



Instytut Fizyki Jądrowej
Polskiej Akademii Nauk

Rozprawa doktorska

mgr inż. Arkadiusz Kurowski

**Metoda pomiaru strumieni neutronów z reakcji syntezy
w reaktorach termojądrowych poprzez detekcję neutronów
opóźnionych z aktywacji materiałów rozszczepialnych.
Projekt i budowa systemu pomiarowego.**

Promotor:
prof. dr hab. Urszula Woźnicka

Promotor pomocniczy:
dr inż. Urszula Wiącek

Kraków, 2018



*Składam najserdeczniejsze podziękowania dla Pani Promotor pracy,
prof. dr hab. Urszuli Woźnickiej za poświęcony czas, okazaną życzliwość i cenne rady
udzielone mi podczas pisania pracy.*

*Pani Promotor pomocniczej dr inż. Urszuli Wiącek,
za okazane wsparcie i cenne uwagi.*

*Podziękowania składam również, obecnemu Kierownikowi Zakładu Fizyki Transportu
Promieniowania, Panu dr hab. Wojciechowi Królasowi, prof. IFJ PAN oraz byłemu
Kierownikowi Panu prof. dr hab. Krzysztofowi Drozdowiczowi za mobilizację przy pisaniu
niniejszej rozprawy.*

*Pragnę jednocześnie podziękować wszystkim Koleżankom i Kolegom Zakładu Fizyki
Transportu Promieniowania (NZ61) a w szczególności grupie obliczeniowej (MCNP): Urszuli
Wiącek, Grzegorzowi Traczowi oraz Andrzejowi Drabinie, a także grupie projektowo-
doświadczalnej: Andrzejowi Igielskiemu, Barbarze Gabańskiej oraz Janowi Dankowskiemu, za
okazaną mi pomoc i wspaniałą współpracę w trakcie wykonywanych obliczeń, podczas
projektowania urządzenia oraz przy realizacji eksperymentów, na podstawie których oparta
jest niniejsza rozprawa doktorska.*

*Serdecznie dziękuję mojej Żonie Anicie za cierpliwość i wyrozumiałość w czasie powstawania
tej pracy.*

Streszczenie

Pomiary neutronowe wykonywane przy urządzeniach służących do realizacji reakcji syntezy jądrowej deuter-deuter lub deuter-tryt w plazmie wysokotemperaturowej są jednymi z najważniejszych diagnostyk pozwalających na określanie parametrów plazmy i zachodzących w niej reakcji. Stwierdzenie to jest słuszne zarówno dla istniejących i budowanych tokamaków badawczych (np. JET, ITER), jak i dla przyszłościowych reaktorów komercyjnych, które będą służyć do produkcji energii elektrycznej. Te ostatnie będą wyposażane w minimalną, niezbędną liczbę urządzeń pomiarowych, wśród których dalej wiodącą rolę będą pełniły systemy detekcji neutronów. Z tego powodu są prowadzone intensywne badania nad rozwojem systemów do pomiarów neutronów, dedykowanych zwłaszcza dla dużych, czyli produkujących bardzo wysokie strumienie neutronów, urządzeń fuzyjnych.

Rejestracja bardzo wysokich częstości zliczeń neutronów stanowi dużą trudność pomiarową. Jednym ze sposobów ominięcia tego problemu może być pomiar pośredni: w wysokim strumieniu neutronów aktywuje się tarczę z materiału rozszczepialnego. W wyniku reakcji rozszczepienia pojawia się niewielka liczba tzw. neutronów opóźnionych. Zmierzony strumień neutronów opóźnionych można następnie wykorzystać do wyliczenia pierwotnego strumienia neutronów z plazmy.

W niniejszej pracy zostało przedstawione nowe podejście do metody pomiaru strumieni neutronów z reakcji syntezy termojądrowej poprzez detekcję neutronów opóźnionych. Zaproponowane rozwiązanie pozwala na rejestrację nie tylko ogólnej liczby emitowanych neutronów opóźnionych z zaaktywowanej tarczy, ale również na rejestrację krzywej ich zaniku w czasie. Wyznaczenie przebiegu krzywej zaniku strumienia neutronów opóźnionych pozwala na większą swobodę doboru parametrów do wyznaczenia strumienia neutronów generowanego w plazmie z lepszą precyzją.

Ogólnym celem niniejszej pracy było zaprojektowanie oraz budowa dedykowanego urządzenia do pomiaru wysokich strumieni neutronów prędkich, powyżej 10^7 n/cm²s, generowanych w plazmie wysokotemperaturowej (deuterowej lub deuterowo-trytowej), z wykorzystaniem metody aktywacyjnej z zastosowaniem tarcz z materiałów rozszczepialnych. W ramach pracy został zaprojektowany i wykonany układ pomiarowy oraz stanowisko pomiarowe, zoptymalizowane do rejestracji krzywej zaniku strumienia neutronów opóźnionych z rozszczepialnej tarczy aktywacyjnej.

Praca zawiera projekt, opis konstrukcji całego urządzenia, optymalizację jego parametrów pod kątem wyboru materiału rozszczepialnego stanowiącego tarczę aktywacyjną, ustalenia rodzaju i geometrii materiałów osłonowych stanowiska pomiarowego oraz typu, liczby i rozmieszczenia detektorów, a także propozycję systemu pomiarowego użytego do zliczania i wyznaczania krzywej zaniku neutronów opóźnionych. W celu optymalizacji układów posłużono się komputerowymi metodami obliczeniowymi wykorzystującymi kod Monte Carlo N-Particle (MCNP) Transport Code. Dla wybranych materiałów rozszczepialnych zostały zaproponowane kształty i rozmiary próbek, które

stanowią tarcze aktywacyjne. Do pomiaru neutronów opóźnionych z zaaktywowanej tarczy zaproponowano zestaw 12 detektorów helowych z kompletnym systemem elektroniki pomiarowej. Cały układ umieszczony jest w zoptymalizowanym układzie osłon zapewniających maksymalny stosunek sygnału do tła.

Skonstruowane urządzenie o akronimie DET-12 zostało przetestowane pod kątem poprawności działania. Została wykonana testowa kalibracja w warunkach laboratoryjnych przy użyciu źródła neutronowego ^{252}Cf w celu oszacowania wydajności i progu detekcji urządzenia DET-12. Wykorzystano również modelowanie komputerowe dla poszerzenia zakresu testów, symulując warunki pracy urządzenia w polu neutronów charakterystycznym dla tokamaka. Dla urządzenia zostały także określone wymagania co do sposobu rejestracji danych pomiarowych (zliczeń w kanałach czasowych) oraz dalszego ich przetwarzania w celu wyliczenia wartości pierwotnych strumieni neutronów naświetlających tarcze z materiałami rozszczepialnymi.

Abstract

Neutron measurements carried out at devices using nuclear deuterium-deuterium or deuterium-tritium fusion reactions in high-temperature plasma are one of the most important diagnostics allowing to determine plasma parameters and reactions occurring in it. This statement is valid for both: existing and constructed research tokamaks (e.g. JET, ITER) as well as for future commercial reactors that will be used to produce electricity. The last one will be equipped with the minimum, necessary number of measuring devices, among which neutron detection systems will play the leading role. For this reason, intensive research is being carried out on the development of neutron measurement systems, dedicated especially to large, producing very high neutron fluxes, fusion devices.

The registration of very high frequencies of neutron counts is a great measurement difficulty. One of the ways to overcome this problem may be indirect measurement: the high neutron flux activates a target of fissile material. As a result of the fission reaction, a small number of so-called delayed neutrons is generated. The measured delayed neutron flux can then be used to calculate the original neutron flux from the plasma.

This paper presents a new approach to the method of measuring neutron fluxes from thermonuclear fusion reactions by detecting delayed neutrons. The proposed solution allows the registration not only the total number of generated delayed neutrons from the activated target, but also the registration of their time decay curve. Determining the time decay curve delayed neutrons allows more freedom in selecting parameters for determining the neutron flux generated in the plasma with better precision.

The aim of this work was to design and build a dedicated device for measuring high fast neutron fluxes (above 10^7 n/cm²s) generated in high-temperature plasma (deuterium or deuterium-tritium) using the activation method with the fissile targets. As part of the work, a measurement system and a measuring chamber were designed, optimized and made for the detection and recording the time decay curve of delayed neutrons from a fissionable activation targets.

The work includes a design, description of the structure of the device, optimization of its parameters, selection of fissile materials constituting the activation targets, determining the type and geometry of shielding materials of the DET-12 device, number and arrangement of detectors, and the proposed measuring system used to count and determine of the decay curve delayed neutrons. In order to optimize the systems, computational methods using the Monte Carlo N-Particle code (MCNP) Transport Code were used. For selected fissile materials, shapes and sizes of samples have been proposed. For the measurement of delayed neutrons from the activated targets, a set of 12 helium detectors with specific electronics was proposed. The whole system is placed in an optimized shield system ensuring maximum signal to background ratio.

The constructed device with the DET-12 acronym was tested for correct operation. The calibration test was carried out in laboratory conditions using a ²⁵²Cf neutron source to estimate the efficiency of DET-12 device and its measurement range. Computer modeling

was also used to extend the scope of tests, simulating the working conditions of the device in the neutron field characteristic for the tokamaks. The device has also specified requirements for the method of recording measurement data (counts in time channels) and further processing in order to calculate the values of the original neutron fluxes irradiating targets with fissile materials.

Spis treści

Streszczenie / Abstract	i/iii
1. Wprowadzenie.....	1
1.1 Metody detekcji neutronów.....	3
1.2 Detekcja neutronów termicznych	4
1.3 Metody detekcji neutronów prędkich.....	5
1.4 Pomiar neutronów w urządzeniach z plazmą D-D oraz D-T	7
1.5 Metoda aktywacyjna pomiaru strumieni neutronów w urządzeniach termojądrowych.	10
1.5.1 Tarcze i próbki aktywacyjne	10
1.5.2 Tarcze z materiałem rozszczepialnym	11
2. Cel pracy	13
3. Zjawisko rozszczepienia jądra atomowego i neutrony opóźnione.....	14
4. Dobór materiału rozszczepialnego dla potrzeb metody aktywacyjnej w zastosowaniu do pomiarów strumieni neutronów prędkich przy urządzeniach fuzyjnych.....	19
5. Koncepcja budowy stanowiska pomiarowego DET-12.....	23
5.1 Dobór detektorów	24
5.2 Dobór materiałów dla stanowiska pomiarowego DET-12.....	27
5.3 Optymalizacja położenia detektorów helowych	30
5.4 Finalne wymiary oraz warstwy materiałów użytych w urządzeniu DET-12	33
6. System pomiarowy	39
6.1 Detekcja impulsów z liczników proporcjonalnych.....	41
6.2 Parametry toru pomiarowego elektroniki.....	43
6.3 System akwizycji danych (karty pomiarowe)	44
7. Parametry urządzenia DET-12	45
7.1 Eksperymentalne wyznaczenie wydajności urządzenia DET-12.....	45
7.2 Porównanie eksperymentalnych wyników wydajności DET-12 z symulacjami Monte Carlo (MCNP).....	46
7.2.1 Wyznaczenie wydajności DET-12 dla źródła ^{252}Cf metodą Monte Carlo.....	47
7.2.2 Wyznaczenie wydajności DET-12 dla neutronów opóźnionych metodą Monte Carlo .	51
7.3 Kalibracja i zakres pracy DET-12.....	54
7.4 Oszacowanie zakresu pomiarowego urządzenia (minimalne wartości strumieni neutronów prędkich naświetlających próbkę z materiałem rozszczepialnym wymagane do poprawnego działania tego układu)	60
8. Podsumowanie	63
Bibliografia.....	65

Spis rysunków

Rysunek 1.1 Uproszczony schemat rozpraszania neutronu na protonie w ośrodku o nieskończonej cieniwej grubości [1.2].....	6
Rysunek 1.2 Emisja neutronów oraz temperatura jonów podczas strzału nr 6342 w tokamaku COMPASS [1.14].	9
Rysunek 3.1 Przykład emisji neutronu opóźnionego dla prekursorów ^{87}Br oraz ^{137}I [3.1].	15
Rysunek 3.2 Przekroje czynne na rozszczepienie dla ^{232}Th i ^{238}U oraz ^{235}U wg biblioteki ENDF/B-VI.07 [3.2].	15
Rysunek 4.1 Krzywa zaniku w czasie neutronów opóźnionych pochodzących z rozszczepienia ^{238}U , naświetlanego neutronami około 2 MeV, obliczona na podstawie wzoru (3.2) oraz danych z tabeli 3.2c, gdzie $T_{1/2}$ jest czasem połowicznego zaniku: $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$	20
Rysunek 4.2 Krzywa zaniku w czasie neutronów opóźnionych pochodzących z rozszczepienia ^{232}Th , naświetlanego neutronami około 2 MeV, obliczona na podstawie wzoru (3.2) oraz danych z tabeli 3.2d, gdzie $T_{1/2}$ jest czasem połowicznego zaniku: $T_{1/2} = \ln 2/\lambda$	21
Rysunek 4.3 a,b,c. Przykład zaniku w czasie neutronów opóźnionych z próbek materiału rozszczepialnego: a) ^{232}Th , b) ^{235}U , c) ^{238}U , naświetlonych strumieniem neutronów termicznych oraz prędkich, symulacje Monte Carlo [4.1].	22
Rysunek 5.1 Przekrój czynny na wychwytywanie neutronu dla ^3He . Dla porównania został zamieszczony przekrój czynny na wychwytywanie neutronu dla ^{10}B . Zielona przerywana linia: wartość energii neutronów termicznych. Wykres opracowany na podstawie bazy: ENDF/B-VII.1 [5.1].	24
Rysunek 5.2 Trzy możliwe przypadki oddziaływań zachodzących wewnątrz helowego licznika proporcjonalnego obserwowane w czasie rejestracji neutronów termicznych gdzie: - proton, - tryton.	25
Rysunek 5.3 Spektrum energetyczne uwzględniające efekt ściankowy tzw. „wall effect” lub „edge effect” oraz pełny pik w proporcjonalnym liczniku helowym [5.2].....	26
Rysunek 5.4 Względna wydajność licznika proporcjonalnego ^3He w funkcji ciśnienia gazu panującego wewnątrz detektora [5.3].....	27
Rysunek 5.5 Geometria projektowanego urządzenia dla potrzeb modelowania oraz obliczeń dla 9-ciu różnych położeń detektorów helowych w warstwie polietylenowej.....	31
Rysunek 5.6 Wyniki symulacji doboru optymalnej odległości detektorów helowych od środka urządzenia dla trzech różnych tarcz aktywacyjnych z materiałem rozszczepialnym (^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U).	32
Rysunek 5.7 Przekrój przez urządzenie do detekcji neutronów opóźnionych: a) widok z boku, b) widok z góry.	34
Rysunek 5.8 Schemat modelowanego układu do optymalizacji grubości zewnętrznych warstw urządzenia (osłony przeciw zewnętrznym źródłom neutronów termicznych).	35

Rysunek 5.9 Liczba neutronów zarejestrowana w detektorach ^3He przy założeniu zewnętrznego źródła neutronów termicznych w zależności od grubości osłon polietylenowych oraz zawartości boru.	36
Rysunek 5.10 Geometria układu do analizy wpływu rozmiarów warstwy polietylenu. Wariant o najmniejszych rozmiarach (a) oraz wariant o największych rozmiarach (b).	37
Rysunek 5.11 Sumaryczny sygnał z 12 detektorów w funkcji grubości warstwy polietylenu (warstwa 4, rys. 5.7). Przedział czasowy 0 s - 1000 s po aktywacji.	38
Rysunek 6.1 Schemat ideowy układu pomiarowego dla urządzenia DET-12.	39
Rysunek 6.2 Widok z góry urządzenia DET-12 z pogrupowanymi po trzy detektorami helowymi wraz z podłączonymi do nich przedwzmacniaczami.	40
Rysunek 6.3 Schemat blokowy do rejestracji impulsów z detektorów helowych ^3He	41
Rysunek 6.4 a,b) a) widmo amplitudowe dla pierwszej sekcji det. helowych o numerach ID: 348, 349 oraz 350 (H.V. = 1475 V), b) widmo amplitudowe dla drugiej sekcji det. helowych o numerach ID: 132, 133, 135 (H.V. = 1510 V). Pomiar w obydwu przypadkach trwał jedną godzinę.	42
Rysunek 6.5 a,b) Kształt impulsów zarejestrowanych na karcie digitizera: a) widok pojedynczego impulsu (10 μs /działkę), b) widok wielu impulsów w przedziale czasowym około 160 ms (20 ms/działkę).	42
Rysunek 7.1 Rozkład widma energetycznego neutronów emitowanych ze źródła ^{252}Cf [7.2].	47
Rysunek 7.2 Zdjęcie rentgenowskie rzeczywistego detektora helowego ^3He	48
Rysunek 7.3 Szczegółowy model detektora helowego sporządzony do celów obliczeniowych Monte Carlo (MCNP). Wymiary podane w milimetrach. [7.2].	49
Rysunek 7.4 Rozkład energetyczny neutronów opóźnionych opuszczających zaktywowane tarcze z materiałem rozszczepialnym ^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U [7.3].	52
Rysunek 7.5 Porównanie wyników dla próbki ^{238}U , naświetlonej strumieniem neutronów prędkich $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$	58
Rysunek 7.6 Porównanie wyników dla próbki ^{232}Th , naświetlonej strumieniem neutronów prędkich $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$	59
Rysunek 7.7 Liczba neutronów N_0 padająca na tarczę aktywacyjną ^{238}U obliczona z liczby zliczeń zarejestrowanych w danym kanale czasowym. Punkty czerwone – wyniki obliczeń na podstawie liczby zliczeń $N(t)$. Punkty zielone i niebieskie odpowiadają odpowiednio wynikom powiększonym i pomniejszonym o jedno odchylenie standardowe.	62

Spis tabel

Tabela 1.1 Najczęściej używane izotopy w technice aktywacyjnej do pomiaru neutronów 2,5 MeV [1.10].	10
Tabela 1.2 Najczęściej używane izotopy w technice aktywacyjnej do pomiaru neutronów 14 MeV [1.10].	11
Tabela 1.3 Całkowite wydajności neutronów opóźnionych dla materiałów rozszczepialnych naświetlanych neutronami prędkimi oraz termicznymi [1.17].	12
Tabela 3.1 Prekursory (emitery) neutronów opóźnionych uszeregowane wg stałych zaniku z podziałem na 6 grup [3.1].	17
Tabela 3.2 (a-d). Współczynniki β oraz wydajności względne neutronów opóźnionych dla materiałów rozszczepialnych: ^{235}U , ^{238}U oraz ^{232}Th [1.17, 3.3, 3.4].	17
Tabela 3.3 (e-f). Współczynniki β oraz wydajności względne neutronów opóźnionych dla materiałów rozszczepialnych: ^{239}Pu oraz ^{233}U [1.17, 3.1, 3.5].	18
Tabela 5.1 Prawdopodobieństwo zarejestrowania neutronu termicznego oraz promieniowania gamma przez liczniki ^3He oraz BF_3 [1.4].	28
Tabela 5.2 Przekroje czynne na absorpcję neutronów termicznych dla boru występującego naturalnie oraz jego stabilnych izotopów (^{10}B oraz ^{11}B) [5.4].	28
Tabela 5.3 Przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych dla kadmu występującego naturalnie oraz jego izotopu (^{113}Cd) [5.6].	29
Tabela 6.1 Cztery grupy detektorów helowych, z podziałem po trzy na jedną grupę, zasilane wspólnym napięciem tzw. „bias”.	40
Tabela 7.1 Pomiar zliczeń detektorów DET-12 pochodzących od źródła ^{252}Cf [7.2].	46
Tabela 7.2 Materiały oraz ich udziały wagowe wchodzące w skład zamodelowanego detektora helowego (^3He) dla symulacji Monte Carlo [7.2].	49
Tabela 7.3 Porównanie wyników symulacji Monte Carlo z wartościami zmierzonymi podczas eksperymentu dotyczących wydajności urządzenia DET-12 [7.2].	50
Tabela 7.4 Wyniki symulacji Monte Carlo dotyczące wydajności urządzenia DET-12, przy założeniu widma energetycznego neutronów opóźnionych z rys. 7.4.	53
Tabela 7.5 Szacowane wartości wydajności urządzenia DET-12 przy założeniu neutronowego widma energetycznego z materiałów rozszczepialnych.	53
Tabela 7.6 Dane do wyznaczenia krzywych zaniku neutronów opóźnionych w kanałach czasowych wg wzoru analitycznego (7.7) dla tarcz aktywacyjnych ^{238}U oraz ^{232}Th .	55
Tabela 7.7 Porównanie liczby zliczeń w kanałach czasowych pochodzących od neutronów opóźnionych generowanych w tarczy aktywacyjnej ^{238}U naświetlonej strumieniem neutronów $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$.	56

Tabela 7.8 Porównanie liczby zliczeń w kanałach czasowych pochodzących od neutronów opóźnionych generowanych w tarczy aktywacyjnej ^{232}Th naświetlonej strumieniem neutronów $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$ 57

Tabela 7.9 Wyznaczenie liczby neutronów N_0 padających na tarczę aktywacyjną ^{238}U , na podstawie liczby zliczeń zarejestrowanych przez DET-12 w poszczególnych kanałach czasowych o szerokości $\Delta t = 1 \text{ s}$ 61

1. Wprowadzenie

Niniejsza praca obejmuje wybrane zagadnienie detekcji neutronów dla potrzeb badań zjawiska syntezy termojądrowej w plazmie wysokotemperaturowej, realizowanych w dużych reaktorach termojądrowych typu tokamak czy stellarator. Pomiar neutronów generowanych podczas syntezy lekkich jąder, np. deuteru lub deuteru i trytu należą do podstawowych diagnostyk służących do określania parametrów fizycznych plazmy wysokotemperaturowej. Reaktor termojądrowy i jego bezpośrednie otoczenie stanowią środowisko, w którym urządzenia pomiarowe muszą spełniać wysokie, specyficzne wymagania ze względu na obecność m.in. silnych pól magnetycznych, wysokiej temperatury i innych czynników, które mogą zaburzać właściwy pomiar.

Dla potrzeb diagnostyk neutronowych w tokamakach opracowano szereg dedykowanych metod pomiarowych w zależności od konkretnych celów pomiarowych, jak np. precyzyjne określenie energii neutronów opuszczających plazmę, wielkości strumienia neutronów czy obrazowania pola neutronowego wewnątrz komory tokamaka. Stosuje się więc zarówno wysokorozdzielczą spektrometrię neutronów jak i integralny monitoring w odpowiednich punktach w otoczeniu komory tokamaka. Jednym z istotnych czynników występujących w wielkich urządzeniach fuzyjnych, takich jak ITER i jego planowani następcy, są bardzo wysokie strumienie neutronów, które często stanowią duży problem pomiarowy.

W celu jego rozwiązania stosuje się różne sposoby pozwalające na skalowanie (zmniejszanie częstości neutronów docierających do detektorów) poprzez zastosowanie odpowiednich kolimatorów, bądź też użycie detektorów o małej wydajności. Można również wykorzystać pewne zjawiska fizyczne towarzyszące oddziaływaniom neutronów z materią, dzięki którym pomiar wysokich strumieni neutronów będzie wykonywany prawidłowo, z oczekiwaną dokładnością. Takim zjawiskiem jest występowanie neutronów opóźnionych w reakcji rozszczepienia indukowanej neutronami. Liczba neutronów opóźnionych emitowanych z dedykowanej tarczy z materiału rozszczepialnego naświetlonej strumieniem neutronów fuzyjnych jest znacznie mniejsza od liczby neutronów padających na tarczę. Ponieważ parametry zaniku w czasie neutronów opóźnionych są w danym materiale rozszczepialnym są znane, istnieje możliwość wyznaczenia liczby neutronów pierwotnych z odpowiednio zaprojektowanego układu pomiarowego neutronów opóźnionych.

Niniejsza praca przedstawia urządzenie, które można stosować do pomiarów bardzo wysokich strumieni neutronów (rzędu 10^8 - 10^9 n/cm²s) w bliskim otoczeniu komory tokamaka. Zaproponowany system pomiarowy stanowi oryginalną odmianę metody aktywacyjnej. Odpowiednia próbka materiału (tarcza aktywacyjna) naświetlana jest w polu neutronowym w zadanym punkcie otoczenia tokamaka, a następnie transportowana do układu pomiarowego rejestrującego produkty aktywacji. Dokładna znajomość procesu

rozpadu zaaktywowanej próbki, jej rozmiarów, czasu aktywacji pozwala na wyznaczenie strumienia neutronów w punkcie aktywacji.

Pomiar strumienia neutronów fuzyjnych, poprzez pomiar neutronów opóźnionych był realizowany na tokamaku JET [1.1]. Polegał on na prostym zliczaniu sumarycznej liczby neutronów opóźnionych generowanych w tarczy materiału rozszczepialnego i odpowiedniej kalibracji poprzez inny pomiar wydatku neutronów fuzyjnych. Neutrony opóźnione posiadają jednak specyficzną właściwość, którą można wykorzystać do określenia pierwotnego strumienia neutronowego. Tą własnością jest dobrze określona szybkość zaniku w czasie neutronów opóźnionych.

W przedstawionej w pracy metodzie tarczą aktywacyjną jest materiał rozszczepialny, który po zaaktywowaniu neutronami generuje niewielki strumień neutronów opóźnionych. Istotą pomiaru jest rejestracja krzywej zaniku w czasie tych neutronów. Stosunek liczby neutronów opóźnionych do liczby neutronów pierwotnych, które spowodowały zjawisko rozszczepienia, jest bardzo mały (ok. 1%), co jest głównym atutem przedstawionej metody, jeśli pomiar ma być prowadzony w bardzo wysokich strumieniach neutronów. Dodatkowym atutem metod aktywacyjnych jest fakt, że w bezpośrednim punkcie pomiarowym umieszczona jest tylko próbka-tarcza, a cały system elektroniki pomiarowej znajduje się w znacznej odległości od silnych zakłóceń generowanych przez tokamak, tym samym system elektroniki nie jest narażony na bezpośrednie naświetlanie go wysokim strumieniem neutronów.

Zaprojektowane i zbudowane urządzenie do pomiaru strumienia neutronów metodą aktywacji tarczy z materiału rozszczepialnego składa się z dwóch głównych części:

1. Tarcza aktywacyjna
2. Stanowisko do pomiarów neutronów opóźnionych z naświetlonej tarczy.

Przy projektowaniu tarczy aktywacyjnej wzięto pod uwagę energię neutronów fuzyjnych w punkcie pomiarowym oraz zależności przekrojów czynnych na rozszczepienie określonych izotopów rozszczepialnych uranu i toru. Zaprojektowano odpowiedni rozmiar tarczy aktywacyjnej dla przewidywanych, typowych rozmiarów transportowej poczty pneumatycznej. Ponieważ wielkością mierzoną ma być strumień neutronów opóźnionych przeanalizowano zagadnienie postawiania takich neutronów oraz opis ich fizycznych właściwości w celu wybrania optymalnego izotopu rozszczepialnego jako tarczy aktywacyjnej.

Stanowisko do pomiarów neutronów opóźnionych zostało w pełni zoptymalizowane pod kątem wydajności detekcji. Optymalizacja dotyczyła zarówno doboru typu i ilości detektorów jak i osłon dla zaaktywowanej tarczy i detektorów w celu uzyskania najlepszego stosunku sygnału do szumów. W tym celu przeanalizowano metody detekcji i wybrano odpowiedni typ licznika neutronów oraz zaprojektowano i wykonano odpowiednie układy elektroniczne do zbierania i akwizycji danych. Konstrukcja urządzenia, w którym ma być wykonywany pomiar

zaaktywowanej tarczy, wymagała wykonania analizy transportu neutronów w różnych materiałach, które zostały wybrane do budowy stanowiska.

Praca wymagała wykonania licznych obliczeń numerycznych transportu neutronów w materiałach konstrukcyjnych jak również generacji neutronów opóźnionych z zaaktywowanej tarczy wykonanej z danego izotopu rozszczepialnego o określonych rozmiarach. Obliczeniami numerycznymi posłużono się również przy weryfikacji eksperymentalnej, która została wykonana przy testowaniu całego urządzenia w warunkach laboratoryjnych.

Zaprojektowane urządzenie otrzymało akronim DET-12 ze względu na zastosowanie dwunastu detektorów służących do pomiaru strumienia neutronów opóźnionych z zaaktywowanej próbki.

Poniżej przedstawiono krótkie wprowadzenie do problemów detekcji neutronów, mając na uwadze głównie zagadnienia, które należało rozważyć przy projektowaniu układu DET-12.

1.1 Metody detekcji neutronów.

Ze względu na to, iż neutrony są elektrycznie obojętne (nie posiadają ładunku elektrycznego), bezpośredni ich pomiar jest niezwykle trudny a wręcz niemożliwy. Neutron przechodząc przez materię nie jonizuje jej bezpośrednio, a jedynie poprzez oddziaływania pośredniczące (głównie reakcje jądrowe). Swobodny neutron poruszający się w ośrodku materialnym podlega sprężystym lub niesprężystym rozpraszaniom na jądrach ośrodka oraz może ulegać absorpcji wskutek reakcji jądrowych, w wyniku których mogą powstawać cząstki naładowane i kwanty gamma. Jeżeli ośrodkiem, w którym porusza się neutron jest pierwiastek rozszczepialny może dojść do reakcji rozszczepienia, która również jest źródłem cząstek naładowanych. Powyższe oddziaływania neutronów z materią są wykorzystywane do ich detekcji.

Dla potrzeb detekcji neutronów można wykorzystać zjawisko sprężystego rozpraszania neutronów na jądrach lekkich (np. wodoru). W wyniku zderzenia neutronu z jądrem wodoru dochodzi do odrzutu protonu, który jako cząstka naładowana może być zarejestrowany w detektorze, a odpowiednia interpretacja pomiaru pozwoli na określenie liczby oraz energii neutronów.

Do detekcji neutronów możemy również wykorzystać reakcje jądrowe, w wyniku których neutrony są absorbowane, a produktami reakcji są elektrony, protony, cząstki alfa lub inne cząstki naładowane czy też kwanty gamma [1.2]. Aby wydajność detekcji była możliwie duża, materiałami tarczowymi muszą być izotopy o odpowiednio dużych przekrojach czynnych na absorpcję neutronów. Przekroje te zależą nie tylko od danego izotopu, lecz także od energii neutronów. Dla wielu jąder przekrój ten jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości v neutronów („reguła $1/v$ ”). Z tego względu łatwiejsze do detekcji są neutrony termiczne

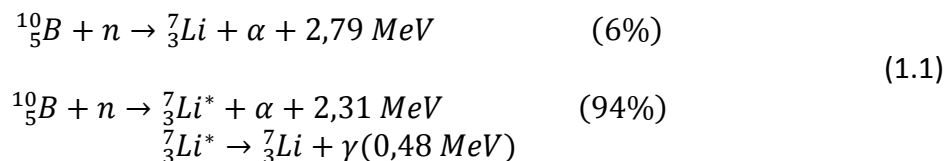
o energii kinetycznej około 0.025 eV, a trudniejsze są neutrony wysokoenergetyczne o energiach powyżej 10 MeV [1.3].

Oddzielną grupę metod detekcji neutronów stanowią metody aktywacyjne. Wykorzystuje się tu również reakcje jądrowe neutronów z materiałem tarczy, w wyniku których powstają izotopy promieniotwórcze o określonym czasie życia i charakterystycznej energii promieniowania. W zależności od rodzaju tarczy metody te mogą być czułe na neutrony o określonej energii. Metody te są omówione w dalszej części pracy (Rozdział 1.5).

1.2 Detekcja neutronów termicznych

Najczęściej spotykanymi detektorami neutronów termicznych są detektory z kategorii gazowych liczników proporcjonalnych. Powszechnie używanymi gazami wypełniającymi takie detektory są trójfluorek boru (BF₃), wzbogacony w izotop ¹⁰B, oraz gaz ³He [1.4].

W pierwszym przypadku materiałem tarczowym w takim liczniku jest izotop boru ¹⁰B wyróżniający się wyjątkowo dużym przekrojem czynnym na absorpcję neutronów termicznych. Wykres przekroju czynnego na wychwyt neutronu dla ¹⁰B został zamieszczony w rozdziale 5.1 (rys. 5.1). Reakcja neutronu (*n*) z jądrem ¹⁰B może przebiegać dwoma kanałami [1.4]:



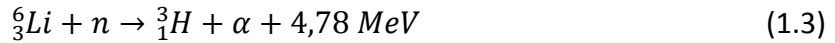
Produktem powyższych reakcji są cząstki alfa, które mogą jonizować gaz licznika.

W drugim liczniku gazowym materiałem tarczowym jest izotop helu ³He. Izotop ten ma również duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych, a reakcja z neutronem termicznym przebiega w następujący sposób:



Czynnikiem jonizującym w tym przypadku są protony (*p*) oraz jądra odrzutu ³H (trytony) [1.4]. Wykres przekroju czynnego na wychwyt neutronu dla ³He został zamieszczony w rozdziale 5.1 (rys. 5.1).

Następnym często stosowanym detektorem do pomiaru neutronów termicznych jest licznik litowy oparty na wykorzystaniu izotopu litu ⁶Li, w którym reakcja przebiega według poniższego schematu:



${}^6\text{Li}$ jest izotopem, który zaraz obok ${}^{10}\text{B}$ oraz ${}^3\text{He}$ posiada bardzo wysoki przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych i wynosi około 940 b (wg biblioteki ENDF).

Do detekcji neutronów termicznych stosuje się także rozszczepieniowe komory jonizacyjne. Wewnątrz takiej komory umieszcza się materiał rozszczepialny, który ma duży przekrój czynny na rozszczepianie dla neutronów termicznych. Może to być np. ${}^{235}\text{U}$. Czynnikiem jonizującym gaz w takiej komorze są fragmenty rozszczepienia jąder izotopu uranu ${}^{235}\text{U}$. Ładunki elektryczne powstające podczas takiego rozszczepienia silnie jonizują gaz w objętości komory, a ich amplitudy napięciowe są na tyle duże iż nie jest konieczne stosowanie komór z dużym wzmocnieniem gazowym, jak w przypadku liczników proporcjonalnych czy liczników Geigera-Müllera.

Kolejnym detektorem neutronów termicznych może być licznik Geigera-Müllera z dodatkowym konwerterem w postaci osłony kadmowej. Kadm również odznacza się wysokim przekrojem czynnym na wychwyt radiacyjny neutronów termicznych, w szczególności izotop ${}^{113}\text{Cd}$. Licznik G-M czuły na zliczanie kwantów gamma dodatkowo osłonięty blachą kadmową o grubości około 1 mm działa jako konwerter $n \rightarrow \gamma$. Reakcja przebiega wg następującego schematu:



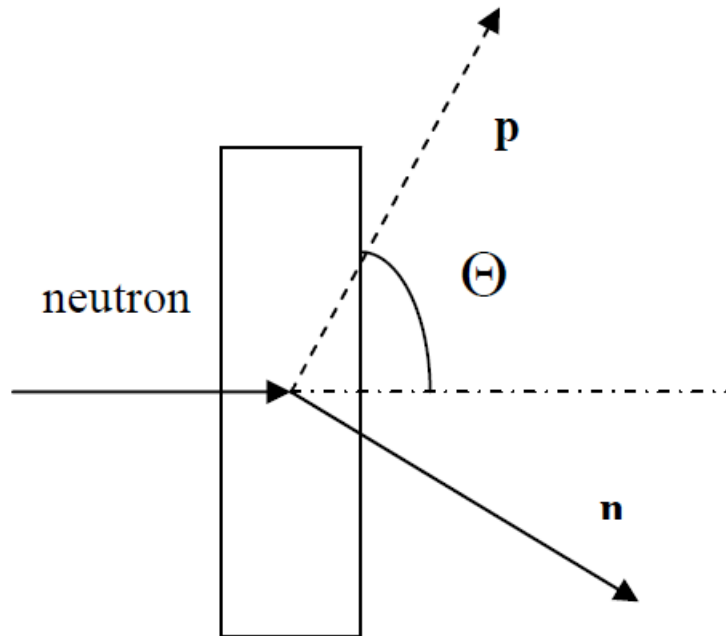
Kwenty gamma z takiej reakcji tworzą widmo energetyczne od około 0,5 MeV do 5,82 MeV a największy udział mają fotony o energii 0,558 MeV (około 70%). Fotony o takiej energii można łatwo zarejestrować licznikiem G-M.

Następnym detektorem często stosowanym do pomiarów neutronów termicznych jest licznik scyntylacyjny z kryształem $\text{ZnS}(\text{Ag})$ domieszkowany borem ${}^{10}\text{B}$ lub uranem ${}^{235}\text{U}$. Produktami reakcji w tak domieszkowanym kryształach są cząstki alfa lub fragmenty rozszczepienia uranu ${}^{235}\text{U}$. W kryształach wywoływane są scyntylacje świetlne, a te poprzez podłączenie fotopowielacza generują impulsy elektryczne. Istotną właściwością scyntylatora $\text{ZnS}(\text{Ag})$ jest jego mała czułość na promieniowanie gamma, co w przypadku mieszanych pól (neutrony + fotony) jest jego bardzo dużą zaletą.

1.3 Metody detekcji neutronów prędkich

Rejestracja neutronów prędkich nie jest sprawą łatwą ze względu na to, iż przekrój czynny na absorpcję neutronów o energiach powyżej 1MeV dla większości materiałów (tarcz) spada poniżej jednego barna. Efektywniejszą metodą pomiaru neutronów prędkich staje się metoda wykorzystująca sprężyste rozpraszanie neutronów i pomiar protonów odrzutu

w ośrodkach zawierających jego dużą ilość np. polietylen czy parafina. Uproszczony schemat rozpraszania neutronu na protonie został przedstawiony na poniższym rysunku 1.1.



Rysunek 1.1 Uproszczony schemat rozpraszania neutronu na protonie w ośrodku o nieskończenie cienkiej grubości [1.2].

W przybliżeniu energię protonu E_p można zapisać w relacji z neutronem, przy założeniu nieskończenie cienkiego ośrodka (parafiny, polietylenu) wzorem:

$$E_p = E_n \cos^2 \theta \quad (1.5)$$

gdzie: E_n jest energią neutronu padającego na folię.

W takim układzie protony są rejestrowane zazwyczaj przy pomocy detektorów półprzewodnikowych z elektroniką pozwalającą na zapis energii zarejestrowanego protonu. Po przekształceniu wzoru (1.5) znając energię zarejestrowanego protonu oraz dokładnie zmierzony kąt θ pod którym proton dotarł do detektora, można wyliczyć energię neutronu w chwili zderzenia z protonem.

Detektory wykorzystujące zjawisko protonów odrzutu są wykorzystywane w różnych typach detektorów neutronów prędkich pracujących w trybie spektrometrycznym. Wysokiej rozdzielczości spektrometry neutronów prędkich pracujące w trybie pomiaru czasu przelotu

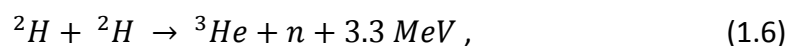
neutronów (time of flight) wykorzystują pomiar protonu odrzutu generowanego na cienkiej folii do określenia czasu startu pomiaru [1.5],[1.6].

Do pomiaru neutronów prędkich można również wykorzystywać detektory neutronów termicznych umieszczone w odpowiednich osłonach, powodujących spowolnienie neutronów do energii termicznych. Takie rozwiązanie zostało przyjęte w niniejszej pracy. Do detekcji neutronów prędkich wykorzystano detektory helowe w odpowiednich moderatorach.

1.4 Pomiary neutronowe w urządzeniach z plazmą D-D oraz D-T

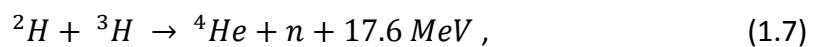
W plazmie wysokotemperaturowej wytwarzanej w urządzeniach takich jak: stellarator, tokamak, plasma-focus czy z-pinch mamy do czynienia z dwoma typami reakcji termojądrowych w wyniku których powstają neutrony. W zależności od użytego paliwa są to reakcje syntezy deuter-deuter (D-D) lub deuter-tryt (D-T). Główne kanały reakcji przebiegają następująco:

Dla syntezy D-D:



z czego energia neutronu to 2.45 MeV,

oraz w reakcji deuteru z trytem (D-T):



z czego energia wyznaczona przez neutrony to 14.1 MeV.

Najczęściej stosowanymi metodami do pomiaru neutronów z reakcji termojądrowych są: komory rozszczepieniowe, pomiary czasu przelotu (time-of-flight, ToF) z użyciem detektorów scyntylacyjnych, detektory diamentowe [1.7], metoda pomiaru protonów odrzutu TPR (Thin-foil Proton Recoil) [1.8], metody łączone: rozpraszanie neutronów na cienkim scyntylatorze + metoda time-of-flight [1.9] oraz metody aktywacyjne [1.10]. Przykładami układów spektrometrycznych są: pracujący na tokamaku JET w Anglii spektrometr TOFOR oraz zaprojektowany dla potrzeb budowanego obecnie tokamaka ITER wysokorozdzielczy spektrometr neutronów prędkich HRNS [1.5],[1.6].

W urządzeniach typu plasma-focus, gdzie czasy wyładowań są bardzo krótkie (rzędu nanosekund), do pomiaru neutronów można bezpośrednio zastosować metodę ToF z użyciem detektorów scyntylacyjnych. Tak krótki czas wyładowania pozwala na separację sygnału pochodzącego od promieniowania gamma i od sygnału neutronowego. W przypadku dłuższych wyładowań (np. kilkadziesiąt sekund w tokamaku JET), konieczne jest stosowanie bardziej zaawansowanych i skomplikowanych metod odróżniających sygnał neutronowy od sygnału związanego z promieniowaniem gamma. Detektory scyntylacyjne są czułe zarówno na promieniowanie gamma jak i neutrony, jednak istnieje grupa scyntylatorów, w których rozróżnienie sygnałów po kształcie impulsu jest możliwe. Metoda nosi nazwę Pulse Shape

Discrimination (PSD), a rozróżnianie następuje poprzez pomiar czasów trwania impulsów (gamma o krótszym czasie trwania, impuls pochodzący od neutronu o dłuższym czasie trwania). [1.11]

Wszystkie powyższe metody detekcji neutronów są stosowane w eksperymentach z plazmą w celu określenia m. in. takich parametrów jak: temperatura jonów w plazmie, koncentracja i przestrzenny rozkład plazmy oraz przy wyliczaniu całkowitej mocy syntezy dla danego scenariusza pracy tokamaka czy stellaratora. Temperatura jonów w plazmie wysokotemperaturowej (T_i) jest proporcjonalna do tzw. nierozproszonej części widma neutronowego ΔE_{FWHM} :

$$T_i \propto \Delta E_{FWHM}, \quad (1.8)$$

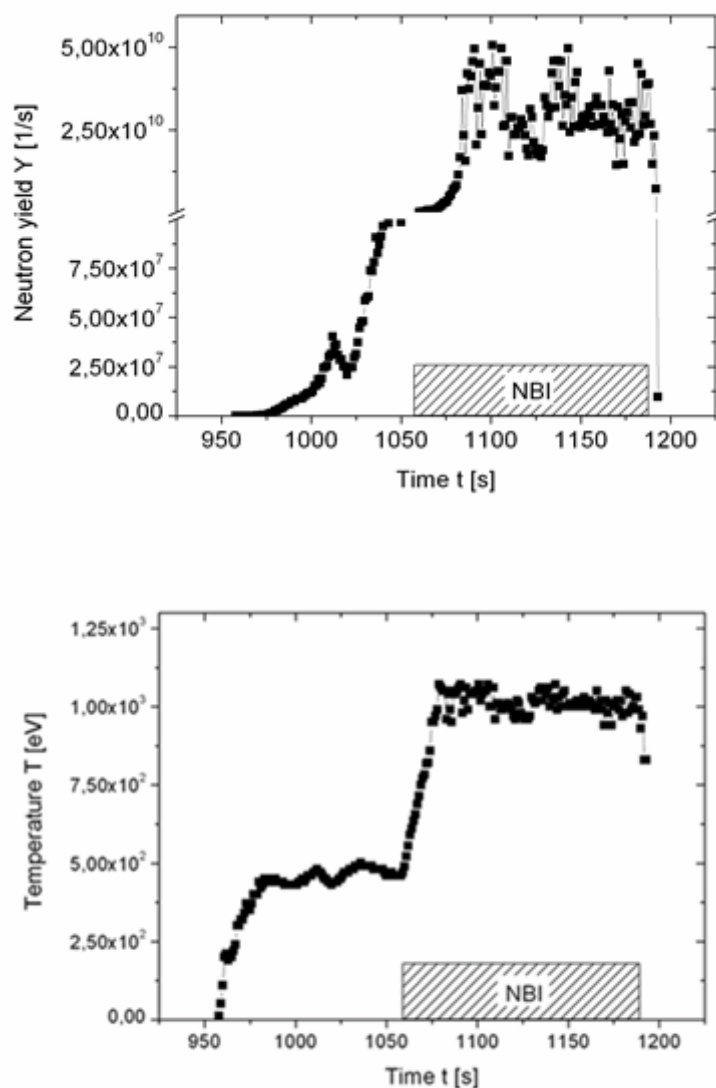
gdzie np. dla plazmy deuterowo-trytowej zakres nierozproszonych neutronów przyjmuje się od 13 do 15 MeV. Zależności pomiędzy rozkładem energetycznym neutronów a temperaturą jonów w plazmie deuterowo-trytowej oraz deuterowo-deuterowej, przedstawiają się następująco:

$$T_{i(DT)} = (\Delta E_{FWHM} / 176.8)^2; T_{i(DD)} = (\Delta E_{FWHM} / 82.4)^2, \quad (1.9)$$

gdzie energie neutronów oraz temperatury jonów są mierzone w keV.

Powyższe współczynniki zostały dobrane, a temperatury jonów w plazmie zostały wyliczone na podstawie modelowania Monte Carlo [1.12], oraz wyznaczone eksperymentalnie w tokamakach JET i JT-60U z użyciem spektrometrów typu ToF [1.13].

Poniżej na rysunku 1.2 zostały przedstawione przykładowe wykresy z diagnostyki neutronowej tokamaka COMPASS, gdzie została zarejestrowana emisja neutronów w czasie trwania impulsu NBI (Neutral Beam Injection) oraz wyznaczony na tej podstawie wykres temperatury jonów w plazmie [1.14].



Rysunek 1.2 Emisja neutronów oraz temperatura jonów podczas strzału nr 6342 w tokamaku COMPASS [1.14].

W tokamakach z plazmą D-T przyjmuje się przelicznik produkcji mocy z syntezy termojądrowej w powiązaniu z pomiarem neutronów jako:

1 MW mocy w plazmie D-T \rightarrow produkcja $Y_n = 3.67 \cdot 10^{17}$ n/s [1.9] [1.15], gdzie Y_n oznacza całkowitą ilość neutronów wygenerowanych w plazmie na 1 sek. (tzw. neutron yield rate).

1.5 Metoda aktywacyjna pomiaru strumieni neutronów w urządzeniach termojądrowych.

1.5.1 Tarcze i próbki aktywacyjne

Metody aktywacyjne służą głównie do pomiaru rozkładu oraz obrazowania rozkładu strumieni neutronów. Przy wysokich strumieniach neutronów oraz dużych energiach neutronów stosuje się materiały aktywacyjne takie jak: złoto, ołów, żelazo, tytan, cyrkon czy ind. Wielkość strumienia neutronów aktywującego tarczę wyznacza się na podstawie analizy zaaktywowanej tarczy, najczęściej przez pomiar charakterystycznego dla danego pierwiastka promieniowania gamma.

Najczęściej stosowanymi detektorami do rejestracji promieniowania gamma po naświetleniu tarcz aktywacyjnych neutronami są detektory typu HPGe (High Purity Germanium) [1.10] oraz oparte o scyntylatory typu NaI(Tl) (jodek sodu aktywowany talem) [1.16]. Tarcze aktywacyjne dobiera się w taki sposób, aby zawierały jak najmniej izotopów pochłaniających rezonansowo neutrony w obszarze mierzonych energii. Taki wychwyty mógłby zdeformować rozkład przestrzenny wiązki neutronów, dlatego stosuje się jak najcieńsze tarcze z rozcieńczonym materiałem aktywacyjnym (np. folia aluminiowa z domieszką materiału aktywacyjnego – złota 0,1 %) [1.2]. Poniżej w tabeli 1.1 oraz tabeli 1.2 zostały zamieszczone najczęściej stosowane izotopy w metodzie aktywacyjnej przy pomiarze neutronów z plazmy wysokotemperaturowej w tokamaku JET o energiach 2,5 MeV (tabela 1.1) oraz 14 MeV (tabela 1.2) [1.10].

Tabela 1.1 Najczęściej używane izotopy w technice aktywacyjnej do pomiaru neutronów 2,5 MeV [1.10].

Reakcja materiału aktywacyjnego z neutronem	Próg reakcji [MeV]	Połowiczny czas zaniku produktu reakcji
Ti-47 (n,p) Sc-47	1,8	3,3 dnia
Fe-54 (n,p) Mn-54	1,8	312 dni
Ni-58 (n,p) Co-58	1,6	71 dni
Se-77(n,n') Se-77m	0,2	17 sek.
Sr-87(n,n') Sr-87m	0,4	2,8 godz.
Y-89(n,n') Y-89m	1,2	15,7 sek.
Cd-111(n,n') Cd-111m	0,5	49 min.
In-115(n,n') In-115m	0,6	4,5 godz.
Hf-177(n,n') Hf-177m	1,3	51 min.
Au-197(n,n') Au-197m	0,5	7,7 sek.

Tabela 1.2 Najczęściej używane izotopy w technice aktywacyjnej do pomiaru neutronów 14 MeV [1.10].

Reakcja materiału aktywacyjnego z neutronem	Próg reakcji [MeV]	Połowiczny czas zaniku produktu reakcji
Al-27 (n,p) Mg-27	4,3	9,5 min.
Al-27(n,α) Na-24	6,8	15 godz.
Ti-46 (n,p) Sc-46	3,8	84 dni
Ti-48 (n,p) Sc-48	7,4	44 godz.
Fe-56 (n,p) Mn-56	7,0	2,6 godz.
Co-59(n,α) Mn-56	8,5	2,6 godz.
Co-59 (n,2n) Co-58	10,8	71 dni
Zn-64 (n,2n) Zn-63	12,6	38,5 min.
Zr-90 (n,p) Y-90	7,6	3,2 godz.
Zr-90 (n,2n) Zr-89	12,2	4,2 min.
Nb-93 (n,2n) Nb-92	9,1	10,1 dnia
Mo-92 (n,2n) Mo-91	12,8	15,5 min.
Au-197 (n,2n) Au-196	8,8	9,6 godz.
Pb-204(n,n')Pb-204m	2,7	67 min.

Tabele (1.1 oraz 1.2) zawierają ponadto informacje o reakcjach, progach energetycznych dla neutronów, od których reakcje izotopów z neutronami są możliwe oraz połowiczny czas zaniku dla produktów tych reakcji.

1.5.2 Tarcze z materiałem rozszczepialnym

Oprócz wymienionych w poprzednim rozdziale izotopów stosowanych jako tarcze w metodzie aktywacyjnej, mogą być również stosowane tarcze z materiałów rozszczepialnych (tabela 1.3). Po naświetleniu pierwotną wiązką neutronów stają się one źródłem neutronów opóźnionych. Poprzez pomiar liczby neutronów opóźnionych albo pomiar szybkości ich zaniku można wyznaczyć wielkość pierwotnego strumienia neutronów. W porównaniu z metodą aktywacyjną wykorzystującą izotopy (jak w rozdziale 1.5.1) obecny wariant może być z powodzeniem wykorzystywany do pomiarów bardzo wysokich strumieni neutronów. W klasycznej metodzie aktywacyjnej, przy pomiarach bardzo wysokich strumieni neutronów w przypadku niektórych izotopów występują problemy z tzw. długim czasem „studzenia” tych izotopów. Wyniki pomiarów często uzyskuje się dopiero po tygodniach czy nawet miesiącach od momentu ich naświetlenia.

W przypadku proponowanej metody z użyciem materiałów rozszczepialnych takie problemy nie występują, wręcz wskazane jest używanie tej metody pomiaru przy strumieniach neutronów większych niż 10^8 - 10^9 n/cm²s, a wynik pomiaru oraz obliczoną wartość pierwotnego strumienia neutronów uzyskuje się zazwyczaj po kilkudziesięciu sekundach od momentu naświetlenia próbki.

Własności neutronów opóźnionych zostały zbadane i opisane w latach 50-tych ubiegłego wieku, głównie dla potrzeb rozwijającej się energetyki jądrowej [1.17]. Neutrony opóźnione towarzyszą reakcjom rozszczepienia ciężkich izotopów. Ich zanik w czasie ma charakter eksponencjalny, który można opisać sumą 6-ciu lub 8-miu eksponent o określonym czasie połowicznego zaniku zmieniającym się od ułamków do kilkudziesięciu sekund. Liczba neutronów opóźnionych przypadająca na 1 reakcję rozszczepienia jądra jest mała i najczęściej nie przekracza 1/100.

Poniżej w tabeli 1.3 zostały przedstawione wydajności produkcji neutronów opóźnionych dla szeregu izotopów ulegających rozszczepieniu pod wpływem neutronów prędkich i termicznych [1.17].

Tabela 1.3 Całkowite wydajności neutronów opóźnionych dla materiałów rozszczepialnych naświetlanych neutronami prędkimi oraz termicznymi [1.17].

Materiał rozszczepialny	Całkowita wydajność neutronów opóźnionych dla „czystych” izotopów (na jedno rozszczepienie)	
	Neutrony prędkie	Neutrony termiczne
^{239}Pu	0.0063± 0.0003	0.0061± 0.0003
^{233}U	0.0070± 0.0004	0.0066± 0.0003
^{240}Pu	0.0088± 0.0006	-
^{235}U	0.0165± 0.0005	0.0158± 0.0005
^{238}U	0.0412± 0.0017	-
^{232}Th	0.0496± 0.0020	-

Metoda aktywacyjna z wykorzystaniem pomiarów neutronów opóźnionych może być stosowana w urządzeniach termojądrowych do określania całkowitego strumienia neutronów generowanych w plazmie, a tym samym wyliczenia mocy reakcji syntezy. Zaletą wykorzystania materiałów rozszczepialnych do pomiaru neutronów opóźnionych jest możliwość stosowania ich do pomiaru bardzo dużych strumieni neutronów, które występują w dużych urządzeniach termojądrowych. Dodatkową zaletą jest fakt umieszczania tarcz z materiałem rozszczepialnym bardzo blisko źródła plazmy, gdzie strumień neutronów jest najmniej rozproszony, tym samym uzyskane wyniki pomiarów są najbardziej miarodajne. Jednocześnie materiały rozszczepialne charakteryzują się dużą odpornością temperaturową, co pozwala na umieszczanie ich w komorze tokamaka czy stellaratora. Kolejnym faktem przemawiającym za stosowaniem techniki pomiaru neutronów opóźnionych do określania strumienia neutronów w reaktorach termojądrowych jest to, że diagnostyka ta jest nastawiona głównie na pomiar dużych fluencji neutronowych, z czym większość znanych detektorów neutronów ma duże kłopoty. Głównie chodzi o zbyt szybkie niszczenie struktur lub wypalanie się detektora (np. detektory półprzewodnikowe, czy nawet scyntylacyjne). Duże intensywności pól neutronowych w reaktorach termojądrowych są także przeszkodą dla zbyt czułych detektorów neutronów (np. helowe czy BF_3), które przy bezpośrednim pomiarze tak wysokich strumieni „zatykają” się powodując efekty „pile up”, co w praktyce

uniemożliwia bezpośredni pomiar. Konieczne jest wówczas stosowanie dodatkowych osłon (np. kadm czy woda), co zaburza i rozprasza mierzony strumień neutronowy, a także wprowadza niepożądane efekty wtórne (np. w postaci wtórnego promieniowania gamma) [1.18], [1.19].

2. Cel pracy

Metoda pomiaru wysokich strumieni neutronów z reakcji syntezy deuter-deuter lub deuter-tryt poprzez detekcję neutronów opóźnionych z aktywacji materiałów rozszczepialnych posiada szereg zalet, które czynią ją przydatną do zastosowania przy dużych urządzeniach termojądrowych. W związku z tym warto tę metodę rozwinąć, zapewniając nie tylko pomiar całkowitej liczby neutronów opóźnionych wygenerowanych w tarczy aktywacyjnej (tak, jak to zostało zrealizowane na JET [1.1]), ale również możliwość pomiaru krzywej zaniku strumienia neutronów opóźnionych.

W niniejszej pracy zaprojektowano i zbudowano urządzenie, które pozwala na rejestrację krzywej zaniku strumienia neutronów opóźnionych, a następnie, poprzez odpowiednią interpretację, na wyznaczenie liczby neutronów pierwotnych. W takim przypadku kalibracja urządzenia, jak to było wykonywane dotychczas na tokamaku JET, ma znaczenie drugorzędne. Głównym parametrem niezbędnym do wyznaczenia pierwotnego strumienia neutronów staje się w tym przypadku znajomość stałej zaniku strumienia neutronów opóźnionych. Tak, jak wcześniej wspomniano, całkowity strumień neutronów opóźnionych emitowanych z danej próbki (tarczy materiału rozszczepialnego) jest znacznie mniejszy od strumienia pierwotnego. Tym bardziej należy się spodziewać, że liczby zliczeń w kanałach czasowych będą niewielkie. W celu zapewnienia odpowiedniej statystyki zliczeń przy wyznaczaniu krzywej zaniku neutronów opóźnionych bardzo ważna staje się konstrukcja całego systemu pomiarowego zapewniającego wysoki stosunek sygnału do tła.

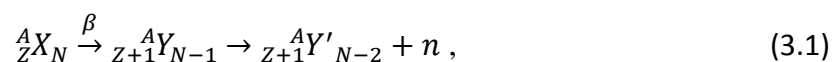
Tak więc, zasadniczym celem niniejszej pracy jest opracowanie koncepcji urządzenia pomiarowego dla metody pomiaru strumieni neutronów z reakcji syntezy w reaktorach termojądrowych poprzez detekcję neutronów opóźnionych z aktywacji materiałów rozszczepialnych. Na pracę składa się również zaprojektowanie oraz budowa dedykowanego urządzenia. Przewidziany system pomiarowy umożliwi **rejestrację krzywej zaniku neutronów opóźnionych z materiałów rozszczepialnych, w funkcji czasu po naświetleniu próbki bardzo wysokim strumieniem neutronów**. Rozdziały 5 oraz 6 niniejszej pracy zawierają projekt i opis konstrukcji samego urządzenia, optymalizację parametrów urządzenia (grubości użytych warstw materiałów, ilość oraz rozmieszczenie detektorów) a także propozycję systemu pomiarowego użytego do rejestracji neutronów opóźnionych. W celu optymalizacji ilości użytych materiałów do budowy urządzenia, ilości, rozmieszczenia detektorów helowych oraz przy obliczeniach wydajności urządzenia, posłużono się komputerowymi metodami obliczeniowymi wykorzystującymi kod Monte Carlo N-Particle (MCNP) Transport Code [2.1]. Niniejsza praca zawiera także porównanie wyników symulacji Monte Carlo z obliczeniami analitycznymi oraz eksperymentem z użyciem neutronowego

źródła kalifornowego, który miał na celu określenie i wyznaczenie wydajności detekcji w urządzeniu. Urządzenie to zostało sprawdzone pod kątem poprawności działania oraz została wykonana testowa kalibracja przy pomocy źródła kalifornowego ^{252}Cf .

Urządzenie, o akronimie DET-12, zostało zoptymalizowane dla potrzeb pomiaru pierwotnych strumieni neutronów prędkich. Z tego powodu jako tarcze do naświetlań zostały wybrane materiały rozszczepialne: ^{238}U oraz ^{232}Th . Dla tych dwóch izotopów zostały zaproponowane kształty i wymiary próbek, które stanowią tarcze aktywacyjne. Na tej podstawie oszacowano parametry urządzenia DET-12 takie jak: wydajność urządzenia, przewidywany zakres pracy urządzenia (określenie minimalnych wartości pierwotnego strumienia neutronów naświetlających tarcze aktywacyjne dla poprawnej pracy zaprojektowanego urządzenia) oraz określenie wpływu czasu transportu mierzonej próbki od miejsca naświetlenia do urządzenia DET-12 na wyniki pomiarowe. Dla urządzenia zostały także określone wymagania co do sposobu rejestracji danych pomiarowych oraz dalszego ich przetwarzania w celu wyliczenia pierwotnych strumieni neutronów naświetlających tarcze z materiałami rozszczepialnymi.

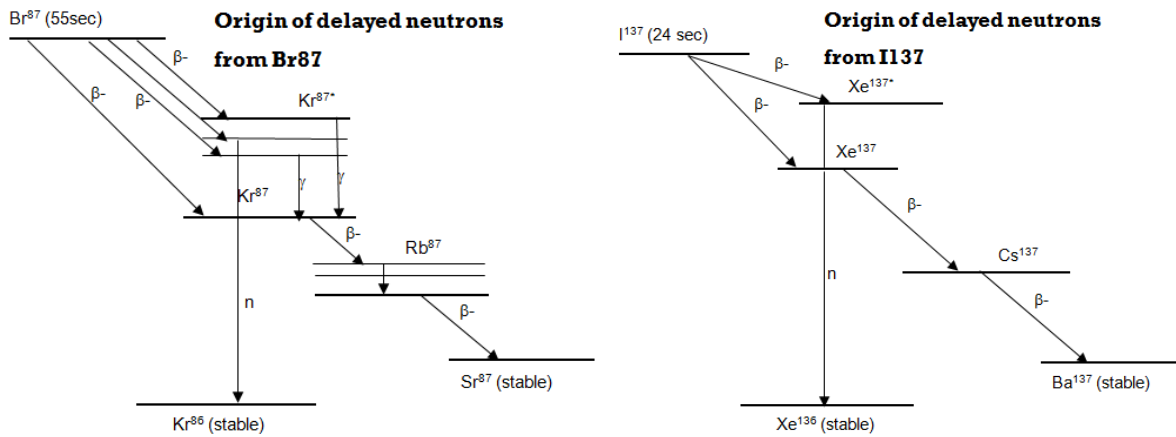
3. Zjawisko rozszczepienia jądra atomowego i neutrony opóźnione.

Szereg ciężkich jąder ulega rozszczepieniu polegającemu na rozpadzie jądra, zwykle na dwa fragmenty o zbliżonych masach, czemu towarzyszy emisja neutronów i kwantów gamma. Takie izotopy jak ^{235}U , ^{238}U lub ^{232}Th naświetlane neutronami emitują *natychmiastowe neutrony rozszczepieniowe*, które tworzą się już w fazie podziału jądra (w czasach rzędu 10^{-14} s). Neutrony natychmiastowe stanowią ok. 99 % wszystkich neutronów powstających w reakcji rozszczepienia. Pozostałą grupę ok. 1 % stanowią tzw. *neutrony opóźnione*. Obecność neutronów opóźnionych wynika ze złożonego procesu przechodzenia wzbudzonych jąder fragmentów rozszczepienia do stanu jąder stabilnych. Fragmenty rozszczepienia z reguły dysponują nadmiarem neutronów w stosunku do liczby protonów, czyli są jądrami niestabilnymi (wzbudzonymi). Przekształcaniu jądra wzbudzonego towarzyszy emisja promieniowania beta i gamma. W niektórych przypadkach oprócz rozpadu beta możliwa jest inna reakcja, opóźniona w stosunku do czasu podziału jądra rozszczepialnego, której towarzyszy emisja neutronu. Neutrony powstające w takich kanałach reakcji rozszczepienia nazywamy *neutronami opóźnionymi*. Opóźnienia te mogą wynosić od ułamka sekundy do minut. Łańcuch takiego rozpadu można zapisać następująco:



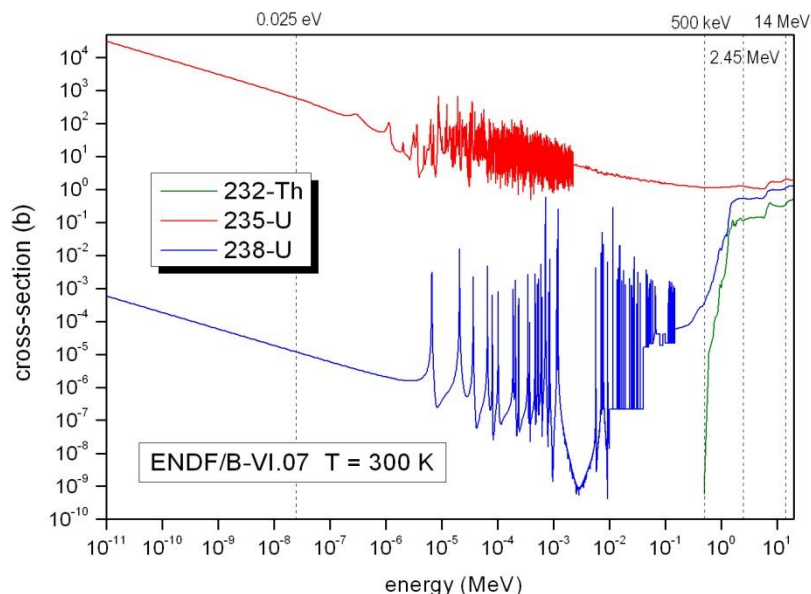
gdzie X jest jądrem fragmentu rozszczepienia (prekursorem opóźnionego neutronu), a Y jest emitorem neutronu opóźnionego. Czas, po którym pojawia neutron opóźniony jest zdeterminowany przez czas życia prekursora. Przykładem prekursorów mogą być izotopy: ^{87}Br z połowicznym czasem zaniku 55 sekund, oraz ^{137}I z połowicznym czasem zaniku

neutronów opóźnionych 24 sekundy. Poniżej, na rysunku 3.1, został przedstawiony przykładowy schemat emisji neutronu opóźnionego dla prekursorów ^{87}Br oraz ^{137}I [3.1].



Rysunek 3.1 Przykład emisji neutronu opóźnionego dla prekursorów ^{87}Br oraz ^{137}I [3.1].

Przekroje czynne na rozszczepienie dla poszczególnych izotopów silnie zależą od energii padającego neutronu. Przykładowo na rysunku 3.2. podano przekroje czynne na rozszczepienie dla ^{232}Th i ^{238}U , dla których wysokie prawdopodobieństwo rozszczepienia leży w zakresie neutronów wysokoenergetycznych oraz dla porównania przekrój na rozszczepienie dla ^{235}U , dla którego wysokie prawdopodobieństwo rozszczepienia leży w zakresie neutronów termicznych.



Rysunek 3.2 Przekroje czynne na rozszczepienie dla ^{232}Th i ^{238}U oraz ^{235}U wg biblioteki ENDF/B-VI.07 [3.2].

Emisja neutronów opóźnionych z materiału rozszczepialnego po naświetleniu go przez neutrony wykazuje eksponencjalny charakter. Krzywą zaniku neutronów opóźnionych można zapisać w postaci:

$$S(t) = \varepsilon r_f \sum_{i=1}^n \beta_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \quad (3.2)$$

gdzie:

- $S(t)$ – szybkość zaniku neutronów opóźnionych występująca po czasie t od zakończenia napromienienia,
- i – numer grupy,
- n – liczba grup neutronów opóźnionych,
- λ_i – stała rozpadu grupy i ,
- β_i – udział neutronów opóźnionych dla i – tej grupy,
- r_f – liczba reakcji rozszczepienia w próbce,
- ε – efektywność detekcji.

Prekursorem o najdłuższym okresie półtrwania (około 55 sek.) jest izotop ^{87}Br i jest on zaliczany do pierwszej grupy jąder prekursorowych. Najczęściej w literaturze spotykany jest podział na 6 lub 8 grup neutronów opóźnionych i są one podzielone wg połowicznego czasu zaniku od 0.2 do 55 sek. W tabeli 3.1 zostały przedstawione najczęściej występujące prekursorzy uszeregowane wg stałej zaniku z podziałem na 6 grup, przy czym pierwszą grupę stanowią emitery o najmniejszej stałej zaniku [3.1]. Tabela została poszerzona o informacje związane ze średnią energią emitowanych neutronów w danej grupie oraz jaki udział neutronów opóźnionych jest wnoszony przez każdą z grup. Aby wyznaczyć całkowitą liczbę neutronów opóźnionych emitowanych dla danego materiału rozszczepialnego należy zsumować udziały pochodzące od prekursorów ze wszystkich grup. Często parametr β podawany jest w procentach jako całkowita liczba neutronów opóźnionych i tak np. wg tabeli 3.1, dla ^{235}U wynosi on 0.64%. Parametr β jest także określany jako:

$$\beta = \frac{\nu_d}{\nu}, \quad (3.3)$$

gdzie:

- ν_d – całkowita liczba neutronów opóźnionych na jedno rozszczepienie,
- ν – całkowita liczba neutronów na jedno rozszczepienie.

W dalszej części pracy, do określania udziału neutronów opóźnionych, będzie używany parametr β (wzór 3.3).

Tabela 3.1 Prekursory (emitery) neutronów opóźnionych uszeregowane wg stałych zaniku z podziałem na 6 grup [3.1].

Nr grupy	Możliwe prekursorzy	Średnia energia emitowanych neutronów opóźnionych [MeV]	Średnia stała zaniku dla poszczególnych grup prekursorów λ_i [s^{-1}]			Bezwzględny udział neutronów opóźnionych dla poszczególnych grup prekursorów β_i [%]		
			^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U
i			^{235}U	^{239}Pu	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{233}U
1	$^{87}\text{Br}, ^{142}\text{Cs}$	0.25	0.0127	0.0128	0.0126	0.021	0.0072	0.0226
2	$^{137}\text{I}, ^{88}\text{Br}$	0.56	0.0317	0.0301	0.0337	0.140	0.0626	0.0786
3	$^{138}\text{I}, ^{89}\text{Br},$ $(^{93,94})\text{Rb}$	0.43	0.115	0.124	0.139	0.126	0.0444	0.0658
4	$^{139}\text{I}, (^{93,94})\text{Kr},$ $^{143}\text{Xe}, (^{90,92})\text{Br}$	0.62	0.311	0.325	0.325	0.252	0.0685	0.0730
5	$^{140}\text{I}, ^{145}\text{Cs}$	0.42	1.40	1.12	1.13	0.074	0.018	0.0135
6	(Br, Rb, As itd.)	-	3.87	2.69	2.50	0.027	0.0093	0.0087
Całkowita liczba neutronów opóźnionych β [%]						0.64	0.21	0.26

Tabela 3.2 (a-d). Współczynniki β oraz wydajności względne neutronów opóźnionych dla materiałów rozszczepialnych: ^{235}U , ^{238}U oraz ^{232}Th [1.17, 3.3, 3.4].

Tabela 3.2a

Parametry neutronów opóźnionych dla materiału rozszczepialnego ^{235}U , naświetlonego neutronami termicznymi, $\nu_d = 0.01668$, $\beta = 0.0067$

Grupa	Stała zaniku λ_i [s^{-1}]	Wydajność względna β_i/β
1	0.0124	0.033
2	0.0305	0.219
3	0.111	0.196
4	0.301	0.395
5	1.14	0.115
6	3.01	0.042

Tabela 3.2b

Parametry neutronów opóźnionych dla materiału rozszczepialnego ^{235}U , naświetlonego neutronami prędkimi, $\nu_d = 0.01673$, $\beta = 0.0064$

Grupa	Stała zaniku λ_i [s^{-1}]	Wydajność względna β_i/β
1	0.0127	0.038
2	0.0317	0.213
3	0.115	0.188
4	0.311	0.407
5	1.40	0.128
6	3.87	0.026

Tabela 3.2c

Parametry neutronów opóźnionych dla materiału rozszczepialnego ^{238}U , naświetlonego neutronami prędkimi, $\nu_d = 0.0460$, $\beta = 0.0164$

Grupa	Stała zaniku λ_i [s^{-1}]	Wydajność względna β_i/β
1	0.0132	0.013
2	0.0321	0.137
3	0.139	0.162
4	0.358	0.388
5	1.41	0.225
6	4.02	0.075

Tabela 3.2d

Parametry neutronów opóźnionych dla materiału rozszczepialnego ^{232}Th , naświetlonego neutronami prędkimi, $\nu_d = 0.0531$, $\beta = 0.0203$

Grupa	Stała zaniku λ_i [s^{-1}]	Wydajność względna β_i/β
1	0.0124	0.034
2	0.0334	0.150
3	0.121	0.155
4	0.321	0.446
5	1.21	0.172
6	3.29	0.043

Tabela 3.3 (e-f). Współczynniki β oraz wydajności względne neutronów opóźnionych dla materiałów rozszczepialnych: ^{239}Pu oraz ^{233}U [1.17, 3.1, 3.5].

Tabela 3.3e

Parametry neutronów opóźnionych dla materiału rozszczepialnego ^{239}Pu , naświetlonego neutronami termicznymi, $\nu_d = 0.0061$, $\beta = 0.0021$

Grupa	Stała zaniku λ_i [s^{-1}]	Wydajność względna β_i/β
1	0.0128	0.035
2	0.0301	0.298
3	0.124	0.211
4	0.325	0.326
5	1.12	0.086
6	2.69	0.044

Tabela 3.3f

Parametry neutronów opóźnionych dla materiału rozszczepialnego ^{233}U , naświetlonego neutronami termicznymi, $\nu_d = 0.0066$, $\beta = 0.0026$

Grupa	Stała zaniku λ_i [s^{-1}]	Wydajność względna β_i/β
1	0.0126	0.086
2	0.0337	0.299
3	0.139	0.252
4	0.325	0.278
5	1.13	0.051
6	2.50	0.034

4. Dobór materiału rozszczepialnego dla potrzeb metody aktywacyjnej w zastosowaniu do pomiarów strumieni neutronów prędkich przy urządzeniach fuzyjnych.

W urządzeniach fuzyjnych realizujących syntezę deuter-deuter produkowane są neutrony w reakcji podanej wzorem (1.6), natomiast w urządzeniach gdzie paliwem jest mieszanina deuteru z trytem powstają neutrony głównie w reakcji przedstawionej wzorem (1.7).

W paliwie mieszanym deuterowo-trytowym obserwowana jest także reakcja (1.6), oznacza to iż pomiar strumieni neutronów prędkich w urządzeniach fuzyjnych odbywa się w zakresie energii: od około 2 do 14 MeV (przy nierozproszonym strumieniu neutronów).

Patrząc na przekroje czynne na rozszczepienie z rys. 3.2 dla ^{232}Th i ^{238}U , to izotopy te mogą i powinny znaleźć zastosowanie jako materiały rozszczepialne służące do pomiaru neutronów opóźnionych w urządzeniach termojądrowych takich jak stellaratory czy tokamaki pracujących z plazmą deuterową lub deuterowo-trytową. ^{238}U oraz ^{232}Th mają co prawda duży przekrój czynny na rozszczepienie dla energii neutronów dopiero od kilkuset keV (rys. 3.2), jednak dla urządzeń z kontrolowaną fuzją termojądrową nie ma to zbyt wielkiego znaczenia, ponieważ w reakcji D-D lub D-T, powstają neutrony o dużo większych energiach (2,45 MeV oraz 14 MeV), a tarcze z materiałami rozszczepialnymi są umieszczone bardzo blisko samej plazmy. Pozwala to na wyciągnięcie wniosku, iż zdecydowana większość neutronów aktywujących taką próbkę z materiałem rozszczepialnym posiada energie powyżej kilkuset keV. Materiały rozszczepialne, takie jak ^{232}Th oraz ^{238}U , posiadają dodatkową, bardzo istotną cechę. Mają bardzo duży współczynnik β , czyli generację neutronów opóźnionych na jedno rozszczepienie (wzór 3.3) po naświetleniu ich neutronami prędkimi. W tabelach 3.2 (a-d) pokazano współczynniki β dla kilku pierwiastków, które mogą zostać użyte jako materiał rozszczepialny do pomiaru neutronów opóźnionych [3.3],[3.4]. Dla porównania w tabelach 3.3 (e-f) zostały umieszczone dane ze współczynnikami β dla innych pierwiastków rozszczepialnych (^{233}U oraz ^{239}Pu) [3.1],[3.5], ale z powodu zbyt małej liczby generowanych neutronów opóźnionych na jedno rozszczepienie, nie są one brane pod uwagę przy projektowaniu i budowaniu urządzeń do pomiaru neutronów opóźnionych dla reaktorów termojądrowych.

Biorąc pod uwagę zależności przekrojów czynnych na rozszczepianie dla różnych pierwiastków rozszczepialnych, najlepszymi kandydatami są ^{238}U i ^{232}Th (rys. 3.2). Izotop ^{238}U charakteryzuje się niskimi wartościami przekroju czynnego σ (od 10^{-6} do 10^{-4} barna) dla niskich energii neutronów (poniżej 500 keV). Rozszczepienia indukowane dla ^{232}Th , możliwe są dopiero począwszy od energii około 600 keV.

Na wykresie (rys. 3.2), pokazano również zmienność przekroju czynnego σ od energii padającego neutronu dla ^{235}U , który również osiąga wysokie wartości (porównywalne z ^{238}U

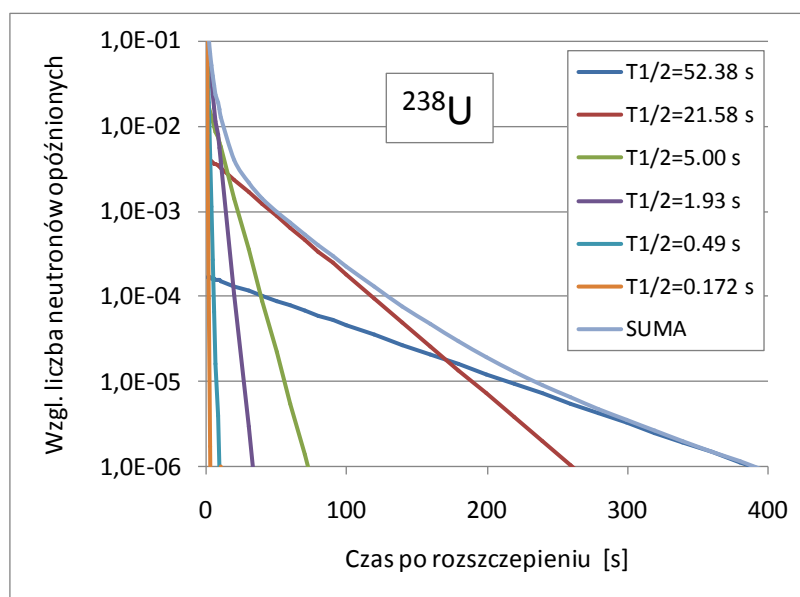
i ^{232}Th), dla wysokich energii neutronów (2,45 MeV oraz 14 MeV), ale jednocześnie charakteryzuje się wysokim przekrojem czynnym na rozszczepienie dla neutronów termicznych, co jest niekorzystną cechą dla proponowanego rozwiązania.

Do dalszych rozważań wzięto pod uwagę dwa izotopy: ^{238}U i ^{232}Th , jako możliwe tarcze do naświetlań.

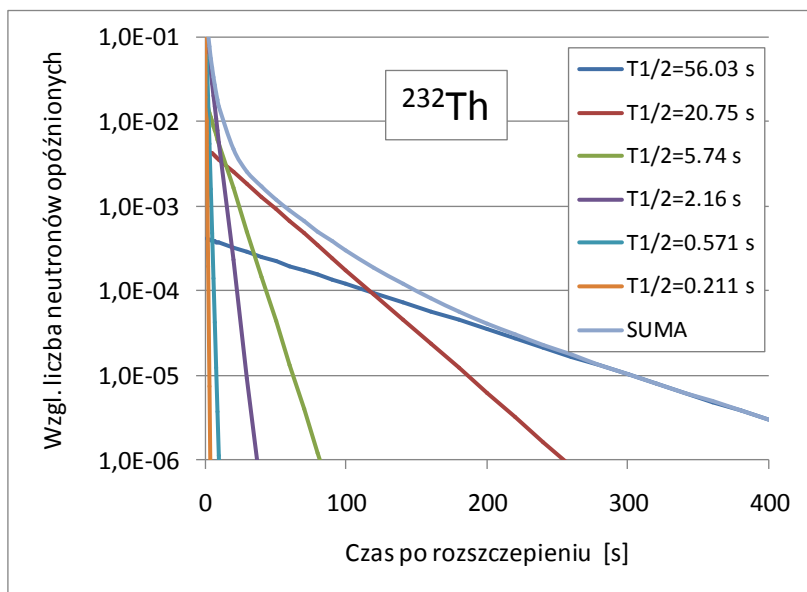
Korzystając ze wzoru (3.2) oraz danych zawartych w tabeli 3.2c oraz 3.2d można przedstawić na wykresie krzywe zaniku neutronów opóźnionych dla ^{238}U i ^{232}Th , co pokazuje rysunek 4.1 oraz 4.2.

Analizując obydwie krzywe zaniku neutronów opóźnionych dla ^{238}U i ^{232}Th , można stwierdzić iż mają podobny przebieg. Należy zauważyć także, że krzywe te bardzo szybko zanikają w czasie. Integralne krzywe zaniku powstały po zesumowaniu krzywych od poszczególnych grup neutronów opóźnionych. Można zauważyć, że po upływie około 100 sekund liczba neutronów opóźnionych dla każdej z próbek toru i uranu spada o około 3,5 rzędów wielkości od momentu naświetlenia każdej z nich. Jest to bardzo istotna cecha, która będzie miała wpływ na projektowanie planowanego układu detekcji.

Krzywą zaniku neutronów opóźnionych można wyznaczać numerycznie w dowolnych układach geometrycznych przy pomocy modelowania transportu neutronów w ośrodku materialnym metodami Monte Carlo. Do celów realizacji niniejszej pracy został wykorzystany program MCNP [2.1], który pozwala na symulację naświetlania (aktywacji) materiałów rozszczepialnych neutronami prędkimi oraz termicznymi, symulację odpowiedzi neutronów opóźnionych z zaaktywowanych próbek (uwzględniając ich widmo energetyczne) oraz symulację detekcji neutronów opóźnionych w detektorach helowych wraz z uwzględnieniem ośrodków materialnych w których się znajdują.

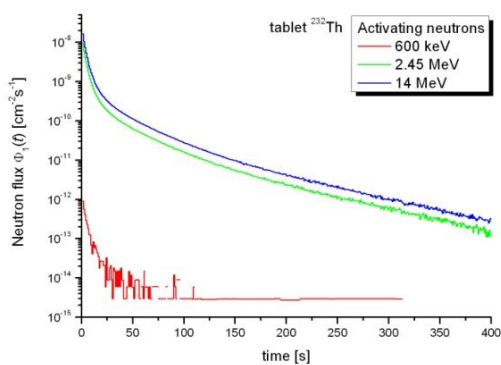


Rysunek 4.1 Krzywa zaniku w czasie neutronów opóźnionych pochodzących z rozszczepienia ^{238}U , naświetlanego neutronami około 2 MeV, obliczona na podstawie wzoru (3.2) oraz danych z tabeli 3.2c, gdzie $T_{1/2}$ jest czasem połowicznego zaniku:
 $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$

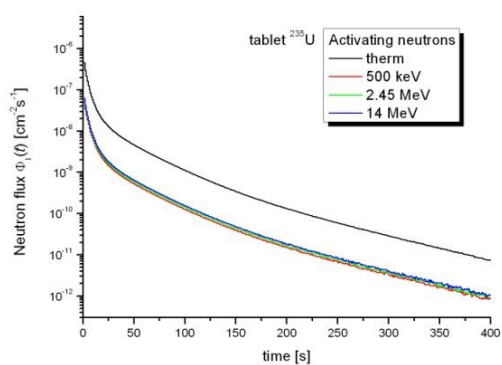


Rysunek 4.2 Krzywa zaniku w czasie neutronów opóźnionych pochodzących z rozszczepienia ^{232}Th , naświetlanego neutronami około 2 MeV, obliczona na podstawie wzoru (3.2) oraz danych z tabeli 3.2d, gdzie $T_{1/2}$ jest czasem połowicznego zaniku:
 $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$

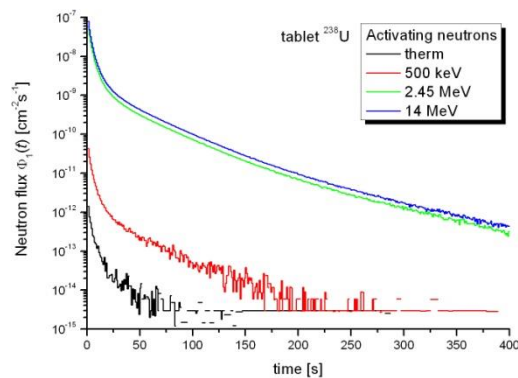
Poniżej przedstawiono kilka przykładów wymodelowanych przez MCNP krzywych zaniku neutronów opóźnionych, powstających w wyniku naświetlania neutronami o różnych energiach dla materiałów rozszczepialnych ^{238}U i ^{232}Th oraz dla celów porównawczych również ^{235}U .



a)



b)



c)

Rysunek 4.3 a,b,c. Przykład zaniku w czasie neutronów opóźnionych z próbek materiału rozszczepialnego: a) ^{232}Th , b) ^{235}U , c) ^{238}U , naświetlonych strumieniem neutronów termicznych oraz prędkich, symulacje Monte Carlo [4.1].

Rys. 4.3a pokazuje krzywe zaniku neutronów opóźnionych powstające w wyniku naświetlania ^{232}Th neutronami o energii 600 keV (krzywa czerwona), 2,45 MeV (krzywa zielona) i 14 MeV (krzywa niebieska). Widać zdecydowaną różnicę w liczbie powstających neutronów opóźnionych pomiędzy krzywą czerwoną a pozostałymi krzywymi (neutrony 2,45 oraz 14 MeV). Analogiczna sytuacja jest w przypadku ^{238}U gdzie widać różnicę w liczbie powstających neutronów opóźnionych dla niskich energii neutronów inicjujących rozszczepienie (termicznych oraz 500 keV) a neutronami prędkimi aktywującymi próbkę (2,45 i 14 MeV). Zupełnie odmienna sytuacja pojawia się w przypadku zastosowania ^{235}U jako materiału rozszczepialnego do pomiaru neutronów opóźnionych. Największa liczba neutronów opóźnionych pojawia się w przypadku naświetlenia próbki neutronami termicznymi, co jest w pełnej zgodności z zależnością przekroju czynnego na rozszczepienie od energii neutronu (rys. 3.2), jednak jest to efekt niekorzystnie wpływający na pomiar strumienia neutronów emitowanych z wysokotemperaturowej plazmy urządzeń termojądrowych.

Przedstawione tu wyniki modelowań MCNP są oczywiście zgodne z ogólnym przebiegiem krzywych zaniku neutronów opóźnionych scharakteryzowanych stałymi zaniku (Tabele 3.1-3.3). Liczba neutronów emitowanych ze źródła (nps – number of starting particles) za każdym razem była tak dobierana, aby w ten sposób wyliczone wartości były obarczone względnym błędem procentowym nie większym niż 10%. W praktyce oznaczało to wartości nps w zakresie od $9 \cdot 10^8$ do $2 \cdot 10^{11}$ neutronów, co pozwalało na osiągnięcie kilkuprocentowego błędu względnego. W obliczeniach Monte Carlo przyjmuje się wyniki za miarodajne i wiarygodne, gdy błąd względny R (relative error) nie przekracza 0.1 i jest liczony ze wzoru 4.1 [4.2]:

$$R = S_{\bar{x}} / \bar{x} \quad (4.1)$$

gdzie: $S_{\bar{x}}$ – jedno odchylenie standardowe od średniej (1σ), \bar{x} – średnia wielkości mierzonej

Metody obliczeń Monte Carlo odznaczają się dużym realizmem, co jest związane z tym, że historia każdej cząstki jest śledzona na bieżąco od momentu jej powstania w źródle aż do momentu zakończenia jej istnienia. Przy ich pomocy problemy transportu rozwiązywane są w oparciu o symulację zdarzeń indywidualnych cząstek a średnie zachowanie całej populacji jest wnioskowane na podstawie średniego zachowania pojedynczej cząstki. Rozkłady prawdopodobieństwa kolejnych etapów w historii cząstki są losowo wybierane na podstawie informacji wprowadzonych przez użytkownika takich jak: parametry ośrodka (mikroskopowe przekroje czynne, gęstość, skład chemiczny) i parametry źródła (definiowane poprzez odpowiednie rozkłady prawdopodobieństw).

Obliczenia Monte Carlo zostały wykonane w celu wykazania prawidłowości obliczeń numerycznych, które były następnie stosowane dalszej części pracy, w znacznie bardziej skomplikowanych geometriach dla potrzeb optymalizacji projektowanego urządzenia. Dla potrzeb symulacji Monte Carlo, została także zaproponowana tarcza aktywacyjna z materiałami rozszczepialnymi: ^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U . Szczegóły dotyczące przyjętych kształtów tarcz aktywacyjnych dla modelowań i symulacji Monte Carlo są opisane w rozdziałach 5.3 oraz 7.2.2.

5. Koncepcja budowy stanowiska pomiarowego DET-12

Urządzenie do pomiaru neutronów opóźnionych z aktywacji materiałów rozszczepialnych, musi charakteryzować się wysoką wydajnością. Z tego powodu należy bardzo uważnie i staranie dobierać materiały, z których urządzenie to będzie wykonane, a także dobrać jak najbardziej wydajne i wysokoczułe detektory. Przyjęto koncepcję, że detektorami będą liczniki neutronów termicznych umieszczone w odpowiednio dobranych moderatorach, które spowolnią energie neutronów opóźnionych do wartości optymalnych dla tych detektorów.

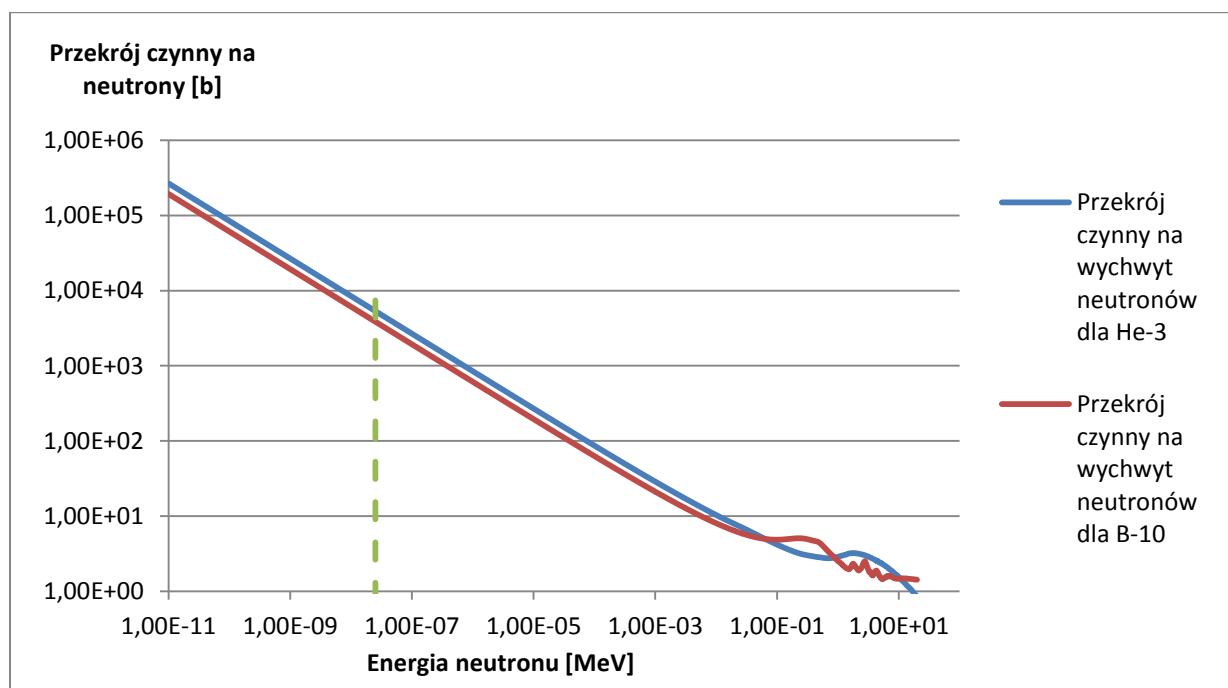
Przy doborze materiałów konstrukcyjnych stanowiska pomiarowego należy uwzględnić obecność pierwotnych i ew. wtórnych źródeł neutronowych, które mogą być obecne w sąsiedztwie detektorów pomiarowych, Źródłem neutronów pierwotnych jest oczywiście zaaktywowana tarcza materiału rozszczepialnego emitująca neutrony opóźnione. Źródłem neutronów wtórnych mogą być neutrony rozproszone pochodzące od tarczy oraz od zewnętrznego pola neutronowego obecnego w miejscu umieszczenia stanowiska

pomiarowego. Neutrony pochodzące od wymienionych źródeł mogą ulegać rozproszeniom niesprężystym, sprężystym oraz mogą być absorbowane w materiałach konstrukcyjnych. W zależności od położenia danej warstwy konstrukcyjnej (w stosunku do detektora) zostały dobrane materiały o określonych własnościach neutronowych: słabo lub silnie absorbujące i słabo lub silnie rozpraszające.

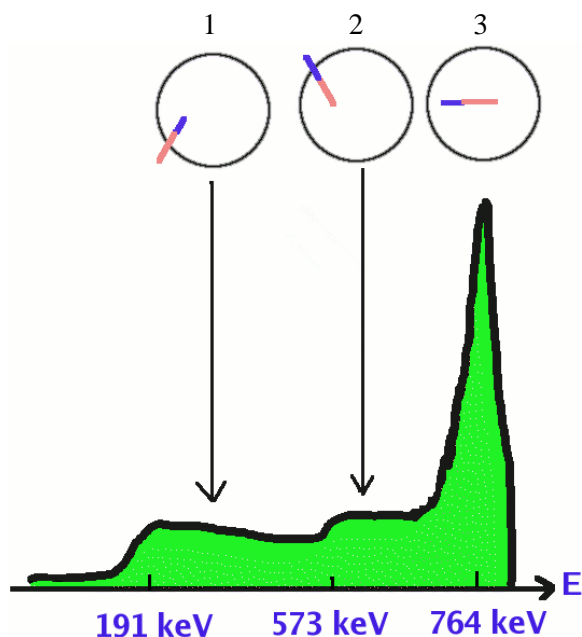
5.1 Dobór detektorów

Ze względu na to, iż całkowita liczba emitowanych neutronów opóźnionych w stosunku do wszystkich neutronów emitowanych po aktywacji z materiałów rozszczepialnych nie przekracza 0.7%, wymagane jest do ich pomiaru użycie bardzo wydajnego detektora, tak jak to zostało przedstawione w rozdziale 1.2. Takim detektorem jest helowy proporcjonalny licznik gazowy. Użyty gaz ^3He wypełniający wewnątrz takiego detektora charakteryzuje się bardzo wysokim przekrojem czynnym na wychwytywanie neutronów termicznych i wynosi on około 5400 b [5.1]. Na rys. 5.1 został przedstawiony wykres przekroju czynnego w funkcji energii neutronów. Dla porównania zostały zestawione ze sobą przekroje czynne dla ^3He oraz ^{10}B . Wykres ten został opracowany na podstawie biblioteki ENDF/B-VII.1 [5.1].

Jak zostało to przedstawione w rozdziale 1.2 (wzór 1.2), w reakcji ^3He z neutronem termicznym otrzymujemy tryton oraz proton.



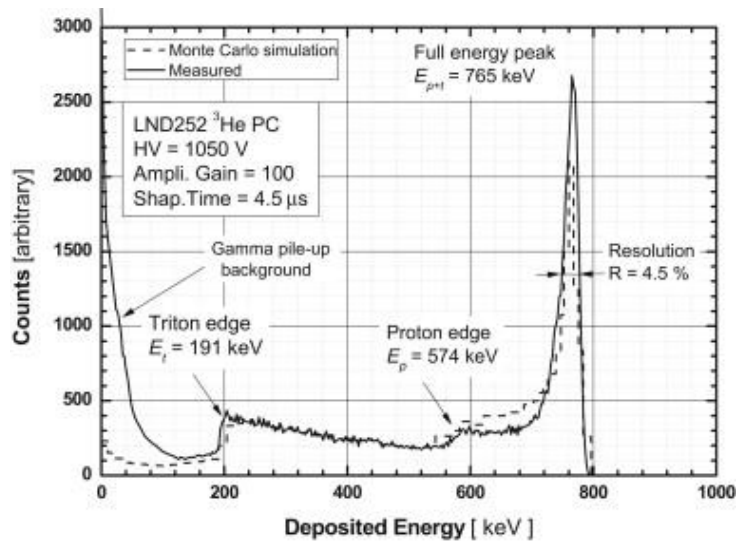
Rysunek 5.1 Przekrój czynny na wychwytywanie neutronu dla ^3He . Dla porównania został zamieszczony przekrój czynny na wychwytywanie neutronu dla ^{10}B . Zielona przerywana linia: wartość energii neutronów termicznych. Wykres opracowany na podstawie bazy: ENDF/B-VII.1 [5.1].



Rysunek 5.2 Trzy możliwe przypadki oddziaływań zachodzących wewnątrz helowego licznika proporcjonalnego obserwowane w czasie rejestracji neutronów termicznych gdzie: - proton, - tryton.

Sygnal wyjściowy z licznika proporcjonalnego, jakim jest wspomniany detektor helowy, jest proporcjonalny do całkowitego ładunku wytworzonego przez jonizację cząstek wewnątrz detektora. W tym przypadku ładunek wyjściowy z detektora jest proporcjonalny do sumy energii jaką wytworzył tryton (191 keV) oraz proton (573 keV). Jednak nie zawsze występuje sytuacja, w której oba składniki produktów reakcji (proton oraz tryton) przekazują w pełni swoje energie do detektora. Zdarza się, że jeden ze składników (proton lub tryton) „grzęźnie” w katodzie detektora oddając tylko część swojej energii. Występuje wówczas tzw. efekt ściankowy zwany w jęz. angielskim „wall effect” lub „edge effect”. Przy powstawaniu tzw. efektu ściankowego otrzymujemy widmo energetyczne jak na rys. 5.2, z zaznaczonymi trzema możliwymi przypadkami rejestracji neutronu termicznego w detektorze helowym ^3He .

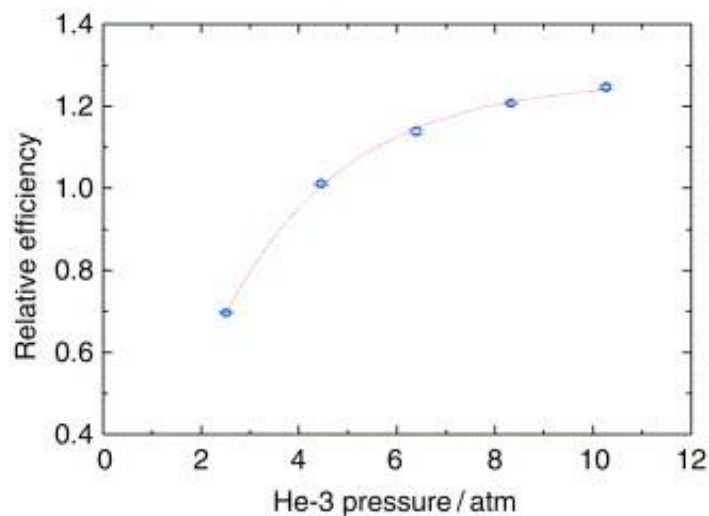
Jak widać na rys. 5.2 występowanie efektu ściankowego przybiera różne formy. Każda z cząstek proton lub tryton, może oddać: tylko niewielki fragment, część lub znaczną część swojej energii zanim wystąpi efekt ściankowy. W przypadku nr 1 na rys. 5.2, energia trytonu w całości zostaje zdeponowana w detektorze, a proton oddaje tylko część swojej energii. W przypadku numer 2, to energia protonu zostaje w całości zdeponowana w liczniku, a tryton przekazuje tylko swoją część. Numer 3, to przypadek w którym zarówno proton jak i tryton deponują całość swoich energii w detektorze helowym.



Rysunek 5.3 Spektrum energetyczne uwzględniające efekt ściankowy tzw. „wall effect” lub „edge effect” oraz pełny pik w proporcjonalnym liczniku helowym [5.2].

Wpływ i udział ilościowy takiego efektu na całościowy pomiar neutronów termicznych w detektorze jest lepiej widoczny na rys. 5.3 [5.2]. Z wykresu widać że średnio co drugi impuls rejestrowany w detektorze pochodzi od efektu ściankowego. Nie zmienia to jednak faktu, że obserwowane zliczenia pochodzące od efektu ściankowego są równoprawnie traktowane jak i te, w których całość energii została zdeponowana (pik 765 keV). Można powiedzieć, że każdy impuls z detektora zmierzony w przedziale od 191 do około 800 keV oznacza zarejestrowanie neutronu termicznego, niezależnie czy wystąpił efekt ściankowy w detektorze, czy też nie miał on miejsca. Z tego powodu najczęściej próg dyskryminacji ustawia się tuż przed linią „triton edge”, aby wyeliminować przypadki rejestracji sygnałów „pile-up” pochodzących od promieniowania gamma, szumów pochodzących od zakłóceń oraz tła pomiarowego (rys. 5.3).

Na wydajność licznika proporcjonalnego ³He ma także wpływ ciśnienie gazu panujące wewnątrz takiego detektora. Na rysunku 5.4 została przedstawiona zależność względnej wydajności licznika proporcjonalnego w funkcji ciśnienia gazu wewnątrz detektora. Wraz ze wzrostem ciśnienia gazu w komorze detektora jego wydajność rośnie, jednak efekt znacznej poprawy wydajności jest widoczny do około 5 atm. Powyżej tej wartości ciśnienia gazu, poprawa wydajności także następuje, jednak efekt nie jest już tak dynamiczny jak w pierwszej części wykresu.



Rysunek 5.4 Względna wydajność licznika proporcjonalnego ^3He w funkcji ciśnienia gazu panującego wewnątrz detektora [5.3].

Biorąc pod uwagę powyższe cechy jakie posiadają liczniki proporcjonalne, ich przydatność do pomiaru neutronów termicznych oraz ich zalety jakimi są: bardzo wysoka wydajność detektora, stabilność pracy oraz stosunkowo niewielka cena, do systemu detekcji neutronów opóźnionych został wybrany komercyjny detektor helowy o następującym oznaczeniu:

25He3/380/25

gdzie, kolejno od lewej:

25 – długość czynna detektora w cm, He3 – detektor wypełniony gazem ^3He , 380 – ciśnienie gazu wewnątrz licznika (3800 mmHg = 5 atm.) , 25 – średnica cylindra w mm (25 mm ~ 1”), złącze typu SHV oraz obudowa wykonana ze stali nierdzewnej, (wg danych ze strony producenta: <http://www.centronic.co.uk>).

5.2 Dobór materiałów dla stanowiska pomiarowego DET-12

Dobierając materiały dla stanowiska pomiarowego mierzącego neutrony opóźnione z aktywacji materiałów rozszczepialnych należy mieć na uwadze fakt, aby materiały te stanowiły pewien rodzaj izolacji (separacji) od środowiska zewnętrznego dla detektorów helowych. Użyte materiały do budowy takiego urządzenia muszą posiadać również takie właściwości, aby same po naświetleniu ich promieniowaniem pochodzącym z materiału rozszczepialnego, nie wprowadzały dodatkowego tła, które mogły by mieć niekorzystny wpływ i zaburzały pomiar neutronów opóźnionych.

Sam detektor helowy jest praktycznie nieczuły na promieniowanie gamma. Prawdopodobieństwo zarejestrowania przez taki detektor kwantu gamma jest znikomo małe

i dla promieniowania gamma o energii 1MeV wynosi 0.0001. (Tabela 5.1) [1.4]. Dla porównania, w tabeli zostały zamieszczone również wartości dla detektora BF₃.

Tabela 5.1 Prawdopodobieństwo zarejestrowania neutronu termicznego oraz promieniowania gamma przez liczniki ³He oraz BF₃ [1.4].

Detektory neutronów termicznych	Prawdopodobieństwo zdarzenia	
	Neutron termiczny	Promieniowanie gamma o energii 1MeV
³ He (2.5 cm średnicy, 4 atm.)	0.77	0.0001
BF ₃ (5.0 cm średnicy, 0.66 atm.)	0.29	0.0006

Przy dobieraniu materiałów dla urządzenia do pomiaru neutronów opóźnionych należy jednak przewidzieć osłonę dla promieniowania gamma, gdyż materiały rozszczepialne po naświetleniu ich neutronami prędkimi mogą same emitować promieniowanie gamma lub poprzez emisję promieniowania wtórnego w materiałach użytych do budowy tego urządzenia. Najlepszą osłonę przed promieniowaniem gamma zapewniają materiały o dużej liczbie atomowej Z. Powszechnie stosowanym jest ołów, łatwo dostępny i tani, jednak po naświetleniu ołowiu neutronami emituje on promieniowanie wtórne w postaci promieniowania gamma. Dlatego też do budowy urządzenia do pomiaru neutronów opóźnionych został użyty bizmut, który oprócz wysokiej liczby atomowej Z posiada zaletę w postaci braku wtórnej emisji promieniowania gamma.

Do pochłaniania (absorpcji) neutronów termicznych najlepszymi (najefektywniejszymi) materiałami są takie, które wykazują wysoki przekrój czynny na pochłanianie neutronów σ_a . Wśród najbardziej popularnych i często używanych materiałów stosowanych do osłon i absorpcji neutronów stosuje się materiały zawierające związki boru. Osłony wykonane z boru ¹⁰B lub jako komponenty zawierające ten pierwiastek wykazują wysoki przekrój czynny na wychwyt (absorpcję) neutronów termicznych. Naturalny bor zawiera około 20% boru ¹⁰B i około 80% boru ¹¹B. W poniższej tabelce zostały umieszczone przekroje czynne na absorpcję neutronów termicznych dla boru naturalnego, ¹⁰B oraz ¹¹B [5.4].

Tabela 5.2 Przekroje czynne na absorpcję neutronów termicznych dla boru występującego naturalnie oraz jego stabilnych izotopów (¹⁰B oraz ¹¹B) [5.4].

Nazwa pierwiastka (izotopu)	Udział procentowy izotopu w pierwiastku występującym naturalnie	Przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych σ_a [b]
B (naturalny)	-	767
¹⁰ B	20	3835
¹¹ B	80	0.0055

Najczęściej jednak jako osłony stosowane są komponenty związków chemicznych zawierających bor, np. boraks $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ lub węgiel boru B_4C , uzyskiwany na drodze syntetycznej. Ten drugi materiał znalazł zastosowanie przy budowie urządzenia do pomiaru neutronów opóźnionych jako bardzo dobry absorbent neutronów termicznych [5.5].

Neutrony opóźnione z aktywacji materiałów rozszczepialnych mają widmo energetyczne rozpoczynające się od kilkudziesięciu keV, a kończące się na kilku MeV. Aby zmierzyć neutrony termiczne w detektorze helowym należy je spowolnić do energii neutronów termicznych (około 0.025 eV). Do tego celu należy użyć materiałów, które nazywa się moderatorami neutronów. Mają one na celu zmniejszenie energii kinetycznej (prędkości) neutronów aż do osiągnięcia stanu neutronów termicznych, gdzie ich prędkość wynosi około 2200 m/s. Ważne jest przy tym, aby dobrać taki moderator, który ma bardzo duży przekrój czynny na rozpraszanie neutronów σ_s i jednocześnie bardzo mały przekrój czynny na absorpcję neutronów σ_a . Ponieważ przekrój czynny na absorpcję neutronów rośnie szybko wraz z masą jądra, a największa strata energii neutronu występuje przy zderzeniu z jądrem o masie porównywalnej do masy neutronu, wynika stąd że najlepszym moderatorem dla neutronów jest samo jądro wodoru. Z przyczyn technicznych nie jest możliwe stosowanie samego wodoru jako moderatora, dlatego stosowane są związki chemiczne oraz komponenty zawierające jak największą jego ilość. Najczęściej stosowane jako moderatory neutronów są: woda, ciężka woda, parafina, polietylen. Ze względów technicznych do budowy urządzenia do pomiaru neutronów opóźnionych, jako moderator został zastosowany polietylen.

Kolejnym materiałem który został użyty do budowy omawianego urządzenia jest kadm. Jest on powszechnie stosowany w reaktorach jądrowych, gdzie znalazł zastosowanie jako składnik prętów kontrolujących przebieg reakcji łańcuchowej. Kadm odznacza się bowiem bardzo wysokim przekrojem czynnym na pochłanianie neutronów. Naturalny kadm zawiera wiele izotopów, jednak najciekawszym z punktu widzenia urządzenia do pomiarów neutronów opóźnionych jest ^{113}Cd . Jego przekrój czynny na pochłanianie dla neutronów termicznych σ_a wynosi aż 20600 b, jednak udział procentowy tego izotopu w naturalnym kadmie wynosi tylko 12.22 % (Tabela 5.3) [5.6].

Tabela 5.3 Przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych dla kadmu występującego naturalnie oraz jego izotopu (^{113}Cd) [5.6].

Nazwa pierwiastka (izotopu)	Udział procentowy izotopu w pierwiastku występującym naturalnie	Przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych σ_a [b]
Cd (naturalny)	-	2520
^{113}Cd	12.22	20600

5.3 Optymalizacja położenia detektorów helowych

W celu optymalizacji położenia detektorów helowych w urządzeniu do detekcji neutronów opóźnionych, wykonano modelowanie oraz szereg obliczeń numerycznych przy zastosowaniu kodu MCNP [4.2], [5.7]. Symulacje przeprowadzono w celu dobrania położenia oraz optymalnej odległości detektorów helowych wewnątrz warstwy polietylenu względem tarcz z materiałem rozszczepialnym. Przeprowadzono modelowanie oraz obliczenia dla 9-ciu różnych odległości pomiędzy zewnętrzną warstwą bizmutu a środkami geometrycznymi detektorów helowych. Symulacje przeprowadzono zaczynając od 2 cm odległości, a kończąc na 10 cm, z krokiem 1 cm co przedstawia rysunek 5.5.

W celu wyznaczenia optymalnej odległości zastosowano następujące dane wejściowe do modelowania oraz obliczeń:

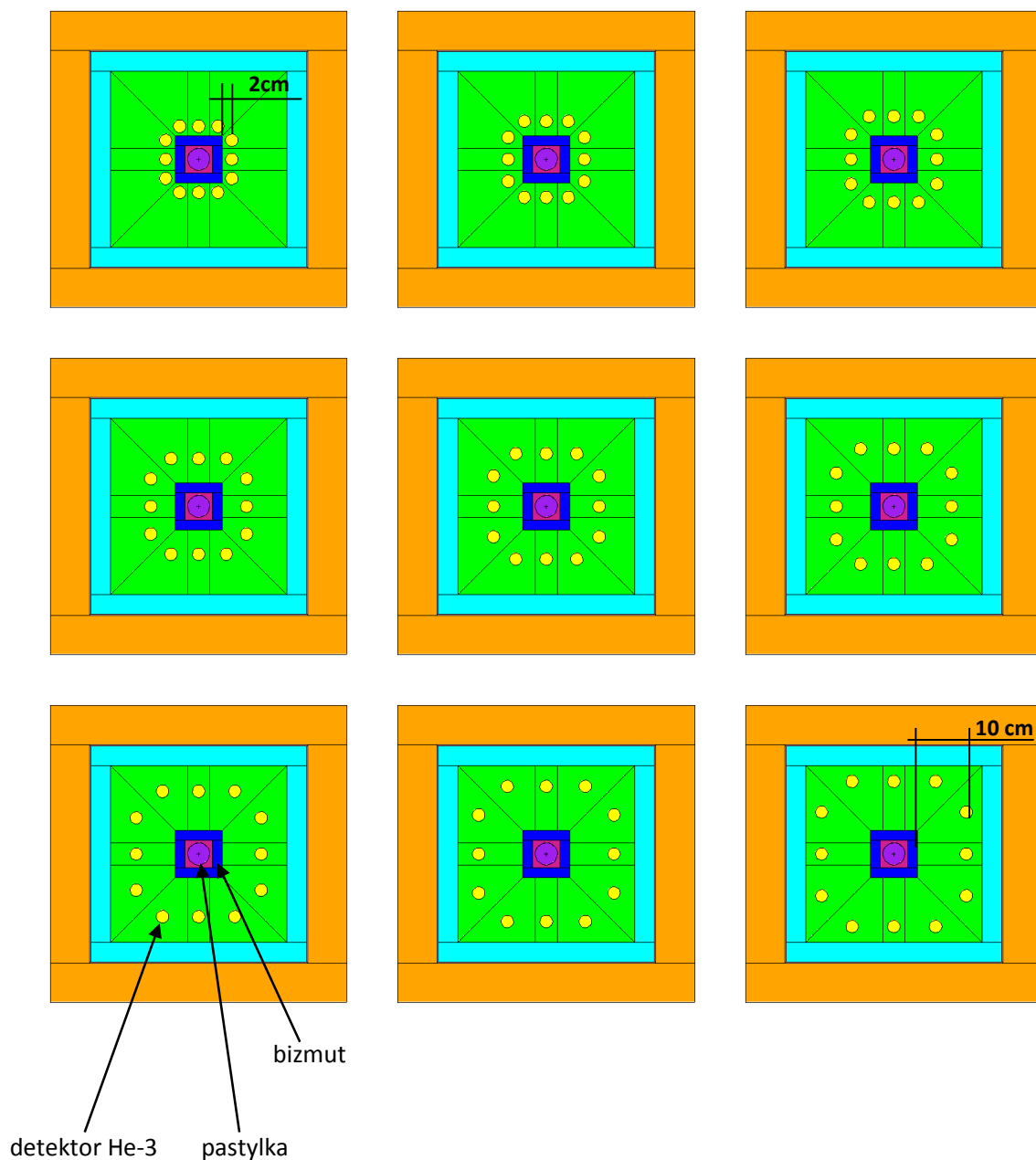
Konstrukcja urządzenia (patrząc od strony wewnętrznych warstw):

- warstwa bizmutu: 2 cm,
- warstwa polietylenu: 13,25 cm,
- warstwa węgla boru: 4 cm,
- warstwa kadmu: 0,2 cm,
- warstwa polietylenu borowanego ($C_2H_4 + 25\% B$): 8 cm,

Do celów obliczeniowych przyjęto otwór na tarczę z materiałem rozszczepialnym o przekroju kwadratowym: 5,5 x 5,5 cm oraz średnicę otworów dla detektorów 3He : 2,5 cm.

Przyjęto zewnętrzne, konstrukcyjne wymiary urządzenia:

- szerokość 60,4 cm,
- grubość 60,4 cm,
- wysokość 72,4 cm



Rysunek 5.5 Geometria projektowanego urządzenia dla potrzeb modelowania oraz obliczeń dla 9-ciu różnych położeń detektorów helowych w warstwie polietylenowej.

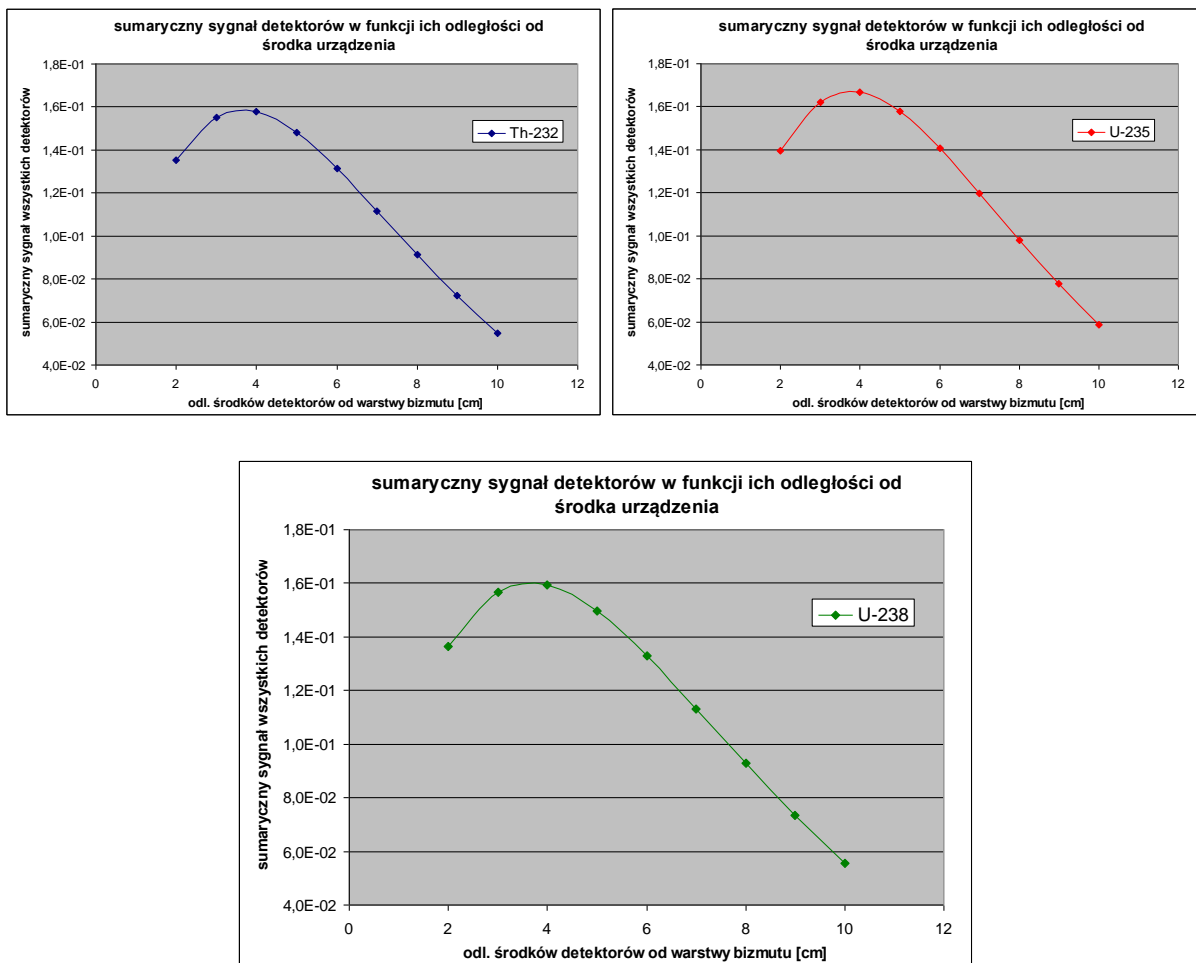
Obliczenia wykonano dla trzech różnych cylindrycznych tarcz z materiałem rozszczepialnym (Toru: ^{232}Th , Uranu: ^{235}U oraz ^{238}U) o wymiarach:

- średnica tarczy aktywacyjnej: 4.5 cm
- wysokość tarczy aktywacyjnej: 1 cm.

Szczegóły dotyczące widma energetycznego neutronów emitowanych z tarcz aktywacyjnych założonego dla potrzeb obliczeniowych MCNP, są omówione w rozdziale 7.

Do celów obliczeniowych przyjęto również detektory wypełnione gazem ^3He o średnicy cylindra 25 mm oraz długości czynnej detektora: 25 cm. Szczegóły dotyczące modelu detektora helowego dla potrzeb obliczeniowych, są omówione w rozdziale 7.

Na rysunku 5.6, zostały zaprezentowane wyniki symulacji w celu dobrania optymalnej odległości detektorów helowych od tarczy z materiałem rozszczepialnym dla trzech różnych tarcz aktywacyjnych: (^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U).



Rysunek 5.6 Wyniki symulacji doboru optymalnej odległości detektorów helowych od środka urządzenia dla trzech różnych tarcz aktywacyjnych z materiałem rozszczepialnym (^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U).

Uzyskane wyniki pozwalają na stwierdzenie, iż najkorzystniejszym układem, z punktu widzenia rejestrowanej przez detektor liczby zliczeń, jest rozmieszczenie środków detektorów w odległości 4 cm od zewnętrznej warstwy bizmutu, co odpowiada grubości warstwy polietylenu równej 2,75 cm, gdyż w tym położeniu uzyskuje się maksymalną liczbę

zliczeń w detektorach. Taka też odległość została przyjęta dla celów konstrukcyjnych urządzenia.

Przy mniejszych odległościach od źródła neutronów opóźnionych, jaką jest zaktywowana tarcza, warstwa polietylenu staje się zbyt cienka, aby spowolnić neutrony tak, aby mogły być zarejestrowane przez helowy detektor neutronów termicznych. Dla warstwy polietylenu pomiędzy źródłem neutronów a detektorem o grubości większej niż 2,75 cm zwiększa się liczba neutronów rozproszonych poza objętość detektora, a także część z nich ulega absorpcji, co powoduje zmniejszenie wydajności detekcji.

5.4 Finalne wymiary oraz warstwy materiałów użytych w urządzeniu DET-12

Finalne wymiary urządzenia do detekcji neutronów opóźnionych z materiałów rozszczepialnych (^{238}U lub ^{232}Th) aktywowanych w polu neutronowym wytworzonym przez duże urządzenia termojądrowe (rys. 5.7) przedstawiono poniżej:

– wymiary zewnętrzne: szerokość 60.4 cm, grubość 60.4cm i wysokość 72.4 cm.

– wymiary warstw wewnętrznych:

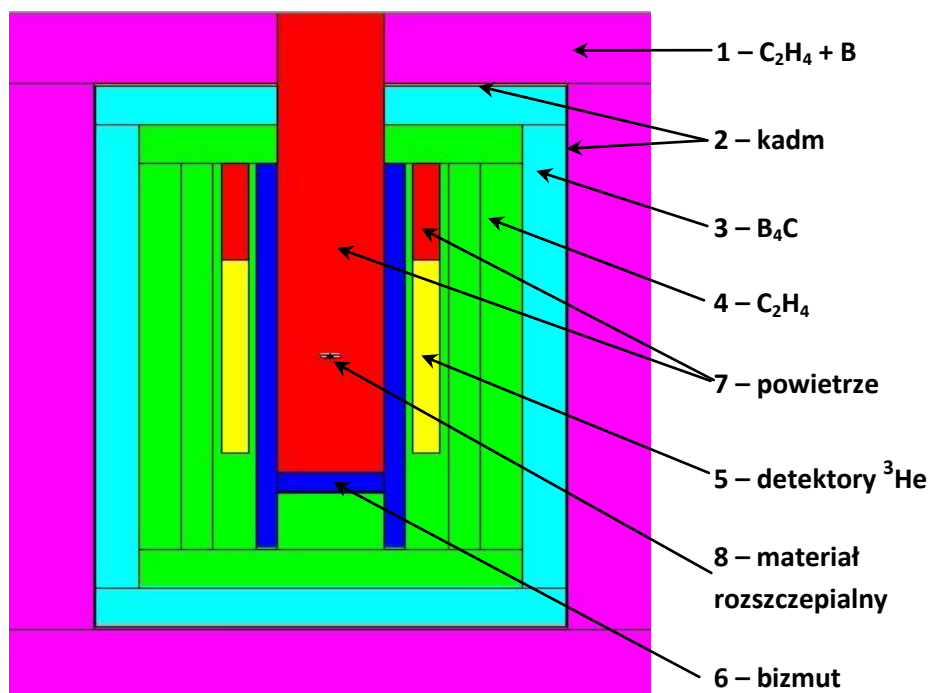
1 - polietylen borowany ($\text{C}_2\text{H}_4 + 25\% \text{B}$) o grubości 8 cm. W warstwie tej następuje spowolnienie oraz wychwyt neutronów termicznych poprzez dodanie boru (25%).

2 - cienka warstwa kadmu o grubości 0.2 cm. Kadm ma duży przekrój czynny na absorpcję neutronów termicznych (tabela 5.3) i jego zadaniem jest wychwycenie neutronów termicznych, które nie zostały zatrzymane w pierwszej warstwie.

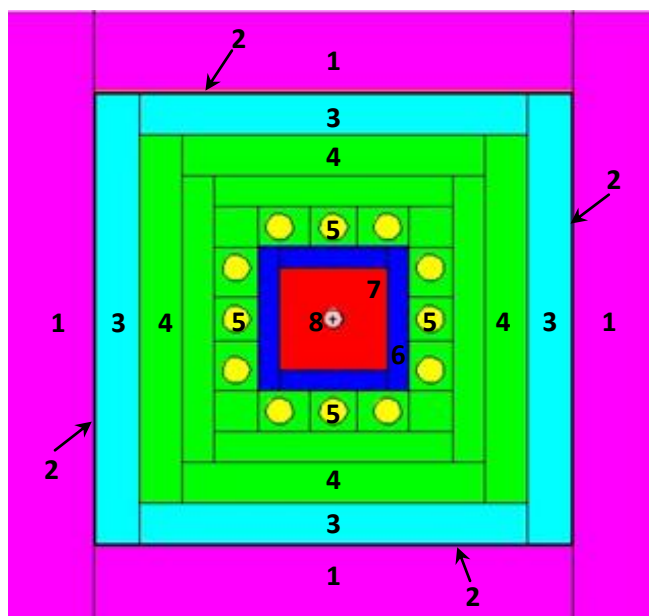
3 - warstwa o grubości 4 cm z węgla boru (B_4C), gdzie następuje dalsze spowalnianie oraz zatrzymywanie neutronów, które mogły ewentualnie przejść przez wcześniejsze warstwy.

4 – polietylen o grubości 13.25 cm (boki) i 4 cm (górze i dół).

Polietylen otacza także 12 detektorów helowych (nr 5). Od kanału powietrznego (nr 7), oddziela je 2 cm warstwa bizmutu (nr 6). Jego zadaniem jest zminimalizowanie wpływu promieniowania γ , pochodzącego od tarczy z materiałem rozszczepialnym. Kanał powietrzny ma służyć do wprowadzania za pomocą poczty pneumatycznej, bądź elektromagnetycznej, materiału rozszczepialnego w postaci tarczy aktywacyjnej (nr 8).



a) widok z boku

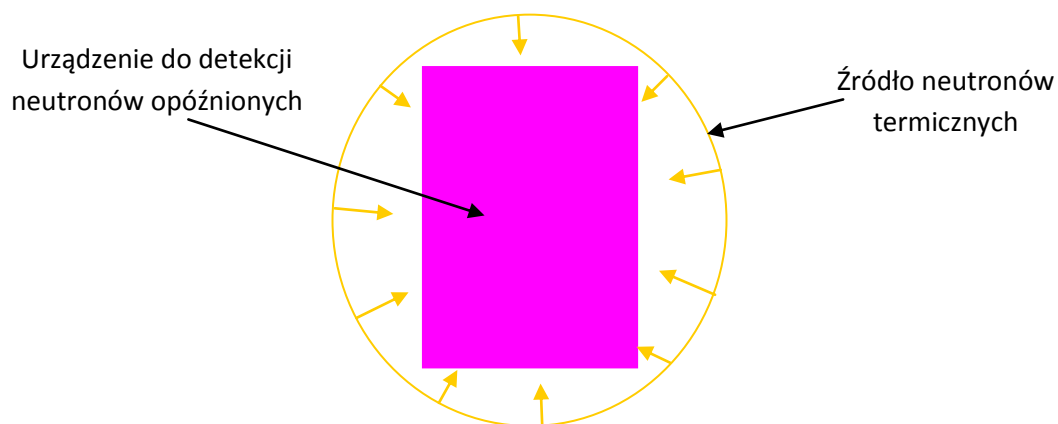


b) widok z góry

Rysunek 5.7 Przekrój przez urządzenie do detekcji neutronów opóźnionych: a) widok z boku, b) widok z góry.

Zewnętrzne warstwy urządzenia od numeru 1 do 3 mają za zadanie odseparować liczniki pomiarowe wypełnione ^3He od warunków panujących na zewnątrz. Przykładowo założono, że takie urządzenie do pomiaru neutronów opóźnionych ustawia się już poza osłoną biologiczną reaktora termojądrowego, gdzie do urządzenia docierają z zewnątrz tylko neutrony termiczne.

Równoległe zostały przeprowadzone obliczenia i symulacje mające na celu optymalizację i dobranie grubości zewnętrznej warstwy urządzenia, czyli polietylenu z domieszką boru. Celem tych obliczeń było sprawdzenie, czy przyjęte grubości zewnętrznych warstw są wystarczające, gdy z zewnątrz do urządzenia DET-12 docierają neutrony termiczne. Obliczenia zostały przeprowadzone dla dwóch grubości warstwy zewnętrznej $(\text{CH}_2)_n + \text{B}$, (4 cm i 8 cm), oraz przy różnej zawartości boru, (0%, 5% i 25%). W tym celu do realizacji obliczeń zostało założone źródło neutronów termicznych otaczające całe urządzenie co przedstawia rysunek 5.8. Wynikiem przeprowadzonej symulacji były zliczenia neutronów termicznych w detektorach ^3He .

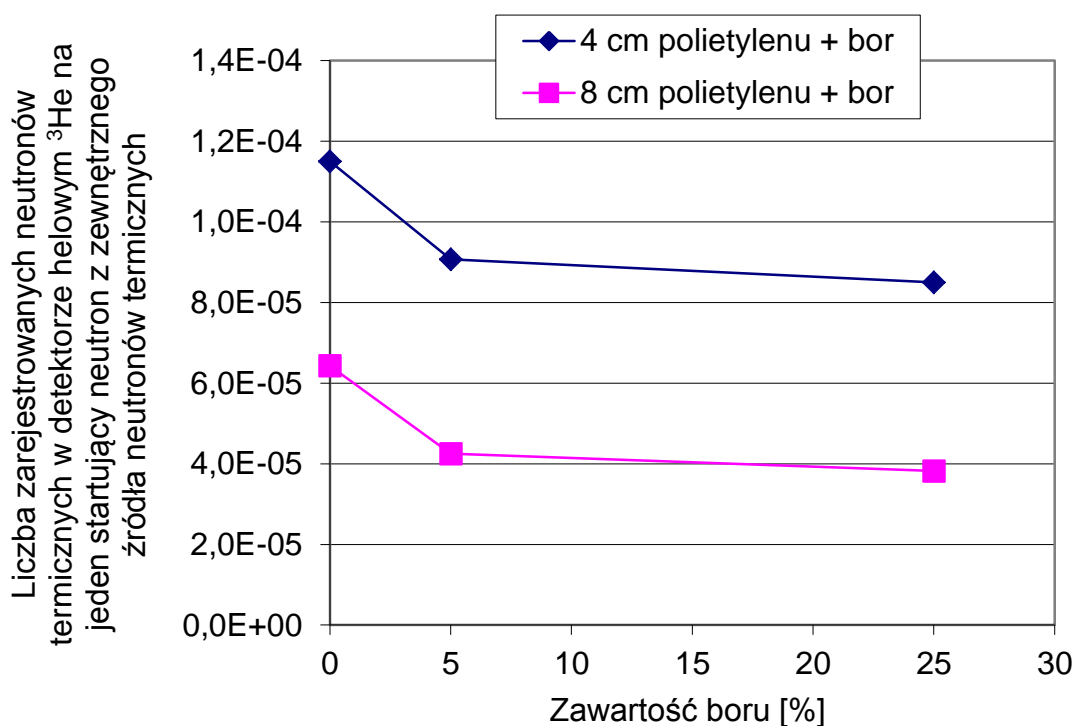


Rysunek 5.8 Schemat modelowanego układu do optymalizacji grubości zewnętrznych warstw urządzenia (osłony przeciw zewnętrznym źródłom neutronów termicznych).

Wyniki przeprowadzonych symulacji zostały przedstawione na rysunku 5.9. Na zamieszczonym wykresie widoczny jest efekt wpływu grubości użytego materiału oraz domieszkowania borem. Celowe jest zatem zwiększenie grubości zewnętrznej warstwy polietylenu do 8 cm, natomiast zwiększanie zawartości boru daje efekt znaczącej poprawy absorpcji neutronów termicznych tylko w pierwszych kilku procentach domieszkowania. Zwiększanie procentowego udziału boru w warstwie numer 1 (rys. 5.7), powyżej 5% staje się nieefektywne (rys. 5.9).

W kolejnych etapach modelowania zostały przeprowadzone symulacje w celu optymalizacji wewnętrznej warstwy polietylenu ale już bez domieszki boru. Poczynając od warstwy numer 4 (rys. 5.7), idąc w kierunku warstw wewnętrznych urządzenia,

optymalizację grubości materiałów użytych do budowy urządzenia nie są już symulowane pod kątem wpływu zewnętrznego promieniowania na układ, a pod kątem zwiększenia wydajności całego urządzenia. Dlatego też w warstwach numer 4 i 6, unika się używania materiałów absorbujących neutrony, a jedynie stosuje się materiały rozpraszające powodujące zmniejszenie energii neutronów, aż do całkowitej termalizacji. Do przeprowadzonych obliczeń został użyty polietylen C_2H_4 , został zasymulowany detektor helowy 3He oraz założone zostały źródła neutronów opóźnionych w postaci tarcz aktywacyjnych z materiałów rozszczepialnych. Symulacje detektora helowego oraz źródeł neutronów opóźnionych w postaci tarcz aktywacyjnych z zaktywowanym materiałem rozszczepialnym są omówione w rozdziale 7, gdzie opisane jest wyznaczanie wydajności dla urządzenia DET-12.

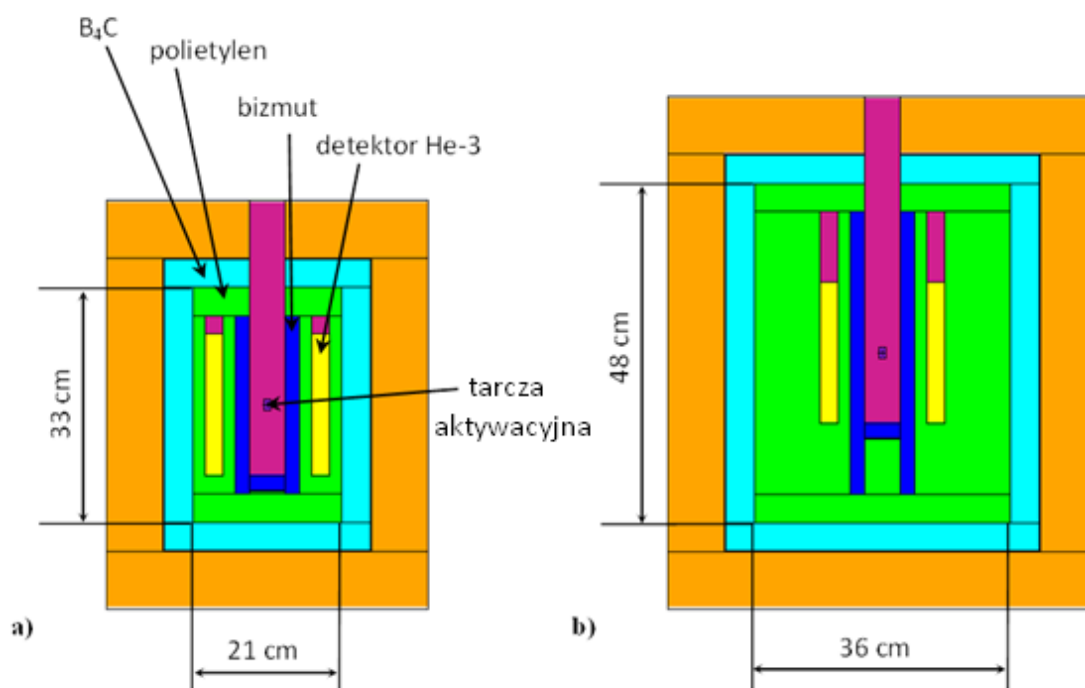


Rysunek 5.9 Liczba neutronów zarejestrowana w detektorach 3He przy założeniu zewnętrznego źródła neutronów termicznych w zależności od grubości osłon polietylenowych oraz zawartości boru.

W kolejnym etapie modelowania został zbadany wpływ rozmiaru warstwy polietylenu (rys. 5.7, warstwa nr 4), na sumaryczną ilość zliczeń neutronów termicznych w detektorach helowych (nr 5). Warstwa polietylenu C_2H_4 znajduje się pomiędzy warstwą bizmutu a warstwą węgla boru. Obliczenia polegały na stopniowym zwiększaniu warstwy polietylenu o 1 cm we wszystkich kierunkach. Ostatnia operacja powiększenia rozmiarów

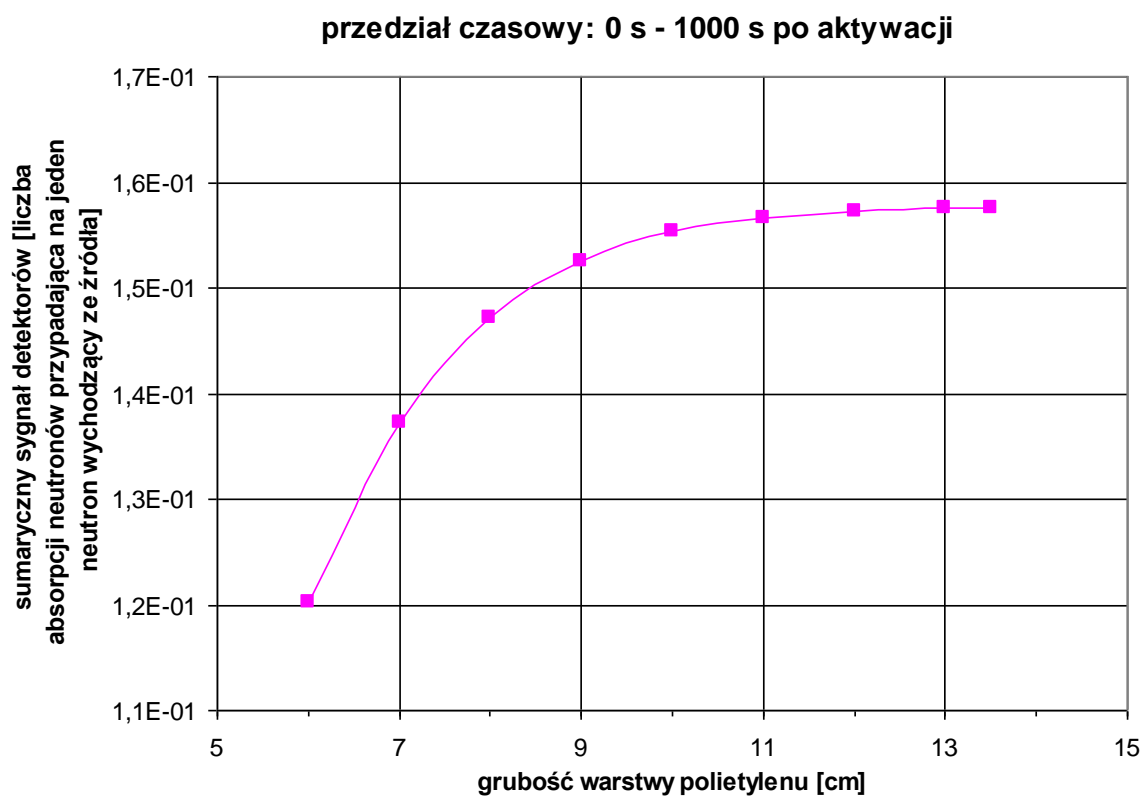
odbyła się z krokiem 0.5 cm. Zatem początkowe wymiary warstwy polietylenu przyjęte do obliczeń to: 6 cm, a końcowe 13.5 cm.

W sumie przeanalizowano 9 wariantów rozmiarów warstwy polietylenu. Rysunek 5.10 przedstawia wariant o najmniejszych (a) oraz wariant o największych rozmiarach (b).



Rysunek 5.10 Geometria układu do analizy wpływu rozmiarów warstwy polietylenu. Wariant o najmniejszych rozmiarach (a) oraz wariant o największych rozmiarach (b).

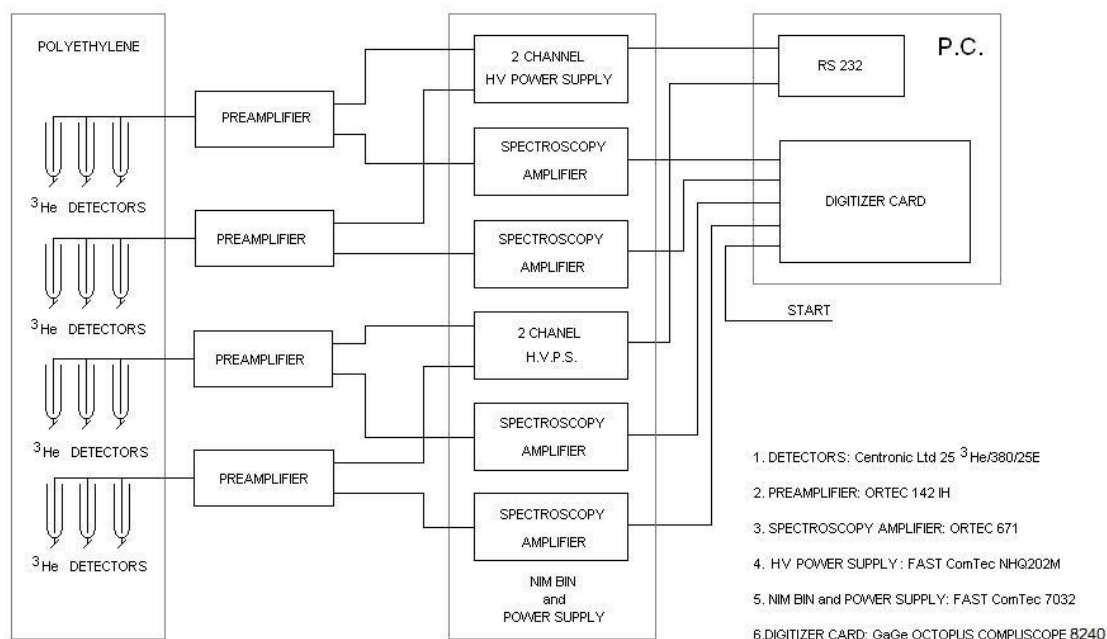
Na rysunku 5.11 przedstawiono sumaryczny sygnał neutronów termicznych zmierzony przy pomocy detektorów helowych w funkcji grubości warstwy polietylenu (warstwa nr 4). Za grubość warstwy polietylenu przyjęto odległość pomiędzy warstwą bizmutu otaczającą otwór poczty pneumatycznej a warstwą węgla boru, mierzoną w płaszczyźnie poziomej. Rysunek 5.11 przedstawia obliczenia dla przedziału czasowego od 0 do 1000 sekund, gdzie czas równy 0s oznacza moment końca aktywacji. Jak widać na sporządzonym wykresie, krzywe dążą asymptotycznie do pewnej wartości maksymalnej, co świadczy o tym, iż im grubsza warstwa, tym korzystniej dla wydajności urządzenia (Rysunek 5.11). Wariant z grubością warstwy polietylenu (nr 4) 13,25 cm przyjęto do celów konstrukcyjnych urządzenia, tak jak to zostało przyjęte powyżej, w opisie finalnych wymiarów warstw stanowiska pomiarowego.



Rysunek 5.11 Sumaryczny sygnał z 12 detektorów w funkcji grubości warstwy polietylenu (warstwa 4, rys. 5.7). Przedział czasowy 0 s - 1000 s po aktywacji.

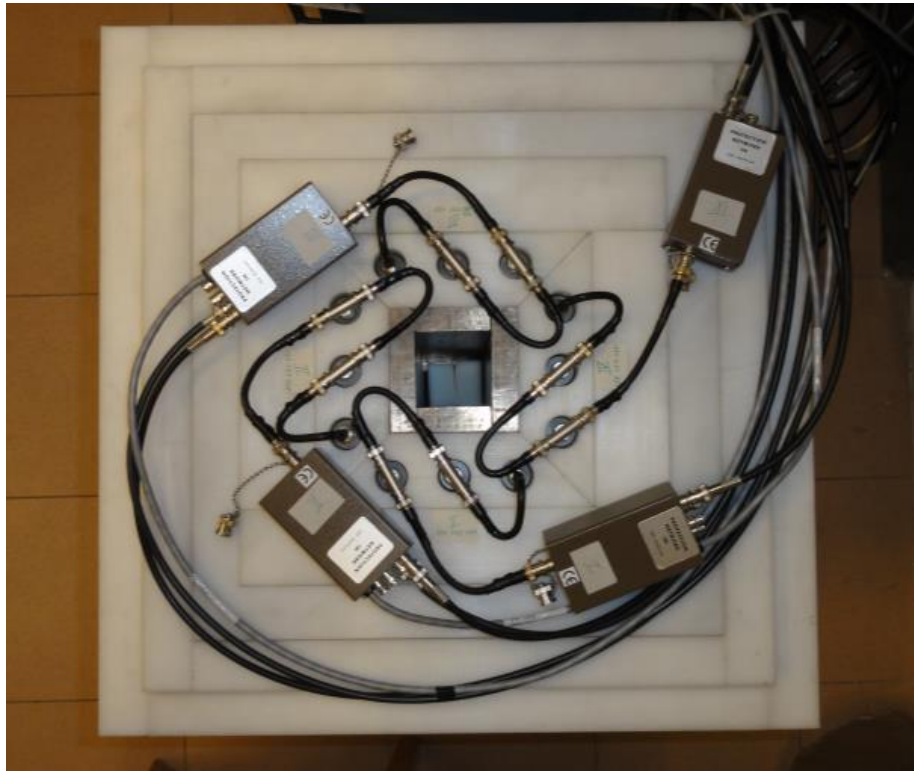
6. System pomiarowy

Poniżej na rys. 6.1 został przedstawiony ideowy schemat układu pomiarowego dla urządzenia DET-12.



Rysunek 6.1 Schemat ideowy układu pomiarowego dla urządzenia DET-12.

W celu ograniczenia ilości i zastosowania tylko niezbędnej elektroniki (ze względu na dostępność miejsca dla przedwzmacniaczy, wzmacniaczy, zasilaczy wysokiego napięcia, ze względu na ograniczoną ilość wejść karty digitizera oraz analizatora wielokanałowego MCA), detektory helowe zostały zgrupowane po trzy i podłączone wspólnie do jednego toru pomiarowego. W ten sposób zostały utworzone cztery tory pomiarowe dla 12 detektorów ^3He , co przedstawia schemat na rys. 6.1 oraz zdjęcie na rys. 6.2. Grupowanie polegało na wyselekcjonowaniu detektorów, których punkty pracy (zasilanie wysokim napięciem) są bardzo zbliżone lub takie same (wg certyfikatów dostarczonych przez producenta detektorów ^3He , oraz po przeprowadzeniu testów sprawdzających). Tabela 6.1 przedstawia cztery grupy detektorów, w każdej po trzy detektory zasilane wspólnym napięciem wraz z dobranymi wzmocnieniami oraz czasami kształtowania impulsów wyjściowych.

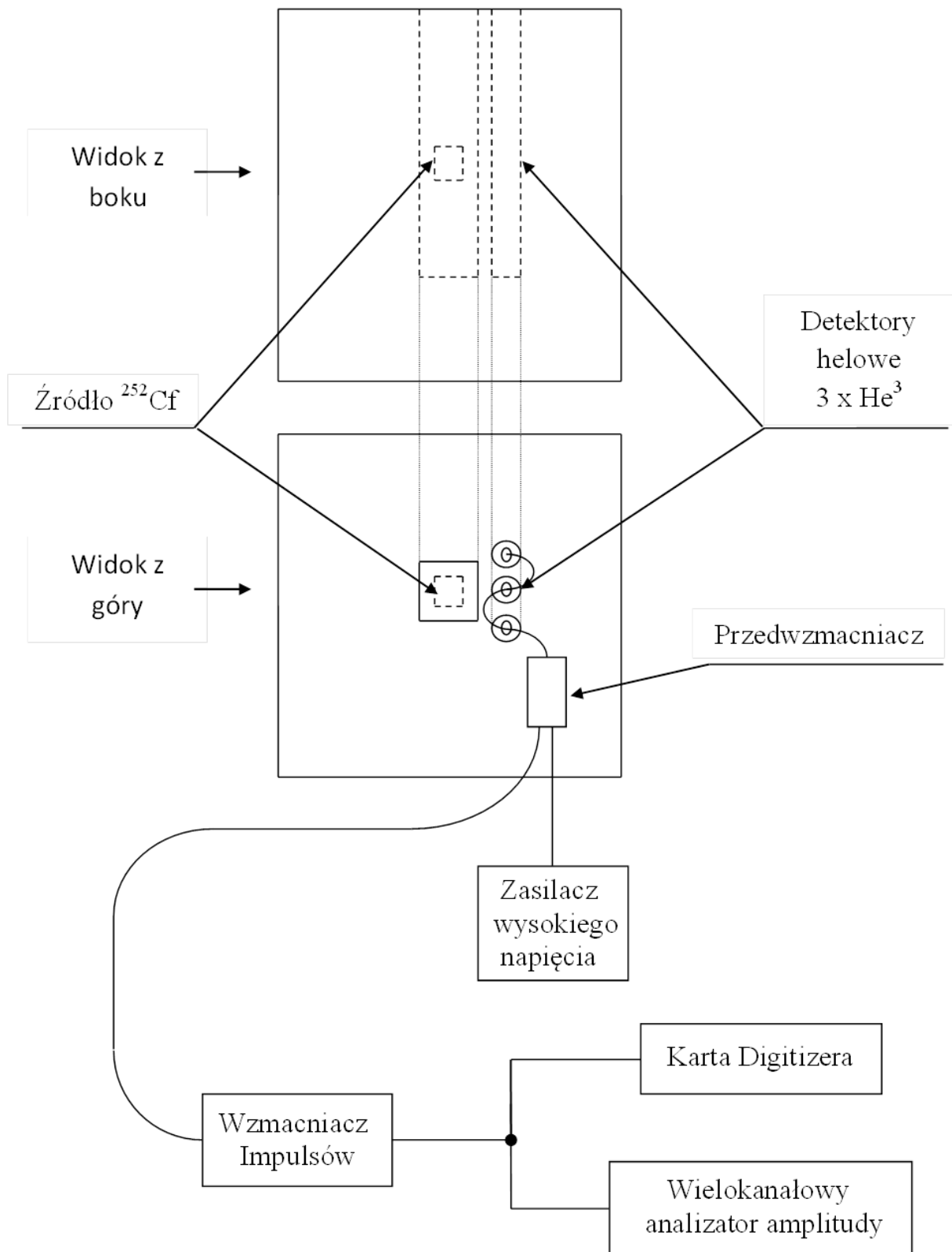


Rysunek 6.2 Widok z góry urządzenia DET-12 z pogrupowanymi po trzy detektorami helowymi wraz z podłączonymi do nich przedwzmacniaczami.

Tabela 6.1 Cztery grupy detektorów helowych, z podziałem po trzy na jedną grupę, zasilane wspólnym napięciem tzw. „bias”.

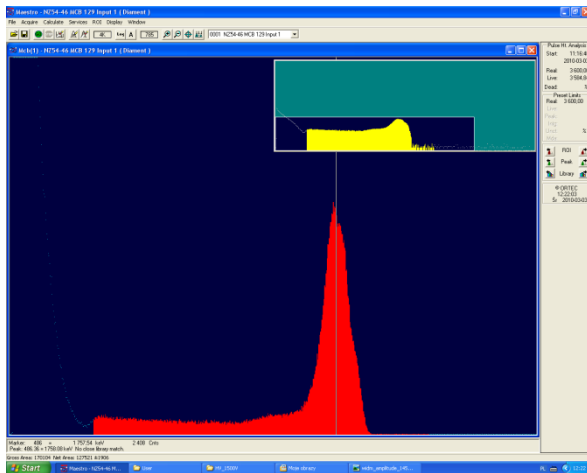
Numer grupy detektorów	Numer seryjny detektora	Wysokie napięcie (bias) [V]	Dobre wzmacnienie	Kształtowanie impulsu wyj. [μ s]
I	348 349 350	1475	100	2
II	132 133 135	1510	100	2
III	136 137 141	1335	100	2
IV	138 139 140	1340	100	2

6.1 Detekcja impulsów z liczników proporcjonalnych

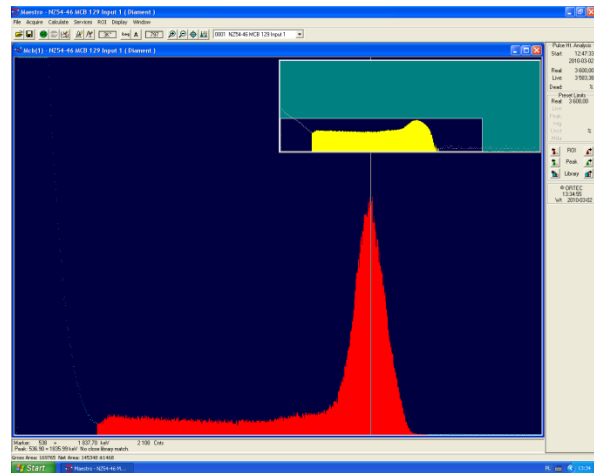


Rysunek 6.3 Schemat blokowy do rejestracji impulsów z detektorów helowych ^3He .

Na rys. 6.3 został przedstawiony schemat pomiarowy do testowania impulsów z detektorów helowych dla jednej grupy detektorów. Do sprawdzenia poprawności działania układu zostało użyte źródło kalifornu ^{252}Cf i umieszczone w miejscu trzczy, (docelowo będą używane materiały rozszczepialne). Poniżej na rys. 6.4a,b oraz 6.5a,b zostały zamieszczone przykładowe zarejestrowane impulsy z wybranych grup detektorów helowych na karcie wielokanałowego analizatora amplitudy (MCA)(rys. 6.4a,b) oraz karcie digitizera (rys. 6.5a,b).

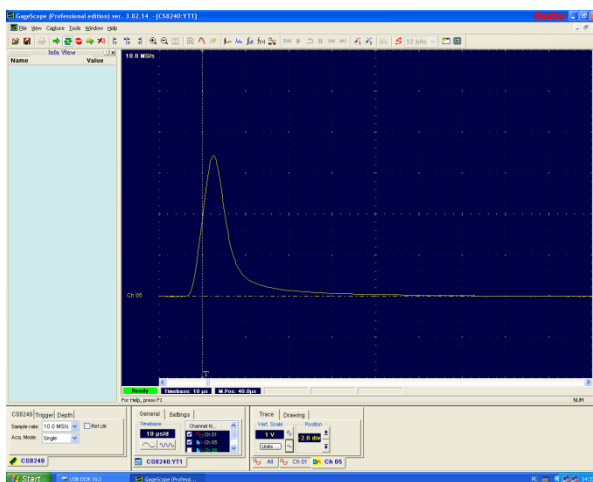


a) Grupa I

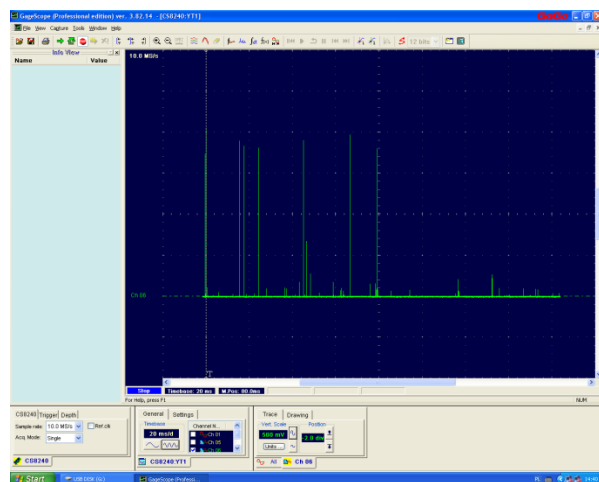


b) Grupa II

Rysunek 6.4 a,b) a) widmo amplitudowe dla pierwszej sekcji det. helowych o numerach ID: 348, 349 oraz 350 (H.V. = 1475 V), b) widmo amplitudowe dla drugiej sekcji det. helowych o numerach ID: 132, 133, 135 (H.V. = 1510 V). Pomiar w obydwu przypadkach trwał jedną godzinę.



a)



b)

Rysunek 6.5 a,b) Kształt impulsów zarejestrowanych na karcie digitizera: a) widok pojedynczego impulsu (10 μs /dziatkę), b) widok wielu impulsów w przedziale czasowym około 160 ms (20 ms/dziatkę).

Otrzymane widma amplitudowe (na rys. 6.4 a,b), są charakterystyczne dla spektrum energetycznego uzyskanego z typowego detektora helowego. Widmo jest zgodne z podanym przykładowym widmem z rozdziału 5, (rys. 5.3) oraz literaturą [5.2]. Jednocześnie poprawnie zarejestrowane kształty impulsów (rys. 6.5 a,b) przy pomocy karty digitizera potwierdzają, iż układ pomiarowy urządzenia DET-12 został pomyślnie zestawiony i przetestowany.

6.2 Parametry toru pomiarowego elektroniki

System pomiarowy urządzenia DET-12, oprócz detektorów i kart akwizycji danych zawiera elementy takie jak: przedwzmacniacze, wzmacniacze wraz z układami formowania impulsów, zasilacze wysokiego napięcia, kasyety zgodne ze standardem NIM/BIN. Poniżej zestawiono szczegółowe parametry użytej elektroniki zainstalowanej przy urządzeniu do pomiaru neutronów opóźnionych DET-12.

Przedwzmacniacze:

- przedwzmacniacze ładunkowo czułe typu ORTEC 142 IH [6.1] z wyjściem odwracającym uniwersalnego zastosowania, w tym przeznaczone również dla detektorów gazowych.

Szczegółowe parametry:

- czas narastania impulsu: $(20 \div 50)$ ns dla $(0 \div 100)$ pF wejściowej pojemności detektora,
- czułość przedwzmacniacza: 15 mV/MeV (podawana przy zastosowaniu detektora krzemowego),
- maksymalne napięcie polaryzacji detektora (bias): ± 3000 V,
- wzmocnienie uzyskiwane przy otwartej pętli sprzężenia: $> 40\,000$,
- wyjścia: dwa typu BNC – proporcjonalne do energii mierzonej cząstki, oraz wyjście czasowe,
- wejścia: dwa typu SHV (złącze dla detektora oraz wysokiego napięcia), wejście testowe typu BNC,
- zasilanie niskim napięciem: ± 24 V, ± 12 V,

Wzmacniacze:

- wzmacniacze spektrometryczne typu ORTEC model 671 [6.2] z regulowanymi nastawami wzmocnienia oraz czasowym formowaniem kształtu impulsów.

Szczegółowe parametry:

- regulowany zakres wzmocnienia: od 2,5 do 1500,
- kształtowanie wyjściowych impulsów czasowych: od $0,5 \mu\text{s}$ to $10 \mu\text{s}$, (typu Gaussa lub trójkątnego),
- wejścia: typu BNC zabezpieczone dla sygnałów max. ± 25 V,

- wyjścia: typu BNC unipolarne lub bipolarne, impulsy wyjściowe kształtowane liniowo w zakresie od 0 do + 10 V.
- wymagane zasilanie: zgodne ze standardem kaset typu NIM/BIN (± 24 V oraz ± 12 V),

Zasilacze wysokiego napięcia:

- zasilacze wysokiego napięcia typu FAST ComTec NHQ 202M [6.3] przeznaczone do pracy w standardzie NIM/BIN wyposażone w interfejs RS-232 z możliwością zdalnej kontroli nastaw z komputera. Wyjście wysokonapięciowe jest zabezpieczone przed przeciążeniami oraz zwarciami.

Szczegółowe parametry:

- zakres napięcia wyjściowego: 0 – 2 kV,
- zakres prądu wyjściowego: 0 – 6 mA,
- zabezpieczenia: osobno ustawiany maksymalny limit wyjściowego napięcia oraz prądu,
- kontrola napięcia: manualna lub poprzez interface RS-232,
- wyjściowe złącze: typu SHV,
- wymagane zasilanie: dostarczone z kaset typu NIM/BIN (± 24 V oraz ± 6 V),

Kasety zasilające:

- typu NIM/BIN FAST ComTec model 7032 [6.4] wyposażone w zasilacz o mocy 300 W dostarczające napięcia w sześciu zakresach: ± 6 V/12,5 A, ± 12 V/4 A, ± 24 V/2,5 A.

6.3 System akwizycji danych (karty pomiarowe)

Do przetestowania systemu rejestracji impulsów z detektorów helowych oraz wyznaczenia wydajności urządzenia DET-12, zostały użyte dwa rodzaje kart pomiarowych. Karta digitizera GaGe Octopus 8240CompuScope [6.5] o następujących parametrach:

- karta komputerowa wyposażona w slot PCI,
- 4 wejścia sygnałowe digitizera,
- próbkowanie sygnału wejściowego: 10 MS/s (Mega sample na sekundę),
- rozdzielczość pionowa sygnału wejściowego: 12 bitowa,
- wbudowana pamięć mogąca zarejestrować 2 GS (Giga sampli),
- konektory dla sygnałów wejściowych typu SMB,
- przełączana impedancja wejściowa 50 Ω lub 1 M Ω ,
- zakres napięć wejściowych digitizera od $\pm 0,1$ V do ± 10 V,
- typowa moc pobierana przez kartę digitizera: 25 W,
- zainstalowane oprogramowanie obsługujące kartę digitizera:

GaGe Scope Professional Edition w wersji 3.82.14

Przykładowe impulsy z urządzenia DET-12, zarejestrowane na karcie digitizera zostały pokazane z rysunkach 6.5a oraz 6.5b.

Kolejna karta pomiarowa, która została zainstalowana w systemie akwizycji danych przy urządzeniu DET-12, w celu określenia jego wydajności to karta wielokanałowego analizatora amplitudy (MCA). Karta typu ORTEC ASPEC-927 [6.6] pracuje jako karta modułowa w standardzie NIM-BIN, której szczegółowe parametry zostały przedstawione poniżej:

- podwójna karta (2-wejściowe MCA) z konektorami typu BNC,
- maksymalna rozdzielczość dla każdej karty 16 k kanałów (zakres od 512 do 16384),
- akceptowalne impulsy wejściowe typu unipolarnego lub bipolarnego o napięciach od 0 do + 10 V,
- akceptowalny kształt impulsów wejściowych typu „semi-Gaussian”, ze stałymi czasowymi od 0,25 do 30 μ s,
- karty ASPEC-927 są kontrolowane poprzez komputer PC wyposażony w InterfejsUSB-2.0 z maksymalną prędkością transferu 480 Mb/s,
- oprogramowanie obsługujące kartę ASPEC-927: ORTEC MAESTRO-32 w wersji 6.08 [6.7].

W systemie pomiarowym dla urządzenia DET-12, Karta digitizera GaGe Octopus 8240CompuScope spełnia rolę rejestratora wszystkich impulsów z detektora helowego. Karta umożliwia zapis kształtu impulsów, rejestrację amplitudy oraz czasu, w jakim zostały zarejestrowane, (tzw. „time stamp”, umożliwiający zaszeregowanie impulsu wg jego czasu pojawienia się od momentu rozpoczęcia rejestracji). Wbudowana rozszerzona pamięć pozwala na rejestrację wszystkich impulsów z maksymalnym próbkowaniem do kilkuset sekund od startu digitizera. Umożliwia to później dokładną analizę impulsów pod kątem czasu ich pojawiania się oraz możliwość przyporządkowania danego impulsu do kanału czasowego.

Karta wielokanałowego analizatora amplitudy ORTEC ASPEC-927 posłużyła w eksperymencie do sprawdzenia poprawności widma amplitudowego uzyskanego podczas rejestracji impulsów z detektorów helowych. Posłużyła także do zliczania impulsów w określonym czasie (czerwone pola pod krzywymi na rys. 6.4 a,b), a także do wyznaczenia wydajności całego urządzenia DET-12.

7. Parametry urządzenia DET-12

7.1 Eksperymentalne wyznaczenie wydajności urządzenia DET-12

W celu oszacowania wydajności układu detekcyjnego DET-12 przeprowadzono eksperyment polegający na pomiarze częstości zliczeń detektorów układu DET-12 od neutronowego źródła kalifornowego ^{252}Cf , umieszczonego w położeniu przeznaczonym dla tarczy zaaktywowanego materiału rozszczepialnego.

Zastosowane źródło ^{252}Cf posiadało aktywność 8,777 kBq. Biorąc pod uwagę wydajność neutronów źródła ^{252}Cf na jeden rozpad ($n = 0,11627$ neutronów/rozpad) [7.1], otrzymujemy w naszym przypadku, że źródło emituje:

$$W(^{252}\text{Cf}) = 1020 \text{ n/s}, \quad (7.1)$$

gdzie: W - częstość zliczeń.

Eksperyment polegał na rejestracji impulsów z detektorów helowych w określonym czasie w wielokanałowym analizatorze amplitudy (MCA). Rysunki 6.4 a i b przedstawiają widma amplitudowe zarejestrowane dla dwóch sekcji detektorów. Kolorem czerwonym zostały zaznaczone kanały, w których zarejestrowano neutrony. W kanałach na lewo od obszaru zaznaczonego na czerwono (charakterystyczny „dołek”), znajdują się impulsy pochodzące od tła, szumów elektroniki oraz sygnały o małych amplitudach pochodzące od kwantów gamma. Ten obszar nie jest wliczany do statystyki i jest „odcięty” za pomocą dolnego progu dyskryminacji (około 190 keV energii, co odpowiada w przybliżeniu napięciowemu progowi dyskryminacji na poziomie 0,7 V).

Wykonano dwie serie pomiarowe, każdą o czasie trwania $t = 5000 \text{ s}$, oraz dwie serie pomiaru tła po usunięciu źródła ^{252}Cf , w takim samym czasie. Wyniki pomiarów przedstawiono w Tabeli 7.1.

Tabela 7.1 Pomiarzy zliczeń detektorów DET-12 pochodzących od źródła ^{252}Cf [7.2].

Numer pomiaru	Typ pomiaru	Poziom dyskryminacji [V]	Czas pomiaru [s]	Sumaryczna liczba zliczeń $N \pm \sigma(N)$
1	Źródło ^{252}Cf	0,7	5000	961 024 \pm 980
2	Źródło ^{252}Cf	0,7	5000	958 483 \pm 979
3	Pomiar tła	0,7	5000	2 672 \pm 52
4	Pomiar tła	0,7	5000	2 737 \pm 52

Na podstawie wyników przeprowadzonego eksperymentu otrzymaliśmy średnią częstość zliczeń zmierzoną w układzie DET-12:

$$W(\text{exper}) = 191,4 \text{ n/s} \quad (7.2)$$

Porównując otrzymany wynik z wydajnością źródła kalifornowego możemy oszacować wydajność urządzenia DET-12 na ok. 18.8%.

7.2 Porównanie eksperymentalnych wyników wydajności DET-12 z symulacjami Monte Carlo (MCNP)

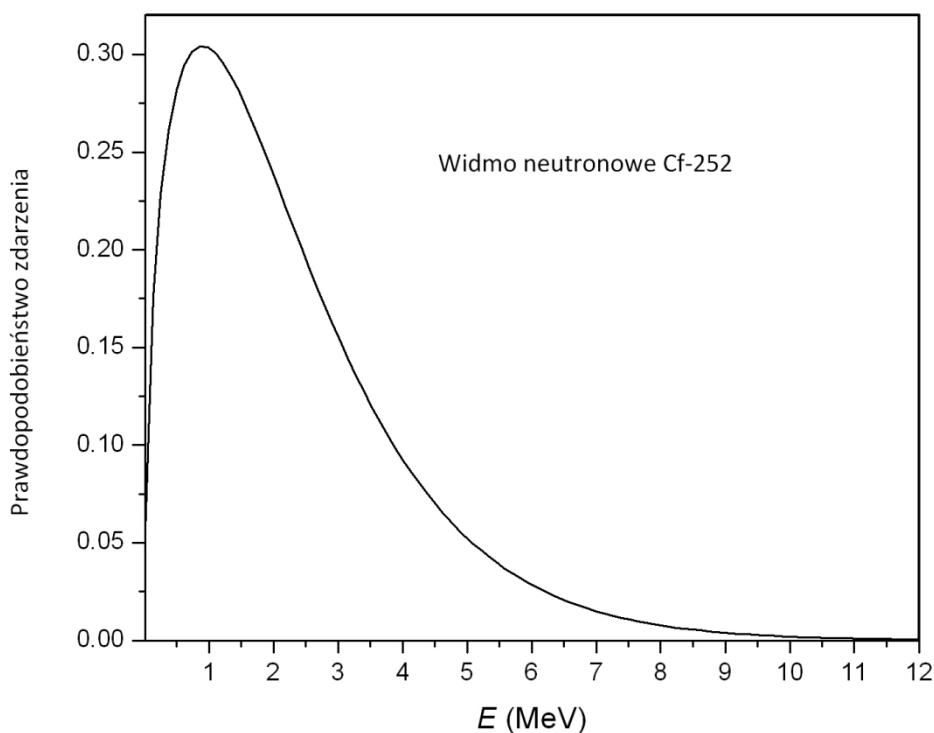
Ponieważ na obecnym etapie nie było możliwości wykonania rzeczywistych pomiarów neutronów opóźnionych dla zaaktywowanych tarcz materiału rozszczepialnego przy pomocy urządzenia DET-12, przeprowadzono serię obliczeń Monte Carlo w celu oszacowania wydajności zbudowanego urządzenia. Jednym z argumentów za przeprowadzeniem takich obliczeń są różnice widma energetycznego źródła kalifornowego i widma neutronów opóźnionych. Te różnice mogą powodować, że wydajność urządzenia dla rzeczywistych pomiarów neutronów opóźnionych będzie różnić się od wydajności wyznaczonej przy pomocy źródła ^{252}Cf .

7.2.1 Wyznaczenie wydajności DET-12 dla źródła ^{252}Cf metodą Monte Carlo

Rozkład energetyczny neutronów emitowanych przez źródło kalifornowe ^{252}Cf opisane jest zależnością:

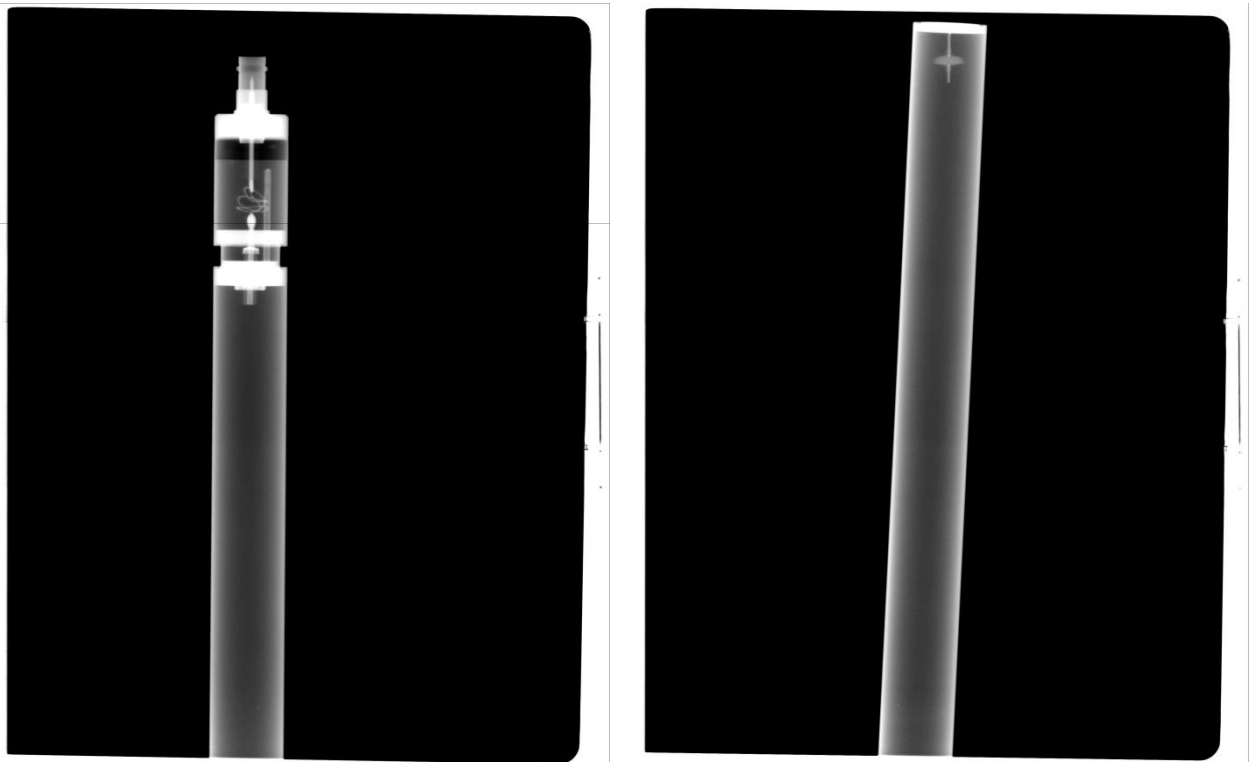
$$p(E) = C \exp(-E/1.025) \sinh \sqrt{2.926 E} \quad (7.3)$$

gdzie: C jest stałą a E jest energią emitowanych neutronów wyrażoną w MeV. Widmo w formie wykresu przedstawiono na rysunku 7.1 [7.2].



Rysunek 7.1 Rozkład widma energetycznego neutronów emitowanych ze źródła ^{252}Cf [7.2].

Dla zapewnienia jak najlepszej wiarygodności obliczeń numerycznych, na tym etapie modelowań, został przygotowany szczegółowy model numeryczny detektora helowego stosowanego w DET-12. Wykonane zostało zdjęcie rentgenowskie rzeczywistego detektora (rys. 7.2), w celu sprawdzenia jego faktycznych wymiarów, długości czynnej komory oraz rozmieszczenia elementów takich jak: złącza, podłączenia elektrod wewnątrz takiego detektora. Zdjęcie zostało wykonane, ponieważ producent detektora nie podaje wszystkich szczegółów konstrukcyjnych, co dokładnie zawiera taki detektor w swoim wnętrzu oraz jak rozmieszczone są jego elementy.

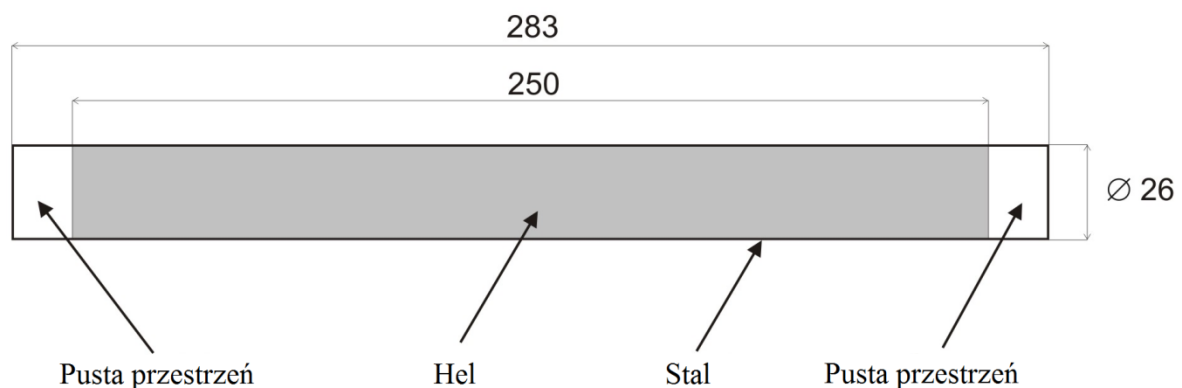


Rysunek 7.2 Zdjęcie rentgenowskie rzeczywistego detektora helowego ^3He .

Na podstawie wykonanych zdjęć oraz danych detektora został sporządzony model (rys. 7.3) detektora helowego dla symulacji Monte Carlo w programie MCNP z uwzględnieniem materiałów użytych do jego budowy (Tabela 7.2).

Tabela 7.2 Materiały oraz ich udziały wagowe wchodzące w skład zamodelowanego detektora helowego (^3He) dla symulacji Monte Carlo [7.2].

Materiał	Udział wagowy [%]	Gęstość [$\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$]
Hel	^3He 95.00	$6.236\cdot 10^{-4}$
	^4He 5.00	
Stal	Fe 65.50	7.92
	Si 1.00	
	Cr 17.00	
	Mn 2.00	
	Ni 12.00	
	Mo 2.50	



Rysunek 7.3 Szczegółowy model detektora helowego sporządzony do celów obliczeniowych Monte Carlo (MCNP). Wymiary podane w milimetrach. [7.2].

Producent detektora helowego podaje tylko ciśnienie panujące wewnątrz takiego detektora (3800 Tr, czyli 5 atm.). Skład helu wewnątrz detektora przyjęto jako stosunek 95% ^3He do 5% ^4He . Taki skład stosowany jest w większości komercyjnie produkowanych detektorach helowych. Część czynna detektora wypełniona helem jest usytuowana centralnie wewnątrz stalowego cylindra i jego aktywna długość została ustalona na 25 cm. Całość otoczona jest stalowym cylindrem o grubości 0.5 mm, co wyznacza jego średnicę zewnętrzną 26 mm. Przyjęto skład stali podany w tabeli 7.2. Wszystkie wymiary na rysunku 7.3 zostały podane w milimetrach. Całkowita długość detektora została ustalona na 28.3 cm.

Tak zdefiniowany model detektora został wprowadzony do całego modelu urządzenia DET-12 i przeprowadzono obliczenia przy użyciu kodu MCNP polegające na wyznaczeniu liczby neutronów docierających do detektorów od punkтового źródła kalifornowego ^{252}Cf . Wynikiem obliczeń jest liczba neutronów (C) docierająca do jednostkowej objętości detektora (1cm^3) pochodząca od jednego neutronu wyemitowanego przez źródło kalifornowe:

$$C = 1.62755 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-3} \quad (7.4)$$

Biorąc pod uwagę wydajność zastosowanego źródła kalifornowego $W(^{252}\text{Cf})$ (wzór 7.1), całkowitą objętość czynną dwunastu detektorów $V = 1472.62 \text{ cm}^3$, można obliczyć częstość zliczeń od całego układu:

$$W(\text{MCNP}) = W(^{252}\text{Cf}) \times C \times V \quad (7.5)$$

W tabeli 7.3 zostały przedstawione wyniki wydajności urządzenia DET-12 uzyskane przy pomocy obliczeń MCNP i opisanych wcześniej wyników eksperymentalnych.

Tabela 7.3 Porównanie wyników symulacji Monte Carlo z wartościami zmierzonymi podczas eksperymentu dotyczących wydajności urządzenia DET-12 [7.2].

Wydajność źródła ^{252}Cf $W(^{252}\text{Cf})$ [n/s]	Obliczenia MCNP		Eksperyment	
	Obliczona częstość zliczeń $W(\text{MCNP})$ [s ⁻¹]	Wydajność detekcji [%]	Zmierzona częstość zliczeń $W(\text{exper})$ [s ⁻¹]	Wydajność detekcji [%]
1020	244,58	24,0	191,4 ± 0,2	18,8

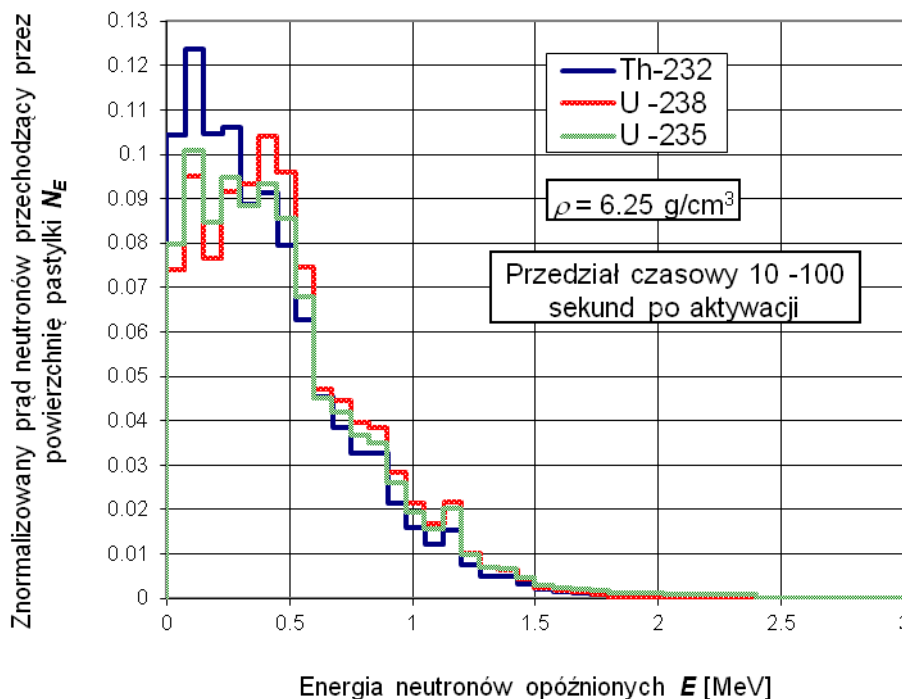
W wyniku modelowania numerycznego otrzymano wyższe częstości zliczeń rejestrowane przez detektory, a tym samym wyższą wydajność detekcji niż w przypadku przeprowadzonego eksperymentu laboratoryjnego. Analizując różnicę pomiędzy liczbą zliczeń zarejestrowaną w detektorach helowych na podstawie symulacji oraz przeprowadzonego eksperymentu w urządzeniu DET-12, można stwierdzić, że obliczenia Monte Carlo nie uwzględniają wszystkich zjawisk zachodzących w tym urządzeniu, szczególnie w detektorach helowych oraz w systemie elektroniki. Symulacje MCNP nie uwzględniają tzw. „czasu martwego” układów detekcji, powstawania tzw. „pile up-ów”, których system akwizycji nie rejestruje poprawnie lub odrzuca. Obliczenia przy pomocy kodu Monte-Carlo nie uwzględniają wydajności samego detektora helowego oraz nie jest znany pełny i dokładny skład gazów wewnątrz liczników proporcjonalnych ^3He . Liczniki proporcjonalne oprócz ^3He zawierają także gazy „gaszące”, takie jak Argon, CO_2 , pary alkoholi. Do budowy urządzenia zostały użyte detektory produkowane komercyjnie i producent nie podaje pełnego składu gazowego detektorów. Wydaje się, iż rzeczywista wydajność urządzenia do pomiaru neutronów opóźnionych będzie mniejsza (o około 20% od tej uzyskanej z obliczeń Monte Carlo) i zbliżona do tej eksperymentalnie wyznaczonej, gdzie zostały uwzględnione wszystkie zjawiska zachodzące w urządzeniu DET-12.

7.2.2 Wyznaczenie wydajności DET-12 dla neutronów opóźnionych metodą Monte Carlo

W celu uzyskania dodatkowych informacji o wydajności urządzenia DET-12 zostały przeprowadzone obliczenia numeryczne MCNP przy założeniu widma energetycznego neutronów opóźnionych pochodzących od tarcz z materiałem rozszczepialnym, gdyż dla takiego właśnie widma neutronowego zostało zoptymalizowane urządzenie DET-12 (pod kątem doboru materiałów oraz rozmieszczenia i ilości detektorów helowych, rozdział 5).

Na rysunku 7.4 przedstawiono wyniki modelowania kodem MCNP rozkładów energetycznych neutronów opóźnionych opuszczających zaaktywowaną tarczę w przedziale czasowym od 10 s do 100 s po aktywacji. Każda z tarcz naświetlana była neutronami prędkimi o energii 2.45 MeV, pochodzącymi z reakcji deuter-deuter, charakterystycznych dla reaktorów termojądrowych pracujących z plazmą deuterową. Otrzymano rozkład energetyczny neutronów opóźnionych zawierający się w przedziale od kilkunastu keV do około 3 MeV, gdzie największe prawdopodobieństwo (powyżej 0.1) zarejestrowanego neutronu opuszczającego tarczę aktywacyjną znajduje się w przedziale energii od 70 do około 450 keV. Analizowane tarcze były wykonane z ^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U , o gęstości 6.25 g/cm^3 każda oraz miały kształt cylindra o średnicy 4.5 cm i wysokości 1 cm [7.3].

Uzyskanie widma energetycznego neutronów opóźnionych metodą symulacji Monte Carlo było ważną kwestią ze względu na różnice pomiędzy widmem ze źródła kalifornu ^{252}Cf (użytego do celów eksperymentalnych), a widmem neutronów opóźnionych emitowanych z zaaktywowanej tarczy z materiałem rozszczepialnym. Różnica w widmach neutronów (widoczna na rysunkach 7.1 i 7.4) ma istotny wpływ na końcowe wyniki, w szczególności te dotyczące wydajności urządzenia DET-12. Wyniki zamieszczone w tabelach 7.3 oraz 7.5 pokazują że przy założeniu widma neutronowego pochodzącego od tarcz z materiałem rozszczepialnym uzyskujemy dużo większe wydajności urządzenia DET-12. Rezultaty obliczeń z tabeli 7.5 dowodzą słuszności, poprawności i celowości obliczeń dotyczących optymalizacji urządzenia (pod kątem doboru warstw materiałów (ich grubości) oraz rozmieszczenia detektorów helowych (ich odległość od zaaktywowanej tarczy z materiałem rozszczepialnym). Położenie (umieszczenie) detektorów helowych w urządzeniu DET-12 jest optymalne dla założonego widma neutronów opóźnionych z rysunku 7.4.



Rysunek 7.4 Rozkład energetyczny neutronów opóźnionych opuszczających zaktywowane tarcze z materiałem rozszczepialnym ^{232}Th , ^{235}U oraz ^{238}U [7.3].

Dla tak zdefiniowanych rozkładów energetycznych neutronów przeprowadzono obliczenia MCNP, analogicznie, jak w przypadku źródła kalifornowego (Rozdział 7.2.1), uzyskując wyniki w postaci liczby neutronów (C) docierających do jednostkowej objętości detektora (1 cm^3) pochodzących od jednego neutronu wyemitowanego przez tarcze ^{235}U , ^{238}U oraz ^{232}Th (tabela 7.4)

Analogicznie jak w przypadku obliczeń numerycznych ze źródłem ^{252}Cf , podstawiając wartości C do wzoru (7.5) oraz przyjmując emisję neutronów ze źródła taką samą jak dla źródła ^{252}Cf , uzyskujemy częstości zliczeń w detektorach helowych oraz wydajność całkowitą urządzenia DET-12 przy założeniu neutronowego widma energetycznego emitowanego przez neutrony opóźnione. Poniżej tabela 7.4 przedstawiająca zbiorcze wyniki symulacji dotyczące uzyskanych wydajności urządzenia DET-12.

Chcąc oszacować rzeczywiste wydajności urządzenia DET-12 dla tarcz z materiałem rozszczepialnym w postaci ^{235}U , ^{238}U oraz ^{232}Th , naświetlanych neutronami prędkimi 2,45 MeV, można skorzystać z wyników eksperymentalnych ze źródłem kalifornu. Różnica pomiędzy wartościami eksperymentalnymi a obliczeniami numerycznymi wyniosła około 20%. Zakładając że parametry urządzenia DET-12 się nie zmieniają (ilość detektorów helowych, ich wydajność, układy detekcji, tory pomiarowe elektroniki, itd.), można założyć z

prostej proporcji iż szacunkowe eksperymentalne wartości wydajności urządzenia przy użyciu materiałów rozszczepialnych wyniosą:

$$18,8/24 = x/(\text{wydajności dla } ^{235}\text{U}, ^{238}\text{U} \text{ oraz } ^{232}\text{Th} \text{ z symulacji Monte Carlo}) \quad (7.6)$$

gdzie x: rzeczywista, szacunkowa wydajność urządzenia DET-12 przy założeniu neutronowego widma energetycznego emitowanego przez materiały rozszczepialne.

W tabeli 7.5 zostały zestawione wartości szacunkowych wydajności urządzenia DET-12 przy założeniu neutronowego widma energetycznego emitowanego przez materiały rozszczepialne wyliczone ze wzoru (7.6).

Tabela 7.4 Wyniki symulacji Monte Carlo dotyczące wydajności urządzenia DET-12, przy założeniu widma energetycznego neutronów opóźnionych z rys. 7.4.

Widmo neutronów opóźnionych z rys. 9.4	U-235	U-238	Th-232
Uzyskane wartości obliczeniowe (symulacje MCNP), C	$2,24 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$	$2,25 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$	$2,30 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$
Obliczone częstości zliczeń w detektorach helowych przy założeniu emisji neutronów ze źródła: (1020 n/s) W(MCNP)	$336,5 \text{ s}^{-1}$	338 s^{-1}	$345,5 \text{ s}^{-1}$
Wydajność detekcji	33 %	33,1 %	33,9 %

Tabela 7.5 Szacowane wartości wydajności urządzenia DET-12 przy założeniu neutronowego widma energetycznego z materiałów rozszczepialnych.

	U-235	U-238	Th-232
Wydajność detekcji urządzenia DET-12 (symulacje MCNP)	33 %	33,1 %	33,9 %
Szacowana, rzeczywista wydajność urządzenia DET-12, przy założeniu neutronowego widma energetycznego emitowanego przez materiały rozszczepialne	25,8 %	25,9 %	26,6%

7.3 Kalibracja i zakres pracy DET-12

Niezależnie od przeprowadzonych testów laboratoryjnych, urządzenie DET-12 będzie wymagało kalibracji w warunkach pracy przy konkretnym tokamaku, czy innym reaktorze fuzji termojądrowej. Warunki laboratoryjne nie uwzględniają rzeczywistego rozkładu energetycznego źródła neutronów w punkcie naświetlania tarczy aktywacyjnej i całego środowiska pomiarowego w otoczeniu tokamaka.

Niemniej można przeprowadzić proste obliczenia pozwalające na oszacowanie możliwości zastosowania DET-12 z punktu widzenia minimalnego strumienia neutronów, którym musi być naświetlona tarcza aktywacyjna, aby pomiar neutronów opóźnionych był możliwy.

Jeżeli rejestracja krzywej zaniku strumienia neutronów opóźnionych odbywa się w kanałach czasowych Δt , to wzór (3.2) należy zapisać w postaci:

$$N(t_k) = CN_0 \sum_{i=1}^n \beta_i (1 - e^{-\lambda_i \Delta t}) * e^{-\lambda_i t_k} \quad (7.7)$$

gdzie:

$N(t_k)$ liczba zliczeń neutronów opóźnionych w kanale k o szerokości Δt po czasie t_k od zakończenia naświetlania,

N_0 liczba neutronów padających na tarczę aktywacyjną,

C stała kalibracyjna,

$t_k = \Delta t \cdot k$,

k – numer kanału czasowego, $k = 1, 2, \dots, K$,

Δt – szerokość kanału czasowego,

pozostałe oznaczenia pod znakiem sumy – tak jak we wzorze (3.2).

Stała kalibracyjna C obejmuje wydajność detekcji, prawdopodobieństwo zajścia reakcji rozszczepienia przez neutrony (N_0) oraz pozostałe parametry środowiska pomiarowego DET-12. Uwzględniając efektywność detekcji, ε , oraz makroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie dla danego izotopu rozszczepialnego, Σ_f , można stałą C przedstawić jako:

$$C = C_1 \varepsilon \Sigma_f \quad (7.8)$$

gdzie:

ε – efektywność detekcji,

Σ_f – makroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie:

$$\Sigma_f = \sigma_f \left[\frac{N_A}{A} \rho \right] V \quad (7.9)$$

gdzie:

σ_f – mikroskopowy przekrój czynny na rozszczepienie w [cm^2], $1\text{b} = 10^{-24}\text{cm}^2$,

$N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ – liczba Avogadro,

A – liczba atomowa izotopu rozszczepialnego,

ρ – gęstość materiału tarczy,

V – objętość tarczy.

W przypadku, gdy tarcza zbudowana jest z jednego izotopu rozszczepialnego, wzór (7.9) można zapisać prościej:

$$\Sigma_f = \sigma_f m \frac{N_A}{A} \quad (7.10)$$

gdzie:

m – masa izotopu rozszczepialnego w tarczy aktywacyjnej.

Przykładowo, dla dwóch omawianych w pracy tarcz aktywacyjnych wykonanych z ^{238}U oraz ^{232}Th , wyznaczono krzywe zaniku neutronów opóźnionych korzystając ze wzoru (7.7) oraz metodą Monte Carlo (MCNP) zakładając, że na tarczę jednorazowo pada strumień neutronów $10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$. Pozostałe założenia do obliczeń zebrano w tabeli 7.6. Modelowanie MCNP zostało przeprowadzone z uwzględnieniem założeń geometrycznych DET-12 zgodnych ze zbudowanym stanowiskiem pomiarowym. Założono, że energia neutronów padających na tarczę aktywacyjną wynosi 2,5 MeV.

Tabela 7.6 Dane do wyznaczenia krzywych zaniku neutronów opóźnionych w kanałach czasowych wg wzoru analitycznego (7.7) dla tarcz aktywacyjnych ^{238}U oraz ^{232}Th .

	^{238}U	^{232}Th
Masa próbki, m [g]	87,2	53,7
Wydajność detekcji, ε [%] wg Tabeli 7.5	25,9	26,6
Przekrój czynny, σ_f [b]	1,0	1,0
Szerokość kanału, Δt [s]	1,0	1,0
Liczba neutronów padających na tarczę, N_0 [$\text{n/cm}^2\text{s}$]	10^7	10^7
β_i, λ_i	Tabela 3.2c	Tabela 3.2d

Wartości liczby zliczeń obliczone wg powyższych założeń w sposób analityczny dla tarcz aktywacyjnych ^{238}U i ^{232}Th , porównano z wynikami symulacji Monte Carlo oraz z szacunkowymi wynikami otrzymanymi podczas eksperymentu, co pokazane jest w Tabelach 7.7 i 7.8 oraz na wykresach rysunków 7.5 i 7.6. W obliczeniach analitycznych przyjęto, że $C_1 = 1$ (wzór 7.8).

Tabela 7.7 Porównanie liczby zliczeń w kanałach czasowych pochodzących od neutronów opóźnionych generowanych w tarczy aktywacyjnej ^{238}U naświetlonej strumieniem neutronów $N_0 = 10^7$ n/cm²s.

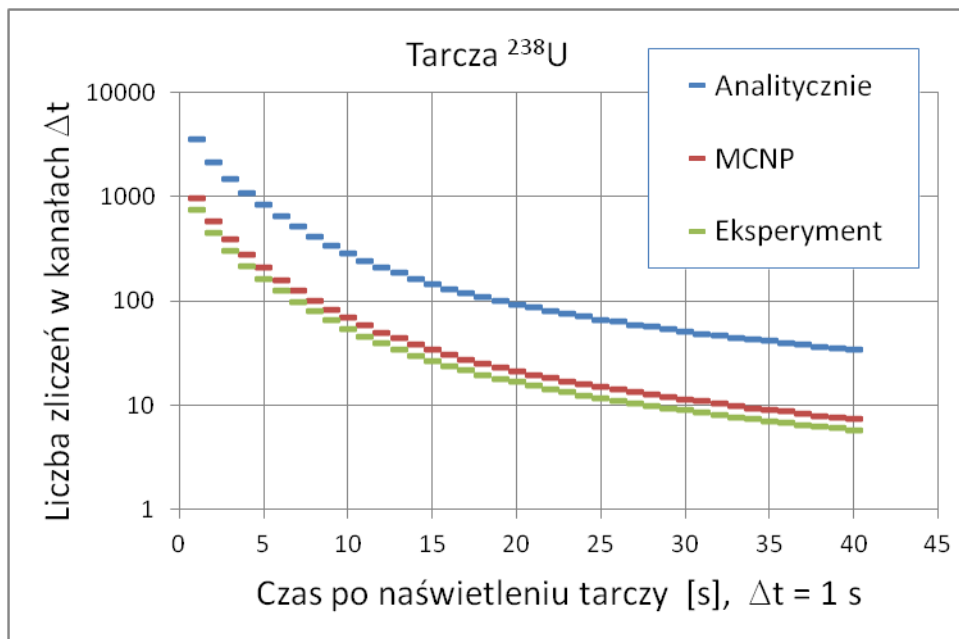
$t_k = \Delta t \cdot k$	$N(t_k)$			$C_1 = \frac{N(\text{eksper})}{N(\text{analit})}$
	Rozwiązanie analityczne	MCNP DET-12	Eksperyment DET-12	
1	3566.9	964.2	755.3	0.212
2	2118.4	578.6	453.2	0.214
3	1462.2	386.9	303.1	0.207
4	1078.9	275.7	216.0	0.200
5	823.7	205.8	161.2	0.196
6	643.3	158.4	124.1	0.193
7	511.3	125.1	98.0	0.192
8	413.9	100.7	78.9	0.191
9	341.4	82.4	64.6	0.189
10	285.8	68.7	53.8	0.188
11	243.2	58.2	45.6	0.187
12	209.3	49.8	39.0	0.186
13	183.6	43.3	33.9	0.185
14	161.8	38.0	29.8	0.184
15	144.9	33.7	26.4	0.182
16	130.4	30.2	23.7	0.182
17	118.4	27.2	21.3	0.180
18	108.7	24.9	19.5	0.179
19	99.8	22.9	17.9	0.179
20	92.6	21.1	16.5	0.178
21	85.3	19.5	15.3	0.179
22	79.7	18.0	14.1	0.177
23	74.9	16.9	13.2	0.177
24	70.0	15.8	12.4	0.177
25	66.0	14.8	11.6	0.176
26	62.8	14.1	11.0	0.175
27	58.8	13.3	10.4	0.177
28	56.4	12.5	9.8	0.173
29	53.1	11.9	9.3	0.176
30	50.7	11.3	8.9	0.175

31	48.3	10.8	8.5	0.175
32	45.9	10.2	8.0	0.175
33	44.3	9.8	7.7	0.173
34	42.7	9.3	7.3	0.171
35	41.1	9.0	7.0	0.171
36	38.6	8.6	6.8	0.175
37	37.8	8.2	6.4	0.169
38	36.2	7.9	6.2	0.171
39	34.6	7.7	6.0	0.173
40	33.8	7.4	5.8	0.170

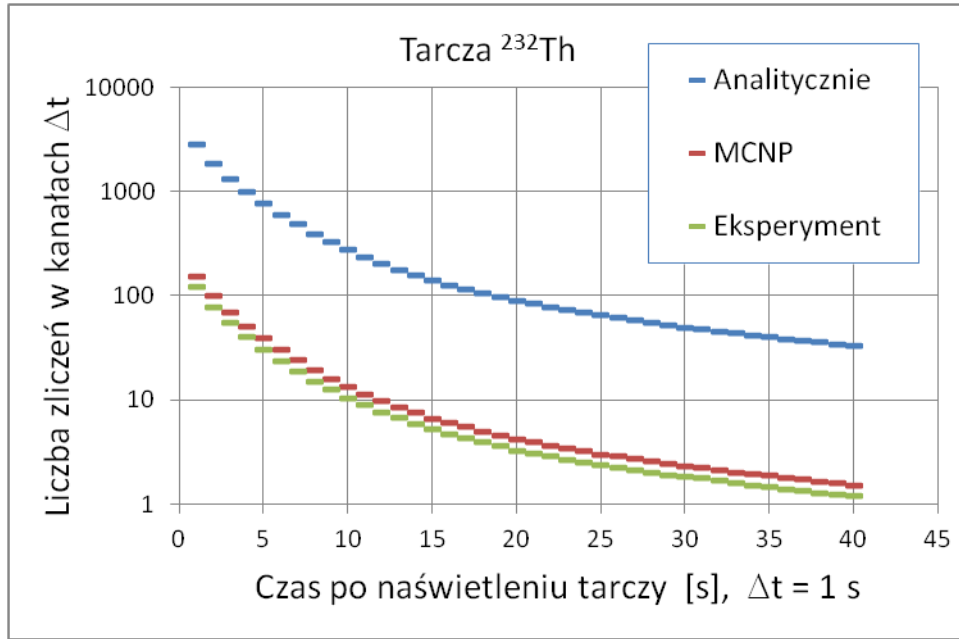
Tabela 7.8 Porównanie liczby zliczeń w kanałach czasowych pochodzących od neutronów opóźnionych generowanych w tarczy aktywacyjnej ^{232}Th naświetlonej strumieniem neutronów $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$.

$t_k = \Delta t \cdot k$	$N(t_k)$			$C_1 = \frac{N(\text{eksper})}{N(\text{analit})}$
	Rozwiązanie analityczne $N(\text{analit})$	MCNP DET-12 $N(\text{MCNP})$	Eksperyment DET-12 $N(\text{eksper})$	
1	2856.0	153.7	120.4	0.0422
2	1826.1	98.6	77.2	0.0423
3	1301.9	69.3	54.2	0.0417
4	979.1	50.8	39.8	0.0406
5	758.5	38.6	30.2	0.0399
6	599.6	30.1	23.6	0.0393
7	481.6	24.0	18.8	0.0390
8	393.2	19.3	15.2	0.0385
9	325.5	16.0	12.5	0.0385
10	273.6	13.3	10.4	0.0380
11	233.2	11.4	8.9	0.0382
12	201.5	9.7	7.6	0.0378
13	176.4	8.5	6.7	0.0378
14	156.2	7.5	5.9	0.0375
15	139.8	6.6	5.2	0.0370
16	126.1	6.0	4.7	0.0373
17	114.7	5.5	4.3	0.0374
18	104.8	5.0	3.9	0.0375
19	96.7	4.6	3.6	0.0370
20	89.6	4.2	3.3	0.0366
21	83.6	3.9	3.1	0.0369
22	78.1	3.6	2.9	0.0365

23	73.2	3.4	2.7	0.0365
24	68.8	3.2	2.5	0.0368
25	65.0	3.0	2.4	0.0363
26	61.2	2.9	2.3	0.0370
27	57.9	2.7	2.1	0.0368
28	55.2	2.5	2.0	0.0362
29	52.4	2.4	1.9	0.0365
30	49.7	2.3	1.8	0.0366
31	47.5	2.2	1.8	0.0371
32	45.3	2.1	1.7	0.0369
33	43.7	2.0	1.6	0.0364
34	41.5	1.9	1.5	0.0365
35	39.9	1.9	1.5	0.0368
36	38.2	1.8	1.4	0.0365
37	36.6	1.7	1.3	0.0369
38	35.5	1.6	1.3	0.0363
39	33.9	1.6	1.2	0.0366
40	32.8	1.5	1.2	0.0364



Rysunek 7.5 Porównanie wyników dla próbki ^{238}U , naświetlonej strumieniem neutronów prędkich $N_0 = 10^7$ n/cm²s.



Rysunek 7.6 Porównanie wyników dla próbki ^{232}Th , naświetlonej strumieniem neutronów prędkich $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$.

W obydwu przypadkach, zarówno dla tarczy ^{238}U , jak i tarczy ^{232}Th , wartości zliczeń w kanałach czasowych obliczone wg wzoru (7.7) są zawyżone w stosunku do wyników eksperymentalnych. Taki wynik potwierdza wcześniejsze uwagi, że stała kalibracji C zależy nie tylko od efektywności detekcji, ε , i makroskopowego przekroju czynnego na rozszczepienie Σ_f , ale również od całego środowiska eksperymentalnego.

Obliczenia analityczne nie uwzględniają wielu czynników i warunków wpływających na końcową rejestrację neutronów opóźnionych w urządzeniu DET-12. Podstawową przyczyną różnic jest założenie w obliczeniach analitycznych, że każdy wygenerowany w tarczy aktywacyjnej neutron opóźniony dociera do detektora, a liczba zliczeń w detektorze $N(t_k)$ jest pomniejszona wyłącznie z powodu wydajności detekcji ε . Założono również, że jeden neutron padający na tarczę aktywacyjną generuje (z odpowiednim prawdopodobieństwem) jednorazowo reakcję rozszczepienia i (z zadaną wydajnością) neutron opóźniony. Tym samym założono, że w badanym układzie nie obserwuje się neutronów opóźnionych z ewentualnych, kolejnych rozszczepień będących efektem reakcji łańcuchowej. Poniżej zostały wypunktowane najważniejsze przyczyny różnic w otrzymanych wynikach pomiędzy obliczeniami analitycznymi a symulacjami MCNP i eksperymentem:

1. Wynikiem obliczeń analitycznych są neutrony opóźnione emitowane z tarczy aktywacyjnej w pełny kąt bryłowy (liczba wszystkich neutronów opóźnionych opuszczających próbkę po naświetleniu jej przez neutrony prędkie), podczas gdy wynikiem symulacji Monte Carlo są zliczenia neutronów opóźnionych w określonej odległości od tarczy aktywacyjnej i zliczone w określonej objętości detektorów

helowych. Ten efekt jest częściowo kompensowany przez współczynnik wydajności detekcji ϵ .

2. Obliczenia MCNP oraz eksperyment uwzględniają aspekt materiałowy urządzenia DET-12 (część neutronów opóźnionych rozproszy się lub zostanie zaabsorbowana w materiałach konstrukcyjnych urządzenia i nie dotrze do detektorów) a także aspekt geometrii tarczy aktywacyjnej, jej rozmiary, a co istotniejsze jej grubość. Symulacje MCNP uwzględniają te zjawiska analizując, śledząc tor i zapisując historię „życia” każdego neutronu padającego na tarczę aktywacyjną, reakcję rozszczepienia izotopu i wyemitowanie neutronu opóźnionego z tarczy, aż do jego zarejestrowania (lub nie) w objętości czynnej detektora helowego.

W ostatniej kolumnie Tabel 7.7 i 7.8 pokazany jest stosunek liczby zliczeń $N(\text{eksper})/N(\text{analit})$. Stosunek ten definiuje stałą kalibracji C_1 . Można zauważyć, że zarówno dla tarczy ^{238}U , jak i tarczy ^{232}Th stosunek ten zachowuje w przybliżeniu stałą wartość. W przypadku tarczy ^{238}U , począwszy od kanału 5 (5 s po zakończeniu napromienienia) średnia wartość $C_1 = 0,18$; a dla tarczy ^{232}Th , odpowiednio $C_1 = 0,037$.

7.4 Oszacowanie zakresu pomiarowego urządzenia (minimalne wartości strumieni neutronów prędkich naświetlających próbkę z materiałem rozszczepialnym wymagane do poprawnego działania tego układu)

Rozwiązanie analityczne w postaci wzoru (7.7) jest przydatne do dalszej oceny parametrów pracy DET-12 oraz do analizy wyników pomiarowych wykonanych przy jego użyciu. Ważnym wnioskiem z porównania rozwiązania analitycznego i rzeczywistego pomiaru jest uzyskanie stałego mnożnika pozwalającego skorelować wyniki analityczne z eksperymentem (stała wartość współczynnika C_1 dla danego izotopu rozszczepialnego). W rozważanych przypadkach zostało pokazane, że w przedziale czasowym od kilku do 40 s współczynnik C_1 można uznać za stały dla danej tarczy aktywacyjnej. Jeśli urządzenie DET-12 zostanie zaadaptowane do pracy przy konkretnym tokamaku, to współczynnik C_1 można będzie uzyskać z odpowiednich testów kalibracyjnych wykonanych przy zadanych scenariuszach pracy tokamaka.

Dane eksperymentalne przedstawione w tabelach 7.7 i 7.8 zostały oszacowane na podstawie obliczeń Monte Carlo, przy założeniu, że na tarczę aktywacyjną pada $N_0 = 10^7$ n/cm²s. Można więc, wykorzystując wzór (7.7) oraz wyznaczone współczynniki kalibracji C_1 , wyznaczyć wartość N_0 z liczby zliczeń zarejestrowanych w konkretnym kanale czasowym. Biorąc pod uwagę logistykę pomiaru z tarczą aktywacyjną, wiadomo, że potrzebny jest pewien minimalny czas (co najmniej ok. 10 s) na przetransportowanie zaaktywowanej tarczy do stanowiska pomiarowego. W Tabeli 7.9 (odnoszącej się do tarczy aktywacyjnej z ^{238}U) przedstawiono obliczenia liczby neutronów N_0 na podstawie liczby zliczeń kolejno w kanałach od 8 do 20. Ponieważ założono, że szerokość kanału $\Delta t = 1$ s, to numer kanału

wprost odpowiada czasowi od zakończenia naświetlania tarczy. W kolumnie 4 Tabeli przedstawione są wyniki obliczone z liczby zliczeń $N(t)$, a w kolejnych kolumnach 6 i 8, pokazane są wyniki wartości N_0 , gdy liczba zliczeń $N(t)$ jest powiększona lub pomniejszona o jedno odchylenie standardowe, gdzie

$$\sigma(N) = \sqrt{N} \quad (7.11)$$

W kolumnach 5, 7, 9 pokazano procentową różnicę pomiędzy oczekiwaną wartością $N_0 = 10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$, a uzyskaną z liczby zliczeń w danym kanale:

$$\Delta = \frac{N_0}{10^7} 100\% \quad (7.12)$$

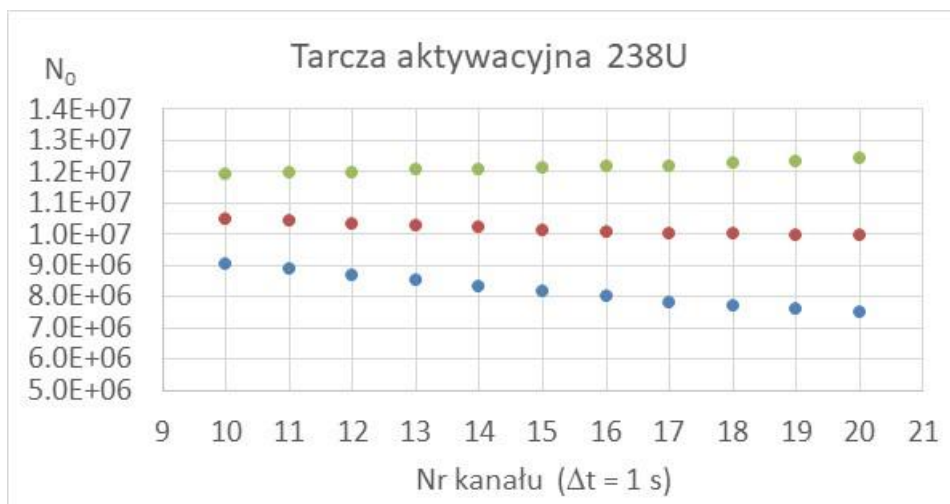
Wyniki obliczeń N_0 przedstawiono również na rysunku 7.7

Tabela 7.9 Wyznaczenie liczby neutronów N_0 padających na tarczę aktywacyjną ^{238}U , na podstawie liczby zliczeń zarejestrowanych przez DET-12 w poszczególnych kanałach czasowych o szerokości $\Delta t = 1 \text{ s}$.

Nr kanału	$N(t)$	$\sigma(N)$	$N_0^{1)}$ wg $N(t)$	$\Delta^4)$ [%]	$N_0^{2)}$ wg $[N(t)+\sigma(N)]$	$\Delta^4)$ [%]	$N_0^{3)}$ wg $[N(t)-\sigma(N)]$	$\Delta^4)$ [%]
1	2	3	4	5	6	7	8	9
8	98.0	9.9	1.06E+07	5.8	1.18E+07	17.7	9.39E+06	-6.1
9	78.9	8.9	1.05E+07	5.2	1.18E+07	18.3	9.21E+06	-7.9
10	64.6	8.0	1.05E+07	4.7	1.19E+07	19.0	9.05E+06	-9.5
11	53.8	7.3	1.04E+07	4.3	1.20E+07	19.7	8.88E+06	-11.2
12	45.6	6.8	1.03E+07	3.3	1.20E+07	19.8	8.68E+06	-13.2
13	39.0	6.2	1.03E+07	2.9	1.21E+07	20.5	8.52E+06	-14.8
14	33.9	5.8	1.02E+07	2.1	1.21E+07	20.8	8.34E+06	-16.6
15	29.8	5.5	1.01E+07	1.3	1.21E+07	21.0	8.16E+06	-18.4
16	26.4	5.1	1.01E+07	0.9	1.22E+07	21.6	8.02E+06	-19.8
17	23.7	4.9	9.99E+06	-0.1	1.22E+07	21.6	7.83E+06	-21.7
18	21.3	4.6	9.99E+06	-0.1	1.23E+07	22.5	7.73E+06	-22.7
19	19.5	4.4	9.97E+06	-0.3	1.23E+07	23.3	7.62E+06	-23.8
20	17.9	4.2	9.95E+06	-0.5	1.24E+07	24.0	7.50E+06	-25.0

- 1) Liczba neutronów N_0 obliczona wg wzoru (7.7) na podstawie zarejestrowanych zliczeń $N(t)$ (kolumna 2)
- 2) Liczba neutronów N_0 obliczona wg wzoru (7.7) na podstawie zarejestrowanych zliczeń $N(t)$ (kolumna 2) powiększonych o jedno odchylenie standardowe $\sigma(N)$ (kolumna 3)
- 3) Liczba neutronów N_0 obliczona wg wzoru (7.7) na podstawie zarejestrowanych zliczeń $N(t)$ (kolumna 2) pomniejszonych o jedno odchylenie standardowe $\sigma(N)$ (kolumna 3)

- 4) Δ oznacza procentową różnicę pomiędzy oczekiwaną liczbą neutronów $N_0 = 10^7$ n/cm²s, a wyznaczoną – odpowiednio w kolumnach 4, 6 i 8.



Rysunek 7.7 Liczba neutronów N_0 padająca na tarczę aktywacyjną ^{238}U obliczona z liczby zliczeń zarejestrowanych w danym kanale czasowym. Punkty czerwone – wyniki obliczeń na podstawie liczby zliczeń $N(t)$. Punkty zielone i niebieskie odpowiadają odpowiednio wynikom powiększonym i pomniejszonym o jedno odchylenie standardowe.

Oszacowana powyżej dokładność wyznaczenia liczby N_0 wynika z liczby zliczeń w poszczególnych kanałach. Możemy wyznaczyć wartość średnią N_0 z kanałów 10 do 15:

Dla liczby zliczeń $N(t)$: $\langle N_0 \rangle = 1.03 \cdot 10^7$ n/cm²s

Dla liczby zliczeń $N(t) + \sigma(N)$: $\langle N_0 \rangle = 1.20 \cdot 10^7$ n/cm²s

Dla liczby zliczeń $N(t) - \sigma(N)$: $\langle N_0 \rangle = 0.86 \cdot 10^7$ n/cm²s

Z przedstawionych wyników obliczeń widać, że jeżeli do wyznaczenia wartości N_0 weźmie się liczby zliczeń w kanałach od 10 do 15, to można oczekiwać, że wartość ta zostanie oszacowana z dokładnością do 20%. Takie dokładności pomiarów aktywacyjnych są akceptowalne przy eksperymentach realizowanych na tokamakach.

Dokładność wyznaczania wartości N_0 w znacznym stopniu zależy od liczby zliczeń w kanałach czasowych. Im większa liczba zliczeń, to z jednej strony samo odchylenie standardowe pojedynczego pomiaru maleje a z drugiej – jest możliwość uwzględnienia większej liczby kanałów do obliczenia wartości średniej, która lepiej przybliży wartość poszukiwaną.

Dla przedstawionych, wyidealizowanych przykładów (np. założenie, że tarcza aktywacyjna jest czystym izotopem rozszczepialnym), dla oszacowanej wydajności układu DET-12 na poziomie ok. 25%, przy założeniu, że czas transportu zaaktywowanej tarczy o wymiarach (4,5 cm x 1 cm) będzie poniżej 10 s, można w pierwszym przybliżeniu

oszacować, że urządzenie będzie dawać wiarygodne wyniki pomiaru strumienia neutronów począwszy od wartości 10^7 neutronów padających na 1 cm^2 próbki w ciągu 1 sekundy. Dla takiej wartości strumienia można szacować dokładność wyznaczonej wielkości strumienia N_0 na ok. 20%. Im wyższe wartości strumienia neutronów prędkich będą mierzone, tym uzyskamy większą dokładność przy zaproponowanej konstrukcji urządzenia DET-12.

Powyższa dyskusja dotycząca interpretacji wyników pomiaru, możliwych do uzyskania przez układ DET-12, stanowi tylko wstęp do dalszych, szczegółowych analiz, które będzie należało przeprowadzić już dla konkretnego zastosowania urządzenia przy urządzeniu fuzyjnym. Do szczegółowej analizy konieczna będzie znajomość takich parametrów jak:

- zakres mierzonych strumieni neutronów z plazmy,
- dokładny skład pierwiastkowy konkretnej tarczy aktywacyjnej, która oczywiście nie będzie składać się w 100% z danego izotopu rozszczepialnego, ale również z innych materiałów zapewniających trwałość tarczy,
- parametry poczty pneumatycznej, które będą definiować zarówno czas transportu naświetlonej tarczy, jak również jej masę i rozmiary,
- możliwości kalibracyjne urządzenia DET-12 przy danym urządzeniu fuzyjnym, co często zależy od indywidualnych rozwiązań infrastrukturalnych.

Przeprowadzone powyżej wstępne, wyidealizowane analizy pracy urządzenia DET-12 wskazują wyłącznie na to, iż można oczekiwać, że jego dolny próg pomiarowy jest na poziomie $10^7 \text{ n/cm}^2\text{s}$.

8. Podsumowanie

Jak wykazały dotychczasowe eksperymenty i prowadzone na świecie badania, już dzisiaj wiadomo, że urządzenia termojądrowe, takie jak tokamaki, stelleratory, a w przyszłości reaktory termojądrowe demo, czy komercyjne elektrownie termojądrowe, żeby mogły produkować energię netto będą musiały być urządzeniami kilkakrotnie większymi od dotychczas budowanych. Aby osiągnąć dodatni bilans energetyczny, emisja neutronów z urządzeń termojądrowych musi być o kilka rzędów większa niż w obecnie konstruowanych. Pomiar tak dużych strumieni neutronów nie będzie prostą sprawą, gdyż większość znanych dotychczas i projektowanych detektorów neutronów ma ograniczoną trwałość ze względu na rodzaj i intensywność promieniowania neutronowego (fluencje neutronowe).

Duże fluencje neutronowe, (długotrwała ekspozycja detektora przy dużych strumieniach neutronów), powodują jego stopniową degradację (np. utrata zdolności rozdzielczych, wprowadzanie dodatkowych zakłóceń, szumów, uniemożliwiają jego poprawne działanie), co w konsekwencji prowadzi do pogorszenia parametrów lub trwałego uszkodzenia detektora (np. detektory półprzewodnikowe czy scyntylicyjne).

Urządzenia oparte na metodach aktywacyjnych będą zyskiwały coraz większą popularność podczas badań nad energią pochodzącą z syntezy termojądrowej. Zaproponowane urządzenie DET-12, zostało zaprojektowane do pomiaru dużych strumieni neutronów. Tarcze z materiałem rozszczepialnym wykazują bowiem bardzo dużą odporność na duże fluencje neutronów, a także są odporne na wysoką temperaturę, co umożliwia umieszczenie ich w bliskiej odległości od samego źródła promieniowania (plazmy wysokotemperaturowej). Także, co się z tym bezpośrednio wiąże, wyznaczenie wartości strumienia nierozproszonych neutronów z syntezy termojądrowej z większą dokładnością. W niniejszej pracy wykazano, że dla wysokich strumieni neutronów (powyżej 10^7 n/cm²s), generowanych w reakcji syntezy termojądrowej deuter-deuter lub deuter-tryt w urządzeniach fuzyjnych, można realizować pomiar krzywej zaniku strumienia neutronów opóźnionych emitowanych z rozszczepialnego materiału tarczy. Przedstawiana w pracy metoda rejestracji impulsów od neutronów opóźnionych pozwala na analizę i opracowanie tych surowych danych z wykonanego pomiaru pod różnymi aspektami. W wyniku takiego pomiaru można wyznaczyć wielkość strumienia neutronów aktywujących tarczę z materiału rozszczepialnego i końcowo - wydatek neutronów z reakcji syntezy termojądrowej.

Bibliografia

- [1.1] P. van Belle et al., *Calibration of the JET neutron yield monitors using the delayed neutron counting technique*, Review of Scientific Instruments 61, 3178 (1990), doi: 10.1063/1.1141679
- [1.2] L. Dobrzyński, *Detekcja neutronów*, http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld_stud_podypl/04.detekcja.pdf, 22.05.2018.
- [1.3] L. Dobrzyński, *Podstawy fizyki reaktorowej*, http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld_podst_fiz_reakt/podstawy_fizyki_reaktorowej_v4.pdf, 22.05.2018.
- [1.4] D. Rezaei-Ochbelagh, *Comparison of ^3He and BF_3 neutron detectors used to detect hydrogenous material buried in soil*, Radiation Physics and Chemistry, Volume 81, Issue 4, April 2012, Pages 379–382, <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2011.12.031>;
- [1.5] M. Scholz, (K. Drozdowicz, J. Godlewski, L. Hajduk, A. Igielski, R. Kantor, J. Kotuła, A. Kurowski, M. Mrzygłód, G. Tracz, U. Woźnicka, A. Wójcik-Garguła) et al., *System Design Description Document (DDD) High Resolution Neutron Spectrometer DDD-PBS 55.BB (Enabled)*, ITER_D_UGCAN9, F4E_D_26F3PT (2017) 1-92;
- [1.6] M. Scholz, (K. Drozdowicz, L. Hajduk, A. Igielski, J. Kotuła, A. Kurowski, G. Tracz, U. Woźnicka) et al., *High Resolution Neutron Spectrometer for ITER - conceptual design*, Book of Abstr. of the 2nd European Conference on Plasma Diagnostics, 18-21 April 2017, Bordeaux, France, 2017, p. 45, https://ecpd2017.sciencesconf.org/data/pages/ECPD_2017.pdf;
- [1.7] C. Cazzaniga et al., *Single crystal diamond detector measurements of deuterium-deuterium and deuterium-tritium neutrons in Joint European Torus fusion plasmas*, Review of Scientific Instruments 85, 043506 (2014), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4870584>;
- [1.8] Klaes-Hakan Beimer, *Studies of neutron measurement methods for fusion plasma diagnostics*, Chalmers University of Technology, Goteborg, 1986. http://www.iaea.org/inis/collection/NCLCollectionStore/_Public/17/063/17063718.pdf, 22.05.2018.
- [1.9] M. Gatu Johnson et al., *The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 591 (2008) 417–430, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.03.010>
- [1.10] R. Prokopowicz et al., *Measurements of neutrons at JET by means of the activation methods*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 637 (2011) 119–127, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.128>
- [1.11] Azaree Lintereur et al., *Neutron and Gamma Ray Pulse Shape Discrimination with Polyvinyltoluene*, Pacific Northwest National Laboratory, March 2012, http://www.pnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-21609.pdf, 22.05.2018.

- [1.12] S. Atzeni and G. Rossi, *Neutron spectra and temperature diagnostics of imploded ICF plasma: models and 1D and 2D simulations*, 42nd EPS Conference on Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 22nd–26th June 2015, <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P1.203.pdf>, 22.05.2018.
- [1.13] T. Elevant, *Fusion neutron energy spectra measured by time-of-flight spectrometers*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 476, 485-489 (2002), [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)01494-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01494-2)
- [1.14] J. Dankowski, F. Janky, A. Kurowski, J. Stockel, D. Twaróg, *Preliminary measurements of neutrons from the D-D reaction in the COMPASS tokamak*, AIP Conf. Proc., 1612 (2014) 109-112.
- [1.15] Mario Pillon, *Nuclear Data Base Relevant to Fusion Reactor Technology*, Erice school on Fusion Reactor Technology, 26 July - 1 August, 2004, <http://aries.ucsd.edu/LIB/MEETINGS/0407-Erice/Pillon.pdf>, 22.05.2018.
- [1.16] L. Bertalot et al., *Calibration of the JET neutron activation system for DT operation*, Review of Scientific Instruments, volume 70, pages 1137-1140, January 1999. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1149332>
- [1.17] G. R. Keepin et al., *Delayed Neutrons from Fissionable Isotopes of Uranium, Plutonium, and Thorium*, Phys. Rev. 107, 1044, <https://doi.org/10.1103/PhysRev.107.1044>
- [1.18] Ronald E. Pevey, *Radiation Protection and Shielding*, <http://web.utk.edu/~rpevey/NE406/lesson10.htm>, 22.05.2018.
- [1.19] Shielding of Neutron Radiation, <http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/fundamental-particles/neutron/shielding-neutron-radiation/>, 22.05.2018.
- [2.1] A General Monte Carlo N-Particle (MCNP) Transport Code, Monte Carlo Code Group, Los Alamos National Laboratory, <https://mcnp.lanl.gov/>, 22.05.2018.
- [3.1] Precursors of Delayed Neutrons, <http://www.nuclear-power.net/nuclear-power/fission/delayed-neutrons>, 22.05.2018.
- [3.2] Przekroje czynne na rozszczepianie dla ^{232}Th i ^{238}U oraz ^{235}U , <https://www.nds.iaea.org/exfor/endl.htm>, 22.05.2018.
- [3.3] K. Drozdowicz et al., *Method of interpretation of measurements of delayed neutrons in the DET-12 device*, Report No. 2076/AP, Kraków, 2014, www.ifj.edu.pl/publ/reports/2014/, 22.05.2018.
- [3.4] W. M. Stacey: *Nuclear Reactor Physics*. 2nd Edition, Wiley, 2007.
- [3.5] Keepin, G. R., *Physics of Nuclear Kinetics*. Addison-Wesley, 1965.
- [4.1] G. Tracz, B. Bienkowska, K. Drozdowicz, *Detection of delayed neutrons from neutron activation of fissionable substance samples. Monte Carlo modelling of response of the DET-12 device*, Report No. 2061/PN, Kraków, 2013, www.ifj.edu.pl/publ/reports/2013, 22.05.2018.
- [4.2] Pelowitz D. (Editor), *MCNPX User's Manual Version 2.5.0*, Los Alamos National Laboratory, rept. LA-CP-05-0369 (2005).

- [5.1] Przekrój czynny na wychwyty neutronów dla ^3He i ^{10}B , Biblioteka ENDF ze strony: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>, 22.05.2018.
- [5.2] D. Mazed, S. Mameri, R. Ciolini, *Design parameters and technology optimization of ^3He -filled proportional counters for thermal neutron detection and spectrometry applications*. Radiation Measurements, Volume 47, Issue 8, August 2012, Pages 577-587, <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2012.06.002>
- [5.3] A. Ravazzani, A. Foglio Para, R. Jaime, M. Looman, M. Marín Ferrer, P. Peerani, P. Schillebeeckx, *Characterisation of ^3He proportional counters*, Radiation Measurements, Volume 41, Issue 5, May 2006, 582–593, <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2005.08.004>
- [5.4] Przekroje czynne na absorpcję neutronów termicznych dla boru naturalnego oraz jego stabilnych izotopów ^{10}B oraz ^{11}B , <https://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/elements/b.html>, 22.05.2018.
- [5.5] K.H. Beckurtz, K. Wirtz, "Neutron Physics", Springer Berlin-New York (1964).
- [5.6] Przekroje czynne na absorpcję neutronów termicznych dla kadmu naturalnego oraz jego izotopu Cd-113, <https://www.ncnr.nist.gov/resources/n-lengths/elements/cd.html>, 22.05.2018.
- [5.7] X-5 Monte Carlo Team, *MCNP: A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 5*, Los Alamos National Laboratory, rept. LA-UR-03-1987 (2003/2008).
- [6.1] Przedwzmacniacz ładunkowy 142IH, <http://www.ortec-online.com/products/electronics/preamplifiers/142ih>, 22.05.2018.
- [6.2] Wzmacniacz spektrometryczny typu 671, <http://www.ortec-online.com/products/electronics/amplifiers/671>, 22.05.2018.
- [6.3] Zasilacz wysokiego napięcia typu NHQ 202M, <https://www.fastcomtec.com/fwww/datasheet/hv/nhq2.pdf>, 22.05.2018.
- [6.4] Kasetka zasilająca NIM/BIN typu 7032, <https://www.fastcomtec.com/fileadmin/fwww/datasheet/nim/nim-bin.pdf>, 22.05.2018.
- [6.5] Parametry digitizera GaGeOctopus 8240 CompuScope, <http://www.gage-applied.com/digitizers/12-bit/pci/compu-scope-octopus-82xx.htm>, 22.05.2018.
- [6.6] Parametry karty typu ORTEC ASPEC-927, <http://www.ortec-online.com/products/electronics/multichannel-analyzers-mca/basic-analog/aspec-927>, 22.05.2018.
- [6.7] Oprogramowanie ORTEC Maestro-32, <http://www.ortec-online.com/products/application-software/maestro-mca>, 22.05.2018.
- [7.1] M.-M. Bé et al., *Table of Radionuclides (Vol. 4– A = 133 to 252)*, Monographie BIPM-5, https://www.bipm.org/utis/common/pdf/monographieRI/Monographie_BIPM-5_Tables_Vol4.pdf, 22.05.2018.

[7.2] K. Drozdowicz et al., *Technical design and operation tests of the DET-12 device for detection of delayed neutrons*, Report No.2075/AP, Kraków, 2014,
<https://www.ifj.edu.pl/publ/reports/2014/2075.pdf>, 22.05.2018.

[7.3] B. Bieńkowska, K. Drozdowicz, B. Gabańska et al., *Physical assumptions for a design of the DET-12 chamber for detection of delayed neutrons*, Report IFJ No. 2074/AP, Kraków, 2014,
<https://www.ifj.edu.pl/publ/reports/2014/2074.pdf>, 22.05.2018.