

Fortgeschrittenenpraktikum der Physik 2002

Versuch Gammaskopie

Andreas Birnesser
andreas@wirtschaftsphysik.de

Sascha Wagner
sascha@wirtschaftsphysik.de

08.03.2002

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | THEORETISCHE GRUNDLAGEN | 3 |
| 1.1 | Kernmodelle | 3 |
| 1.1.1 | Das Schalenmodell | 3 |
| 1.1.2 | Das Tröpfchenmodell | 4 |
| 1.1.3 | Das Fermigasmodell | 6 |
| 1.1.4 | Das Quarkmodell | 8 |
| 1.2 | Radioaktive Strahlung | 9 |
| 1.2.1 | Natürliche Strahlung, künstliche Strahlung | 9 |
| 1.2.2 | Der Alphazerfall | 9 |
| 1.2.3 | Der Betazerfall | 10 |
| 1.2.4 | Die Gammastrahlung | 12 |
| 1.2.5 | Vergleich der Strahlungsarten | 13 |
| 1.3 | Wechselwirkung von Strahlung und Materie | 14 |
| 1.3.1 | Photoeffekt | 15 |
| 1.3.2 | Comptoneffekt | 15 |
| 1.3.3 | Paarbildung | 16 |
| 1.4 | Nachweis radioaktiver Strahlung | 17 |
| 1.4.1 | Nebelkammer | 17 |
| 1.4.2 | Geiger-Müller Zählrohr | 17 |
| 1.4.3 | Szintillationsdetektor | 18 |
| 1.4.4 | Halbleiterdetektor | 19 |
| 2 | VERSUCHSBESCHREIBUNG | 20 |
| 2.1 | Ermittlung der Gammaspektren | 20 |
| 2.2 | Absorptionskoeffizient von Blei | 21 |
| 2.3 | Compton-Effekt | 22 |
| 3 | VERSUCHSAUSWERTUNG | 24 |
| 3.1 | Ermittlung der Gammaspektren | 24 |
| 3.1.1 | Kalibrierung der Messapparatur mit $^{137}_{55}\text{Cs}$ | 24 |
| 3.1.2 | Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$ | 29 |
| 3.1.3 | Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$ | 32 |
| 3.1.4 | Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 35 |
| 3.1.5 | Spektrum von $^{241}_{95}\text{Am}$ | 39 |
| 3.2 | Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Blei | 41 |
| 3.2.1 | Ermittlung der Totzeit | 41 |
| 3.2.2 | Ermittlung des Absorptionskoeffizienten | 42 |
| 3.3 | Compton-Effekt | 45 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|----|--|----|
| 1 | Bindungsenergie | 6 |
| 2 | Potentialtopf des Fermigasmodells | 6 |
| 3 | Schematische Darstellung des α -Zerfalls | 9 |
| 4 | Schematische Darstellung des β -Zerfalls | 11 |
| 5 | Schematische Darstellung des γ -Zerfalls | 12 |
| 6 | Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors (1) | 18 |
| 7 | Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors (2) | 18 |
| 8 | Schaltplan Germaniumdetektor | 20 |
| 9 | Schaltplan Compton-Effekt | 23 |
| 10 | Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 20 | 25 |
| 11 | Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 50 | 26 |
| 12 | Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 100 | 27 |
| 13 | Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 500 | 28 |
| 14 | Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$ mit Coarse Gain 50 Messung 1 | 31 |
| 15 | Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$ mit Coarse Gain 50 Messung 2 | 31 |
| 16 | Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 1 | 33 |
| 17 | Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 2 | 33 |
| 18 | Anfangsbereich von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 1 | 34 |
| 19 | Anfangsbereich von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 2 | 34 |
| 20 | Zerfallsreihe von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 35 |
| 21 | Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ mit Coarse Gain 20 | 37 |
| 22 | Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ mit Coarse Gain 50 | 38 |
| 23 | Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ mit Coarse Gain 100 | 38 |
| 24 | Zerfallsreihe von $^{241}_{95}\text{Am}$ | 39 |
| 25 | Spektrum von $^{241}_{95}\text{Am}$ mit einer Verstärkung von Coarse Gain 500 | 40 |
| 26 | Umgebungsstrahlung ohne Probe | 43 |
| 27 | Diagramm zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten | 44 |
| 28 | Eichung Photonendetektor | 45 |
| 29 | Eichung Elektronendetektor | 46 |
| 30 | Elektronendetektor 0 Grad | 50 |
| 31 | Elektronendetektor 30 Grad | 50 |
| 32 | Elektronendetektor 60 Grad | 51 |
| 33 | Elektronendetektor 90 Grad | 51 |
| 34 | Photonendetektor 0 Grad | 52 |
| 35 | Photonendetektor 30 Grad | 52 |
| 36 | Photonendetektor 60 Grad | 53 |
| 37 | Photonendetektor 90 Grad | 53 |

1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

1.1 Kernmodelle

Die in der Natur vorkommenden Kerne sind aus bis zu 92 Protonen und 146 Neutronen aufgebaut. Die quantenmechanische Behandlung eines solchen Vielfermionensystems ist angesichts der Komplexität der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen ausgesprochen schwierig. Umso erstaunlicher war daher die Erfahrung, daß viele Kerneigenschaften durch recht einfache Modelle beschrieben werden können, von denen einige in diesem Abschnitt präsentiert werden.

1.1.1 Das Schalenmodell

Auch bei den Atomkernen gibt es eine große Zahl experimenteller Fakten, die auf eine Schalenstruktur hinweisen. Allgemein ausgedrückt kommt dies, wie bei den Atomen, darin zum Ausdruck, daß sich die Energiezustände der Nukleonen deutlich gruppieren. Bei bestimmten Nukleonenzahlen haben im Gefolge dessen verschiedene experimentell bestimmbare Größen Maxima und Minima, die immer wieder bei den gleichen Zahlen $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ und $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126$ liegen. Man spricht von magischen Nukleonenzahlen.

Bei der Formulierung des Schalenmodells der Atomkerne stieß man auf eine Schwierigkeit, die bei der Elektronenhülle nicht besteht. Die Nukleonen bewegen sich nicht in einem Zentralfeld, das vom Zentrum des Kerns ausgeht. Der Ausweg besteht in einem unter der Bezeichnung Hartree-Fock-Methode bekannt gewordenen Verfahren der Quantenmechanik. Auf die Kerne übertragen wird angenommen, daß die stark miteinander wechselwirkenden Nukleonen ein mittleres Feld der Kernkräfte schaffen, in dem sie sich unabhängig voneinander bewegen.

Die Lösung erfolgt über eine Schrödingergleichung. Der Hamiltonoperator wird dadurch vereinfacht, daß die Summe über die Potentiale der Wechselwirkung zwischen den Nukleonen V_{ij} durch eine Summe über abstandabhängige Potentiale $V(r_i)$ der Nukleonen ersetzt wird. Die Form des Potentials $V(r_i)$ ist natürlich entscheidend für den Erfolg dieses Modells.

Der Hamiltonoperator wird wie folgt umgeschrieben.

$$H = \sum_i (T_i + V(r_i)) + \left(\sum_{ij} V(r_{ij}) - \sum_i V(r_i) \right) \quad (1)$$

In der vereinfachten Betrachtung dieses Problems wird der Restwechselwirkungsterm

$$V_R = \sum_{ij} V(r_{ij}) - \sum_i V(r_i)$$

vernachlässigt.

Das Modell liefert als Lösung die Energie-Eigenwerte der Hamiltonfunktion. Sehr gute Erfolge erzielt man bei der Erklärung der niedrigen magischen Zahlen. Bei den höheren magischen Zahlen muß man allerdings weitere quantenmechanische Effekte wie zum Beispiel die Spin-Bahn-Kopplung berücksichtigen.

Als Weiterentwicklung des Schalenmodells kann man auch das Kollektivmodell sehen. Darin werden die Schalen nicht mehr als starr kugelförmig aufgefasst, sondern es sind auch Rotationen und Vibrationen der Schale möglich.

1.1.2 Das Tröpfchenmodell

Unter Berücksichtigung der Flüssigkeitseigenschaften der Kernmaterie, d.h. der Tatsache, daß die Kerndichte und die spezifische Kernbindungsenergie näherungsweise unabhängig von der Massenzahl A sind, wurde von C. F. von Weizsäcker der Versuch unternommen, den Kern als Flüssigkeitströpfchen zu beschreiben. Im Rahmen dieser Modellvorstellung sollte die Ruhe- und die Bindungsenergie berechnet werden. Später wurde dieses Modell durch die Bemühung um die Verringerung der Fehler der berechneten Daten entscheidend verbessert.

Beim Tröpfchenmodell geht man davon aus, daß die Gesamtbindungsenergie des als Tröpfchen einer inkompressiblen Flüssigkeit betrachteten Kerns als Summe verschiedener Beiträge berechnet werden kann:

$$E_B = \sum_{i=1}^n E_i \quad (2)$$

In Analogie zur Flüssigkeit läßt sich eine Volumen- oder Kondensationsenergie einführen:

$$E_1 = aA \quad (3)$$

Die Abstoßung der Protonen durch die Coulombkraft wirkt in Richtung einer Verminderung der Bindungsenergie E_B . Das wird durch den sogenannten Coulomb-Energieterm berücksichtigt. Da jedes Proton im Kern mit jedem anderen Kernproton über die Coulomb-Kraft wechselwirkt, ist die Wechselwirkungsenergie proportional zu $Z(Z-1)$ und für $Z \gg 1$ in guter Näherung proportional zu Z^2 . Wegen der $1/r$ - Abhängigkeit des Coulomb-Potential kann man schreiben:

$$E_2 = -b \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad (4)$$

Auf der Grundlage der Vorstellung der Oberflächenspannung des Tröpfchens muß ein Oberflächenenergieterm eingeführt werden. So wie beim Tröpfchen Moleküle an der Oberfläche weniger fest gebunden sind, so sollten es auch die Nukleonen an der Kernoberfläche sein. Dieser Term ist proportional zur Oberfläche

$$E_3 = -cA^{2/3} \quad (5)$$

Die Bindungsenergie hängt auch vom Verhältnis N/Z ab, d.h. vom Neutronenüberschuß $N - Z$. Unabhängig vom Vorzeichen nimmt E_B parabelförmig von einem Maximalwert für die stabilsten Kerne steil ab. Stabile Kerne sind für kleine A bei $Z = N$ und für große bei $N > Z$ zu finden. Der Asymmetriebeitrag ist:

$$E_4 = -d \frac{(N - Z)^2}{A} \quad (6)$$

Zur Beschreibung der dreifachen Aufspaltung der Energieoberfläche der Kerne, ist von E. Fermi zusätzlich ein sogenannter Paarenergieterm eingeführt worden. Das empirische Korrekturglied lautet:

$$= +\Delta \quad \text{für } gg - \text{Kerne} \quad (7)$$

$$E_5 = 0 \quad \text{für } uA - \text{Kerne} \quad (8)$$

$$= -\Delta \quad \text{für } gg - \text{Kerne} \quad (9)$$

Das Zusammenfassen aller Beiträge liefert:

$$E_B = aA - b \frac{Z^2}{A^{1/3}} - cA^{2/3} - d \frac{(N - Z)^2}{A} \pm \Delta \quad (10)$$

1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

Trägt man diese Gleichung auf, so erhält man folgendes Schaubild:

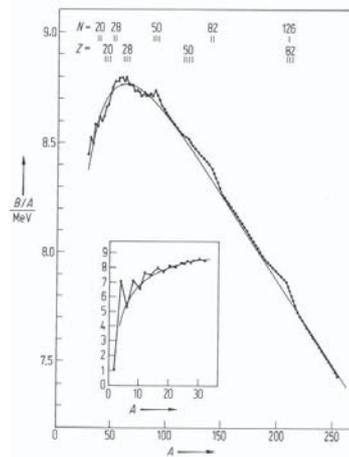


Abbildung 1: Bindungsenergie

1.1.3 Das Fermigasmodell

Dieses Modell ist eine sehr starke Vereinfachung. Abgesehen von dem Ein-
 schluß der Teilchen auf ein Volumen $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ bewegen sich die Nukleonen
 frei. Obwohl dieses Modell also keinerlei Korrelationen der Nukleonenbewe-
 gungen kennt und somit die individuellen Eigenschaften tiefliegender Kern-
 zustände schlecht beschreibt, vermittelt es einige sehr wichtige Abschätzun-
 gen über die Dichte und Besetzung der Einteilchenzustände in Kernen.
 Die in der Realität vorhandene Wechselwirkung wird durch einen Potential-
 topf ersetzt, der durch ein Kastenpotential angenähert wird.

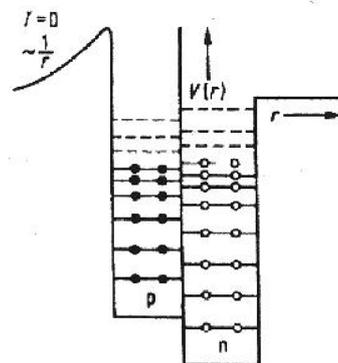


Abbildung 2: Potentialtopf des Fermigasmodells

Das Protonenpotential liegt aufgrund der Coulombenergie höher als das Neutronenpotential. Außerdem zeigt es eine Coulombbarriere, an der von außen ankommende Protonen, aufgrund der Kernladung, abgestoßen werden.

Die quantenmechanische Behandlung dieses Fermi-Gases führt zu diskreten Werten für den Wellenvektor k der Protonen und Neutronen im Kern. Die Einteilchen-Zustandsdichte dn/dp , also die Zahl der Einteilchenzustände im Impulsintervall p bis dp , errechnet sich aus der Bedingung, daß der gesamte Phasenraum $4\pi p^2 V dp$ in Zellen von der Größe h^3 eingeteilt wird:

$$\frac{dn}{dp} = \frac{4\pi V p^2}{h^3}$$

Mit $p^2 = 2mE$ wird daraus

$$\frac{dn}{dE} = \frac{4\pi V (2m^3 E)^{1/2}}{h^3} \quad (11)$$

Wir verteilen nun die A Nukleonen des Kerns vollständig auf die tiefstmöglichen Zustände, so daß jede Phasenraumzelle mit zwei Protonen und Neutronen mit entgegengesetzt gerichteten Spins besetzt sind. Die Integration der Gleichung liefert eine Beziehung zwischen A und der Fermi-Energie E_F , bis zu der die Einteilchenzustände besetzt sind:

$$A = 4 \int_0^{E_F} \frac{dn}{dE} dE$$

Daraus erhält man die Beziehung für die Fermienergie:

$$E_F = \frac{3\hbar^2}{8mr_0^2} \left(\frac{3\pi^2}{2} \right)^{1/3} \quad (12)$$

Dieses Ergebnis gestattet uns die Abschätzung der Fermienergie. Mit $r_0 = 1,1$ fm ergibt sich eine Fermienergie von $E_F = 39$ MeV. Addiert man zur Fermienergie die mittlere Bindungsenergie eines Nukleons, $B/A \approx 8,0$ MeV so gewinnt man eine recht realistische Abschätzung des Kernpotentials zu 50 MeV.

Diese Abschätzung ergibt sich allerdings nur beim absoluten Nullpunkt. Bei höheren Temperaturen ist die Fermi-Dirac-Statistik anzuwenden.

1.1.4 Das Quarkmodell

Bei der Klassifikation der Elementarteilchen sind die wichtigsten Merkmale der Symmetrieeigenschaft ihrer Wellenfunktion und die Art der Wechselwirkung. Eine Einteilung, die auch in der statistischen Quantentheorie eine große Rolle spielt, kann aufgrund des Spins vorgenommen werden.

Teilchen mit halbzahligem Spin heißen Fermionen und haben antisymmetrische Gesamtwellenfunktion, Teilchen mit ganzzahligem Spin heißen Bosonen und haben eine symmetrische Wellenfunktion. Fermionen können nur paarweise erzeugt oder vernichtet werden, während es für Bosonen keine solche Einschränkung gibt.

Die nächste große Einschränkung erfolgt aufgrund der Wechselwirkung. Teilchen mit starker Wechselwirkung werden Hadronen genannt, wobei man zwischen Mesonen (ganzzahliger Spin) und Baryonen (halbzahliger Spin) unterscheidet. Die Teilchen mit Spin $1/2$, die keine starke Wechselwirkung ausüben, heißen Leptonen. Die schwachen Kräfte wirken auf sämtliche Hadronen und Leptonen, die elektromagnetischen auf alle geladenen Teilchen. Die Gravitation kann dagegen meist vernachlässigt werden, weil die Kräfte um etwa 40 Zehnerpotenzen unter der Coulombenergie liegen.

Nach dem heutigen Stand des Wissens ist alle Materie aus Fermionen mit Spin $1/2$ aufgebaut: Leptonen und Quarks. Die Leptonen und die ihnen zugeordneten Neutrinos haben im Rahmen der heutigen Meßgenauigkeit keine innere Struktur.

In den siebziger Jahren konnte experimentell gezeigt werden, daß die Hadronen Quarks enthalten und aus ihnen aufgebaut sind. Inzwischen sind sechs verschiedene Quarkarten nachgewiesen: up, down, strange, charm, top, bottom. Quarks sind allerdings bisher noch nie als freie Teilchen nachgewiesen worden.

Die schwache Wechselwirkung besitzt als Feldquanten die W^\pm - und die Z^0 -Bosonen. Die elektromagnetische Wechselwirkung hat als quantisierte Einheit der Wechselwirkung das sogenannte Photon. Für die Übertragung der starken Wechselwirkung werden Gluonen verantwortlich gemacht. Für die Gravitation ist noch kein Nachweis von Feldquanten geglückt. Man vermutet aber das Graviton als Überträger der Gravitation.

1.2 Radioaktive Strahlung

1.2.1 Natürliche Strahlung, künstliche Strahlung

Von den ca. 1500 heute bekannten Nukliden kommen rund 500 in der Natur seit Milliarden Jahren vor. 249 davon sind stabil, der Rest ist radioaktiv. Die Strahlung, die beim Zerfall dieser Radionuklide ausgesandt wird, nennen wir natürliche ionisierende Strahlung. Die restlichen rund 1000 Nuklide gibt es jedoch erst wieder, seit dem sich der Mensch mit Kernforschung und Kerntechnik auseinandersetzt. Dies sind rund 100 Jahre. Diese Nuklide sind künstlich entstanden. Sie alle sind radioaktiv. Die Strahlung dieser Gruppe Radionuklide wird künstliche ionisierende Strahlung genannt.

1.2.2 Der Alphazerfall

1904 wurde bekannt, dass bei Radiumverbindungen, die α -Strahlen aussenden, Helium auftritt. Dieses Helium konnte nur beim Zerfall des Radiums entstanden sein. Alle weiteren Versuche führten zur folgenden Feststellung: Beim α -Zerfall werden Teilchen ausgesandt. Alle diese Teilchen bestehen aus 2 Protonen und aus 2 Neutronen. Diese Teilchen sind also Heliumkerne. Die ausgesandten Teilchen werden α -Teilchen genannt. Nach einem α -Zerfall fehlen dem ursprünglichen Nuklid 2 Protonen und 2 Neutronen. Das ursprüngliche Element hat sich also durch den Zerfall in ein neues gewandelt. α -Strahlung ist stark ionisierend. Ihre Reichweite in Materie ist daher mit wenigen cm extrem kurz. Verschiebungsgesetz:

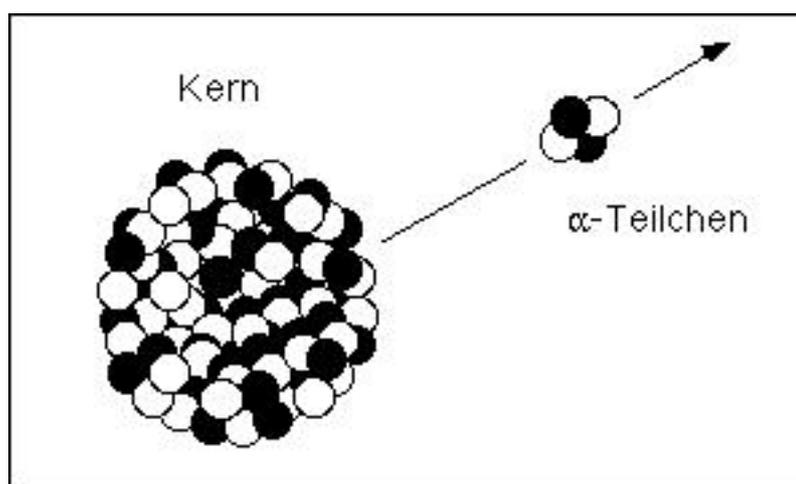
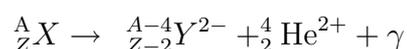


Abbildung 3: Schematische Darstellung des α -Zerfalls

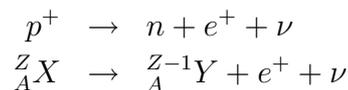
1.2.3 Der Betazerfall

Beim β -Zerfall werden ebenfalls Teilchen ausgesandt. Diese Teilchen verhalten sich wie Elektronen. Zum Beispiel werden sie, dank ihrer kleinen Masse, leicht in Magnetfeldern abgelenkt. Man nennt diese Teilchen β -Teilchen. Es gibt 2 Sorten von β -Teilchen.

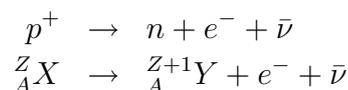
Bei den einen stimmen Masse, Ladung und Verhalten genau mit denen der Elektronen überein. Hier werden also Elektronen ausgesandt. Eine derartige Strahlung heißt β^- -Strahlung.

Die zweite Sorte der ausgesandten Teilchen unterscheidet sich von den Elektronen lediglich durch ihre Ladung. Elektronen sind negativ geladen. Diese Teilchen jedoch sind positiv geladen. Sie werden Positronen genannt. Eine derartige Strahlung heißt auch β^+ -Strahlung.

Experimente haben gezeigt, dass sich Neutronen in Protonen und Protonen in Neutronen umwandeln können. Betrachten wir eine solche Umwandlung. In diesem Beispiel soll ein Proton in ein Neutron umgewandelt werden. Wir wissen, das Proton ist positiv geladen, das Neutron ist ungeladen. Bei der Umwandlung muss also noch ein Teilchen entstehen, das die positive Ladung aufnehmen kann. Sonst wäre die Gesamtladung nach der Umwandlung nicht gleich der Gesamtladung vor der Umwandlung. Das Positron erfüllt diese Aufgabe. Es hat die gleiche Masse wie ein Elektron, ist jedoch positiv geladen. Da es keine freien Positronen im Kern geben kann, werden diese nach der Entstehung sofort aus dem Kern emittiert.



Ursprünglich glaubte man, der β -Zerfall verletze das Gesetz der Energieerhaltung. Denn das beim β^+ -Zerfall erzeugte Neutron und das erzeugte Positron haben eine kleinere Totalenergie als das ursprüngliche Proton. Beim β -Zerfall entsteht aber noch ein drittes Teilchen. Dieses wird Neutrino genannt. Das Neutrino wird ebenfalls aus dem Kern emittiert. Es trägt den restlichen Teil der Energie, die beim Zerfall entsteht, mit sich. Das Neutrino ist ungeladen. Beim β^- -Zerfall entsteht ein Antineutrino. Das Antineutrino verhält sich gleich wie das Neutrino. Es ist ungeladen und trägt ebenfalls den restlichen Teil der Zerfallsenergie mit sich.



1 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

11

Von einem Elektroneneinfang spricht man, wenn ein Elektron der Atomhülle mit dem Kern reagiert. Dabei wird ein Proton in ein Neutron umgewandelt.



Da die K-Schale dem Kern am nächsten ist, ist ein Einfang von dieser am Wahrscheinlichsten. Den freigewordenen Platz nehmen nun Elektronen aus höheren Schalen unter Aussendung charakteristischer Röntgenstrahlung ein. Die Ionisationsdichte bei β -Strahlung ist sehr viel geringer als bei α -Strahlung. Außerdem werden Elektronen auf ihrer Bahn durch die Coulomb-Potentiale anderer Atome sehr stark beeinflusst. Sie können also unter Umständen recht tief in Materie eindringen.

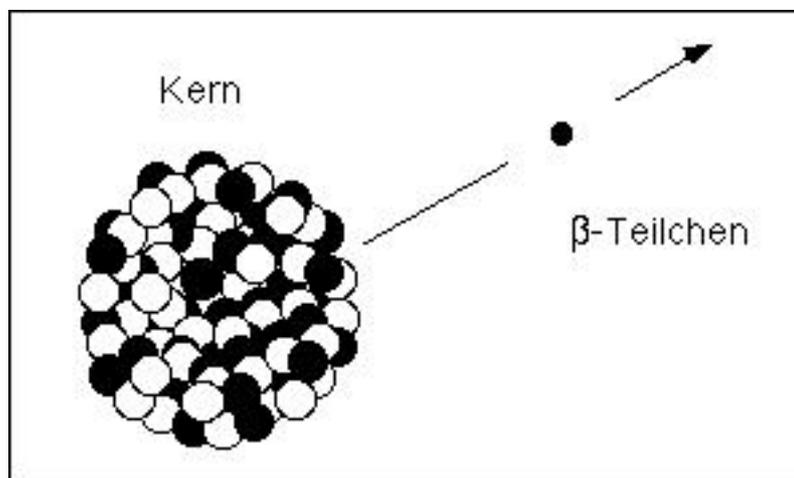


Abbildung 4: Schematische Darstellung des β -Zerfalls

1.2.4 Die Gammastrahlung

Nach einem α - oder β -Zerfall ist der Kern oft in einem angeregten Zustand. Das heißt, im Kern befindet sich noch Energie, die abgebaut werden sollte. Dieser Energieabbau erfolgt durch Aussenden elektromagnetischer Strahlung. Diese Strahlung hat die gleiche Natur wie sichtbares Licht. Auch Licht ist eine elektromagnetische Strahlung. Doch die γ -Strahlung ist viel kurzwelliger und darum viel energiereicher als das Licht.

Der angeregte Kern gibt jedoch seine Energie nicht kontinuierlich ab. γ -Strahlen werden in einzelnen Quanten ausgesandt. Man sagt, es wird ein Photon oder γ -Quant ausgesandt.

Die Wirkung der Gammastrahlung auf Materie wird im folgenden Abschnitt ausführlich besprochen.

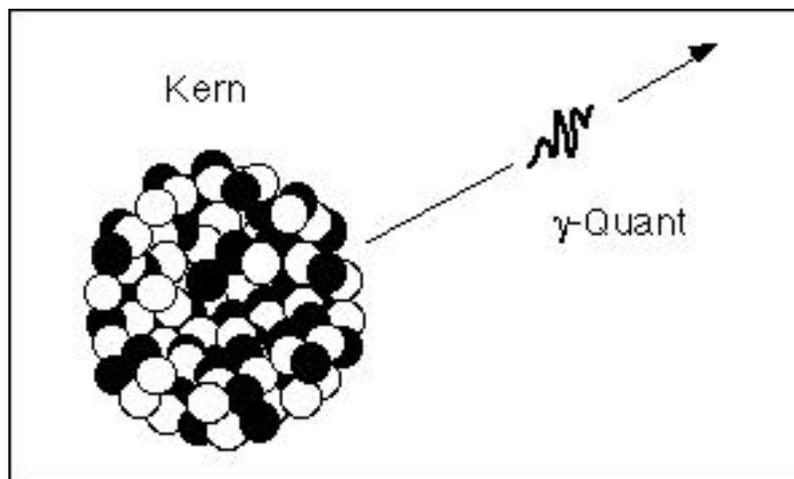


Abbildung 5: Schematische Darstellung des γ -Zerfalls

1.2.5 Vergleich der Strahlungsarten

Die folgende Tabelle zeigt die Reichweite verschiedener Strahlungsarten in Wasser oder organischem Gewebe.

| Strahlung | Energie | Reichweite |
|-----------|----------|------------------|
| α | 5 MeV | 40 μm |
| β | 0,02 MeV | 10 μm |
| | 1 MeV | 7 mm |
| γ | 0,02 MeV | 6,4 cm |
| | 1 MeV | 65 cm |

Der Energiebereich der Gammastrahlung liegt in der Größenordnung von einigen 10^3 eV bis zu einigen 10^7 eV.

Der Energiebereich der Röntgenstrahlung liegt zwischen 10^2 und 10^5 eV. Im Gegensatz zur Gammastrahlung resultiert die Röntgenstrahlung daraus, daß Elektronen aus einer energiereicheren in eine energieärmere Schale fallen, wohingegen Gammastrahlung aus Energieänderungen des Kerns resultiert.

1.3 Wechselwirkung von Strahlung und Materie

In diesem Abschnitt soll trotz der gewählten Überschrift, hauptsächlich auf die Wechselwirkung zwischen Gammastrahlung und Materie eingegangen werden.

Beim Durchgang durch Materie wird die Intensität elektromagnetischer Strahlung geschwächt. γ -Quanten treten dabei in Wechselwirkung mit:

- a) Atomelektronen
- b) Kernen
- c) elektrischen Feldern der Elektronen und Kerne
- d) Mesonenfeldern der Kerne

Dabei treten Energieverluste, sowie Änderungen der Ausbreitungsrichtung und Polarisation auf. Die Beeinflussung der γ -Strahlung lassen sich unterscheiden in:

- a) Absorption
- b) inelastische Streuung
- c) elastische Streuung

Die Effekte sind in folgender Tabelle verdeutlicht. Die fett gekennzeichneten Prozesse sind am wichtigsten und werden in diesem Kapitel ausführlicher behandelt. Alle anderen Prozesse treten natürlich bei der Wechselwirkung zwischen γ -Strahlung und Materie auf, sind aber meist um mehrere Größenordnungen kleiner als die drei wichtigsten Prozesse.

| | Absorption | Inelast. Streuung | Elast. Streuung |
|----------------|----------------------|----------------------|-------------------|
| Elektronen | Photoeffekt | Comptoneffekt | Rayleigh-Streuung |
| Kerne | Kernphotoeffekt | Kernresonanzstr. | Thomson-Streuung |
| Elektr. Felder | Paarerzeugung | - | Delbrück-Streuung |
| Mesonenfelder | Mesonenerzeugung | - | - |

1.3.1 Photoeffekt

Beim photoelektrischen Effekt wird ein Photon durch ein Atom als Ganzes absorbiert, wobei die Energie des Photons $h\nu$ auf ein Elektron des Atomverbandes übertragen wird. Die Absorption ist vollständig, d.h. nach der Wechselwirkung erscheint kein Photon mehr:

$$h\nu + A \rightarrow A^* + e^- \quad (13)$$

Die Energie, die das Elektron mitgeteilt bekommt, ist dabei die Differenz zwischen der Energie des Photons und der Bindungsenergie im Atom E_B .

$$E_{Elektron} = h\nu - E_B \quad (14)$$

Die Bindungsenergie E_B hängt davon ab, aus welcher Schale des Atoms das Elektron kommt und von der Kernladungszahl Z .

Der Photoeffekt ist bei allen Medien in einem Energiebereich unterhalb einiger 100 keV dominant.

Trägt man die Absorption gegenüber der Energie des Photons auf, so ergeben sich an den Stellen, an denen die Energie des Photons gleich der Bindungsenergie einer Schale ist, Maximum-Sprünge. Da von einem Atomelektron Energie nur quantenhaft aufgenommen werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit des Photoeffektes am größten, wenn die Photonenenergie $h\nu$ der Bindungsenergie eines Elektrons einer Schale entspricht. Da außerdem die Schalen auf Grund anderer Quantenzahlen (Drehimpuls, Richtungsquantelung) Unterstrukturen haben, ergeben sich entsprechende Feinstrukturen der Absorptionskanten.

1.3.2 Comptoneffekt

Bei der Comptonstreuung von Gammaquanten handelt es sich um einen Streuprozeß, bei dem nur ein Teil der Gammaenergie dem Elektron übertragen wird. Im Ergebnis ändern Gammaquant und Elektron ihre Richtung und Energie. Im Gegensatz zum Photoeffekt spielt hierbei die Bindung des Elektrons im Atom keine prinzipielle Rolle, vielmehr kann bei genügend hoher Gammaenergie $E_\gamma \gg E_B$ für praktische Berechnungen mit ausreichender Genauigkeit von der Streuung an einem freien, ruhenden Elektron ausgegangen werden. Die gesamte Kinematik des Prozesses läßt sich aus dem Energieerhaltungssatz

$$E_\gamma = E_{\gamma'} + E_e \quad (15)$$

und dem Impulserhaltungssatz in x- bzw. y-Richtung

$$\frac{E_\gamma}{c} = \frac{E_{\gamma'}}{c} \cos \theta + p_e \cos \phi \quad (16)$$

$$0 = \frac{E_{\gamma'}}{c} \sin \theta + p_e \cos \phi \quad (17)$$

bei Beachtung der relativistischen Beziehungen ableiten. Für die Energie des gestreuten Quanten und Rückstoßelektron folgt somit:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (18)$$

bzw.

$$E_{\gamma'} = E_\gamma \frac{1 - \cos \theta}{1 + \epsilon(1 - \cos \theta)} \quad (19)$$

mit

$$\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

Die Größe der Energieübertragung zwischen Photon und Elektron ist richtungsabhängig. Maximaler Energieübertrag findet bei Rückwärtsstreuung des Photons ($\theta = \pi$) statt.

Für die Änderung der Wellenlänge gilt:

$$\gamma' - \gamma = \gamma_e(1 - \cos \theta) \quad (20)$$

mit der sogenannten Compton-Wellenlänge des Elektrons $\gamma_e = 3,8610^{-13}$ m.

1.3.3 Paarbildung

Als Paarbildung bezeichnet man den Prozeß der Emission eines Positrons und eines Elektrons infolge der Absorption eines Gammaquants im Coulomb-Feld des Atomkerns oder Elektrons. Die Geburt des Paares erfolgt nicht im Kern, sondern außerhalb, etwa in Entfernung einer Compton-Wellenlänge vom Kernrand, so daß die Übertragung des Rückstoßimpulses an den Kern über das Coulomb-Feld erfolgt. Die Schwellenenergie des Paarbildungseffekts im Kernfeld ergibt sich aus der Summe der Ruhemasse von Elektron und Positron zu $2m_e c^2 = 1,02$ MeV.

1.4 Nachweis radioaktiver Strahlung

Sämtliche Nachweismöglichkeiten beruhen auf der ionisierenden Wirkung radioaktiver Strahlung. Die durch Photo- oder Compton-Effekt freigesetzten Elektronen werden zum eigentlichen Nachweis verwendet. Neben den unten aufgeführten Detektoren gibt es eine Vielzahl ausgereifter Nachweismöglichkeiten für radioaktive Strahlung. Vor allem die starke Nutzung der Kernenergie in militärischen und wirtschaftlichen Feldern hat dazu geführt, daß immer ausgereifere Detektoren konstruiert wurden.

1.4.1 Nebelkammer

Eine Nebelkammer ist eine absolut staubfreie Kammer, die mit an Wasserdampf übersättigter Luft gefüllt ist. Die entlang des Weges einfallender radioaktiver Strahlung entstehenden Ionen dienen als einzige Kondensationskeime. Es entsteht eine Nebelspur. Durch Anlegen eines Magnetfeldes kann auf die Art der Strahlung geschlossen werden. Zur quantitativen Analyse der Strahlung ist die Nebelkammer allerdings nur bedingt geeignet.

1.4.2 Geiger-Müller Zählrohr

Das Geiger-Müller Zählrohr besteht aus einem Zylinder (Anode), in dessen Mitte sich längs der Zylinderachse ein Wolframdraht (Kathode) befindet. Der Zylinder ist mit einem Zählgas, meist Argon, und einem Löschgas, meist Alkoholdampf, gefüllt. Das der Probe zugewandte Ende des Zylinders besteht aus einem Glimmerblättchen als Fenster. Zwischen Anode und Kathode wird durch eine externe Hochspannungsquelle eine starke Potentialdifferenz erzeugt.

In das Zählrohr eintretende Strahlung ionisiert Zählgasatome. Die entstandenen Ion/Elektronpaare werden durch die Potentialdifferenz stark beschleunigt und ionisieren weitere Zählgasatome. Es kommt in der Folge zu einer vollständigen Ionisation des Zählgases. Die Spannung zwischen den Elektroden bricht zusammen, der entstandene Stromimpuls wird an einen Zähler weitergeleitet. Durch das Löschgas und einen Widerstand wird die Gasentladung gelöscht, so daß weitere Strahlung nachgewiesen werden kann. Dies dauert etwa 10^{-5} Sekunden, die Totzeit des Zählrohrs.

Neben der Ermittlung der Strahlendosis ist über die Wahl des Fenstermaterials begrenzt die Energieverteilung bestimmbar.

1.4.3 Szintillationsdetektor

Beim Szintillationsdetektor laufen folgende Prozesse hintereinander ab: Das durch Photo- oder Compton-Effekt erzeugte Primärelektron wird abgebremst und bewirkt dadurch eine Ionisation (oder Anregung) der Szintillatoratome; die Anzahl der ionisierten Atome ist proportional zur Energie der Gammaquanten.

Diese rekombinieren unter Emission von Licht.

Das Licht löst Elektronen aus der Photokathode aus.

Die Elektronenlawine wird an den Dynoden des Sekundärelektronen-Vervielfachers verstärkt.

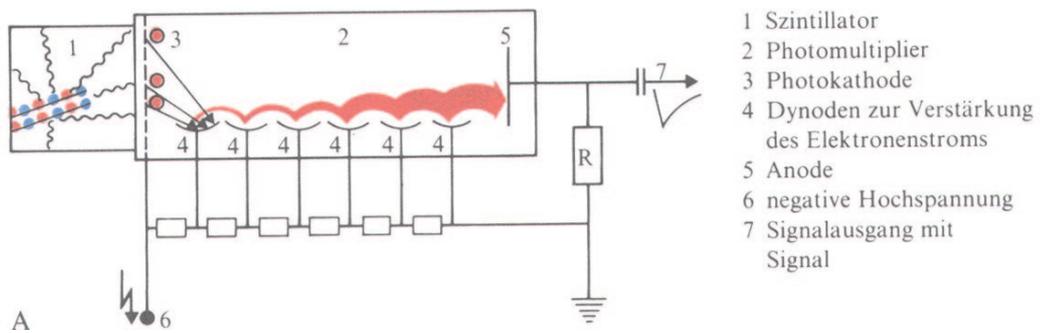


Abbildung 6: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors (1)

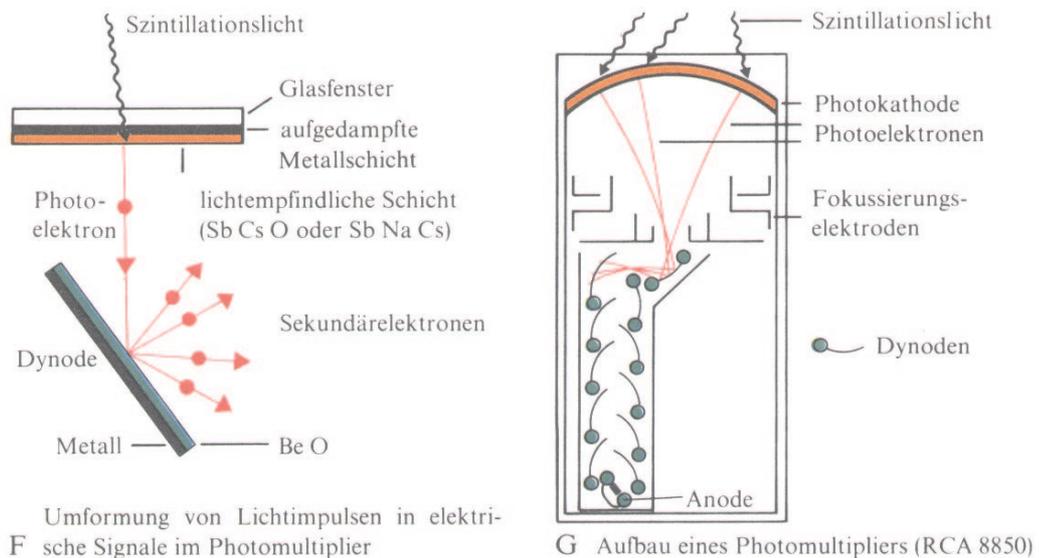


Abbildung 7: Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors (2)

NaJ-Szintilliator:

Dieser Szintilliator besitzt wegen des Jod-Anteils eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für den Photoeffekt. Ein NaJ-Detektor besitzt allerdings nur eine mäßig gute Energieauflösung ($\Delta E \approx 50$ keV bei 1 MeV) und die Zeitauflösung erreicht bei etwa 2 ns ihre Grenze.

1.4.4 Halbleiterdetektor

Neben den Szintillatoren spielen die Halbleiterdetektoren zum γ -Nachweis eine wichtige Rolle. Sie sind Ionisationsdetektoren, bei denen die durch das einfallende Gammaquant freigesetzte Ladung an einer Elektrode aufgesammelt wird. Daher ist eine wesentliche Voraussetzung für das Funktionieren des Halbleiterdetektors eine verschwindend kleine Leitfähigkeit der Anordnung bei angelegter Spannung. Erst durch die Absorption von Strahlung und die damit verbundene Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren soll Leitfähigkeit hergestellt werden. Als Materialien eignen sich Germanium und Silizium. Silizium ist wegen seiner kleinen Kernladungszahl nur für relativ niedrige Gammaenergien geeignet, so daß im weiteren nur der im Versuch verwendete Germaniumdetektor besprochen wird.

Detektor mit intrinsischem Germanium (i-Ge-Detektor):

Für ihn wird höchst reines Germanium mit einer Konzentration von elektrisch aktiven Verunreinigungen um $2 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ verwendet. Wenn das Material auch noch gekühlt wird (z.B. auf die Temperatur des flüssigen Stickstoffs von 77 K), so daß auch keine thermisch aktivierten Ladungsträger vorhanden sind, dann stellt das Material praktisch einen Isolator dar. Werden allerdings durch Strahlung Ladungsträger erzeugt, dann fällt die über einen Arbeitswiderstand angelegte Spannung kurzzeitig ab. Dieser Spannungsimpuls wird zum Nachweis der Strahlung verwendet, da er zur Zahl der erzeugten Ladungsträger und damit im Fall des Photoeffektes der Gammaenergie proportional ist. Wegen der hohen Anforderung an die Reinheit des Materials kann man allerdings nur verhältnismäßig kleine Ge-Kristalle herstellen.

Ein Halbleiterdetektor bietet nun den Vorteil einer höheren Dichte des zu ionisierenden Materials als bei einem Gas was zu einer höheren Energieumsetzung führt, zum anderen ist die Ionisierungsenergie viel niedriger, was eine deutlich bessere Energieauflösung ermöglicht.

2 VERSUCHSBESCHREIBUNG

2.1 Ermittlung der Gammasppektren

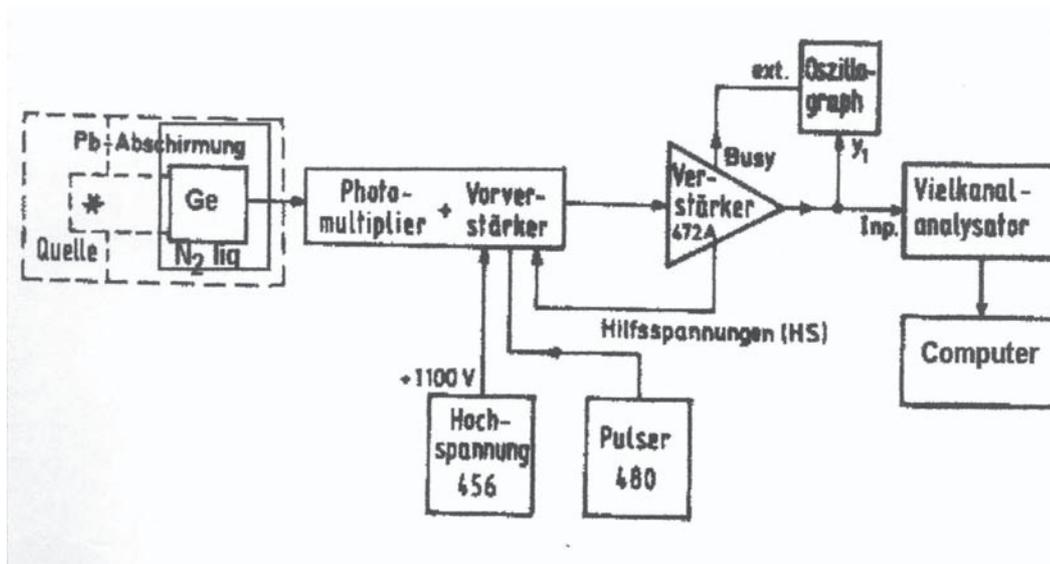


Abbildung 8: Schaltplan Germaniumdetektor

Zur Ermittlung der Gammasppektren der verschiedenen Proben benutzen wir einen Germaniumdetektor. Dieser muß mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Die Proben werden direkt an den Detektor gebracht, so daß trotz schwacher Aktivität der Proben ein gutes Messergebnis in kurzer Zeit erreicht werden kann. Die Strompulse des Detektors werden verstärkt und dann an einen Analog-Digitalwandler gegeben. Dieser integriert die Pulse und das Ergebnis ist ein Puls, der proportional zu der im Detektor abgegebenen Energie ist. Diese Pulse werden nun an einen Vielkanalanalysator im Computer übergeben, der die eintreffenden Pulse auf die 2048 Kanäle verteilt. Somit entspricht ein Kanal jeweils einem Energiebereich der detektierten Strahlung. Um nun die Energie des jeweiligen Kanals bestimmen zu können, die abhängig von der jeweiligen Verstärkung ist, muß eine Kalibrierung durchgeführt werden. Diese machten wir mit $^{137}_{55}\text{Cs}$. Aus der Literatur ist hier die Energie des Photopeaks, der $K_{\alpha 1}$ und der $K_{\beta 1}$ -Linie des abschirmenden Bleis bekannt. Diese lassen sich im Histogramm recht gut bestimmen. Wir legten dann die Kanäle des Photopeaks und der K_{α} -Linie fest mit denen sich leicht die Energieverteilung über die Kanäle berechnen läßt. Daher gingen wir aber nicht von der Energie 0 keV beim Kanal 0 aus, was apparaturbedingt auch nicht gewährleistet ist.

In den Fällen großer Verstärkung war der Photopeak nicht mehr im Messbereich, weshalb wir anstelle des Photopeaks mit der K_β -Linie kalibrierten. Dadurch hat man bei größerer Verstärkung einen größeren Fehler, der sich aber nicht vermeiden läßt.

2.2 Absorptionskoeffizient von Blei

Um den Absorptionskoeffizienten von Blei zu bestimmen muß zuerst die Totzeit τ des Detektors bestimmt werden. Der Detektor war in diesem und dem folgenden Versuch ein Szintillationsdetektor aus NaJ. Um die Totzeit zu bestimmen, benutzt man eine Probe konstanter Aktivität (bei uns $^{137}_{55}\text{Cs}$).

$$\text{Aktivität} \quad A = \frac{N}{T_0} \quad (21)$$

Nun bestimmt man für ein bestimmtes Zeitintervall T_0 in verschiedenen Entfernungen der Probe deren Aktivität bzw. die Summe der auf den Detektor treffenden Gammaquanten N_d im Abstand d von der Quelle. Bei konstanter Aktivität der Probe werden in jedes Oberflächenelement einer Kugel mit Radius d statistisch gleich viele Gammaquanten gestreut. Die Summe der auf den Detektor treffenden Teilchen ist somit:

$$N_d = \frac{\pi r^2}{4\pi d^2} AT_0 = \left(\frac{r}{2d}\right)^2 AT_0$$

Mit dem Radius r der Detektoröffnung. Die in den Detektor gestreuten Gammaquanten verhalten sich zu den detektierten, wie die Realtime T_0 zu der Realtime abzüglich der gesamten Totzeit, wobei die gesamte Totzeit das Produkt aus detektierten Teilchen N_{reg} und Totzeit ist.

$$\begin{aligned} \frac{N_d}{N_{reg}} &= \frac{T_0}{T_0 - \tau N_{reg}} \\ \Rightarrow N_d &= \frac{T_0 N_{reg}}{T_0 - \tau N_{reg}} \end{aligned}$$

Durch zwei Messungen mit unterschiedlichem Abstand d läßt sich nun die Aktivität eliminieren.

$$\left(\frac{d_2}{d_1}\right)^2 = \frac{T_0 N_{reg,1} - \tau N_{reg,1} N_{reg,2}}{T_0 N_{reg,2} - \tau N_{reg,1} N_{reg,2}}$$

Hieraus errechnet sich die Totzeit zu:

$$\tau = \frac{d_2^2 N_{reg,2} - d_1^2 N_{reg,1}}{d_2^2 - d_1^2} \frac{T_0}{N_{reg,1} N_{reg,2}} \quad (22)$$

Um nun den Absorptionskoeffizient von Blei zu ermitteln, wurde zuerst wieder eine Eichung ohne Blei und eine Messung der Hintergrundstrahlung ohne Probe durchgeführt. Dann wurden zwischen Detektor und Probe nacheinander Bleizylinder mit 2, 4, 8, 16, 32, 48 und 64 mm gebracht. Nach dem Lambert-Beerschen Gesetz gilt:

$$A = A_0 e^{-\mu x} \quad (23)$$

$$-\mu x = \ln \frac{A}{A_0}$$

Hier ist A_0 die Aktivität ohne Blei und μ der Absorptionskoeffizient und x die Dicke des Bleizylinders. Da

$$A = \frac{N}{T_0} \quad (24)$$

gilt

$$N = N_0 e^{-\mu x} \quad (25)$$

$$-\mu x = \ln \frac{N}{N_0}$$

Die Summe der auf den Detektor treffenden Photonen N errechnet sich aus den detektierten Teilchen N_{reg} , der Messzeit t und der Totzeit τ wie folgt:

$$N = \frac{N_{reg}}{t - N_{reg}\tau} t \quad (26)$$

Wird im Diagramm nun $\ln N - \ln N_0$ gegen x aufgetragen, so ergibt sich eine fallende Gerade, deren Betrag der Steigung der gesuchte Absorptionskoeffizient ist.

2.3 Compton-Effekt

Um den Compton-Effekt zu messen, benötigt man ein Streuzentrum und zwei Detektoren, um die gestreuten Photonen und die Elektronen zu detektieren. Um die Elektronen am einfachsten und ohne großen Aufwand zu messen, benutzt man einen Detektor als Streuzentrum, da man die Elektronen dann sofort nach dem Stoß mit dem Photon detektiert. Dieser Streudetektor ist fest und der andere Detektor, zur Messung der gestreuten Photonen, wird mit den Winkeln 0, 30, 60 und 90 Grad variiert.

2 VERSUCHSBESCHREIBUNG

23

Um zu gewährleisten, daß das detektierte Elektron auch zum detektierten Photon gehört, wird eine Koinzidenzschaltung aufgebaut. Wird an einen Detektor etwas detektiert, so wird aus diesem Signal ein Rechteckpuls gemacht, der den anderen Detektor triggert. Bei einer Messung können so entweder nur die Elektronen oder nur die Photonen gemessen werden. Daher müssen je Winkel 2 Messungen durchgeführt werden, jeweils mit umgepolter Schaltung.

Da die Wahrscheinlichkeit, daß ein gestreutes Photon in den Detektor fliegt, nicht sehr hoch ist, sind im Detektor trotz längerer Messzeit (zwischen 780 und 1500 Sekunden) nur recht wenige Counts zu zählen. Dadurch ergibt sich dann ein nicht sehr klares Histogramm, weswegen das Bestimmen der Peaks hier sehr schwierig war.

Natürlich wurden auch hier zuerst die beiden Detektoren seperat, ohne Streuung, geeicht.

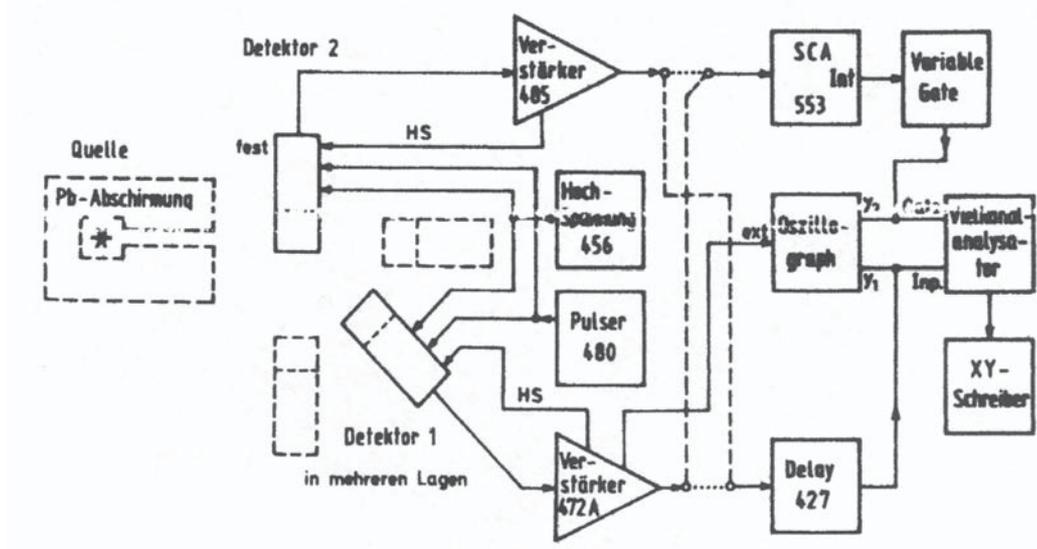


Abbildung 9: Schaltplan Compton-Effekt

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

3.1 Ermittlung der Gammasppektren

Die Messdaten wurden in das Programm Microsoft Excel übertragen. Mit Hilfe dieser Daten wurden anschließend Diagramme gezeichnet, welche direkt an der betreffenden Stelle im Protokoll eingefügt worden sind. Die Auswertung der Diagramme wurde ebenfalls mit Hilfe der Software vorgenommen, da eine sehr genaue Bestimmung des Peaks an Hand der Counts zu einem optimalen Ergebnis führte.

3.1.1 Kalibrierung der Messapparatur mit $^{137}_{55}\text{Cs}$

$^{137}_{55}\text{Cs}$ besitzt eine Halbwertszeit von 30,174 a. Es zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 94,6% unter Aussendung von β -Strahlung in ein isomeres $^{137m}_{56}\text{Ba}$, welches unter Aussendung eines Gammaquants der Energie 661,65 keV in ein stabiles $^{137}_{56}\text{Ba}$ übergeht. Mit einer Restwahrscheinlichkeit von 5,4% wird dieser Übergang direkt vollzogen.

Bei der Kalibrierung wurde stets eine Fine Gain Einstellung von 0,86 benutzt. Lediglich die Coarse Gain Einstellung wurde variiert um eine optimale Auflösung im betrachteten Bereich zu erhalten.

Wir erwarteten deshalb folgende Linien im Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$:

1. $K_{\alpha 1}$ -Linie von Blei bei $E_{K\alpha} = 74,969$ keV
2. $K_{\beta 1}$ -Linie von Blei bei $E_{K\beta} = 84,936$ keV
3. Rückstreupeak bei $E_R = E_\gamma - E_C = 184,3$ keV
4. Comptonkante bei $E_C = \frac{h\nu}{1 + \frac{511}{2h\nu}} = 477,4$ keV
5. Photopeak bei $E = 661,65$ keV

Zu bemerken ist noch, daß eigentlich auch eine $K_{\alpha 2}$ -Linie (Theorie 72,804 keV) von Pb auftritt, diese aber aufgrund der geringen Intensität nur in der letzten Messung mit einer Verstärkung von Coarse Gain 500 sichtbar ist. Die $K_{\beta 1}$ -Linie ist desweiteren eigentlich eine Zusammensetzung aus der $K_{\beta 3}$ -Linie (Theorie 84,450 keV) und der $K_{\beta 1}$ -Linie (Theorie 84,936 keV). Beide liegen aber nur 0,486 keV voneinander getrennt, so daß sie nur als gemeinsamer Peak registriert werden. Außerdem tritt noch die $K_{\beta 2}$ -Linie (Theorie 87,3 keV) auf. Diese kann allerdings nur bei einer Verstärkung von 500 detektiert werden.

Verstärkereinstellung Coarse Gain 20

Bei dieser Verstärkereinstellung eichten wir auf die $K_{\alpha 1}$ -Linie von Pb und den Photopeak. Aus diesem Grund sind die Werte für diese Linien im Spektrum in der folgenden Tabelle natürlich nicht dargestellt.

| Gain 20 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|---------------|-------|---------------|-----------------|
| K $\alpha 1$ -Linie von Pb | 74,969 | 45 | - | - |
| K $\beta 1$ -Linie von Pb | 84,936 | 50 | 83,830 | -1,30% |
| Rückstreupeak | 184,300 | 106 | 183,088 | -0,66% |
| Compton-Kante | 477,400 | 273 | 479,088 | 0,35% |
| Photopeak | 661,650 | 376 | - | - |

Die relativen Abweichungen zu den Theoriewerten ist sehr gering. Im Rahmen der Messgenauigkeit kann man also von einer sehr guten Messung der Linien des Spektrums trotz der schwachen Verstärkung ausgehen. Die Abweichungen sind dadurch zu erklären, daß bei der Kalibrierung auf die $K_{\alpha 1}$ -Linie von Pb und den Photopeak eventuell kleine Ungenauigkeiten aufgetreten sind.

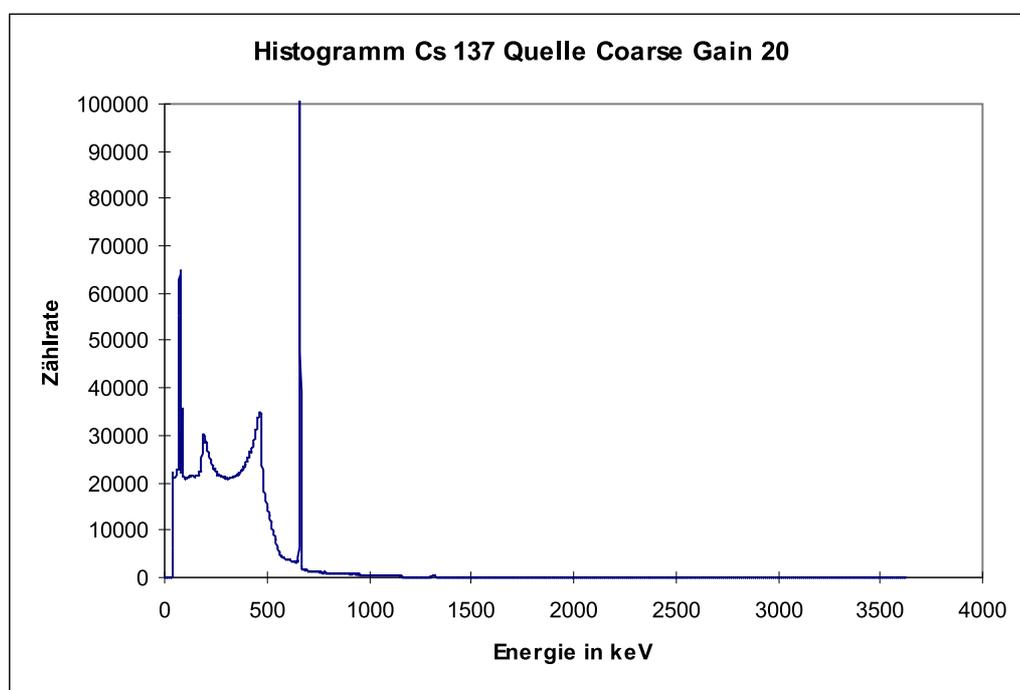


Abbildung 10: Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 20

Verstärkereinstellung Coarse Gain 50

Auch bei dieser Verstärkereinstellung eichten wir auf die $K_{\alpha 1}$ -Linie von Pb und den Photopeak. Aus diesem Grund sind die Werte für diese Linien im Spektrum in der folgenden Tabelle natürlich nicht dargestellt.

| Gain 50 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|---------------|-------|---------------|-----------------|
| K $\alpha 1$ -Linie von Pb | 74,969 | 108 | - | - |
| K $\beta 1$ -Linie von Pb | 84,936 | 122 | 84,853 | -0,10% |
| Rückstreupeak | 184,300 | 263 | 184,398 | 0,05% |
| Compton-Kante | 477,400 | 679 | 478,092 | 0,14% |
| Photopeak | 661,650 | 939 | - | - |

Auch bei einer Verstärkung von Coarse Gain 50 ist eine bemerkenswerte Übereinstimmung der gemessenen Werte mit der Theorie zu beobachten.

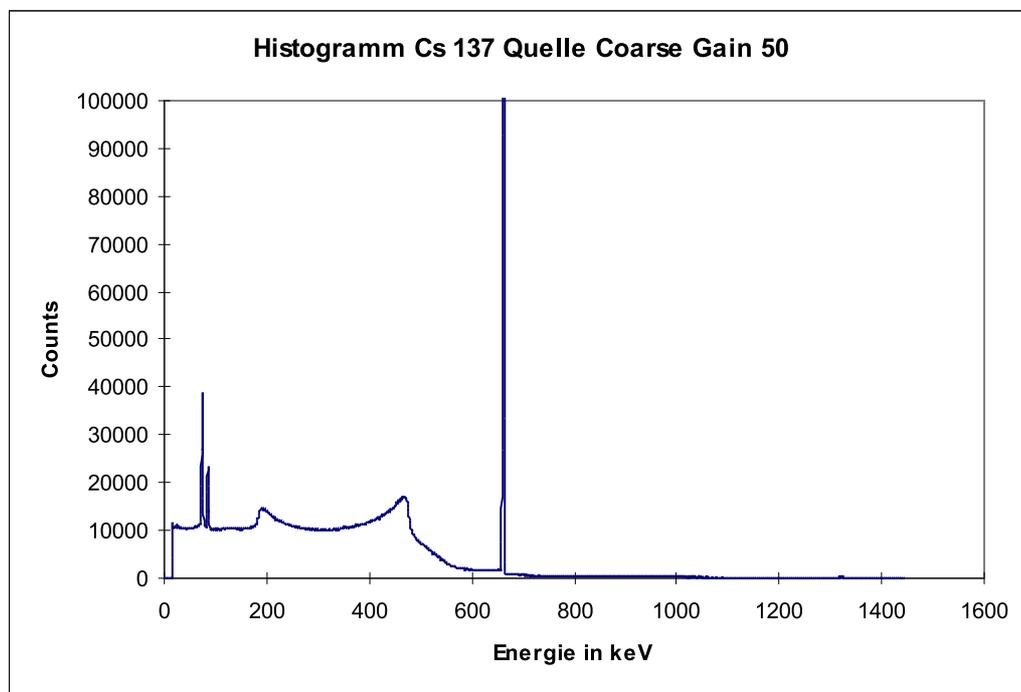


Abbildung 11: Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 50

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

27

Verstärkereinstellung Coarse Gain 100

Auch bei dieser Verstärkereinstellung eichten wir auf die $K_{\alpha 1}$ -Linie von Pb und den Photopeak. Aus diesem Grund sind die Werte für diese Linien im Spektrum in der folgenden Tabelle natürlich nicht dargestellt.

| Gain 100 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|---------------|-------|---------------|-----------------|
| K $\alpha 1$ -Linie von Pb | 74,969 | 213 | - | - |
| K $\beta 1$ -Linie von Pb | 84,936 | 241 | 84,901 | -0,04% |
| Rückstreupeak | 184,300 | 525 | 185,637 | 0,73% |
| Compton-Kante | 477,400 | 1345 | 476,494 | -0,19% |
| Photopeak | 661,650 | 1867 | - | - |

Die Messung bei der Verstärkung von Coars Gain 100 zeigt die bereits erwähnte Genauigkeit der Übereinstimmung zwischen Theorie und Messung.

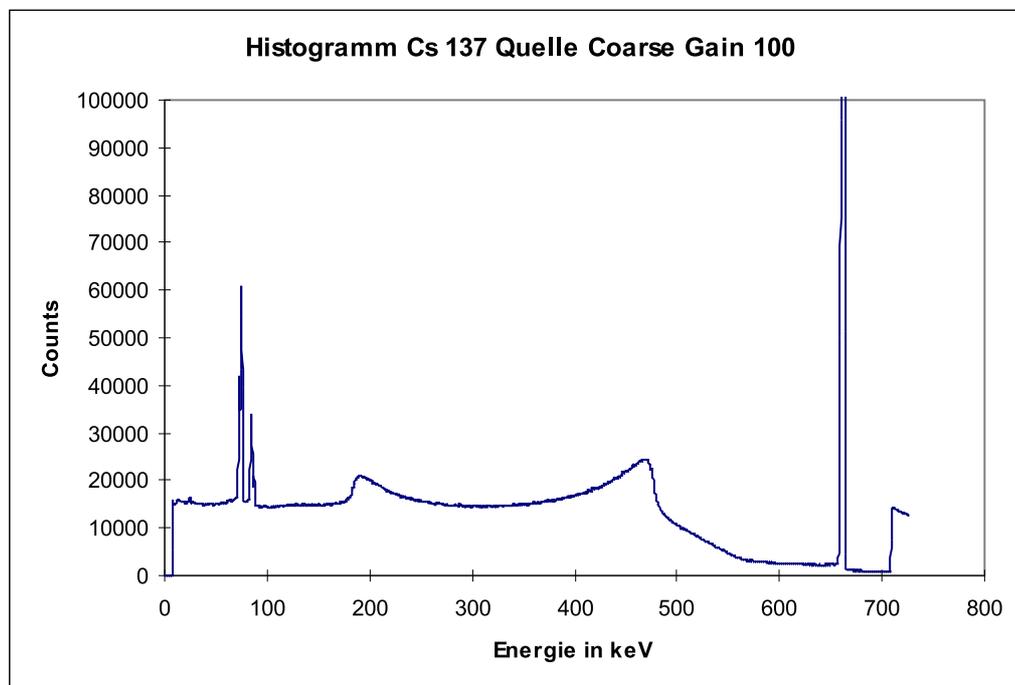


Abbildung 12: Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 100

Verstärkereinstellung Coarse Gain 500

Bei dieser Verstärkereinstellung eichten wir aufgrund der hohen Verstärkung auf die $K_{\alpha 1}$ -Linie von Pb und die $K_{\beta 1}$ -Linie von Pb. Man kann bei dieser hohen Verstärkung auch sehr schön die $K_{\alpha 2}$ -Linie von Pb bei 72,848 keV (Theorie 72,804 keV) und die $K_{\beta 2}$ -Linie von Pb bei 86,774 keV (Theorie 87,3 keV) erkennen. Der Peak am Ende der Messung kann auf einen Fehler in der Apparatur zurückgeführt werden. Dieser Fehler ist bereits bei den vorigen Messungen aufgetreten und wird im Verlaufe dieser Versuchsauswertung auch noch öfters zu beobachten sein. Es ist anzunehmen, daß die Counts für die Kanäle ab 2000 sehr stark durch diesen Fehler beeinflusst und unbrauchbar gemacht werden.

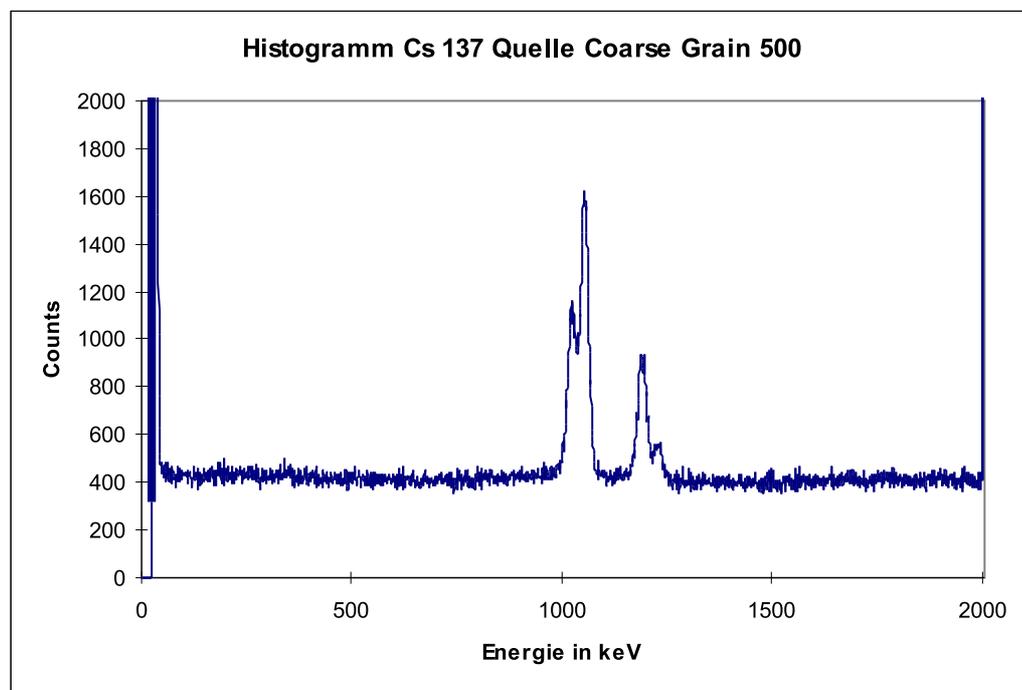


Abbildung 13: Spektrum von $^{137}_{55}\text{Cs}$ mit Coarse Gain 500

3.1.2 Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$

$^{60}_{27}\text{Co}$ zerfällt mit einer Halbwertszeit von 5,2719 Jahren mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,65% unter Aussendung von β -Strahlung in $^{60}_{28}\text{Ni}$. Für $^{60}_{27}\text{Co}$ sollte man folgende charakteristische Linien im Gammaskpektrum detektieren:

1. $K_{\alpha 1}$ -Linie von Blei bei $E_{K\alpha} = 74,969 \text{ keV}$
2. $K_{\beta 1}$ -Linie von Blei bei $E_{K\beta} = 84,936 \text{ keV}$
3. Rückstreupeak 1 bei $E_{R1} = E_{\gamma} - E_{C1} = 209,81 \text{ keV}$
4. Rückstreupeak 2 bei $E_{R2} = E_{\gamma} - E_{C2} = 214,36 \text{ keV}$
5. Paarvernichtung bei $E = 511,00 \text{ keV}$
6. Comptonkante bei $E_{C1} = \frac{h\nu}{1 + \frac{511}{2h\nu}} = 963,40 \text{ keV}$
7. Comptonkante bei $E_{C2} = \frac{h\nu}{1 + \frac{511}{2h\nu}} = 1118,80 \text{ keV}$
8. Photopeak bei $E = 1173,21 \text{ keV}$
9. Photopeak bei $E = 1332,47 \text{ keV}$

Für $^{60}_{27}\text{Co}$ führten wir zwei Messungen durch. Die Verstärkung hatten wir hierbei auf Coarse Gain 50 eingestellt. Dabei wurden die charakteristischen Linien im Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$ optimal dargestellt. Die Ergebnisse der beiden Messungen sind in den beiden folgenden Tabellen und Diagrammen dargestellt.

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

30

| Messung 1 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|------------------|-------|------------------|-----------------|
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 109 | 75,675 | 0,94% |
| K- β 1-Linie von Pb | 84,936 | 123 | 85,559 | 0,73% |
| Rückstreupeak | 209,808 | | | |
| Rückstreupeak | 214,391 | 303 | 212,638 | -0,82% |
| Paarvernichtung | 511,000 | 726 | 511,273 | 0,05% |
| Compton-Kante | 963,402 | 1370 | 965,933 | 0,26% |
| Compton-Kante | 1118,079 | 1582 | 1115,604 | -0,22% |
| Photopeak | 1173,210 | 1665 | 1174,202 | 0,08% |
| Photopeak | 1332,470 | 1891 | 1333,756 | 0,10% |

| Messung 2 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|------------------|-------|------------------|-----------------|
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 109 | 75,675 | 0,94% |
| K- β 1 -Linie von Pb | 84,936 | 123 | 85,559 | 0,73% |
| Rückstreupeak | 209,810 | | | |
| Rückstreupeak | 214,390 | 312 | 218,992 | 2,15% |
| Paarvernichtung | 511,000 | 726 | 511,273 | 0,05% |
| Compton-Kante | 963,400 | 942 | 963,768 | 0,04% |
| Compton-Kante | 1118,080 | 1594 | 1124,076 | 0,54% |
| Photopeak | 1173,210 | 1664 | 1173,496 | 0,02% |
| Photopeak | 1332,470 | 1890 | 1333,05 | 0,04% |

Bei beiden Messungen ergaben sich sehr gute Werte für die $K_{\alpha 1}$ -Linie und die $K_{\beta 1}$ -Linie. Die Peaks waren bei diesen eindeutig und konnten optimal auf dem Diagramm bestimmt werden.

Den ersten Rückstreupeak konnten wir bei beiden Messungen leider nicht detektieren. Die Ursache hierfür ist darin zu sehen, daß beide Rückstreupeaks sehr nahe beieinander liegen und deshalb wahrscheinlich nicht aufgelöst werden konnten. Der zweite Rückstreupeak hingegen konnte wieder detektiert werden, wenn auch mit einer Abweichung von 2,15 %, was bei dieser Skalierung immerhin eine Energieverschiebung um etwa 4,5 keV bedeutete.

Besonders zu erwähnen ist die Paarvernichtung, die bei 511 keV beobachtet werden konnte. $^{60}_{27}\text{Co}$ besitzt wie bereits oben erwähnt zwei Gammapeaks über 1022 keV - der Energie, bei der Paarerzeugung stattfindet. Daher entstehen Positronen, welche aber sofort wieder mit einem Elektron vernichtet werden. Dabei werden zwei Gammaquanten unterschiedlicher Richtung mit jeweils der Energie 511 keV erzeugt, welche von uns detektiert wurden. Sowohl beide Compton-Kanten, als auch beide Photopeaks wurden mit einer verblüffenden Genauigkeit gemessen.

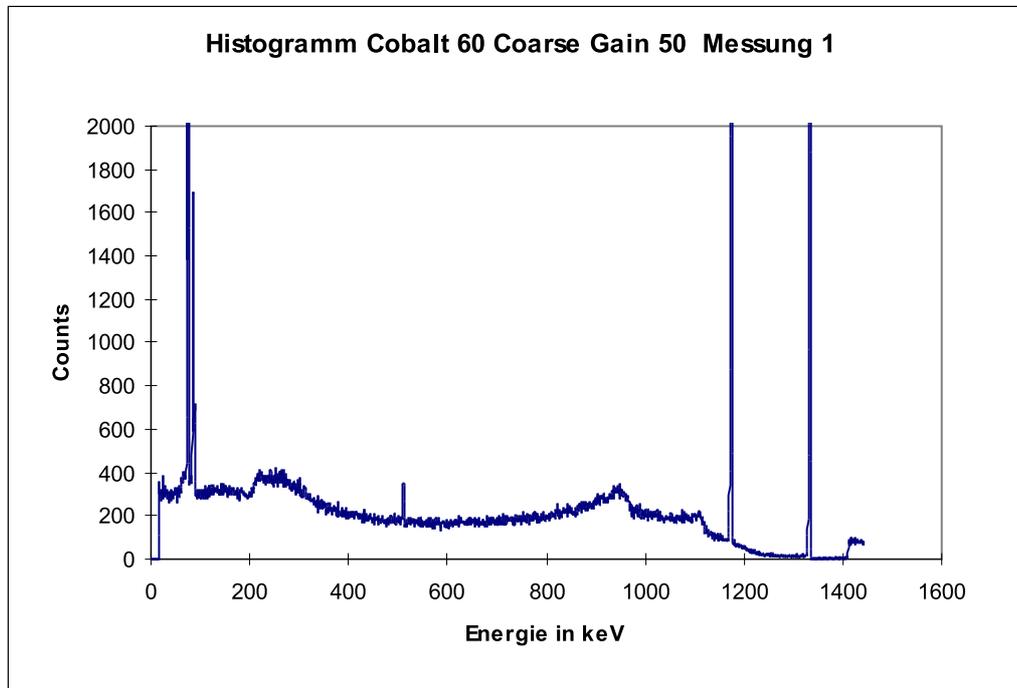


Abbildung 14: Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$ mit Coarse Gain 50 Messung 1

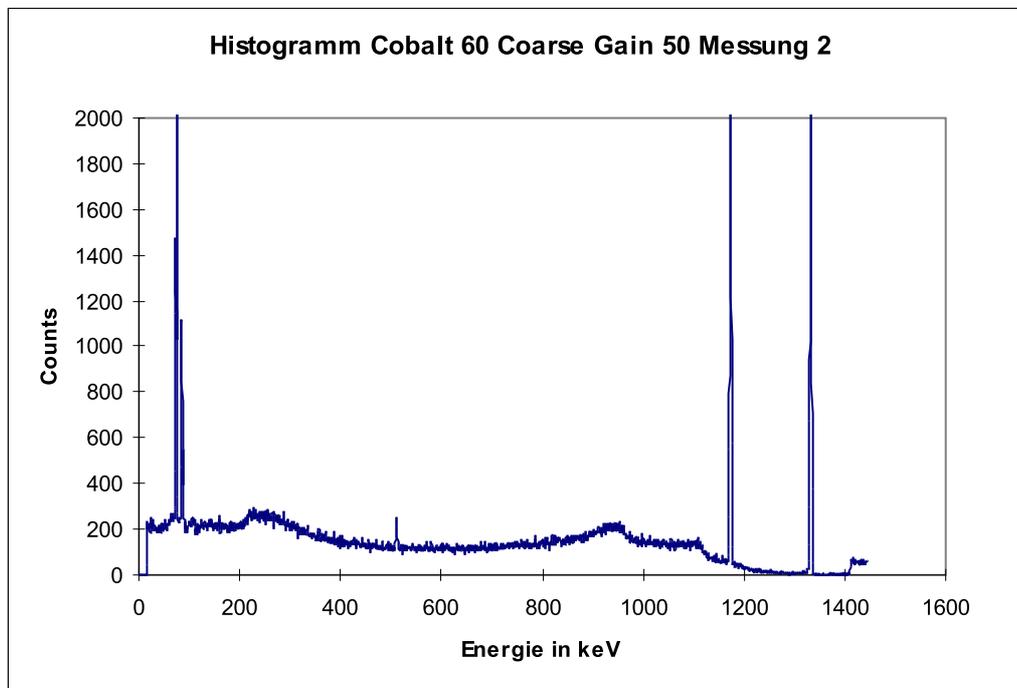


Abbildung 15: Spektrum von $^{60}_{27}\text{Co}$ mit Coarse Gain 50 Messung 2

3.1.3 Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$

$^{90}_{38}\text{Sr}$ zerfällt zu 100 % mit einer Halbwertszeit von 28,82 Jahren unter Aussendung von β -Strahlung in $^{90}_{39}\text{Y}$. Hier liegt die maximale Energie bei 546 keV. $^{90}_{39}\text{Y}$ zerfällt wiederum unter Aussendung von β -Strahlung mit der maximalen Energie von 2,28 MeV in $^{90}_{40}\text{Zr}$.

Da beide Elemente in einem β -Zerfall in den folgenden Zustand übergehen, können keine charakteristischen Linien bestimmt werden. Zu detektieren ist lediglich die Bremsstrahlung der Elektronen im Metall, diese erreicht allerdings nie die maximale Energie der β -Strahlung. Das Spektrum von $^{90}_{39}\text{Y}$ sollte unterhalb von 2,28 MeV die Grundstrahlung bilden. Im vorderen Bereich des Schaubildes, d.h. unterhalb von 546 keV sollte diese Grundstrahlung um das kontinuierliche Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$ verstärkt werden.

Auch dieses Mal führten wir zwei Messungen mit Coarse Gain 50 durch. Kalibriert wurde mit $^{137}_{55}\text{Cs}$ bei Coarse Gain 50.

| Messung 1 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|------------------|-------|------------------|-----------------|
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 109 | 75,675 | 0,94% |
| K- α 2-Linie von Pb | 72,804 | 106 | 73,557 | 1,03% |
| K- β 1-Linie von Pb | 84,936 | 122 | 84,853 | -0,10% |
| K- β 2-Linie von Pb | 87,300 | 126 | 87,677 | 0,43% |

| Messung 2 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|----------------------------|------------------|-------|------------------|-----------------|
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 109 | 75,675 | 0,94% |
| K- α 2-Linie von Pb | 72,804 | 106 | 73,557 | 1,03% |
| K- β 1-Linie von Pb | 84,936 | 123 | 85,559 | 0,73% |
| K- β 2-Linie von Pb | 87,300 | 126 | 87,677 | 0,43% |

Desweiteren wurden bei ungefähr 23 keV und bei 26 keV zwei kleinere Peaks detektiert. Wir konnten diese beiden Peaks der Probe leider nicht zuordnen. Unsere Nachforschungen ergaben, daß die charakteristischen Röntgenlinien von Cadmium in diesem Bereich liegen. Wir sehen es jedoch als sehr unwahrscheinlich an, daß Cadmium in den Detektor gelangt ist. Die restlichen gemessenen Werte stimmen sehr gut mit der Theorie überein. Zu erwähnen ist, daß der Bleimantel durch die einfallende Strahlung angeregt wird und sich deshalb die charakteristischen K- α und K- β -Linien ausbilden. Betrachtet man nachfolgende Schaubilder, so stellt man fest, daß sich der erste Bereich bis zu einer Energie von ca. 250 keV erstreckt. Das kontinuierliche Spektrum von $^{90}_{39}\text{Y}$ erstreckt sich wie vermutet über den gesamten Bereich bis zur ungefähren Höchstmarke von 1400 keV.

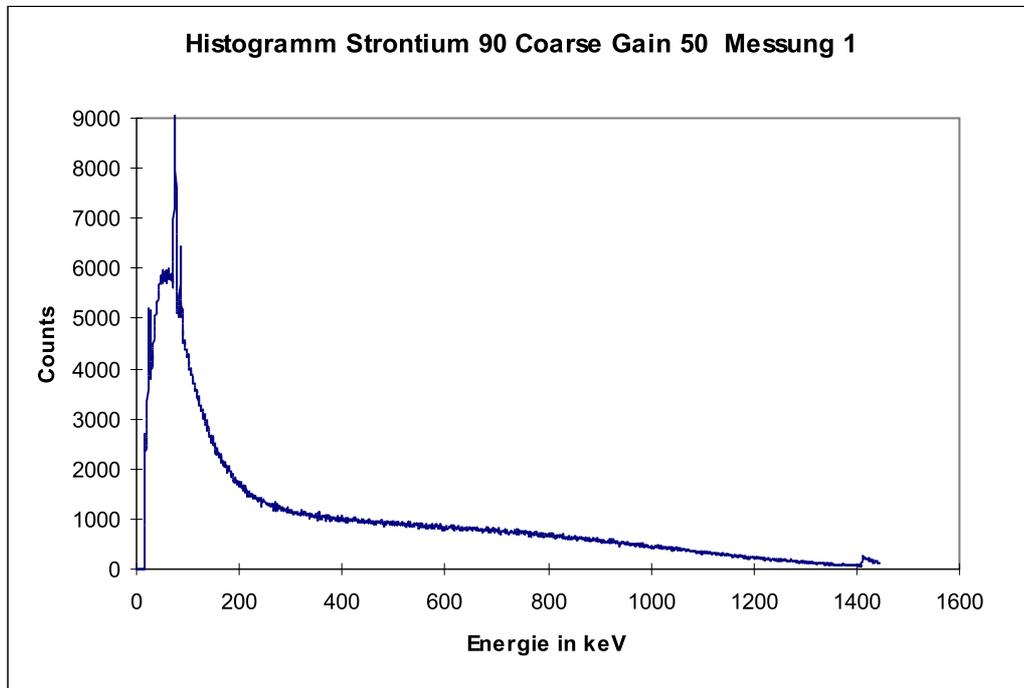


Abbildung 16: Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 1

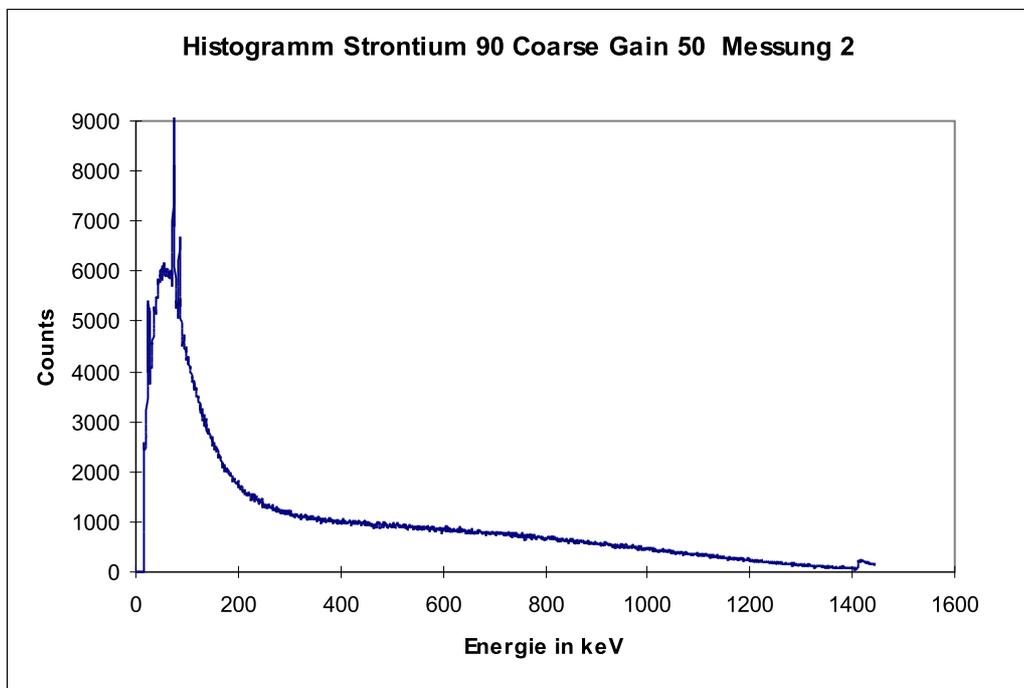


Abbildung 17: Spektrum von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 2

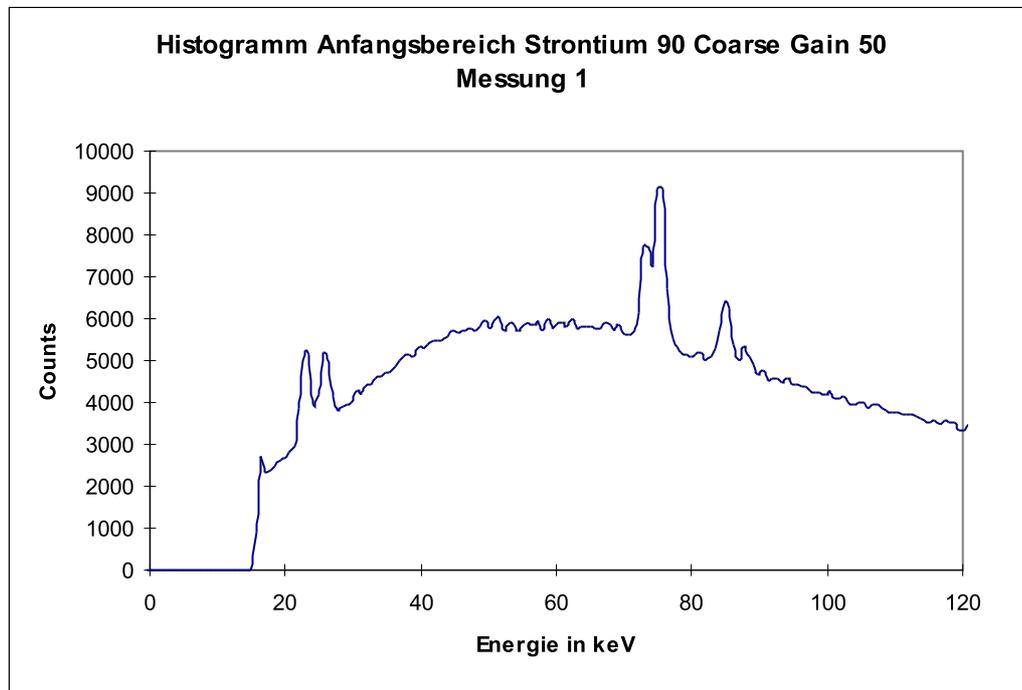


Abbildung 18: Anfangsbereich von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 1

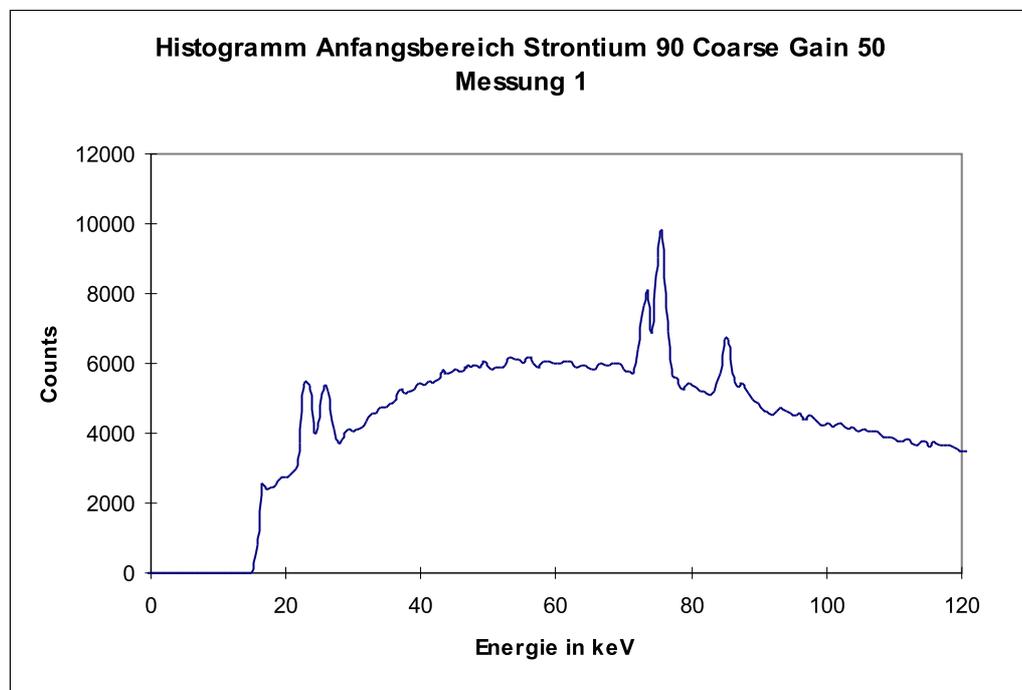


Abbildung 19: Anfangsbereich von $^{90}_{38}\text{Sr}$ mit Coarse Gain 50 Messung 2

3.1.4 Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$

$^{226}_{88}\text{Ra}$ besitzt eine Halbwertszeit von 1599 Jahren und hat eine weitreichende und stark verzweigte Zerfallskette, welche wir in der folgenden Abbildung graphisch dargestellt haben.

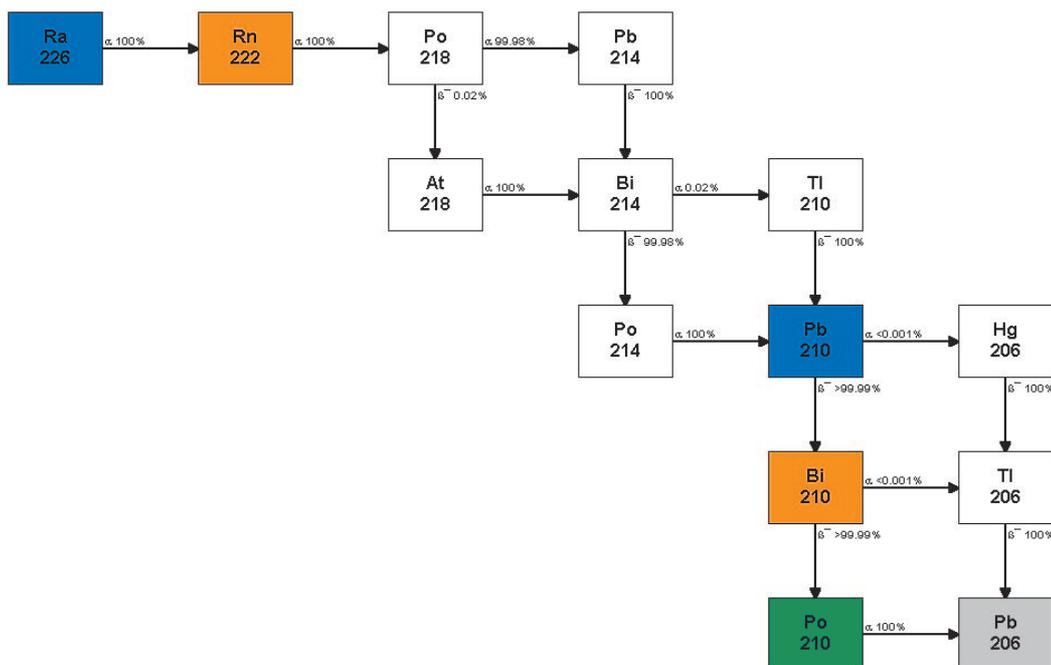


Abbildung 20: Zerfallsreihe von $^{226}_{88}\text{Ra}$

Es werden deshalb folgende Linien des Radiums im Spektrum festgestellt:

1. $K_{\alpha 1}$ -Linie von Blei bei $E_{K\alpha} = 74,969$ keV
2. $K_{\beta 1}$ -Linie von Blei bei $E_{K\beta} = 84,936$ keV
3. Photopeak bei $E = 186,18$ keV

Desweiteren werden natürlich noch Linien der Spektren der Zerfallsprodukte detektiert. Die Identifikation wird in der jeweiligen Meßtabelle vorgenommen.

Für $^{226}_{88}\text{Ra}$ haben wir jeweils eine Messung für die Verstärkungen Coarse Gain 20, 50 und 100 vorgenommen.

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

36

Die gemessenen Werte stimmen bis auf einige wenige Ausnahmen bei allen drei Messungen sehr gut mit den Literaturwerten überein. Das einzige Problem, das sich uns bei der Auswertung bot, war der Peak bei ungefähr 22,5 keV. Wir konnten trotz intensiver Recherche im Internet kein Zerfallsprodukt von $^{226}_{88}\text{Ra}$ finden, welches diese charakteristische Linie im Spektrum hat. Auch keine Röntgenlinie in diesem Bereich wurde von uns entdeckt. Entweder diese Linie entstand durch eine Verschmutzung der Probe, oder durch Materialien, welche in der Versuchsanordnung durch die Gammastrahlung angeregt wurden.

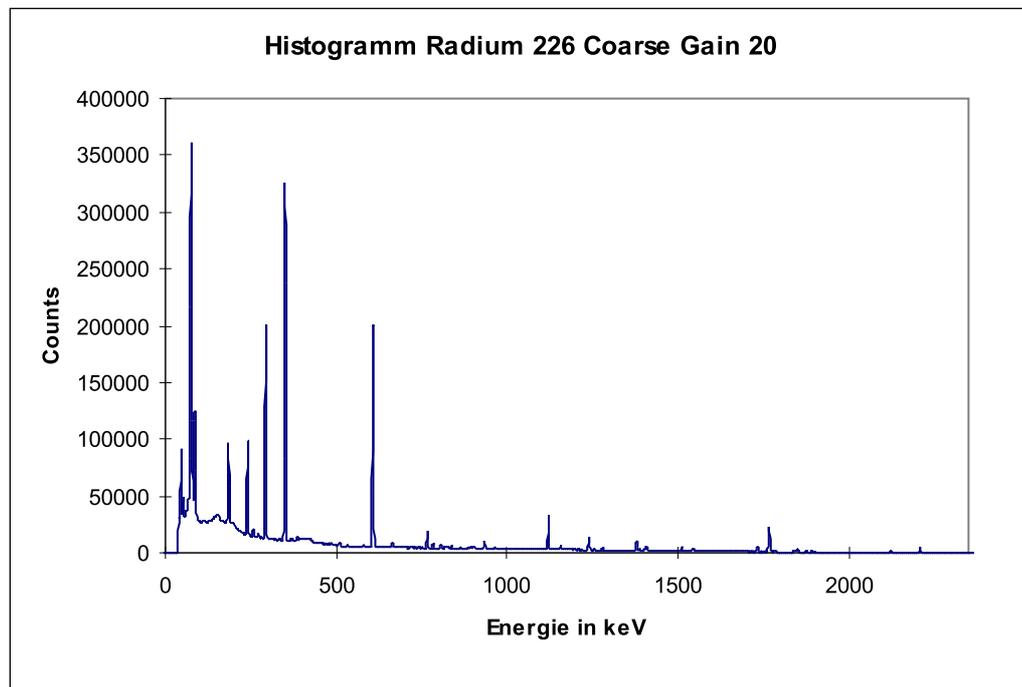
| Coarse Gain 20 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|--------------------------------------|---------------|-------|---------------|-----------------|
| Peak von $^{210}_{82}\text{Pb}$ | 46,54 | 30 | 46,61 | -0,15% |
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 47 | 76,741 | -2,31% |
| K- β 1-Linie von Pb | 84,936 | 53 | 87,376 | -2,79% |
| Photopeak von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 186,18 | 108 | 184,861 | 0,71% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 241,997 | 139 | 239,807 | 0,91% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 295,22 | 169 | 292,98 | 0,77% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 351,932 | 201 | 349,699 | 0,64% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 609,31 | 347 | 608,476 | 0,14% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 768,35 | 438 | 769,769 | -0,18% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 1120,287 | 636 | 1120,715 | -0,04% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 1764,494 | 1001 | 1767,659 | -0,18% |

| Coarse Gain 50 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|--------------------------------------|---------------|-------|---------------|-----------------|
| Peak | | 22 | 22,725 | |
| Peak von $^{210}_{82}\text{Pb}$ | 46,54 | 68 | 46,729 | -0,40% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 53,227 | 78 | 53,789 | -1,05% |
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 111 | 77,087 | -2,75% |
| K- β 1-Linie von Pb | 84,936 | 127 | 88,383 | -3,90% |
| Photopeak von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 186,18 | 265 | 185,81 | 0,20% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 241,997 | 345 | 242,29 | -0,12% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 295,22 | 419 | 294,533 | 0,23% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 351,932 | 499 | 351,013 | 0,26% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 609,31 | 864 | 608,700 | 0,10% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 768,35 | 1090 | 768,255 | 0,01% |

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

37

| Coarse Gain 100 | Theorie (keV) | Kanal | Energie (keV) | rel. Abweichung |
|---|---------------|-------|---------------|-----------------|
| L- η -Linie von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 12,85 | 38 | 12,896 | -0,35% |
| L- β 5-Linie von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 14,564 | 46 | 15,733 | -7,43% |
| Peak | | 65 | 22,473 | |
| Peak von $^{210}_{82}\text{Pb}$ | 46,54 | 134 | 46,947 | -0,87% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 53,227 | 152 | 53,332 | -0,20% |
| K- α 1-Linie von Pb | 74,969 | 219 | 77,097 | -2,76% |
| K- β 1-Linie von Pb | 84,936 | 247 | 87,029 | -2,40% |
| Photopeak von $^{226}_{88}\text{Ra}$ | 186,18 | 526 | 185,991 | 0,10% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 241,997 | 683 | 241,680 | 0,13% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 258,8 | 731 | 258,706 | 0,04% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 274,8 | 776 | 274,668 | 0,05% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 295,22 | 833 | 294,886 | 0,11% |
| Photopeak von $^{214}_{82}\text{Pb}$ | 351,932 | 993 | 351,638 | 0,08% |
| Photopeak von $^{214}_{83}\text{Bi}$ | 388,88 | 1097 | 388,528 | 0,09% |

Abbildung 21: Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ mit Coarse Gain 20

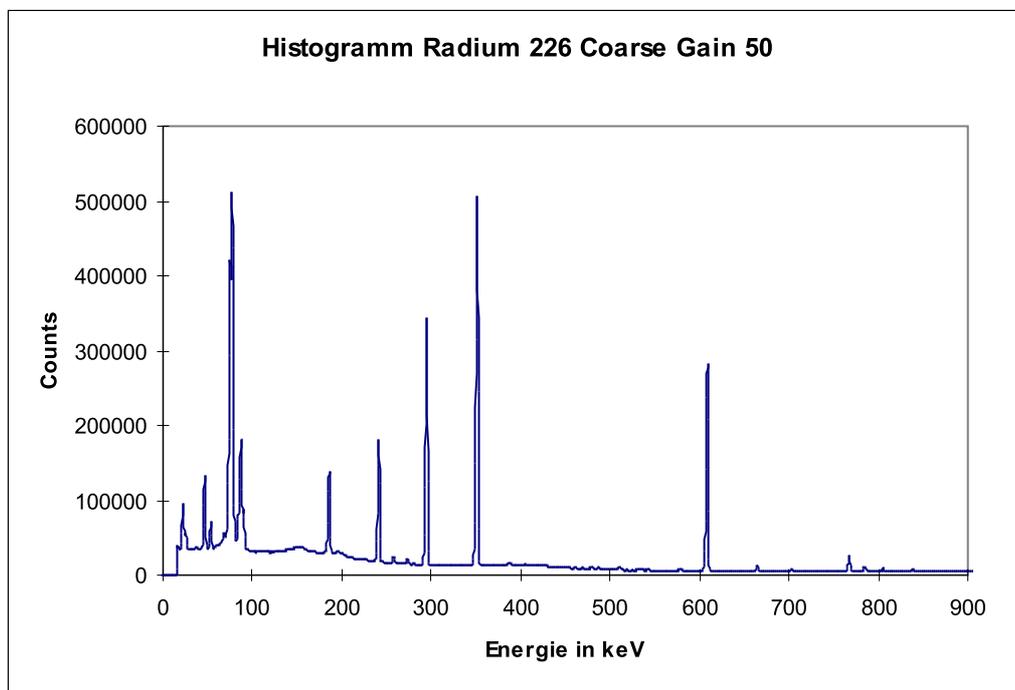


Abbildung 22: Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ mit Coarse Gain 50

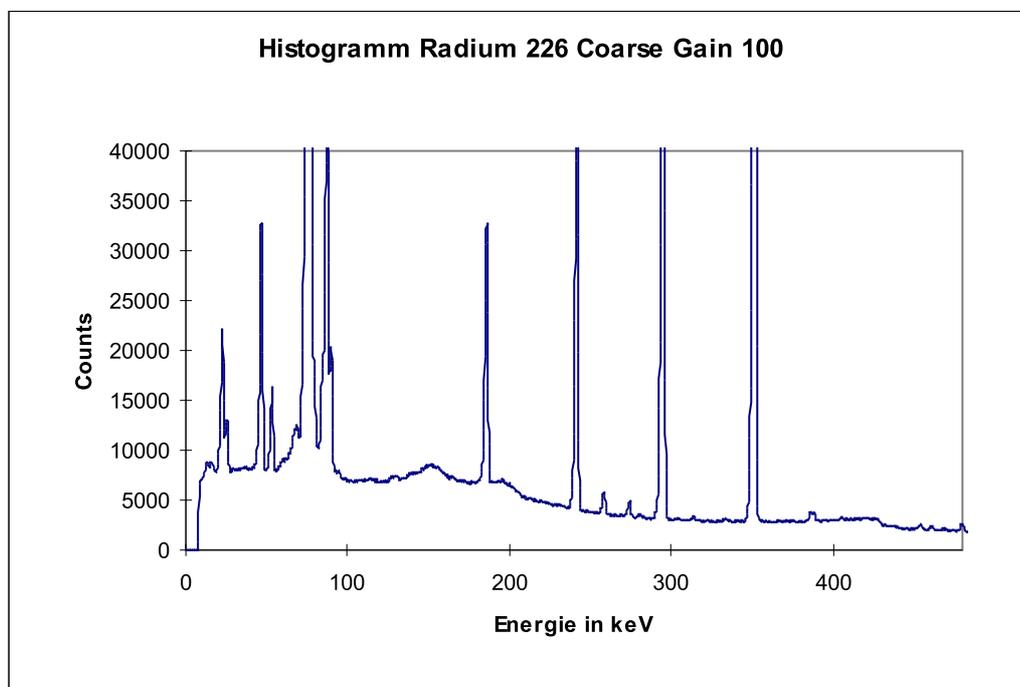


Abbildung 23: Spektrum von $^{226}_{88}\text{Ra}$ mit Coarse Gain 100

3.1.5 Spektrum von $^{241}_{95}\text{Am}$

$^{241}_{95}\text{Am}$ zerfällt unter Alphastrahlung mit einer Halbwertszeit von 433 Jahren und einer Wahrscheinlichkeit von 99,65 % in ein angeregtes $^{237}_{93}\text{Np}$, welches durch Emission von Gammaquanten in energetisch niedrigere Zustände übergeht. Die sich anschließende Zerfallsreihe ist in der folgenden Grafik veranschaulicht:

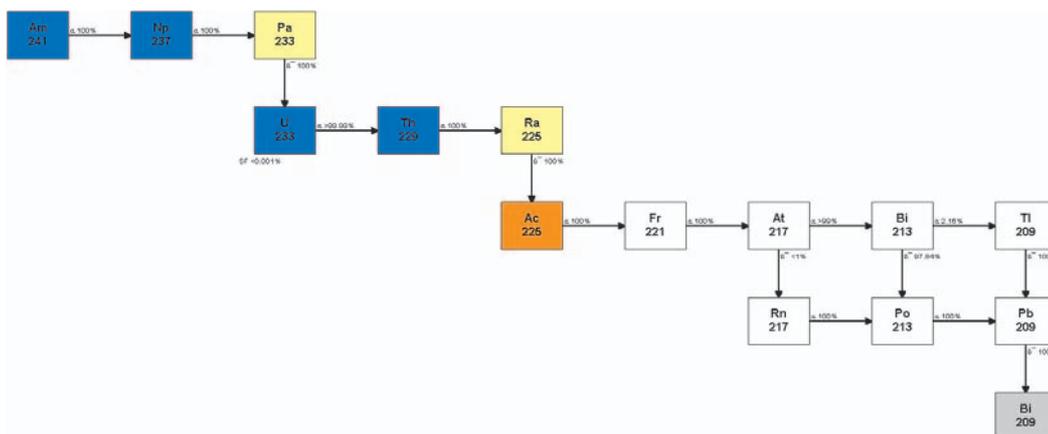


Abbildung 24: Zerfallsreihe von $^{241}_{95}\text{Am}$

Charakteristische Linien sollten für folgende Energiewerte detektiert werden.

1. Comptonkante des höchsten Peaks bei $E_C = \frac{h\nu}{1 + \frac{511}{2h\nu}} = 11,252 \text{ keV}$
2. Photopeak bei $E = 26,345 \text{ keV}$
3. Photopeak bei $E = 33,196 \text{ keV}$
4. Photopeak bei $E = 43,437 \text{ keV}$
5. Rückstreupeak bei $E_R = E_\gamma - E_C = 48,3 \text{ keV}$
6. Photopeak bei $E = 59,537 \text{ keV}$

Desweiteren wurden folgende Peaks detektiert:

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

40

| | Theorie keV | Kanal | Energie keV | rel. Abweichung |
|--------------------------------------|----------------|-------|----------------|-----------------|
| Peak | | 26 | 2,231 | |
| Peak | | 115 | 8,522 | |
| Comptonkante | 11,252 | 154 | 11,279 | 0,24% |
| Peak | | 250 | 18,065 | |
| Peak | | 311 | 22,377 | |
| Photopeak von $^{241}_{95}\text{Am}$ | 26,345 | 370 | 26,548 | 0,77% |
| Photopeak von $^{241}_{95}\text{Am}$ | 33,196 | 467 | 33,404 | 0,63% |
| Photopeak von $^{241}_{95}\text{Am}$ | 43,437 | 612 | 43,654 | 0,50% |
| Rückstreupeak | 48,285 | 698 | 49,733 | 3,00% |
| Photopeak von $^{241}_{95}\text{Am}$ | 59,537 | 837 | 59,559 | 0,04% |
| Peak | | 1665 | 118,018 | |

Bei der Zerfallsreihe müssen aufgrund der hohen Lebensdauer der Elemente nur die ersten beiden Zerfallsprodukte betrachtet werden. Der Peak bei 118,018 keV ist wahrscheinlich auf eine Überlagerung zweier Ereignisse mit jeweils ca. 60 keV zurückzuführen.

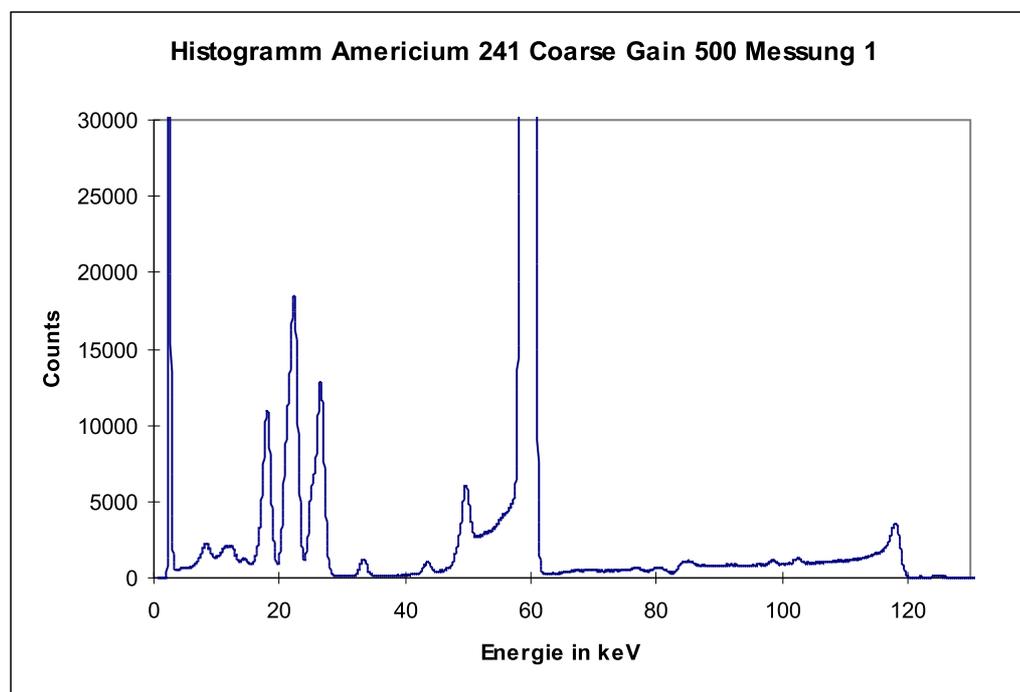


Abbildung 25: Spektrum von $^{241}_{95}\text{Am}$ mit einer Verstärkung von Coarse Gain 500

3.2 Bestimmung des Absorptionskoeffizienten von Blei

3.2.1 Ermittlung der Totzeit

Die Formel der Totzeit wurde in der Versuchsbeschreibung bereits hergeleitet:

$$\tau = \frac{d_2^2 N_{reg,2} - d_1^2 N_{reg,1}}{d_2^2 - d_1^2} \frac{T_0}{N_{reg,1} N_{reg,2}}$$

Daraus ergibt sich folgender Gaussfehler:

$$\delta\tau = \frac{\partial\tau}{\partial d_1} \Delta d + \frac{\partial\tau}{\partial d_2} \Delta d \quad (27)$$

$$= 2 \frac{T_0 (N_{reg,2} - N_{reg,1}) (d_2 - d_1)}{(d_2 - d_1)^3 N_{reg,1} N_{reg,2}} \Delta d \quad (28)$$

Bei der Abstandmessung gingen wir hierbei von einer Messgenauigkeit von $\Delta d = \pm 0,5 \text{ cm}$ aus, da die Abstände lediglich mit Hilfe eines handelsüblichen Meterstabes durchgeführt wurden.

Die Messung wurde für vier verschiedene Abstände zwischen Quelle und Detektor ausgeführt. Dabei wurde die Messzeit $T_0 = 120 \text{ s}$ für alle Messungen eingehalten. Es ergaben sich folgende Meßwerte:

| | d (cm) | N (counts) |
|-----------|---------|------------|
| Messung 1 | 25,1554 | 440226 |
| Messung 2 | 32,1554 | 300047 |
| Messung 3 | 39,1554 | 213996 |
| Messung 4 | 46,1554 | 161486 |

Für die verschiedenen Kombinationen ergab sich eine 4×4 - Matrix:

| in 10^{-5} s | 1 | 2 | 3 | 4 |
|------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| 1 | - | $7,171 \pm 0,047$ | $7,005 \pm 0,152$ | $7,377 \pm 0,272$ |
| 2 | $7,171 \pm 0,047$ | - | $6,682 \pm 0,031$ | $7,630 \pm 0,100$ |
| 3 | $7,005 \pm 0,152$ | $6,682 \pm 0,031$ | - | $9,263 \pm 0,021$ |
| 4 | $7,377 \pm 0,272$ | $7,630 \pm 0,100$ | $9,263 \pm 0,021$ | - |

Für die Totzeit ergibt sich der Mittelwert zu: $\tau = (7,521 \pm 0,104) 10^{-5} \text{ s}$

3.2.2 Ermittlung des Absorptionskoeffizienten

Wir führten die Messung mit einem Gesamtabstand zwischen Detektor und Probe von $(21,9 \pm 0,5)$ cm durch. Vor der Ermittlung des Absorptionskoeffizienten wollen wir zuerst auf einige Fehler aufmerksam machen, welche bei der Messung berücksichtigt werden müssen.

Bei der Messung lag die Zahl der Counts zwischen 34514 und 1887562. Es ist nun notwendig, den statistischen Fehler $\Delta N = \sqrt{N}$ zu untersuchen. Für unsere Counts ergibt sich ein Bereich 185 und 1373. Prozentual zu den gemessenen Counts gesehen ergibt sich ein Bereich von 0,072 % bis 0,536 %. Dieser Fehler kann aufgrund der verschwindend geringen Auswirkung vernachlässigt werden.

Desweiteren sei auf einen Winkelfehler hingewiesen. Die Strahlen durchqueren die Bleiplatte nicht unbedingt auf dem kürzesten Weg d , sondern aufgrund des Öffnungswinkels entlang eines längeren Weges d' . Diesen Unterschied wollen wir nun berechnen:

Im rechtwinkligen Dreieck gilt:

$$\begin{aligned} (d' \sin \alpha)^2 + d^2 &= d'^2 \\ \Rightarrow d' &= \frac{d}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} \end{aligned}$$

Aus der Geometrie folgt:

$$\begin{aligned} \sin \alpha &= \frac{r_{\text{Detektor}}}{l} \\ &= \frac{1,965\text{cm}}{21,9\text{cm} - 6,4\text{cm}} \\ &= 0,129 \end{aligned}$$

$$\Rightarrow d' = 1,0084d$$

Auch dieser Fehler ist im Rahmen der Messgenauigkeit zu vernachlässigen. Ebenso vernachlässigen wir die Absorption der umgebenden Luft.

Bei der Messung der Umgebungsstrahlung ohne Probe stellten wir fest, daß ein apparaturbedingter Fehler auftrat. In den ersten Kanälen und ab Kanal 2000 wurden Counts in übermäßigem Maße gemessen. Bei der Auswertung der Counts der richtigen Messungen haben wir diese Bereiche vernachlässigt. Dies ist auch am folgenden Schaubild sehr eindeutig zu erkennen.

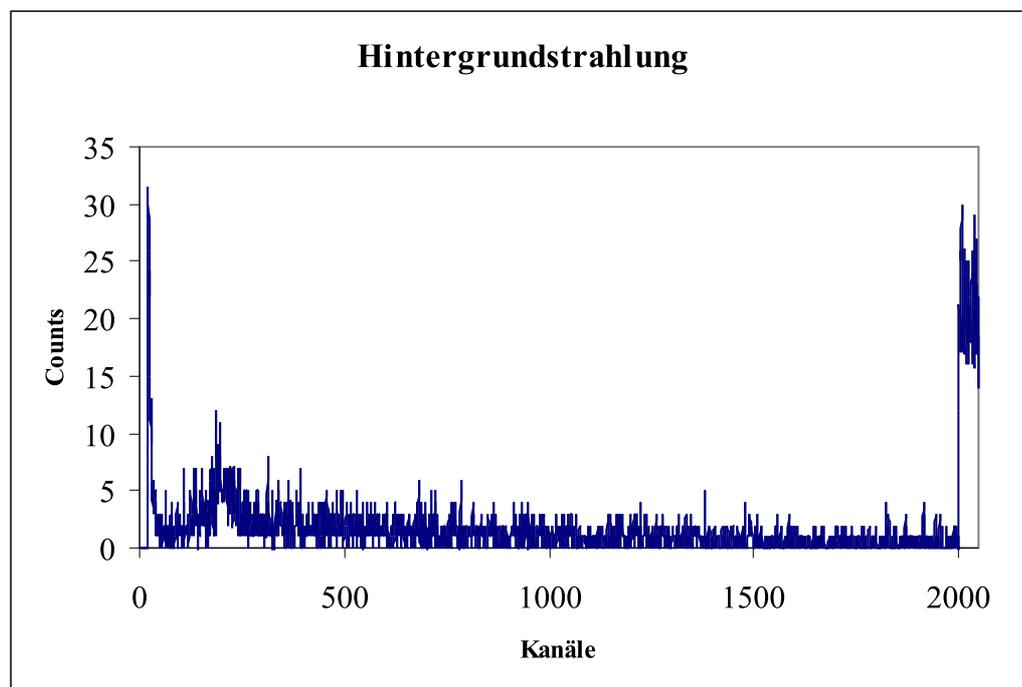


Abbildung 26: Umgebungsstrahlung ohne Probe

Zur Auswertung berücksichtigten wir nur die Summe der Counts aus den 100 Kanälen vor und nach dem Photopeak, aufgrund der Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten. Zur Korrektur der Werte subtrahierten wir die entsprechende, auf die Messzeit hochgerechnete Summe der Counts aus der Hintergrundstrahlung. Die Messung ergab folgende Wert:

| Dicke (m) | N_{reg} | N_{Det} | Zeit (s) | Dosisleistung A (1/s) | $\ln(A/A_0)$ |
|-----------|-----------|-----------|----------|-----------------------|--------------|
| 0 | 350294 | 527228 | 241 | 2187,67 | |
| 0,002 | 355891 | 474206 | 300 | 1580,69 | -0,32 |
| 0,004 | 315512 | 392243 | 333 | 1177,91 | -0,62 |
| 0,008 | 383001 | 436567 | 626 | 697,39 | -1,14 |
| 0,016 | 532261 | 559378 | 2146 | 260,66 | -2,13 |
| 0,032 | 84472 | 85170 | 2089 | 40,77 | -3,98 |
| 0,048 | 17019 | 17051 | 2586 | 6,59 | -5,80 |
| 0,064 | 4879 | 4883 | 3711 | 1,32 | -7,42 |

Die Werte des Logarithmuses der Dosisleistung wurden im folgenden Diagramm veranschaulicht. Mit Hilfe dieses Diagramms wurde die Regressionsgerade bestimmt, deren Steigung dem Absorptionskoeffizienten entspricht.

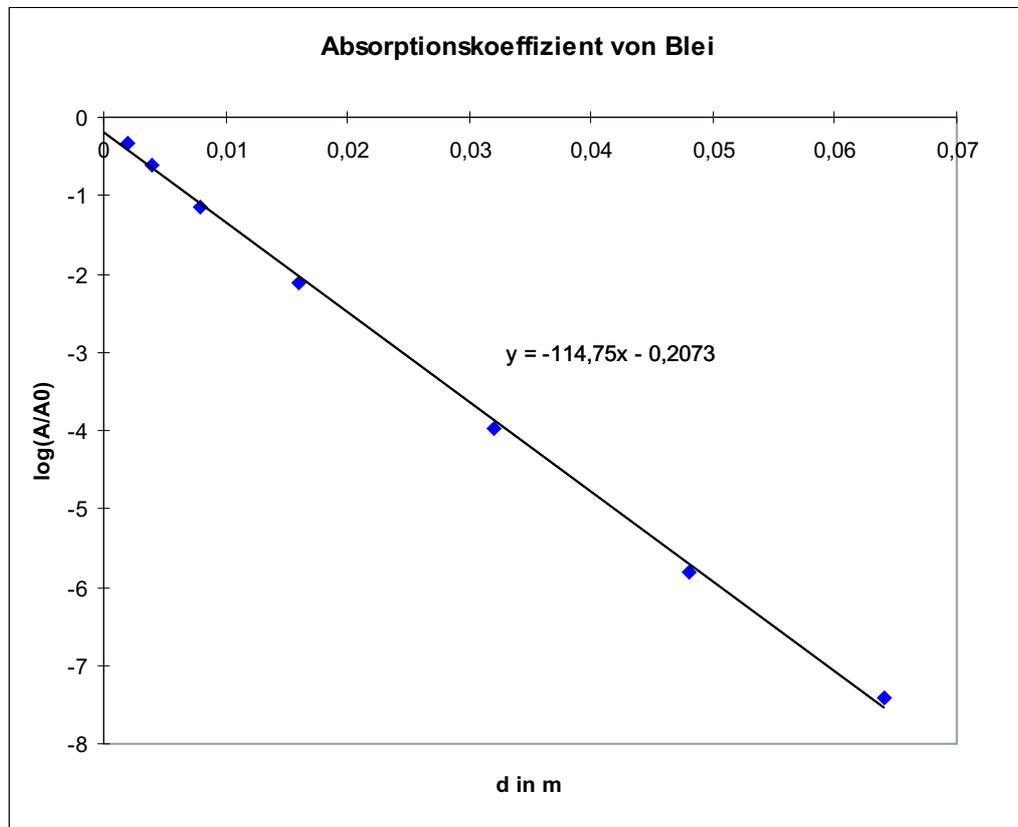


Abbildung 27: Diagramm zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten

Im Diagramm ergibt sich eine sehr schöne Regressionsgerade der Messwerte, welche die Steigung $-114,75$ und den y-Achsenabschnitt $-0,207$ besitzt. Dies entspricht einem Absorptionskoeffizienten von $\mu = 114,75 \frac{1}{m}$. Die Gerade sollte eigentlich eine Ursprungsgerade sein. Aufgrund der geringen Abweichung ist dies jedoch im Rahmen einer sinnvollen physikalischen Messgenauigkeit gegeben.

3.3 Compton-Effekt

Zuerst kalibrierten wir die beiden Detektoren mit $^{137}_{55}\text{Cs}$. Beim Photonen-detektor, der die gestreuten Gammaquanten detektiert, stellten wir den Photopeak bei Kanal 1868 fest und die $K_{\alpha 1}$ -Linie bei Kanal 231. Daraus ergibt sich eine Steigung von $0,358 \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}}$. Für Kanal 0 ergibt sich allerdings eine Energie von $-7,82 \text{keV}$.

Für den Elektronendetektor, der gleichzeitig Streuzentrum war, erhielten wir den Photopeak bei Kanal 1624 und die $K_{\alpha 1}$ -Linie bei Kanal 165. Hieraus berechnet sich die Steigung zu $0,402 \frac{\text{keV}}{\text{Kanal}}$. Bei Kanal 0 führt das jedoch zu einer Energie von $8,62 \text{keV}$.

Der extrem große Unterschied der 0-Kanal-Energie läßt zum einen auf eine sehr unterschiedliche Einstellung der beiden Detektoren schließen, könnte aber zum anderen auch ein Indiz für einen Fehler bei der Festlegung der Kanäle für Photopeak und $K\alpha$ -Linie sein.

Dieser Fehler müßte allerdings bei allen Messungen in gleicher Größenordnung ersichtlich sein. Bei der weiteren Analyse der Messwerte läßt sich dies aber nicht erkennen.

Wir gehen im Folgenden von einer Messungenauigkeit bei der Winkelbestimmung von 5 Grad aus, da die Skala nicht so genau abgelesen war.

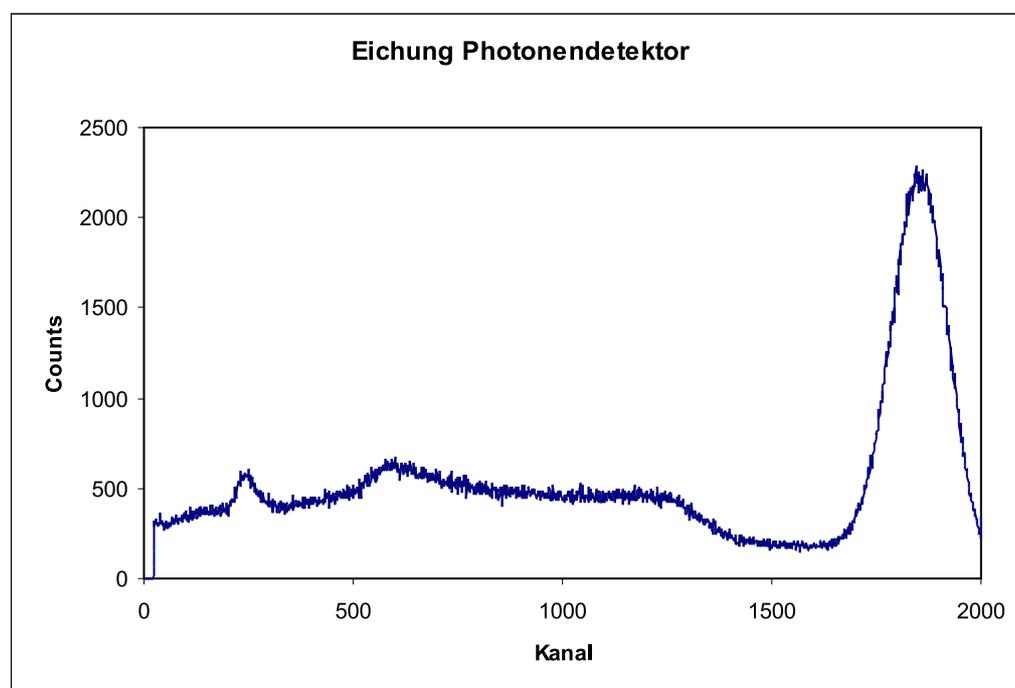


Abbildung 28: Eichung Photonendetektor

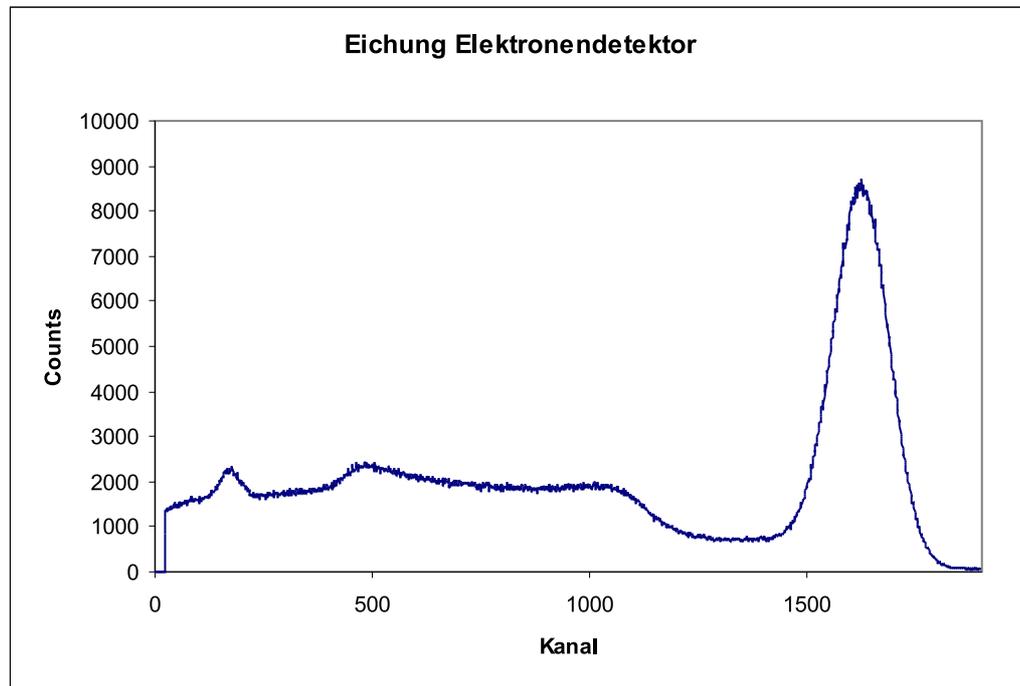


Abbildung 29: Eichung Elektronendetektor

Die Energie der gestreuten Gammaquanten läßt sich, abhängig vom Winkel, folgendermaßen berechnen:

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma} &= \frac{E_{\text{Elektron},0}}{1 - \cos \theta + \frac{E_{\text{Elektron},0}}{E_{\gamma,0}}} \\
 &= \frac{511 \text{keV}}{1 - \cos \theta + \frac{511 \text{keV}}{661,65 \text{keV}}}
 \end{aligned}$$

Für den Gauss-Fehler ergibt sich folgende Formel:

$$\Delta E_{\gamma} = - \frac{E_{\text{Elektron},0} \sin \theta}{\left(1 - \cos \theta + \frac{E_{\text{Elektron},0}}{E_{\gamma,0}}\right)^2} \Delta \theta$$

Bei der 0 Grad-Messung benutzen wir aber nicht den Gauss-Fehler sondern den Größtfehler von $\pm 3,24 \text{keV}$.

Für die Messung der Elektronen bekamen wir folgende Energien:

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

47

| Winkel in Grad | Kanal | Energie (keV) | Theoretisch (keV) | Abweichung in % |
|-------------------|-------|--------------------|----------------------|--------------------|
| 0 | 25 | $18,67 \pm 3,24$ | 0,00 | |
| 30 | 187 | $83,82 \pm 27,14$ | 97,81 | -14,31 |
| 60 | 578 | $241,04 \pm 23,86$ | 260,02 | -7,30 |
| 90 | 870 | $358,46 \pm 14,20$ | 373,33 | -3,98 |

Bei der 0 Grad-Messung haben wir den Peak bei 18,67 keV bestimmt. Allerdings gibt es hierbei zwei Probleme. Zum einen liegt der Theoriewert bei 0 keV, was bedeutet, daß die Elektronen keine Energie haben, das heißt gar nicht detektiert werden können. Zum anderen wurden an den Kanälen 0 - 23 keine Counts gemessen. Der Grund hierfür liegt wohl an der Messapparatur, d.h. an der Minimalenergie, die der Detektor maximal auflösen kann. Daher läßt sich die Kurve auf 0 extrapolieren und bekommt daher das Maximum bei den theoretisch bestimmten 0 keV.

Bei der 30 Grad-Messung lag wohl ein systematischer Fehler vor. So sind diese Werte alle um 10% - 14% zu klein. Daher kann auch nicht nur von einer falschen Winkelmessung ausgegangen werden.

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

48

Bei der 60 Grad-Messung liegt der Fehler der Summe von Elektronenenergie und Photonenenergie unter den beiden Einzelfehlern, was wohl auf einen falschen Winkel hindeutet. Die beiden kleinsten Fehler ergeben sich bei einem Winkel von 58 Grad.

Anstatt 90 Grad lag der wahre Winkel bei dieser Messung wohl bei 86 Grad, da bei diesem Winkel die beiden Einzelfehler der Elektronen- und Photonenenergie am nächsten beisammenliegen.

Für die Energie der gestreuten Gammaquanten ergibt sich folgende Tabelle:

| Winkel in Grad | Kanal | Energie (keV) | Theoretisch (keV) | Abweichung in % in % |
|-------------------|-------|------------------|----------------------|-------------------------|
| 0 | 1856 | 657,34 ± 3,24 | 661,65 | -0,65 |
| 30 | 1433 | 505,75 ± 27,14 | 563,84 | -10,30 |
| 60 | 1123 | 394,65 ± 23,86 | 401,63 | -1,74 |
| 90 | 860 | 300,39 ± 14,20 | 288,32 | 4,19 |

Hier ist der große Fehler bei der 30 Grad-Messung deutlich zu erkennen. Ansonsten stimmen die Werte, bis auf die oben schon genannte Winkelkorrektur ganz gut.

Die Summe der Energien der gestreuten Gammaquanten und Elektronen ergibt nach dem Energieerhaltungssatz die Energie des $^{137}_{55}\text{Cs}$ Gammaquants mit 661,65 keV. In wie weit wir dies nachweisen konnten, zeigt folgende Tabelle:

| Winkel in Grad | Summe (keV) | Literatur (keV) | relative Abw. in % |
|-------------------|----------------|--------------------|-----------------------|
| 0 | 676,02 | 661,65 | 2,17 |
| 30 | 589,57 | 661,65 | -10,89 |
| 60 | 635,69 | 661,65 | -3,92 |
| 90 | 658,85 | 661,65 | -0,42 |

Diese Summe muß zudem unabhängig vom eingestellten Winkel sein und zeigt daher, daß nur bei der ersten und vierten Messung an eine Winkelkorrektur zu denken ist. bei der dritten Messung ist es noch bedingt sinnvoll, da die einzelnen Werte sehr stark voneinander abweichen.

3 VERSUCHSAUSWERTUNG

49

Die 0 Grad-Messung ist an dieser Stelle nicht wie oben angedeutet durch Extrapolation korrigiert, wodurch ein Fehler von -0,65% erreicht würde.

Bei der 30 Grad-Messung, das zeigt sich hier nochmals deutlich, lag ein prinzipieller Fehler vor, so daß alle Werte um mindestens 10% zu niedrig ausfallen.

Anzumerken ist noch, daß wir mit der 30 Grad-Messung begonnen haben und danach die 60, 90 und 0 Grad-Messungen gemacht haben. Es ergab sich also eine Verbesserung des Ergebnisses von Messung zu Messung. Wir haben aber nichts verändert, womit wir dies erklären könnten.

Es folgen nun die 4 Histogramme für die Elektronenenergien und die 4 Histogramme für die Energien der gestreuten Gammaquanten. Zu beachten ist die geringe Anzahl an Counts, die zu der starken Fluktuation und einem nur sehr ungenauen Ablesen des Peaks führt.

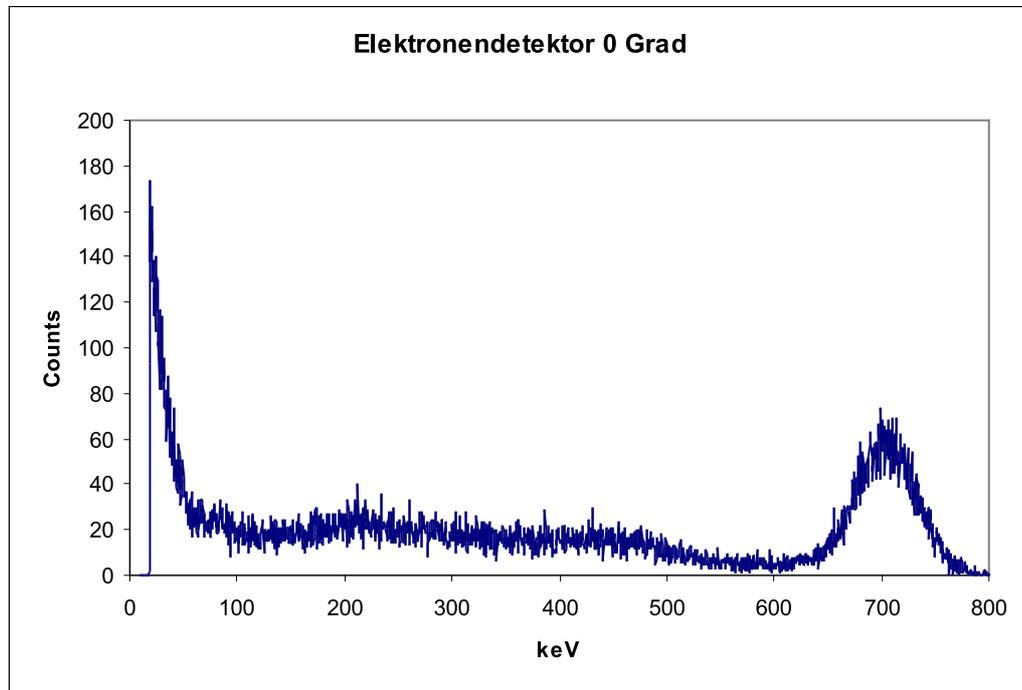


Abbildung 30: Elektronendetektor 0 Grad

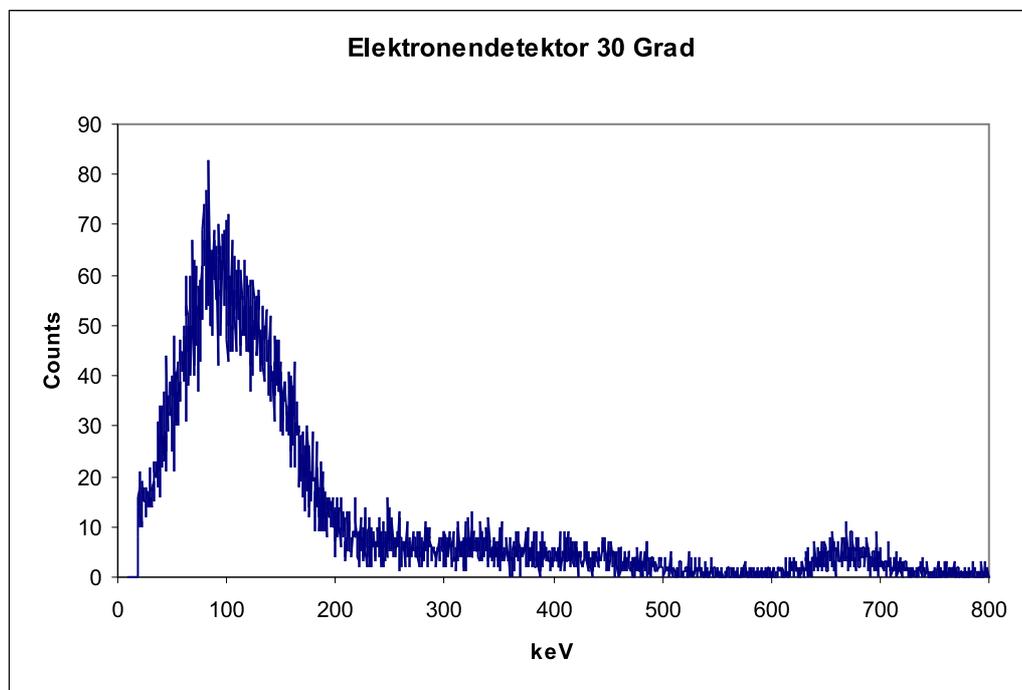


Abbildung 31: Elektronendetektor 30 Grad

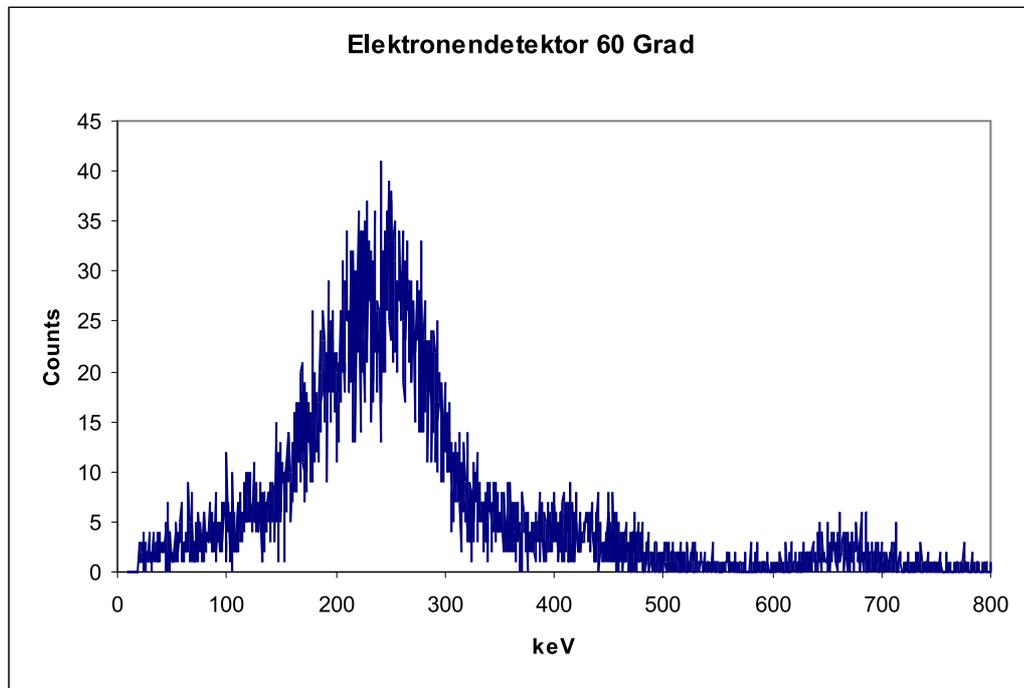


Abbildung 32: Elektronendetektor 60 Grad

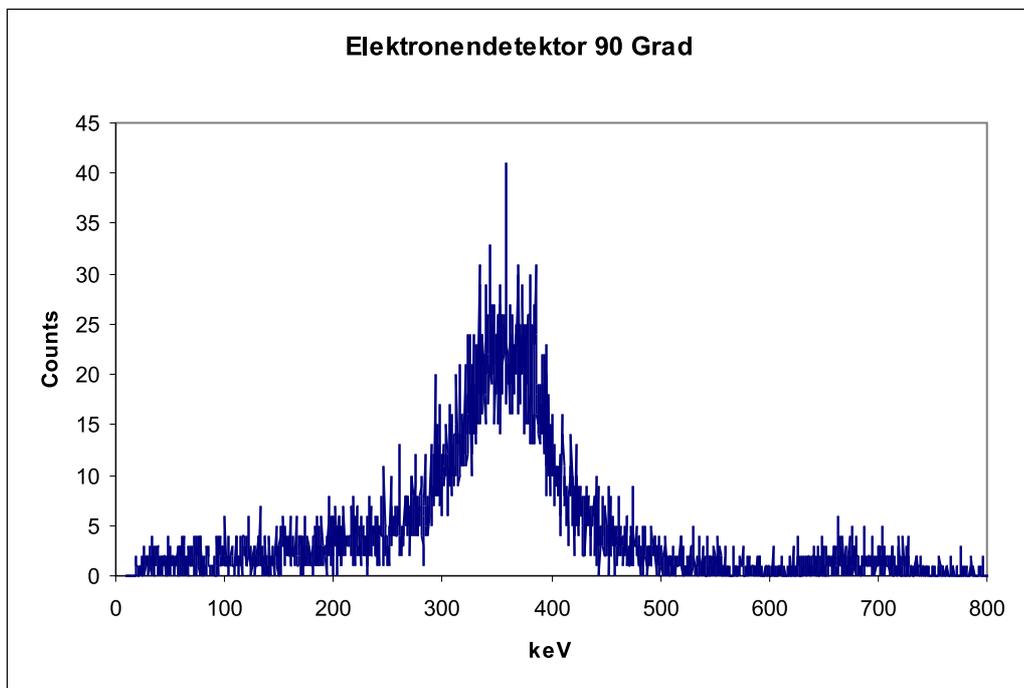


Abbildung 33: Elektronendetektor 90 Grad

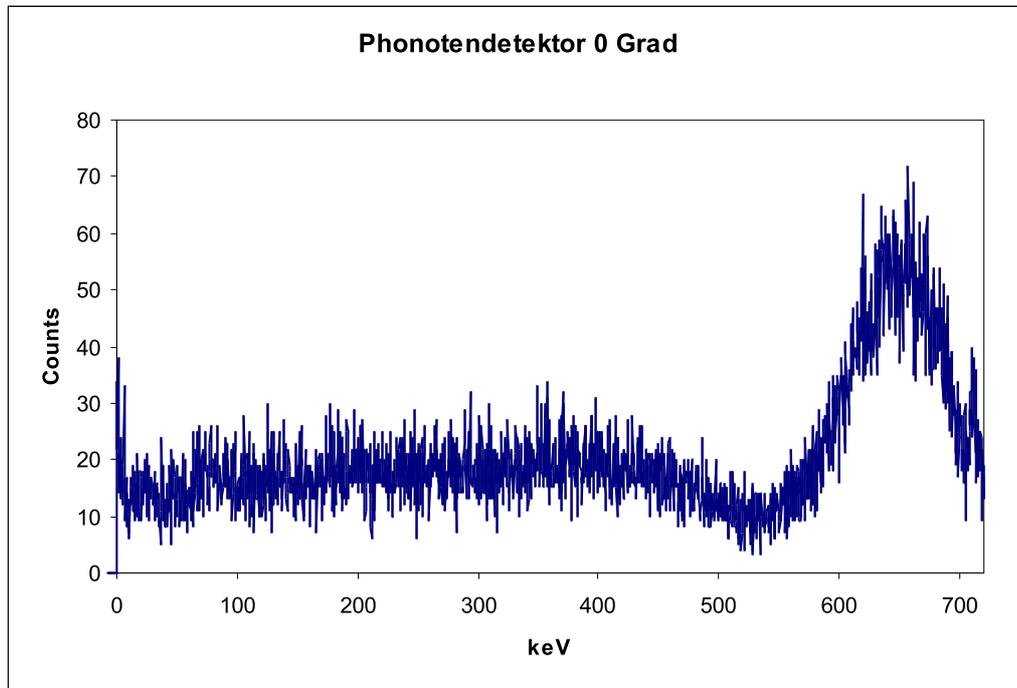


Abbildung 34: Photonendetektor 0 Grad

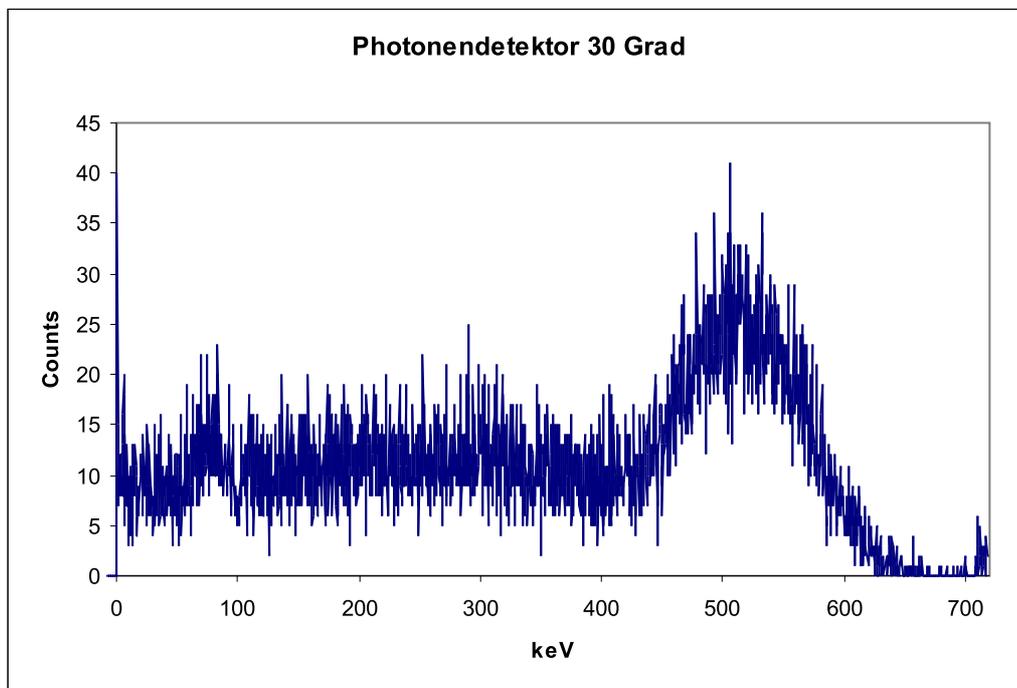


Abbildung 35: Photonendetektor 30 Grad

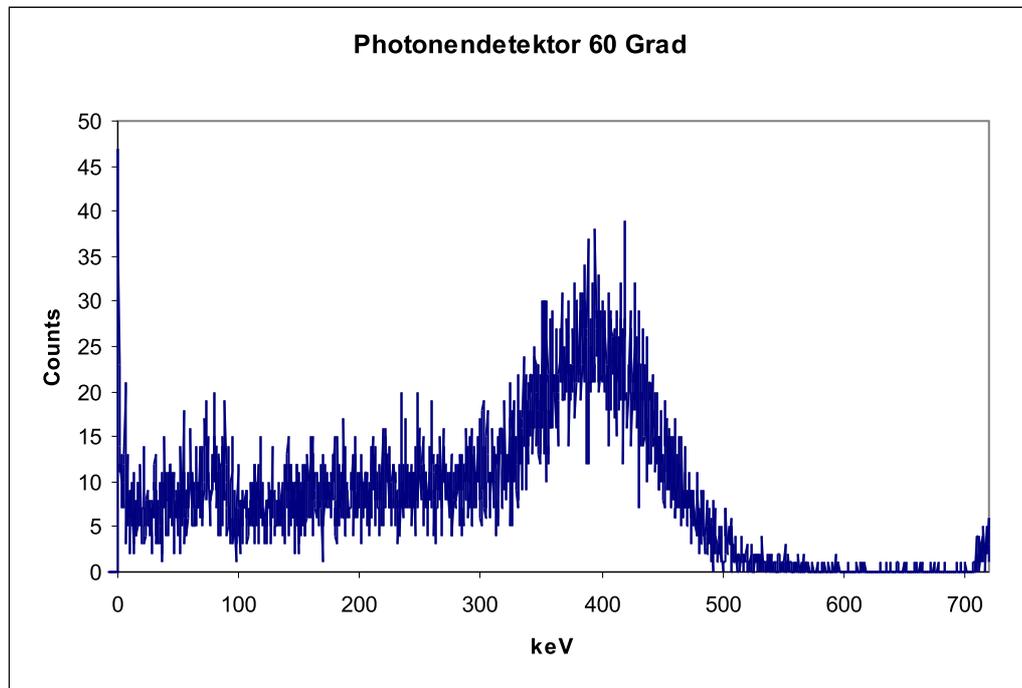


Abbildung 36: Photonendetektor 60 Grad

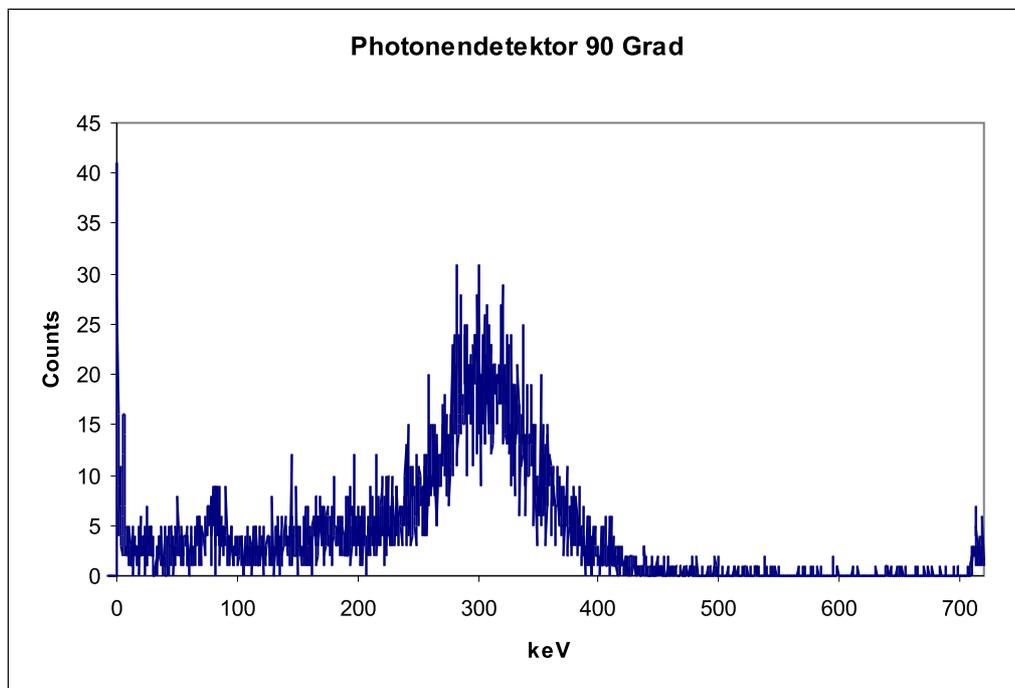


Abbildung 37: Photonendetektor 90 Grad

Literatur

- [1] O. C. Allkofer - Teilchen-Detektoren; 1971
- [2] G. Schatz, A. Weidinger - Nukleare Festkörperphysik; 1992
- [3] H. Vogel - Gerthsen Physik; 20. Auflage; 1999
- [4] G.Musio, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger - Kern- und Elementarteilchenphysik; VCH Verlagsgesellschaft; 1988
- [5] Bergmann Schaefer - Lehrbuch der Experimentalphysik Band 4 Teilchen; Walter de Gruyter; 1992
- [6] P. Marmier - Kernphysik I; Verlag der Fachvereine Zürich
- [7] <http://nucldata.nuclear.lu.se/nucldata/toi/>
- [8] Yoshihara, Kudo und Sekine; Periodic Table with Nuclides and Reference Data