

Podstawy fizyki jądrowej i technik eksperymentalnych

Wstęp

Zawarte w prezentowanych materiałach informacje stanowią wstęp, a w pewnych przypadkach uzupełnienie, zagadnień wymaganych na kolokwium wstępnym. Zachęcamy do zapoznania się ze wszystkimi rozdziałami, ale oczywiście największą uwagę warto poświęcić tym fragmentom, które są bezpośrednio związane z wykonywanymi ćwiczeniami. Warto przy tym zauważyć, że materiały te nie zastępują w pełni lektury zalecanej literatury podawanej w instrukcjach do poszczególnych ćwiczeń.

Spis treści

1	Oddziaływanie ciężkich cząstek naładowanych z materią	2
2	Oddziaływanie promieniowania gamma z materią	3
3	Detektory germanowe	6
4	Detektory krzemowe	7
5	Detektory scyntylacyjne	8
6	Układy elektroniczne	8
7	Własności spektrometrów	10
8	Źródło neutronów	12
9	Schematy rozpadów	13
10	Zagadnienia statystyczne	14

1 Oddziaływanie ciężkich cząstek naładowanych z materią

Ciężkie cząstki naładowane, do których zaliczymy tu wszystkie cząstki cięższe od elektronu (miony, piony, protony, ciężkie jony) przechodząc przez materię tracą energię głównie w wyniku zderzeń z elektronami atomowymi ośrodka. Zderzenia te prowadzą do wzbudzeń atomów ośrodka i do ich jonizacji. W pojedynczym zdarzeniu strata energii cząstki jest zazwyczaj bardzo mała, ale następuje tu po sobie wiele zderzeń. W rezultacie tory cząstek emitowanych z tego samego miejsca i o tej samej energii (np. z punktowego źródła alfa) są do siebie bardzo zbliżone, aczkolwiek występuje pewien ich rozrzut. Tym niemniej dość dobrze można zdefiniować zasięg cząstek w materiale, jako odległość po jakiej wiązka cząstek zostanie osłabiona o połowę. Wielkością, którą opisujemy hamowanie cząstki w ośrodku jest strata energii na jednostkę długości toru (zwana także zdolnością hamującą - stopping power $S(E) = -dE/dx$). W szerokim zakresie energii ciężkich cząstek naładowanych obowiązuje formuła wyprowadzona przez Bethego i Blocha

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi r_e^2 m_e c^2 \frac{z^2 n}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right], \quad (1)$$

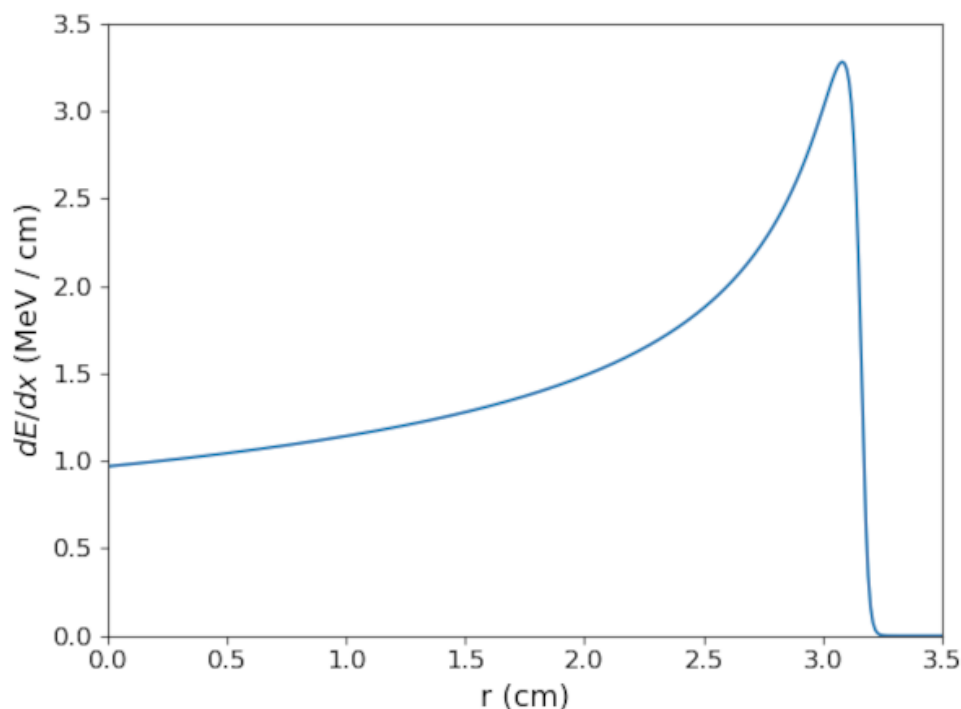
gdzie

- $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ - klasyczny promień elektronu,
- n - gęstość elektronów w ośrodku na cm^{-3} ,
- z - ładunek zatrzymującej się cząstki,
- I - średni potencjał jonizacyjny ośrodka,
- δ - poprawka na gęstość ośrodka (istotne dla wysokich energii)

W przypadkach, gdy prędkość cząstki jest niewielka w porównaniu do prędkości światła (np. dla typowych energii cząstek alfa emitowanych w rozpadach jądrowych), możemy zastosować przybliżenie nierelatywistyczne, zaniedbując wyraz β^2 oraz δ . Podstawiając gęstość elektronów równą $n = \rho Z/A$, $\beta = v/c$ oraz energię kinetyczną cząstki w postaci $mv^2/2$ otrzymamy następującą postać

$$-\frac{dE}{dx} = \kappa \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2 m c^2}{2E} \ln \left(\frac{4m_e c^2 E}{I m c^2} \right), \quad (2)$$

gdzie jawnie widać, że mamy do czynienia z równaniem różniczkowym ($\kappa = 0.307 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ grupuje wszystkie stałe). Jego rozwiązanie jest możliwe do znalezienia w sposób numeryczny. Jako warunek początkowy przyjmujemy początkową energię cząstki, a następnie znajdujemy straty energii dla cienkich warstw materiału (Δx). Przyjmujemy, że strata energii w cienkiej warstwie jest równa iloczynowi zdolności hamującej i grubości warstwy. W ten sposób uzyskujemy straty energii na jednostki długości wzdłuż toru. Na poniższym wykresie znajduje się przykład wyliczonych strat energii dla cząstki alfa w powietrzu.



W miarę hamowania straty energii rosną do pewnego maksimum, a potem na skutek efektów ekranowania ładunku cząstki przez wychwycone elektrony szybko maleją. Wynika z tego, że maksimum strat energii (jonizacji ośrodka) występuje na końcu toru cząstki. Fakt ten jest wykorzystywany m.in. w terapii hadronowej. W praktyce wzór Bethego-Blocha jest zbyt dużym uproszczeniem, szczególnie pod koniec toru cząstki. Dlatego popularną metodą są symulacje typu Monte-Carlo, stosowane np. przez program SRIM.

2 Oddziaływanie promieniowania gamma z materią

Promieniowanie γ jest jednym z typów promieniowania jonizującego. Zgodnie z cechą sugerowaną przez nazwę, promieniowanie takie jest zdolne do jonizacji, czyli wybijania elektronów z ośrodka, na które pada. Wszystkie detektory promieniowania wykorzystują to zjawisko w jakiś sposób. Najprostsze detektory, takie jak liczniki Geigera-Müllera, obecne np. w dozymetrach znajdujących się na pracowni są w stanie jedynie zarejestrować akt jonizacji, a więc samą obecność promieniowania i zliczać liczbę impulsów. W wykonywanych ćwiczeniach zwykle potrzebujemy więcej informacji - chcemy mierzyć widmo promieniowania γ , a więc rozkład energii emitowanych kwantów.

Detektor jest w stanie zmierzyć tylko taką energię jaka została przekazana materiałowi, z którego jest zbudowany. Kwanty γ są cząstkami o zerowej masie i ładunku i oddziałują z materią zupełnie inaczej niż cząstki naładowane, które mogą przekazywać swoją energię do ośrodka przez oddziaływanie elektromagnetyczne. W przypadku zakresu energii kwantów mierzonych na pracowni, najważniejsze będą trzy mechanizmy oddziaływania opisane poniżej.

2.1 Zjawisko fotoelektryczne

Kwant γ może oddziaływać z elektronem związany w atomie ośrodka i zostać zaabsorbowany, przekazując całkowicie swoją energię elektronowi. Elektron uzyskuje energię kinetyczną równą różnicy energii kwantu γ i energii wiązania elektronu na orbicie atomowej

$$E_e = E_\gamma - E_B. \quad (3)$$

Wybity elektron, cząstka posiadająca ładunek, porusza się w ośrodku i przekazuje mu swoją energię w aktach wzbudzeń atomów oraz wtórnych jonizacji. Jednocześnie dziura w atomie, z którego pochodzi zostaje zapełniona przez elektron z wyższych powłok, czemu następuje emisja promieniowania X lub elektronu Auger'a. Energia wszystkich tych cząstek zostaje zaabsorbowana w niewielkiej odległości od miejsca pierwotnej jonizacji i wszystkie te procesy zachodzą bardzo szybko. W rezultacie, z punktu widzenia detekcji, pełna energia pierwotnego kwantu γ zostaje jednocześnie zaabsorbowana w ośrodku.

2.2 Efekt Comptona

Padający foton może ulec rozproszeniu na elektronie i zmienić kierunek swojego ruchu. Oczywiście musi się to wiązać z przekazaniem pewnej części energii elektronowi. Jeżeli kwant γ rozproszy się pod kątem θ w stosunku do pierwotnego kierunku, to energię przekazaną elektronowi można wyznaczyć z zasady zachowania energii i pędu i wynosi ona

$$E_e = E_\gamma \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad (4)$$

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

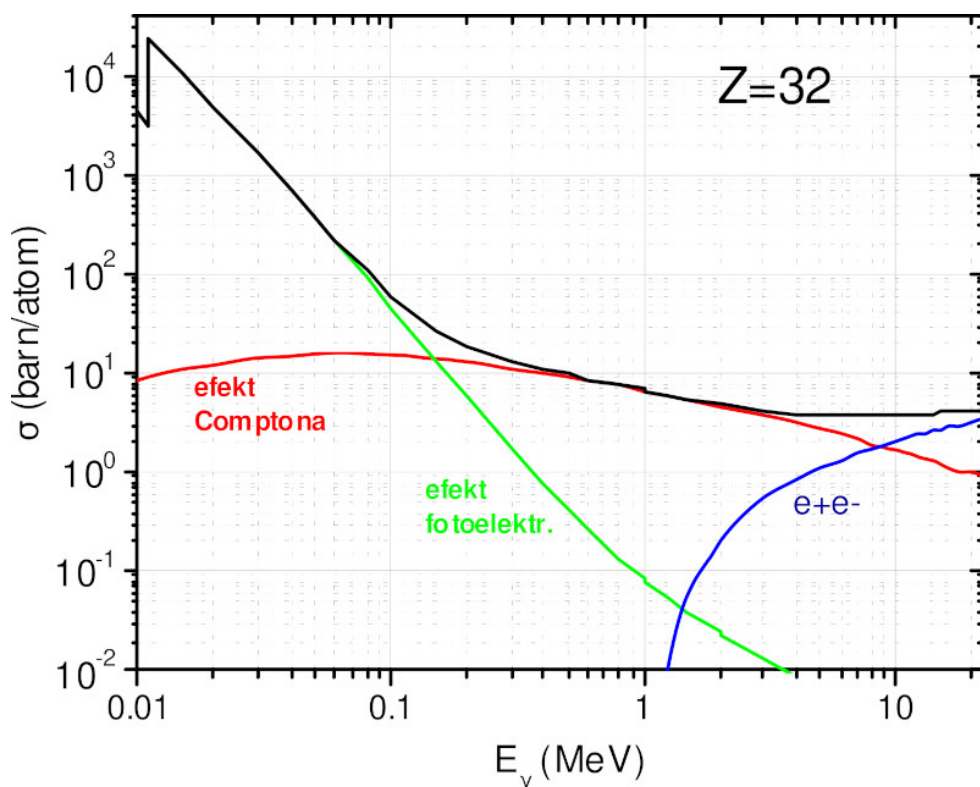
Dalsza historia elektronu jest podobna jak w przypadku efektu fotoelektrycznego. Tym niemniej, jak widać jego energia zależy od kąta θ i może przyjmować pewien zakres energii, ale nigdy nie będzie to całkowita energia fotonu - maksymalny przekaz energii nastąpi dla kąta rozproszenia równego 180 stopni. Rozproszony kwant γ może uciec z detektora bez dalszych oddziaływań albo ulec kolejnemu procesowi Comptona lub innemu. O ile w takiej serii oddziaływań nie dojdzie do efektu fotoelektrycznego, w detektorze nie pozostanie cała energia kwantu.

2.3 Zjawisko kreacji par

Zgodnie ze wzorem Einsteina $E = mc^2$ kwant γ może zamienić się na masową cząstkę. Aby spełnić inne zasady zachowania musi powstać jednocześnie para cząstka - antycząstka i proces musi zajść w polu trzeciej cząstki, na przykład atomu ośrodka. Najlżejszą cząstką jaka może powstać w takim procesie to elektron i antyelektron, czyli pozyton. Minimalna energia fotonu (E_γ) zależy od tego, w polu jakiej cząstki następuje proces, ale jeżeli jest ona dużo cięższa od elektronu, to w przybliżeniu E_γ musi być co najmniej dwukrotnością masy elektronu. Powstałe cząstki poruszają się z pewną energią kinetyczną, którą tracą w ośrodku. Historia elektronu znowu jest podobna jak wcześniej. Natomiast pozyton po spowolnieniu w wyniku oddziaływań elektromagnetycznych, tworzy z elektronem ośrodka, na okres rzędu nanosekund, pozytonium, a następnie anihiluje. W wyniku anihilacji powstają dwa kwanty γ o energii równej masie elektronu każdy, emitowane pod kątem w przybliżeniu równym 180 stopni. Każdy z tych kwantów γ może teraz uciec z detektora lub ulec rozproszeniu i absorpcji czy innym procesom. Powoduje to powstanie w obserwowanym widmie dodatkowych linii związanych z ucieczką jednego i dwóch kwantów anihilacji.

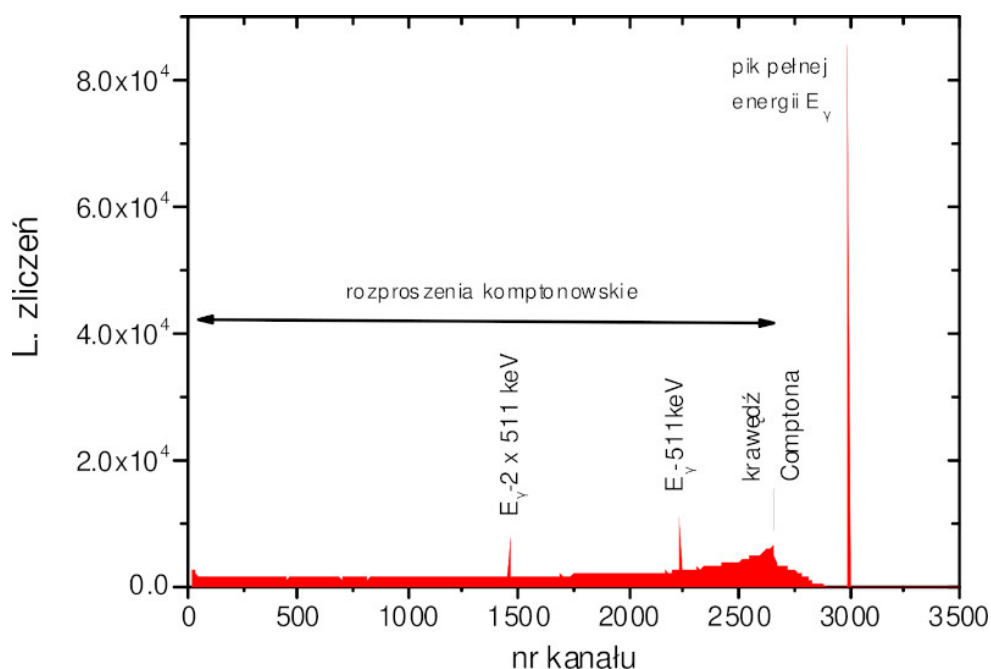
2.4 Przekrój czynny na procesy oddziaływania kwantów γ z materią

W zależności od energii kwantu γ i liczby atomowej materiału wymienione procesy będą zachodziły z różnym prawdopodobieństwem. Generalnie dla niskich energii (poniżej ok. 0.1 MeV) dominujący jest efekt fotoelektryczny, w zakresie 0.1-10 MeV zjawisko Comptona, a powyżej kreacja par. Poniższy wykres przedstawia przekrój czynny dla germanu na trzy wymienione procesy.



2.5 Widmo promieniowania

Ze względu na występowanie różnych procesów rejestrowana przez detektor energia ma skomplikowaną strukturę. Pojedynczej linii promieniowania γ odpowiada cały przedział zdarzeń o różnych zarejestrowanych energiach. Interpretacja tych struktur wymaga zrozumienia opisanych procesów. Poniższy rysunek przedstawia rozkład amplitud (widmo) sygnałów z detektora rejestrującego promieniowanie gamma o energii 2 MeV.



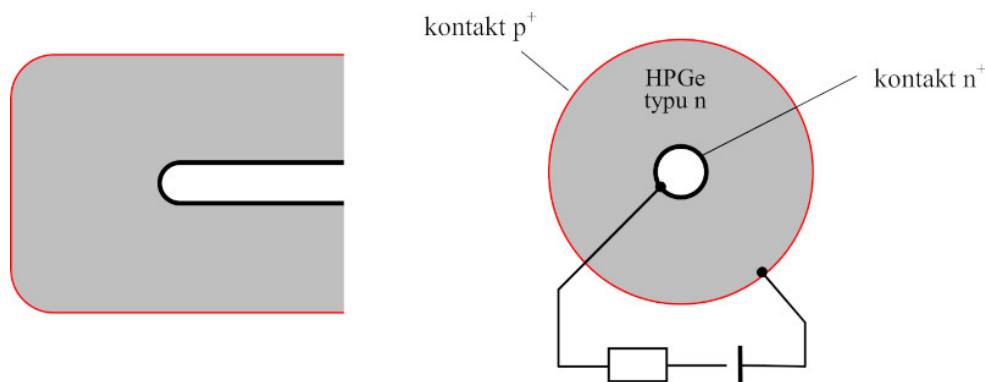
Pik w kanale 3000 odpowiada pełnej absorpcji promieniowania gamma w detektorze. Jest to możliwe np. wskutek zajścia zjawiska fotoelektrycznego w kryształach detektora albo konwersji na parę $e+e-$ z pochłonięciem pełnej energii elektronu, pozytonu i kwantów anihilacyjnych. Przedział amplitud roz-

ciągający się od kanału 0 do tzw. krawędzi Comptona odpowiada zdarzeniom, w których jedynie część energii kwantu gamma została zaabsorbowana w kryształach detektora. Wkład do tej części widma daje efekt Comptona, w którym kwant gamma przekazuje część swojej energii jednemu z elektronów materiału detektora natomiast kwant rozproszony ucieka z kryształu. 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 kryształach detektora maksymalną energię (rozproszenie pod kątem $\theta = 180^\circ$).

W kanałach ~ 1460 i ~ 230 widoczne są wyraźne piki. Ich obecność związana jest z procesem konwersji promieniowania γ na pary e^+e^- . Pozytony powstałe w tym procesie anihilują z elektronami co prowadzi do emisji dwóch kwantów γ o energii 511 keV każdy. Ucieczka z kryształu jednego z tych kwantów powoduje, że w kryształach detektora zdeponowana jest (ściśle określona) energia równa $(E_\gamma - 511)$ keV. Na widmie pokazanym na rysunku jest to pik widoczny w kanale ~ 2230 . Nosi on nazwę piku pojedynczej ucieczki. Ucieczka obydwu kwantów anihilacyjnych sprawia, że w detektorze zaabsorbowana jest energia równa $(E_\gamma - 2 \cdot 511)$ keV. Na rysunku tego typu zdarzeniom odpowiada pik widoczny w kanale ~ 1460 . Jest tzw. pik podwójnej ucieczki promieniowania anihilacyjnego.

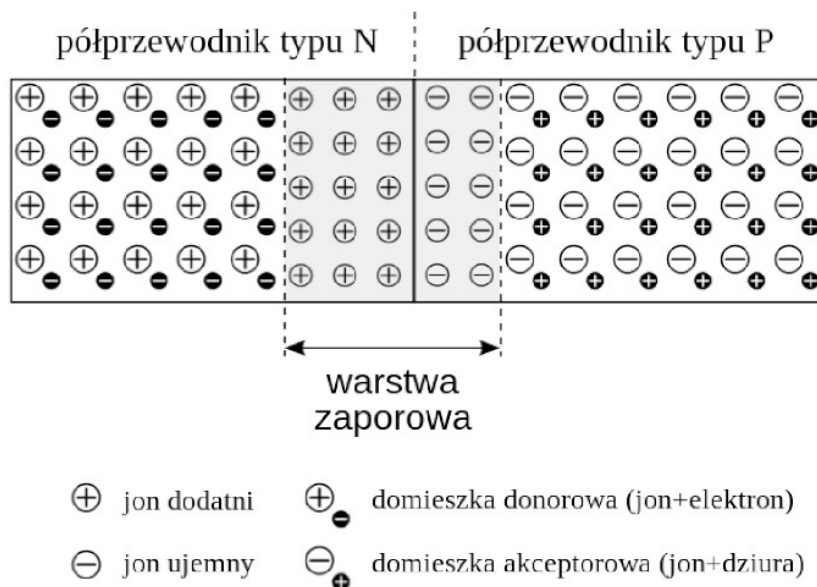
3 Detektory germanowe

Detektory germanowe należą do klasy detektorów półprzewodnikowych. Zwykle wykorzystywane są kryształy germanu o bardzo wysokiej czystości (tzw. High Purity Germanium - HPGe). Istnieje szereg konstrukcji tego typu detektorów o różnych konfiguracjach kryształów i różnych zastosowaniach, np. detektory z pojedynczym kryształem w geometrii planarnej lub cylindryczne czy też detektory zawierające kilka kryształów we wspólnej obudowie. Na poniższym rysunku przedstawiono schematyczne przekroje poprzeczne cylindrycznego detektora HPGe typu n, używanego na pracowni.



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. 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.

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. Przerwa energetyczna między pasmem walencyjnym a pasmem przewodnictwa w kryształach 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 chłodzenie ciekłym azotem (77 K).



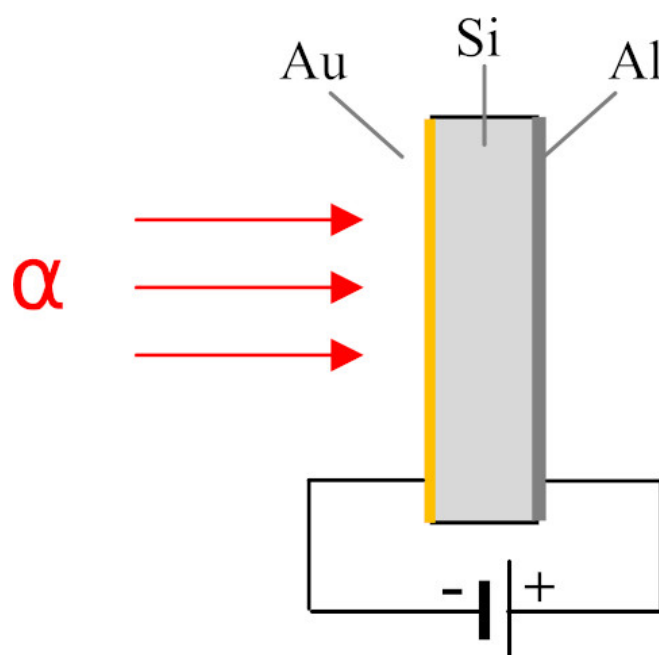
Pod nieobecność promieniowania jonizującego przez detektor nie płynie prąd (poza niewielkim prądem wstecznym), ponieważ nie ma jego swobodnych nośników. Promieniowanie jonizujące oddziałujące w obszarze złącza p-n powoduje jonizację atomów ośrodka i prowadzi do powstania swobodnych dziur i elektronów. Te nośniki prądu poruszają się w polu elektrycznym panującym w kryształ, w obwodzie zaczyna płynąć prąd i pojawia się impuls elektryczny o amplitudzie proporcjonalnej do energii zdeponowanej w obszarze złącza p-n. W przypadku germanu średnia energia potrzebna na wytworzenie pary elektron – dziura wynosi 2.96 eV co oznacza, że np. kwant gamma o energii 1 MeV zaabsorbowany w obszarze zubożonym w nośniki prądu wytwarza ok. $3.3 \cdot 10^5$ par cząstka-dziura. Sygnał elektryczny jest przetwarzany przez kolejne elementy układu elektronicznego: przedwzmacniacz, wzmacniacz oraz przetwornik analogowo-cyfrowy.

4 Detektory krzemowe

Detektory krzemowe są kolejnym przykładem detektorów półprzewodnikowych. Wykorzystywane są najczęściej do detekcji promieniowania alfa i beta. Poniższy rysunek przedstawia schemat budowy detektora krzemowego z barierą powierzchniową.

Z jednej strony cienkiej (typowo 50-1000 μm) płytki krzemu typu n napyłona jest bardzo cienka (~ 100 nm) warstwa złota, z drugiej warstwa aluminium. Połączenie Si-Al tworzy tzw. złącze omowe tzn. złącze, które przewodzi prąd niezależnie od kierunku jego przepływu. Złącze to zapewnia kontakt elektryczny z półprzewodnikiem.

Połączenie Au-Si jest złączem prostowniczym, które przewodzi prąd tylko w jednym kierunku. Po połączeniu Au z krzemem typu n, swobodne elektrony z Si dyfundują do obszaru złota, co prowadzi do powstania dodatnio naładowanej warstwy na powierzchni Si i ujemnie naładowanej warstwy na powierzchni Au. Obszar ten jest obszarem zubożonym w nośniki prądu elektrycznego. Po spolaryzowaniu złącza w kierunku zaporowym, obszar zubożony w nośniki prądu rozszerza się wypełniając nawet całą objętość półprzewodnika. Pod nieobecność promieniowania jonizującego przez układ nie płynie prąd, ponieważ nie ma jego nośników (swobodnych elektronów i/lub dziur). Promieniowanie jonizujące przechodzące przez obszar złącza Au-Si powoduje jonizację atomów ośrodka i prowadzi do powstania swobodnych dziur i elektronów - w obwodzie może płynąć prąd i pojawia się impuls o amplitudzie proporcjonalnej do energii zdeponowanej w obszarze złącza. W przypadku krzemu średnia energia potrzebna na wytworzenie pary elektron – dziura wynosi 3.62 eV co oznacza, że np. cząstka alfa o energii 5 MeV tracąc swoją energię w obszarze złącza wytwarza ok. $1.6 \cdot 10^6$ par cząstka-dziura.

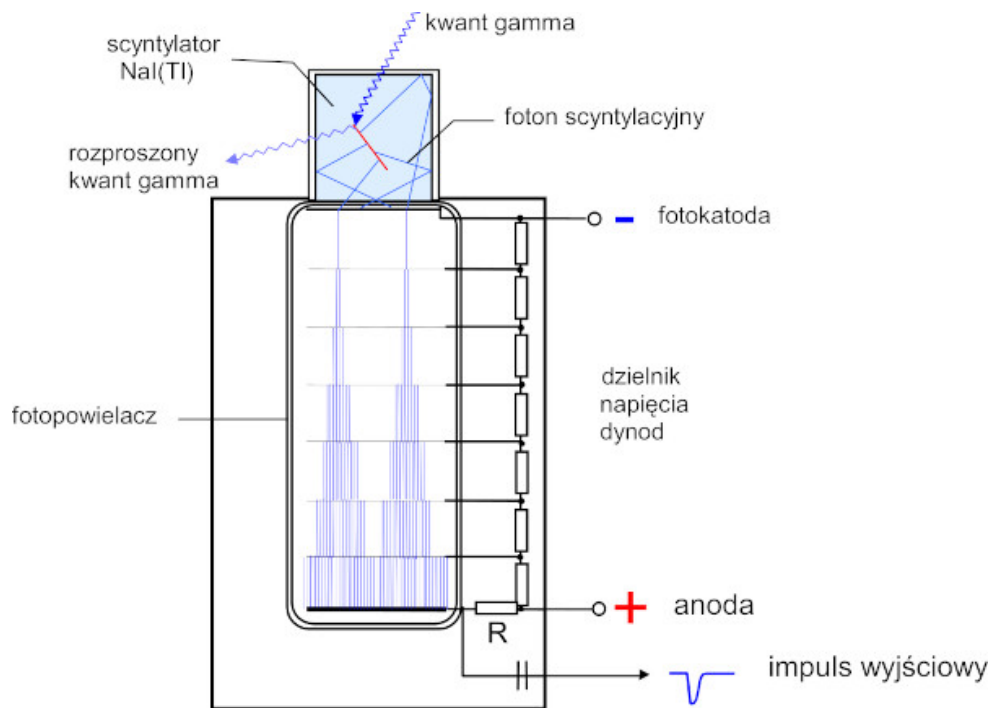


5 Detektory scyntylacyjne

Energia przekazana przez kwant γ materiałowi ośrodka może być zmierzona jako przepływ prądu elektrycznego, czyli ładunków elektrycznych, które powstały w wyniku jonizacji. W bezpośredni sposób tak się dzieje w przypadku detektorów półprzewodnikowych, na przykład wykonanych z kryształów germanu, używanych w innych ćwiczeniach na pracowni. W detektorze scyntylacyjnym, takim jak kryształ jodku sodu aktywowany talem - NaI(Tl) - mechanizm jest inny. Materiał ten jest izolatorem o pustym pasmie przewodnictwa, do którego przechodzą elektrony wzbudzone przez promieniowanie, przy czym na wytworzenie jednej pary elektron-dziura potrzeba około 20 eV. Elektrony w pasmie przewodnictwa przechodzą serię bezemisyjnych deekscytacji, dzięki obecności stanów z domieszkowanych atomów, a następnie rekombinują z dziurami powodując powstawanie fotonów o energii równej przerwie energetycznej, w tym wypadku 3 eV, co odpowiada długości światła 420 nm. Kryształ jest przezroczysty dla światła o tej długości, które jest następnie rejestrowane przez fotopowielacz. Ilość światła powstającego w kryształach jest liniowo zależna od energii zdeponowanej w materiale. Światło powstające w kryształach scyntylacyjnych, które składa się, w zależności od energii kwantu γ z setek lub tysięcy fotonów i musi zostać jakoś zarejestrowane. Urządzeniem pozwalającym na detekcję bardzo słabych sygnałów świetlnych jest fotopowielacz. Jest to lampa próżniowa, zawierająca fotokatodę z materiału o niskiej pracy wyjścia, z której padające światło wybija elektrony. Następnie elektrony te są przyspieszane w polu elektrycznym i padają na kolejne katody (nazywane w fotopowielaczu dynodami), powodując wybite kilku kolejnych elektronów w każdym stopniu wzmocnienia. Łącznie wzmocnienie sygnału sięga $10^5 - 10^8$. Ostatecznie powstaje sygnał elektryczny, gdzie całkowity ładunek zależy od liczby padających fotonów, które z kolei zależą od energii zdeponowanej przez kwant γ . Elektryczny impuls ma kształt związany z charakterystyką kryształu scyntylacyjnego - proces deekscytacji przebiega z pewną charakterystyką czasową i średnio w NaI(Tl) zajmuje około $0.23 \mu\text{s}$. Rozkład w czasie emisji fotonów scyntylacyjnych ma charakter eksponencjalny i taki kształt będzie miał też sygnał elektryczny.

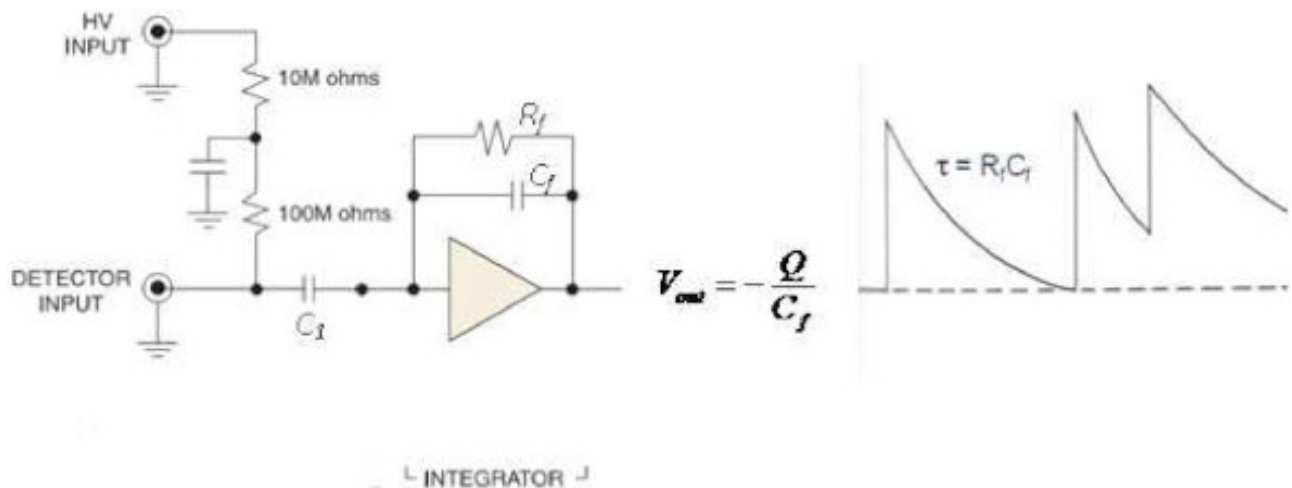
6 Układy elektroniczne

Sygnały z detektorów zwykle muszą zostać poddane pewnej obróbce elektronicznej nim zostaną zarejestrowane. Poniżej znajduje się krótki opis działania typowo wykorzystywanych elementów układów.



6.1 Przedwzmacniacz ładunkowy

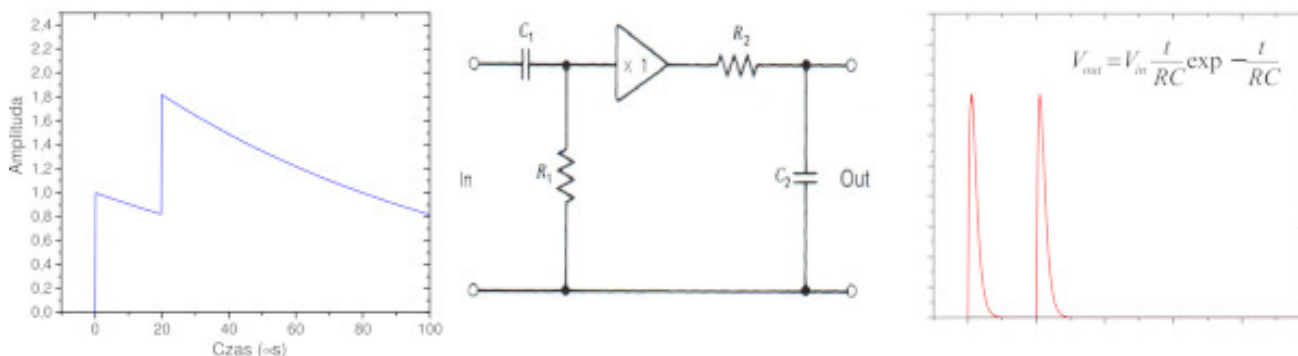
W detektorach półprzewodnikowych sygnały są w pierwszej kolejności kierowane do przedwzmacniacza. Głównym elementem układu tego typu wzmacniacz całkujący (integrator), który całkuje ładunek wytworzony w detektorze przez rejestrowaną cząstkę jonizującą i daje impuls napięciowy o amplitudzie $V_{out} = Q/C_f$, gdzie C_f to pojemność kondensatora w pętli sprzężenia zwrotnego wzmacniacza całkującego.



Ważną cechą przedwzmacniaczy ładunkowych jest niezależność ich wzmocnienia od pojemności detektora. Konstrukcja przedwzmacniacza umożliwia podłączenie napięcia polaryzującego detektor (HV). Kondensator C_1 zapewnia sprzężenie zmiennoprądowe (tzn. odcięcie stałego napięcia) pomiędzy detektorem i integratorem.

6.2 Wzmacniacz liniowy

Wzmacniacz liniowy umożliwia wzmocnienie sygnałów z przedwzmacniacza do amplitudy wymaganej przez kolejny element układu spektrometrycznego – wielokanałowy analizator amplitudy. Innym zadaniem wzmacniacza jest odpowiednie kształtowanie sygnału (eliminowanie efektu nakładania się impulsów) oraz filtrowanie wolno i szybkozmiennych szumów obecnych w sygnale z przedwzmacniacza. Funkcje te są najczęściej realizowane poprzez wzmacniacz różniczkująco-całkujący. Uproszczony schemat takiego wzmacniacza przedstawiono na poniższym rysunku.



Kondensator C_1 i opornik R_1 tworzą układ różniczkujący sygnał z przedwzmacniacza, opornik R_2 i kondensator C_2 tworzą układ całkujący. Wtórnik emiterowy o wzmocnieniu równym 1 separuje stopień różniczkujący i całkujący wzmacniacza. Wzmacniacz spektroskopowy powinien charakteryzować się wysoką stabilnością i liniowością wzmocnienia (tzn. liniową zależnością amplitudy sygnału wyjściowego od amplitudy sygnału wejściowego).

6.3 Wielokanałowy analizator amplitudy

Wielokanałowy analizator amplitudy zbudowany jest z trzech modułów:

1. Przetwornika analogowo cyfrowego (Analog to Digital Converter - ADC), który dokonuje pomiaru amplitudy sygnału ze wzmacniacza i zwraca wynik pomiaru w postaci cyfrowej. W wielokanałowych analizatorach amplitudy wykorzystuje się ADC wykrywające maksimum impulsu (tzw. peak sensing ADC).
2. Układu histogramującego, który zapamiętuje wyniki pomiarów amplitud kolejnych sygnałów i tworzy z nich histogram, który jest wykresem zależności liczby zarejestrowanych sygnałów o określonej amplitudzie od ich amplitudy. Kolejne przedziały histogramu noszą nazwę kanałów, cały histogram tworzy widmo amplitud rejestrowanych impulsów.
3. Interfejsu użytkownika umożliwiającego sterowanie układem pomiarowym (np. start, stop) oraz wykonywanie podstawowych operacji na histogramach (widmach) (np. zapisywanie widm, kasowanie, wyznaczanie liczby zliczeń).

7 Własności spektrometrów

Detektory typu spektrometrycznego posiadają szereg własności, których określenie pozwala porównywać je między sobą, oraz wyznaczać fizyczne cechy źródła emitującego promieniowanie.

7.1 Energetyczna zdolność rozdzielcza

Określa minimalną odległość pomiędzy dwoma liniami promieniowania γ jakie można rozdzielić. Odległość ta jest równa szerokości połówkowej linii. Ponieważ energetyczna zdolność rozdzielcza zmienia się wraz z energią, do celów porównawczych przyjęto wyznaczanie stosunku szerokości połówkowej do energii dla linii 662 keV (emitowanej przez izotop ^{137}Cs) i wyrażanie jej w procentach.

7.2 Wydajność detektora

Wydajność detektora to liczba zarejestrowanych kwantów γ w stosunku do wszystkich wyemitowanych przez źródło. Należy zwrócić uwagę, że liczba wyemitowanych kwantów γ zwykle nie jest równa liczbie rozpadów, aby ją uzyskać należy liczbę rozpadów przemnożyć przez wartość bezwzględną (liczba przejść γ na rozpad) natężenia danego przejścia γ . Wydajność detektora można rozbić na dwa czynniki: geometryczny - szansa, że promieniowania w ogóle padnie na detektor, zależna od położenia i rozmiaru detektora; wewnętrzna - prawdopodobieństwo rejestracji pełnej energii dla kwantu padającego na detektor.

7.3 Kalibracja energetyczna

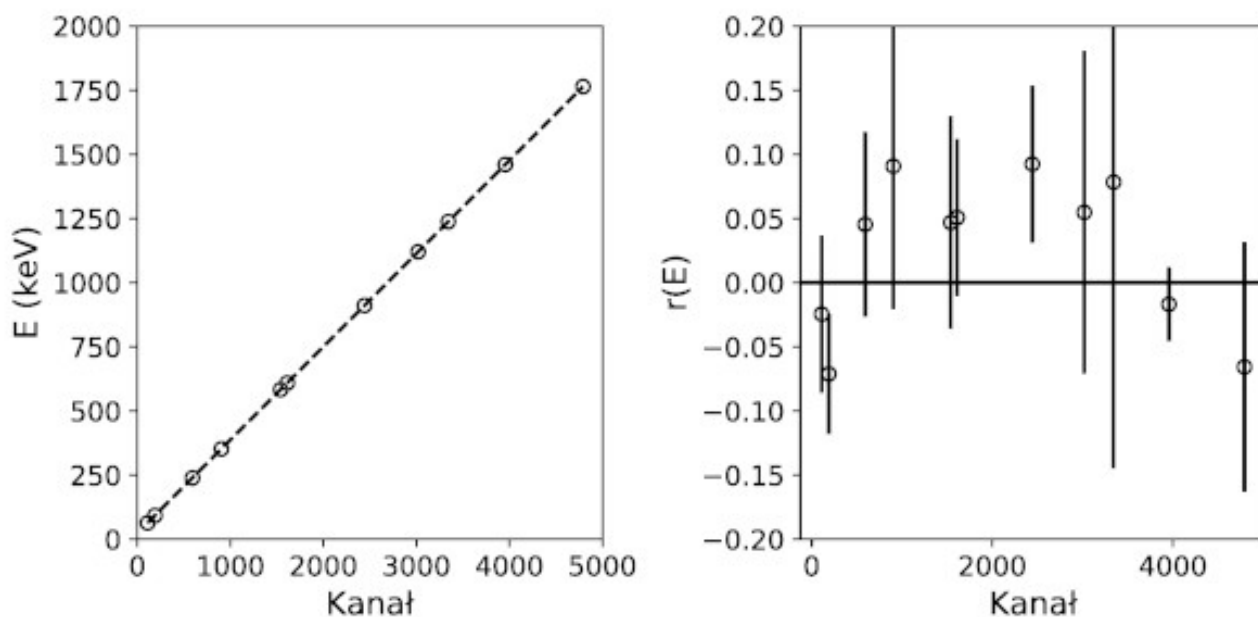
Układ elektroniczny podłączony do detektora mierzy pewne wielkości (np. ładunek elektryczny), które następnie są digitalizowane, czyli jest im przypisywany numer kanału w analizatorze. Kalibracja energetyczna pozwala zinterpretować numer kanału jako poszukiwaną wielkość fizyczną, czyli energię mierzonego promieniowania. W najprostszym przypadku jest to zależność liniowa, czyli energię E otrzymujemy ze wzoru

$$E = a_0 + a_1 x \quad (5)$$

gdzie x to numer kanału. Współczynniki a_0, a_1 znajdujemy mierząc położenie znanych linii ze źródeł kalibracyjnych, a następnie dopasowując funkcję $E(x)$. W celu sprawdzenia jakości naszego dopasowania można wykonać rysunek rozbieżności wyników kalibracji od położenia linii w funkcji energii (tzw. residua)

$$r(E) = E_\gamma - E(x_\gamma) \quad (6)$$

gdzie x_γ to numer kanału odpowiadający środkowi linii o energii E_γ . W takim przedstawieniu można na przykład znaleźć regularne odchylenia świadczące o występowaniu w kalibracji wyrazów wyższego rzędu. Wykres przedstawiający położenie linii w funkcji energii zwykle nie pozwala na dokładną ocenę jakości dopasowania, ponieważ odchylenia są niewielkie i trudne do oceny w całej skali energii.



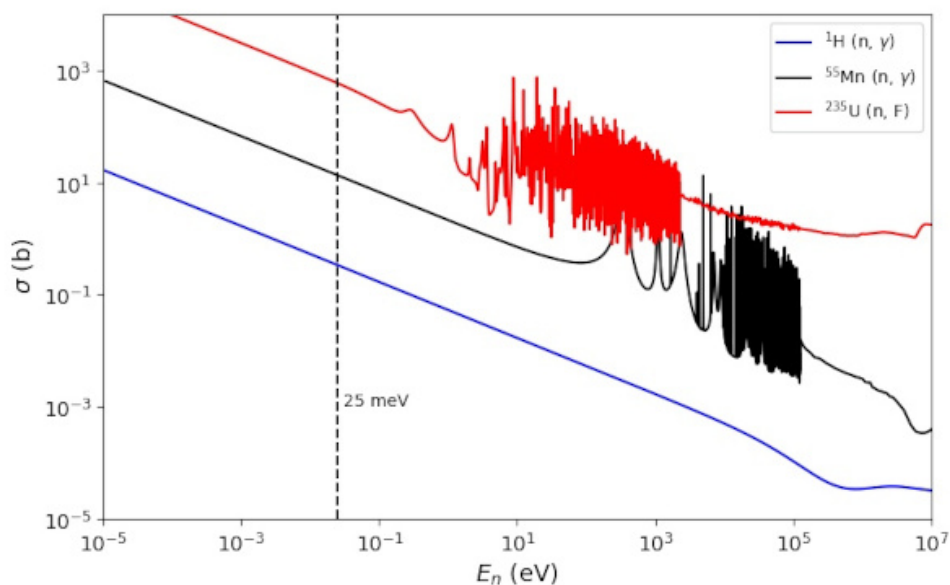
8 Źródło neutronów

W niektórych ćwiczeniach wykorzystuje się źródło neutronów wytwarzanych w reakcji cząstek alfa z tarczą berylową



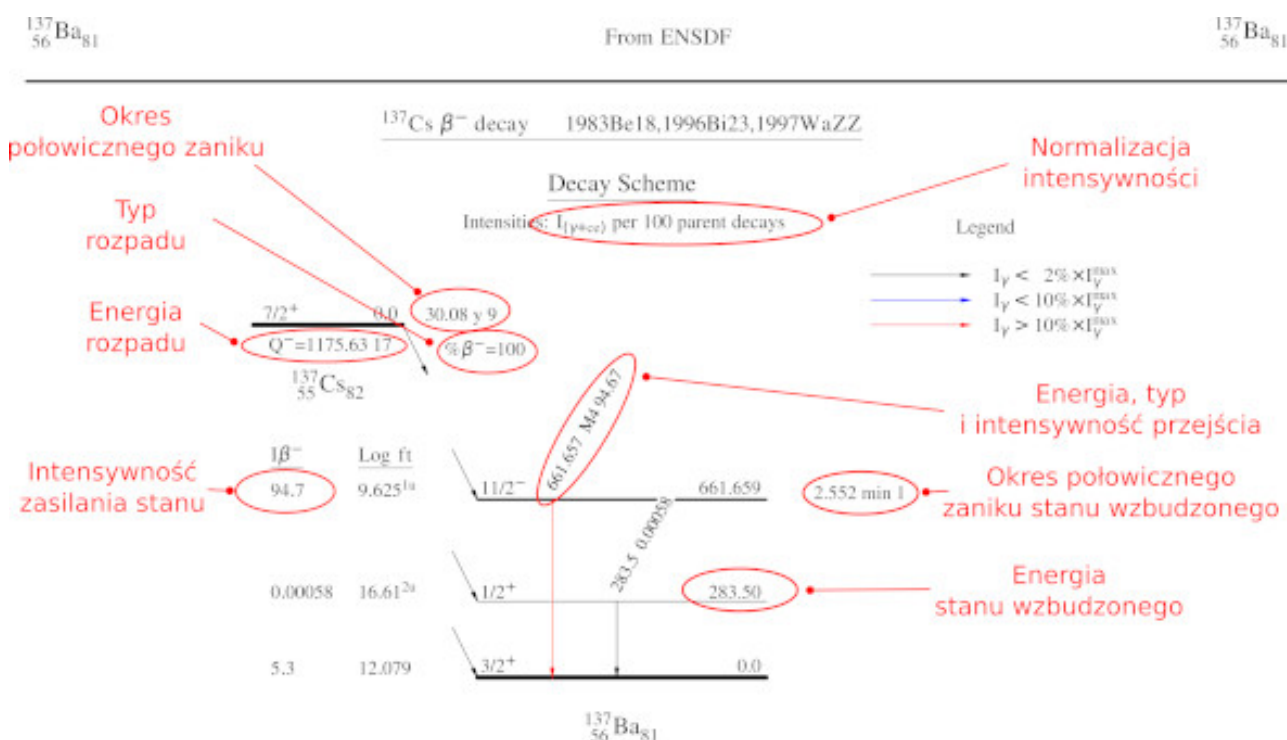
Jako źródło cząstek alfa wykorzystywany jest izotop ${}^{239}\text{Pu}$ ($T_{1/2} = 2.4 \cdot 10^4$ lat). Źródło neutronów jest wykonane w postaci stopu Pu-Be (1:13), jego wydajność wynosi $8.5 \cdot 10^4$ neutronów/s na 1 gram ${}^{239}\text{Pu}$. Widmo energii neutronów emitowanych z e źródła Pu-Be 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 kilku 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.

Termalizacja neutronów ma znaczenie przede wszystkim ze względu na charakterystykę zależności przekroju czynnego na wychwyt (także rozszczepienie) neutronu od energii, który silnie rośnie wraz z malejącą energią neutronu, co widać na poniższym wykresie.



9 Schematy rozpadów

chematy rozpadu, taki jak przedstawiony na rysunku poniżej, można znaleźć w bazach danych fizyki jądrowej np. [NNDC](#). Na schemacie można znaleźć informacje niezbędne do korzystania ze źródeł kalibracyjnych oraz identyfikacji izotopów i przejść γ .



Schemat rozpadu zawiera między innymi dane o

- Typie rozpadu.
- Okresie połowicznego zaniku. Podana po jednostkach liczba oznacza niepewność ostatniej cyfry znaczącej. W prezentowanym przykładzie zapis "30.08 y 9" oznacza 30.08 ± 9 lat. Ten sposób zapisu niepewności dotyczy wszystkich wielkości na schemacie rozpadu.

- Energii rozpadu (w keV).
- Intensywności zasilania stanów (w procentach).
- Energii, typie multipolowości i intensywności przejść (w jednostkach wyjaśnionych w normalizacji).
- Normalizacji intensywności. W przykładzie intensywność jest podawana na 100 rozpadów (czyli w procentach).
- Okresach połowicznego stanów wzbudzonych, o ile ta wielkość jest mierzalna i znana.
- Energie stanów wzbudzonych (w keV).

10 Zagadnienia statystyczne

Rozpad promieniotwórczy jest zjawiskiem, którego natura jest statystyczna. Nie można między innymi przewidzieć momentu zajścia spontanicznego rozpadu, ani kierunku emisji cząstek, które wynikają z kwantowej natury zjawiska. Oznacza to, że mierzone wielkości posiadają pewien rozkład statystyczny niezależnie od precyzji detektorów. Wszelkie procesy, które służą nam do detekcji promieniowania mają podobną naturę. Przykładowo czas życia jądra jest opisany rozkładem eksponencjalnym z charakterystyczną stałą rozpadu (prawdopodobieństwem zajścia na jednostkę czasu). W ten sam sposób zachowują się elektrony wzbudzone w materiale scyntylacyjnym, rekombinujące z dziurami. Wszelkie procesy wprowadzają zatem do obserwowanych wielkości swoje rozkłady statystyczne, a ostateczny wynik zależy od złożenia wszystkich występujących losowych zdarzeń.

10.1 Liczba zdarzeń

Załóżmy, że mierzymy promieniowanie emitowane ze źródła o okresie połowicznego zaniku znacząco dłuższym od okresu pomiaru (np. okres połowicznego zaniku ^{60}Co to 5.27 roku, a pomiar trwa 5 minut). Można wtedy przyjąć, że aktywność źródła jest stała podczas pomiaru. Nie oznacza to, że powinniśmy za każdym razem oczekiwać tej samej liczby zdarzeń rejestrowanych w detektorze. Będzie ona bowiem zależeć od kilku losowych czynników. Promieniowanie jest emitowane w losowym kierunku, więc istnieje pewne prawdopodobieństwo, że będzie skierowane na detektor. Padające na detektor kwanty mogą, z pewnym prawdopodobieństwem ulec opisanym wyżej procesom i być lub nie zarejestrowane. Wszystkie te czynniki są niewielkie i stałe, stąd liczba zarejestrowanych cząstek n jest opisana rozkładem Poissona

$$P = \frac{n^\mu \exp(-\mu)}{n!}. \quad (8)$$

Rozkład tego typu jest opisany pewną średnią liczbą oczekiwanych zdarzeń $\mu = n$, a odchylenie standardowe, które interpretujemy jako niepewność wyniku, zależy od obserwowanej liczby zdarzeń jak $\sigma = \sqrt{n}$.

10.2 Rejestrowana energia

Jeżeli kwant γ padnie na detektor i zostanie całkowicie zaabsorbowany, spodziewamy się, że detektor powinien zmierzyć jego pełną energię. W detektorze scyntylacyjnym wtórne procesy po efekcie fotoabsorpcji polegają na przekazywaniu energii przez wybity elektron do ośrodka i produkcji par elektron-dziura. Liczba tych ekscytacji, ze względu na pewną gęstość stanów w pasmie przewodzenia, nie musi być ściśle określona i podlega statystycznym fluktuacjom. Na przykład średnio na powstanie jednej pary w NaI(Tl) potrzeba 20 eV, nie każde wzbudzenie prowadzi jednak do powstania fotonu (w jodku sodu w rzeczywistości wydajność scyntylacji to tylko około 12%). Powstające po deekscytacji fotony mogą, ale

nie muszą być zarejestrowane przez fotopowielacz, część z nich zostanie bowiem pochłonięta w materiale przez stany w domieszkowanych atomach lub na ściankach. Podobnie statystyczne cechy zachodzą w fotopowielaczu - nie każdy elektron wybity przez foton będzie w identycznym stopniu wzmacniany. Następne elementy układu, wzmacniacze, analizatory także charakteryzują się pewnym losowym szumem, który sumuje się z rzeczywistym sygnałem i modyfikuje w nieznacznym sposób jego przebieg. Rejestracja energii w innych typach detektorów (np. germanowym, krzemowym) przebiega w podobny sposób.

Suma tych wszystkich drobnych, ale licznych czynników losowych powoduje, że ostateczna odpowiedź układu na kwant γ o bardzo dobrze ustalonej energii jest opisana rozkładem normalnym (albo Gaussa)

$$P(E) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (9)$$

gdzie A to pole powierzchni pod krzywą, μ to średnia obserwowana energia, a σ to odchylenie standardowe.

10.3 Niepewność pomiaru

Wyobraźmy sobie, że mierzymy jakąś wielkość fizyczną za pomocą urządzenia o znanej dokładności pomiaru (czyli wartością odchylenia standardowego σ). Niepewność pojedynczego pomiaru będzie określona tą wielkością. Wykonując serię pomiarów i tworząc ich histogram jesteśmy w stanie określić położenie środka rozkładu (odpowiadające wynikowi doświadczenia) ze znacznie większą dokładnością, wynikającą z dokładności dopasowania użytego rozkładu statystycznego.

Zachodzi tu podobna zależność jak pomiędzy odchyleniem standardowym pojedynczego pomiaru z pewnej populacji

$$s_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2, \quad (10)$$

a odchyleniem standardowym średniej dla próbki z tej samej populacji

$$s_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2. \quad (11)$$