

Versuchsanleitung Beta-Spektrometrie (BE)

Fortgeschrittenen-Praktikum im Studiengang Physik

Technische Universität Dresden
Institut für Kern- und Teilchenphysik

Betreuer: DP Stefan Zatschler

aktualisiert November 2015

1 Aufgabenstellung

1. Aufnahme und Diskussion des γ -Untergrundes der Isotope ^{137}Cs und ^{85}Kr .
2. Aufnahme und Diskussion der Beta-Spektren von ^{137}Cs und ^{85}Kr .
3. Energiekalibrierung und Bestimmung der Auflösungsgrenze des Spektrometers.
4. Bestimmung der Grenzenergien der Beta-Spektren von ^{137}Cs und ^{85}Kr .
5. Untersuchung der Wechselwirkung von Beta-Strahlung mit Materie.

2 Vorbetrachtung

2.1 Beta-Umwandlung

Der Begriff Radioaktivität beschreibt die Eigenschaft instabiler Atomkerne sich spontan unter Energieabgabe umzuwandeln. Dies kann unter Emission ionisierender Strahlung geschehen und führt zu einem energetisch günstigerem Endzustand. Einen Typ radioaktiver Umwandlung stellt der Beta-Zerfall dar. Es ist zwischen den Umwandlungen vom Typ

$$\beta^+ : \quad p \longrightarrow n + e^+ + \nu_e \quad \text{und} \quad (1)$$

$$\beta^- : \quad n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2)$$

zu unterscheiden. Da sich aufgrund der Energiebilanz nur das Neutron in ungebundenem Zustand umwandeln kann, ist es sinnvoll, den Beta-Zerfall über die Umwandlung der Kerne

$$\beta^+ : \quad {}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z-1}\text{Y} + e^+ + \nu_e \quad \text{und} \quad (3)$$

$$\beta^- : \quad {}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z+1}\text{Y} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4)$$

zu beschreiben. Beta-Umwandlungen werden durch die schwache Wechselwirkung vermittelt. Bei einem β^- Zerfall wandelt sich ein Neutron unter Abstrahlung eines W^- Bosons in ein Proton um. Das W^- Boson zerfällt unmittelbar in ein Elektron-Antielektronneutrino-Paar. Je nach Spin-Einstellung von emittiertem Neutrino und Elektron wird der Beta-Zerfall in FERMI- (Spins antiparallel: $S = 0$) und GAMOW-TELLER-Übergänge (Spins parallel: $S = 1$) unterteilt. Der Zusammenhang zwischen den Kernspins des Ausgangskern I_I und Tochterkern I_F wird dann durch

$$I_F = I_I + L \quad \text{für den FERMI-Typ und} \quad (5)$$

$$I_F = I_I + L + 1 \quad \text{für den GAMOW-TELLER-Typ} \quad (6)$$

beschrieben. Die Änderung der Parität

$$\Delta\pi = (-1)^L \quad (7)$$

ist abhängig vom Drehimpuls L des emittierten Elektron-Neutrino-Paars. Dabei bedeutet $\Delta\pi = 1$, dass die Paritäten von Mutter- und Tochterkern gleich sind. Eine Änderung der Parität findet für $\Delta\pi = -1$ statt. Beta-Umwandlungen werden nach der Drehimpulsquantenzahl L kategorisiert. Es sind erlaubte und n-fach verbotene Übergänge zu unterscheiden. Eine Übersicht mit den korrespondierenden Auswahlregeln ist in Tabelle 1 zu finden.

Tabelle 1: Übersicht von Auswahlregeln für Beta-Übergänge nach FERMI und GAMOW-TELLER.

Übergangstyp	FERMI			GAMOW-TELLER	
	L	ΔI	$\Delta\pi$	ΔI	$\Delta\pi$
Erlaubt	0	0	1	(0), 1	1
1-fach verboten	1	(0), 1	-1	0, 1, 2	-1
2-fach verboten	2	(1), 2	1	2, 3	1
3-fach verboten	3	(2), 3	-1	3, 4	-1
4-fach verboten	4	(3), 4	1	4, 5	1

2.2 Umwandlung von ^{137}Cs und ^{85}Kr

Das Cäsium-Isotop ^{137}Cs besitzt eine Halbwertszeit von ca. 30 Jahren und wandelt sich über β^- Umwandlung in das Barium-Isotop ^{137}Ba um. Zu 5,6% erfolgt die Umwandlung in den Grundzustand. Die hierbei freigesetzte maximale Beta-Energie beträgt 1,176 MeV. Zu 94,4% wird der metastabile Zustand ^{137m}Ba unter Freisetzung einer maximalen Beta-Energie von 513,97 keV erreicht. Dieser besitzt eine Halbwertszeit von 2,55 min und kann sich über Emission eines γ -Quants mit einer Energie von 661,66 keV in den Grundzustand ^{137}Ba abregen. Der Übergang von ^{137m}Ba in den Grundzustand kann jedoch auch durch Abregung mittels Konversionselektronen erfolgen. Dieser als „innere Konversion“ (IC) bezeichnete Prozess findet statt, wenn die Wellenfunktionen von Kern und Hüllenelektronen teilweise überlappen. Dabei kann die Energie des Kerns direkt auf das Hüllenelektron übertragen werden, was zum Herausschlagen des Elektrons führt. Die Energie der Konversionselektronen

$$E_{\text{IC}} = E_{\gamma} - E_B \quad (8)$$

berechnet sich aus der Differenz der Energie des angeregten Kerns E_{γ} und der Bindungsenergie E_B der Elektronen in den Schalen (siehe Tabelle 3). Die Konversionskoeffizienten α (Inner Conversion Coefficients, ICC) beschreiben das Verhältnis der Rate der generierten Konversionselektronen zur Rate der Abregungen über γ -Strahlung. Für feste Messzeiten kann α aus

$$\alpha = \frac{N_{\text{IC}}}{N_{\gamma}} = \frac{N_{\text{IC}}}{N_{\text{ges}} - N_{\text{IC}}} \quad (9)$$

erhalten werden. Hierbei sind N_{IC} die Zahl registrierter Abregungen über IC, N_{γ} die Zahl der γ -Umwandlungen und N_{ges} die Gesamtzahl aller gemessenen Umwandlungen über ^{137m}Ba . Die Konversionskoeffizienten α hängen u. a. von den folgenden Faktoren ab.

- Die ICC sinken stark mit steigender Energie E_{γ} .
- Die ICC steigen stark mit der Multipolordnung L .
- Die ICC steigen relativ stark mit der Kernladungszahl Z .
- Die ICC sinken mit der Hauptquantenzahl n (Elektronenschalen K, L, M, ...) [1].

Das Krypton-Isotop ^{85}Kr wandelt sich größtenteils unter Aussendung von Beta-Strahlung der maximalen Energie 687,1 keV direkt in das Rubidium-Isotop ^{85}Rb um. Zu 0,4% kann eine Umwandlung in metastabiles ^{85m}Rb erfolgen, welches sich über Aussendung eines γ -Quants in das stabile Isotop ^{85}Rb abregt. Die Umwandlungen von ^{137}Cs und ^{85}Kr sind schematisch in Abbildung 1 dargestellt.

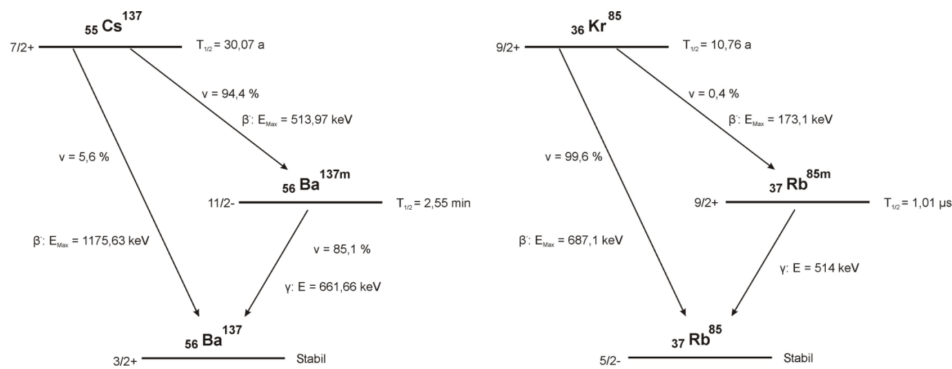


Abbildung 1: Vereinfachte Zerfallsschemata von ^{137}Cs und ^{85}Kr .

2.3 Beta-Spektrum und FERMI-Plot

Unter der Annahme, dass die Detektionseffizienz nicht wesentlich von der im Detektor deponierten Energiemenge abhängt, entspricht die im Versuch gemessene Impulshöhenverteilung dem Spektrum der emittierten Beta-Strahlung. In Abbildung 2 ist eine typische spektrale Verteilung dargestellt.

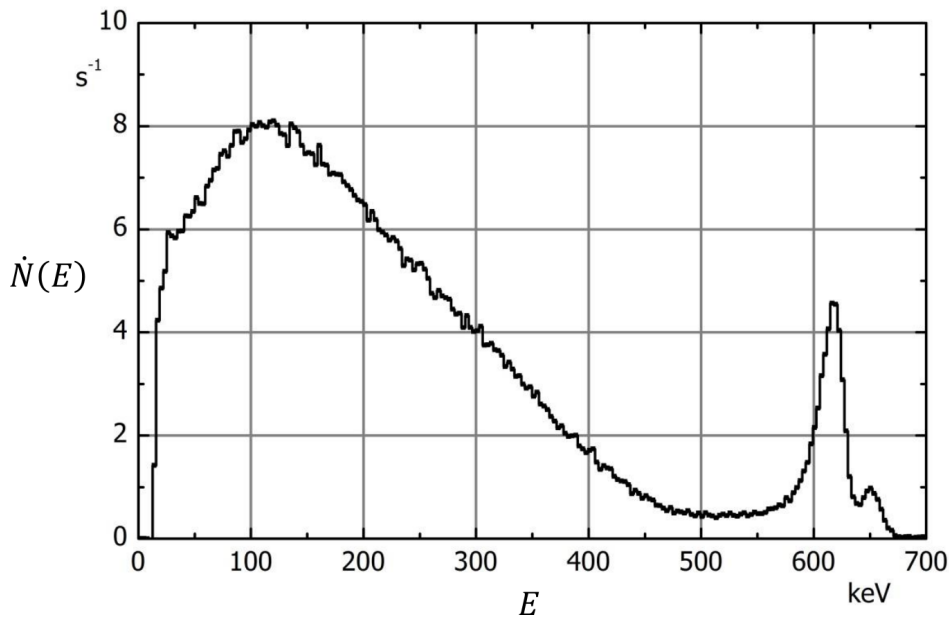


Abbildung 2: Typische spektrale Verteilung der detektierten Beta-Strahlung der Umwandlung von ^{137}Cs .

Die Form des Spektrums im Bereich des Endpunktes wird dominiert durch das Auftreten der charakteristischen Konversionspeaks, wodurch die Bestimmung der maximalen Energie der Beta-Strahlung schwierig ist. Eine genaue Kenntnis der Beta-Endpunktsenergie ist aber unerlässlich um beispielsweise eine obere Grenze der Elektron-Neutrinomasse aus dem Beta-Zerfall abzuschätzen. Daher benutzt man in vielen Fällen eine linearisierte Darstellung des Spektrums, aus der durch Extrapolation einer linearen Anpassung der Maximalwert E_0 der Beta-Energie abgelesen werden kann. Zur Beschreibung der kontinuierlichen Komponente des

Spektrums kann

$$N(E) \sim (E_0 - E)^2 \cdot p \cdot W \cdot F(Z, E) \cdot C_n(Z, E) \cdot C(Z, E)_{\text{SCR}} \cdot (1 \pm b/W) \quad (10)$$

für die Besetzung der Energieintervalle $N(E)$ gefunden werden [1]. Es sind

$$W = E + m_e \quad \text{die Gesamtenergie,} \quad (11)$$

$$p = \sqrt{W^2 - m_e^2} = \sqrt{E^2 + 2m_e E} \quad \text{der Impuls,} \quad (12)$$

$$E \equiv E_{\text{kin}} \quad \text{die kinetische Energie und}$$

$$m_e = 511 \text{ keV} \quad \text{die Ruheenergie der Elektronen.}$$

$F(Z, E)$ bezeichnet die sogenannte FERMI-Funktion. Diese ist im Allgemeinen abhängig vom betrachteten Nuklid und der Energie der Beta-Strahlung, kann jedoch im Rahmen des Versuches auf

$$F(Z, E) = 6 = \text{konst. für } ^{137}\text{Cs bzw. } F(Z, E) = 5 = \text{konst. für } ^{85}\text{Kr} \quad (13)$$

gesetzt werden. Weiterhin kann Gleichung (10) zu

$$N(E) \sim \text{konst.} \cdot (E_0 - E)^2 \cdot p \cdot W \cdot F(Z, E) \quad (14)$$

vereinfacht werden. Die linearisierte Darstellung

$$\sqrt{\frac{N(E)}{p \cdot W \cdot F(Z, E)}} = \text{konst.} \cdot (E_0 - E) \quad (15)$$

kann durch Umformung gewonnen werden. Durch Auftragung der linken Seite von Gleichung (15) über die Energie lässt sich die Maximalenergie E_0 der Beta-Strahlung näherungsweise bestimmen. Der resultierende FERMI-Plot ist exemplarisch in Abbildung 3 dargestellt.

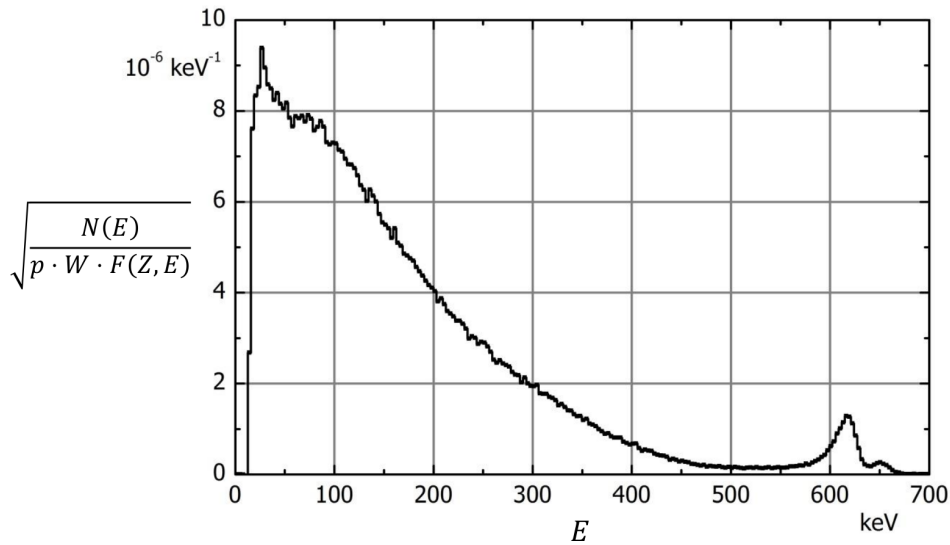


Abbildung 3: Linearisierte Darstellung mittels FERMI-Plot für die Beta-Umwandlung von ^{137}Cs .

Für eine verbotene Umwandlung kann mit diesem Startwert für E_0 ein weiterer Korrekturfaktor S_1 bestimmt werden. Ein erneutes Auftragen der linken Seite von obiger Gleichung (15), wobei zur FERMI-Funktion zusätzlich der Faktor

$$S_1 = (E + m_e)^2 - m_e + (E_0 - E)^2 \quad (16)$$

multipliziert wird, liefert die korrigierte Maximalenergie. Die Werte für E und m_e sind hier in keV einzutragen. Weiterführende Betrachtungen zum FERMI-Plot sind in [1] zu finden.

2.4 Energieverlust beim Durchdringen von Materie

Durchdringen Beta-Teilchen Materie, so finden Wechselwirkungen zwischen diesen und den Kernen der Atome bzw. Ionen und den Hüllenelektronen statt. Da Beta-Teilchen erheblich leichter sind als ihre Wechselwirkungspartner, wird ihre Flugrichtung fortwährend umgelenkt und der wahre Weg, den sie im Material zurücklegen, ist bedeutend länger als die jeweilige Eindringtiefe. Eine genaue Beschreibung der Wechselwirkungsprozesse ist z.B. in [2] zu finden. In Folge der Wechselwirkungen kommt es zum Energieübertrag der Beta-Teilchen auf das umgebende Medium. Im Praktikum soll der Energieverlust der Konversionselektronen anhand der Lage der Konversionspeaks bestimmt werden. Zum Vergleich werden zwei Modelle für den Energieverlust herangezogen.

Die BETHE-BLOCH-Gleichung für relativistische Elektronen

$$-\frac{1}{\varrho} \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = z^2 \frac{K Z}{2 A \beta^2} \left[\ln \left(\frac{\tau^2(\tau + 2)}{2(I/m_e)^2} \right) + F(\tau) - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (17)$$

beinhaltet neben den kinetischen Variablen $\beta = v/c$ und $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ die Energie der Beta-Teilchen ausgedrückt als $\tau = (\gamma - 1)$, sowie die Elektronenruhemasse m_e und die Ladung z der einfallenden Teilchen. Des Weiteren gehen Eigenschaften des zu durchdringenden Mediums ein wie die Dichte ϱ , die Kernladungszahl Z und die Massenzahl A . Da das Verhältnis Z/A in etwa konstant ist, hängt der Energieverlust pro Wegelement praktisch nur von der Dichte der durchstrahlten Materie ab. Eine leichte Abhängigkeit von Z entsteht durch die Anregungsenergie I , welche im Logarithmus eingeht. Für Aluminium findet man in [4] einen Wert von $I = 150$ eV. Der Term $F(\tau)$ ergibt sich zu

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - \ln 2(2\tau + 1)}{(\tau + 1)^2}, \quad (18)$$

und berücksichtigt, dass es sich bei der Wechselwirkung der einfallenden Beta-Teilchen mit den Elektronen des Targetmaterials um ununterscheidbare Teilchen handelt. Weiterhin werden im Unterschied zur BETHE-BLOCH-Gleichung für schwere geladene Teilchen (siehe z.B. [3]) Ablenkungseffekte aufgrund der geringen Elektronenmasse in Formel (18) berücksichtigt. Die Konstante K ergibt sich zu

$$K = 4\pi N_A r_e^2 m_e \approx 0,3071 \text{ MeV mol}^{-1} \text{ cm}^2 \quad (19)$$

aus der Avogadro-Zahl $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$, dem klassischen Elektronenradius $r_e = 2,818 \text{ fm}$ und der Elektronenmasse. Der Polarisationsverlust $\delta(\beta\gamma)$ spielt erst für Beta-Energien größer 1 MeV eine Rolle und kann im Versuch vernachlässigt werden.

Eine zweite Abschätzung für den Energieverlust von Beta-Teilchen in Materie kann nach dem Modell von LANDAU erhalten werden.

$$\Delta E = z^2 \frac{K}{2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} x \left[\ln \left(\frac{K Z m_e \rho}{2 I^2 (1 - \beta^2) A} x \right) - \beta^2 - \delta(\beta \gamma) \right] \quad (20)$$

Das Auftragen des Energieverlusts über die Flächenmasse $m_F = \rho \cdot x$ liefert in erster Näherung jeweils einen linearen Zusammenhang. Die experimentellen Werte sollten zwischen den Modellen nach BETHE-BLOCH und LANDAU liegen.

2.5 Detektion von Beta-Strahlung

In diesem Versuch wird ein Silizium-Halbleiterdetektor (SiHLD) zur Aufnahme der Beta-Spektren verwendet. Durch Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial geben die einfallenden Beta-Teilchen ihre gesamte Energie ab. Die erzeugten Elektron-Loch-Paare werden durch die angelegte Biasspannung von 60 V abgesaugt. Das Signal wird verstärkt und einem Pulshöhenanalysator zugeführt. Die bei der Umwandlung von ^{137}Cs emittierte γ -Strahlung wird vom SiHLD ebenfalls detektiert und muss bei der Auswertung des Spektrums berücksichtigt werden.

3 Erläuterungen zur Aufgabenstellung

3.1 Energiekalibrierung

Mit Hilfe der tabellierten Energiewerten der Konversionselektronen aus der Umwandlung von ^{137m}Ba und den Röntgenlinien von Blei, welche in [5] bzw. Tabelle 2 nachgeschlagen werden können, erfolgt die Energiekalibrierung des Spektrometers. Die COMPTON-Kante des γ -Untergrundspektrums von ^{137}Cs soll ebenfalls zur Kalibrierung genutzt werden. Die Maximalenergie der COMPTON-Elektronen

$$E_e = \frac{E_\gamma^2 (1 - \cos \vartheta)}{m_e + E_\gamma (1 - \cos \vartheta)} \quad (21)$$

tritt bei 180° -Rückstreuung auf und lässt sich aus der Energie der Photonen vor der Streuung E_γ und der Elektronenruhemasse m_e berechnen. Im Protokoll soll die Energiekalibration am Anfang durchgeführt werden und für alle weiteren Auswertungsschritte verwendet werden. Die Kalibration ist sowohl grafisch als auch tabellarisch darzustellen. Alle folgenden spektralen Verteilungen sind über den zugeordneten Energien aufzutragen.

3.2 Aufnahme und Diskussion des Gamma-Untergrundes von ^{137}Cs und ^{85}Kr

Zunächst ist der γ -induzierte Untergrund zu messen. Der SiHLD registriert auch die von ^{137}Cs und ^{85}Kr emittierte γ -Strahlung. Dieser Anteil muss aus allen Spektren eliminiert werden. Am Versuchsplatz finden Sie eine Aluminiumplatte. Schätzen Sie mit Hilfe der maximalen Reichweite von Beta-Teilchen die Mindestdicke einer Al-Platte ab, um die emittierten Elektronen abzuschirmen. Die Reichweite von Elektronen der Maximalenergie E in Materie kann mit

$$\frac{R_{\max}}{\text{cm}} = \frac{E / \text{MeV}}{2\rho / \text{g cm}^{-3}} \quad (22)$$

ermittelt werden. Die Dichte von Aluminium beträgt $\rho_{\text{Alu}} = 2,7 \text{ g/cm}^3$. Alternativ kann die Reichweite über das ESTAR Programm [6] berechnet werden. In Folge von Wechselwirkungen zwischen Beta-Teilchen und Materie wird auch Bremsstrahlung emittiert. Was schlussfolgern Sie für die Position des Absorbers bezüglich Quelle und Detektor?

3.3 Aufnahme und Diskussion des Beta-Spektrums von ^{137}Cs und ^{85}Kr

Hier sind die Beta-Spektren von ^{137}Cs sowie ^{85}Kr aufzunehmen und zu diskutieren.

3.4 Auflösungsvermögen des Spektrometers

Zur Bestimmung des Energieauflösungsvermögens eines Messsystems wird die Halbwertsbreite (FWHM) einer gemessenen Linie herangezogen. Im Praktikum sollen die Linien der K- und L-Konversionselektronen dafür verwendet werden. Das Auflösungsvermögen hängt gewöhnlich auch von der Energie ab. Es genügt also nicht, nur die Breite eines Kanals anzugeben, da das Auflösungsvermögen hauptsächlich durch den Detektor begrenzt wird und nicht durch die Kanalanzahl des Analog-Digital-Konverters. Beispiel-Angabe: $\Delta E = \text{FWHM} @ \text{Peaklage}$.

3.5 Konversionskoeffizienten

Berechnen Sie die Konversionskoeffizienten für Konversionselektronen der K- und L-Schale aus der Abregung von ^{137m}Ba und vergleichen Sie diese mit Literaturangaben.

3.6 Bestimmung der Grenzenergien der Beta-Strahlung von ^{137}Cs und ^{85}Kr

Bestimmen Sie die Maximalenergien der Beta-Teilchen aus der Umwandlung von ^{137}Cs und ^{85}Kr . Nutzen Sie dazu den FERMI-Plot. Behandeln Sie das Problem zunächst als erlaubten Zerfall zur Gewinnung eines Startwertes E_0 für eine iterative Lösung. Verwenden Sie das erhaltene E_0 zur Berechnung des Formfaktors S_1 für 1-fach-verbotene Beta-Umwandlungen. Berechnen Sie damit abschließend die Grenzenergie E_0 .

3.7 Untersuchung der Wechselwirkung von Beta-Strahlung mit Materie

Für Papier mit einer Flächenmasse von $m_F = 80 \text{ g/m}^2$ (1-4 Blätter übereinander) und Aluminium mit einer Flächenmasse von $m_F = 2,7 \text{ mg/cm}^2$ (je 3, 6, 9 und 12 Blätter) sollen die Beta-Spektren für ^{137}Cs und ^{85}Kr aufgenommen und die folgenden Untersuchungen durchgeführt werden.

a) Energieverlust von Elektronen beim Durchgang durch Al-Proben

Stellen Sie die mittlere Energie der K-Konversionselektronen in Abhängigkeit von der Flächenmasse m_F grafisch dar. Vergleichen Sie die gemessenen Werte mit Rechnungen nach der relativistischen BETHE-BLOCH-Theorie und nach der LANDAU-Theorie.

b) Absorption von Beta-Strahlung

Stellen Sie das Flächenintegral über den kontinuierlichen Anteil der Beta-Zerfälle in Abhängigkeit von der Flächenmasse m_F graphisch dar, und bestimmen Sie daraus die Schwächungskoeffizienten

μ_m . Es kann zur Näherung das exponentielle Schwächungsgesetz

$$N(m_F) = N(0) \cdot \exp(-\mu_m \cdot m_F) \quad (23)$$

genutzt werden, obwohl dieses streng genommen nur für Photonen gilt. Vergleichen Sie die ermittelten Schwächungskoeffizienten mit den Werten aus den Näherungsformeln

$$\frac{\mu_m}{\text{cm}^2/\text{g}} = \frac{17}{(E/\text{MeV})^{1,14}} \quad \text{für Papier und} \quad (24)$$

$$\frac{\mu_m}{\text{cm}^2/\text{mg}} = 0,008 \cdot Z^{0,28} \cdot (E/\text{MeV})^{-(1,57 - \frac{Z}{160})} \quad \text{für Aluminium.} \quad (25)$$

Im Falle von ^{137}Cs verwenden Sie hierfür die Energie des K-Konversionspeaks. Des Weiteren sind die Ergebnisse von Papier und Aluminium untereinander zu vergleichen. Welches Material ist besser für die Abschirmung der Beta-Strahlung geeignet?

c) Spektrum von ^{85}Kr hinter einer Bleiabschirmung

Nehmen Sie das Spektrum von ^{85}Kr mit einer Bleiabschirmung auf und diskutieren Sie dieses. Die charakteristischen Röntgenlinien der K-Schale des Bleis sind dabei mit in die Energiekalibrierung einzubeziehen. Beachten Sie dabei das Auflösungsvermögen des Detektors.

4 Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] J. Kantele, *Handbook of Nuclear Spectroscopy*, Academic Press, Harcourt Brace & Company, London, 1995.
- [2] W. Stolz, *Radioaktivität*, Teubner Verlag, Wiesbaden, 2005.
- [3] Particle Data Group (PDG), <http://pdg.lbl.gov/>.
- [4] K. Siegbahn, *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy*, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.
- [5] Table of Isotopes, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>.
- [6] Electron Stopping-Power and Range Tables (ESTAR), <http://physics.nist.gov/>.
- [7] X-Ray Data Booklet, <http://xdb.lbl.gov/>.
- [8] http://www.nucleide.org/DDEP_WG/Nuclides/Ba-137m_tables.pdf.

Anhang

Versuchsbeginn	8:00 Uhr
Ort	ASB 423 (Strahlenschutzunterweisung)
Ansprechpartner	DP Stefan Zatschler stefan.zatschler@tu-dresden.de

Tabellierte Werte

Tabelle 2: Energie und relative Intensität dominanter Röntgenlinien von Blei [5].

Bezeichnung	Energie	relative Intensität
$K_{\alpha 1}$	74,969 keV	46,80
$K_{\alpha 2}$	72,805 keV	27,80
$K_{\alpha 3}$	72,144 keV	0,043

Tabelle 3: Bindungsenergien und Konversionskoeffizienten von Barium [7, 8].

Bezeichnung	Wert
Bindungsenergie K-Schale von Barium	37,441 keV
Bindungsenergie L-Schale von Barium	5,989 keV
Konversionskoeffizient für K-Elektronen aus ^{137m}Ba	8,96%
Konversionskoeffizient für L-Elektronen aus ^{137m}Ba	1,67%

Hinweise zum Protokoll

- Deckblatt (Titel, Autoren, Gruppe, Betreuer, Versuchsdatum, Protokollabgabedatum)
- Inhaltsverzeichnis
- Aufgabenstellung
- Vorbetrachtungen (Erläuterung physikalischer Grundlagen, Formeln nummerieren)
- Beschreibung der Durchführung (Vorgehen muss nachvollzogen werden können)
- Auswertung (Messwerte mit Unsicherheiten, Fehlerbalken an Graphen)
- Diskussion (inklusive zusammenfassender Darstellung der gewonnen Ergebnisse)
- Literaturverzeichnis