

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	3
1 Einleitung	4
2 Physikalische Grundlagen	5
2.1 Radioaktive Zerfälle	5
2.2 Innere Konversion	6
2.3 Auger-Effekt	6
2.4 Zerfallsschemata	6
2.5 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie	7
2.6 Szintillationszähler	8
3 Verwendete Geräte	10
4 Aufbau und Durchführung	13
4.1 Vermessung des Thoriumspektrums	13
4.2 Koinzidenzmessung	14
5 Auswertung	18
5.1 Untergrund	18
5.2 Energiekalibrierung	19
5.3 Thoriumspektrum	21
5.4 Koinzidenzmessung	23
6 Diskussion	25
6.1 Thoriumspektrum	25
6.2 Koinzidenzmessung	25
A Anhang	26
Abbildungsverzeichnis	26
Tabellenverzeichnis	27
A.1 Laborheft	35
Literaturverzeichnis	36

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

Größensymbol	Bedeutung
A	Massenzahl
C	Channel
D	Anzahl an Messpunkten
E	Energie
e^-	Elektron
e^+	Positron
m	Freiheitsgrade
N	Anzahl an Atomen / Counts
n	Neutron
p	Proton
$T_{1/2}$	halbwertszeit
Z	Kernladungszahl
α	Winkel
λ	Zerfallskonstante
ν_e	Neutrino
$\bar{\nu}_e$	Antineutrino
χ^2_ν	Reduziertes χ^2
$p0, p1, p2, a, b$	Fitparameter
s_x	Fehler auf Wert x

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

1 Einleitung

In diesem Versuch soll ein Einblick in die Detektion mithilfe von Szintillationszählern gegeben werden. Im ersten Versuchsteil soll dabei das Zerfallsspektrum von Thorium mit einem anorganischen Natrium-Iodid-Szintillators vermessen werden. Davor wird mit Natrium (^{22}Na), Cobalt (^{60}Co) und Europium (^{152}Eu) eine Energiekalibrierung durchgeführt. Im zweiten Versuchsteil soll derselbe anorganische Szintillator gleichzeitig mit einem organischen Plastikszintillator im Rahmen einer Koinzidenzmessung verwendet werden, um die Winkelabhängigkeit von Strahlung bei Paarvernichtung zu untersuchen. Übergreifend wird zusätzlich neben den Messungen ein Einblick in die grundlegende Funktionsweise von NIM-Modulen gegeben, die in der modernen Detektorelektronik Anwendung finden.

2 Physikalische Grundlagen

Sofern nicht anders angegeben, basieren die hier aufgeführten Grundlagen auf der Versuchsanleitung [2] und dem Staatsexamen [3].

2.1 Radioaktive Zerfälle

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

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

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

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

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

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

Grundsätzlich unterscheidet man drei verschiedene Arten radioaktiver Zerfälle: α -Zerfall, β -Zerfall und γ -Strahlung.

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



Da letzterer beim Verlassen des zerfallenden Atoms kinetische Energie besitzt, muss die Masse des Mutterkerns mindestens der Summe der Masse des Tochter- und des Heliumkerns besitzen. Die Energie des Heliumkerns, der dann auch α -Teilchen genannt wird, erlaubt Rückschlüsse auf den Energiezustand des Mutteratoms. Aufgrund der hohen, durch die Coulomb-Wechselwirkung gegebenen Potentialbarriere¹ ist der α -Zerfall aus klassischer Sicht nicht möglich, sondern erst mit dem quantenmechanischen Tunneleffekt erklärbar.

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

$$\begin{aligned} \beta^- : & \quad {}^1_0 \text{n} \rightarrow {}^1_1 \text{p} + \text{e}^- + \bar{\nu}_e, \\ \beta^+ : & \quad {}^1_1 \text{p} \rightarrow {}^1_0 \text{n} + \text{e}^+ + \nu_e, \\ \text{EC} : & \quad {}^1_1 \text{p} + \text{e}^- \rightarrow {}^1_1 \text{n} + \nu_e. \end{aligned} \quad (5)$$

¹Die Energie eines α -Teilchens beträgt im Durchschnitt 3 MeV bis 8 MeV, während die Potentialbarriere jenseits von 20 MeV liegt.

Allen Prozessen ist gemein, dass sich die Kernladungszahl um Eins ändert, die Massenzahl jedoch konstant bleibt. β^+ -Zerfall tritt häufig bei Isotopen mit Protonenüberschuss und β^- -Zerfall bei Isotopen mit Neutronenüberschuss auf. Beim Elektroneneinfang interagieren ein Proton aus dem Atomkern mit einem Elektron der inneren Elektronenhülle, welche sich dann in ein Neutron und ein Neutrino umwandeln. Dieser Umstand wird bedingt durch die endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit der inneren Elektronen im Atomkern und sind auch Grund dafür, dass dieser Prozess häufiger bei schweren Atomen auftritt. Das innere Elektron wird dann von einem Elektron einer äußeren Schale aufgefüllt; diese Energiedifferenz wird durch Emission eines Photons ausgeglichen. β -Strahlung ist mit wenigen MeV energieärmer als α -Strahlung, hat jedoch eine größere Reichweite [4, S. 27f., 29f.].

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

2.2 Innere Konversion

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

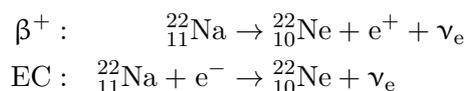
2.3 Auger-Effekt

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

2.4 Zerfallsschemata

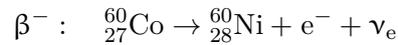
Für die Energieeichung der Detektoren ist eine Kenntnis der Zerfallsspeaks unabdingbar. Aufgründdessen seien im Folgenden für die verwendeten Kalibrierungsproben (z. T. vereinfachte) Zerfallsschemata angegeben.

Natrium Bei ^{22}Na haben wir es mit folgenden Zerfällen zu tun:



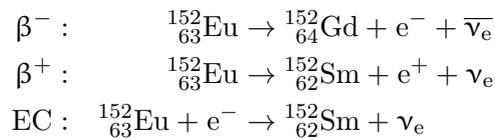
Das Zerfallsschema ist in Abb. 1 zu sehen. Neben dem Peak infolge der Paarvernichtung (EC) bei 511 keV haben wir es auch mit einer Abregung des Neon-Atoms zu tun. Diese äußert sich in der Emission eines γ -Quants mit der Energie 1274,6 keV.

Cobalt Bei Cobalt ^{60}Co haben wir es mit einem β^- -Zerfall zu tun:



Das Zerfallsschema ist in Abb. 2 gezeigt. Wie dort zu sehen ist, ist der Übergang zum 4+-Zustand am wahrscheinlichsten. Daraufhin geht das Atom in den unteren 2+-Zustand über, wobei wir die Energiedifferenz von 1173,2 keV detektieren können. Dieser Übergang ist gefolgt von dem Übergang des Atoms in den Grundzustand, wobei wir dort einen 1332,5 keV-Peak messen können.

Europium Bei Europium ^{152}Eu haben wir es mit allen drei β^+ -Zerfällen zu tun:



Das Zerfallsschema von Europium ist wesentlich komplexer als das von Cobalt oder Natrium. Eine stark vereinfachte Darstellung ist in Abb. 3 zu sehen.

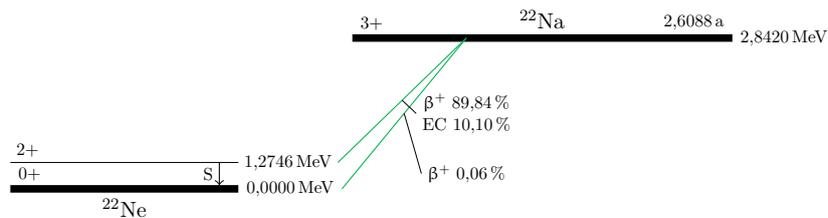


Abbildung 1: Vereinfachtes Zerfallsschema von ^{22}Na , adaptiert von dem Staatsexamen [3].

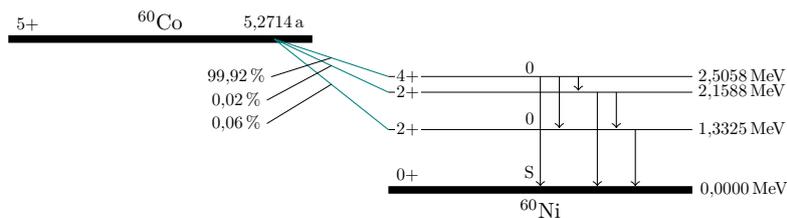


Abbildung 2: Vereinfachtes Zerfallsschema von ^{60}Co , adaptiert von dem Staatsexamen [3].

2.5 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

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

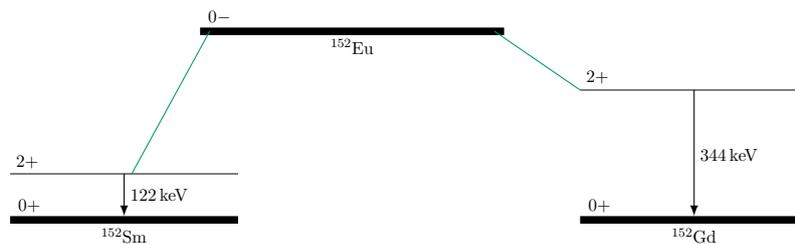


Abbildung 3: Vereinfachtes Zerfallsschema von ^{152}Eu , adaptiert von dem Staatsexamen [3].

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

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

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

2.6 Szintillationszähler

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

Anorganische Szintillatoren Anorganische Szintillatoren sind Halbleiterkristalle, bei denen es aufgrund der Gittereigenschaften der Kristalle zu Lumineszenzercheinungen kommt. Der in unserem Versuch verwendete Szintillator ist ein Natriu-

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

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

Organische Szintillatoren Der zweite von uns verwendete Szintillator ist ein Plastiksintillator. Dieser basiert auf der An- und Abregung von organischen Molekülverbänden, die ein festes, durchsichtiges Medium bilden. Trifft Strahlung auf diese Moleküle, werden diese angeregt und emittieren γ -Quanten bei der Abregung. Ebenso wie beim anorganischen Szintillator sind auch hier Aktivatoren eingepflanzt, die bedingen, dass von diesen emittierte Photonen nicht wieder vom Szintillator reabsorbiert werden können.

Anders als der anorganische Szintillator benötigt der Plastiksintillator eine sehr hohe Aktivierungsenergie, besitzt jedoch auch eine sehr exakte Zeitauflösung.

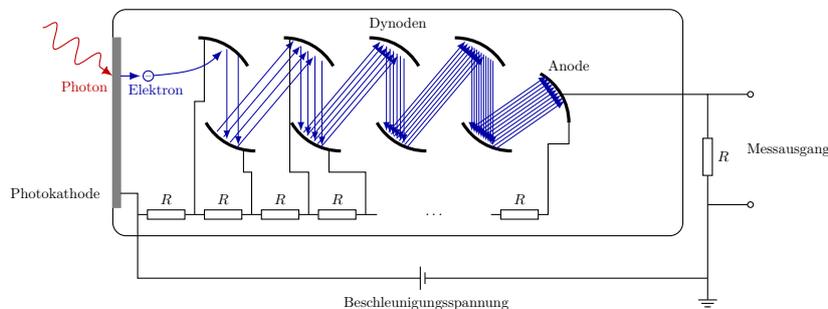


Abbildung 4: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Photomultipliers.

Photomultiplier Ein Photomultiplier dient der Detektion schwacher Lichtsignale als messbaren Stromfluss. Der schematische Aufbau eines Photomultipliers ist in Abb. 4 gezeigt. Ein Photon, das beispielsweise von einem Szintillator erzeugt wurde, trifft auf eine Photokathode und schlägt dort im Rahmen des Photoeffekts ein Photoelektron aus der Kathode. Im Inneren des Photomultipliers befinden sich Dynoden, an denen eine zunehmende Spannung anliegt. Dies bewirkt, dass das Elektron von Dynode zu Dynode wandert und dabei Sekundärelektronen herausschlägt. Da die Sekundärelektronen ebenfalls zu den Dynoden beschleunigt werden, kommt es zu einem lawinenartigen Effekt, der am Ende des Photomultipliers als Strom messbar ist. Das Signal des Photomultipliers ist zur Intensität des Lichtsignals proportional.

3 Verwendete Geräte

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

Vorverstärker Direkt hinter dem Photomultiplier ist ein Vorverstärker angebracht. Dieser soll neben der Verstärkung des schwachen Ausgangssignals das Signal-Rausch-Verhältnis verbessern. Dadurch, dass der Vorverstärker sich direkt am Detektor befindet, wird sowohl der Einfluss störender Streufelder minimiert, als auch den Verlust des schwachen Signals über das Kabel minimiert. Das von uns gemessene Signal des Vorverstärkers ist in Abb. 5 gezeigt.

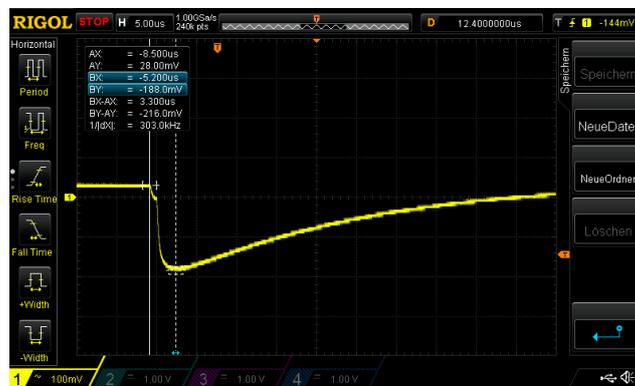


Abbildung 5: Oszilloskopsignal des Ausgangs des Vorverstärkers.

Verstärker Der Verstärker ist direkt hinter dem Vorverstärker angebracht und dient zum einen dazu, das Signal weiter zu verstärken und zum anderen dazu, dieses für die weitere Auswertung zu verarbeiten: Um das Signal-Rausch-Verhältnis weiter zu verbessern, wird der Puls bei niedrigen und hohen Frequenzen gefiltert. Der Verstärker schneidet weiterhin das lang abfallende Ende des Signals (gut sichtbar in Abb. 5) ab und lässt hauptsächlich den tiefsten Punkt durch. Dies soll einen sogenannten „Pile up“ verhindern, bei welchem sich zwei Signale derart überlagern, dass ein neues Signal einen Peak hat, während das alte Signal noch abklingt, was zur Folge hat, dass die Amplituden beider Signale addiert werden, womit die Messung der Amplitude verfälscht wird.

Das Signal des Verstärkers wird dann entweder uni- oder bipolar ausgegeben. Ist man an der Signalthöhe interessiert, ist der unipolare Ausgang zu wählen, da dort die wesentliche Information in der Pulshöhe liegt. Ist die zeitliche Information von größerer Wichtigkeit, so ist der bipolare Verstärkerausgang von Vorteil. Die Signale an beiden Verstärkerausgängen sind in Abbildung 6 zu sehen.

Einkanalanalysator Die analogen Signale des Verstärkers können mithilfe eines Einkanalanalysators weiterverarbeitet werden. Dieser untersucht die eingehenden Signale nach ihrer Amplitude und erzeugt ein entsprechendes logisches Ausgangssignal. Durch Einstellen der Regelschalter „lower level“ und „upper level“ lässt sich

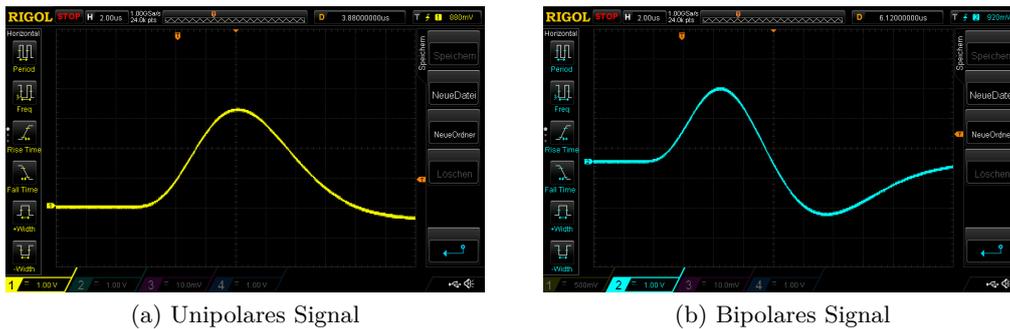


Abbildung 6: Uni- und bipolares Signal am Verstärkerausgang des NaI-Verstärkers.

dabei ein Fenster einstellen, in welchem sich die Signalamplitude befinden muss, um weitergeleitet werden zu können.

Der logische Signalausgang kann dann zur Steuerung an einer Gate-Einheit genutzt werden, die – sofern der Einkanalanalysator einen Puls innerhalb des Messfensters registriert – das Signal eines anderen Verstärkers durchlässt. Das logische Signal des Einkanalanalysators ist in Abbildung 7 dargestellt.

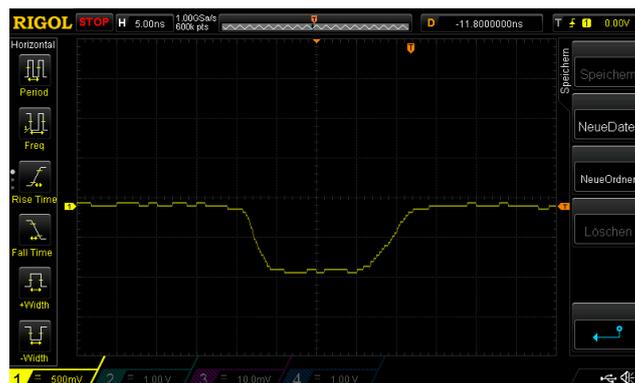


Abbildung 7: Logisches Ausgangssignal des NaI-Einkanalanalysators bei der Koinzidenzmessung.

Mehrkanalanalysator Neben dem Einkanalanalysator kann allerdings auch ein Mehrkanalanalysator zur Verstärkersignalverarbeitung genutzt werden. Dieser sortiert einkommende Signale nach ihrer Pulshöhe und ordnet diese dementsprechend in Channels ein, welcher die Häufigkeit des jeweiligen Signals enthält. Die Channels können dann am Computer mithilfe der Software „Gamma Acquisition & Analysis“ ausgewertet werden, das sowohl eine graphische Übersicht des Spektrums erzeugt, als auch eine digitale Ausgabe der Daten als Tabellendatei im .tka-Format. Ein Spektrum ist beispielhaft in Abbildung 13 gegeben.

Timing Unit Mithilfe einer Timing Unit kann die Breite der negativen logischen Signale von Einkanalanalysatoren angepasst werden. Weiterhin ermöglicht die Timing Unit die Ausgabe eines logischen Rechtecksignals. Die Breite der Signale kann

mit einer Einstellschraube geregelt werden.

Koinzidenzeinheit Wie der Name bereits suggeriert, überprüft die Koinzidenzeinheit, ob zwei verschiedene logische Signale gleichzeitig eintreffen. Dabei müssen beide Signale nicht passgenau in der gleichen Zeit eintreffen; stattdessen nimmt die Koinzidenzeinheit die Überlappzeit beider Signale als Entscheidungsgrundlage. Beim Aufbau zur Koinzidenzmessung ist ein Hex-Zähler an den Ausgang der Koinzidenzeinheit angeschlossen, welcher dann die Anzahl gleichzeitiger Ereignisse zählt.

4 Aufbau und Durchführung

Im Folgenden werden der Aufbau und die Durchführung beider Versuchsteile – Vermessung des Thoriumspektrums und Koinzidenzmessung – aufgeführt.

4.1 Vermessung des Thoriumspektrums

Um die Vermessung des Thoriumspektrums sowie die damit verbundene Energieeichung durchzuführen, wurden die in Abschnitt 3 beschriebenen Geräte nach dem in Abbildung 8 dargestellten Schema verkabelt.

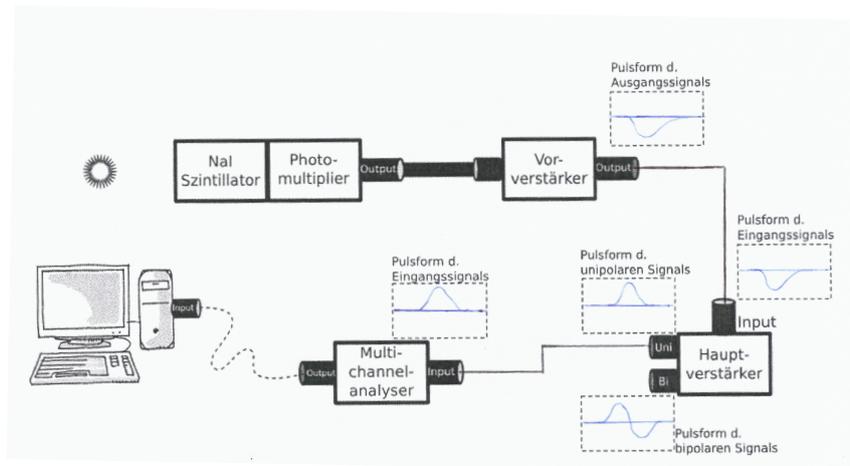


Abbildung 8: Schematische Darstellung der Geräteverkabelung mit Ein- und Ausgangssignalen für die Vermessung des Thoriumspektrums, entnommen (modifiziert) aus der Anleitung [2].

Anschließend platzierten wir die Natriumprobe vor dem Natrium-Iodid-Szintillator, um damit die verwendeten Geräte zu kalibrieren. Zunächst schlossen wir das Oszilloskop hinter den Vorverstärker an, um daraus die optimale Einstellung für die shaping time am Verstärker zu erhalten. Beim Anschließen der Kabel an das Oszilloskop ist dabei ein $50\ \Omega$ -Widerstand zu verwenden, damit das Signal am Ende der Leitung nicht zurückreflektiert. Wie in Abbildung 5 zu sehen ist, beträgt die Zeit zwischen Signaleingang und dem Zeitpunkt des tiefsten Punktes ca. $3,3\ \mu\text{s}$, weswegen wir als shaping time $3\ \mu\text{s}$ verwendeten. Außerdem war auch darauf zu achten, dass das Ausgangssignal des Verstärkers $8\ \text{V}$ nicht übersteigt, da der Mehrkanalanalysator Signale oberhalb dieses Wertes nicht optimal verarbeiten kann.

Nun galt es, den tatsächlichen Verstärkungsfaktor sowie die Anzahl an Bins am Mehrkanalanalysator einzustellen. Da die eigentliche Messreihe des Thoriumspektrums bei uns über sechs Tage verlaufen sollte, wählten wir dementsprechend mit $16\ 384$ Kanälen die maximal mögliche Anzahl an Kanälen, wohlwissend, dass wir im Falle zu weniger Messpunkte für zu viele Kanäle² im Nachhinein mehrere Kanälen im Rahmen eines Re-Binnings zusammenfassen könnten.

²Dies war bei der Vermessung der Natrium-, Cobalt und Europiumprobe im Gegensatz zur Thoriumprobe nicht auszuschließen

Um den richtigen Verstärkungsfaktor zu bestimmen, probierten wir mehrere Einstellungen am Verstärker mit der Natriumprobe aus und führten dann extrapolierend eine lineare Regression mit den zwei Natriumenergien und ihren dazugehörigen Kanälen durch, um so auf den Kanal des kleinsten Thoriumpeaks, den wir noch messen wollten, schließen zu können. Die Einstellung des Verstärkungsfaktors gestaltete sich als nicht allzu einfach, da auch mit der Wahl der niedrigsten Verstärkereinstellungen der Thoriumpeak gefährlich nah am rechten Ende des Kanalspektrums landete. Als wir dann den Verstärker wechselten und dort eine Verstärkung von

$$\text{Coarse Gain} \cdot \text{Gain} = 20 \cdot 0,5 = 10$$

einstellten, erhielten wir im Rahmen unserer Natrium-Probemessung für den 511 keV-Peak gerade den 2828-Kanal und für den 1244 keV-Peak gerade den 7030-Kanal. Eine lineare Regression liefert dann für eine Energie von ca. 2700 keV einen Kanal von 14 883, was uns entfernt genug von dem letzten Kanal 16 384 erschien, weswegen wir die Verstärkung bei dem oben genannten Wert beließen und die Eichmessungen starteten.

Für die Eichmessungen stellten wir zunächst die Natriumprobe vor den Szintillator und vermaßen mit dem Computer das Spektrum für ca. 8 min. Anschließend wiederholten wir diese Messung mit Cobalt für ca. 22 min und mit Europium für ca. 40 min. Nach jeder Messung wurde das Spektrum am Computer in einer Tabellendatei gespeichert, in der die Anzahl von Counts für jeden Kanal auffindbar ist.

Nachdem erneut die Einstellungen der Geräte zur Sicherheit überprüft wurden, kann nun die sechstägige Vermessung des Thoriumspektrums gestartet werden. Damit der Untergrund für die spätere Verrechnung in derselben Größenordnung wie die Hauptmessung ist, wurde die Untergrundmessung nicht für 90 min durchgeführt, wie die Anleitung suggeriert, sondern für ca. 13 h. Der Abbruch der Thoriummessung sowie der Start der Untergrundmessung wurde dabei freundlicherweise von einer weiteren Aufsichtsperson durchgeführt, die zur passenden Zeit für das Labor autorisiert war.

Nach Abschluss der Untergrundmessung nahmen wir zur Sicherheit noch ein letztes Mal kurz ein Spektrum mit der Natriumprobe auf, um sicherzustellen, dass sich die Kanäle nicht verschoben haben. Dabei beobachteten wir, dass sich der 511 keV-Peak im Kanal 2850 und der 1244 keV-Peak im Kanal 7074 aufhielt. Diese Abweichung von der ursprünglichen Spektrummessung erachteten wir in Hinblick auf die Gesamtkanalzahl von 16 384 als vernachlässigbar, weswegen wir mit dieser Messung den ersten Versuchsteil abschlossen.

4.2 Koinzidenzmessung

Für die Koinzidenzmessung wird die Natriumprobe in der Mitte zwischen Plastik- und Natrium-Iodid-Szintillator platziert und die in Abschnitt 3 beschriebenen Geräte nach dem in Abbildung 9 dargestellten Schema aufgebaut.

Daraufhin wurde das Spektrum des Natrium-Iodid-Szintillators am Computer betrachtet und am zugehörigen Einkanalanalysator das lower und upper level derart eingestellt, dass vom Spektrum möglichst nur noch der 511 keV-Peak zu sehen war. Bei der gleichen Kanalaufösung wie in Abschnitt 4.1 von 16 384 Kanälen wurde dabei eine Halbwertsbreite von grob 150 Kanälen erreicht, wobei der gesamte sichtbare

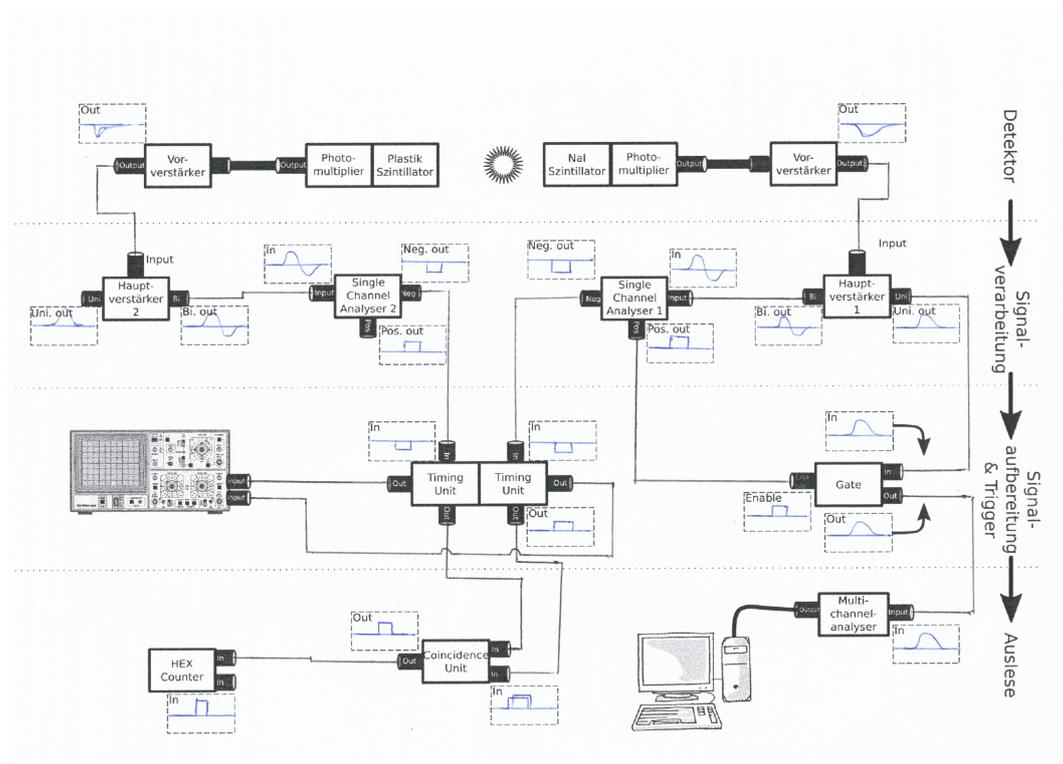


Abbildung 9: Schematische Darstellung der Geräteverkabelung mit Ein- und Ausgangssignalen für die Koinzidenzmessung, entnommen (modifiziert) aus der Anleitung [2].

Bereich ca. 300 Kanäle breit war, zu sehen in Abb. 12. Die konkreten Einstellungen am Einkanalanalysator lauten dabei 1,62 für das lower level und 1,86 für das upper level.

Anschließend galt es, den Verstärker für den Plastiksintillator einzustellen. Dafür vermaßen wir das Spektrum des Plastiksintillators am Computer, um eine grobe Übersicht zu erhalten. Da wir bei geringeren Verstärkungen nur einen großen Peak auf der linken Seite des Spektrums sahen, wählten wir dabei die Verstärkung auf 200, bei welcher auch auf der rechten Seite des Spektrums nichtleere Kanäle sichtbar waren. Das aufgenommene Spektrum ist in Abb. 13 zu sehen. Zusätzlich schlossen wir das Oszilloskop an den Vorverstärker des Plastiksintillators an, um eine Abschätzung für die shaping time zu erhalten. Das Vorverstärkersignal ist in Abbildung 10 dargestellt. Daraufhin wählten wir am Verstärker mit $0,5 \mu\text{s}$ die kleinstmögliche shaping time, welche immer noch verhältnismäßig groß zur Abklingzeit des Signals von $5,5 \text{ ns}$ ist.

Nun mussten die Timing Units, die die Breite des Signals regulierten, in Verbindung mit der Verzögerung (delay) der Einkanalanalysatoren eingestellt werden, sodass sich die relevanten Signale möglichst gut überlappen. Um diese Einstellung möglichst gut beobachten zu können, schlossen wir den Ausgang beider Timing Units an das Oszilloskop an und stellten an diesem eine Nachzeit von 5 s ein, sodass angezeigte Signale erst nach dieser Zeit verschwinden und so länger sichtbar waren. Mit dieser Einstellung schoben wir so den ungefähren Häufungspunkt der Signale des

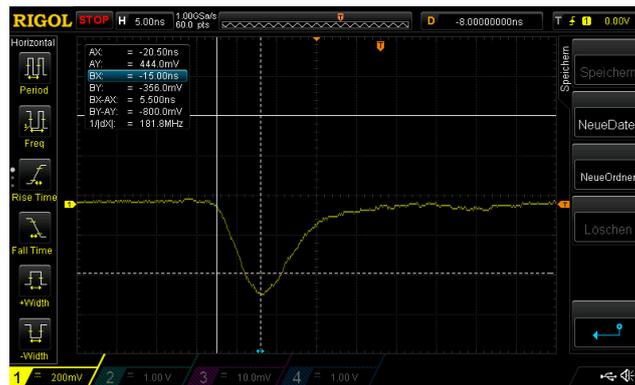


Abbildung 10: Oszilloskopsignal am Ausgang des Plastik-Vorverstärkers, welches eine Abklingzeit von 5,5 ns zeigt.

einen Einkanalanalysator in das Signal des anderen, sodass sich beide möglichst gut überlappen. Dies ist in Abbildung 11 dargestellt.



Abbildung 11: Überlagerung der logischen Ausgangssignale der Timing Units, die von den Einkanalanalysatoren gespeist werden. Die Nachzeit des Oszilloskops ist auf 5 s eingestellt.

Bevor wir mit der eigentlichen Messung begannen, verglichen wir die vom Hex-Zähler angezeigten Werte bei einer Szintillatorposition von $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$, um sicherzustellen, dass wir bei 0° wesentlich mehr Zählungen als bei 90° erhalten.

Die eigentliche Messung begannen wir bei einer Plastikszintillatorposition von $\alpha = 90^\circ$ und endeten bei $\alpha = -90^\circ$. Dabei gingen wir zunächst in 5° -Schritten voran, verringerten dabei zwischen 10° und -10° die Schrittweite auf 1° da wir ab diesen Werten einen starken Anstieg an Zählungen beobachteten und diesen signifikanten Teil der Messung möglichst genau aufzeichnen wollten. Da die Winkelraasterung nur 5° -Schritte bereitstellte, maßen wir die 1° -Schritte mit einem Geometrie-Dreieck nach. Deswegen wählten wir als Unsicherheit auf den Winkel auch $s_\alpha = 0,25^\circ$. Für jede Winkeleinstellung maßen wir für 100 s und notierten die Anzahl des Hex-Counters im Laborbuch (siehe Anhang A).

Wir wählten dieses Zeitintervall, da wir bei 0° mit 1100 Counts einen groben

relativen Fehler von 3% ausrechneten, welchen wir als gering genug erachteten³.

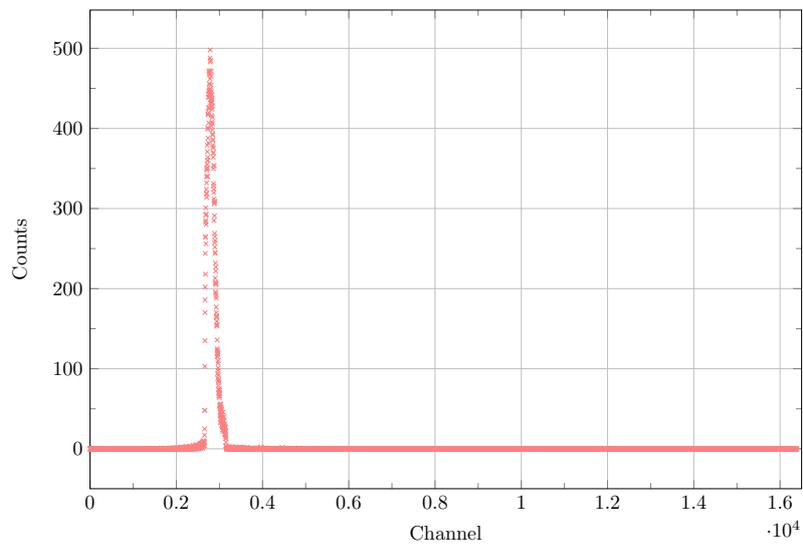


Abbildung 12: Aufnahme des eingestellten Fensters für den NaI Szintillator.

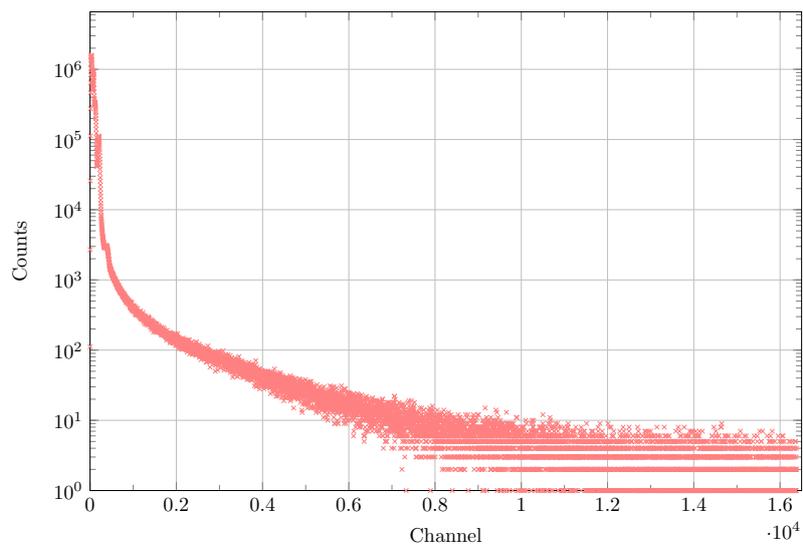


Abbildung 13: Das mit dem Plastiksintillator aufgenommene Spektrum bei der genutzten Verstärkung von 200.

³Es ist auch anzumerken, dass die nächstgrößere Einstellung für die Messzeit mit 1000s den Rahmen der uns zur Verfügung stehenden Versuchszeit sprengen würde.

5 Auswertung

5.1 Untergrund

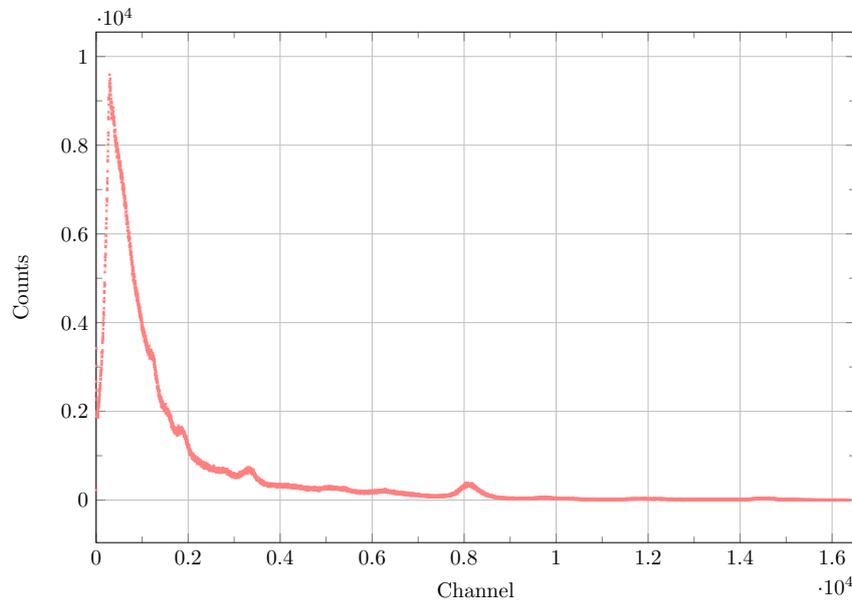


Abbildung 14: Die Untergrundmessung mit einer Messdauer von $t_U = 48\,610$ s.

Um die gemessenen Spektren auszuwerten, muss zunächst der Untergrund (siehe Abb. 14) von den Messungen abgezogen werden. Da die verschiedenen Messungen unterschiedlich lang sind, müssen die Untergrunddaten zunächst normiert werden, indem durch die Messdauer der Untergrundmessung geteilt wird und anschließend mit der jeweiligen Messdauer der Probe multipliziert wird:

$$N = N_P - \frac{t_P}{t_U} N_U, \quad (6)$$

wobei N den vom Untergrund bereinigten Counts, N_P den Counts bei einer Messung mit einer Probe, N_U den Counts der Untergrundmessung, t_P der Messdauer einer Probenmessung und t_U der Messdauer der Untergrundmessung entspricht. Der Fehler auf die gemessenen Counts $N_{P,U}$ kann abgeschätzt werden mit

$$s_{N_{P,U}} = \sqrt{N_{P,U}}. \quad (7)$$

Damit lässt sich der Fehler auf die von dem Untergrund bereinigten Counts N berechnen zu

$$s_N = \sqrt{N_P + \frac{t_P^2}{t_U^2} N_U}. \quad (8)$$

Im Untergrundspektrum fällt ein Peak stark auf; an diesem wurde, nach der in Abschnitt 5.2 genauer erläuterten Methode, eine Gaußsche Glockenkurve gefittet, was in Abbildung 19 zu sehen ist. Aus dem Fit erhält man als Mittelwert den Channel

8105 ± 1 . Mit Gleichungen (14) und (15), welche wir hier vorgehend benutzen, berechnet sich die zugehörige Energie zu

$$E = (1462 \pm 5) \text{ keV}. \quad (9)$$

Dieser Peak könnte durch ^{40}K a erklärt werden. Der Zerfall von ^{40}K a ist einer der am häufigsten vorkommenden natürlichen radioaktiven Zerfälle. Das Isotop zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 89,28 % zu ^{40}Ca und mit einer Wahrscheinlichkeit von 10,71 % zu ^{40}Ar . Beim ersten Zerfall beträgt die Energie-Emission 1311 keV und beim zweiten 1505 keV [5]. Da die zum Peak bestimmte Energie zwischen diesen beiden Energien liegt, kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei hierbei um eine Überlagerung dieser beiden Zerfälle handelt.

5.2 Energiekalibrierung

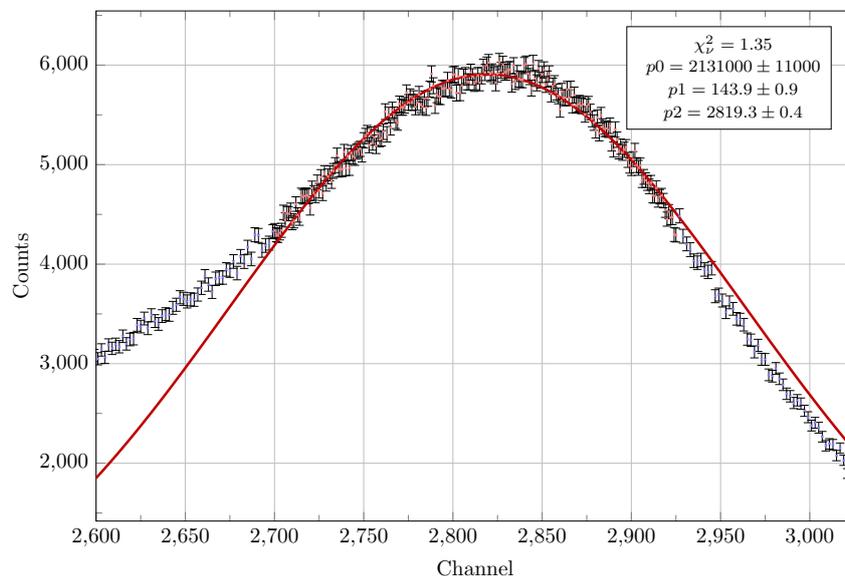


Abbildung 15: Der 511 keV Peak von Natrium mit Gaussfit. Die für den Fit benutzten Messwerte sind rot eingefärbt.

Um den jeweiligen Kanälen Energiewerte zuordnen zu können, werden zunächst die vom Untergrund bereinigten Spektren von Natrium, Cobalt und Europium untersucht. Dafür werden an die bekannten Peaks Gaußsche Glockenkurven der Form

$$f(x) = \frac{p0}{\sqrt{2\pi p1^2}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x-p2}{p1} \right)^2} \quad (10)$$

gefittet, wobei das Python Modul `scipy.optimize.curve_fit` [1], welches auf der Methode kleinster Quadrate basiert, verwendet wurde. Der Gaussfit für den Natrium-Peak, der einer Energie von 511 keV entsprechen sollte, ist in Abbildung 15 gezeigt, die weiteren Fits können im Anhang gefunden werden. Aus Gründen der Übersicht wurden die Fehler auf die Counts bei den Abbildungen der Gesamtspektren nicht mit in die Plots eingezeichnet. Zusätzlich wurde für die Fits das reduzierte χ^2 mit

Probe	E/keV	Channel
Natrium	511	2819 ± 14
Natrium	1274,6	7030 ± 40
Cobalt	1173,2	6460 ± 30
Cobalt	1332,5	7330 ± 40
Europium	122	568 ± 3
Europium	245	1272 ± 6
Europium	344	1850 ± 9
Europium	779	4280 ± 20
Europium	964	5300 ± 30
Europium	1086	6060 ± 30
Europium	1408	7760 ± 40

Tabelle 2: Die aus den Fits gewonnenen Mittelwerte der Peaks mit den zugehörigen Energien.

der Formel

$$\chi^2_\nu = \frac{1}{D - m} \sum_i \left(\frac{f(x_i) - N_i}{s_{N_i}} \right)^2 \quad (11)$$

berechnet, dabei entspricht D der Anzahl der für den Fit genutzten Messpunkte und m der Anzahl an freien Parametern im Fit; das bedeutet für den hier genutzten Fit $m = 3$. Die durch die Fits erhaltenen Mittelwerte der Peaks sind zusammen mit den jeweils zugehörigen Energien in Tabelle 2 eingetragen. Das am Montag aufgenommene Natrium Spektrum wurde auf die selbe Art und Weise analysiert, die zugehörigen Plots können in Abbildung 24 eingesehen werden. Für den ersten Peak wurde als Mittelwert $2831,1 \pm 0,4$ und für den zweiten $7059,3 \pm 1,3$ bestimmt. Damit weicht der Wert für den Channel beim ersten Peak um ca. zwölf Kanäle und beim zweiten um ca. 34 ab. Damit liegen beide Abweichungen in einem Größenbereich von 0,5 % relativ zum eigentlichen Wert. Da der Fehler der Mittelwerte, der sich aus den Fits ergibt, sehr gering ausfällt, wurde sich daher dafür entschieden, im Folgenden vergleichsweise konservativ einen relativen Fehler von 0,5 % auf die Mittelwerte abzuschätzen. Die Channel wurden über die Energien aufgetragen und mit der Python-Methode `scipy.optimize.curve_fit` [1] eine lineare Regression der Form

$$C = aE + b \quad (12)$$

durchgeführt, wobei a, b Regressionsparameter sind; C entspricht dabei den Channels und E der Energie. Die Ausgleichsgerade ist in Abbildung 16 zu sehen. Mit der linearen Regression wurden für die Parameter folgende Werte bestimmt:

$$a = (5,64 \pm 0,02) \frac{1}{\text{keV}} \quad b = -142 \pm 7. \quad (13)$$

Damit kann ein Channel mit folgender Gleichung in eine Energie umgerechnet werden:

$$E = \frac{C - b}{a}. \quad (14)$$

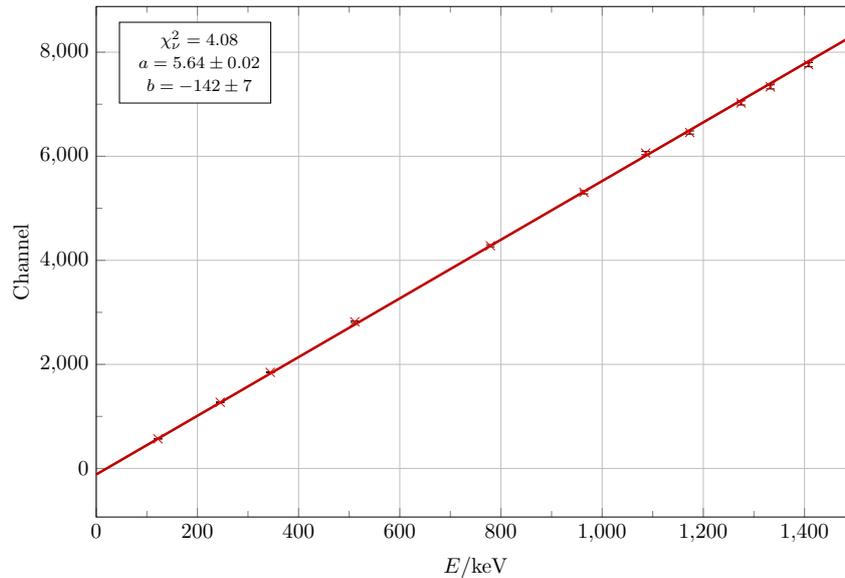


Abbildung 16: Die zur Energieeichung durchgeführte lineare Regression.

Der Fehler auf eine so bestimmte Energie berechnet sich mit

$$s_E = \sqrt{\left(\frac{C - b}{a^2} s_a\right)^2 + \left(\frac{1}{a} s_C\right)^2 + \left(\frac{1}{a} s_b\right)^2}. \quad (15)$$

Aus den berechneten Mittelwerten der montags durchgeführten Natriummessung wurde zum Vergleich auch eine Steigung berechnet mit dem Ergebnis:

$$a_{\text{test}} = 5,54 \text{ eV} \quad (16)$$

Die so bestimmte Steigung liegt innerhalb der 5σ -Umgebung von a . Um diese Abweichung zu berücksichtigen, wurde der Fehler auf die Steigung statt mit dem Fehler aus der Regression mit dem Abstand der beiden Steigungen abgeschätzt, womit gilt:

$$a = (5,64 \pm 0,01) \frac{1}{\text{keV}} \quad (17)$$

5.3 Thoriumspektrum

Das gemessene Thoriumspektrum wurde, wie zuvor, vom Untergrund bereinigt und ist in Abbildung 17 zu sehen. Gaußfits der Form Gleichung (10) wurden, wie bei den Spektren für die Energieeichung, an die einzelnen Peaks gefittet und sind im Anhang in Abbildungen 25 und 26 zu sehen. Die dadurch erhaltenen Mittelwerte der Peaks sind in Tabelle 3 aufgeführt. Wie zuvor wurde auf die Mittelwerte ein relativer Fehler von 0,5 % abgeschätzt. Mit Gleichung (14) wurden die Channel in die entsprechende Energie umgerechnet. Die so bestimmten Energien können Tabelle 3 entnommen werden und werden abschließend im Folgenden kurz eingeordnet.

Peak 1: Dieser Peak kann dem Übergang $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$ mit 39,9 keV zugeordnet werden.

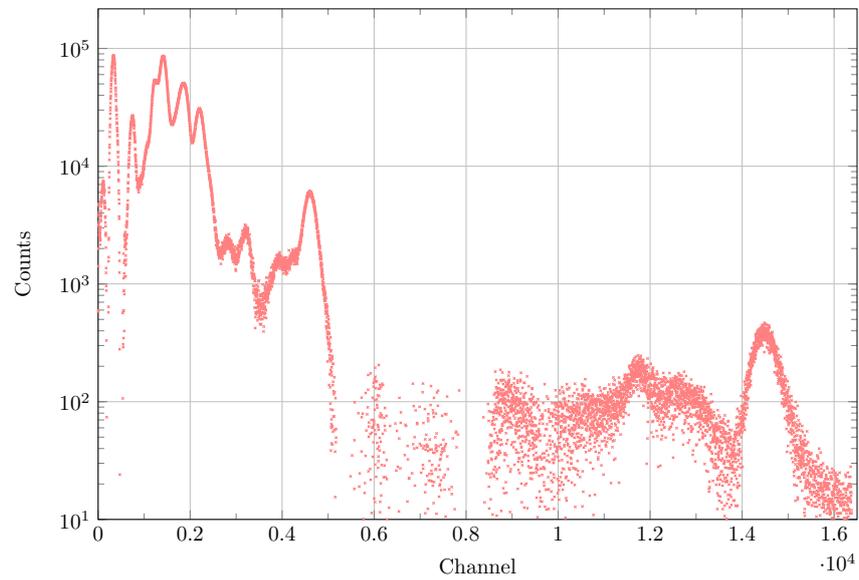


Abbildung 17: Das vom Untergrund bereinigte Spektrum von Thorium, aufgetragen mit logarithmischer y-Achse und linearer x-Achse.

Peak	Channel	E/keV
1	107 ± 1	$39,6 \pm 1,3$
2	333 ± 2	$79,7 \pm 1,3$
3	744 ± 4	$152,5 \pm 1,5$
4	1242 ± 6	$240,7 \pm 1,9$
5	1412 ± 7	271 ± 2
6	1850 ± 9	349 ± 2
7	2110 ± 11	410 ± 3
8	2811 ± 14	519 ± 3
9	3203 ± 16	588 ± 4
10	4600 ± 200	836 ± 5
11	$11\,750 \pm 60$	2104 ± 12
12	$14\,480 \pm 70$	2588 ± 16

Tabelle 3: Die jeweiligen Mittelwerte der Thorium Peaks mit den daraus berechneten Energien.

Peak 2: Dieser Peak ist wohl durch den Übergang $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$ mit 84,4 keV gegeben. Die Abweichung könnte durch eine Überlagerung mit dem Übergang $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$ mit 74,4 keV kommen.

Peak 3: Dieser Peaks ist vermutlich eine Überlagerung des Übergangs $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$ mit 131,6 keV und mit 166,4 keV.

Peak 4: Bei diesem Peak handelt es sich wahrscheinlich um eine Überlagerung vieler Übergänge. Am ausschlaggebendsten sind dabei wahrscheinlich einmal der Übergang $^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{220}\text{Rn}$ mit 240,99 keV und der Übergang $^{212}\text{Pb} \rightarrow ^{212}\text{Bi}$ mit 238,63 keV.

Peak 5: Auch Peak 5 ist vermutlich eine Überlagerung von sehr vielen Peaks, was auch die Höhe des Peaks erklären würde. Ausschlaggebend könnte dabei der Übergang $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ mit 277,36 keV sein.

Peak 6: Peak 6 kann schwierig einem Übergang eindeutig deutlich zugeordnet werden. Am besten würde von den wahrscheinlichen Übergängen $^{212}\text{Pb} \rightarrow ^{212}\text{Bi}$ mit 300,1 keV passen. Allerdings weicht der Peak schon stark von dem Übergang ab.

Peak 7: Am besten passt der Übergang $^{212}\text{Pb} \rightarrow ^{212}\text{Bi}$ mit 415,2 keV, jedoch sollte der, wesentlich stärker abweichende, Übergang $^{212}\text{Bi} \rightarrow ^{208}\text{Tl}$ mit 452,98 keV öfter auftreten und dieser kann keinem anderen Peak zugeordnet werden.

Peak 8: Dieser Peak kann recht eindeutig dem Übergang $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ mit 510,8 keV zugeordnet werden.

Peak 9: Auch dieser Peak lässt sich recht eindeutig einem Übergang zuordnen: $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ mit 583,2 keV.

Peak 10: Nicht ganz so eindeutig könnte dieser Peak dem Übergang $^{216}\text{Po} \rightarrow ^{212}\text{Pb}$ mit 804,9 keV. Das der Wert aus der Messung recht hoch ausfällt, könnte durch eine Überlagerung mit dem Übergang $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ mit 860,4 keV erklärt werden.

Peak 11: Dieser Peak kann keinem der Übergänge zugeordnet werden. Allerdings könnte es sich hierbei um einen single-escape Peak von Peak 12 handeln, da diese fast 511 keV auseinanderliegen.

Peak 12: Dieser Peak ist recht eindeutig dem Übergang $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ mit 2614,5 keV zuzuordnen.

5.4 Koinzidenzmessung

Die Messungen der Koinzidenzen können im Anhang in den Versuchsmitschriften eingesehen werden (siehe Anhang A).

Zunächst muss von den gemessenen Koinzidenzmessungen ein Untergrund abgezogen werden. Dafür werden die Messungen bei 90° und -90° genutzt, da bei diesen Einstellungen theoretisch nur zufällige Koinzidenzen gemessen werden sollten. Dafür wird der Mittelwert aus den bei beiden Messungen beobachteten Koinzidenzen berechnet, mit

$$N_U = \frac{N_{90} + N_{-90}}{2} = 80,5. \quad (18)$$

Der Fehler auf N_U berechnet sich zu

$$s_U = \frac{1}{2} \sqrt{N_{90} + N_{-90}} = 5. \quad (19)$$

Der so berechnete Untergrund wird von allen Koinzidenzmessungen abgezogen, wobei der Fehler fortgepflanzt wird mit

$$s_N = \sqrt{s_U^2 + N_r}. \quad (20)$$

Dabei entspricht N_r den gemessenen Koinzidenzen. Da eine negative Anzahl an Koinzidenzen physikalisch keinen Sinn ergibt, wurden nach dem Abziehen des Untergrunds alle negativen Koinzidenzen auf Null gesetzt. Die vom Untergrund bereinigten Koinzidenzen wurden anschließend über die jeweils eingestellten Winkel α aufgetragen. Auf dieselbe Art und Weise wie zuvor wurde ein Gaussfit an die Daten angelegt, welcher in Abb. 18 zu sehen ist. Mit dem Fit erhält man als Mittelwert

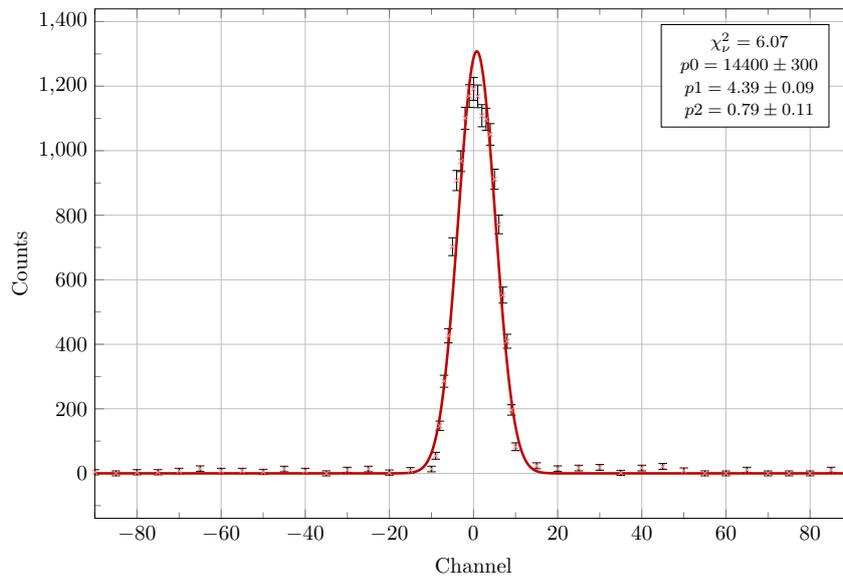


Abbildung 18: Die vom Untergrund bereinigten Koinzidenzmessungen mit Gaussfit.

des Gausspeaks

$$p2 = (0,79 \pm 0,11)^\circ. \quad (21)$$

6 Diskussion

6.1 Thoriumspektrum

Insgesamt lässt sich sagen, dass es gut möglich war, einige der Übergänge der Thorium-Reihe zu messen und zuzuordnen. Allerdings war es trotz der langen Messzeit für manche Übergänge nicht möglich, diese klar voneinander zu trennen. Dies könnte entweder an einer immer noch zu geringen Messzeit liegen oder auch daran, dass die Messapparatur die Energien nicht besser auflösen kann. Manche der gemessenen Peaks weichen recht stark von denen für diese Peaks zu erwartenden Übergängen ab. Da diese jedoch an einigen Stellen zu klein aber an anderen Stellen auch zu groß ausfallen, kann ein systematischer Fehler wohl ausgeschlossen werden. Allerdings könnten die Abweichungen auch an Einflüssen anderer Übergänge liegen, wie zum Beispiel Satelliten-Peaks oder single-escape Peaks.

Eine andere Fehlerquelle wäre eine fehlerhafte Energieeichung: Diese bietet im Allgemeinen die größte Fehleranfälligkeit für die Auswertung. Dabei könnte ein Fehler einfluss sein, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Channel und Energie angenommen wurde. Dieser passt zwar, wie man in Abbildung 16 sehr gut sehen kann, auch gut zu den gemessenen Daten, allerdings decken die zur Eichung genutzten Peaks nur ungefähr die Hälfte der möglichen Kanäle ab. Damit stellt die Eichung lediglich einen linearen Zusammenhang in der unteren Hälfte des Spektrums sicher.

Um zu überprüfen ob, auch bei höheren Channel ein linearer Zusammenhang gegeben ist, müssten zur Eichung auch Proben genutzt werden, welche höherenergetische Zerfälle aufweisen. Da die Unsicherheiten auf die Channel durch die Fits sehr gering ausfallen, könnte auch eine Fehlerquelle in der recht dilettantischen Unsicherheitenabschätzung liegen. Dafür könnten, wie es mit Natrium gemacht wurde, die Spektren der Proben zur Eichung mehrmals vermessen werden, um die Abweichung der Kanäle aus Streuungsmessungen zu bestimmen. Dabei sollte am besten eine Vielzahl an Proben und nicht nur eine vermessen werden, um zu überprüfen, ob die Abweichungen für verschiedene Kanäle größer oder kleiner ausfallen: Die zweite Natriummessung deutet nämlich an, dass für größere Channel auch die Abweichungen größer ausfallen, da die Abweichung des höherenergetischen Peaks größer ist als die des niederenergetischen.

6.2 Koinzidenzmessung

Bei der Koinzidenzmessung ergab sich für den Mittelwert des Peaks

$$p_2 = (0,79 \pm 0,11)^\circ. \quad (22)$$

Zu erwarten war der Mittelpunkt bei 0° , womit die Erwartung 7 Standardabweichungen vom gemessenen Wert entfernt liegt. Es kann angenommen werden, dass diese Abweichung dadurch entsteht, dass die beim Messaufbau eingetragene 0° Stellung nicht exakt 0° entspricht und wir es mit einem Fehler systematischer Natur zu tun haben. Da nicht bekannt ist, wie die markierten Winkel vermessen wurden und damit, wie genau diese Markierungen sind, kann keine Aussage darüber gemacht werden, wie weit die markierte 0° -Stellung von der tatsächlichen abweicht. Dass die gesamte Messung im positiven Bereich bei betragsmäßig gleichen Winkel höher ausfällt als die negative, unterstützt die Annahme, dass die Markierungen leicht verzogen sind.

A Anhang

Abbildungsverzeichnis

1	Vereinfachtes Zerfallsschema von ^{22}Na , adaptiert von dem Staatsexamen [3].	7
2	Vereinfachtes Zerfallsschema von ^{60}Co , adaptiert von dem Staatsexamen [3].	7
3	Vereinfachtes Zerfallsschema von ^{152}Eu , adaptiert von dem Staatsexamen [3].	8
4	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Photomultipliers.	9
5	Oszilloskopsignal des Ausgangs des Vorverstärkers.	10
6	Uni- und bipolares Signal am Verstärkerausgang des NaI-Verstärkers.	11
7	Logisches Ausgangssignal des NaI-Einkanalanalysators bei der Koinzidenzmessung.	11
8	Schematische Darstellung der Geräteverkabelung mit Ein- und Ausgangssignalen für die Vermessung des Thoriumspektrums, entnommen (modifiziert) aus der Anleitung [2].	13
9	Schematische Darstellung der Geräteverkabelung mit Ein- und Ausgangssignalen für die Koinzidenzmessung, entnommen (modifiziert) aus der Anleitung [2].	15
10	Oszilloskopsignal am Ausgang des Plastik-Vorverstärkers, welches eine Abklingzeit von 5,5 ns zeigt.	16
11	Überlagerung der logischen Ausgangssignale der Timing Units, die von den Einkanalanalysatoren gespeist werden. Die Nachzeit des Oszilloskops ist auf 5 s eingestellt.	16
12	Aufnahme des eingestellten Fensters für den NaI Szintillator.	17
13	Das mit dem Plastikszintillator aufgenommene Spektrum bei der genutzten Verstärkung von 200.	17
14	Die Untergrundmessung mit einer Messdauer von $t_U = 48\,610\text{ s}$	18
15	Der 511 keV Peak von Natrium mit Gaussfit. Die für den Fit benutzten Messwerte sind rot eingefärbt.	19
16	Die zur Energieeichung durchgeführte lineare Regression.	21
17	Das vom Untergrund bereinigte Spektrum von Thorium, aufgetragen mit logarithmischer y-Achse und linearer x-Achse.	22
18	Die vom Untergrund bereinigten Koinzidenzmessungen mit Gaussfit.	24
19	Auffälliger Untergrundpeak, an den ein Gaußkurve gefittet wurde.	27
20	Messungen mit Natrium.	28
21	Messungen mit Cobalt. Die für den Fit genutzten Messwerte in (a) und (b) sind rot markiert.	29
22	Die gefitteten Europiumpeaks. Die für den Fit genutzten Daten sind rot markiert.	30
23	Das vom Untergrund bereinigte Spektrum von Europium.	31
24	Kontrollmessung mit Natrium nach der Thoriummessung. In (a) und (b) sind die für den Fit benutzten Daten rot markiert.	32
25	Die ersten sechs gemessenen Thorium-Peaks mit den zugehörigen Gaussfits. Die für die Fits genutzten Daten sind rot markiert.	33

26 Die übrigen Thorium-Peaks mit den zugehörigen Gaussfits. Die für die Fits genutzten Daten sind rot markiert. 34

Tabellenverzeichnis

1 Symbole, die in diesem Versuchsprotokoll verwendet wurden. 4
 2 Die aus den Fits gewonnenen Mittelwerte der Peaks mit den zugehörigen Energien. 20
 3 Die jeweiligen Mittelwerte der Thorium Peaks mit den daraus berechneten Energien. 22

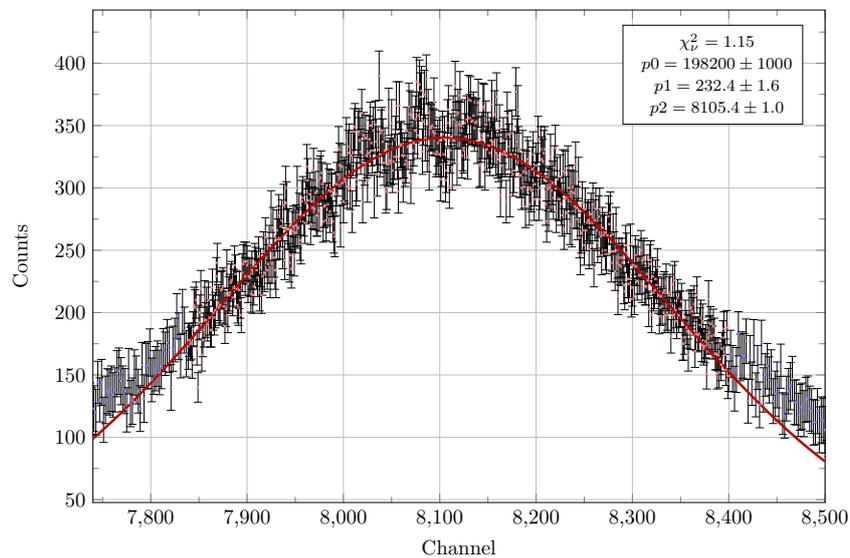
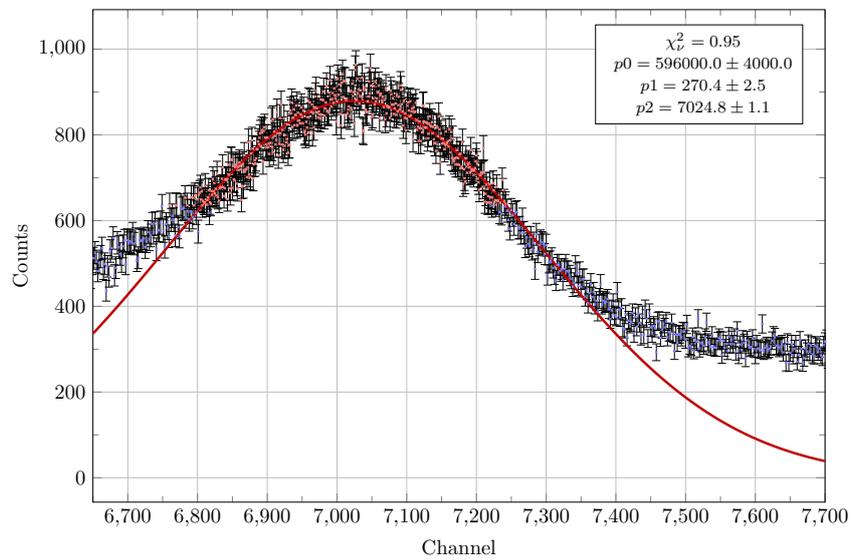
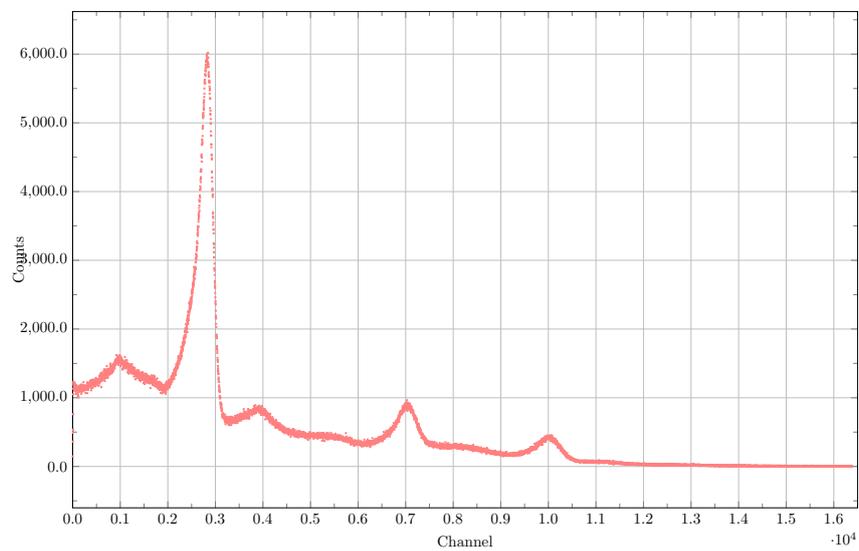


Abbildung 19: Auffälliger Untergrundpeak, an den ein Gaußkurve gefittet wurde.

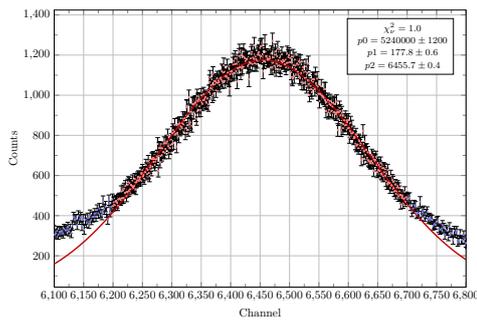


(a) Natrium Peak zur Energie 1274,6 keV. Die für den Fit genutzten Messwerte sind rot markiert.

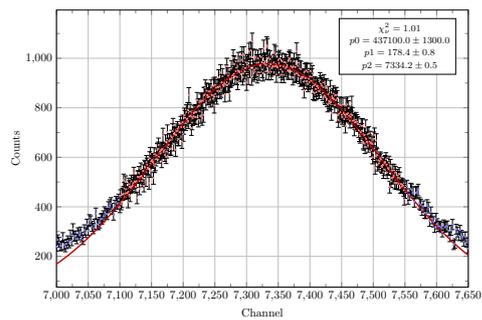


(b) Das vom Untergrundbereinigte Spektrum von Natrium.

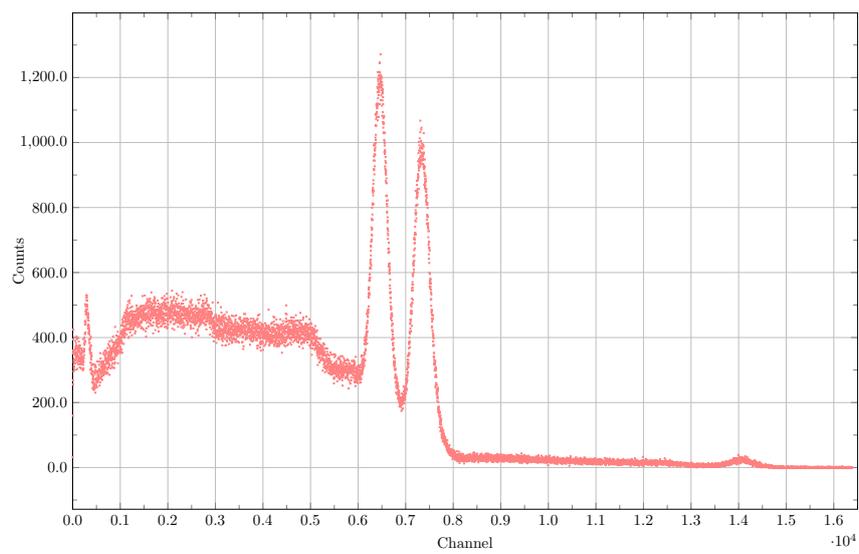
Abbildung 20: Messungen mit Natrium.



(a) Cobalt Peak zur Energie 1132 keV.

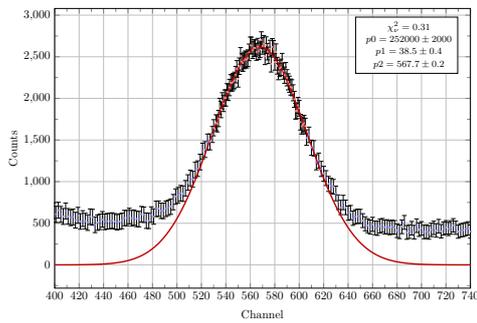


(b) Cobalt Peak zur Energie 1173 keV.

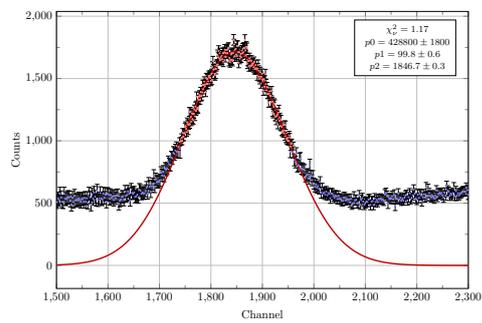


(c) Das vom Untergrund bereinigte Spektrum von Cobalt.

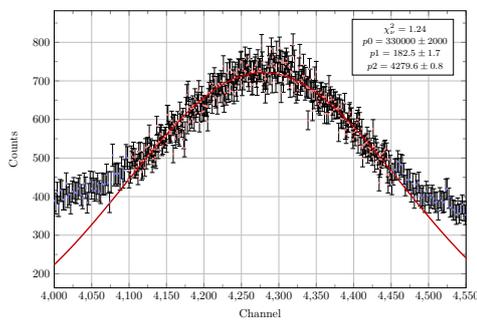
Abbildung 21: Messungen mit Cobalt. Die für den Fit genutzten Messwerte in (a) und (b) sind rot markiert.



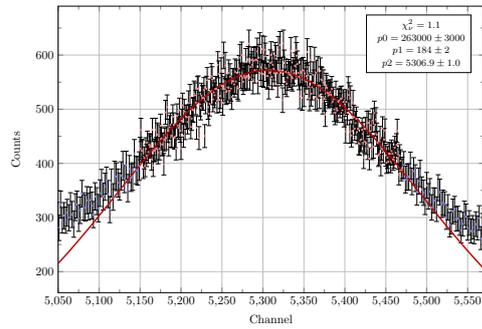
(a) Europium Peak zur Energie 122 keV.



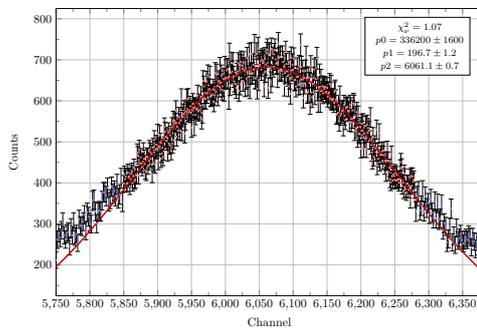
(b) Europium Peak zur Energie 344 keV.



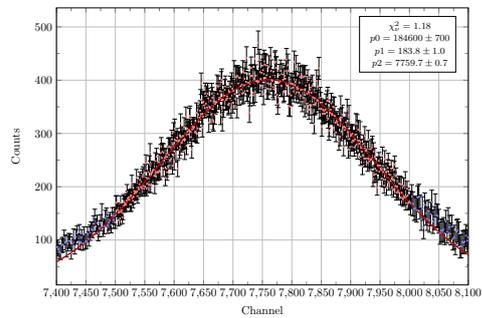
(c) Europium Peak zur Energie 779 keV.



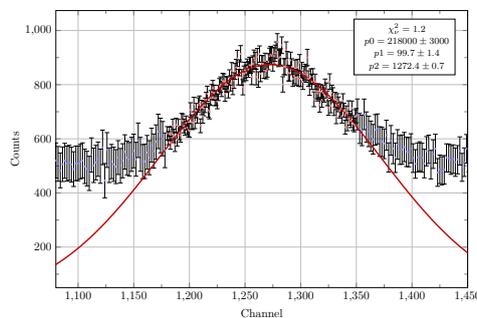
(d) Europium Peak zur Energie 964 keV.



(e) Europium Peak zur Energie 1086 keV.



(f) Europium Peak zur Energie 1408 keV.



(g) Europium Peak zur Energie 245 keV.

Abbildung 22: Die gefitteten Europiumpeaks. Die für den Fit genutzten Daten sind rot markiert.

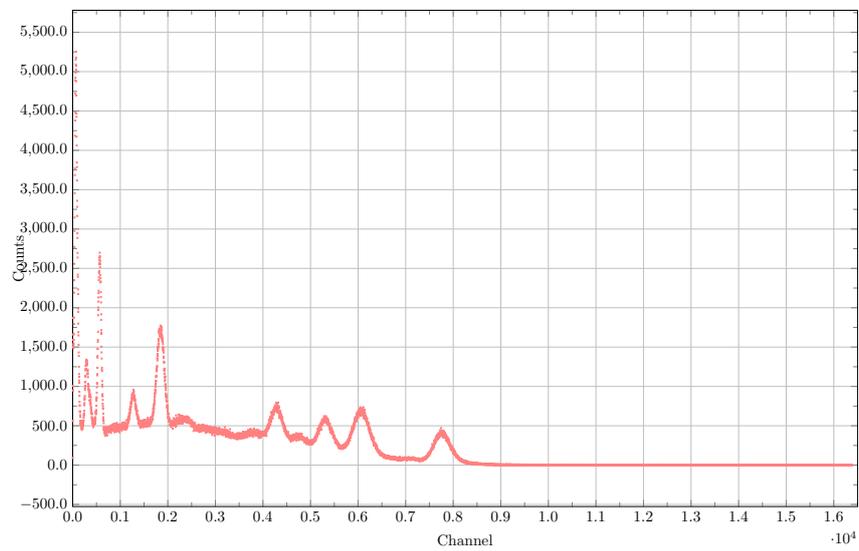
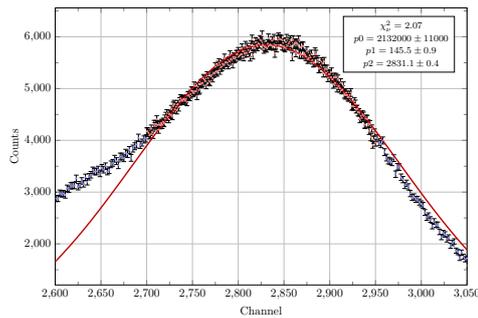
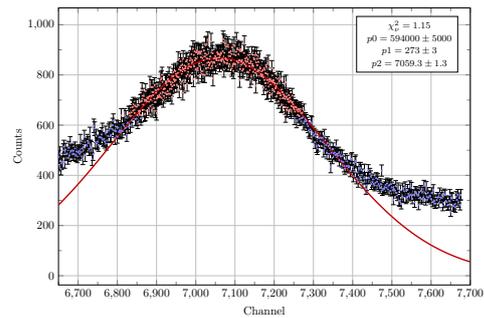


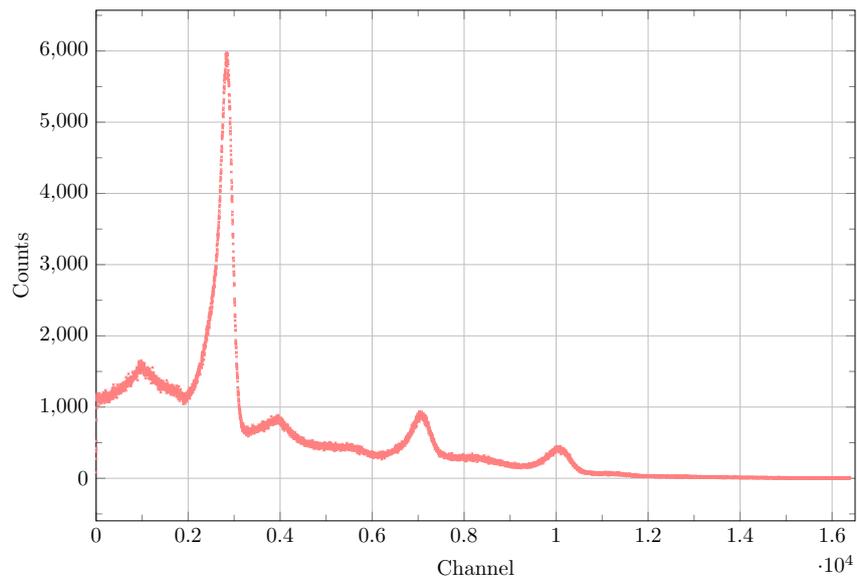
Abbildung 23: Das vom Untergrund bereinigte Spektrum von Europium.



(a) Natrium Peak zur Energie 1274,6 keV.

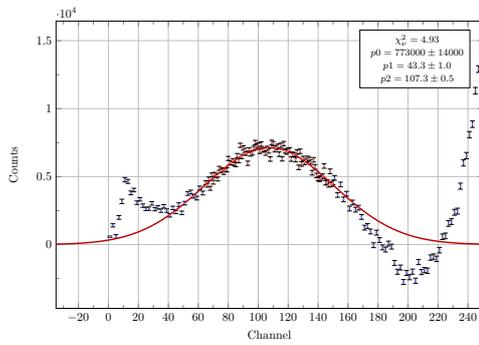


(b) Natrium Peak zur Energie 1274,6 keV.

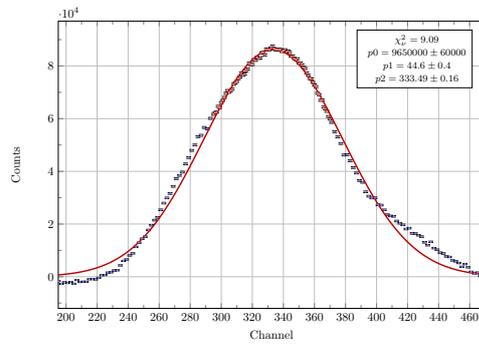


(c) Das vom Untergrundbereinigte Spektrum von Natrium.

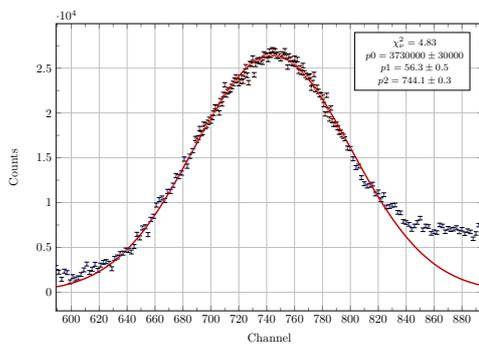
Abbildung 24: Kontrollmessung mit Natrium nach der Thoriummessung. In (a) und (b) sind die für den Fit benutzten Daten rot markiert.



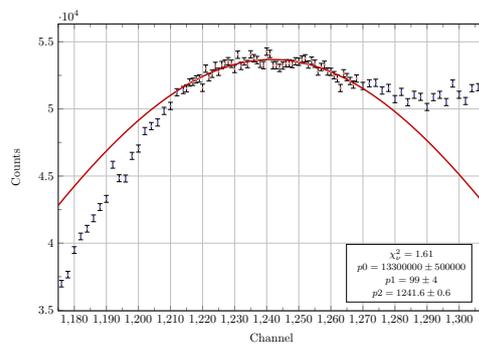
(a) Erster Thorium Peak.



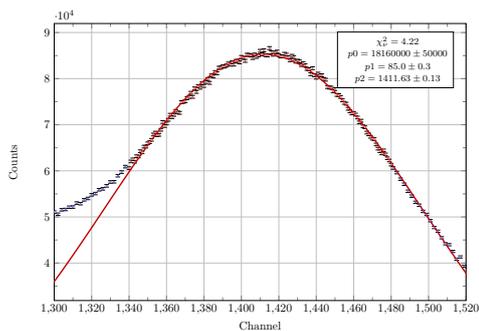
(b) Zweiter Thorium Peak.



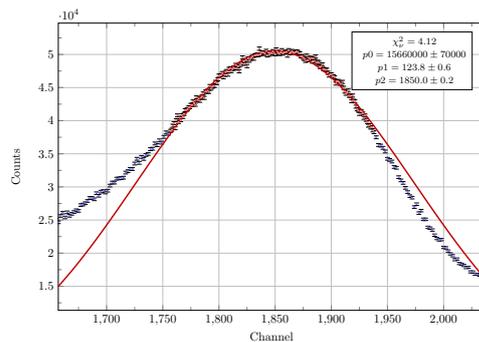
(c) Dritter Thorium Peak.



(d) Vierter Thorium Peak.

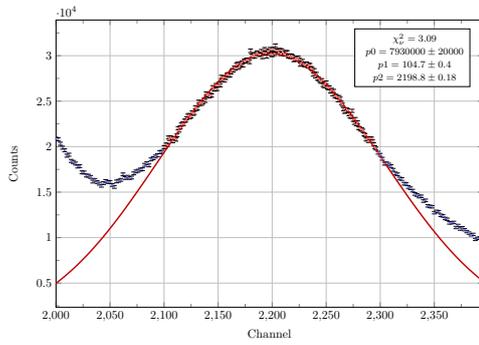


(e) Fünfter Thorium Peak.

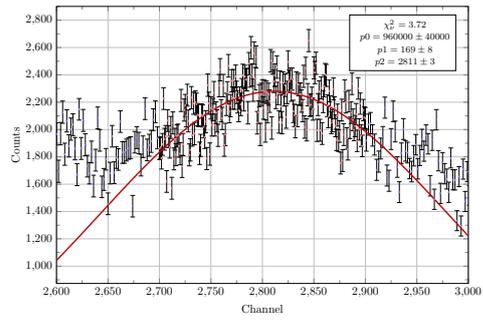


(f) Sechster Thorium Peak.

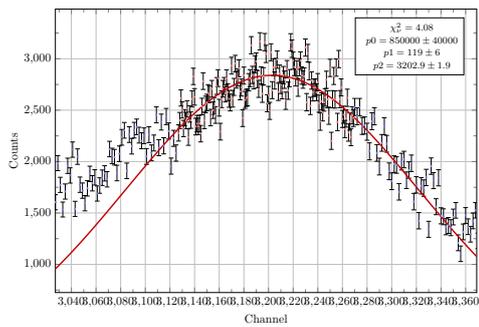
Abbildung 25: Die ersten sechs gemessenen Thorium-Peaks mit den zugehörigen Gaussfits. Die für die Fits genutzten Daten sind rot markiert.



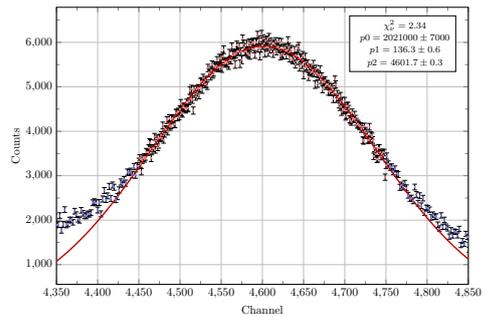
(a) Siebter Thorium Peak.



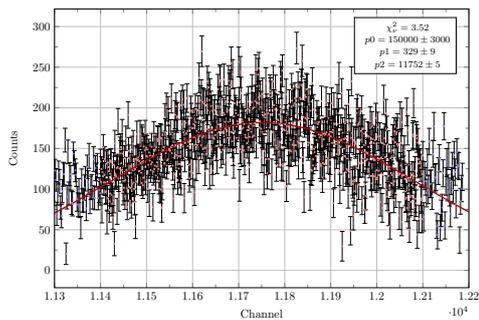
(b) Achter Thorium Peak.



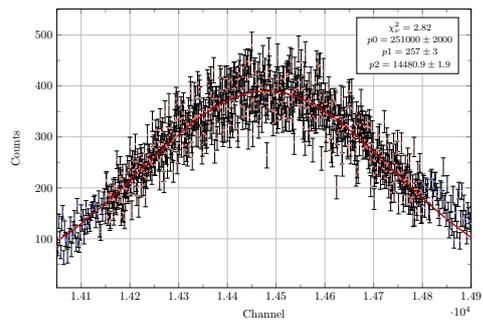
(c) Neunter Thorium Peak.



(d) Zehnter Thorium Peak.



(e) Elfter Thorium Peak.



(f) Zwölfter Thorium Peak.

Abbildung 26: Die übrigen Thorium-Peaks mit den zugehörigen Gaussfits. Die für die Fits genutzten Daten sind rot markiert.

A.1 Laborheft

Seite	Thema	Blatt	Blatt	Blatt	Blatt	Blatt	Blatt
1	Einleitung	1	1	1	1	1	1
2	Materialien	2	2	2	2	2	2
3	Methodik	3	3	3	3	3	3
4	Ergebnisse	4	4	4	4	4	4
5	Diskussion	5	5	5	5	5	5
6	Fazit	6	6	6	6	6	6
7	Literaturverzeichnis	7	7	7	7	7	7
8	Anhang	8	8	8	8	8	8
9	Index	9	9	9	9	9	9

| Blatt |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 |
| 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 |
| 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 |
| 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 |
| 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 |
| 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 |

| Blatt |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 |
| 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 |
| 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 |
| 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 |
| 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 |
| 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 |

| Blatt |
|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 | 2 |
| 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 | 3 |
| 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 | 4 |
| 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 | 5 |
| 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 | 6 |
| 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 |
| 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 | 8 |
| 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 | 9 |

Handwritten signature

Blatt-Bilder: Blatt 1: pg. 1, Blatt 2: pg. 2, Blatt 3: pg. 3, Blatt 4: pg. 4, Blatt 5: pg. 5, Blatt 6: pg. 6, Blatt 7: pg. 7, Blatt 8: pg. 8, Blatt 9: pg. 9

Literaturverzeichnis

- [1] JONES, Eric ; OLIPHANT, Travis ; PETERSON, Pearu u. a.: *SciPy: Open source scientific tools for Python*. <https://www.scipy.org/>. Version: 2001-. – [Online; Zugriff am 30. September 2019]
- [2] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, Thorwald: *Versuchsanleitungen Fortgeschrittenen Praktikum Teil I – Szintillationszähler*. 2017
- [3] KOTYK, Tobias: *Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg*. 2005
- [4] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank ; RODEJOHANN, Werner: *Teilchen und Kerne*. 9. 2017. – ISBN 978-3-642-37822-5
- [5] RAUSCH, Rene: *Das Periodensystem der Elemente online*. www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=19&mz=40&nrg=0&show=nuklid&sel=. Version: 2010-. – [Online; Zugriff am 3. Oktober 2019]