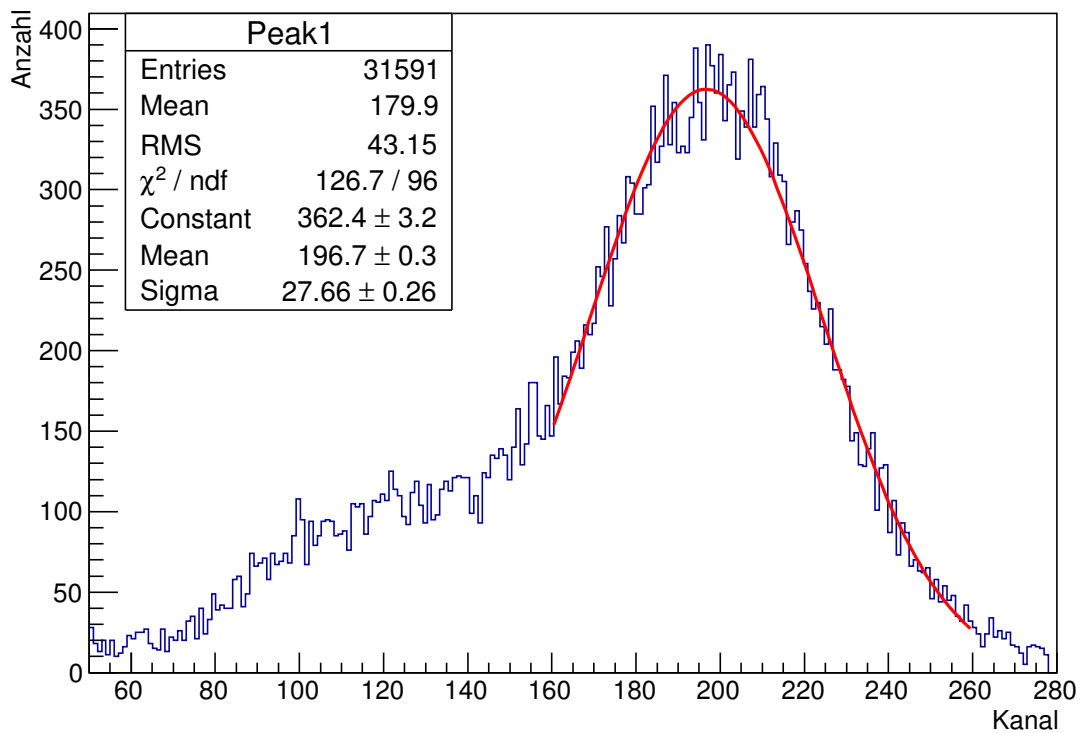


Abbildung 4.6: Erster Peak im  $^{241}\text{Am}$ -Spektrum

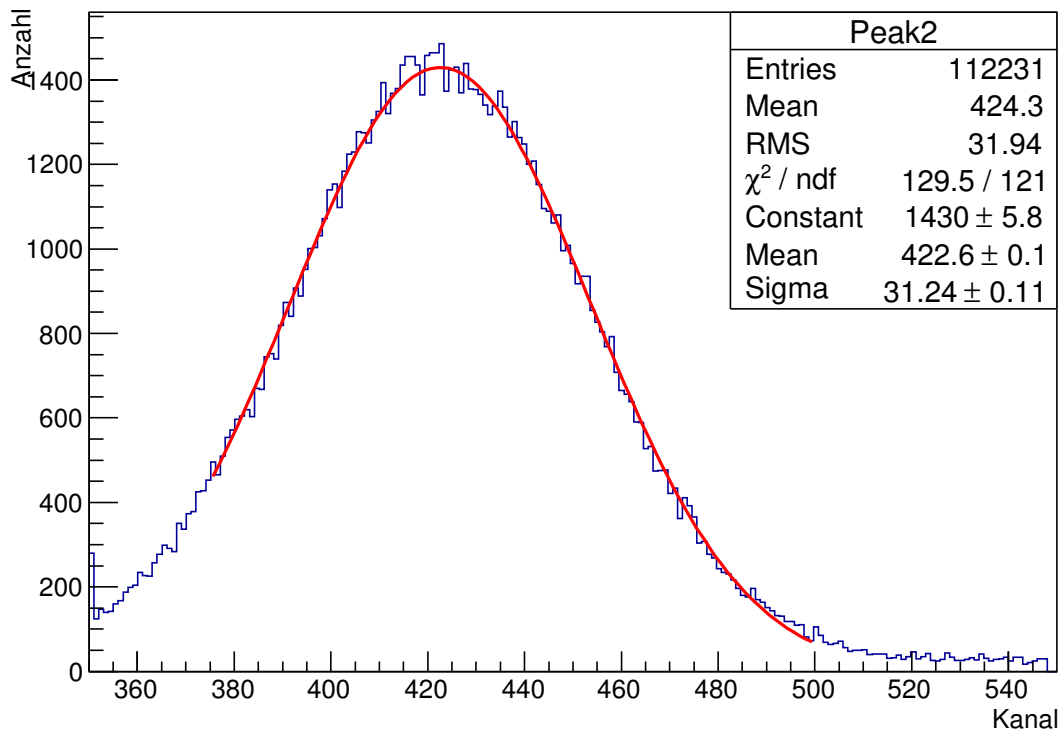


Abbildung 4.7: Zweiter Peak im  $^{241}\text{Am}$ -Spektrum

Die ermittelten Erwartungswerte sind ebenfalls in Tabelle 4.2 eingetragen. Auch hier scheinen die Gauß-Funktionen passende Beschreibungen zu sein, da die verminderten  $\chi^2$  Werte zwischen 1 und 2 liegen.

### 4.3 Energiekanaleichung

#### 4.3.1 Bestimmen der Energiekanaleichung

Die bekannten Peaks sind durch die Zerfallsschemata von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  gegeben. Nun werden die ermittelten Peaks mit den bekannten verglichen.

Tabelle 4.2: Erwartungswerte aller ermittelten Gauß-Funktionen und erwartete Werte

$^{57}\text{Co}$		$^{241}\text{Am}$	
ermittelt	bekannt	ermittelt	bekannt
$84.5 \pm 0.2$	14.4 keV	$196.7 \pm 0.3$	26.4 keV
$518.7 \pm 1.1$	-		33.2 keV
$636.8 \pm 0.7$	-	$422.6 \pm 0.1$	59.6 keV
$850.9 \pm 0.1$	122.0 keV		
	135.5 keV		

Nur zwei der Peaks sind eindeutig zuordenbar, nämlich der erste Peak von  $^{57}\text{Co}$  und der zweite von  $^{241}\text{Am}$ .

Der vierte Peak ist nicht eindeutig zuordenbar. Da jedoch der Übergang mit der Energie 122.0 keV mit etwa 86% sehr viel wahrscheinlicher als der 136.4 eV mit etwa 11% ist, wird dieser Peak dem wahrscheinlicheren Übergang zugeordnet. Der zweite und dritte Peak bei  $^{57}\text{Co}$  stammen nicht direkt von einem Zerfall. Sie sind die Escape-Peaks der beiden hochenergetischen Übergängen, deren exakte Werte nicht bekannt sind.

Während der zweite Peak von  $^{241}\text{Am}$  eindeutig dem Übergang mit 59.6 keV zugeordnet werden kann, muss bei dem ersten Peak dagegen entschieden werden, welcher der beiden Übergänge zu dem Peak dazugehört. Aufgrund dessen, dass in Abbildung 4.6 vor dem eigentlichen Peak die Zählrate höher ist als danach, ist es gut möglich, dass hier, wie bereits erwähnt, ein Doppelpeak vorliegt, wobei der Hauptpeak dementsprechend zu dem Übergang mit 33.2 keV gehört. Der Übergang mit 26.4 keV lässt sich dagegen nicht genau auflösen.

Es ergibt Sinn, ganzzahligen Kanälen bestimmte Energien zuzuweisen. Deshalb werden die ermittelten Werte gerundet. Des Weiteren ist es aufgrund der Auflösung sinnvoll, zusätzlich zu den Unsicherheiten, die aus den Gauß-Funktionen resultieren, eine Unsicherheit hinzuzufügen, die auf die deutlich zuordenbaren mit  $\pm 1$  Kanal und auf die nicht deutlich zuordenbaren Peaks mit  $\pm 2$  Kanälen beziffert wird. Diese Unsicherheiten werden quadratisch aufaddiert um eine Gesamtunsicherheit auf jeden Peak zu bekommen.

Damit wird die Energiekanaleichung durchgeführt. In Tabelle 4.3 sind die zu den Kanälen ermittelten Energien zu sehen. Diese werden in Abbildung 4.8 aufgetragen. An die Messdaten wird eine Anpassung der Form

$$f(x) = p_0 + p_1 \cdot x \quad (4.2)$$

durchgeführt.

Tabelle 4.3: Zu Kanälen zugewiesene Energien

Kanal	Energie
$85 \pm 1$	14.4 keV
$197 \pm 2$	33.2 keV
$423 \pm 1$	59.6 keV
$851 \pm 2$	122.0 keV

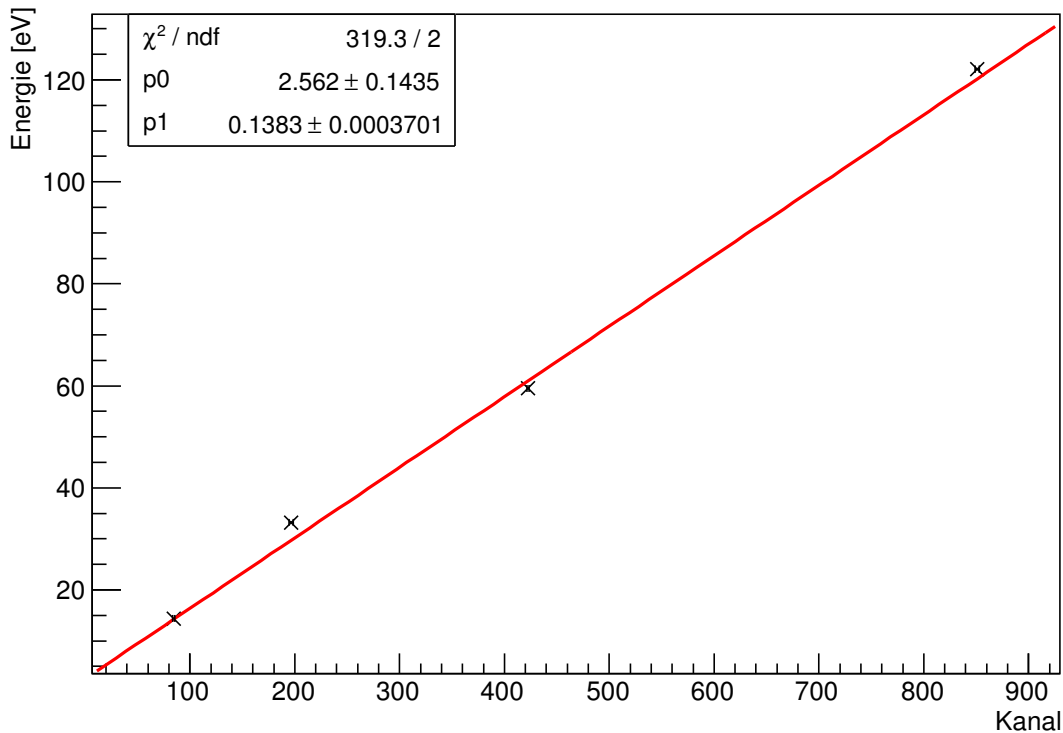


Abbildung 4.8: Energiekanaleichung

Aus dem Fit ergeben sich die Energiekanaleichung

$$E(\text{Kanal}) = 2.56 \text{ keV} + \text{Kanal} \cdot 0.1383 \text{ keV} \quad (4.3)$$

sowie die Kovarianz zwischen den Fitparametern

$$\text{Cov}(p_0, p_1) = -4.2 \cdot 10^{-5} \quad (4.4)$$

Es lässt sich nicht sagen, ob die Energiekanalgleichung durch eine Gerade beschrieben werden kann. Zum Einen ist das reduzierte  $\chi^2$  mit 160 sehr groß, zum Anderen reduziert sich die Aussagekraft des Fits durch die extrem geringe Anzahl an Messpunkten. Da zur Bestimmung einer Geraden bereits zwei Punkte benötigt werden, reduziert sich die Anzahl der Freiheitsgrade auf 2. Durch die Aufnahme von weiteren Punkten, besonders im Bereich [500, 800], wird das Ergebnis signifikanter.

### 4.3.2 Test der Energiekanaleichung

Die bestimmte Energiekanaleichung wird nun mithilfe der Escape-Peaks von  $^{57}\text{Co}$  getestet. Diese werden bei einer Energie von etwa 28 keV unter den hochenergetischen Übergängen von 122.0 keV und 136.4 keV erwartet.

Für die zugehörigen Unsicherheiten werden aufgrund des Doppelpeaks auf die Unsicherheiten des Gauß-Fits wieder  $\pm 2$  Kanäle quadratisch aufaddiert. Damit beträgt die Unsicherheit

$$s_{E(\text{Kanal})} = \sqrt{s_{p_0}^2 + (s_{p_1} \cdot \text{Kanal})^2 + (s_{\text{Kanal}} \cdot p_1)^2 + 2 \cdot \text{Cov}(p_0, p_1) \cdot \text{Kanal}} \quad (4.5)$$

Somit liefert die Energiekanaleichung

$$E(519) = 74.3 \pm 0.3 \text{ keV} \quad (4.6)$$

$$E(637) = 90.7 \pm 0.4 \text{ keV} \quad (4.7)$$

für die Energien der Escape-Peaks. Diese liegen zumindest im Größenbereich der erwarteten Werte von  $E(519) \approx 94.1 \text{ keV}$  und  $E(637) \approx 108.5 \text{ keV}$ .

## 4.4 Energiefenster

Für die Messung der verzögerten Koinzidenzen sollen an beiden Szintillatoren nur bestimmte Energien schlussendlich Impulse liefern. Zum Einen soll der Übergang mit einer Energie von  $14.4 \text{ keV}$  registriert werden und zum Anderen der von  $122.0 \text{ keV}$ . Da der rechte Szintillator geringe Energien besser registrieren kann (vgl. Kapitel 4.1), sollen mit diesen Energien im Bereich  $14.4 \text{ keV}$  detektiert werden. Mit dem linken sollen dann die Energien im Bereich  $122.0 \text{ keV}$  festgestellt werden. Dafür werden die „lower“ und „upper“-Levels so eingestellt, dass auf dem durch ein Computerprogramm gezeichneten Histogramm lediglich die Peaks, die zu  $14.4 \text{ keV}$  und  $122.0 \text{ keV}$  gehören, zu sehen sind. Dabei soll weder zu viel noch zu wenig von den Peaks zu sehen sein. Die gewählten Einstellungen sind in Tabelle 4.4 eingetragen.

Tabelle 4.4: Gewählte Einstellungen für das Energiefenster

Parameter	rechts	links
Gain	8.84	9.60
Coarse	50	100
Shaping Time	$0.5 \mu\text{s}$	$0.5 \mu\text{s}$
upper Level	0.60	4.6
lower Level	0.05	3.88

Die Fenster sind in Abbildung 4.9 und 4.10 aufgetragen. Es ist zu sehen, dass für den linken Szintillator ein kompletter Peak innerhalb des Energiefensters liegt. Beim rechten Szintillator hingegen ist das Signal abgeschnitten. Die Einstellung ist somit nicht optimal. Die Optimierung scheitert, da diese durch Starten der Messreihe der verzögerten Koinzidenzen leichter durchzuführen ist, welche jedoch nicht aufgenommen wird. Für die Gründe sei auf das Kapitel 4.6 verwiesen.

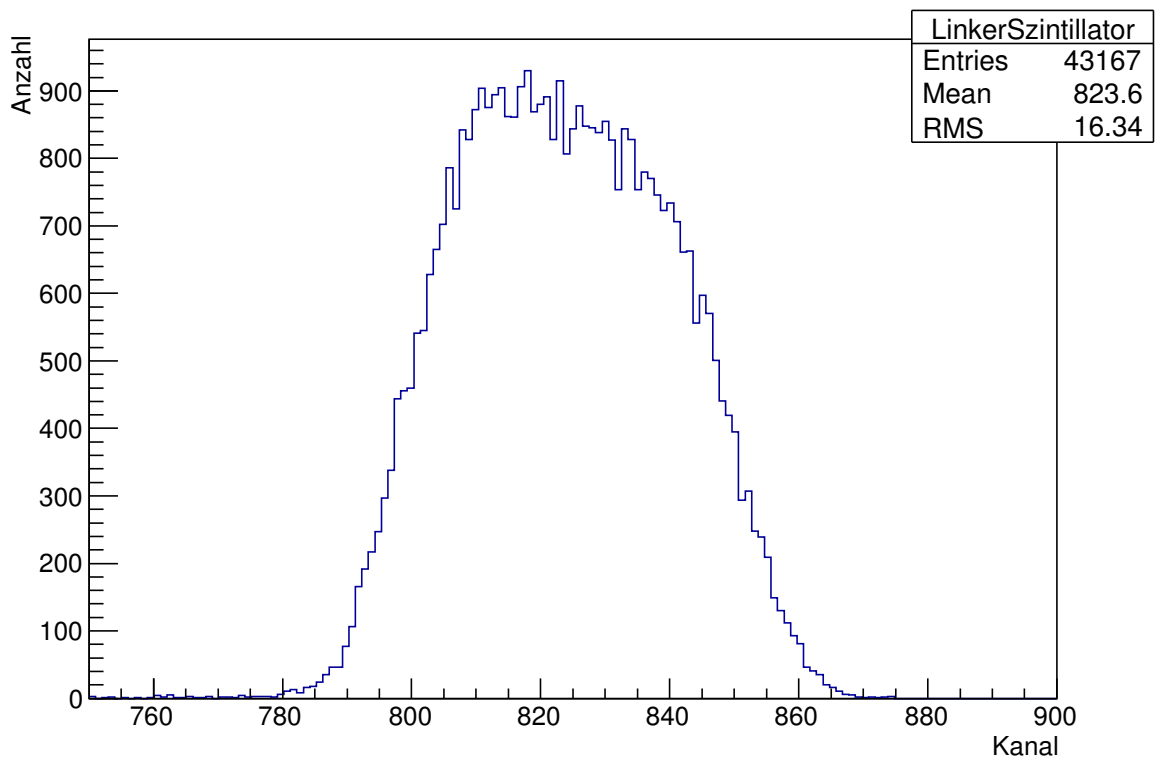


Abbildung 4.9: Energiefenster des linken Szintillators

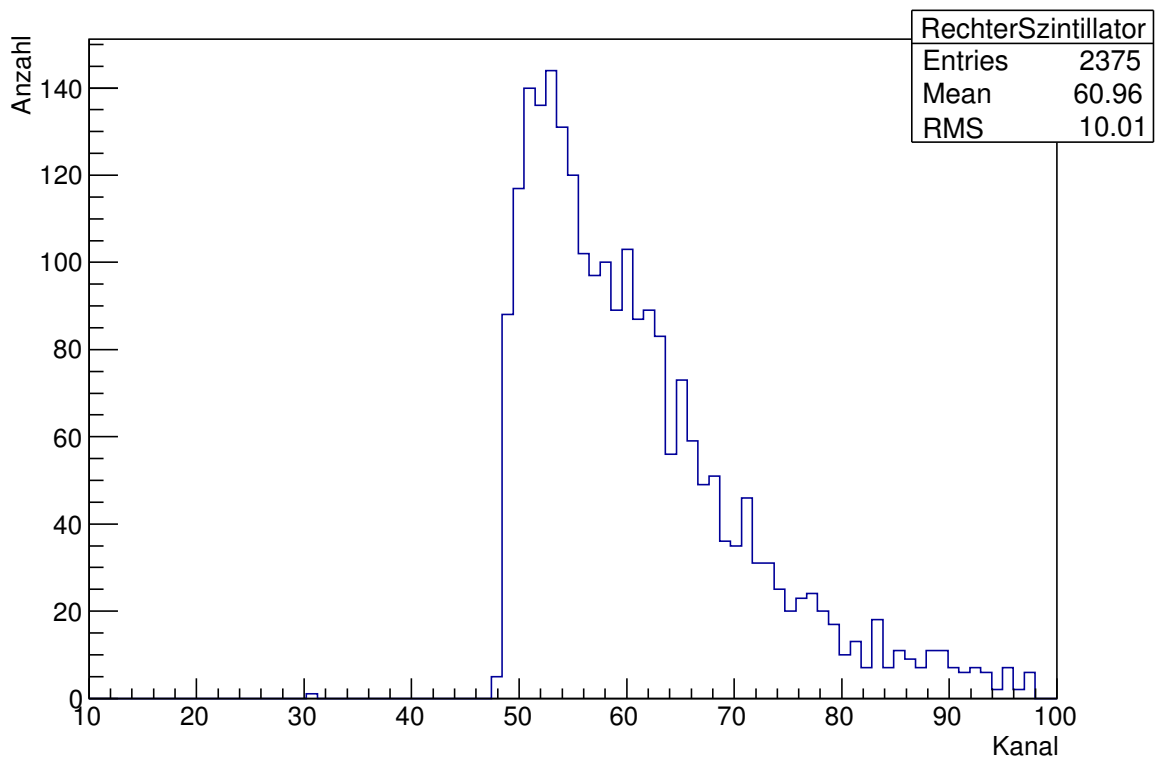


Abbildung 4.10: Energiefenster des rechten Szintillators



## 4.5 Zeitkanaleichung des TAC

### 4.5.1 Eigene Messung

Um das TAC zu kalibrieren, werden die aufgenommen Wertepaare von „Delay“ und Kanal aus Tabelle 4.5 graphisch in Abbildung 4.11 aufgetragen und ein Fit der Form (4.2) durchgeführt. Auf die Kanäle wird jeweils ein Fehler von 1 abgeschätzt und verwendet.

Tabelle 4.5: Wertepaare von Kanal und Delay

Kanal	Delay [ns]
924	126.5
838	110.5
754	94.5
668	78.5
629	70.5
589	62.5
503	46.5
419	30.5
335	14.5
787	100.0
784	99.5
781	99.0
776	98.0
779	98.5

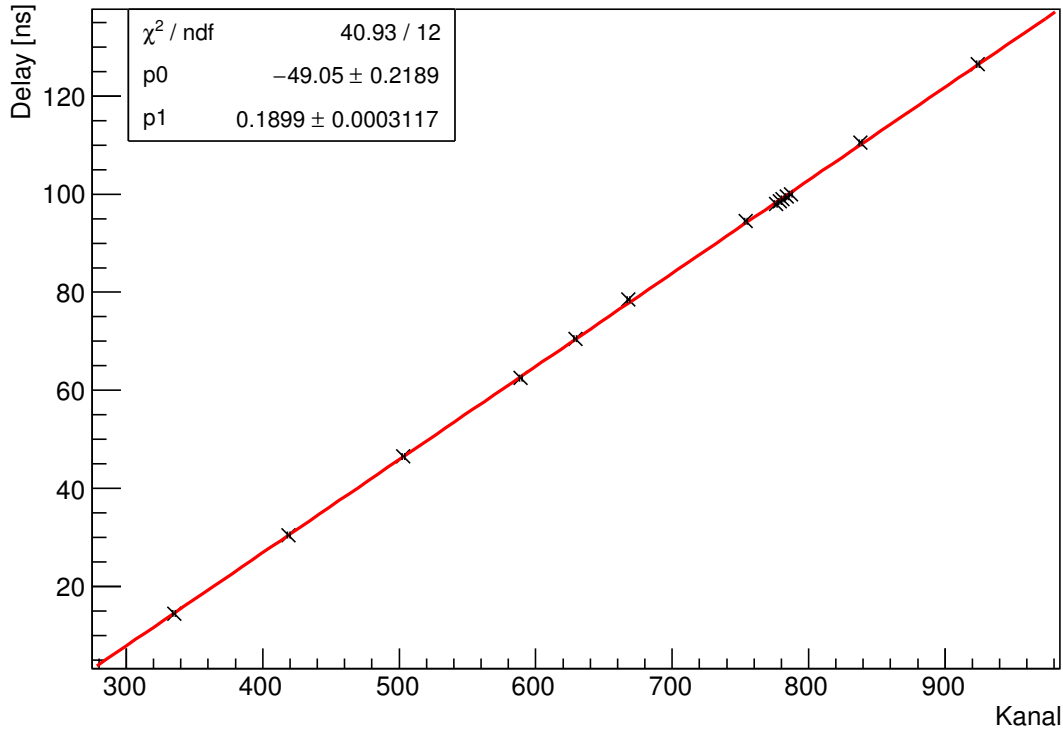


Abbildung 4.11: Zeitkanaleichung des TAC

Der Fit liefert die Zeitkanaleichung

$$t(\text{Kanal}) = -49.05 \text{ ns} + \text{Kanal} \cdot 0.1889 \text{ ns} \quad (4.8)$$

Das verminderte  $\chi^2$  von  $\approx 0.5$  sowie ein Korrelationskoeffizient

$$\rho = \frac{\sum_{i=0}^N (\text{Kanal}_i - \overline{\text{Kanal}}) (\text{Delay}_i - \overline{\text{Delay}})}{\sqrt{\sum_{i=0}^N (\text{Kanal}_i - \overline{\text{Kanal}})^2} \cdot \sqrt{\sum_{i=0}^N (\text{Delay}_i - \overline{\text{Delay}})^2}} = 0.99994 \quad (4.9)$$

suggestieren, dass der lineare Zusammenhang korrekt ist.

Der Achsenabschnitt von  $\approx 50$  ns lässt sich größtenteils durch die zusätzliche Zeitverzögerung der nicht miteinbezogenen Kabellängen erklären. Da Informationen maximal mit Lichtgeschwindigkeit übertragen werden können, entspricht dies höchstens 15 m. Die Kabel besitzen Längen in der Größenordnung von ein paar Metern und die Informationen werden höchstwahrscheinlich langsamer als Lichtgeschwindigkeit übertragen, sodass die unbeachtete Zeitverzögerung die Größenordnung von mehreren 10 ns besitzt. Des Weiteren ist einem der Kabel eine niedrigere Informationstransportrate zuzuschreiben, da eines der Kabel kaputt ist, dazu sei wiederum auf Kapitel 4.6 verwiesen. Außerdem ist es möglich, dass der Informationsweg vom Lichteinfang zu den jeweiligen MA unterschiedlich lang ist.

#### 4.5.2 Zeitkanaleichung des Datensatzes „HP“

Aus Gründen, die in Kapitel 4.6 nachzulesen sind, wird des Weiteren eine Art Zeitkanaleichung des Datensatzes „HP“ durchgeführt. Bekannt sind lediglich die Daten, die in Abbildung 4.16 zu sehen sind. Es wird angenommen, dass als erste Delay-Einstellung das Minimum, also 0 ns, und als letzte das Maximum, also 190.5 ns, eingestellt wurden. Durch diese beiden Punkte wird eine

Gerade (vgl. (4.2)) gelegt, welche in Abbildung 4.12 zu sehen ist. Als Fehler wird wieder  $\pm 1$  Kanal verwendet.

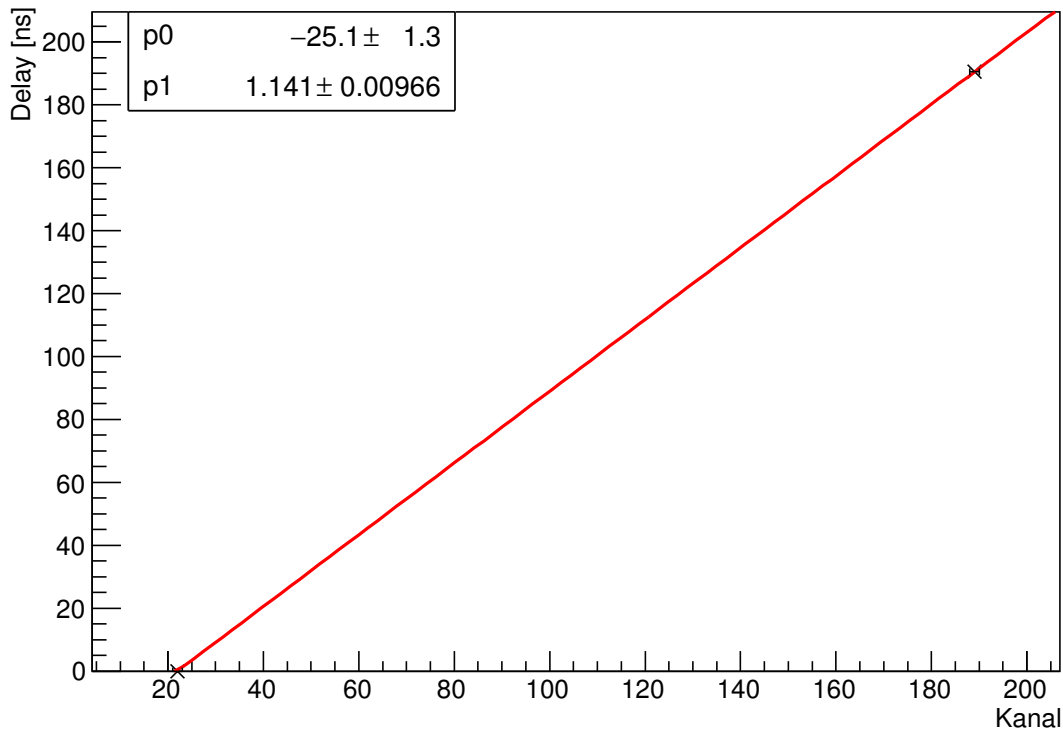


Abbildung 4.12: Zeitkalibrierung des Datensatzes „HP“

Die Qualität dieser Gerade ist unbekannt, da mit zwei Punkten keine Aussage darüber gemacht werden kann. Die Eichung lautet:

$$t(\text{Kanal}) = -25.1 \text{ ns} + \text{Kanal} \cdot 1.141 \text{ ns} \quad (4.10)$$

## 4.6 Verzögerte Koinzidenzen

### 4.6.1 Eigene Messung

Um die Halbwertszeit des 14.4 keV Zustandes zu ermitteln, wird im TAC als Startsignal das unverzögerte 14.4 keV Signal und als Stoppsignal das verzögerte 122.0 keV verwendet. An den externen Delayeinheiten wird ein Delay von 98.5 ns eingestellt. Das Ergebnis ist höchstens eine Untergrundmessung. Dieses Ergebnis ist auch abzusehen, da beim Einstellen kein vernünftiges Signal, d.h. keine sich anbahnenden Peaks, sichtbar ist. Um dies zu verbessern, werden mehrere Reparaturversuche gestartet.

Zunächst wird das Energiefenster immer wieder neu eingestellt. Doch selbst bei voll aufgedrehtem lower/upper Level bei beiden SCA ist die Zählrate sehr gering im Bereich von etwa 6 Counts/s. Eine Veränderung des Gains oder Coarse liefern ebenfalls kein Ergebnis. Daraus folgt, dass der Fehler nicht an dem SCA liegt, bzw. an fehlerhaften Einstellungen daran, da bei den anderen Messungen keine Probleme festgestellt wurden.

Das Delay wird komplett verstellt, von 0 ns bis 190.5 ns. Dies wird mehrfach bei unterschiedlichen Einstellungen getestet. In keinem Bereich wird eine größere Zählrate gemessen.

Als Nächstes werden Kabel ausgetauscht. Aufgrund der Menge der Kabel wird nicht lange versucht, herauszufinden, ob ein Kabel kaputt ist. Leider ist nicht direkt ein Voltmeter zur

Verfügung, sodass der Widerstand der Kabel nicht überprüft werden kann.

Zwischenzeitlich wird immer wieder das Signal am Oszilloskop überprüft. Bei ziemlich jeder Einstellung ist von beiden SCA ein Signal zu sehen.

Es wird ausprobiert, woran der Fehler liegt. Deshalb werden alle umschaltbaren Parameter getestet, auch beispielsweise der „Gating-Mode“, der von „anti-coinc.“ auf „coinc.“ gestellt wird. Das Resultat ist, dass die Zählrate versiegt.

Durch Erhöhung oder Verringerung der Range auf dem TAC lässt sich ebenfalls keine Verbesserung der Zählrate herbeiführen. Es wird auch die Funktion des TACs überprüft, indem das selbe Verfahren wie bei der Zeitkalibrierung für beide SCA durchgeführt wird. Bei beiden Überprüfungen ist das Ergebnis so, wie es erwartet wird, nämlich dass immer genau ein Kanal auf das Signal anspringt. Deshalb wird fälschlicherweise angenommen, dass an den Delayeinheiten und -kabel kein Fehler vorliegt.

Zuletzt werden alle möglichen Schalter umgelegt und das Signal überprüft. Dabei werden keine Verbesserung ersichtlich. Schlussendlich werden die Schalter auf Ausgangsstellung geschaltet und die herausgefundenen Energiefenster sowie das Delay von 98.5 ns eingestellt und die nicht erfolgreiche Messung gestartet.

Nachdem die Messung gelaufen ist, wird wieder versucht ein Signal zu erhalten um möglicherweise noch eine kurze Messung zu starten, die Ergebnisse liefert, die zu erwarten sind. Nachdem eine Delayeinheit und ein Kabel entfernt werden, ist eine deutliche Steigerung der Zählrate zu sehen. Nach wieder Einstellen der Delayeinheit geht diese wieder zurück. Der Fehler liegt allerdings nicht an der Delayeinheit, sondern an dem Kabel, das entfernt wurde. Durch Austauschen des defekten Kabels steigt die Zählrate auf zwischen 20 und 30 Counts/s, was einem Faktor von etwa 5 im Vergleich zur Messung entspricht. Aufgrund der nur noch kurz verfügbaren Messzeit, wird versucht, schnell sinnvolle Parameter für die Messung einzustellen, doch auch diese Messung liefert nicht das erwartete Ergebnis, sondern eine Gleichverteilung der Counts auf die Kanäle. Da kein auswertbares Spektrum aufgenommen werden konnte, wird dieser Teil mit Hilfe von Fremddaten durchgeführt.

#### 4.6.2 Verzögerte Koinzidenzen mithilfe des Datensatzes „HP“

Um trotzdem die Halbwertszeit des 14.4 keV Übergangs von  $^{57}\text{Fe}$  ermitteln zu können, wird mit Einverständnis der Assistentin von dem Computer ein Datensatz zur Auswertung genommen. Der Ordner heißt „HP“ und die Daten stammen von dem 16. und 19. September 2016.

Bevor die Halbwertszeit ermittelt werden kann, muss die Messung der zufälligen Koinzidenzen berücksichtigt werden. Die Messdauer ist nicht genau bekannt. Sie wird auf drei Stunden geschätzt, da die Datei am 19. September 2016 um 13:59 Uhr erstellt wurde und die vorherige Messung der verzögerten Koinzidenzen um 10:28 Uhr abgeschlossen wurde. Die eingestellte Verzögerung ist ebenfalls unbekannt. Die Messung ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Es werden dieselben Kanäle wie bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen verwendet, weshalb die ersten 50 Kanäle nicht zu sehen sind. Bei einer Messdauer von drei Stunden ergibt das einen Mittelwert von

$$n_U = 0.9 \pm 0.5 \text{ h}^{-1} \quad (4.11)$$

für jeden Kanal, wobei die Unsicherheit über die statistische Schwankung ermittelt wird. Das Mitteln ist in Ordnung, da in Abbildung 4.13 ersichtlich ist, dass die Counts recht gleichmäßig verteilt sind.

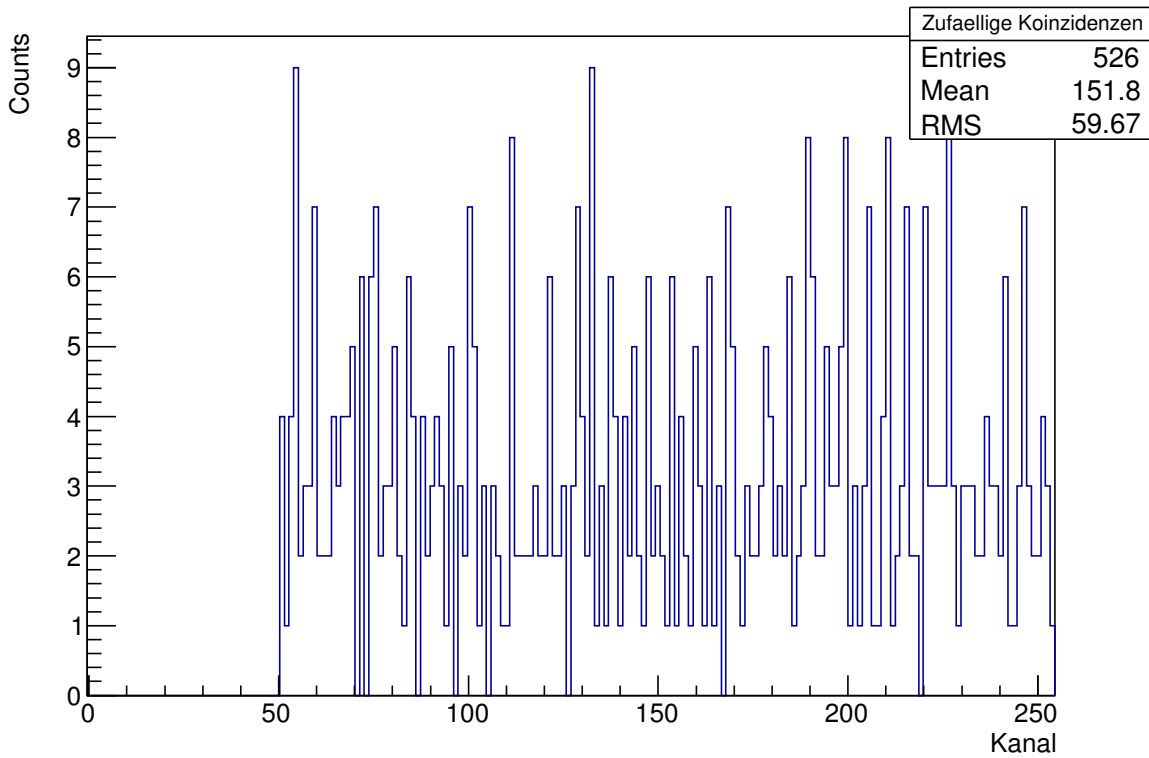


Abbildung 4.13: Messung der zufälligen Koinzidenzen  
Die ersten 50 Kanäle werden nicht verwendet

Bei der Messung der verzögerten Koinzidenzen beträgt die geschätzte Messzeit 66 h, da die letzte bekannte Messung um 16:26Uhr am 16. September 2016 abgeschlossen war. Dementsprechend ergibt sich die Signalrate zu

$$n_{\text{Signal}} = n - 66 \cdot n_U \quad (4.12)$$

$$s_{n_{\text{Signal}}} = \sqrt{N + (66 \cdot 0.5)^2} \quad (4.13)$$

und die logarithmierte Signalrate zu

$$n_{\ln, \text{Signal}} = \ln n_{\text{Signal}} \quad (4.14)$$

$$s_{n_{\ln, \text{Signal}}} = \frac{\partial \ln n_{\text{Signal}}}{\partial n_{\text{Signal}}} s_{n_{\text{Signal}}} = \frac{s_{n_{\text{Signal}}}}{n_{\text{Signal}}} \quad (4.15)$$

An die Signalrate wird die Anpassung einer Funktion der Form

$$f(x) = p_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{p_1}\right) \quad (4.16)$$

und an die logarithmierte Signalrate

$$f(x) = p_0 + x/p_1 \quad (4.17)$$

durchgeführt.

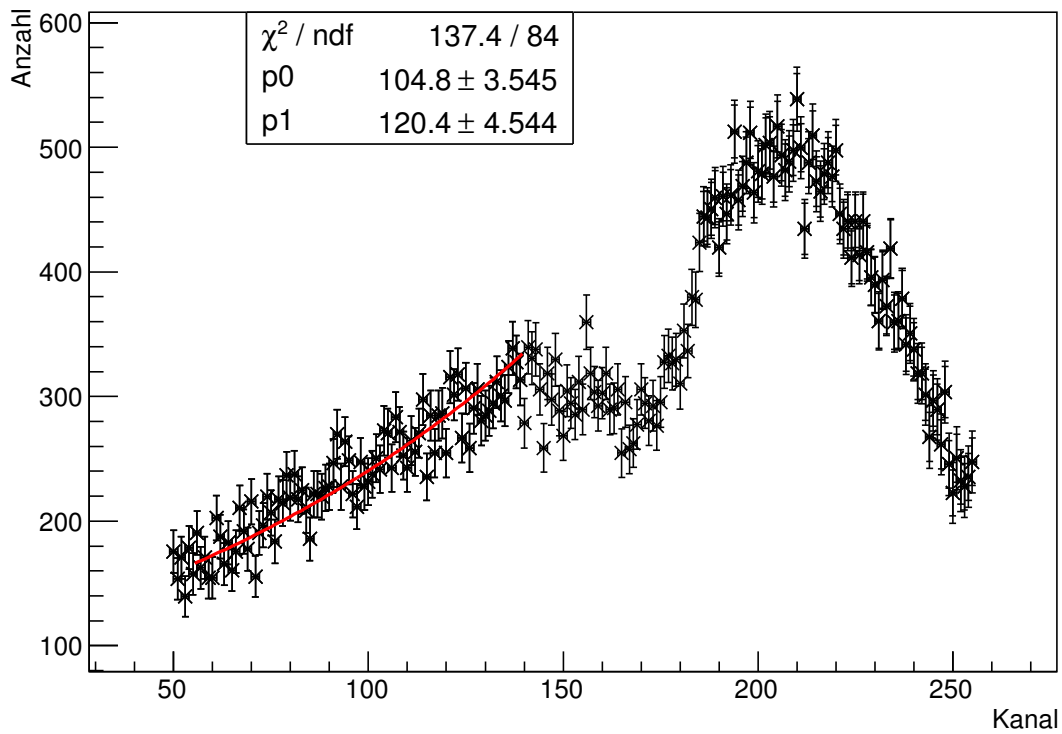


Abbildung 4.14: Verzögerte Koinzidenzen mit exponentiellen Fit

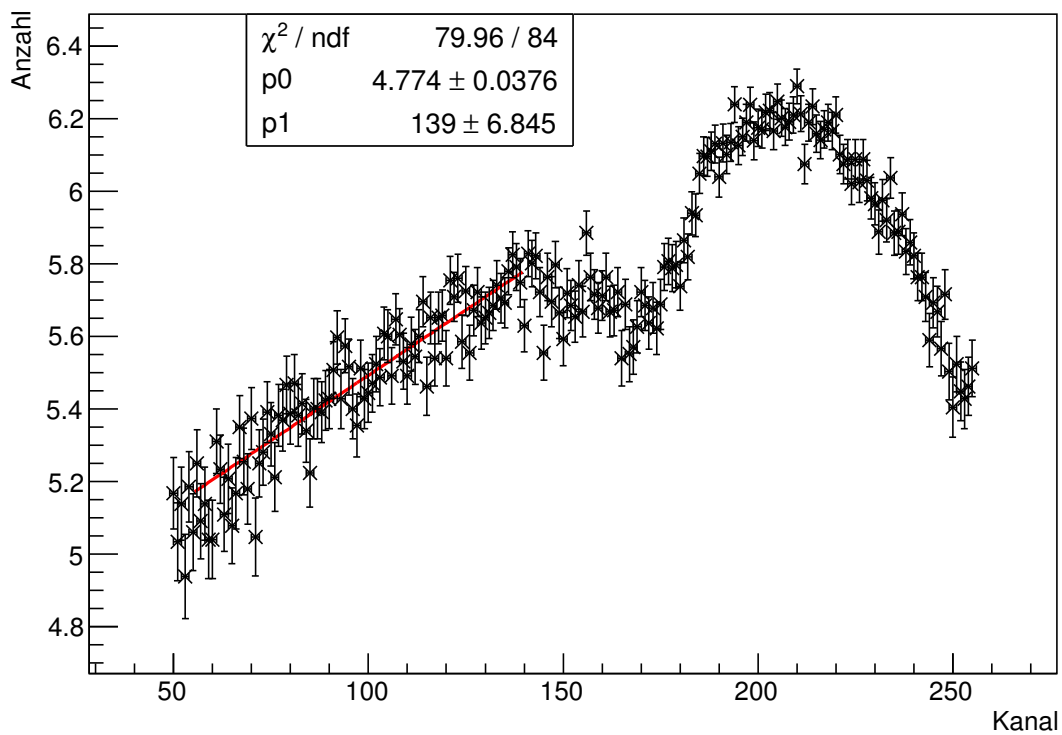


Abbildung 4.15: Logarithmierte verzögerte Koinzidenzen mit linearem Fit

Die Anpassung werden in Abbildung 4.14 und 4.15 bis Kanal 140 durchgeführt, da zwischen Kanal 140 und 200 die Signalrate sehr niedrig ist. Die Reduzierung ist dort so hoch, dass sie nicht durch statistische Fluktuationen erklärt werden kann, sondern eine Systematik dafür verantwortlich ist. Auch in Abbildung 4.13 ist zu sehen, dass die Counts in diesem Bereich etwas reduziert sind. Dies kann ebenfalls bei der Zeitkalibrierung gesehen werden. Geht man davon aus, dass die durchführenden Personen pro Delay immer eine ähnlich lange Messzeit gewählt haben, so sieht man in Abbildung 4.16, dass über Kanal 150 die Zählrate sehr niedrig ist. Natürlich kann nicht verifiziert werden, dass die Messzeiten pro unterschiedliche Delay-Einstellung in derselben Größenordnung gewählt wurden, aber dies ist eine sinnvolle Annahme.

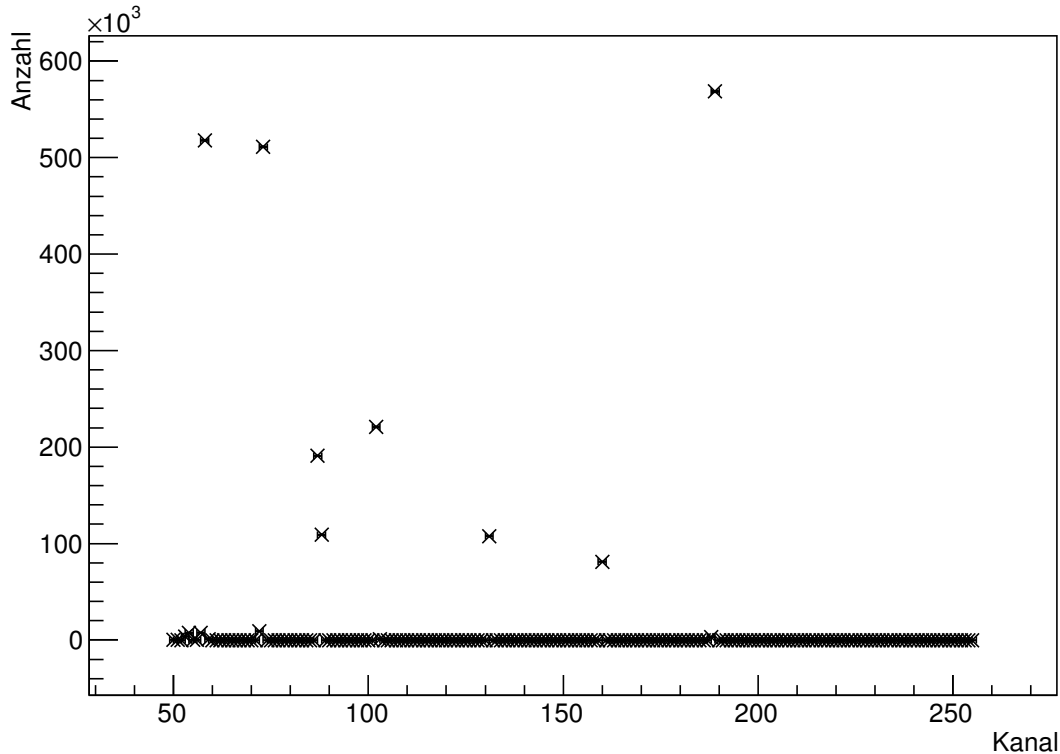


Abbildung 4.16: Messungen der Zeitkalibrierung

Bei der Aufnahme des  $^{57}\text{Co}$ -Spektrums ist dieses Verhalten allerdings nicht beobachtbar. Die verschiedenen Aufnahmen sind nicht eindeutig zuordenbar, aber aufgrund der Annahme, dass sich an die Versuchsanleitung gehalten wurde, sollten die Spektromaufnahmen mit beiden Szintillatoren und in beiden Ausrichtungen durchgeführt werden, das heißt, dass 4 verschiedene Aufnahmen in den Daten gefunden werden sollten. Dies ist der Fall und in keinem der Spektren ist eine reduzierte Zählrate im Bereich von Kanal 150 zu sehen. Deshalb sollten die dort verwendeten Bauteile dieses Verhalten nicht herbeiführen. Daher ist es sinnvoll anzunehmen, dass es von den Bauteilen resultiert, die bei den 3 genannten Messungen verwendet werden, aber nicht bei der Spektromaufnahme. Dies schränkt die Ursache auf die Delay-Einheiten und auf das TAC ein. Es ergibt wenig Sinn, dass die Delay-Einheit Signale diskriminiert, die eine gewisse Zeit nach Auftreten eines nicht von der Delay-Einheit registrierten Signals die Delay-Einheit durchlaufen. Daraus resultiert, dass im TAC höchstwahrscheinlich ein Fehler vorliegen musste. Die Verarbeitung eines Spannungsintervalls war wohl nicht optimal.

Dementsprechend ist der Bereich, in dem die Anpassungen durchgeführt werden, gerechtfertigt. Die Funktionen beschreiben die aufgenommenen Daten gut, das verminderte  $\chi^2$  liegt im Bereich

von 1. Für die Zerfallszeit ist nur der Parameter  $p1$  beider Funktionen wichtig. Dieser ist

$$p1 = 120 \pm 5 \text{ Kanal}^{-1} \equiv \frac{\tau}{t_{\text{Fak}}} \quad (4.18)$$

$$p1_{\text{ln}} = 139 \pm 7 \text{ Kanal}^{-1} \equiv \frac{\tau_{\text{ln}}}{t_{\text{Fak}}} \quad (4.19)$$

Mithilfe des Korrekturfaktors aus der Steigung der Zeitkalibrierung  $t_{\text{Fak}} \equiv p1 = 1.141 \pm 0.010 \text{ nsKanal}^{-1}$  ergeben sich damit die Zerfallskonstanten

$$\tau = 137 \pm 6 \text{ ns} \quad (4.20)$$

$$\tau_{\text{ln}} = 159 \pm 8 \text{ ns} \quad (4.21)$$

Die Halbwertszeit  $T_{1/2}$  lässt sich dann durch

$$T_{1/2} = \ln 2 \cdot \tau = 95 \pm 4 \text{ ns} \quad (4.22)$$

$$T_{\text{ln},1/2} = \ln 2 \cdot \tau_{\text{ln}} = 110 \pm 6 \text{ ns} \quad (4.23)$$

ermitteln. Damit liegt der Literaturwert aus [VER, S. 4] mit  $T_{1/2,\text{lit}} = 98 \text{ ns}$  im Konfidenzintervall des ersten und im  $2\sigma$  Bereich des zweiten Wertes. Dies suggeriert, dass die Zeitkanaleichung richtig abgeschätzt und die Messung korrekt durchgeführt wurde.



## 5 Zusammenfassung

Mithilfe von  $^{57}\text{Co}$  und  $^{241}\text{Am}$  wurde eine Energiekanaleichung durchgeführt, womit Energiefenster für die Messung der verzögerten Koinzidenzen eingestellt werden konnten. Des Weiteren wurden die Kanäle unter Verwendung des TACs auf Zeit geeicht, wodurch die Einstellung einer Verzögerung in der Größenordnung der erwarteten Halbwertszeit möglich war.

$$\text{Energiekanaleichung: } E(\text{Kanal}) = 2.56 \text{ keV} + \text{Kanal} \cdot 0.1383 \text{ keV} \quad (5.1)$$

$$\text{Zeitkanaleichung: } t(\text{Kanal}) = -49.05 \text{ ns} + \text{Kanal} \cdot 0.1889 \text{ ns} \quad (5.2)$$

Während für die Zeit die Gerade der wahrscheinliche theoretische Verlauf war, konnte bei der Energie aufgrund der geringen Stichprobenmenge keine Aussage darüber gemacht werden. Da die Messung der verzögerten Koinzidenzen nicht erfolgreich verlief, da ein defektes Kabel vorlag und somit keine guten Einstellungen gefunden werden konnten, wurde ein fremder Datensatz verwendet.

Unter Nutzung des Datensatzes „HP“ wurde die Zeitkanaleichung abgeschätzt

$$\text{Zeitkanaleichung: } t(\text{Kanal}) = -25.1 \text{ ns} + \text{Kanal} \cdot 1.141 \text{ ns} \quad (5.3)$$

wobei keine Aussage über deren Qualität gemacht werden konnte. Damit konnten durch einen Exponentialfit der Daten und einen Geradenfit der logarithmierten Daten zwei Halbwertszeiten ermittelt werden.

$$T_{1/2} = 95 \pm 4 \text{ ns} \quad (5.4)$$

$$T_{\ln,1/2} = 110 \pm 6 \text{ ns} \quad (5.5)$$

Der Literaturwert von  $T_{1/2,\text{lit}} = 98 \text{ ns}$  liegt einmal im 1 und einmal im  $2\sigma$ -Intervall.

# Literaturverzeichnis

- [OC] O.C. KISTNER, A.W. SUNYAR, *Excited States of  $^{57}\text{Fe}$  Populated in  $^{57}\text{Co}$  Decay*, Physical Review, 139. Ausgabe Nummer 2B, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 26. Juli 1965  
<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.139.B295>
- [JAP] H. JAPE, T.O. PASSELL, C.I. BROWNE, AND I. PERLMAN, *Gamma and X-Radiation in the Decay of  $^{241}\text{Am}$* , Physical Review, 97. Ausgabe Nummer 1, California, 7. September 1954  
<https://journals.aps.org/pr/pdf/10.1103/PhysRev.97.142>
- [VER] M. KÖHLER, M.KÖHLI *Versuchsanleitung, Fortgeschrittenen Praktikum Teil 1, Kurze Halbwertszeiten*, Universität Freiburg, 11. April 2011.

Aufnahme der Signale

- Bipolar + PA  $^{57}\text{Co}$ , Ausrichtung: beiden zu uns
- Unipolar + PA

Aufnahme der Energiespektren

Probe	Ausrichtung	Scintillator	Parameter
$^{57}\text{Co}$	radioaktiv beiden zu uns	rechts	shaping time: 0,5µs Coarse Gain: 50 Gain: 8,84
$^{57}\text{Co}$	"Radioaktiv" Schriftzug zu uns	rechts	shaping time: 0,5µs Coarse Gain: 50 Gain: 8,84
$^{57}\text{Co}$	"Radioaktiv" Schriftzug zu uns	links	MCA → Adjust Zero = -2,5% shaping time: 0,5µs Coarse Gain: 100 Gain: 9,60
$^{57}\text{Co}$	"Radioaktiv" <del>beiden</del> Schriftzug zu uns	links	MCA → Adjust Zero = -2,5% shaping time: 0,5µs Coarse Gain: 100 Gain: 9,60
$^{57}\text{Co}$	radioaktiv-beiden zu uns	rechts	MCA → Adjust Zero = -2,5% shaping time: 0,5µs Coarse Gain: 100 Gain: 2,22
$^{57}\text{Co}$	"Radioaktiv" Schriftzug zu uns	rechts	MCA → Adjust Zero = -2,5% shaping time: 0,5µs Coarse Gain: 100 Gain: 2,22
$^{241}\text{Am}$	Schriftzug oben	rechts	"

Setzen der Energie Fenster:

rechts: Gain: 5,0      10,0  
Coarse: 200      200  
Shaping: 0,5  $\mu$ s      0,5  
Upper level: 2,0 ~~Coarse~~ ~~kleiner~~  $\rightarrow$  0,80  
lower level: 1,0      0,05

Wenn das upper level kleiner ist, ist der Peak  
noch rechts abgeschnitten.      Adjust zero = 0,5%  
LLO = 4%.

links: Gain: 10,0  
Coarse: 100  
Shaping: 0,5  $\mu$ s  
Upper level: 4,50  
lower level: 4,20

rechts: Gain ~~10~~ 8,84  
Coarse 50  
Shaping 0,5  $\mu$ s  
Upper level 0,60  
lower level 0,05

links: Gain ~~8,84~~ 9,60  
Coarse 100  
Shaping 0,5  $\mu$ s  
Upper level 4,6  
lower level 3,88

$$3 \cdot 63,5_{\text{ns}} = 190,5$$

Delay	Channel
126,5	924
110,5	838
94,5	754
78,5	668
70,5	629
62,5	<del>588</del> 589
46,5	503
30,5	419
14,5	335
100	787
99,5	780
99	781
98	776
98,5	779

Reparaturversuch:

- Energiefenster kontrolliert
  - auch lower - upper level bei 14,4keV und 122,1keV komplett runter/hoch gedreht  $\Rightarrow$  minimal mehr Counts
- Gating mode umgestellt auf coin  $\Rightarrow$  ~~keine~~ keine Counts
- einzelne Kanal ausgetauscht  $\Rightarrow$  kein Effekt
- Delay komplett verstellt  $\Rightarrow$  kann Effekt sichtbar sein
- Signale am Oszilloskop getestet  $\Rightarrow$  vorhanden
- Range auf ~~un~~gedreht am Tak verändert  $\Rightarrow$  kein Effekt
- Coars und Gain variiert  $\Rightarrow$  ~~Spektrum~~ <sup>verändert</sup> ~~Spektrum~~ <sup>Spektrum</sup>
- auf Schalter umgelegt, danach zurück  $\Rightarrow$  kein Effekt

- 8

Messung Tag 2: wie vorherige Tag  
3683,46 s Messzeit,  
danach Abbau, da kein Klaren  
Reak ersichtlich

Neue Messung:  
multipliziere 100

	rechts	links
oben	0,05	3,88
unten	0,80	4,80