



Fortgeschrittenen Praktikum I:

Szintillationszähler

Moritz Bültmann
Jessica Schäper

Durchgeführt am 08.10.2015 und 09.10.2015

Inhaltsverzeichnis

1 Abstract	1
2 Aufgabenstellung	2
3 Theoretische Grundlagen	3
3.1 Statistik: Die Poissonverteilung [2]	3
3.2 Zerfälle	3
3.2.1 α -Zerfall	3
3.2.2 β -Zerfall	3
3.2.3 γ -Zerfall	4
3.3 Wechselwirkung der Photonen mit Materie	4
3.3.1 Photoeffekt	4
3.3.2 Comptoneffekt	5
3.3.3 Paarbildung	6
3.4 Szintillationszähler	6
3.4.1 Szintillation im NaI-Kristall	6
3.4.2 Szintillation in Plastik	7
4 Aufbau	8
4.1 Geräte	8
4.1.1 Szintillationszähler	8
4.1.2 Photomultiplier	8
4.1.3 Vorverstärker	8
4.1.4 Hauptverstärker	9
4.1.5 Single Channel Analyzer	9
4.1.6 Multi Channel Analyzer	9
4.1.7 Timing Unit	10
4.1.8 Koinzidenzeinheit	10
4.1.9 Linear Gate	10
4.2 Aufbau zur Messung des Energiespektrums	11
4.3 Aufbau zur Koinzidenzmessung	11
5 Durchführung	13
5.1 Messung der γ -Spektren	13
5.2 Messung der Koinzidenzen	13
6 Auswertung	15
6.1 Signalanalyse	15
6.2 Auswertung des ^{228}Th -Spektrums	18
6.2.1 Energiekalibration	18
6.2.2 Das ^{228}Th -Spektrum	21
6.2.3 Das Untergrundspektrum	22
6.3 Messung der Koinzidenzen	24
6.4 Strahlungsmessung von Paranüssen	25

7 Zusammenfassung und Diskussion	26
7.1 ^{228}Th -Spektrum	26
7.2 Koinzidenzmessung	26
7.3 Paranüsse	26
8 Anhang	27
8.1 Grafiken	27
8.1.1 Europium	27
8.1.2 Kobalt	28
8.1.3 Thorium	29
8.1.4 Ausbeutekurve	31
8.1.5 Zuordnung	32
8.2 Laborheft	33
8.3 Quelltext (MATLAB)	34

1 Abstract

Zur Messung radioaktiver Spektren stehen einige Methoden wie beispielsweise das bekannte Geiger-Müller-Zählrohr bei dem radioaktive Impulse durch die von ihnen im Zählgas hervorgerufene Gasentladung aufgenommen werden oder Halbleiterdetektoren die auf dem inneren Photoeffekt von Halbleitern beruhen zur Verfügung. Der hier vorliegende Versuch befasst sich mit der Aufnahme radioaktiver Spektren mit Szintillationszählern, welche anhand von durch Strahlung ausgelöster Photoemission im Szintillationsmaterial energieabhängige Spannungspulse an einen Multi Channel Analyzer weitergeben.

Ziel des Versuchs ist es, das charakteristische γ -Spektrum von Thorium-228 zu analysieren. Dazu wird von einigen radioaktiven Präparaten (Natrium-22, Cobald-60, Europium-152) das Spektrum erfasst und mit Hilfe der bekannten Energie-Peaks dieser Spektren eine Kalibration des Multi Channel Analyzers vorgenommen, welcher dann zur Analyse der Zerfallsenergien von Thorium-228 verwendet wird.

Außerdem soll die Winkelabhängigkeit der Elektron-Positron-Paarvernichtung beim β^+ -Zerfall von Natrium-22 untersucht werden. Dazu werden zwei Szintillationszähler (anorganisches Natriumiodid, organisches Plastik) verwendet von denen der Plastik-Szintillator um die Probe drehbar auf einer Winkelskala angebracht ist. Dabei können die Unterschiede der beiden Szintillatoren bezüglich ihrer Lichtausbeute, Energieauflösung und Auflösungszeit untersucht werden.

Bei diesem Versuch steht nicht wie bei anderen Versuchen (bspw. Lange Halbwertszeiten) die radioactive Probe selbst im Vordergrund, sondern die Messmethode und die Funktionsweise des Szintillationszählers und anderer Bauteile.

2 Aufgabenstellung [1]

1. Es wird ein Blockschaltbild beider Aufbauten (Koinzidenz- und Multichannelmessung) angefertigt.
2. Unter der Betrachtung von dem radioaktiven Zerfall von ^{152}Eu werden folgende Signalanalysen durchgeführt.
 - Vergleich der Signallängen zwischen Plastik- und NaI-Szintillationszähler.
 - Vergleich der Signale des NaI-Szintillationszählers nach Photomultiplier, Hauptverstärker, Single Channel Analyzer (SCA), Gate- und Delay-Generator.
 - Bestimmung der Verzögerung zwischen dem Input des Hauptverstärkers und dem unipolaren Ausgang, bipolaren Ausgangs und des Ausgangs des SCA.
3. Die verschiedenen Geräte des NIM (Nuclear Instruments Module) werden angepasst und deren Einstellungen diskutiert. Darstellung der verschiedenen Signalverläufe der einzelnen Geräte. Danach werden die Spektren von
 - ^{22}Na
 - ^{60}Co
 - ^{152}Eu

mindestens 30 Minuten lang (mit dem Multi Channel Analyzer) aufgenommen. Außerdem wird eine Untergrundmessung über einen längeren Zeitraum (mind. 180 Min.) aufgenommen um die Spektren zu korrigieren. Hierbei soll die auftretende scharfe Linie diskutiert werden. Danach wird eine Energiekalibration der Channel des Multi Channel Analyzers (MCA) durchgeführt.

4. Das Spektrum eines ^{228}Th -Präparates wird mit einer Messdauer von mindestens 180 Minuten aufgenommen. Nach der Untergrundskorrektur werden die entstandenen Peaks Literaturwerten zugeordnet. Daraufhin werden die relativen Intensitäten des Thorium Präparats ermittelt und anhand der Ausbeutekurve des NaI-Szintillationszählers (Szinti) diskutiert.
5. Am SCA des NaI-Szintis muss das optimale Delay für die Koinzidenzmessung eingestellt werden. Daraufhin wird die Korrelation zwischen Koinzidenzen und Szinti-Winkel beobachtet und analysiert. Zudem müssen zufällige Koinzidenzen durch eine weitere Messung berücksichtigt werden.

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Statistik: Die Poissonverteilung [2]

Die Poissonverteilung ergibt sich aus der Binomialverteilung als Grenzfall

$$n \cdot p = \text{const.} = \lambda \quad n \rightarrow \infty, p \rightarrow 0$$

Hierbei ist n die Gesamtzahl an Ereignissen und p die Wahrscheinlichkeit, dass ein Einzelereignis eintritt. Die Poissonverteilung hat die Form

$$P(k, \lambda) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}$$

Der Erwartungswert und die Varianz sind

$$\mu = E(k) = \sum_{k=0}^{\infty} P(k, \lambda) k = \lambda$$

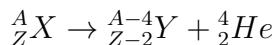
$$\sigma^2 = \sum_{k=0}^{\infty} P(k, \lambda) (k - E(k))^2 = \lambda$$

Der Grenzfall der Poissonverteilung trifft zu, da eine große Anzahl an Atomen vorhanden ist, aber die Wahrscheinlichkeit eines einzelnen Atoms zu zerfallen sehr klein ist.

3.2 Zerfälle

3.2.1 α -Zerfall

Beim α -Zerfall geht ein instabiler, schwerer Kern unter der Aussendung eines α -Teilchens, welches aus 2 Protonen und 2 Neutronen besteht (Helium-Kern) in einen stabileren Kern über. Das α -Teilchen tunnelt dabei durch den Coulomb-Wall des Kerns durch, den es klassisch nicht überwinden könnte. Die Massenzahl sinkt dabei um 4, die Kernladungszahl um zwei:

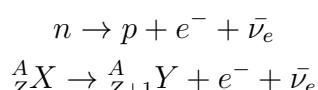


Dabei stellt X das Mutternuklid und Y das Tochternuklid dar, A entspricht der Massenzahl und Z der Kernladungszahl. Da es sich um einen Zwei-Körper-Zerfall handelt, ist das Spektrum des α -Zerfalls diskret.

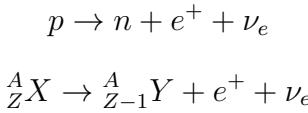
3.2.2 β -Zerfall

Unter β -Zerfall versteht man eine Reihe von Prozessen der schwachen Wechselwirkung unter Beteiligung von Elektronen bzw. Positronen. Dabei findet durch W-Boson-Austausch die Umwandlung eines Protons in ein Neutron bzw. umgekehrt statt. Das Spektrum ist hier kontinuierlich (Drei-Körper-Zerfall).

β^- -Zerfall Beim β^- -Zerfall wandelt sich ein Neutron im Kern unter Aussendung eines Elektrons und eines Anti-Neutrinos in ein Elektron um. Dabei bleibt die Massenzahl gleich und die Kernladungszahl steigt um eins:

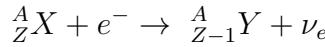


β^+ -Zerfall Der β^+ -Zerfall ist dem β^- -Zerfall sehr ähnlich. Hier wird ein Proton unter Aussendung eines Positrons (Anti-Elektron) und eines Neutrinos in ein Neutron umgewandelt. Dabei sinkt die Kernladungszahl um eins während die Massenzahl wieder gleich bleibt:



Das Positron kann nicht lange in der Anwesenheit von Materie existieren. Es vereinigt sich mit einem Elektron zu einem Positroniumatom, das sich nach wenigen Nanosekunden anihiliert und für den typischen 511keV-Peak sorgt, der aus der Ruhemasse (jeweils $E_{ruhe} = 511\text{keV}$) der zwei Anihilationspartner herrührt. Dabei entstehen zwei Photonen, die im 180° -Winkel zu einander emittiert werden.

Electron Capture Bei einer weiteren Art des β -Zerfalls geht der Kern in einen stabileren Kern über, indem er ein Elektron der Atomhülle einfängt (daher *electron capture*). Dabei wandeln sich das Elektron und ein Proton unter Aussendung eines Neutrinos in ein Neutron um wodurch die Kernladungszahl um 1 abnimmt während die Massenzahl gleich bleibt:



3.2.3 γ -Zerfall

γ -Strahlung tritt auf wenn ein angeregter Kern unter Aussendung eines Photons (γ -Quant) in einen tieferen Zustand übergeht. Oft ist sie eine Begleiterscheinung der α -Strahlung bei der sich das Tochternuklid nach dem Zerfall in einem angeregten Zustand befindet. Die Energie der Photonen liegt dabei im Bereich von keV bis MeV. In Materie klingt die Intensität von γ -Strahlung exponentiell ab.

3.3 Wechselwirkung der Photonen mit Materie

Aufgrund ihrer elektrischen Neutralität müssen Photonen zunächst geladene Teilchen erzeugen damit sie nachgewiesen werden können. Für die Intensität eines Photonенstrahls in Materie gilt dabei:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x}$$

Die Anfangsintensität I_0 nimmt also exponentiell in Abhängigkeit des von Photonenergie und Material abhängigen Absorptionskoeffizienten μ mit der Dicke x des Materials ab.

Die Abnahme der Intensität ist hauptsächlich auf den Photoeffekt, den Compton-Effekt und die Paarbildung zurückzuführen:

$$\mu_{tot} = \mu_{photo} + \mu_{paar} + \mu_{compton}$$

3.3.1 Photoeffekt

Als äußeren Photoeffekt bezeichnet man das Herauslösen eines Elektrons aus der Atomhülle durch Absorption eines Photons mit ausreichender Energie. Bei einer Photonenergie von $E = h\nu$ erhält das Elektron dabei die kinetische Energie: $E_{kin} = h\nu - E_B$ (Bindungsenergie E_B des Elektrons an den Kern).

Die Lücke in der Hülle wird meist von einem Elektron der äußeren Schalen wieder gefüllt.

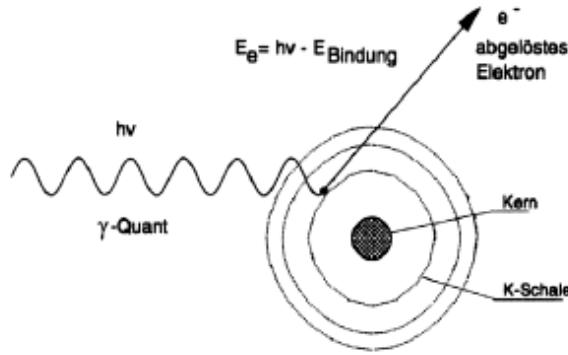


Abbildung 1: Diese Abbildung zeigt den äußeren Photoeffekt, da die Energie des Photons $h\nu$ ausreicht um das Elektron komplett aus dem Kern zu lösen. [2]

Falls die Energie des Photons nicht ausreicht um ein Elektron aus dem Atom zu lösen, so kann ein Elektron wenigstens in einen höheren Zustand gehoben werden, also zum Beispiel vom Valenzband eines Kristalls in das Leitungsband. Man spricht hierbei vom inneren Photoeffekt. Durch den Photoeffekt ergibt sich im Energiespektrum ein scharfer Photopeak.

3.3.2 Comptoneffekt

Trifft ein Photon auf ein Elektron, so kann es durch den Comptoneffekt am Elektron gestreut werden und einen Teil seiner Energie abgeben. Die Winkelabhängigkeit des Photoeffekts stammt aus der Impuls- und Energieerhaltung.

Beim Comptoneffekt ergibt sich im Energiespektrum ein weites, leicht nach unten gewölbtes Plateau, da immer nur ein Teil der Photonenenergie absorbiert wird.

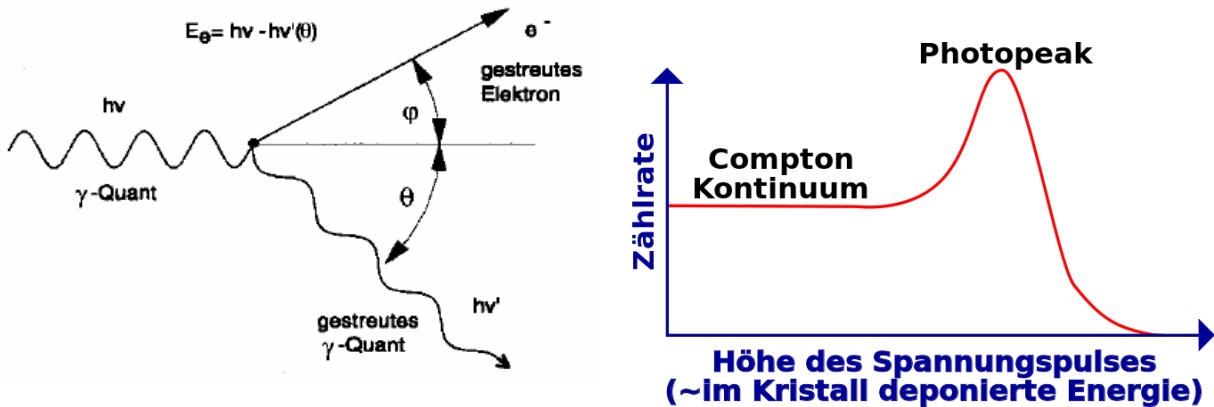


Abbildung 2: links: In dieser Darstellung kann man ein Photon sehen, das mittels Comptoneffekt an einem Elektron gestreut wird und dabei Energie verliert, da es nach dem Stoß langwelliger ist. [2] ; rechts: Dieser Graph skizziert den erwarteten Verlauf im Energiespektrum einer einzelnen Photonenenergie durch Compton- und Photoeffekt. Die Wölbung des Comptonplateaus ist nicht zu sehen [3].

3.3.3 Paarbildung

Ab einer Photonenenergie von mehr als der doppelten Ruhemasse des Elektrons (511eV) kann das Photon im elektrischen Feld des Kerns ein Elektron-Positron-Paar erzeugen. Ein Rückstoßpartner (Kern) wird durch die Energie-Impuls-Relation benötigt und nimmt die Rückstoßenergie auf. Das entstandene Paar, anihiliert, wie beim β^+ -Zerfall beschrieben, nach kurzer Zeit. Die Wahrscheinlichkeit einer sochen Paarbildung hängt vom Quadrat der Kernladungszahl ab.

3.4 Szintillationszähler

3.4.1 Szintillation im NaI-Kristall

Durch die Anordnung vieler Atome im Kristall entstehen aus den diskreten Elektronenniveaus der Atome kontinuierliche Energiebänder. Die Fermienergie liegt zwischen dem Valenzband, dem obersten voll besetzten Band bei ($T = 0\text{K}$), und dem Leitungsband, dem darüberliegenden Band, das bei $T = 0\text{K}$ nicht besetzt ist. Die Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband bezeichnet man als Bandlücke. Der NaI-Kristall besitzt gegenüber Halbleitern eine relativ große Bandlücke und gilt daher als Isolator bei Raumtemperatur, da durch thermische Energie kaum Elektronen ins Leitungsband gehoben werden können.

Durch das Einbringen von Fremdatomen mit drei oder fünf Außenelektronen (Dotierung) werden zwischen den Bändern Zwischenniveaus geschaffen, auf die die Elektronen wechseln können. Bei NaI geschieht die Dotierung mit Thallium. Auf eine Millionen Kristallatome kommt ungefähr ein Fremdatom. Im Kristall werden die Elektronen durch den inneren Photoeffekt vom Valenzband in das Leitungsband angeregt. Sie fallen dann überall im Kristall unter Emission von Photonen in das Valenzband zurück. Da die Energie der emittierten Photonen der Bandlückenenergie entspricht, werden sie sofort wieder zur Elektronenanregung absorbiert. Lediglich die Photonen, die aus der Rekombination an den Dotierten Stellen hervorgehen und deren Energie nicht ausreicht um weitere Elektronen anzuregen, können das Material verlassen und mit einem Photomultiplier erfasst werden. Der Natrium-Iodid-Szintillator gilt als anorganischer Szintillationszähler.

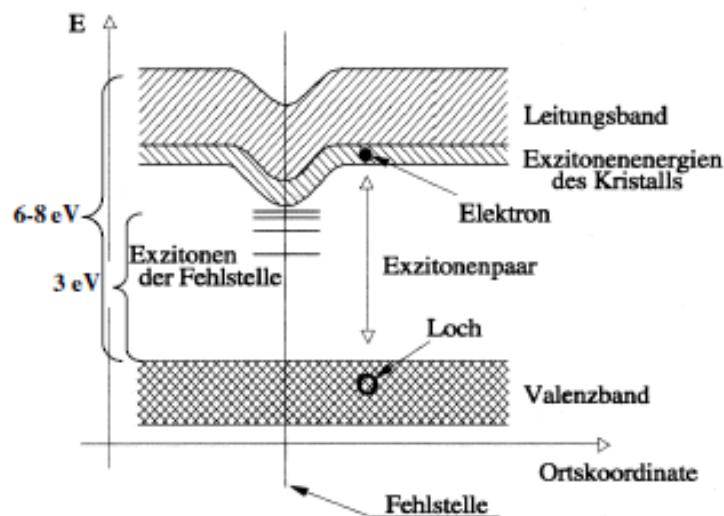


Abbildung 3: Schematische Darstellung des Bändermodells im Kristall mit einer Dotierung [2]

3.4.2 Szintillation in Plastik

Der Plastiksinti gilt als organischer Szintillationszähler. Auch hier wurden die einzelnen Plastikmoleküle dotiert um einen ähnlichen Effekt wie beim Kristall-Szinti zu erzielen. Die durch γ -Strahlung angeregten Moleküle regen sich über mehrere Niveaus ab und emittieren mehrere Photonen. Dies geschieht bei organischen Szintillationszählern wesentlich schneller als bei den anorganischen. Zudem ist die Energieauflösung schlechter als beim NaI-Szinti.

4 Aufbau

4.1 Geräte

4.1.1 Szintillationszähler

Die Szintillationszähler absorbieren die γ -Photonen der radioaktiven Probe und emittieren eine photonenergieabhängige Anzahl an Photonen pro γ -Quant. Diese Photonenwolken treffen daraufhin auf den Photomultiplier. Die Energieauflösung des NaI-Szintis ist wesentlich besser als die des Plastiksintis, weshalb dieser auch für die Aufnahme des Energiespektrums verwendet wird. Der Plastiksinti hat jedoch eine viel schnellere Reaktionszeit, sodass seine zeitliche Auflösung wesentlich besser ist.

4.1.2 Photomultiplier

Um die vom Szintillationszähler emittierten Photonen in eine elektrische Signal umzuwandeln wird ein Photomultiplier verwendet. Hierbei treffen die Photonen zuerst auf eine photoaktive Substanz, in der durch die Photonenergie Elektronen herausgelöst werden. Diese Elektronen werden in einem elektrischen Feld beschleunigt und treffen dann auf eine sog. Dynode. Auf der Dynode werden durch Stöße mehr Elektronen herausgelöst, da die Primärelektronen durch das E-Feld viel kinetische Energie erhalten haben. Durch Hintereinanderschalten mehrerer Dynoden entsteht ein Lawineneffekt, sodass man am Ende eine gut messbare Anzahl an Elektronen erhält.

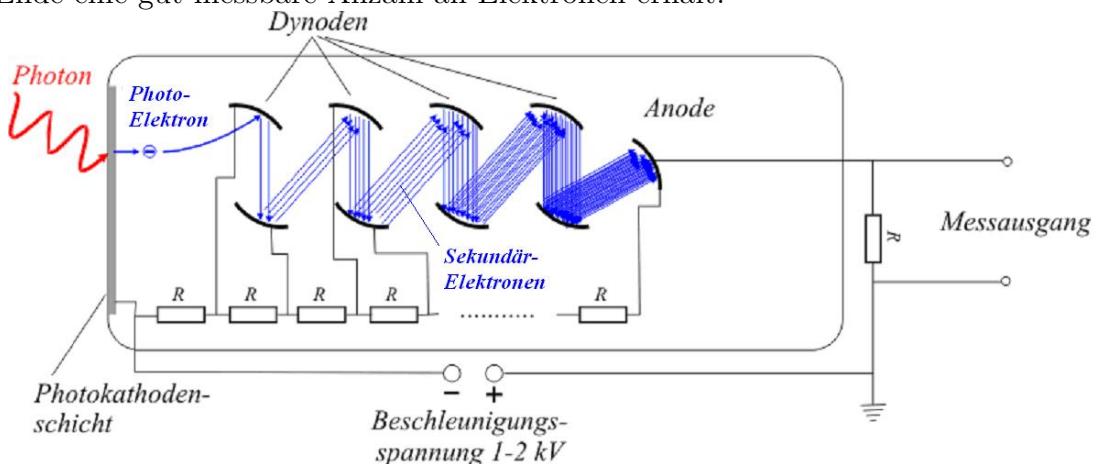


Abbildung 4: [4]

4.1.3 Vorverstärker

Das im Photomultiplier entstandene Stromsignal wird im Vorverstärker in ein Spannungssignal umgewandelt. Prinzipiell wird dazu der Strom mit Hilfe eines Kondensators über einen gewissen Zeitraum integriert. Wenn man Strom über eine Zeit integriert erhält man die Ladung Q , die in dieser Zeit durch den Verstärker floss. Die Ladung ist über

$$U = \frac{Q}{C} \quad \text{mit } C \text{ Kapazität Kondensator}$$

proportional zur Spannung, sodass man ein Spannungssignal erhält, das proportional zur Anzahl der emittierten Photonen ist und das in etwa die Form einer Kondensatorenentladung hat.

4.1.4 Hauptverstärker

Der Hauptverstärker ist Teil der NIM-Einheit und ist für die Verstärkung und weiteren Formung des Spannungssignals, das aus dem Vorverstärker kommt, zuständig. Hier kann durch den 'gain'-Regler die Verstärkung eingestellt werden. Die 'shaping time'-Einstellung kann benutzt werden um festzulegen, wieviel vom einkommenden Signal verwendet wird. Hier sollte eine Zeit gewählt werden die so kurz ist, dass nicht zwei Signale als eines interpretiert werden können, aber doch so lang, dass noch genug vom Spannungsabfall des Kondensatorsignals verwendet wird, um eine korrekte Energieauflösung zu gewährleisten.

Der Hauptverstärker hat zwei Ausgänge. Der **unipolare** Ausgang liefert einen positiven Spannungspeak, der in etwa gaussförmig ist. Beim **bipolaren** Ausgang folgt auf einen negativen Spannungspeak direkt ein positiver Spannungspeak (Abbildung 11). Hierbei ist nur die Höhe der Peaks entscheidend für die Energieauflösung. Zur Einstellung des delays am SCA wird der Nulldurchgang dieses bipolaren Signals als Fixpunkt verwendet.

4.1.5 Single Channel Analyzer

Im SCA werden alle einkommenden Spannungspulse in ein gleiches, energieunabhängiges Signal umgewandelt. Durch die 'upper level'- und 'lower level'-Regler kann eine obere und eine untere Spannungsgrenze für die wahrzunehmenden Spannungspulse eingestellt werden, sodass nur ein Signal ausgegeben wird, falls das Eingangssignal zwischen 'upper level' und 'lower level' liegt. Über einen 'delay'-Regler kann zusätzlich eine zeitliche Verzögerung des Ausgangssignals eingestellt werden.

Auch beim SCA sind zwei verschiedene Ausgänge vorhanden. Der '**negative output**' gibt ein negatives exponentiel abfallendes Signal aus. Der '**positive output**' liefert ein positives Rechtecksignal, das die zeitliche Ausdehnung des 'akzeptierten' Eingangssignals hat.

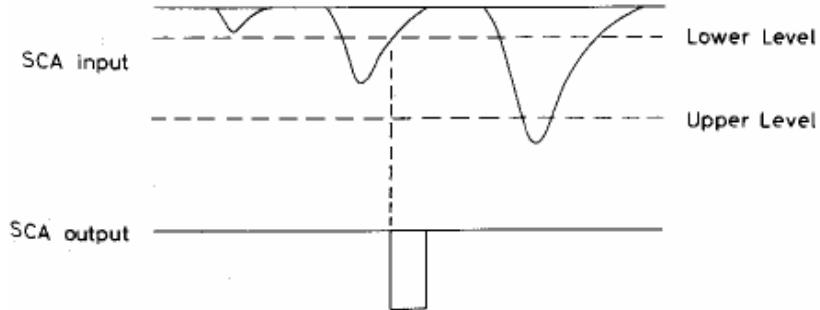


Abbildung 5: Signalauswertung des SCA mit dem invertierten 'positive output'[2]

4.1.6 Multi Channel Analyzer

Der MCA sortiert die einkommenden Spannungssignale nach ihrer Höhe und teilt ihnen Channel zu. Die Anzahl an verfügbaren Channels ist maßgeblich für die Energieauflösung, da das einkommende Spannungssignal von der Energie der γ -Photonen abhängt. Die Signale werden in digitaler Form an einen Computer weitergegeben, der die diese für jeden Channel zählt und in einem Programm graphisch darstellt.

4.1.7 Timing Unit

In der Timing Unit wird das einkommende Signal digitalisiert, also als negatives Rechtecksignal ausgegeben. Außerdem kann die Länge des Ausgangssignals verändert werden.

Wie oft fälschlicherweise angenommen wird, kann an der Timing Unit nicht die Verzögerung eines Signals eingestellt werden.

4.1.8 Koinzidenzeinheit

Die Koinzidenzeinheit hat zwei gleiche Eingänge. Über diese Eingänge zwei unterschiedliche Signale verglichen und ein digitales Signal augegeben, wenn zwei Signale zur gleichen Zeit an beiden Eingängen eintreffen. In einem logischen Schaltbild wäre die Koinzidenzeinheit ein AND-Gate, das folgender Tabelle unterliegt.

	Input1=0	Input1=1
Input2=0	0	0
Input2=1	0	1

Tabelle 1: Logik Tabelle des AND-Gates

Hierbei hängt die zeitliche Ausdehnung des Ausgangssignals nicht von der zeitlichen Schnittmenge der beiden Eingangssignale ab.

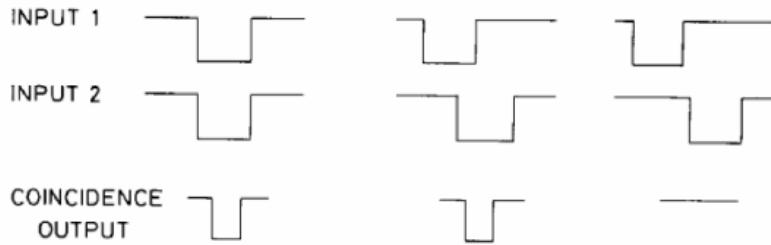


Abbildung 6: Verschiedene Szenarien zweier Eingangssignale und die Reaktion der Koinzidenzeinheit[2]

4.1.9 Linear Gate

Das Linear Gate hat zwei Signaleingänge und einen Ausgang: den 'enable'-Eingang, den 'input'-Eingang und den 'output'-Ausgang. Solange das Linear Gate durch den 'enable'-Eingang ein Spannungssignal bekommt, wird jedes Signal, das durch den 'input' ins Linear Gate kommt direkt in den 'output' geleitet. Empfängt das Linear Gate kein Signal durch den 'Enable'-Eingang, so wird das 'input'-Signal nicht weitergeleitet und es wird kein Signal am 'output' gemessen werden. Außerdem muss das 'enable'-Signal digital sein, wie das des 'positive output' des SCA.

4.2 Aufbau zur Messung des Energiespektrums

Zur Messung des γ -Spektrums einer radioaktiven Probe wird der MCA benötigt, da dieser die einzelnen Photonenenergien in unterschiedliche Channel einordnet. Dieser wird mit dem unipolaren Ausgang des Hauptverstärkers verbunden. NaI-Szinti, Photomultiplier und Vorverstärker bilden eine untrennbare Einheit von der ein Signalkabel wegführt, das an den Hauptverstärker angeschlossen wird. Die radioaktive Probe selbst steht wenige Zentimeter vom Szintillationszähler weg und ist so mit Blei abgeschirmt, damit möglichst wenig Strahlung in die Umwelt gelangt.

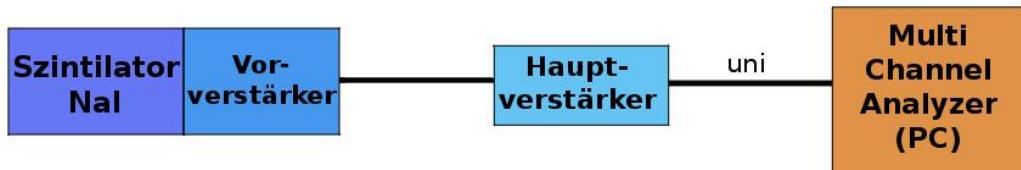


Abbildung 7: Schaltskizze des Aufbaus zur Messung des Energiespektrums der radioaktiven Proben

4.3 Aufbau zur Koinzidenzmessung

Für den Aufbau der Koinzidenzmessung sind zwei Schaltskizzen angefertigt worden, da zum Einstellen des NaI-SCA ein Linear Gate erforderlich ist. Dieser Aufbau wird in der Versuchsdurchführung 5 gezeigt. Der Aufbau zum Messen der Koinzidenzen hat folgende Form.

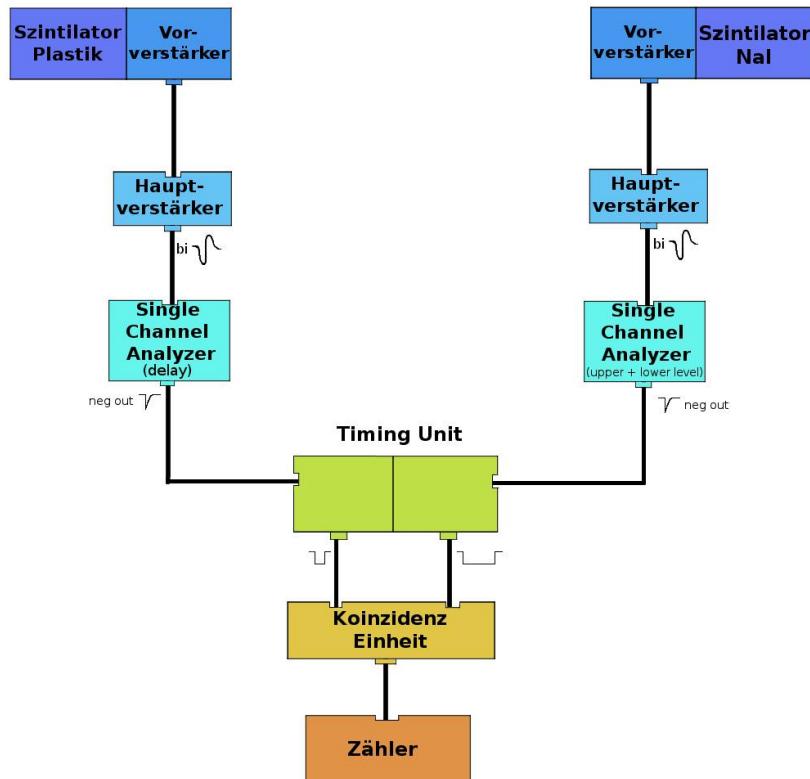


Abbildung 8: Schaltskizze des Aufbaus zur Messung des Energiespektrums der radioaktiven Proben

Zur Überprüfung der Signale kann ein Oszilloskop zwischen den Bauteilen eingebracht werden.

Die Plastik-Szintillatoreinheit und die NaI-Szintillatoreinheit sind wie oben jeweils mit einem Hauptverstärker verbunden. Der Hauptverstärker ist hierbei über den bipolaren Ausgang mit dem SCA verbunden. Man benutzt ein bipolares Signal um zu verhindern, dass das SCA Signale aus dem Rauschen wahrnimmt. Der SCA wertet den negativen Peak aus, der trotz positivem Rauschen negativ ist, da er betragsmäßig das Rauschen überragt. Die vorher angesetzten Schwellen des SCA befinden sich nur im negativen Bereich, sodass ein fälschlicherweise wahrgenommenes Rauschsignal ausgeschlossen werden kann.

Der 'negative output' der beiden SCA führt in eine Timing Unit mit zwei komplett unabhängigen Bereichen, wo das Signal digitalisiert wird (Rechtecksignal) und die Signallänge eingestellt werden kann. Daraufhin folgt die Koinzidenzeinheit, die wiederum ein digitales Signal an einen Zähler weitergibt, falls eine Koinzidenz gemessen wurde. Der Zähler zählt die einkommenden Signalpulse und zeigt sie auf einem digitalen Display an. Zudem kann am Zähler die Zählzeit über eine Stoppuhr geregelt werden.

Um den Winkel zwischen Plastik-Szinti und NaI-Szinti (radioaktive Probe als Ursprung) zu verstellen, ist der Plastik-Szinti drehbar auf einer Winkelscheibe angebracht.

5 Durchführung

5.1 Messung der γ -Spektren

Zuerst wird die Spannung der Photomultiplier überprüft und auf $U_{Plastik} = 1890\text{V}$ und $U_{NaI} = 625\text{V}$ geregelt. Danach wird eine Probe (^{152}Eu) in den Aufbau 4.2 gelegt und das Signal nach den einzelnen Bauteilen mit dem Oszilloskop beobachtet. So kann am Hauptverstärker die richtige Verstärkung gefunden werden, damit das gesamte γ -Spektrum aufgenommen wird. Außerdem kann mit Hilfe des Oszilloskops die 'shaping time' ($t_{NaI} = 2\mu\text{s}$) durch Vergleich des Signals vor und nach dem Hauptverstärker gewählt werden. Danach werden die verschiedenen Kalibrationsspektren und eine Hintergrundsmessung, wie in Abschnitt 2 beschrieben, aufgenommen. Die ^{228}Th -Messung sollte möglichst genau ausfallen und wurde deshalb über die Nacht hinweg durchgeführt.

5.2 Messung der Koinzidenzen

Für die Koinzidenzmessung wird zuerst nicht der in 4.3 gezeigte Aufbau verwendet. Zur Kalibration des SCA auf Seiten des NaI wird ein Linear Gate benötigt.

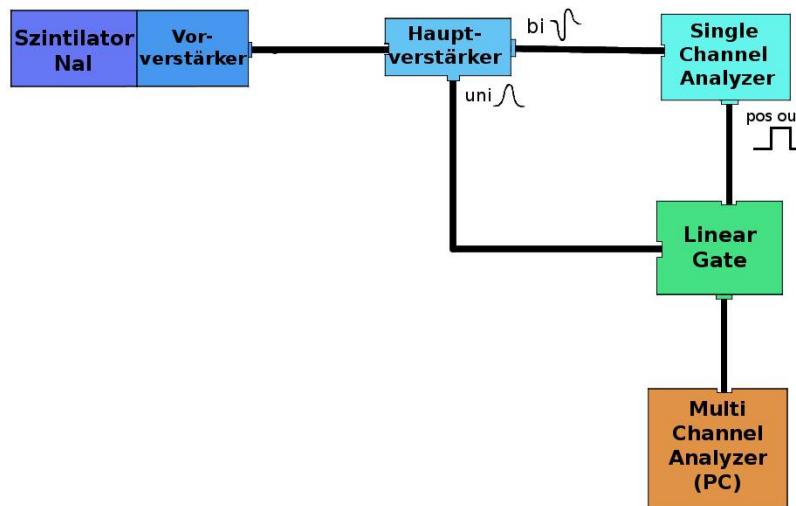


Abbildung 9: Schaltskizze des Aufbaus zur Kalibration des NaI-SCA

Der 'positive output' des SCA wird mit dem 'enable'-Eingang verbunden und der unipolare Ausgang des Hauptverstärkers mit dem 'Input' des Linear Gates. Der 'Output' des Linear Gate wird mit dem MCA verbunden und der bipolare Ausgang des Hauptverstärkers mit dem SCA. Die ^{22}Na Probe wird in den Aufbau gebracht.

Danach wird das 'upper level' auf die höchstmögliche und das lower level auf die tiefstmögliche Einstellung gestellt. Nun wird Schrittweise der Bereich des SCA enger gestellt. Dabei kann man sehen, dass das durch den MCA gemessene Spektrum (am Computer) immer schmäler wird. Man versucht den gemessenen Bereich auf den 511keV-Peak der ^{22}Na Probe zu minimieren.

Durch Einstellen der Grenzen des SCA werden immer weniger Signale des Hauptverstärkers vom SCA wahrgenommen. Dieser schaltet aber das unipolare Signal des Hauptverstärkers frei ('enable'), sodass dieses in den MCA gelangen kann. Das heißt durch den SCA wird effektiv der Energiebereich verkleinert.

	lower level	upper level
NaI	1.16	1.38
Plastik	0	10

Tabelle 2: Einstellungen der SCA

Danach kann der in 4.3 gezeigte Aufbau aufgebaut werden. Beim Plastik SCA werden die Grenzen auf die tiefstmöglichen bzw. höchstmöglichen Einstellungen verwendet. Es reicht nämlich wenn eines der Signale speziell auf den gewünschten Energierbereich gestellt ist. Unerwünschte Koinzidenzen werden durch die Untergrundmessung ausgeschlossen.

Am Plastik-SCA wird jedoch ein 'delay' eingestellt, da die Kabellängen unterschiedlich sind und die Reaktionszeit des Plastik-Szintis kürzer ist als die des NaI-Szintis. Hierfür betrachtet man die Signale, nach der Timing Unit mit dem Oszilloskop und versucht das längere Signal des NaI-Szintis mit den kürzeren Signalen des Plastik-Szintis zur Deckung zu bringen (Abbildung 11). Des Weiteren kann parallel dazu die Signallänge des NaI-Szintis nachgeregelt werden. Das Oszilloskop wird dabei im 'Envelope'-Modus betrieben, der dafür sorgt, dass sich die Einhüllende des Signal auf dem Bildschirm festsetzt. Hierbei spielt auch die Wahl des 'Triggers' eine entscheidende Rolle. Dieser wird vom Signal des NaI-Szintis betrieben.

Nun kann man die Winkelkorrelation durch Verschieben des Plastik-Szintis auf der Winkelscheibe messen. Für die Messungen um 0° herum wurde ein Abstand von 2.5° gewählt. Für größere Winkel wurde ein größerer Abstand verwendet. Die Aufnahmezeit erfolgt, genau wie das Zählen über den Zähler. Wir wählten eine Aufnahmezeit von 200s, was bei 0° ungefähr 60 Koinzidenzen entsprach. Für die Untergrundmessung wählten wir einen Winkel von 90° und messen 1000s lang.

6 Auswertung

6.1 Signalanalyse

Die mit dem Oszilloskop gemessenen Signale der einzelnen Bauteile wurden mit einem Computer aufgenommen und abgespeichert. Wenn man das 'rohe' Signal der beiden Szintillatoren vergleicht, fällt auf, dass wie erwartet, der Plastiksintilator schneller reagiert.

Das Signal des Plastik-Szinti hat als Einhüllende zwar die Form einer Kondensatorentladung. Es besitzt aber eine feinere Struktur. Eine Deutung dieser Struktur ist, dass das Oszilloskop eine Fourier-Reihe zur Approximation des Signals macht, die aber nicht genau genug ist, um ein so kurzes Signal hinreichend Aufzulösen. Eine andere Deutung ist, dass der Plastik-Szinti eine andere Antwort auf γ -Photonen hat, als der NaI-Szinti.

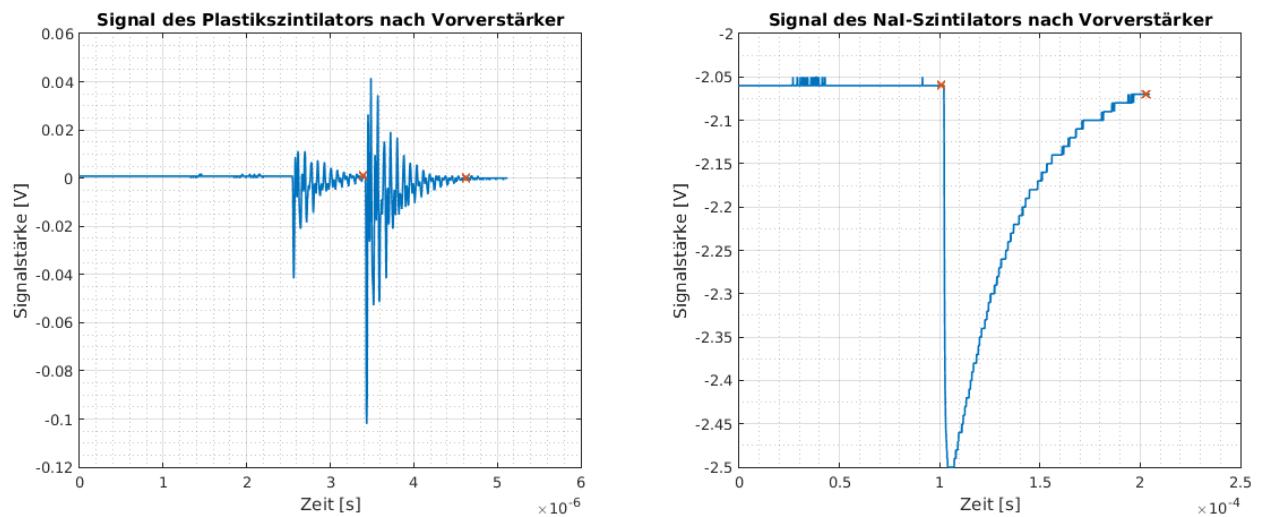


Abbildung 10: links: Signal des Plastiksintilators; rechts: Signal des NaI-Szintillators; Die orangenen Kreuze markieren Start und Ende eines Signals

Szintillator	Signallänge [μs]
NaI	120 ± 10
Plastik	1 ± 0.1

Die Fehler entstammen einer groben Fehlerabschätzung. Diese genügt, da es allein um die Größenordnung der Signallängen geht.

Die nach den verschiedenen Bauteilen aufgenommenen Signale kann man in Abbildung 11 sehen. Das Signal aus dem Verbund Szintillator, Photomultiplier und Vorverstärker hat wie erwartet die Form einer Kondensatorentladung. Uni- und bipolares Signal des Hauptverstärkers unterscheiden sich nicht in ihrer Länge, sondern ausschließlich in ihrer Form. Man kann außerdem sehen, dass das unipolare Signal nicht ganz sauber ist, da auf das Maximum ein kleines Minimum folgt. Beim Hauptverstärker des Plastik-Szinti war dieser Effekt sogar noch größer. Glücklicherweise wurde dieser Ausgang nicht benötigt.

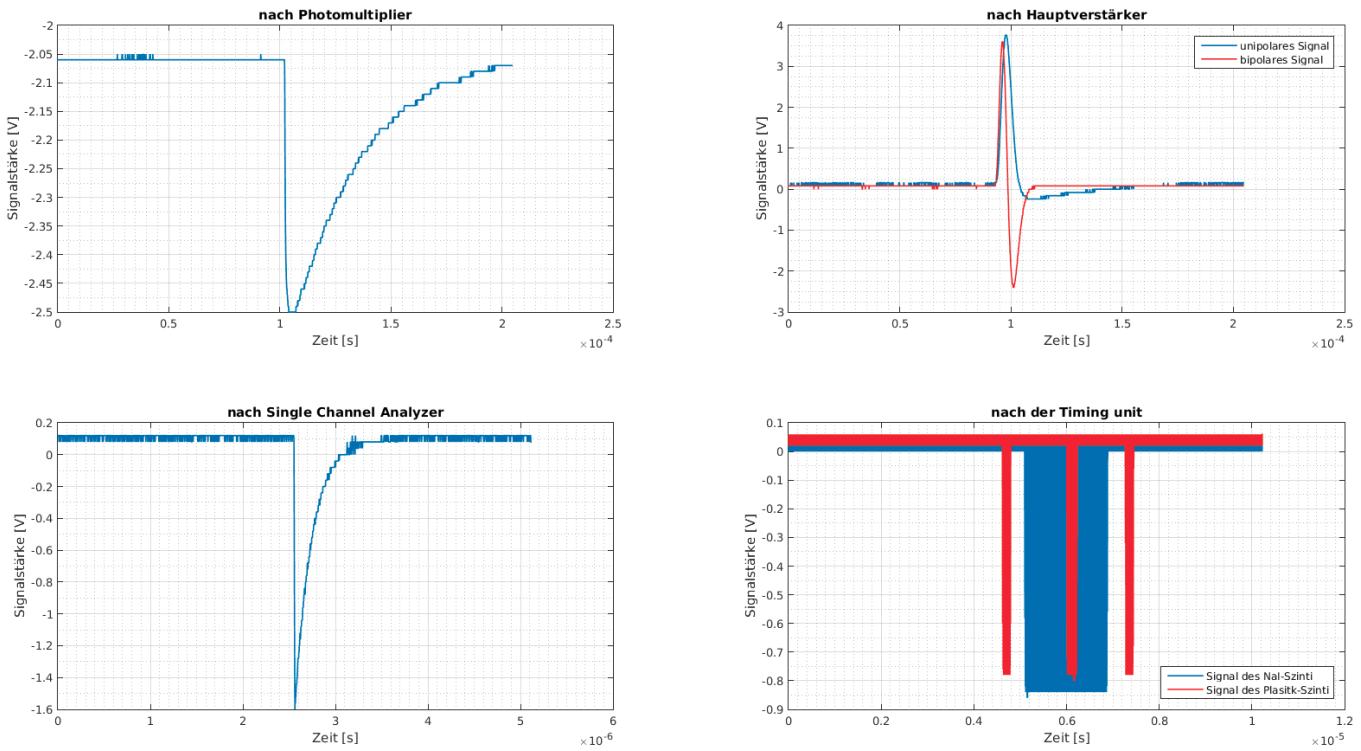


Abbildung 11: Signal des NaI-Szintillators nach verschiedenen Bauteilen. Unten rechts ist zusätzlich der Vergleich der Szintillatorsignale nach der jeweiligen Timing Unit.

Nun muss noch die Verzögerung zwischen dem Hauptverstärkereingang und den in der Tabelle einsehbaren Ausgängen bestimmt werden. Dies geschieht nur auf der Seite des NaI-Szintis.

Output	delay [μ s]
bipolar	0.8 \pm 0.1
unipolar	1.1 \pm 0.1
SCA 'positive'	6.8 \pm 0.5

Auch hier genügt eine Fehlerabschätzung wie bei den Signallängen. Es fällt auf, dass die Verzögerung zwischen SCA und Hauptverstärkereingang am größten ist, was auch Sinn macht, da das Signal zwei Bauteile durchläuft. Zudem ist die Verzögerung durch Verbindungskabel und SCA größer, als die durch den Hauptverstärker. Die beiden Hauptverstärkerausgänge haben ungefähr die gleiche Verzögerung.

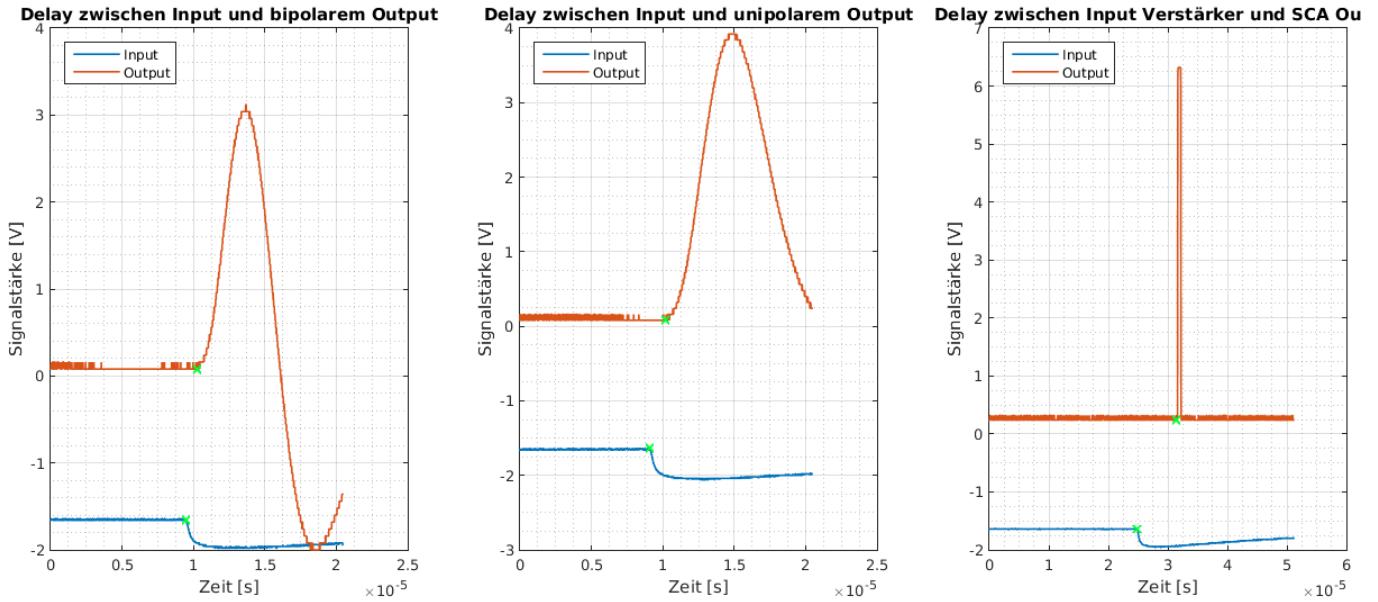


Abbildung 12: Signal des NaI-Szintillators nach verschiedenen Ausgängen im Vergleich zum Eingang des Hauptverstärkers. Die grünen Kreuze zeigen den Startpunkt des jeweiligen Signals. Zudem sind die Signale mit Offsets versehen um sie besser unterscheiden zu können.

6.2 Auswertung des ^{228}Th -Spektrums

6.2.1 Energiekalibration

Um den Channeln des MCA Energien zuzuweisen, wurden die Zerfallsspektren von Elementen mit bekannten Linien aufgenommen. Das Spektrum von ^{22}Na ist hier als Beispiel angegeben. Den Rest der Grafiken findet man im Anhang 8 .

Um das ^{22}Na -Spektrum auszuwerten muss zuerst der Fehler der einzelnen Impulsanzahlen N bestimmt werden, wobei die Varianz der Poissonverteilung verwendet wird.

$$s_N = \sqrt{N}$$

Um zwei Spektren vergleichbar zu machen und um den Untergrund abziehen zu können werden alle Impulszahlen in Zählraten umgewandelt, indem durch die Messzeit dividiert wird. Dabei wird angenommen, dass der Fehler auf die Messzeit unsignifikant ist.

$$n = \frac{N}{t}$$

$$s_n = \frac{\sqrt{N}}{t}$$

Nun können die Untergrundzählraten von den Zählraten der einzelnen Proben angezogen werden.

$$n_{final} = n - n_{unter}$$

$$s_{n_{final}} = \sqrt{s_n^2 + s_{n_{unter}}^2}$$

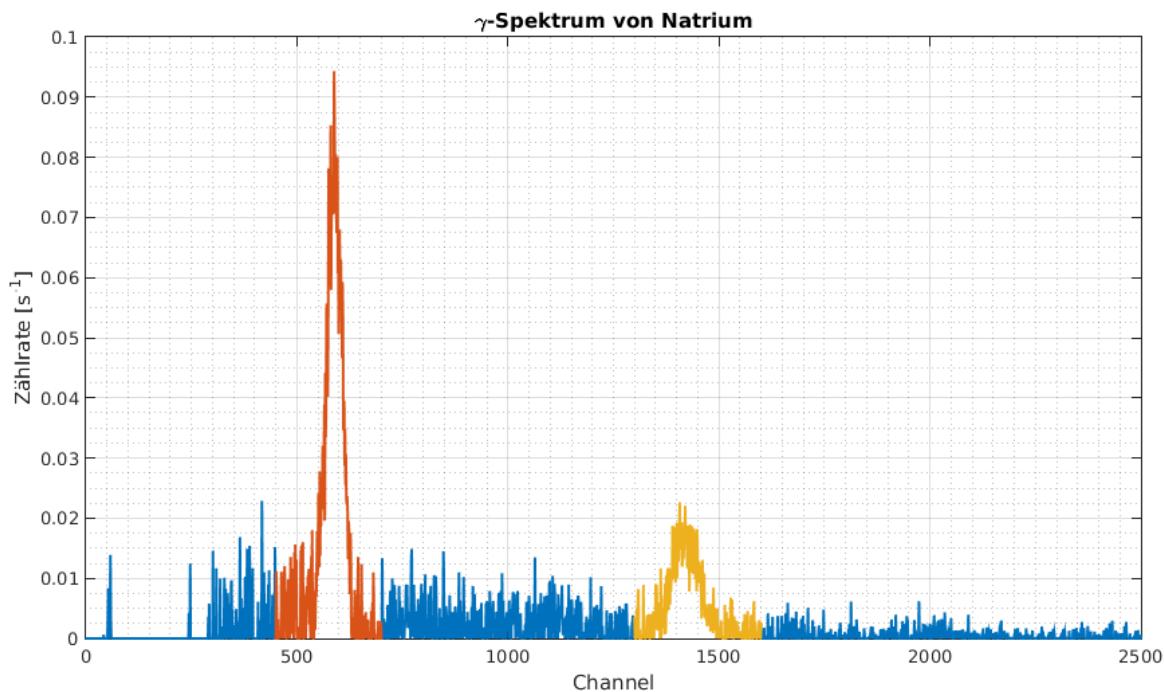


Abbildung 13: Das Spektrum von ^{22}Na zeigt den typischen Vernichtungspeak (rot). Die farblich markierten Stellen zeigen die Punkte der Fits an. Die Fehlerbalken werden aus Übersichtsgründen nicht angezeigt.

Daraufhin wird bei den bekannten Peaks ein Gaußfit angelegt, um die genaue Position zu bestimmen. Die Fehler aus den Konfidenzintervallen der Gaußfits fallen meist zu klein aus, sodass $\sigma/4$ aus dem Fit-Modell als Fehler dient. Dies beschreibt gerade das flache 'Plateau' in der Nähe des Maximums einer Gaußkurve, was unserer Meinung nach eine gute Abschätzung der Fehler ist.

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + C$$

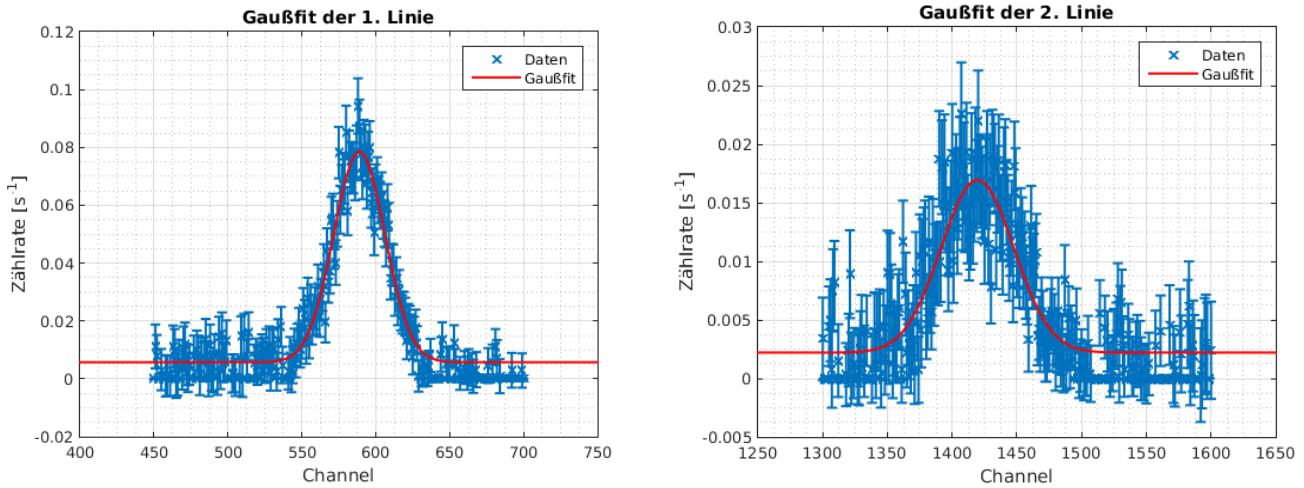


Abbildung 14: Die einzelnen Gaußfits des ^{22}Na -Spektrums von links nach rechts ausgeführt.

μ gibt dann den Channel des Peaks an. Die erhaltenen Channel und die bekannte Energie aus den Literaturwerten von [2] werden gegeneinander aufgetragen und eine lineare Regression durchgeführt.

$$\text{Channel}(E_{lit}) = a \cdot E_{lit} + b$$

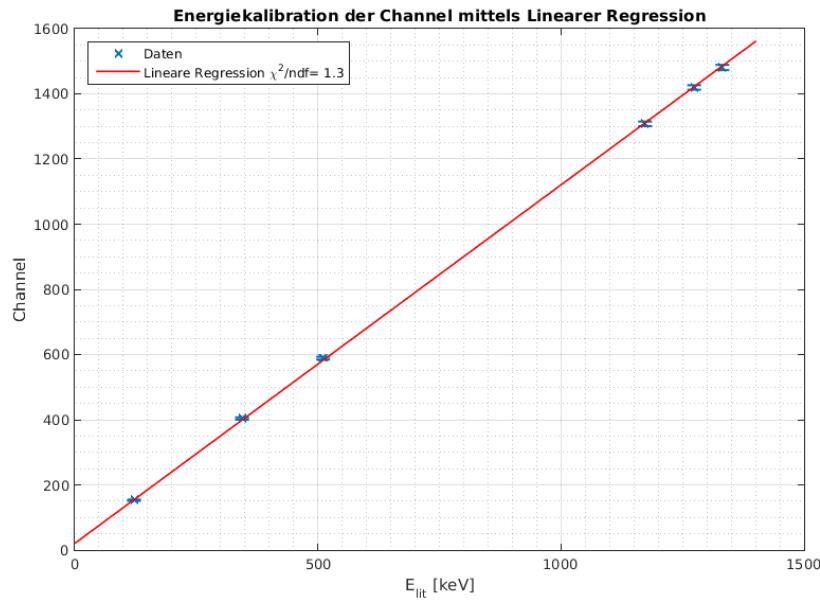


Abbildung 15: Das Spektrum von ^{22}Na zeigt den typischen Vernichtungspeak (rot). Die farblich markierten Stellen zeigen die Punkte der Fits an. Die Fehlerbalken werden aus Übersichtsgründen nicht angezeigt.

Es wird $Channel(E_{lit})$ und nicht $E_{lit}(Channel)$ gewählt, da die Channel die fehlerbehaftete Größe ist. Die unten aufgeführte Tabelle zeigt die Literaturwerte der Energien und den zugewiesenen Channel.

Element	Peak	Channel	E_{lit} [keV][2]
^{152}Eu	1	152.9 ± 1.9	122
^{152}Eu	2	403.5 ± 3.7	344
^{60}Co	1	588.9 ± 4.3	511
^{60}Co	2	1419.5 ± 7.0	1274
^{22}Na	1	1308.0 ± 7.1	1173
^{22}Na	2	1481.0 ± 8.2	1332

Die sich daraus ergebenden Koeffizienten sind

$$\boxed{a = 1.100 \pm 0.007 \text{ keV}^{-1}}$$

$$\boxed{b = 20.4 \pm 3.1}$$

Die Umrechnung von Channel in die Energie E ist

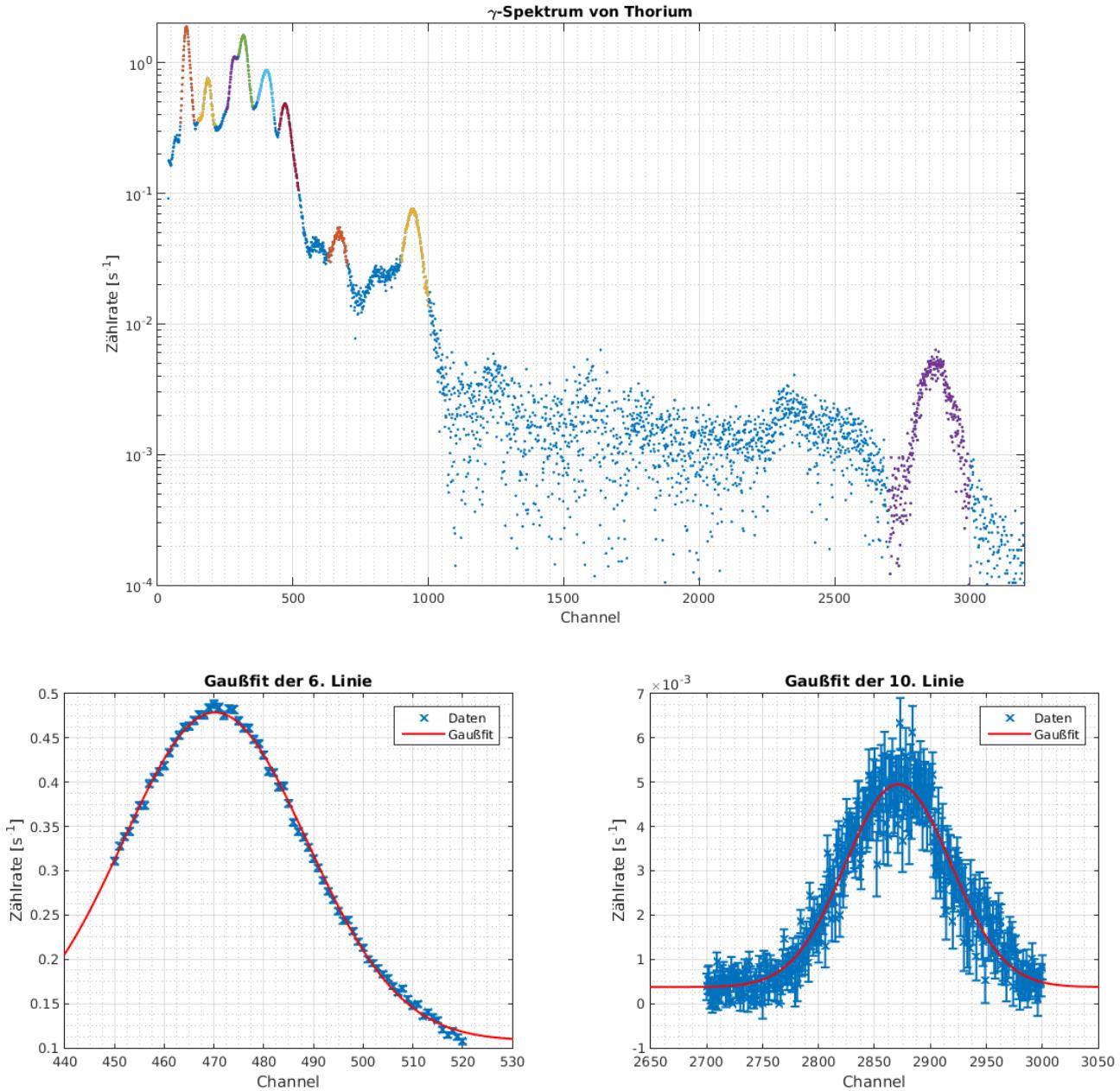
$$E = \frac{Channel - b}{a}$$

Den Fehler auf die Energie erhält man mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung.

$$s_E = E \cdot \sqrt{\frac{s_b^2 + s_{chan}^2}{(Channel - b)^2} + \left(\frac{s_a}{a}\right)^2}$$

6.2.2 Das ^{228}Th -Spektrum

Das Spektrum von ^{228}Th entsteht durch eine lange Zerfallskette. Folglich findet man viele unterschiedliche Peaks, von denen 10 Peaks untersucht werden. Diese wurden farblich markiert. Außerdem wurden, wie oben, der Untergrund bereinigt und Gaußfits durchgeführt um den Channel der Peaks zu bestimmen. Es sind zwei Gaußfits und das gesamte Thorium-Spektrum aufgeführt. Den Rest der Gaußfits kann man im Anhang 8 finden.



Um die relativen Intensitäten der Peaks zu betrachten muss zuerst eine Korrektur durchgeführt werden, da die Photonenausbeute des NaI-Szintillators nicht für alle Energien konstant ist. Dies liegt vor allem an den nicht gleich häufig verteilten Absorptionswahrscheinlichkeiten in Bezug auf Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. In [1] kann eine Ausbeutekurve gefunden werden, die im Anhang 8 zu finden ist. Die Intensität der Peaks erhält man aus dem Parameter A der Gaußfits und der Peakeffizienz P , die man durch Ablesen aus der Ausbeutekurve erhält. Damit ergibt sich die Intensität zu

$$I = \frac{A}{P}$$

Es wird angenommen, dass auf P kein beitragender Fehler lastet, sodass

$$s_I = \frac{s_A}{P}$$

Eine relative Intensität erhält man durch die Division der Intensitäten durch die Intensität des höchsten Peaks.

$$I_{rel,i} = \frac{I_i}{I_1}$$

$$s_{I_{rel,i}} = I_{rel,i} \sqrt{\left(\frac{s_{I_i}}{I_i}\right)^2 + \left(\frac{s_{I_1}}{I_1}\right)^2}$$

Peak	Channel	Energie [keV]	Photopeak Effizienz	Intensität $I_{rel}[s^{-1}]$
1	107.2 ± 2.4	78.9 ± 3.6	1.00	1
2	185.2 ± 2.4	149.8 ± 3.7	0.98	0.274 ± 0.009
3	285.3 ± 3.6	240.8 ± 4.5	0.95	0.55 ± 0.03
4	315.9 ± 3.8	268.6 ± 4.7	0.94	0.87 ± 0.03
5	399.7 ± 6.2	344.8 ± 6.6	0.77	0.7 ± 0.2
6	470.2 ± 4.6	408.9 ± 5.6	0.69	0.352 ± 0.010
7	586.7 ± 4.8	514.8 ± 6.0	0.60	0.011 ± 0.003
8	668.4 ± 4.3	589.0 ± 5.9	0.54	0.025 ± 0.003
9	940.6 ± 6.3	836.4 ± 8.1	0.41	0.100 ± 0.003
10	2871 ± 12	2591 ± 18	0.15	0.0200 ± 0.0007

Im Abschnitt 7 wird die Verträglichkeit der gefundenen Energien der Peaks mit den Literaturwerten überprüft.

6.2.3 Das Untergrundspektrum

Das Untergrundspektrum ist wider Erwartungen nicht kontinuierlich, sonder hat einen nicht zu vernachlässigenden Peak bei

$$\mu = (1570 \pm 50)\text{keV}$$

Der Channelwert wurde in diesem Fall abgelesen und der Fehler auf den Channel geschätzt.

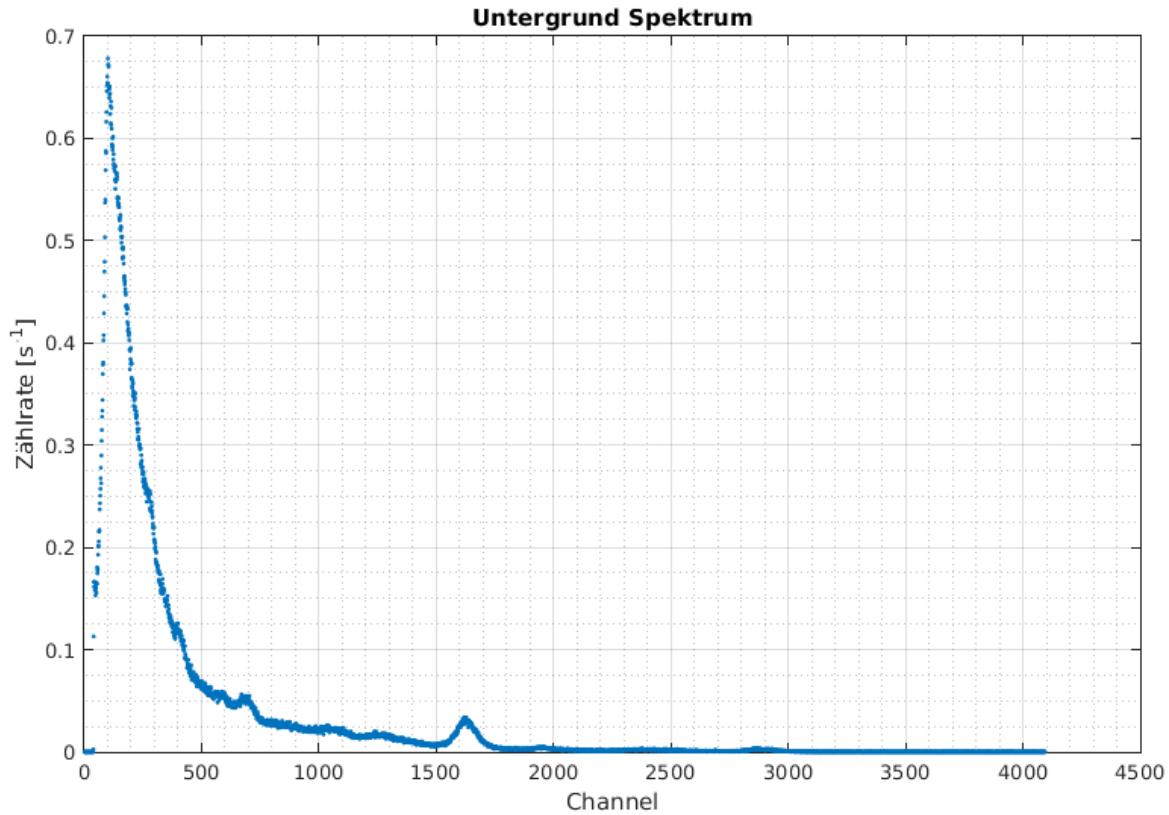


Abbildung 16: Untergrundspektrum mit auffälligem Peak

Außerdem ist bei der Untergrundmessung die Ausbeutekurve des Szintillators gut zu erkennen, unter der Annahme dass der Untergrund über weite Energien näherungsweise konstant ist.

Der gemessene Peak entspricht innerhalb von zwei Standardabweichungen der Energie des ^{40}K -Zerfalls, sodass vermutet wird, dass aus dem Beton des Gebäudes und dem naheliegenden LHWZ-Versuch diese Strahlung in den Szintillator gelangt.

6.3 Messung der Koinzidenzen

Die aus dem β^+ -Zerfall stammenden Vernichtungspeaks werden nun auf den in der Theorie angegebenen 180° -Emissionswinkel überprüft. Dazu wird zuerst die Untergrundmessung wie in 6.2.1 abgezogen und danach die Zählrate über den Winkel aufgetragen. Daraufhin wird ein Gaußfit durchgeführt, der optimalerweise einen 'Mittelwert' von 0° aufweisen sollte. Es bleibt zu erwähnen, dass ein gemessener Winkel von 0° einem theoretischen Winkel von 180° entspricht.

$$f(x) = A \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}}$$

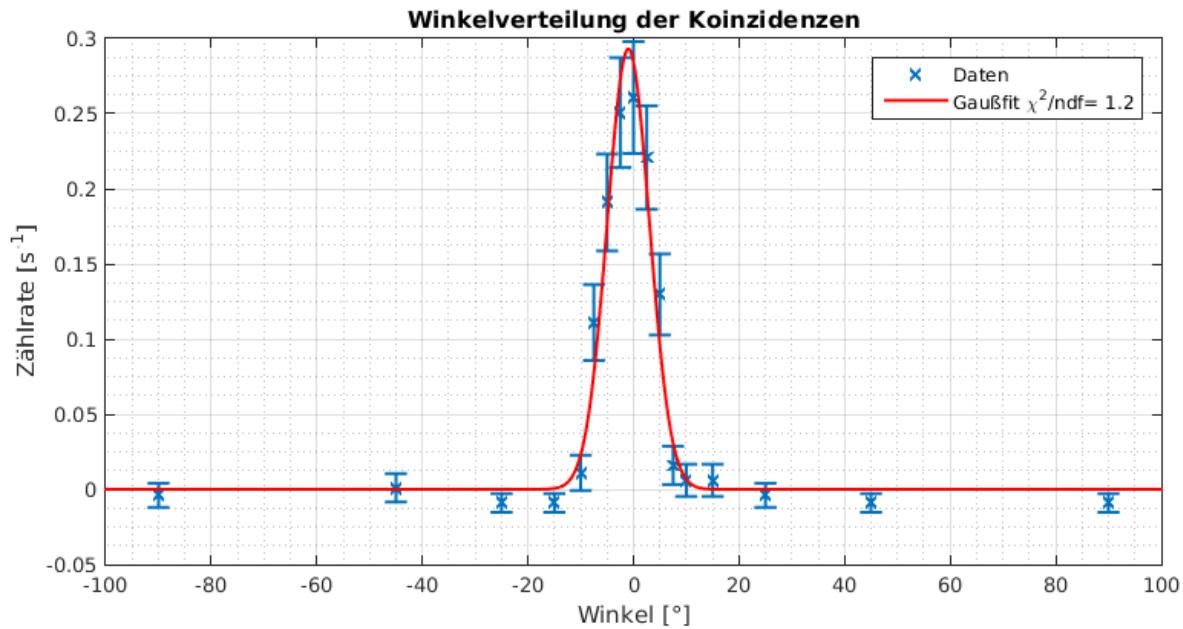


Abbildung 17: Winkelverteilung der Koinzidenzen

$\mu = (-1.0 \pm 0.4)^\circ$
$\sigma = (4.0 \pm 0.3)^\circ$
$A = (0.29 \pm 0.03)s^{-1}$

Der Fehler auf μ ergibt sich aus den Konfidenzintervallen des Fits.

6.4 Strahlungsmessung von Paranüssen

Um zu zeigen, wie genau man Spektren vermessen kann wurden Paranüsse gekauft und in den anfänglichen Aufbau zur Messung des Energiespektrums als Probe eingebracht. Paranüsse gelten als eine der am stärksten strahlenden Lebensmitteln.

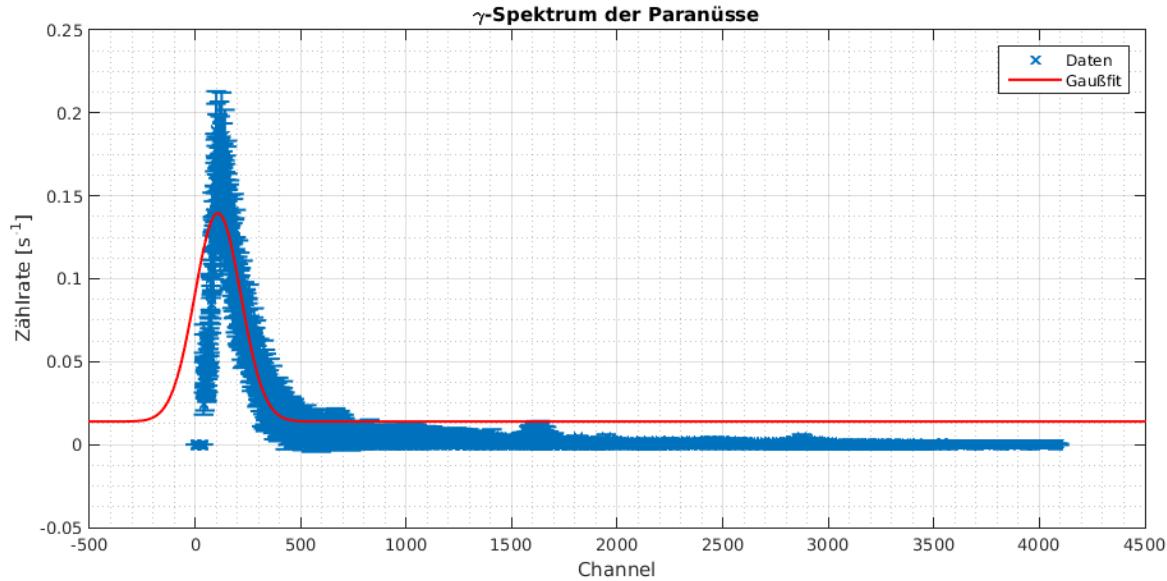


Abbildung 18: Winkelverteilung der Koinzidenzen

Das Spektrum der Paranüsse konnte nicht identifiziert werden, da der einzige Peak auf der linken Seite abgeschnitten wird. Der Gaußfit wird dadurch sehr ungenau.

$$\mu = (80 \pm 100)\text{keV}$$

7 Zusammenfassung und Diskussion

7.1 ^{228}Th -Spektrum

Die in [2] durchgeführte Messung liefert innerhalb einer Standardabweichung die gleichen Ergebnisse, wie die von uns durchgeführte Messung. Das heißt, die Peaks können wie in der Tabelle in Abschnitt 8.1.5 zugeordnet werden. Dadurch dass alle Werte ungefähr gleich sind wie die in der Staatsexamensarbeit angegebenen, sind die Ergebnisse des Experiments über mehrere Jahre hinweg reproduzierbar, was eindeutig für das Experiment spricht. Manche Peaks wurden durch Überlagerung mehrerer Peaks erzeugt und liefern somit auf den ersten Blick keine identifizierbare Energie. Um solche Überlagerungen auszuschließen muss ein MCA mit größerer Channelanzahl verwendet werden. Außerdem ist eine Verlängerung der Messzeit erforderlich um überhaupt die Auflösungsgrenzen des vorhandenen MCA auszureißen, da nur 4096 anstatt 8192 Channel benutzt wurden.

Bei der Kalibrationsgeraden fällt auf, dass der χ^2/ndf -Wert nahe an 1 liegt, was andeutet, dass die gewählte Fehlerabschätzung von $\sigma/4$ gerechtfertigt ist, vorausgesetzt das Fit-Modell stimmt.

7.2 Koinzidenzmessung

Die Koinzidenzmessung liegt innerhalb von 3 Standardabweichungen bei den theoretischen 180° . Wir vermuteten jedoch schon vor dem Versuch einen systematischen Fehler, da die Winkelscheibe verdreht ist und somit die eingefräßten Winkelangaben nicht mehr stimmen.

Die Koinzidenzen sinken bei abweichenden Winkel sehr schnell auf Untergrundniveau ab, sodass es dringend erforderlich ist, viele kleine Winkelschritte beim Messen zu machen um auch Messwerte auf den steilen Flanken zu bekommen.

Bei dem durchgeführten Gaußfit ist der χ^2/ndf -Wert sehr nahe an 1, was bedeutet, dass man als zugrundeliegendes Modell eine Gaußähnliche Funktion annehmen kann.

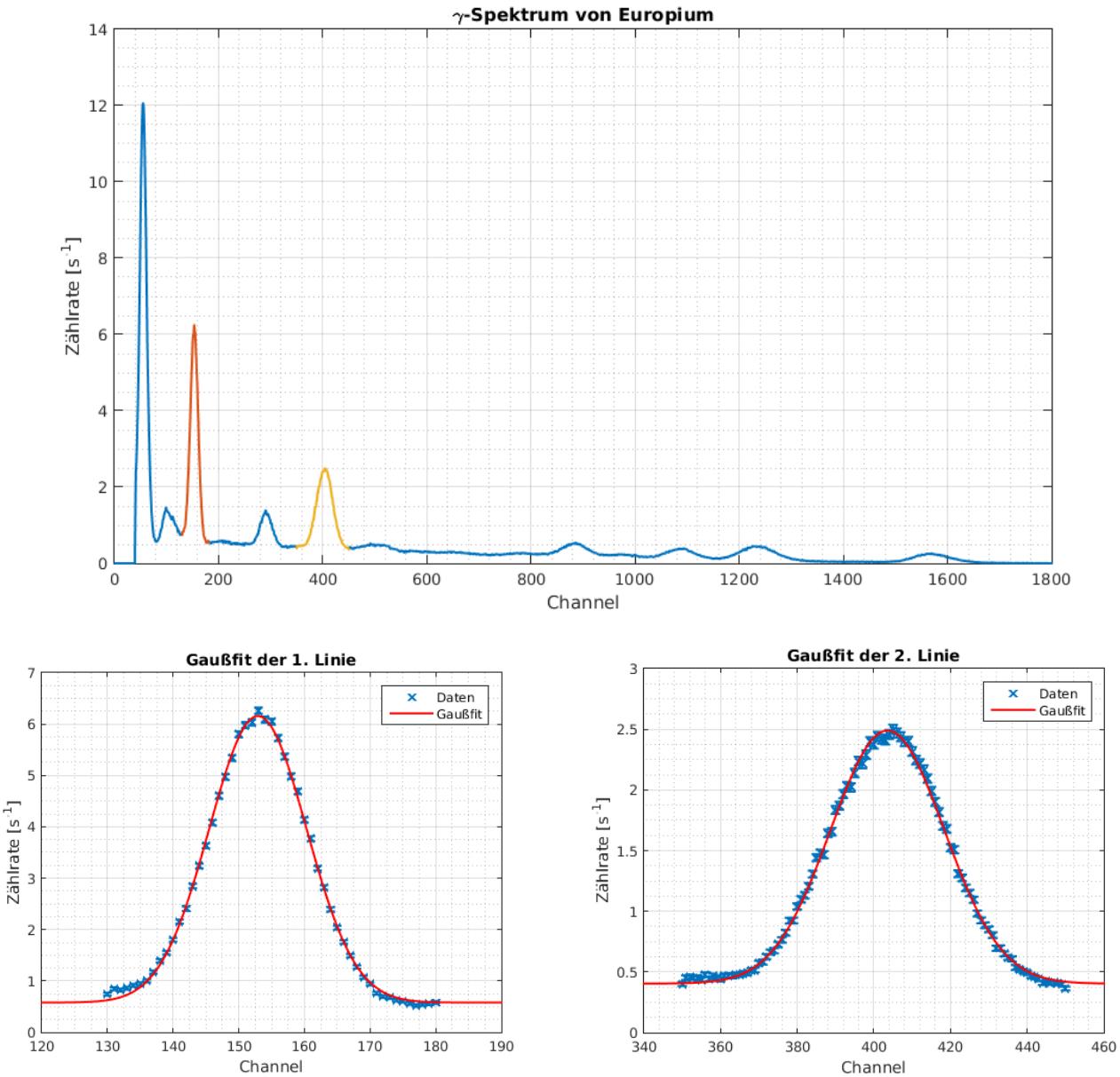
7.3 Paranüsse

Bei den Paranüssen war die Aufnahme des Spektrums nicht erfolgreich. Der einzige signifikante Peak ist abgeschnitten. Im Spektrum deuten sich aber an manchen Stellen weitere Peaks an, sodass durch eine Erhöhung der Messzeit eventuell auch hier eine erfolgreiche Messung glücken würde.

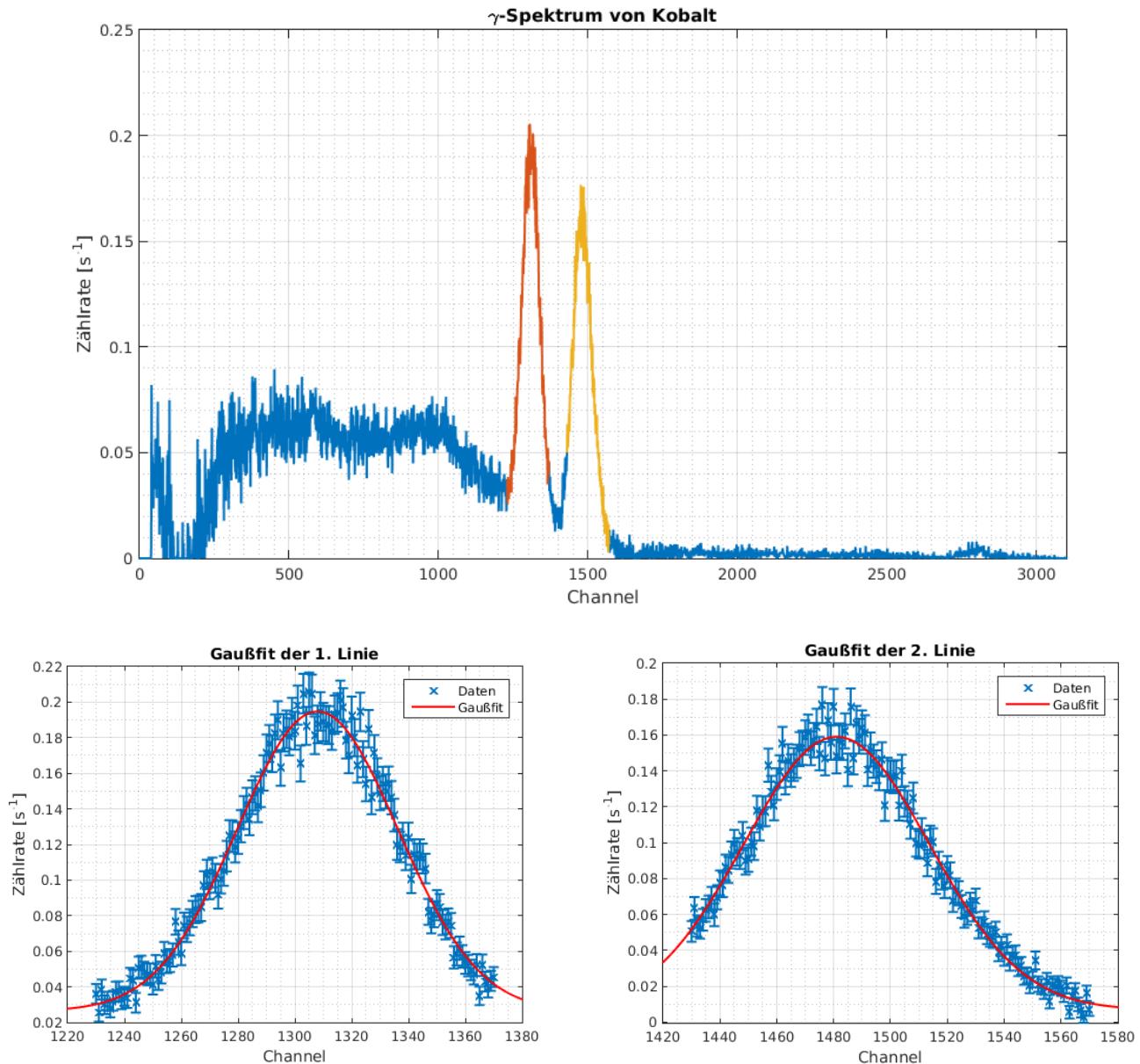
8 Anhang

8.1 Grafiken

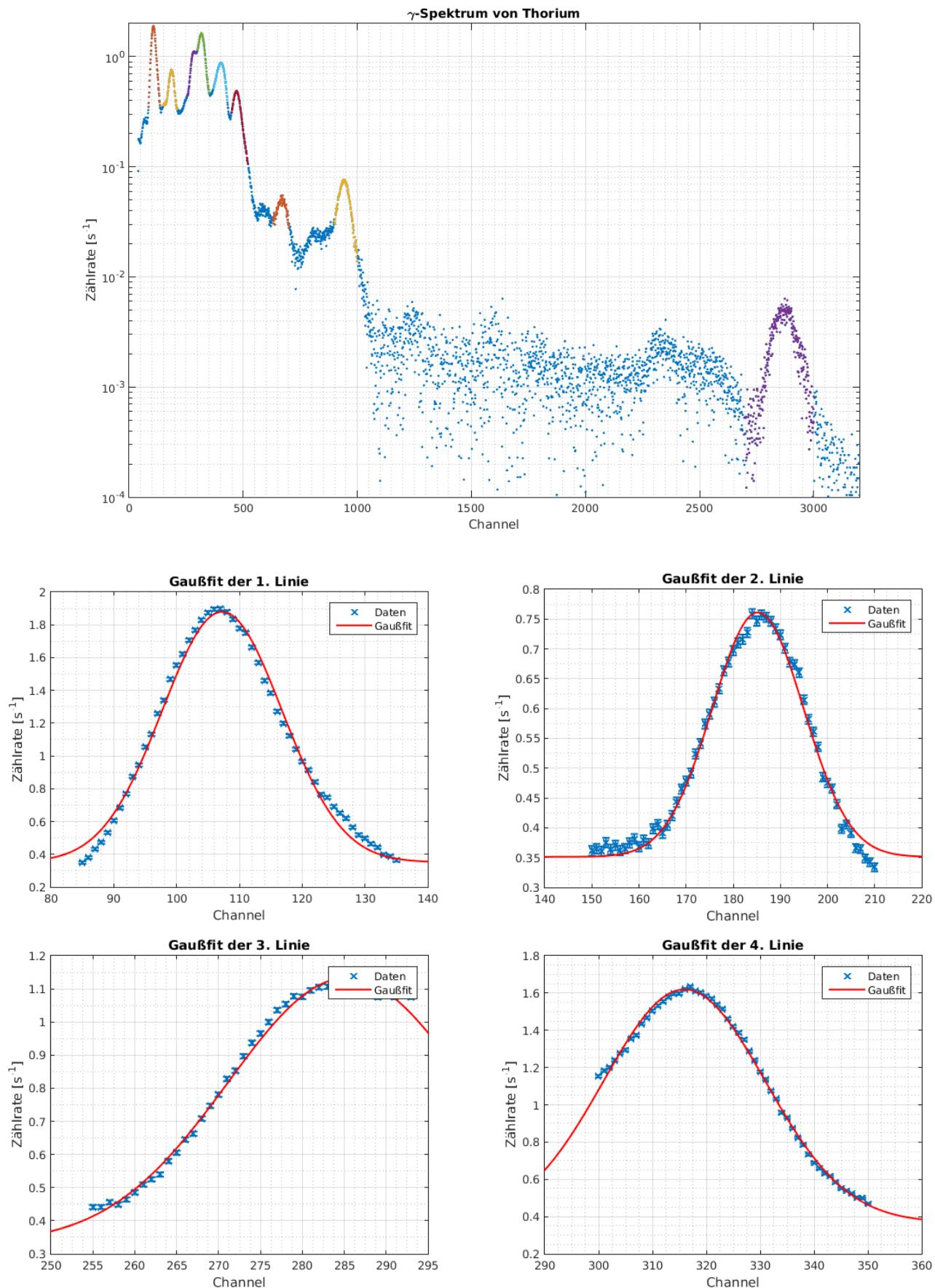
8.1.1 Europium

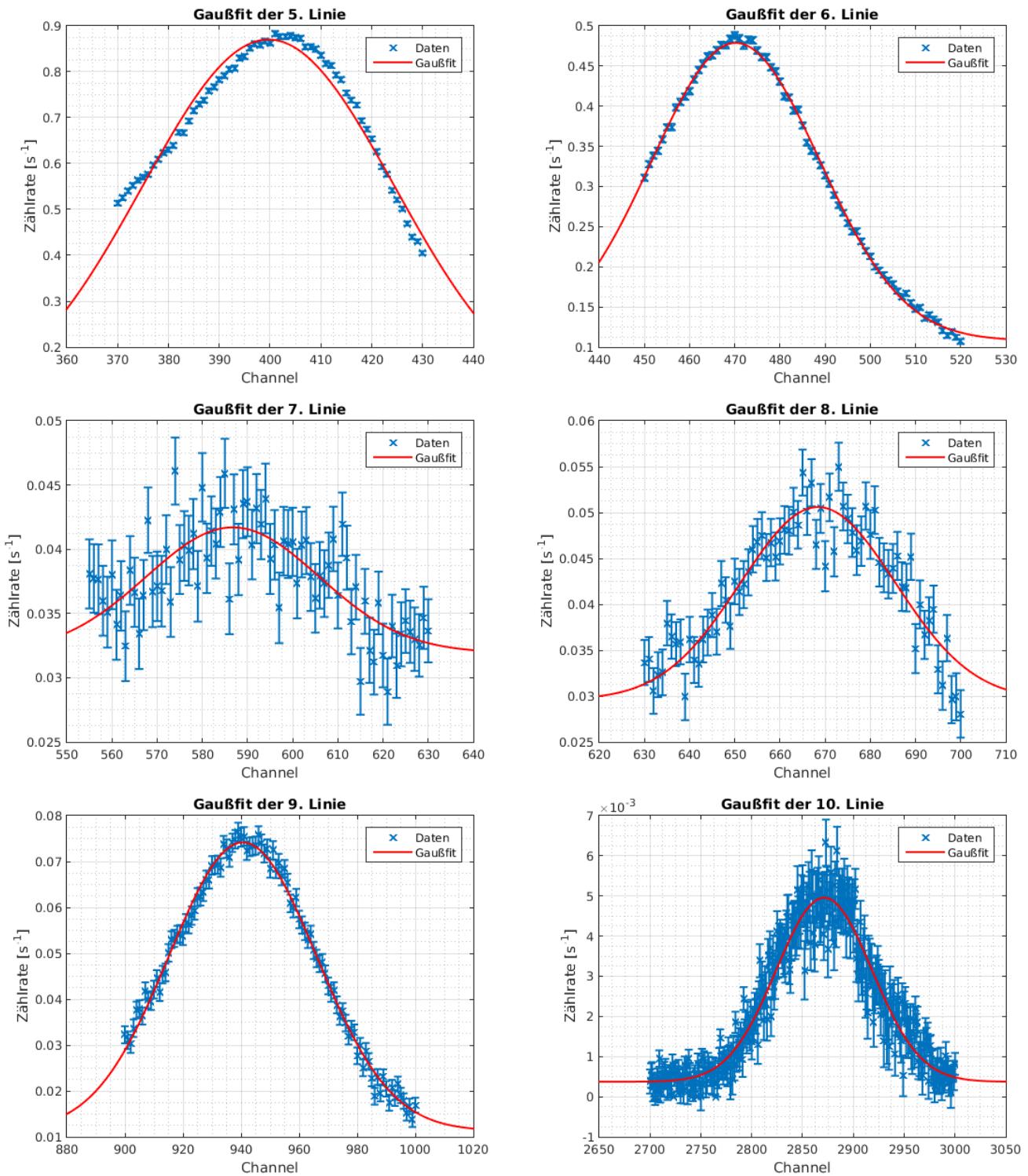


8.1.2 Kobalt

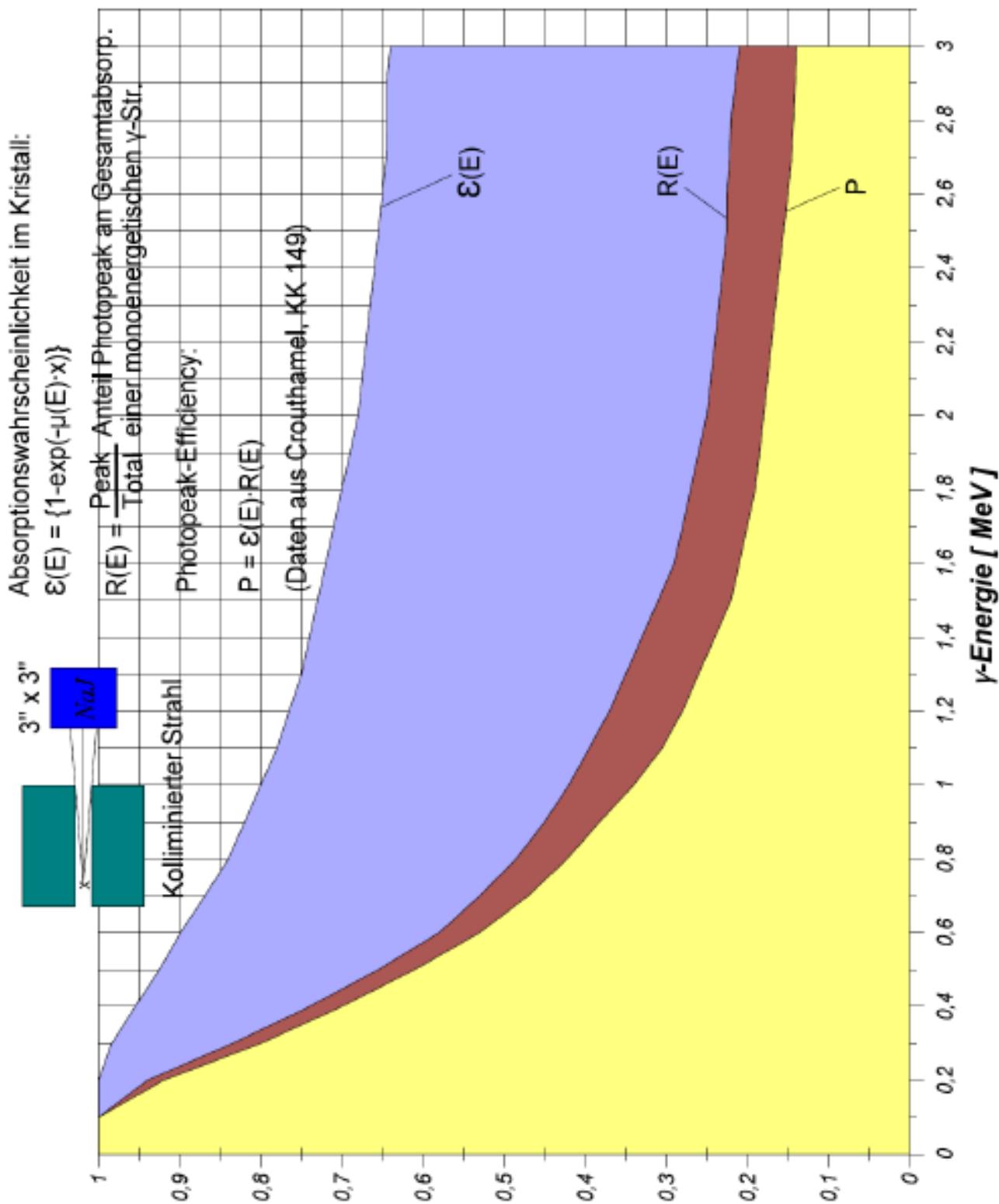


8.1.3 Thorium





8.1.4 Ausbeutekurve[1]



8.1.5 Zuordnung[2]

	<u>E / keV</u>	<u>ΔE / keV</u>	<u>Zuordnung durch Vergleich mit Literaturwerten (Angabe des Mutterkerns des Zerfalls)</u>
<u>Peak 1</u>	81,3	1,9	^{228}Th (84,4 keV): eindeutige Zuordnung auf Grund der Intensität, Abweichung $\sim 1,5 \sigma$
<u>Peak 2</u>	150,9	2,1	^{228}Th (131,6 keV), ^{228}Th (166,1 keV): Überlagerung beider Peaks, keine Trennung möglich
<u>Peak 3</u>	234,9	2,5	^{228}Th (216,0 keV): systematische Verschiebung zu größeren Energien durch Comptoneffekte der nachfolgenden Peaks
<u>Peak 4</u>	269,3	2,7	^{224}Ra (241,0 keV), ^{212}Pb (238,6 keV): Überlagerung beider Peaks, keine Trennung möglich, systematische Verschiebung zu größeren Energien durch Comptoneffekte der nachfolgenden Peaks
<u>Peak 5</u>	305,7	2,8	^{212}Pb (300,1 keV)
<u>Peak 6</u>	406,2	3,5	^{212}Bi nach ^{208}Tl (453,0 keV): systematische Verschiebung zu kleineren Energien durch Unsicherheit in der Kurvenanpassung durch Asymmetrie (bedingt durch Peak 5)
<u>Peak 7</u>	510,4	4,2	^{208}Tl (510,8 keV)
<u>Peak 8</u>	586,8	4,8	^{208}Tl (583,2 keV), mit geringerer Intensität überlagert von ^{208}Po (570,0 keV)
<u>Peak 9</u>	840,7	6,9	^{212}Po (804,9 keV): großer Fehler bei der Kurvenanpassung
<u>Peak 10</u>	2679,9	34,7	^{208}Tl (2614,5 keV), mit geringerer Intensität überlagert von ^{208}Po (2610,0 keV)

8.2 Laborheft

Szintillator			
<u>Oszillatoren (Aufnahmen)</u>			
<ul style="list-style-type: none"> - Vorverstärker - Hauptverstärker (bi- und unipolar) 			
<u>Einstellungen:</u>			
Hauptverstärker : <ul style="list-style-type: none"> • shaping time : $2\mu s$ • - - $3\mu s$ (Plastik) 			
Plastik-Szinti : $U = 1890 \text{ V}$ NaI-Szinti : $U = 625 \text{ V}$			
SCA:			
<ul style="list-style-type: none"> • upper level : 1,38 • - - : — (Plastik) • lower level : 1,16 • - - : — (Plastik) 			
<ul style="list-style-type: none"> • delay : 0 • - - : 2 (Plastik) 			
Winkel / °	counts	zeit / s	$\sigma_t = 0,001$
-120° 0	55	200,195	
-5	41	200,176	
-70	5	200,212	
-75	1	200,189	
-25	1	200,182	
-45	3	200,177	
-90	2	200,185	
5	29	201,855	
10	4	200,196	
15	4	190,977	
25	2	200,197	
45	1	200,204	
90	1	200,161	
zufällige Koinzidenzen (bei 90°) : $t = 1000 \text{ s}$ $N = 14 \text{ cou}$			
2,5	47	200,201	
7,5	6	200,234	
-2,5	53	200,206	
-7,5	25	200,049	

TMK

8.3 Quelltext (MATLAB)

```
%-----IMPORT-----
clear all
format long
load szinti_workspace.mat
%-----Constants-----
Elit=[122 344 511 1274 1173 1332];%keV Eu-Eu-Na-Na-Co-Co
P=[1 0.98 0.95 0.94 0.77 0.69 0.6 0.54 0.41 0.15];

%-----signal length-----
start_plastik=1360;
ende_plastik=1850;
length_plastik=diff(plastik_vv([start_plastik ende_plastik],1));

start_NaI=1010;
ende_NaI=2030;
length_NaI=diff(NaI_vv([start_NaI ende_NaI],1));

%-----signal delay-----
start_input=[950 910 990];
start_output=[1030 1020 1260];

delay(1)=diff(NaI_delay_vinput_bi([start_input(1) start_output(1)],1));
delay(2)=diff(NaI_delay_vinput_uni([start_input(2) start_output(2)],1));
delay(3)=diff(NaI_delay_vinput_sca([start_input(3) start_output(3)],1));

%-----Kalibration-----
%untergrund abziehen und fehler berechnnen
back=untergrund([3:length(untergrund)]);
back_time=untergrund(2);
back=[back sqrt(back)]./ back_time;

cobalt_time=cobalt(2);
cobalt=cobalt([3:length(untergrund)]);
cobalt=[cobalt sqrt(cobalt)]./ cobalt_time;
cobalt=[cobalt(:,1)-back(:,1) sqrt(cobalt(:,2).^2+back(:,2).^2) 1./ cobalt(:,2).^2];

europium_time=europium(2);
europium=europium([3:length(europium)]);
europium=[europium sqrt(europium)]./ europium_time;
europium=[europium(:,1)-back(:,1) sqrt(europium(:,2).^2+back(:,2).^2) 1./ europium(:,2).^2];

natrium_time=natrium(2);
natrium=natrium([3:length(natrium)]);
natrium=[natrium sqrt(natrium)]./ natrium_time;
natrium=[natrium(:,1)-back(:,1) sqrt(natrium(:,2).^2+back(:,2).^2) 1./ natrium(:,2).^2];

paranuss_time=paranuss(2);
paranuss=paranuss([3:length(paranuss)]);
paranuss=[paranuss sqrt(paranuss)]./ paranuss_time;
paranuss=[paranuss(:,1)-back(:,1) sqrt(paranuss(:,2).^2+back(:,2).^2) 1./ paranuss(:,2).^2];

thorium_time=thorium(2);
thorium=thorium([3:length(thorium)]);
thorium=[thorium sqrt(thorium)]./ thorium_time;
thorium=[thorium(:,1)-back(:,1) sqrt(thorium(:,2).^2+back(:,2).^2) 1./ thorium(:,2).^2];

%alle negativen werte auf null setzen
for j=1:length(europium)
    if europium(j,1)<=0
        europium(j,:)=0;
    end
    if cobalt(j,1)<=0
        cobalt(j,:)=0;
    end
    if natrium(j,1)<=0
        natrium(j,:)=0;
    end
end
```

```

if europium(j,1)<=0
europium(j,:)=0;
end
if paranuss(j,1)<=0
paranuss(j,:)=0;
end
if thorium(j,1)<=0
thorium(j,:)=0;
end
end

channel=(1:length(thorium))';

%Gaussfits
eusel=[130 180 350 450];
fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[14 1 145 10],'Weights',europium(eusel(1):eusel(2)));
ft=fittype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fiteu1 gofeu1]=fit(channel(eusel(1):eusel(2)),europium(eusel(1):eusel(2),1),ft);

fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[14 1 400 10],'Weights',europium(eusel(3):eusel(4)));
ft=fittype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fiteu2 gofeu2]=fit(channel(eusel(3):eusel(4)),europium(eusel(3):eusel(4),1),ft);

cosel=[1230 1370 1430 1570];
fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[1 1 1300 10],'Weights',cobalt(cosel(1):cosel(2)));
ft=fittype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fitco1 gofco1]=fit(channel(cosel(1):cosel(2)),cobalt(cosel(1):cosel(2),1),ft);

fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[1 1 1500 10],'Weights',cobalt(cosel(3):cosel(4)));
ft=fittype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fitco2 gofco2]=fit(channel(cosel(3):cosel(4)),cobalt(cosel(3):cosel(4),1),ft);

nasel=[450 700 1300 1600];
fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[1 0 571 1],'Weights',natrium(nasel(1):nasel(2)));
ft=fittype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fitna1 gofna1]=fit(channel(nasel(1):nasel(2)),natrium(nasel(1):nasel(2),1),ft);

fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[.01 0 1420 10],'Weights',natrium(nasel(3):nasel(4)));
ft=fittype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fitna2 gofna2]=fit(channel(nasel(3):nasel(4)),natrium(nasel(3):nasel(4),1),ft);

dummy=[];
dummy=coeffvalues(fiteu1);
Echan(1)=dummy(3);
dummy=coeffvalues(fiteu2);
Echan(2)=dummy(3);
dummy=coeffvalues(fitco1);
Echan(5)=dummy(3);
dummy=coeffvalues(fitco2);
Echan(6)=dummy(3);
dummy=coeffvalues(fitna1);
Echan(3)=dummy(3);
dummy=coeffvalues(fitna2);
Echan(4)=dummy(3);

%gute fehlerabschätzung
dummy=[];
dummy=coeffvalues(fiteu1);
sEchan(1)=dummy(4)/4;
dummy=coeffvalues(fiteu2);
sEchan(2)=dummy(4)/4;
dummy=coeffvalues(fitco1);
sEchan(5)=dummy(4)/4;
dummy=coeffvalues(fitco2);
sEchan(6)=dummy(4)/4;
dummy=coeffvalues(fitna1);
sEchan(3)=dummy(4)/4;
dummy=coeffvalues(fitna2);
sEchan(4)=dummy(4)/4;

%Kalibrationsfit
fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[0 0],'Weights',(1./(sEchan).^2));

```

```

ft=fitype('a*x+b','options',fo);
[fitlin goflin]=fit(Elit',Echan',ft);
a=coeffvalues(fitlin);
dummy=[];
dummy=confint(fitlin);
sa=(dummy(2,:)-dummy(1,:))./4;

%----- Thorium -----
est=[1.5 0.2 107.4 10;0.5 0.2 185 10;0.5 0.2 285 14;0.5 0.2 300 14;0.5 0.2 400 14;0.5 0.2 480 14;0.5 0.2 600
thsel=[85 135;150 210;255 293;300 350;370 430;450 520;555 630;630 700;900 1000;2700 3000];

for i=1:length(est(:,1))
    fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',est(i,:), 'Weights',thorium(thsel(i,1):thsel(i,2)), 'Weights',thorium(thsel(i,1):thsel(i,2)));
    ft=fitype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
    eval(sprintf('[ fitth%gd gofth%gd]=fit(channel(thsel(i,1):thsel(i,2)),thorium(thsel(i,1):thsel(i,2),1),ft);'));
    dummy=[];
    eval(sprintf('dummy=coeffvalues(fitth%gd);',i));
    Ec(i,1)=dummy(3);
    Ec(i,2)=dummy(4)/4;
    I(i)=dummy(1);
    eval(sprintf('dummy=confint(fitth%gd);',i));
    sI(i)=(dummy(2,1)-dummy(1,1))/4;
end
Ec(11,:)=[1750 50];
E(:,1)=(Ec(:,1)-a(2))./a(1);
E(:,2)=E(:,1).*sqrt(( (sa(2)^2+Ec(:,2).^2)./(Ec(:,1)-a(2)).^2 ) + (sa(1)/a(1))^2 );
I=I./P;
sI=sI./P;
I=I./I(1);

sI=I.*sqrt((sI(1)/I(1)).^2+(sI./I).^2);

%----- Koinzidenzen -----
unter=14/1000;
sunter=sqrt(14)/1000;
coinc=[coincidence(:,1) (coincidence(:,2)./coincidence(:,3))-unter sqrt(sqrt(coincidence(:,2))./coincidence(:,3))];

fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[0.2 0 10], 'Weights',(1./coinc(:,3)).^2);
ft=fitype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fitcoinc gofcoinc]=fit(coinc(:,1),coinc(:,2),ft);

%----- Paranuss -----
fo=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[0.2 0 100 10], 'Weights',paranuss(75:500,3));
ft=fitype('A*exp(-((x-mu)^2)/(2*sig^2))+C','options',fo);
[fitpara gofpara]=fit(channel(75:500),paranuss(75:500,1),ft);

%----- PLOT -----
figure(1)
subplot(1,2,1)
plot(plastik_vv(:,1),plastik_vv(:,2),'Linewidth',1.2)
title('Signal des Plastiksintilators nach Vorverstärker')
xlabel('Zeit [s]')
ylabel('Signalstärke [V]')
grid on
grid minor
hold on
plot(plastik_vv([start_plastik ende_plastik],1),plastik_vv([start_plastik ende_plastik],2),'x','Linewidth',1.2)
hold off

subplot(1,2,2)
plot(NaI_vv(:,1),NaI_vv(:,2),'Linewidth',1.2)
title('Signal des NaI-Szintilators nach Vorverstärker')
xlabel('Zeit [s]')
ylabel('Signalstärke [V]')
grid on
grid minor

```

```

hold on
plot(NaI_vv([start_NaI ende_NaI],1),NaI_vv([start_NaI ende_NaI],2),'x','Linewidth',1.2)
hold off

figure(2)
sp1=subplot(2,2,1);
plot(NaI_vv(:,1),NaI_vv(:,2),'Linewidth',1.2)
title('nach□Photomultiplier')
xlabel('Zeit□[s]')
ylabel('Signalstärke□[V]')

sp2=subplot(2,2,2);
plot(NaI_bi_uni(:,1),NaI_bi_uni(:,2),'Linewidth',1.2)
hold on
plot(NaI_bi_uni(:,1),NaI_bi_uni(:,3),'Linewidth',1.2)
hold off
title('nach□Hauptverstärker')
legend('unipolare□Signal','bipolare□Signal')
xlabel('Zeit□[s]')
ylabel('Signalstärke□[V]')

sp3=subplot(2,2,3);
plot(NaI_sca(:,1),NaI_sca(:,2),'Linewidth',1.2)
title('nach□Single□Channel□Analyzer')
xlabel('Zeit□[s]')
ylabel('Signalstärke□[V]')

sp4=subplot(2,2,4);
plot(timing_unit(:,1),timing_unit(:,2),'Linewidth',1.2)
hold on
plot(timing_unit(:,1),timing_unit(:,3),'Linewidth',1.2)
hold off
title('nach□der□Timing□unit')
legend('Signal□des□NaI-Szinti','Signal□des□Plasitk-Szinti','Location','southeast')
xlabel('Zeit□[s]')
ylabel('Signalstärke□[V]')

grid(sp1,'on')
grid(sp2,'on')
grid(sp3,'on')
grid(sp4,'on')
grid(sp1,'minor')
grid(sp2,'minor')
grid(sp3,'minor')
grid(sp4,'minor')

figure(3)
sp1=subplot(1,3,1);
plot(NaI_delay_vinput_bi(:,1),NaI_delay_vinput_bi(:,2),'Linewidth',1.2)
title('Delay□zwischen□Input□und□bipolare□Output')
hold on
plot(NaI_delay_vinput_bi(:,1),NaI_delay_vinput_bi(:,3),'Linewidth',1.2)
plot([NaI_delay_vinput_bi(start_input(1),1) NaI_delay_vinput_bi(start_output(1),1)], [NaI_delay_vinput_bi(
hold off
legend('Input','Output','Location','Northwest')
xlabel('Zeit□[s]')
ylabel('Signalstärke□[V]')

sp2=subplot(1,3,2);
plot(NaI_delay_vinput_uni(:,1),NaI_delay_vinput_uni(:,2),'Linewidth',1.2)
title('Delay□zwischen□Input□und□unipolare□Output')
hold on
plot(NaI_delay_vinput_uni(:,1),NaI_delay_vinput_uni(:,3),'Linewidth',1.2)
plot([NaI_delay_vinput_uni(start_input(2),1) NaI_delay_vinput_uni(start_output(2),1)], [NaI_delay_vinput_u
hold off
legend('Input','Output','Location','Northwest')
xlabel('Zeit□[s]')
ylabel('Signalstärke□[V]')

sp3=subplot(1,3,3);
plot(NaI_delay_vinput_sca(:,1),NaI_delay_vinput_sca(:,2),'Linewidth',1.2)
title('Delay□zwischen□Input□Verstärker□und□SCA□Output')
hold on

```

```

plot(NaI_delay_vinput_sca(:,1),NaI_delay_vinput_sca(:,3),'Linewidth',1.2)
plot([NaI_delay_vinput_sca(start_input(3),1) NaI_delay_vinput_sca(start_output(3),1)], [NaI_delay_vinput_s
hold off
legend('Input','Output','Location','Northwest')
xlabel('Zeit [s]')
ylabel('Signalstärke [V]')

grid(sp1,'on')
grid(sp2,'on')
grid(sp3,'on')
grid(sp1,'minor')
grid(sp2,'minor')
grid(sp3,'minor')

figure(4)
plot(channel,europium(:,1),'Linewidth',1.5)
hold on
grid on
grid minor
plot(channel(eusel(1):eusel(2)),europium(eusel(1):eusel(2),1),'Linewidth',1.5)
plot(channel(eusel(3):eusel(4)),europium(eusel(3):eusel(4),1),'Linewidth',1.5)
title('\gamma-Spektrum von Europium')
hold off
xlim([0 1800])
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate [s^{-1}]')

for i=1:2
figure(13+i)
errorbar(channel(eusel(2*i-1):eusel(2*i)),europium(eusel(2*i-1):eusel(2*i),1),europium(eusel(2*i-1):eusel(2*i),1))
title(['Gauß fit unter ' num2str(i) '. Linie'])
hold on
grid on
grid minor
eval(sprintf('p=plot(fiteu%d);',i))
hold off
set(p,'Linewidth',1.5)
legend('Daten','Gauß fit')
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate [s^{-1}]')
end

figure(5)
plot(channel,cobalt(:,1),'Linewidth',1.5)
title('\gamma-Spektrum von Kobalt')
hold on
grid on
grid minor
plot(channel(cosel(1):cosel(2)),cobalt(cosel(1):cosel(2),1),'Linewidth',1.5)
plot(channel(cosel(3):cosel(4)),cobalt(cosel(3):cosel(4),1),'Linewidth',1.5)
hold off
xlim([0 3100])
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate [s^{-1}]')

for i=1:2
figure(24+i)
errorbar(channel(cosel(2*i-1):cosel(2*i)),cobalt(cosel(2*i-1):cosel(2*i),1),cobalt(cosel(2*i-1):cosel(2*i),1))
title(['Gauß fit unter ' num2str(i) '. Linie'])
hold on
grid on
grid minor
eval(sprintf('p=plot(fitco%d);',i))
hold off
set(p,'Linewidth',1.5)
legend('Daten','Gauß fit')
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate [s^{-1}]')
end

figure(6)
plot(channel,natrium(:,1),'Linewidth',1.5)
title('\gamma-Spektrum von Natrium')

```

```

hold on
grid on
grid minor
plot(channel(nasel(1):nasel(2)),natrium(nasel(1):nasel(2),1),'Linewidth',1.5)
plot(channel(nasel(3):nasel(4)),natrium(nasel(3):nasel(4),1),'Linewidth',1.5)
hold off
xlim([0 2500])
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate $[s^{-1}]$ ')

for i=1:2
    figure(35+i)
    errorbar(channel(nasel(2*i-1):nasel(2*i)),natrium(nasel(2*i-1):nasel(2*i),1),natrium(nasel(2*i-1):nasel(2*i),1))
    title(['Gauß fit der ' num2str(i) '. Linie'])
    hold on
    grid on
    grid minor
    eval(sprintf('p=plot(fitna%d);',i))
    hold off
    set(p,'Linewidth',1.5)
    legend('Daten','Gauß fit')
    xlabel('Channel')
    ylabel('Zählrate $[s^{-1}]$ ')
end

figure(7)
    errorbar(Elit,Echan,sEchan,'x','Linewidth',1.5)
    title('Energiekalibration unter Channel mittels Linearer Regression')
    hold on
    grid on
    grid minor
    p=plot(fitlin);
    set(p,'Linewidth',1.2)
    hold off
    xlabel('E_{lit}[keV]')
    ylabel('Channel')
    legend('Daten',['Lineare Regression \chi^2/ndf=' num2str(round((goflin.sse/goflin.dfe),2))],'Location','best')
figure(8)
    semilogy(channel,thorium(:,1),'.')
    title('\gamma-Spektrum von Thorium')
    xlim([0 3200])
    ylim([10^-4 2])
    hold on
    grid on
    grid minor
    for i=1:length(est(:,1))
        plot(channel(thsel(i,1):thsel(i,2)),thorium(thsel(i,1):thsel(i,2),1),'.','Linewidth',1.2)
    end
    hold off
    xlabel('Channel')
    ylabel('Zählrate $[s^{-1}]$ ')

for i=1:length(est(:,1))
    figure(47+i)
    errorbar(channel(thsel(i,1):thsel(i,2)),thorium(thsel(i,1):thsel(i,2),1),thorium(thsel(i,1):thsel(i,2),2))
    title(['Gauß fit der ' num2str(i) '. Linie'])
    hold on
    grid on
    grid minor
    eval(sprintf('p=plot(fith%d);',i))
    hold off
    set(p,'Linewidth',1.5)
    legend('Daten','Gauß fit')
    xlabel('Channel')
    ylabel('Zählrate $[s^{-1}]$ ')
end

figure(9)
    errorbar(coinc(:,1),coinc(:,2),coinc(:,3),'x','Linewidth',1.5)
    title('Winkelverteilung unter Koinzidenzen')
    hold on

```

```
grid on
grid minor
p=plot(fitcoinc);
set(p,'Linewidth',1.5)
hold off
xlabel('Winkelo')
ylabel('Zählrate[s-1])
legend('Daten',[ 'Gauß fit\chi^2/ndf=' num2str(round(gofcoinc.sse/gofcoinc.dfe,1))])

figure(10)
plot(channel,back(:,1),'.')
title('Untergrund-Spektrum')
grid on
grid minor
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate[s-1])

figure(11)
errorbar(channel,paranuss(:,1),paranuss(:,2),'x','Linewidth',1.5)
title('\gamma-Spektrum der Paranüsse')
hold on
grid on
grid minor
p=plot(fitpara);
set(p,'Linewidth',1.5)
hold off
xlabel('Channel')
ylabel('Zählrate[s-1])
legend('Daten','Gauß fit')
```

Abbildungsverzeichnis

1	Diese Abbildung zeigt den äußenen Photoeffekt, da die Energie des Photons $h\nu$ ausreicht um das Elektron komplett aus dem Kern zu lösen. [2]	5
2	links: In dieser Darstellung kann man ein Photon sehen, das mittels Comptoneffekt an einem Elektron gestreut wird und dabei Energie verliert, da es nach dem Stoß langwelliger ist. [2] ; rechts: Dieser Graph skizziert den erwarteten Verlauf im Energiespektrum einer einzelnen Photonenenergie durch Compton- und Photoeffekt. Die Wölbung des Comptonplateaus ist nicht zu sehen [3].	5
3	Schematische Darstellung des Bändermodells im Kristall mit einer Dotierung [2]	6
4	[4]	8
5	Signalauswertung des SCA mit dem invertierten 'positive output'[2]	9
6	Verschiedene Szenarien zweier Eingangssignale und die Reaktion der Koinzidenzeinheit[2]	10
7	Schaltkizze des Aufbaus zur Messung des Energiespektrums der radioaktiven Proben	11
8	Schaltkizze des Aufbaus zur Messung des Energiespektrums der radioaktiven Proben	11
9	Schaltkizze des Aufbaus zur Kalibration des NaI-SCA	13
10	links: Signal des Plastiksintillators; rechts: Signal des NaI-Szintillators; Die orangenen Kreuze markieren Start und Ende eines Signals	15
11	Signal des NaI-Szintillators nach verschiedenen Bauteilen. Unten rechts ist zusätzlich der Vergleich der Szintillatorsignale nach der jeweiligen Timing Unit.	16
12	Signal des NaI-Szintillators nach verschiedenen Ausgängen im Vergleich zum Eingang des Hauptverstärkers. Die grünen Kreuze zeigen den Startpunkt des jeweiligen Signals. Zudem sind die Signale mit Offsets versehen um sie besser unterscheiden zu können.	17
13	Das Spektrum von ^{22}Na zeigt den typischen Vernichtungsspeak (rot). Die farblich markierten Stellen zeigen die Punkte der Fits an. Die Fehlerbalken werden aus Übersichtsgründen nicht angezeigt.	18
14	Die einzelnen Gaußfits des ^{22}Na -Spektrums von links nach rechts ausgeführt.	19
15	Das Spektrum von ^{22}Na zeigt den typischen Vernichtungsspeak (rot). Die farblich markierten Stellen zeigen die Punkte der Fits an. Die Fehlerbalken werden aus Übersichtsgründen nicht angezeigt.	19
16	Untergrundspektrum mit auffälligem Peak	23
17	Winkelverteilung der Koinzidenzen	24
18	Winkelverteilung der Koinzidenzen	25

Literatur

- [1] M. Köhli, *Versuchsanleitung: Szintillationszähler*, Institut für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-universität, 2011
- [2] Tobias Kotyk, *Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg*, Institut für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-universität, 2011
- [3] Dirk Hünninger, Kieran Maher, uvm., *Physikalische Grundlagen der Nuklearmedizin*, Wiki-books.org, 2012
- [4] *Praktikum im DESY Zeuthen* https://www-zeuthen.desy.de/exp/physik_begreifen/chris/Photomultiplier.html, Stand: 27.09.15