

J17 - Badanie zjawiska Dopplera dla promieniowania gamma

Celem doświadczenia jest obserwacja i analiza zjawiska Dopplera dla promieniowania γ emitowanego ze stanu wzbudzonego ^{12}C . Promieniowanie to powstaje wskutek reakcji zachodzących w źródle neutronów typu Pu-Be. Do pomiaru promieniowania γ stosuje się detektor germanowy o dużej rozdzielczości.

Materiał, który należy opanować do kolokwium wstępnego

1. Oddziaływanie kwantów γ z materią:
 - a) efekt fotoelektryczny,
 - b) efekt Comptona,
 - c) tworzenie par, anihilacja pozytonów,
 - d) zależność przekrojów czynnych na oddziaływanie kwantów γ z materią od energii kwantów gamma i liczby atomowej ośrodka.
2. Detekcja promieniowania γ :
 - a) budowa i zasada działania detektora germanowego,
 - b) kalibracja energetyczna detektora źródłami promieniowania γ ,
 - c) widmo monoenergetycznej linii γ w detektorze,
 - d) podstawowe układy elektroniczne współpracujące z detektorem: oscyloskop, zasilacz wysokiego napięcia, wzmacniacz, wielokanałowy analizator amplitudy.
3. Źródła neutronów termicznych, spowalnianie neutronów. Podstawy działania źródła Pu-Be.
4. Dodatkowo należy zapoznać się z publikacją:

“Observation of a Doppler broadening of the 4438 keV gamma-line of ^{12}C in processes of $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$ and $^9\text{Be}(\alpha n\gamma)^{12}\text{C}$ ”
Z. Janout, S. Pospisil, M. Vobecky,
Journal of Radioanalytical Chemistry, 56 (1980) 71.

Przebieg pomiarów

1. Zapoznanie się z układem pomiarowym i zrozumienie jego działania (warto zrobić rysunek!).
2. Optymalizacja warunków pracy układu (czas kształtowania impulsów).

Uwaga! Detektor powinien być pod napięciem, którego nie należy zmieniać. W razie wątpliwości koniecznie skonsultuj się z prowadzącym!
3. Kalibracja energetyczna układu pomiarowego przy wykorzystaniu standardowych źródeł promieniowania γ .
4. Pomiar promieniowania γ w pobliżu źródła neutronów.

Uwaga: należy zapisywać na dysku komputera wszystkie mierzone widma!

Opis

Opis powinien zawierać następujące elementy:

- Streszczenie.
- Krótki wstęp prezentujący ideę oraz cel pomiarów.
- Schemat układu doświadczalnego.
- Opis warunków pomiarowych (ew. ich optymalizacji).
- Opis samych pomiarów oraz ich wyniki.
- Analiza danych. Należy przeprowadzić dokładną kalibrację energetyczną detektora. Zazwyczaj jest ona z dobrym przybliżeniem liniowa. Zaleca się jednak stworzenie wykresu reszt, czyli różnicy między wartością tablicową linii γ a wartością jaka wynika z linii kalibracyjnej. Jeśli wykres reszt sugeruje, że poprawki nieliniowe mogą poprawić dokładność kalibracji, to należy je wprowadzić. Warto też stworzyć wykres zdolności rozdzielczej detektora (FWHM) w funkcji energii promieniowania γ .
- Wyniki i ich dyskusja. Należy zidentyfikować główne linie γ w widmie a następnie wybrać obszar widma zawierający linię o energii 4438 keV, która powinna mieć wyraźne poszerzenie dopplerowskie. Kształt tej linii trzeba opisać przy pomocy modelu numerycznego lub analitycznego. Model ten należy opracować samodzielnie w porozumieniu z asystentem.
- Krótkie podsumowanie.

Należy unikać opisu zasad działania aparatury - znajomość ta będzie sprawdzana w trakcie kolokwium. Prosimy nie przepisywać informacji z instrukcji. Zbędne jest wyprowadzanie jakichkolwiek wzorów (z wyjątkiem ew. własnych).

LITERATURA

1. A. Strzałkowski - „Wstęp do fizyki jądra atomowego”
2. T. Mayer-Kuckuk - „Fizyka jądrowa”
3. K.N. Muchin - „Doświadczalna fizyka jądrowa” cz. I „Fizyka jądra atomowego”
4. W.R. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments".
5. G.F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement".
6. Chart of Nuclides, <http://www.nndc.bnl.gov/chart/>

Informacje dodatkowe

Oddziaływanie kwantów gamma z materią

Warunkiem zarejestrowania promieniowania gamma jest jego oddziaływanie z materiałem detektora. Promieniowanie gamma może oddziaływać zarówno z elektronami jak i z jądrami i polami elektrycznymi elektronów i jąder atomowych. Oddziaływania te mogą prowadzić do całkowitej absorpcji lub też elastycznego bądź nieelastycznego rozpraszania kwantów promieniowania gamma. W praktyce znaczenie mają trzy zjawiska:

Zjawisko fotoelektryczne – w procesie tym kwant gamma oddziałuje z elektronem związanym w atomie ośrodka i przekazuje mu całą swoją energię. Kwant gamma zostaje całkowicie zaabsorbowany natomiast elektron uzyskuje energię równą:

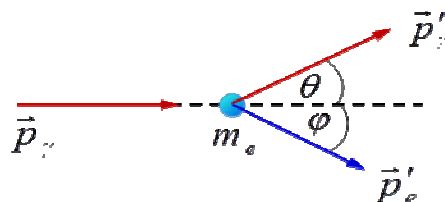
$$E_e = E_\gamma - E_B \quad (1)$$

gdzie E_B – energia wiązania elektronu na orbicie atomowej, z której został wybity, zwykle $E_B \ll E_\gamma$. Wybity elektron porusza się w materiale detektora i traci energię wskutek wzbudzeń i jonizacji atomów ośrodka. Dziura w powłoce atomu zjonizowanego w wyniku procesu fotoelektrycznego zostaje zapelniona przez elektron z wyższej powłoki. Temu przejściu towarzyszy emisja kwantu charakterystycznego promieniowania X lub emisja elektronu Auger'a. Energia tych cząstek zostaje zaabsorbowana w materiale detektora. Wszystkie te procesy zachodzą bardzo szybko i z punktu widzenia układu detekcyjnego można je traktować jak równoczesne. Dlatego też całkowita energia rejestrowana przez detektor jest równa E_γ . Przekrój czynny na efekt fotoelektryczny silnie zależy od liczby atomowej ośrodka oraz energii kwantu gamma:

$$\sigma_f \propto \frac{Z^{4.5}}{E_\gamma^3} \quad (2)$$

Na rysunku 1 pokazano zależność przekroju czynnego na efekt fotoelektryczny od energii kwantów gamma oddziałujących z atomami germanu.

Efekt Comptona – w procesie tym kwant gamma ulega nieelastycznemu rozproszeniu na swobodnym (słabo związanym elektronie) i przekazuje mu część swojej energii.



Energia kinetyczna przyspieszonego elektronu określona jest wzorem wynikającym z zasady zachowania energii i pędu:

$$E'_e = E_\gamma \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (3)$$

gdzie

θ - kąt pod jakim nastąpiło rozproszenie kwantu gamma,

$$\alpha = E_\gamma / m_e c^2.$$

Jak wynika ze wzoru (3), energia elektronu zależy od kąta pod jakim nastąpiło rozproszenie kwantu gamma i przyjmuje wartości od 0 - dla kątów rozproszenia równych zero do wartości maksymalnej - dla kwantów gamma rozproszonych do tyłu ($\theta = 180^\circ$). Przyspieszony elektron porusza się w materiale detektora i traci energię wskutek wzbudzeń i jonizacji atomów ośrodka. Rozproszony kwant gamma może opuścić kryształ lub ponownie oddziaływać z materiałem detektora. Zależność przekroju czynnego na efekt Comptona od liczby atomowej ośrodka oraz energii kwantu gamma (dla $E_\gamma > 511$ keV) opisuje wyrażenie:

$$\sigma_C \propto Z \frac{\ln E_\gamma}{E_\gamma} \quad (4)$$

Na rysunku 1 pokazano zależność przekroju czynnego na efekt Comptona od energii kwantów gamma oddziałujących z elektronami atomów germanu. Proces ten dominuje dla energii kwantów γ z zakresu 150 keV – 8 MeV.

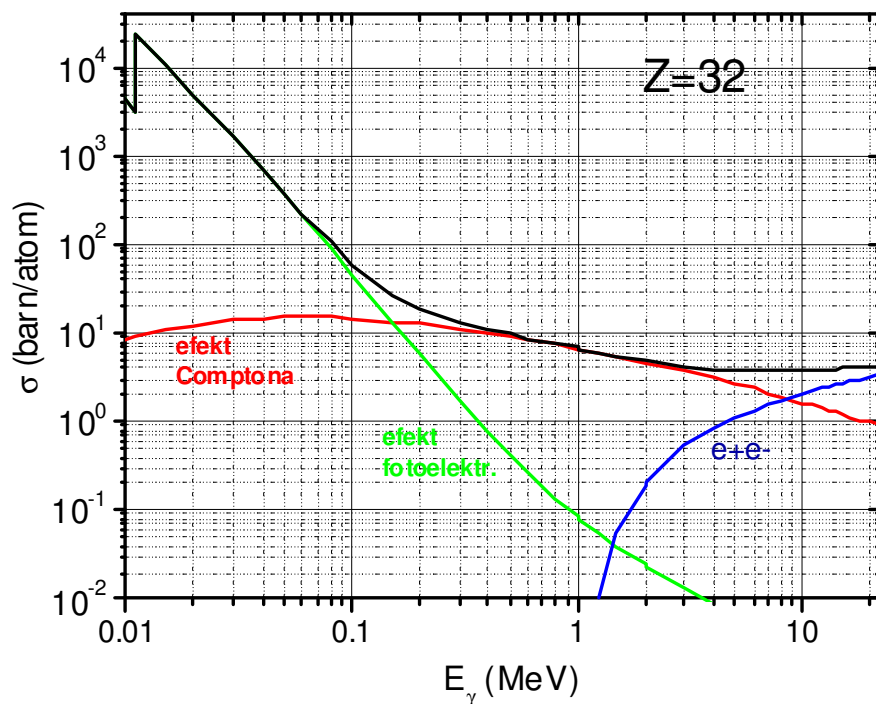
Zjawisko kreacji par – w procesie tym kwant gamma zamienia się na parę e^+e^- (elektron-pozyton). Proces ten może zachodzić jedynie dla kwantów gamma o energii większej niż $2m_e c^2 = 1022$ keV i zachodzi w polu jądra atomowego (rzadziej elektronu), gdyż tylko wtedy możliwe jest spełnienie zasady zachowania energii i pędu. Łączna energia kinetyczna wytworzonej pary e^+e^- wynosi:

$$E_{e^+} + E_{e^-} = E_\gamma - 2m_e c^2 \quad (5)$$

Elektron i pozyton powstałe w procesie kreacji par poruszają się w materiale detektora i tracą swoją początkową energię kinetyczną. Zatrzymany pozyton tworzy z napotkanym elektronem ośrodka tzw. pozytonium, które anihiluje w czasie ~ 125 ps emitując dwa kwanty gamma o energii 511 keV każdy. Jeśli energia kinetyczna elektronu, energia kinetyczna pozytonu oraz energia obydwu anihilacyjnych kwantów gamma zostaną zaabsorbowane w materiale detektora to zarejestruje on całkowitą energię padającego kwantu gamma. Może się jednak zdarzyć, że jeden lub obydwa kwanty anihilacyjne uciekną z detektora nie pozostawiając w nim żadnej energii. Wtedy detektor zarejestruje energię równą odpowiednio $E_\gamma - 511$ keV lub $E_\gamma - 2 \cdot 511$ keV. W widmie impulsów z detektora oświetlonego kwantami gamma o energii większej niż 1022 keV pojawią się trzy piki: pik pełnej absorpcji promieniowania E_γ , tzw. pik pojedynczej ucieczki ($E_\gamma - 511$ keV) oraz pik podwójnej ucieczki ($E_\gamma - 2 \cdot 511$ keV).

Rysunek 1 pokazuje zależność energetyczną przekroju czynnego na zjawisko kreacji par dla kwantów gamma padających na atomy germanu. Przekrój czynny na efekt kreacji par rośnie z kwadratem liczby atomowej ośrodka:

$$\sigma_{pair} \propto Z^2$$

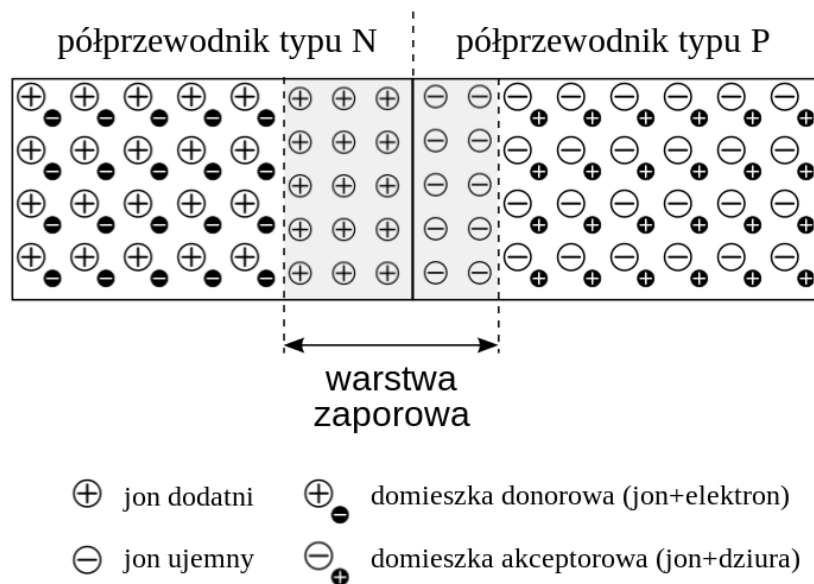


Rys. 1 Zależność energetyczna przekrojów czynnych na oddziaływanie kwantów gamma z atomami germanu.

Detektor germanowy

Detektor germanowy należy do klasy detektorów półprzewodnikowych. Ich zasada działania opiera się na własnościach tzw. złącza p-n. Złącze takie powstaje na styku dwóch typów półprzewodnika: w jednym swobodnymi nośnikami ładunku są elektrony (typ n), a w drugim dziury (typ p). Półprzewodniki takie uzyskuje się w wyniku specjalnego domieszkowania kryształu (np. germanu). Na złączu swobodne, większościowe nośniki dyfundują do warstwy sąsiedniej i rekombinują. W ten sposób, samoistnie tworzy się tzw. warstwa zaporowa (ang. *depletion region*), w której brak jest swobodnych nośników ładunku, i w której występuje pole elektryczne wytworzone przez jony sieci krystalicznej (patrz rys. 2). Złącze takie ma charakter prostowniczy - zasadniczo przewodzi prąd elektryczny tylko w jednym kierunku. Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym ("+" po stronie n, "-" po stronie p), warstwa zaporowa rozszerza się, a pole elektryczne w niej się zwiększa. Obszar ten stanowi aktywną objętość detektora. Promieniowanie jonizujące wewnątrz tego obszaru, np. elektron wybity wskutek zjawiska fotoelektrycznego, kreuje w nim pary elektron-dziura, które w polu elektrycznym poruszają się w stronę zewnętrznych elektrod, tworząc impuls elektryczny. Wielkość tego impulsu, czyli liczba par elektron-dziura, jest proporcjonalna do energii zdeponowanej w detektorze przez cząstkę jonizującą. Impuls ten, po wstępnym wzmocnieniu w przedwzmacniaczu, może być przetwarzany przez następne układy elektroniczne w celu jego analizy i rejestracji.

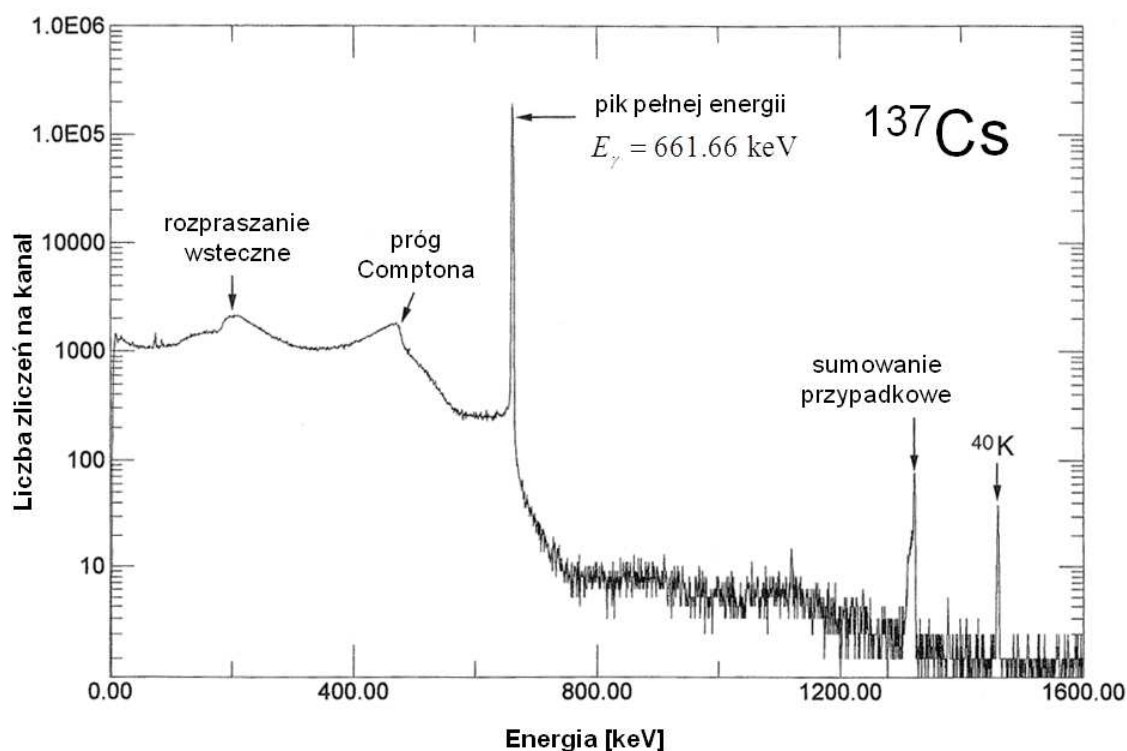
Przerwa energetyczna między pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa w kryształ germanu wynosi ok. 0.7 eV. Jest ona na tyle mała, że w temperaturze pokojowej, wskutek ruchów termicznych, tworzyłaby się znaczna liczba par elektron-dziura tworząc szum zakłócający pracę detektora. Aby temu przeciwdziałać, detektor germanowy musi pracować w bardzo niskiej temperaturze, co osiąga się poprzez kontakt z ciekłym azotem (77 K). Dlatego zawsze detektor germanowy połączony jest ze zbiornikiem na ciekły azot.



Rys. 2 Schemat półprzewodnikowego złącza n-p.

Rysunek 3 przedstawia widmo (rozkład) amplitud sygnałów z detektora germanowego zarejestrowane podczas pomiaru źródła ^{137}Cs emitującego kwanty gamma o energii 662 keV. Pik o największej amplitudzie odpowiada pełnej absorpcji promieniowania gamma o energii 662 keV w kryształ germanu. Jest to możliwe np. wskutek zajścia zjawiska fotoelektrycznego w materiale detektora.

Przedział amplitud rozciągający się od zerowej energii do tzw. krawędzi Comptona odpowiada zdarzeniom, w których jedynie część energii kwantu gamma została zaabsorbowana w detektorze. Główny wkład do tej części widma daje efekt Comptona, w którym kwant gamma przekazuje część swojej energii jednemu z elektronów materiału detektora, natomiast kwant rozproszony z niego ucieka. Energia jaką uzyskuje elektron zależy od wartości kąta pod jakim nastąpiło rozproszenie. Krawędź Comptona odpowiada przypadkom, w których w procesie rozpraszania kwant gamma przekazał elektronowi w kryształ detektora maksymalną energię (rozproszenie pod kątem $\theta = 180^\circ$, zobacz wzór (2)).



Rys. 3 Widmo amplitud sygnałów z detektora germanowego, w skali logarytmicznej, zarejestrowane podczas pomiaru promieniowania gamma emitowanego ze źródła ^{137}Cs . Widoczna jest także linia tła pochodząca z izotopu potasu ^{40}K .

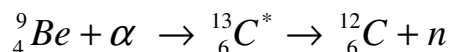
Podstawowe wielkości określające własności układu spektrometrycznego

- 1) Energetyczna zdolność rozdzielcza określająca zdolność układu detekcyjnego do obserwacji przejść gamma o bardzo bliskich energiach. Detektory germanowe mają znacznie lepszą zdolność rozdzielczą niż detektory scyntylacyjne. Całkowita szerokość w połowie wysokości (FWHM) dla linii gamma o energii 662 keV (^{137}Cs) wynosi typowo ok. 2 keV.
- 2) Wydajność rejestracji promieniowania gamma. Z praktycznego punktu widzenia interesująca jest wydajność rejestracji pełnej energii emitowanych kwantów gamma. Wielkość tę definiuje się jako stosunek liczby zliczeń zarejestrowanych w pikie odpowiadającym rejestracji pełnej energii kwantu gamma do całkowitej liczby kwantów gamma wyemitowanych ze źródła w czasie trwania pomiaru. Wydajność spektrometru silnie zależy od energii rejestrowanych kwantów oraz od geometrii pomiaru (kształtu i położenia źródła względem kryształu detektora).
- 3) Kalibracja energetyczna określa związek pomiędzy energią kwantów gamma a amplitudą rejestrowanych sygnałów. W przypadku kalibracji liniowej zależność tę opisuje się jako $E_\gamma = a + bk$, gdzie k – numer kanału, a , b – współczynniki kalibracyjne.

Kalibrację energetyczną oraz kalibrację wydajnościową spektrometru wykonuje się wykorzystując źródła kalibracyjne o bardzo dobrze znanych energiach kwantów gamma i prawdopodobieństwach emisji.

Źródło neutronów

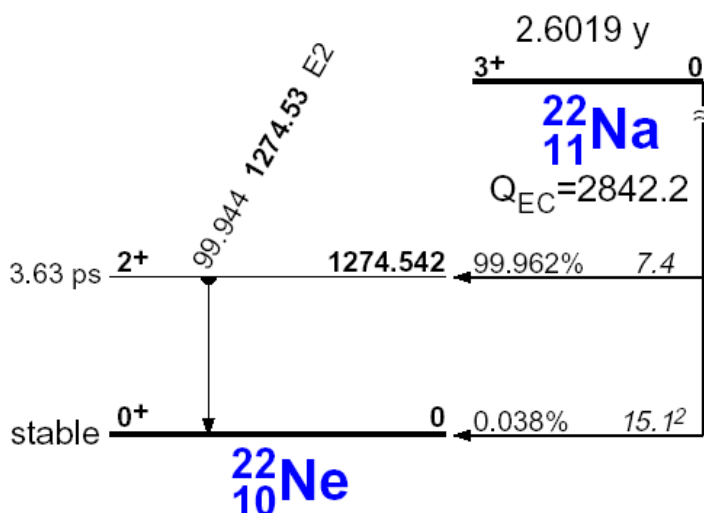
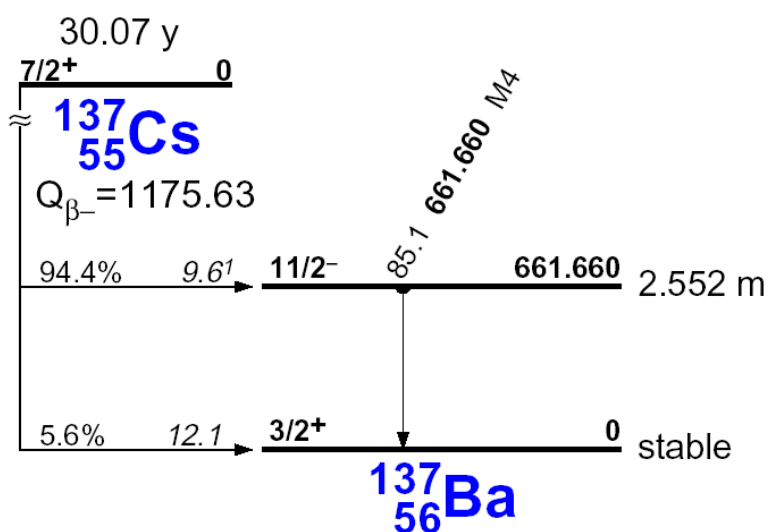
W ćwiczeniu J17 wykorzystuje się źródło neutronów wytwarzanych w reakcji cząstek alfa z tarczą berylową

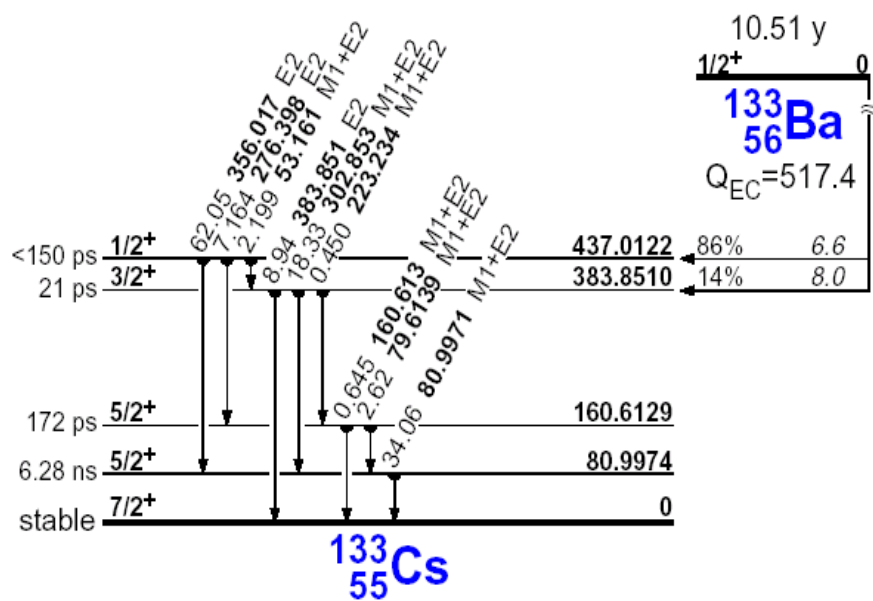
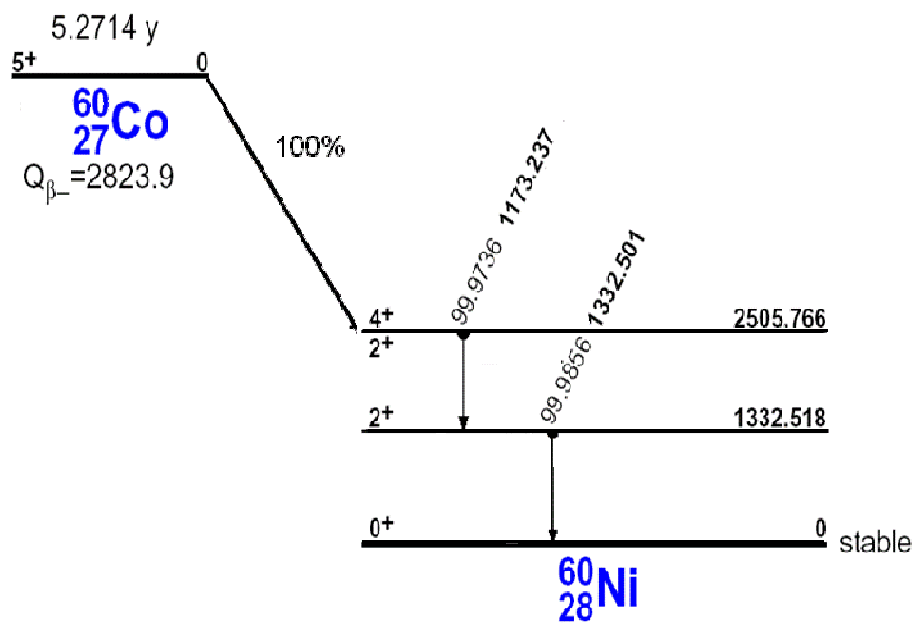


Jako źródło cząstek alfa wykorzystywany jest izotop ${}^{239}\text{Pu}$ ($T_{1/2}=2.4 \cdot 10^4$ lat).

Źródło neutronów jest wykonane w postaci stopu Pu-Be (1:13). Jego wydajność wynosi $8.5 \cdot 10^4$ neutronów/s na 1 gram ${}^{239}\text{Pu}$. Widmo energii neutronów emitowanych ze źródła Pu-Be jest ciągłe i zawiera się w przedziale 0-10 MeV. Średnia energia kinetyczna emitowanych neutronów wynosi około 4 MeV. Źródło Pu-Be umieszczone jest w środku bloku (walec $80 \times 80 \times 70$ cm³) wykonanego z parafiny ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$). Parafina pełni rolę moderatora umożliwiającego spowolnienie neutronów do energii rzędu ułamka elektronowolta. Neutrony tracą swoją początkową energię kinetyczną w elastycznych i nieelastycznych zderzeniach z jądrami wodoru i węgla. Już po kilkunastu zderzeniach neutrony o energii początkowej ~MeV osiągają energię porównywalną z energią kinetyczną ruchu termicznego atomów moderatora: $E \sim kT = 25$ meV dla $T = 300$ K. Takie neutrony nazywamy neutronami termicznymi.

Schematy rozpadu wybranych źródeł kalibracyjnych





Energie wzbudzenia poziomów i energie przejść gamma podano w keV.