

Fortgeschrittenes Physik Lab SS19

## **Experiment: Szintillationszähler**

(Durchgeführt am: (07.-08).10.19 bei Patrick Scholer)

Erik Bode, Damian Lanzenstiel  
(Group 103)

17. Oktober 2019

### **Zusammenfassung**

???

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Radioaktiver Zerfall . . . . .	3
1.2	$\gamma$ Strahlung . . . . .	3
1.2.1	Wechselwirkungen von Materie mit $\gamma$ Photonen . . . . .	3
1.3	Nachweis von $\gamma$ Photonen . . . . .	4
1.3.1	Anorganischer Szintillator . . . . .	4
1.3.2	Organischer Szintillator . . . . .	4
1.3.3	Photomultiplier . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Signalverarbeitung</b>	<b>5</b>
2.0.1	Photomultiplier und Vorverstärker . . . . .	5
2.1	NIM-Module . . . . .	5
2.1.1	Hauptverstärker . . . . .	5
2.1.2	Multichannel Analyzer (MCA) . . . . .	6
2.1.3	Singlechannel Analyzer (SCA) . . . . .	6
2.1.4	Koinzidenz Einheit . . . . .	6
2.1.5	Timing Unit . . . . .	6
2.1.6	Gate Generator . . . . .	6
2.1.7	HEX-Counter . . . . .	6
2.2	Oszilloskop . . . . .	6
2.3	PC . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Verwendete Isotope</b>	<b>6</b>
3.1	Natrium . . . . .	6
3.2	Cobalt . . . . .	6
3.3	Europium . . . . .	7
3.4	Thorium . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>9</b>
4.1	Signalformen . . . . .	9
4.1.1	Einfluss der Parameter auf das Signal . . . . .	9
4.2	Energiespektren . . . . .	10
4.3	Koinzidenzmessung . . . . .	10
<b>5</b>	<b>Analyse der Energiespektren</b>	<b>16</b>
5.1	Untergrund . . . . .	16
5.2	Energiekalibrierung . . . . .	16
5.2.1	Natrium . . . . .	16
5.2.2	Cobalt . . . . .	17
5.2.3	Europium . . . . .	17
5.2.4	Energieeichung . . . . .	17
5.3	Thorium Spektrum . . . . .	17
5.4	Identifizierung der gemessenen Peaks . . . . .	23
5.4.1	Peak 1 . . . . .	23
5.4.2	Peak 2 . . . . .	23
5.4.3	Peak 3 . . . . .	24
5.4.4	Peak 4 . . . . .	24
5.4.5	Peak 5 . . . . .	25
5.4.6	Peak 6 . . . . .	25
5.4.7	Peak 7 . . . . .	25
5.4.8	Peak 8 . . . . .	26
5.4.9	Peak 9 . . . . .	26
<b>6</b>	<b>Auswertung der Winkelabhängigen Messung</b>	<b>32</b>
<b>7</b>	<b>Tabellen</b>	<b>33</b>

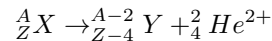
<b>8 Bilder</b>	<b>33</b>
<b>9 Bibliography</b>	<b>33</b>
<b>Literatur</b>	<b>33</b>
<b>10 Anhang</b>	<b>34</b>

# 1 Theorie

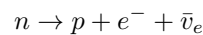
## 1.1 Radioaktiver Zerfall

Der beim radioaktiven Zerfall verwandelt sich ein instabiler Kern in einen leichteren unter Emission von Teilchen. Es existieren mehrere Arten von radioaktiven Zerfall:

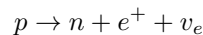
- $\alpha$   
Bei dieser Zerfallsart stößt der Kern einen Heliumkern (ohne Elektronen) aus. Die Veränderung folgt diesem Schema:



- $\beta^-$   
Bei dieser Zerfallsart zerfällt ein Neutron in ein Proton unter der Emission von einem Elektron und einem Antielektroneutrino.



- $\beta^+$   
Bei dieser Zerfallsart zerfällt ein Proton in ein Neutron unter Emission von einem Positron und Elektroneutrinos.



- Electron Capture  
Dieser Zerfall ist ähnlich zum  $\beta^+$  Zerfall, da auch ein Neutron in ein Proton umgewandelt wird. Der Unterschied hier ist, dass ein Elektron eingefangen wird.



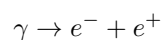
## 1.2 $\gamma$ Strahlung

Die Zerfällt ein Kern über die oben genannten Zerfälle, hat der Tochterkern oft noch eine Restenergie, da es zufällig ist welche Energie nach dem Zerfall entstehen. Die angeregten Tochterkerne geben diese überschüssige Energie in Form von  $\gamma$  Photonen ab. Die Energien der  $\gamma$  Photonen liegen zwischen keV bis MeV.

### 1.2.1 Wechselwirkungen von Materie mit $\gamma$ Photonen

Die Interaktion von  $\gamma$  Photonen ist Abhängig von der Masse des Interagierenden Kerns und der Energie des  $\gamma$  Photons.

- Photoelektrischer Effekt  
Hierbei wird das  $\gamma$  Photon direkt von einem Elektron absorbiert. Die Energie des Photons wird komplett in kinetische Energie umgewandelt. Die so entstandene Lücke wird mit Elektronen aus höheren Schalen unter Abstrahlung von Röntgenstrahlung und Augerelektronen gefüllt. Dieser Effekt findet meist bei einer Energie  $E_\gamma < 200 \text{ keV}$  und einer Atommasse von 50 statt.
- Compton Streuung  
Im Unterschied zum Photoelektrischen Effekt werden die  $\gamma$  Photonen nicht absorbiert sondern streuen an den Elektronen. Hierbei geben sie einen Teil ihrer Energie ab. Compton Streuung findet meist bei einer Energie von  $200 \text{ keV} < E_\gamma < 5 \text{ MeV}$  statt. Die Atommassen sind ähnlich zu denen des Photoeffekts.
- Paarbildung  
Wenn die Energie  $E_\gamma$  eine kritische Energie von  $1.022 \text{ MeV}$  überschreitet, kann Paarbildung auftreten. Wenn ein  $\gamma$  Quant in das elektromagnetische Feld eines Elektrons oder Atomkerns kommt, kann es sich in ein Elektron-Positron Paar aufspalten.



Dies erklärt auch die kritische Energie von  $1.022 \text{ MeV}$ , was die doppelte Ruhemasse eines Elektrons ist. Energie des  $\gamma$  Photons über dieser Schwelle wird als kinetische Energie der entstandenen Teilchen weitergegeben. Das entstandene Positron ist sehr kurzlebig und zerstrahlt kurz nach entstehen mit einem Elektron in zwei  $\gamma$  Photonen mit einer Energie von jeweils  $511 \text{ keV}$  unter einem Winkel von  $180^\circ$  zu einander.

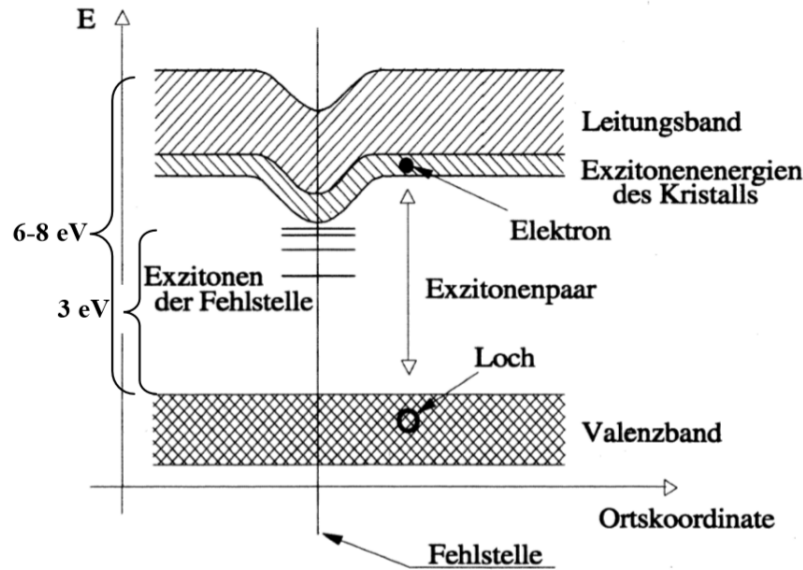


Abbildung 1: Bändermodell des Natriumiodid Szintillators, der mit Thallium dotiert ist. Entnommen aus [6]

### 1.3 Nachweis von $\gamma$ Photonen

Die hochenergetischen Photonen werden mittels eines Szintillators nachgewiesen. Dies sind Materialien, welche die  $\gamma$  Photonen absorbieren und in Photonen kleinerer Energien aufspalten. Diese werden mittels eines Photomultipliers Detektiert. Im allgemeinen unterscheidet man zwischen zwei Verschiedenen Szintillator Typen.

#### 1.3.1 Anorganischer Szintillator

Der in diesem Versuch verwendete anorganische Szintillator besitzt einen Natriumiodid Kristall, welcher mit Thallium dotiert ist. Die vom Kristall absorbierten  $\gamma$  Photonen besitzen die Energie, hunderte bis tausende Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband zu bewegen. An Stelle der Elektronen bleiben Löcher zurück. Nach einiger Zeit verlieren die angeregten Elektronen im Leitungsband ihre Energie unter Abstrahlung eines Photons. Ohne Dotierung würden die so emittierten Photonen wieder absorbiert werden und der Kristall wäre für diese undurchsichtig. Durch die Dotierung werden Aktivator Zentren erzeugt, an welchen der Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband weniger Energie benötigt. Dies ist in Abbildung 1 zu sehen. An diesen Aktivator Zentren rekombinieren die Elektron-Loch Paare unter Abgabe von Photonen auf Aktivator Niveau. Diese Photonen werden von der Mehrheit des Kristalls nicht Absorbiert und können vom Photomultiplier detektiert werden.

Die hohen Atomaren Massen der Gitteratome des Kristalls ermöglichen eine gute Absorption der  $\gamma$  Photonen. Das führt zu einer hohen Lichtausbeute und geringen statistischen Schwankungen. Deshalb ist der Natriumiodid Szintillator gut für Energiemessungen geeignet. Die An- und Abregung des Kristalls findet aber auf einer Zeitskala von  $100 \mu\text{s}$  statt, was die Zeitauflösung dieses Szintillators beschränkt.

#### 1.3.2 Organischer Szintillator

Der im Versuch verwendete Plastiksintillator gehört zur Gruppe der Organischen Szintillatoren. Hier erzeugen die  $\gamma$  Photonen geladene Teilchen, welche wiederum die Moleküle des Plastiks anregen. Diese übertragen die Energie auf Moleküle der Aktivatorsubstanz. Analog zum Anorganischen Szintillator haben diese auch eine unterschiedliche Energiedifferenz zwischen Angeregtem- und Grundzustand als die Moleküle des Plastiks. Die Photonen der Aktivatorsubstanz können deshalb Detektiert werden.

Die Abklingzeit des Plastiks beträgt  $8 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ , was in einer guten Zeitauflösung resultiert. Durch die niedrigeren Atommassen der Atome im Plastik ist eine Absorption der  $\gamma$  Photonen unwahrscheinlicher. Dies resultiert in einer schlechteren Energieauflösung.

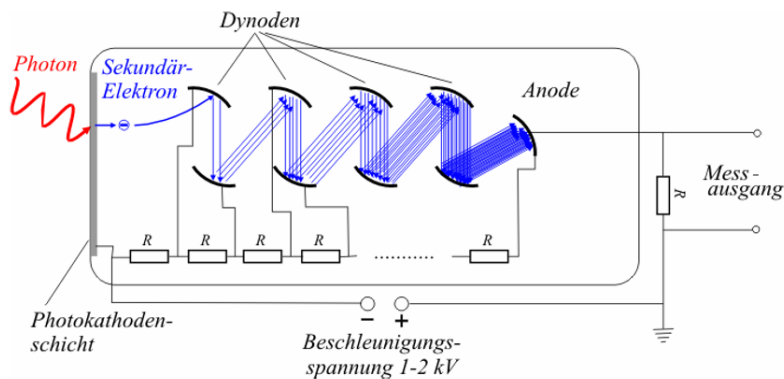


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers. Entnommen aus [6]

### 1.3.3 Photomultiplier

Der Aufbau eines Photomultipliers ist in Abbildung 2 zu sehen.

Die Photonen aus beiden Szintillatoren werden durch einen Photomultiplier detektiert. Eintreffende Photonen schlagen mittels des Photoeffektes Elektronen aus der Photokathode aus. Die Elektronen werden anschließend zu ersten Dynode mittels eines Elektrischen Feldes transportiert. Hier werden Sekundärelektronen ausgeschlagen. Diese werden anschließend vom Elektrischen Feld der nächsten Dynode angezogen, was zu einer kaskadierten Ladungsvervielfältigung führt.

## 2 Signalverarbeitung

### 2.0.1 Photomultiplier und Vorverstärker

Im Szintillatormaterial wird ein Einfallendes  $\gamma$  Photon in mehrere Photonen mit niedrigerer Energie umgewandelt. Diese entstehen kurz nach einander. Die Photonen werden im Photomultiplier detektiert und als Stromsignal ausgegeben.

Der Vorverstärker ist in diesem Versuch direkt in die Betriebseinheit des Photomultipliers eingebaut. Dies verkürzt die Signalleitungen und damit die Störanfälligkeit des Ladungssignals aus dem Photomultiplier. In diesem werden auch mehrere der Ladungsimpulse des Photomultipliers durch ein RC-Glied integriert und in leichter zu übertragende Spannungspulse umgewandelt. Diese werden anschließend durch den Hauptverstärker weiterverarbeitet.

## 2.1 NIM-Module

NIM (Nuclear Instrument Module) ist ein Standard für Messeinstrumente der Nuklearphysik. Es ist ein Modulares System, bei welchem die einzelnen Messgeräte eine standardisierte Größe besitzen und an der Rückseite Standardisierte Anschlüsse zur Energieversorgung besitzen. Alle in diesem Versuch verwendete Signalverarbeitungselektronik außer dem Vorverstärker, Oszilloskop und PC besitzt diesen Standard.

### 2.1.1 Hauptverstärker

Der Hauptverstärker Verstärkt die schwachen Signale des Vorverstärkers in Signale mit größerer Amplitude. Die Verstärkung ist grob und fein Einstellbar. Außerdem ist die Shaping-Time konfigurierbar, also die Zeit in welcher die Signale zur weiteren Verarbeitung geformt werden. Es ist darauf zu achten, dass die Shaping-Time die Anstiegszeit des zu verstärkenden Signals nicht unterschreitet sodass die Energieinformationen des Signals nicht verloren gehen. Aber die Shaping-Time sollte so kurz wie möglich gewählt werden, sodass die Totzeit des Detektors minimiert ist.

Die Amplitude der Signale des Hauptverstärkers ist Proportional zur Energie der Detektierten Teilchen.

### 2.1.2 Multichannel Analyzer (MCA)

Der MCA Sortiert die eingehenden Signale anhand ihrer Amplitude in verschiedene Kanäle ein und speichert diese bzw. sendet sie an den PC. Die Amplitude der Signale variiert zwischen den Verschiedenen Versuchsaufbauten, sodass eine Kalibriermessung an einem bekannten Isotop durchgeführt werden muss, um den aktuellen Zusammenhang zwischen Detektor Kanal und Energie zu bestimmen.

### 2.1.3 Singlechannel Analyzer (SCA)

Der SCA dient zur Signaldiskriminierung. Es ist ein Fenster Einstellbar, sodass alle Signale höherer oder niedrigerer Amplitude als eingestellt ignoriert werden.

### 2.1.4 Koinzidenz Einheit

Die Koinzidenzeinheit vergleicht zwei eingehende negative Rechtecksignale, ob diese Zeitgleich vorliegen. Ist dies der Fall wird ein negatives Rechtecksignal ausgegeben.

### 2.1.5 Timing Unit

Die Timing Unit modifiziert ein eingehendes negatives Rechtecksignal. Es ist möglich, die Dauer des Signals anzupassen und die Polarität umzukehren.

### 2.1.6 Gate Generator

Bei einem eingehenden Signal am Gate Generator leitet dieser für eine gewisse Zeit, Signale weiter. Sonst blockiert er die Signale.

### 2.1.7 HEX-Counter

Der HEX-Counter ist ein Zählgerät, welches für einen gewissen, einstellbaren Zeitraum die eingehenden negativen Impulse zählt.

## 2.2 Oszilloskop

Das Oszilloskop zeichnet Spannungssignale gegenüber der Zeit auf. Es kann diese Signale auch dauerhaft speichern. Es ist darauf zu achten, die Impedanz des Oszilloskops an die der NIM-Module anzupassen, da die Eingangsimpedanz des Oszilloskops  $1\text{ M}\Omega$  beträgt. Dies kann durch eine Reihenschaltung von Oszilloskop und  $50\text{ }\Omega$  Widerstand erreicht werden.

## 2.3 PC

Der PC kann die Daten des MCA auslesen und zur Weiterverarbeitung abspeichern. Hierzu stehen mehrere Dateiformate zur Verfügung. Bei einer Auswertung in Python ist das \*.TKA Format empfohlen.

# 3 Verwendete Isotope

Während des Versuches wurden die Nachfolgenden Isotope verwendet. Es werden nur die erwarteten deutlich Messbaren Zerfälle gelistet.

## 3.1 Natrium

Das ( $^{22}\text{Na}$ ) Isotop von Natrium zerfällt am häufigsten mittels  $\beta^+$  Zerfall in den Angeregten Zustand von  $^{22}\text{Ne}$ . Die überschüssige Energie des Neon Kerns wird in Form eines  $\gamma$  Photons der Energie  $1275\text{ keV}$  Abgegeben. Da diese Photon über der kritischen Energie liegt, sollte auch ein Vernichtungsspeak bei  $511\text{ keV}$  messbar sein. Das genaue Zerfallsschema ist in Abbildung 3 zu erkennen.

## 3.2 Cobalt

Das hier verwendete  $^{60}\text{Co}$  Isotop zerfällt über einen  $\beta^-$  Zerfall in  $^{60}\text{Ni}$  im angeregten Zustand. Dieser gibt seine Energie in der Regel in zwei schritten über  $\gamma$  Photonen der Energien  $1333$  und  $1173\text{ keV}$  ab. Das genaue Zerfallsschema ist in Abbildung 4 zu erkennen.

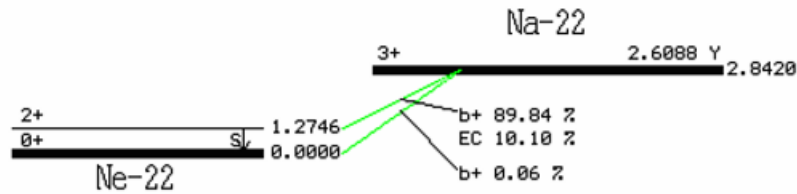


Abbildung 3: Das Zerfallsschema des verwendeten  $^{22}\text{Na}$  Isotops mit allen möglichen Übergängen. Die Energien sind in MeV angegeben. Entnommen aus [6]

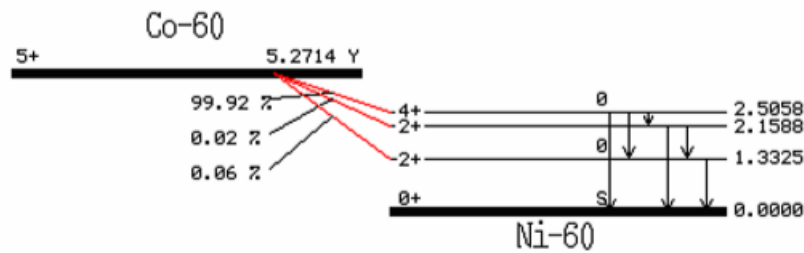


Abbildung 4: Das Zerfallsschema des verwendeten  $^{60}\text{Co}$  Isotops mit allen möglichen Übergängen. Die Energien sind in MeV angegeben. Entnommen aus [6]

### 3.3 Europium

Das Zerfallsschema von  $^{152}\text{Eu}$  ist viel komplexer als die von Cobalt und Natrium, weshalb nur die beiden intensivsten Übergänge erwähnt werden, welche auch zur Energie Eichung verwendet wurden. Hierbei handelt es sich um die Zerfälle mit Tochterkernen  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{152}\text{Gd}$  bei welchen jeweils  $\gamma$  Photonen der Energien 122 keV und 344 keV emittiert werden. Diese Vereinfachung ist in Abbildung 5 sichtbar.

### 3.4 Thorium

Das hier verwendete  $^{228}\text{Th}$  Isotop zerfällt über  $\alpha$  und  $\beta$  Zerfall unter der Emission von  $\gamma$  Photonen mit vielen Verschiedenen Energien zu  $^{208}\text{Pb}$ . Die Zerfallsreihe ist in Abbildung 6 zu sehen. Die genaue Zerfallsreihe ist zu komplex um hier genauer darauf einzugehen. Es werden in der Auswertung die Beobachteten  $\gamma$  Photonen den respektive Übergängen zuzuordnen. Mehr Details zu den einzelnen Zerfällen sind in der Staatsexamensarbeit von T.Kotyk [6] zu finden.

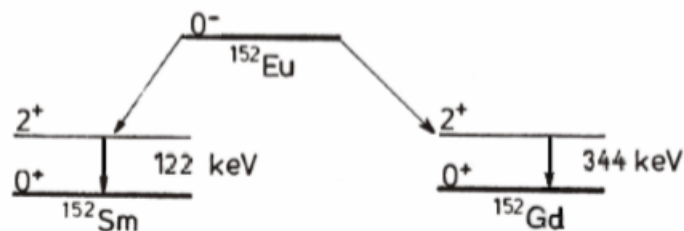


Abbildung 5: Das Zerfallsschema des verwendeten  $^{152}\text{Eu}$  Isotops mit beiden wahrscheinlichsten Übergängen. Entnommen aus [6]



Thorium – Reihe							Ra-228 5,7 a	←	Th-232 $1,4 \cdot 10^{10}$ a
								↘	Ac-228 6,13 h
	Pb-212 10,6 h	←	Po-216 0,15 s	←	Rn-220 55,6 s	←	Ra-224 3,64 d	←	Th-228 1,9 a
Tl-208 3,1 m	← 36,2 %	Bi-212 60,6 m							
	Pb-208 stabil	←	Po-212 0,3 $\mu$ s						

Abbildung 6: Die Zerfallsreihe des verwendeten  $^{228}\text{Th}$  Isotops mit allen Zwischenprodukten. Entnommen aus [6]

## 4 Versuchsdurchführung

Während des Versuches sollten als erstes die Signale verschiedener Geräte aufgezeichnet werden sowie die nötigen Verstärkerparameter bestimmt werden. Anschließend sollten die Spektren verschiedener Isotope mit dem anorganischen Szintillator aufgezeichnet werden. Die Spektren der Natrium, Cobalt und Europium Proben sollten zur Energieeichung für das Spektrum von Thorium verwendet werden. Der genaue Ablauf steht im nachfolgenden Teil, die Schaltung hierzu in Abbildung 11 zu finden. Anschließend wurde mittels der Koinzidenzmethode die Winkelverteilung der Natrium Vernichtungsphotonen vermessen. Hierbei wurde der organische Szintillator auf verschiedene Winkel eingestellt und um die Probe bewegt. Der anorganische Szintillator war fixiert und lieferte das Energiesignal zur Unterscheidung, dass nur die relevanten Signale gemessen wurden. Die Schaltung zu diesem Versuchsteil ist in Abbildung 11 zu finden.

### 4.1 Signalformen

Zunächst wurden die Signale aus beiden Vorverstärkern mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Diese sind in den Abbildungen 7 und 8 zu sehen.

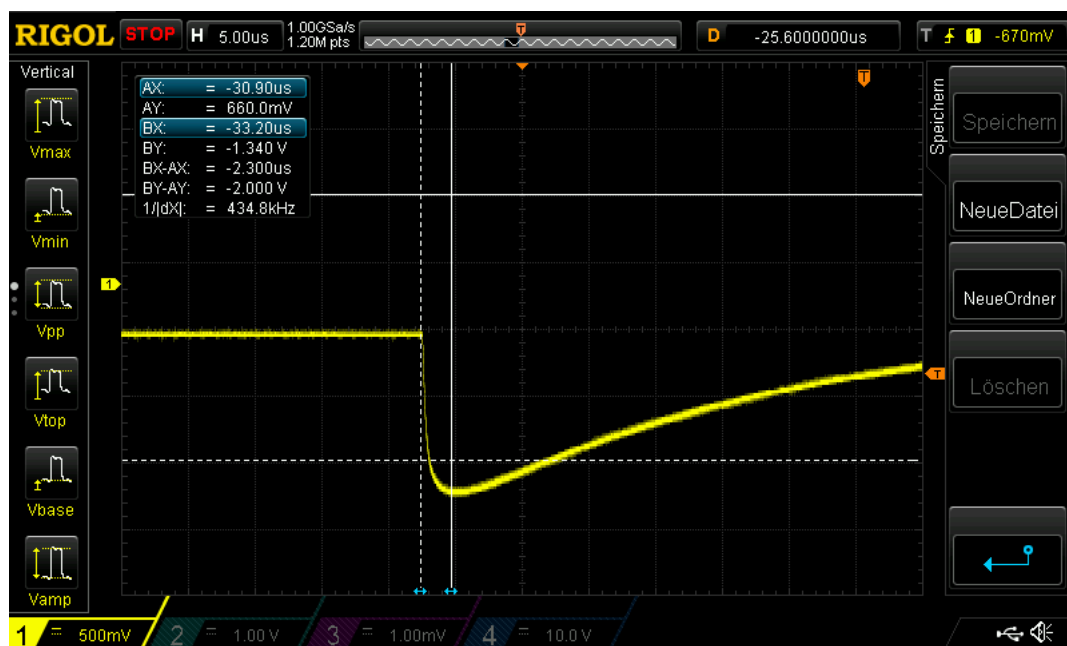


Abbildung 7: Im Bild ist das Signal des Vorverstärkers des Anorganischen Szintillators zu sehen. Zusätzlich ist die benötigte Zeit von Beginn des Signals bis Erreichen der maximalen Amplitude aufgetragen.

Aus den Abbildungen wird ersichtlich, dass man für den Anorganischen Szintillator eine Shaping-Time von mindestens  $2\mu\text{s}$  und für den Organischen eine von min.  $8\text{ ns}$  nötig wäre. Für den Anorganischen Szintillator konnten  $2\mu\text{s}$  gewählt werden, für den Organischen mussten leider  $500\text{ ns}$  eingestellt werden, da dies die kleinste Einstellung war.

Anschließend wurden die Signale des Hauptverstärkers an den anorganischen Szintillator mit dem Oszilloskop untersucht, zur Analyse der Signalform des Ausgangssignals und um sicherzustellen, dass keine Sättigung des Signals auftritt. Alle Ausgänge funktionierten und gaben die erwarteten Signale aus. Diese sind in den Abbildungen 9 und 10 sichtbar.

#### 4.1.1 Einfluss der Parameter auf das Signal

Während dem Einstellen der Geräte wurden die Signale durchgehend auf dem Oszilloskop oder am PC beobachtet. Hier fiel auf, dass wenn die Shaping-Time zu niedrig eingestellt war, das Signal des Hauptverstärkers eine viel geringere Amplitude als bei höheren Einstellungen ausgab. Wurde die Shaping-Time zu groß gewählt, wurde kaum eine Veränderung bemerkt. Bei Verstellen der Verstärkung fiel auf, dass nach Überschreiten einer Ausgangsspannung von  $\approx 10\text{ V}$  sich eine Sättigung zeigte: Das erwartete Signal wurde über dieser Spannung abgeschnitten und auf sie zurückgesetzt.

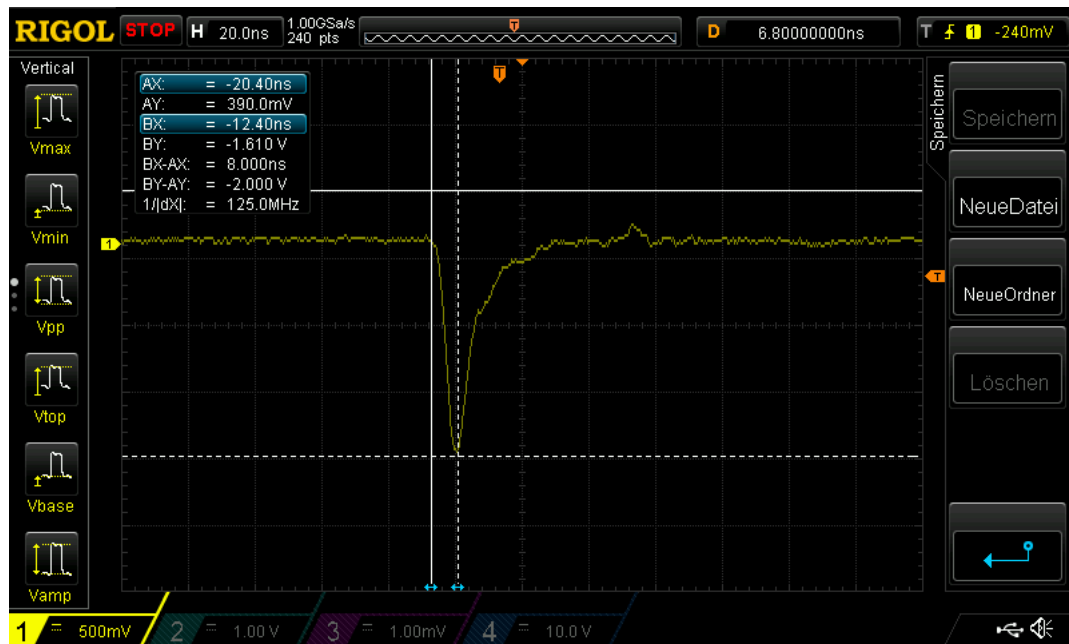


Abbildung 8: Im Bild ist das Signal des Vorverstärkers des Organischen Szintillators zu sehen. Zusätzlich ist die benötigte Zeit von Beginn des Signals bis Erreichen der maximalen Amplitude aufgetragen.

Die Upper- und Lower Level des SCA hatten keinen Einfluss auf die Signalform, es musste deshalb mittels des Gate Generators und MCA das Signal am PC ausgewertet werden um eine korrekte Einstellung zu gewährleisten.

## 4.2 Energiespektren

Nach Einstellen der Verstärker wurde nun das unipolare Signal des anorganischen Szintillators mit dem MCA verbunden. Dies ist sichtbar in der Abbildung 11. Dies wurde gewählt, da hier die gemessene Amplitude des Signals stärker von Energieänderungen abhängig ist als beim bipolaren Signal. Nun wurde eine Testmessung an Natrium ( $^{22}\text{Na}$ ) durchgeführt, um die benötigte Kanalanzahl zu bestimmen. Letztendlich wurde entschieden, dass 8192 Kanäle ausreichend wären und die vollen 16384 Kanäle des MCA eine zu genaue Aufteilung der eingehenden Signale und damit zu lange Messzeiten verursachen würden.

Anschließend wurde nichts mehr an diesem Teil des Aufbaus verändert. Nun wurden die Kalibriermessungen mit Natrium ( $^{22}\text{Na}$ ), Cobalt ( $^{60}\text{Co}$ ) und Europium ( $^{152}\text{Eu}$ ) gestartet. Diese geben leicht erkennbare Referenzpeaks, welche für eine Energieeichung des MCA genutzt werden. Am Ende der Referenzmessungen wurde festgestellt, dass die Natrium Probe während der Cobalt Messung zu nahe am Detektor stand und diese beeinträchtigte. Deshalb wurde sie wiederholt. Anschließend daran wurden die Untergrundmessungen durchgeführt, zwei weil die erste über eine zu kurze Zeitspanne durchgeführt wurde.

Nachdem diese Vorbereitungen abgeschlossen waren, wurde die Übernachtsmessung von Thorium ( $^{228}\text{Th}$ ) durchgeführt.

## 4.3 Koinzidenzmessung

Zur Koinzidenzmessung wurden als Vorbereitung nach erster Untergrundmessung der Energiespektren die Ausgänge des Hauptverstärkers betrachtet. Hierbei wurde die Natrium Probe als Signalquelle gewählt, da diese auch bei der Koinzidenzmessung verwendet wird. Die uni- und bipolaren Signale unterscheiden sich hier aber kaum, was aus den Abbildungen 12 und 13 hervorgeht. Dies ist dennoch bei der eigentlichen Messung vernachlässigbar.

Am nächsten Tag wurde die Koinzidenzschialtung nach Abbildung 14 aufgebaut. Es wird die Natrium Probe für alle weiteren Messungen verwendet. Die Energiefenster des SCA wurden mittels des MCA und des PC auf den 511 keV Vernichtungspeak des Natriumspektrums eingestellt. Anschließend wurden die Signale des SCA mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Diese sind in den Abbildungen 15 und 16 zu finden. Anschließend wurde das Ausgangssignal der Timing-Unit eingestellt und aufgezeichnet. Es



Abbildung 9: Im Bild ist das bipolare Signal des Hauptverstärker des anorganischen Szintillators zu sehen. Zusätzlich sind die korrespondierenden Signale des Vorverstärkers sichtbar.

sieht analog zum positiven Signal des SCA aus, nur ist das Plato negativ im Vergleich zur Nulllinie. Anschließend wurde die Verzögerung der Signale zueinander soweit angepasst, dass die Mehrheit der Signale überlappte.

Nun wurde mit der Koinzidenzmessung begonnen. Der organische Szintillator wurde in die  $0^\circ$  Stellung gebracht um die Messzeit festzulegen. Es wurden 100s Gewählt, was zu einem relativen Fehler von  $\approx 3\%$  ergab. Anschließend wurde von  $0^\circ$  beginnend Messungen bei unterschiedlichen Winkeln in immer größer werdenden Schritten durchgeführt. Als das erste mal  $90^\circ$  erreicht wurde, ist eine Hintergrundmessung mit Messzeit 1000s durchgeführt worden. Anschließend wurde erneut von  $0^\circ$  gestartet und in die andere Richtung gemessen. Hier wurde bei  $90^\circ$  keine Untergrundmessung durchgeführt.

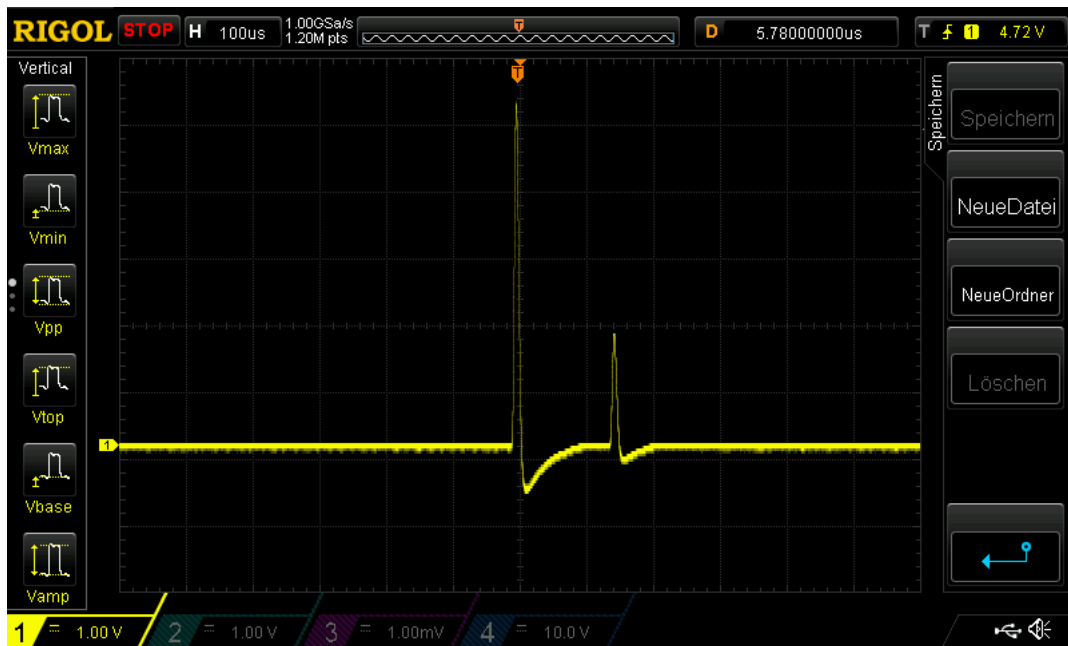


Abbildung 10: Im Bild ist das unipolare Signal des Hauptverstärker des anorganischen Szintillators zu sehen.

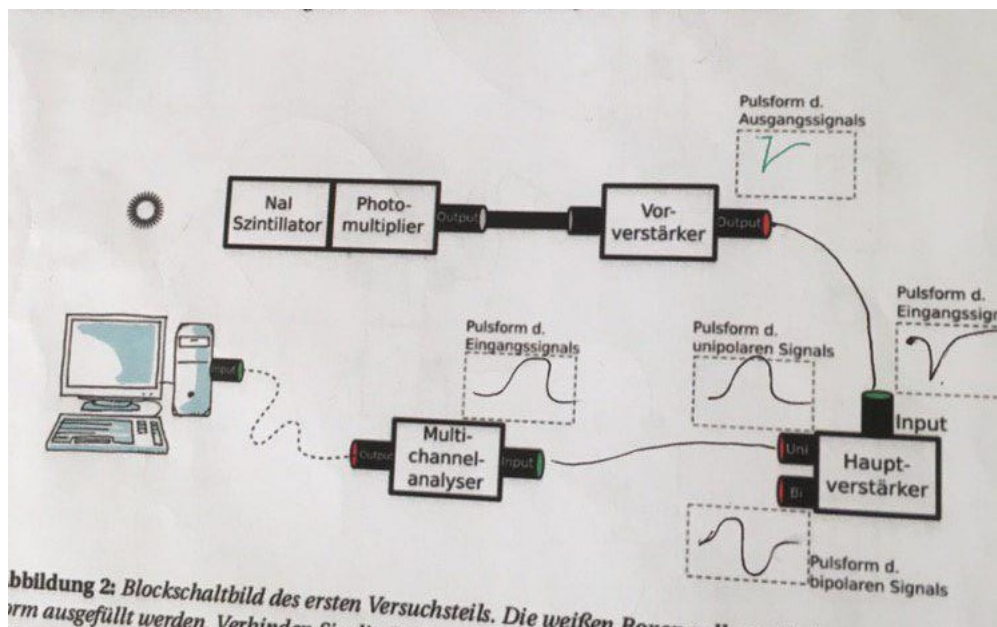


Abbildung 11: Der schematische Aufbau für die Messung der Energiespektren sowie die Signalformen der ein- und ausgehenden Signale sind hier eingezeichnet.

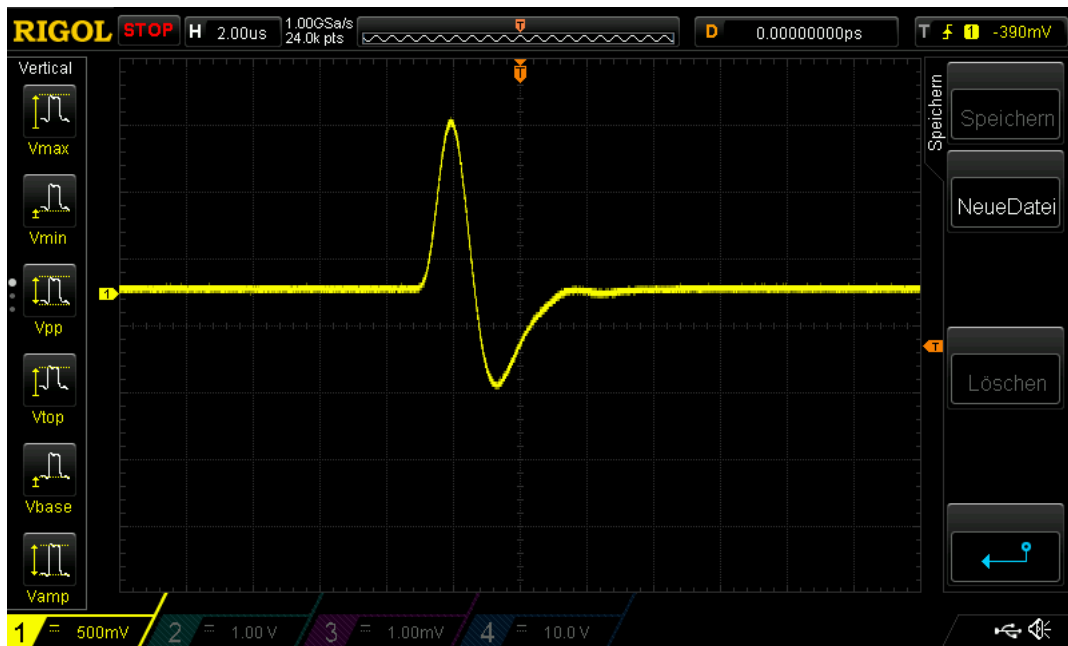


Abbildung 12: Im Bild ist das unipolare Signal des Hauptverstärker des organischen Szintillators zu sehen. Es ist Auffällig, dass sich unipolares und bipolares Signal dieses Verstärkers sehr ähneln.

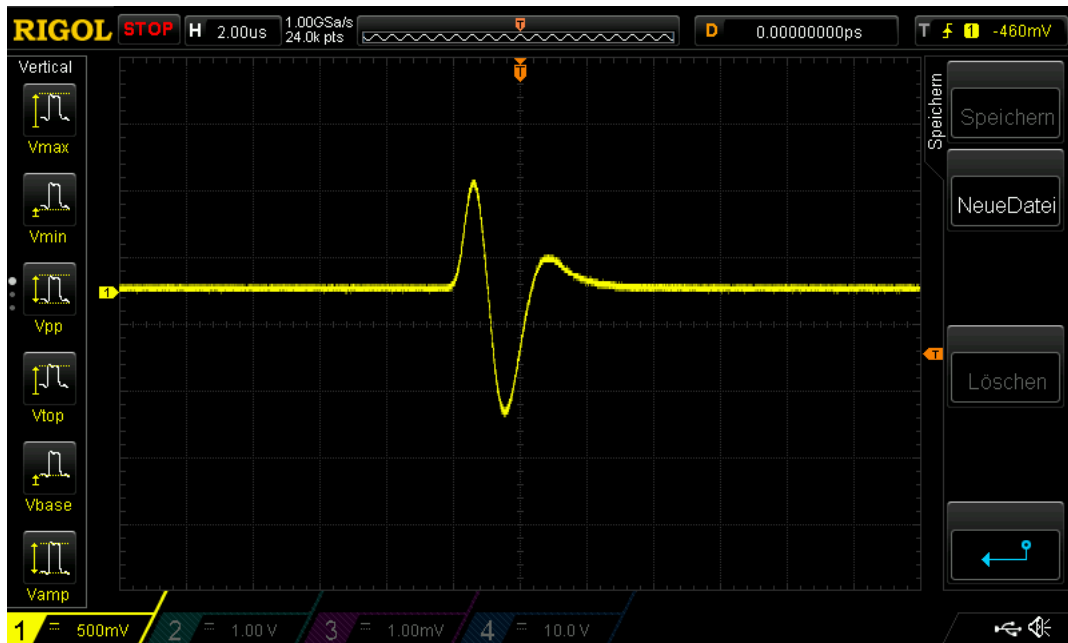


Abbildung 13: Im Bild ist das unipolare Signal des Hauptverstärker des organischen Szintillators zu sehen.

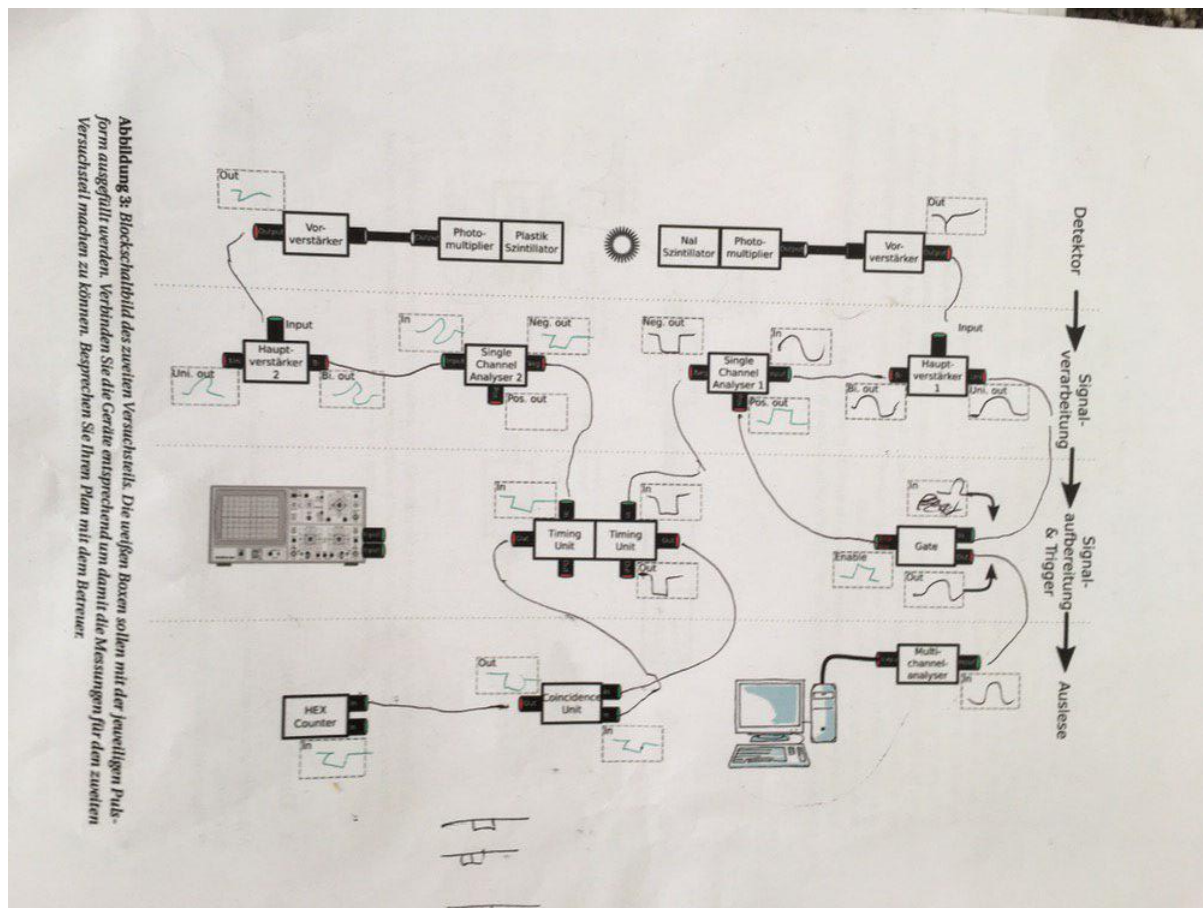


Abbildung 14: Der schematische Aufbau für die Koinzidenzmessung sowie die Signalformen der ein- und ausgehenden Signale sind hier eingezeichnet.

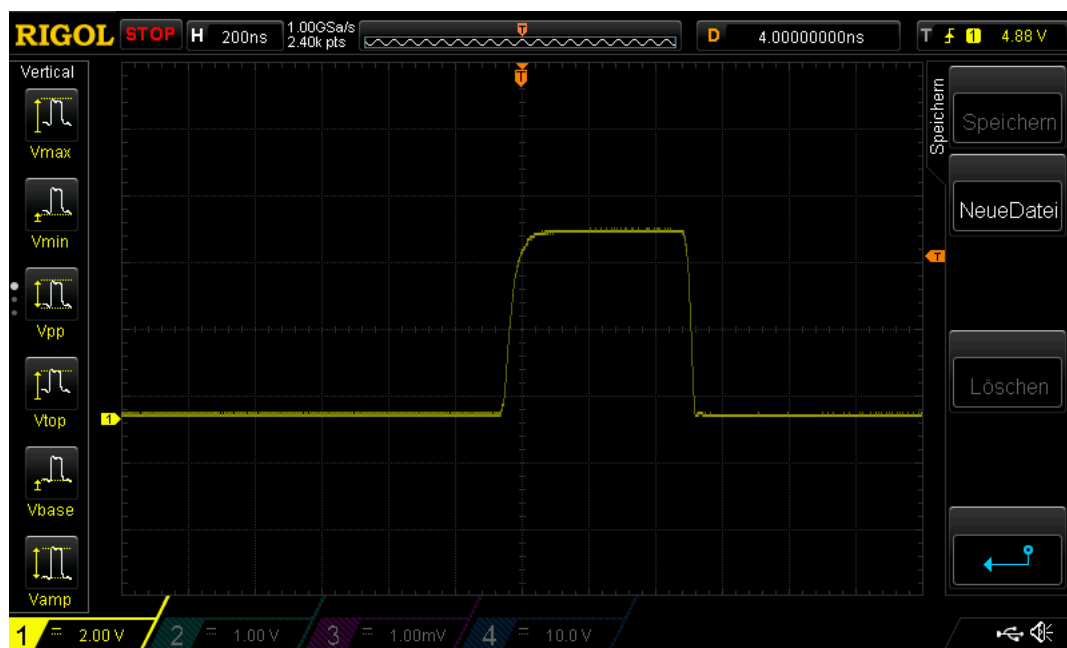


Abbildung 15: Im Bild ist das positive Signal des SCA sichtbar. Die Signalform ist vergleichbar mit den sonstigen Rechtecksignalen.

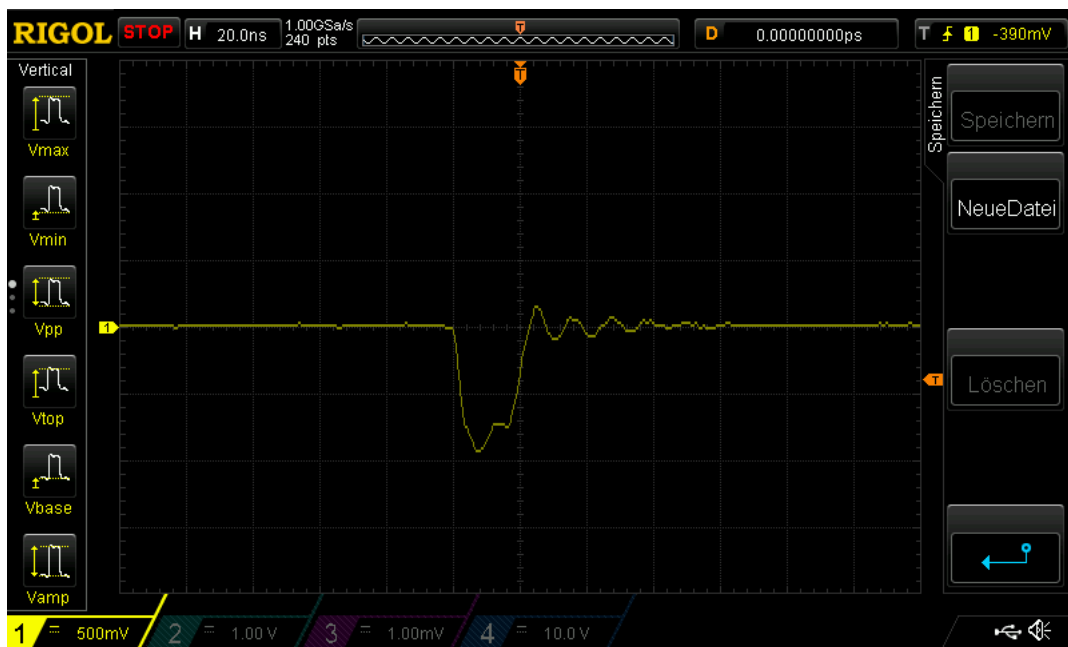


Abbildung 16: Im Bild ist das negative Signal des SCA sichtbar.



## 5 Analyse der Energiespektren

Da leider nicht alle Messungen über die selbe Zeit aufgenommen wurden, mussten diese über die Messdauer normiert werden, es wurden also immer die Zählraten anstatt der Counts verwendet. Diese Normierung wurde immer nach Berechnung der statistischen Fehler des Datensatzes über die Formel 1 durchgeführt. Die Fehler wurden nach der Formel 2 fortgepflanzt.

$$\Delta_N = \sqrt{N} \quad (1)$$

$$\Delta_{\frac{N}{t}} = \frac{\Delta_N}{t} \quad (2)$$

### 5.1 Untergrund

Zu Beginn wurde die Untergrundmessung ausgewertet, da diese benötigt wird um alle weiteren Messungen zu korrigieren. Es wurde statt einer langen Messung zwei kürzere aufgenommen, was durch addieren der Counts pro Bin behoben wurde. Für die resultierende Datenreihe wurden wie oben beschrieben die statistischen Fehler berechnet und die Normierung durchgeführt. Die zur Hintergrundkompensation genutzte Datenreihe ist in Abbildung 17 zu sehen.

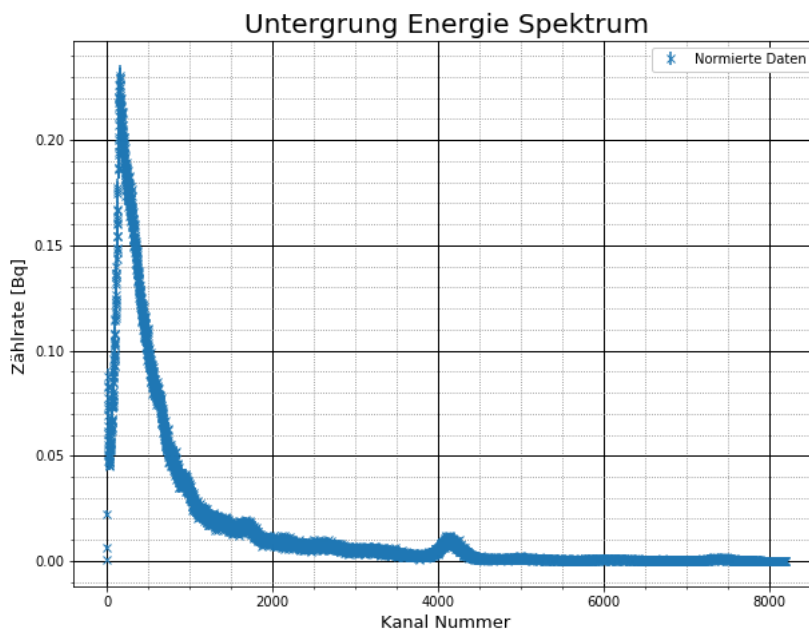


Abbildung 17: Im Bild ist der Hintergrund Datensatz zu sehen. Es wurde die Zählrate pro Kanal aufgetragen.

### 5.2 Energiekalibrierung

Um den aktuellen Zusammenhang zwischen Kanälen des MCA und Energie der Detektierten  $\gamma$  Photonen zu bestimmen, wurden die bekannten Peaks der Spektren von Natrium, Cobalt und Europium verwendet. Die so gewonnenen Zusammenhänge wurden auf den gesamten Bereich extrapoliert. Es wurden immer die statistischen Fehler in den Fits berücksichtigt.

#### 5.2.1 Natrium

Für das Spektrum der  $^{22}\text{Na}$  Probe wurden zwei Peaks erwartet, die Intensität des mit niedrigerer Energie einen deutlich größer als die des höher energetischen Peaks. Genau dies wurde beobachtet, somit konnten erfolgreich die Kanal-Energie Zusammenhänge für den 511 und 1275 keV Peak bestimmt werden. Hierzu wurden zunächst Analog zur Hintergrundmessung die statistischen Fehler bestimmt und die Counts

in die Zählrate umgerechnet. Anschließend wurde eine Gaußkurve (nach Gleichung 3) mittels Python [5] gefittet. Die Mittelpunkte der Peaks ( $\mu$ ), welche für die Kalibrierung verwendet wurden sind der Abbildung 18 zu entnehmen.

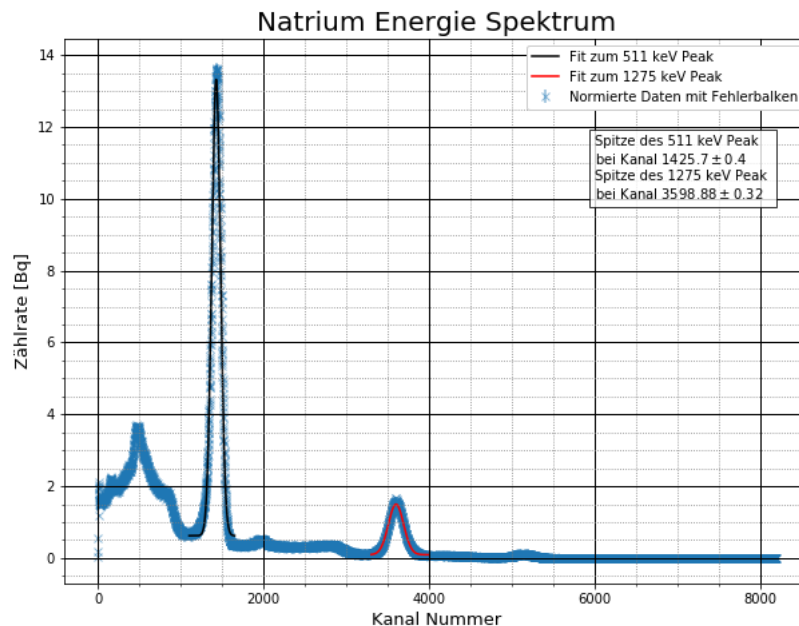


Abbildung 18: Im Bild ist das Natrium Spektrum zu sehen. Es wurde die Zählrate pro Kanal aufgetragen und die Fits eingezeichnet. Zusätzlich sind die  $\mu$  Werte der gefitteten Kurven eingetragen.

$$f(x, \mu, \sigma, A, B) = B + A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (3)$$

### 5.2.2 Cobalt

Für das zur Kalibrierung verwendete Spektrum von  $^{60}\text{Co}$  wurde analog zur Analyse des Natriumspektrums vorgegangen. Hier wurden zwei Peaks mit den Energien 1173 und 1333 keV erwartet. Diese konnten ohne größere Probleme gefunden und gefittet werden. Die relevanten Werte sind aus Abbildung 19 zu entnehmen.

### 5.2.3 Europium

Durch die höhere Komplexität des Zerfalls von  $^{152}\text{Eu}$  wurden im gemessenen Spektrum viele Peaks aufgezeichnet. Mit der Natriummessung als Referenz konnten die ungefähren Kanäle für die Energien von 122 und 344 keV bestimmt werden und analog zu den anderen beiden Messungen die Auswertung durchgeführt werden. Die relevanten Werte sind aus Abbildung 20 zu entnehmen. Durch

### 5.2.4 Energieeichung

Die in den vorherigen Abschnitten gewonnenen Energie-Kanal paare wurden nun aufgetragen und eine Linie wurde gefittet. Diesen Fit und die Parameter können in Abbildung 21 gefunden werden. Beim fit wurden die Fehler der Kanalnummer berücksichtigt, da die Energien ohne Fehler angenommen werden.

## 5.3 Thorium Spektrum

Das  $^{228}\text{Th}$  Spektrum ist viel komplexer als die vorherigen. Es wurden 9 Peaks gefittet, wobei die Abbildungen hierzu im Anhang zu finden sind. Der 3. Peak ist ein Doppelpeak, sodass nicht die übliche Funktion (3) sondern eine Kombination aus zwei solcher Funktionen (4) gefittet wurde. Es wurde auch

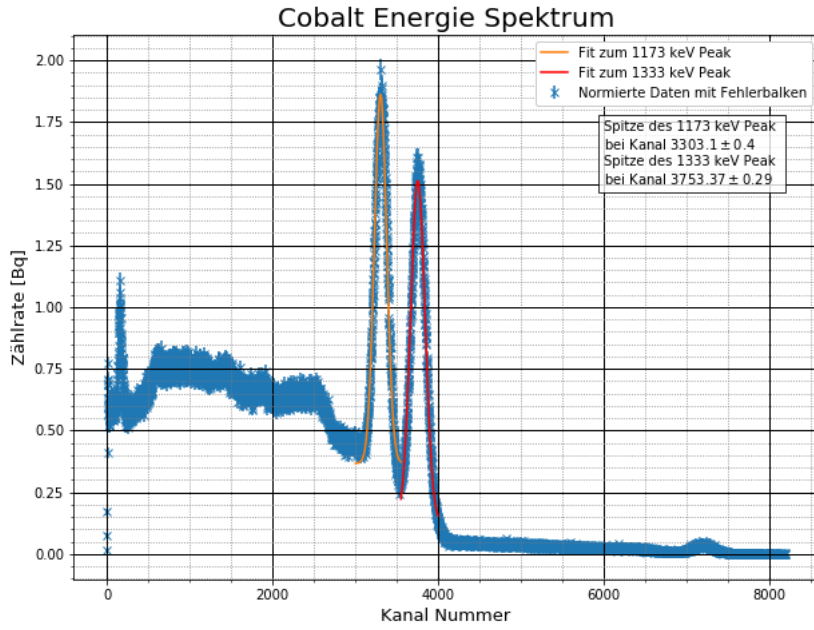


Abbildung 19: Im Bild ist das Cobalt Spektrum zu sehen. Es wurde die Zählrate pro Kanal aufgetragen und die Fits eingezeichnet. Zusätzlich sind die  $\mu$  Werte der gefitteten Kurven eingetragen.

weiterhin Python [5] verwendet. Es wurden weiterhin die Statistischen Fehler berücksichtigt, da die Fehler auf die Energie viel kleiner sind.

$$f(x, \mu, \mu_2, \sigma, \sigma_2, A, A_2, B) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}} + A_2 \cdot e^{-\frac{(x-\mu_2)^2}{2 \cdot \sigma_2^2}} + B \quad (4)$$

In Abbildung 22 ist das gesamte Thorium Spektrum in Logarithmischer Skala aufgetragen. Anschließend wurden kleinere Ausschnitte aufgetragen, dass die einzelnen Peaks besser erkennbar sind. Im Spektrum bis 500 keV (Abb. 23) wurden alle 5 Peaks gefittet. Im Spektrum von 500 bis 1000 keV (Abb. 24) wurden alle 3 gut sichtbaren Peaks gefittet. Am Ende wurde noch der gut sichtbare Peak bei  $\approx 3700$  keV gefittet. Die Energien der gefitteten Peaks sind auf den Abbildungen der jeweiligen Peaks in der Zuordnung zu finden Die Mittelpunkte ( $\mu$ ) der gefitteten Kurven wurden in der Tabelle ?? eingetragen.

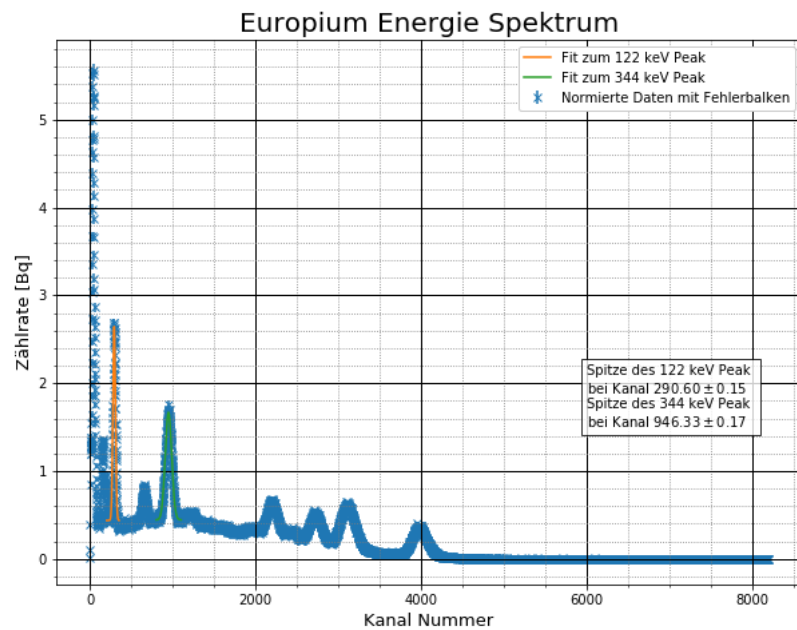


Abbildung 20: Im Bild ist das Europium Spektrum zu sehen. Es wurde die Zählrate pro Kanal aufgetragen und die Fits eingezeichnet. Zusätzlich sind die  $\mu$  Werte der gefitteten Kurven eingetragen.

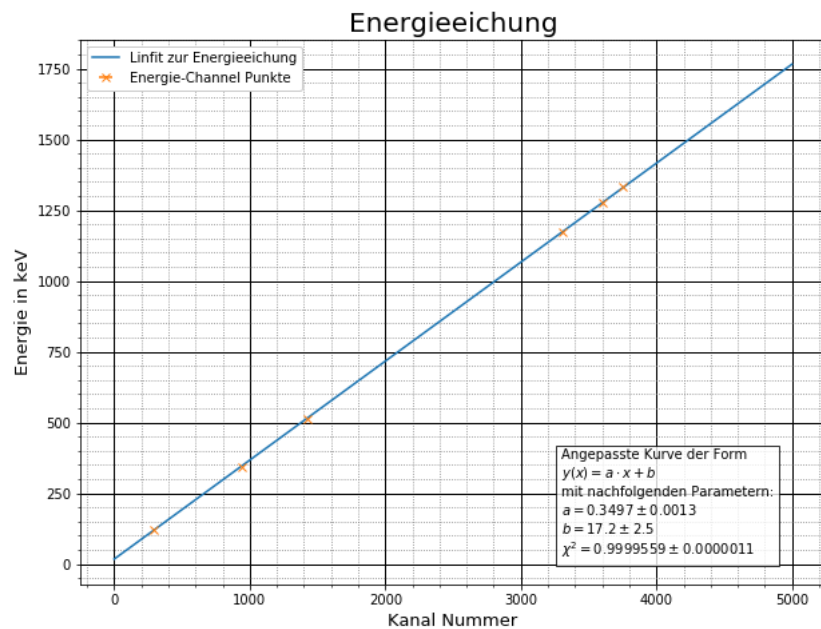


Abbildung 21: Hier wurden die Kanal-Energie Paare aufgetragen und eine Kurve gefittet. Die Funktion und deren Parameter sowie die Güte sind zusätzlich eingetragen.

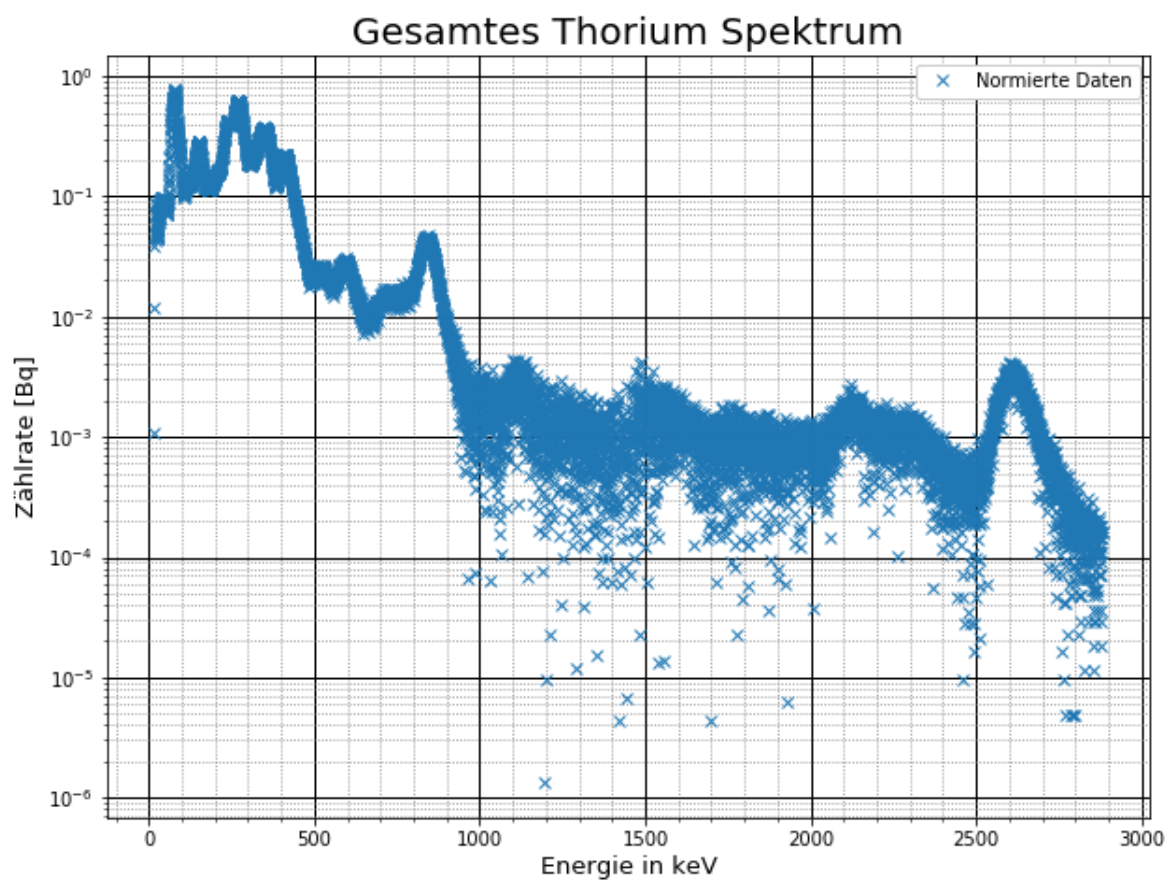


Abbildung 22: Thorium Spektrum in log. Skala, sodass alle Peaks mit stark variierenden Zählraten sichtbar sind.

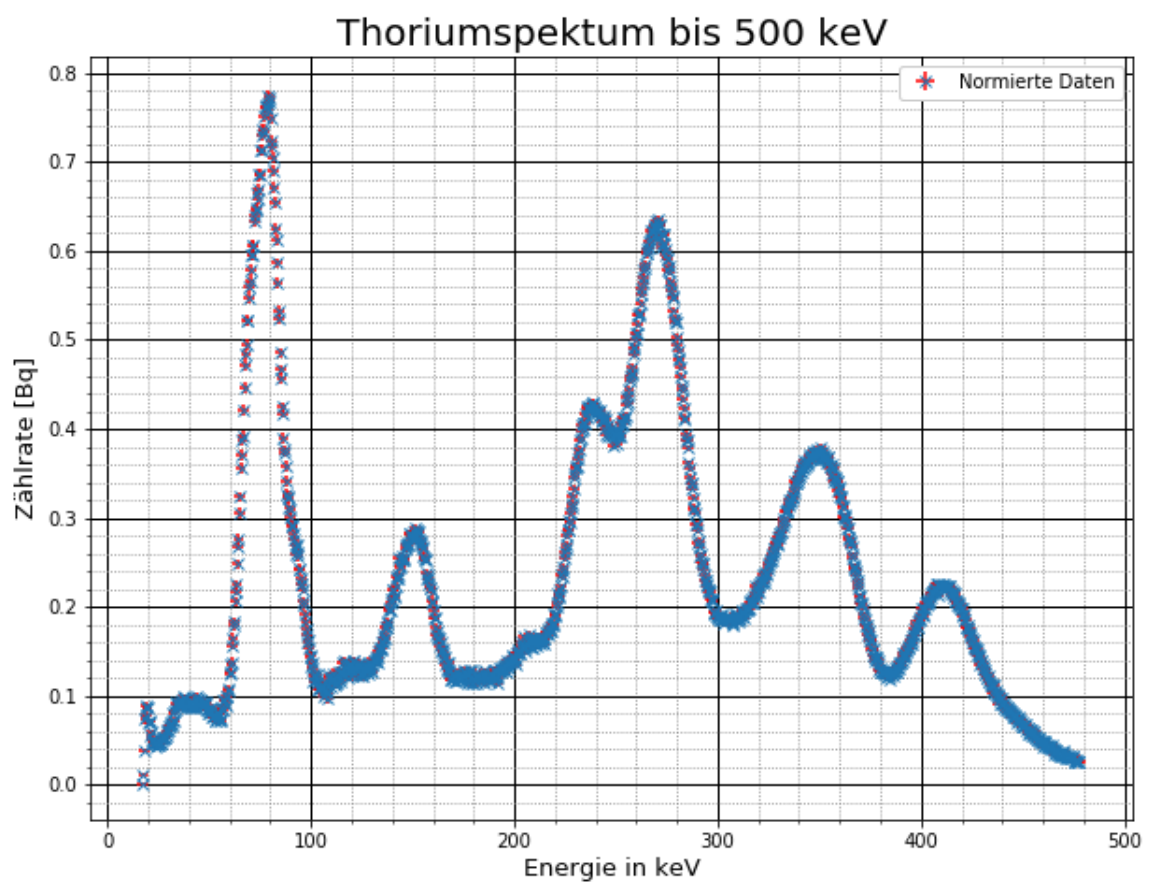


Abbildung 23: Thorium Spektrum in lin. Skala bis 500 keV. Es sind die Peaks 1 bis 5 sichtbar, wobei Peak 3 ein Doppelpeak ist. Es wurde die Fehlerbalken zur Übersicht nicht bei allen Punkten eingezeichnet, die Energiefehler sind außerdem zu klein um dargestellt zu werden.

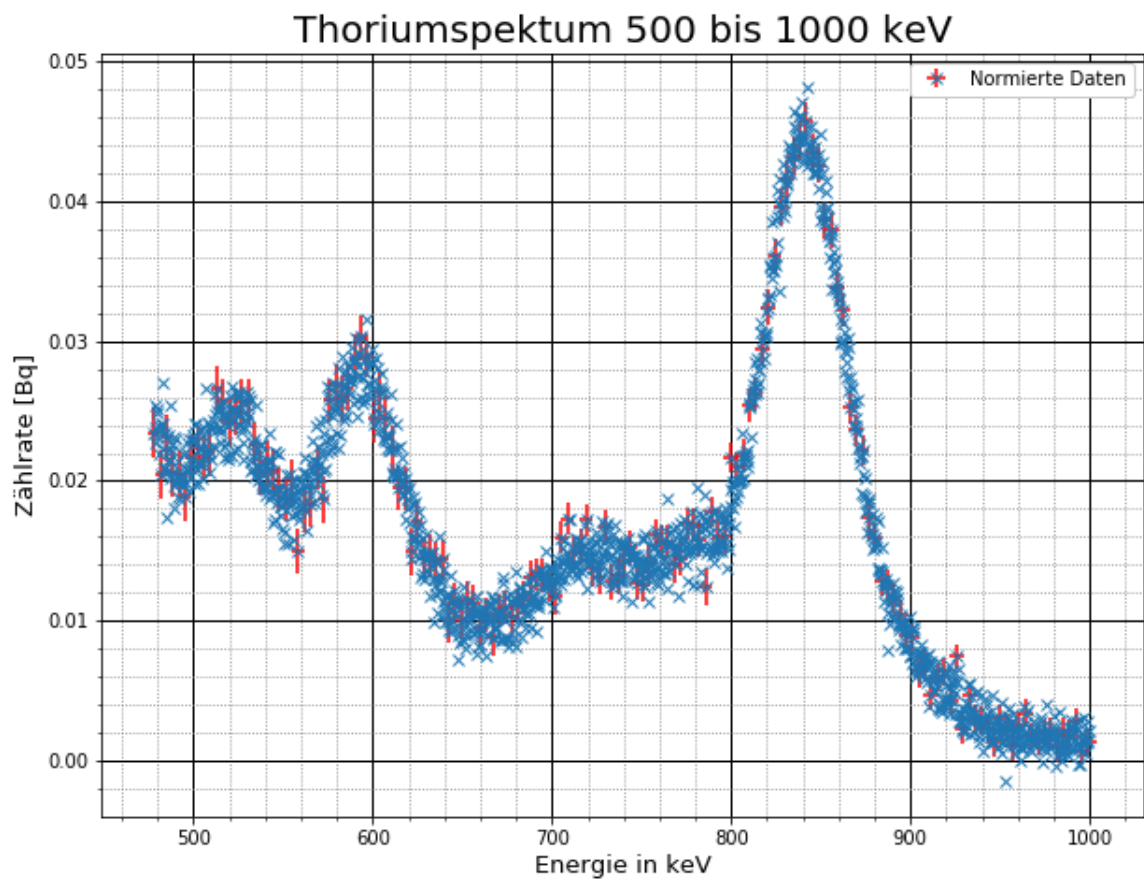


Abbildung 24: Thorium Spektrum in lin. Skala von 500 bis 1000 keV. Es sind die Peaks 6 bis 8 sichtbar. Es wurde die Fehlerbalken zur Übersicht nicht bei allen Punkten eingezeichnet, die Energiefehler sind außerdem zu klein um dargestellt zu werden.

## 5.4 Identifizierung der gemessenen Peaks

Im Anschluss an die Bestimmung der Energien von den 10 verschiedenen Peaks (vgl. oben) wurden diese mit der Zerfallsreihe von Thorium verglichen um so die Übergänge zu identifizieren bei welchen die gezählten  $\gamma$  Photonen erzeugt wurden.

### 5.4.1 Peak 1

Peak 1 wurde bei einer Energie von  $77.26 \pm 0.10$  keV gefittet. Beim Blick auf Abbildung 25 ist auffällig, dass der Peak unsauber ist, als ob er bei ca. 72 keV einen weiteren Peak besitzt, was den gesamten Fit verzieht. Das echte Maximum von Peak 1 liegt außerdem bei einer deutlich höheren Energie als das Maximum des Fits. Deshalb wird es als sinnvoll empfunden, einen anderen Mittelpunkt und ein größerer Fehler auf diesen Wert angenommen: Der neue Wert liegt nun bei  $80 \pm 5$  keV.

Wahrscheinlich handelt es sich hier um den Übergang von Thorium zu Radium mit Energie 84.373 keV [4]. Von der Energie würde zusätzlich noch der Übergang Thorium zu Radium bei 74.4 keV, möglich sein, was vermutlich den Peak leicht zu einer niedrigeren Energie verschob.

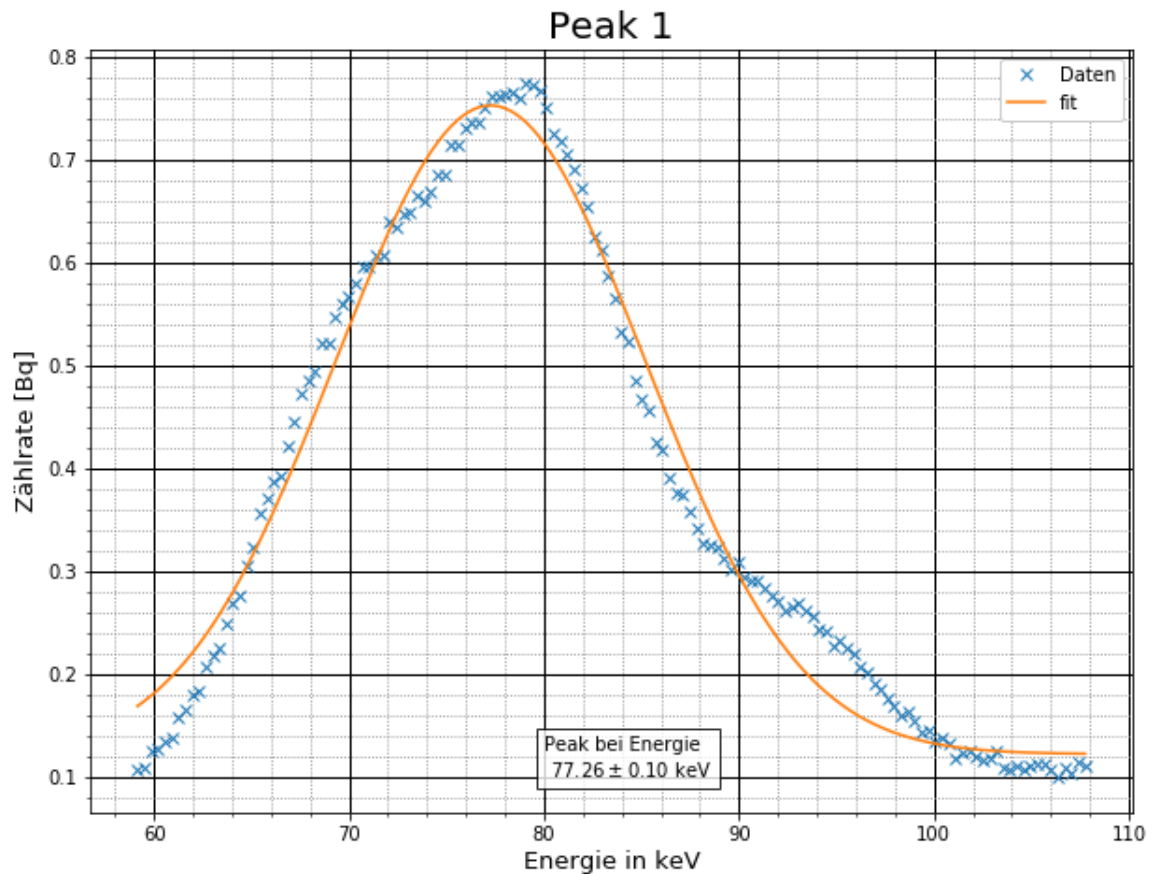


Abbildung 25: Die verwendeten Daten von Peak 1, dessen Fit und der Mittelpunkt des Fits.

### 5.4.2 Peak 2

Das Maximum von Peak 2 wurde bei einer Energie von  $149.67 \pm 0.08$  keV gefittet. Dies ist aus Abbildung 26. Durch die hohe Streuung in der Umgebung des Maximums wird es für sinnvoll gehalten, den Fehler zu vergrößern: Somit gilt nun für den Mittelpunkt des Fits die Energie von  $150 \pm 5$  keV.

Bei dieser Energie liegt kein direkter Peak vor, aber es existieren die Übergänge 131.612 keV und 166.41 keV von Thorium zu Radium [4]. Deshalb wird vermutet, dass der gemessene Peak eine Kom-



bination von beiden sei, welche wegen den Unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten der Übergänge nicht mittig zwischen ihnen liegt, sondern etwas näher an 166.41 keV.

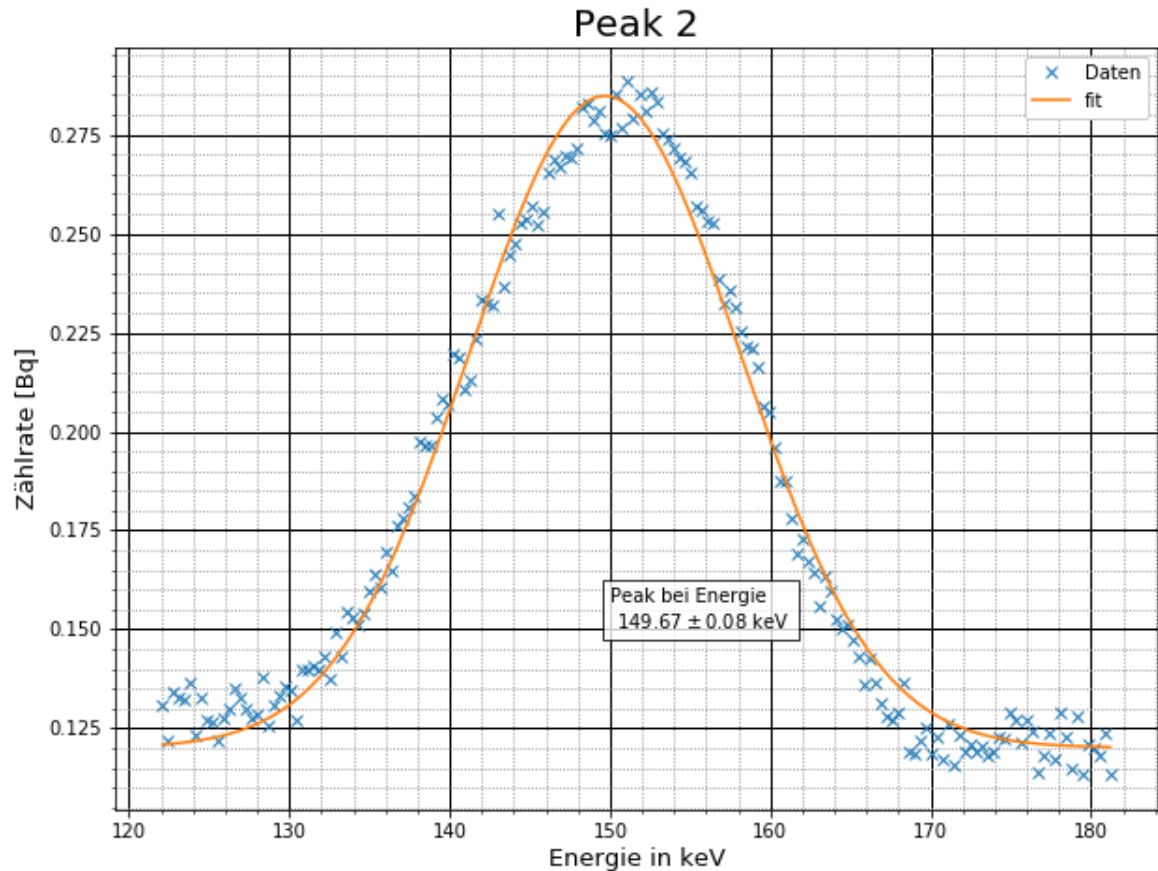


Abbildung 26: Die verwendeten Daten von Peak 2, dessen Fit und der Mittelpunkt des Fits.

#### 5.4.3 Peak 3

Peak 3 war ein Kombinationspeak. Deshalb werden die beiden Komponenten von ihm einzeln als 3.1 und 3.2 betrachtet. Dies ist alles in Abbildung 27 zu sehen.

Das gefittete Maximum von Peak 3.1 liegt bei  $237.62 \pm 0.10$  keV. Da der Kombinationsfit in dieser Region deutlich über der Mehrheit der Punkte liegt, wurde es für sinnvoll erachtet den Fehler auf einen größeren Wert festzulegen: Für Peak 3.1 gilt nun  $238 \pm 2$  keV.

Das gefittete Maximum von Peak 3.2 liegt bei  $269.88 \pm 0.06$  keV. Da hier am Peak eine gewisse Streuung der Messpunkte vorliegt, wird auch ein vergrößerter Fehler angenommen: Somit gilt für Peak 3.2 nun eine Energie von  $270 \pm 1$  keV. Vermutlich spielen hier außerdem Überlagerungen von Comptoneffekten der darüberliegenden Peaks eine Rolle, weshalb zusätzlich systematische Fehler anzunehmen sind. [6]

Für die Energie zu Peak 3.1 passt der Übergang von Blei zu Bismut [2] mit einer Energie von 238.632 keV. Für Peak 3.2 passt der Übergang von Thallium zu Blei bei 277.37 keV [3] am Wahrscheinlichsten.

#### 5.4.4 Peak 4

Das gefittete Maximum von Peak 4 liegt bei  $345 \pm 0.23$  keV, was Abbildung 28 zu entnehmen ist. Es ist relativ offensichtlich, dass hier das echte Maximum der Daten neben dem des Fits liegt, weshalb für die Energie von Peak 4 der Wert  $350 \pm 3$  keV angenommen wird. Vermutlich spielen hier außerdem Überlagerungen von Comptoneffekten der darüberliegenden Peaks eine Rolle, weshalb zusätzlich systematische Fehler anzunehmen sind [6].

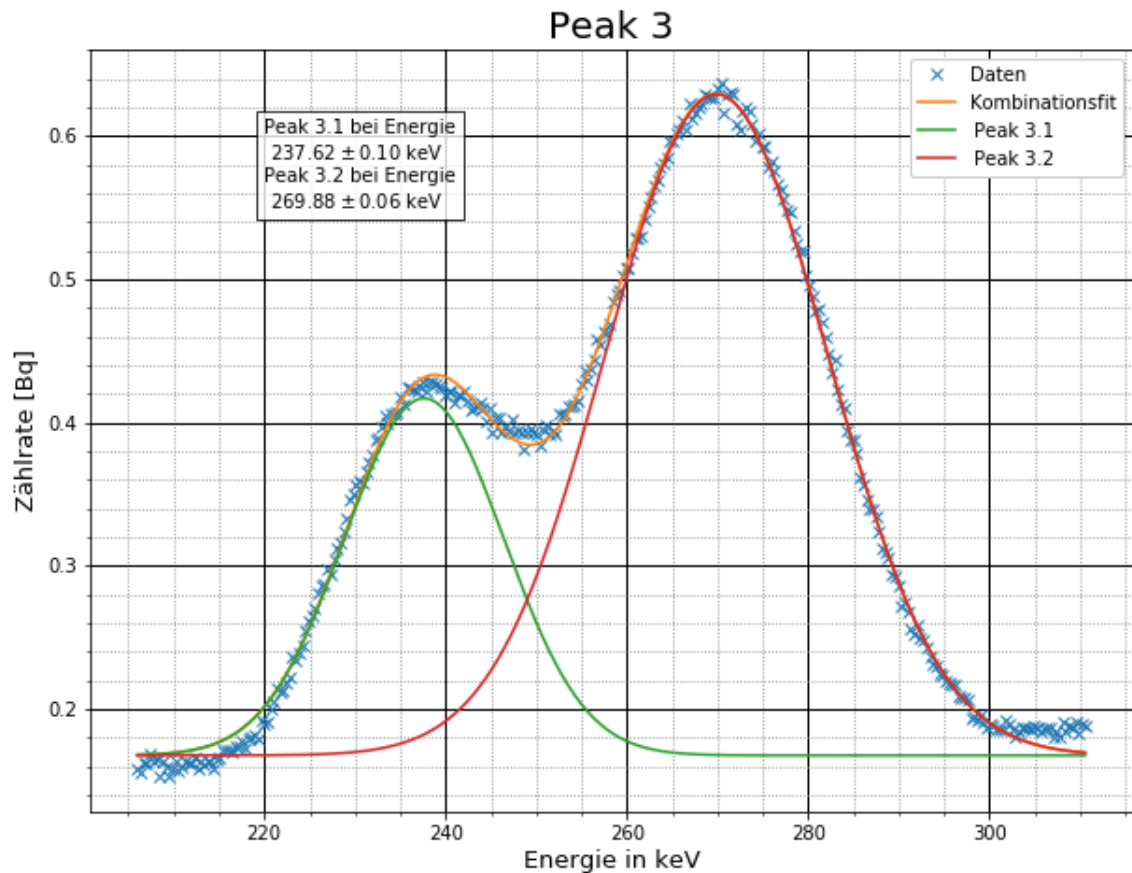


Abbildung 27: Die verwendeten Daten von Peak 3, der gefittete Kombinationspeak, die einzelnen Peaks und ihre Mittelpunkte.

Hier existiert kein Zerfall mit ähnlicher Energie zu Peak 4. Der nächste Übergang wäre der von Bismut zu Thallium bei einer Energie von 327.94 keV [1].

#### 5.4.5 Peak 5

Das gefittete Maximum von Peak 5 liegt bei  $409.99 \pm 0.07$  keV nach Abbildung 29. Durch die hohe Streuung der Messwerte sollte ein höherer Fehler auf diesen Wert Angenommen werden, sodass für den Peak der Wert  $410 \pm 2$  keV gilt.

Hier wurde wahrscheinlich der Übergang von Blei zu Bismut mit einer Energie von 415.27 keV [2] gemessen.

#### 5.4.6 Peak 6

Das gefittete Maximum von Peak 6 liegt bei  $518.8 \pm 0.9$  keV nach Abbildung 30. Durch die hohe Streuung der Messwerte ist ein größerer Fehler auf diesen Wert angenommen worden, sodass für den Peak der Wert  $519 \pm 5$  keV gilt.

Wahrscheinlich wurde hier der 510.7 keV [3] Übergang von Thallium zu Blei gemessen.

#### 5.4.7 Peak 7

Das gefittete Maximum von Peak 7 liegt bei  $591.04 \pm 0.31$  keV nach Abbildung 31. Durch die hohe Streuung der Messwerte ist ein größerer Fehler auf diesen Wert angenommen worden, sodass für den Peak der Wert von  $591 \pm 5$  keV gilt.

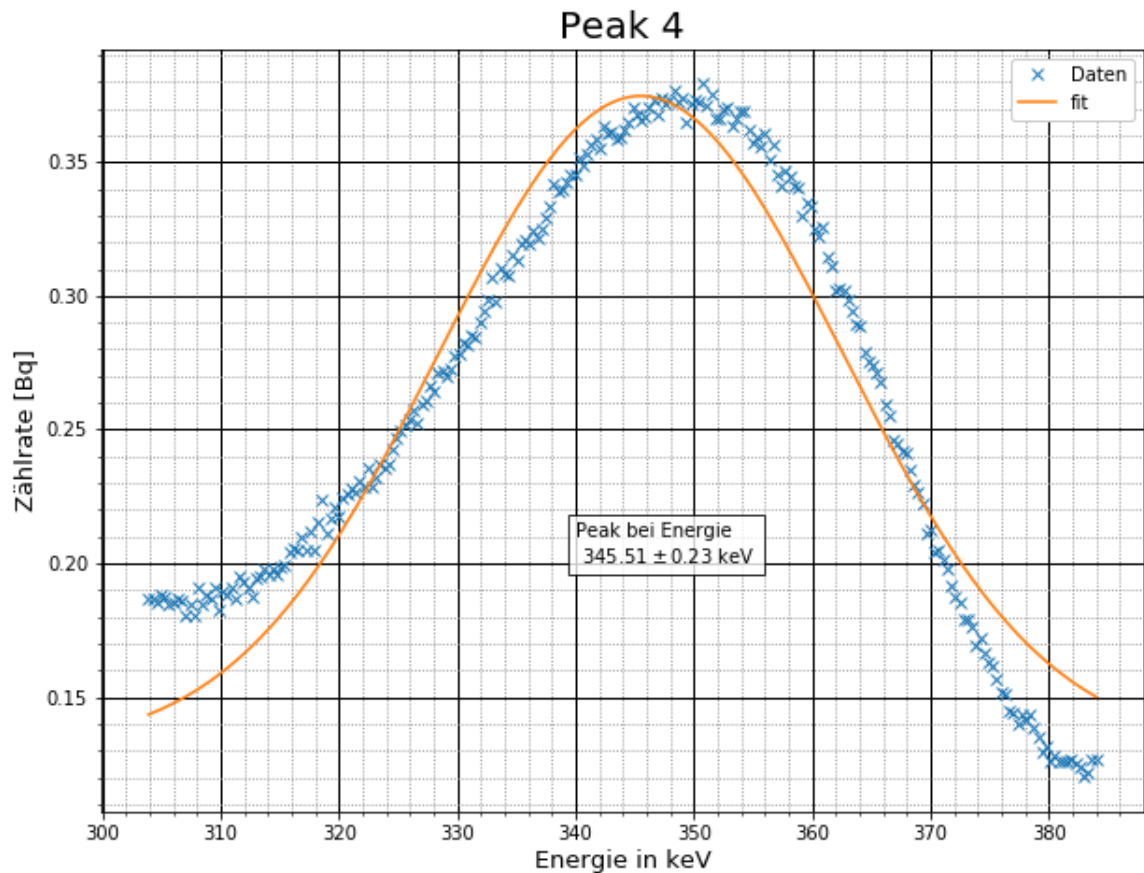


Abbildung 28: Die verwendeten Daten von Peak 4, der gefittete Peak und sein Mittelpunkt.

Wahrscheinlich wurde hier der  $587.8 \text{ keV}$  [3] Übergang von Thallium zu Blei gemessen.

#### 5.4.8 Peak 8

Das gefittete Maximum von Peak 8 liegt bei  $839.44 \pm 0.15 \text{ keV}$  nach Abbildung 32. Durch die hohe Streuung der Messwerte wurde ein größerer Fehler auf diesen Wert angenommen, sodass für den Peak ein Wert von  $839 \pm 5 \text{ keV}$  gilt.

Wahrscheinlich wurde hier der  $835.9 \text{ keV}$  [3] von Thallium zu Blei gemessen.

#### 5.4.9 Peak 9

Das gefittete Maximum von Peak 9 liegt bei  $2614.1 \pm 0.5 \text{ keV}$  nach Abbildung 33. Durch die hohe Streuung der Messwerte wurde ein größerer Fehler auf diesen Wert angenommen, sodass für den Peak ein Wert von  $2614 \pm 10 \text{ keV}$  gilt.

Wahrscheinlich wurde hier der  $2614.511 \text{ keV}$  [3] Übergang von Thallium zu Blei gemessen.

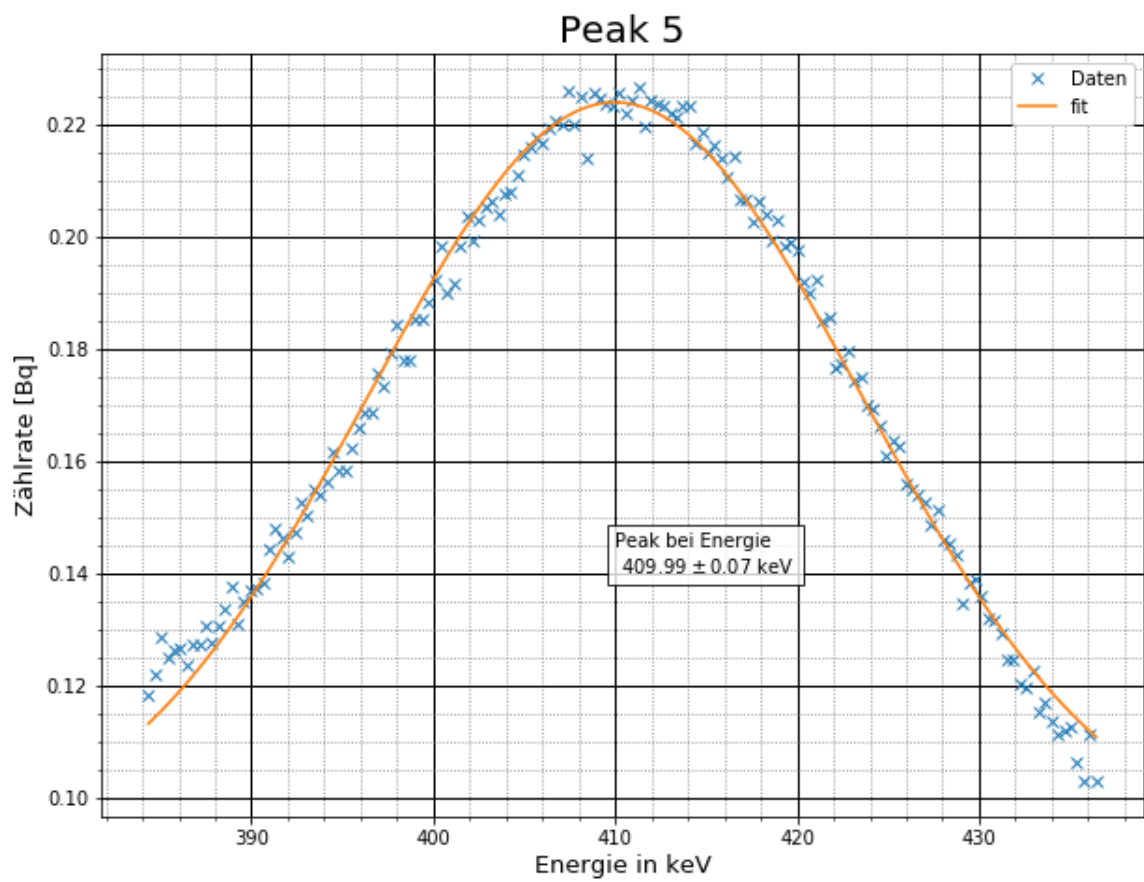


Abbildung 29: Die verwendeten Daten von Peak 5, der gefittete Peak und sein Mittelpunkt.

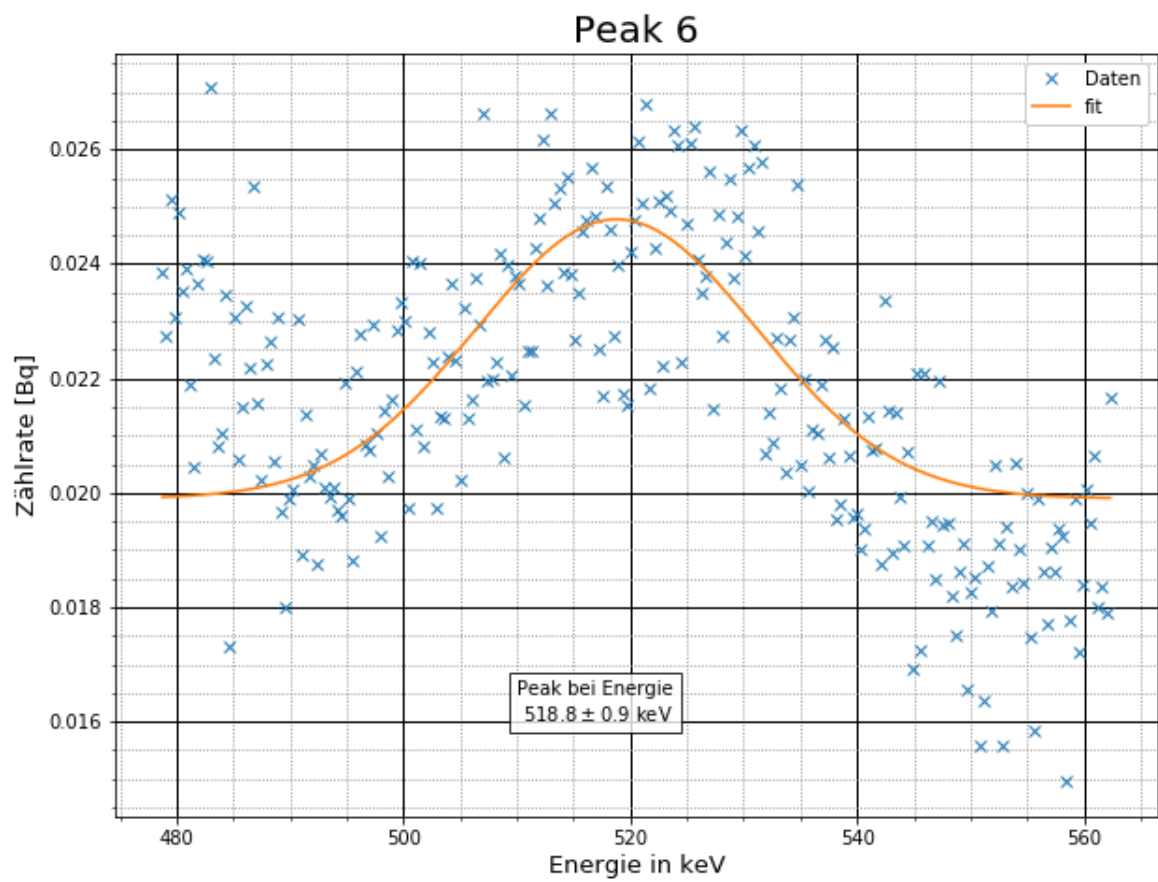


Abbildung 30: Die verwendeten Daten von Peak 6, der gefittete Peak und sein Mittelpunkt.

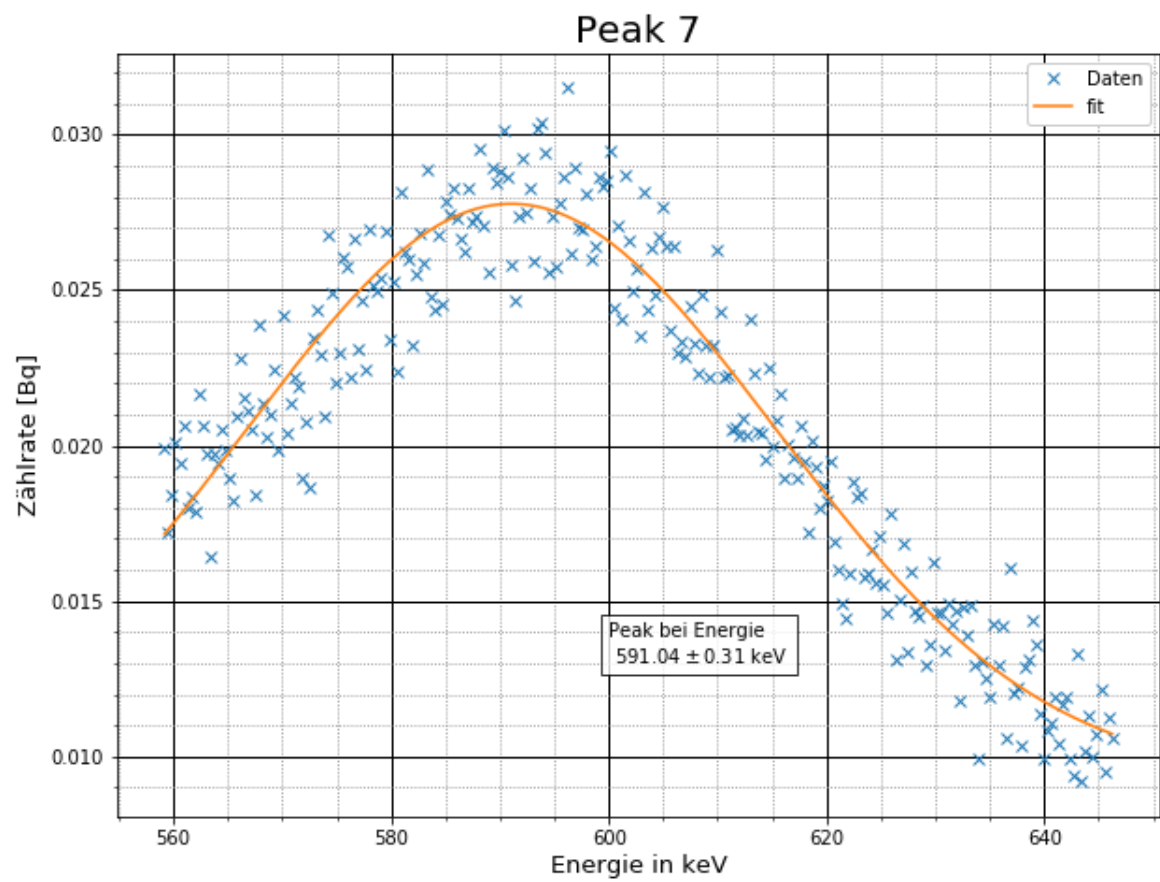


Abbildung 31: Die verwendeten Daten von Peak 7, der gefittete Peak und sein Mittelpunkt.

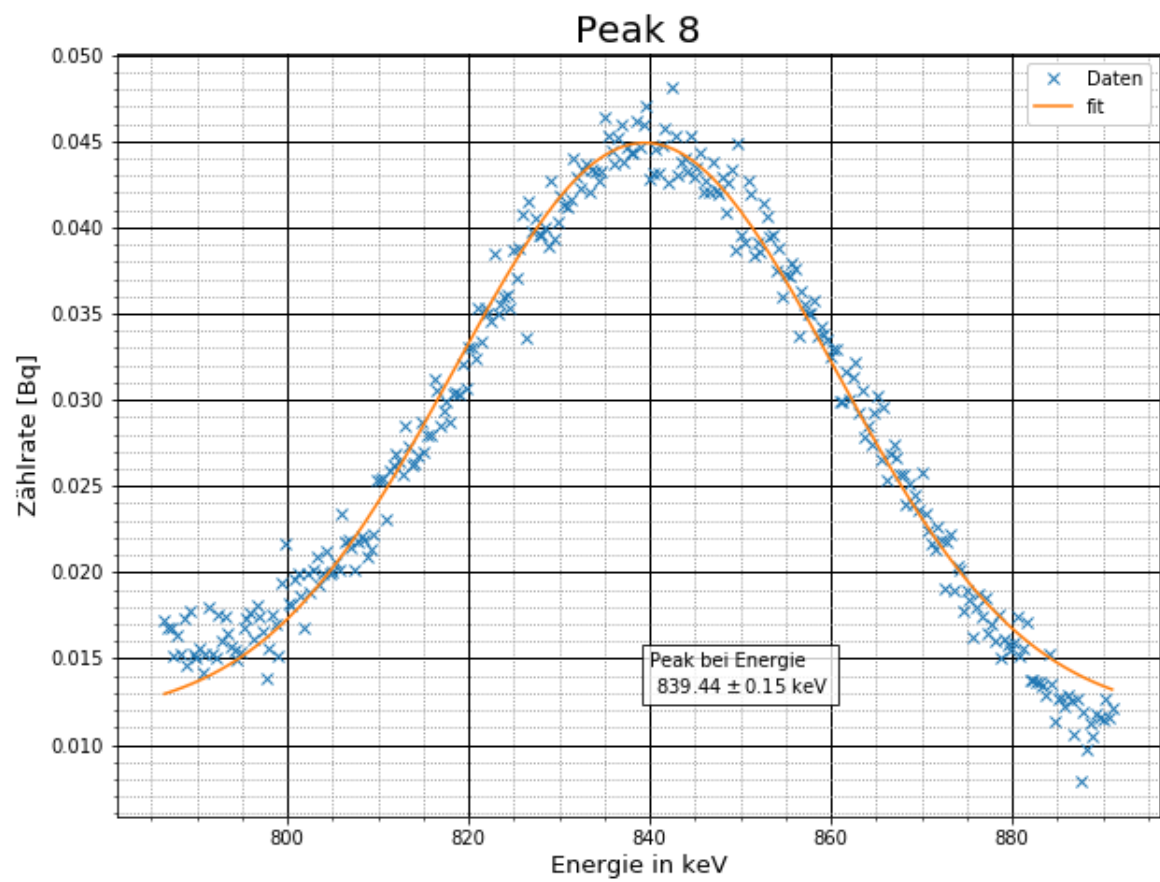


Abbildung 32: Die verwendeten Daten von Peak 8, der gefittete Peak und sein Mittelpunkt.

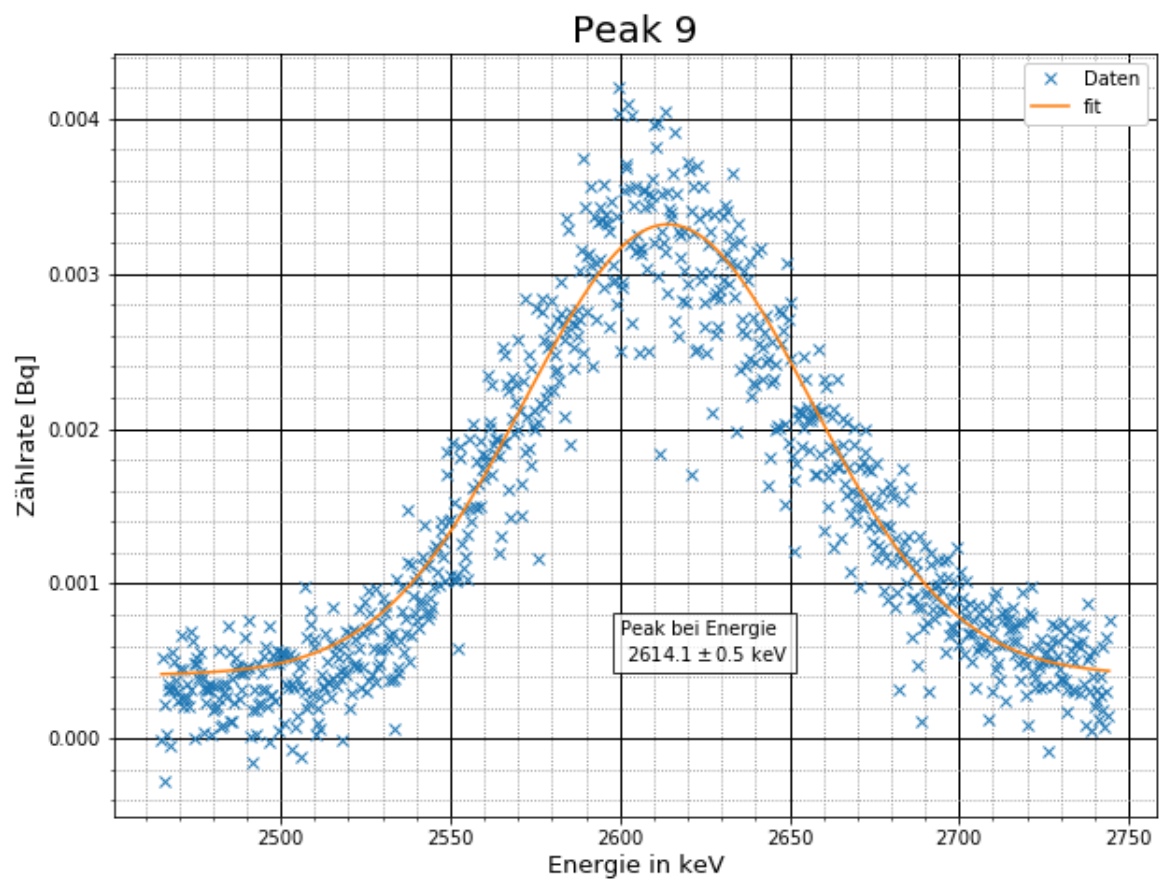


Abbildung 33: Die verwendeten Daten von Peak 9, der gefittete Peak und sein Mittelpunkt.



## 6 Auswertung der Winkelabhängigen Messung

## 7 Tabellen

### Tabellenverzeichnis

## 8 Bilder

### Abbildungsverzeichnis

1	Bändermodell in dotiertem NaJ . . . . .	4
2	Aufbau Photomultiplier . . . . .	5
3	Zerfallsschema Natrium . . . . .	7
4	Zerfallsschema Cobalt . . . . .	7
5	Zerfallsschema Europium . . . . .	7
6	Zerfallsschema Europium . . . . .	8
7	Signal des NaJ Preamp. . . . .	9
8	Signal des Organischen Preamp. . . . .	10
9	Bipolares Signal des Anorganischen Amp. . . . .	11
10	Unipolares Signal des Anorganischen Amp. . . . .	12
11	Schematischer Aufbau zur Energiemessung . . . . .	12
12	Unipolares Signal des Organischen Amp. . . . .	13
13	Bipolares Signal des Organischen Amp. . . . .	13
14	Schematischer Aufbau zur Koinzidenzmessung . . . . .	14
15	Positives Signal des SCA . . . . .	14
16	Negatives Signal des SCA . . . . .	15
17	Normalisierter Hintergrund . . . . .	16
18	Natriumspektrum mit Peaks . . . . .	17
19	Cobalt Spektrum mit Peaks . . . . .	18
20	Europium Spektrum mit Peaks . . . . .	19
21	Energieeichung . . . . .	19
22	Gesamtes Thorium Spektrum . . . . .	20
23	Thorium Spektrum bis 500 keV . . . . .	21
24	Thorium Spektrum 500 bis 1000 keV . . . . .	22
25	Thorium Peak 1 . . . . .	23
26	Thorium Peak 2 . . . . .	24
27	Thorium Peak 3 . . . . .	25
28	Thorium Peak 4 . . . . .	26
29	Thorium Peak 5 . . . . .	27
30	Thorium Peak 6 . . . . .	28
31	Thorium Peak 7 . . . . .	29
32	Thorium Peak 8 . . . . .	30
33	Thorium Peak 9 . . . . .	31

## 9 Bibliograpy

### Literatur

- [1] A.L.Nichols. Bismut-212 nuklidtabelle, 1987-2004.
- [2] A.L.Nichols. Blei-212 nuklidtabelle, 1987-2004.
- [3] A.L.Nichols. Thallium-208 nuklidtabelle, 1987-2004.
- [4] A.L.Nichols. Thorium-228 nuklidtabelle, 2001-2004.
- [5] Eric Jones, Travis Oliphant, Pearu Peterson, et al. Python3 package `scipy.optimize` for curve fitting., 2001–.

- [6] Tobias Koryk. Versuche zur radioaktivität im physikalischen fortgeschrittenen praktikum an der albert-ludwigs-universität freiburg, 2005.

## 10 Anhang