

# Pomiar widma amplitudowego impulsów wytwarzanych przez różne źródła promieniowania $\gamma$

## I. Zagadnienia

1. Procesy fizyczne prowadzące do emisji kwantów  $\gamma$ .
2. Oddziaływanie promieniowania  $\gamma$  z materią.
3. Analiza rozkładu pików w widmie amplitudowym związanych z różnymi procesami oddziaływania kwantów  $\gamma$  w scyntylatorze:
  - fotopik;
  - krawędź comptonowska;
4. Znajomość sposobu wykonania ćwiczenia i opracowania wyników pomiarów badanych izotopów.

## II. Wstęp teoretyczny

Widmo energetyczne promieniowania  $\gamma$  emitowanego przez materiał promieniotwórczy jest z reguły widmem liniowym (dyskretnym) o niewielkiej liczbie występujących energii. Stąd w wielu przypadkach zastosowanie urządzeń pozwalających określić te energie nawet ze stosunkowo małą dokładnością może dostarczyć wystarczającej informacji o rodzaju źródła promieniotwórczego i jego aktywności. Do takiego celu bardzo dobrze nadają się scyntylacyjne spektrometry  $\gamma$ . Jako materiał scyntylacyjny najczęściej stosuje się kryształ NaI(Tl).

W spektrometrze scyntylacyjnym odpowiedzią na wnikięcie do scyntylatora fotonu  $\gamma$  jest pojawienie się na wejściu analizatora impulsu napięciowego o pewnej amplitudzie, powiedzmy  $U$ . W przypadku analizatora wielokanałowego cały zakres możliwych amplitud napięcia jest podzielony na ponumerowane przedziały (z reguły równe) – zwane kanałami – tak, że pojawienie się impulsu z określonego przedziału amplitud powoduje zarejestrowanie go w pamięci odpowiedniego kanału. W przypadku analizatora jednokanałowego, zmieniamy sukcesywnie przedział amplitud impulsów przepuszczanych do analizatora i rejestrowanych w nim lub sprzężonym z nim przeliczniku. W obu przypadkach wynikiem pomiaru jest tzw. rozkład amplitud – niekiedy mówi się o widmie amplitud. Analiza tego widma pozwala wnioskować o widmie energetycznym fotonów  $\gamma$ . Dobra znajomość spektrometru pozwala przy znajomości widma energetycznego promieniowania  $\gamma$  przewidzieć kształt widma amplitud impulsów, natomiast wnioskowanie w drugą stronę z reguły jest mniej jednoznaczne.

Podstawowymi charakterystykami spektrometru są:

1. Odpowiedź spektrometru (odnośne widmo amplitud impulsów) na monoenergetyczne promieniowanie  $\gamma$ ;
2. Energetyczna zdolność rozdzielcza;
3. Zależność wydajności rejestracji od energii fotonów  $\gamma$ .

O wartości amplitudy  $U$  impulsu pojawiającego się na wejściu analizatora spektrometru scyntylacyjnego decydują:

- energia wytworzonego w scyntylatorze błysku (jej miarą może być liczba powstałych fotonów luminescencyjnych) –  $E_S$ ;
- współczynnik charakteryzujący wydajność konwersji foton – elektron katody fotopowielacza –  $K_f$ ;
- wzmocnienie strumienia elektronów w powielaczu  $W_p$  oraz wzmocnienie  $W_w$ , co możemy zapisać wzorem:

$$U \cong \text{const} \cdot E_S \cdot K_f \cdot W_p \cdot W_w. \quad (1)$$

Znak przybliżonej równości odzwierciedla fakt, że występujące tu procesy (jak np. konwersja foton – elektron) mają charakter statystyczny i odnośne współczynniki odzwierciedlają średnie efekty. We wzorze (1) trzy końcowe parametry można przyjąć za niezależne od czynnika wywołującego błąsk, wobec czego:

$$U = A \cdot E_S \quad (2)$$

gdzie  $A$  jest pewną stałą aparaturową.

Energia błysku  $E_S$  jest z dobrym przybliżeniem proporcjonalna do energii  $\Delta E$  straconej przez cząstkę jonizującą w materiale scyntylatora; gdy cząstka taka, np. elektron, zostanie pochłonięta w scyntylatorze będzie to energia, jaką miała cząstka wnikając do niego. Ostatecznie więc mamy:

$$U = A \cdot \Delta E \quad (3)$$

gdzie  $A$  jest stałą aparaturową. Można ją wyznaczyć z pomiaru amplitudy impulsu przy znanej wartości  $\Delta E$  (najlepiej to zrobić powodując pochłanianie cząstki o znanej energii  $E_{cz}$  w scyntylatorze; wtedy  $\Delta E = E_{cz}$ ).

Fotony  $\gamma$  przechodząc przez substancję mogą niekiedy przenikać przez stosunkowo grube jej warstwy bez żadnego oddziaływania; w przypadku scyntylatora oznacza to możliwość przeniknięcia przezeń fotonu  $\gamma$  bez wywołania błysku czyli scyntylacji. Istnieje jednak skończone prawdopodobieństwo, przy dużym scyntylatorze nawet duże, że wystąpi jeden z trzech procesów: zjawisko fotoelektryczne, rozproszenie comptonowskie i tworzenie par  $e^+e^-$ . Wtedy nadal będzie obowiązywał wzór (3), ale przez  $\Delta E$  należy rozumieć sumaryczną energię straconą przez cząstki naładowane (elektry, pozytony) powstałe w scyntylatorze w wyniku oddziaływania pierwotnego fotonu  $\gamma$  (i ewentualnie jego pochodnych) z materiałem scyntylatora. Dla uproszczenia będziemy przyjmować, że powstałe w scyntylatorze elektrony i pozytony są w nim pochłaniane.

Aby w wyniku wniknięcia fotonu  $\gamma$  do scyntylatora pojawił się w nim błysk, musi zajść jedno z wyżej wymienionych trzech zjawisk. Możliwość wywołania przez foton  $\gamma$  każdego z tych zjawisk może być scharakteryzowana odpowiednim liniowym współczynnikiem absorpcji;  $\mu_f$  dla fotoefektu,  $\mu_c$  dla efektu Comptona i  $\mu_p$  dla zjawiska tworzenia par. jeżeli dobrze skolimowana wiązka fotonów  $\gamma$  (o zadanej energii  $E_\gamma$ ; współczynniki  $\mu_i$  zależą od niej) jest skierowana prostopadle do powierzchni scyntylatora, to całkowita wydajność scyntylatora wynika ze wzoru:

$$\epsilon_S = (1 - e^{-d\mu}) \quad (4)$$

gdzie  $d$  jest grubością scyntylatora, a:

$$\mu(E_\gamma) = \mu_f(E_\gamma) + \mu_c(E_\gamma) + \mu_p(E_\gamma) \quad (5)$$

Względny udział poszczególnych procesów w tej wydajności wynosi odpowiednio:

$$\epsilon'_f = \frac{\mu_f}{\mu} \quad \text{dla fotoefektu} \quad (6a)$$

$$\epsilon'_c = \frac{\mu_c}{\mu} \quad \text{dla efektu Comptona} \quad (6b)$$

$$\epsilon'_p = \frac{\mu_p}{\mu} \quad \text{dla tworzenia par.} \quad (6c)$$

Rozważmy kolejno co dzieje się w scyntylatorze przy zajściu każdego z tych procesów.

W przypadku fotoefektu energia fotonu zostaje przetworzona w energię kinetyczną elektronu i promieniowania rentgenowskiego wzbudzonego atomu. Praktycznie można przyjąć, że  $\Delta E$  we wzorze (3) jest równe wtedy  $E_\gamma$ ; odnośne amplitudy  $U$  (dla wielu takich procesów) oscylują w okolicy  $U = A \cdot E_\gamma$ .

W przypadku rozproszenia comptonowskiego energia pierwotnego fotonu  $E_\gamma$  jest dzielona między kwant rozproszony ( $E'_\gamma$ ) i elektron odrzutu ( $E_c$ ), przy czym energia elektronu może się zmieniać od 0 do:

$$E_{c\max} = E_\gamma \left( 1 - \left( \frac{\alpha}{1 + \alpha} \right) \right) = \frac{E_\gamma \alpha}{1 + \alpha} \quad (7)$$

gdzie

$$\alpha = \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} \quad (8)$$

jest stosunkiem energii fotonu  $\gamma$  do energii spoczynkowej elektronu, a więc w tym przypadku mamy:

$$0 < \Delta E < E_{c\max}. \quad (9)$$

Jeżeli rozproszony foton zostanie również pochłonięty w scyntylatorze, to wielkość  $\Delta E$  jest taka sama jak dla fotoefektu wywołanego fotonem pierwotnym.

Tworzenie par  $e^+e^-$  jest możliwe dopiero wtedy gdy energia fotonu  $\gamma$  przewyższa podwójną energię spoczynkową elektronu (1,022 MeV). Zrodzone w tym procesie elektron i pozyton są hamowane w scyntylatorze oddając mu energię kinetyczną, równą:

$$E_{p\min} = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (10)$$

Zatrzymany pozyton anihiluje z jednym z elektronów scyntylatora, przy czym następuje emisja dwu fotonów anihilacyjnych o energii 0,511 MeV każdy. Jeżeli oba te fotony opuszczają scyntylator to mamy:

$$\Delta E = E_{p1} = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (11)$$

Jeżeli jeden z tych fotonów zostanie pochłonięty w scyntylatorze (będzie to z pewnością fotoefekt), wtedy:

$$\Delta E = E_{p2} = E_{p1} + m_e c^2 = E_\gamma - m_e c^2 \quad (12)$$

Jeżeli oba fotony anihilacyjne zostaną pochłonięte to:

$$\Delta E = E_{p1} + 2m_e c^2 = E_\gamma \quad (13)$$

ma taką samą wartość jak dla fotoefektu.

Zatem widmo amplitud będące odpowiedzią spektrometru scyntylicyjnego (uściślijmy: prostego, jednocznikowego) jest bardzo skomplikowane i rozciąga się od  $U=0$  do  $U_{\max}$  bliskiego  $U = A \cdot E_\gamma$ . Schematycznie jest ono pokazane na rys. 2.

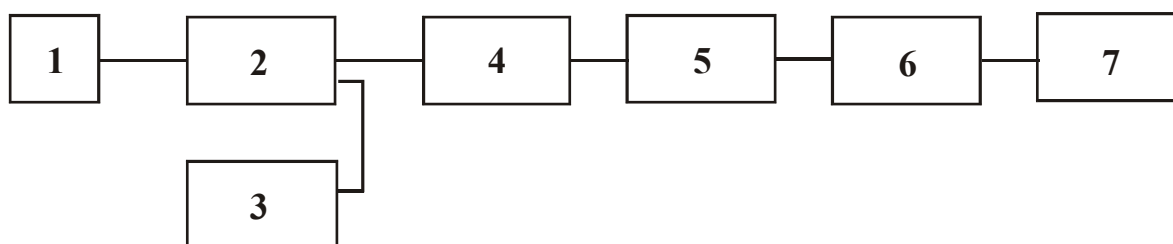
Do celów analizy energetycznej promieniowania  $\gamma$  najistotniejszym fragmentem widma amplitudowego z rys. 2 jest pik związany z zamianą całej pierwotnej energii fotonu  $\gamma$  w energię prowadzącą do powstania błysku. Jeżeli jest on wyraźnie oddzielony od pozostałej części widma (dostatecznie wąski) to możemy mówić o dobrej charakterystyce spektrometru w zakresie energii fotonów  $\gamma$  z obszaru bliskiego  $E_\gamma$ . Z położenia wierzchołka tego piku (potrzebna jest wcześniejsza kalibracja spektrometru – wyznaczenie stałej  $A$  występującej we wzorze (3)) można wnioskować o energii fotonów  $\gamma$ . Wnioskowanie to, a w szczególności rozdzielanie takich pików odnoszących się do dwu lub więcej populacji fotonów  $\gamma$  (o różnych energiach) docierających do scyntyлятора będzie tym lepsze, im piki będą węższe i im większe będzie pole pod powierzchniami ( $P_f$ ) w stosunku do całego pola powierzchni pod wykresem widma ( $P_c$ ). Szerokość piku na połowie jego wysokości  $\Delta E_\gamma$  (wyrażona za pomocą wzoru (3)) w jednostkach energii a nie napięcia – oznacza bezwzględną energetyczną zdolność rozdzielczą spektrometru dla danej energii  $E_\gamma$ , a wielkość:

$$V = \frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \quad (14)$$

nosi nazwę względnej zdolności rozdzielczej; często podaje się ją nie ułamkowo (np. 0,05) a procentowo (np. 5%).

### III. Część doświadczalna

#### A. Schemat blokowy aparatury pomiarowej:



1. domek ołowiany ze źródłem promieniowania  $\gamma$
2. sonda scyntylicyjna
3. zasilacz wysokiego napięcia
4. wzmacniacz liniowy
5. wielokanałowy analizator amplitudy
6. komputer
7. drukarka

Rys. 1. Schemat blokowy układu pomiarowego

**B. Wykonanie ćwiczenia**

1. Włączyć aparaturę i odczekać 30 minut na ustabilizowanie warunków pracy.
2. Włączyć układ kształtowania impulsów we wzmacniaczu liniowym.
3. Ustawić
  - czas kształtowania –  $0,5\mu\text{s}$  ;
  - rodzaj impulsów – bipolarne;
  - wzmocnienie – 0,8
4. Po uzgodnieniu z prowadzącym zajęcia zakresu pomiarów, rozpocząć właściwe pomiary.

**C. Analiza jakościowa widma amplitudowego**

- a) zmierzyć widma amplitudowe dla uzgodnionych izotopów dobierając wzmocnienie i czas akwizycji tak, aby otrzymać czytelne widmo w postaci linii ciągłej, a nie pojedynczych pików;
- b) zapisać uzyskane widmo na dysku i wydrukowane dołączyć do sprawozdania;
- c) dokonać analizy jakościowej określając numery kanałów odpowiadające położeniu pików w widmie amplitudowym związanych z różnymi procesami oddziaływania kwantów  $\gamma$  w scyntylatorze (fotopik, krawędź comptonowska);
- d) obliczyć energię elektronów krawędzi comptonowskich i dla pików rozproszenia wstecznego korzystając z proporcji:

$$E = \frac{k_x \cdot E_1}{k_1} \quad (15)$$

gdzie:  $E_1$  – energia pierwszego fotopiku odczytana z tablic;

$k_1$  – numer kanału, wartość odczytana z wykresu widma dla pierwszego fotopiku;

$k_x$  – numer kanału, wartość odczytana z wykresu dla pozostałych wybranych pików z widma amplitudowego w punkcie (c);

- e) obliczyć udział poszczególnych zjawisk prowadzących do pochłonięcia kwantu  $\gamma$  jako stosunek odpowiednich pól powierzchni pod fotopikami do pola powierzchni pod ciągłym widmem comptonowskim;
- f) przeprowadzić interpretację otrzymanych wyników dla każdego izotopu oddzielnie oraz analizę porównawczą.

UWAGA: Do opracowania pomiarów wykorzystać załączniki:

1. Tabela nr 1 i nr 2;
2. Rys. 2.

**IV. Literatura**

1. K. Małuszyńska, M. Przytuła, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Łódź 1969];
2. T. Hilczer, „Ćwiczenia z fizyki jądrowej” [UAM, Poznań 1975];
3. William J. Price, „Detekcja promieniowania jądrowego” [PWT, Warszawa 1960];
4. Sz. Szczeniowski, cz. VI, „Fizyka doświadczalna. Fizyka jądra i cząstek elementarnych” [PWN, Warszawa 1974];
5. A. Strzałkowski, „Wstęp do fizyki jądra atomowego” [PWN, Warszawa 1969];
6. I. Kaplan, „Fizyka jądrowa” [PWN, Warszawa 1957];
7. K. N. Muchin, „Doświadczalna fizyka jądrowa” t. 1 i 2 [Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1978];
8. J. M. Massalski, „Detekcja promieniowania jądrowego”, [PWN, Warszawa 1959];
9. G. E. Pustowałow, „Fizyka atomowa i jądrowa”, [PWN, Warszawa 1975];
10. J. Araminowicz, K. Małuszyńska i inni, „Laboratorium fizyki jądrowej” [PWN, Warszawa 1974];
11. H. Hart, E. Karstens, „Izotopy promieniotwórcze w zastosowaniu do pomiaru grubości” [PWT, Warszawa 1960];

## Załączniki:

## Tabela nr 1

Dane izotopów wykorzystywanych w ćwiczeniu:

Izotop	Okres półrozpadu $T_{1/2}$	Energia promieniowania $\gamma$ [MeV]
$^{60}\text{Co}$	4,95 lat	1,173 1,333
$^{137}\text{Cs}$	33 lata	0,662
$^{22}\text{Na}$	2,6 lat	1,275
$^{133}\text{Ba}$	10 lat	0,057 0,082 0,30 0,357

## Tabela nr 2

Energie kwantów  $\gamma$  ( $E_\gamma$ )<sub>i</sub> odpowiadające im energie krawędzi comptonowskiego rozpraszania  $E_c$  oraz rozproszenia wstecznego  $E_w$ :

$E_\gamma$ [keV]	$E_c$ [keV]	$E_w$ [keV]
300	162	138
511	341	170
662	478	184
1173	963	210
1275	1062	213
1333	1119	214

## Rys. 2.

Schematyczne przedstawienie widma amplitud odpowiadającego naświetlaniu scyntylatora fotonami  $\gamma$ .