

Ćwiczenie J8 - Badanie zawartości manganu w stali metodą analizy aktywacyjnej

27 stycznia 2024

1 Przebieg ćwiczenia

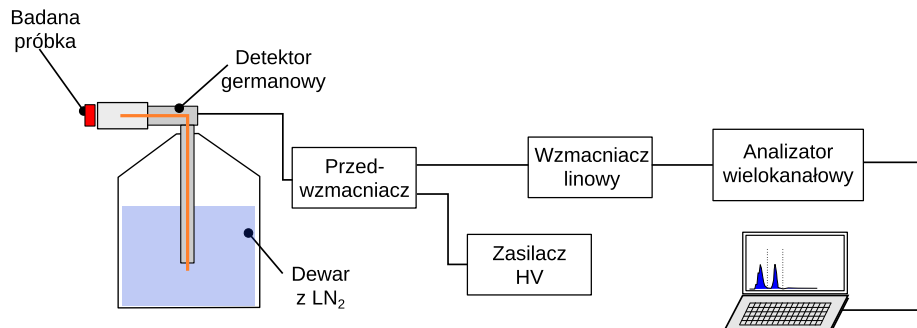
1.1 Wstęp

Celem doświadczenia jest wyznaczenie zawartości manganu w stalowym przedmiocie. Przedmiot ten, razem z próbką zawierającą czysty mangan, poddaje się aktywacji w źródle neutronów termicznych. Zawartość powstałego promieniotwórczego izotopu manganu wyznacza się poprzez pomiar promieniowania γ przy użyciu detektora germanowego.

1.2 Zagadnienia do przygotowania

1. Jak kwanty γ oddziałują z materią? Co to jest efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, tworzenie par? Przy jakich energiach kwantów γ dominuje który rodzaj oddziaływania?
2. Jaką energię w detektorze zostawiają kwanty γ w procesie fotoelektrycznym i rozproszenia Comptona? Jaka jest maksymalna energia zarejestrowana w tym drugim procesie? Co to jest krawędź Comptona?
3. Rodzaje przemian β i warunki energetyczne ich zachodzenia.
4. Prawo rozpadu promieniotwórczego, okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$.
5. Jak jest zbudowany półprzewodnikowy spektrometr promieniowania gamma?
6. Ogólne wiadomości o działaniu wzmacniacza i wielokanałowego analizatora amplitudy. Co to jest czas martwy?
7. Interpretacja widma zarejestrowanego dla monoenergetycznego źródła γ .
8. Źródło neutronów termicznych, spowalnianie neutronów.
9. Metoda aktywacji. Jak aktywność próbki zależy od czasu przebywania w stałym strumieniu neutronów? Jaki jest optymalny czas naświetlania?

1.3 Wykonanie ćwiczenia



Rysunek 1: Schemat układu pomiarowego.

1. Zapoznanie się ze stanowiskiem pomiarowym i zrozumienie jego działania.
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 przy użyciu standardowych źródeł.
4. Ważenie próbki stali i wzorcowej próbki manganu. Należy przyjąć, że opakowanie wzorcowej próbki waży 6 g.
5. Pomiar promieniowania γ dla obu próbek przed naświetlaniem neutronami (pomiar tła).
6. Jednoczesna aktywacja obu próbek w strumieniu neutronów termicznych.
7. Pomiary widma γ naświetlonych próbek. W celu wyznaczenia czasu połowicznego zaniku należy wykonać kilka pomiarów widma. Trzeba przy tym notować czas rozpoczęcia każdego pomiaru i długość jego trwania. *Uwaga!* Należy zapisywać na dysku wszystkie mierzone widma.

1.4 Analiza danych i raport

Kroki analizy danych

1. Kalibracja energetyczna detektora.
2. Należy zidentyfikować zmierzone linie γ i skonfrontować je ze znanym schematem rozpadu ^{55}Mn . Trzeba też wyznaczyć czas połowicznego zaniku obserwowanego promieniowania i porównać z wartością tablicową dla ^{55}Mn .
3. Poprzez porównanie intensywności promieniowania γ dla próbki stali i dla wzorcowej próbki manganu, należy wyznaczyć procentową zawartość manganu w badanej stali.
4. Analiza niepewności badanych wielkości.

5. Dyskusja i porównanie wyników z wielkościami literaturowymi, w tym rodzajami i składem stali.

Raport z pracowni, jak każdy utwór, powinien być napisany poprawnym pod względem ortografii, interpunkcji i gramatyki językiem. Powinien układać się w logiczną całość i napisany tak, aby osoba, która wcześniej nie wykonywała ćwiczenia, potrafiła zrozumieć sens i cel zadania.

Oznacza to, że musi on zawierać wstęp, w którym pokrótce zostanie wprowadzona tematyka zadania, oraz przedstawiona metoda i cel badania. W głównej części, powinna być opisana procedura pomiarowa oraz sposób analizy danych. Niezwykle istotnym elementem są tu wykresy i schematy, które powinny posiadać czytelnie opisane osie, legendy i tym podobne elementy.

Nie jest konieczne szczegółowe przedstawianie każdego elementu układu pomiarowego, jeżeli jest to powszechna wiedza (podręcznikowa), ale należy wybrać kluczowe elementy, specyficzne dla danego eksperymentu lub najbardziej istotne z punktu widzenia wyniku, jego niepewności oraz weryfikowalności. Nie należy przepisywać informacji z instrukcji, ani wyprowadzeń wzorów (z wyjątkiem własnych). W podsumowaniu należy podkreślić osiągnięty wynik, jego zgodność lub nie z oczekiwaniami oraz zawrzeć wyciągnięte wnioski lub sugestie dotyczące metodologii, rezultatu czy innych aspektów.

2 Materiały do przygotowania

Informacje zawarte w tym rozdziale stanowią wstęp do zagadnień wymaganych na kolokwium wstępnym. Nie zawierają wszystkich potrzebnych wiadomości, które należy znaleźć w podanej literaturze. Tekst w ramach zawiera pytania, na które należy odpowiedzieć w ramach przygotowań do wykonania ćwiczenia.

2.1 Oddziaływanie kwantów γ z materią

Literatura: [1]-1.11, [3]-1.3 lub [4]-2.III

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 te 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 wykonywanym ćwiczeniu 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.

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

$$E_e = E_\gamma - E_B.$$

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.

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

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

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.

Sprawdź jaka energia zostanie przekazana elektronowi dla kwantu γ o energii 511 keV i kątach rozproszenia 0, 90 oraz 180 stopni.

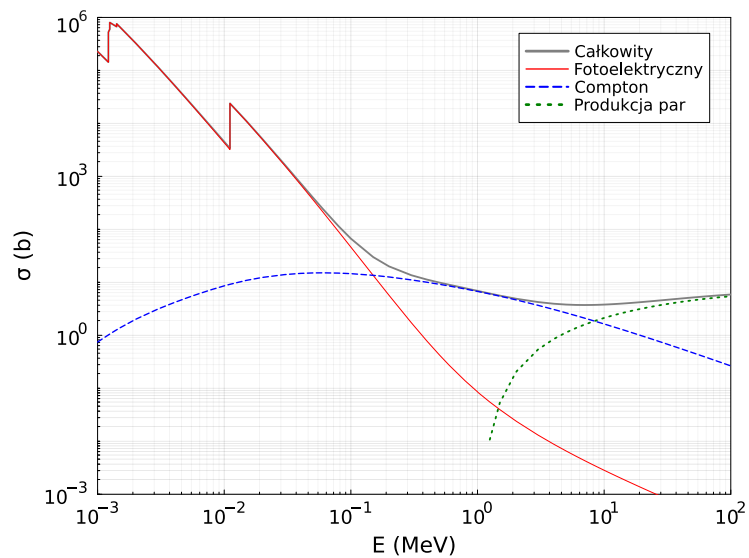
Natomiast rozproszony kwant γ może uciec z detektora bez dalszych oddziaływań albo ulec kolejnemu procesowi Comptona lub innemu oddziaływaniu. O ile w takiej serii zdarzeń nie dojdzie do efektu fotoelektrycznego, w detektorze nie pozostanie cała energia kwantu.

Zjawisko kreacji par Zgodnie ze wzorem Einsteina $E = mc^2$ kwant γ może zamienić się na masywną 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.

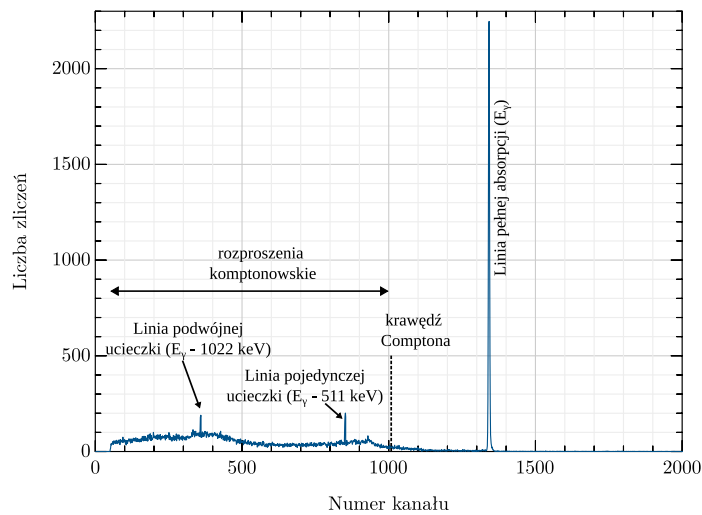
Przekrój czynny W zależności od energii kwantu γ , oraz liczby atomowej ośrodka, zmienia się prawdopodobieństwo zajścia wymienionych procesów. Dla energii powyżej 10 MeV zdecydowanym dominującym procesem jest zjawisko kreacji par. Efekt Comptona nie jest mocno zależny od energii ($\sigma_c \propto \ln E_\gamma/E_e$ dla $E_\gamma > 511$ keV) i jest głównie zachodzącym procesem w zakresie poniżej od 10 MeV do około 100 keV (w zależności od materiału). Poniżej tej energii zaczyna dominować efekt fotoelektryczny, którego prawdopodobieństwo zajścia silnie zależy od energii i zmienia się w przybliżeniu jak $1/E_\gamma^3$ i występują w nim efekty progowe, kiedy energia przekracza energię wiązania elektronów na kolejnych powłokach. Przekroje czynne dla germanu zostały przedstawione na rysunku 2.

Widmo promieniowania Jak widać rejestrowana przez detektor energia ma skomplikowaną strukturę. Pojedynczej linii promieniowania γ odpowiada cały



Rysunek 2: Zależność od energii przekrojów czynnych na oddziaływanie z kwantami γ w germanie ($Z = 32$).

przedział zdarzeń o różnych zarejestrowanych energiach. Zrozumienie tej struktury wymaga zrozumienia opisanych procesów (rysunek 3).



Rysunek 3: Hipotetyczne widmo promieniowania γ zarejestrowane przez detektor germanowy dla pojedynczej linii promieniowania o energii większej niż 1022 keV.

Zapoznaj się z przykładowym widmem na rysunku 3 i interpretacją widocznych na nim struktur

2.2 Prawo rozpadu promieniotwórczego

Stała rozpadu Jeżeli dany stan jądrowy lub dany nuklid może ulec jakiegś spontanicznego przemian (pozwala na to zasada zachowania energii oraz inne zasady), to taki stan jest metastabilny. Zgodnie z mechaniką kwantową będzie charakteryzował się pewnym prawdopodobieństwem przejścia na jednostkę czasu λ . W przypadku gdy możliwy jest więcej niż jeden proces, całkowite prawdopodobieństwo rozpadu danego stanu jest sumą prawdopodobieństw $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots$

Aktywność Jeżeli mamy próbkę N takich samych niestabilnych jąder, opisanych stałą rozpadu λ , to ich rozpady są niezależne od siebie, a na jednostkę czasu nastąpi ich

$$A = \lambda N. \quad (1)$$

Wielkość ta (A) ma nazwę aktywności i podawana jest w jednostce Becquerel ($1 \text{ Bq} = 1 \text{ rozpad} / \text{s}$). Zauważ, że ilość emitowanego promieniowania nie jest tożsama z aktywnością, ponieważ dany akt rozpadu może być związany z emisją różnej liczby kwantów γ czy cząstek.

Prawo rozpadu promieniotwórczego Jeżeli w naszej próbce zawierającej dużą liczbę N jąder ulegają one tylko rozpadowi (nie powstają w żaden sposób), to zmiana liczby jąder w pewnym niewielkim odcinku czasu dt to

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

Rozwiązując powstałe w ten sposób równanie różniczkowe otrzymamy prawo rozpadu promieniotwórczego

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

gdzie N_0 to liczba jąder w początkowym (dowolnym) momencie $t = 0$.

Jak zmienia się aktywność tej próbki w czasie?

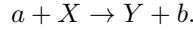
Średni czas życia i okres połowicznego zaniku Dla takiego rozkładu łatwo jest policzyć średni czas po jakim dane jądro ulegnie rozpadowi i otrzymać

$$\tau = \frac{1}{\lambda}.$$

W tablicach typowo podawaną wielkością jest okres połowicznego zaniku $T_{1/2}$, czyli czas, po którym rozpadowi ulegnie połowa jąder w próbce. Wstawiając ten warunek do równania 2 otrzymamy czas równy

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \tau \ln 2.$$

Produkcja jąder W wyprowadzeniu prawa rozpadu podaliśmy warunek, że dane jądra nie powstają w żaden sposób. Możemy zastanowić się, co się dzieje, jeżeli zrezygnujemy z tego ograniczenia. Wyobraźmy sobie sytuację, w której, w wyniku jakiejś reakcji powstają radioaktywne jądra Y o stałej rozpadu λ_Y , prawdopodobieństwo powstania jądra Y w reakcji $a + X$ opisuje przekrój czynny σ_Y , a strumień cząstek a , wywołujących tę reakcję to Φ



Dla uproszczenia uznamy, że liczba jąder wyjściowych N_X , jest na tyle duża, że możemy zaniedbać fakt ich ubywania w reakcjach i uznamy ją za stałą. Zmianę liczby jąder Y możemy opisać równaniem różniczkowym

$$\frac{dN_Y}{dt} = -\lambda_Y N_Y + \Phi \sigma_Y N_X,$$

gdzie pierwszy wyraz opisuje rozpad jąder, a drugi ich powstawanie w reakcji. Rozwiązując to równanie otrzymamy

$$N_Y(t) = \frac{\Phi \sigma_Y N_X}{\lambda_Y} (1 - e^{-\lambda_Y t}).$$

Łańcuch rozpadów Inną sytuacją jest łańcuch (szereg) rozpadów. Naturalnie występujące szeregi rozpadów promieniotwórczych związane są z długożyciowymi (rzędu miliardów lat) izotopami obecnymi na Ziemi od momentu jej powstania i zawierają wiele nuklidów. Wyobraźmy sobie prostszą sytuację, w której radioaktywny nuklid A po rozpadzie tworzy inny radioaktywny nuklid B i interesuje nas zmiana liczby jąder tego ostatniego. Opiszemy to następującymi równaniami

$$\begin{aligned} \frac{dN_A}{dt} &= -\lambda_A N_A \\ \frac{dN_B}{dt} &= \lambda_A N_A - \lambda_B N_B, \end{aligned}$$

w przypadku dłuższych łańcuchów kolejne nuklidy można opisywać analogicznymi równaniami jak to dla nuklidu B .

Jeżeli przyjmiemy początkową liczbę jąder N_A^0 , oraz $N_B^0 = 0$, oraz stałe rozpadu $\lambda_A \neq \lambda_B$ to rozwiązując powyższe równania otrzymamy

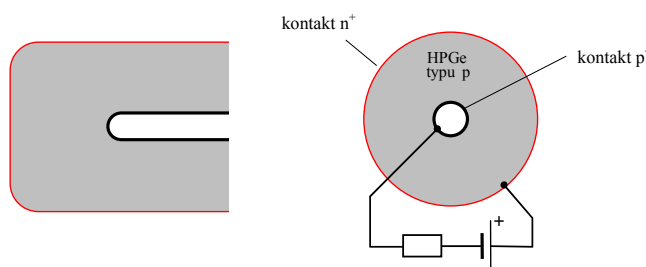
$$\begin{aligned} N_A(t) &= N_A^0 e^{-\lambda_A t} \\ N_B(t) &= N_A^0 \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t}). \end{aligned}$$

Zauważ, że równanie 1 opisujące aktywność jest zawsze poprawne i właściwie opisuje liczbę rozpadów próbki zarówno w przypadku produkcji, jak i szeregu promieniotwórczego. W literaturze często znaleźć definicję aktywności jako $|dN/dt|$, co w powyższych sytuacjach jest nieprawdziwe, a ma zastosowanie jedynie w przypadku czystego rozpadu próbki.

2.3 Detektory półprzewodnikowe

Literatura: [1]-1.132,1.143,1.16, [3]-3.3 lub [4]-12

Detektory germanowe Detektor półprzewodnikowy wykorzystywany w ćwiczeniu jest zbudowany z kryształu germanu o bardzo wysokiej czystości (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 cylindrycznej, czy detektory zawierające kilka kryształów we wspólnej obudowie. Na rysunku 4 przedstawiono schematyczne przekroje poprzeczne detektora HPGe typu n używanego w ćwiczeniu.



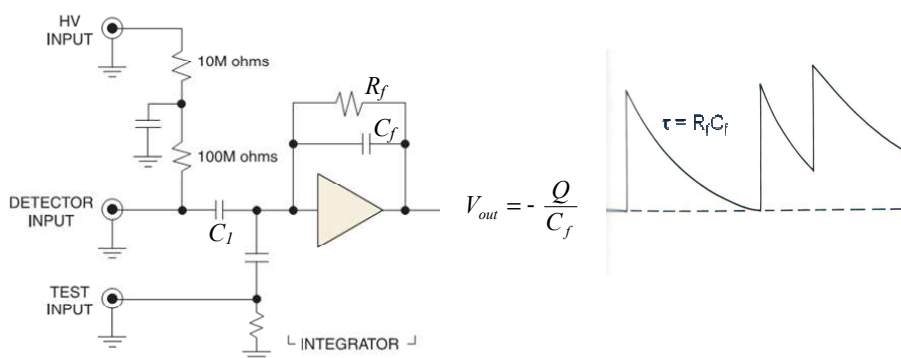
Rysunek 4: Przekroje poprzeczne cylindrycznego detektora HPGe typu p

Objętość czynną detektora stanowi cylindryczny kryształ germanu o wysokiej czystości, będącym słabo domieszkowanym półprzewodnikiem typu p . Zewnętrzna powierzchnia jest silnie domieszkowana atomami litu, co prowadzi do powstania cienkiej warstwy półprzewodnika typu n^+ . Wzdłuż osi kryształu wykonany jest otwór, którego powierzchnia jest silnie domieszkowana atomami boru i tworzy warstwę półprzewodnika typu p^+ . Na granicy warstw n^+ i p tworzy się złącze p - n , w obszarze którego nie występują swobodne nośniki prądu elektrycznego (dziury i elektrony). Warstwa p^+ jest tzw. elektrodą blokującą, ograniczającą przepływ prądu wstecznego i zapewniającą kontakt elektryczny z kryształem. Po spolaryzowaniu złącza p - n odpowiednio wysokim napięciem *w kierunku zaporowym*, obszar zubożony w nośniki rozciąga się na całą objętość kryształu. Jest to możliwe dzięki bardzo niskiej koncentracji domieszek w kryształ germanu. W celu minimalizacji prądu wstecznego detektory HPGe pracują w temperaturze ciekłego azotu i muszą być zamknięte w próżniowo szczelnej obudowie.

Przez detektor w takiej konfiguracji nie płynie prąd (poza niewielkim prądem wstecznym), ponieważ nie ma swobodnych nośników. Dopiero promieniowanie jonizujące, oddziałujące w obszarze złącza p - n powoduje jonizację atomów ośrodka i prowadzi do powstania swobodnych dziur i elektronów. Te nośniki poruszają się w polu elektrycznym w kryształ (elektrony przemieszczają się w kierunku kontaktu n^+), w obwodzie zaczyna płynąć prąd i pojawia się impuls elektryczny proporcjonalny do liczby wytworzonych par elektron-dziura. W przypadku germanu średnia energia potrzebna do wytworzenia takiej pary wynosi 2.96 eV, co oznacza, że kwant gamma o energii 1 MeV całkowicie zaabsorbowany w kryształ wytworzy około 3.3×10^5 par cząstka-dziura.

Przedwzmacniacz Przedwzmacniacz jest zwykle pierwszym elementem elektronicznym, do którego jest kierowany sygnał z detektora (rysunek 5) i jest umieszczony tuż przy objętości aktywnej. Głównym elementem tego układu jest 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 wzmocnienia od pojemności detektora.

Konstrukcja przedwzmacniacza umożliwia podłączenie napięcia polaryzującego detektor (HV). Kondensator C_1 zapewnia sprzężenie zmiennoprądowe (odcięcie stałego napięcia) pomiędzy detektorem i integratorem.



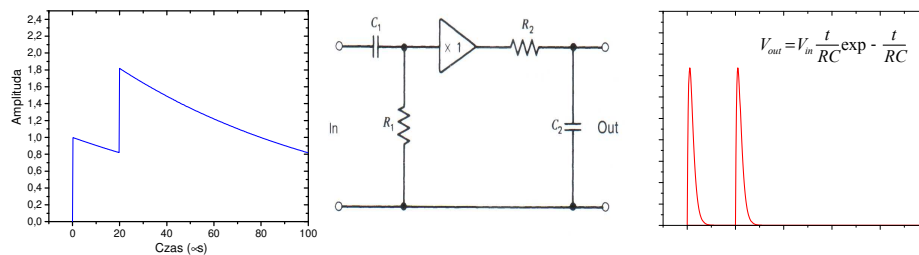
Rysunek 5: Schemat przedwzmacniacza ładunkowego oraz kształt sygnału wyjściowego w przypadku rejestracji trzech cząstek.

Wzmacniacz Wzmacniacz liniowy umożliwia wzmocnienie sygnałów z przedwzmacniacza do amplitudy wymaganej przez następny element układu, czyli wielokanałowy analizator amplitudy. Innym ważnym 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 jest przedstawiony na rysunku 6. Kondensator C_1 i opornik R_1 tworzą układ różniczkujący z przedwzmacniacza, opornik R_2 i kondensator C_2 - układ całkujący. Wtórnik emiterowy o wzmocnieniu równym 1 separuje stopnień różniczkujący i całkujący wzmacniacza.

Wzmacniacz spektroskopowy powinien charakteryzować się wysoką stabilnością i liniowością wzmocnienia, czyli liniową zależnością amplitudy sygnału wyjściowego od amplitudy sygnału wejściowego.

Wielokanałowy analizator amplitudy Wielokanałowy analizator amplitudy jest zbudowany z trzech modułów. Są to kolejno:

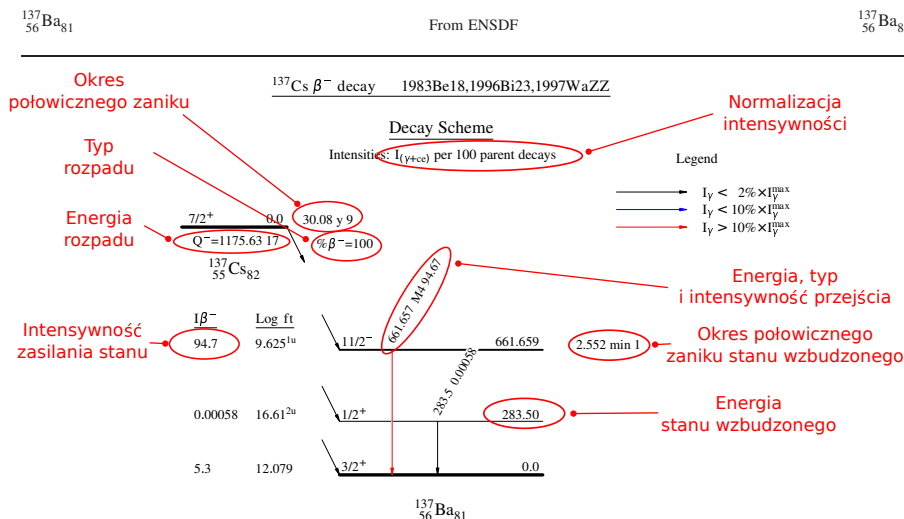
1. Przetwornik analogowo-cyfrowy (Analog to Digital Converter - ADC), który dokonuje pomiaru amplitudy sygnału i zwraca wynik w postaci cyfrowej. W wielokanałowych analizatorach amplitudy wykorzystuje się ADC wykrywające maksimum impulsu (peak sensing ADC)



Rysunek 6: Schemat budowy i działanie wzmacniacza CR-RC i przykładowe sygnały wejściowe z przedwzmacniacza oraz wyjściowy.

2. Układ histogramujący, który zapamiętuje wyniki pomiarów amplitud kolejnych sygnałów i tworzy z nich histogram, czyli strukturę danych przechowującą liczbę zarejestrowanych sygnałów o określonych (dyskretnych) przedziałach amplitudy. Kolejne przedziały histogramu nazywane są kanałami, a cały histogram tworzy widmo.
3. Interfejs użytkownika umożliwiający sterowanie układem pomiarowych (np. start, stop, serie pomiarowe itp.) oraz wykonywanie podstawowych operacji na histogramach (np. zapisywanie danych, znajdowanie linii, kalibrację detektora).

2.4 Schematy rozpadu



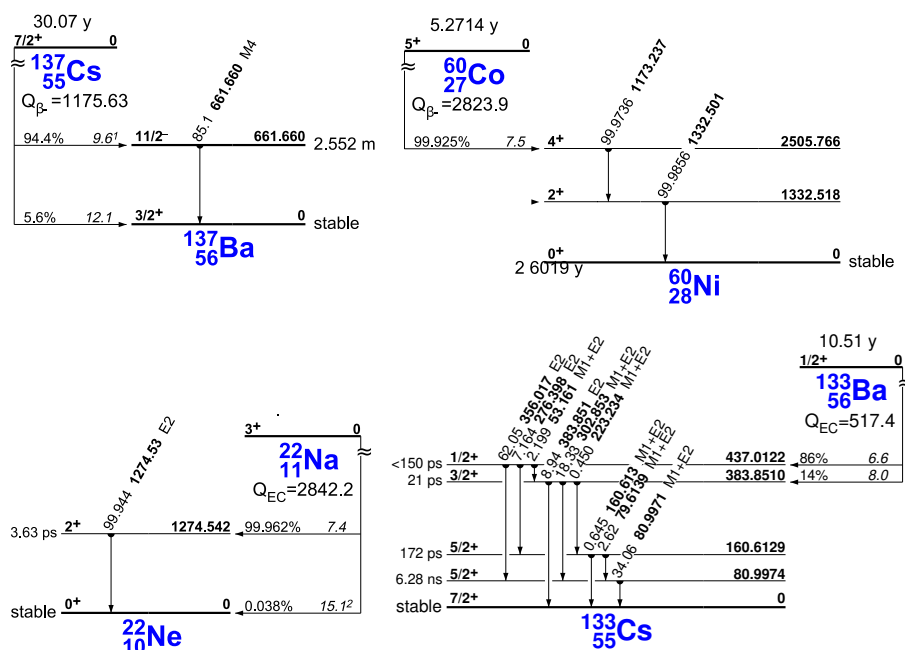
Rysunek 7: Schemat rozpadu ^{137}Cs [9].

Schematy rozpadu, taki jak przedstawiony na rysunku 7, można znaleźć w bazach danych fizyki jądrowej np. [9]. 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 i 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).

Sprawdź jak wyglądają schematy rozpadu dla izotopów używanych podczas kalibracji w ćwiczeniu (rysunek 7). Przeanalizuj je i zastanów się jak będą wyglądały widma rejestrowane dla nich przez detektor.

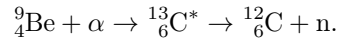


Rysunek 8: Schematy rozpadu źródeł kalibracyjnych.

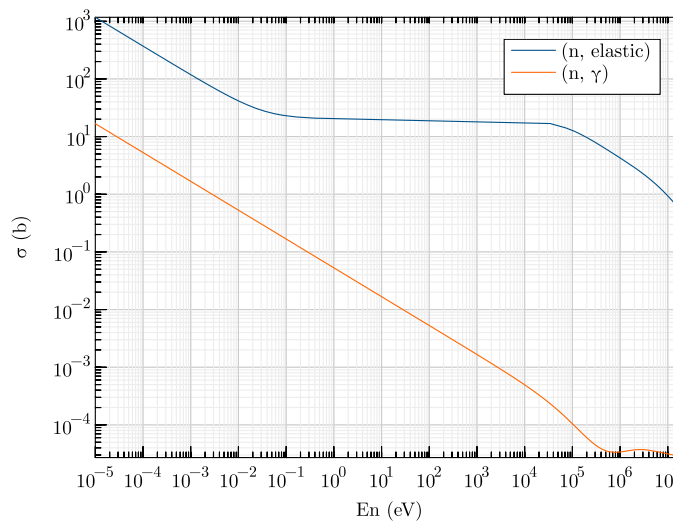
2.5 Źródło neutronów

Literatura: [1]-1.11, [3]-1.3 lub [4]-1.V

W źródle neutronów, wykorzystywanym na pracowni, zachodzi następująca reakcja, w której emitowane są neutrony



Źródło jest wykonane w postaci stopu Pu-Be (w stosunku 1:13), gdzie izotop ${}^{239}\text{Pu}$ o okresie połowicznego zaniku $T_{1/2} = 2.4 \times 10^4$ lat, jest źródłem cząstek alfa. Wydajność źródła wynosi 8.5×10^4 neutronów na sekundę na gram plutonu. Widmo energii emitowanych neutronów jest ciągłe i zawiera się w przedziale 0–10 MeV, a ich średnia energia kinetyczna to około 4 MeV. Źródło Pu-Be mające postać niewielkiej pastylki (około 3×3 cm) jest umieszczone w bloku parafiny ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) o kształcie walca ($80 \times 80 \times 70$ cm). Parafina pełni rolę moderatora spowalniającego neutrony do energii rzędu ułamka elektronowolta. Neutrony wytracają w niej swoją energię w zderzeniach elastycznych z jądrami wodoru i węgla. Po kilkunastu zderzeniach neutrony o energii początkowej rzędu MeV osiągają energię porównywalną z energią kinetyczną ruchu termicznego atomów moderatora $E \approx kT = 25$ meV dla $T = 300$ K. Takie neutrony nazywamy neutronami termicznymi.



Rysunek 9: Zależność przekroju czynnego dla wodoru (${}^1\text{H}$) na rozproszenie elastyczne ($\text{n} + \text{p} \rightarrow \text{n} + \text{p}$), oraz na wychwyt neutronu ($\text{n} + \text{p} \rightarrow \text{d} + \gamma$).

Dlaczego w charakterze moderatora została użyta parafina? Jakie inne materiały można by użyć w tym celu? Dlaczego chcemy spowolnić neutrony?

2.6 Aktywacja neutronowa

Neutrony są cząstkami o zerowym ładunku, więc nie oddziałują z materią poprzez siły elektromagnetyczne. Stąd są bardzo przenikliwe i padając na materię wnikają do całej jej objętości i zderzają się głównie z jądrami atomowymi. Podczas takiego zderzenia może zajść kilka procesów, których prawdopodobieństwo silnie zmienia się w zależności od składu materiału i energii neutronów.

Między innymi możliwe jest rozproszenie neutronu (elastyczne lub nieelastyczne), kiedy część energii kinetycznej zostanie przekazana jądru atomu ośrodka, która to reakcja wykorzystywana jest w spowalnianiu neutronów. Inną reakcją jest pochłonięcie neutronu przez jądro, po którym zwykle następuje emisja kwantu γ . Powstające jądro (lub jądra, jeżeli dany pierwiastek ma więcej stabilnych izotopów), posiadające dodatkowy neutron, może być nietrwałym nuklidem i zwykle w takiej sytuacji ulega rozpadowi beta minus, z charakterystycznym dla danego izotopu okresem połowicznego zaniku. Te zjawisko wykorzystuje się w neutronowej analizie aktywacyjnej, która pozwala badać skład materiału. W ten sposób możemy także wytwarzać stosunkowo krótkożyciowe izotopy, które możemy badać lub które mogą mieć one pożądane cechy wykorzystywane w kalibracji detektorów (np. odpowiednią energię emitowanych kwantów gamma), a które trudno odnaleźć wśród standardowych źródeł kalibracyjnych, które ze względów praktycznych muszą mieć odpowiednio długi czas połowicznego zaniku (zwykle rzędu lat).

2.7 Zagadnienia statystyczne

[1]-1.17 lub [4]-3, [7] lub [8]

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). Czas dryfu elektronów do elektrody również jest opisany podobnym rozkładem. Wszelkie procesy wprowadzają zatem do obserwowanych wielkości swoje rozkłady statystyczne, a ostateczny wynik zależy od złożenia wszystkich występujących losowych zdarzeń.

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 tylko pewne prawdopodobieństwo, że będzie skierowane w stronę detektora. Padające na detektor kwanty mogą, z pewnym prawdopodobieństwem ulec opisanym wcześniej

procesom i być lub nie zarejestrowany. Te czynniki są niewielkie i stałe, stąd liczba zarejestrowanych cząstek n jest opisana rozkładem Poissona

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

Rozkład tego typu jest opisany pewną średnią liczbą oczekiwanych zdarzeń μ , a odchylenie standardowe obserwowanej liczby zdarzeń $\sigma = \sqrt{\mu}$.

Rejestrowana energia Jeżeli kwant γ padnie na detektor i zostanie całkowicie zaabsorbowany, spodziewamy się, że detektor powinien zmierzyć jego pełną energię. Jednak proces rejestracji zawiera kilka pośrednich etapów - kwant musi przekazać swoją energię elektronowi w procesie fotoelektrycznym, wybity elektron powoduje kolejne akty jonizacji i powstanie par elektron-dziura. Liczba tych ekscytacji, ze względu na pewną gęstość stanów w pasmie przewodzenia, nie musi być ściśle określona i podlega statystycznym fluktuacjom. Każdy kolejny proces taki jak powstawanie fotonów w detektorach scyntylacyjnych lub dryf ładunku w detektorach półprzewodnikowych, a następnie przepływ sygnału przez elementy układu elektronicznego, wprowadza następne niewielkie losowe modyfikacje do ostatecznego rezultatu pomiaru. Suma tych wszystkich drobnych, ale licznych czynników losowych, zgodnie z centralnym twierdzeniem granicznym, powoduje, że ostateczna odpowiedź układu na kwant γ o bardzo dobrze ustalonej energii jest opisana rozkładem normalnym (Gaussa)

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

gdzie A to pole powierzchni pod krzywą (interpretowane jako liczba zarejestrowanych kwantów), μ to średnia obserwowana energia, a σ to odchylenie standardowe.

Niepewność pomiaru Niepewność wyniku składa się z dwóch podstawowych części - niepewności statystycznej oraz systematycznej. Wyobraźmy sobie, że mierzymy linijką długość stołu. Powtarzamy pomiar wielokrotnie, aby mieć pewność, że dostaniemy dokładny wynik. Spodziewamy się, że niewielkie różnice pochodzące od wielu czynników (np. kąt ułożenia linijki, kąt odczytu wartości, drżenie ręki itp.) spowodują rozkład normalny wyników. Najlepszą oceną długości stołu będzie średnia z otrzymanych poszczególnych prób, a parametr σ rozkładu ocenimy na podstawie średniego odchylenia standardowego. Nie należy jednak tej wielkości utożsamiać z niepewnością pomiaru długości. Taki wynik osiągniemy w pojedynczym pomiarze. Wykonując serię pomiarów i opisując uzyskany rozkład krzywą Gaussa jesteśmy w stanie określić położenie środka rozkładu (odpowiadające położeniu źródła) ze znacznie większą dokładnością, wynikającą z dokładności dopasowania. Zachodzi zależność pomiędzy odchyleniem standardowym pojedynczego pomiaru z pewnej populacji

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

a odchyleniem standardowym średniej dla próbkę z tej samej populacji

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

W ten sposób powtarzając pomiary możemy ograniczyć wpływ statystycznego rozrzutu wyników. Ale nic to nam nie da, jeżeli nasza linijka będzie nieco krzywa lub źle wyskalowana, albo jej długość będzie zbyt mała. Ten element niepewności to niepewność systematyczna pomiaru.

Literatura

- [1] A. Strzałkowski, "Wstęp do fizyki jądra atomowego", wyd. III, PWN 1978
- [2] C. A. Bertulani, "Nuclear Physics in a Nutshell", Princeton University Press 2007
- [3] A. Hryniewicz "Człowiek i promieniowanie jonizujące", PWN 2001
- [4] G. Knoll "Radiation detection and measurement", wyd. III lub IV, J. Wiley and sons
- [5] C. Leroy, P.-G. Rancoita "Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection", wyd. II, 2009
- [6] C. Leo, "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments" wyd. II, Springer 1994
- [7] R. Nowak "Statystyka dla fizyków", PWN 2002
- [8] S. Brandt "Data analysis", wyd. IV, Springer 2014
- [9] Chart of Nuclides, www.nndc.bnl.gov/nudat3/