

POMIARY STRUMIENI NEUTRONÓW W REAKTORZE MARIA.

ĆWICZENIA 1A/1B

**Rafał Prokopowicz
Krzysztof Pytel**

Materiał dydaktyczny dla Wydziału Fizyki Politechniki Warszawskiej, opracowany w ramach zadania nr 33:
„Modyfikacja kształcenia na Wydziale Fizyki w zakresie wykorzystywania technik i technologii jądrowych w gospodarce narodowej” projektu „Program Rozwojowy Politechniki Warszawskiej” współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach Europejskiego Funduszu Społecznego (Program Operacyjny Kapitał Ludzki)



KAPITAŁ LUDZKI
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI
FUNDUSZ SPOŁECZNY



**PROGRAM ROZWOJOWY
POLITECHNIKI WARSZAWSKIEJ**

Świerk, grudzień 2009

Ćwiczenie 1A. Pomiar gęstości strumienia neutronów termicznych i epitermicznych w reaktorze jądrowym

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zademonstrowanie metody pomiaru jednego z najważniejszych parametrów reaktora jądrowego – strumienia neutronów za pomocą dwóch różnych detektorów aktywacyjnych: złota i kobaltu. Przygotowanie do ćwiczenia pozwoli na zrozumienie podstaw działania reaktora jądrowego oraz przypomnienie wybranych zagadnień fizyki jądrowej.

Przygotowanie ćwiczenia

Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy zapoznać się z następującymi zagadnieniami z zakresu fizyki reaktorów i fizyki jądrowej oraz techniki pomiarowej:

- zasada działania reaktora jądrowego (rozszczerzenie jąder, reakcja łańcuchowa, spowalnianie neutronów, widmo energetyczne neutronów, gęstości strumieni neutronów),
- reakcje wychwytu radiacyjnego neutronów (typowe przekroje czynne, wzbudzenie jądra, rozpad promieniotwórczy),
- spektrometryczny pomiar aktywności (detektory półprzewodnikowe, wydajność detektora),
- pomiar strumieni neutronów za pomocą detektorów aktywacyjnych (metody wielu folii i ekranów kadmowych, pomiar strumieni neutronów termicznych i epitermicznych, efekt samoprzესłania) – Dodatek A,
- podstawy rachunku błędów.

W ramach przygotowań do ćwiczenia przeprowadzone zostanie również krótkie szkolenie z podstaw dozymetrii i ochrony przed promieniowaniem.

Przebieg ćwiczenia

Ćwiczenie obejmuje pomiar gęstości strumienia neutronów termicznych w reaktorze jądrowym, wykonywany za pomocą metody aktywacji dwóch różnych folii: Au i Co. Poszczególne etapy ćwiczenia to:

- przygotowanie folii aktywacyjnych i zapakowanie do pojemnika do napromieniowań,

- aktywacja detektorów w jednym z kanałów do napromieniowań w reaktorze MARIA,
- kalibracja detektora półprzewodnikowego,
- po rozpakowaniu folii pomiar ich aktywności za pomocą detektora półprzewodnikowego,
- opracowanie wyników pomiaru.

Przygotowanie folii aktywacyjnych oraz aktywacja (napromienianie) detektorów muszą zostać przeprowadzone kilka dni przed pomiarami aktywności. Aktywacja detektorów odbywa się w jednym z kanałów tzw. poczty do napromieniowań w reaktorze MARIA. Folie aktywacyjne (złoto i kobalt) są pakowane do odpowiedniego zasobnika do napromieniowań a następnie, po wypełnieniu odpowiedniego zlecenia na napromienianie, przekazywane do sterowni reaktora MARIA. Zespół Zmianowy dokonuje załadunku zasobnika z foliami do wybranego kanału izotopowego poczty i rozpoczyna ich aktywację (napromienianie neutronami). Po zakończeniu napromieniania zasobnik z detektorami aktywacyjnymi usuwany jest z reaktora i przekazywany po kilkudniowym okresie schładzania do laboratorium pomiarowego.

Właściwe pomiary, wykonywane w ramach ćwiczenia rozpoczynają się od kalibracji detektora półprzewodnikowego za pomocą wzorcowych źródeł gamma: ^{152}Eu i ^{60}Co . Kalibracja źródłem ^{152}Eu służy do określenia wydajności układu pomiarowego dla linii 411keV izotopu ^{197}Au , natomiast źródłem kobaltowym – wydajności układu dla linii gamma kobaltu-60.

Następnie, zachowując tę samą co podczas kalibracji, geometrię źródło-detektor, mierzona jest aktywność ^{198}Au oraz ^{60}Co . Znajomość aktywności tych detektorów oraz warunków aktywacji i schładzania pozwala na obliczenie dwóch charakterystycznych parametrów widma neutronowego: gęstości strumienia neutronów termicznych nv_0 oraz indeksu epitermicznego r .

Opracowanie wyników

Opracowanie wyników pomiarów obejmuje następujące etapy:

- Kalibracja detektora półprzewodnikowego polega na pomiarze szybkości zliczeń w poszczególnych liniach widmowych promieniowania gamma ze źródła wzorcowego. Obróbka widma gamma (całkowite liczby zliczeń w fotopikach) odbywa się automatycznie za pomocą oprogramowania firmy CANBERRA. Znajomość aktywności źródła wzorcowego oraz intensywności poszczególnych linii widmowych pozwalają na obliczenie wydajności detektora dla tych linii. W

przypadku kalibracji detektora dla linii widmowej 411keV złota-198 konieczna jest interpolacja wyników. Dla widma ^{60}Co wydajności są określone bezpośrednio dla obu linii widmowych: 1173keV oraz 1334keV.

- W wyniku pomiaru folii złota oraz kobaltu uzyskuje się szybkości zliczeń fotonów dla charakterystycznych linii widmowych izotopów ^{198}Au oraz ^{60}Co . Znajomość szybkości zliczeń i wydajności pozwala na obliczenie aktywności obu detektorów.
- Uwzględniając masy folii i czasy aktywacji i schładzania oblicza się współczynniki samoprzesyłania neutronów oraz szybkości reakcji $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$ oraz $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$.
- Po obliczeniu współczynników samoprzesyłania neutronów oblicza się gęstość strumienia neutronów nv_0 i indeks epitermiczny r wraz z analizą błędów.

Sprawozdanie z ćwiczenia powinno zawierać krótki opis poszczególnych etapów opracowywania wyników.

Ćwiczenie 1B. Pomiar gęstości strumienia neutronów prędkich w reaktorze jądrowym

Cel ćwiczenia

Celem ćwiczenia jest zademonstrowanie metody pomiaru jednego z najważniejszych parametrów reaktora jądrowego – strumienia neutronów prędkich z wykorzystaniem reakcji progowej $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$. Przygotowanie do ćwiczenia pozwoli na zrozumienie podstaw działania reaktora jądrowego oraz przypomnienie wybranych zagadnień fizyki jądrowej.

Przygotowanie ćwiczenia

Przed przystąpieniem do ćwiczenia należy zapoznać się z następującymi zagadnieniami z zakresu fizyki reaktorów i fizyki jądrowej oraz techniki pomiarowej:

- zasada działania reaktora jądrowego (rozszczenie jąder, reakcja łańcuchowa, spowalnianie neutronów, widmo energetyczne neutronów, gęstości strumieni neutronów),
- reakcje jądrowe z neutronami (wychwyty radiacyjne, reakcje progowe, typowe przekroje czynne, wzbudzenie jądra, rozpad promieniotwórczy),
- spektrometryczny pomiar aktywności (detektory półprzewodnikowe, wydajność detektora),
- pomiar strumieni neutronów za pomocą detektorów aktywacyjnych (pomiar strumieni neutronów termicznych, epitermicznych i prędkich) – Dodatek A,
- podstawy rachunku błędów.

W ramach przygotowań do ćwiczenia przeprowadzone zostanie również krótkie szkolenie z podstaw dozymetrii i ochrony przed promieniowaniem.

Przebieg ćwiczenia

Ćwiczenie obejmuje pomiar gęstości strumienia neutronów prędkich w reaktorze jądrowym, wykonywany za pomocą metody aktywacji niklu. Ponieważ w trakcie aktywacji następuje wypalanie izotopów $^{58\text{m}}\text{Co}$ i ^{58}Co na skutek wychwyty neutronów termicznych, dodatkowo wykonywany jest pomiar gęstości strumienia neutronów prędkich za pomocą detektora kobaltowego. Poszczególne etapy ćwiczenia to:

- przygotowanie folii aktywacyjnych i zapakowanie do pojemnika do napromieniowań,

- aktywacja detektorów w jednym z kanałów do napromieniań w reaktorze MARIA,
- kalibracja detektora półprzewodnikowego,
- po rozpakowaniu folii pomiar ich aktywności za pomocą detektora półprzewodnikowego,
- opracowanie wyników pomiaru.

Przygotowanie folii aktywacyjnych oraz aktywacja (napromienianie) detektorów muszą zostać przeprowadzone kilkanaście dni przed pomiarami aktywności ^{58}Co . Aktywacja detektorów odbywa się w jednym z kanałów tzw. poczty do napromieniań w reaktorze MARIA. Detektory aktywacyjne (nikiel i drut AlCo) są pakowane do odpowiedniego zasobnika do napromieniań a następnie, po wypełnieniu odpowiedniego zlecenia na napromienianie, przekazywane do sterowni reaktora MARIA. Zespół Zmianowy dokonuje załadunku zasobnika z detektorami do wybranego kanału izotopowego poczty i rozpoczyna ich aktywację (napromienianie neutronami). Po zakończeniu napromieniania zasobnik z detektorami aktywacyjnymi usuwany jest z reaktora i przekazywany po kilkunastodniowym okresie schładzania do laboratorium pomiarowego.

Właściwe pomiary, wykonywane w ramach ćwiczenia rozpoczynają się od kalibracji detektora półprzewodnikowego za pomocą wzorcowych źródeł gamma: ^{152}Eu i ^{60}Co . Kalibracja źródłem ^{152}Eu służy do określenia wydajności układu pomiarowego dla linii 810keV izotopu ^{58}Co , natomiast źródłem kobaltowym – wydajności układu dla linii gamma ^{60}Co .

Następnie, zachowując tę samą co podczas kalibracji, geometrię źródło-detektor, mierzona jest aktywność ^{58}Co (detektor niklowy) oraz ^{60}Co (detektor AlCo). Znajomość aktywności tych detektorów oraz warunków aktywacji i schładzania pozwala na obliczenie gęstości strumienia neutronów prędkich o energiach powyżej 0.5MeV.

Opracowanie wyników

Opracowanie wyników pomiarów obejmuje następujące etapy:

- Kalibracja detektora półprzewodnikowego polega na pomiarze szybkości zliczeń w poszczególnych liniach widmowych promieniowania gamma ze źródła wzorcowego. Obróbka widma gamma (całkowite liczby zliczeń w fotopikach) odbywa się automatycznie za pomocą oprogramowania firmy CANBERRA. Znajomość aktywności źródła wzorcowego oraz intensywności poszczególnych linii widmowych pozwalają na obliczenie wydajności detektora dla tych linii. W

przypadku kalibracji detektora dla linii widmowej 810keV ^{58}Co konieczna jest interpolacja wyników. Dla widma ^{60}Co wydajności są określone bezpośrednio dla obu linii widmowych: 1173keV oraz 1334keV.

- W wyniku pomiaru aktywności niklu oraz kobaltu uzyskuje się szybkości zliczeń fotonów dla charakterystycznych linii widmowych izotopów ^{58}Co oraz ^{60}Co . Znajomość szybkości zliczeń i wydajności pozwala na obliczenie aktywności obu detektorów.
- Uwzględniając masy folii i czasy aktywacji i schładzania oblicza się współczynniki samoprzesłania neutronów oraz szybkości reakcji $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ oraz $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$.
- Po obliczeniu współczynników samoprzesłania neutronów oblicza się gęstość strumienia neutronów prędkich o energiach powyżej 0.5MeV wraz z analizą błędów.

Sprawozdanie z ćwiczenia powinno zawierać krótki opis poszczególnych etapów opracowywania wyników.

Dodatek A**Spis treści:**

1. WSTĘP	5
2. WIDMO NEUTRONÓW	6
2.1. Neutrony termiczne	6
2.2. Neutrony epitermiczne	8
2.3. Neutrony prędkie	10
3. PRZEKROJE CZYNNNE I SZYBKOŚCI REAKCJI	12
4. EFEKTY SAMOPRZESŁANIANIA NEUTRONÓW	15
4.1. Neutrony monoenergetyczne	16
4.2. Neutrony termiczne	17
4.3. Neutrony epitermiczne i przekrój czynny " $1/v$ "	18
4.4. Aktywacja rezonansowa	19
4.5. Neutrony prędkie	19
4.6. Błędy współczynników samoprzesyłania	20
5. AKTYWACJA I SCHŁADZANIE	21
5.1. Błędy pomiaru szybkości reakcji	23
6. METODY POMIARU STRUMIENI NEUTRONÓW TERMICZNYCH	24
6.1. Metoda dwóch różnych detektorów (Au+Co)	24
6.2. Metoda dwóch detektorów z jednym w osłonie kadmowej (Au+Au[Cd])	25
6.3. Metoda pojedynczego detektora (Au, Co, AlCo)	27
7. POMIARY STRUMIENI NEUTRONÓW PRĘDKICH	28
7.1. Metoda pojedynczego detektora progowego (Ni)	28
DODATEK (<i>Dane jądrowe detektorów</i>)	32
REFERENCJE	34

1. WSTĘP

Strumienie i widma neutronów są podstawowymi parametrami, charakteryzującymi badawczy reaktor jądrowy. Są to parametry lokalne, tzn. zależne od miejsca w reaktorze. Ich znajomość jest w szczególności ważna w miejscach, w których dokonywane są napromieniania tzw. materiałów tarczowych do wytwarzania izotopów promieniotwórczych.

Strumień neutronów, a właściwie gęstość strumienia neutronów określa się jako liczbę neutronów, przechodzących we wszystkich kierunkach przez jednostkową powierzchnię w ciągu sekundy. Jednostką gęstości strumienia neutronów jest $[n/cm^2s]$.

Wewnątrz reaktora neutrony poruszają się we wszystkich kierunkach. Z dobrym przybliżeniem możemy przyjąć, że żaden kierunek nie jest uprzywilejowany; w takim przypadku mówimy o izotropowym polu neutronowym. Jeśli neutrony wyprowadzane są z reaktora na dużą odległość poprzez tzw. kanał poziomy, wówczas mamy do czynienia z wiązką neutronów. Najczęściej poprawne jest założenie, że jest to wiązka równoległa.

Oprócz różnic w intensywności strumienia neutronów i kierunku ich ruchu, neutrony charakteryzują się różnorodnymi energiami kinetycznymi. W strumieniu neutronów występują neutrony o różnych energiach; udział neutronów o różnych energiach w widmie energetycznym zależy od miejsca w reaktorze. Przez widmo energetyczne rozumie się zależność liczby neutronów od ich energii lub bardziej precyzyjnie: gęstość strumienia neutronów, przypadających na jednostkę energii w pełnym zakresie energetycznym.

Jedną z metod pomiaru gęstości strumienia neutronów w reaktorze w całym zakresie widma energetycznego jest metoda detektorów aktywacyjnych. Specjalnie dobrane materiały o dobrze znanych przekrojach czynnych na reakcje z neutronami są najpierw poddane napromienianiu w polu neutronów w reaktorze jądrowym, gdzie w wyniku reakcji jądrowych powstają izotopy promieniotwórcze. Mierząc aktywność, czyli szybkość rozpadu promieniotwórczego takich izotopów można określić gęstość strumienia neutronów w miejscu napromieniania materiałów. Do pomiarów aktywności detektorów wykorzystuje się na ogół promieniowanie gamma, towarzyszące rozpadom promieniotwórczym powstałych izotopów promieniotwórczych.

Powszechnie stosowanymi detektorami aktywacyjnymi w zakresie tzw. neutronów termicznych i epitermicznych są pierwiastki Au i Co, które charakteryzują się względnie dużymi przekrojami czynnymi na reakcje wychwytu radiacyjnego, a także łatwo mierzalnymi liniami widmowymi promieniowania gamma. Z kolei w zakresie wysokich energii neutronów powszechnie stosowany jest nikiel.

W opisie poniższym przedstawiono szczegółowo algorytmy obliczeniowe, stosowane przy obróbce wyników pomiarów strumienia neutronów.

2. WIDMO NEUTRONÓW

Neutrony, powstające w reaktorze jądrowym w wyniku rozszczepień mają średnie energie rzędu 2MeV. W reaktorze termicznym neutrony te są spowalniane do energii termicznych rzędu 0.025eV. Tak więc widmo energetyczne neutronów w reaktorze obejmuje co najmniej 8 rzędów wielkości.

W widmie neutronów wyróżnia się trzy główne grupy:

- ▣ neutrony termiczne, będące w równowadze termicznej z moderatorem, o energiach do kilkuset meV,
- ▣ neutrony epitermiczne o energiach w zakresie sześciu rzędów: od kilkuset meV do kilkuset keV,
- ▣ neutrony prędkie o średnich energiach rzędu 1 ÷ 2 MeV, nazywane niekiedy neutronami rozszczepieniowymi.

Podział na takie grupy wynika zarówno z samego kształtu widma neutronów, jak i ich sposobów oddziaływania z jądrami materii. Należy podkreślić, że podział ten jest dość arbitralny, a widmo neutronów w reaktorze ma charakter ciągły, bez wyraźnie zdefiniowanych granic.

Ścisłe określenie granic grup energii jest natomiast konieczne przy tzw. wielogrupowym podejściu do widma neutronów, stosowanym np. w obliczeniach fizycznych.

Podczas obróbki wyników pomiarów aktywacyjnych widmo neutronów przedstawia się jako kombinację funkcji ciągłych, co ma dobre uzasadnienie fizyczne. Przejście od funkcji ciągłych do postaci grupowej jest dość proste i zostanie omówione w dalszej części opracowania.

2.1. Neutrony termiczne.

Kiedy neutrony osiągają stan równowagi termicznej z moderatorem, wówczas ich energie są określone rozkładem energii atomów moderatora. Jeśli efekt pochłaniania neutronów jest niewielki, a tak się dzieje w przypadku dobrych moderatorów, to widmo neutronów opisane jest rozkładem Maxwella.

Parametrem charakteryzującym rozkład Maxwella jest temperatura T_n (indeks n wskazuje na to, że jest to tzw. efektywna temperatura neutronów). Temperaturze tej odpowiada najbardziej prawdopodobna prędkość neutronów:

$$v_T = \frac{2kT_n}{m}$$

gdzie: k - stała Boltzmana, a m - masa neutronu.

Wielkością często stosowaną jako wielkość odniesienia jest prędkość neutronów:

$$v_0 = 2200 \text{ m/s},$$

której odpowiada temperatura neutronów:

$$T_0 = 2044^\circ\text{C} = 2936\text{K}$$

oraz energia:

$$E_0 = 0.0253 \text{ eV}.$$

Dla tej energii (prędkości) podawane są w tablicach mikroskopowe przekroje czynne na reakcje z neutronami termicznymi; przekroje te są oznaczane jako: σ_{220} lub (częściej) σ_0 .

Gęstość neutronów termicznych, mających prędkość v oznaczamy przez $n(v)$; gęstość odpowiedniego strumienia neutronów jest: $\phi(v) = n(v) \cdot v$. Zgodnie z rozkładem Maxwella, dla temperatury T_n gęstość neutronów jest opisana wzorem:

$$n(v) \cdot dv = \frac{4n}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_T^3} e^{-v^2/v_T^2} \cdot dv \quad (1)$$

gdzie: n - całkowita gęstość neutronów:

$$n = \int_0^{\infty} n(v) \cdot dv$$

Rozkład (1), wyrażony w funkcji energii jest postaci:

$$n(E) \cdot dE = \frac{2n}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{E}{kT_n}} e^{-E/kT_n} \frac{dE}{kT_n}$$

(temperatury we wszystkich wzorach podawane muszą być w K).

Parametrami charakteryzującymi widmo neutronów termicznych są:

- całkowita gęstość neutronów: n ,
- efektywna temperatura neutronów: T_n .

Dla idealnego spowalniacza, w którym można pominąć efekt pochłaniania neutronów, temperatura neutronów jest po prostu temperaturą moderatora. W przypadku niewielkiej absorpcji można stosować [1] z dobrym przybliżeniem zależność:

$$T_n = T_m \cdot \left[1 + 1.82 \frac{\Sigma_a(kT_m)}{\xi \Sigma_s} \right] \quad (2)$$

gdzie: $\Sigma_a(kT_m)$ - makroskopowy przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych o energii kT_m , odpowiadającej rzeczywistej temperaturze moderatora T_m ,

$\xi \Sigma_s$ - zdolność spowalniania moderatora.

Przyjmując, że makroskopowy przekrój czynny na absorpcję zależy od energii jak $1/v$ oraz wartości współczynników spowalniania $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$ są przyjęte wg [1], wzór (2) dla trzech podstawowych materiałów spowalnających w reaktorze MARIA jest postaci:

$$\begin{aligned} T_n &= T_m + 0.218 \cdot \sqrt{T_m} && \text{dla berylu} \\ T_n &= T_m + 0.162 \cdot \sqrt{T_m} && \text{dla grafitu} \\ T_n &= T_m + 0.439 \cdot \sqrt{T_m} && \text{dla wody} \end{aligned} \quad (3)$$

(temperatury wyrażone są w K).

W dalszych obliczeniach temperatury neutronów określa się wg wzorów (3), wybierając odpowiedni materiał moderatora. Jeśli zatem np. aktywacja odbywa się w zasobniku w kanale izotopowym w berylu, wówczas dominującym materiałem moderującym jest beryl. Natomiast w przypadku napromieniania w kanale izotopowym berylowym, lecz bezpośrednio w wodzie (np. bez szczelnego zasobnika), dominującym materiałem spowalnającym jest woda.

2.2. Neutrony epitermiczne.

Spowalnianie neutronów w moderatorze przebiega na ogół w ten sposób, że średnia logarytmiczna strata energii ξ na jedno zderzenie z jądrem moderatora jest stała dla całego zakresu energii: $\xi = \Delta E/E \cong \text{const}$. Przy pominięciu absorpcji prowadzi to do następującej zależności gęstości neutronów epitermicznych od energii:

$$n_{epi}(E) \sim 1/E = 1/v^2$$

Widmo neutronów termicznych i epitermicznych można zatem zapisać w postaci:

$$n(v) = \frac{4n}{\sqrt{\pi}} \cdot \left\{ (1-rb) \frac{v^2}{v_T^3} e^{-v^2/v_T^2} + r\Delta(v) \frac{v_T}{v^2} \right\}$$

gdzie: r - indeks epitermiczny,

$\Delta(v)$ - funkcja łączenia/odcięcia widma maxwellowskiego i części $1/v$.

Parametr b oblicza się dla określonej funkcji łączenia:

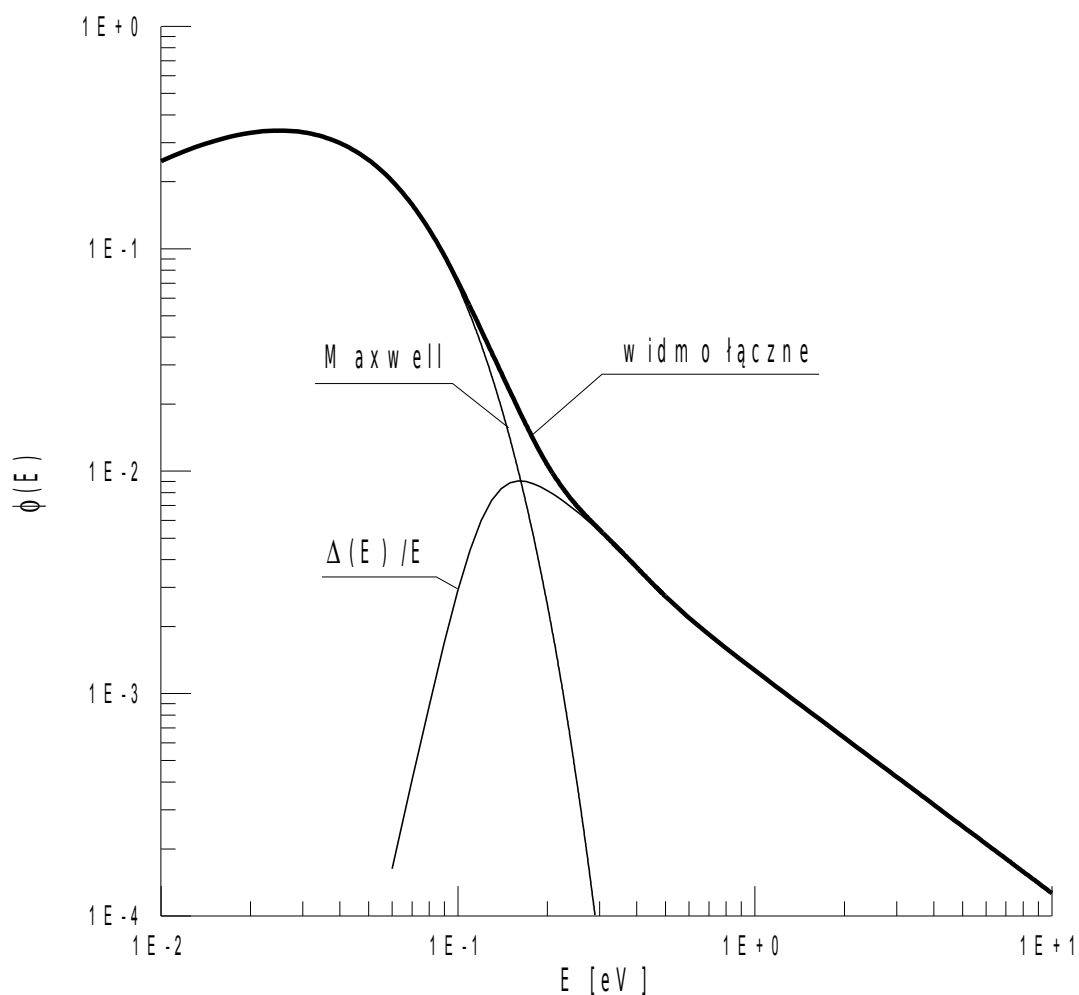
$$b = \int_0^{\infty} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \Delta(v) \frac{v_T}{v^2} dv$$

Funkcja łączenia $\Delta(v)$ jest ciągła i zmienia się od 0 do 1 w obszarze: $2kT_n < E < 8kT_n$, a następnie jest równa 1 powyżej energii $\sim 10kT_n$. W literaturze są cytowane różne postaci funkcji $\Delta(v)$ [1,3,4]; w obliczeniach prowadzonych dalej przyjęto zależność [2]:

$$\Delta(E) = \frac{1}{1 - \frac{0.26}{1 + (E/16.4kT_n)^5} + \left(\frac{4.75kT_n}{E}\right)^7} \quad (4)$$

której odpowiada wartość parametru: $b = 1176$. W większości przypadków wystarczy dalej założenie, że funkcja $\Delta(v)$ zmienia się skokowo od 0 do 1 przy energii μkT_n takiej, aby spełniona była zależność: $b = 4/\sqrt{\pi\mu}$. Funkcji łączenia (4) odpowiada wartość: $\mu = 3.68$.

Na rys. 1 pokazano typowy kształt widma neutronów termicznych i epitermicznych (obie składowe zaznaczono również oddzielnie; funkcja łączenia opisana jest wzorem (4)).



Rys. 1. Widmo gęstości strumienia $\phi(E)$ neutronów termicznych i epitermicznych ($T_n = 2936K$, $r = 0.05$)

Parametrem charakteryzującym część epitermiczną w widmie neutronów jest indeks epitermiczny: r .

2.3. Neutrony prędkie.

Neutrony prędkie powstają w trakcie rozszczepień jąder U-235 i ich widmo jest dość dobrze określone [1, 2]. Widmo to, tzw. widmo rozszczepieniowe, opisuje rzeczywiste spektrum neutronów jedynie w bezpośrednim sąsiedztwie paliwa. W obszarze moderatora, gdzie na ogół dokonuje się napromieniań, widmo to może znacznie odbiegać od widma rozszczepieniowego.

Kształt widma neutronów prędkich w określonym miejscu rdzenia reaktora można otrzymać z wielogrupowych obliczeń neutronowych z uwzględnieniem geometrii i składu materiałowego rdzenia. W tym przypadku widmo neutronów prędkich przedstawia się w postaci grupowych strumieni neutronów. Dla i -tej grupy strumień neutronów Φ_i jest zdefiniowany jako:

$$\Phi_i = \int_{E_{i,\min}}^{E_{i,\max}} \phi(E) \cdot dE$$

gdzie: $E_{i,\min}$, $E_{i,\max}$ - odpowiednio minimalna i maksymalna energia neutronów w grupie.

Całkowity strumień neutronów prędkich podaje się zwykle jako całkowity strumień neutronów o energiach powyżej pewnej energii granicznej E_g :

$$\Phi_f = \int_{E_g}^{\infty} \phi(E) \cdot dE \quad (5)$$

Kształt widma rozszczepieniowego jest najczęściej opisywany krzywą ciągłą; dla uranu-235 stosuje się następujące wzory empiryczne [1]:

$$\begin{aligned} \phi(E) &= 0.484 \cdot e^{-E} \cdot \sinh \sqrt{2E} \\ \phi(E) &= 0.452 \cdot e^{-1.036E} \cdot \sinh \sqrt{2.29E} \\ \phi(E) &= 0.770 \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-E/1.29} \end{aligned}$$

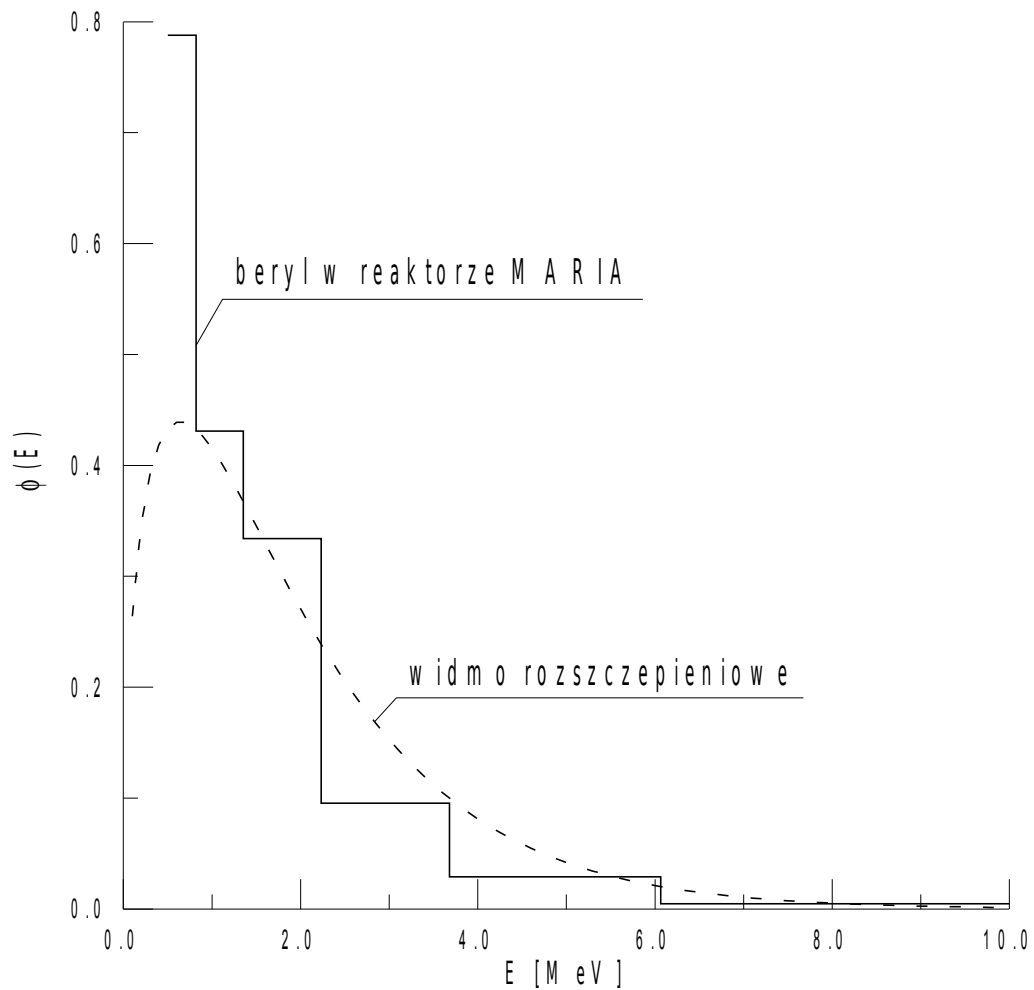
gdzie: energie E wyrażone są w [MeV].

W Tabeli 1 zestawiono widma neutronów prędkich w 6-ciu grupach energetycznych (podział na grupy zgodny z podziałem kodu WIMS [5]) dla widma rozszczepieniowego i widma obliczonego za pomocą kodu WIMS/D4 dla obszaru berylu w reaktorze MARIA. Widma zostały unormowane do 1 dla energii neutronów powyżej 0.5 MeV.

Oba widma zostały również pokazane na rys. 2; wykres pozwala na lepsze uwypuklenie różnic, jakie można obserwować między widmami neutronów prędkich w różnych miejscach rdzenia reaktora.

Tabela 1. Widma neutronów prędkich w 6-ciu grupach energetycznych.

Nr. grupy	E_{\min} [MeV]	E_{\max} [MeV]	Widmo rozszczepieniowe	Reaktor MARIA		
				Beryl	Grafit	Woda
1	6.0655	10	0.026	0.018	0.018	0.038
2	3.679	6.0655	0.120	0.069	0.070	0.119
3	2.231	3.679	0.234	0.138	0.184	0.245
4	1.353	2.231	0.265	0.293	0.255	0.229
5	0.821	1.353	0.215	0.229	0.228	0.190
6	0.5	0.821	0.140	0.253	0.245	0.179



Rys. 2. Widmo gęstości strumienia neutronów prędkich.

3. PRZEKROJE CZYNNNE I SZYBKOŚCI REAKCJI

Szybkość reakcji, czyli prawdopodobieństwo, że w jednostce czasu zajdzie dana reakcja jądrowa jest określona wzorem:

$$\alpha = n v_0 \hat{\sigma} = \int_0^{\infty} n(v) \sigma(v) v \, dv \quad (6)$$

gdzie: $\hat{\sigma}$ - efektywny przekrój czynny zdefiniowany jako przekrój czynny detektora aktywacyjnego o idealnej charakterystyce "1/v", który w danym widmie neutronów będzie miał tę samą szybkość reakcji α .

Efektywny przekrój czynny jest zatem określony jako:

$$\hat{\sigma} = \frac{\int_0^{\infty} n(v) \sigma(v) v \, dv}{v_0 \int_0^{\infty} n(v) \, dv}$$

Do określenia szybkości reakcji (6) konieczna jest znajomość przekroju czynnego w funkcji energii/prędkości: $\sigma(v)$. W bardzo szerokim zakresie energii dla większości reakcji przekroje czynne są typu "1/v", to znaczy w ich zależności od energii dominuje składowa "1/v". Zależność idealnego przekroju czynnego typu "1/v" od prędkości neutronu byłaby postaci:

$$\sigma(v) = \frac{\sigma_0 v_0}{v}$$

i efektywny przekrój czynny byłby równy: $\hat{\sigma} = \sigma_0$.

W obszarze energii termicznych odchylenia od takiego przebiegu mają gładki charakter, natomiast w obszarze energii epitermicznych na gładką krzywą typu "1/v" nałożona jest struktura rezonansowa. Na skutek tych odchyłeń efektywny przekrój czynny $\hat{\sigma}$ ma postać:

$$\hat{\sigma} = \sigma_0 \left(g + r \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} s_0 \right)$$

gdzie czynnik g reprezentuje odchylenie od zależności "1/v" w obszarze termicznym, natomiast s_0 - w obszarze epitermicznym.

Oba czynniki określone są wzorami:

$$g(T_n) = \frac{1}{v_0 \sigma_0} \cdot \int_0^{\infty} \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^3}{v_T^3} \exp\left(-\frac{v^2}{v_T^2}\right) \sigma(v) \, dv$$

$$s_0 = \frac{1}{\sigma_0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \left[\sigma(E) - g \sigma_0 \sqrt{E_0/E} \right] \Delta(E) \frac{dE}{E} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \dots$$

i można je obliczyć na podstawie eksperymentalnie zmierzonych przekrojów czynnych na daną reakcję. Wielkość β' jest tzw. całką rezonansową i wraz z przekrojem czynnym: σ_0 są podstawowymi wielkościami fizycznymi, nieodzownymi do obliczeń szybkości reakcji. Wielkości te można znaleźć w tablicach przekrojów czynnych na reakcje jądrowe z neutronami termicznymi i epitermicznymi np. w [6]. Współczynnik g , na ogół nieznacznie różniący się od 1, jest zależny od temperatury neutronów i można go przedstawić w postaci prostego wielomianu od T_n lub odnaleźć w odpowiednich tablicach [3].

Wzór (6) można przepisać teraz w innej postaci:

$$\alpha = nv_0 \sigma_0 \left[g(1-rb) + grb + r \sqrt{T_n/T_0} s_0 \right] \quad (7)$$

Trzy człony w nawiasie kwadratowym reprezentują poszczególne wkłady do aktywacji:

- $g(1-rb)$ - aktywacja z przekrojem czynnym typu "1/v" (wraz z odchyleniem, uwzględnionym poprzez współczynnik g) w widmie maxwellowskim,
- grb - aktywacja z przekrojem czynnym typu "1/v" w widmie neutronów typu "1/E" powyżej energii łączenia $\mu k T_n$,
- $r \sqrt{T_n/T_0} s_0$ - aktywacja rezonansowa w widmie neutronów typu "1/E".

Dwa pierwsze człony redukują się wprawdzie do współczynnika g , lecz ich rozdzielenie jest uzasadnione wówczas, gdy należy uwzględnić efekty samoprzesłania neutronów. Efekty samoprzesłania są różne dla poszczególnych typów aktywacji o czym będzie mowa w następnym rozdziale.

Jedną z metod pomiaru strumieni neutronów termicznych i epitermicznych polega na aktywacji detektorów w osłonie kadmowej. Kadm (dokładniej izotop ^{113}Cd) posiada bardzo duży przekrój czynny na pochłanianie neutronów termicznych o energiach poniżej $\sim 0.5\text{eV}$. Powyżej tej energii przekrój czynny na absorpcję gwałtownie spada; z dobrym przybliżeniem można przyjąć, że filtr kadmowy "odcina" wszystkie neutrony termiczne o energiach poniżej pewnej energii progowej E_{Cd} , natomiast wszystkie neutrony o wyższych energiach są przepuszczane przez osłonę bez strat.

Energia progowa E_{Cd} jest większa od umownej granicy między widmem maxwellowskim a widmem epitermicznym "1/E". Tak więc aktywacja próbki, umieszczonej za osłoną kadmową, zachodzi pod wpływem neutronów epitermicznych. Szybkość reakcji w takiej próbce określona jest wzorem:

$$\alpha_{\text{Cd}} = nv_0 \sigma_0 r \sqrt{T_n/T_0} \left[g \sqrt{\frac{16 E_0}{\pi E_{\text{Cd}}}} + s_0 \right] \quad (8)$$

Powszechne stosowanie filtrów kadmowych oraz złota w pomiarach strumieni neutronów spowodowało, że stosunek szybkości aktywacji Au bez osłony kadmowej (7) do szybkości reakcji z filtrem (8) uznano za wskaźnik widma neutronów epitermicznych. Stosunek ten, nazywany stosunkiem kadmowym dla złota $R_{Cd}(Au)$, określony jest wzorem:

$$R_{Cd}(Au) = \frac{\alpha(Au)}{\alpha_{Cd}(Au)} = \frac{g + r\sqrt{T_n/T_0} \cdot s_0}{r\sqrt{T_n/T_0} \left[4g\sqrt{\frac{E_0}{\pi E_{Cd}}} + s_0 \right]}$$

Dla ustalonej energii progowej E_{Cd} zależność ta wiąże jednoznacznie indeks epitermiczny: $r\sqrt{T_n/T_0}$ ze stosunkiem kadmowym dla złota: $R_{Cd}(Au)$. Zwykle przyjmuje się, że $R_{Cd}(Au)$ określony jest dla energii progowej: $E_{Cd} = 0.5 \text{ eV}$ oraz dla nieskończonej cienkiej folii złota w celu wyeliminowania efektu samoprzesłania neutronów.

Energia progowa E_{Cd} mieści się w granicach: $[0.4\text{eV}...0.8\text{eV}]$ i zależy zarówno od grubości osłony kadmowej, jak i jej kształtu. Na podstawie danych eksperymentalnych [2] energie progowe w funkcji grubości kadmu $d[\text{mm}]$, aproksymowano wielomianami; przybliżenia te zestawiono poniżej.

Wiązka neutronów, płaski filtr Cd. $E_{Cd}(d) = 0.318 + 0.244 \cdot d - 0.053 \cdot d^2$

Izotropowy strumień neutronów:

podwójny filtr płaski $E_{Cd}(d) = 0.393 + 0.350 \cdot d - 0.067 \cdot d^2$

filtr kulisty $E_{Cd}(d) = 0.321 + 0.235 \cdot d - 0.041 \cdot d^2$

filtr cylindryczny $E_{Cd}(d) = 0.300 + 0.315 \cdot d - 0.069 \cdot d^2$

Energie progowe, obliczone w powyższych wzorach wyrażone są w [eV].

4. EFEKTY SAMOPRZESŁANIANIA NEUTRONÓW

Wzory na szybkości reakcji, przedstawione dotychczas, dotyczyły tzw. nieskończenie rozcieńczonych tarcz. Detektory aktywacyjne w postaci folii, drutów itp. są wykonywane z materiałów o dużym przekroju czynnym na aktywację, takich jak np. złoto, kobalt itd. W takim przypadku nawet przy niewielkich rozmiarach detektorów, ich grubość optyczna dla neutronów, czyli iloczyn grubości przez makroskopowy przekrój czynny na absorpcję, wpływa na rozkład aktywności w próbce. Jest to tzw. efekt samoprzesłania neutronów.

Efekt samoprzesłania zależy od wielkości przekroju czynnego na pochłanianie neutronów, kształtu i rozmiarów próbki poddanej napromienianiu oraz od rodzaju pola neutronowego (izotropowy strumień lub wiązka neutronów). W przypadku próbki umieszczonej w izotropowym strumieniu neutronów termicznych uwzględnia się jeszcze dodatkowo efekt de-presji strumienia neutronów w pobliżu próbki. Efekt ten zależy nie tylko od próbki ale również od właściwości spowalniających ośrodka, w którym próbka się znajduje.

Szybkość reakcji dla dużej próbki, czyli wymagającej uwzględnienia efektu samoprzesłania, oblicza się ze wzoru:

$$\alpha = nv_0 \sigma_0 \left[G_{th} H' g (1 - r' b) + G_{1/v} g' r' b + G_{res} r \sqrt{T_n/T_0} s_0 \right]$$

gdzie: G_{th} , $G_{1/v}$, G_{res} oznaczają współczynniki samoprzesłania odpowiednio dla aktywacji w widmie maxwellovskim, aktywacji składnika "1/v" w widmie "1/E" oraz aktywacji rezonansowej, natomiast H - współczynnik depresji strumienia neutronów termicznych w otoczeniu próbki/detektora. W przypadku aktywacji próbki za osłoną kadmową szybkość reakcji liczona jest ze wzoru:

$$\alpha_{Cd} = nv_0 \sigma_0 r \sqrt{T_n/T_0} \left[G_{1/v}^{Cd} g \sqrt{\frac{16 E_0}{\pi E_{Cd}}} + G_{res} s_0 \right]$$

gdzie współczynnik $G_{1/v}^{Cd}$ jest liczony dla innej energii "odcięcia" niż $G_{1/v}$ (patrz niżej).

Poniżej zostaną przedstawione wzory do obliczeń współczynników samoprzesłania dla folii, drutów i innych próbek cylindrycznych z uwzględnieniem zarówno rodzaju aktywacji jak i typu pola neutronowego [2].

4.1. Neutrony monoenergetyczne.

Folie.

Niech $x = d\Sigma_a$ oznacza grubość optyczną folii gdzie: d - grubość folii, a Σ_a - makroskopowy przekrój czynny na absorpcję dla danej energii neutronów. Współczynnik samoprzesłania G oblicza się ze wzorów:

$$G = 1 - \frac{3x}{4} - \frac{x^2}{6} + \frac{x^3}{48} + \frac{x}{2} \cdot (\ln x + \gamma) \dots \text{//////////} (I)$$

$$G = \frac{1 - \exp(-x)}{x} \text{//////////} \quad \text{/(W)}$$
(9)

gdzie: $\gamma = 0.57721$ - stała Eulera; symbole (I) oraz (W) wskazują na typ pola neutronowego: odpowiednio izotropowe pole i wiązka neutronów. Wzór (9) może być stosowany dla folii, czyli wówczas gdy jej grubość jest co najmniej o rząd mniejsza od wymiaru poprzecznego. Ponadto, przybliżenie (9) jest poprawne dla $x < 0.1$.

Druty.

Dla drutów $x = r' \Sigma_a$ oznacza promień optyczny (r - promień drutu). Wzory do obliczania współczynników samoprzesłania są postaci:

$$G = 1 - \frac{4x}{3} - \frac{x^2}{2} \cdot \left(\ln \frac{x}{2} + \gamma - \frac{5}{4} \right) - \frac{x^4}{24} \cdot \left(\ln \frac{x}{2} + \gamma - \frac{7}{6} \right) \dots \text{//////////} (I)$$

$$G = 1 - \frac{\pi}{2} x + \frac{4}{3} x^2 - \frac{\pi}{4} x^3 + \frac{16}{45} x^4 \dots \text{//////////} \quad \text{//////////} (W) \text{ /}$$
(10)

Wzory (10) są poprawne, gdy promień drutu jest co najmniej o rząd mniejszy od jego długości oraz dla $x < 0.1$.

Inne kształty.

We wszystkich przypadkach, w których nie mogą być zastosowane wzory (9) i (10) używa się innego przybliżenia:

$$G \cong \frac{1}{1 + 2x} \quad (I, W) \quad (11)$$

Średnia grubość optyczna próbki x , liczona jest ze wzoru:

$$x = \frac{2V}{S} \cdot \Sigma_a \quad (12)$$

gdzie: V - objętość próbki, S - całkowita powierzchnia próbki.

4.2. Neutrony termiczne.

Współczynniki samoprzestłania, określone powyżej, zależą poprzez przekroje czynne Σ_a od energii neutronów. Aby określić efektywny współczynnik samoprzestłania dla danego typu aktywacji należy dokonać uśrednienia współczynnika $G(E)$ po energii z odpowiednim widmem neutronów i przekrojem czynnym. I tak np. dla współczynnika G_{th} , czyli aktywacji w widmie maxwellovskim dokonuje się uśrednienia:

$$G_{th} = \frac{\int_0^{\infty} G(E) \cdot \sigma(E) \cdot \phi(E) \cdot dE}{\int_0^{\infty} \sigma(E) \cdot \phi(E) \cdot dE} \quad (13)$$

gdzie: $\phi(E)$ - rozkład Maxwella,

$\sigma(E) \sim 1/\sqrt{E}$ - przekrój czynny typu "1/v".

Można pokazać [1], że najlepszym przybliżeniem współczynnika G_{th} jest:

$$G_{th} \approx G(kT_n)$$

czyli wartość odpowiadająca najbardziej prawdopodobnej prędkości neutronów. Wzory (9).. (12) pozostają słuszne dla różnych kształtów i wielkości próbek.

Dla izotropowego strumienia neutronów termicznych wprowadza się współczynnik depresji strumienia H , który zależy od średniego promienia próbki R i ośrodka, w którym następuje napromienianie próbki. Współczynnik ten oblicza się ze wzoru [1]:

$$H = \frac{1}{1 + \chi_c \cdot x \cdot G_{th}}$$

gdzie: x - grubość optyczna próbki dla neutronów termicznych,

G_{th} - współczynnik samoprzestłania.

Współczynnik χ_c dla trzech podstawowych ośrodków spowalniających, stosowanych w reaktorze MARIA wynosi:

$$\chi_c = 21.5 \cdot (1 - e^{-0.04 \cdot R}) - 0.75 \text{ dla "berylu"}$$

$$\chi_c = 30.6 \cdot (1 - e^{-0.016 \cdot R}) - 0.75 \text{ dla "grafitu"}$$

$$\chi_c = 9.6 \cdot (1 - e^{-0.3085 \cdot R}) - 0.75 \text{ dla "wody"}$$

4.3. Neutrony epitermiczne i przekrój czynny "1/v".

Współczynniki samoprzesłania $G_{1/v}$ lub $G_{1/v}^{Cd}$ oblicza się za pomocą wzoru (13) przy następujących założeniach:

- makroskopowe przekroje czynne na absorpcję są bardzo małe w zakresie energii epitermicznych i we wzorach (9)...(12) można ograniczyć się do najmniejszych członów rozwinięcia,
- funkcja łączenia $\Delta(E)$ zmienia się skokowo od 0 do 1 w punkcie: μkT_n i widmo energetyczne neutronów jest postaci: "1/E",
- dla aktywacji w osłonie kadmowej rolę energii granicznej zamiast μkT_n pełni E_{Cd} .

We wzorach przedstawionych poniżej makroskopowe przekroje czynne na pochłanianie przyjmuje się dla energii: μkT_n lub E_{Cd} .

Folie.

$$G_{1/v} = 1 + \frac{x}{4} \cdot (\ln x + \gamma - 2) \dots \text{//////////} (I)$$

$$G_{1/v} = 1 - \frac{x}{4} \dots \text{//////////} \text{//////////} (W)$$

$$x = d \cdot \Sigma_a(\mu kT_n)$$

Druty.

$$G_{1/v} = 1 - \frac{2}{3} \cdot x \dots \text{//////////} (I)$$

$$G_{1/v} = 1 - \frac{\pi}{4} \cdot x \dots \text{//////////} (W)$$

$$x = r \cdot \Sigma_a(\mu kT_n)$$

Inne kształty.

$$G_{1/v} \approx \frac{1}{1+x} \dots \text{//////////} (I, W)$$

$$x = \frac{2V}{S} \cdot \Sigma_a(\mu kT_n)$$

4.4. Aktywacja rezonansowa.

Istnieją wprawdzie wzory teoretyczne do obliczeń współczynników samoprzesłania dla aktywacji rezonansowej [1,2], lecz ich stosowanie wymaga przyjęcia szeregu założeń, a zgodność z danymi pomiarowymi nie jest najlepsza [2]. Ponadto, niektóre procesy fizyczne, takie jak np. silne rozpraszanie rezonansowe, silnie wpływają na efekt samoprzesłania.

Z tych powodów najlepszą dokładność zapewniają wyniki eksperymentalne. Poniżej zestawiono wzory empiryczne, opisujące zależność współczynników G_{res} od geometrii próbki dla dwóch podstawowych detektorów strumieni neutronów: Au i Co.

Współczynniki samoprzesłania dla aktywacji rezonansowej obliczane są ze wzoru:

$$G_{res}(y) = \frac{1}{1 + y \cdot W(\ln y)}$$

gdzie: y - parametr charakteryzujący grubość próbki [g/cm^2],

$W(\ln y)$ - wielomian, dopasowany do danych doświadczalnych [2].

Dla próbek w postaci folii parametr y równy jest iloczynowi grubości i gęstości próbki (y - gęstość powierzchniowa): $y = d\rho$. Dla próbek walcowych: $y = \phi\rho$, gdzie: ϕ - średnica próbki.

Wielomiany $W(\ln y)$ dla różnych kształtów próbek zestawiono poniżej:

$$\text{Folia Au} \quad W = 2.2075 - 0.5434 \ln y - 0.0311 \ln^2 y$$

$$\text{Drut Au} \quad W = 1.5910 - 0.6924 \ln y - 0.0954 \ln^2 y$$

$$\text{Folia Co} \quad W = 1.3083 - 0.6152 \ln y - 0.0479 \ln^2 y$$

$$\text{Drut Co} \quad W = 0.9134 - 0.7499 \ln y - 0.0983 \ln^2 y$$

4.5. Neutrony prędkie.

Ze względu na bardzo małe przekroje czynne na reakcje jądrowe z neutronami prędkimi efekt ich samoprzesłania jest pomijalnie mały.

4.6. Błędy współczynników samoprzesłania.

Współczynniki samoprzesłania G zmieniają się w zakresie [0..1]; brak efektu samo-przesłania oznacza: $G = 1$. Jest oczywiste, że dla $G = 1$ błąd jego określenia jest: $\Delta G = 0$. Błąd ten wzrasta wraz ze zmniejszeniem się wartości współczynnika samoprzesłania. W dalszych obliczeniach przyjęto następującą zależność, opisującą błąd tego współczynnika:

$$\Delta G = \varepsilon (1 - G)$$

Na podstawie analizy danych doświadczalnych [2] przyjęto, że współczynnik proporcjonalności: $\varepsilon = 0.05$.

5. AKTYWACJA I SCHŁADZANIE

W wyniku aktywacji neutronowej materiału detektora powstaje izotop promieniotwórczy, który następnie ulega rozpadowi. Pomiar aktywności tego izotopu, czyli szybkości jego rozpadu stanowi źródło informacji o szybkości aktywacji i tym samym o gęstości strumieni neutronów.

Jeśli przez N oznaczymy ilość jąder tarczy-detektora, a przez X - ilość jąder powstającego izotopu promieniotwórczego, to zmiany w czasie obu wielkości podczas procesu aktywacji opisują równania:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -N\alpha & N(0) &= N_0 \\ \frac{dX}{dt} &= N\alpha - \lambda X - \alpha_x X & X(0) &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

gdzie: α - szybkość reakcji aktywacji, opisana w rozdziale 3,

α_x - szybkość wypalania izotopu promieniotwórczego, do której również stosują się równania omówione w rozdziale 3.

Równanie (14) opisuje najprostszy proces aktywacji z uwzględnieniem jednak efektów wypalania zarówno izotopu wyjściowego (równanie pierwsze we wzorze (14)), jak i powstającego izotopu promieniotwórczego (człon $\alpha_x X$ w drugim równaniu).

Efekt wypalania izotopu wyjściowego (człon $N\alpha$) jest na ogół niewielki, jeśli proces aktywacji detektora jest prowadzony niezbyt długo. Jednak ze względu na wysokie przekroje czynne na aktywację materiału detektora oraz dla uniknięcia błędów systematycznych warto ten efekt uwzględnić. Zwłaszcza, że znana jest np. metoda oceny fluencji neutronów termicznych (iloczyn strumienia i czasu) za pomocą pomiaru stopnia wypalania detektora Au. W przypadku reakcji progowych na neutronach prędkich, efekt wypalania tarczy jest do pominięcia ze względu na małe przekroje czynne tych reakcji.

Niektóre izotopy promieniotwórcze, powstające podczas aktywacji detektorów neutronowych mają bardzo duże przekroje czynne na wychwyty neutronów termicznych. I tak np. w reakcji (n, γ) na złocie, powstaje izotop promieniotwórczy ^{198}Au o przekroju czynnym: $\sigma_0 = 26736 \text{ barn}$; przekrój ten jest tak duży, że np. w strumieniu neutronów $10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$ proces wypalania ^{198}Au przebiega równie szybko jak proces naturalnego rozpadu promieniotwórczego. Jeszcze silniejszy efekt wypalania występuje podczas reakcji progowej na neutronach prędkich: $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$. Przekrój czynny ^{58}Co na wychwyty neutronów termicznych jest równy: $\sigma_0 = 136000 \text{ barn}$ i efekt wypalania ^{58}Co musi być uwzględniony w obliczeniach.

Aktywność izotopu promieniotwórczego na zakończenie procesu aktywacji w stałym strumieniu neutronów wynosi:

$$A(t_a) = \lambda X(t_a) = A_{sat} \frac{\lambda}{\lambda' - \alpha} \left(e^{-\alpha t_a} - e^{-\lambda' t_a} \right) \quad (15)$$

gdzie: t_a - czas aktywacji,

$\lambda' = \lambda + \alpha_x$ - stała rozpadu i wypalania izotopu promieniotwórczego.

$A_{sat} = N_0 \lambda'$ - aktywność nasycenia dla danego strumienia neutronów osiągnięta dla bardzo długiego czasu aktywacji i przy pominięciu efektu wypalania tarczy.

Po aktywacji detektora następuje czas jego schładzania do chwili rozpoczęcia pomiaru aktywności. Aktywność detektora, zmierzona po czasie aktywacji t_a i czasie schładzania t_c , powinna wynosić:

$$A(t_a, t_c) = A_{sat} \frac{\lambda}{\lambda' - \alpha} \left(e^{-\alpha t_a} - e^{-\lambda' t_a} \right) e^{-\lambda' t_c} = A_{sat} \eta(t_a, t_c) \quad (16)$$

Aktywacja detektora może niekiedy przebiegać w kilku cyklach, składających się z okresów aktywacji i schładzania: $(t_a^1, t_c^1), (t_a^2, t_c^2), \dots, (t_a^n, t_c^n)$. Po zakończeniu kolejnych cykli człon czasowy: $\eta(t)$ przyjmuje wartości:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \frac{\lambda}{\lambda' - \alpha} \left(e^{-\alpha t_a^1} - e^{-\lambda' t_a^1} \right) e^{-\lambda' t_c^1} \\ \eta_2 &= \left[\eta_1 e^{-\lambda' t_a^2} + \frac{\lambda}{\lambda' - \alpha} \left(e^{-\alpha t_a^2} - e^{-\lambda' t_a^2} \right) \right] e^{-\lambda' t_c^2} \\ &\vdots \\ \eta_n &= \left[\eta_{n-1} e^{-\lambda' t_a^n} + \frac{\lambda}{\lambda' - \alpha} \left(e^{-\alpha t_a^n} - e^{-\lambda' t_a^n} \right) \right] e^{-\lambda' t_c^n} \end{aligned} \quad (17)$$

i wartość η_n może zostać użyta w równaniu (16). Wzory (17) są poprawne jedynie przy założeniu, że strumień neutronów w kolejnych cyklach był stały. W przeciwnym wypadku stałe: α i λ' musiałyby być modyfikowane w każdym cyklu.

Do wyliczenia członu czasowego $\eta(t)$ konieczna jest znajomość strumieni neutronów (stałe α i α_x). Jednak przy stosowaniu detektorów aktywacyjnych, strumienie neutronów nie są *a priori* znane. Konieczne jest zatem zastosowanie procedury iteracyjnej, której kolejne kroki przedstawiają się następująco:

- Założenie w zerowym kroku iteracji, że stałe α i α_x są równe 0.
- Obliczenie członu czasowego $\eta^{(0)}$ w zerowym przybliżeniu i korzystając ze zmierzonej aktywności oraz wzoru (15) obliczenie aktywności nasycenia: A_{sat} .
- Wyznaczenie szybkości reakcji α , a stąd strumieni neutronów.
- Obliczenie szybkości reakcji wypalania α_x .
- W kolejnych krokach iteracyjnych powtórzenie operacji (b...d) aż do osiągnięcia dobrej zbieżności członu czasowego.

5.1 Błąd pomiaru szybkości reakcji.

Szybkości reakcji, zachodzących w detektorze oblicza się na podstawie zmierzonej aktywności detektora, jego masy oraz warunków aktywacji i schładzania:

$$\alpha = \frac{A}{N_m \cdot m \cdot \eta}$$

gdzie: A - aktywność detektora,

N_m - liczba jąder detektora na jednostkę masy,

m - masa detektora,

η - człon czasowy.

Błąd szybkości reakcji obliczany jest ze wzoru:

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2 = \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\eta}{\eta}\right)^2 \quad (18)$$

Błąd aktywności pochodzi bezpośrednio z pomiarów aktywności. Masy detektorów są niewielkie i są mierzone na wadze analitycznej z dokładnością: $\Delta m = 0.01 \text{ mg}$.

Podstawowym źródłem błędów członu $\eta(t)$ są czasy: aktywacji t_a i schładzania t_c . Stałe rozpadu λ są znane z bardzo dużą dokładnością, natomiast stałe α i α_x są jednak zwykle kilkakrotnie mniejsze od stałej rozpadu i ich błędy można również pominąć.

Do oceny błędu członu czasowego wygodnie jest przedstawić ten człon w postaci przybliżonej, poprawnej gdy czasy aktywacji i schładzania są krótkie w porównaniu z okresem rozpadu izotopu powstającego w czasie aktywacji:

$$\eta(t_a, t_c) \approx \lambda \cdot t_a \cdot e^{-\lambda t_c}$$

Błąd względny takiego przybliżenia jest równy:

$$\left(\frac{\Delta\eta}{\eta}\right)^2 = \left(\frac{\Delta t_a}{t_a}\right)^2 + (\lambda \cdot \Delta t_c)^2$$

a dla napromieniania cyklicznego w miejsce czasu aktywacji należy wstawić sumaryczny czas aktywacji: $\sum_n t_a^n$.

W praktyce pomiarowej błąd pomiaru czasu aktywacji wynosi około: $\Delta t_a = 30\text{s}$ dla pojedynczego cyklu aktywacji oraz: $\Delta t_a = 60\text{s}$ dla kilku cykli. Z kolei błąd określenia czasu schładzania może dochodzić do: $\Delta t_c = 60\text{s}$. Te wartości są zwykle używane w analizie błędów pomiarowych.

6. METODY POMIARU STRUMIENI NEUTRONÓW TERMICZNYCH.

Wśród metod pomiaru strumienia neutronów termicznych za pomocą detektorów aktywacyjnych można wymienić trzy:

- Metoda dwóch różnych detektorów np. Au i Co.
- Metoda dwóch identycznych detektorów z jednym aktywowanym w osłonie kadmowej np. Au i Au w kadmie.
- Metoda pojedynczego detektora aktywacyjnego, wymagająca znajomości indeksu epitermicznego np. Au, Co, stop AlCo.

6.1. Metoda dwóch różnych detektorów (Au +Co).

W metodzie tej dwa różne detektory są aktywowane w tym samym polu neutronów. Są to np. folie Au i Co umieszczone obok siebie (należy unikać stykania się folii płaszczyznami, aby nie zwiększać efektu samoprzesłania).

Po wykonaniu pomiarów aktywności obu detektorów należy rozwiązać układ równań:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= nv_0 \cdot (\beta_{11} + r \beta_{12}) \\ \alpha_2 &= nv_0 \cdot (\beta_{21} + r \beta_{22}) \end{aligned} \quad (19)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \alpha_i &= \frac{A_i}{N_{m,i} m_i \eta_i} \\ \beta_{i1} &= \sigma_{0,i} G_{th,i} H_i g_i \\ \beta_{i2} &= \sigma_{0,i} \cdot \left(G_{res,i} \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} s_{0,i} + G_{1/v,i} g_i b - G_{th,i} H_i g_i b \right) \\ i &= 1, 2 \end{aligned}$$

Rozwiązaniem równań (19) są:

$$nv_0 = \frac{\alpha_1 \beta_{22} - \alpha_2 \beta_{12}}{\beta_{11} \beta_{22} - \beta_{12} \beta_{21}} \quad r = \frac{\alpha_2 \beta_{11} - \alpha_1 \beta_{21}}{\alpha_1 \beta_{22} - \alpha_2 \beta_{12}} \quad (20)$$

Błędy wielkości: nv_0 i r oblicza się z równań:

$$\begin{aligned} \Delta^2(nv_0) &= \left(\frac{nv_0}{\theta} \right)^2 [\beta_{22}^2 \Delta^2 z_1 + \beta_{12}^2 \Delta^2 z_2] \\ \Delta^2 r &\approx \Delta^2 z_1 / \beta_{12}^2 \end{aligned} \quad (21)$$

gdzie:

$$\begin{aligned}\Delta^2 z_1 &= \Delta^2 \beta_{11} + r^2 \Delta^2 \beta_{12} + \Delta^2 \alpha_1 / (nv_0)^2 \\ \Delta^2 z_2 &= \Delta^2 \beta_{21} + r^2 \Delta^2 \beta_{22} + \Delta^2 \alpha_2 / (nv_0)^2 \\ \theta &= \beta_{11} \beta_{22} - \beta_{12} \beta_{21}\end{aligned}\quad (22)$$

oraz błędy poszczególnych składowych α_i są liczone wg wzoru (18) natomiast pozostałych składowych - wg wzorów:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\Delta\beta_{i1}}{\beta_{i1}}\right)^2 &= \left(\frac{\Delta\sigma_{0,i}}{\sigma_{0,i}}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon(1-G_{th,i})}{G_{th,i}}\right)^2 \\ \left(\frac{\Delta\beta_{i2}}{\beta_{i2}}\right)^2 &= \left(\frac{\Delta\sigma_{0,i}}{\sigma_{0,i}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{0,i}}{\beta_{i2}} \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} G_{res,i} \Delta s_{0,i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{0,i} \varepsilon}{\beta_{i2}}\right)^2 \Delta^2 G_i \\ \Delta^2 G_i &= \left[\sqrt{T_n/T_0} s_{0,i} (1-G_{res,i})\right]^2 + \left[g_i b (1-G_{1/v,i})\right]^2 + \left[H_i g_i b (1-G_{th,i})\right]^2\end{aligned}\quad (23)$$

6.2. Metoda dwóch detektorów z jednym w osłonie kadmowej (Au+Au[Cd]).

W metodzie tej dwa identyczne detektory są aktywowane w tym samym polu neutronów. Zróżnicowanie odpowiedzi detektorów na neutrony termiczne i epitermiczne uzyskuje się poprzez aktywację jednego z detektorów w osłonie kadmowej. Ze względu na wysoki udział aktywacji rezonansowej w metodzie tej jako detektor stosuje się Au.

Osłona kadmowa powoduje zaburzenie strumienia neutronów w promieniu kilkudziesięciu milimetrów wokół osłony. Detektor Au, aktywowany bez filtra, nie może się zatem znajdować w tym samym miejscu reaktora, co detektor aktywowany w osłonie. Aby uniknąć tej niejednoznaczności można zastosować trzy sposoby:

- Oprócz dwóch detektorów Au (jeden w osłonie Cd) stosuje się jeszcze trzeci detektor do pomiaru względnego rozkładu gęstości strumienia neutronów termicznych (np. drut Cu lub AlCo). Pomiar względnego rozkładu strumieni pozwala na odniesienie strumieni neutronów termicznych do określonej pozycji rdzenia.
- Napromienianie detektorów w takim miejscu rdzenia, w którym nierównomierności rozkładu strumieni neutronów są pomijalnie małe. Metoda ta w bardzo poważnym stopniu ogranicza miejsca pomiaru strumieni; w zasadzie możliwe są pomiary tą metodą w środku rdzenia lub w instalacji do napromieniania z ujednorodnionym strumieniem neutronów.
- Przeprowadzenie aktywacji obu detektorów w tym samym miejscu lecz w różnym czasie. Metoda jest mało przydatna ze względu na dodatkowe błędy pomiarowe jak również na znaczne wydłużenie czasu, potrzebnego na wykonanie aktywacji.

W najczęściej stosowanej metodzie, polegającej na uwzględnieniu rozkładu strumieni neutronów termicznych określa się współczynniki rozkładu strumieni: ζ , które oznaczają względną wartość strumienia neutronów w miejscu lokalizacji detektora. Wartości ζ mierzone są najczęściej względem maksimum rozkładu strumienia..

Równania (19)...(23) ulegają teraz pewnej modyfikacji. Rozwiązaniem układu równań:

$$\alpha_1 = nv_0 \cdot (\beta_{11} + r \cdot \beta_{12})$$

$$\alpha_2 = nv_0 \cdot r \cdot \beta_{22}$$

gdzie:
$$\alpha_i = \frac{A_i}{N_{m,i} m_i \eta_i \zeta_i} \quad i = 1, 2$$

$$\beta_{11} = \sigma_0 \cdot G_{th,1} H_1 g_1$$

$$\beta_{12} = \sigma_0 \cdot \left(G_{res,1} \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} s_0 + G_{1/v,1} g_1 b - G_{th,1} H_1 g_1 b \right)$$

$$\beta_{22} = \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} \left(G_{res,2} s_0 + G_{1/v,2} g_2 4 \sqrt{\frac{E_0}{\pi E_{Cd}}} \right)$$

są:

$$nv_0 = \frac{\alpha_1 \beta_{22} - \alpha_2 \beta_{12}}{\beta_{11} \beta_{22}} \quad r = \frac{\alpha_2 \beta_{11}}{\alpha_1 \beta_{22} - \alpha_2 \beta_{12}}$$

Błędy wielkości: nv_0 i r oblicza się natomiast z równań:

$$\Delta^2 (nv_0) = \left(\frac{nv_0}{\beta_{11} \beta_{22}} \right)^2 \left[\beta_{22}^2 \Delta^2 z_1 + \beta_{12}^2 \Delta^2 z_2 \right]$$

$$\Delta^2 r \approx \Delta^2 z_1 / \beta_{12}^2$$

gdzie:

$$\Delta^2 z_1 = \Delta^2 \beta_{11} + r^2 \Delta^2 \beta_{12} + \Delta^2 \alpha_1 / (nv_0)^2$$

$$\Delta^2 z_2 = r^2 \Delta^2 \beta_{22} + \Delta^2 \alpha_2 / (nv_0)^2$$

oraz błędy poszczególnych składowych α_i są liczone wg wzoru (18) natomiast pozostałych składowych - wg wzorów:

$$\left(\frac{\Delta \beta_{11}}{\beta_{11}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \sigma_0}{\sigma_0} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon (1 - G_{th,1})}{G_{th,1}} \right)^2$$

$$\left(\frac{\Delta \beta_{i2}}{\beta_{i2}} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \sigma_0}{\sigma_0} \right)^2 + \frac{T_n}{T_0} \left(\frac{\sigma_0}{\beta_{i2}} G_{res,i} \Delta s_0 \right)^2 + \left(\frac{\sigma_0 \varepsilon}{\beta_{i2}} \right)^2 \Delta^2 G_i$$

$$\Delta^2 G_1 = \left[\sqrt{\frac{T_n}{T_0}} s_0 (1 - G_{res,1}) \right]^2 + \left[g_1 b (1 - G_{1/v,1}) \right]^2 + \left[H_1 g_1 b (1 - G_{th,1}) \right]^2$$

$$\Delta^2 G_2 = \frac{T_n}{T_0} \left\{ \left[s_0 (1 - G_{res,2}) \right]^2 + \left[g_2 4 \sqrt{\frac{E_0}{\pi E_{Cd}}} (1 - G_{1/v,2}) \right]^2 \right\}$$

6.3. Metoda pojedynczego detektora (Au, Co, AlCo).

Metoda ta pozwala na zmierzenie tylko jednej wielkości: strumienia lub fluencji neutronów (nv_0 lub $nv_0 t$). Do tego celu konieczna jest znajomość indeksu epitermicznego r . Ponieważ indeks epitermiczny może być znany z małą dokładnością zalecane jest stosowanie przy tej metodzie detektora kobaltowego; w tym przypadku udział aktywacji rezonansowej jest niewielki i błąd Δr nieznacznie wpływa na wartość strumienia neutronów. Detektor kobaltowy jest często stosowany jako monitor fluencji neutronów termicznych ze względu na długi okres rozpadu. Stosowane są również stopy kobaltu z innymi metalami (np. AlCo z zawartością kobaltu 0.1%) co znakomicie rozszerza zakres mierzonych fluencji i strumieni neutronów.

Szybkość aktywacji pojedynczego detektora jest określona wzorem:

$$\alpha = nv_0 \cdot (\beta_1 + r \cdot \beta_2)$$

gdzie:

$$\alpha = \frac{A}{N_m m \eta}$$

$$\beta_1 = \sigma_0 \cdot G_{th} Hg$$

$$\beta_2 = \sigma_0 \cdot \left(G_{res} \sqrt{\frac{T_n}{T_0}} s_0 + G_{1/v} gb - G_{th} Hgb \right)$$

Błąd strumienia neutronów wynosi:

$$\left(\frac{\Delta nv_0}{nv_0} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha} \right)^2 + \left(\frac{nv_0}{\alpha} \right)^2 \left[\Delta^2 \beta_1 + \beta_2^2 \Delta^2 r + r^2 \Delta^2 \beta_2 \right]$$

a błędy poszczególnych składowych - analogicznie do (23):

$$\left(\frac{\Delta \beta_1}{\beta_1} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \sigma_0}{\sigma_0} \right)^2 + \left(\frac{\varepsilon (1 - G_{th})}{G_{th}} \right)^2$$

$$\left(\frac{\Delta \beta_2}{\beta_2} \right)^2 = \left(\frac{\Delta \sigma_0}{\sigma_0} \right)^2 + \frac{T_n}{T_0} \left(\frac{\sigma_0}{\beta_2} G_{res} \Delta s_0 \right)^2 + \left(\frac{\sigma_0 \varepsilon}{\beta_2} \right)^2 \Delta^2 F$$

$$\Delta^2 F = \left[\sqrt{T_n/T_0} \cdot s_0 (1 - G_{res}) \right]^2 + \left[gb (1 - G_{1/v}) \right]^2 + \left[Hgb (1 - G_{th}) \right]^2$$

Jako błąd indeksu epitermicznego przyjmuje się stałą wartość: $\Delta r = 0.01$; jest to typowy błąd pomiaru tej wielkości.

7. POMIAR STRUMIENIA NEUTRONÓW PRĘDKICH.

Do pomiaru strumieni neutronów prędkich wykorzystuje się tzw. reakcje progowe jak np. (n,p), (n,α), (n,2n) czy (n,n'). Przekroje czynne na te reakcje charakteryzują się tym, że znikają poniżej pewnej energii neutronów, czyli tzw. energii progowej. Wartości tych przekrojów są na ogół niewielkie i efekt wypalania detektora można pominąć.

Jednoczesne użycie kilku różnych detektorów progowych pozwala na pomiar kilku parametrów widma neutronów prędkich, np. widma neutronów w kilku grupach energetycznych. Ścisłe mówiąc, użycie n detektorów pozwala na zmierzenie strumienia neutronów prędkich w n grupach energetycznych. Pomiar widm neutronów prędkich za pomocą kilku detektorów są kosztowne i pracochłonne i nie są powszechnie stosowane w reaktorze MARIA; stosuje się pojedynczy detektor progowy, a kształt widma neutronów prędkich uzyskuje się z obliczeń widmowych (rozdział 2.3).

7.1. Metoda pojedynczego detektora progowego (Ni).

Reakcja progowa $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ charakteryzuje się stosunkowo dużym przekrojem czynnym i względnie niską energią progową (0.76 MeV). Ponadto pomiar aktywności ^{58}Co jest prostym pomiarem spektrometrycznym, prowadzonym za pomocą detektora półprzewodnikowego. Wszystko to stanowi o atrakcyjności niklu jako detektora neutronów prędkich.

W reakcji $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ powstaje ^{58}Co w dwóch stanach izomerycznych: ^{58}Co i metastabilnym ^{58m}Co . Względna wydajność kanału reakcji: $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ wynosi 68.7% [7]. Schemat aktywacji ^{58}Ni oraz rozpadu i wypalania produktów aktywacji pokazany jest na rys.3.

W rozdziale 5 opisano prosty model aktywacji i schładzania, uwzględniający jedynie aktywację i wypalanie materiału detektora oraz rozpad i wypalanie powstającego izotopu promieniotwórczego. Model ten był poprawny dla detektorów Au i Co, lecz nie może być stosowany w przypadku reakcji $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$.

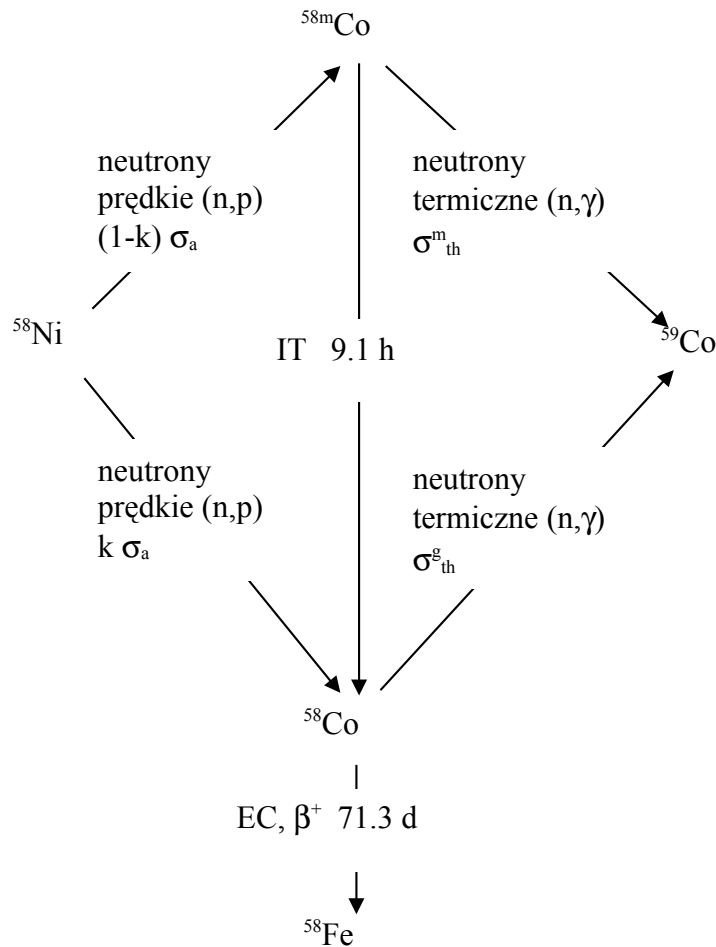
Jeśli przez N oznaczymy całkowitą liczbę jąder ^{58}Ni w detektorze, a przez X_g i X_m odpowiednio zawartości ^{58}Co i ^{58m}Co , to proces aktywacji opisany jest równaniami:

$$\frac{dX_g}{dt} = N(k\alpha + \lambda_m X_m - \lambda_g X_g - \sigma_{th}^g n v_0 X_g)$$

$$\frac{dX_m}{dt} = N(1-k)\alpha - \lambda_m X_m - \sigma_{th}^m n v_0 X_m$$

gdzie: λ_g, λ_m - stałe rozpadu, odpowiednio dla ^{58}Co i ^{58m}Co ,

$\sigma_{th}^g, \sigma_{th}^m$ - przekroje czynne na pochłanianie neutronów termicznych, odpowiednio dla ^{58}Co i ^{58m}Co .



Rys. 3. Schemat aktywacji ^{58}Ni oraz rozpadu i wypalania produktów aktywacji.

Szybkość reakcji: α jest rozumiana jako:

$$\alpha = \int_{E_g}^{\infty} \phi(E) \sigma_a(E) dE = \phi_f \bar{\sigma}_a$$

gdzie strumień neutronów prędkich: ϕ_f zdefiniowany jest wzorem (5), natomiast efektywny przekrój czynny: $\bar{\sigma}_a$ musi być liczony dla określonego kształtu widma neutronów prędkich:

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\int_{E_g}^{\infty} \phi(E) \sigma_a(E) dE}{\int_{E_g}^{\infty} \phi(E) dE} = \sum_i \phi_i \sigma_{a,i} \quad (24)$$

Przekroje czynne $\sigma_{a,i}$ na reakcję: $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ dla 6-ciu grup energetycznych (po-dział wg kodu WIMS, Tabela 1) zestawiono poniżej:

Tabela 2. 6-cio grupowe przekroje czynne na reakcję: $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$.

Nr. grupy	E_{\min} [MeV]	E_{\max} [MeV]	$\sigma_{a,i}$ [mbarn]	$\Delta\sigma_{a,i}$ [mbar]
1	6.0655	10	592.6	22.4
2	3.679	6.0655	451.0	18.6
3	2.231	3.679	187.3	13.5
4	1.353	2.231	34.0	2.8
5	0.821	1.353	5.59	0.49
6	0.5	0.821	0.044	0.007

Po czasie aktywacji t_a zawartości ^{58}Co i $^{58\text{m}}\text{Co}$ wynoszą:

$$\begin{aligned}
 X_m(t_a) &= X_m(0) e^{-\lambda'_m t_a} + \frac{N(1-k)\alpha}{\lambda'_m} (1 - e^{-\lambda'_m t_a}) \\
 X_g(t_a) &= X_g(0) e^{-\lambda'_g t_a} + \frac{N\alpha}{\lambda'_g} \left[k + \frac{(1-k)\lambda_m}{\lambda'_m} \right] (1 - e^{-\lambda'_g t_a}) \\
 &\quad + \frac{1}{\lambda'_g - \lambda'_m} \left[\lambda'_m X_m(0) - \frac{N\alpha(1-k)\lambda_m}{\lambda'_m} \right] (e^{-\lambda'_m t_a} - e^{-\lambda'_g t_a})
 \end{aligned} \tag{25}$$

gdzie: $\lambda'_g = \lambda_g + \sigma_{th}^g n v_0$, $\lambda'_m = \lambda_m + \sigma_{th}^m n v_0$ - zmodyfikowane stałe rozpadu, uwzględniające wypalanie ^{58}Co i $^{58\text{m}}\text{Co}$ w polu neutronów termicznych,

$X_g(0)$, $X_m(0)$ - początkowe zawartości ^{58}Co i $^{58\text{m}}\text{Co}$ przed rozpoczęciem aktywacji.

Proces schładzania po zakończeniu aktywacji opisany jest równaniami:

$$\begin{aligned}
 \frac{dX_g}{dt} &= \lambda_m X_m - \lambda_g X_g \\
 \frac{dX_m}{dt} &= -\lambda_m X_m
 \end{aligned} \tag{26}$$

i dla warunków początkowych: $X_g(0)$, $X_m(0)$, które są ilościami ^{58}Co oraz $^{58\text{m}}\text{Co}$ po zakończeniu aktywacji, rozwiązania układu (26) mają postać:

$$\begin{aligned}
 X_m(t_c) &= X_m(0) e^{-\lambda_m t_c} \\
 X_g(t_c) &= X_g(0) e^{-\lambda_g t_c} + \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} X_m(0) (e^{-\lambda_m t_c} - e^{-\lambda_g t_c})
 \end{aligned} \tag{27}$$

gdzie: t_c - czas schładzania detektora.

Po okresie schładzania wykonuje się pomiar aktywności ^{58}Co ; aktywność ta wynosi:

$$A = \lambda_g X_g(t_c)$$

W początkowym okresie po zakończeniu aktywacji, aktywność ^{58}Co rośnie dzięki rozpadowi metastabilnego $^{58\text{m}}\text{Co}$, a następnie zaczyna spadać wykładniczo. Czas, po którym aktywność ^{58}Co osiąga maksimum można oszacować przy pewnych upraszczających założeniach.

Aktywację detektora prowadzi się najczęściej przez czas znacznie krótszy od okresów rozpadu ^{58}Co i $^{58\text{m}}\text{Co}$; przyjmując zerowe warunki początkowe rozwiązania (25) są postaci:

$$\begin{aligned} X_g(t_a) &\approx k \lambda_g t_a \\ X_m(t_a) &\approx (1-k) \lambda_m t_a \end{aligned}$$

Wstawiając te wartości, jako wartości początkowe do (27) można znaleźć maksimum X_g jako funkcji czasu chłodzenia. Funkcja X_g osiąga minimum dla czasu t_c^0 , spełniającego równanie:

$$\exp[-(\lambda_m - \lambda_g) t_c^0] = \frac{\lambda_g (\lambda_m - k \lambda_g)}{\lambda_m^2 (1-k)}$$

i czas ten wynosi: $t_c^0 = 53\text{h}$. Tak więc najkorzystniejsze warunki do pomiaru aktywności ^{58}Co istnieją po upływie około dwóch dni od zakończenia aktywacji.

Błąd zmierzonej wartości strumienia neutronów prędkich wynosi:

$$\left(\frac{\Delta\phi_f}{\phi_f}\right)^2 = \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma_a}{\sigma_a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_a}{t_a}\right)^2 + (\lambda_g t_c)^2 \quad (28)$$

W porównaniu ze wzorami, opisującymi błędy w rozdziale 5, wzór (28) wymaga jedynie innego określania błędu przekroju czynnego w przypadku, gdy przekrój ten liczony jest dla określonego widma neutronów (wzór (24)):

$$\Delta^2 \sigma_a = \sum_i \Delta^2 \sigma_{a,i} (\phi_i / \phi)^2$$

W praktyce, decydujące są dwa składniki błędów: błąd pomiaru aktywności i błąd przekroju czynnego.

D O D A T E K

Dane jądrowe detektora Au:

- ▣ Gęstość: $\rho = 1932 \text{ g/cm}^3$
- ▣ Gęstość jądrowa: $N_m = 3.05 \times 10^{21} \text{ at/g}$
- ▣ Przekroje czynne na reakcję $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$:
 $\sigma_0 = 989 \pm 0.3 \text{ barn}$
 $s_0 = 17.02 \pm 0.15$
- ▣ Współczynnik Westcott'a: $g(T_n) = 1.0042 + 0.00055 \cdot (T_n - 273.15)$
- ▣ Przekroje czynne na reakcję $^{198}\text{Au}(n, \gamma)^{199}\text{Au}$:
 $\sigma_0 = 2673 \pm 850 \text{ barn}$
 $s_0 = -1.74 \pm 1.8$
- ▣ Stała rozpadu ^{198}Au : $\lambda = 2.975 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$
- ▣ Makroskopowy przekrój czynny Au na pochłanianie: $\Sigma_{\text{abs}} = 5.837 \text{ cm}^{-1}$.

Dane jądrowe detektora Co:

- ▣ Gęstość: $\rho = 8.9 \text{ g/cm}^3$
- ▣ Gęstość jądrowa: $N_m = 1.02 \times 10^{22} \text{ at/g}$
- ▣ Przekroje czynne na reakcję $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$:
 $\sigma_0 = 37.4 \pm 0.45 \text{ barn}$
 $s_0 = 1.611 \pm 0.032$
- ▣ Współczynnik Westcott'a: $g(T_n) = 1.0$
- ▣ Przekroje czynne na reakcję $^{60}\text{Co}(n, \gamma)^{61}\text{Co}$:
 $\sigma_0 = 58 \pm 8 \text{ barn}$
 $s_0 = 4.5 \pm 1.0$
- ▣ Stała rozpadu ^{60}Co : $\lambda = 4.167 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$
- ▣ Makroskopowy przekrój czynny Co na pochłanianie: $\Sigma_{\text{abs}} = 3.406 \text{ cm}^{-1}$.

Dane jądrowe Al jako składnika detektora AlCo:

- ▣ Gęstość: $\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$
- ▣ Makroskopowy przekrój czynny Al na pochłanianie: $\Sigma_{\text{abs}} = 0.014 \text{ cm}^{-1}$

Dane jądrowe detektora Ni:

- Gęstość jądrowa: $N_m(^{58}\text{Ni}) = 0.708 \text{ E } 22 \text{ }''' \text{ at/g}$
- Prawdopodobieństwo reakcji $^{58}\text{Ni} \rightarrow (n, p) ^{58}\text{Co}$: $k = 0.6861$
- Przekrój czynny na reakcję $^{58}\text{Ni} \rightarrow (n, p) ^{58}\text{Co}$:

E, MeV	0.10	0.76	1.00	2.00	3.00	4.00	4.50	5.50
σ_a , mbarn	0.00	0.01	1.50	38.0	192	360	420	520
$\Delta\sigma_a$, %	18	18	18	10	10	10	7	7

E, MeV	6.50	7.50	9.00	10.0	11.0	12.0	13.0	14.0
σ_a , mbarn	584	598	600	589	572	546	502	428
$\Delta\sigma_a$, %	7	7	7	11	11	16	18	18

E, MeV	15.0	16.0	17.0	18.0	19.0	20.0
σ_a , mbarn	328	258	212	178	157	142
$\Delta\sigma_a$, %	18	16	16	16	16	16

- Przekrój czynny na reakcję $^{58m}\text{Co} \rightarrow (n, \gamma) ^{59}\text{Co}$: $\sigma_0 = 13600 \text{ barn}$
- Przekrój czynny na reakcję $^{58}\text{Co} \rightarrow (n, \gamma) ^{59}\text{Co}$: $\sigma_0 = 1880 \text{ barn}$
- Stała rozpadu ^{58m}Co : $\lambda = 2.153 \text{ E } - 5 \text{ s}^{-1}$
- Stała rozpadu ^{58}Co : $\lambda = 1.133 \text{ E } - 7 \text{ s}^{-1}$

R E F E R E N C J E

- [1] K. H. Beckurts, K. Wirtz: Neutron Physics; Springer-Verlag; Berlin; 1964
- [2] Neutron Fluence Measurements; IAEA Technical Reports Series No. 107; Vienna; 1970
- [3] C. H. Westcott: Effective Cross Section Values for well-moderated Thermal Reactor Spectra; CRRP-960, EANDC (Can) - 4; Chalk River; 1960
- [4] B. Fastrup, J. Olsen: Measurement of the Thermal and the Epithermal Neutron Flux in the Reactor DR1; Riso Report No. 43; 1962
- [5] WIMS-D/4 Manual, NEA DATA BANK, 1989.
- [6] Handbook on Nuclear Activation Data; IAEA Technical Reports Series No. 273; Vienna; 1987
- [7] W.L. Zijp, J.H. Baard: Nuclear Data Guide for Reactor Neutron Metrology; Nuclear Science and Technology; EUR 7164 EN, Commission of the European Communities; Brussels-Luxembourg; 1981