

Fortgeschrittenenpraktikum für Bachelorstudenten der Physik

Versuch T2

Gamma-spektroskopie und Compton-Streuung

März 2010

Voraussetzungen

- Wechselwirkung von Photonen mit Materie
- Funktionsweise und Betrieb von Szintillationszählern

Versuchsziel

- Energiespektroskopie verschiedener γ -Strahler
- Messung der Compton-Streuung
- Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts
- Bestimmung der Elektronenmasse

Inhaltsverzeichnis

1	Energiespektroskopie von γ-Strahlern	3
1.1	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	3
1.2	Messung des Energiespektrums	3
1.3	Auflösungsvermögen	6
2	Die Compton-Streuung	8
2.1	Theoretische Beschreibung	8
2.2	Messung des Wirkungsquerschnitts	9
2.3	Effizienz von Detektoren	11
3	Versuchsdurchführung	12
3.1	Versuchsaufbauten	12
3.2	Energiespektroskopie	12
3.3	Compton-Streuung	12
4	Auswertung	14
4.1	Energiespektroskopie	14
4.2	Compton-Streuung	14
5	Anhang	15

Literatur

- [1] Brian Williams: Compton Scattering, Bo 145
- [2] William R. Leo: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Dr 155
(Kapitel 2.7, Kapitel 7, Kapitel 8)
- [3] Konrad Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Dr 143
- [4] Peter Schmüser: Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker, Bs 301
- [5] National Institute of Standards and Technology: Physical Reference Data
<http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/cover.html>

1 Energiespektroskopie von γ -Strahlern

1.1 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Treffen Photonen auf Materie, so können sie mit den Elektronen der Atomhülle oder mit den Atomkernen auf verschiedene Weise wechselwirken. Im Praktikum liegen die Energien der γ -Quanten im Bereich zwischen 5 keV und 2 MeV. Deshalb genügt es, an dieser Stelle die drei folgenden Wechselwirkungsprozesse zu betrachten:

- **Photoeffekt:** Wird ein Photon der Energie E_γ von einem Elektron in der Atomhülle (Bindungsenergie E_B) absorbiert, kann dadurch das Elektron so beschleunigt werden, dass es den Atomverband mit der kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = E_\gamma - E_B$ verlässt.

Aus einer Rechnung in Bornscher Näherung ergibt sich der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie E_γ , die nicht zu groß gegen die Elektronenmasse m_e sein darf, und von der Kernladungszahl Z zu

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}.$$

Für $E_\gamma \gg m_e c^2$ gilt

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma}.$$

- **Compton-Streuung:** Ein Photon mit weit höherer Energie kann an einem Hüllenelektron gestreut werden. Dabei muss E_γ so groß sein, dass die Bindungsenergie vernachlässigt werden kann. Man spricht auch von einer Streuung an einem quasifreien Elektron. Im Unterschied zum Photoeffekt bleibt hier das Photon erhalten, gibt aber Energie an das Elektron ab. Die Theorie liefert für den Wirkungsquerschnitt das Ergebnis

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto Z \cdot f(E_\gamma),$$

wobei $f(E_\gamma)$ eine Funktion ist, die mit zunehmender Energie E_γ fällt.

- **Paarerzeugung:** Ist die Energie des Photons so groß, dass sie die doppelte Masse eines Elektrons übersteigt, kann aus ihr ein Elektron-Positron-Paar erzeugt werden. Aus Gründen der Impuls- und Energieerhaltung ist dieser Prozess aber nur in der Umgebung eines Stoßpartners (z. B. eines Atomkerns) möglich. Die Schwellenenergie dieses Prozesses liegt aus diesem Grund nicht genau bei $2m_e c^2$, sondern bei

$$E_\gamma^{\text{min}} = 2m_e c^2 \left(1 + \frac{m_e}{M} \right).$$

M ist darin die Masse des Stoßpartners. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\sigma_{\text{Paar}} \propto Z^2 \ln E_\gamma.$$

Der zum Wirkungsquerschnitt σ proportionale Massenabsorptionskoeffizient $\mu' = \mu/\rho$ ist für γ -Strahlen in Blei in Abbildung 1 dargestellt.

1.2 Messung des Energiespektrums

Die Aufnahme eines Energiespektrums ist in Abbildung 2 schematisch dargestellt. Wenn ein Photon in das Szintillatormaterial eintritt, gibt es dort seine Energie ab, welche in Form von Lichtblitzen an die Photokathode des Photoelektronenvervielfachers geleitet wird. Die dort frei werdenden Elektronen werden vervielfacht und am Ausgang durch einen Verstärker und einen Pulsformer (Differenziator oder Integrator) zu einem Vielkanalanalysator geleitet, der die Pulshöhen auf einer Energieskala sortiert und schließlich ein Pulshöhendiagramm erstellt.

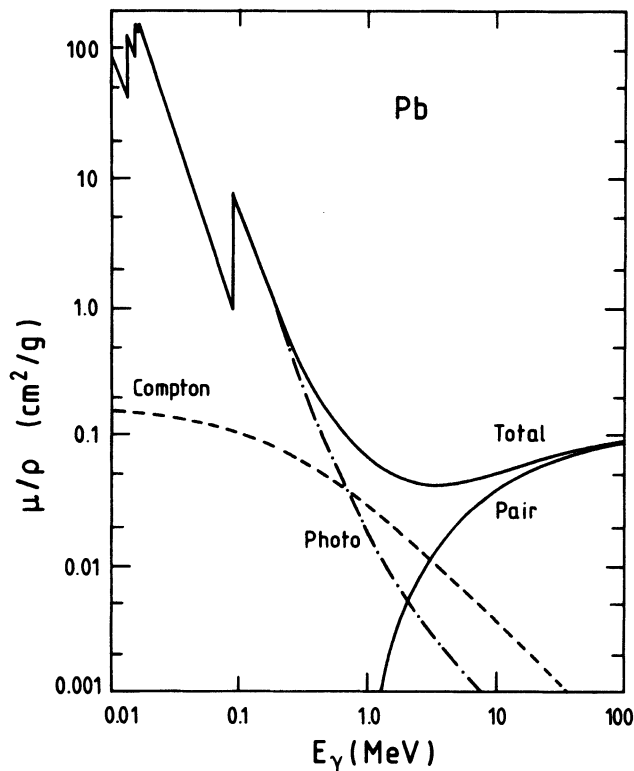


Abbildung 1: Massenabsorptionskoeffizient für Photoeffekt, Compton-Effekt und Paarerzeugung in Blei in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Photonen [3]

Photospektrum

Durch den Photoeffekt wird ein Elektron aus einer inneren Schale entfernt. Die Energie eines solchen Elektrons beträgt $E_e = E_\gamma - E_B$, wobei der zweite Term die Bindungsenergie des Elektrons berücksichtigt. Für NaI(Tl), bei dem ein Elektron aus der K-Schale des Jod-Atoms entfernt wird, beträgt diese Bindungsenergie $E_B = 36 \text{ keV}$. Die entstandene Lücke wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt, wobei Röntgenstrahlung entsteht, die wiederum einen Photoeffekt verursachen kann. Wird diese Sekundärstrahlung ebenfalls im Szintillator umgesetzt, so entsteht tatsächlich ein Peak bei E_γ . Falls das Röntgen-Photon jedoch aus dem Szintillatormaterial entweicht, so entsteht ein Peak bei $E_e = E_\gamma - E_B$.

Experimentell erhält man aufgrund der begrenzten Auflösung des Detektors anstelle zweier scharfer Linien eine mehr oder weniger breite Gaußverteilung. Das ideale und das gemessene Spektrum, das durch den Photoeffekt verursacht wird, ist in Abbildung 3 dargestellt.

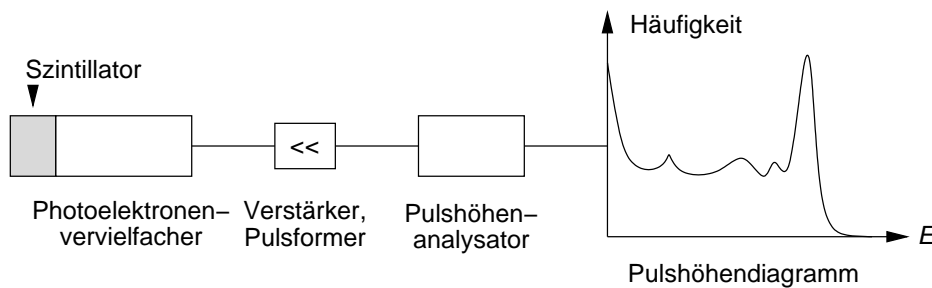


Abbildung 2: Aufnahme eines Pulshöhendiagramms

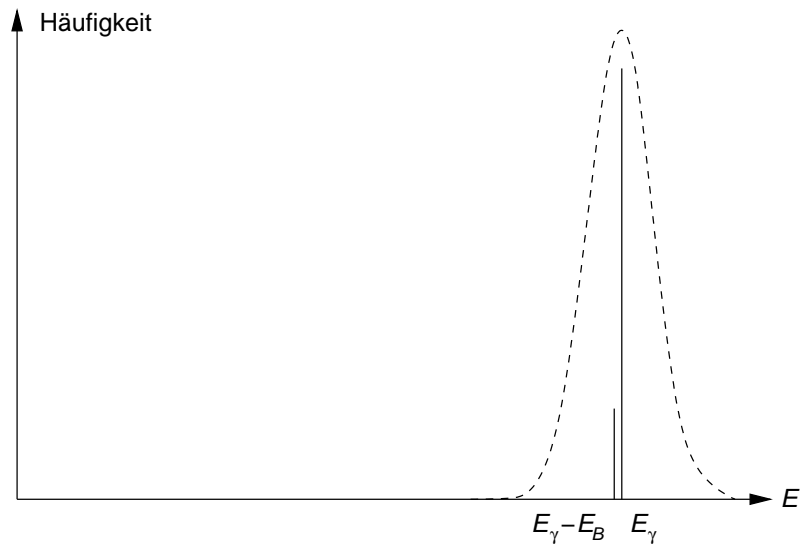


Abbildung 3: Pulshöhendiagramm bei Auftreten des Photoeffekts. Durchgezogen: ideales Linienpektrum, gestrichelt: gemessene Verteilung.

Compton-Spektrum

Für γ -Energien oberhalb von 200 keV wird im NaI(Tl)-Kristall der Compton-Effekt dominierend. Die freigesetzten Elektronen übernehmen hierbei nicht die gesamte Energie E_γ , sondern zeigen eine kontinuierliche Energieverteilung. Bei einem zentralen Stoß zwischen Photon und Elektron ($\theta = 180^\circ$) ist die Elektronenergie maximal, sie beträgt dann (siehe Gleichung (4) in Abschnitt 2.1):

$$E_e^{\max} = E_C = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma}}$$

Diese maximale Energie wird auch Compton-Kante E_C genannt. Bei nicht-zentralem Stoß ist E_e geringer, wie Abbildung 4 zeigt. Die theoretische Verteilung der Elektronenergien folgt dabei der Klein-Nishina-Formel (siehe Gleichung (3)). Die experimentell gemessene Verteilung in Abbildung 4 ist durch die Auflösung des Detektors gegenüber der theoretischen Kurve verschmiert. Simulationsrechnungen mit einer Gaußverteilung als Auflösungskurve zeigen, dass im experimentellen Spektrum der Wert der theoretischen Maximalenergie E_C auf der oberen abfallenden Flanke recht gut bei 70 % des experimentellen Maximums liegt. Dieses Ergebnis ist in weiten Bereichen unabhängig von der Breite der Auflösungskurve.

Das ideale und das gemessene Spektrum, das durch Photo- und Compton-Effekt verursacht wird, ist in Abbildung 5 dargestellt. Es enthält neben Photopeak, Photo-Escape-Peak, Compton-Kante und der anschließenden kontinuierlichen Energieverteilung noch den so genannten Rückstreupeak bei der Energie E_R . Er entsteht dadurch, dass der Compton-Effekt nicht nur im Szintillatormaterial, sondern auch in anderen Teilen des Versuchsaufbaus auftreten kann. Die dort gestreuten Photonen können danach in den Szintillator eindringen und ihre inzwischen verringerte Energie E'_γ dort abgeben. Die Energieverteilung der gestreuten Photonen entspricht gerade der gespiegelten Energieverteilung der Compton-Elektronen (Abbildung 4). Ihr Maximum liegt bei $E_R = E'_\gamma = E_\gamma - E_C$.

Paarerzeugungsspektrum

Nachdem das durch die Paarbildung erzeugte Positron abgebremst wurde, bildet es mit einem Elektron einen e^+e^- -Zustand, das so genannte Positronium. Dieses ist instabil und annihiliert in zwei (Parapositronium, Spins stehen antiparallel) oder drei (Orthopositronium, Spins stehen parallel) γ -Quanten. Unter der Annahme, dass das Positronium ruht, ergibt sich aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung, dass die beiden durch den Zerfall von Parapositronium erzeugten γ -Quanten unter einem Winkel von 180° mit $E_\gamma = m_e c^2$ auseinanderfliegen. Entweicht nun eines dieser Quanten undetektiert, so ergibt sich der so genannte Escape-Peak, der bei einer Energie liegt, die um $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$ niedriger ist als die

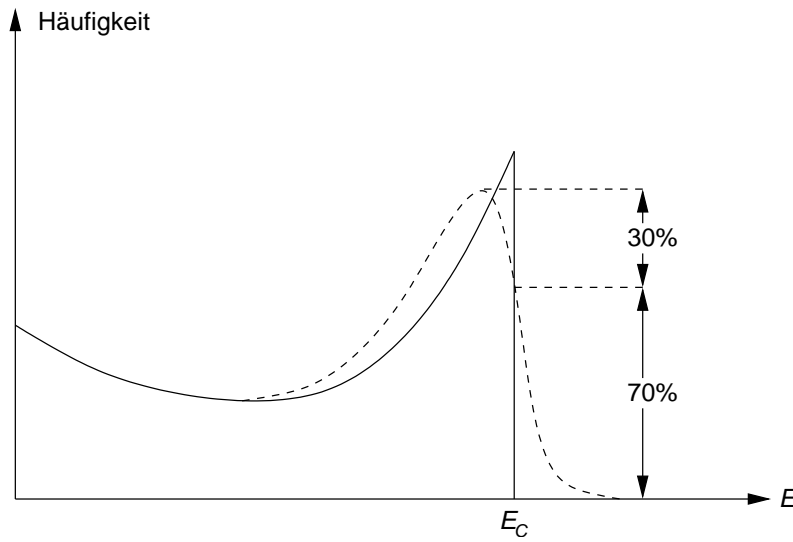


Abbildung 4: Energieverteilung der Elektronen beim Compton-Effekt. Durchgezogen: theoretische Verteilung (berechnet mit der Klein-Nishina-Formel), gestrichelt: gemessene Verteilung.

ursprüngliche Energie des Photons. Entweichen beide Quanten aus der Vernichtungsreaktion, so entsteht der Doppel-Escape-Peak bei einer Energie, die um $2m_e c^2$ reduziert ist.

Pulsspektrum aller Prozesse

In Abbildung 6 ist das gemessene Spektrum von γ -Quanten mit einer Energie von $E_\gamma = 2 \text{ MeV}$ dargestellt, aufgenommen mit einem NaI(Tl)-Szintillationszähler. Man erkennt Strukturen, die durch verschiedene Prozesse hervorgerufen werden:

- $E_\gamma = 2,00 \text{ MeV}$: Photopeak, Absorption der gesamten γ -Energie durch
 - Photoeffekt
 - Compton-Effekt mit Absorption des gestreuten Photons
 - Paarerzeugung mit Absorption beider Vernichtungsquanten
- $E_C = 1,77 \text{ MeV}$: Compton-Kante, Compton-Effekt mit zentralem Stoß und Verlust des gestreuten Photons
- $E_{\text{esc}}^{(1)} = E_\gamma - m_e c^2 = 1,49 \text{ MeV}$: Escape-Peak, Paarerzeugung mit Verlust eines Vernichtungsquants
- $E_{\text{esc}}^{(2)} = E_\gamma - 2m_e c^2 = 0,98 \text{ MeV}$: Doppel-Escape-Peak, Paarerzeugung mit Verlust beider Vernichtungsquanten
- $E_R = E_\gamma - E_C = 0,23 \text{ MeV}$: Rückstreupeak, Compton-Effekt außerhalb des Szintillators mit Absorption des gestreuten Photons

1.3 Auflösungsvermögen

Für die Energieauflösung gilt in Abhängigkeit von der Energie der einfallenden Teilchen

$$\frac{\Delta E}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} = \sqrt{a^2 + \frac{b^2}{E}} \quad (1)$$

Der zweite Summand b/\sqrt{E} ergibt sich aus der Poisson-Statistik, die die Erzeugung der Szintillationsphotonen dominiert. Der erste Summand a beschreibt alle übrigen Prozesse, die die Energieauflösung beeinflussen.

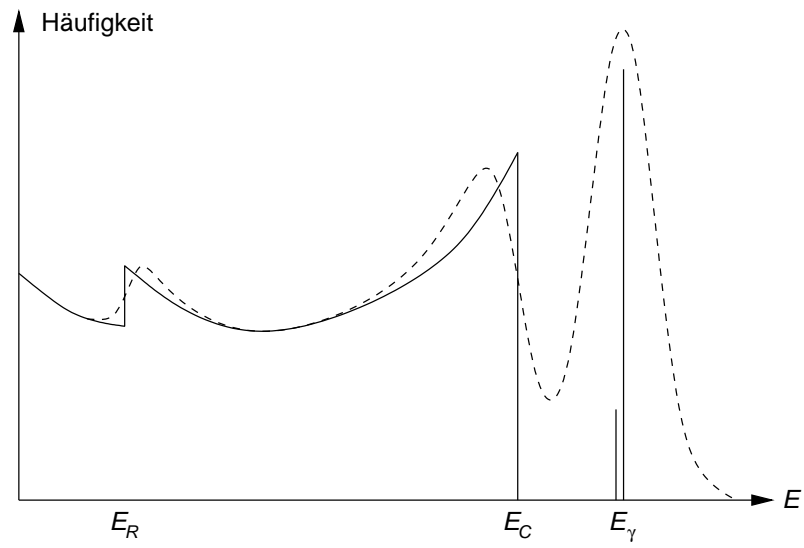


Abbildung 5: Pulshöhendiagramm bei Auftreten des Photo- und des Compton-Effekts. Durchgezogen: ideales Spektrum, gestrichelt: gemessene Verteilung.

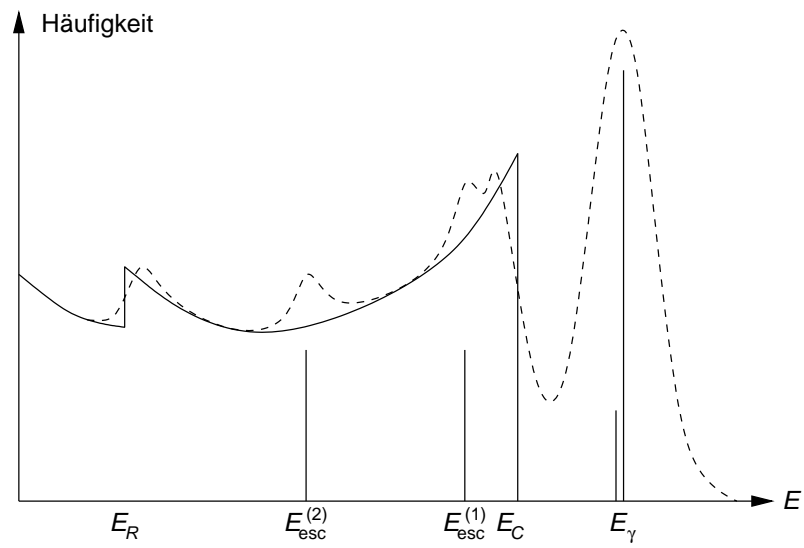


Abbildung 6: Spektrum von γ -Quanten mit einer Energie von 2 MeV

2 Die Compton-Streuung

2.1 Theoretische Beschreibung

Die Compton-Streuung ist die Streuung von Photonen an Elektronen:

$$\gamma + e \rightarrow \gamma + e$$

Man betrachtet ein einlaufendes Photon der Energie E_γ , das an einem ruhenden Elektron gestreut wird. Die Energie E'_γ des gestreuten Photons ist

$$E'_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{1}{1 + a(1 - \cos \theta)} \quad \text{mit} \quad a = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

Das gestoßene Elektron erhält die kinetische Energie E_e , welche beim zentralen Stoß maximal wird:

$$E_e = E_\gamma \cdot \frac{a(1 - \cos \theta)}{1 + a(1 - \cos \theta)} \quad \xrightarrow{\theta=180^\circ} \quad E_e^{\max} = E_\gamma \cdot \frac{2a}{1 + 2a} \quad (2)$$

Die beiden Energieverteilungen in Abhängigkeit vom Streuwinkel sind in Abbildung 7 dargestellt.

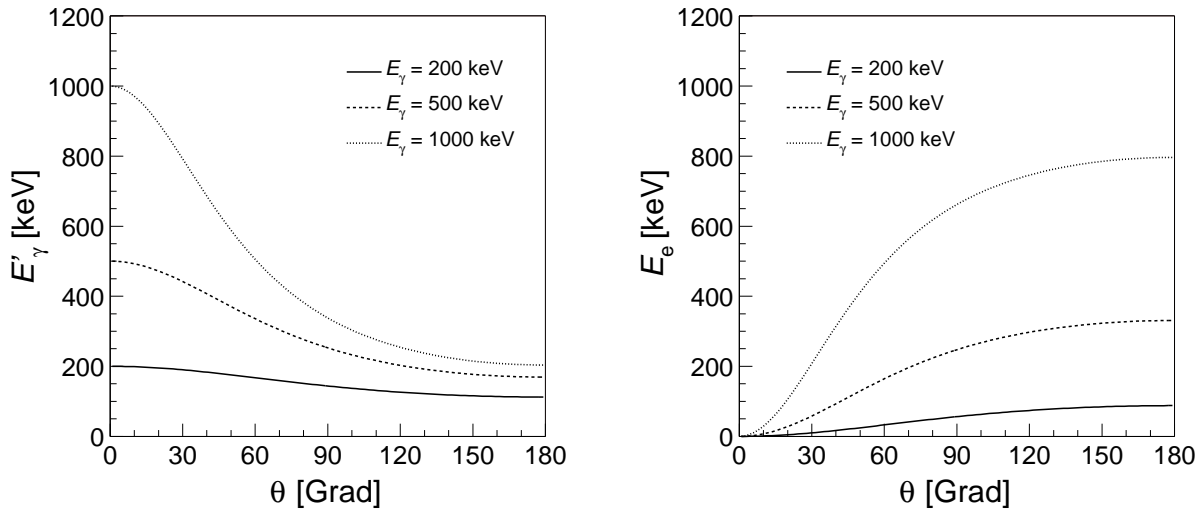


Abbildung 7: Die Energieverteilungen der gestreuten Photonen (E'_γ) und Elektronen (E_e) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ .

Der differentieller Wirkungsquerschnitt wird durch die Klein-Nishina-Formel [4] ausgedrückt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \lambda_e^2}{8\pi^2} \cdot \frac{1}{\rho^2} \left(\rho + \frac{1}{\rho} - \sin^2 \theta \right) \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} = 1 + a(1 - \cos \theta) \quad (3)$$

Die so genannte Compton-Wellenlänge des Elektrons λ_e ist dabei definiert als

$$\lambda_e = \frac{h}{m_e c} = 2,4 \cdot 10^{-12} \text{ m.}$$

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration über alle Streuwinkel:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}} &= \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \\ &= \frac{\alpha^2 \lambda_e^2}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{\rho^2} \left(\rho + \frac{1}{\rho} - \sin^2 \theta \right) \sin \theta d\theta d\phi \\ &= \frac{2\pi \alpha^2 \lambda_e^2}{4\pi^2 a^2} \left(\frac{2 + a(1 + a)(8 + a)}{(1 + 2a)^2} + \frac{(a - 1)^2 - 3}{2a} \cdot \ln(1 + 2a) \right) \end{aligned}$$

Differenzieller und totaler Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung sind in Abbildung 8 dargestellt.

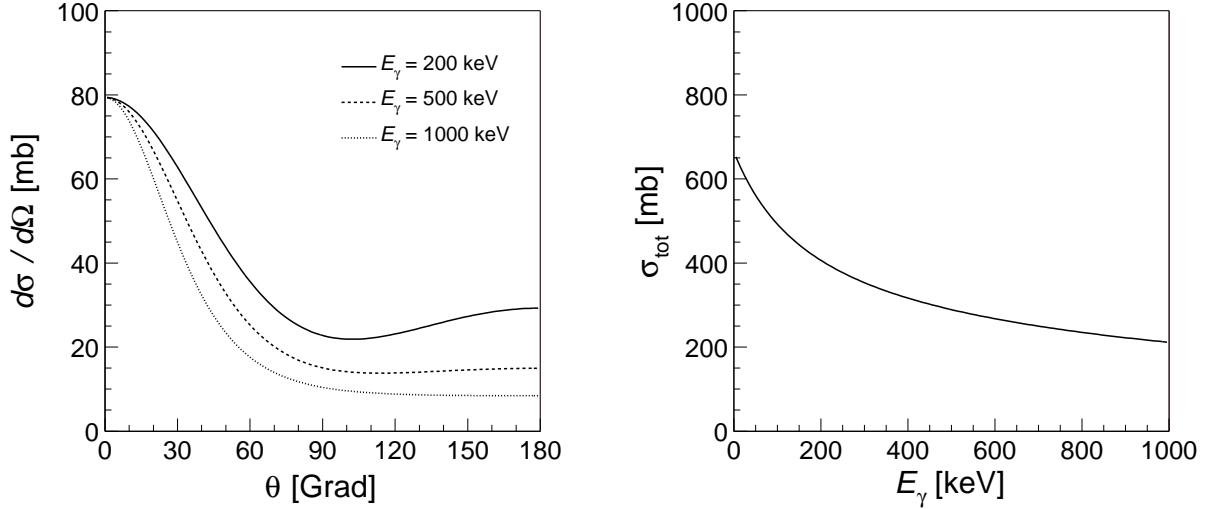


Abbildung 8: Differenzieller und totaler Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung

In der Szintillationsspektroskopie tritt der Compton-Effekt häufig im Szintillator selbst auf. Entweicht das gestreute γ -Quant, so trägt nur das gestoßene Elektron zur Pulshöhe im Szintillator bei. Mit $a = E_\gamma/m_e c^2$ wie oben und $b = E_e/m_e c^2$ erhält man ein Pulshöhenspektrum, das die Energieverteilung der Compton-Elektronen wiedergibt. Beim Übergang von $d\sigma/d\Omega$ nach $d\sigma/dE_e$ erhält man unter Berücksichtigung von $dE_e/d\cos\theta$ aus (2):

$$\frac{d\sigma}{dE_e} = \frac{\alpha^2 \lambda_e^2}{16\pi^3 m_e c^2} \cdot \frac{1}{a^2} \left(\frac{b^2}{a^2(a-b)^2} + \frac{(b-1)^2 - 1}{a(a-b)} + 2 \right) \quad (4)$$

Bei E_e^{max} besitzt dieses Spektrum (siehe auch Abbildung 4) eine Kante, die so genannte Compton-Kante.

2.2 Messung des Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ ist definiert als das Verhältnis der Zählrate dm im Raumwinkelement $d\Omega$ zum Fluss Φ der einlaufenden Teilchen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{\Phi} \frac{dm}{d\Omega}$$

Damit erhält man für die Zählrate eines Detektors, der von der Quelle der Teilchen aus gesehen einen Raumwinkelbereich $\Delta\Omega$ einnimmt:

$$m = \frac{A \cdot I_\gamma}{4\pi r_0^2} \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (\text{für ein Streuzentrum}) \quad (5)$$

Photonen aus einer Strahlungsquelle mit der Aktivität A und Photonenausbeute I_γ treffen auf den Streukörper im Abstand r_0 (Abbildung 9). Die unter dem Winkel θ gestreuten Teilchen werden im Raumwinkel $\Delta\Omega$ von einem Detektor registriert, der sich im Abstand r vom Streukörper befindet und durch eine Bleiabschirmung gegen die Primärstrahlung geschützt wird.

Für die Zählrate erhält man mit (5)

$$m = \frac{A \cdot I_\gamma}{4\pi r_0^2} \cdot \eta \cdot \varepsilon \cdot N_e \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{F_D}{r^2} \quad (6)$$

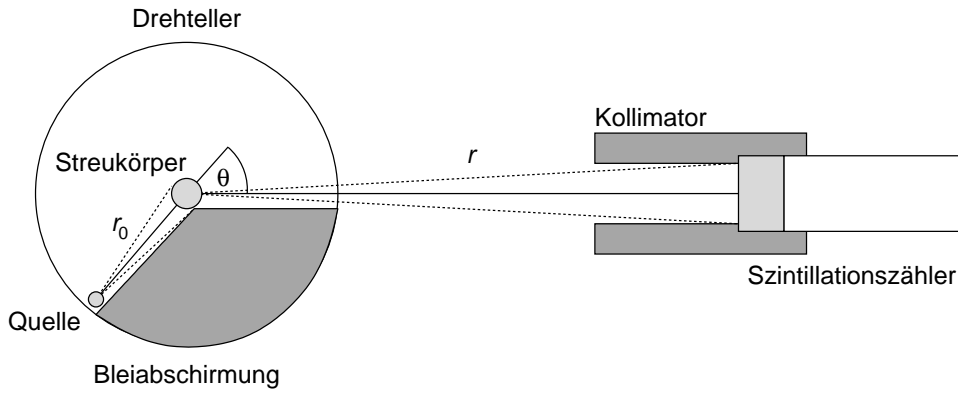


Abbildung 9: Konventionelle Geometrie für Großwinkelmessung.

mit den Größen:

A	=	Aktivität der Quelle
I_γ	=	Photonenausbeute der Quelle
r_0	=	Abstand des Streukörpers von der Quelle
$\frac{A}{4\pi r_0^2}$	=	Teilchenfluss im Abstand des Streukörpers
η	=	Absorption in Luft und im Streukörper
ε	=	Effizienz des Detektors
N_e	=	Anzahl der Elektronen im Streuvolumen
$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\gamma)$	=	differenzieller Wirkungsquerschnitt der Streuung
F_D	=	genutzte Fläche des Detektors
r	=	Abstand des Detektors vom Streukörper
$\frac{F_D}{r^2}$	=	Raumwinkel $\Delta\Omega$ des Detektors

Für die Messung der Compton-Streuung bei großen Winkeln wird die so genannte konventionelle Geometrie (Abbildung 9) verwandt. Die Quelle liegt hierbei auf einem Drehteller, mit dessen Hilfe verschiedene Streuwinkel eingestellt werden können. Der Szintillator ist durch Bleiabschirmungen vor der Primärstrahlung geschützt. Allerdings gestattet die konventionelle Geometrie keine Messung bei kleinen Streuwinkeln, da der Einfluss der Primärquelle insbesondere durch Streuung an der Abschirmung und an den Kollimatoren zu groß wird und im gemessenen Spektrum den Streuanteil des Streukörpers überdeckt. Deshalb geht man insbesondere bei der Messung mit kleinen Streuwinkeln zur Ringgeometrie über (Abbildung 10).

Die Anordnung ist rotationssymmetrisch zur Verbindungslinie von der Quelle zum Detektor. Zwischen Quelle und Detektor wird ein hinreichend langer Abschirmzylinder gebracht. Der Streukörper ist ein Ring um die Symmetrieachse, wobei der Streuwinkel durch die Abstände zwischen Quelle, Streukörper und Detektor variiert werden kann. Die Vorteile dieser Streugeometrie sind

- großes Streukörpervolumen bei guter Winkelauflösung
- Messung bei kleinen Winkeln
- gute Abschirmung des Detektors gegenüber der Primärquelle

Nachteile sind dagegen:

- ungeeignet für große Winkel

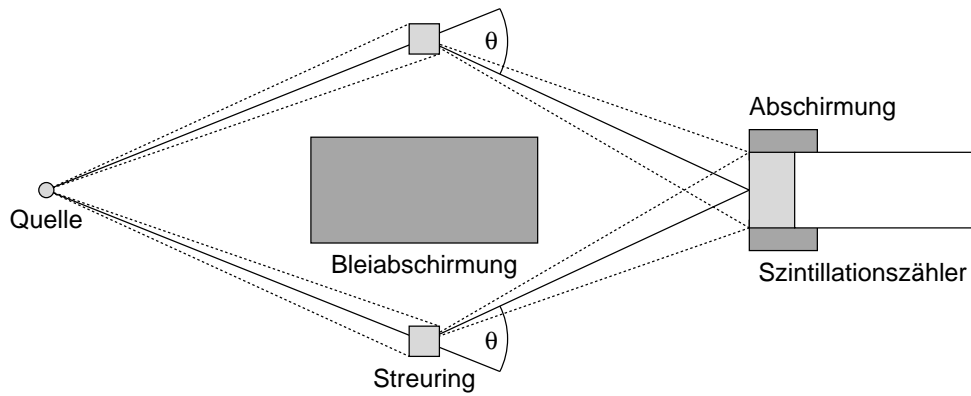


Abbildung 10: Ringgeometrie zur Messung der Streuung unter kleinen Winkeln

- Umgebungsstreuung durch Material in der Umgebung der Versuchsanordnung

Die Zählrate m des Detektors ist auch hier durch Gleichung (6) gegeben.

2.3 Effizienz von Detektoren

Die Nachweiswahrscheinlichkeit (Effizienz) eines Detektors ist durch $\varepsilon = m/m_0$ definiert, wenn m_0 die Rate der in den Detektor einfallenden Teilchen und m die Rate der registrierten Pulse (Zählrate) ist. Die Effizienz hängt von der Art und Ausdehnung des Nachweismaterials sowie von der Art und Energie der zu messenden Strahlung, unter Umständen aber auch von den elektronischen Betriebsdaten des Detektors ab. Für einen bestimmten Detektor interessiert stets die Abhängigkeit der Effizienz von der Energie der einfallenden Strahlung.

Im vorliegenden Versuch wird die Effizienz eines NaI(Tl)-Szintillationszählers für verschiedene γ -Strahlen in Abhängigkeit von der Energie benötigt. Die einfachste Bestimmung von ε besteht darin, monoenergetische Quellen mit bekannter Aktivität A und Photonenausbeute I_γ in definiertem Abstand r vom Detektor aufzustellen und die Zählrate

$$m = \frac{A \cdot I_\gamma}{4\pi r^2} \cdot F_D \cdot \varepsilon$$

zu messen (Abbildung 11).

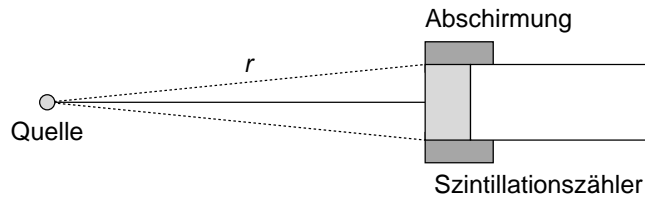


Abbildung 11: Direkte Bestrahlung zur Messung der Detektoreffizienz

Da die monoenergetischen γ -Quanten im NaI(Tl)-Szintillator ein ganzes Pulshöhenspektrum erzeugen, hängt die Effizienz davon ab, welcher Bereich des Pulshöhenspektrums zur Registrierung herangezogen wird. Dabei genügt die Beschränkung auf den Bereich des Photopeaks.

3 Versuchsdurchführung

3.1 Versuchsaufbauten

Es stehen zwei Aufbauten zur Verfügung:

1. **Aufbau Fensterseite:**

Die Spannung für den Photomultiplier (**PM1: max. 500 V, PM2: max. 600 V**) und die Verstärkereinstellungen müssen hier über Drehknöpfe an sog. NIM-Modulen vorgenommen werden. An einem Oszilloskop können die Pulse des Photomultiplier angeschaut werden. Die Einstellungen für den Vielkanalanalysator (als Karte im PC eingebaut) werden über Software gesetzt (**GENIE2000**).

2. **Aufbau Gangseite:**

Alle Einstellungen (Spannung für den Photomultiplier **max. 700 V**) werden hier per Software vorgenommen, da Szintillator, Photomultiplier, Hochspannungsquelle und Vielkanalanalysator eine Einheit bilden, die per USB ausgelesen wird. Die „Stabilisator Option“ sollte ausgeschaltet werden. Achten während der Versuchsdurchführung darauf, dass sich ihre Einstellungen nicht ändern und überprüfen Sie diese auch während den Messungen.

3.2 Energiespektroskopie

1. Für die Energiespektroskopie werden ausschließlich die Quellen in den Kunststoffdosen verwendet, deren Aktivität kleiner als 48 kBq ist. Die Quellen können für die Messung in ihren Kunststoffdosen bleiben und müssen nicht herausgenommen werden.
2. Zur Aufnahme der Spektren ist es wichtig, die Ausleseelektronik (Verstärker und Photomultiplier-Spannung) und den Vielkanalanalysator so einzustellen, dass die Pulse nicht übersteuert werden. Betrachten Sie dazu die Pulse am Ausgang des Verstärkers mit Hilfe des Oszilloskops. Stellen Sie den Verstärker so ein, dass keiner der Pulse übersteuert (nur Aufbau Fensterseite). Stellen Sie dann den Verstärker des Vielkanalanalysators so ein, dass der gesamte Bereich des Analog-Digital-Wandlers optimal genutzt werden kann.
3. Notieren Sie Ihre Einstellungen.
4. Nehmen Sie mit Hilfe des Vielkanalanalysators die Pulshöhen aller Strahler und zusätzlich eine Rauschmessung ohne Quelle auf. Die Daten des Vielkanalanalysators können mit Hilfe des Programms **v6** auf dem Computer abgespeichert (Format *.TKA) und anschließend auf einen USB-Datenträger kopiert werden.
5. Bestimmen und notieren Sie bei allen Messungen die geometrischen Daten.

Aufgabe: Bringen Sie am Versuchstag einen USB Stick mit!

3.3 Compton-Streuung

Für die Untersuchung der Compton-Streuung werden die beiden ^{137}Cs -Quellen mit Aktivitäten $> 20 \text{ MBq}$ verwendet. Fassen Sie diese Quellen nur mit den bereitliegenden Zangen an und halten Sie einen möglichst großen Abstand zu den Quellen. Halten Sie sich nicht unnötig in der Nähe der Quelle auf. Entfernen Sie die Quelle für das Einstellen aus der Messapparatur.

Für den Aufbau Fensterseite wird die Quelle im großen Behälter verwendet (4/1b), für den Aufbau an der Gangseite die Quelle im kleinen Behälter.

1. Bestimmen und notieren Sie bei allen Messungen die geometrischen Daten.
2. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Ringgeometrie: Messen Sie nach geeigneter Wahl der Bleiabschirmungen und Streukörper für 3-5 Winkel von 10° bis einschließlich 50° die Compton-Streuung aus. Achten Sie dabei auf die Rotationssymmetrie des Aufbaus.

Die Bestimmung des Untergrundspektrums erfolgt durch eine jeweilige Messung ohne Streukörper, sodass das Untergrundspektrum später subtrahiert werden kann.

3. Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in konventioneller Geometrie: Messen Sie wiederum für 3-5 Winkel mit Hilfe der Bleikeile die Compton-Streuung aus. Es stehen Abschirmkeile für Messungen unter 50° , 65° , 80° , 95° , 105° und 135° zur Verfügung. Beseitigen Sie störendes Streumaterial in der Umgebung des Aufbaus und achten Sie auf exakte Geometrie. Die Bestimmung der Zählraten und des Untergrundes erfolgt wie bei Punkt 2.

4 Auswertung

4.1 Energiespektroskopie

1. Interpretieren Sie die aufgenommenen Energiespektren.
2. Fertigen Sie eine Kalibrierungskurve an, indem Sie den Zusammenhang zwischen γ -Energie und Kanalnummer grafisch darstellen. Überprüfen Sie die Linearität der Kurve und diskutieren Sie gegebenenfalls auftretende Abweichungen.
3. Messen Sie die Energieauflösung des Szintillators für die verschiedenen Energien, indem Sie die Halbwertsbreiten der Photopeaks bestimmen, und stellen Sie sie graphisch dar. Wählen Sie in einer zweiten Darstellung eine geeignete Auftragung, um die Koeffizienten a und b aus Gleichung (1) zu bestimmen.
4. Bestimmen Sie die Effizienz ε des Detektors aus den gemessenen Raten in den Photopeaks und tragen Sie sie in Abhängigkeit von E_γ auf. Beachten Sie dabei die Photonenausbeute I_γ der Strahler und die jeweiligen Aktivitäten $A(t)$ am Versuchstag. Ist ein linearer Zusammenhang gegeben?
5. Bestimmen Sie aus dem ^{22}Na -Spektrum die Elektronenmasse. Warum ist diese Quelle dazu besonders geeignet?

4.2 Compton-Streuung

1. Diskutieren Sie die unter gleichem Streuwinkel aufgenommenen Daten aus Ringgeometrie und konventioneller Geometrie.
2. Ermitteln Sie die Energien der Compton-gestreuten Photonen und stellen Sie sie in Abhängigkeit vom Winkel graphisch dar. Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse mit der theoretischen Vorhersage.
3. Bestimmen Sie den differentiellen Wirkungsquerschnitt für die verschiedenen Streuwinkel. Stellen Sie die Ergebnisse graphisch dar und diskutieren Sie Abweichungen von der theoretischen Kurve.

Hinweis: Die Absorption η ist das Produkt der Absorption in Luft und in Aluminium und lässt sich mit Hilfe der Schwächungskoeffizienten μ berechnen. Messen Sie die Wegstrecken x_{Luft} bzw. x'_{Luft} vor bzw. hinter dem Streukörper, und schätzen Sie die Wegstrecken x_{Al} bzw. x'_{Al} vor bzw. nach dem Streuprozess ab. Beachten Sie, dass die Schwächungskoeffizienten vom absorbierenden Material und von der jeweiligen Photonenenergie abhängen.

$$\eta = \exp(-\mu_{\text{Luft}}(E_\gamma) \cdot x_{\text{Luft}}) \cdot \exp(-\mu_{\text{Al}}(E_\gamma) \cdot x_{\text{Al}}) \cdot \exp(-\mu_{\text{Al}}(E'_\gamma) \cdot x'_{\text{Al}}) \cdot \exp(-\mu_{\text{Luft}}(E'_\gamma) \cdot x'_{\text{Luft}})$$

Werte für μ finden Sie z. B. unter [5].

4. Tragen Sie $1/E'_\gamma - 1/E_\gamma$ in Abhängigkeit von $(1 - \cos \theta)$ auf. Ermitteln Sie aus der Steigung der Geraden die Elektronenmasse m_e und vergleichen Sie den erhaltenen Wert mit Ihrem Ergebnis aus Abschnitt 4.1, Punkt 5.

Angaben zur Aktivität und zum Alter der Quellen finden Sie auf dem Aushang im Praktikumsraum.

Führen Sie für alle Messergebnisse eine ausführliche Fehlerrechnung durch.

Recommended Nuclear Decay Data

Nuclide : Co-60

Decay Mode : β^-

Half-Life : $(1925.3 \pm 0.4) \text{ d}$ [2]

Radiation Type		Energy (keV)	Intensity (%)		Ref.
Auger-L		0.7 - 0.9	0.0392	12	[1]
Auger-K		6.26 - 8.32	0.0154	5	[1]
β^-_{max}		157.8	$\ll 0.001$	—	[1]
β^-_{max}		318.22	99.88	3	[1]
β^-_{av}		95.77			[1]
β^-_{max}		665.3	$\ll 0.001$	—	[1]
β^-_{max}		1491.4	0.12	3	[1]
β^-_{av}		625.87			[1]
β^-_{max}		2823.9	$\ll 0.001$	—	[1]
X-ray L	Σ	0.74 - 0.94	< 0.001	—	[1]
X-ray K α	Σ	7.46 - 7.48	0.0098	4	[1]
X-ray K β	Σ	8.26 - 8.27	0.00136	5	[1]
γ		347.14	0.0075	4	[2]
γ		826.10	0.0076	8	[2]
γ		1173.2	99.85	3	[2]
γ		1332.5	99.9826	6	[2]
γ		2158.8	0.0012	2	[2]
γ		2505.7	$\ll 0.001$	—	[2]

Recommended Nuclear Decay Data

Decay Mode

α	Alpha
β^- , β^+	Beta
EC	Electron capture
IT	Isometric transition

Half-Life

s	Seconds
m	Minutes
h	Hours
d	Days
y	Years

Radiation Type

Auger-L / K	L or K-shell auger electron
ce-K-1	K-shell conversion electron transition 1
ce-L-2	L-shell conversion electron transition 2
α	Alpha particle
β^- max, β^+ max	Beta particle (maximal energy)
β^- av, β^+ av	Beta particle (average energy)
X-ray L	L X-ray
X-ray K α , K β	K X-rays
γ	Gamma ray
γ Annih.	Annihilation radiation
Σ	Signifies weighted mean energies and intensities

Energy

All energies are given in keV. Normally there are energies listed with an intensity ≥ 1 %.

Intensity

Values are given in percent. The format used for the uncertainties in the listed values can be illustrated by the following examples:

$$\begin{array}{rcl} 1.2 & 56 & = 1.2 \pm 5.6 \\ 1.23 & 56 & = 1.2 \pm 0.56 \end{array}$$

References

- [1] PTB-6.11-97-1, Braunschweig, Oktober 1997
- [2] PTB-Ra-16/5, Braunschweig, Mai 2000
- [3] LMRI. Table de radionuclides. 1982 ff
- [4] NCRP Report No.58, 2nd Edition, February 1985
- [5] Table de Radionuclides, BNM-CEA/DTA/LPRI Commissariat à l'Énergie Atomique - France 1999
- [6] National Nuclear Data Center USA, Brookhaven National Laboratory Upton N.Y.
- [7] Table of Isotopes, 8th Edition, 1996
- [8] BNM-CEA/DTA/DAMRI Nuclear and Atomic Decay Data ; 19/12/98

Recommended Nuclear Decay Data

Nuclide : Cs-137

Decay Mode : β^-

Half-Life : (11000 \pm 90) d [2]

Radiation Type		Energy (keV)	Intensity (%)		Ref.
Auger-L		2.6 - 5.9	7.28	12	[1]
Auger-K		25.31 - 37.41	0.76	4	[1]
ce-K1		624.22	7.62	19	[1]
ce-L-1		656.0	1.42	19	[1]
ce-MN-1		661.0	0.33	1	[3]
β^- max		513.97	94.36	28	[1]
β^- av		174.3			[1]
β^- max		1175.6	5.64	28	[1]
β^- av		416.3			[1]
X-ray L	Σ	4.7	0.90	5	[2]
X-ray K α	Σ	32.06	5.53	10	[2]
X-ray K β	Σ	36.6	1.321	27	[2]
γ	Ba-137m	661.66	85.00	20	[2]

Cs-137 with Ba-137m (half-life: 2.552 m) in equilibrium

Recommended Nuclear Decay Data

Decay Mode

α	Alpha
β^- , β^+	Beta
EC	Electron capture
IT	Isometric transition

Half-Life

s	Seconds
m	Minutes
h	Hours
d	Days
y	Years

Radiation Type

Auger-L / K	L or K-shell auger electron
ce-K-1	K-shell conversion electron transition 1
ce-L-2	L-shell conversion electron transition 2
α	Alpha particle
β^- max, β^+ max	Beta particle (maximal energy)
β^- av, β^+ av	Beta particle (average energy)
X-ray L	L X-ray
X-ray K α , K β	K X-rays
γ	Gamma ray
γ Annih.	Annihilation radiation
Σ	Signifies weighted mean energies and intensities

Energy

All energies are given in keV. Normally there are energies listed with an intensity ≥ 1 %.

Intensity

Values are given in percent. The format used for the uncertainties in the listed values can be illustrated by the following examples:

$$\begin{array}{rcl} 1.2 & 56 & = 1.2 \pm 5.6 \\ 1.23 & 56 & = 1.2 \pm 0.56 \end{array}$$

References

- [1] PTB-6.11-97-1, Braunschweig, Oktober 1997
- [2] PTB-Ra-16/5, Braunschweig, Mai 2000
- [3] LMRI. Table de radionuclides. 1982 ff
- [4] NCRP Report No.58, 2nd Edition, February 1985
- [5] Table de Radionuclides, BNM-CEA/DTA/LPRI Commissariat à l'Énergie Atomique - France 1999
- [6] National Nuclear Data Center USA, Brookhaven National Laboratory Upton N.Y.
- [7] Table of Isotopes, 8th Edition, 1996
- [8] BNM-CEA/DTA/DAMRI Nuclear and Atomic Decay Data ; 19/12/98

Recommended Nuclear Decay Data

Nuclide : Eu-152

Decay Mode : EC, β^- , (β^+)

Half-Life : (4943 \pm 5) d [2]

Radiation Type		Energy (keV)	Intensity (%)		Ref.
Auger-L	Σ	3.2 - 8.3	75	9	[3]
Auger-K	Σ	33.1 - 50.2	6	2	[3]
ce-K-1	EC	74.95	19.2	2	[3]
ce-L-1	EC	114.05	10.7	1	[3]
β^- max		178.7	1.826	11	[3]
β^- max		388.1	2.436	15	[3]
β^- max		698.9	13.78	8	[3]
β^- max		1066.7	0.96	3	[3]
β^- max		1477.8	8.0	3	[3]
X-ray L	Σ	6.0	12.9	7	[2]
X-ray K α	Σ_{EC}	39.91	59.1	12	[2]
	Σ_{β^-}	42.75	6.48	22	[2]
X-ray K β	Σ_{EC}	45.7	14.9	3	[2]
	Σ_{β^-}	49.0	0.176	18	[2]
γ		121.78	28.58	9	[2]
γ		244.70	7.580	30	[2]
γ		295.94	0.447	6	[2]
γ		344.28	26.5	6	[2]
γ		411.12	2.234	25	[2]
γ		443.96	3.148	20	[2]
γ	Σ	678.0	1.98	7	[2]
γ		688.67	0.857	9	[2]
γ		778.90	12.94	15	[2]
γ		867.37	4.245	21	[2]
γ		964.08	14.60	4	[2]
γ		1005.3	0.646	5	[2]
γ		1085.9	10.21	4	[2]
γ		1089.7	1.727	20	[2]
γ		1112.1	13.64	4	[2]
γ		1299.1	1.623	20	[2]
γ		1408.0	21.00	6	[2]
γ		1457.6	0.502	5	[2]

Recommended Nuclear Decay Data

Decay Mode

α	Alpha
β^- , β^+	Beta
EC	Electron capture
IT	Isometric transition

Half-Life

s	Seconds
m	Minutes
h	Hours
d	Days
y	Years

Radiation Type

Auger-L / K	L or K-shell auger electron
ce-K-1	K-shell conversion electron transition 1
ce-L-2	L-shell conversion electron transition 2
α	Alpha particle
β^- max, β^+ max	Beta particle (maximal energy)
β^- av, β^+ av	Beta particle (average energy)
X-ray L	L X-ray
X-ray K α , K β	K X-rays
γ	Gamma ray
γ Annih.	Annihilation radiation
Σ	Signifies weighted mean energies and intensities

Energy

All energies are given in keV. Normally there are energies listed with an intensity ≥ 1 %.

Intensity

Values are given in percent. The format used for the uncertainties in the listed values can be illustrated by the following examples:

$$\begin{array}{rcl} 1.2 & 56 & = 1.2 \pm 5.6 \\ 1.23 & 56 & = 1.2 \pm 0.56 \end{array}$$

References

- [1] PTB-6.11-97-1, Braunschweig, Oktober 1997
- [2] PTB-Ra-16/5, Braunschweig, Mai 2000
- [3] LMRI. Table de radionuclides. 1982 ff
- [4] NCRP Report No.58, 2nd Edition, February 1985
- [5] Table de Radionuclides, BNM-CEA/DTA/LPRI Commissariat à l'Énergie Atomique - France 1999
- [6] National Nuclear Data Center USA, Brookhaven National Laboratory Upton N.Y.
- [7] Table of Isotopes, 8th Edition, 1996
- [8] BNM-CEA/DTA/DAMRI Nuclear and Atomic Decay Data ; 19/12/98

Recommended Nuclear Decay Data

Nuclide : Na-22

Decay Mode : β^+ , EC

Half-Life : (950.5 ± 0.4) d [2]

Radiation Type		Energy (keV)	Intensity (%)		Ref.
Auger-L		0.02 - 0.05	19.30	20	[1]
Auger-K		0.75 - 0.81	9.19	10	[1]
β^+ max		545.6	89.836	11	[1]
β^+ av		215.5			[1]
β^+ max		1820.2	0.056	14	[1]
β^+ av		835.0			[1]
X-ray K	Σ	0.85	0.142	8	[2]
γ	Annih.	511.0	179.8	2	[2]
γ		1274.5	99.940	14	[2]

Recommended Nuclear Decay Data

Decay Mode

α	Alpha
β^- , β^+	Beta
EC	Electron capture
IT	Isometric transition

Half-Life

s	Seconds
m	Minutes
h	Hours
d	Days
y	Years

Radiation Type

Auger-L / K	L or K-shell auger electron
ce-K-1	K-shell conversion electron transition 1
ce-L-2	L-shell conversion electron transition 2
α	Alpha particle
β^- max, β^+ max	Beta particle (maximal energy)
β^- av, β^+ av	Beta particle (average energy)
X-ray L	L X-ray
X-ray K α , K β	K X-rays
γ	Gamma ray
γ Annih.	Annihilation radiation
Σ	Signifies weighted mean energies and intensities

Energy

All energies are given in keV. Normally there are energies listed with an intensity ≥ 1 %.

Intensity

Values are given in percent. The format used for the uncertainties in the listed values can be illustrated by the following examples:

$$\begin{array}{rcl} 1.2 & 56 & = 1.2 \pm 5.6 \\ 1.23 & 56 & = 1.2 \pm 0.56 \end{array}$$

References

- [1] PTB-6.11-97-1, Braunschweig, Oktober 1997
- [2] PTB-Ra-16/5, Braunschweig, Mai 2000
- [3] LMRI. Table de radionuclides. 1982 ff
- [4] NCRP Report No.58, 2nd Edition, February 1985
- [5] Table de Radionuclides, BNM-CEA/DTA/LPRI Commissariat à l'Énergie Atomique - France 1999
- [6] National Nuclear Data Center USA, Brookhaven National Laboratory Upton N.Y.
- [7] Table of Isotopes, 8th Edition, 1996
- [8] BNM-CEA/DTA/DAMRI Nuclear and Atomic Decay Data ; 19/12/98