

**Wyznaczanie bezwzględnej aktywności źródła ^{60}Co
metodą koincydencyjną.**

Tomasz Winiarski

24 kwietnia 2001

WSTĘP TEORETYCZNY

Rozpad promieniotwórczy i czas połowicznego zaniku.

Rozpad promieniotwórczy polega na samoistnej przemianie jądra atomowego w jądro innego pierwiastka (lub przejściu tego jądra do niższego stanu energetycznego), któremu towarzyszy emisja kwantów promieniowania elektromagnetycznego (promieniowanie γ), elektronów (promieniowanie β) czy jąder atomów helu (promieniowanie α).

Przyjmuje się, iż przemiany te są zjawiskiem zachodzącym w czasie ze stałą intensywnością, zaś liczba jąder ulegających procesowi rozpadu w czasie dt opisana jest wyrażeniem :

$$dN = -\lambda N dt.$$

W każdej chwili czasu t możliwe jest ściśle określenie liczby jąder danego układu, które nie uległy rozpadowi z zależności zwanej *prawem rozpadu*:

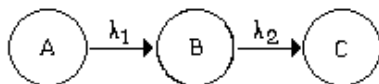
$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

gdzie N_0 - liczba jąder w chwili t_0 a λ - stała rozpadu charakterystyczna dla danego pierwiastka. Jednym z najważniejszych parametrów cechujących proces rozpadu jest czas połowicznego zaniku, podczas którego liczba jąder spada o połowę. Wartość tę oblicza się z powyższego równania przyjmując za $N(t) = \frac{1}{2}N_0$. Wówczas:

$$T = \ln \frac{2}{\lambda}.$$

Przejścia kaskadowe.

Rozpad promieniotwórczy może być zjawiskiem dwuetapowym. Dzieje się tak wtedy, gdy powstałe w wyniku przemiany jądro nie jest trwałe i w bardzo krótkim okresie czasu ulega kolejnemu rozpadowi. Zjawisko takie nazywane jest przejściem kaskadowym lub rozpadem promieniotwórczym selektywnym. Poszczególne etapy, z racji tego, że rozpadowi ulegają inne jądra, cechują się innymi stałymi rozpadu (rysunek 1).



Rysunek 1: Przejście kaskadowe o dwu różnych stałych rozpadu : λ_1 i λ_2 - stałe rozpadu; A,B,C - jądro atomowe w poszczególnych stadiach rozpadu.

Przejście kaskadowe związane jest ponadto z emisją dwóch różnych kwantów promieniowania. Ich rejestracja w krótkim przedziale czasu może być pośrednim dowodem przejścia kaskad-

owego, co zostało wykorzystane w opisanej w kolejnym punkcie.

Metoda koincydencyjna.

Preparat ^{60}Co rozpada się z jednoczesną emisją dwóch kwantów promieniowania γ (przejście kaskadowe jądra wzbudzonego do stanu podstawowego) o niewiele różniących się wartościach energii: $E' = 1.17 \text{ MeV}$ i $E'' = 1.33 \text{ MeV}$. Istotą metody koincydencyjnej jest rejestracja obu tych sygnałów jako dowodu zaistnienia przejścia, w bardzo krótkim przedziale czasu przez dwa niezależne liczniki. Liczba impulsów, które rejestruje licznik promieniowania w jednostce czasu wyraża się wzorem:

$$N = k'A\Omega + k''A\Omega,$$

gdzie A - aktywność preparatu, Ω - względny kąt bryłowy pod jakim obszar czynny detektora jest widziany ze źródła; k' , k'' - współczynniki wydajności detektora dla kwantów energii E' i E'' . Przy założeniu, iż wydajność obu detektorów jest w przybliżeniu jednakowa dla kwantów o energii E' i E'' ($k \approx k' \approx k''$) z powodu niewielkiej różnicy pomiędzy tymi energiami, każdy z liczników zarejestruje N_1 i N_2 impulsów:

$$N_1 = 2k_1A\Omega_1 \text{ i } N_2 = 2k_2A\Omega_2$$

Emisja kwantów γ z preparatu ^{60}Co jest słabo skorelowana kątowno, można zatem założyć, że emisja kwantu związanego z pierwszym przejściem w kaskadzie w określony kąt bryłowy jest niezależna od emisji kwantu związanego z drugim przejściem w ten sam kąt bryłowy. Zatem prawdopodobieństwo ich jednoczesnej rejestracji (rejestracja koincydencji) jest proporcjonalne do iloczynu kątów bryłowych i wydajności obu detektorów ($k_1\Omega_1k_2\Omega_2$). Liczba koincydencji wynosi więc:

$$N_k = 2Ak_1k_2\Omega_1\Omega_2$$

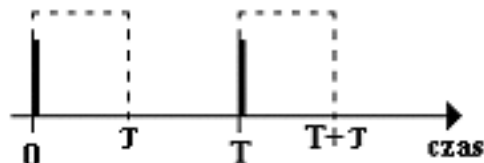
Z dwóch poprzednich zależności wyznacza się aktywność źródła:

$$A = \frac{N_1N_2}{2N_k}.$$

Artefakty

Wpływ czasu martwego na liczbę zliczeń.

Rejestracja impulsu powoduje chwilową bierność detektora pod względem detekcji następujących kwantów promieniowania, czyli tzw. *czas martwy licznika* - τ . Jeśli odstępy pomiędzy



Rysunek 2: Rejestracja impulsów; T - okres między sąsiednimi impulsami, τ - czas martwy licznika.

sąsiednimi impulsami będą krótsze aniżeli τ , część z nich zostanie pominięta przy zliczaniu



Rysunek 3: Wpływ czasu martwego na liczbę zliczeń; T - okres między sąsiednimi impulsami, τ - czas martwy licznika, i - impulsy zliczane.

Niech:

n_0 - liczba wszystkich impulsów padających na detektor w jednostce czasu,

n - liczba impulsów zliczanych na jednostkę czasu,

τ - czas martwy licznika,

wówczas na każdą jednostkę czasu licznik nie jest aktywny przez $n\tau$, a to odpowiada $n_0n\tau$ impulsom padającym na powierzchnię czynną detektora, a nie zliczanym przez niego. Zatem całkowita liczba impulsów padających na detektor wynosi:

$$n_0 = n + n_0n\tau ,$$

a stąd:

$$n_0 = \frac{n}{1-n\tau}.$$

Koincydencje przypadkowe.

Na zafałszowanie wyników wpływ mają również tzw. koincydencje przypadkowe będące konsekwencją skończonego czasu rozdzielczego t układu (maksymalny czas odstępu pomiędzy impulsem rejestrowanym przez pierwszy detektor a impulsem rejestrowanym przez detektor drugi, tak aby były uznawane za pochodzące z tego samego rozpadu). Załóżmy, że do układu koincydencji dotarł impuls z jednego z detektorów. Jeżeli w czasie $\Delta t < t$ z drugiego detektora również nadejdzie impuls, to będą one zarejestrowane jako koincydencja nawet wtedy, gdy nie pochodzą z tego samego rozpadu. Układ koincydencji zostaje otwarty na czas t impulsem z pierwszego detektora, zaś do drugiego dociera w tym czasie $N_2 t$. W jednostce czasu proces ten zostanie powtórzony N_1 razy. Impuls w drugim kanale może wyprzedzać impuls w kanale pierwszym, bądź być względem niego opóźniony, stąd czas, w ciągu którego są rejestrowane koincydencje przypadkowe jest równy $2t$. Na jednostkę czasu przypada zatem:

$$N_{kp} = 2N_1 N_2 t$$

koincydencji przypadkowych.

Tło promieniowania.

Na końcowy wynik wpływ ma również tło promieniowania. Należy je zmierzyć przed rozpoczęciem pracy z preparatem i uwzględnić w obliczeniach.

MATERIAŁY I METODY

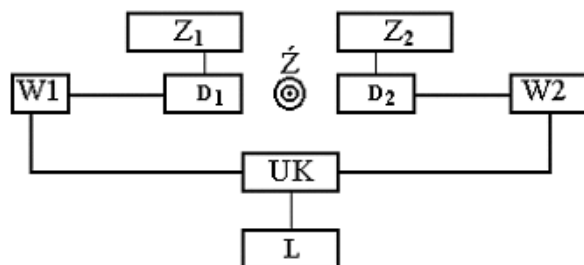
Celem doświadczenia było zapoznanie się z koincydencyjną metodą pomiaru bezwzględnej aktywności źródła promieniowania γ oraz czynnikami mającymi wpływ na zafałszowanie wyników

Pomiary wykonano za pomocą aparatury, której schemat przedstawia rysunek 4:

Detektory promieniowania zasilane były napięciami: $U_1 = 1380V$ oraz $U_2 = 1260V$.

W trakcie ćwiczenia zmierzyłem:

1. Tło promieniowania rejestrowane przez oba detektory: T_1 i T_2 .
2. Liczbę impulsów promieniowania γ pochodzącego z rozpadu preparatu padających na każdy z detektorów z osobna: N_1 i N_2 .
3. Liczbę koincydencji w przypadku liniowego ustawienia detektorów: N_{kpln} .



Rysunek 4: Schemat aparatury pomiarowej: \dot{Z} - źródło promieniowania - ^{60}Co ; D1,D2 - detektory promieniowania g; W1,W2 - wzmacniacze z dyskryminatorami progu; Z₁,Z₂ - zasilacze; UK - układ koincydencyjny; L - licznik impulsów.

4. Liczbę koincydencji w przypadku prostopadłego ustawienia detektorów: $N_{kpprost}$.

Pomiary koincydencji wykonywałem w czasie $t = 1000s$, zaś liczbę zliczeń dla każdego z liczników w czasie $t = 100s$.

OPRACOWANIE WYNIKÓW POMIARÓW

Wykonałem sześć pomiarów, których wyniki zostały przedstawione w poniższej tabeli. Korzystając z rozkładu Poissona możemy obliczyć błąd (jakim obarczone zostały wyniki pomiarów), który wyraża się wzorem:

$$\sigma = \sqrt{\frac{N_i}{t^2}}$$

Liczba zliczeń w jednostce czasu pochodząca z tła:

Ustawienie równoległe:

Tło	Impulsy/sek	Błąd wyznaczenia
Detektor 1	17,07	0,04
Detektor 2	28,06	0,05

Ustawienie prostopadłe:

Tło	Impulsy/sek	Błąd wyznaczenia
Detektor 1	13,34	0,04
Detektor 2	27,67	0,05

Liczba zliczeń w jednostce czasu:

Ustawienie równoległe w obecności próbki ^{60}Co :

Zliczanie	Impulsy/sek	Błąd wyznaczenia
Detektor 1	406,41	2,01
Detektor 2	399,16	1,99
Koincydencji	0,038	0,006

Ustawienie prostopadłe w obecności próbki ^{60}Co :

Zliczanie	Impulsy/sek	Błąd wyznaczenia
Detektor 1	406,62	2,01
Detektor 2	399,33	1,99
Koincydencji	0,030	0,005

Wpływ czasu martwego na liczbę zliczeń:

Wartość n_0 obliczano ze wzoru $n_0 = \frac{n}{1-n\tau}$, błąd z różniczki zupełnej:

$$\Delta n_0 = \left| \frac{1}{(1-n\tau)} \right| \cdot \Delta n$$

Zatem rzeczywista liczba impulsów padających na detektory dla ustawiania prostopadłego wynosi:

dla licznika 1: $n_1 = (406,62 \pm 2,01)/sek.$
dla licznika 2: $n_2 = (399,33 \pm 1,99)/sek.$

Zatem rzeczywista liczba impulsów padających na detektory dla ustawienia liniowego wynosi:
dla licznika 1: $n_1 = (406,41 \pm 2,01)/sek.$
dla licznika 2: $n_2 = (399,16 \pm 1,99)/sek.$

Uwzględnienie koincydencji przypadkowych:

Liczbę koincydencji przypadkowych oblicza się ze wzoru $N_{kp} = 2N_1N_2\tau$, a błąd z różniczki zupełnej:

$$\Delta n_{kp} = |2n_{02}\tau|\Delta n_1 + |2n_{01}\tau|\Delta n_2.$$

Zatem liczba koincydencji przypadkowych wynosi:

$$n_{kp} = (16,22 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}/sek$$

Stąd rzeczywista liczba koincydencji wynosi:
w przypadku ustawienia liniowego:

$$n_{k180} = (46,22 \pm 7,1) \cdot 10^{-3}/sek$$

zaś w przypadku ustawienia pod kątem prostym :

$$n_{k90} = (54,22 \pm 7,1) \cdot 10^{-3}/sek$$

Wyznaczenie aktywności źródła

Z wzoru $A = \frac{n_1 n_2}{2n_k}$, oraz

$$\Delta A = \left| \frac{n_2}{2n_k} \right| \cdot \Delta n_1 + \left| \frac{n_1}{2n_k} \right| \cdot \Delta n_2 + \left| -\frac{n_1 n_2}{2n_k^2} \right| \cdot \Delta n_k$$

Zatem aktywność źródła dla ustawienia liniowego detektorów wynosi:

$$A = (18,06 \pm 0,93) \cdot 10^6 Bq$$

W przypadku ustawienia pod kątem prostym:

$$A = (22,84 \pm 1,06) \cdot 10^6 Bq$$

Aktywność źródła na dzień 3 V 1969r.

Czas połowicznego zaniku dla ^{60}Co wynosi:

$$T_{\frac{1}{2}} = 5,3\text{lat.}$$

Na mocy prawa rozpadu stała rozpadu wynosi:

$$\lambda = 0,1311/\text{rok}$$

Zatem aktywność preparatu na dzień 3 V 1969 ($T = 30,9\text{lat}$):

- dla przypadku liniowego :

$$A_{180} = A_{x\ 180} e^{-\lambda T}, \text{ więc}$$

$$A_{x\ 180} = (1034 \pm 207) \cdot 10^6 \text{Bq}$$

- dla przypadku nieliniowego:

$$A_{90} = A_{x\ 90} e^{-\lambda T}, \text{ więc}$$

$$A_{x\ 90} = (1308 \pm 249) \cdot 10^6 \text{Bq}$$

WNIOSKI

Wyznaczona w trakcie ćwiczenia aktywność preparatu ulega niewielkim zmianom dla różnych ustawień detektorów. Z pewnym przybliżeniem uznać można, iż się nie zmieniła. Obserwacje takie prowadzą w bezpośredni sposób do stwierdzenia, iż nie istnieje praktycznie żadna korelacja kątowa pomiędzy emitowanymi w dwóch różnych etapach przejścia kaskadowego kwantami promieniowania γ .

Literatura:

1. A. Strzałkowski "Wstęp do fizyki jądra atomowego" PWN Warszawa 1984;
2. J. Araminowicz, K. Maluszyńska, M. Przytuła "Laboratorium fizyki jądrowej" PWN Warszawa 1974;