

---

# GAMMASPEKTROSKOPIE MIT EINEM HPGe-DETEKTOR

---

Physikalisches Praktikum B  
am  
Kernphysikalischen Institut

02.11.2015



**Studenten**

Yushi Nishida  
Pavel Ignatiev

**Betreuer**

Jean-Marc Regis

## Abbildungsverzeichnis

1	Photoeffekt	6
2	Komptonstreuung	7
3	Compton-Kante	8
4	Escape-Peaks	9
5	Dotierung eines Halbleiters	10
6	Schematische Pulsform des Vorverstärkersignals von $^{60}\text{Co}$	13
7	Gesamtspektrum von $^{137}\text{Cs}$	14
8	Full-Energy-Peak von $^{137}\text{Cs}$	14
9	Comptonkante von $^{137}\text{Cs}$	14
10	Rückstreupeak von $^{137}\text{Cs}$	14
11	Gesamtspektrum von $^{60}\text{Co}$	15
12	Rückstreupeak von $^{60}\text{Co}$	15
13	1. Full-Energy-Peak von $^{60}\text{Co}$	15
14	2. Full-Energy-Peak von $^{60}\text{Co}$	15
15	1. Compton-Kante von $^{60}\text{Co}$	15
16	2. Compton-Kante von $^{60}\text{Co}$	15
17	Gesamtspektrum von $^{22}\text{Na}$	16
18	1. Full-Energy-Peak von $^{22}\text{Na}$	16
19	2. Full-Energy-Peak von $^{22}\text{Na}$	16
20	1. Compton-Kante von $^{22}\text{Na}$	16
21	2. Compton-Kante von $^{22}\text{Na}$	16
22	1. Rückstreupeak von $^{22}\text{Na}$	17
23	2. Rückstreupeak von $^{22}\text{Na}$	17
24	Gesamtspektrum von $^{57}\text{Co}$	18
25	Gesamtspektrum von $^{57}\text{Co}$ vergrößert	18
26	1. Full-Energy-Peak von $^{57}\text{Co}$	18
27	2. Full-Energy-Peak von $^{57}\text{Co}$	18
28	2. Rückstreupeak von $^{57}\text{Co}$	18
29	Rückstreupeak von $^{57}\text{Co}$	18
30	Gesamtspektrum von $^{152}\text{Eu}$	19
31	Absorption von Gamma-Strahlen durch Aluminium	20
32	Absorption von Gamma-Strahlen durch Kupfer	21
33	Hintergrundstrahlung	21
34	Energieeichung	22
35	Proportionalität zwischen FWHM und Energie	24
36	Nachweiseffizienz	26

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

37	Nachweiseffizienz alternativ . . . . .	27
38	Absorptionskoeffizient . . . . .	28
39	Hintergrundstrahlung . . . . .	30

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
1.1 Kernzerfall und Strahlungsemission . . . . .	5
1.2 $\gamma$ -Strahlung . . . . .	6
1.2.1 Quantenzahlen . . . . .	6
1.3 Wechselwirkung von $\gamma$ -Quanten mit Materie . . . . .	6
1.3.1 Photoeffekt . . . . .	6
1.3.2 Compton-Streuung . . . . .	7
1.3.3 Elektron-Positron-Paarbildung . . . . .	7
1.3.4 Lambert-Beer-Gesetz . . . . .	7
1.4 Spektrumskennlinien . . . . .	8
1.4.1 Photopeak . . . . .	8
1.4.2 Compton-Kontinuum . . . . .	8
1.4.3 Compton-Kante . . . . .	8
1.4.4 Single-, Double-Escape-Peak, 511-keV-Linie . . . . .	9
1.4.5 Rückstreupeak . . . . .	10
<b>2 Der Halbleiterdetektor</b>	<b>10</b>
2.1 Halbleiter . . . . .	10
2.2 Der pn-Übergang . . . . .	10
2.3 Detektorgeometrie . . . . .	11
2.4 Elektronik . . . . .	12
2.5 Detektoraufbau . . . . .	12
2.5.1 Energieauflösung . . . . .	12
2.5.2 Nachweiseffizienz . . . . .	12
<b>3 Versuchsdurchführung</b>	<b>13</b>
3.1 Pulsformen . . . . .	13
3.2 Eichung und Energieauflösung . . . . .	14
3.2.1 Cs-137 . . . . .	14
3.2.2 Co-60 . . . . .	15
3.2.3 Na-22 . . . . .	16
3.2.4 Co-57 . . . . .	18
3.3 Bestimmung der Nachweiseffizienz . . . . .	19
3.4 Bestimmung des linearen Absorptionskoeffizienten von Al und Pb . . . . .	20
3.4.1 Aluminium . . . . .	20
3.4.2 Kupfer . . . . .	21
3.5 Raumuntergrundmessung . . . . .	21

## INHALTSVERZEICHNIS

---

<b>4 Auswertung</b>	<b>22</b>
4.2 Energieeichung und Halbwertsbreite . . . . .	22
4.2.1 Cs-137 . . . . .	23
4.2.2 Co-60 . . . . .	23
4.2.3 Co-57 . . . . .	23
4.2.4 Na-22 . . . . .	23
4.3 Bestimmung der Nachweiseffizienz . . . . .	25
4.4 Bestimmung des linearen Absorptionskoeffizienten $\mu$ von Al und Pb . . . . .	28
4.5 Raumuntergrundmessung . . . . .	30
<b>5 Fazit</b>	<b>31</b>

In diesem Versuch machen wir uns mit Grundlagen der  $\gamma$ -Spektroskopie mit einem Germanium-Detektor vertraut, insbesondere lernen wir die Funktionsweise von Halbleiterdetektoren kennen und bekommen praktische Einsicht in die Wechselwirkung zwischen  $\gamma$ -Quanten und Materie.

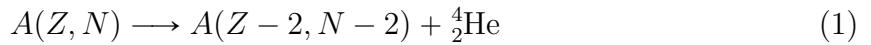
# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Kernzerfall und Strahlungsemission

Zwei grundlegende natürliche Kernzerfallsarten sind

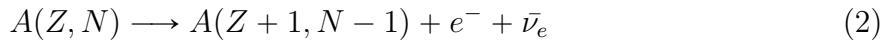
- **$\alpha$ -Zerfall**

Bei dieser Zerfallsart wandelt sich ein Atomkern in einen anderen Atomkern um unter Emission eines  $\alpha$ -Teilchens, d.h. eines  ${}^4_2\text{He}$ -Kerns. Die Zerfallsgleichung lautet dabei:



- **$\beta$ -Zerfall und Elektroneneinfang**

Beim Beta-Zerfall erfolgt eine spontane Emission von Elektronen im Falle des  $\beta^-$ -Zerfalls



bzw. von Positronen im Falle eines  $\beta^+$ -Zerfalls



Elektroneneinfang erfolgt durch Absorption eines Elektrons der inneren Atomschale durch das Kern, wobei sich eines der Kernprotonen in ein Neutron umwandelt und das Nuklid zum gleichen Tochternuklid zerfällt, wie es bei  $\beta^+$ -Zerfall wäre:



Allerdings werden dabei nur Neutrinos und keine Elektronen emittiert. Emission von  $\gamma$ -Strahlung kann den natürlichen Zerfall begleiten und erfolgt bei Abregung des Atoms vom Zustand mit Energie  $E_i$  in einen Zustand niedrigerer Energie  $E_f$ , wobei ein Photon der Energie  $E_\gamma = E_i - E_f$  ausgestrahlt wird. Auch bei Annihilation von  $e^+$  und  $e^-$  werden  $\gamma$ -Quanten emittiert. Gamma- und Röntgenstrahlung unterscheiden sich im Ort ihrer Entstehung ( $\gamma$ -Quanten entstehen innerhalb des Kerns, Röntgenstrahlung innerhalb der Elektronenhülle), ihre Energien können sich jedoch überschneiden und betragen bis 137 keV bei Röntgenstrahlen bzw. größer bei  $\gamma$ -Strahlen.

## 1.2 $\gamma$ -Strahlung

Gammastrahlen sind hoch energetische elektromagnetische Wellen mit Energien über 100keV. Der Unterschied zwischen schwacher Gammastrahlung und starker Röntgenstrahlung, die ähnliche Energien haben, ist, das die Gammaquanten aus dem Atomkern entstehen und die RöntgenStrahlen aus der Atomhülle. Bei den Kernzerfällen entstehen angeregte Kerne, welche Gammastrahlen als Energieabregung abstrahlen. Die Energie eines Gamma-Quants ist genau die Differenz zwischen der Energie vom angeregtem Kern und der Energie vom Kern im Grundzustand.

$$E_\gamma = E_i - E_f \quad (5)$$

Der Drehimpuls ändert sich dabei mit. Folgende Bedingung muss für den Drehimpuls gelten.

$$|I_i - I_f| \leq I \leq I_i + I_f \quad (6)$$

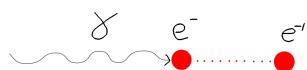
### 1.2.1 Quantenzahlen

Quantenzahlen geben der Teilchen feste Eigenschaften die für die unterscheidbarkeit der teilchen wichtig sind. So haben Fermionen halbzähliges Spins und Bosonen ganzzahliges. Für die Fermionen gilt das Pauli-Prinzip für Bosonen ist es nicht der Fall. Die Hauptquantenzahl gibt die Schale des Elektrons an, wo sie sich am wahrscheinlichsten aufhält. Die Drehimpulsquantenzahl gibt die Form des Atomorbitals und die magnetische Drehimpulsquantenzahl ihre Orientierung in der Bahn. Die Spinquantenzahl gibt die Lage der Elektronenspin an.

## 1.3 Wechselwirkung von $\gamma$ -Quanten mit Materie

### 1.3.1 Photoeffekt

Der Photoeffekt charakterisiert sich durch das Herausschlagen von Elektronen aus der Atomhülle. Photonen mit ausreichender Energie, wie ein niedrig energetischer Gammastrahl, eignen sich gut dafür. Dabei gibt der Photon/Gammastrahl seine gesamte Energie an den Elektronen als kinetische Energie ab.

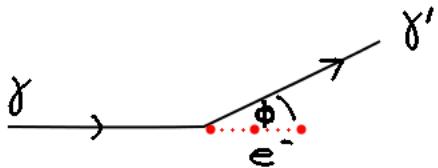


**Abb. 1:** Photoeffekt

### 1.3.2 Compton-Streuung

Einen inelastischen Stoß zwischen einen Gammaquant und einem Elektron nennt man Compton-Streuung. Der Gammaquant verliert einen Teil der Energie und gibt es dem Elektron ab. Die übertragene Energie hängt von der Winkel des reflektierten Gammaquants ab und so verlängert sich die Wellenlänge vom Gammaquant folgerndermaßen.

$$\Delta\lambda = \lambda_C(1 - \cos(\phi)) \quad (7)$$



**Abb. 2:** Komptonstreuung

### 1.3.3 Elektron-Positron-Paarbildung

Em-Wellen mit Energien über zwei mal 511keV (zusammen 1022keV) können einen Elektron-Positron-Paar erzeugen. Diese entsprechen die Ruheenergie zweier Elektron/Positron. Das erzeugte Positron bindet sich sofort mit einem Elektron und zerfällt dann wieder meistens in 2 Gammaquanten. Die Energie über 2\*511keV wird als kinetische Energie auf die erzeugten Teilchen verteilt.

### 1.3.4 Lambert-Beer-Gesetz

Gammaquanten werden vom Materie unterschiedlich absorbiert. Das Lambert-Beer-Gesetz beschreibt den Absorptionsvermögen einer Materie in Abhängigkeit ihrer Dicke. Die Kernladungszahl der Materie ist entscheidend für den Absorptionsvermögen und eine höhere Kernladung trägt zu einem größeren  $\mu$  bei.

$$I(x) = I_0 * \exp(-\mu * x) \quad (8)$$

## 1.4 Spektrumskennlinien

Da nicht immer die gesamte Übergangsenergie erkannt wird entsteht ein Graph mit mehreren lokalen Maxmias außerhalb vom Photpeak.

### 1.4.1 Photpeak

Der Photpeak entspricht der maximalen Energieabgabe an den Detektor so das die gesamte Übergangsenergie detektiert wird. Dies kann der Fall sein wenn der Gamma-quant vollständig als Photoeffekt detektiert wird oder durch mehrere hintereinander folgende Kette von Effekten, die Paarbildung, die ComptonStreuung und der Photoeffekt, wenn diese Effekte alle im Detektor stattfinden und im gleichen Zeitintervall.

### 1.4.2 Compton-Kontinuum

Der Gammaquant gibt varierend über den Rückstreuwinkel des Gammaquants unterschiedliche Energien an das Elektron ab. Der Rückstreuwinkel kann zwischen 0 und  $\pi$  betragen. Da der Rückstreuwinkel statistisch normalverteilt ist ergibt sich eine gerade Intensitätslinie in Bereich  $E_\gamma(FEP)-E_{Compton}(\pi)$  bis  $E_\gamma(FEP)-E_{Compton}(0)$ .

$$E_{Compton}(\phi) = \frac{E_\gamma(FEP)}{1 + \frac{E_\gamma(FEP)}{m_e c^2} (1 - \cos(\phi))} \quad (9)$$

### 1.4.3 Compton-Kante

Die Abrupte Kante am Endes des Compton-Kontinuums nemmt man Compton-Kante. Diese Kante entsteht weil keine Compton-Streuung, bei einem Rückstreuwinkel für den Gammaquanten der größer als  $\pi$  ist, stattfindet.

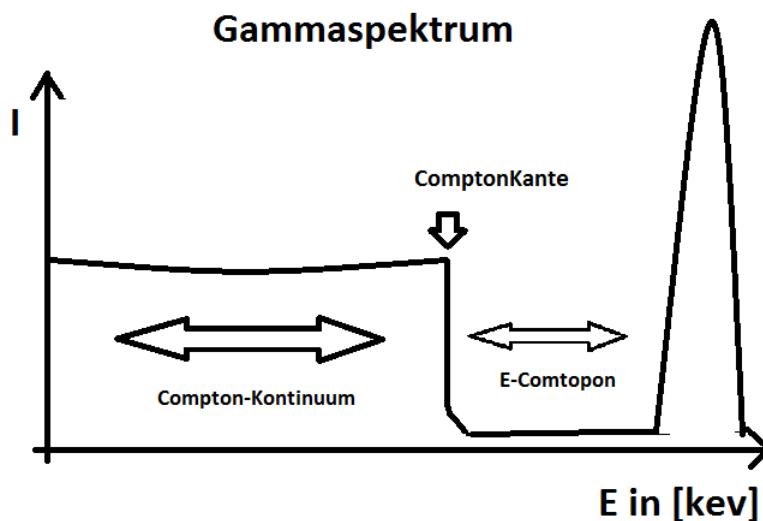
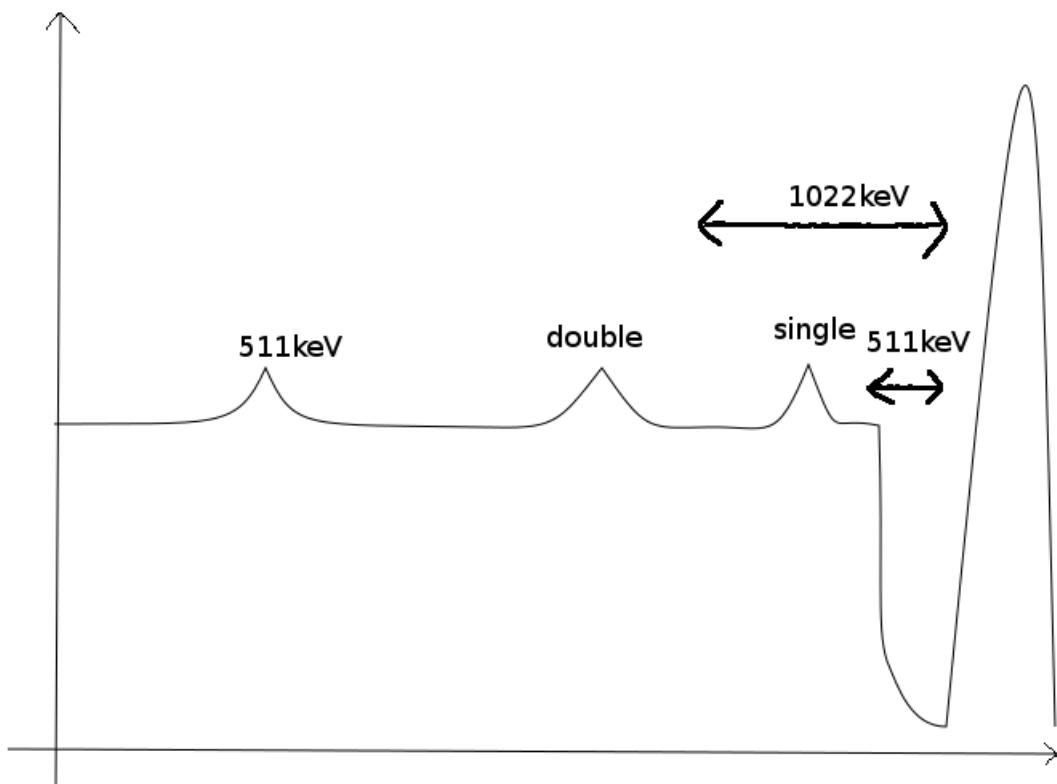


Abb. 3: Compton-Kante

#### 1.4.4 Single-, Double-Escape-Peak, 511-keV-Linie

Gammaquanten hoher Energien können eine Paarbildung im Detektor verursachen. Eine Elektron und ein Positron entstehen, wobei der entstandene Positron wieder mit einem Elektron zusammenfällt. Dabei zerfällt es meistens in 2 Gammaquanten. Verlässt ein Gammaquant nun den Detektor entsteht das Single-Escape-Peak, verlassen beide Gammaquanten den Detektor entsteht das Double-Escape-Peak. Die 511keV Linie wird durch eine Paarbildung außerhalb des Detektors verursacht. Dabei fliegt ein Gammaquant der durch die Verschmelzung eines Positrons und Elektrons außerhalb vom Detektor erzeugt wurde in das Detektor und wird detektiert.



**Abb. 4:** Escape-Peaks

### 1.4.5 Rückstreupeak

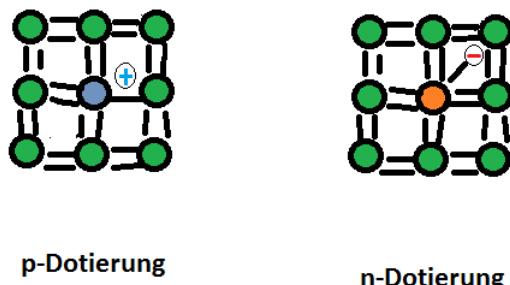
Der Gammaquant wird, bevor es überhaupt in den Detektor gelangt, gestreut und das gestreute Quant gelangt erst in den Detektor. So entstehen peaks in Compton-Continuum.

## 2 Der Halbleiterdetektor

### 2.1 Halbleiter

Ein Halbleiter besteht aus einem Material mit einer Valenzlücke zwischen der Valenz- und Leitungsband. Diese energetische Lücke muss überwunden werden damit ein Strom fließen kann. Durch die Dotierung (Einbau) von Fremdatomen kann die Anzahl an Defekt-Elektronen/ungebundene Elektronen erhöht werden, was zu einer verbesserten Leitungseigenschaft führt.

**Kristallstruktur**



**Abb. 5:** Dotierung eines Halbleiters

### 2.2 Der pn-Übergang

Wird ein p-dotierter Halbleiter mit einen n-dotierten Halbleiter zusammengebracht findet ein Ausgleich der Ladungen statt. Schließt man es nun in die Sperrichtung an, das p-Schicht wird an das negative-Pol angeschlossen, stehen sich die Ladungen am Verbindungsbereich konzentriert gegenüber. Diesen Bereich nennt man die Verarmungszone.

### 2.3 Detektorgeometrie

Es gibt 2 gängige Detektorgeometrien. Den planaren und koaxialen Detektor. Bei der planaren Aufbau hat man eine Schicht p-dotierte Halbleiter und dadrauf eine Schicht aus n-dotierte Halbleiter glatt angebracht, an beiden Schichten ist jeweils die entgegengerichtete elektrische Spannung angebracht. Die Halbleiter arbeiten im Sperrichtung. Die koaxiale Geometrie biegt den planaren in einen U-Form, so dass die aktive Zone vom Detektor doppelt so dick werden kann.

## 2.4 Elektronik

Eine in sperrichtung angeschlossener Halbleiter dient als Detektor, hier ein HighPurity-Germanium Einkristall Halbleiter, gekühlt mit Stickstoff um thermisches Rauschen in der Elektronik zu minimieren. Der  $\gamma$ -Quant wechselwirkt mit der Verarmungszone des Detektors. Trifft dort ein  $\gamma$ -Quant ein kann die Compton-Streuung, der Photoeffekt sowie die Paarbildung stattfinden, oder der  $\gamma$ -Quant kann auch ohne eine Wechselwirkung durch die Zone fliegen. Wird ein Elektron getroffen und aus der Hülle geschlagen wandert es zu den Außenkontakte, dabei ionisiert es andere Atome auf dem Weg und eine Lawine an Ladungen entstehen. Die Ladungen werden in einen Kapazitor für einen Zeitintervall aufgeladen und als ein Puls weitergeschickt. Der Puls ist aber zu schwach um es direkt verarbeiten zu können. So wird es erstmal in einen Vorverstärker verstärkt und zusätzlich aufbereitet. Das Signal wird danach an einem ADC geschickt der die Signale in diskret nummerierte Kanäle aufteilt um es am PC visuell betrachten zu können.

## 2.5 Detektoraufbau

### 2.5.1 Energieauflösung

Die Energieauflösung über einen Detektor sagt aus, wie genau es den Quanten ihre Energie zuordnen kann. Um eine gute Energieauflösung zu bekommen muss die Halbwertsbreite des Full-Energy-Peaks minimal sein. Die Beziehung zwischen der Halbwertsbreite am FEP und Energieauflösung lauten:

$$R = \frac{\text{Halbwertsbreite}(FEP)}{E_\gamma} \quad (10)$$

### 2.5.2 Nachweiseffizienz

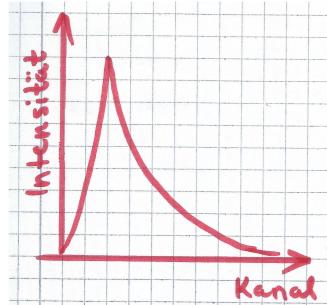
Die Nachweiseffizienz ist das Verhältnis zwischen der von der Quelle emittierten Quanten und vom Detektor registrierte Quanten. Da es aber von sehr vielen Parametern abhängt wenn man alle emittierten Quanten betrachten muss hat man häufig auch das Peakeffizienz der sich nur die Quanten aus dem Photopeak zum Vergleich nimmt.

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{\text{detektiertePulse}(E_\gamma)}{\text{emittiertePulse}(E_\gamma)} \quad (11)$$

### 3 Versuchsdurchführung

#### 3.1 Pulsformen

Zusammen mit dem Versuchsbetreuer haben wir die Verstärkung des Hauptverstärkers so eingestellt, dass die 1408-keV-Linie von  $^{152}\text{Eu}$  im Spektrum zu sehen war. Daraufhin haben wir Signale für eine  $^{60}\text{Co}$ -Quelle auf dem Oszilloskop beobachtet und die Pulsform skizziert:

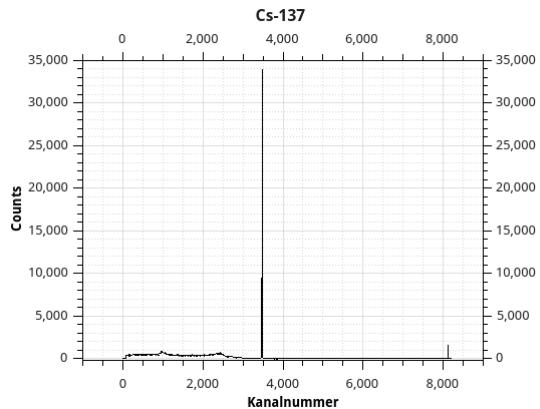


**Abb. 6:** Schematische Pulsform des Vorverstärkersignals von  $^{60}\text{Co}$

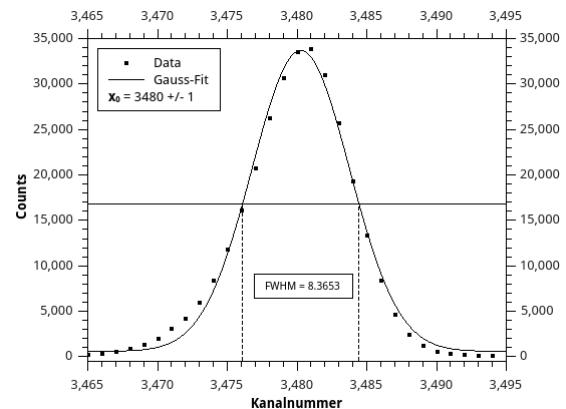
Hierbei haben wir die *Pole-Zero-Einstellung* zum Ausgleich von ggf. Über- und Unterschwingungen genutzt.

## 3.2 Eichung und Energieauflösung

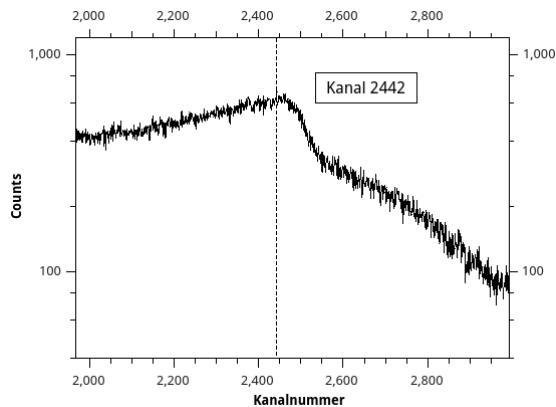
### 3.2.1 Cs-137



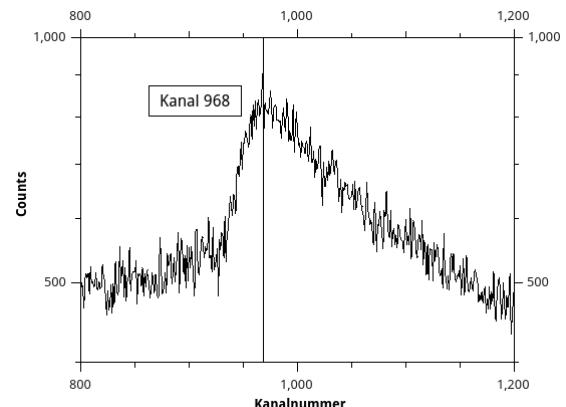
**Abb. 7:** Gesamtspektrum



**Abb. 8:** Full-Energy-Peak

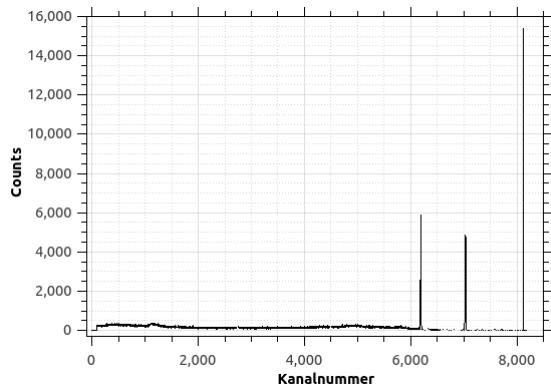


**Abb. 9:** Comptonkante

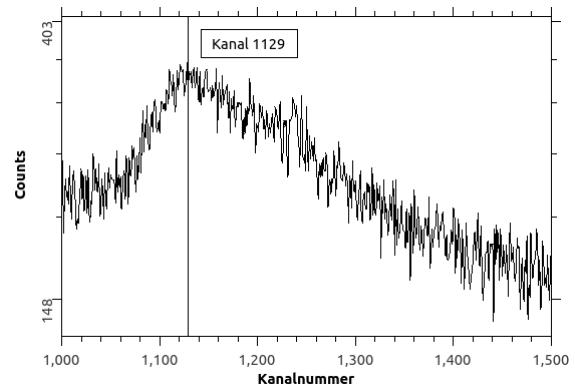


**Abb. 10:** Rückstreupeak

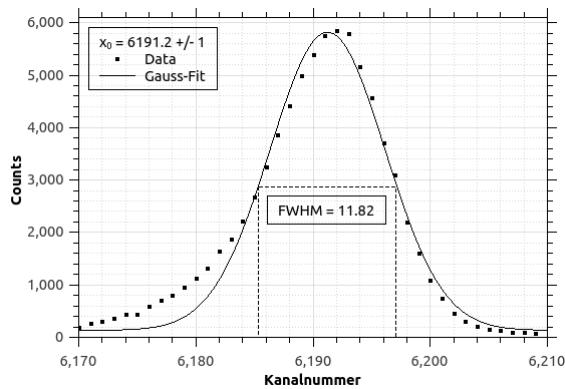
#### 3.2.2 Co-60



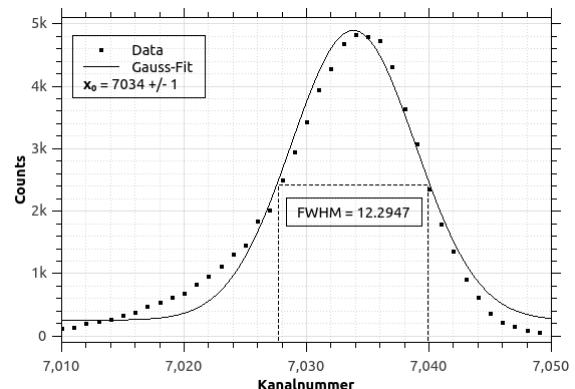
**Abb. 11:** Gesamtspektrum



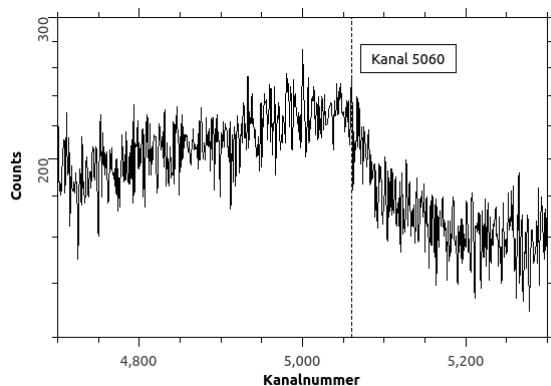
**Abb. 12:** Rückstreupeak



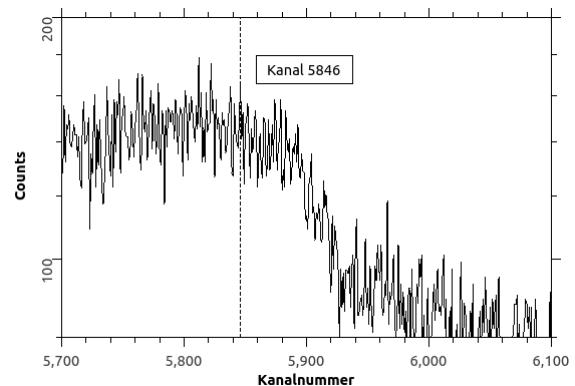
**Abb. 13:** 1. Full-Energy-Peak



**Abb. 14:** 2. Full-Energy-Peak



**Abb. 15:** 1. Compton-Kante



**Abb. 16:** 2. Compton-Kante

### 3 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

#### 3.2.3 Na-22

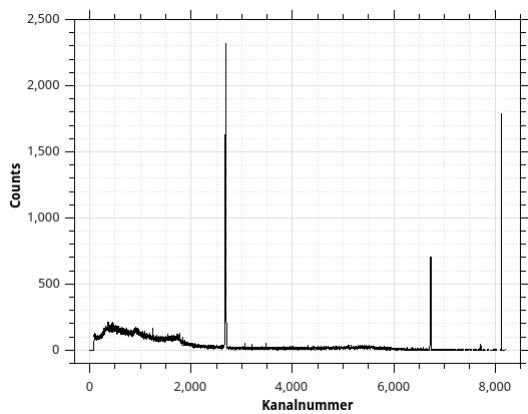


Abb. 17: Gesamtspektrum

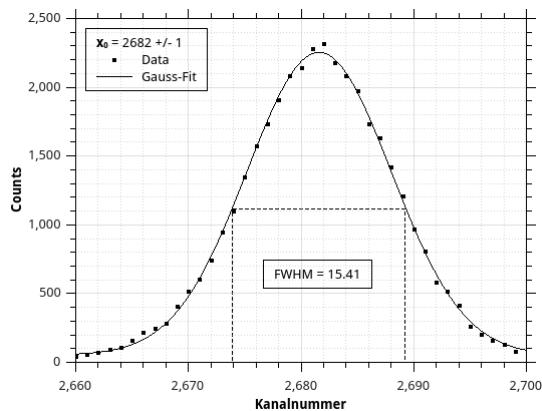


Abb. 18: 1. Full-Energy-Peak

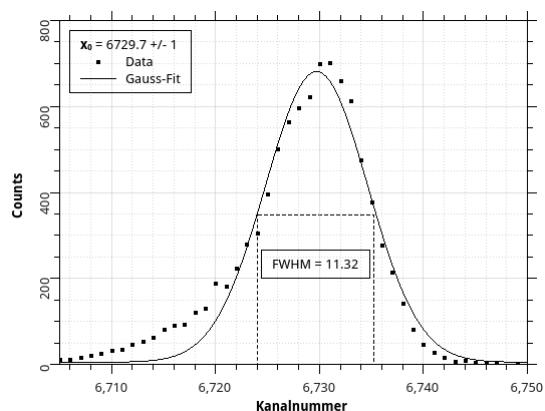


Abb. 19: 2. Full-Energy-Peak

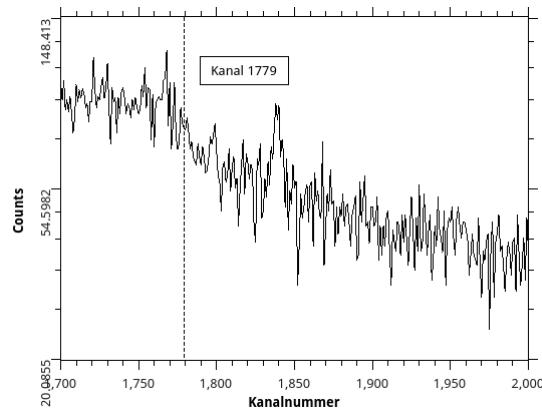


Abb. 20: 1. Compton-Kante

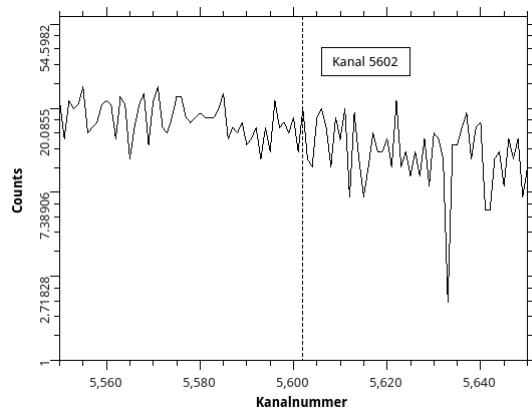
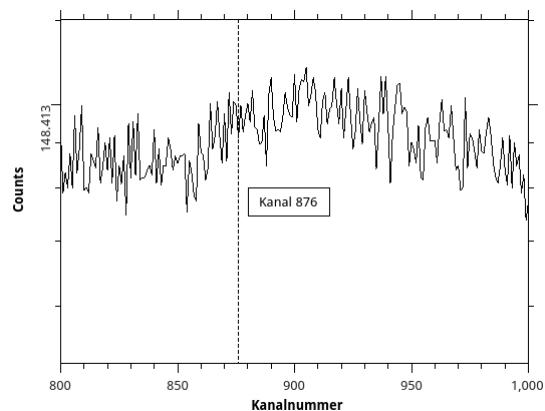


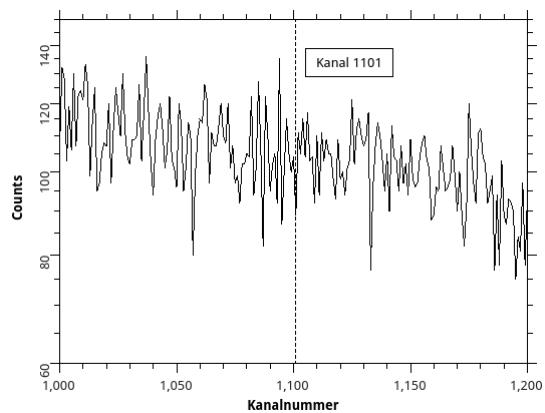
Abb. 21: 2. Compton-Kante

### 3 VERSUCHSDURCHFÜHRUNG

---

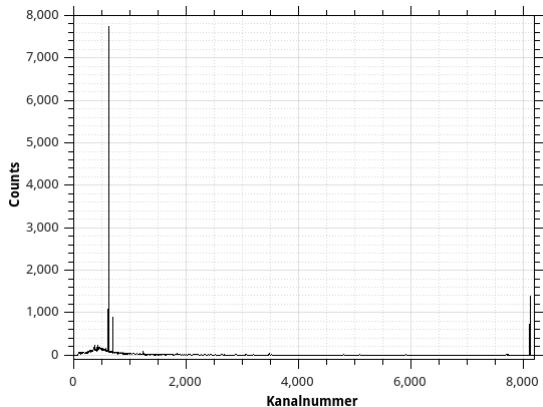


**Abb. 22:** 1. Rückstreupeak

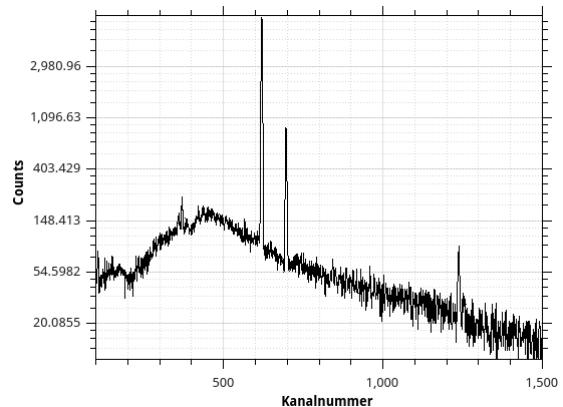


**Abb. 23:** 2. Rückstreupeak

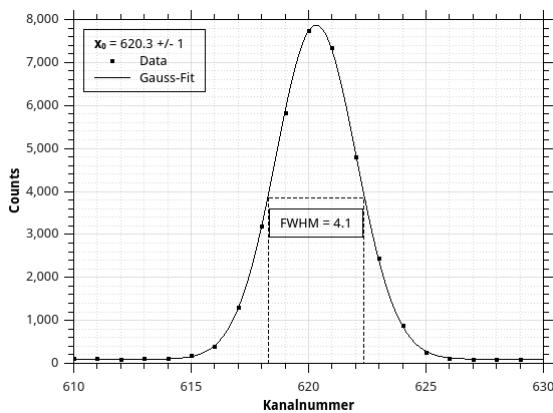
#### 3.2.4 Co-57



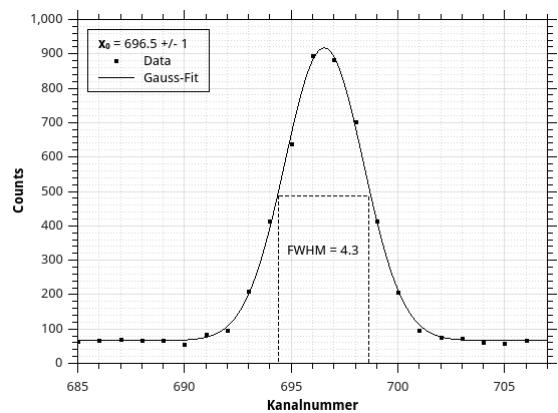
**Abb. 24:** Gesamtspektrum



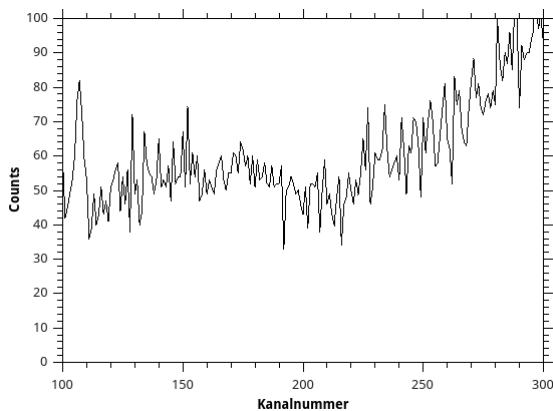
**Abb. 25:** Gesamtspektrum vergrößert



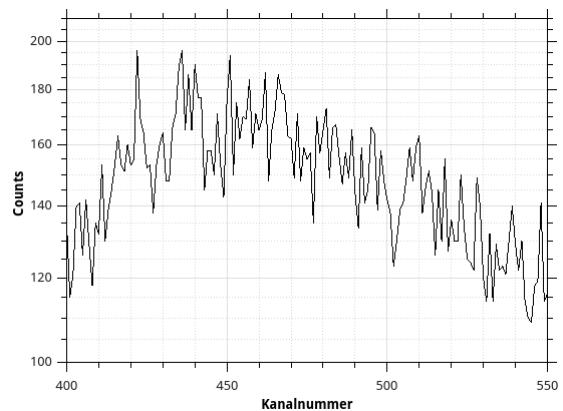
**Abb. 26:** 1. Full-Energy-Peak



**Abb. 27:** 2. Full-Energy-Peak



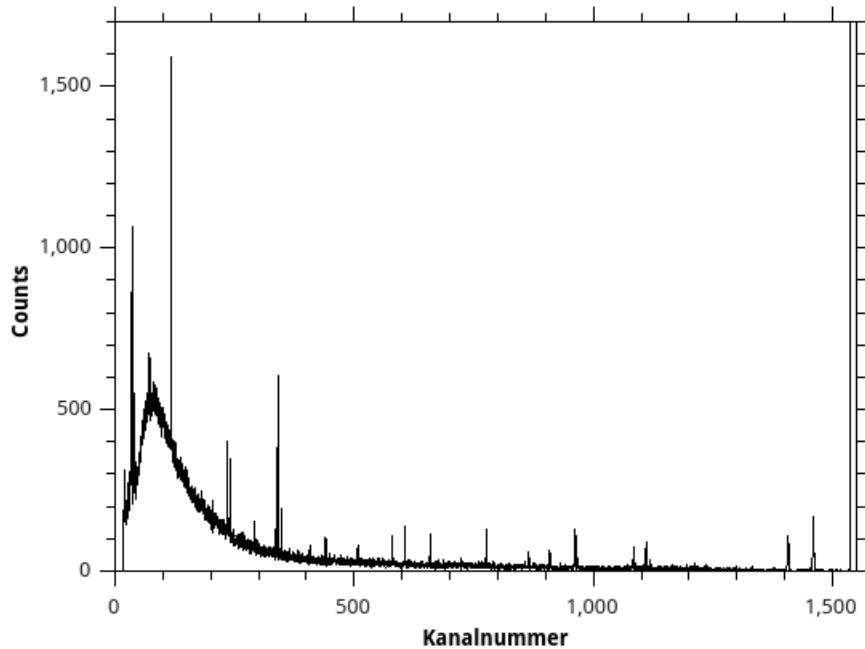
**Abb. 28:** Compton-Kante



**Abb. 29:** Rückstreupeak

### 3.3 Bestimmung der Nachweiseffizienz

Zur Bestimmung des relativen Nachweisvermögens unseres Detektors haben wir 30 Minuten lang das Spektrum einer  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle aufgenommen und die Integrale der auftretenden Full-Energy-Peaks notiert.



**Abb. 30:** Gesamtspektrum von  $^{152}\text{Eu}$

Kanal	Intensität	Kanal	Intensität
644	12222	4446	309
1293	2949	4583	646
1564	1596	4858	212
1819	4645	5094	1603
1943	470	5311	144
2172	1336	5737	954
2346	1588	5758	294
3098	1271	5876	1310
3639	413	6409	254
4115	1520	6864	237
4282	315	7439	1422
		7701	2310

### 3.4 Bestimmung des linearen Absorptionskoeffizienten von Al und Pb

In diesem Teilversuch messen wir die Abschwächung der Intensität von  $\gamma$ -Strahlung in Abhängigkeit vom Absorbermaterial und von seiner linearen Ausdehnung. Folgende Materialien und Dicken haben wir ausgewählt:

Al, [mm]	5	10	15	20	25	30
Cu, [mm]	1	2	3	4	5	6

Außerdem haben wir als Referenzgröße Intensität der Strahlung ohne Absorber gemessen, sie beträgt

$$I_0 = 8783 \pm 150 \quad (12)$$

Dann haben wir Full-Energy-Peaks von  $^{137}\text{Cs}$  bei Verwendung von Absorbern verschiedener Dicke aufgetragen.

#### 3.4.1 Aluminium

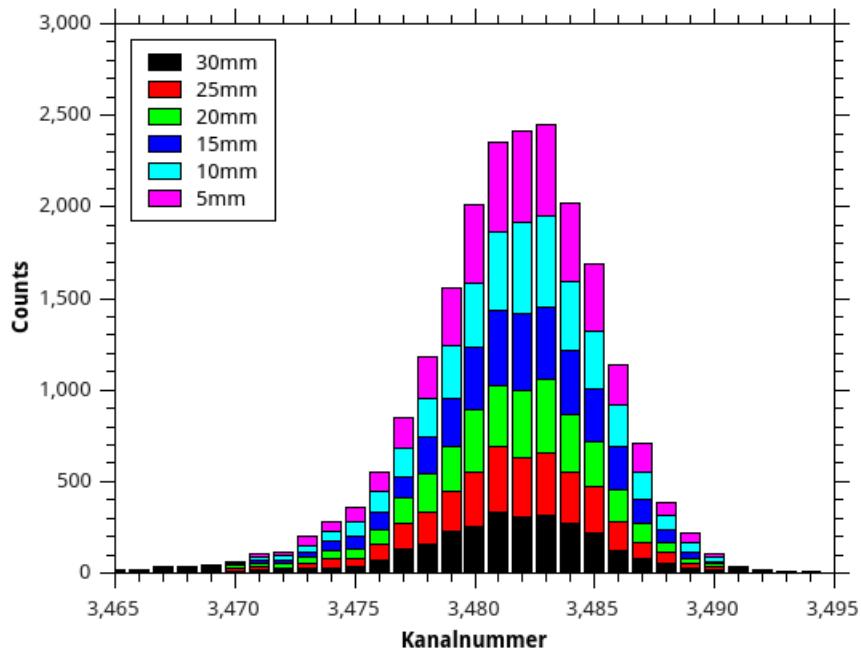
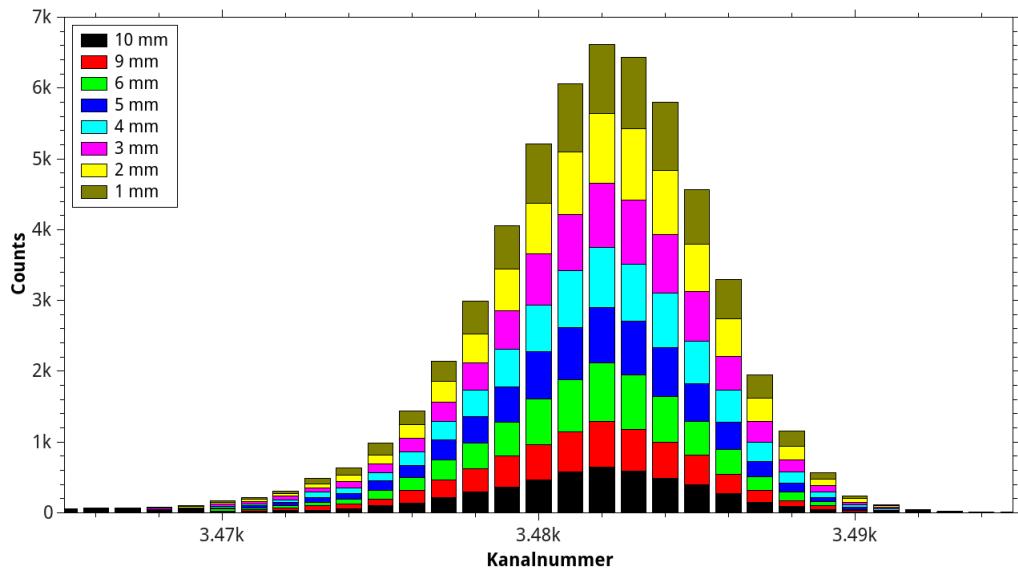


Abb. 31: Absorption durch Aluminium

Dicke, [mm]	5	10	15	20	25	30
Intensität	4307	3982	3623	3428	3026	2738

### 3.4.2 Kupfer

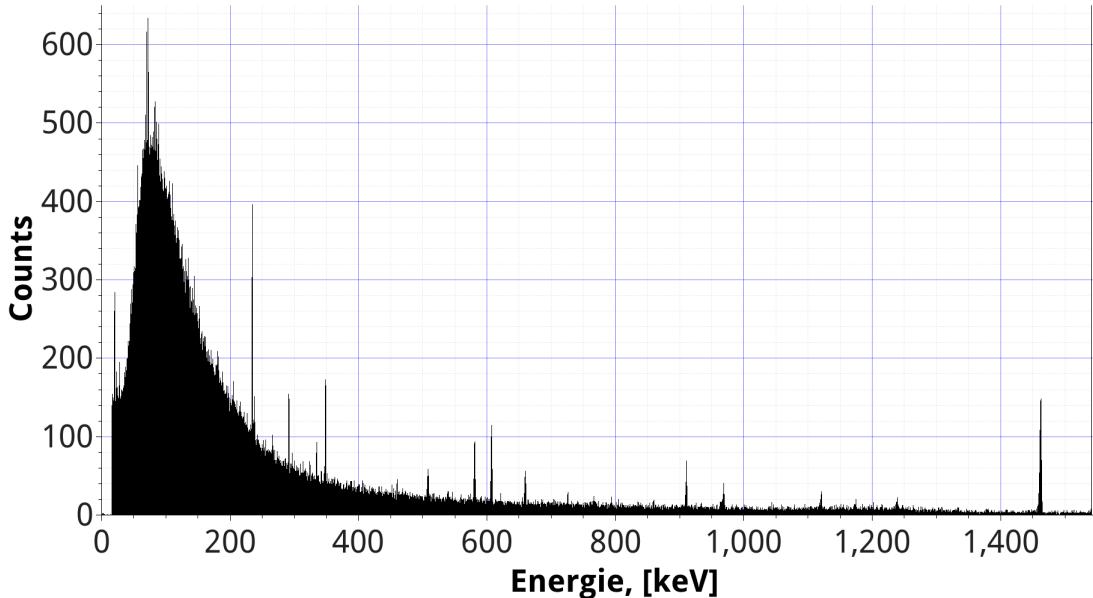


**Abb. 32:** Absorption durch Kupfer

Dicke, [mm]	1	2	3	4	5	6	9	10
Intensität	8771	8285	7767	7275	6737	6532	5364	5032

### 3.5 Raumuntergrundmessung

Im letzten Versuchsteil haben wir radioaktive Präparate entfernt und das Spektrum der  $\gamma$ -Hintergrundstrahlung aufgenommen:



**Abb. 33:** Hintergrundstrahlung im Laborraum

## 4 Auswertung

### 4.2 Energieeichung und Halbwertsbreite

Jeder Kanalnummer wird eine Energie der auftreffenden  $\gamma$ -Quanten zugewiesen. Wir können somit Energien nach Kanalnummern eichen:

$$\text{Energie [keV]} = a + b \cdot \text{Kanalnummer} \quad (13)$$

Energien der durch die Quellen emittierten  $\gamma$ -Quanten sind in der Versuchsanleitung aufgelistet, wir können diese nun den Full-Energy-Peaks unserer Spektren zuweisen:

Quelle	$^{137}\text{Cs}$	$^{60}\text{Co}$	$^{57}\text{Co}$	$^{22}\text{Na}$
Kanalnummer	3480	6191.2 // 7034	620.3 // 696.5	2682 // 6729.7
Energie [keV]	661.657	1173.228 // 1332.49	122.0610 // 136.4735	511.00 // 1274.537

Nicht alle möglichen  $\gamma$ -Quanten lassen sich eindeutig den Kanalnummern zuweisen: Ein FEP von  $^{57}\text{Co}$  bei 14,4 keV bzw. ein FEP von  $^{137}\text{Cs}$  bei 30 keV fallen jeweils mit deren Rückstreupeaks zusammen und lassen sich daher nicht identifizieren. Tragen wir nun Energien gegen jeweilige Kanalnummern auf:

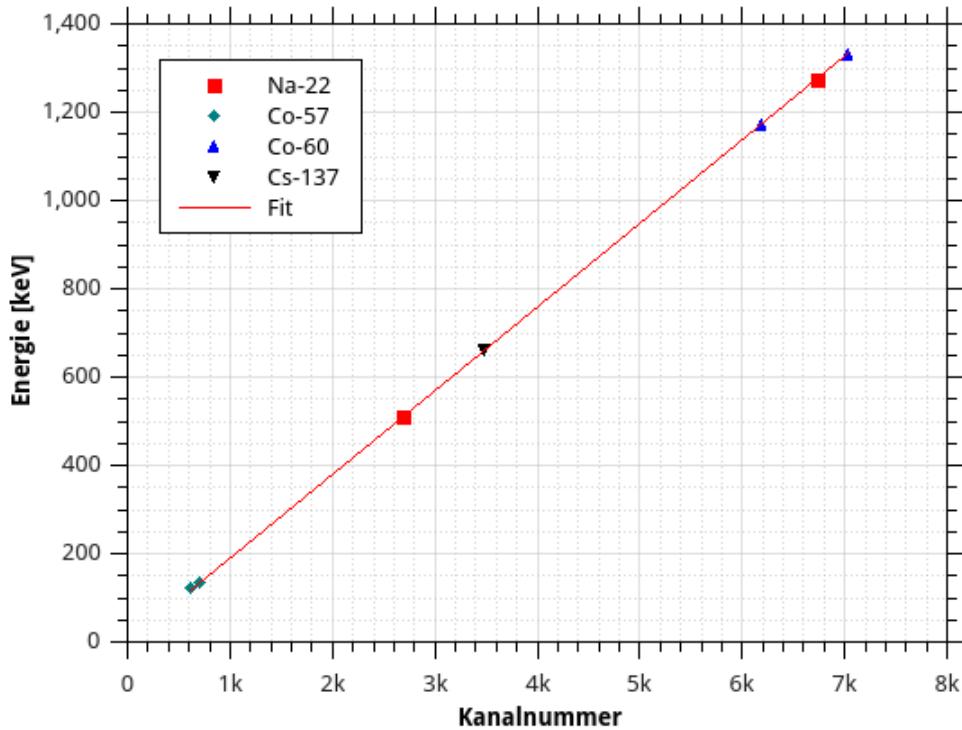


Abb. 34: Energieeichung

Lineare Regression liefert eine Eichfunktion für Energien:

$$E = (0.18869 \pm 0.00002) \cdot \text{Kanalnummer} + (5.01 \pm 0.12) \quad (14)$$

## 4 AUSWERTUNG

---

Mittels dieser Eichfunktion können wir nun Peakenergien von einzelnen Quellen berechnen:

### 4.2.1 Cs-137

Die Compton-Kante stimmt hier befriedigend mit dem theoretischen Wert überein, während der Rückstreupeak jedoch eine größere Abweichung zeigt. Es ist auch möglich, dass wir den Ablesefehler für die Kanalnummern unterschätzt haben, obwohl rein graphisch dieser sehr genau  $\pm 1$  Kanal beträgt.

Peak	Compton-Kante	Rückstreupeak
Kanal	2442	968
$E_{\text{gemessen}}$ [keV]	$465.79 \pm 10.12$	$187.66 \pm 10.06$
$E_{\text{theoretisch}}$ [keV]	477.3	209.8

### 4.2.2 Co-60

Bei dieser Messung stimmen alle Energiewerte gut mit der Erwartung überein.

Peak	Compton-Kante I	Compton-Kante II	Rückstreupeak
Kanal	5060	5846	1129
$E_{\text{gemessen}}$ [keV]	$959.78 \pm 10.22$	$1108.09 \pm 10.25$	$218.04 \pm 10.07$
$E_{\text{theoretisch}}$ [keV]	963.4	1118.1	212.1

### 4.2.3 Co-57

Auch hier stimmt die berechnete Energie hervorragend mit dem Literaturwert überein. Hier ist zu beachten, dass der Rückstreupeak die Compton-Kanten überdeckt, sodass diese nur schwer zu identifizieren sind.

Peak	Rückstreupeak
Kanal	422
$E_{\text{gemessen}}$ [keV]	$84.64 \pm 10.04$
$E_{\text{theoretisch}}$ [keV]	85.8

### 4.2.4 Na-22

Energien der Compton-Kanten sowie der Rückstreupeaks stimmen auch hier sehr gut mit den Literaturwerten überein.

Peak	Compton-Kante I	Compton-Kante II	Rückstreupeak I	Rückstreupeak II
Kanal	1779	5602	876	1101
$E_{\text{gemessen}}$ [keV]	$340.69 \pm 10.09$	$1062.05 \pm 10.24$	$170.30 \pm 10.06$	$212.76 \pm 10.06$
$E_{\text{theoretisch}}$ [keV]	340.7	1061.7	171	213

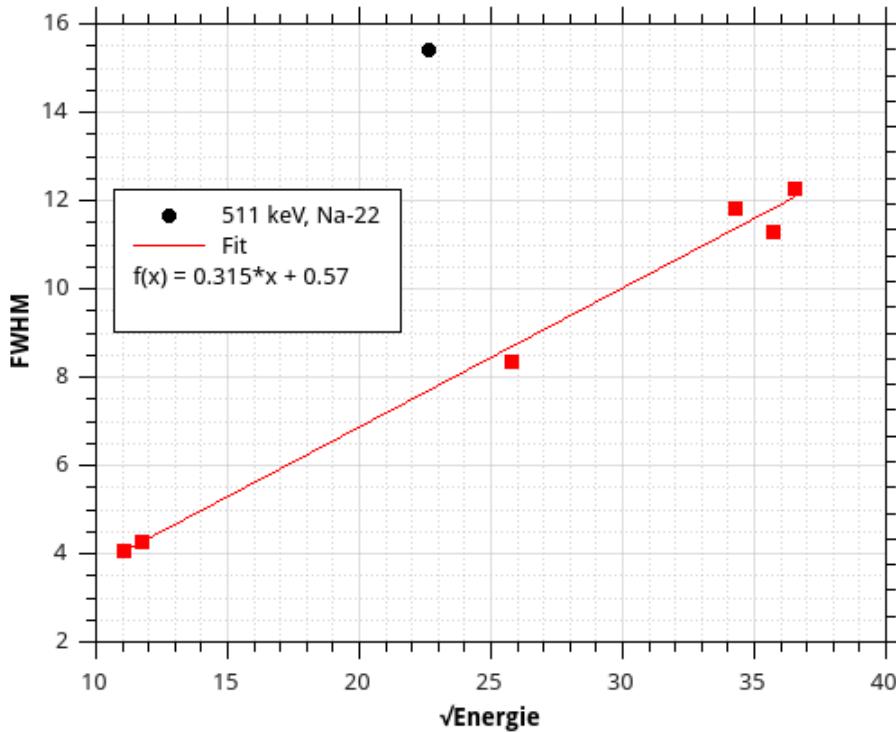
## 4 AUSWERTUNG

---

Nun betrachten wir die Halbwertsbreiten der gemessenen Full-Energy-Peaks, welche bereits im [Unterabschnitt 3.2](#) graphisch ermittelt wurden, und berechnen jeweils die Auflösung des Detektors als Quotienten  $\frac{FWHM}{Energie}$ :

Quelle	Cs-137	Co-60		Co-57		Na-22	
FWHM	8.3653	11.820	12.295	4.1	4.3	15.410	11.320
Energie [keV]	661.657	1173.228	1332.49	122.0610	136.4735	511.00	1274.537
Auflösung [%]	1.26	1.007	0.923	3.36	3.15	3.016	0.89

Wir erachten die Auflösung des Detektors, die maximal 3.36% beträgt, als sehr gut. Schließlich möchten wir graphisch die Proportionalität  $FWHM \propto \sqrt{E_\gamma}$  überprüfen. Dafür tragen wir FWHM gegen die Wurzel aus den Energien der FEP einzelner Quellen. Wir erwarten, dass der Zusammenhang proportional ist.



**Abb. 35:** Proportionalität zwischen FWHM und Energie

Wir beobachten hier, dass bei 511-keV-Linie von  $^{22}\text{Na}$  die Proportionalität verletzt wird. Dies sei darin begründet, dass die 511-keV-Linie, obwohl sie einem sehr ausgeprägten Peak zugehört, der Paarvernichtungsstrahlung entstammt:  $^{22}\text{Na}$  ist ein  $\beta^+$ -Strahler, und die emittierten Positronen reagieren sofort mit Elektronen unter Aussendung von zwei antiparallelen  $\gamma$ -Quanten. Einer davon wird durch unseren Detektor registriert und verursacht die 511-keV-Linie.

### 4.3 Bestimmung der Nachweiseffizienz

Für die Bestimmung der relativen Nachweisvermögen des Detektors werden die relativen Intensitäten, die Intensität auf die 1408-keV Linie normiert, mit den Verhältnis aus der Literatur verglichen. Somit werden Peakeffizienzwerte für unterschiedliche FEP-Energien vergleichbar.

$$\epsilon = \frac{\text{normierte Intensität}}{\text{relative Intensität (Literatur)}} \quad (15)$$

$E_\gamma$	normierte Intensität	relative Intensität (Literatur)	Effizienz $\epsilon$
122	869%	136,2%	6,4
245	263%	35,8%	7,4
296	153,8 %	2,1 %	73,3
344	331%	127,5%	2,6
368	40,9 %	4,1 %	10
411	69%	10,7%	6,4
444	84%	14,8%	5,7
586	86,5 %	2,2 %	39,3
689	25%	4%	6,3
779	100%	61,9%	1,6
810	6,9 %	1,5 %	4,6
842	11,5 %	0,8 %	14,4
867	44%	19,9%	2,2
919	10,4 %	2,1 %	5
964	109%	69,2%	1,6
1006	9,9 %	3,1 %	3,2
1086	64%	46,5%	1,4
1090	13,8 %	8,2 %	1,7
1112	85%	64,9%	1,3
1213	16,6 %	6,7 %	2,5
1299	10,7 %	7,8 %	1,4
1408	100%	100%	1,0
1457	165,4 %	2,3 %	71,9

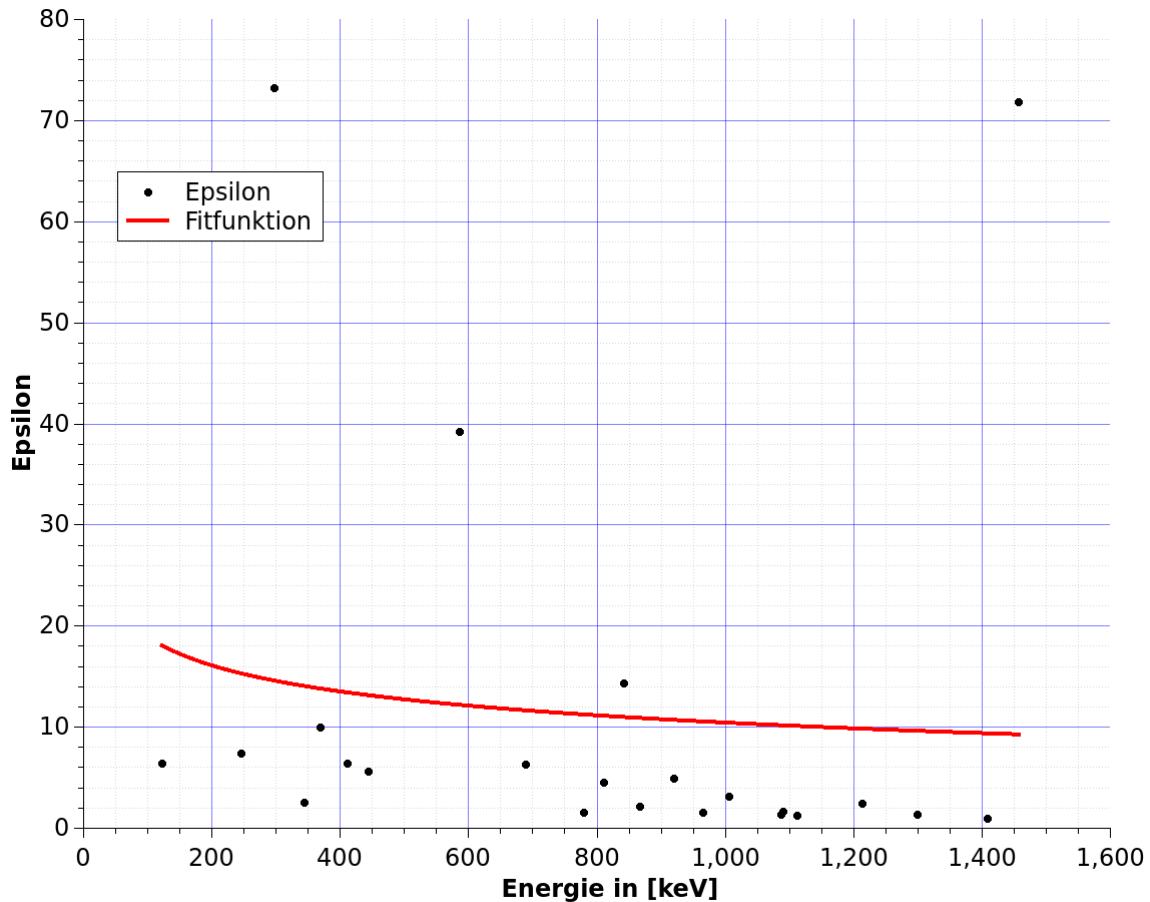
Die Nachweiseffizienzgleichung kann vereinfacht dargestellt werden als:

$$\epsilon = A \cdot B \cdot E^C \quad (16)$$

## 4 AUSWERTUNG

---

Hier ein Graph mit einer Fitfunktion mit  $A = -14.6$ ,  $B = 60$  und  $C = -0.126$  als Variablen.



**Abb. 36:** Nachweiseffizienz

Da es unplausibel erschien, dass der Epsilon-Wert von 72 bei 1457 keV alleine von der  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle abstammt, folgt eine Tabelle mit nur Energien mit einer relativen Intensität größer als zehn Prozent in der Literatur. Dort sollte das Verhältnis zwischen der von der Quelle emittierten Intensität und der vom Hintergrund abstammenden Intensität zu Gunsten der Quelle höher sein.

$E_\gamma$	normierte Intensität	relative Intensität (Literatur)	Effizienz $\epsilon$
122	869%	136,2%	6,4
245	263%	35,8%	7,4
344	331%	127,5%	2,6
411	69%	10,7%	6,4
444	84%	14,8%	5,7
779	100%	61,9%	1,6
867	44%	19,9%	2,2
964	109%	69,2%	1,6
1.086	64%	46,5%	1,4
1.112	85%	64,9%	1,3
1.408	100%	100%	1,0

Hier ein Graph mit einer Fitfunktion mit Parametern  $A = -148.8$ ,  $B = 176.9$  und  $C = -0.0232$ .

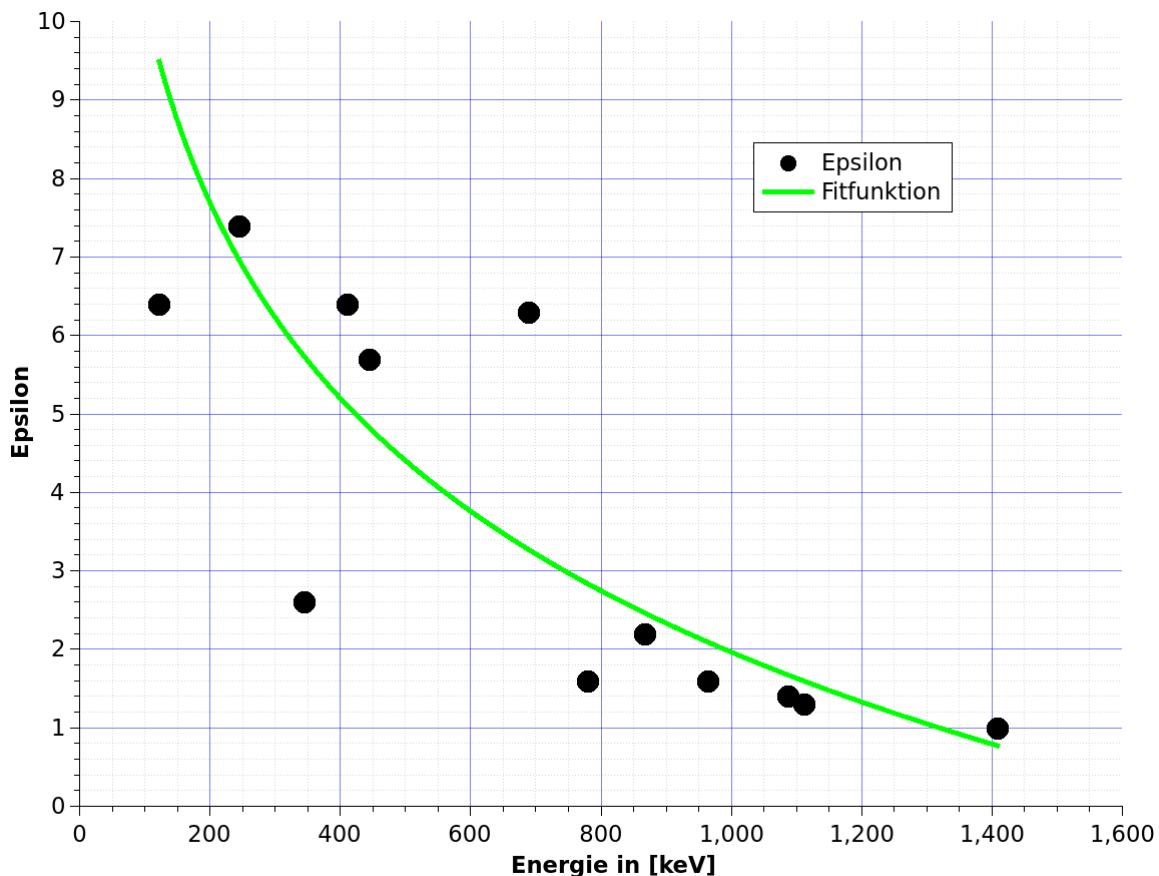


Abb. 37: Nachweiseffizienz alternativ

Man erkennt eine Energieabhängigkeit der Peakeffizienz zu Gunsten kleinerer Energien.

#### 4.4 Bestimmung des linearen Absorptionskoeffizienten $\mu$ von Al und Pb

Für die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten werden mehrere Platten von Aluminium bzw. Kupfer zwischen der Quelle und Detektor plaziert und die Intensität gemessen. Mit der Anzahl an Platten wird die Absorptionsdicke variiert und eine Nullstellung ohne eine Platte wird durchgeführt. Abfall der Intensität mit der Dicke des Absorbers lässt sich näherungsweise mit dem Lambert-Beer-Gesetz beschreiben:

$$I(x) = I_0 * \exp(-\mu * x) \quad (17)$$

Die Gleichung wird logarithmiert, um eine lineare Funktion zu bekommen, deren Steigung dann das gesuchte Koeffizient  $\mu$  ist:

$$\ln(I(x)) = \ln(I_0) - \mu * x \quad (18)$$

Die Fläche unter einem Photopeak entspricht der gemessenen Gesamtenintensität am Photopeak. Die logarithmierte Gesamtintensität am Photopeak wird nun gegen die Dicke aufgetragen. Wir tragen Fit-Funktionen für Aluminium  $f(x) = 8,494 + (-0,192) * x$  und für Kupfer  $f(x) = 9,14 + (-0,61) * x$  samt Messdaten graphisch auf:

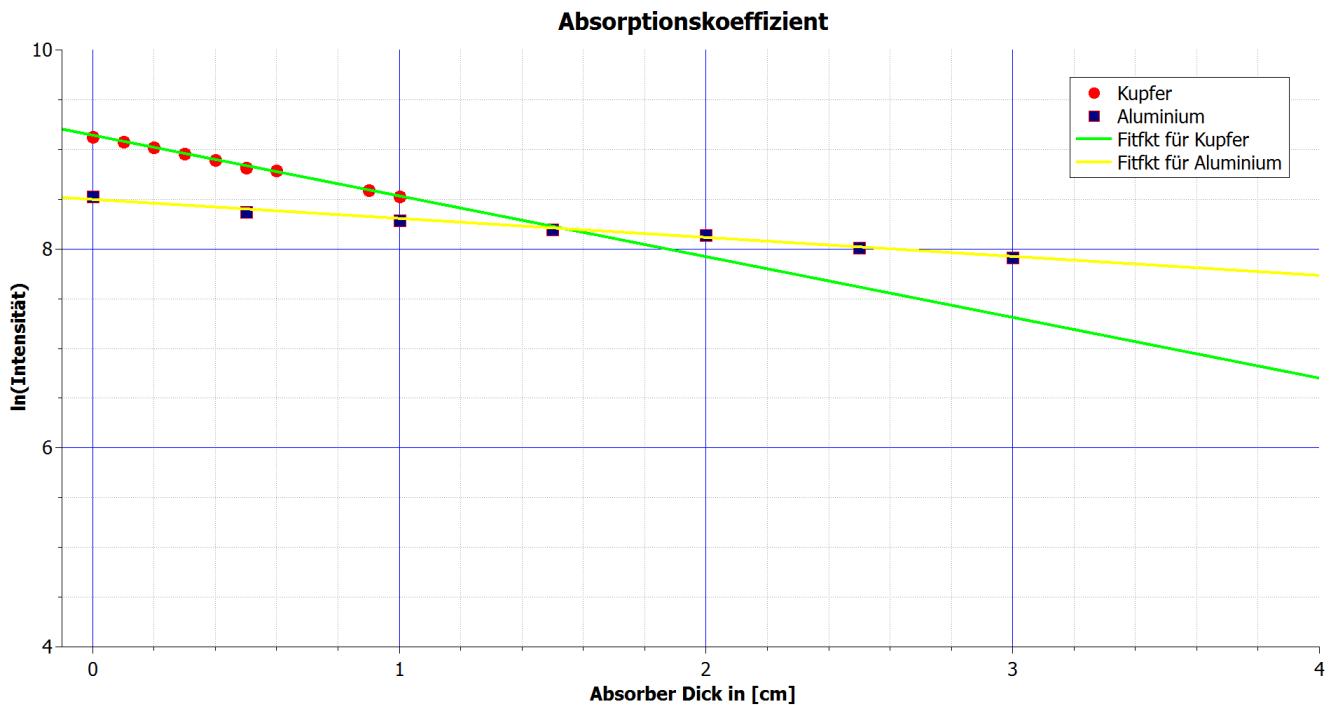


Abb. 38: Absorptionskoeffizient

## 4 AUSWERTUNG

---

Absorberdicke in [cm]	Gesamtintensität am FEP			
	$I_{Al}$	$\ln(I_{Al})$	$I_{Cu}$	$\ln(I_{Cu})$
0	5036	8,5243673952	9210	9,1280451292
0,1	-	-	8771	9,079206104
0,2	-	-	8285	9,0222019299
0,3	-	-	7767	8,9576392684
0,4	-	-	7275	8,892199092
0,5	4307	8,3679968851	6737	8,815370001
0,6	-	-	6532	8,7844684541
0,9	-	-	5364	8,5874652444
1	3982	8,2895394846	5032	8,5235727984
1,5	3623	8,1950576909	-	-
2	3428	8,1397322797	-	-
2,5	3026	8,0149968943	-	-
3	2738	7,9149830058	-	-

Der atomare Absorptionsquerschnitt ist folgendermaßen definiert:

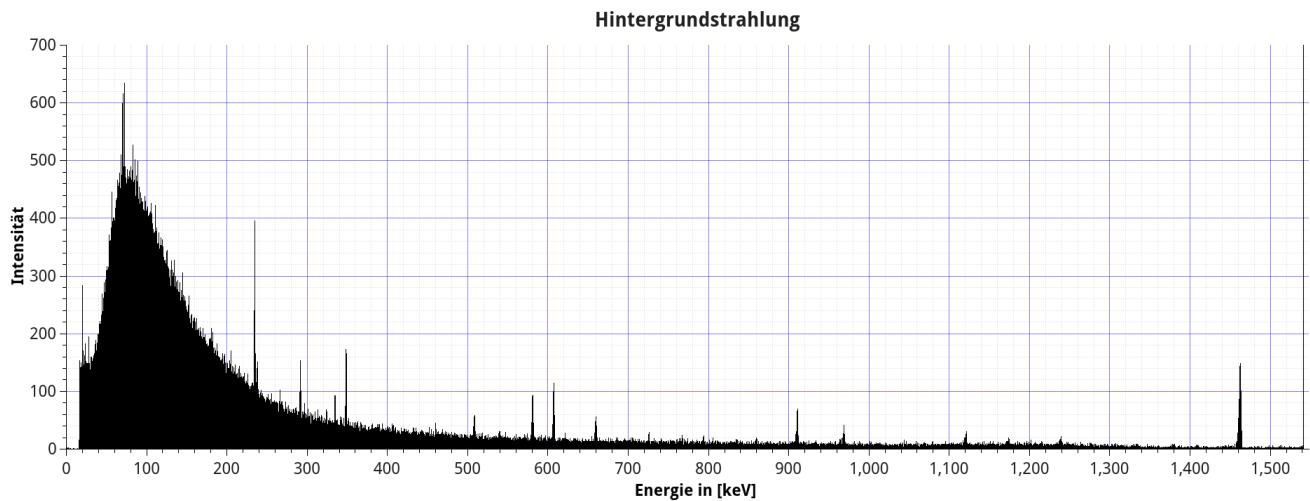
$$\sigma = \frac{\mu * M}{\rho * N_A} \quad (19)$$

Wir berechnen solche Querschnitte für beide Materialien:

Element	Aluminum	Kupfer
Ordnungszahl	13	29
Dichte [ $g/cm^3$ ]	2,7	8,92
molare Masse [ $g/mol$ ]	26,981	63,546
atomarer Absorptionsquerschnitt	$3,186 * 10^{-24}$	$7,216 * 10^{-24}$

Erwartungsgemäß beobachten wir einen linearen Wachstum des atomaren Absorptionsquerschnittes proportional zu der Kernladungszahl des Elementen.

## 4.5 Raumuntergrundmessung



**Abb. 39:** Hintergrundstrahlung

Eine Linie sticht bei etwa 1460keV hervor. Das  $^{40}\text{Ar}$  ist die wahrscheinlichste Ursache für diese Energie, die von einem Elektroneneinfang oder Beta-plus-Zerfall vom  $^{40}\text{K}$  abstammt. Das angeregte  $^{40}\text{Ar}$  emittiert bei 1460keV Gammastrahlen.

Die 970keV, 910keV, 460keV, 330keV und 60keV Linien gehören wahrscheinlich der Abregung vom  $^{228}\text{Ac}$ . 240 keV entsteht bei der Abregung vom  $^{212}\text{Pb}$ . 580keV und 510keV gehören dem angeregten  $^{208}\text{Ti}$ , und 720keV dem  $^{212}\text{Bi}$ . Alle diese Elemente gehören zur Thorium-Reihe. <sup>1</sup> Der Gammastrahl mit 64kev stammt vom  $^{231}\text{Th}$ , 290keV vom  $^{231}\text{Pa}$ , 30keV, 80kev, 234keV vom  $^{223}\text{Fr}$ , 237keV vom  $^{227}\text{Th}$  und 350keV vom  $^{211}\text{Bi}$ , alle aus der Uran-Radium-Reihe. <sup>2</sup>

<sup>1</sup><http://photos1.blogger.com/blogger/4956/2802/1600/thorium-fig-9-1.png>

<sup>2</sup><http://www.mindfully.org/Nucs/DU-Medical-Effects-Mar99F2.GIF>

## 5 Fazit

Dieser für das Verständnis der Kernzerfälle grundlegende Versuch verlief ohne besondere Schwierigkeiten und bot uns die Möglichkeit, Spektroskopie zu verstehen. Der über eine elektronische Schaltung an einen Rechner angeschlossene Detektor übernahm die Messarbeit, wir mussten nur radioaktive Quellen bzw. Absorber austauschen. Bei der Auswahl der Absorber hatten wir statt Blei Kupferplatten genommen; deren Absorptionsquerschnitt ließ sich wider Erwartung problemlos vermessen, der Sinn war aber natürlich, Absorption durch einen schweren Metall im Vergleich zum Aluminium zu untersuchen. Lineare Abhängigkeit des Querschnitts von der Ordnungszahl ließ sich jedoch auch mit Kupfer bestätigen.

Bei Analyse von Spektren der radioaktiven Quellen haben wir vieles über Kernzerfälle bzw. sie begleitende Prozesse gelernt. Besonders interessant und auch schwierig gestaltete sich die Unterscheidung zwischen Compton-Kanten und Rückstreupeaks, wie bei  $^{57}\text{Co}$  oder  $^{137}\text{Cs}$ . Da der Detektor eine gute Energieauflösung besaß, konnten wir mit guter Genauigkeit einzelne Full-Energy-Peaks identifizieren, welche größtenteils auch die Literaturwerte wiedergaben.

Einigermaßen schwierig gestaltete sich die graphische Untersuchung der Nachweiseffizienz des Detektors, da einige Werte mit Sicherheit nicht den Übergangsenergien unserer Quellen entsprachen, sondern von Begleiterscheinungen bzw. von der Hintergrundstrahlung herrührten. In diesem Sinne wäre eine vorbeugende Eliminierung von Werten, welche der gemessenen Hintergrundstrahlung entstammen, für die Auswertung förderlich.

## Literatur

1. **Demtröder, W.** Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik, 4. aufl. 2014 ed. Springer-Verlag GmbH, Heidelberg, 2013.
2. **Knoll, G. F.** Radiation Detection and Measurement. 4. Auflage ed. John Wiley & Sons, New York, 2010.
3. **Bethge, K.** Kernphysik - Eine Einführung. Springer Verlag, 2001