



NARODOWE
CENTRUM
BADAŃ
JĄDROWYCH
ŚWIERK

Praca doktorska

**Badania kalibracyjne aparatury przeznaczonej
do aktywacyjnej diagnostyki neutronów z reakcji
syntezy jądrowej D-T w tokamaku JET**

Ewa Łaszyńska

Promotor pracy:

Prof. dr hab. Marek J. Sadowski

Promotor pomocniczy:

Dr inż. Sławomir Jednoróg

Świerk 2018

Pracę dedykuję Moim Rodzicom.

Pragnę złożyć serdeczne podziękowania prof. dr hab. Markowi J. Sadowskiemu za opiekę merytoryczną, życzliwość oraz cierpliwość podczas powstawania tej pracy. Dziękuję również za wszelkie uwagi i rady, które sprawiły, że praca ta osiągnęła ostateczną formę i jakość.

Pragnę wyrazić serdeczne podziękowania dr inż. Sławomirowi Jednorogowi oraz dr Ryszardowi Miklaszewskiemu za wszystkie uwagi i nieocenioną pomoc przy powstawaniu niniejszej pracy. Dziękuję również za niezwykłą cierpliwość i ciągłą mobilizację do pracy.

Dziękuję również dr. hab. prof. nadzw. Andrzejowi Gałkowskiemu za umożliwienie uczestnictwa w kampaniach eksperymentalnych na układzie JET.

Pragnę podziękować także wszystkim, którzy wspierali mnie podczas pisania tej pracy.

Streszczenie

Rozprawa doktorska opisuje zagadnienie kalibracji aparatury umożliwiającej pomiar neutronów z reakcji syntezy jądrowej D-T w tokamaku JET. Poprawne oszacowanie wielkości emisji neutronów z plazmy pozwala na wyznaczenie mocy fuzji jądrowej, parametrów plazmy i ma znaczący udział w rozważaniach związanych z zagadnieniami bezpieczeństwa. Jednym z wyzwań, z którym należało się zmierzyć w trakcie kalibracji urządzeń pomiarowych, służących do diagnostyki neutronów w tokamaku JET, było scharakteryzowanie i zastosowanie generatora neutronów o energii 14 MeV jako źródła kalibracyjnego. Źródło kalibracyjne tego typu zostało użyte po raz pierwszy w historii tokamaka JET wewnątrz komory próżniowej. Stosując generator jako źródło kalibracyjne, konieczne było precyzyjne określenie jego wydajności i stabilności emisji neutronów, a także widma energetycznego neutronów w funkcji kąta emisji oraz jej anizotropii. Jedną z metod, wykorzystaną w celu oszacowania wydajności emisji generatora neutronów, była metoda aktywacyjna. Niniejsza praca doktorska miała na celu udowodnienie, że metoda ta spełnia wymagania umożliwiające monitorowanie wydajności emisji neutronów w czasie kampanii deuterowo-trytowych w tokamaku JET. W tym celu przeprowadzono szereg szczegółowych badań eksperymentalnych oraz symulacji numerycznych, które zostały opisane w niniejszej rozprawie.

W rozdziale pierwszym opisano podstawowe zagadnienia z dziedziny fuzji jądrowej oraz zasadę działania tokamaka. Można tam znaleźć również informacje o rodzajach neutronów, sposobie ich oddziaływania z materią oraz o źródłach, z których są emitowane. W rozdziale pierwszym wymieniono również główne systemy diagnostyczne służące do badań neutronów emitowanych z gorącej plazmy.

Opis poszczególnych systemów służących do pomiaru neutronów emitowanych z plazmy, przedstawiono w rozdziale drugim. W rozdziale tym dużo uwagi poświęcono metodzie aktywacyjnej, która została zastosowana w trakcie charakteryzacji generatora neutronów, jak również w trakcie kalibracji „*in-vessel*” urządzeń pomiarowych, służących do diagnostyki neutronów w tokamaku JET. Określenie kalibracja „*in vessel*” oznacza procedurę kalibracyjną, podczas której źródło neutronów przemieszczane jest wewnątrz komory próżniowej oraz badane są wskazania urządzeń służących do pomiaru neutronów w tokamaku.

W rozdziale trzecim znajduje się uzasadnienie tematyki podjętych badań. Przedstawiono tu opis procedur kalibracyjnych wykonanych dla potrzeb kampanii D-D oraz D-T, przeprowadzonych do chwili obecnej. Powód konieczności określenia charakterystyk generatora neutronów o energii 14 MeV został również opisany w rozdziale trzecim.

W rozdziale czwartym sformułowano i uzasadniono główną tezę naukową. Ponadto przedstawiono listę badań oraz symulacji numerycznych mających na celu udowodnienie sformułowanej tezy.

Rozdział piąty zawiera opis zagadnień z dziedziny spektrometrii promieniowania gamma m.in. podstawowych parametrów charakteryzujących detektor promieniowania gamma, zagadnienie wydajności rejestracji fotonów oraz rodzaje kalibracji wydajnościowej.

W rozdziale szóstym opisano kryteria, którymi kierowano się podczas wyboru reakcji jądrowych, służących do pomiarów neutronów o energii 14 MeV. Opisano w nim również

parametry jądrowe wybranych materiałów aktywacyjnych i scharakteryzowano produkty, powstające w wyniku oddziaływania neutronów z jądrami tarczy. W tym rozdziale przedstawiono również opis eksperymentów oraz symulacji numerycznych przeprowadzonych w celu oceny poprawności dokonanego wyboru reakcji jądrowych.

Rozdział siódmy zawiera wyniki symulacji numerycznych, które pozwoliły na wyznaczenie optymalnej sekwencji pomiarowej i geometrii pomiarowej. W rozdziale siódmym przedstawiono zarówno opis parametrów generatora neutronów, wytypowanego jak źródło kalibracyjne, jak i stanowiska eksperymentalnego służącego do badania tego generatora. Przebieg badań charakterystycznych, został również przedstawiony w rozdziale siódmym. Rozdział ten zawiera również wyniki badań eksperymentalnych, dotyczących charakterystyki omawianego generatora neutronów oraz ich analizę.

W rozdziale ósmym opisano przebieg kalibracji aparatury przeznaczonej do pomiaru neutronów w tokamaku JET, przy wykorzystaniu generatora neutronów o energii 14 MeV. W rozdziale tym przedstawiono wyniki oszacowanej wydajności emisji generatora neutronów, wyznaczone współczynniki kalibracyjne dla komór rozszczepieniowych oraz współczynniki aktywacyjne dla wybranych materiałów tarczowych.

W ostatnim rozdziale dokonano podsumowania przeprowadzonych badań eksperymentalnych oraz symulacji numerycznych, jak również przedstawiono najważniejsze wnioski wynikające z ich wykonania.

Abstract

This doctoral thesis presents the calibration of diagnostics designed to enable measurements of neutrons from the D-T fusion reaction in the JET tokamak. A robust methodology to enable the monitoring of the neutron emission in the fusion device allows the determination of key parameters such as fusion power, a range of plasma physics observables and also has input to radiological safety considerations. One of the significant challenges during the calibration process of various neutron diagnostics in the JET tokamak was the characterisation and deployment of a 14 MeV neutron generator inside the JET vessel, to be used as the neutron calibration source. In this work, this type of neutron source was used for the first time in history inside the tokamak. In order to use the neutron generator as the neutron calibration source detailed characterisation work was required, which needed precise estimation of its neutron emissivity, including angular, spectral and temporal distributions. One of the methods used was a dosimetry foil activation method. This doctoral dissertation shows that the neutron activation method developed fulfils the requirements allowing to monitor of neutron emission during deuterium-tritium campaigns at the JET tokamak. To support this statement extensive experimental studies and numerical simulations have been carried out and are detailed in this dissertation.

The breakdown of the thesis are as follows. The first chapter describes the basic issues related to nuclear fusion, including the principles of tokamak operations and basics of neutron diagnostics for neutrons. Information relating to neutron interaction mechanisms with matter, and common neutron source types are also described.

Detailed descriptions of the principles and operation of neutron diagnostics for the measurement of neutrons emitted from the plasma are described in the second chapter. This chapter focusses in detail on the activation method applied during the characterization of the 14 MeV neutron generator, as well as during the in-vessel calibration of the JET neutron diagnostics.

The third chapter includes the substantiation of the presented thesis topic with associated experimental studies. This chapter describes the calibration procedures utilised for the deuterium and deuterium-tritium campaigns carried out to date in JET operations. The motivation and reasons for the use of the 14 MeV neutron generator in calibration processes are also presented.

A formulation and substantiation of the main thesis is presented in the fourth chapter. This part includes also the list of planned experimental research activities and numerical simulations that further support the stated thesis.

The fifth chapter includes details regarding some issues concerning the gamma-spectrometry detection method, inter alia, basic parameters of mathematically characterized gamma radiation detectors, the registration efficiency of the gamma radiation and general methods to determine detection efficiency.

The sixth chapter presents the criteria applied during the nuclear reactions selection process. The parameters of selected target materials and reaction products resulting from the neutron interactions with target nuclei are described in this chapter as well. The description

of experimental research and numerical simulations carried out in order to confirm the correctness of selected nuclear reactions is also included.

The seventh chapter includes the results of numerical simulations that allows one to estimate the optimal measurement sequence and measurement geometry. The description of the 14 MeV neutron generator, the experimental arrangement and measurement activities is also presented, including results used to determine the 14 MeV neutron generator emissivity characteristics.

The eighth chapter describes the in-vessel calibration phase of the JET neutron diagnostics using the 14 MeV neutron generator as the calibration source. In this chapter, the estimated neutron emission of 14 MeV neutron generator, the calibration coefficients for fission chambers and activation coefficients for the selected target materials are described.

The final chapter summarizes the overall results obtained via both experiment and numerical simulations and presents the main concluding results from them.

Spis treści

1. Wprowadzenie	15
1.1. Opis zjawiska syntezy jądrowej i charakterystyka wybranych kanałów reakcji	17
1.2. Neutrony jako produkt reakcji syntezy jądrowej	19
1.3. Pomiar neutronów w urządzeniach plazmowych	21
2. Aktualny stan wiedzy o metodach pomiaru neutronów emitowanych z urządzeń plazmowych	23
2.1. Metody służące do pomiaru neutronów emitowanych z urządzeń plazmowych	23
2.1.1. System pomiaru wydajności emisji neutronów w funkcji czasu	23
2.1.2. System aktywacyjny	26
2.1.3. Monitor profilu emisji neutronowej	27
2.1.4. Spektrometry neutronów	29
2.2. Badania aktywacji tarcz jako główna metoda pomiaru wydajności emisji neutronów z urządzeń plazmowych	32
2.2.1. Charakterystyka metody aktywacyjnej	32
2.2.2. Opis matematyczny metody aktywacyjnej	34
3. Uzasadnienie tematyki podjętych badań	37
3.1. Opis procedur kalibracyjnych zastosowanych dla potrzeb kampanii D-D (deuter-deuter) oraz D-T (deuter-tryt)	39
3.2. Celowość określenia charakterystyk generatora neutronów o energii 14 MeV	48
4. Główna teza rozprawy	49
4.1. Sformułowanie i uzasadnienie tezy naukowej	49
4.2. Opis zaplanowanych badań eksperymentalnych	50
5. Opis metod spektrometrycznych	53
5.1. Podstawowe parametry półprzewodnikowego detektora promieniowania gamma	53
5.2. Wydajność rejestracji fotonów	54
5.3. Metody wyznaczania wydajności rejestracji fotonów	55
5.4. Optymalizacja geometrii próbki i geometrii pomiaru	58
6. Wybór reakcji jądrowych służących do pomiaru neutronów o energii 14 MeV	61
6.1. Kryteria wyboru reakcji jądrowych	61
6.2. Charakteryzacja parametrów jądrowych wybranych materiałów aktywacyjnych	62

6.3. Doświadczalna walidacja wybranych reakcji jądrowych	67
6.3.1. Walidacja wybranych reakcji jądrowych poprzez badania eksperymentalne w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku	67
6.3.1.1. Symulacje numeryczne badanych procesów	67
6.3.1.2. Przebieg wykonanych eksperymentów	69
6.3.1.3. Wyniki pomiarów i ich omówienie	72
6.3.2. Walidacja wybranych reakcji jądrowych podczas kampanii eksperymentalnej D-D na tokamaku JET	74
7. Badanie emisyjności 14-MeV generatora neutronów w warunkach laboratoryjnych	77
7.1. Przygotowanie do pomiarów	77
7.2. Generator neutronów	88
7.3. Opis stanowiska pomiarowego	92
7.4. Obliczenia wydajności emisji 14-MeV generatora neutronów	93
7.5. Symulacja widma neutronów metodą MCNP	94
7.6. Wyniki pomiarów	95
7.7. Wydajność emisji generatora neutronów wyznaczona metodą aktywacyjną	104
7.8. Wydajność emisji generatora neutronów wyznaczona metodą numeryczną (FISPACT-II)	108
7.9. Ocena niepewności pomiarowej	113
7.10. Analiza wyników	114
8. Kalibracja aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET przy wykorzystaniu generatora neutronów o energii 14 MeV	117
8.1. Opis procedur kalibracyjnych	118
8.1.1. Kalibracja systemu komór rozszczepieniowych - KN1	118
8.1.2. Kalibracja systemu aktywacyjnego - KN2	119
8.1.3. Monitorowanie emisji neutronów z generatora	119
8.2. Wyniki pomiarów	122
8.3. Oszacowanie wydajności emisji generatora neutronów	128
8.4. Wydajność emisji neutronów wyznaczona metodą numeryczną (FISPACT-II)	130
8.5. Ocena niepewności pomiarowej	133
8.6. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych	135
8.6.1. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla systemu komór rozszczepieniowych - KN1	135
8.6.2. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla systemu aktywacyjnego - KN2	138
8.7. Analiza wyników	141

9. Podsumowanie i wnioski	143
Spis literatury	147
Spis oznaczeń stosowanych w rozprawie	153
Spis skrótów stosowanych w rozprawie	157
Dodatek 1. Charakterystyki wyładowań plazmowych w tokamaku JET, w trakcie których aktywowano próbki wybranych materiałów	161
Dodatek 2. Krzywe wydajności rejestracji fotonów pochodzących z próbek aktywacyjnych napromieniowanych podczas wyładowań plazmowych w tokamaku JET.....	165
Dodatek 3. Zmiana radioaktywności ^{27}Mg , ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w funkcji czasu podczas kolejnych dni kampanii eksperymentalnej w National Physical Laboratory	168
Dodatek 4. Zmiana radioaktywności ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w funkcji czasu podczas kalibracji „ <i>in-vessel</i> ” aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET	190

Rozdział 1

Wprowadzenie

Prace eksperymentalne dotyczące pokojowego wykorzystania kontrolowanej fuzji (syntezy) termojądrowej trwają od lat 50 XX wieku. Ich celem jest zbudowanie pierwszej elektrowni termojądrowej, która rozwiązałaby problemy energetyczne świata. Paliwem w takiej elektrowni mają być izotopy wodoru - deuter i tryt. Jak wiadomo, zasoby deuteru w wodach oceanicznych są bardzo duże, praktycznie niewyczerpywalne. Tryt natomiast występuje w atmosferze ziemskiej, jako produkt reakcji wywoływanych przez protony z kosmosu. W warunkach laboratoryjnych może on być otrzymywany z innych reakcji jądrowych. Do celów energetycznych, w przyszłej elektrowni termojądrowej, tryt będzie wytwarzany z litu. Lit jest powszechnym pierwiastkiem w przyrodzie i dość łatwo go pozyskać w stanie wysokiej czystości. W planowanym reaktorze termojądrowym torus tokamaka będzie otoczony płaszczem litowym, który będzie znajdował się w gęstym i silnym strumieniu neutronów. W rezultacie zachodzić będzie następująca reakcja jądrowa, zapewniająca dostawy trytu dla reaktora syntezy jądrowej:

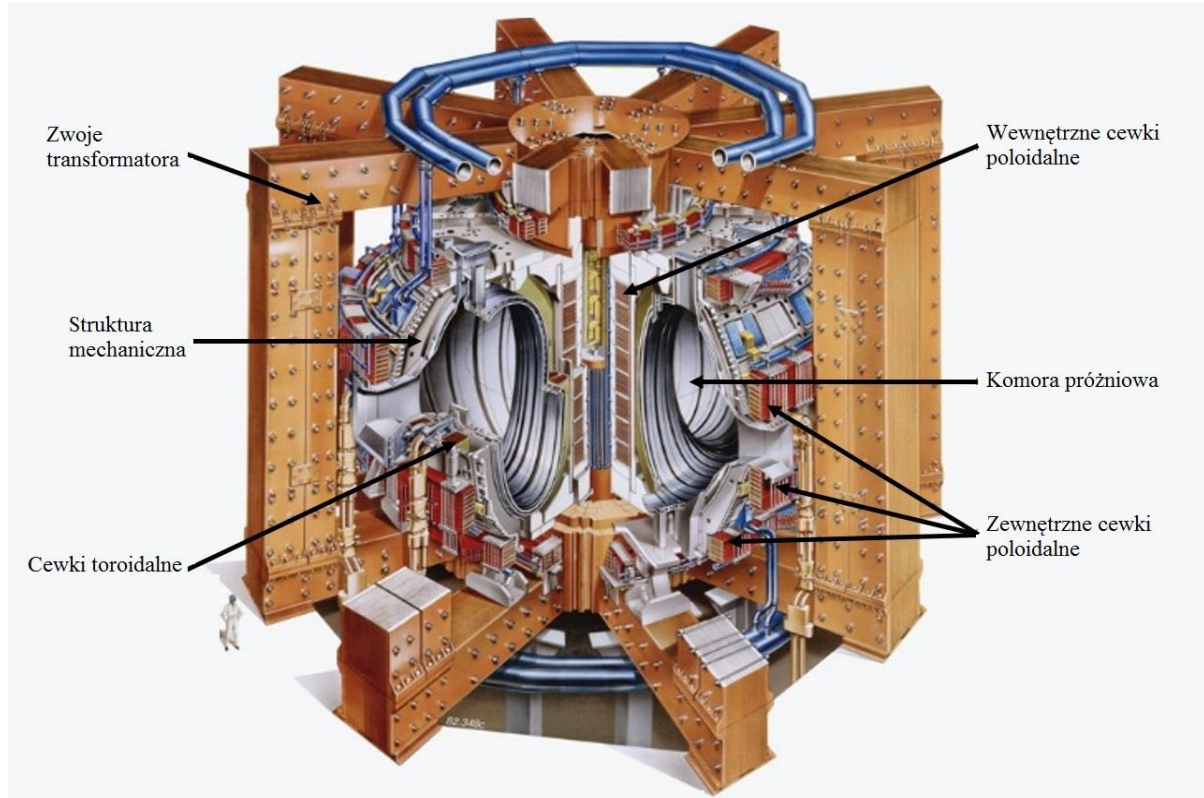


Jednym z pierwszych urządzeń, które umożliwiło pozyskiwanie energii z kontrolowanej syntezy termojądrowej, był tokamak (rus.: TOroidalnaya KAmera s MAgnitnami Katushkami). Wybudowany on został w latach 50-tych XX wieku pod kierownictwem Igora W. Kurczatowa w Instytucie Energii Atomowej w Moskwie [1]. Tokamak jest urządzeniem umożliwiającym magnetyczne utrzymanie gorącej plazmy. Zasadniczą część tokamaka stanowi komora próżniowa, wypełniana deuterem lub mieszaniną deuteru i trytu. Komora o kształcie torusa otacza rdzeń transformatora a na jej powierzchni, w płaszczyźnie poloidalnej, nawinięte są cewki wytwarzające toroidalne pole magnetyczne. Zmienny strumień pola magnetycznego w rdzeniu transformatora generuje wewnątrz komory wirowe pole elektryczne (toroidalne), które przyspiesza naładowane cząstki w gazie wypełniającym komorę. Indukowany w ten sposób prąd powoduje dalszą jonizację gazu, powstanie plazmy oraz wzrost jej temperatury. Dodatkowo wytwarza on również własne pole magnetyczne, prostopadłe do kierunku jego przepływu, tzw. pole poloidalne. Powoduje ono ściśnięcie plazmy i nadanie jej kształtu pierścienia plazmowego. W skutek działania pola magnetycznego (suma składowych toroidalnej i poloidalnej), cząstki plazmy poruszają się po torach spiralnych, nie zbliżając się do ścianek tokamaka [1-2].

JET (ang.: Joint European Torus) jest największym wybudowanym i działającym obecnie tokamakiem. Jest on usytuowany w CCFE (ang.: Culham Centre for Fusion Energy) w Wielkiej Brytanii. Pierwsze eksperymenty w układzie JET przeprowadzone zostały w 1983 roku. Uzyskano wówczas w plazmie prąd o natężeniu rzędu 3 MA oraz temperaturę elektronową ok. 2 keV. Pierwszą kampanię eksperymentalną, z częściowym użyciem trytu (ok. 10%), przeprowadzono dopiero w 1997 roku. Otrzymano wówczas rekordową wielkość mocy pochodzącej z fuzji jądrowej, która w impulsie trwającym ok. 2 s osiągnęła poziom ok. 16 MW [3]. Uproszczony schemat tokamaka JET przedstawiony został na Rysunku 1, a najważniejsze parametry techniczne tego urządzenia podano w Tabeli 1.

Tabela 1. Parametry techniczne tokamaka JET [3].

Parametr	Wartość
Promień torusa	2,96 m
Pole toroidalne	≤ 4 T
Objętość plazmy	80 m ³
Prąd plazmy	$\leq 4,8$ MA
Moc systemów grzania	30 MW
Średnia gęstość plazmy	$\leq \sim 1 \cdot 10^{20}$ m ⁻³
Temperatura plazmy	≤ 300 mln °C
Osiągnięta moc fuzji	16 MW



Rys. 1. Schemat poglądowy tokamaka JET [4]. Sylwetka człowieka po lewej stronie układu pozwala ocenić rozmiary urządzenia.

Wiedza oraz doświadczenie, zdobyte w eksperymentach przeprowadzonych na urządzeniu plazmowym JET, będą wykorzystane przy budowie i eksploatacji tokamaka ITER (ang.: International Thermonuclear Experimental Reactor). Układ ten ma generować dziesięć razy więcej energii pochodzącej z reakcji fuzji jądrowej niż ilość energii, która będzie potrzebna do jonizacji i ogrzania plazmy wodorowej oraz zainicjowania reakcji fuzji. Tokamak ITER jest obecnie budowany w miejscowości Cadarache na południu Francji. Pierwsze eksperymenty z użyciem plazmy planowane są na rok 2025.

Pierwszą prototypową elektrownią termojądrową ma być w dalszej przyszłości układ DEMO (ang.: DEMOnstration Power Station). Do jego wybudowania konieczne jest jednak przetestowanie wszystkich komponentów przyszłej elektrowni, przeprowadzenie licznych badań materiałowych oraz opracowanie nowych technologii eksploatacyjnych. Testy te mają być przeprowadzone w tokamaku ITER.

1.1. Opis zjawiska syntezy jądrowej i charakterystyka wybranych kanałów reakcji

Zjawiskiem fuzji jądrowej nazywamy proces łączenia się jąder pierwiastków lekkich w jądro cięższe, w wyniku którego wydzielana jest energia oraz uwalniane są produkty reakcji, tj. neutrony, protony, cząstki alfa lub inne cząstki naładowane.

Warunkiem koniecznym zajścia reakcji fuzji jądrowej jest zbliżenie do siebie jąder pierwiastków lekkich na bardzo małą odległość, aby umożliwić ich połączenie. Jądra posiadają dodatni ładunek elektryczny i dlatego odpychają się coraz silniej wraz ze zmniejszaniem odległości pomiędzy nimi. Dlatego, aby mogły ulec połączeniu, muszą posiadać odpowiednią energię, konieczną do pokonania siły ich wzajemnego odpychania elektrostatycznego. Siła ta jest proporcjonalna do ładunku elektrycznego jąder i odwrotnie proporcjonalna do kwadratu odległości między nimi. W związku z tym oddziaływujące ze sobą jądra powinny mieć możliwie najniższy ładunek opisywany przez liczbę atomową [5]. Pierwiastkiem posiadającym najniższą liczbę atomową jest wodór. Posiada on 3 izotopy: wodór, deuter i tryt, które różnią się liczbą neutronów w jądrze. Izotopy te są powszechnie stosowane w eksperymentach plazmowych, a ich jądra: protony (p), deuterony (D) i trytony (T) wraz z cięższymi jądrami ^3He i ^4He (tj. cząstkami α) i szybkimi neutronami (n) występują w różnych reakcjach syntezy jądrowej.

Reakcje jądrowe, które mają kluczowe znaczenie w eksperymentach fuzyjnych, są następujące [6]:

$$D + T = \alpha (3,518 \text{ MeV}) + n (14,072 \text{ MeV}) + 17,590 \text{ MeV}, \quad (2a)$$

$$D + T = {}^5\text{He} + \gamma + 16,632 \text{ MeV} = \alpha + n + \gamma + 17,590 \text{ MeV}, \quad (2b)$$

$$D + D = {}^3\text{He} (0,817 \text{ MeV}) + n (2,452 \text{ MeV}) + 3,269 \text{ MeV}, \quad (3a)$$

$$D + D = T (1,008 \text{ MeV}) + p (3,025 \text{ MeV}) + 4,033 \text{ MeV}, \quad (3b)$$

$$D + D = \alpha + \gamma + 22,843 \text{ MeV}, \quad (3c)$$

$$T + T = \alpha + n + n + 11,332 \text{ MeV}, \quad (4a)$$

$$T + T = {}^5\text{He} (1,729 \text{ MeV}) + n (8,645 \text{ MeV}) + 10,374 \text{ MeV} = \alpha + n + n (8,645 \text{ MeV}) + 11,332 \text{ MeV}, \quad (4b)$$

$$T + T = {}^5\text{He}^* (1,296 \pm 0,333 \text{ MeV}) + n (6,479 \pm 1,667 \text{ MeV}) + 7,775 \text{ MeV} = \alpha + n + n + 11,332 \text{ MeV}, \quad (4c)$$

$$T + {}^3\text{He} = D (9,547 \text{ MeV}) + \alpha (4,774 \text{ MeV}) + 14,321 \text{ MeV}, \quad (5a)$$

$$T + {}^3\text{He} = {}^5\text{He} (1,856 \text{ MeV}) + p (9,282 \text{ MeV}) + 11,138 \text{ MeV} = \alpha + n + p (9,282 \text{ MeV}) + 12,096 \text{ MeV}, \quad (5b)$$

$$T + {}^3\text{He} = \alpha + n + p + 12,096 \text{ MeV}, \quad (5c)$$

$$D + {}^3\text{He} = p (14,683 \text{ MeV}) + \alpha (3,671 \text{ MeV}) + 18,354 \text{ MeV}, \quad (6a)$$

$$D + {}^3\text{He} = {}^5\text{Li} + \gamma + 16,384 \text{ MeV} = \alpha + p + \gamma + 18,354 \text{ MeV}, \quad (6b)$$

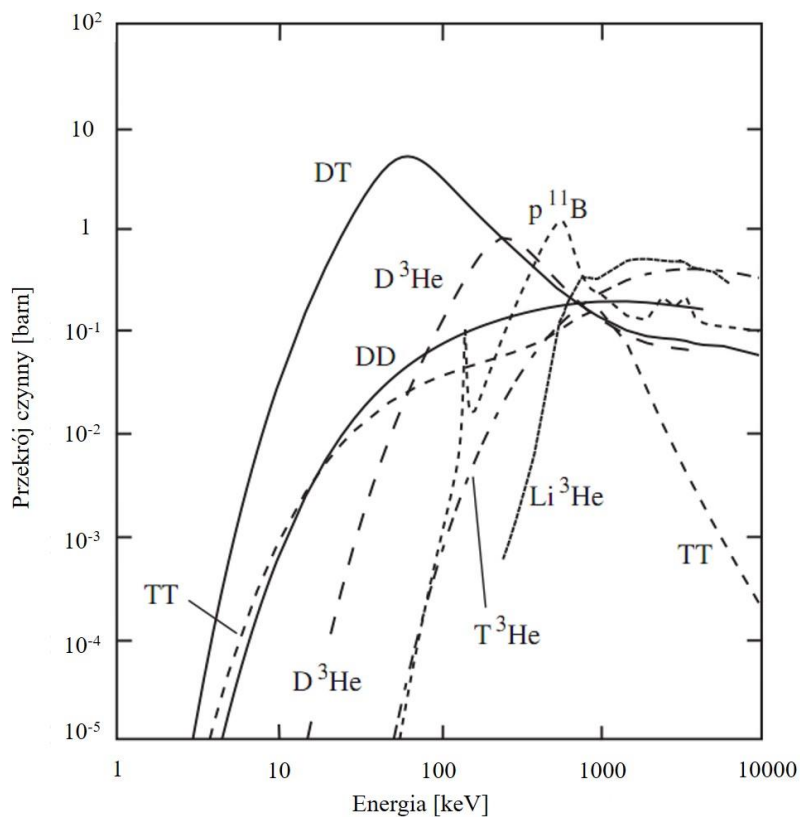
$${}^3\text{He} + {}^3\text{He} = p + p + \alpha + 12,860 \text{ MeV}, \quad (7a)$$

$${}^3\text{He} + {}^3\text{He} = {}^5\text{Li} + p = p + p + \alpha + 12,860 \text{ MeV}, \quad (7b)$$

$$p + D = {}^3\text{He} + \gamma + 5,5 \text{ MeV}, \quad (8)$$

$$p + T = n + {}^3\text{He} - 0,763 \text{ MeV}. \quad (9)$$

W wymienionych reakcjach, w nawiasach podano energię poszczególnych produktów. Pozostałe liczby oznaczają energię uwalnianą w wyniku określonej reakcji jądrowej. Reakcje (2b), (4b), (4c), (5b), (6b) oraz (7b) prowadzą do utworzenia krótko-życiowego radionuklidu ${}^5\text{He}$ w stanie podstawowym (${}^5\text{He}$) lub wzbudzonym (${}^5\text{He}^*$). Jeśli w wyniku reakcji jądrowej powstają trzy produkty, to rozkład energii pomiędzy nimi ma szerokie spektrum energetyczne i jest trudny do wyznaczenia za pomocą obliczeń teoretycznych. Wszystkie reakcje z wyjątkiem ostatniej (9) są reakcjami egzotermicznymi. Przekroje czynne na zajście najważniejszych reakcji fuzji jądrowej przedstawione są na Rysunku 2.



Rys. 2. Zależność przekroju czynnego reakcji syntezy jądrowej od energii w układzie środka masy [7].

Największe możliwości stwarza reakcja deuteronów z trytonami (D-T). Reakcja ta ma największe prawdopodobieństwo wystąpienia przy temperaturach osiągających ok. 100 keV. Aby z reakcji fuzji otrzymać ilość energii, która będzie przewyższała straty energii związane z emisją promieniowania hamowania i promieniowania synchrotronowego - konieczne jest utrzymywanie gorącej plazmy przez odpowiednio długi okres czasu.

Minimalny iloczyn czasu utrzymania energii (τ_{DT}) w plazmie deuterowo-trytonowej oraz jej gęstości (n_{DT}), niezbędny do uwolnienia energii większej niż straty energetyczne, został określony przez J. L. Lawsona [8] w formie nierówności (nazywanej często kryterium Lawsona):

$$(n_{DT} \cdot \tau_{DT}) > 10^{14} [cm^{-3} s], \quad (10)$$

gdzie: n_{DT} jest liczbą jąder w $1 cm^3$, a τ_{DT} jest czasem wyrażonym w sekundach. Jest on osiągany dla temperatury plazmy $\sim 25 keV$.

W przypadku plazmy deuterowej, gęstość plazmy (n_D) i czas utrzymania energii w plazmie (τ_D) muszą spełniać nierówność:

$$(n_D \cdot \tau_D) > 10^{16} [cm^{-3} s]. \quad (11)$$

1.2. Neutrony jako produkt reakcji syntezy jądrowej

Ważnym wydarzeniem w dziedzinie fizyki jądrowej było odkrycie neutronu, w wyniku eksperymentu przeprowadzonego przez J. Chadwicka w 1932 roku. Neutron jest cząstką elektrycznie obojętną o spinie połówkowym. Jego masa jest zbliżona do masy protonu. Neutrony swobodne tj. nie związane z jądrem atomowym, rozpadają się w wyniku czego powstaje proton, elektron i antyneutrino elektronowe. Średni czas życia swobodnego neutronu wynosi ok. 15 minut.

W fizyce stosuje się podział neutronów na kilka grup w zależności od ich energii. Podział ten został przedstawiony w Tabeli 2.

Tabela 2. Podział neutronów na grupy energetyczne [9-10].

Neutrony	Energia
ultra zimne	$< 0,2 \mu eV$
bardzo zimne	$0,2 \mu eV \leq E \leq 50 \mu eV$
zimne	$0,05 meV < E \leq 25 meV$
termiczne	$25 meV$
rezonansowe	$1 eV < E \leq 1 keV$
pośrednich energii	$1 keV < E \leq 500 keV$
prędkie	$500 keV < E \leq 50 MeV$
wysokich energii	$> 50 MeV$

Neutrony o energii z przedziału od 0 do 1 keV nazywa się zwykle neutronami powolnymi i traktuje często jako jedną, dużą grupę, obejmującą pięć pierwszych podgrup przedstawionych w Tabeli 2. Najważniejszą rolę w tej grupie odgrywają neutrony termiczne. Ich średnia energia jest zbliżona do energii termicznej atomów, pozostających w równowadze energetycznej z otoczeniem. Energie (i odpowiadające im prędkości) neutronów zależą silnie od temperatury ośrodka, w którym się znajdują. Przy zachowaniu równowagi termicznej rozkład prędkości neutronów może być opisany za pomocą rozkładu Maxwella [10].

Neutrony o energiach od 1 eV do 1 keV są pochłaniane przez jądra niektórych pierwiastków w sposób rezonansowy i stąd pochodzi ich nazwa. Neutrony prędkie wywarzone są między innymi w wyniku reakcji rozszczepienia lub fuzji jądrowej. Natomiast neutrony o bardzo wysokich energiach otrzymywane są w akceleratorach.

Neutrony, podobnie jak fotony, nie posiadają ładunku elektrycznego, stąd też mogą przebywać w większości ośrodków znaczne odległości, nie wchodząc w interakcje z ich elementami. Oddziaływanie elektromagnetyczne neutronów z elektronami, które wynika z posiadania przez nich momentów magnetycznych, nie ma dużego znaczenia praktycznego. W badaniach eksperymentalnych największe znaczenie mają tzw. silne oddziaływania neutronów z jądrami pierwiastków lub z poszczególnymi nukleonami. Jednym z możliwych oddziaływań silnych jest rozproszenie sprężyste neutronu na jądrze (reakcja typu n, n'), w wyniku którego zostaje zachowana całkowita energia układu (tzn. energia tracona przez neutron w wyniku zderzenia jest równa energii jądra odrzutu). Z rozproszeniem niesprężystym mamy do czynienia wtedy, kiedy w wyniku zderzenia z neutronem jądro atomowe absorbuje część energii i ulega wzbudzeniu. Wzbudzone jądro pozbywa się nadmiaru energii poprzez emisję fotonu gamma [11]. Neutrony mogą również wywoływać reakcje jądrowe, oddziałując bezpośrednio z nukleonami lub grupami nukleonów w jądrze, albo mogą zostać zaabsorbowane i utworzyć tzw. jądro złożone. Spełnione zostają wówczas zasady zachowania energii, pędu i momentu pędu układu, a także ładunku elektrycznego oraz liczby barionowej i leptonowej.

Reakcje typu pick-up (n,d), które polegają na oderwaniu od jądra nukleonu przez neutron i utworzeniu z nim jądra deuteru, zalicza się do reakcji jądrowych z oddziaływaniem bezpośrednim. Do tej grupy zaliczane są także reakcje typu knock-out (n,p), kiedy oddziaływający neutron wybija z jądra inny nukleon i przekazuje mu swoją energię kinetyczną i pęd oraz zajmuje jego miejsce.

W przypadku kiedy neutron, w wyniku reakcji jądrowej, zostaje zaabsorbowany przez jądro, przekazuje mu swoją energię kinetyczną. Utworzone zostaje krótko-życiowe jądro złożone o średnim czasie życia od 10^{-17} do 10^{-12} s, będące w stanie wzbudzonym. Energia przekazywana przez neutron może rozkładać się równomiernie pomiędzy poszczególnymi nukleonami, albo może być przekazana w całości jednemu z nukleonów lub ich grupie. W rezultacie wzbudzone jądro złożone może emitować cząstki wtórne takie jak: neutrony, protony, deuterony, cząstki α lub kwanty gamma. Mogą zachodzić także reakcje jądrowe typu ($n,2n$), (n,p), (n,d) oraz (n,α) [1].

Ważnym oddziaływaniem neutronów z materią jest tzw. wychwyty radiacyjny (n,γ). Polega on na absorpcji neutronu przez jądro i emisji kwantu gamma.

Neutrony wchodząc w interakcje z jądrami ciężkimi mogą również wywołać ich rozszczepienie na dwa fragmenty o podobnych masach. Reakcji tej towarzyszy emisja neutronów i kwantów gamma, które unoszą znaczne ilości energii.

Prędkie neutrony reagując z otaczającą materią tracą energię głównie w wyniku serii rozprożeń sprężystych na jądrami. Proces ten nazywany jest moderacją. Wraz ze spadkiem energii neutronu wzrasta prawdopodobieństwo wychwytu neutronu przez jądro [11].

Istnieje wiele rodzajów źródeł neutronów, np. źródła typu (α, n) , źródła, które ulegają rozszczepieniom spontanicznym (np. ^{252}Cf), akceleratory, reaktory jądrowe czy też źródła spalacyjne. Oddzielny rodzaj wydajnych źródeł neutronów stanowią reakcje fuzji jądrowej. W niniejszym opracowaniu główną uwagę poświęcono reakcjom fuzji jądrowej, zachodzącym w plazmie deuterowej lub deuterowo-trytowej i będącym źródłem wysokoenergetycznych neutronów.

1.3. Pomiary neutronów w urządzeniach plazmowych

Projektowane reaktory termojądrowe typu tokamak, których rozmiary mają być znacznie większe od dotychczas eksploatowanych, będą źródłem bardzo silnych strumieni wysokoenergetycznych neutronów i kwantów gamma. Oszacowanie parametrów plazmy (takich jak: szybkość reakcji fuzji, gęstość strumienia mocy uzyskiwanej z fuzji, temperatura jonów, skład paliwa oraz rozkład energii prędkich jonów i ich rozkład przestrzenny), które można wykonać za pomocą różnych metod diagnostycznych, jest niezbędne ze względów bezpieczeństwa, a także w celu określenia budżetu neutronowego, określającego szacowaną wielkość emisji neutronów dla rozpatrywanego urządzenia plazmowego [12].

Ilość neutronowych metod pomiarowych, które mogą zostać zastosowane do określenia wyżej wymienionych parametrów urządzeń plazmowych, jest jednak ograniczona. Możliwe jest jedynie oszacowanie całkowitego wydatku neutronowego badanego urządzenia, względnej intensywności emisji neutronów w zależności od położenia w płaszczyźnie poprzecznego przekroju torusa plazmy oraz widma energetycznego neutronów emitowanych z wybranego obszaru plazmy.

Diagnostyki neutronowe dostarczają danych, które mogą zostać użyte bezpośrednio do oszacowania parametrów plazmy, takich jak: gęstość paliwa termojądrowego i jego temperatura. Zdobycie wiedzy dotyczącej transportu cząstek w plazmie jest możliwe przy zastosowaniu odpowiednich metod pomiarowych. Diagnostyki neutronowe są stosowane do testowania spowalniania cząstek prędkich w plazmie oraz do szacowania niestabilności magnetohydrodynamicznych (MHD). Przede wszystkim służą one jednak do oceny warunków pracy osiągniętych przez reaktor termojądrowy. Techniki stosowane w praktyce mają szerokie zastosowanie także w konwencjonalnych reaktorach jądrowych i w fizyce eksperymentalnej badającej neutrony. Zakres energii neutronów, który jest przedmiotem zainteresowania w eksperymentach plazmowych, jest zwykle ograniczony do przedziału od 2,5 do 14 MeV. W związku z tym ilość metod, która może zostać zastosowana, jest także ograniczona. Mogłoby się wydawać, że pomiary neutronowe powinny być relatywnie proste do wykonania, ale tak nie jest. Praktyczne problemy wynikają z wymaganej rozdzielczości czasowej oraz z szerokiego zakresu osiągniętych wydajności neutronów. W przypadku badań związanych

z tokamakami - jako rozdzielczość czasową przyjmuje się przedział od 1 ms do 100 ms. Diagnostyki neutronowe umożliwiają pomiar emisji neutronów z urządzenia plazmowego od 10^{10} do 10^{19} n·s⁻¹ [13].

Główne systemy diagnostyczne, które służą do badań neutronów emitowanych z gorącej plazmy przedstawione zostały w Tabeli 3.

Tabela 3. Systemy służące do diagnostyki neutronów emitowanych z plazmy [12-13].

System	Zastosowanie
Monitor emisji neutronów w funkcji czasu	<ul style="list-style-type: none"> • Pomiar intensywności bieżącej emisji neutronów; • Rozróżnienie neutronów z reakcji D-D oraz D-T, co jest niezbędne do badań dopalania trytu (opis zjawiska dopalania trytu znajduje się w Rozdziale 6); • Obserwacja występowania nagłych fluktuacji w rejestrowanym sygnale, które mogą być związane z efektami MHD.
System aktywacyjny	<ul style="list-style-type: none"> • Pomiar całkowitej emisji neutronów wyemitowanych z urządzenia plazmowego; • Kalibracja monitora emisji neutronów w funkcji czasu.
Kamera neutronowa 2D (dla plazmy deuterowej i deuterowo-trytowej)	<ul style="list-style-type: none"> • Pomiar radialnego rozkładu intensywności neutronów w dwóch kierunkach; • Tomograficzna rekonstrukcja źródła emisji neutronów; • Badania dopalania trytu w plazmie deuterowej.
Spektrometry neutronowe (o orientacji radialnej lub stycznej)	<ul style="list-style-type: none"> • Pomiar rozkładu neutronów w funkcji energii; • Możliwość rozróżnienia neutronów pochodzących z reakcji fuzji jądrowej oraz reakcji wiązka-plazma; • Możliwość potwierdzenia obecności neutronów produkowanych w wyniku interakcji cząstek o wysokiej energii z zanieczyszczeniami plazmy.

Wszystkie wymienione wyżej systemy diagnostyczne neutronów zostaną omówione przez autorkę w dalszej części pracy.

Rozdział 2

Aktualny stan wiedzy o metodach pomiaru neutronów emitowanych z urządzeń plazmowych

Diagnostyki neutronowe dostarczają m.in. informacji na temat szybkości reakcji fuzji jądrowej. Parametr ten wskazuje jak blisko stanu zapłonu i jądrowego „spalania” jest plazma. Najważniejszym zadaniem diagnostyk neutronowych jest oszacowanie emisji neutronów z plazmy deuterowej i deuterowo-trytowej przy założeniu, że wynika ona jedynie z reakcji fuzji jądrowej. Pomiar radialnych rozkładów emisji neutronów oraz ich widma energetycznego jest zadaniem drugorzędym [14]. Wydajność emisji neutronów Y_n , która ściśle określa moc wydzielaną z reakcji fuzji, może być mierzona przez monitory emisji neutronów w funkcji czasu. Monitory te muszą być jednak skalibrowane „*in-situ*” za pomocą systemu aktywacyjnego i monitorów profilowych z niepewnością nie większą niż 10%. Czasowo-zależne profile neutronowe dostarczają informacji niezbędnych do przeprowadzenia analiz transportu cząstek. Całka z wydajności emisji neutronów dla danego wyładowania plazmowego nazywana jest całkowitą wydajnością emisji neutronów Y_{total} i jest zwykle mierzona za pomocą systemu aktywacyjnego. Diagnostyki neutronowe dostarczają również informacji o temperaturze jonów, zawartości poszczególnych izotopów wodoru w paliwie termojądrowym, zachowaniu prędkich jonów, mechanizmach strat itp. Rozkłady prędkości i charakterystyki utrzymywania prędkich jonów mogą zostać wyznaczone za pomocą spektrometrów neutronowych i pomiarów kwantów promieniowania gamma. Kombinacja kilku neutronowych systemów diagnostycznych umożliwia oszacowanie absolutnej mocy fuzji i fluencji neutronów na ścianie komory urządzenia plazmowego [12].

2.1. Metody służące do pomiaru neutronów emitowanych z urządzeń plazmowych

2.1.1. System pomiaru wydajności emisji neutronów w funkcji czasu

Jak wspomniano wyżej, jednym z najważniejszych zadań diagnostyki neutronowej jest pomiar całkowitej emisji neutronów. Kluczową rolę odgrywa przy tym wielkość tej emisji, a wiedza na temat energii emitowanych neutronów ma mniejsze znaczenie. Jest to do przyjęcia w przypadku tokamaków pracujących z plazmą deuterową, gdyż emisja neutronów

jest wówczas zdominowana przez neutrony o energii 2,5 MeV, pochodzące z reakcji D-D. Oprócz takich neutronów powstaje także pewna ilość neutronów o energii 14 MeV, pochodzących z reakcji dopalania trytu. Stanowią one zwykle 0,2 - 2% wszystkich emitowanych neutronów. Pomiar neutronów pochodzących z reakcji dopalania trytu umożliwia uzyskanie informacji o transporcie prędkich trytonów w badanej plazmie. Należy dodać, że w przypadku urządzeń plazmowych pracujących z wykorzystaniem mieszaniny deuteru i trytu dominujące znaczenie ma emisja neutronów o energii 14 MeV.

Zaprojektowanie prostego urządzenia pomiarowego, które będzie służyć do pomiaru jedynie neutronów o energii 2,5 MeV z wyłączeniem neutronów o energii 14 MeV, jest niemożliwe. Dużo łatwiejsze jest skonstruowanie urządzenia, które będzie rejestrować z dużą wydajnością neutrony o energiach z przedziału 2,5 – 14 MeV i będzie miało małą wydajność rejestracji dla neutronów o energiach mniejszych od 2,5 MeV lub większych od 14 MeV [13].

Dla diagnostyk neutronowych zainstalowanych na tokamaku JET typowa rozdzielczość czasowa wynosi ok. 5 ms i jest wystarczająca do badań wyładowań trwających ok. 30 s. Większa rozdzielczość czasowa jest wymagana przy badaniach fluktuacji parametrów plazmy.

Wydajność emisji neutronów z urządzeń fuzyjnych jest najczęściej mierzona za pomocą liczników proporcjonalnych wypełnionych BF_3 lub ^3He , albo przy użyciu komory rozszczepieniowej zawierającej ^{235}U . Materiały zawarte w takich urządzeniach detekcyjnych charakteryzują się dużym przekrojem czynnym na reakcje wywoływane przez neutrony termiczne. W związku z tym, urządzenia te są zwykle wyposażane w polietylenowe moderatory, które mają za zadanie spowolnienie neutronów pochodzących z plazmy.

W przypadku tokamaków napełnianych okresowo wodorem, ze względu na szczątkowe ilości deuteru, wydajność emisji neutronów jest bardzo niska ($<10^{10} \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$) i jako detektory neutronów stosowane są liczniki proporcjonalne z BF_3 i He^3 z uwagi na ich wysoką wydajność detekcji.

W tokamakach napełnianych deuterem wydajność emisji neutronów jest znacznie większa i dlatego mierzona jest zwykle za pomocą komór rozszczepieniowych (liczników) z ^{235}U . Komory takie mogą pracować w trybie całkowitego zliczania impulsów w czasie pojedynczego wyładowania lub chwilowego zliczania impulsów bieżących albo w trybie Campbella [15]. Liczniki z ^{235}U zawierają około 1 g materiału rozszczepialnego. Charakteryzują się one wydajnością rejestracji rzędu jednego zliczenia na 10^8 wyemitowanych neutronów. Omawiane liczniki zainstalowane są między innymi w tokamakach: JET [14], TFTR (ang.: Tokamak Fusion Test Reactor) [16] oraz JT-60U (ang.: Japanese Torus-60 Upgrade) [17].

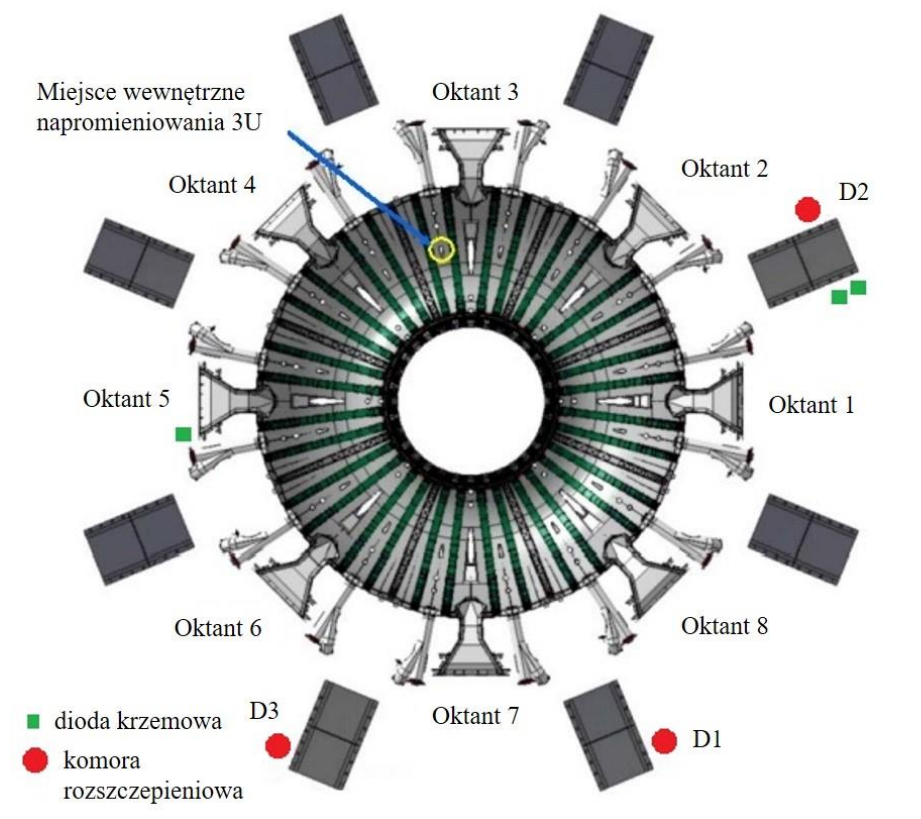
Liczniki z komorą rozszczepieniową zawierającą ^{238}U są przeznaczone do detekcji neutronów emitowanych z tokamaków pracujących z mieszaniną deuteru i trytu. Ich wydajność rejestracji dla 14-MeV neutronów wynosi jedno zliczenie na 10^{12} wyemitowanych neutronów.

W przypadku konieczności oszacowania całkowitej emisji neutronów o energii 2,5 MeV i 14 MeV, niezbędne jest zastosowanie detektorów, które pozwalają na rozróżnienie sygnałów pochodzących od neutronów o różnych energiach. Do pomiarów 14-MeV neutronów, pochodzących z reakcji dopalania trytu, stosowanych jest kilka typów detektorów. Są to między innymi scyntylatory ciekłe i szklane, detektory rozszczepieniowe lub detektory krzemowe. Diody krzemowe wykorzystujące reakcje (n, α) oraz (n,p), wywoływane głównie przez

wysokoenergetyczne neutrony, są najczęściej stosowanymi detektorami półprzewodnikowymi [13].

Podczas badania wydajności emisji neutronów jednym z najważniejszych zadań jest absolutna kalibracja urządzeń pomiarowych, służących do ich diagnostyki [12]. Jej celem jest wyznaczenie współczynników kalibracyjnych. Kalibracja ta polega na wykonaniu pomiarów przy użyciu odpowiedniego źródła neutronów, które jest umieszczane w wielu wcześniej wybranych miejscach wewnątrz komory próżniowej tokamaka. Do przeprowadzenia absolutnej kalibracji urządzeń pomiarowych, które służą do diagnostyki neutronów w tokamakach JET oraz JT-60U pracujących z czystym deuterem, użyto źródeł zawierających ^{252}Cf . Do kalibracji urządzeń przed kampanią eksperymentalną z zastosowaniem mieszaniny deuteru i trytu w tokamaku TFTR użyto natomiast generatora neutronów o energii 14 MeV.

Komory rozszczepieniowe, stosowane na tokamaku JET (KN1), składają się z trzech par moderowanych komór jonizacyjnych zawierających izotopy ^{235}U oraz ^{238}U . Są one zainstalowane na uzwojeniach magnetycznych w horyzontalnej płaszczyźnie, przechodzącej przez środek tokamaka [18]. Ich rozmieszczenie zostało przedstawione na Rysunku 3.



Rys. 3. Rozmieszczenie komór rozszczepieniowych, detektorów krzemowych oraz położenie wewnętrznego kanału aktywacyjnego, będącego częścią systemu KN2, w tokamaku JET [14].

Opisywane komory rozszczepieniowe mogą pracować we wszystkich wymienionych wyżej trybach pracy. Komora rozszczepieniowa zawierająca ^{235}U umożliwia pomiar wydajności emisji neutronów w przedziale od 10^{10} do 10^{17} $\text{n}\cdot\text{s}^{-1}$. Komory te były kalibrowane za pomocą źródła emitującego prędkie neutrony w 1984 oraz 2013 roku.

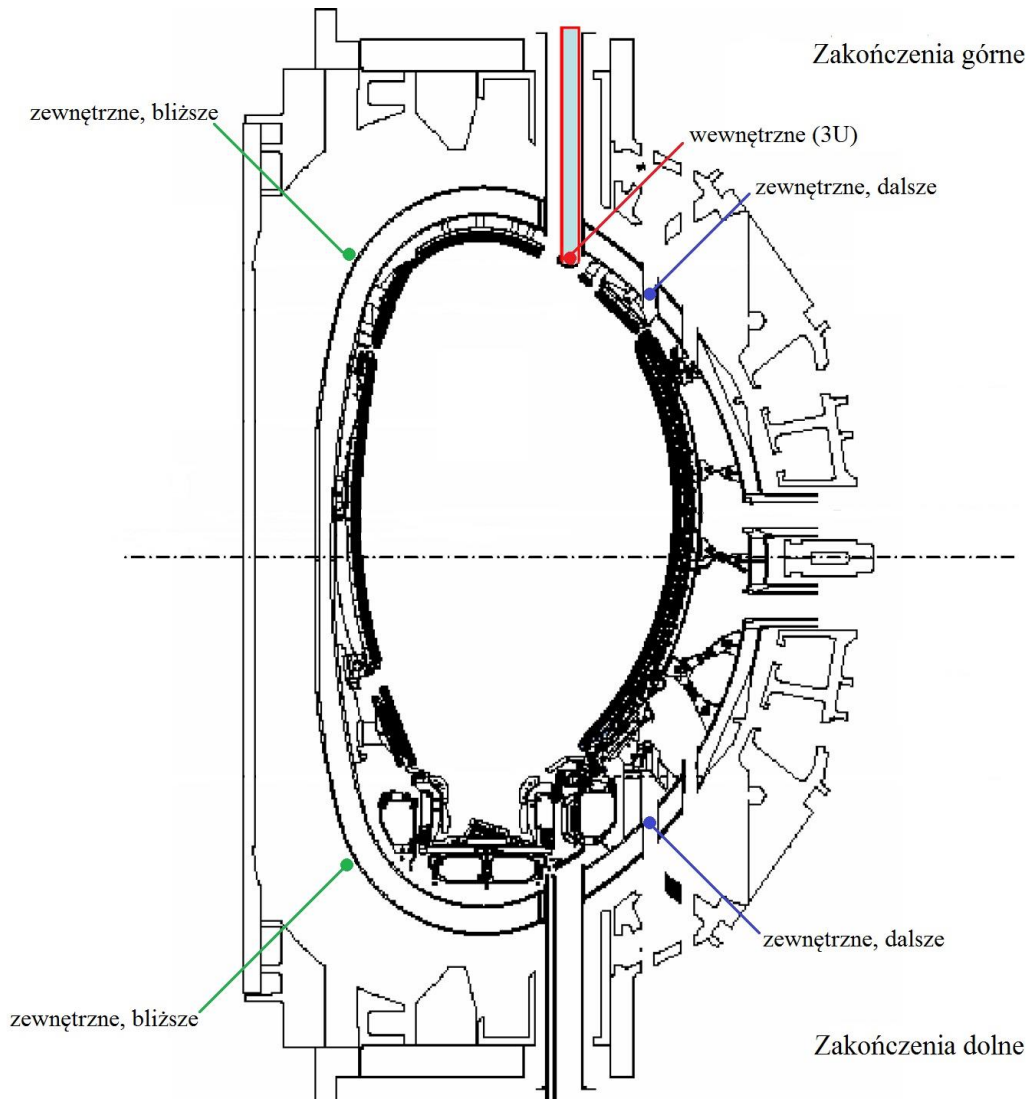
2.1.2. System aktywacyjny

Metoda aktywacji wybranych materiałów jest powszechnie stosowana do wyznaczania fluencji neutronów emitowanych z różnych źródeł oraz umożliwia oszacowanie ich widma energetycznego. Metoda ta pozwala na pomiary neutronów o energiach od termicznych do ok. 20 MeV. Procedura ta polega na umieszczeniu materiału aktywacyjnego w miejscu, gdzie zostaje on napromieniowany neutronami. Miejsce to powinno znajdować się dostatecznie blisko plazmy, np. wewnątrz pierwszej ścianki tokamaka lub tuż za nią, aby umożliwić aktywację próbki i jednocześnie nie zaburzyć żadnego z istotnych parametrów plazmy. Po jednym lub kilku wyładowaniach plazmowych (w zależności od czasu połowicznego rozpadu produktu aktywacji) próbka jest wyjmowana na zewnątrz, a następnie za pomocą spektrometru promieniowania gamma określona zostaje radioaktywność produktu, powstałego w wyniku aktywacji neutronami [13]. W celu określenia relacji pomiędzy wydajnością emisji neutronów z całej objętości plazmy, a strumieniem neutronów mierzonym w punkcie napromieniowania próbki, konieczne jest przeprowadzenie symulacji numerycznych za pomocą odpowiedniego kodu, np. MCNP (ang.: Monte Carlo N-particle transport code) [12, 19].

System aktywacyjny na tokamaku JET (KN2) ma m.in. zapewnić poprawną kalibrację i monitorowanie systemu komór rozszczepieniowych (KN1), stosowanego do diagnostyki neutronów w ciągu całego czasu pracy tokamaka. System KN2 służy do badania emisji neutronów i dodatkowo do oceny ilości 14-MeV neutronów (z reakcji dopalania trytu) w stosunku do ilości 2,5-MeV neutronów emitowanych podczas kampanii eksperymentalnej, z wykorzystaniem deuteru.

System KN2 składa się z ośmiu zakończeń poczty pneumatycznej, których rozmieszczenie wokół tokamaka, jest przedstawione na Rysunku 4. Są one przeznaczone do aktywacji próbek. Siedem zakończeń poczty pneumatycznej zlokalizowanych jest na zewnątrz próżniowej komory tokamaka. Jedno z zakończeń poczty pneumatycznej zlokalizowane jest wewnątrz, w górnej części komory próżniowej (w oktancie 3). Ze względu na wysoką temperaturę, która panuje w pobliżu pierwszej ścianki tokamaka (ok. 300°C), miejsce, w którym znajduje się kapsuła, jest stale chłodzone wodą [20].

Próbki aktywacyjne dostarczane są w polietylenowych kapsułach do wybranych zakończeń poczty pneumatycznej, gdzie następuje ich aktywacja podczas badanych wyładowań plazmowych. Po ekspozycji próbki zabierane są z miejsc aktywacji za pomocą poczty pneumatycznej. Radioaktywność wzbudzona w napromieniowanych próbkach mierzona jest za pomocą wykalibrowanych detektorów germanowych lub scyntylacyjnych. W celu pomiaru ilości wyemitowanych neutronów o energii 2,5 MeV najczęściej stosowane są próbki z indu ^{115}In , w których zachodzą reakcje $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$. Natomiast do pomiarów emisji neutronów o energii 14 MeV stosowane są próbki z miedzi lub żelaza, w których wykorzystuje się reakcje jądrowe: $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ oraz $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ [14].



Rys. 4. Rozmieszczenie zakończeń pocztu pneumatycznej, w których napromieniowywane są próbki aktywacyjne w tokamaku JET [21].

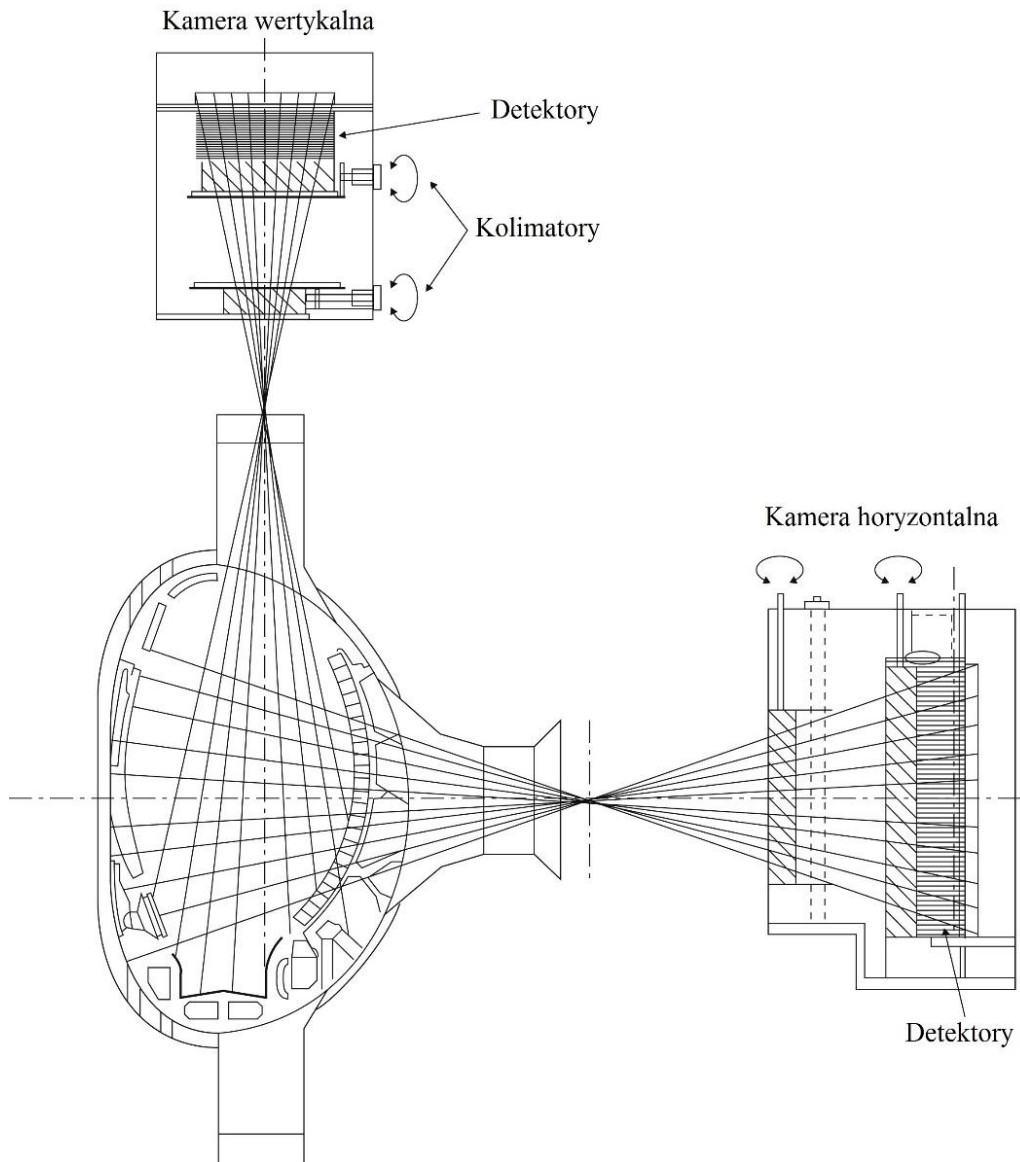
2.1.3. Monitor profilu emisji neutronowej

Głównym zadaniem monitora profilu emisji neutronowej jest wyznaczanie lokalnej emisji neutronów w płaszczyźnie poloidalnego przekroju plazmy na podstawie pomiarów neutronów wykonywanych za pomocą detektorów wzdłuż wielu linii obserwacji, przechodzących przez badany obszar plazmy [12].

Typowy monitor profilu emisji neutronowej składa się z jednej lub kilku masywnych osłon przed promieniowaniem, wyposażonych w liczne kanały skierowane w kierunku plazmy, w których znajdują się detektory neutronów. W celu otrzymania najpełniejszego profilu plazmy urządzenie to powinno być umieszczone tak blisko tokamaka, jak tylko to możliwe. Wymiary osłon monitorów zależą przede wszystkim od czułości na promieniowanie gamma zastosowanych detektorów neutronów. Są one określane za pomocą kodów numerycznych uwzględniających transport neutronów i promieniowania gamma w materii, np. MCNP.

Najczęściej stosowanym materiałem, z którego wykonywane są osłony monitorów, jest beton zawierający domieszkę boru [13].

Monitor profilu emisji neutronowej, który został zainstalowany przy tokamaku JET, przedstawiono na Rysunku 5.



Rys. 5. Schemat monitora profilu emisji neutronowej zainstalowanego przy tokamaku JET [14].

Monitor składa się z dwóch masywnych osłon przed promieniowaniem, wyposażonych w kolimatory, w których na końcach umieszczone są detektory neutronów. Mniejszy monitor (nazywany też kamerą wertykalną) posiada pięć kolimatorów z detektorami skierowanymi do obszaru plazmy z góry. Większy monitor (tzw. kamera horyzontalna) zawiera dziesięć kolimatorów i monitoruje emisję neutronów z boku toroidalnej komory próżniowej tokamaka. Wewnątrz kolimatorów zainstalowane zostały trzy rodzaje detektorów. Jednym z nich jest ciekły scyntylator NE-213, wyposażony w elektroniczny system detekcji z dyskryminacją kształtu impulsów, który umożliwia jednoczesną rejestrację neutronów o energii 2,5 MeV,

14 MeV i kwantów gamma. Drugim rodzajem detektora jest plastikowy scyntylator BC418 z elektroniką. Jest on nieczuły na kwanty gamma o energii mniejszej niż 10 MeV i służy do pomiarów wyłącznie neutronów o energii 14 MeV. W układzie umieszczone są również detektory ze scyntylatorami CsI(Tl), które służą do pomiarów twardego promieniowania rentgenowskiego i kwantów gamma o energii od 0,2 MeV do 6 MeV. Opisany system detektorów umożliwia rejestrację neutronów z rozdzielczością przestrzenną lepszą niż 10 cm. Dzięki temu możliwa jest tomograficzna rekonstrukcja kształtu źródła emisji neutronów znajdującego się w obszarze plazmy. Stosowane kamery neutronowe umożliwiają również wyznaczenie całkowitej emisji neutronów z plazmy w czasie wyładowania [14, 22].

2.1.4. Spektrometry neutronów

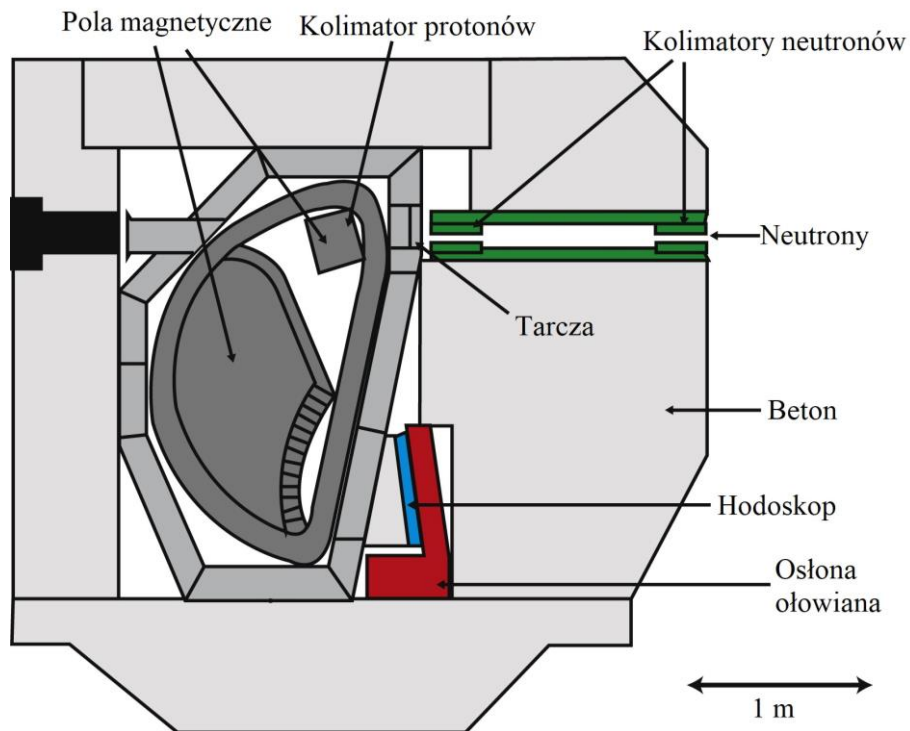
Spektrometria neutronów pozwala na pozyskanie informacji o temperaturze jonów, szybkości zachodzenia reakcji fuzji, mocy uzyskiwanej z fuzji dla plazmy deuterowej lub deuterowo-trytowej, a także gęstości jonów paliwa, rotacji plazmy, względnej gęstości nadtermicznych jonów i ich rozkładu względem energii oraz rozkładu energii cząstek α powstających w reakcji fuzji jądrowej [12].

Do celów spektrometrii neutronów emitowanych z plazmy w tokamaku JET stosuje się wiele różnych rodzajów detektorów. Są to między innymi detektory, w których pomiar ilości neutronów odbywa się poprzez rejestrację śladów protonów odrzutu, sferyczne komory jonizacyjne zawierające wodór oraz ciekłe scyntylatory NE-213 [13].

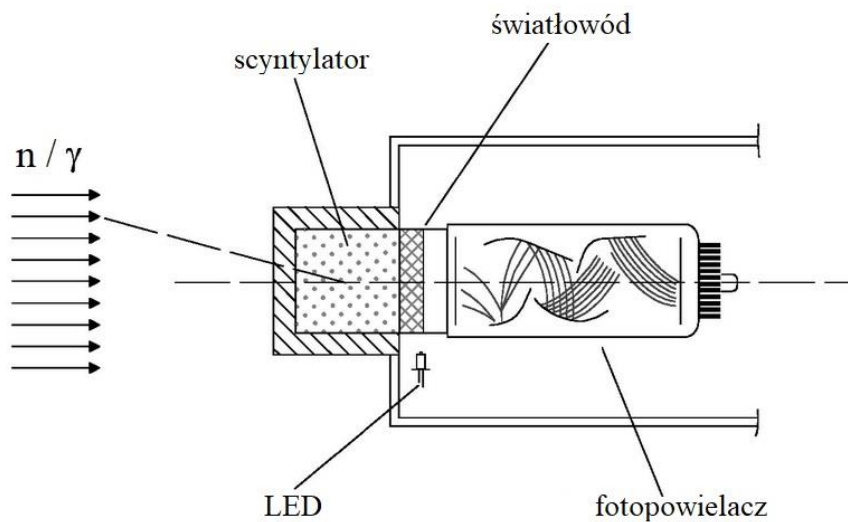
Spektrometr neutronowy typu MPR (ang.: Magnetic Proton Recoil) stanowi unikatową diagnostykę, którą zainstalowano przy tokamaku JET. Schemat budowy tego spektrometru przedstawiono na Rysunku 6.

Opisywany spektrometr służy do pomiaru energii protonów odrzutu, wybijanych w wyniku zderzeń z neutronami z tarczy zawierającej CH_2 . Energia protonów, jako cząstek naładowanych, może zostać precyzyjnie zmierzona przez ich odchylenie w specjalnie ukształtowanym polu magnetycznym. Energia kinetyczna protonów odrzutu dla kąta 0° jest praktycznie taka sama, jak pierwotnych neutronów. Rozpatrywane protony odrzutu mierzone są hodoskopem, za pomocą którego otrzymuje się zależny od czasu rozkład ich położenia, związany z widmem energii neutronów emitowanych z plazmy. Spektrometr został rozbudowany w 2003 roku i obecnie umożliwia również oszacowanie całkowitej emisji neutronów [22].

Drugim rodzajem spektrometru neutronowego, używanym obecnie na układzie JET, jest spektrometr typu CNS (ang.: Compact Neutron Spectrometer). Zazwyczaj wyposażony jest on w ciekły scyntylator typu NE-213 lub BC501A. Właściwości wewnętrzne tego typu scyntylatorów pozwalają na rozróżnienie impulsów pochodzących od neutronów i kwantów gamma, dlatego też mają zastosowanie do pomiarów w strumieniach mieszanych tj, neutronów i kwantów gamma. Schemat tego spektrometru został przedstawiony na Rysunku 7.



Rys. 6. Schemat spektrometru typu MPR zainstalowanego przy tokamaku JET [23].



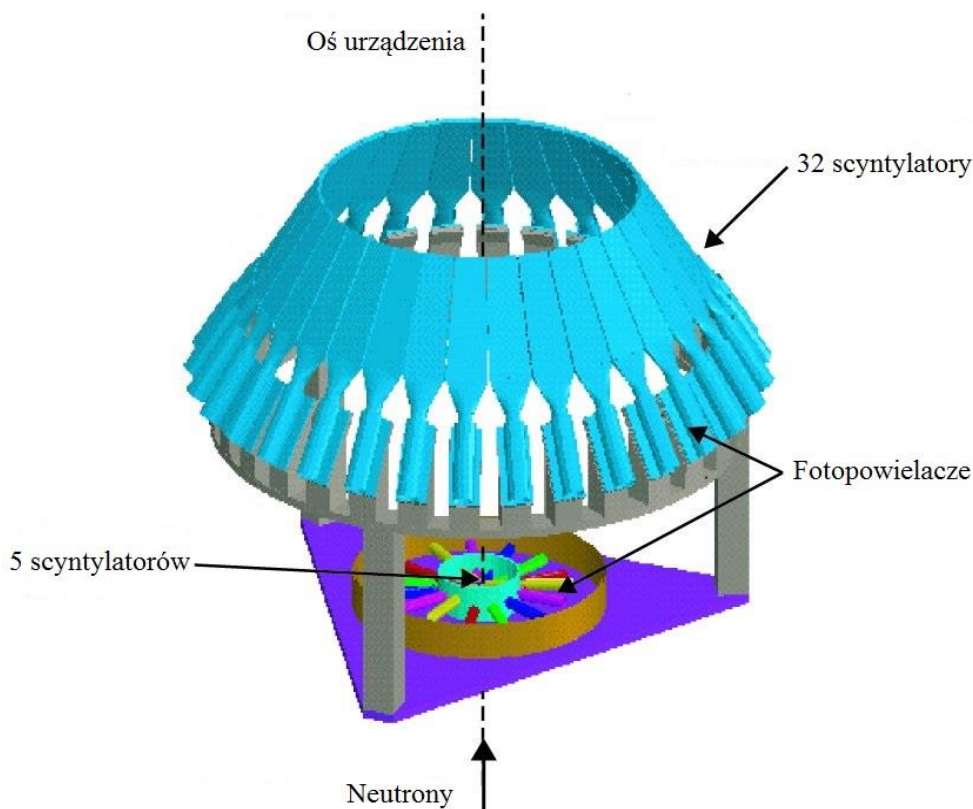
Rys. 7. Schemat budowy spektrometru ze scyntylatorem NE-213, który stosowany jest w tokamaku JET [22].

W opisywanym spektrometrze neutrony i kwanty gamma, emitowane z plazmy, powodują powstawanie w materiale scyntylacyjnym impulsów świetlnych o różnych kształtach. Impulsy te są rejestrowane za pomocą szybkiego fotopowielacza. Zastosowanie metody dyskryminacji kształtu impulsu pozwala na rozróżnienie impulsów pochodzących od neutronów i kwantów gamma. Kompaktowy spektrometr neutronowy umożliwia określenie

widma energetycznego neutronów, wpadających do detektora, z rozdzielczością energetyczną mniejszą od 2% dla neutronów o energii 14 MeV oraz mniejszą od 4% dla neutronów o energii 2,5 MeV. Jest to możliwe dzięki zastosowaniu procedur dekowolucji.

Oprócz opisanych wyżej spektrometrów w tokamaku JET stosowane są także spektrometry wyposażone w inne organiczne scyntylatory oraz detektory diamentowe [22]. Detektor diamentowy PCVD (ang.: Polycrystalline Chemical Vapor Deposited) został zainstalowany przy tokamaku JET m.in. w celu monitorowania emisji 14-MeV neutronów w funkcji czasu. Neutrony emitowane z plazmy wywołują reakcje jądrowe w materiale detektora. Produktami reakcji są m. in. cząstki naładowane, które powodują tworzenie się par elektronów i dziur w objętości czynnej detektora. Powstałe elektrony są następnie rejestrowane przez układ elektroniczny. Mimo małej objętości aktywnej detektora diamentowego PCVD jest on w stanie rejestrować z dużą wiarygodnością i stabilnością emisję neutronów o energii 14 MeV, osiągającą nawet 10^{15} neutronów w trakcie jednego wyładowania [22, 24].

Innym ważnym urządzeniem pomiarowym, które w tokamaku JET służy do pomiaru wydajności emisji neutronów o energii 2,5 MeV, jest spektrometr TOFOR (ang.: Time Of Flight for Optimised Rate). Schemat budowy tego spektrometru przedstawiono na Rysunku 8.



Rys. 8. Schemat spektrometru TOFOR zainstalowanego przy tokamaku JET [24].

Opisywane urządzenie składa się z dwóch systemów plastikowych scyntylatorów, których zadaniem jest detekcja protonów odrzutu pochodzących z reakcji $n + p_{\text{tarcza}} \rightarrow n' + p_{\text{odrzutu}}$ w materiale detektora. Pierwszy z nich (tzw. system dolny) jest umieszczony na osi skolimowanej wiązki neutronów i pełni funkcję skomplikowanej tarczy, w której rozpraszane są neutrony i jednocześnie rejestruje się protony odrzutu. Neutrony rozproszone w systemie

pierwszym są rejestrowane w systemie drugim, składającym się z 32 scyntylatorów, pokrywających dużą powierzchnię półsfery. Kształt półsfery został tak dobrany, aby czas przelotu dla neutronów rozproszonych pod różnymi kątami był stały. Na podstawie wiedzy na temat czasu przelotu neutronu rozproszonego możliwe jest wyznaczenie jego energii, a tym samym energii neutronu emitowanego z badanej plazmy [25-26].

2.2. Badania aktywacji tarcz jako główna metoda pomiaru wydajności emisji neutronów z urządzeń plazmowych

Technika aktywacyjna jest jedną z najważniejszych metod stosowanych do wyznaczania fluencji neutronów. Dodatkowo umożliwia ona wyznaczenie widma neutronów w funkcji ich energii w różnych częściach tokamaka. Metoda ta, dzięki małym rozmiarom próbek jest często używana w urządzeniach plazmowych, do których dostęp jest utrudniony ze względów konstrukcyjnych. Niewielkie rozmiary próbek nie zaburzają również parametrów plazmy, takich jak jej temperatura lub gęstość. Istotną cechą tej metody jest brak wrażliwości na innego rodzaju promieniowanie jonizujące oraz elektromagnetyczne. Pomiar wydajności emisji neutronów za pomocą metody aktywacyjnej pozwala precyzyjnie oszacować moc uwalnianą w reakcjach fuzji jądrowej. Omawiana metoda daje stabilne i liniowe odpowiedzi, adekwatne do poziomu mocy wydzielanej z fuzji jądrowej. Metoda aktywacji neutronowej jest również używana do kalibracji neutronowych systemów pomiarowych, które są instalowane w dużych urządzeniach plazmowych. Planowane jest również jej zastosowanie w tokamaku ITER [20, 27-29].

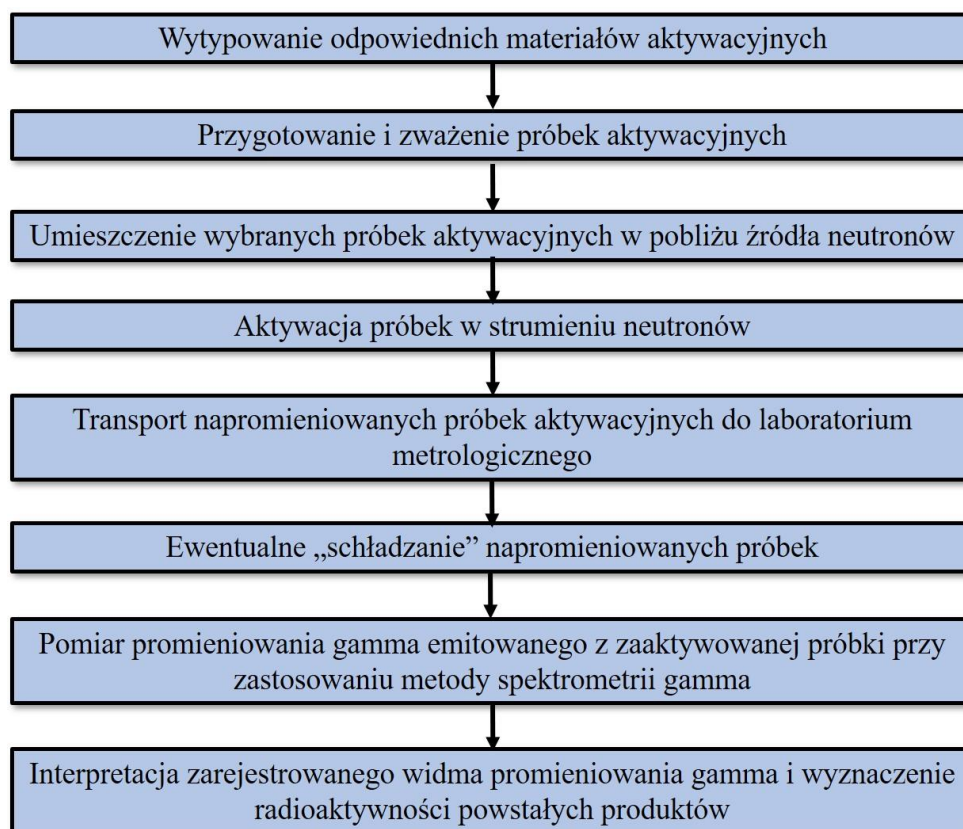
Niestety jak każda metoda pomiarowa, technika aktywacyjna posiada ograniczenia. Jednym z nich jest fakt, że nie daje ona natychmiastowej informacji na temat ilości wyemitowanych neutronów z plazmy. Dokładność tej metody jest również zależna od wydajności używanych detektorów oraz niepewności wyznaczenia przekroju czynnego na daną reakcję jądrową [29].

2.2.1. Charakterystyka metody aktywacyjnej

Analiza aktywacyjna jest metodą pomiarową, której głównym celem jest określenie zawartości określonego nuklidu, wytworzonego w wyniku konwersji stabilnego jądra w inne, zazwyczaj promieniotwórcze. Oznacza to, że omawiana metoda służy do pomiarów ilości produktów reakcji jądrowej. W przypadku neutronowej analizy aktywacyjnej NAA (ang.: Neutron Activation Analysis) reakcje jądrowe wywoływane są w wyniku napromieniowania materiału wybranej tarczy strumieniem neutronów. W rezultacie wychwytu neutronów przez jądra materiału tarczy - produkty reakcji mogą emitować promieniowanie natychmiastowe albo opóźnione.

Radionuklidy są charakteryzowane przez stałą rozpadu promieniotwórczego, określającą prawdopodobieństwo rozpadu jądrowego w jednostce czasu, a także rodzaj oraz energię emitowanego promieniowania. Reakcjami najczęściej wykorzystywanymi w NAA są reakcje typu (n,γ) będące źródłem promieniowania gamma [30]. Wraz ze wzrostem energii neutronów - duże znaczenie mają również reakcje typu (n,p) , (n,α) , (n,n') , $(n,2n)$ i (n,d) .

Prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej jest określone przez wielkość zwaną przekrojem czynnym σ . Zależy on ściśle od cząstek wywołujących daną reakcję i ich rozkładu energetycznego, typu rozpatrywanej reakcji oraz materiału tarczy.



Rys. 9. Opis poszczególnych etapów metody INAA stosowanej w tej pracy.

W zależności od momentu, w którym następuje pomiar promieniowania, neutronową analizę aktywacyjną możemy podzielić na dwie kategorie [31]:

- Metoda PGNAA (ang.: Prompt Gamma-ray Neutron Activation Analysis), w której pomiary są przeprowadzane w trakcie napromieniowywania próbki;
- Metoda DGNAA (ang.: Delayed Gamma-ray Neutron Activation Analysis), w której pomiary następują po napromieniowaniu próbki, w trakcie rozpadu promieniotwórczego produktów reakcji. Metoda DGNAA nazywana jest także konwencjonalną neutronową analizą aktywacyjną i ma powszechnie zastosowanie jako metoda nieniszcząca.

Należy dodać, że w zależności od sposobu traktowania napromieniowanego materiału, metody aktywacyjne NAA można podzielić również w inny sposób [30]:

- Metoda RNAA (ang.: Radiochemical Neutron Activation Analysis), w której radioaktywna próbka ulega chemicznemu rozkładowi na frakcje zawierające poszczególne elementy;
- Metoda INAA (ang.: Instrumental Neutron Activation Analysis), w której struktura próbki radioaktywnej pozostaje nienaruszona, a zawartość poszczególnych nuklidów jest określana na podstawie różnych stałych rozpadu ustalanych za pomocą urządzeń pomiarowych o wysokiej rozdzielczości.

Radioaktywność produktu powstającego w reakcji wywołanej przez neutrony jest najczęściej wyznaczana przez pomiary promieniowania gamma za pomocą detektorów scyntylicyjnych lub półprzewodnikowych.

Metodą, zastosowaną w ramach niniejszej pracy, jest metoda INAA. Zwykle obejmuje ona kilka etapów. Opis najważniejszych etapów jest przedstawiony na Rysunku 9.

2.2.2. Opis matematyczny metody aktywacyjnej

Szybkość reakcji jądrowej R , określająca ilość zachodzących reakcji jądrowych w jednostce czasu na jedno jądro tarczy, wyraża się wzorem:

$$R = \int_0^{\infty} \varphi(E) \cdot \sigma(E) dE = \langle \varphi(E) \cdot \sigma(E) \rangle, \quad (12)$$

gdzie: $\varphi(E)$ – rozkład strumienia neutronów w funkcji energii [$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$],
 $\sigma(E)$ – przekrój czynny [cm^2] na zajście danej reakcji jądrowej dla neutronów o energii E [eV].

Produkcja radioaktywnego nuklidu w tarczy jest opisywana następującym równaniem:

$$\frac{dN}{dt} = R \cdot N_T - \lambda N, \quad (13)$$

gdzie: N – liczba jąder promieniotwórczych w tarczy,
 N_T – liczba jąder w materiale tarczy,
 λ – stała rozpadu [s^{-1}].

Radioaktywność A , określająca zdolność jąder atomowych do rozpadu promieniotwórczego, wzbudzona w materiale tarczy napromieniowanej w czasie t_A w strumieniu neutronów może zostać wyrażona za pomocą wzoru [32]:

$$A = N_T \cdot R(1 - \exp(-\lambda \cdot t_A)), \quad (14)$$

gdzie: t_A – czas napromieniowania próbki [s].

Równanie to jest jednym z rozwiązań równania (13). Wynika z niego, że radioaktywność zależy między innymi od szybkości zachodzenia reakcji jądrowej, a tym samym od wielkości padającego strumienia neutronów. Radioaktywność danego nuklidu wyraża się w bekerelach.

Liczbę jąder w materiale tarczy N_T można obliczyć stosując następujący wzór:

$$N_T = \frac{m \cdot f \cdot A_V}{w}, \quad (15)$$

gdzie: m – masa aktywowanej próbki [g],
 f – abundancja materiału tarczy w napromieniowanej próbce [bezwymiarowa],
 A_V – stała Avogadro [mol^{-1}],
 w – masa atomowa materiału tarczy [$\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$].

Z drugiej strony, radioaktywność określonego radionuklidu A , można obliczyć również na podstawie pomiarów z zastosowaniem detektorów promieniowania gamma, korzystając z zależności [30]:

$$A = \frac{N_{total}}{I \cdot \varepsilon \cdot t_M}, \quad (16)$$

gdzie: N_{total} – całkowita liczba zliczeń w pikie całkowitego pochłaniania energii kwantu gamma o energii E_γ , pomniejszona o liczbę zliczeń pochodzącą od tła [bezwymiarowa],

I – intensywność emisji kwantu gamma o energii E_γ (ang.: branching ratio) [bezwymiarowa],

ε – wydajność rejestracji kwantów gamma o energii E_γ przez detektor [bezwymiarowa],

t_M – czas pomiaru [s].

Wyznaczenie radioaktywności metodą eksperymentalną pozwala na oszacowanie wielkości strumienia neutronów w danym punkcie pomiarowym.

Zastosowanie metody aktywacyjnej pozwala wyznaczyć całkowitą wydajność emisji neutronów Y_{total} dla badanego urządzenia plazmowego. Jest to możliwe dzięki symulacjom numerycznym np. za pomocą kodu MCNP, które określają relację pomiędzy wydajnością emisji neutronów z całej objętości plazmy, a strumieniem neutronów mierzonym w punkcie napromieniowania próbki. Całkowita wydajność emisji neutronów jest obliczana ze wzoru [27]:

$$Y_{total} = \frac{A}{P_m \cdot N_T}, \quad (17)$$

gdzie: P_m – współczynnik aktywacyjny określany dla danej pozycji, w której eksponowana była próbka aktywacyjna. Współczynnik ten obliczany jest zwykle dla znanej konfiguracji eksperymentu za pomocą kodu numerycznego, np. MCNP [19].

Rozdział 3

Uzasadnienie tematyki podjętych badań

Pomiar całkowitej wydajności emisji neutronów Y_{total} pozwala określić moc wydzielaną w tokamaku i podstawowe parametry plazmy. Monitorowanie ilości neutronów emitowanych z plazmy jest również konieczne w celu określenia budżetu neutronowego oraz ze względów bezpieczeństwa [33].

W przypadku dużych tokamaków, podstawowym systemem służącym do pomiaru neutronów emitowanych z plazmy, jest system komór rozszczepieniowych. Nie umożliwia on jednak pomiaru emisji neutronów z plazmy [$n \cdot s^{-1}$], lecz pomiar strumienia neutronów [$n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}$] dla położenia detektora. Ponadto, jedynie mała frakcja strumienia neutronów rejestrowanych przez system komór rozszczepieniowych pochodzi bezpośrednio z plazmy. Symulacje numeryczne wydajności rejestracji komór rozszczepieniowych są skomplikowane oraz wrażliwe na zmiany w modelu geometrycznym detektora. Warto również wspomnieć, że wszystkie zmiany wprowadzane w obszarze tokamaka mają wpływ na zmianę ilości zliczeń komór rozszczepieniowych. Jest to związane ze wzrostem ilości neutronów rozpraszających się na dodanych elementach. Dlatego też, kalibracja „*in situ*” komór rozszczepieniowych powinna zostać wykonana i być powtarzana w regularnych odstępach czasu [16].

Kalibracja diagnostyk neutronowych z użyciem 14-MeV generatora neutronów została wykonana kilkakrotnie na tokamaku TFTR. W wyniku tych kalibracji, system komór rozszczepieniowych został skalibrowany z niepewnością około 15%. W przypadku systemu aktywacyjnego, współczynniki aktywacyjne dla Cu, Si i Al zostały wyznaczone z niepewnością 25% [34]. Otrzymany poziom niepewności wyznaczenia współczynników aktywacyjnych nie mógł zostać zaakceptowany w przypadku kalibracji diagnostyk neutronów tokamaka JET.

System monitorów, które służą do pomiaru całkowitej wydajności emisji neutronów w tokamaku JET, składa się z komór rozszczepieniowych z izotopami ^{235}U i ^{238}U (system KN1) oraz systemu do pomiarów aktywacyjnych (system KN2). W celu uzyskania informacji na temat całkowitej wydajności emisji neutronów oraz mocy wydzielanej w reakcjach fuzji jądrowej - systemy KN1 i KN2 muszą być absolutnie wykalibrowane. Typowy proces kalibracji omawianych systemów pomiarowych polega na umieszczeniu źródła neutronów o znanej intensywności i widmie energetycznym - w różnych położeniach wewnątrz komory tokamaka (aby zasymulować objętościowy charakter źródła jakim jest plazma), a następnie na rejestracji neutronów za pomocą monitorów zlokalizowanych wewnątrz (KN2) i zewnątrz (KN1) tokamaka JET. Poprzednia kalibracja systemów KN1 i KN2 została przeprowadzona w 2013 roku. Źródło neutronów z izotopem ^{252}Cf , które w zadowalający sposób symulowało widmo

neutronów pochodzących z reakcji fuzji D-D, umieszczane było w 80 różnych pozycjach w komorze tokamaka JET. Kalibrację przeprowadzono z niepewnością $\pm 10\%$ i została ona pomyślnie zweryfikowana podczas kampanii deuterowej [32, 35].

Kampania eksperymentalna z zastosowaniem trytu o nazwie DTE2 (ang.: Deuterium Tritium Experiment 2) została zaplanowana na rok 2019. W trakcie tej kampanii uwalnianie będą duże ilości neutronów o energii 14 MeV. Dla umożliwienia właściwego oszacowania budżetu neutronowego opisywanego urządzenia plazmowego, mocy wydzielanej z reakcji fuzji i parametrów plazmy, konieczne jest przeprowadzenie kalibracji neutronami o ww. energii. Ekstrapolacja współczynników kalibracyjnych określonych dla neutronów o energii 2,5 MeV (pochodzących z reakcji D-D), na współczynniki kalibracyjne dla neutronów o energii 14 MeV (pochodzących z reakcji D-T), spowodowałaby zwiększenie niepewności oznaczenia całkowitej wydajności emisji neutronów oraz powiększenie marginesów bezpieczeństwa budżetu neutronowego danego urządzenia plazmowego. Dlatego w ramach programu badań tokamaka JET zaplanowano przeprowadzenie nowej kalibracji z niepewnością nieprzekraczającą 10%. Nowa kalibracja powinna być oczywiście oparta na doświadczeniu i procedurach opracowanych dla potrzeb kalibracji systemów diagnostyk neutronowych, którą przeprowadzono w 2013 roku.

Należy zauważyć, że kalibracja systemów KN1 i KN2 z użyciem źródła neutronów o energii 14 MeV jest znacznie większym wyzwaniem, niż kalibracja neutronami o energii 2,5 MeV. Wynika to z faktu, że nie istnieje naturalne źródło neutronów emitujące neutrony o energii 14 MeV i konieczne jest zastosowanie odpowiedniego generatora neutronów. Trzeba dodać, że kalibracja diagnostyk neutronowych tokamaka JET przy użyciu 14-MeV generatora neutronów została przeprowadzona po raz pierwszy. W tym celu generator neutronów o energii 14 MeV został umieszczony wewnątrz komory próżniowej tokamaka za pomocą systemu zdalnego sterowania (na jednym z dwóch wysięgników) i przemieszczany przy użyciu ramion robota MASCOT (wł.: MAnipolatore Servo Controllato Transistorizzato). Procedurę kalibracyjną podzielono na kilka faz. Do każdej z nich konieczne było przeprowadzenie zaawansowanych analiz numerycznych z zastosowaniem kodów takich jak MCNP. Pierwszą fazę stanowiło techniczne przygotowanie i wybór odpowiedniego generatora neutronów o energii 14 MeV [36]. Drugą fazą było przeprowadzenie, w neutronowym laboratorium metrologicznym, pełnej kalibracji i charakteryzacji 14-MeV generatora neutronów, który został następnie użyty jako źródło kalibracyjne w układzie JET. Faza ta obejmowała analizy, mające na celu weryfikację modelu MCNP zastosowanego generatora neutronów oraz kalibrację detektorów monitorujących emisję neutronów, tj. detektora diamentowego SDD (ang.: Single-crystal Diamond Detector), diody krzemowej oraz zestawu próbek aktywacyjnych umieszczonych na generatorze neutronów w ściśle określonych miejscach. Ostatnią fazą było przeprowadzenie kalibracji systemu aktywacyjnego oraz trzech komór rozszczepieniowych przy użyciu 14-MeV generatora neutronów, przemieszczanego wewnątrz komory próżniowej JET za pomocą wymienionego wyżej systemu zdalnego sterowania. W rezultacie wyznaczone zostały współczynniki kalibracyjne dla obu systemów pomiarowych KN1 i KN2. Współczynniki te były następnie korygowane przy wykorzystaniu kodu numerycznego MCNP, aby uwzględnić występowanie plazmy w trakcie kampanii eksperymentalnych DTE2 i odmienną konfigurację tokamaka (m.in. zamknięcie niektórych portów diagnostycznych, brak obecności robota MASCOT itp.). Finalna walidacja

przeprowadzonej kalibracji i jej dokładności będzie przeprowadzona przez wykonanie dokładnych pomiarów wydajności emisji neutronów podczas kampanii eksperymentalnej DTE2 (wykonanych za pomocą różnych wykalibrowanych detektorów neutronów), a następnie przez porównanie wyników [32-36].

Doświadczenie zdobyte podczas kalibracji aparatury pomiarowej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET z zastosowaniem 14-MeV generatora neutronów zostanie później wykorzystane do tworzenia procedur kalibracyjnych dla budowanego w Cadarache wielkiego tokamaka ITER [33].

3.1. Opis procedur kalibracyjnych zastosowanych dla potrzeb kampanii D-D (deuter-deuter) oraz D-T (deuter-tryt)

Wcześniejsze kalibracje systemów monitorujących emisję neutronów z tokamaka JET były wykonane w styczniu 1984 oraz w marcu 1989. W celu przeprowadzenia tych kalibracji wzdłuż osi pierścienia plazmowego, wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET, zainstalowano toroidalną tubę z polietylenu. Obydwa końce tej tuby wyprowadzone były na zewnątrz urządzenia, w jednym z horyzontalnych kanałów pomiarowych (portów) tokamaka. Źródło promieniotwórcze z izotopem ^{252}Cf mocowane było do długiego elastycznego pręta wykonanego z włókna szklanego, co umożliwiała przemieszczanie zastosowanego źródła wzdłuż tuby z dokładnością do 1 cm.

Podczas pierwszej kalibracji przeprowadzono cztery skany toroidalne wzdłuż różnych promieni torusa z użyciem źródła umieszczonego w tubie. Dodatkowo wykonano radialne i wertykalne skany dla wybranych pozycji toroidalnych źródła neutronów. Następne pomiary, których celem było sprawdzenie poprawności kalibracji wykonanej w 1984 roku, przeprowadzone zostały w 1989 roku dla kilku ustalonych (tzw. standardowych) położeń źródła (tj. na osi plazmy, dla promienia 320 cm i położeń znajdujących się naprzeciwko trzech portów diagnostycznych). W rezultacie otrzymano współczynniki kalibracyjne dla komór rozszczepieniowych, które zostały przedstawione w Tabeli 4 [37].

We wszystkich przypadkach niepewność przeprowadzonych kalibracji wynosiła ok. 8 - 10% [38]. Należy zauważyć, że wartości współczynników kalibracyjnych zmieniły się znacznie pomiędzy 1984 r. a 1989 r. Powodem tego było zainstalowanie w układzie JET kilku dużych systemów wokół torusa. Wpłynęło to znacząco na zmniejszenie odpowiedzi komór rozszczepieniowych na neutrony pochodzące ze źródła kalibracyjnego ^{252}Cf [18]. Dlatego później, podczas kalibracji komór rozszczepieniowych, przeprowadzano tzw. kalibrację krzyżową (ang.: cross calibration) przez porównanie z danymi z systemu aktywacyjnego.

W rzeczywistości poprawność kalibracji komór rozszczepieniowych w układzie JET była sprawdzana wielokrotnie. Badanie takie przeprowadzono np. podczas kampanii deuterowej z zastosowaniem małej domieszki trytu DTE1 (ang.: Deuterium Tritium Experiment 1) w 1997 roku [27]. Głównym celem kampanii eksperymentalnej DTE1 było oszacowanie mocy wyzwalanej w reakcjach fuzji jądrowej na podstawie pomiarów neutronów o energii 14 MeV. W wymienionym okresie dodatkowo wykonano kalibrację komór rozszczepieniowych i monitora profilu emisji neutronowej przy wykorzystaniu techniki aktywacyjnej. Próbki materiałów aktywacyjnych umieszczono wówczas w określonych

położeniach w tokamaku JET za pomocą poczty pneumatycznej i dokonano ich napromieniowana podczas serii wyładowań plazmowych. Następnie wyznaczano całkowitą wydajność emisji neutronów z układu JET przy zastosowaniu kodów numerycznych opartych na teorii transportu neutronów. Zależność pomiędzy aktywnością produktów otrzymanych w wyniku napromieniowania próbek aktywacyjnych podczas poszczególnych wyładowań oraz całkowitą wydajnością emisji neutronów podano wyżej w Rozdziale 2 (wzór (17)). Reakcje jądrowe, które zostały wykorzystane do monitorowania emisji neutronów podczas wyładowań w kampanii DTE1 przedstawione zostały w Tabeli 5.

Tabela 4. Współczynniki kalibracyjne dla komór rozszczepieniowych (tj. wydajność emisji neutronów 10^{-8} na każde zliczenie zarejestrowane przez komorę) [37].

Nr oktantu	Źródło	Współczynnik kalibracyjny – z kalibracji w 1984 r.	Współczynnik kalibracyjny – z kalibracji w 1989 r.
2	^{252}Cf	2,35	4,50
	plazma	2,28	3,41
3	^{252}Cf	1,29	-
	plazma	1,26	-
6	^{252}Cf	1,55	2,50
	plazma	1,63	1,94
8	^{252}Cf	-	2,78
	plazma	-	2,80

Tabela 5. Reakcje jądrowe wykorzystane do monitorowania ilości neutronów emitowanych podczas kampanii eksperymentalnej DTE1 [27].

Energia neutronów	Reakcja	Energia progowa reakcji [MeV]	Czas połowicznego rozpadu produktu	Energia kwantów gamma [keV]
2,5 MeV	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	0,3	4,49 godz.	336,2
14 Mev	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	3,0	2,58 godz.	846,7
	$^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$	4,0	2,25 min.	1179
	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	3,3	15,00 godz.	1368,5
	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	9,1	10,25 dni	934,5

Po każdym wyładowaniu plazmowym w tokamaku JET radioaktywność produktów powstających w aktywowanej tarczy w wyniku reakcji z neutronami, była mierzona za pomocą wykalibrowanych spektrometrów, wyposażonych w detektory NaI(Tl) oraz HPGe (ang.: High Purity Germanium). Wydajności emisji neutronów, obliczone na podstawie radioaktywności ^{28}Si , ^{27}Al oraz ^{56}Fe , zostały następnie porównane z wydajnością emisji neutronów zmierzoną

w systemie KN1 oraz wskazaniemi monitora profilu emisji neutronowej (z systemem KN3). Rezultaty przedstawiono w Tabeli 6.

Tabela 6. Porównanie wydajności emisji neutronów dla różnych wyładowań plazmowych wykonanych w tokamaku JET [27].

Monitor neutronów	Wydajność emisji neutronów [n]		
	Wyładowanie 42676	Wyładowanie 42976	Wyładowanie 42983
Próbki ^{28}Si	$4,45 \cdot 10^{18}$	$4,75 \cdot 10^{18}$	$6,82 \cdot 10^{18}$
Próbki ^{27}Al	$4,51 \cdot 10^{18}$	$4,84 \cdot 10^{18}$	$6,80 \cdot 10^{18}$
Próbki ^{93}Nb	$4,53 \cdot 10^{18}$	$4,96 \cdot 10^{18}$	$6,93 \cdot 10^{18}$
Komory rozszczepieniowe	$4,46 \cdot 10^{18}$	$4,93 \cdot 10^{18}$	$7,10 \cdot 10^{18}$
Monitor profilu emisji neutronowej	$4,68 \cdot 10^{18}$	$5,00 \cdot 10^{18}$	$7,15 \cdot 10^{18}$
Wartość średnia	$4,53 \cdot 10^{18}$	$4,90 \cdot 10^{18}$	$6,93 \cdot 10^{18}$

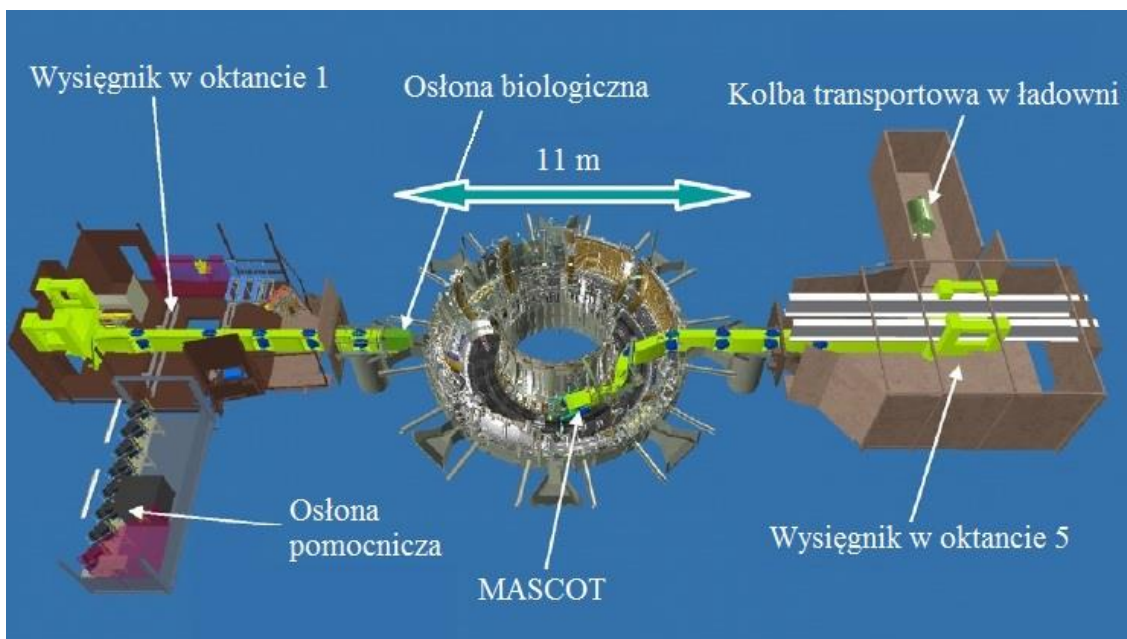
Maksymalne odchylenie standardowe, które było miarą rozbieżności pomiędzy wynikami z poszczególnych systemów pomiarowych, wynosiło 3%. Całkowita niepewność opisywanej kalibracji została oszacowana na ok. 10%.

Należy zauważyć, że w ciągu wielu lat od czasu przeprowadzenia pierwszej kalibracji systemu KN1 w tokamaku JET wprowadzono szereg zmian w jego budowie, m.in. zmieniono materiał ścianek komory próżniowej (z grafitu na beryl) i zainstalowano kilka układów diagnostycznych. W związku z tym konieczne było przeprowadzenie nowej kalibracji systemów, służących do monitorowania wydajności emisji neutronów.

Ponowna kalibracja systemu KN1 została przeprowadzona w 2013 roku. Po raz pierwszy wykonano wówczas bezpośrednią kalibrację systemu KN2. Jako źródło neutronów zastosowano izotop ^{252}Cf o wydajności $2,62 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$. Źródło to było przemieszczane wewnątrz komory próżniowej za pomocą systemu zdalnego sterowania, którego schemat przedstawiono na Rysunku 10.

Ważnym elementem systemu zdalnego sterowania, podczas kalibracji z użyciem źródła ^{252}Cf , był prętowy wspornik składający się z 2 części: krótsza część (o długości 22 cm) podtrzymywała źródło neutronów, a dłuższa część (o długości 44 cm) była przymocowywana do jednego z ramion robota MASCOT. Widok tego elementu przedstawiono na Rysunku 11.

Zastosowanie opisanego wyżej systemu pozwoliło na umieszczenie źródła neutronów w wybranych punktach wewnątrz tokamaka z dużą dokładnością [39].



Rys. 10. Schemat systemu zdalnego sterowania, który zastosowano podczas kalibracji wykonanej z użyciem izotopu ^{252}Cf [18].



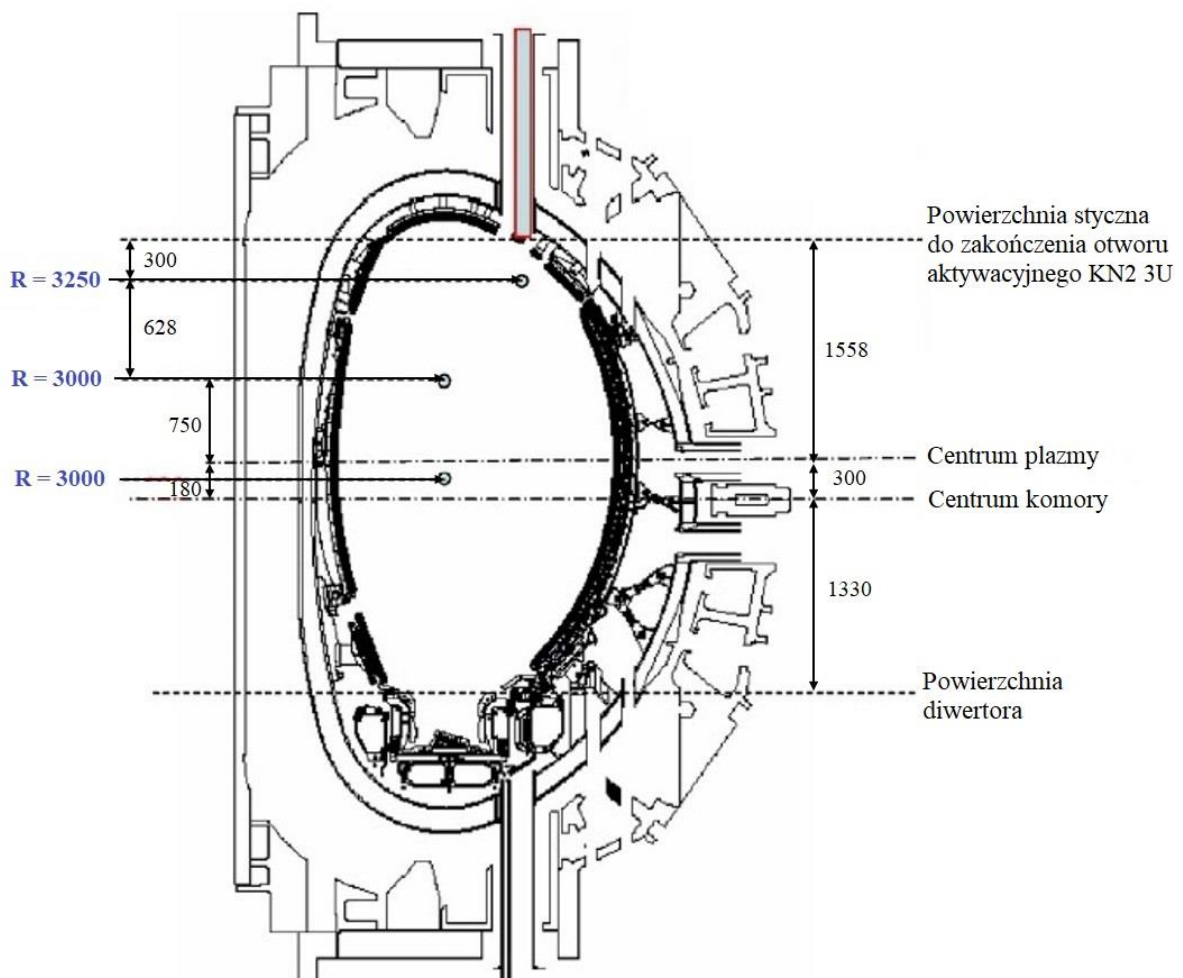
Rys. 11. Narzędzie umożliwiające pozycjonowanie źródła neutronów w tokamaku JET [18].

Wykonana w 2013 roku kalibracja systemu aktywacyjnego obejmowała aktywację próbek z indu (In) o masie ok. 9 g w strumieniu neutronów pochodzącym ze źródła kalibracyjnego, które umieszczano w trzech różnych miejscach wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET. Lokalizacja tych punktów została przedstawiona na Rysunku 12.

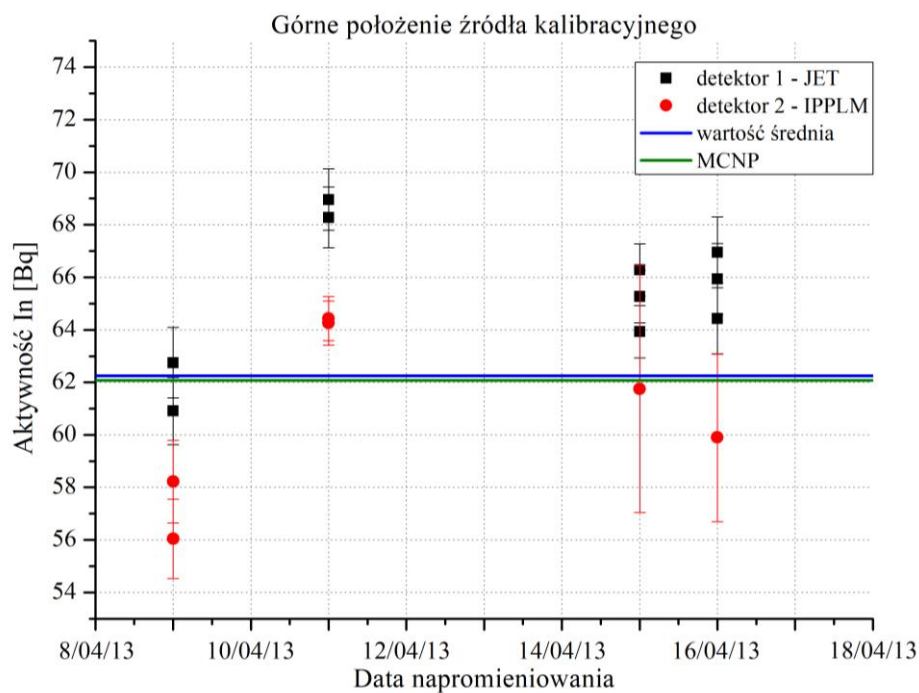
Wybrane punkty znajdowały się w odległości 30, 93 i 168 cm poniżej zakończenia kanału aktywacyjnego, który wykorzystywano do napromieniowania próbek (otwór aktywacyjny KN2 3U). Każda próbka indu była aktywowana przez 3 godziny, a następnie przechowywana w bezpiecznym miejscu przez kolejne 3 godziny, w celu zmniejszenia aktywności izotopu ^{116}In powstającego w reakcji (n,γ) , której natężenie uniemożliwiłoby poprawny pomiar radioaktywności izotopu $^{115\text{m}}\text{In}$. Pomiary aktywności tego radionuklidu odbywały się za pomocą dwóch detektorów HPGe. Zgodność pomiędzy wynikami pomiarów tej samej próbki, otrzymanymi za pomocą dwóch detektorów, była zadowalająca. Odchylenie

standardowe wyników pochodzących z obu detektorów dla górnej pozycji źródła wynosiło 4 - 5%, dla pozycji środkowej 7 - 8%, a dla pozycji dolnej 6 - 9%. Wyniki pomiarów aktywności próbek indowych napromieniowanych w poszczególnych położeniach źródła kalibracyjnego, na podstawie których wyznaczono współczynniki kalibracyjne dla całego systemu aktywacyjnego, przedstawiono na Rysunkach 13-15.

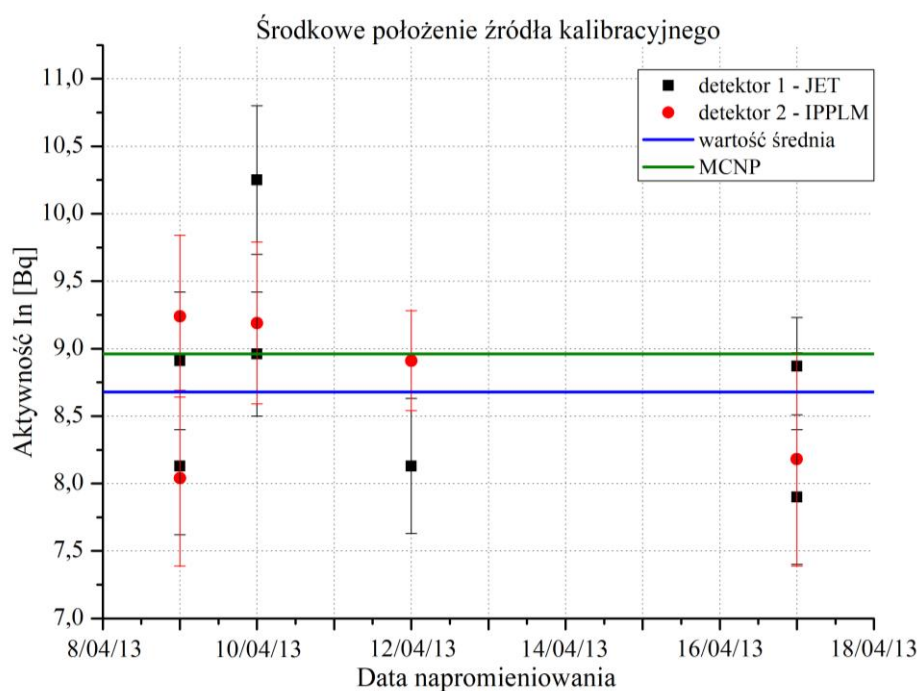
Przeprowadzona w 2013 roku kalibracja systemu komór rozszczepieniowych miała na celu ocenę poprawności poprzedniej kalibracji, rozszerzenie jej o dodatkowe położenia źródła kalibracyjnego, a tym samym wprowadzenie odpowiednich poprawek. Przeprowadzono kilka skanów (tj. centralny, wertykalny i radialny) w pobliżu wybranych kanałów (portów) wejściowych. Polegały one na umieszczaniu źródła neutronów w wybranych położeniach i badaniu wskazań komór rozszczepieniowych. Położenia źródła kalibracyjnego w komorze próżniowej tokamaka w trakcie opisywanej kalibracji aparatury, służącej do diagnostyki neutronów, przedstawiono na Rysunku 16.



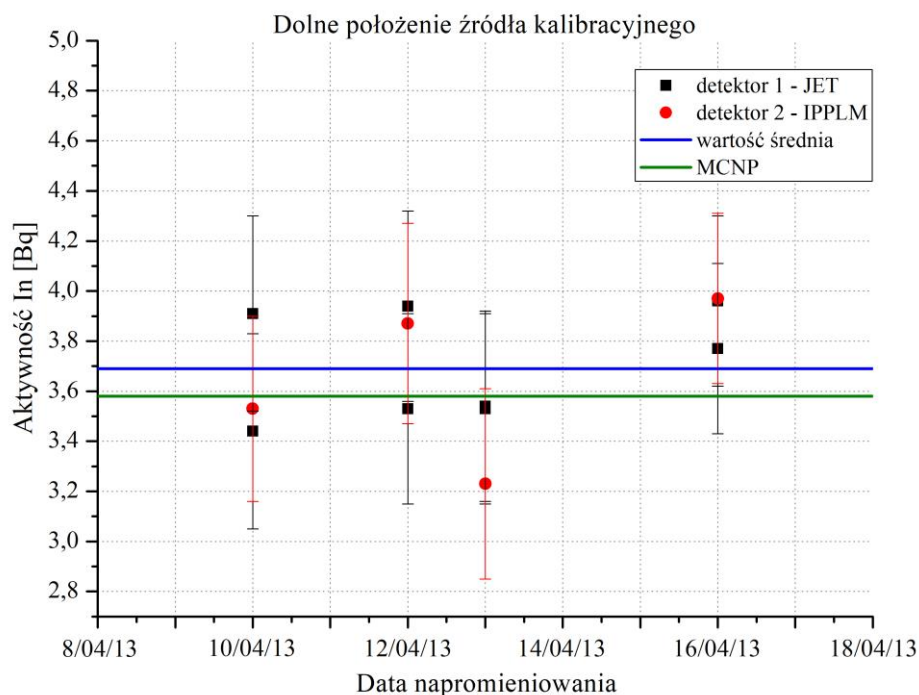
Rys. 12. Wybrane położenia źródła neutronów wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET w czasie kalibracji systemu KN2. Odległości podano w milimetrach [18].



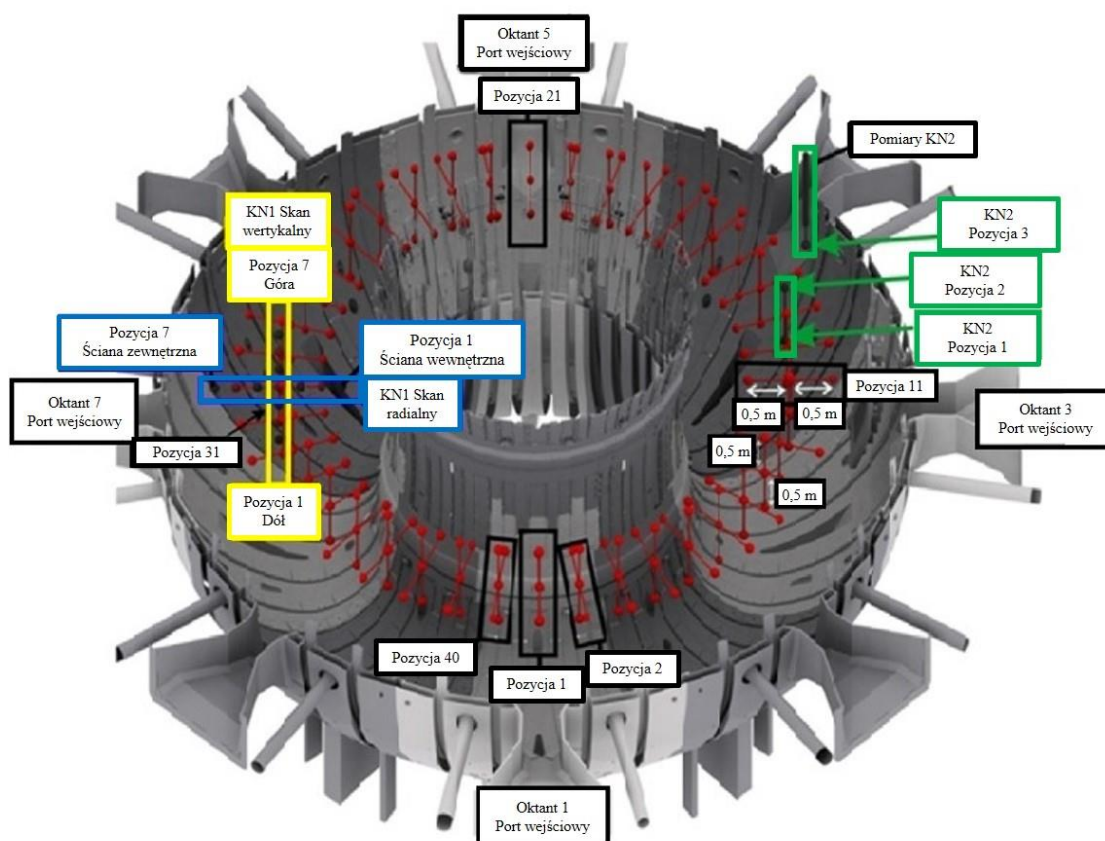
Rys. 13. Wyniki aktywacji próbek zawierających izotop ^{115}In dla górnego położenia źródła kalibracyjnego w tokamaku JET przeprowadzonych podczas kalibracji systemu KN2 w 2013 roku [18].



Rys. 14. Wyniki aktywacji próbek zawierających izotop ^{115}In dla środkowego położenia źródła kalibracyjnego w tokamaku JET przeprowadzonych podczas kalibracji systemu KN2 w 2013 roku [18].



Rys. 15. Wyniki aktywacji próbek zawierających izotop ^{115}In dla dolnego położenia źródła kalibracyjnego w tokamaku JET przeprowadzonych podczas kalibracji systemu KN2 w 2013 roku [18].



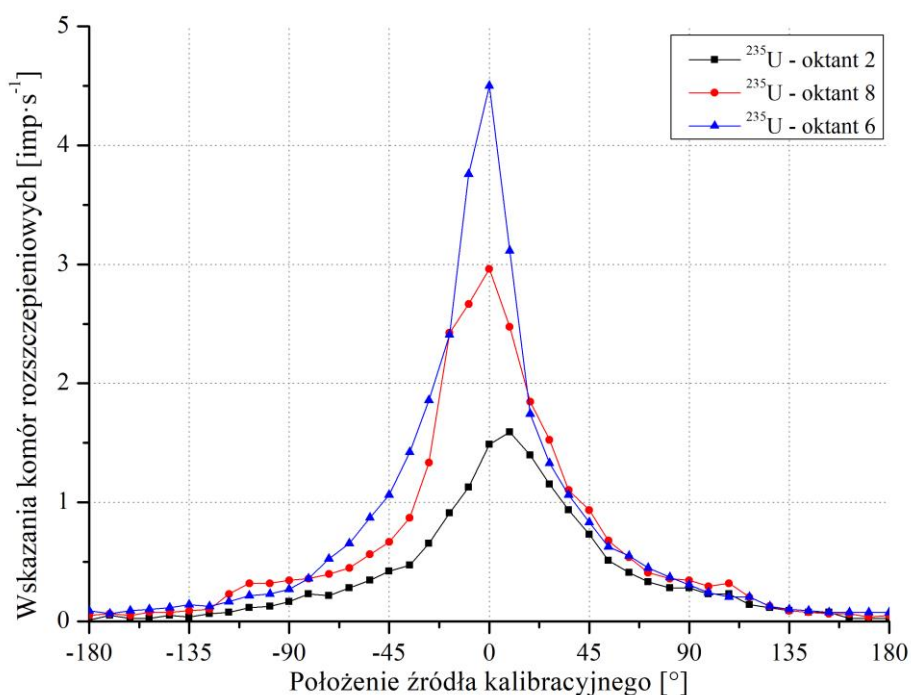
Rys. 16. Położenia źródła kalibracyjnego wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET podczas kalibracji systemów detekcyjnych KN1 i KN2 [18].

Wskazania komór rozszczepieniowych, otrzymane w wyniku przeprowadzenia skanu centralnego, przedstawiono na Rysunku 17.

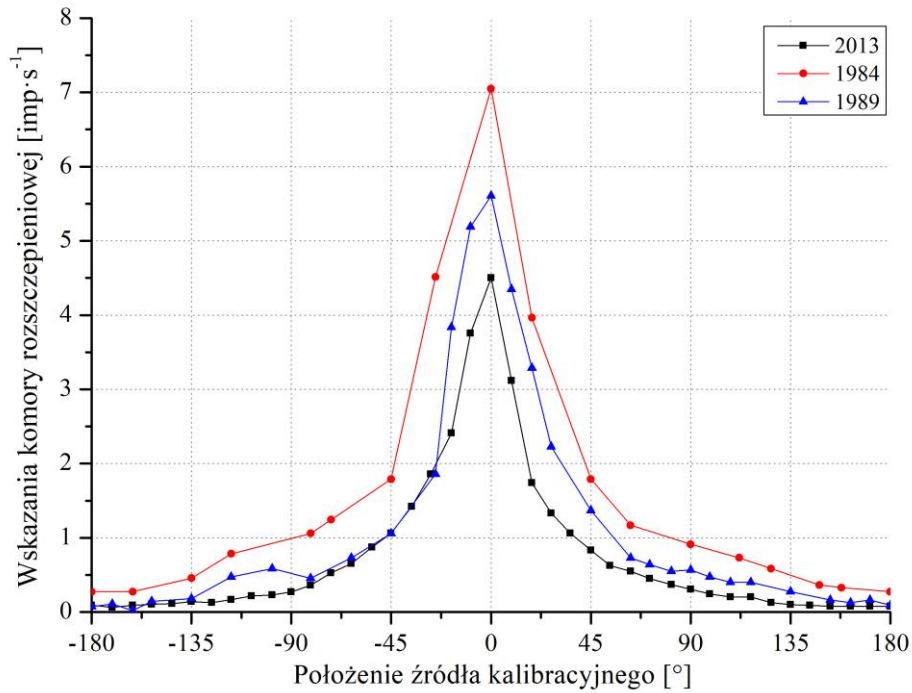
Jak widać, wskazania poszczególnych komór były ściśle związane z rozmieszczeniem diagnostyk i urządzeń zainstalowanych w pobliżu portów wejściowych. Najmniejsze wskazania komory umieszczonej w oktancie 2 związane były z obecnością anteny do mikrofalowego nagrzewania plazmy (ang.: ITER-like antenna), która w sposób wyraźny zwiększała ilość neutronów rozproszonych.

Porównanie wskazań komory rozszczepieniowej znajdującej się w oktancie 6, które zarejestrowano podczas kalibracji przeprowadzonych kolejno w latach 1984, 1989 oraz 2013, przedstawiono na Rysunku 18.

W omawianym okresie ilość diagnostyk i urządzeń zlokalizowanych w pobliżu portów wejściowych w tokamaku JET uległa znacznemu zwiększeniu, co wpłynęło na znaczne zmniejszenie ilości zliczeń komór rozszczepieniowych. W związku z powyższym współczynniki kalibracyjne wyznaczone w czasie najnowszej kalibracji systemu KN1 były znacznie większe od współczynników, które wyznaczono podczas wcześniejszych kampanii kalibracyjnych [18].



Rys. 17. Wskazania komór rozszczepieniowych, które znajdowały się w różnych oktantach podczas kalibracji z użyciem źródła neutronów, przemieszczanego wzdłuż trajektorii centralnej wewnątrz komory tokamaka JET [39].



Rys. 18. Porównanie wskazań komory rozszczepieniowej umieszczonej w oktancie 6, które uzyskano podczas kalibracji wykonanych w latach 1984, 1989 i 2013 [39].

Wyniki doświadczalne uzyskane podczas kalibracji systemów KN1 i KN2 przy użyciu źródła ^{252}Cf zostały następnie porównane z wynikami symulacji komputerowej przeprowadzonej z użyciem kodu numerycznego MCNP [39]. Celem symulacji było udoskonalenie modelu geometrycznego komory próżniowej i jej bezpośredniego otoczenia. Dodatkowo wyniki te posłużyły do wyznaczenia poprawek związanych z rozpraszaniem neutronów na elementach znajdujących się wewnątrz komory tokamaka podczas kalibracji, zwłaszcza wysięgników, robota MASCOT itp. Obliczono również współczynniki korekcyjne związane z otwarciem kanałów (portów) diagnostycznych. Dokonano także oszacowania różnic wynikających z faktu, że kalibrację wykonano źródłem punktowym, a w czasie eksperymentów rzeczywistym źródłem neutronów jest plazma. Opisywane symulacje z zastosowaniem kodu MCNP posłużyły również do analizy zagadnień bezpieczeństwa, a w szczególności do obliczenia dawek pochodzących od neutronów i kwantów gamma.

W rezultacie kalibracji przeprowadzonej w 2013 roku wyznaczono dokładniejsze współczynniki kalibracyjne dla obu systemów KN1 i KN2. Niepewność kalibracji tych systemów oszacowano na ok. 10% [32]. Poprawność przeprowadzonej kalibracji została pomyślnie zweryfikowana podczas późniejszej kampanii eksperymentalnej poprzez porównanie ze sobą wydajności emisji neutronów wyznaczonych w oparciu o wskazania wykalibrowanych detektorów.

3.2. Celowość określenia charakterystyk generatora neutronów o energii 14 MeV

Powszechnie wiadomo, że nie istnieje naturalnie występujące źródło neutronów, które mogłyby emitować neutrony o energii 14 MeV. W związku z powyższym zdecydowano, że podczas planowanej kalibracji systemów KN1 i KN2 w tokamaku JET będzie zastosowany generator neutronów o energii 14 MeV o wydajności emisji rzędu $2 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$ [32-36]. W tym celu konieczne było precyzyjne określenie wydajności generatora i stabilności emisji neutronów, a także widma energetycznego neutronów w funkcji kąta emisji oraz anizotropii tej emisji. Wymienione wyżej badania przeprowadzone zostały w laboratorium metrologicznym i poprzedziły kalibrację „*in-vessel*”.

Jak wiadomo, wydajność emisji generatora neutronów ulega fluktuacjom wynikającym ze zmian napięcia przyspieszania i natężenia wiązki oraz nagrzewania się tarczy. Nowoczesne generatory neutronów wyposażone są w specjalne urządzenia kontrolne, mające za zadanie stabilizowanie wydajności emisji neutronów. Nie pozwalają one niestety na ustabilizowanie wydajności emisji na poziomie lepszym od kilku procent. W związku z tym, stosowanie monitorów mierzących stabilność emisji neutronów jest konieczne zarówno do celów charakteryzacji generatora, jak i kalibracji „*in-vessel*” obu systemów KN1 i KN2 [36]. Jako monitory stabilności emisji neutronów zastosowane zostały próbki aktywacyjne oraz dwa detektory diamentowe SDD. Były one umieszczane w takich samych pozycjach względem generatora neutronów, zarówno podczas jego charakteryzacji w laboratorium metrologicznym, jak i podczas kalibracji „*in-vessel*” [32, 35].

Emisja neutronów z generatora neutronów jest anizotropowa i również musiała być zmierzona, między innymi za pomocą próbek aktywacyjnych. Widmo neutronów emitowanych z generatora może zostać oszacowane z użyciem kodu numerycznego i numerycznego opisu źródła neutronów, w którym zawarto informacje na temat wszystkich możliwych reakcji występujących w wyniku reakcji jonów deuteru (D) i trytu (T) (tj. atomów pojedynczo zjonizowanych oraz molekuł) z umieszczaną w generatorze tytanową tarczą zawierającą D oraz T. Poprawność numerycznego opisu źródła neutronów, jak również numerycznego modelu geometrycznego generatora musi być jednak weryfikowana za pomocą bezpośrednich pomiarów [35].

Należy dodać, że emisja neutronów generatora zmienia się w czasie jego eksploatacji. Jest to związane z implantacją jonów D w tarczy generatora oraz jej zużywaniem. W związku z powyższym wydajność emisji neutronów z generatora powinna zostać zbadana również po zakończeniu kalibracji systemów KN1 i KN2 [33]. Badanie to nie zostało jednak przeprowadzone ze względu na fakt, że oba scharakteryzowane generatory neutronów zostały całkowicie wyeksploatowane w czasie badań kalibracyjnych. Oznaczało to, że dla tych samych warunków napięcia przyspieszania i natężenia wiązki, wydajność emisji neutronów zmniejszyła się w sposób znaczący.

Rozdział 4

Główna teza rozprawy

Opisane w poprzednich rozdziałach metody i systemy pomiaru neutronów znane były od wielu lat, ale ich praktyczne wykorzystanie w dużych eksperymentach plazmowych, m.in. na tokamaku JET, wymagało dużego wysiłku wielu zespołów naukowców związanych z budową potrzebnych urządzeń pomiarowych i ich kalibracją. Świadczą o tym między innymi cytowane powyżej publikacje.

Autorka niniejszej pracy, która dołączyła do zespołu diagnostyk neutronowych w IFPiLM (Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy) w 2014 r., zajęła się głównie badaniami neutronów emitowanych z różnych układów plazmowych, m.in. układów PF-1000 (ang.: Plasma Focus – 1000) i PF-6 (ang.: Plasma Focus – 6), generatorów neutronów oraz tokamaka JET [40-43].

Uwzględniając możliwości, jakie stworzył udział pracowników naukowych z Polski w programach Euratom, a następnie Eurofusion, szczególną uwagę autorka tej pracy zwróciła na konieczność dokładnego monitorowania emisji neutronów o energii 14 MeV, pochodzących z reakcji syntezy D-T w eksperymentach plazmowych wykonanych w tokamaku JET oraz zaplanowanych na najbliższą przyszłość. W związku z powyższym autorka skoncentrowała swoją działalność badawczą na zagadnieniach związanych z wykorzystaniem metod aktywacyjnych.

4.1. Sformułowanie i uzasadnienie głównej tezy naukowej

Liczne wyzwania związane z koniecznością poprawnego oszacowania budżetu neutronowego w czasie kampanii eksperymentalnych w tokamaku JET z użyciem trytu oraz charakterystyką generatora neutronów jako źródła kalibracyjnego, a także wymagania dotyczące niepewności kalibracji, opisano w poprzednim rozdziale tej pracy. Należy dodać, że w ramach programu Eurofusion zdecydowano, że dokładna kalibracja aparatury służącej do aktywacyjnej diagnostyki neutronów w tokamaku JET za pomocą generatora neutronów o energii 14 MeV - powinna zostać przeprowadzona po raz pierwszy w jego historii. Skłoniło to autorkę pracy do zaangażowania się w badania związane z tym zagadnieniem i szersze zastosowanie metody aktywacyjnej - jako metody, która może pozwolić na zrealizowanie założonych wymagań.

Na podstawie analizy literatury związanej z badaniami kalibracyjnymi systemów wykorzystywanych dotychczas do diagnostyki neutronów w różnych urządzeniach plazmowych (szczególnie w układzie JET), autorka sformułowała następującą hipotezę: **„Metoda aktywacyjna spełnia wymagania (dotyczące wymaganej dokładności) umożliwiające monitorowanie wydajności emisji neutronów w czasie kampanii deuterowo-trytowych w tokamaku JET”**. Udowodnieniu tej tezy poświęcona została niniejsza praca doktorska.

Głównym celem pracy stało się zatem przeprowadzenie dokładnej kalibracji aparatury pomiarowej (opisanej w podrozdziale 2.1.2.) przeznaczonej do aktywacyjnej diagnostyki neutronów pochodzących z reakcji D-T w tokamaku JET. Osiągnięcie tego celu wymagało przeprowadzenia szeregu szczegółowych badań eksperymentalnych i symulacyjnych, które zostały opisane w dalszej części pracy.

4.2. Opis zaplanowanych badań eksperymentalnych

W celu udowodnienia sformułowanej wyżej hipotezy autorka pracy zaplanowała wykonanie następujących badań eksperymentalnych i symulacji numerycznych:

1. Wytypowanie reakcji jądrowych do monitorowania wydajności emisji 14-MeV neutronów z generatora neutronów.
2. Doświadczalne sprawdzenie przydatności wyselekcjonowanych reakcji jądrowych przez napromieniowanie wybranych próbek aktywacyjnych w strumieniu neutronów wytwarzanym przez generator neutronów w Narodowym Centrum Badań Jądrowych (NCBJ) w Świerku.
3. Doświadczalne zbadanie przydatności wyselekcjonowanych reakcji jądrowych podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET z zastosowaniem czystego deuteru. próbki aktywacyjne były napromieniowane przez neutrony o energii 14 MeV powstające w reakcjach D-T w trakcie „dopalania” trytu.
4. Przeprowadzenie symulacji numerycznych przy zastosowaniu oprogramowania LabSOCS firmy Canberra w celu wyznaczenia optymalnej geometrii układu pomiarowego.
5. Przeprowadzenie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II w celu oszacowania spodziewanej aktywności próbek napromieniowanych podczas charakteryzacji generatora neutronów w neutronowym laboratorium metrologicznym.
6. Przeprowadzenie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II, mających na celu opracowanie optymalnej sekwencji pomiaru aktywności wzbudzonej w próbkach wybranych materiałów, napromieniowanych podczas charakteryzacji zastosowanego generatora neutronów.
7. Napromieniowanie próbek aktywacyjnych w trakcie badań charakterystyki generatora neutronów o energii 14 MeV oraz wykonanie pomiarów promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek za pomocą detektora HPGe.
8. Obliczenie radioaktywności wzbudzonej w materiałach aktywacyjnych napromieniowanych podczas kampanii charakteryzacyjnych 14-MeV generatora neutronów.

9. Wyznaczenie wydajności emisji 14-MeV generatora neutronów w każdym dniu kampanii charakterystycznej, na podstawie pomiarów radioaktywności napromieniowanych próbek aktywacyjnych.
10. Obliczenie wydajności emisji 14-MeV generatora neutronów w każdym dniu kampanii charakterystycznej przy zastosowaniu kodu numerycznego FISPACT-II oraz porównanie wydajności emisji neutronów wyznaczonych dwiema metodami.
11. Napromieniowanie materiałów aktywacyjnych w trakcie kalibracji „*in-vessel*” aparatury przeznaczonej do diagnostyki neutronów oraz pomiar promieniowania gamma emitowanego z napromieniowanych próbek za pomocą detektora HPGe.
12. Wyznaczenie radioaktywności wzbudzonej w próbkach aktywacyjnych napromieniowanych podczas kalibracji „*in-vessel*” w każdym dniu kampanii kalibracyjnej.
13. Wyznaczenie wydajności emisji 14-MeV generatora neutronów w każdym dniu kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET, na podstawie pomiarów radioaktywności napromieniowanych próbek aktywacyjnych.
14. Wyznaczenie wydajności emisji 14-MeV generatora neutronów w każdym dniu kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET, przy wykorzystaniu kodu numerycznego FISPACT-II oraz porównanie wartości wydajności emisji neutronów wyznaczonych dwiema metodami.
15. Napromieniowanie wybranych materiałów aktywacyjnych w pozycji eksperymentalnej KN2 3U, zarejestrowanie widma promieniowania gamma i wyznaczenie radioaktywności produktów powstających w próbkach aktywacyjnych.
16. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych oraz współczynników aktywacyjnych dla wybranych materiałów tarczowych.

Rozdział 5

Opis metod spektrometrycznych

Produkty reakcji jądrowych wywoływanych przez neutrony, które powstawały w próbkach aktywacyjnych podczas pomiarów charakterystyki emisyjnej generatora neutronów w laboratorium metrologicznym oraz w czasie kalibracji „*in-vessel*”, rejestrowane były za pomocą wykalibrowanych detektorów promieniowania gamma. Widmo promieniowania gamma mierzone było za pomocą detektorów HPGe.

5.1. Podstawowe parametry półprzewodnikowego detektora promieniowania gamma

Każdy detektor promieniowania gamma charakteryzuje kilka parametrów, które muszą być brane pod uwagę podczas doboru detektora do konkretnego zastosowania. Kluczowymi parametrami, które miały wpływ na wybór detektora półprzewodnikowego jako najlepiej nadającego się do pomiarów podczas kalibracji „*in-vessel*”, były: energetyczna zdolność rozdzielcza, wydajność detektora oraz czas martwy.

Energetyczna zdolność rozdzielcza określa zdolność detektora do rejestracji i rozróżnienia dwóch pików całkowitego pochłaniania energii dla kwantów gamma o zbliżonych energiach [44]. Parametr określający zdolność rozdzielczą detektora nazywany jest często szerokością połówkową pików w połowie jego wysokości i oznaczany jako FWHM (ang.: Full Width of the Photopeak at Half its Maximum Height). Jeżeli założymy gaussowski kształt mierzonego pików, to parametr FWHM można wyrazić za pomocą następującego wzoru:

$$FWHM = 2\sigma\sqrt{\ln 2}, \quad (18)$$

gdzie symbol σ oznacza odchylenie standardowe.

Czas martwy detektora określa minimalną ilość czasu potrzebną do rozróżnienia dwóch cząstek jonizujących, tak aby mogły być zarejestrowane jako zdarzenia osobne [45].

Definicja trzeciego ważnego parametru, tj. wydajności rejestracji fotonów została omówiona dokładniej w kolejnym podrozdziale pracy.

Należy dodać, że oprócz wymienionych wyżej parametrów każdy detektor promieniowania cechuje dodatkowo: czułość, odpowiedź detektora, czas odpowiedzi i wrażliwość na zakłócenia [46].

5.2. Wydajność rejestracji fotonów

Absolutna wydajność rejestracji fotonów ε_{tot} wyrażana jest wzorem [44, 47]:

$$\varepsilon_{tot} = \frac{N_{det}}{N_{tot}}, \quad (19)$$

gdzie: N_{det} – całkowita ilość fotonów zarejestrowanych przez detektor i mających wkład w formowanie piku całkowitego pochłaniania energii, N_{tot} - całkowita ilość fotonów wyemitowanych przez źródło promieniowania.

Absolutna wydajność rejestracji fotonów ε_{tot} może również zostać zapisana w następującej zależności [44]:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{geom} \cdot \varepsilon_{absp} \cdot \varepsilon_{sample} \cdot \varepsilon_{int}. \quad (20)$$

Wydajność geometryczna ε_{geom} oznacza stosunek liczby fotonów, które docierają do powierzchni detektora, do całkowitej liczby fotonów emitowanych we wszystkich kierunkach, tj. w pełny kąt bryłowy. Dla źródła punktowego wyraża się ona wzorem:

$$\varepsilon_{geom} = \frac{S}{4\pi r^2}, \quad (21)$$

gdzie: S – powierzchnia przekroju poprzecznego detektora, r – odległość pomiędzy źródłem promieniowania a detektorem.

Wydajność absorpcji ε_{absp} uwzględnia zjawisko oddziaływania fotonów z materiałami osłaniającymi detektor (tj. absorbentami). Materiały te pochłaniają część padającego promieniowania zanim dotrze ono do objętości czynnej detektora. Zjawisko to jest szczególnie ważne w wypadku fotonów o niskiej energii, dla których jest ono znacznie bardziej prawdopodobne. Wydajność absorpcji jest obliczana z następującego równania:

$$\varepsilon_{absp} = \exp \left[- \sum_{i=1}^n \mu_{absp\ i} (E_{\gamma}) \cdot \rho_{absp\ i} \cdot x_{absp\ i} \right], \quad (22)$$

gdzie: $\mu_{absp\ i}$ – masowy współczynnik absorpcji promieniowania gamma przez materiał osłaniający detektor oznaczony indeksem i , $\rho_{absp\ i}$ – gęstość tego materiału, oraz $x_{absp\ i}$ – grubość tego materiału.

Wydajność próbki ε_{sample} jest odwrotnością współczynnika korekcji na samoabsorpcję promieniowania w próbce i oznacza frakcję kwantów gamma, które powstają w materiale próbki i są w stanie opuścić jej objętość. Wielkość ta ściśle zależy od składu próbki i przykładowo w przypadku płaskiej płyty o grubości x wyrażana jest wzorem:

$$\varepsilon_{sample} = \frac{1 - \exp[-\mu_{sample} \cdot \rho_{sample} \cdot x_{sample}]}{\mu_{sample} \cdot \rho_{sample} \cdot x_{sample}}, \quad (23)$$

gdzie: μ_{sample} – masowy współczynnik absorpcji promieniowania gamma w próbce, ρ_{sample} – gęstość próbki, x_{sample} – grubość próbki.

Wydajność wewnętrzna ε_{int} określa prawdopodobieństwo, że kwant gamma, który przeniknie do detektora, będzie oddziaływać w jego objętości czynnej, a jego obecność zostanie zarejestrowana w postaci impulsu w obszarze pików całkowitego pochłaniania energii. Wydajność wewnętrzną wylicza się ze wzoru:

$$\varepsilon_{int} = 1 - \exp(-\mu_{det} \cdot \rho_{det} \cdot x_{det}), \quad (24)$$

gdzie: μ_{det} – masowy współczynnik atenuacji w wyniku efektu fotoelektrycznego w materiale czynnym detektora, ρ_{det} – gęstość materiału czynnego detektora, x_{det} – grubość materiału czynnego detektora.

Przedstawione powyżej wzory związane z samoabsorpcją promieniowania w próbce czy też zjawiskiem atenuacji mają zastosowanie jedynie w przypadku prostych geometrii pomiarowych. W celu wyznaczenia wydajności próbki i wydajności wewnętrznej dla skomplikowanych geometrii pomiarowych konieczne jest przeprowadzenie symulacji numerycznych za pomocą odpowiednich kodów obliczeniowych, które zostaną opisane w dalszej części rozdziału.

Rozważając zagadnienie wydajności rejestracji fotonów warto także wspomnieć o wydajności względnej ε_{rel} , która określa (w procentach) wydajność rejestracji przez detektor germanowy kwantów gamma o energii 1332 keV (z ^{60}Co), w stosunku do wydajności rejestracji trzyciałowego detektora scyntylacyjnego NaI, przy odległości pomiędzy źródłem i detektorem wynoszącej 25 cm i takiej samej energii kwantów gamma. Wydajność względną opisuje następujące równanie:

$$\varepsilon_{rel}(Ge) = \frac{100 \cdot \varepsilon_{tot}(Ge, 1332 \text{ keV})}{\varepsilon_{tot}(NaI, 1332 \text{ keV})}. \quad (25)$$

5.3. Metody wyznaczania wydajności rejestracji fotonów

Kalibracja detektora pozwala na określenie energii rejestrowanego promieniowania gamma oraz określenie radioaktywności zidentyfikowanego nuklidu. Wyróżnia się trzy rodzaje kalibracji detektora [48]:

1. Kalibrację energetyczną, która określa relację pomiędzy kanałem a energią kwantów gamma;
2. Kalibrację kształtu pików, która określa zmienność kształtu pików w zależności od energii kwantów gamma;

3. Kalibrację wydajnościową, która określa związek pomiędzy liczbą zliczeń w pikie a koncentracją badanego radionuklidu w próbce.

W niniejszej pracy przedstawione zostały jedynie metody przeprowadzania kalibracji wydajnościowej, gdyż poprawne wykonanie pozostałych kalibracji jest zazwyczaj zagwarantowane przez oprogramowanie służące do obsługi spektrometrów. Najczęściej stosowaną metodą wyznaczania kalibracji wydajnościowej jest użycie standardowych próbek (wzorców kalibracyjnych), mających takie same wymiary i gęstość jak próbka, której radioaktywność chcemy określić (metoda relatywna) [49]. Znalezienie wzorca spełniającego powyższe warunki w praktyce jest trudne, a czasami wręcz niemożliwe. Przygotowanie materiału wzorcowego jest również bardzo kosztowne i czasochłonne. Metoda eksperymentalna może być stosowana do ograniczonej geometrii próbek, ich gęstości i tym samym nie jest możliwe jej stosowanie we wszystkich konfiguracjach. W związku z tym stosowane są również inne metody. Należą do nich metoda absolutna i pół-empiryczna.

Programy oparte na metodzie obliczeniowej Monte Carlo, np. takie jak GEANT (ang.: GEometry ANd Tracking) [50] i MCNP, opisują transport promieniowania gamma emitowanego w wybranym losowo kierunku i z określonej losowo pozycji w źródle, a następnie analizują jego losy, dopóki nie zostanie ono całkowicie wchłonięte lub utracone w inny sposób. Wymienione kody numeryczne uwzględniają wszelkie interakcje promieniowania gamma, które przechodzi przez próbkę, obudowę detektora oraz rozprasza się w detektorze, wytracając przy tym swoją energię, aż do momentu całkowitego pochłonięcia lub ucieczki z detektora. Każde symulowane zdarzenie jest odzwierciedlone w postaci liczby zliczeń w danym kanale, która reprezentuje ilość energii pochłanianej w detektorze. Na każdym z etapów obliczeń rozważa się prawdopodobieństwo danej interakcji promieniowania gamma. Powtarzanie tego procesu miliony razy pozwala na utworzenie widma, które jest porównywalne z widmem mierzonym. Dzięki temu możliwe jest określenie krzywej wydajności rejestracji dla danych warunków geometrycznych pomiaru. Ten matematyczny proces pozwala na znalezienie krzywej wydajności rejestracji kwantów gamma dla dowolnego detektora, dowolnego źródła znajdującego się w dowolnej konfiguracji pomiarowej. Bardzo ważnym etapem przy obliczaniu krzywej wydajności jest stworzenie dokładnego modelu geometrycznego detektora i odtworzenie geometrii pomiaru. Jakość danych dotyczących budowy detektora ma istotny wpływ na dokładność otrzymywanych wyników.

Mogłoby się wydawać, że wystarczy jedynie w pełni odwzorować wymiary detektora podane przez producenta, aby osiągnąć zadowalającą zgodność pomiędzy symulacją a rzeczywistością. Tak niestety nie jest. Konieczne jest weryfikowanie rezultatów symulacji numerycznych z eksperymentalnymi pomiarami przy użyciu np. referencyjnego źródła punkowego umieszczonego na osi symetrii detektora [49]. Dopiero po osiągnięciu zadowalającej zgodności między wynikami symulacji i pomiarów, model geometryczny może zostać zaakceptowany i możliwe jest projektowanie skomplikowanych geometrii pomiarowych. Symulacje wykonane za pomocą tej metody są obarczone niepewnościami rzędu 5 - 9% [48].

Programy obliczeniowe ISOCS (ang.: In-Situ Object Counting System) oraz LabSOCS (ang.: Laboratory SOurceless Calibration Software), opracowane przez firmę Canberra, wykorzystują również metodę Monte Carlo i pozwalają na generowanie krzywej wydajności

rejestracji dla danej geometrii pomiaru z niepewnością dochodzącą do 5%. Niepewność ta w dużej mierze zależy od energii rejestrowanych fotonów i w pewnych specyficznych sytuacjach może być wyższa.

Program ISOCS pozwala na obliczenie krzywej wydajności rejestracji promieniowania gamma dla zdefiniowanej przez użytkownika geometrii źródła. Model ten może zostać użyty jedynie w połączeniu z detektorem, który został scharakteryzowany przez firmę Canberra w oparciu o modelowanie MCNP. Oprogramowanie ISOCS zawiera zestaw matematycznych modeli, które symulują różnorodne kształty próbek, tj. pojemników, cylindrów, rur, sfer, dysków lub tzw. pojemników Marinelli. Modele te pozwalają na wprowadzanie danych związanych z geometrią pomiaru i są niezbędne do wygenerowania krzywej kalibracji wydajnościowej [51]. Metoda ta ma zastosowanie głównie do pomiarów wykonywanych w terenie. Może być ona również stosowana do rozwiązywania kwestii kalibracji wydajnościowej w warunkach laboratoryjnych [48].

Program LabSOCS jest rozszerzeniem programu ISOCS [48] i jest ściśle dedykowany do pomiarów laboratoryjnych. Pozwala on na matematyczną kalibrację wydajnościową detektorów półprzewodnikowych bez użycia kalibracyjnych źródeł promieniotwórczych w przypadku pomiarów wykonywanych w warunkach laboratoryjnych [52].

Kalibracja wydajnościowa detektora HPGe dla każdej z próbek aktywacyjnych, napromieniowanych podczas przeprowadzania charakterystyki emisyjnej generatora neutronów o energii 14 MeV, została wykonana z zastosowaniem oprogramowania ISOCS i LabSOCS. Wykonana matematycznie kalibracja wydajnościowa rozpatrywanego detektora [53] pozwoliła na wyznaczenie radioaktywności radionuklidów powstałych w badanej próbce. Radioaktywność na jednostkę objętości (lub masy) próbki A , obliczoną na chwilę powstania próbki dla każdej energii kwantu gamma w programie Genie 2000, będącym częścią pakietu programów opracowanych przez firmę Canberra, wyznaczano z następującego wzoru [53]:

$$A = \frac{N_{total}}{V \cdot \varepsilon' \cdot I \cdot T_1 \cdot U_f \cdot K_c \cdot K_w}, \quad (26)$$

gdzie: N_{total} – pole netto pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma, V – objętość próbki (lub jej masa), ε' - wydajność rejestracji dla danej energii kwantów gamma zawierająca poprawki związane z procesem atenuacji i obliczona z zastosowaniem oprogramowania ISOCS lub LabSOCS, I - intensywność emisji kwantów gamma o danej energii (ang.: branching ratio), T_1 – czas trwania pomiaru, U_f – współczynnik związany z użytym układem jednostek (Bq lub Ci), K_c – współczynnik uwzględniający zmianę aktywności próbki w czasie jej pomiaru, K_w – współczynnik uwzględniający zmianę aktywności próbki pomiędzy momentem jej powstania a rozpoczęciem pomiaru.

Wydajność rejestracji ε' była wyznaczana z następującej zależności:

$$\varepsilon' = \varepsilon \cdot \exp[-\mu(E) \cdot \rho \cdot x], \quad (27)$$

gdzie: ε – wydajność rejestracji dla danej energii E kwantów gamma, $\mu(E)$ – masowy współczynnik atenuacji dla próbki i danej energii E , $\rho \cdot x$ – średnia masa próbki na jednostkę powierzchni.

Natomiast współczynnik korekcji K_c obliczano z następującego wzoru:

$$K_c = \frac{T_{1/2}}{\ln 2 \cdot t_M} \left[1 - \exp \left(- \frac{\ln 2 \cdot t_M}{T_{1/2}} \right) \right], \quad (28)$$

gdzie: $T_{1/2}$ – czas połowicznego rozpadu danego radionuklidu, t_M – czas pomiaru.

Współczynnik korekcji K_w określano za pomocą równania:

$$K_w = \exp \left(- \frac{\ln 2 \cdot t_w}{T_{1/2}} \right), \quad (29)$$

gdzie: t_w – czas pomiędzy momentem zakończenia napromieniowania próbki a początkiem pomiaru radioaktywności.

Opisując metody służące do wyznaczania krzywej wydajności rejestracji fotonów dla danej geometrii pomiarowej należy także wspomnieć o metodach pół-empirycznych. Składają się one zazwyczaj z dwóch etapów: etapu eksperymentalnego, w wyniku którego otrzymuje się referencyjną krzywą kalibracji dla danego detektora, a następnie z części obliczeniowej, prowadzącej do wyznaczenia absolutnej wydajności rejestracji fotonów ϵ_{tot} .

Zaawansowanym narzędziem obliczeniowym, stosowanym w spektrometrii promieniowania gamma, które wykorzystuje metodę pół-empiryczną jest oprogramowanie ANGLE [5]. Pozwala ono wyznaczyć radioaktywność próbek poprzez obliczenie krzywej wydajności rejestracji z użyciem tzw. metody transferu wydajności. Metoda ta polega na wyznaczeniu wydajności rejestracji dla „nieznanej” próbki w oparciu o krzywą wydajności rejestracji, którą wyznaczono przez pomiar radioaktywności dla standardowego źródła punktowego o znanej aktywności. Rozmiar, kształt, skład oraz ułożenie (względem detektora) próbki standardowej i próbki nieznanej mogą się oczywiście różnić. Aby możliwe było zastosowanie opisywanej metody niezbędna jest znajomość:

- referencyjnej krzywej wydajności, wyznaczonej przez pomiar standardowej próbki o znanej radioaktywności,
- wymiarów i składu analizowanego źródła promieniowania, detektora i wszystkich warstw absorbujących,
- współczynników atenuacji kwantów gamma dla wszystkich materiałów występujących w rozpatrywanym eksperymencie.

5.4. Optymalizacja geometrii próbki i geometrii pomiaru

Geometria próbki aktywacyjnej oraz geometria pomiaru powinny podlegać optymalizacji, która zapewnia pomiar z najlepszą wydajnością. Probki muszą być odpowiednio duże, aby uzyskać odpowiednio wysoką aktywność w trakcie napromieniowania w strumieniu neutronów, a następnie generować dużą ilość zliczeń w pikie całkowitego pochłaniania energii, która gwarantuje dobrą statystykę w odpowiednim czasie pomiaru. Z drugiej strony, wymiary próbki powinny być na tyle małe, aby ograniczyć wpływ absorpcji i rozpraszania neutronów.

Pomiar próbek, charakteryzujących się dużą radioaktywnością, powoduje zwiększenie czasu martwego detektora, co jest zjawiskiem niepożądanym. Efekt ten można ograniczyć przez zwiększenie odległości pomiędzy próbką a detektorem, a więc przez zmianę geometrii pomiarowej [29, 53].

W czasie, kiedy próbka jest napromieniowana w polu neutronów, jej wnętrze jest eksponowane na mniejszą fluencję neutronów, niż jej warstwa zewnętrzna. Jest to związane ze zjawiskami absorpcji i rozpraszania neutronów wewnątrz próbki. Efekt samopochłaniania zmienia się wraz z makrospokowym przekrojem czynnym na rozpraszanie oraz absorpcję promieniowania w próbce, a także wraz z rozmiarami i kształtem próbki [30]. Współczynnik korekcyjny na samopochłanianie f_ϕ wyraża się za pomocą wzoru [55]:

$$f_\phi = \frac{\langle \Phi \rangle}{\Phi_0}, \quad (30)$$

gdzie: $\langle \Phi \rangle$ - średni strumień neutronów w próbce, Φ_0 – strumień neutronów padający na próbkę. W przypadku próbek otoczonych przez izotropowe pole neutronów parametr ten jest zawsze mniejszy od jedności.

Bardzo ważnym efektem, który należy brać pod uwagę podczas rozważań dotyczących wyboru wielkości próbki, jest absorpcja promieniowania gamma w materiale próbki. Prawdopodobieństwo wystąpienia tego procesu wzrasta wraz ze wzrostem grubości, gęstości oraz liczby atomowej (Z) próbki. Proces ten jest bardziej prawdopodobny dla niższych energii kwantów gamma [55]. W przypadkach, kiedy próbka jest bardzo gruba, ma dużą gęstość lub zawiera dużą ilość pierwiastków o wysokiej liczbie atomowej, proces samo-absorpcji ma bardzo duże znaczenie. Dla źródła o jednorodnej powierzchni i grubości x , współczynnik samo-absorpcji f_γ promieniowania gamma wyraża się wzorem [30]:

$$f_\gamma = \frac{1 - \exp(-\mu_{lin} \cdot x)}{\mu_{lin} \cdot x}, \quad (31)$$

gdzie: μ_{lin} – liniowy współczynnik atenuacji promieniowania gamma o danej energii i dla danego materiału.

Rozdział 6

Wybór reakcji jądrowych służących do pomiaru neutronów o energii 14 MeV

Reakcje jądrowe, które mają służyć jako monitory emisji 14-MeV neutronów podczas badania charakterystyki wybranego generatora neutronów oraz w czasie kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do monitorowania tych neutronów w układzie plazmowym, powinny być reakcjami progowymi i posiadać odpowiednie właściwości dotyczące aktywowanego materiału i produktów reakcji. Właściwości te zostaną opisane w kolejnym podrozdziale pracy.

Zespół, w którym pracowała autorka rozprawy, przeprowadził szczegółowe badania i analizy, które pozwoliły na wybranie odpowiednich reakcji, a następnie użycie ich w zaplanowanych badaniach eksperymentalnych. Poprawność dokonanego wyboru została później potwierdzona podczas eksperymentów wykonanych z użyciem generatora neutronów o energii 14 MeV, jak również deuterowych kampanii eksperymentalnych przeprowadzonych na tokamaku JET.

W kolejnych podrozdziałach pracy autorka zamierza opisać kryteria, które zastosowano podczas selekcji reakcji jądrowych, a następnie przedstawić charakterystyki wybranych materiałów aktywacyjnych oraz wyniki własnych badań eksperymentalnych i symulacji numerycznych.

6.1. Kryteria wyboru reakcji jądrowych

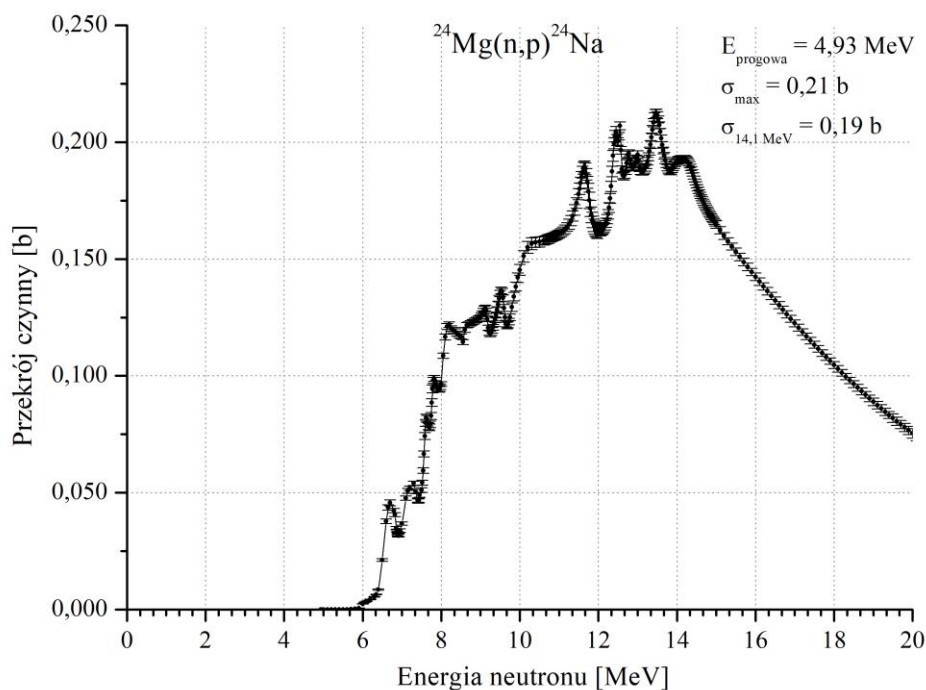
Pośród wielu reakcji jądrowych, wywoływanych przez neutrony, tylko niektóre posiadają odpowiednie właściwości, które gwarantują ich pomyślne zastosowanie do monitorowania ilości neutronów. Dotyczy to zarówno materiału aktywowanej tarczy jak i produktów reakcji wywoływanych przez neutrony. Pierwszym z ważnych parametrów jest wielkość nazywana przekrojem czynnym, który dla danej reakcji określa prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej i jest zwykle wyrażany w barnach. Do celów kalibracyjnych przekrój czynny na daną reakcję jądrową powinien być relatywnie duży. Jego dane liczbowe powinny pochodzić z wiarygodnej biblioteki jądrowej standardów dozymetrycznych. Kolejnym ważnym parametrem jest energia progowa, która określa minimalną energię cząstki inicjującej (w tym wypadku neutronu) - potrzebną do zajścia reakcji jądrowej. Powinna ona być odpowiednio wysoka, aby wyeliminować wpływ neutronów rozproszonych. Parametrem związanym z materiałem tarczy jest także abundancja. Określa ona udział rozpatrywanego nuklidu

w mieszaninie naturalnych nuklidów danego pierwiastka. Produkty reakcji powinny emitować odpowiednio intensywne promieniowanie gamma, mierzalne za pomocą spektrometrii gamma. Powstałe radionuklidy powinny mieć także odpowiednio długi czas połowicznego rozpadu, np. rzędu kilku minut lub dni. Dodatkowo, kwanty gamma emitowane przez produkty reakcji jądrowych nie powinny wzajemnie interferować [32-33].

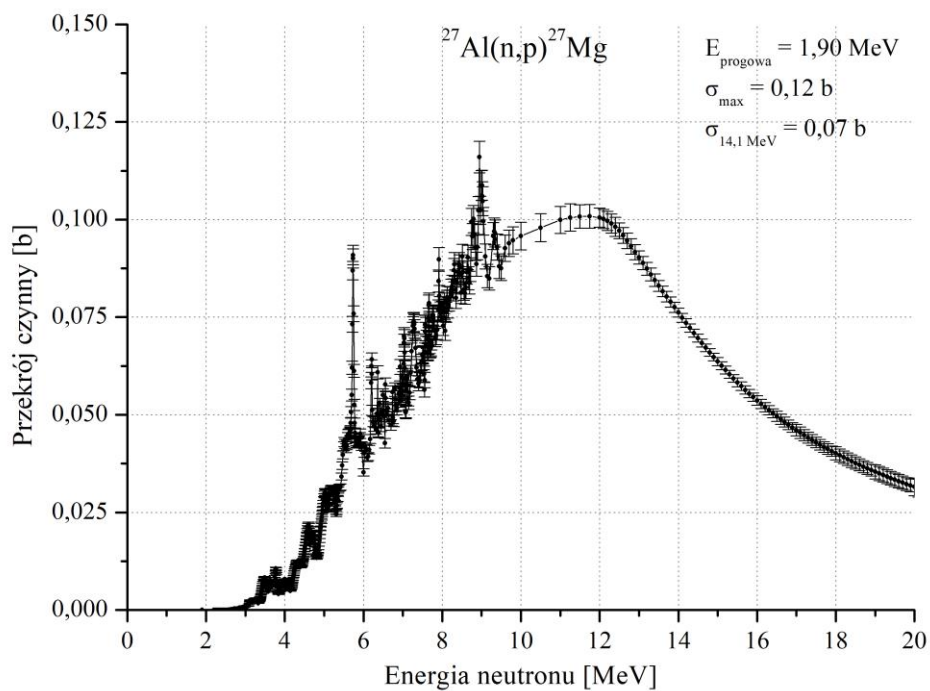
Na podstawie opisanych wyżej wymagań oraz doświadczenia zdobytego w czasie wcześniejszych kampanii eksperymentalnych na tokamaku JET [20], autorka zaproponowała zastosowanie następujących reakcji jądrowych: $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$, $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$. Reakcje te miały zostać użyte do wyznaczenia charakterystyki emisyjnej wybranego generatora neutronów o energii 14 MeV oraz monitorowania jego emisji w trakcie kalibracji aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET.

6.2. Charakteryzacja parametrów jądrowych wybranych materiałów aktywacyjnych

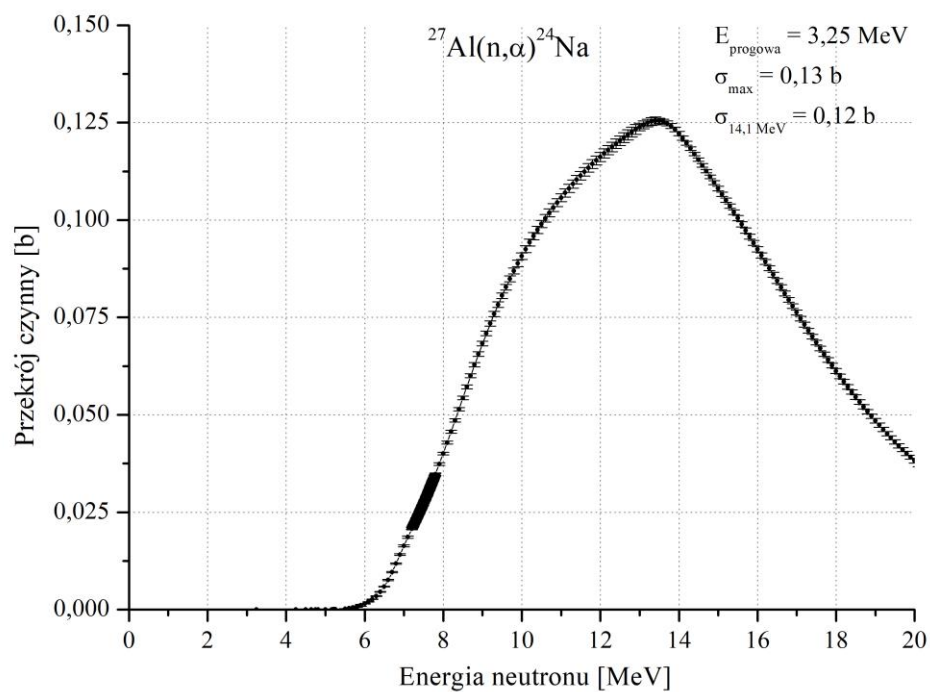
W tej części pracy autorka opisała parametry jądrowe wybranych materiałów aktywacyjnych i scharakteryzowała produkty, powstające w wyniku oddziaływania neutronów z materiałami tarczy. Przekroje czynne w funkcji energii neutronu, dla każdej z wymienionych wyżej reakcji jądrowej, zostały przedstawione na Rysunkach 19-25.



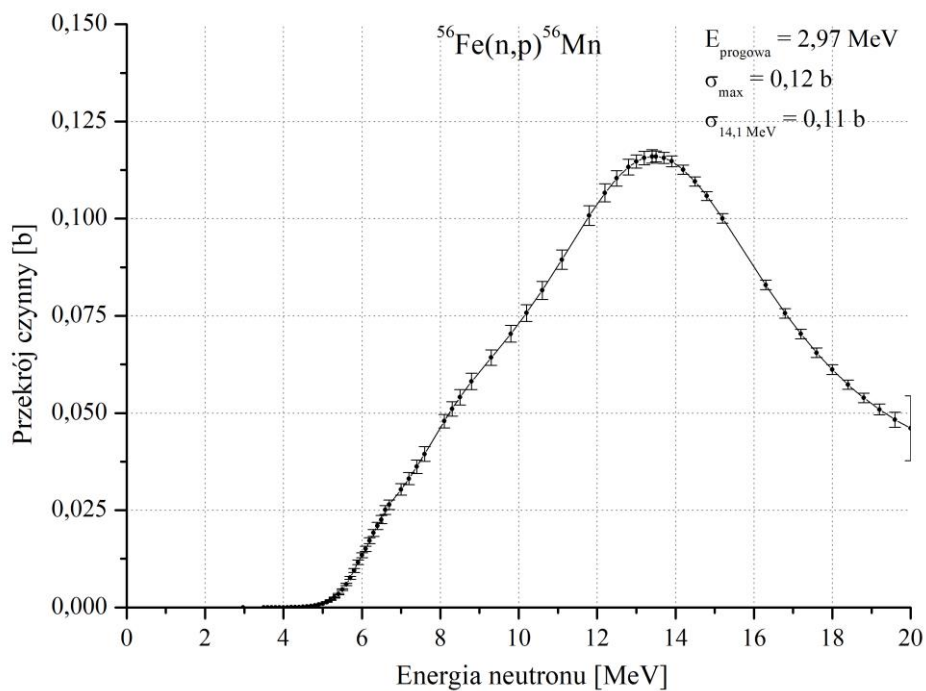
Rys. 19. Przekrój czynny na reakcję $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$ na podstawie IRDFF [56].



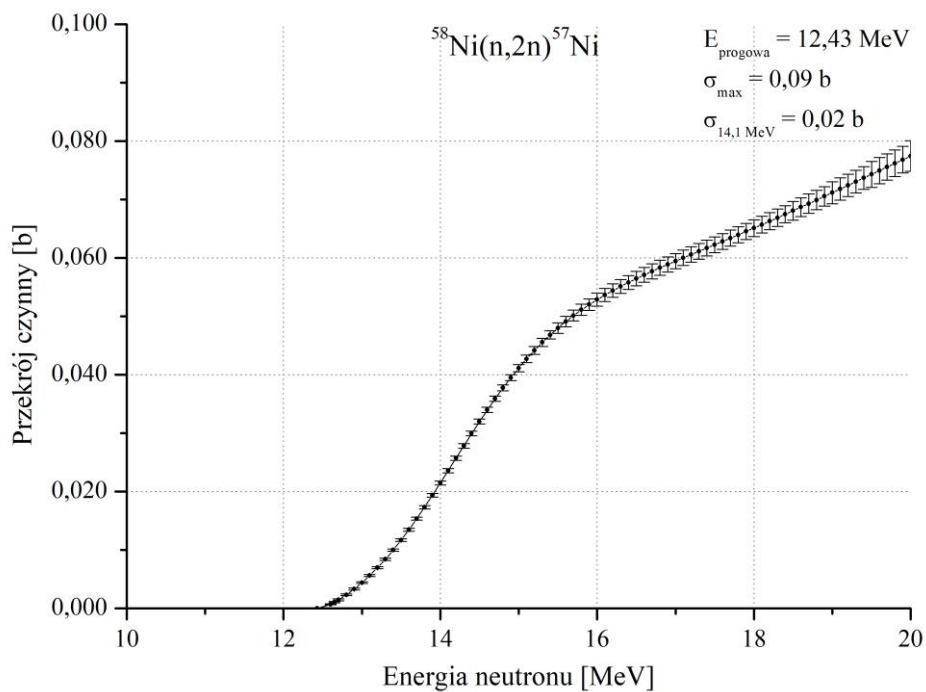
Rys. 20. Przekrój czynny na reakcję $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ na podstawie IRDFF [56].



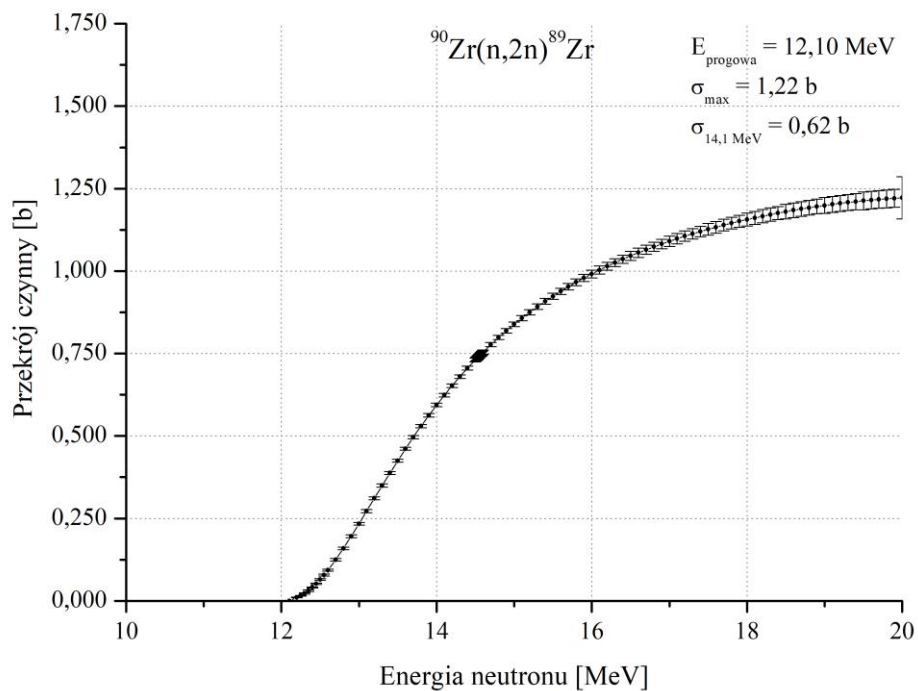
Rys. 21. Przekrój czynny na reakcję $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ na podstawie IRDFF [56].



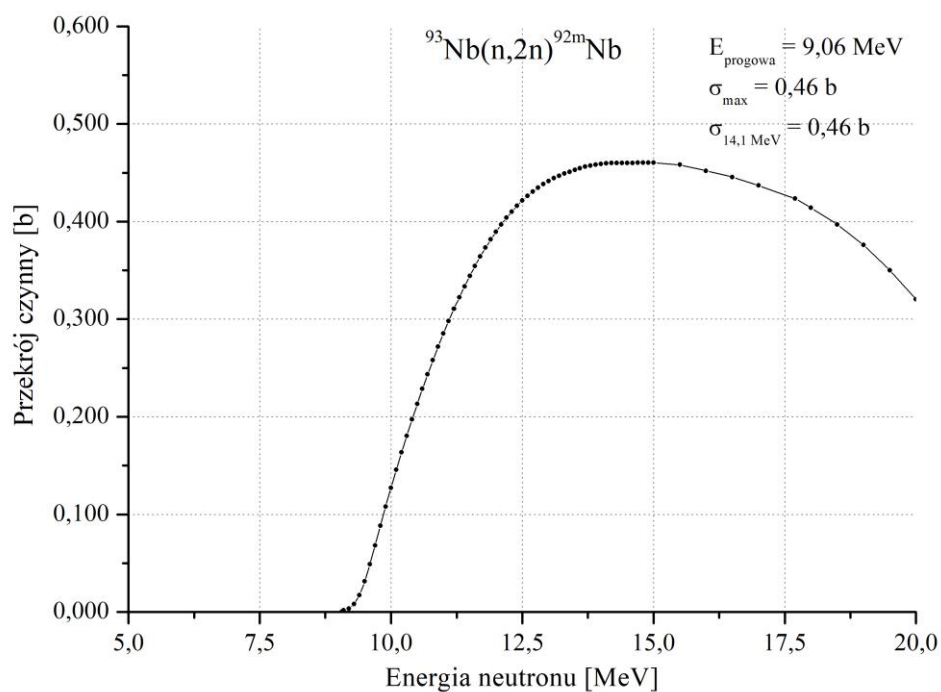
Rys. 22. Przekrój czynny na reakcję $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ na podstawie IRDFF [56].



Rys. 23. Przekrój czynny na reakcję $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$ na podstawie IRDFF [56].



Rys. 24. Przekrój czynny na reakcję $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ na podstawie IRDFF [56].



Rys. 25. Przekrój czynny na reakcję $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ na podstawie IRDFF [56].

Na wszystkich rysunkach symbole $E_{progowa}$, σ_{max} oraz $\sigma_{14,1 MeV}$ oznaczają odpowiednio: energię progową dla danej reakcji jądrowej, maksymalną wartość przekroju czynnego, wartość przekroju czynnego dla neutronów o energii 14,1 MeV. Wartości przekrojów czynnych zaczerpnięto z biblioteki danych jądrowych IRDFF (ang.: International Reactor Dosimetry and Fusion File) wersja 1.05, która zawiera standardy dozymetryczne [56]. Biblioteka ta została przyjęta jako referencyjna, do posługiwania się nią podczas trwania całej procedury kalibracyjnej przez zespół koordynujący. W skład tego zespołu wchodził m.in. kierownik projektu, kierownik zespołu diagnostyk tokamaka JET oraz kierownik grupy neutronowej. Standaryzacja ta dotyczyła zarówno metody aktywacyjnej jak i wszelkich metod obliczeniowych. Najważniejsze parametry wyselekcjonowanych materiałów tarczy oraz produktów wybranych reakcji jądrowych zostały przedstawione w Tabeli 7.

Tabela 7. Parametry materiału tarczy i produktów wybranych reakcji jądrowych [57].

Reakcja	Abundancja	Gęstość [g·cm ⁻³]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]	Intensywność kwantów gamma [%]
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	0,79	1,74	15,00 godzin	1368,6	99,9
²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	1,00	2,70	9,46 minut	843,8	71,8
²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	1,00	2,70	15,00 godzin	1368,6	99,9
⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	0,92	7,87	2,58 godzin	846,8	98,9
⁵⁸ Ni(n,2n) ⁵⁷ Ni	0,68	8,91	35,60 godzin	1377,6	81,7
⁹⁰ Zr(n,2n) ⁸⁹ Zr	0,51	6,51	78,41 godzin	909,2	99,0
⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	1,00	8,57	10,15 dni	934,4	99,2

Dokonując szczegółowej analizy przekrojów czynnych oraz innych parametrów podanych w Tabeli 7 - można wywnioskować, że najbardziej obiecującym monitorem neutronów o energii 14 MeV jest niob, w którym zachodzą reakcje ⁹³Nb(n,2n)^{92m}Nb. Przekrój czynny na tą reakcję dla neutronów w obszarze wokół energii ok. 14 MeV, wykazuje niewielką zależność od energii. Dodatkowo, reakcję tą cechuje wysoka energia progowa, stosunkowo duża wartość przekroju czynnego dla neutronów o energii 14 MeV oraz odpowiedni czas połowicznego rozpadu.

W celu sprawdzenia poprawności wyboru reakcji jądrowych autorka przeprowadziła badania eksperymentalne. W ich trakcie próbki wyselekcjonowanych materiałów (tarcz) napromieniowano w strumieniu neutronów o energii 14 MeV, emitowanym z generatora neutronów oraz z reakcji dopalania trytu (podczas eksperymentalnej kampanii z czystym deuterem) w tokamaku JET. Następnie autorka mierzyła radioaktywność powstałych produktów aktywacji spektrometrem promieniowania gamma.

6.3. Doświadczalna walidacja wybranych reakcji jądrowych

W celu sprawdzenia poprawności dokonanego wyboru reakcji jądrowych, przeznaczonych do monitorowania emisji neutronów o energii 14 MeV, autorka przeprowadziła badania eksperymentalne. W ich trakcie sprawdzane były poziomy radioaktywności uzyskanych produktów reakcji. Pierwsze badanie eksperymentalne obejmowało napromieniowanie próbek aktywacyjnych wykonanych z wybranych materiałów w strumieniu neutronów o energii 14 MeV emitowanych z generatora (model Genie 16C) w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Pomiar radioaktywności produktów reakcji jądrowych wykonano za pomocą detektora HPGe z charakterystyką numeryczną. Pomiar wykonano według ściśle określonej sekwencji pomiarowej. Otrzymane wyniki potwierdziły poprawność dokonanego wyboru.

Drugi eksperyment polegał na napromieniowaniu próbek wybranych materiałów wewnątrz tokamaka JET, w lokalizacji oznaczonej symbolem 3U, należącej do systemu diagnostycznego KN2. Aktywacje przeprowadzono podczas kampanii z zastosowaniem czystego deuteru. Wykorzystywano neutrony o energii 14 MeV pochodzące z reakcji dopalania trytu, stanowiące tylko ok. 1% wszystkich emitowanych neutronów. Badanie to również potwierdziło przydatność wytypowanych materiałów aktywacyjnych.

6.3.1. Walidacja wybranych reakcji jądrowych przez badania eksperymentalne w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku

Jak wspomniano wyżej, w celu zweryfikowania poprawności dokonanego wyboru reakcji jądrowych w pierwszej kolejności przeprowadzono badanie z wykorzystaniem generatora neutronów o energii 14 MeV. Eksperymenty te wykonano w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Przed ich wykonaniem autorka przeprowadziła symulacje komputerowe z zastosowaniem numerycznego kodu FISPACT-II [58].

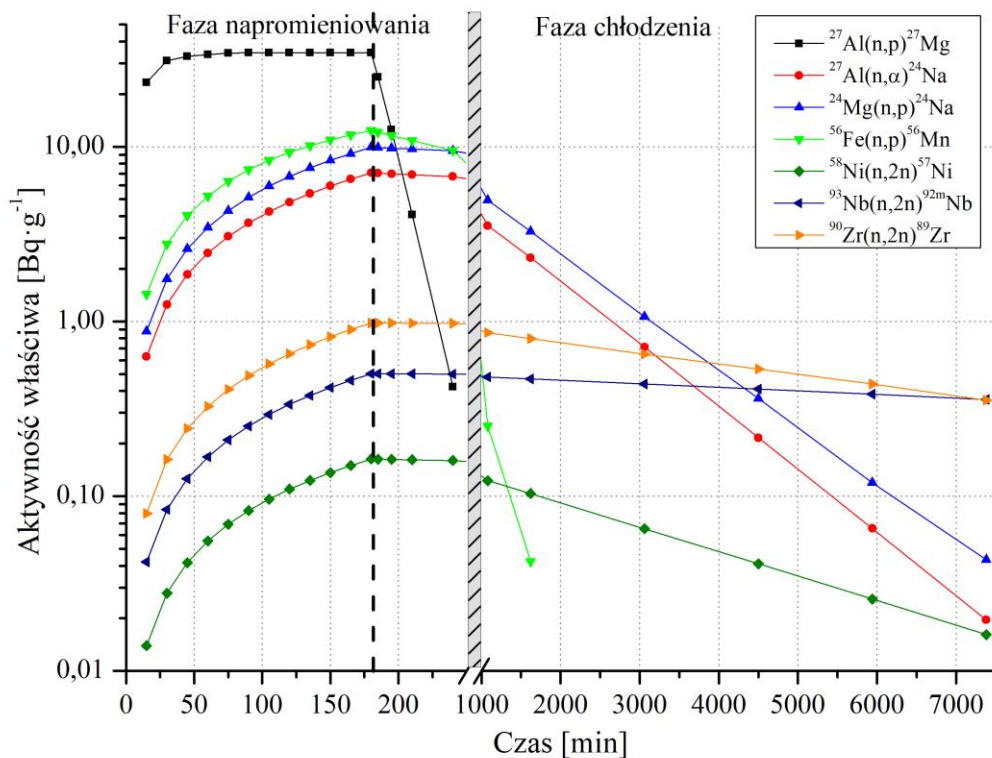
Celem tych symulacji było określenie optymalnej sekwencji pomiarowej, pozwalającej na pomiar wszystkich radionuklidów, powstających w rozważanych reakcjach jądrowych wywoływanych przez neutrony.

6.3.1.1. Symulacje numeryczne badanych procesów

Kod FISPACT-II jest narzędziem obliczeniowym, które pozwala między innymi na teoretyczne oszacowanie aktywności radionuklidów powstających w wyniku aktywacji neutronami o zadanym widmie energetycznym. Celem przeprowadzonych symulacji było oszacowanie poziomu radioaktywności produktów wybranych reakcji podczas zaplanowanego eksperymentu i opracowanie optymalnej sekwencji pomiarów. Z powodu braku szczegółowych danych, do celów obliczeniowych przyjęto: mono-energetyczny charakter emisji neutronów z badanego generatora, jednakową wydajność emisji neutronów emitowanych we wszystkich kierunkach - co najmniej $1 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$, odległość pomiędzy generatorem a aktywowanym materiałem 21 cm oraz czas napromieniowania 3 godziny.

Dla każdego z wybranych materiałów aktywacyjnych przygotowano dane wejściowe do obliczeń uwzględniające przyjęte założenia i przeprowadzono odpowiednie symulacje numeryczne. Kod FISPACT-II nie zawiera biblioteki przekrojów czynnych IRDFF (wersja 1.05). W związku z tym, do obliczeń zastosowano przekroje czynne pochodzące z biblioteki TENDL-2014 (ang.: TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library) [59].

W wyniku symulacji otrzymano spodziewaną wartość radioaktywności produktów reakcji jądrowych w funkcji czasu. Zależność ta została przedstawiona na Rysunku 26.



Rys. 26. Spodziewana radioaktywność powstałych produktów jądrowych w funkcji czasu.

Na podstawie symulacji numerycznych przeprowadzonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II i pomiarów radiometrycznych z wykorzystaniem spektrometru promieniowania gamma, autorka opracowała optymalną sekwencję pomiarową, która obejmowała następujące zalecenia:

1. W celu zmniejszenia radioaktywności ^{28}Al , który jest produktem reakcji (n,γ) i może mieć wpływ na jakość oszacowania radioaktywności ^{27}Mg , pomiar radioaktywności ^{27}Mg wzbudzonej w próbce Al powinien rozpocząć się 12 minut po zakończeniu napromieniowania.
2. Pomiar radioaktywności ^{56}Mn , wzbudzonej w próbce Fe, powinien rozpocząć się 30 minut po zakończeniu napromieniowania i zakończeniu pomiaru radioaktywności ^{27}Mg .

3. Pomiar radioaktywności ^{24}Na , wzbudzonej w próbce Mg, powinien rozpocząć się 1 godzinę po zakończeniu napromieniowania i zakończeniu pomiaru radioaktywności ^{56}Mn .
4. Pomiar radioaktywności ^{24}Na , wzbudzonej w próbce Al., powinien rozpocząć się 2 godziny po zakończeniu napromieniowania i zakończeniu pomiaru radioaktywności ^{24}Na będącego produktem powstającym w reakcji (n,p) w Mg.
5. Pomiar radioaktywności ^{57}Ni , wzbudzonej w próbce Ni, powinien rozpocząć się 18 godzin po zakończeniu napromieniowania i zakończeniu pomiaru radioaktywności ^{24}Na powstającego w próbce Al.
6. Pomiar radioaktywności ^{89}Zr , wzbudzonej w próbce Zr, powinien rozpocząć się 24 godziny po zakończeniu napromieniowania i zakończeniu pomiaru radioaktywności ^{57}Ni .
7. Pomiar radioaktywności $^{92\text{m}}\text{Nb}$, wzbudzonej w próbce Nb, powinien rozpocząć się 42 godziny po zakończeniu napromieniowania i zakończeniu pomiaru radioaktywności ^{89}Zr .

Opisana wyżej sekwencja pozwoliła na wykonanie pomiarów radioaktywności wszystkich rozważanych radionuklidów z zadowalającą dokładnością.

6.3.1.2. Przebieg wykonanych eksperymentów

Schemat przeprowadzonego eksperymentu przedstawiono na Rysunku 27.



Rys. 27. Schemat eksperymentu przeprowadzonego przez autorkę w NCBJ.

Generator neutronów 14 MeV (model Genie 16C - wyprodukowany przez firmę SODERN) [60] został umieszczony w dużej hali eksperymentalnej, kilka metrów nad powierzchnią podłoża, w celu zmniejszenia wpływu neutronów rozproszonych. Tarcze wykonane z materiałów aktywacyjnych, wymienionych w Tabeli 7, miały średnicę 18 mm i grubości 1 mm (z wyjątkiem tarczy z Mg, której grubość wynosiła 0,5 cm). Wymiary każdej z próbek zostały dobrane przez autorkę w taki sposób, aby możliwe było umieszczenie wszystkich próbek w kapsule aktywacyjnej. Próbkę aktywacyjną umieszczono wewnątrz polietylenowej kapsuły w następującej kolejności: Ni, Nb, Fe, Zr, Al, Mg (od strony wieczka kapsuły). Kapsułę zamocowano w odległości 21 cm od powierzchni korpusu generatora, pod kątem 90° względem osi generatora. Widok generatora i kapsuły przedstawiono na Rysunku 28.

W następnej kolejności autorka dokonywała napromieniowania próbek przy wydajności emisji neutronów generatora wynoszącej ok. $1 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$. Napromieniowanie to trwało 3 godziny. Po zakończeniu procesu napromieniowania próbki zostały przetransportowane przez technika wyposażonego w specjalny uchwyt, umożliwiający trzymanie zaaktywowanych próbek w bezpiecznej odległości, do laboratorium spektrometrycznego w celu pomiaru radioaktywności produktów reakcji jądrowych powstałych w badanych materiałach aktywacyjnych.

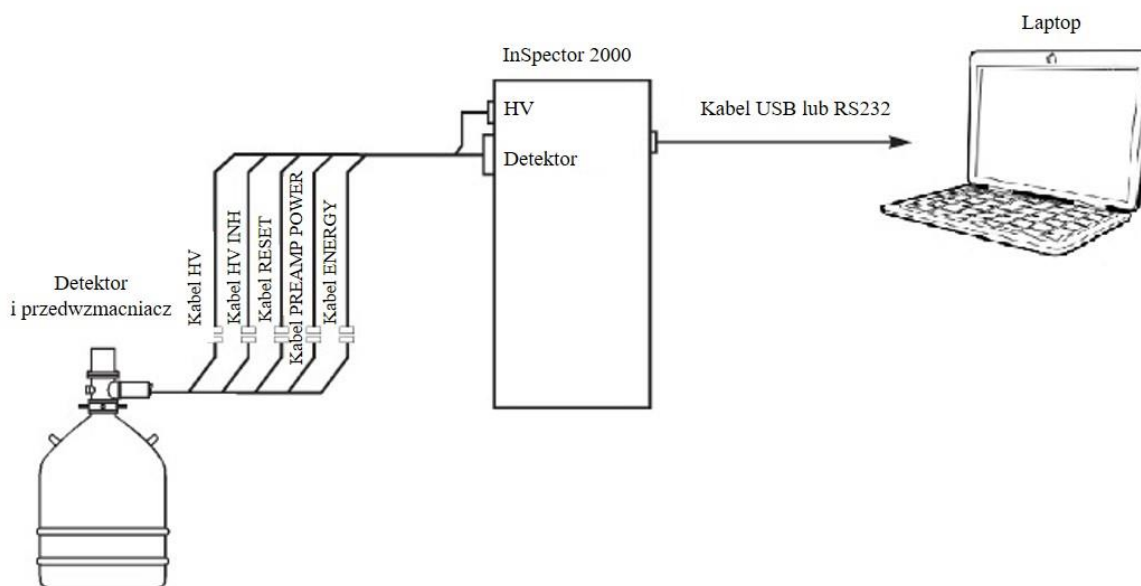
Radioaktywność produktów wytworzonych w materiałach poddanych aktywacji została zmierzona przez autorkę za pomocą detektora HPGe wyprodukowanego przez firmę Canberra. Stanowisko pomiarowe przedstawiono na Rysunku 29. Natomiast schemat toru spektrometrycznego przedstawiono na Rysunku 30.



Rys. 28. Fotografia układu eksperymentalnego, w którego centrum znajdował się generator neutronów o energii 14 MeV oraz zdjęcie kapsuły zawierającej materiały aktywacyjne (w prawym dolnym rogu).



Rys. 29. Widok zastosowanego detektora HPGe firmy Canberra, który umieszczono wewnątrz odpowiedniej osłony.



Rys. 30. Tor spektrometryczny, który był stosowany podczas przeprowadzonego eksperymentu [61].

Dla fotonów o energii 1332 keV opisywany detektor miał względną wydajność rejestracji ok. 30% oraz rozdzielczość 1,8 keV. Detektor ten był wyposażony w charakterystykę numeryczną, która wraz z oprogramowaniem LabSOCS pozwalała na wykonanie kalibracji wydajnościowej dla dowolnej geometrii pomiarowej bez użycia dodatkowych źródeł

kalibracyjnych. Opisany wyżej detektor został użyty również do określenia charakterystyki emisyjnej generatora neutronów o energii 14 MeV w laboratorium metrologicznym.

Pomiar radioaktywności produktów, wytworzonych w badanych próbkach aktywacyjnych, przeprowadzony został przez autorkę w dwóch konfiguracjach pomiarowych, tj. w konfiguracji cylindrycznej lub rozety. Zostały one przedstawione na Rysunku 31. Konfigurację rozety zastosowano dla próbek wykonanych z Nb. Dla tego przypadku wartość wydajności rejestracji dla energii 934,4 keV była większa niż w przypadku konfiguracji cylindrycznej.



Rys. 31. Geometrie pomiarowe stosowane do oznaczania aktywności produktów reakcji jądrowych.

W konfiguracji cylindrycznej, stosowanej do pomiaru większości badanych materiałów, zaktywowaną próbkę umieszczano w środku polietylowego uchwyty położonego bezpośrednio na pokrywie detektora HPGe. W przypadku konfiguracji rozety, cztery próbki aktywacyjne układane były w rogach specjalnego wgłębienia wyfrezowanego w aluminiowym uchwycie, który umieszczano również bezpośrednio na pokrywie detektora. Wspomniane uchwyty zapewniały powtarzalność geometrii pomiaru.

6.3.1.3. Wyniki pomiarów i ich omówienie

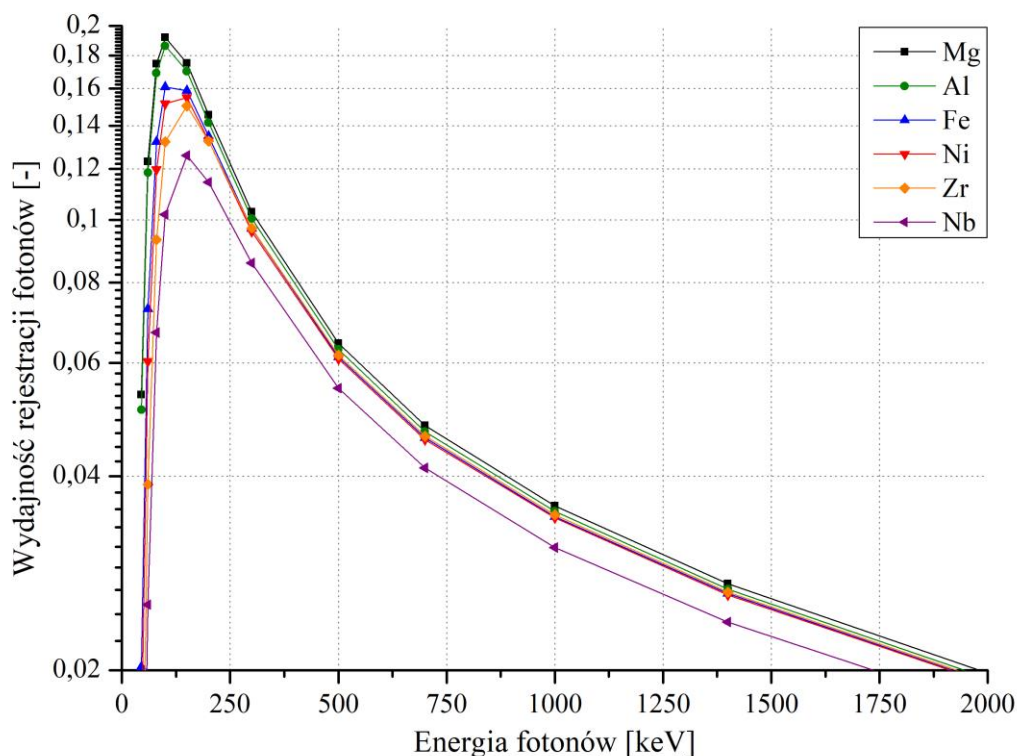
Kalibrację wydajnościową każdej z badanych próbek autorka wykonała przy wykorzystaniu oprogramowania LabSOCS (opisanego w podrozdziale 5.3). Wyznaczone krzywe wydajności rejestracji fotonów dla każdej z próbek aktywacyjnych i geometrii pomiarowej przedstawiono na Rysunku 32.

Aktywność radionuklidów została zmierzona i obliczona przez autorkę przy zastosowaniu oprogramowania firmy Canberra. Wyznaczone wartości radioaktywności, oznaczone jako $A_{eksp.}$, zostały podane w Tabeli 8.

Dodatkowo w tabeli tej umieszczono prognozowane wartości radioaktywności produktów reakcji uzyskane z obliczeń ($A_{obl.}$) za pomocą kodu numerycznego FISPACT-II. Największy wpływ na wielkość niepewności obliczonej radioaktywności produktu reakcji ($A_{obl.}$) miała przede wszystkim niepewność wartości przekroju czynnego, który był pobierany

z biblioteki TENDL-2014. W przypadku zmierzonej radioaktywności największy wpływ na jej niepewność ($A_{eksp.}$) miała niepewność pomiaru ilości zliczeń w polu pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma oraz niepewność wydajności rejestracji fotonów o danej energii, dla danej próbki mierzonej w określonej geometrii pomiarowej. Współczynnik $A_{obl.}/A_{eksp.}$ określał stosunek radioaktywności obliczonej do radioaktywności eksperymentalnej i był miarą rozbieżności pomiędzy wynikami symulacji oraz eksperymentu.

Radioaktywność produktów wybranych reakcji jądrowych, zmierzona za pomocą detektora HPGe, była w większości przypadków niższa niż wartość obliczona. Jednym z powodów był przyjęty do obliczeń mono-energetyczny charakter emisji neutronów z generatora, a także pominięcie anizotropii emisji neutronów. W rzeczywistości udział neutronów o energii 14 MeV wynosił ok. 95% [60]. W obliczeniach nie wzięto również pod uwagę fluktuacji wydajności emisji neutronów, która wahała się w granicach kilku procent. Nie uwzględniono także implementacji jonów deuteru w tarczy i jej nagrzewania się. W obliczeniach zastosowano także szereg innych uproszczeń, które miały wpływ na obliczoną radioaktywność produktów reakcji jądrowych. Otrzymane zmierzone wartości radioaktywności oraz dokładność ich wyznaczenia - pomimo zastosowanych uproszczeń - pozwoliły na sformułowanie stwierdzenia, że reakcje jądrowe zostały wybrane poprawnie. Oznaczało to, że mogą zostać zastosowane do monitorowania neutronów zarówno podczas wyznaczania charakterystyki generatora neutronów jak i kalibracji „*in-vessel*” aparatury przeznaczonej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET.



Rys. 32. Wydajność rejestracji fotonów dla próbek aktywacyjnych używanych w trakcie eksperymentu.

Tabela 8. Porównanie obliczonych aktywności właściwych produktów badanych reakcji jądrowych z wartościami eksperymentalnymi.

Reakcja	$A_{obl.}$ [Bq·g ⁻¹]	Niepewność $A_{obl.}$ [%]	$A_{eksp.}$ [Bq·g ⁻¹]	Niepewność $A_{eksp.}$ [%]	Współczynnik $A_{obl.}/A_{eksp.}$
²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	9,73	9,3	6,98	5,6	1,39
²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	34,45	9,6	25,94	10,8	1,33
²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	7,08	11,6	4,58	6,4	1,55
⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	12,45	5,4	9,10	6,6	1,37
⁵⁸ Ni(n,2n) ⁵⁷ Ni	0,16	10,6	0,19	7,6	0,84
⁹⁰ Zr(n,2n) ⁸⁹ Zr	0,98	5,2	0,90	6,9	1,09
⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,50	12,7	0,35	5,0	1,43

6.3.2. Walidacja wybranych reakcji jądrowych podczas kampanii eksperymentalnej D-D na tokamaku JET

W następnym etapie próbki wykonane z wytypowanych materiałów aktywacyjnych, były napromieniowane neutronami emitowanymi w trakcie deuterowej kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET.

Jak wiadomo, emisja neutronów o energii 14 MeV z gorącej plazmy deuterowej związana jest ze zjawiskiem dopalania trytu. Fuzja deuteru przebiega dwoma różnymi kanałami (reakcja (3a) oraz (3b)). Wydajność reakcji (3b), w której wytwarzane są trytony o średniej energii 1,01 MeV, jest zbliżona do wydajności reakcji (3a). W plazmie deuterowej prędkie trytony są spowalniane w wyniku oddziaływań kulombowskich z innymi naładowanymi cząstkami. W trakcie procesu spowalniania część uwięzionych w plazmie trytonów wchodzi w tak zwaną reakcję dopalania (2a) z deuteronami, powodując emisję neutronów o energii 14 MeV [62]. Całkowita wydajność emisji neutronów o energii 14 MeV z plazmy deuterowej stanowi ok. 1% całkowitej emisji neutronów i jest to charakterystyczne dla tokamaka JET.

W czasie opisywanych eksperymentów próbki aktywacyjne o średnicy 18 mm zostały umieszczone przez autorkę w polietylenowej kapsule i dostarczone pocztą pneumatyczną do pozycji eksperymentalnej KN2 3U w tokamaku JET. Tam w czasie wybranych wyładowań w plazmie deuterowej były aktywowane [63]. Aktywacja miała miejsce podczas wyładowań plazmowych: #86716, #86816, #87214, #90380, #90592, #90650. Szczegółowe dane dotyczące tych wyładowań zamieszczone zostały w Dodatku 1. Po każdym z badanych wyładowań kapsuła zawierająca próbki aktywacyjne była transportowana przez system pneumatyczny do laboratorium spektrometrycznego.

Radioaktywność produktów otrzymanych w wyniku reakcji z neutronami mierzona była przez autorkę za pomocą detektora HPGe opisanego w poprzednim podrozdziale. Funkcję wydajności rejestracji fotonów dla każdej z badanych próbek autorka wyznaczyła z wykorzystaniem oprogramowania LabSOCS. Wyniki tych obliczeń podano w Dodatku 2.

Poziom radioaktywności produktów reakcji uzyskany podczas każdego z wyładowań został przedstawiony w Tabeli 9. W tabeli podano również całkowitą wydajność emisji neutronów określoną za pomocą systemu KN1.

Tabela 9. Radioaktywność produktów wybranych reakcji jądrowych uzyskana podczas badanych wyładowań plazmowych w tokamaku JET.

Nr wyładowania	Reakcja	Aktywność właściwa [Bg·g ⁻¹]	Niepewność [%]	Całkowita wydajność emisji neutronów [n]
#86716	²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	247,0	5,8	1,2·10 ¹⁶
	²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	2,5	12,2	
	⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	28,0	5,4	
	⁵⁸ Ni(n,2n) ⁵⁷ Ni	0,1	24,8	
	⁹⁰ Zr(n,2n) ⁸⁹ Zr	0,4	23,3	
	⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,2	10,2	
#86816	²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	60,6	7,4	1,4·10 ¹⁶
	²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	1,3	12,0	
	⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	30,7	4,8	
	²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	1,6	16,5	
	⁹⁰ Zr(n,2n) ⁸⁹ Zr	0,3	15,1	
	⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,1	14,6	
#87214	²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	472,8	4,4	2,8·10 ¹⁶
	²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	6,0	5,0	
	⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	62,5	3,5	
	²⁴ Mg(n,p) ²⁴ Na	7,5	13,7	
	⁵⁸ Ni(n,2n) ⁵⁷ Ni	0,1	15,0	
	⁹⁰ Zr(n,2n) ⁸⁹ Zr	1,0	5,9	
#90380	⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,4	6,4	9,8·10 ¹⁵
	²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	74,6	6,5	
	²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	0,8	6,0	
	⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	18,3	3,9	
#90592	⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,1	8,1	1,6·10 ¹⁶
	²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	168,4	4,9	
	²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	1,7	5,5	
	⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	34,1	3,2	
#90650	⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,2	6,4	1,9·10 ¹⁶
	²⁷ Al(n,p) ²⁷ Mg	220,5	6,8	
	²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na	2,9	4,8	
	⁵⁶ Fe(n,p) ⁵⁶ Mn	11,9	3,6	
	⁹³ Nb(n,2n) ^{92m} Nb	0,2	6,3	

Radioaktywność produktów badanych reakcji jądrowych była ściśle związana z ilością 14-MeV neutronów, wyemitowanych podczas określonego wyładowania plazmowego w tokamaku JET. Stosunek ilości neutronów o energii 14 MeV z dopalania trytu oraz całkowitej ilości wyemitowanych neutronów może ulegać zmianie w trakcie poszczególnych wyładowań plazmowych. W związku z tym, zależność otrzymanej radioaktywności właściwej

poszczególnych nuklidów od całkowitej wydajności emisji neutronów miała charakter nieliniowy. Radioaktywność właściwa ^{24}Na , który był produktem reakcji (n,p) zachodzącej w próbce Mg, mieściła się w granicach 1,6 – 7,5 Bq·g⁻¹. Wartość tą autorka zmierzyła z niepewnością 13,7 – 16,5%. W przypadku ^{27}Mg , który był jednym z produktów powstających w próbce Al, jego radioaktywność właściwa mieściła się w granicach 60,6 – 472,8 Bq·g⁻¹ i została zmierzona z niepewnością 4,4 – 7,4%. Radioaktywność właściwa ^{24}Na , który był kolejnym produktem reakcji w próbce Al, wynosiła 0,8 – 6 Bq·g⁻¹ i została zmierzona z niepewnością 4,8 – 12,2%. W przypadku ^{56}Mn , powstającego w próbce Fe, jego radioaktywność właściwa wynosiła 11,9 – 62,5 Bq·g⁻¹ i została zmierzona z niepewnością mieszczącą się w granicach 3,2 – 5,4%. Produktem reakcji (n,2n) zachodzącej w próbce Ni był ^{57}Ni . Jego radioaktywność właściwa wynosiła 0,1 Bq·g⁻¹ i została zmierzona z niepewnością 15 - 24,8%. Radioaktywność właściwa ^{89}Zr , wytworzonego w próbce wykonanej z Zr, wynosiła 0,3 - 1 Bq·g⁻¹. Jej wartość została zmierzona z niepewnością w granicach 5,9 – 23,3%. Ostatnim z radionuklidów, które zostały wytworzone w wyniku reakcji z neutronami w próbce Nb, był $^{92\text{m}}\text{Nb}$. Jego radioaktywność właściwa wynosiła 0,1 – 0,4 Bq·g⁻¹ i została zmierzona z niepewnością 6,3 – 14,6%. Największy wpływ na dokładność oznaczenia aktywności właściwej dla każdego z nuklidów miał błąd oszacowania pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma.

Na podstawie doświadczenia zdobytego podczas obu serii badań eksperymentalnych, wykonanych w NCBJ w Świerku oraz na tokamaku JET, autorka zaproponowała ostateczny zestaw reakcji jądrowych, które miały służyć do monitorowania emisji 14 MeV neutronów podczas badań charakterystyki emisyjnej generatora neutronów i kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET. Ostatecznie wybrane zostały reakcje: $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$. Dodatkowo, w celu dokładniejszego określenia charakterystyki emisyjnej generatora neutronów, postanowiono wykorzystać także reakcje $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$. Produkt ostatniej z wymienionych reakcji jądrowych nie był jednak rejestrowany podczas kalibracji „*in-vessel*” diagnostyk neutronowych tokamaka JET ze względu na zbyt krótki czas połowicznego rozpadu ^{27}Mg . Z pozostałych, wymienionych wcześniej reakcji jądrowych zrezygnowano ze względów technicznych, bowiem w przypadku kalibracji „*in-vessel*” aktywacje następowały dzień po dniu i nie byłoby możliwe zmierzenie produktów reakcji jądrowych wszystkich materiałów tarczowych z zadowalającą dokładnością.

Spośród wymienionych powyżej reakcji jądrowych, jedynie reakcja $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ była wykorzystywana do celów kalibracji diagnostyk neutronowych innych układów plazmowych z użyciem 14-MeV generatora neutronów. Kalibrację tę przeprowadzono w tokamaku TFTR [64].

Rozdział 7

Badanie emisyjności 14-MeV generatora neutronów w warunkach laboratoryjnych

Badania eksperymentalne, których celem było określenie charakterystyki emisyjnej generatora neutronów o energii 14 MeV, stanowiącego źródło neutronów podczas kalibracji „*in-vessel*” aparatury pomiarowej służącej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET, zostały przeprowadzone w listopadzie 2015 roku i czerwcu 2016 roku. Badania te wykonano w laboratorium metrologicznym NPL (ang.: National Physical Laboratory) w Teddington koło Londynu. W wyniku badań scharakteryzowano dwa nominalnie identyczne generatory 14-MeV neutronów. W trakcie badań wykorzystano różne typy detektorów neutronów, spektrometry, wykalibrowane liczniki neutronów oraz próbki aktywacyjne, które pozwoliły na pomiar całkowitej emisji neutronów generatora i anizotropii tej emisji.

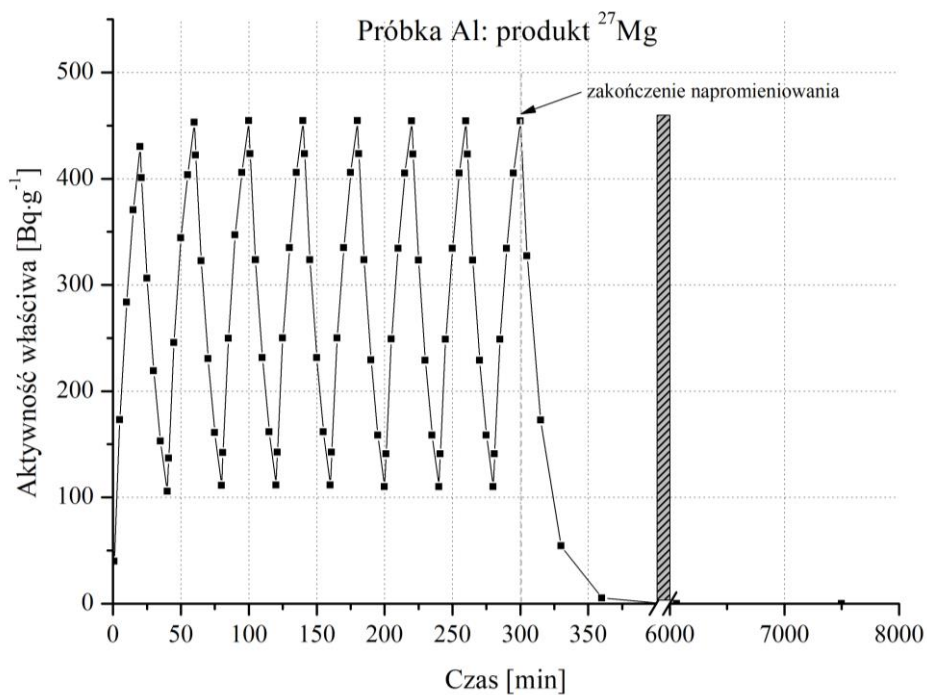
7.1. Przygotowanie do pomiarów

Przed przystąpieniem do kampanii charakteryzacyjnej w NPL autorka wykonała szereg symulacji numerycznych, które miały na celu wyznaczenie spodziewanej radioaktywności produktów powstających w próbkach aktywacyjnych i określenie charakteru jej zmian w ciągu każdego dnia kampanii. Na tej podstawie określono optymalną geometrię pomiaru tarcz aktywacyjnych i sekwencję pomiarową. Symulacje numeryczne przeprowadzono z wykorzystaniem kodu FISPACT-II. W pliku wejściowym programu zdefiniowano szereg parametrów, które określono na podstawie następujących założeń: monoenergetyczny charakter emisji 14-MeV neutronów, całkowita emisja neutronów z generatora równa $2 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$, odległość pomiędzy próbką aktywacyjną a źródłem neutronów równa 7 cm, dzienna seria składająca się z 8 napromieniowań trwających po 20 minut i rozdzielonych 20 minutowymi przerwami na schłodzenie generatora. Do obliczeń zastosowano przekroje czynne dla poszczególnych reakcji jądrowych pochodzące z biblioteki danych jądrowych TENDL-2014. W wyniku symulacji przeprowadzonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II otrzymano przewidywane wartości aktywności poszczególnych radionuklidów. W próbce Al, w momencie zakończenia aktywacji, największą spodziewaną radioaktywność wykazały radionuklidy ^{27}Mg , ^{24}Na oraz ^{28}Al . Spodziewana radioaktywność właściwa ^{27}Mg wynosiła $454,1 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$ i została wyznaczona przez autorkę z niepewnością 9,6%. W przypadku ^{24}Na radioaktywność właściwa wynosiła $98,2 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 11,6%.

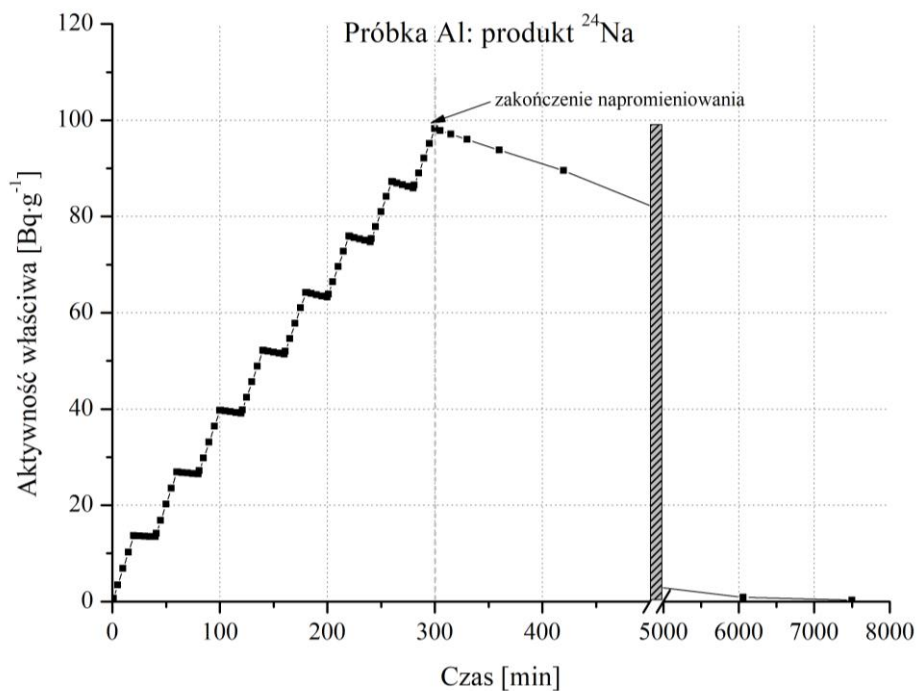
^{28}Al powstawał w wyniku reakcji jądrowej (n,γ) w próbce aluminiowej. Spodziewana radioaktywność właściwa ^{28}Al , obliczona na moment zakończenia aktywacji, wynosiła $2,8 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 32,1%. Parametry reakcji jądrowej $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ oraz powstającego ^{28}Al przedstawione są w Tabeli 10. Rysunki 33-35 przedstawiają charakter zmian aktywności wspomnianych radionuklidów w czasie trwania hipotetycznej aktywacji i po jej zakończeniu.

W próbce Fe, w momencie zakończenia aktywacji, największe znaczenie miały radionuklidy ^{56}Mn oraz ^{57}Mn . Spodziewana radioaktywność właściwa ^{56}Mn , w momencie zakończenia aktywacji, wynosiła $145,2 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 5,4%. Radionuklid ^{57}Mn powstawał w reakcji (n,p) z jądrami ^{57}Fe . Spodziewana radioaktywność właściwa ^{57}Mn , w momencie zakończenia aktywacji, wynosiła $4,1 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została oszacowana z niepewnością 17,1%. Parametry reakcji jądrowej $^{57}\text{Fe}(n,p)^{57}\text{Mn}$ oraz powstającego w jej wyniku produktu przedstawione są w Tabeli 10. Rysunki 36-37 przedstawiają charakter zmian aktywności wspomnianych radionuklidów w czasie trwania aktywacji i po jej zakończeniu.

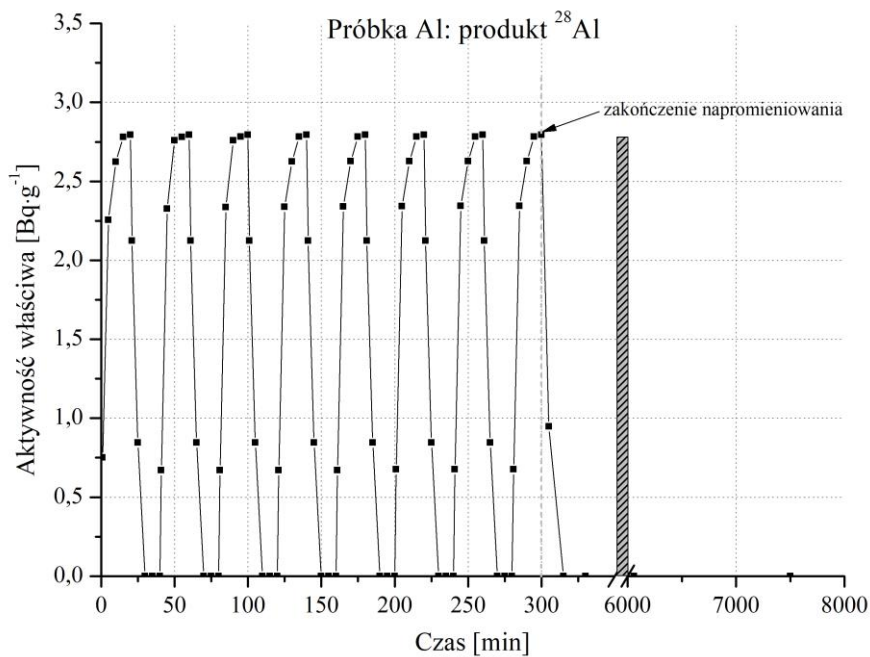
Oszacowano, że w próbce Nb, w momencie zakończenia aktywacji zachodzącej w zakładanych warunkach, największą aktywność wykazywały radionuklidy $^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{94\text{m}}\text{Nb}$, $^{90\text{m}}\text{Y}$ oraz ^{90}Y . Spodziewana aktywność właściwa radionuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ wynosiła $7,3 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 12,3%. $^{94\text{m}}\text{Nb}$ powstawał w wyniku reakcji jądrowej (n,γ) w próbce niobu. Spodziewana aktywność właściwa radionuklidu $^{94\text{m}}\text{Nb}$, w momencie zakończenia aktywacji, wynosiła $0,5 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została oszacowana z niepewnością 20%. $^{90\text{m}}\text{Y}$ powstawał w wyniku reakcji jądrowej (n,α) w próbce niobu. Spodziewana aktywność właściwa radionuklidu $^{90\text{m}}\text{Y}$, obliczona na moment zakończenia aktywacji, wynosiła $3,5 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 25,7%. Radionuklid ^{90}Y powstawał w wyniku reakcji jądrowej (n,α) w próbce niobu lub w wyniku wewnętrznej konwersji metastabilnego produktu aktywacji, tj. $^{90\text{m}}\text{Y}$. Prawdopodobieństwo otrzymania ^{90}Y w wyniku pierwszej reakcji wynosiło 0,82. Z kolei prawdopodobieństwo otrzymania ^{90}Y w wyniku konwersji wewnętrznej $^{90\text{m}}\text{Y}$ wynosiło 0,18. Spodziewana aktywność właściwa radionuklidu ^{90}Y , w momencie zakończenia aktywacji, wynosiła $0,4 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 25%. Parametry reakcji jądrowych $^{93}\text{Nb}(n,\gamma)^{94\text{m}}\text{Nb}$, $^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90\text{m}}\text{Y}$, $^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90}\text{Y}$ oraz ich produktów przedstawione są w Tabeli 10. Wyniki obliczeń zmian aktywności rozpatrywanych radionuklidów w czasie trwania aktywacji i po jej zakończeniu – przedstawione zostały na Rysunkach 38-41.



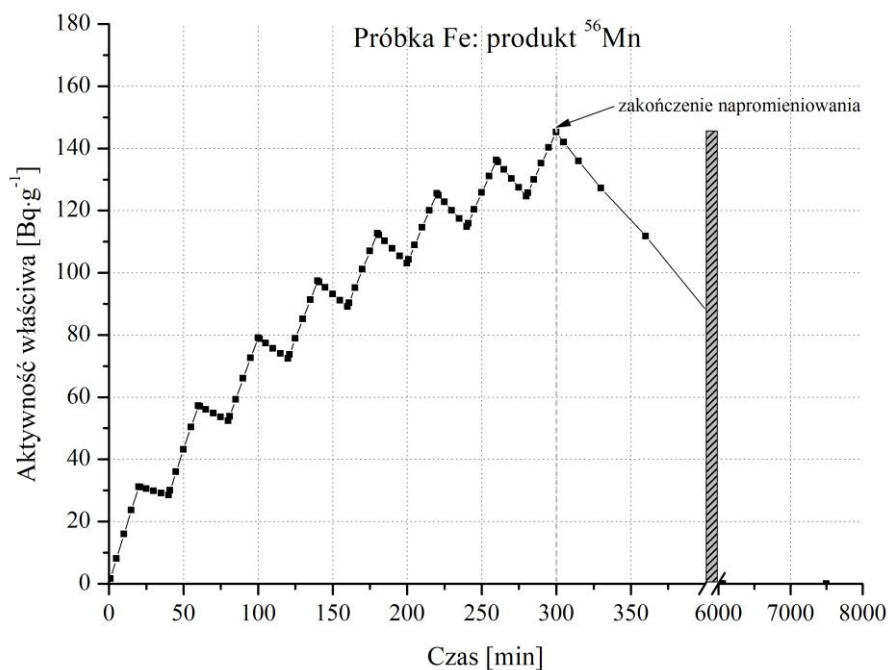
Rys. 33. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{27}Mg w czasie zakładanej aktywacji próbki aluminiowej i po jej zakończeniu.



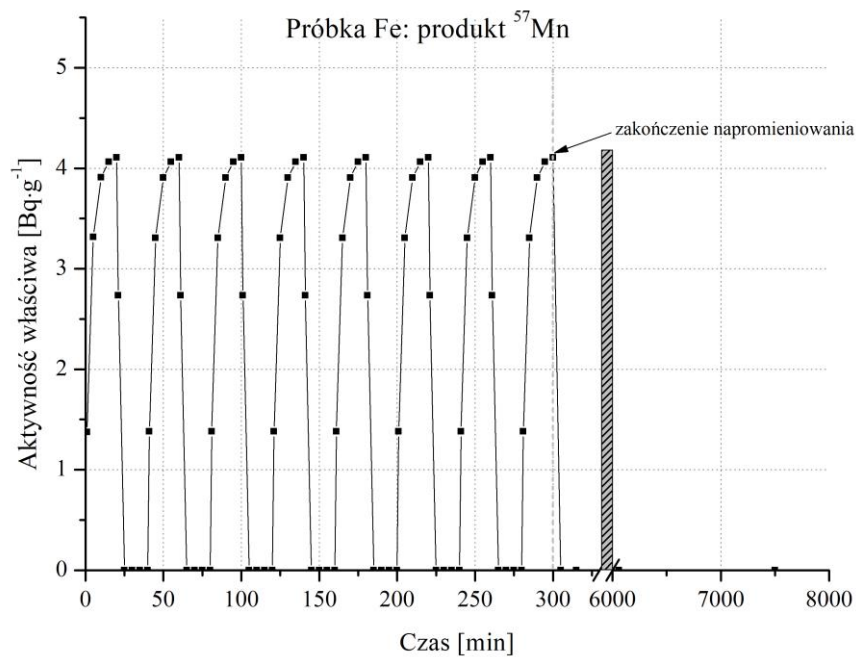
Rys. 34. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{24}Na w czasie zakładanej aktywacji próbki aluminiowej i po jej zakończeniu.



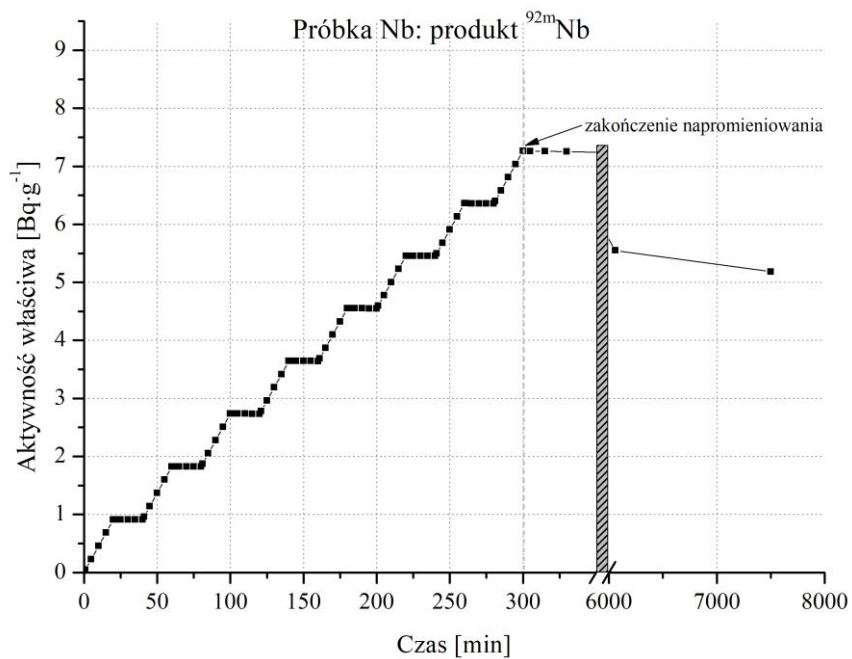
Rys. 35. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{28}Al w czasie zakładanej aktywacji próbki aluminiowej i po jej zakończeniu.



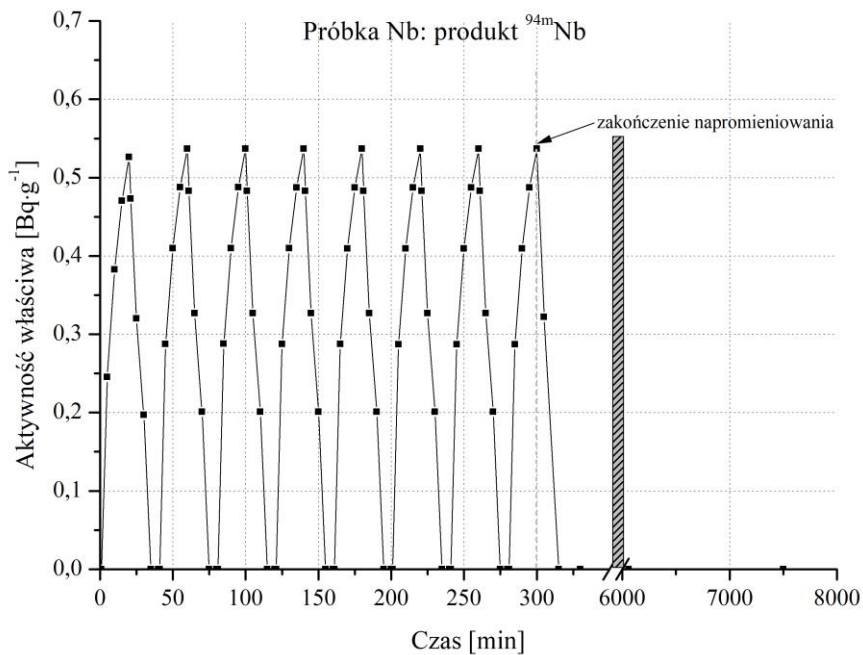
Rys. 36. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{56}Mn w czasie zakładanej aktywacji próbki żelaza i po jej zakończeniu.



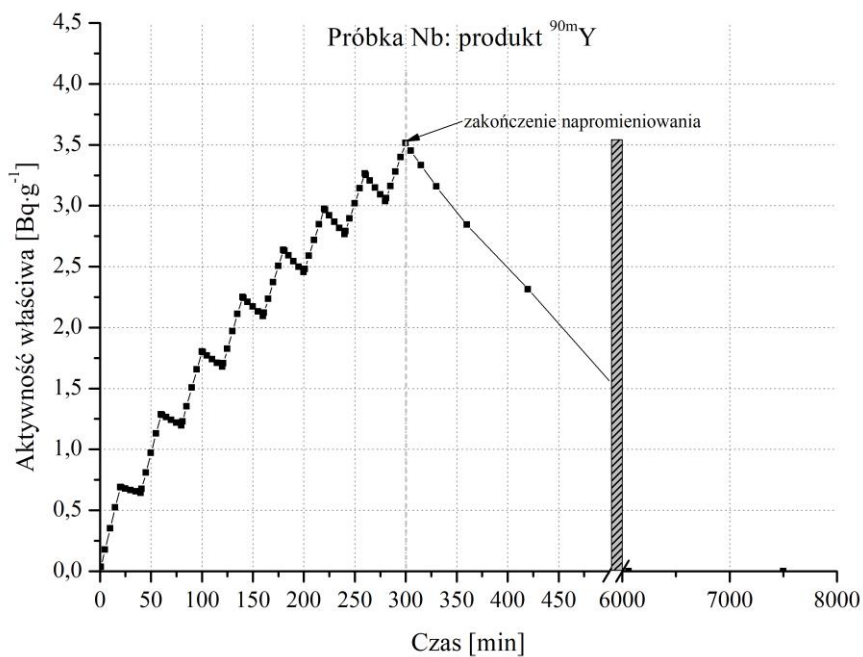
Rys. 37. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{57}Mn w czasie zakładanej aktywacji próbki żelaza i po jej zakończeniu.



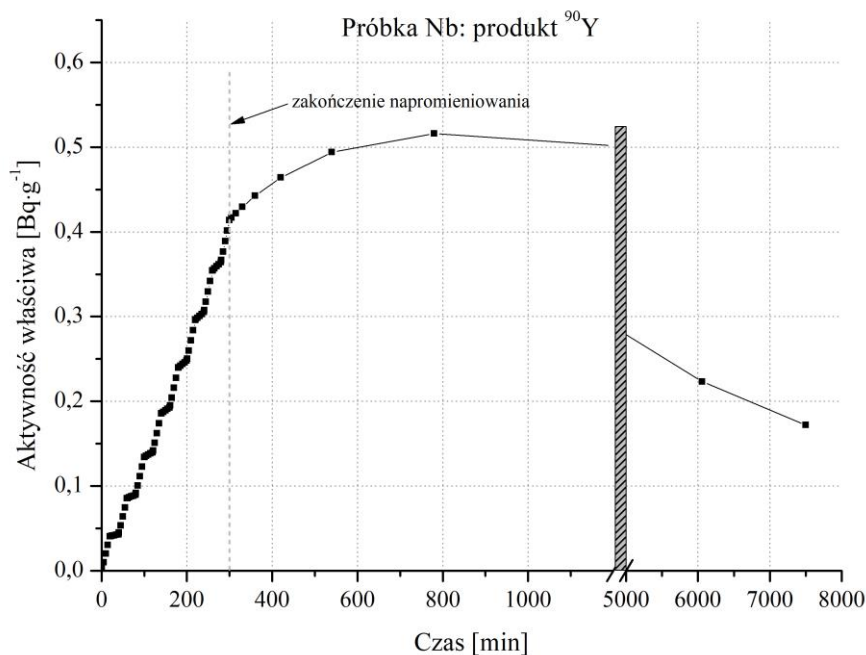
Rys. 38. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w czasie zakładanej aktywacji próbki niobu i po jej zakończeniu.



Rys. 39. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{94m}Nb w czasie zakładanej aktywacji próbki niobu i po jej zakończeniu.



Rys. 40. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{90m}Y w czasie zakładanej aktywacji próbki niobu i po jej zakończeniu.



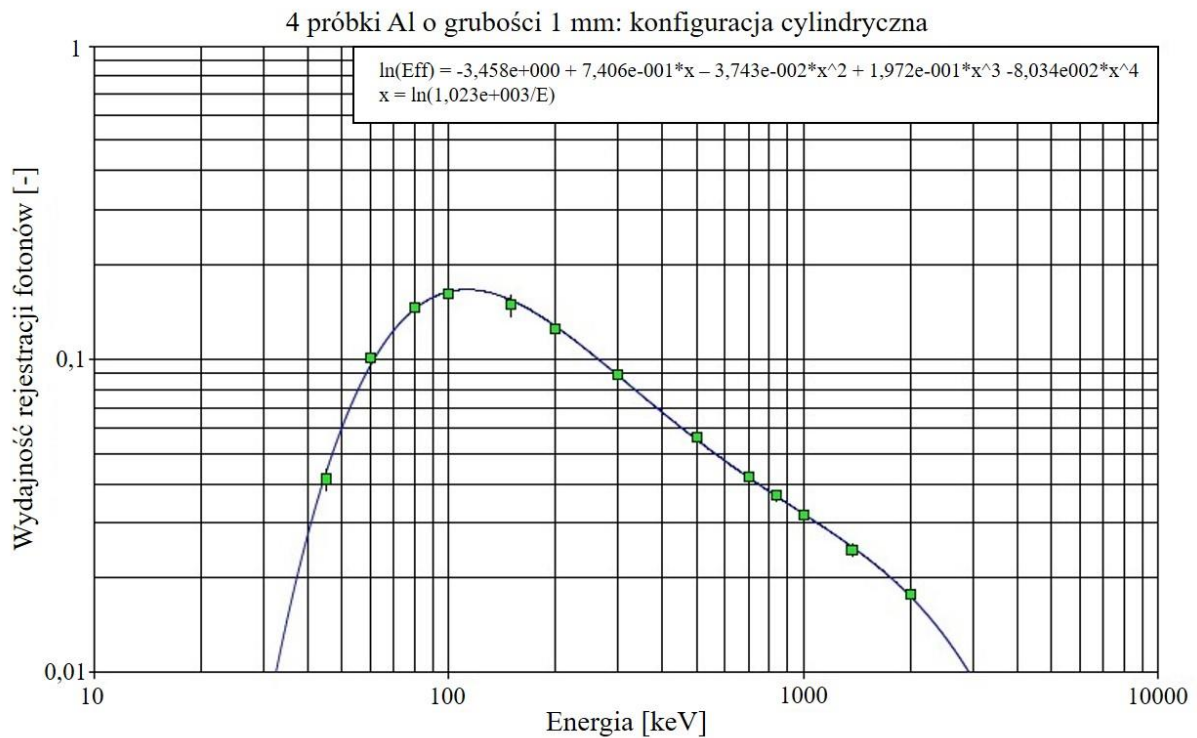
Rys. 41. Obliczenia teoretyczne aktywności właściwej radionuklidu ^{90}Y w czasie zakładanej aktywacji próbki niobu i po jej zakończeniu.

Tabela 10. Podstawowe parametry pozostałych produktów reakcji jądrowych, powstających w trakcie napromieniowania materiałów aktywacyjnych w strumieniu neutronów emitowanych z generatora neutronów [57, 65].

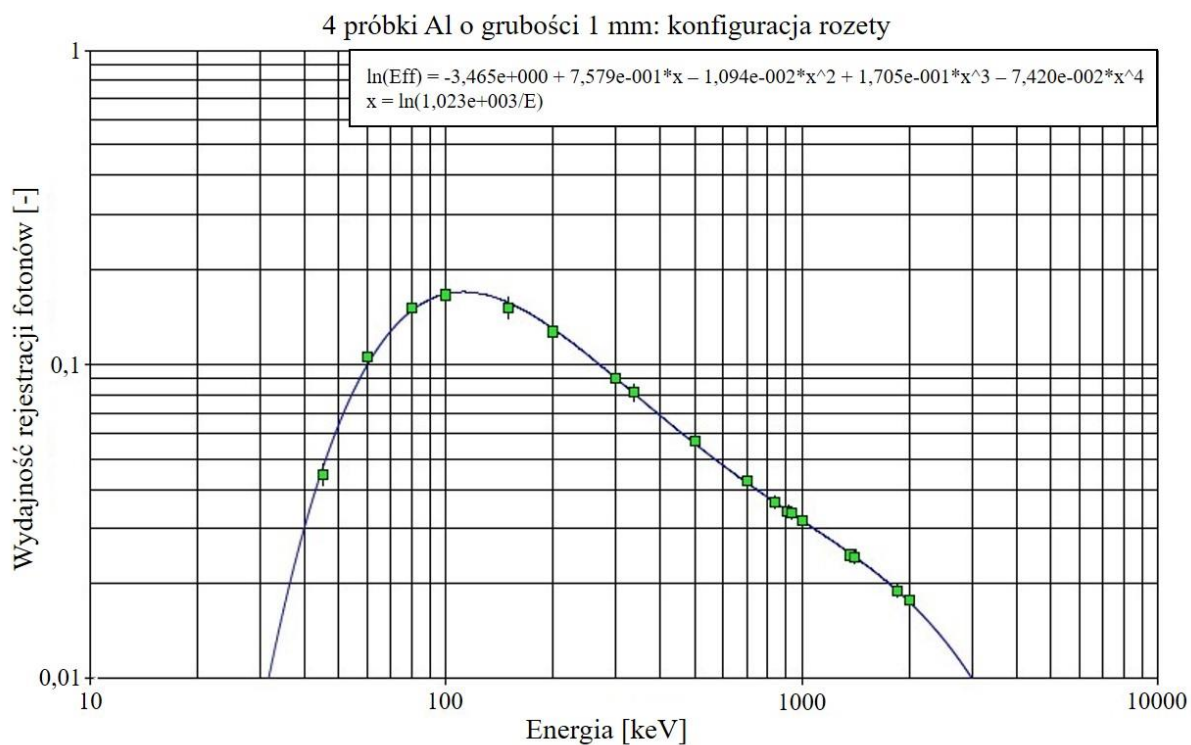
Reakcja	E_{progowa}	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]	Intensywność kwantów gamma [%]
$^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$	bezprogowa	2,3 min	1779	100
$^{57}\text{Fe}(n,p)^{57}\text{Mn}$	2 MeV	85,4 s	122	14
$^{93}\text{Nb}(n,\gamma)^{94\text{m}}\text{Nb}$	bezprogowa	6,3 min	871	0,5
$^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90\text{m}}\text{Y}$	bezprogowa	3,2 godz.	203	97
$^{93}\text{Nb}(n,\alpha)^{90}\text{Y}$	bezprogowa	64 godz.	2186	$1 \cdot 10^{-6}$

W celu precyzyjnego oszacowania radioaktywności ^{27}Mg konieczne jest chłodzenie próbek aluminiowych po zakończeniu napromieniowania przez ok. 12 minut. Ma to na celu doprowadzenie do rozpadu nuklidu ^{28}Al . W przypadku próbek niobu oprócz radionuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ istnieje również możliwość zarejestrowania radionuklidu $^{90\text{m}}\text{Y}$. Ze względu na ograniczony czas, przeznaczony na pomiar radioaktywności produktów powstałych w Al, Fe oraz Nb każdego dnia kampanii, nie było możliwe zmniejszenie aktywności radionuklidu $^{90\text{m}}\text{Y}$ w próbce Nb.

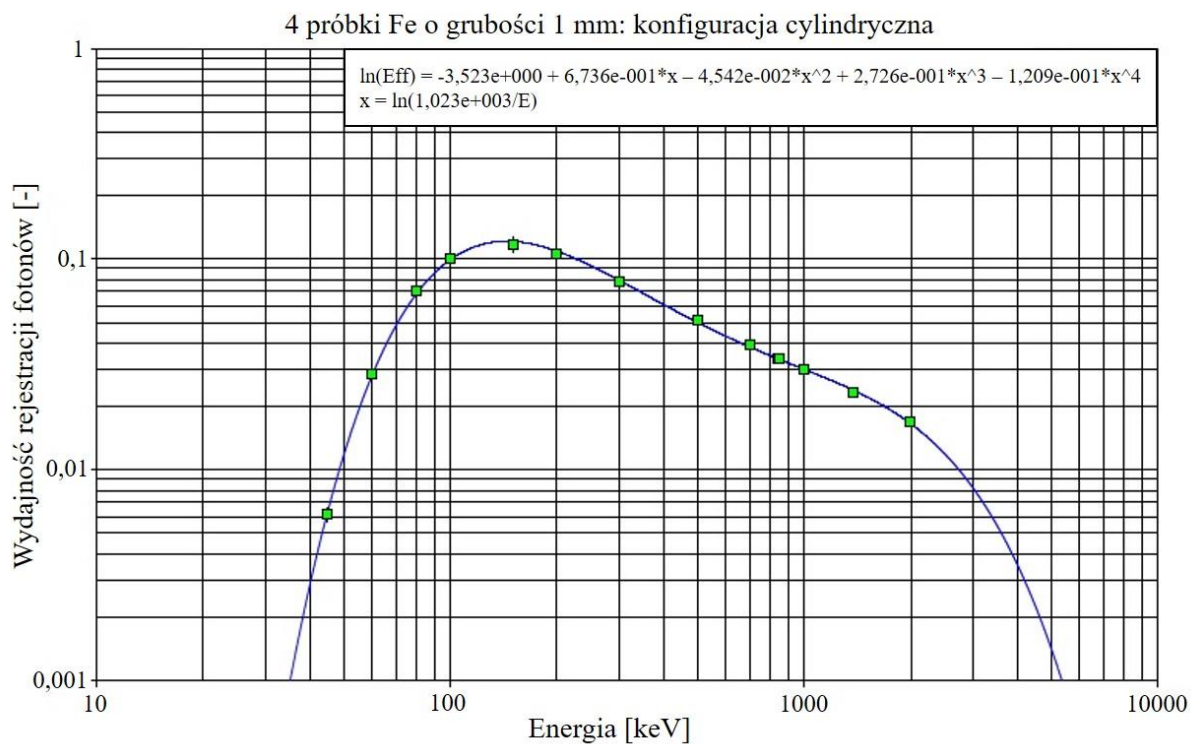
Kolejnym ważnym zadaniem badawczym było wyznaczenie przez autorkę krzywych wydajności rejestracji fotonów dla rozpatrywanych geometrii pomiarowych. W trakcie kampanii charakterystycznej stosowano zestawy próbek aktywacyjnych składające się za każdym razem z czterech próbek aluminium (Al) i żelaza (Fe) o grubości 1 mm oraz takiej samej ilości próbek niobu (Nb) o grubości 2 mm. W celu dokonania wyboru najlepszej geometrii pomiarowej autorka przeprowadziła symulacje stosując program Geometry Composer produkcji Canberra (LabSOCS) dla dwóch stosowanych konfiguracji pomiarowych (tj. konfiguracji cylindrycznej i rozety) oraz wszystkich rodzajów używanych materiałów aktywacyjnych. Rysunki 42-47 przedstawiają obliczone wydajności rejestracji fotonów oraz odpowiadające im równania, które opisują zmiany wydajności rejestracji fotonów w funkcji ich energii. W oparciu o dane opublikowane przez autorów zastosowanego oprogramowania [50], do obliczeń przyjęto następujące niepewności wyznaczania wydajności rejestracji fotonów: 7% dla fotonów o energii mniejszej od 150 keV, 6% dla fotonów o energii 150 - 400 keV oraz 4,3% dla fotonów o energii 400 - 7000 keV.



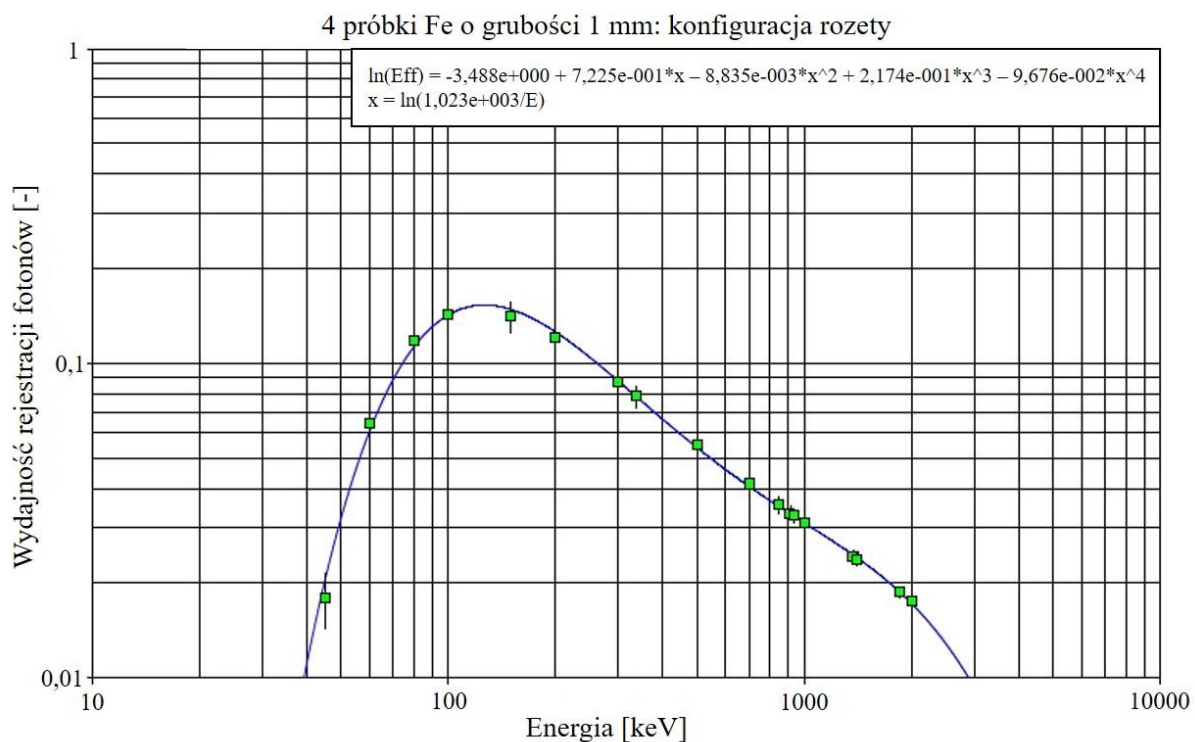
Rys. 42. Wydajność rejestracji fotonów w funkcji ich energii dla 4 próbek aluminium o grubości 1 mm mierzonych w konfiguracji cylindrycznej.



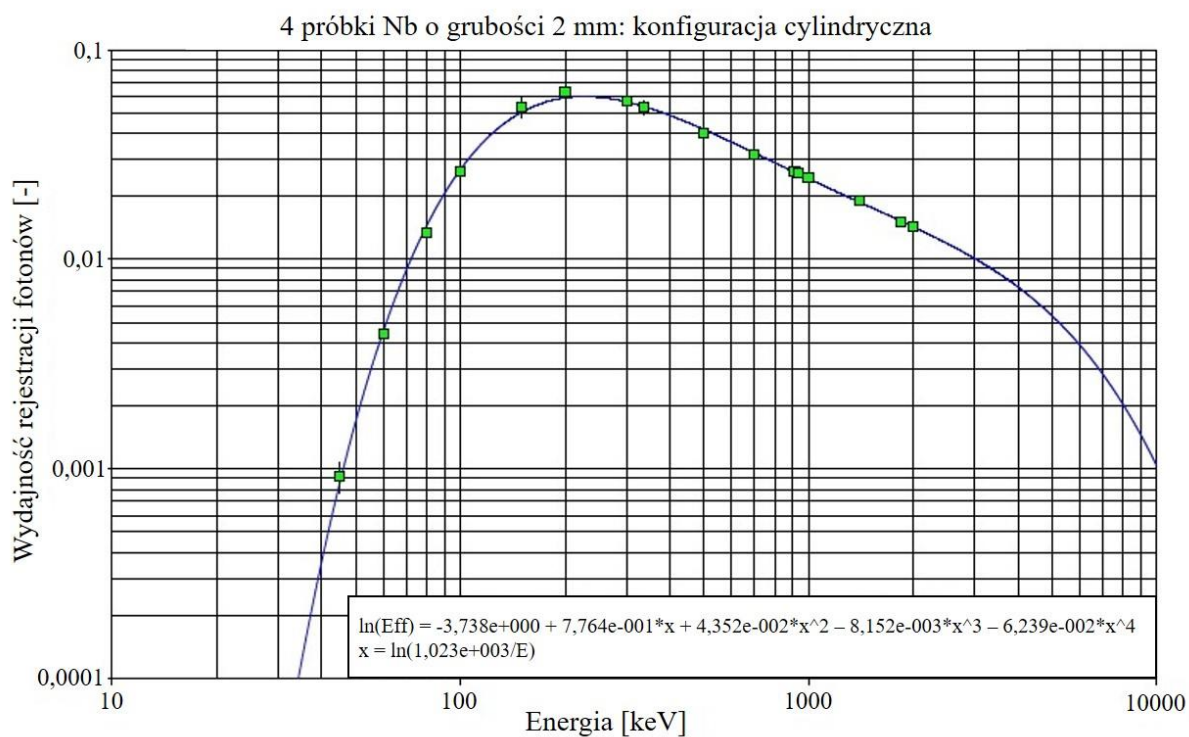
Rys. 43. Wydajność rejestracji fotonów w funkcji ich energii dla 4 próbek aluminium o grubości 1 mm mierzonych w konfiguracji rozety.



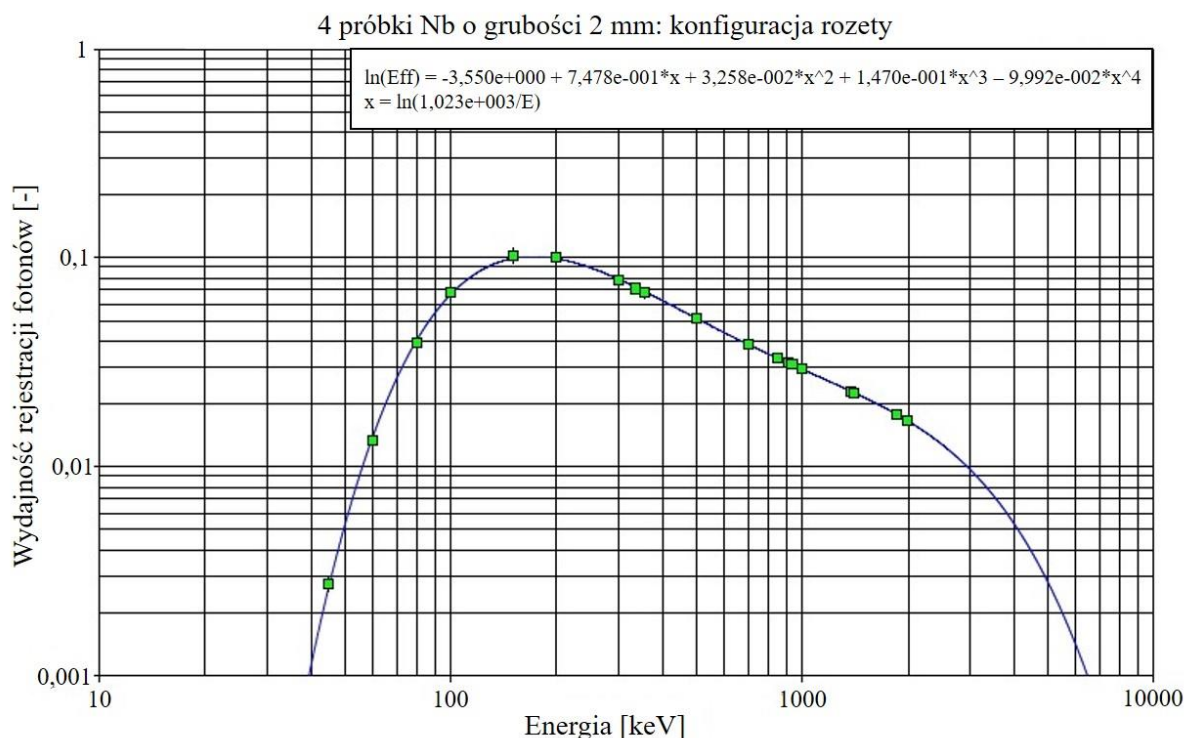
Rys. 44. Wydajność rejestracji fotonów w funkcji ich energii dla 4 próbek żelaza o grubości 1 mm mierzonych w konfiguracji cylindrycznej.



Rys. 45. Wydajność rejestracji fotonów w funkcji ich energii dla 4 próbek żelaza o grubości 1 mm mierzonych w konfiguracji rozety.



Rys. 46. Wydajność rejestracji fotonów w funkcji ich energii dla 4 próbek niobu o grubości 2 mm mierzonych w konfiguracji cylindrycznej.



Rys. 47. Wydajność rejestracji fotonów w funkcji ich energii dla 4 próbek niobu o grubości 2 mm mierzonych w konfiguracji rozety.

Analizując wartość wydajności rejestracji fotonów w pikie całkowitego pochłaniania energii charakterystycznej dla danego radionuklidu można stwierdzić, że w przypadku Al i Fe, obie konfiguracje pomiarowe są jednakowo wydajne, i mogą być stosowane zamiennie. W przypadku Nb korzystniejszą jest jednak geometria rozety. Wartości wydajności rejestracji fotonów, o energii charakterystycznej dla produktów powstających w wyniku aktywacji, dla obu rozważanych geometrii pomiarowych, zostały podane w Tabeli 11.

Tabela 11. Minimalny czas spektrometrycznego pomiaru zaaktywowanych próbek.

Reakcja jądrowa	Energia kwantów gamma [keV]	Wydajność rejestracji fotonów [-]		Minimalny czas pomiaru zapewniający żadaną dokładność [min]	
		konfiguracja cylindryczna	konfiguracja rozety	konfiguracja cylindryczna	konfiguracja rozety
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	843,8	0,037	0,036	5,0	5,2
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1368,6	0,025	0,025	24,7	24,7
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	846,8	0,034	0,035	4,3	4,1
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	934,4	0,026	0,031	50,7	42,5

Korzystając z wyników symulacji numerycznych wykonanych z wykorzystaniem kodu FISPACT-II oraz wyznaczonych krzywych wydajności rejestracji fotonów, autorka obliczyła

minimalną wartość czasu rejestracji promieniowania gamma emitowanego z powstałych produktów - w celu zapewnienia ograniczenia błędów pomiarowych do ok. 1 %. Wartości te podano także w Tabeli 11.

Opierając się na symulacjach numerycznych przeprowadzonych przy użyciu kodu FISPACT-II, obliczeniach związanych z wyznaczeniem optymalnej geometrii pomiarowej dla każdego zestawu próbek oraz wyznaczonych minimalnych czasach rejestracji produktów powstałych podczas aktywacji, autorka określiła optymalną sekwencję pomiarową. Zastosowano ją skutecznie podczas charakteryzacji generatora neutronów o energii 14 MeV, przeprowadzonej w NPL. Radioaktywność nuklidu ^{27}Mg była mierzona jako pierwsza. Pomiar rozpoczynał się 12 minut po zakończeniu napromieniowania próbek i trwał 40 minut. W omawianym przypadku próbki aluminium ułożone były w konfiguracji cylindrycznej. Pomiar radioaktywności ^{56}Mn rozpoczynał się tuż po zakończeniu pomiaru ^{27}Mg i trwał 30 minut. Próbki żelaza ułożone były również w konfiguracji cylindrycznej. Kolejnym mierzonym radionuklidem był ^{24}Na . Pomiar radioaktywności tego nuklidu rozpoczynał się po zakończeniu pomiaru promieniowania gamma emitowanego przez ^{56}Mn i trwał przez 900 minut. W tym przypadku próbki aluminium ułożone były w geometrii rozety. Radionuklid $^{92\text{m}}\text{Nb}$ mierzono jako ostatni. Pomiar rozpoczynał się po zakończeniu pomiaru ^{24}Na i trwał 420 minut. Pomiar wykonywano w konfiguracji rozety, dla której wartość wydajności rejestracji dla energii 934,4 keV była większa niż w przypadku konfiguracji cylindrycznej (patrz Tabela 11).

7.2. Generator neutronów

Dwa nominalnie identyczne generatory neutronów, wyprodukowane przez VNIIA (ang.: All-Russia Research Institute of Automatics), zostały wybrane jako źródło neutronów do celów kalibracji aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET. Każdy układ składał się z zespołu zasilania i sterowania oraz generatora neutronów (połączonych kablem zasilającym). Jednostka wysokiego napięcia była zamontowana wewnątrz każdego generatora. We wnętrzu obudowy generatora znajdowała się również szczelnie zamknięta rura wypełniona gazowym deuterem i trytem, w której przyspieszana była wiązka. Widok obu generatorów ING-17 oraz zespołu zasilania i sterowania przedstawiono na Rysunku 48.



Rys. 48. Generatory neutronów ING-17 wraz z zespołem zasilania i sterowania [35].

Najważniejsze parametry techniczne opisywanych generatorów neutronów zostały przedstawione w Tabeli 12.

Tabela 12. Podstawowe parametry techniczne generatora neutronów ING-17.

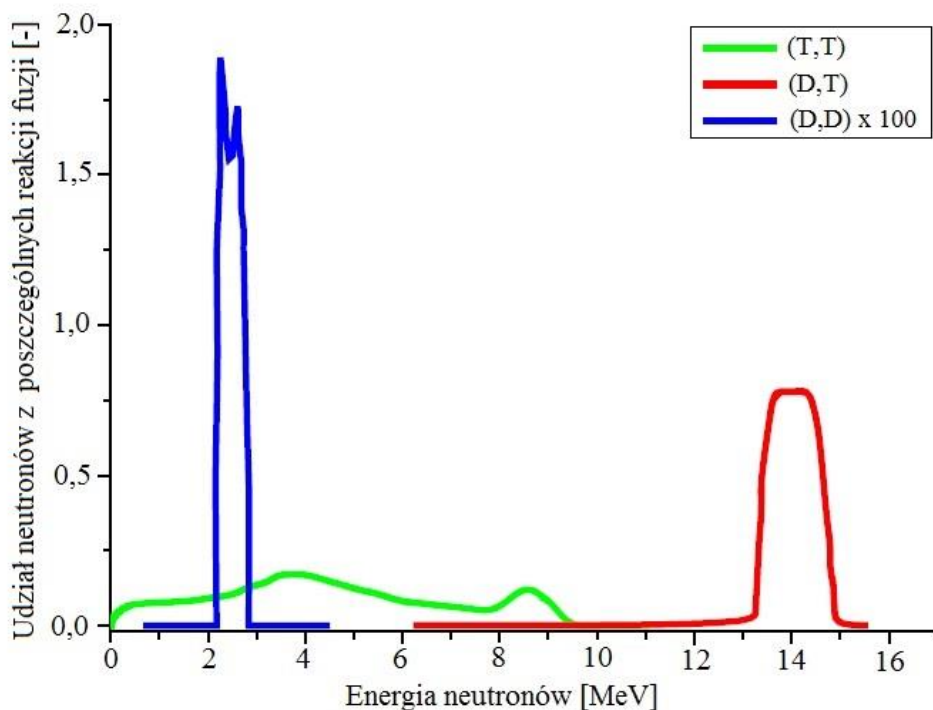
Parametr	Wartość
Maksymalna wydajność emisji neutronów	$2 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$
Wymiary / Waga:	Ø70 mm x 459 mm / 2,8 kg
Tryb pracy	ciągła
Czas pracy ciągłej	> 20 min
Limit temperatury tarczy	60°C
Czas regeneracji po wyłączeniu	< 0,5 godz.
Napięcie zasilania	220 V, 50 Hz
Pobór mocy	< 150 W
Czas operacyjny	300 godz.

Przyspieszana w generatorze wiązka jonów składała się z mieszaniny jonów $D_x^+/T_y^+/D_xT_y^+$ ($x, y = 1, 2, 3 \dots$) i zawierała nominalnie 50 % D oraz 50 % T. Wiązka przyspieszana do energii 100 keV, bombardowała nasyconą deuterem i trytem tarczę tytanową znajdującą się wewnątrz zamkniętej rury próżniowej, powodując zachodzenie reakcji fuzji jądrowej [35]. Tarcza była nasycona mieszaniną składającą się z 50 % D oraz 50 % T. Kształt widma neutronów, w tego typu generatorach, zależy w ogólności od napięcia przyspieszania, składu wiązki oraz zmiennej w czasie charakterystyki źródła jonów. Poglądowy rozkład energii neutronów emitowanych z opisanego wyżej generatora neutronów (z tarczą zawierającą deuter i tryt) został przedstawiony na Rysunku 49.

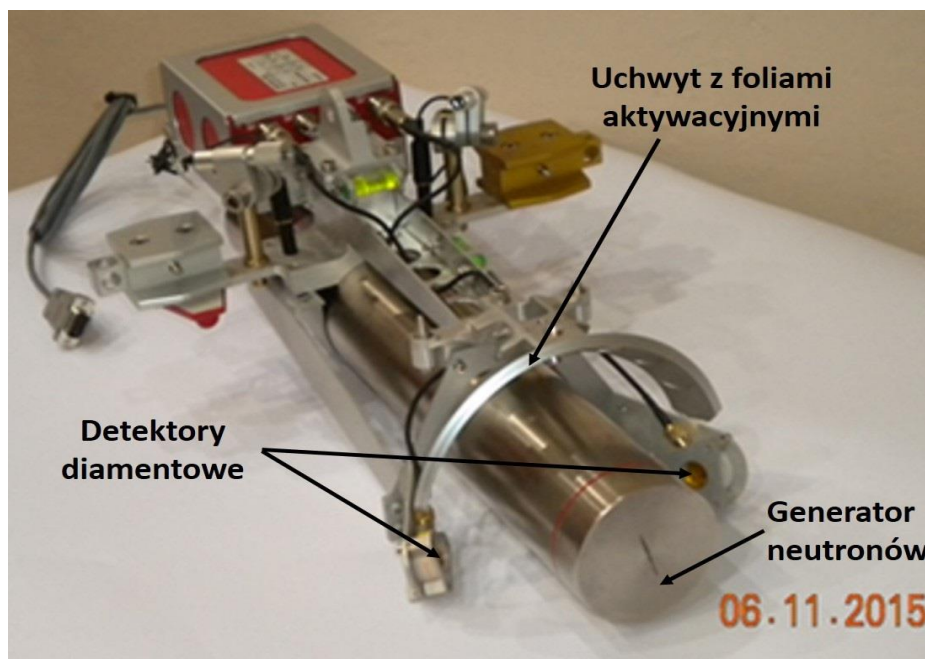
Rozkład energetyczny neutronów z reakcji D-D oraz D-T może zostać przedstawiony jako widmo zawierające piki dla neutronów o energii 2,45 oraz 14,1 MeV. Widmo energetyczne neutronów uwalnianych w reakcji T-T jest widmem ciągłym o kształcie eliptycznym.

Należy dodać, że intensywność emisji neutronów z generatora podlega zwykle fluktuacjom na skutek skoków napięcia/natężenia, nagrzewania się tarczy oraz zmian składu tarczy w czasie pracy generatora. Osiągnięcie stabilnej intensywności emisji neutronów na poziomie kilku procent jest obecnie jednym z trudniejszych zadań. W związku z tym konieczne jest jej ciągle monitorowanie podczas przeprowadzania badań naukowych.

Intensywność emisji neutronów z generatora, podczas badania jego charakterystyki emisyjnej, była monitorowana przez zestawy detektorów zainstalowanych w pobliżu generatora. Ich rodzaj oraz położenie względem generatora neutronów przedstawiono na Rysunku 50.



Rys. 49. Przykładowy rozkład energii neutronów emitowanych z generatora neutronów z tarczą zawierającą deuter i tryt [33].



Rys. 50. Rozmieszczenie monitorów neutronów względem generatora neutronów.

Pierwszym z zastosowanych monitorów neutronów był detektor diamentowy SDD. Jego zadaniem było rejestrowanie zmian emisji neutronów w czasie. Drugim detektorem była dioda krzemowa. Wykazała się ona jednak dużą niestabilnością pracy i została zastąpiona przez drugi detektor diamentowy. Monitorem neutronów były także próbki aktywacyjne umieszczone w specjalnym uchwycie. Zadaniem tego uchwytu było zachowanie stabilnego, powtarzalnego

położenia próbek aktywacyjnych względem generatora neutronów. Uchwyt zapewniał w czasie kalibracji „*in-vessel*” możliwość wymiany próbek aktywacyjnych za pomocą zdalnie sterowanego robota. Omawiany uchwyt wykonany był z aluminium i zawierał osiem otworów. W każdym z nich możliwe było umieszczenie próbki o średnicy 18 mm i grubości 2 mm. Do pomiarów użyto 4 próbki Al o grubości 1 mm, 4 próbki Fe o grubości 1 mm oraz 4 próbki Nb o grubości 2 mm. Rozmieszczenie próbek aktywacyjnych w uchwycie przedstawiono na Rysunku 51.



Rys. 51. Widok uchwytu wraz z zamocowanymi próbkami aktywacyjnymi.

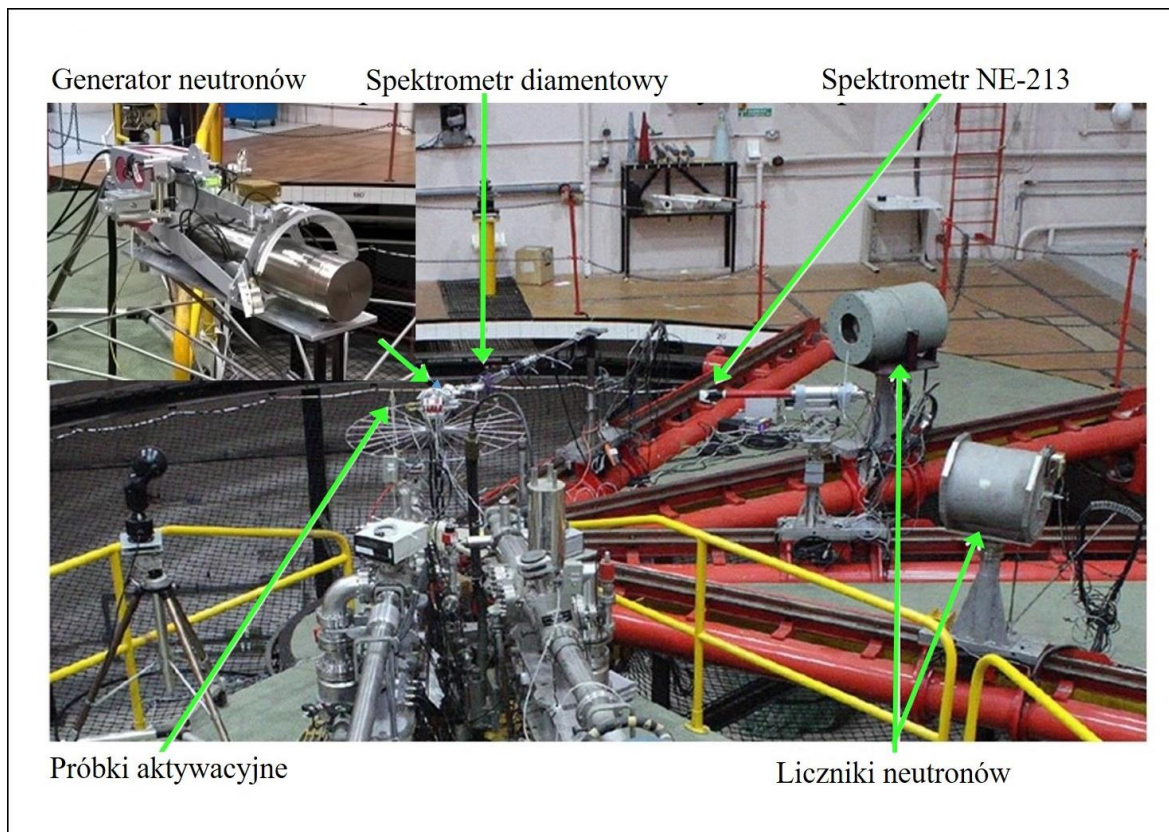


Rys. 52. Narzędzie służące do zdalnego montażu/demontażu uchwytu aluminiowego na generatorze neutronów.

Opisany wyżej uchwyt próbek był montowany za pomocą specjalnego narzędzia, które umożliwiało zdalną obsługę w czasie kalibracji „*in-vessel*”. Jest ono przedstawione na Rysunku 52.

7.3. Opis stanowiska pomiarowego

Charakterystykę emisyjną generatora neutronów wykonano w wymienionym wyżej laboratorium NPL. Przeprowadzono dwie kampanie eksperymentalne, podczas których zbadano dwa generatory neutronów. Eksperyment przeprowadzono w hali o powierzchni (24 x 18) m² i wysokości 18 m, której konstrukcja pozwoliła na zminimalizowanie wpływu neutronów rozproszonych na wskazania aparatury pomiarowej. Każdy z generatorów umieszczono w centrum platformy z obrotowymi ramionami, które pozwalały na zmianę kierunku emisji neutronów względem umieszczonych wokół urządzeń pomiarowych. Do pomiarów widma energetycznego neutronów o energii większej od 1,5 MeV zastosowano detektor z ciekłym scyntylatorem typu NE-213. Wykalibrowane liczniki oraz próbki aktywacyjne zostały użyte do badania anizotropii emisji neutronów z generatora. Układ eksperymentalny przedstawiono na Rysunku 53.



Rys. 53. Widok ogólny układu eksperymentalnego w NPL [35].

W czasie każdego dnia kampanii charakteryzacyjnej realizowano serię 20 minutowych ekspozycji, pomiędzy którymi generator był chłodzony. W trakcie typowego dnia operacyjnego wykonywano 11-13 ekspozycji. Wyjątkiem był pierwszy dzień kampanii, w którym

przeprowadzono jedynie dwa napromieniowania. Próbki aktywacyjne, które służyły do monitorowania emisji neutronów z generatora, zdejmowane były zazwyczaj po dziewięciu ekspozycjach, aby umożliwić pomiar spektrometryczny wszystkich próbek przed zakończeniem kolejnej aktywacji. Po zakończeniu każdej aktywacji wszystkie próbki transportowane były do laboratorium, w którym autorka dokonywała pomiaru widma promieniowania gamma za pomocą detektora HPGe (opisanego w Rozdziale 6), stosując opracowaną i opisaną wyżej sekwencję pomiarów.

7.4. Obliczenia wydajności emisji 14-MeV generatora neutronów

Radioaktywność każdego z produktów powstałych w próbkach aktywacyjnych po *i*-tych aktywacjach ($t_{Ai} \neq t_{Ai+1}$) i kolejnych czasach chłodzenia ($t_{Ci} \neq t_{Ci-1}$) może zostać wyrażona za pomocą następującego wzoru:

$$A_n = \frac{Y_n}{t} \cdot N_T \cdot \langle \varphi(E) \cdot \sigma(E) \rangle \cdot \sum_i B_i (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{Ai})) \cdot \exp(-\lambda \cdot t_{Ci}), \quad (32)$$

gdzie: t – całkowity czas napromieniowania próbek [s], B_i – względna amplituda wydajności emisji neutronów mierzona za pomocą SDD [bezwymiarowa].

Przekształcając równanie (32) do odpowiedniej postaci otrzymujemy wzór na wydajność emisji neutronów z generatora dla danego dnia kampanii charakteryzacyjnej.

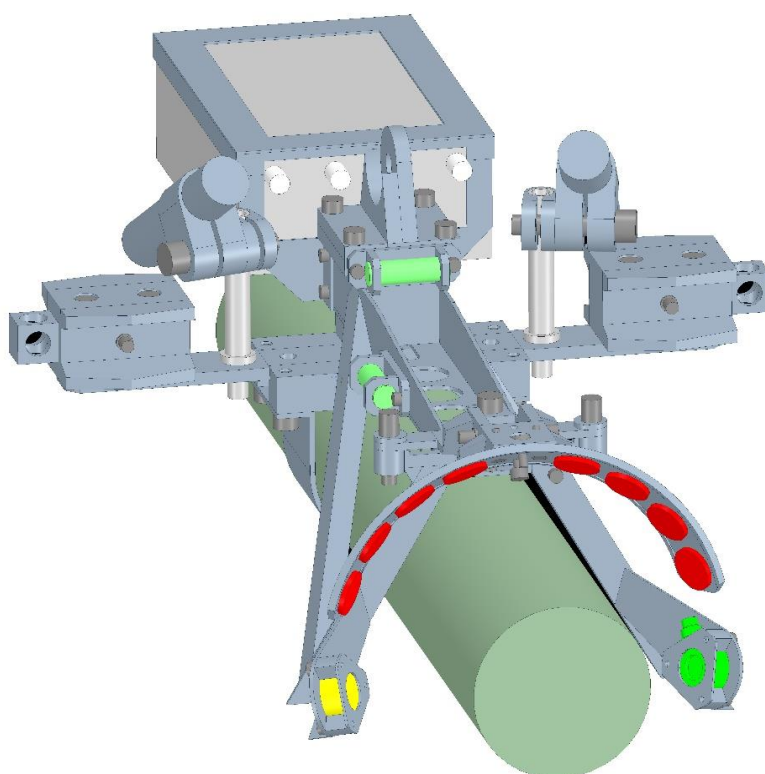
Szybkość reakcji jądrowej, będąca iloczynem rozkładu strumienia w funkcji energii oraz przekroju czynnego na zajście danej reakcji jądrowej dla neutronów o danej energii, została wyznaczona za pomocą symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu MCNP (zostało to opisane w podrozdziale 7.5.) z użyciem złożonego modelu geometrycznego generatora neutronów, zamodelowanego widma energetycznego neutronów oraz wartości przekrojów czynnych pochodzących z biblioteki IRDFF.

Natężenie emisji neutronów z generatora zmieniało się w trakcie każdego z napromieniowań podczas kampanii charakteryzacyjnej i dlatego konieczne było jego monitorowanie. Jednym z monitorów emisji neutronów z generatora (oprócz próbek aktywacyjnych) były detektory diamentowe, które dostarczały informacji na temat jak zmieniało się natężenie emisji neutronów w czasie danego napromieniowania jak i w trakcie całej serii napromieniowań. Całkowita ilość zliczeń zarejestrowanych przez detektor diamentowy w trakcie *i*-tego napromieniowania została odniesiona do średniej wartości całkowitej ilości zliczeń obliczonej dla serii napromieniowań przeprowadzonych dla danego zestawu próbek aktywacyjnych (czyli np. zarejestrowanych w trakcie jednego dnia kampanii). W równaniu (32) jest ona wyrażona przez parametr B_i .

Na podstawie opisanej powyżej metodologii oraz równania (32), autorka opracowała narzędzie numeryczne, które pozwalało na określenie radioaktywności każdego z produktów, w dowolnym momencie wybranego dnia kampanii oraz wyznaczenie wydajności emisji generatora neutronów.

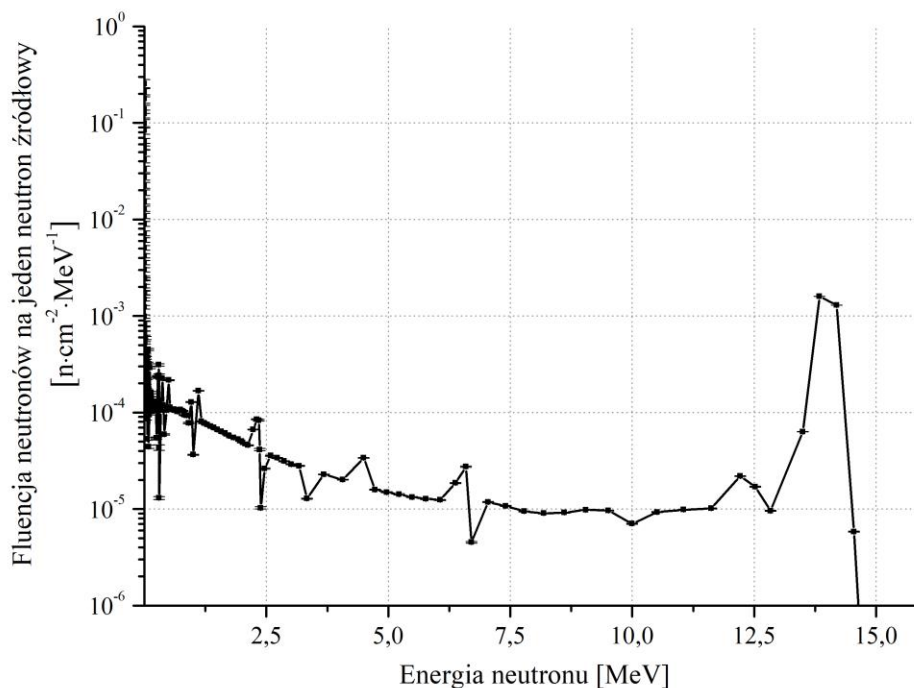
7.5. Symulacja widma neutronów metodą MCNP

Generator neutronów, próbki aktywacyjne, monitory neutronów oraz inne elementy (m.in. uchwyt na próbki aktywacyjne), zostały zamodelowane przez zespół specjalistów z CCFE. Model geometryczny generatora neutronów, który był stosowany do późniejszych symulacji numerycznych przy użyciu kodu MCNP, został przedstawiony na Rysunku 54.



Rys. 54. Model generatora neutronów wraz z monitorami neutronów, który wykorzystano do symulacji numerycznych przy użyciu kodu MCNP [32].

W celu wyznaczenia szybkości reakcji w poszczególnych próbkach aktywacyjnych przeprowadzono zaawansowane obliczenia przy użyciu kodu MCNP. Otrzymane widmo energetyczne neutronów zawierało składowe pochodzące z reakcji D-T, D-D oraz T-T o różnych energiach jonów w wiązce. Współczynniki określające zawartość poszczególnych komponentów wiązki zostały wyznaczone w wyniku pomiarów wykonanych z zastosowaniem SDD podczas pierwszej kampanii charakteryzacyjnej w NPL. Rezultatem obliczeń, przeprowadzonych z zastosowaniem kodu MCNP, były widma energetyczne neutronów w każdej z próbek umieszczonych w uchwycie przymocowanym do generatora neutronów. Widmo energetyczne neutronów, reprezentatywne dla wszystkich położań próbek aktywacyjnych, zostało przedstawione na Rysunku 55.



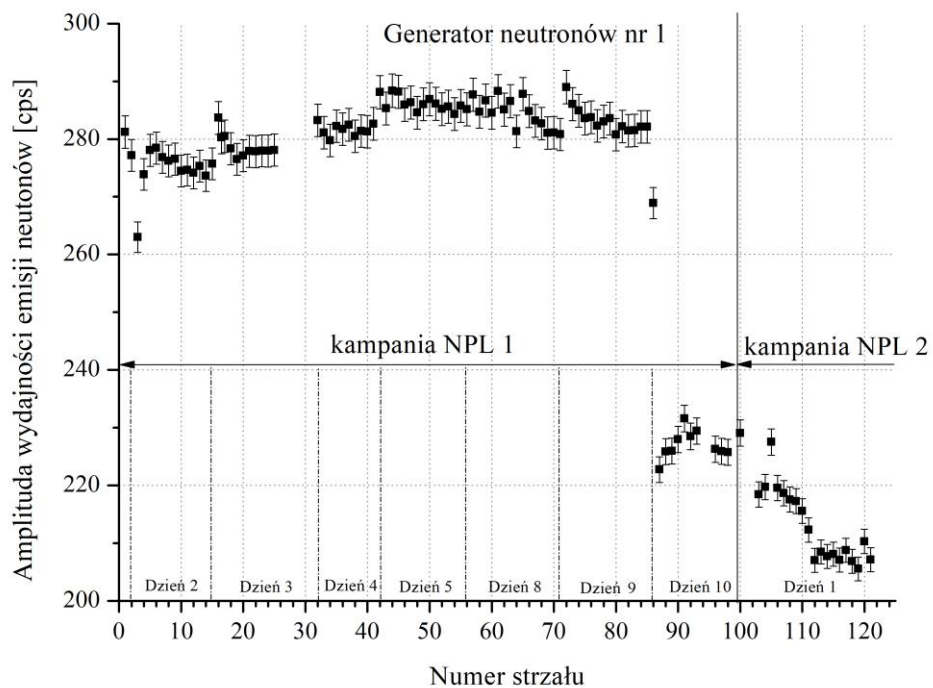
Rys. 55. Uśrednione widmo energetyczne neutronów obliczone za pomocą kodu MCNP dla próbek aktywacyjnych.

7.6. Wyniki pomiarów

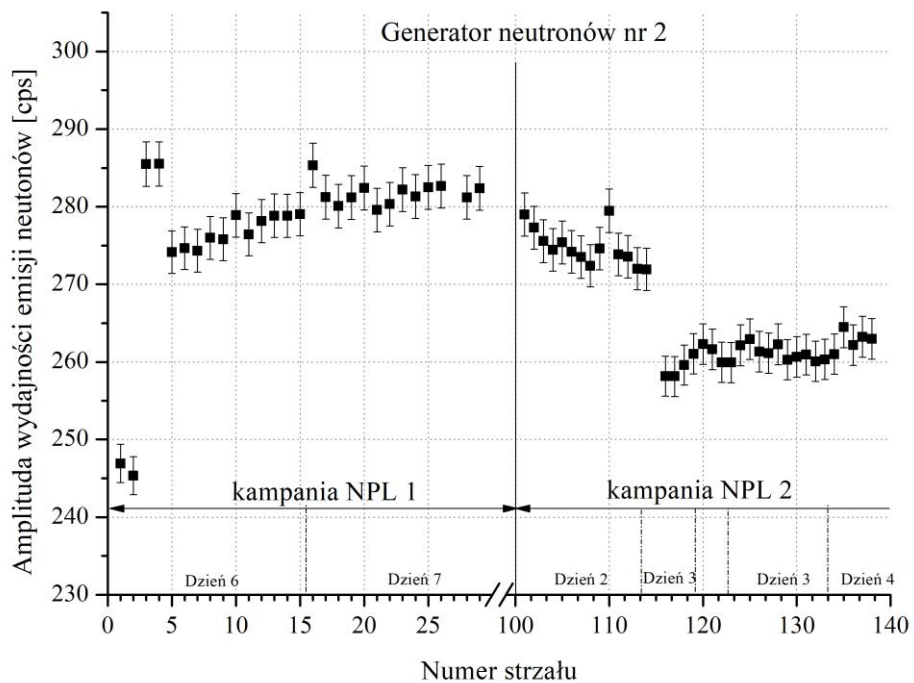
Wartości amplitudy wydajności emisji neutronów, monitorowane przez SDD dla obu generatorów neutronów, przedstawiono na Rysunkach 56 i 57. Wartości te zostały odniesione przez autorkę do średniej wartości emisji danego dnia kampanii charakteryzacyjnej, a następnie zastosowane do obliczeń (jako parametr B_i w równaniu 32) emisji neutronów emitowanych z generatora. Ilości napromieniowań wykonanych w pojedynczych dniach na ogół różniły się między sobą. Stąd też różnice w szerokościach dobowych odcinków czasowych na ww. rysunkach.

Przykładowe widma spektrometryczne promieniowania gamma, emitowane z badanych rodzajów próbek i mierzone przez autorkę za pomocą detektora HPGe, przedstawione zostały na Rysunkach 58-60.

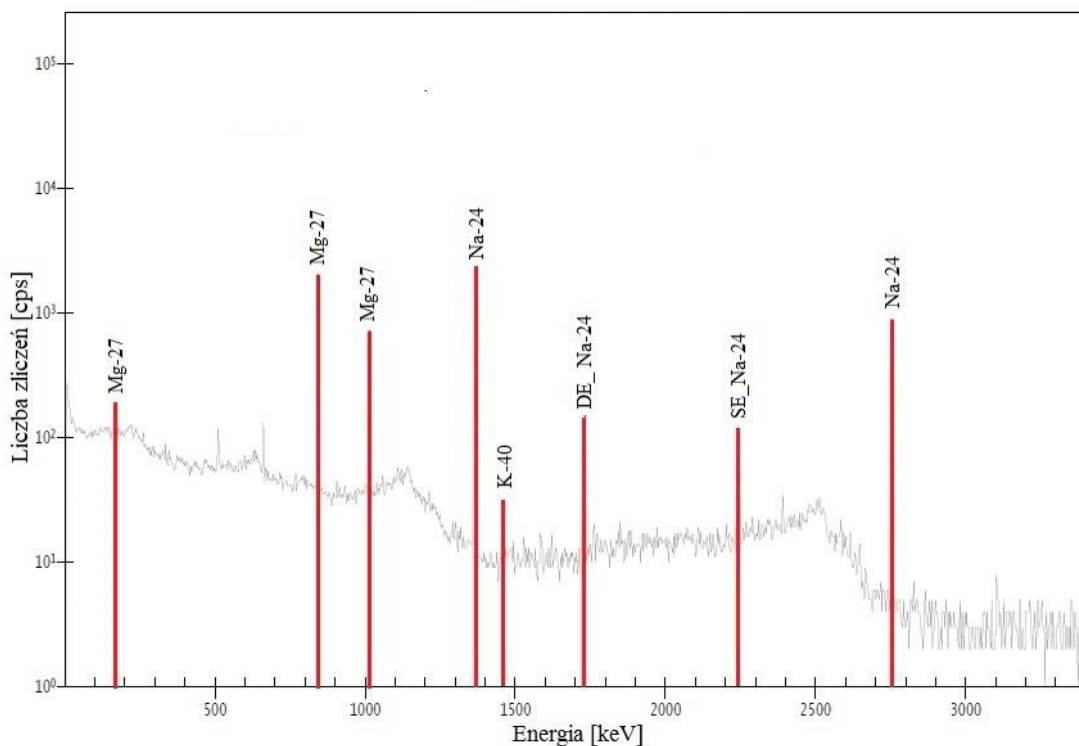
W przypadku aluminium zaprezentowano widmo spektrometryczne zarejestrowane podczas pierwszego pomiaru, ponieważ widmo zarejestrowane podczas drugiego pomiaru było bardzo podobne do widma pochodzącego z pomiaru pierwszego. W każdym z widm spektrometrycznych analizowane piki całkowitego pochłaniania energii były wyraźnie widoczne na tle promieniowania naturalnego i komptonowskiego. Miało to wpływ na ich poprawną identyfikację i dalszą analizę.



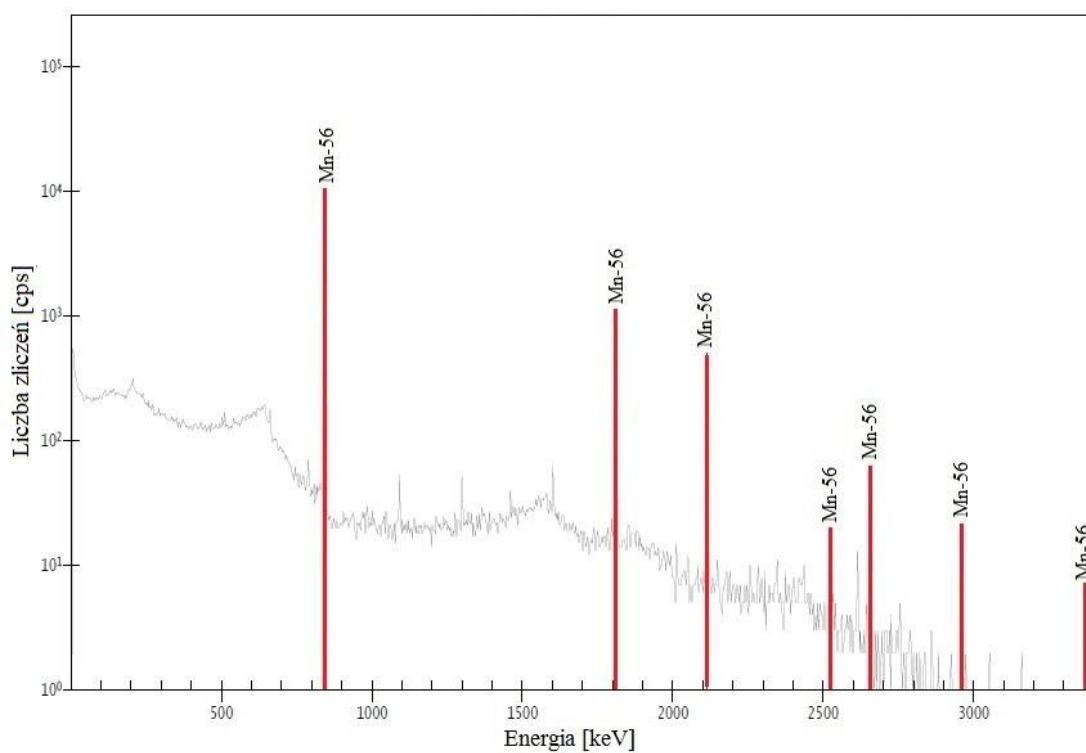
Rys. 56. Zmiany wydajności emisji neutronów dla generatora 1 [35].



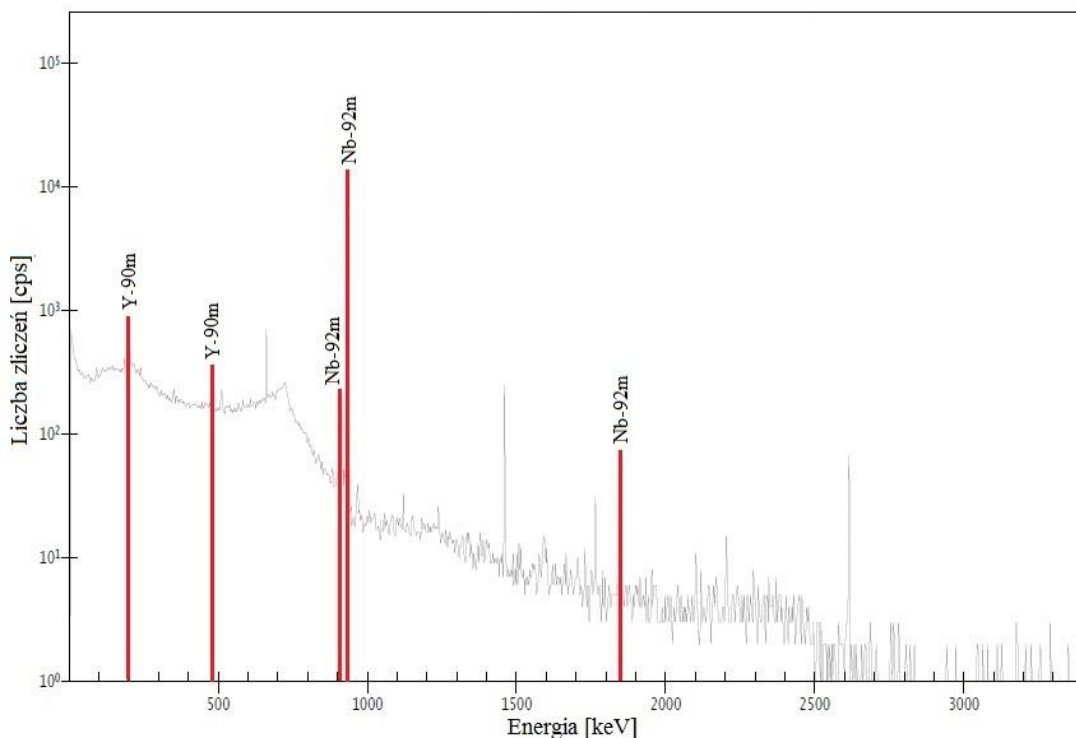
Rys. 57. Zmiany wydajności emisji neutronów dla generatora 2 [35].



Rys. 58. Przykładowe widmo spektrometryczne promieniowania gamma, emitowane z próbki aluminium, otrzymane podczas pierwszego pomiaru.



Rys. 59. Przykładowe widmo spektrometryczne promieniowania gamma emitowane z próbki żelaza.



Rys. 60. Przykładowe widmo spektrometryczne promieniowania gamma emitowane z próbki niobu. Ze względu na długi czas pomiaru spektrometrycznego we widmie widoczne są piki o energii 511 keV (pochodzące z procesu anihilacji elektronów i pozytonów) oraz 1460 keV (^{40}K).

Przy analizie wyników pomiarów należy zauważyć, że Rysunek 58 (przedstawiający widmo spektrometryczne promieniowania gamma emitowane z próbki aluminium) ukazuje piki całkowitego pochłaniania energii dla radionuklidów ^{27}Mg , ^{24}Na oraz ^{40}K , który jest składnikiem tła naturalnego. Na widmie zaznaczono również piki związane z pojedynczą i podwójną ucieczką kwantów gamma o energii 511 keV z detektora. Są one oznaczone odpowiednio symbolami DE oraz SE. W przypadku widma spektrometrycznego promieniowania gamma emitowanego z próbki niobu (Rysunek 60) zarejestrowane zostały piki całkowitego pochłaniania energii dla radionuklidów $^{90\text{m}}\text{Y}$ oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$. Jak wspomniano wcześniej, radionuklid $^{90\text{m}}\text{Y}$ jest produktem reakcji (n,α) w próbce Nb. Jego występowanie świadczyło o dużej wydajności procesu aktywacji.

Kolejnym krokiem, który prowadził do oszacowania wydajności emisji generatora neutronów, było wyznaczenie radioaktywności produktów reakcji jądrowych, powstających w wyniku napromieniowania próbek aktywacyjnych każdego dnia kampanii pomiarowej. Radioaktywność ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ została wyznaczona przez autorkę przy użyciu oprogramowania Gamma Acquisition & Analysis, będącego częścią pakietu GENIE-2000. Obliczenia radioaktywności obejmowały m. in. wyznaczenie pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma dla danego radionuklidu, pomniejszonego o liczbę zliczeń pochodzącą z tła naturalnego, którą wyznaczono w oparciu o pomiar spektrometryczny bez obecności źródła emitującego promieniowania gamma. Tło mierzono w obecności uchwytu do próbek oraz niezaktywowanych próbek danego rodzaju. Autorka wykonała także obliczenie wydajności rejestracji fotonów o energiach charakterystycznych dla mierzonego radionuklidu

i danej geometrii pomiarowej (opisane w podrozdziale 7.1). Ponadto autorka wykonała obliczenia współczynników korekcyjnych uwzględniających zmianę radioaktywności próbki w czasie jej pomiaru oraz pomiędzy momentem zakończenia jej napromieniowania a rozpoczęciem pomiaru. Obliczone na podstawie pomiarów - wartości radioaktywności każdego z produktów reakcji jądrowych - podane zostały w Tabelach 13-16. Uwzględniono przy tym współczynniki korekcyjne, wyznaczone w trakcie kalibracji porównawczej detektorów HPGe [66].

Tabela 13. Obliczona na podstawie pomiaru radioaktywność ^{27}Mg dla próbek aluminium, aktywowanych każdego dnia kampanii charakteryzacyjnej przy użyciu obu generatorów neutronów.

^{27}Mg			
Dzień kampanii charakteryzacyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>			
NPL1 1	1076,8	414,8	8,7
NPL1 2	1043,4	403,3	8,7
NPL1 3	1076,7	416,4	8,7
NPL1 4	1167,4	450,4	8,7
NPL1 5	1059,1	408,9	8,7
NPL1 8	1056,2	408,7	8,7
NPL2 1	755,0	269,2	8,8
<i>Generator neutronów nr 2</i>			
NPL1 6	1059,0	407,7	8,7
NPL1 7	1071,3	416,6	8,7
NPL2 2	1013,6	362,3	8,7
NPL2 3	827,2	297,5	8,8

Tabela 14. Obliczona na podstawie pomiaru radioaktywność ^{24}Na dla próbek aluminium, aktywowanych każdego dnia kampanii charakteryzacyjnej przy użyciu obu generatorów neutronów.

^{24}Na			
Dzień kampanii charakteryzacyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>			
NPL1 1	64,4	24,8	8,7
NPL1 2	255,6	98,8	8,7
NPL1 3	243,7	94,3	8,7

NPL1 4	229,9	82,4	8,7
NPL1 5	243,7	94,1	8,7
NPL1 8	227,0	87,8	8,7
NPL2 1	193,7	69,1	8,7
Generator neutronów nr 2			
NPL1 6	229,6	88,4	8,7
NPL1 7	228,7	88,9	8,7
NPL2 2	234,6	83,8	8,7
NPL2 3	215,3	77,4	8,7

Tabela 15. Obliczona na podstawie pomiaru radioaktywność ^{56}Mn dla próbek żelaza, aktywowanych każdego dnia kampanii charakteryzacyjnej przy użyciu obu generatorów neutronów.

^{56}Mn			
Dzień kampanii charakteryzacyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [Bq·g ⁻¹]	Niepewność [%]
Generator neutronów nr 1			
NPL1 1	413,3	50,8	8,7
NPL1 2	1050,1	127,6	8,7
NPL1 3	1101,8	133,2	8,7
NPL1 4	1172,5	141,4	8,7
NPL1 5	1131,6	136,3	8,7
NPL1 8	986,7	119,3	8,7
NPL1 9	991,1	119,4	8,7
NPL2 1	819,8	98,6	8,7
Generator neutronów nr 2			
NPL1 6	1035,7	127,2	8,7
NPL1 7	1022,2	124,3	8,7
NPL2 2	1015,5	122,7	8,7
NPL2 3	908,9	112,1	8,7

Tabela 16. Obliczona na podstawie pomiaru radioaktywność ^{92m}Nb dla próbek niobu, aktywowanych każdego dnia kampanii charakteryzacyjnej przy użyciu obu generatorów neutronów.

^{92m}Nb			
Dzień kampanii charakteryzacyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>			
NPL1 1	29,5	1,6	8,7
NPL1 2	128,2	7,1	8,7
NPL1 3	119,4	6,6	8,7
NPL1 4	118,9	6,6	8,7
NPL1 5	119,2	6,6	8,7
NPL1 8	111,0	6,3	8,7
NPL1 9	115,8	6,6	8,7
NPL2 1	96,2	5,3	8,7
<i>Generator neutronów nr 2</i>			
NPL1 6	101,6	5,7	8,7
NPL1 7	104,6	5,9	8,7
NPL2 2	109,9	6,1	8,7
NPL2 3	104,2	5,8	8,7

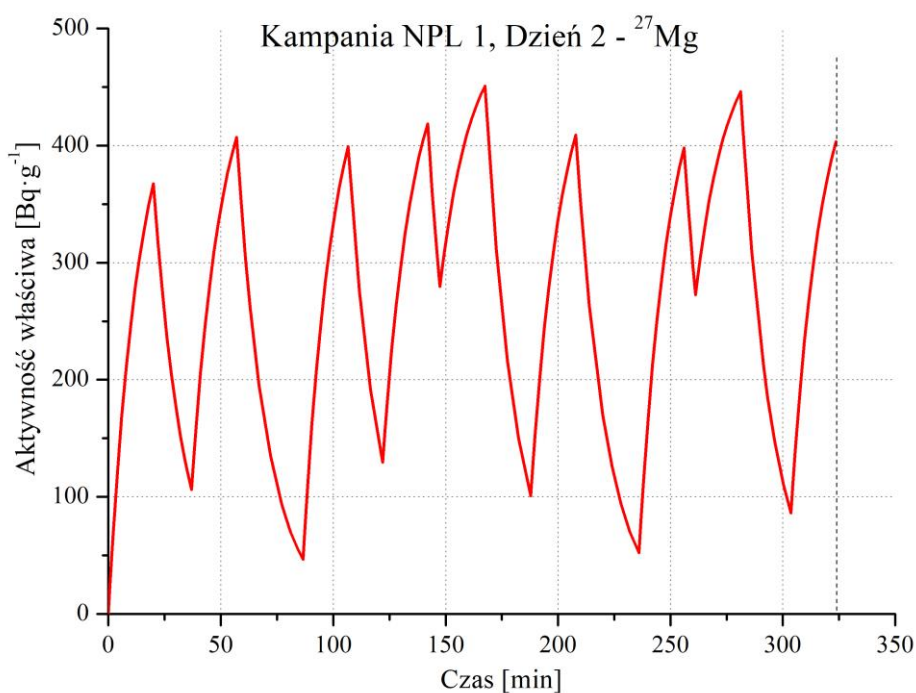
Aktywność właściwa ^{27}Mg mieściła się w granicach 269 – 450 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. W przypadku ^{24}Na aktywność właściwa była na poziomie 25 - 99 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. Z kolei radioaktywność właściwa ^{56}Mn wynosiła 51 - 141 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. Natomiast aktywność właściwa ^{92m}Nb mieściła się w granicach 1,6 - 7,1 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. Aktywność właściwa każdego z rozważanych radionuklidów została oszacowana z niepewnością ok. 9%.

Niespójność, objawiająca się znaczą różnicą aktywności radionuklidów ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{92m}Nb pomiędzy wynikami dla pierwszego dnia kampanii charakteryzacyjnej a wynikami dla pozostałych dni kampanii, związana była z ilością wykonanych napromieniowań. Czas napromieniowania próbek aktywacyjnych dla pierwszego dnia kampanii wynosił 40 minut (dla pozostałych dni wynosił około 300 minut). Wartość ta była mniejsza od czasu połowicznego rozpadu wymienionych wyżej radionuklidów. W związku z tym, aktywność radionuklidów ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{92m}Nb dla pierwszego dnia kampanii charakteryzacyjnej była mniejsza niż dla pozostałych dni kampanii. Omówione powyżej niespójności nie występują dla nuklidu ^{27}Mg , gdyż jego czas połowicznego rozpadu jest znacznie krótszy niż czas napromieniowania próbek pierwszego dnia kampanii charakteryzacyjnej.

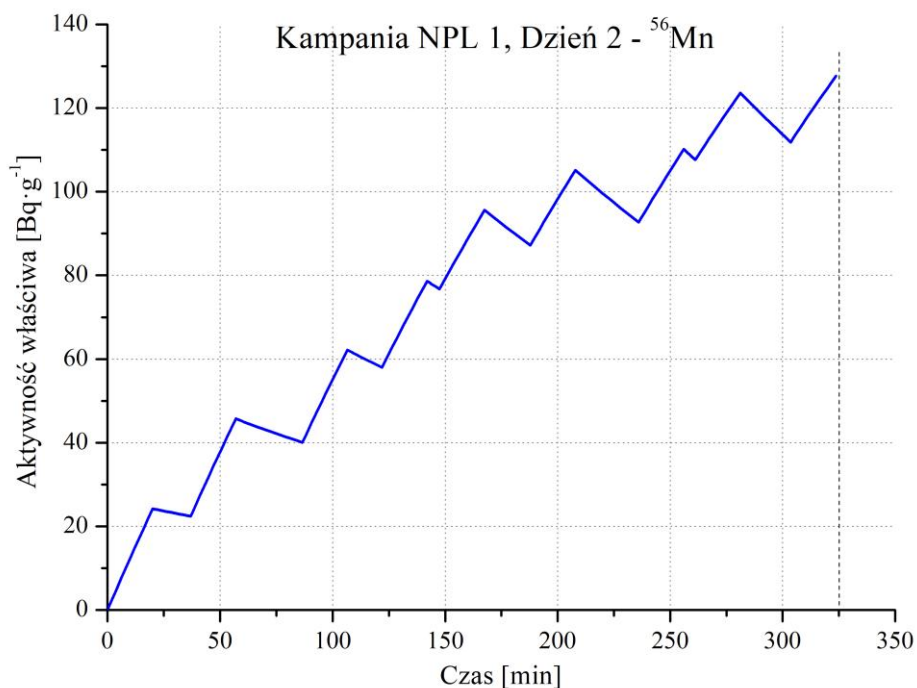
Należy zauważyć, że w Tabelach 13 i 14 nie podano wartości radioaktywności produktów powstających w zaaktywowanych próbkach aluminium w dziewiątym dniu, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej. Wynikło to z faktu, że tego dnia w uchwycie aluminiowym zamiast próbek aluminium umieszczono próbki wykonane z indu.

Napromieniowanie próbek In wykonano w celu oszacowania ilości 2,5-MeV neutronów emitowanych z generatora. Zmierzona radioaktywność ^{115m}In nie była brana pod uwagę w dalszej analizie danych radiometrycznych, a posłużyła jedynie do oceny poprawności rozkładów neutronów w funkcji energii, otrzymanych w wyniku symulacji numerycznych.

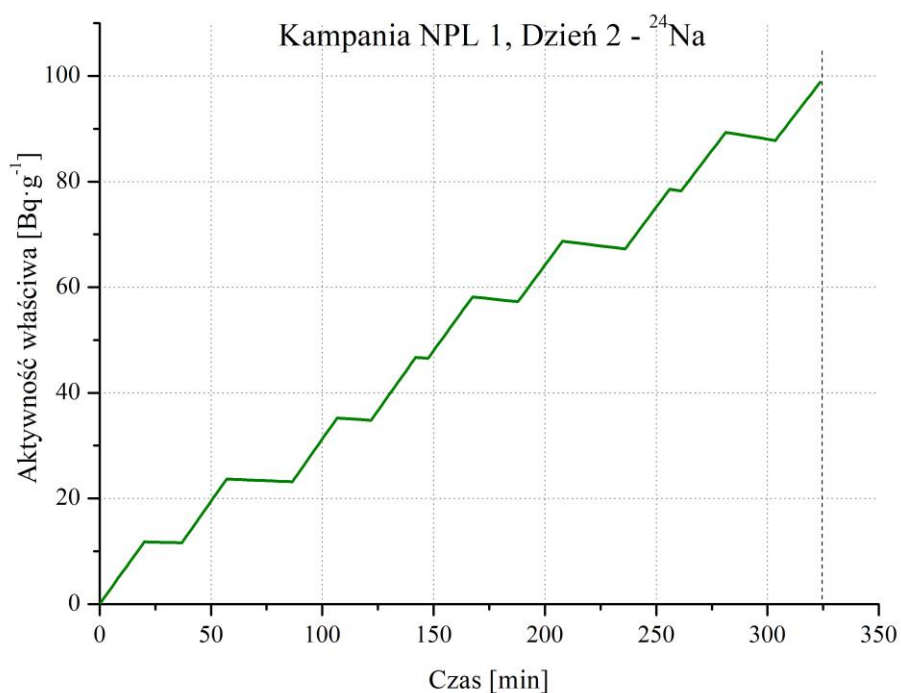
W oparciu o opisane w poprzedniej części pracy narzędzie numeryczne, które umożliwiło wyznaczenie wydajności emisji neutronów, autorka oszacowała zmiany aktywności poszczególnych produktów powstających w próbkach aktywacyjnych podczas napromieniowania z użyciem określonego generatora neutronów. W obliczeniach wzięto pod uwagę rzeczywiste warunki aktywacji, tj. czas pracy generatora, długość przerw pomiędzy aktywacjami oraz kształt widma energetycznego neutronów w miejscu ulokowania próbki aktywacyjnej. Aktywność końcowa była określana w wyniku pomiaru spektrometrycznego i obliczeń. Zmiany radioaktywności właściwej ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz ^{92m}Nb w trakcie trwania napromieniowania strumieniem neutronów z generatora w drugim dniu pierwszej kampanii charakteryzacyjnej, przedstawiono na Rysunkach 61-64. Zmiany radioaktywności omawianych produktów reakcji w pozostałych dniach obu kampanii charakteryzacyjnych - zostały zamieszczone w Dodatku 3.



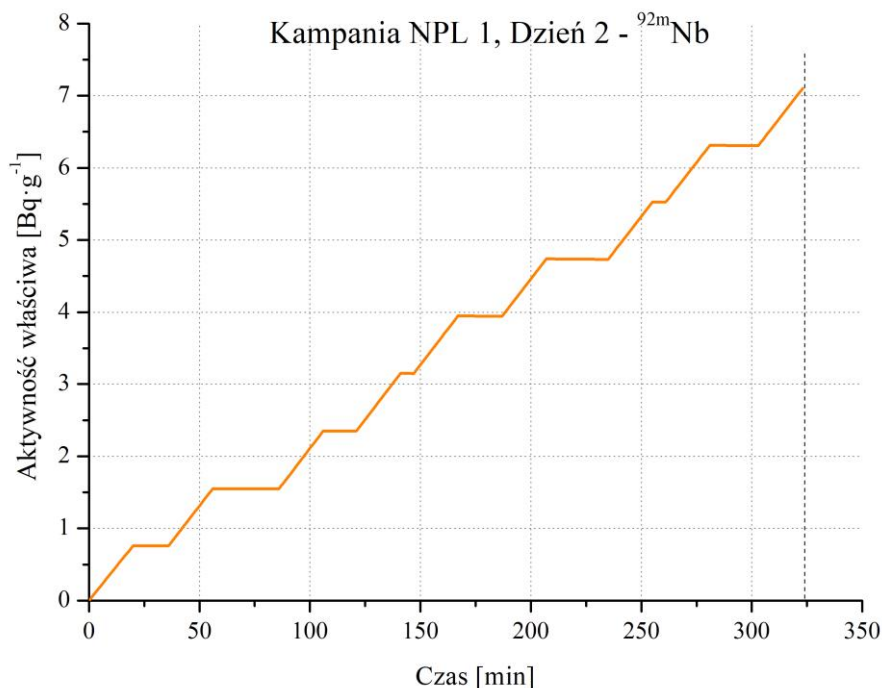
Rys. 61. Zmiana aktywności właściwej ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium w drugim dniu, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



Rys. 62. Zmiana aktywności właściwej ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza, w drugim dniu pierwszej kampanii charakterystycznej.



Rys. 63. Zmiana aktywności właściwej ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium w drugim dniu, pierwszej kampanii charakterystycznej.



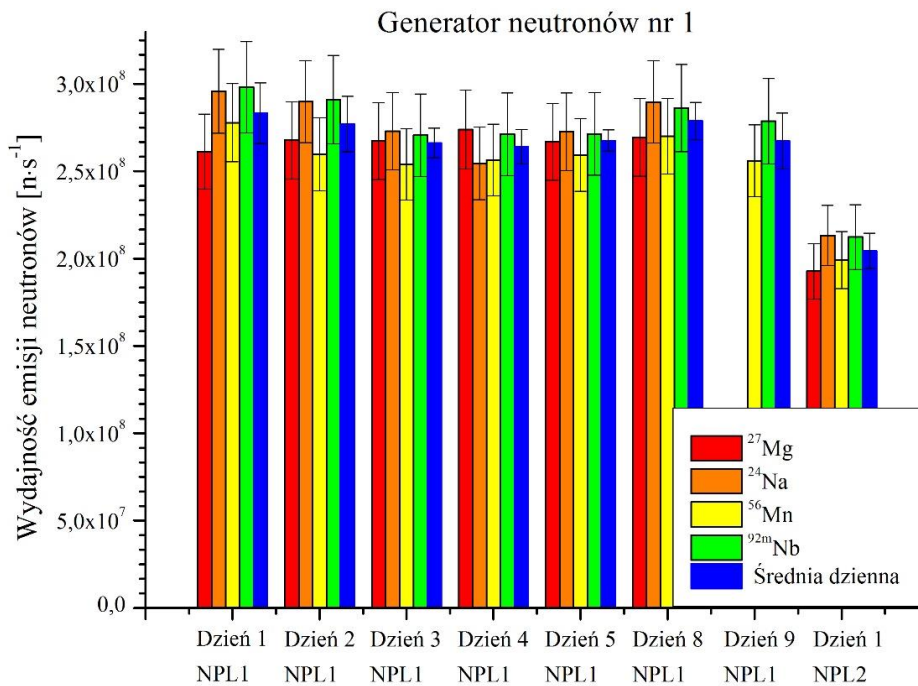
Rys. 64. Zmiana aktywności właściwej ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu w drugim dniu, pierwszej kampanii charakterystycznej.

Zmiany radioaktywności właściwej ^{27}Mg opisywała krzywa o kształcie piły. Warto zwrócić uwagę na fakt, że ustalenie równowagi pomiędzy wzrostem aktywności i jej ubytkiem (związany z rozpadem jąder magnezu) następowało stosunkowo szybko. Związane to było z relatywnie krótkim czasem połowicznego rozpadu rozpatrywanego izotopu. Przeciwną sytuację można było zaobserwować w przypadku pozostałych radionuklidów.

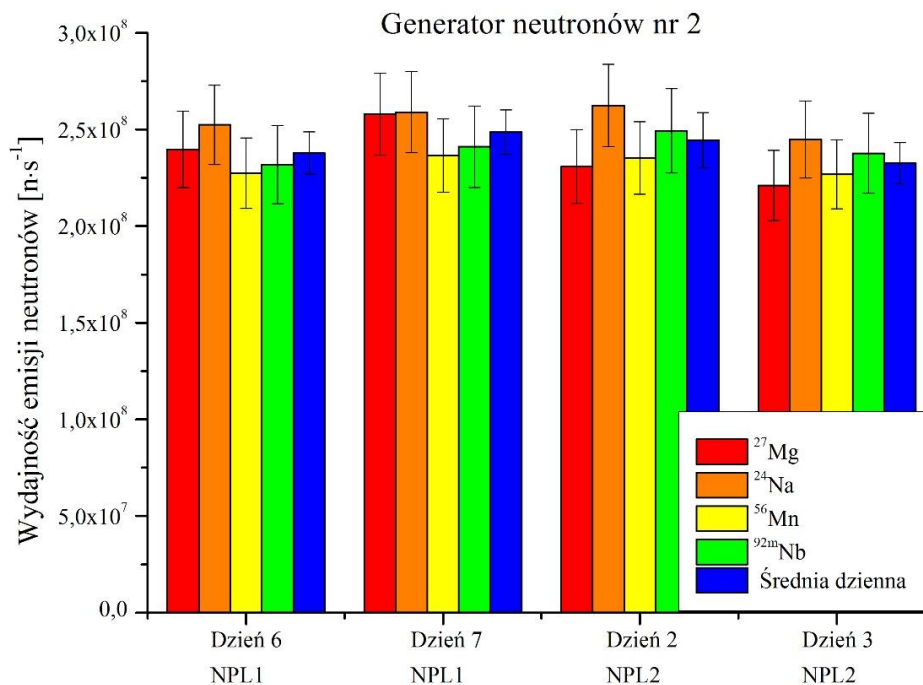
W celu wyznaczenia wydajności emisji neutronów dla każdego z badanych generatorów wykorzystano wartości szybkości reakcji, obliczone za pomocą kodu MCNP, dla każdego położenia próbek aktywacyjnych. Szybkość reakcji zachodzącej w próbce aluminium, (obliczona na jeden neutron źródłowy) w przypadku $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ wynosiła $8,34\cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Szybkość ta dla reakcji $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ wynosiła $1,24\cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. W przypadku reakcji $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$ szybkość wynosiła $1,15\cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, a szybkość reakcji $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$ osiągała $4,45\cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$.

7.7. Wydajność emisji generatora neutronów wyznaczona metodą aktywacyjną

Wykorzystując uprzednio przygotowane narzędzia numeryczne, autorka wyznaczyła wydajność emisji neutronów emitowanych z obu generatorów neutronów w każdym dniu kampanii charakterystycznej. Wartości wydajności emisji neutronów, obliczone na podstawie zmierzonej radioaktywności produktów reakcji jądrowych, dla pierwszego generatora neutronów i wszystkich dni kampanii charakterystycznej – przedstawiono na Rysunku 65, a wartości wydajności emisji neutronów dla drugiego generatora neutronów – na Rysunku 66.



Rys. 65. Wydajność emisji neutronów z pierwszego generatora neutronów.



Rys. 66. Wydajność emisji neutronów z drugiego generatora neutronów.

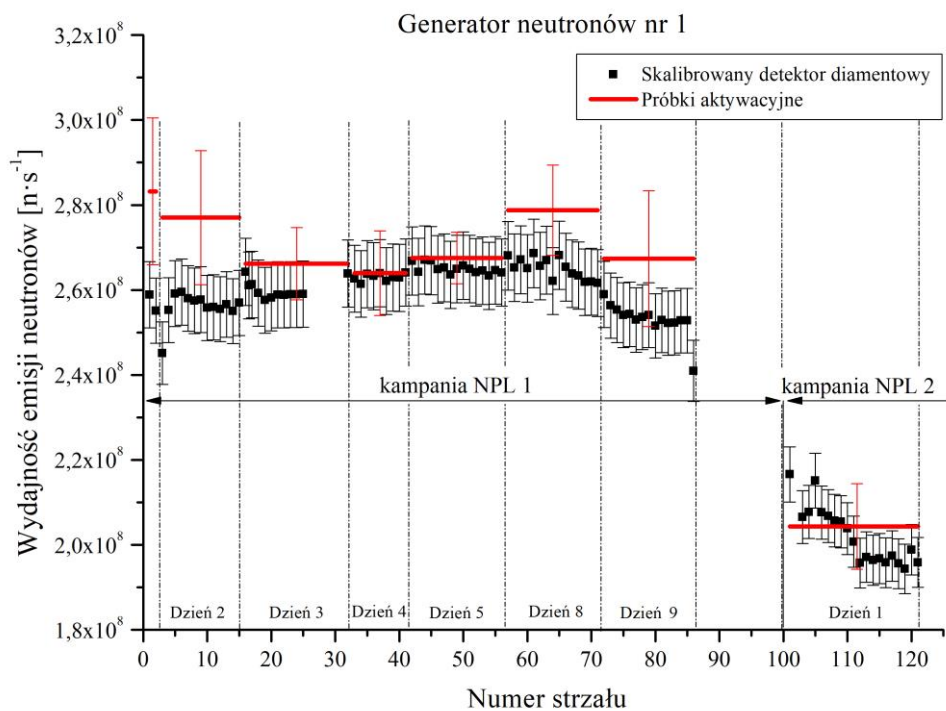
Wydajności emisji neutronów, obliczone na podstawie radioaktywności ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$, różniły się w sposób istotny. Dlatego, dla każdego dnia kampanii charakterystycznej autorka obliczyła średnią wartość wydajności emisji neutronów oraz odchylenie standardowe, które było miarą rozbieżności pomiędzy wartościami obliczonymi na podstawie radioaktywności poszczególnych radionuklidów.

W przypadku pierwszego generatora neutronów najwyższą wartość wydajności emisji neutronów osiągnięto w pierwszym dniu, pierwszej kampanii charakterystycznej. Wynosiła ona $2,8 \cdot 10^8 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$. Odchylenie standardowe średniej wydajności emisji neutronów w tym przypadku wynosiło 6,1%. W pierwszym dniu, drugiej kampanii charakterystycznej wartość wydajności emisji neutronów dla tego generatora była niższa o ok. 28%. W przypadku pierwszego generatora neutronów odchylenie standardowe średniej wartości wydajności emisji neutronów w czasie obu kampanii charakterystycznych mieściło się w granicach 2,3 - 6,1%.

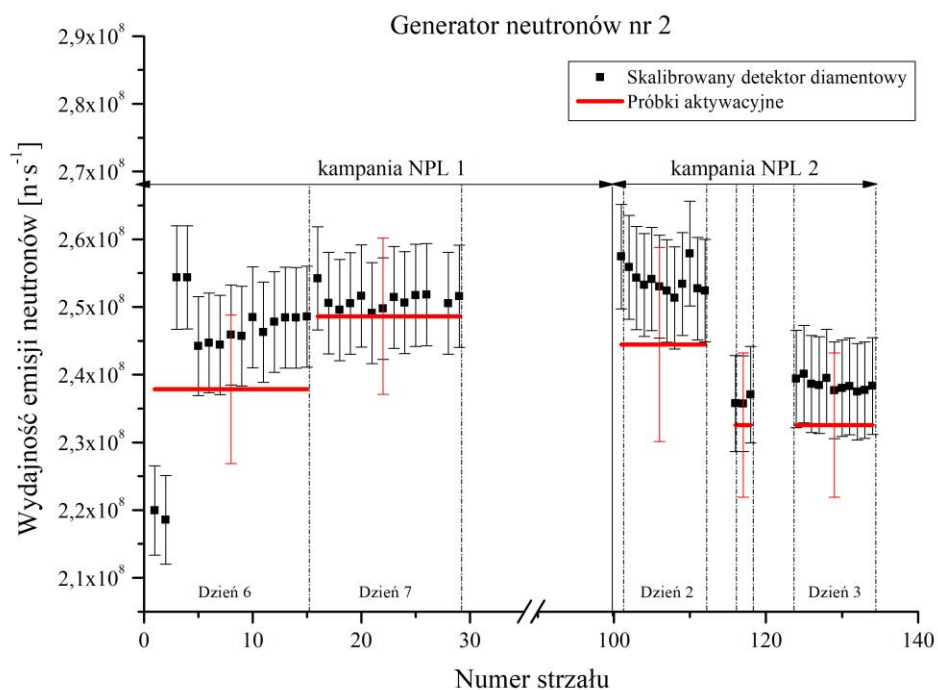
Średnia wartość wydajności emisji neutronów w przypadku drugiego generatora neutronów mieściła się w granicach $2,3 \cdot 10^8$ - $2,5 \cdot 10^8 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ dla obu kampanii charakterystycznych. Obliczone odchylenie standardowe tej wartości wynosiło 4,6 - 5,9%. Wartość odchylenia standardowego przewyższająca 5% została zanotowana jedynie drugiego dnia, drugiej kampanii charakterystycznej.

Wydajności emisji neutronów, wyznaczone na podstawie rezultatów aktywacji próbek aktywacyjnych, zostały następnie porównane z wartościami wyznaczonymi za pomocą detektora diamentowego. Porównanie wartości wydajności emisji neutronów, które wyznaczono na podstawie radioaktywności próbek aktywacyjnych, z wartościami otrzymanymi na podstawie pomiarów z użyciem detektora diamentowego dla pierwszego generatora neutronów - zostało przedstawione na Rysunku 67, a porównanie takich wartości dla drugiego generatora neutronów – na Rysunku 68.

Rozbieżność pomiędzy wydajnością emisji neutronów wyznaczoną za pomocą dwóch metod mieściła się w granicach 5,8% w przypadku pierwszego generatora neutronów (przy czym rezultaty dla dwóch pierwszych dni, pierwszej kampanii charakterystycznej nie były brane pod uwagę ze względu na fakt, że pierwszego dnia przeprowadzono jedynie dwa napromieniowania, a drugiego przeprowadzono korektę położenia detektorów neutronów względem generatora). Rozpatrywana rozbieżność w przypadku drugiego generatora była mniejsza od 4%.



Rys. 67. Porównanie wartości wydajności emisji neutronów wyznaczonej dwiema metodami dla pierwszego generatora neutronów [35].



Rys. 68. Porównanie wartości wydajności emisji neutronów wyznaczonej dwiema metodami dla drugiego generatora neutronów [35].

7.8. Wydajność emisji generatora neutronów wyznaczona metodą numeryczną (FISPACT-II)

Metoda oparta o symulacje numeryczne z wykorzystaniem kodu FISPACT-II, jest kolejną metodą pozwalającą na wyznaczenie wydajności emisji neutronów na podstawie zmierzonych aktywności próbek. W tym celu, autorka w pliku wejściowym uwzględniła wydajności emisji generatora podczas poszczególnych napromieniowań, czasy napromieniowania oraz chłodzenia próbek dla każdego dnia kampanii charakterystycznej. Wydajność emisji neutronów generatora oscylowała wokół wartości $2 \cdot 10^8 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$. Do obliczeń użyto wartości przekrojów czynnych wybranych reakcji jądrowych, które pobrano z biblioteki danych jądrowych TENDL-2014. Wykorzystano również widmo energetyczne neutronów, które było wynikiem symulacji z zastosowaniem kodu MCNP. Wartości radioaktywności właściwej ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$, obliczone na moment zakończenia napromieniowania próbek, w każdym dniu kampanii charakterystycznej generatora neutronów, zostały przedstawione w Tabelach 17-20.

Radioaktywność właściwa ^{27}Mg , obliczona dla założonych wartości emisji neutronów, mieściła się w granicach $282 - 332 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została określona z niepewnością mieszczącą się w przedziale $8 - 10\%$. Z kolei radioaktywność właściwa ^{24}Na mieściła się w granicach $17 - 70 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością 11% . W przypadku radionuklidu ^{56}Mn , który powstawał w próbce Fe, jego radioaktywność właściwa wynosiła $36 - 110 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. Wyznaczono ją z niepewnością rzędu 5% . Natomiast obliczona radioaktywność właściwa $^{92\text{m}}\text{Nb}$ mieściła się w przedziale $1 - 5 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$. Została ona wyznaczona z niepewnością ok. 12% .

Tabela 17. Wartości radioaktywności właściwej ^{27}Mg , obliczone dla momentów zakończenia napromieniowania i przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii charakterystycznej	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>		
NPL1 1	309,8	10,2
NPL1 2	308,6	8,8
NPL1 3	303,1	9,2
NPL1 4	320,2	9,2
NPL1 5	296,9	9,3
NPL1 8	295,1	9,3
NPL2 1	294,9	9,2
<i>Generator neutronów nr 2</i>		
NPL1 6	330,8	9,3
NPL1 7	314,3	9,2
NPL2 2	331,8	9,2
NPL2 3	282,4	9,2

Tabela 18. Wartości radioaktywności właściwej ^{24}Na , obliczone dla momentów zakończenia napromieniowania i przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii charakterystycznej	Aktywność właściwa [Bq·g ⁻¹]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>		
NPL1 1	16,7	11,3
NPL1 2	67,9	11,3
NPL1 3	68,8	11,3
NPL1 4	69,4	11,3
NPL1 5	68,8	11,3
NPL1 8	60,4	11,3
NPL2 1	69,4	11,3
<i>Generator neutronów nr 2</i>		
NPL1 6	69,8	11,3
NPL1 7	68,5	11,3
NPL2 2	68,5	11,3
NPL2 3	67,8	11,3

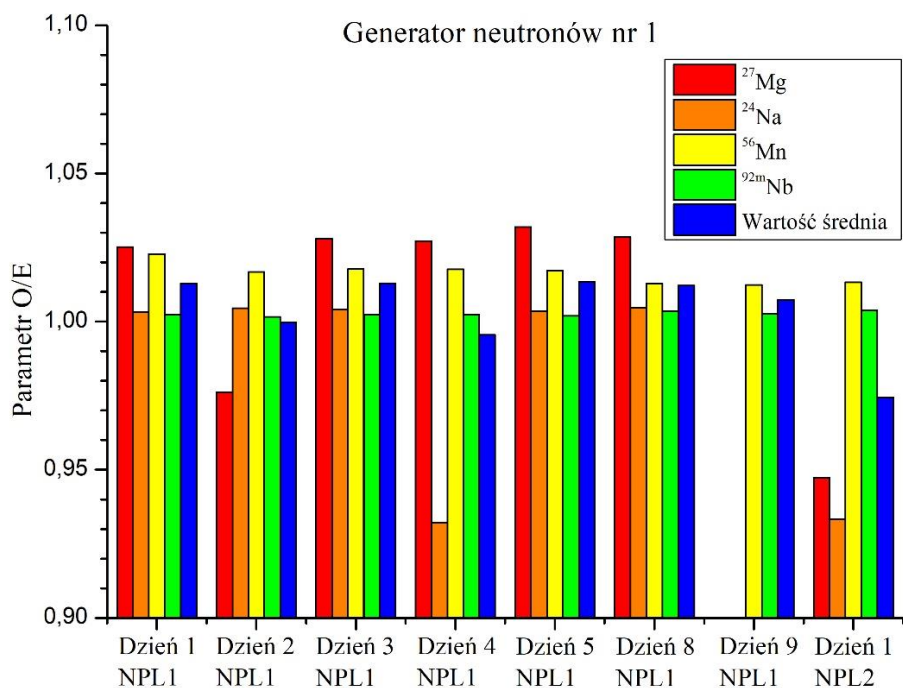
Tabela 19. Wartości radioaktywności właściwej ^{56}Mn , obliczone dla momentów zakończenia napromieniowania i przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii charakterystycznej	Aktywność właściwa [Bq·g ⁻¹]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>		
NPL1 1	35,7	5,3
NPL1 2	96,7	5,2
NPL1 3	103,1	5,3
NPL1 4	108,4	5,3
NPL1 5	103,4	5,2
NPL1 8	87,2	5,2
NPL1 9	92,1	5,2
NPL2 1	97,7	5,2
<i>Generator neutronów nr 2</i>		
NPL1 6	109,9	5,3
NPL1 7	103,5	5,2
NPL2 2	102,8	5,2
NPL2 3	97,6	5,2

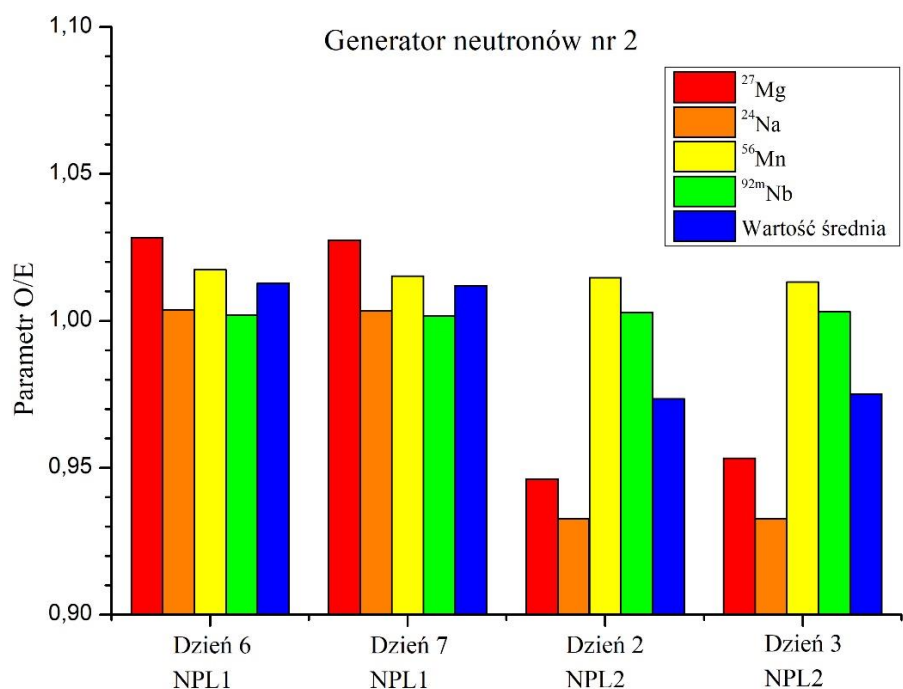
Tabela 20. Wartości radioaktywności właściwej ^{92m}Nb , obliczone dla momentów zakończenia napromieniowania i przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii charakterystycznej	Aktywność właściwa [Bq·g ⁻¹]	Niepewność [%]
<i>Generator neutronów nr 1</i>		
NPL1 1	1,1	12,3
NPL1 2	4,9	12,3
NPL1 3	4,9	12,3
NPL1 4	4,9	12,3
NPL1 5	4,9	12,3
NPL1 8	4,4	12,3
NPL1 9	4,8	12,3
NPL2 1	5,0	12,3
<i>Generator neutronów nr 2</i>		
NPL1 6	4,9	12,3
NPL1 7	4,9	12,3
NPL2 2	4,9	12,3
NPL2 3	4,9	12,3

Wyznaczenie wydajności emisji neutronów generatora metodą numeryczną było możliwe dzięki zastosowaniu liniowej zależności pomiędzy radioaktywnością badanej próbki a wydajnością emisji neutronów wynikającej z równania (32). Wyniki symulacji, przeprowadzonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II, zostały następnie porównane przez autorkę z wartościami wydajności emisji generatora, wyznaczonymi metodą eksperymentalną. Porównanie to zostało przedstawione na Rysunkach 69 i 70.



Rys. 69. Porównanie wartości emisji neutronów otrzymanych z symulacji numerycznych z wartościami eksperymentalnymi dla pierwszego generatora neutronów.



Rys. 70. Porównanie wartości emisji neutronów otrzymanych z symulacji numerycznych z wartościami eksperymentalnymi dla drugiego generatora neutronów.

W przypadku pierwszego generatora neutronów i radionuklidu ^{27}Mg , rozbieżności pomiędzy wartościami emisji neutronów, pochodzącymi z symulacji numerycznych oraz wyznaczonymi metodą eksperymentalną sięgały 3%. Wyjątkiem był pierwszy dzień drugiej kampanii eksperymentalnej, w którym rozbieżności te były rzędu 5%. Rozbieżności pomiędzy obliczonymi wartościami emisji neutronów oraz wartościami eksperymentalnymi dla ^{24}Na były mniejsze od 1% za wyjątkiem czwartego dnia, pierwszej kampanii eksperymentalnej oraz pierwszego dnia, drugiej kampanii eksperymentalnej. Dla wymienionych dni rozbieżności te były rzędu 7%. Rozbieżności pomiędzy obliczonymi wartościami wydajności emisji neutronów oraz wartościami eksperymentalnymi dla ^{56}Mn były mniejsze od 3% dla wszystkich dni obu kampanii eksperymentalnych. Omawiane rozbieżności w przypadku rezultatów otrzymanych dla $^{92\text{m}}\text{Nb}$ były znacznie niższe i nie przekraczały 0,5%. Natomiast rozbieżności wyznaczone dla średniej wartości wydajności emisji neutronów były mniejsze od 3% dla obu kampanii eksperymentalnych.

W przypadku drugiego generatora neutronów rozbieżności pomiędzy obliczonymi wartościami wydajności emisji neutronów oraz wartościami eksperymentalnymi były mniejsze od 3% dla każdego z omawianych radionuklidów i pierwszej kampanii eksperymentalnej. Warto zaznaczyć, że omawiane rozbieżności w przypadku ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ były mniejsze od 1%. W przypadku drugiej kampanii eksperymentalnej rozbieżności pomiędzy obliczonymi wartościami wydajności emisji neutronów oraz wartościami eksperymentalnymi były mniejsze od 2% dla ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$. Natomiast w przypadku ^{27}Mg oraz ^{24}Na , rozbieżności te były mniejsze od 7%. Rozbieżności dla średniej wartości wydajności emisji neutronów były mniejsze od 3%.

Rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności emisji neutronów pochodzącymi z symulacji numerycznych a wartościami wyznaczonymi na podstawie pomiarów aktywacyjnych mogły być związane z zastosowaniem bibliotek, z których pobrano przekroje czynne (biblioteka danych jądrowych IRDFF dla wartości emisji neutronów wyznaczonych na podstawie pomiarów spektrometrycznych oraz TENDL-2014 w przypadku symulacji numerycznych). W przypadku nuklidu ^{27}Mg , rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności emisji neutronów obliczonymi dwiema metodami, mogą zostać wytłumaczone w oparciu o jego czas połowicznego rozpadu. Mała wartość czasu połowicznego rozpadu nuklidu ^{27}Mg w porównaniu do całkowitego czasu napromieniowania próbek oraz długości przerw pomiędzy napromieniowaniami, sprawiła, że był to parametr wrażliwy na zmiany emisji neutronów podczas przeprowadzonej kampanii. Warto również zauważyć, że omawiane rozbieżności malały wraz ze wzrostem czasu połowicznego rozpadu produktów aktywacji i mogły one wynikać z zastosowanych algorytmów obliczeniowych (w kodzie FISPACT-II oraz w opracowanym przez autorkę narzędziu numerycznym).

Symulacje przeprowadzone z zastosowaniem kodu FISPACT-II dały wyniki zadowalająco zgodne z rezultatami eksperymentalnego wyznaczenia radioaktywności ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$, które uzyskano zarówno za pomocą opracowanego przez autorkę narzędzia numerycznego jak i przeprowadzonych pomiarów spektrometrycznych. Oznacza to również, że pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii, współczynniki korekcyjne oraz krzywe wydajności rejestracji dla każdego z zestawów próbek aktywacyjnych zostały wyznaczone poprawnie. Obliczone wartości wydajności emisji neutronów były prawie

identyczne jak wartości eksperymentalne w przypadku ^{92m}Nb , co potwierdza słuszność zamieszczonego wyżej stwierdzenia.

7.9. Ocena niepewności pomiarowej

Całkowita niepewność oznaczenia wydajności emisji neutronów generatora ΔY_n została obliczona przez autorkę w oparciu o prawo propagacji błędów. Poszczególne wielkości, występujące w równaniu, zostały opisane w poprzedniej części pracy.

$$\Delta Y_n \cong \sqrt{\Delta A_n^2 \cdot \left(\frac{I}{N_T \cdot R \cdot Exp}\right)^2 + \Delta N_T^2 \cdot \left(\frac{A_n}{N_T^2 \cdot R \cdot Exp}\right)^2 + \Delta R^2 \cdot \left(\frac{A_n}{N_T \cdot R^2 \cdot Exp}\right)^2 + \Delta Exp^2 \cdot \left(\frac{A_n}{N_T \cdot R \cdot Exp^2}\right)^2}, \quad (33)$$

gdzie:

$$R = \langle \varphi(E) \cdot \sigma(E) \rangle,$$

$$Exp = \sum_i B_i \cdot (1 - \exp(-\lambda \cdot t_{A_i})) \cdot \exp(-\lambda \cdot t_{C_i}).$$

Niepewność oszacowania radioaktywności ΔA_n dla każdego z radionuklidów została wyznaczona przez autorkę za pomocą oprogramowania Gamma Acquisition & Analysis, dostarczonego przez firmę Canberra. Szczegóły dotyczące metody wyznaczania niepewności radioaktywności, która jest stosowana w oprogramowaniu Canberra, można znaleźć w referencji [48]. Obliczona niepewność oznaczenia radioaktywności dla każdego z radionuklidów wynosiła ok. 8,7%. W skład omawianej niepewności wchodzi również niepewność pochodząca od współczynników korekcyjnych wspomnianych w podrozdziale 7.6.

Niepewność określenia ilości jąder w tarczy ΔN_T była bezpośrednio związana z precyzją pomiaru masy próbki. Wartość tej niepewności dla próbki Al wynosiła 0,39%. W przypadku próbki Fe niepewność ta wynosiła 0,12%. Natomiast niepewność określenia ilości jąder w próbce Nb wynosiła 0,06%.

Niepewność oznaczenia szybkości reakcji ΔR , obliczona w oparciu o kod MCNP, była mniejsza niż 0,1% dla każdej z rozważanych reakcji jądrowych.

Niepewność ΔExp związana z sumą elementów wymienionych w równaniu (32), została oszacowana w przypadku ^{27}Mg na 1,51% oraz 1,16% dla pozostałych radionuklidów. Wyższa wartość omawianej niepewności dla radionuklidu ^{27}Mg była związana z jego krótkim czasem połowicznego rozpadu – wynoszącym 9,46 min.

Niepewność oznaczenia wydajności emisji neutronów, którą obliczono na podstawie pomiaru radioaktywności radionuklidu ^{27}Mg , wynosiła ok. 8,2%. Wydajność emisji generatora neutronów, którą obliczono na podstawie pomiarów radioaktywności ^{24}Na , została wyznaczona z niepewnością mieszczącą się w granicach 8,1 - 8,2%. Wydajność emisji generatora neutronów, którą wyznaczono na podstawie radioaktywności ^{56}Mn , została określona z niepewnością w granicach 7,9 - 8,2%. Natomiast omawiana niepewność wydajności,

określonej na podstawie pomiarów radioaktywności ^{92m}Nb , mieściła się w przedziale 8,7 - 8,8%. Rozpatrując średnie wydajności emisji obu generatorów neutronów autorka obliczyła odchylenie standardowe, które jednocześnie było miarą rozbieżności wyników wydajności emisji neutronów obliczonych na podstawie pomiarów aktywności poszczególnych radionuklidów. W przypadku pierwszego generatora neutronów - odchylenie standardowe było mniejsze od 6,1% dla wszystkich dni, obu kampanii eksperymentalnych. Wartości odchylenia standardowego przekraczające 5% zanotowano tylko podczas dwóch pierwszych oraz ostatniego dnia, pierwszej kampanii eksperymentalnej. W przypadku drugiego generatora neutronów - odchylenie standardowe średniej wydajności emisji neutronów przekraczające 5%, zanotowano jedynie w drugim dniu, drugiej kampanii eksperymentalnej. W pozostałych przypadkach było ono mniejsze od tej wartości.

7.10. Analiza wyników

Generator neutronów o energii 14 MeV, który został wybrany jako źródło do kalibracji „*in-vessel*” aparatury zainstalowanej wokół komory tokamaka JET i służącej do pomiarów emisji neutronów, został scharakteryzowany zarówno pod względem wydajności emisji, jak i jej anizotropii. Jako monitory emisji neutronów z omawianego generatora zastosowano próbki aktywacyjne, wykonane z Al, Fe oraz Nb. Radioaktywność ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn oraz ^{92m}Nb , wynikająca z oddziaływania neutronów z jądrami tarcz aktywacyjnych, została zmierzona metodą spektrometrii promieniowania gamma z niepewnością nieprzekraczającą 9%. Pomiaru wykonywano według ściśle określonej sekwencji pomiarowej, uwzględniającej parametry jądrowe otrzymywanych radionuklidów.

Wydajność emisji generatora neutronów została wyznaczona przez autorkę z niepewnością mieszczącą się w granicach 7,9 - 8,8%. W przypadku pierwszego generatora odchylenie standardowe średniej wydajności emisji neutronów było większe od 5% w pierwszym, drugim i ostatnim dniu, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej. W przypadku drugiego generatora neutronów niepewność wydajności emisji neutronów przekraczającą 5%, zanotowano jedynie w drugim dniu, drugiej kampanii charakteryzacyjnej. Wiadomo, że wahania wydajności emisji generatorów neutronów są immamentną cechą urządzeń tego typu i dlatego muszą być ciągle monitorowane przy użyciu odpowiednich detektorów podczas pomiarów kalibracyjnych.

Wydajności emisji obu generatorów neutronów, wyznaczone za pomocą metody aktywacyjnej, zostały następnie porównane z wartościami wyznaczonymi na podstawie pomiarów przy użyciu detektora diamentowego. W przypadku pierwszego generatora neutronów maksymalna rozbieżność pomiędzy wartościami wydajności emisji neutronów, wyznaczonymi za pomocą dwóch wymienionych metod, była mniejsza od 5,8%. W przypadku drugiego generatora neutronów rozbieżność ta była mniejsza od 4%.

W celu porównania dwóch metod wyznaczania wydajności emisji neutronów, autorka przeprowadziła symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II i widma neutronów w funkcji energii obliczonego przy użyciu kodu MCNP. Wyniki tych symulacji zostały porównane z wartościami wydajności emisji generatorów neutronów, które wyznaczono metodą eksperymentalną. Maksymalne rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności emisji

neutronów wyznaczonymi na podstawie pomiaru radioaktywności ^{92m}Nb i wyznaczonymi numerycznie - były mniejsze od 1% dla obu generatorów neutronów, i wszystkich dni, obu kampanii charakterystycznych. Natomiast rozbieżności średnich wartości wydajności emisji neutronów, które wyznaczono dwiema metodami, były mniejsze od 3% dla obu generatorów. Symulacje numeryczne pozwoliły stwierdzić, że obie metody wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów są jednakowo dobre i mogą być stosowane zamiennie.

Rozdział 8

Kalibracja aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET przy wykorzystaniu generatora neutronów o energii 14 MeV

Kalibracja „*in-vessel*” urządzeń do diagnostyki neutronów, które były zainstalowane wokół tokamaka JET, trwała od 28 stycznia do 8 lutego 2017 roku. Jako źródło kalibracyjne wykorzystano drugi generator neutronów, scharakteryzowany pod względem wydajności emisji neutronów i jej anizotropii podczas kampanii charakteryzacyjnej zrealizowanej w NPL. Z dwóch zbadanych generatorów wybrano drugi, ponieważ jego dotychczasowa wydajność emisji była bardziej stabilna. Generator oznaczony dotychczas numerem jeden pozostał do dyspozycji jako rezerwowowy.

Przed rozpoczęciem kampanii kalibracyjnej wybrany generator neutronów wraz z układem zasilania, detektory neutronów (monitorujące emisję generatora) i system laserowy, który służył do precyzyjnego określania położenia generatora neutronów, zainstalowano wewnątrz komory tokamaka JET. W tym celu zastosowano specjalny system zdalnego sterowania, który składał się z wysięgników i robota MASCOT. Proces umieszczania generatora wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET przedstawiono na Rysunkach 71 i 72.



Rys. 71. Widok generatora neutronów umieszczanego wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET.



Rys. 72. System zdalnego sterowania, który umożliwił umieszczenie generatora neutronów wraz z monitorami neutronów w ściśle określonym położeniu wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET w sposób powtarzalny.

W ciągu całej kampanii kalibracyjnej przeprowadzono 227 napromieniowań próbek, z których każde trwało 20 minut. Ustalony na początku plan pomiarów kalibracyjnych został całkowicie zrealizowany.

8.1. Opis procedur kalibracyjnych

8.1.1. Kalibracja systemu komór rozszczepieniowych - KN1

Podobnie jak podczas poprzedniej kalibracji urządzeń do diagnostyki neutronów, przeprowadzonej w 2013 roku, w czasie opisywanych badań wykalibrowane zostały komory rozszczepieniowe zawierające ^{235}U . Komora rozszczepieniowa zawierająca ^{238}U , stosowana do pomiaru dużych strumieni neutronów, miała znacznie niższą wydajność (około 1000 krotnie) niż komora rozszczepieniowa zawierająca ^{235}U . W związku z tym, jej kalibracja z zastosowaniem komercyjnie dostępnych źródeł neutronowych była praktycznie niemożliwa. W celu kalibracji komór rozszczepieniowych, będących częścią układu KN1, generator neutronów umieszczany był w 73 różnych położeniach toroidalnych i poloidalnych wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET. W celu zasymulowania źródła neutronów, jakie w czasie wyładowań stanowi plazma, generator przemieszczany był wzdłuż okręgu odpowiadającego toroidalnej osi plazmy ($R=300\text{ cm}$, $Z=30\text{ cm}$). Należy dodać, że wybrane położenia generatora były takie same, jak podczas kalibracji przeprowadzonej w 2013 roku. Po każdej emisji neutronów z generatora dokonywano odczytu wskazań komór rozszczepieniowych. W celu zbadania wpływu pozycjonowania generatora neutronów na niepewność wskazań komór rozszczepieniowych, ekspozycje zostały powtórzone

dla wspomnianych położeń generatora wewnątrz komory próżniowej tokamaka. Przeprowadzono również 3 skany radialne i wertykalne. Podczas każdego z nich generator neutronów umieszczany był w 9 położeniach wewnątrz komory tokamaka. Wpływ obecności robota MASCOT na wskazania komór rozszczepieniowych zbadano umieszczając generator w położeniach nr 1, 2, 39 i 40, które były zlokalizowane w Oktancie 1 [67-69]. Rozmieszczenie komór rozszczepieniowych względem torusa tokamaka JET przedstawia Rysunek 3, który zaprezentowano w podrozdziale 2.1.1. Natomiast położenia generatora neutronów wewnątrz komory próżniowej, które były identyczne jak podczas kalibracji przeprowadzonej w 2013 roku, przedstawiono na Rysunku 16, w Rozdziale 3.

8.1.2. Kalibracja systemu aktywacyjnego - KN2

W celu kalibracji systemu aktywacyjnego KN2, przeprowadzono dziewięć napromieniowań próbek aktywacyjnych. Próbki wykonane z Al, Fe i Nb, po ich umieszczeniu w kapsule aktywacyjnej, napromieniowywane były w wewnętrznym zakończeniu poczty pneumatycznej KN2 3U zlokalizowanym w Oktancie 3 (patrz Rysunek 3). Trzy napromieniowania wykonano za pomocą generatora neutronów umieszczonego 30 cm poniżej zakończenia poczty pneumatycznej. Kolejne trzy napromieniowania zostały wykonane za pomocą generatora neutronów umieszczonego w odległości 45 cm od zakończenia poczty pneumatycznej. Wykonano również trzy napromieniowania w odległości równej 60 cm. Czas napromieniowania próbek aktywacyjnych zmieniano w granicach od 3 do 4,5 godziny. Po zakończeniu napromieniowania kapsuła zawierająca próbki aktywacyjne była transportowana do laboratorium metrologicznego. Następnie dokonywano pomiaru radioaktywności ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ za pomocą różnych detektorów półprzewodnikowych. Pierwszy z nich, wyprodukowany przez firmę ORTEC, służył do pomiaru widma promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek Nb. Detektor ten charakteryzował się wydajnością względną 175% oraz rozdzielczością energetyczną równą 2,1 keV. Próbki Al mierzone były za pomocą detektora półprzewodnikowego firmy Canberra, który charakteryzował się wydajnością względną rzędu 20% i rozdzielczością energetyczną równą 1,8 keV [69]. Zastosowanie dwóch detektorów HPGe pozwoliło na jednoczesny pomiar radioaktywności próbek Al oraz Nb. Dzięki temu, czas pomiaru promieniowania gamma emitowanego przez każdą z próbek mógł być znacząco dłuższy. Miało to wpływ na zmniejszenie niepewności wyznaczenia radioaktywności nuklidów ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$, a w konsekwencji na zmniejszenie niepewności wyznaczenia współczynników aktywacyjnych dla Al i Nb.

8.1.3. Monitorowanie emisji neutronów z generatora

Próbki aktywacyjne, służące do monitorowania emisji neutronów z generatora, były umieszczane w uchwycie przymocowanym do generatora neutronów. Ilość oraz rozmieszczenie próbek aktywacyjnych w uchwycie było identyczne jak podczas kampanii charakterystycznej generatora neutronów przeprowadzonej uprzednio w NPL. Po zakończeniu każdego dnia kampanii kalibracyjnej w układzie JET próbki Al, Fe oraz Nb były wyjmowane

z uchwytu, a w ich miejsce umieszczano kolejne zestawy próbek. Należy dodać, że próbek aktywacyjnych nie wyjęto po pierwszym i trzecim dniu kampanii kalibracyjnej z powodu pojawienia się problemów technicznych, związanych z systemem zdalnego sterowania [70]. Harmonogram napromieniowania poszczególnych zestawów próbek aktywacyjnych, stosowanych podczas kalibracji „*in-vessel*” systemów KN1 i KN2, przedstawiono w Tabeli 21.

Tabela 21. Harmonogram napromieniowania poszczególnych zestawów próbek aktywacyjnych.

Nr zestawu	Data aktywacji	Ilość napromieniowań
1	28.01 i 30.01 (Dzień 1 i 2)	32
2	31.01 i 01.02 (Dzień 3 i 4)	52
3	02.02 (Dzień 5)	27
4	03.02 (Dzień 6)	23
5	04.02 (Dzień 7)	35
6	06.02 (Dzień 8)	31

Napromieniowane próbki Al, Fe oraz Nb, po ich wyjęciu z komory próżniowej, transportowano najpierw do laboratorium Fizyki Medycznej, gdzie sprawdzano stopień zanieczyszczenia berylem lub trytem. Następnie próbki te transportowano do laboratorium metrologicznego, gdzie za pomocą detektora półprzewodnikowego autorka wykonywała pomiary promieniowania gamma emitowanego z radionuklidów ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$. W tym celu stosowano detektor półprzewodnikowy, który został wypożyczony z laboratorium ADRIANA (ang.: Advanced Digital Radiometric Instrumentation for Applied Nuclear Activities) zlokalizowanym w CCFE. Względna wydajność tego detektora wynosiła 38%, a jego rozdzielczość energetyczna dla kwantów gamma o energii 1,33 MeV wynosiła 1,7 keV. Omawiany detektor nie posiadał charakterystyki numerycznej pozwalającej na wyznaczenie wydajności rejestracji fotonów bez użycia źródła kalibracyjnego. W rezultacie, w celu wyznaczenia wydajności rejestracji fotonów, konieczne było przeprowadzenie pomiarów spektrometrycznych z użyciem punktowego źródła kalibracyjnego oraz wykonanie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu MCNP. Zmiana typu detektora została podyktowana wymogami postawionymi przez operatora tokamaka JET. Jednym z nich było wykonanie pomiarów w czasie kalibracji jak również w trakcie kampanii D-T za pomocą tego samego detektora promieniowania gamma. Detektor półprzewodnikowy wraz z osłoną ołowianą oraz pozostałymi elementami układu pomiarowego przedstawiono na Rysunku 73.

W pierwszej kolejności autorka mierzyła widmo promieniowania gamma, emitowane przez produkty reakcji $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$. Pomiar trwał 40 minut. Następnie mierzono widmo promieniowania gamma emitowane przez ^{24}Na . W tym przypadku czas pomiaru wynosił 12 godzin. W ostatniej kolejności badane było widmo promieniowania gamma emitowane przez $^{92\text{m}}\text{Nb}$, którego pomiar rozpoczynał się po zakończeniu rejestracji widma ^{24}Na ,

a kończył - w momencie otrzymania następnego kolejnego zestawu próbek aktywacyjnych. Wszystkie pomiary przeprowadzono w konfiguracji rozety.

Kalibracja wydajnościowa dla każdego rodzaju próbek aktywacyjnych została wykonana z użyciem kodu MCNP przez zespół naukowców z CCFE. Pomiary weryfikacyjne przeprowadzono przy użyciu punktowego źródła kalibracyjnego promieniowania gamma. Na tej podstawie, oszacowano współczynniki pochłaniania każdego z zastosowanych materiałów. Wynikiem obliczeń MCNP i pomiarów spektrometrycznych promieniowania gamma było wyznaczenie wartości wydajności rejestracji kwantów gamma emitowanych z powstałych radionuklidów, tj. ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$.



Rys. 73. Widok układu z detektorem półprzewodnikowym produkcji ORTEC, umieszczonym w osłonie ołowianej, który używano do pomiarów radioaktywności próbek podczas kampanii kalibracyjnej.

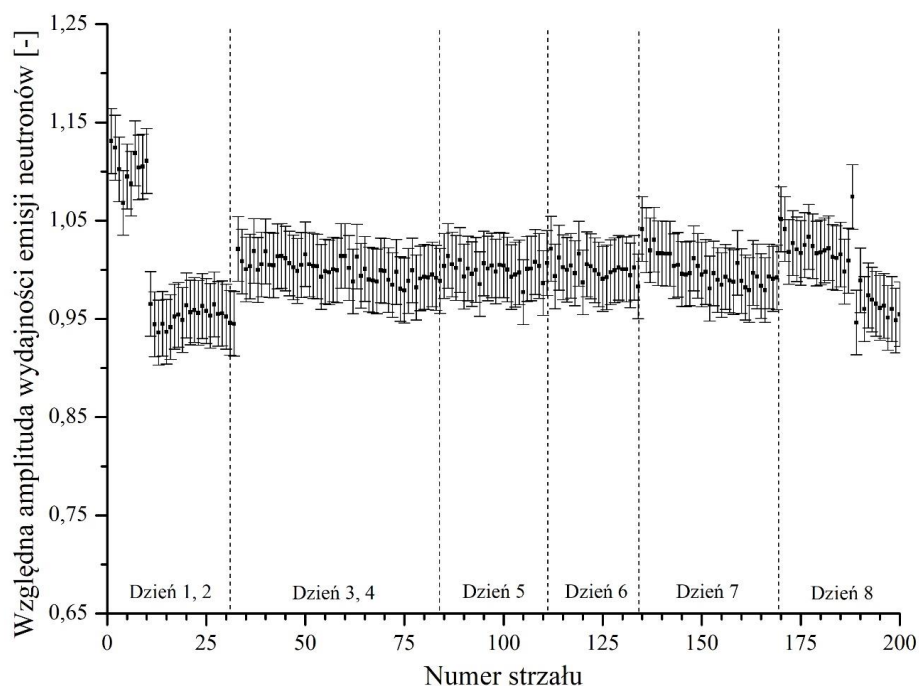
Radioaktywność każdego z produktów powstałych w próbkach aktywacyjnych autorka wyznaczyła korzystając z równania (26) podanego w Rozdziale 5. Natomiast wydajność emisji generatora neutronów wyznaczono z zastosowaniem opracowanego przez autorkę narzędzia numerycznego, które używano już podczas kampanii pomiarowych przeprowadzonych w NPL. W celu wyznaczenia wydajności emisji generatora neutronów, w oprogramowaniu autorka zdefiniowała radioaktywność każdego z produktów powstałych w próbkach aktywacyjnych, całkowity czas napromieniowania próbek, masę każdej próbki aktywacyjnej, szybkość reakcji zachodzących w próbkach obliczoną za pomocą kodu MCNP dla warunków kalibracji „*in-vessel*” diagnostyk neutronowych tokamaka JET, względną amplitudę wydajności emisji neutronów dla każdego z napromieniowań oraz czas trwania każdego z napromieniowań i długość przerw pomiędzy nimi.

Do celów symulacji numerycznych model geometryczny MCNP tokamaka JET został uzupełniony o model generatora neutronów, monitorów neutronów oraz układów zasilania.

Obliczenia numeryczne transportu neutronów w ośrodku materialnym z zastosowaniem kodu MCNP zostały przeprowadzone w celu wyznaczenia szybkości reakcji jądrowych $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ przy uwzględnieniu położenia próbek aktywacyjnych w uchwycie przymocowanym do generatora. Wartości szybkości reakcji jądrowych dla próbek aktywacyjnych oraz warunków panujących podczas kalibracji „*in-vessel*” systemów KN1 i KN2 były mniejsze o ok. 0,1 - 0,2% od szybkości reakcji jądrowych wyznaczonych w czasie kampanii charakterystycznych generatora neutronów. Różnice związane były z pojawieniem się frakcji neutronów rozproszonych przez różne elementy znajdujące się wewnątrz i w pobliżu toroidalnej komory tokamaka.

8.2. Wyniki pomiarów

Względne amplitudy wydajności emisji neutronów, będące stosunkiem całkowitej ilości zliczeń zarejestrowanych przez detektor diamentowy w trakcie danego napromieniowania oraz średniej wartości całkowitej ilości zliczeń obliczonej dla serii napromieniowań przeprowadzonych dla danego zestawu próbek aktywacyjnych, były mierzone za pomocą detektorów diamentowych przez włoskich naukowców. Jej wartości, które określono dla każdego z wyładowań podczas kampanii kalibracyjnej, zostały przedstawione na Rysunku 74.



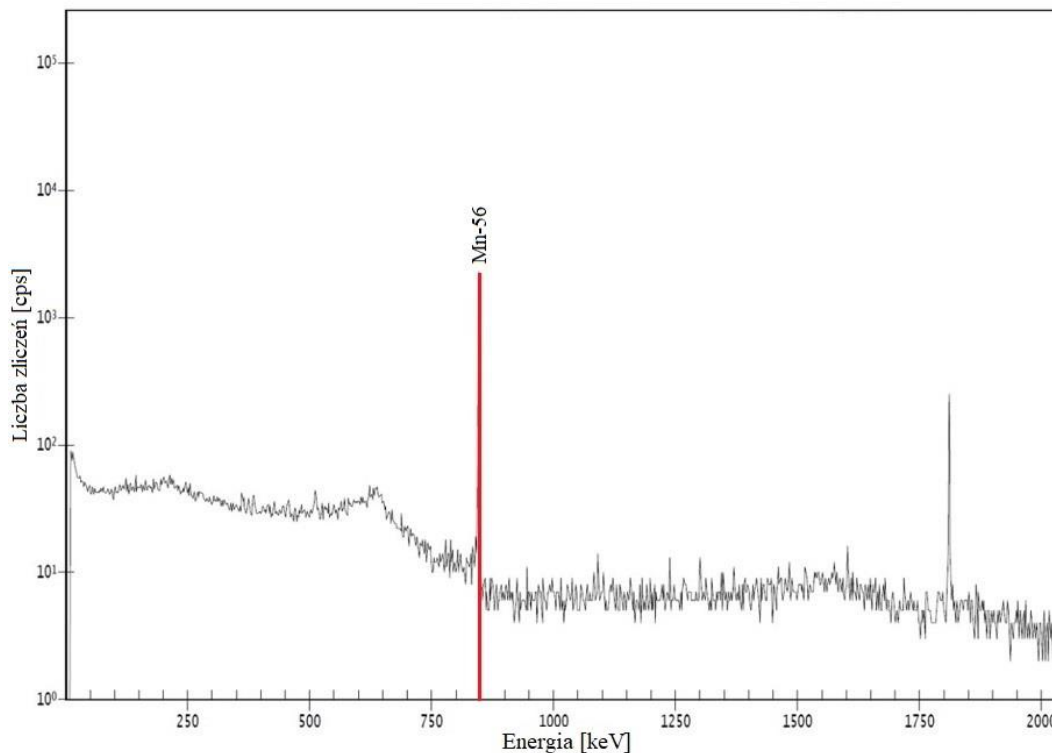
Rys. 74. Zmiany wydajności emisji neutronów z generatora podczas kampanii kalibracyjnej [69].

Wartości podane na Rysunku 74 zostały przez autorkę użyte do wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów.

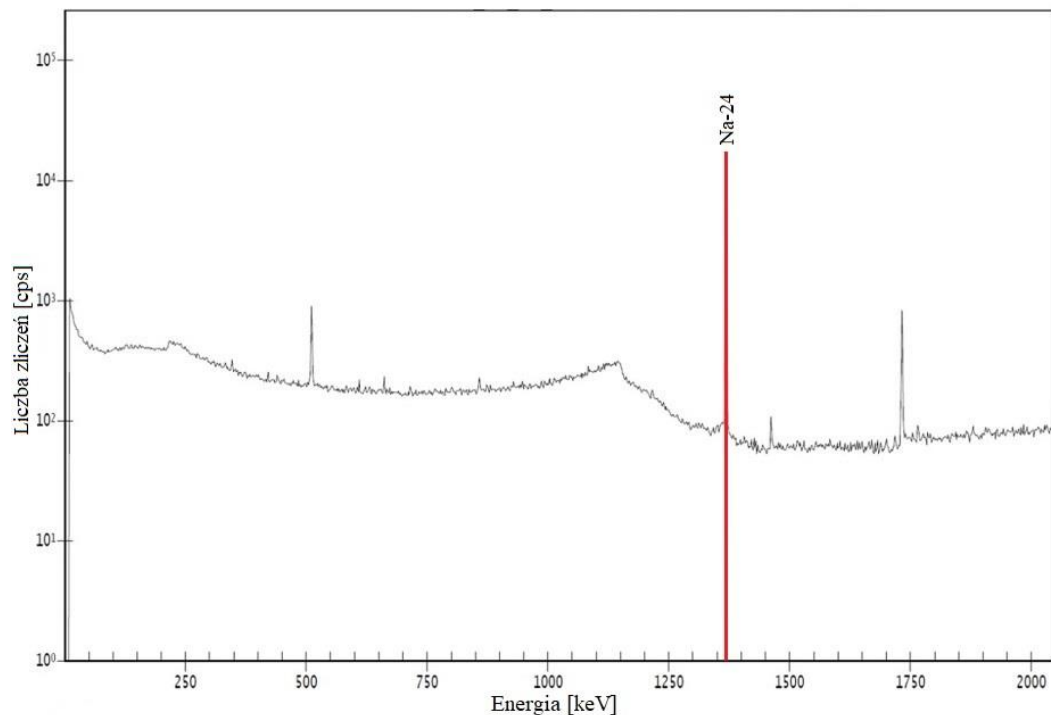
Przykładowe widmo spektrometryczne promieniowania gamma zarejestrowane przez autorkę, emitowane z napromieniowanej próbki żelaza, zostało przedstawione na Rysunku 75. Kolorem czerwonym zaznaczono pik całkowitego pochłaniania energii odpowiadający energii najintensywniej emitowanych przez radionuklid ^{56}Mn kwantów gamma. Niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma emitowanych z jąder ^{56}Mn mieściła się w granicach 0,39 - 0,60%.

Dla porównania widmo promieniowania gamma, emitowane z próbek aluminium, napromieniowanych podczas pierwszego oraz drugiego dnia kampanii kalibracyjnej, przedstawiono na Rysunku 76. W przypadku radionuklidu ^{24}Na , niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii mieściła się w granicach 0,17 - 0,21%.

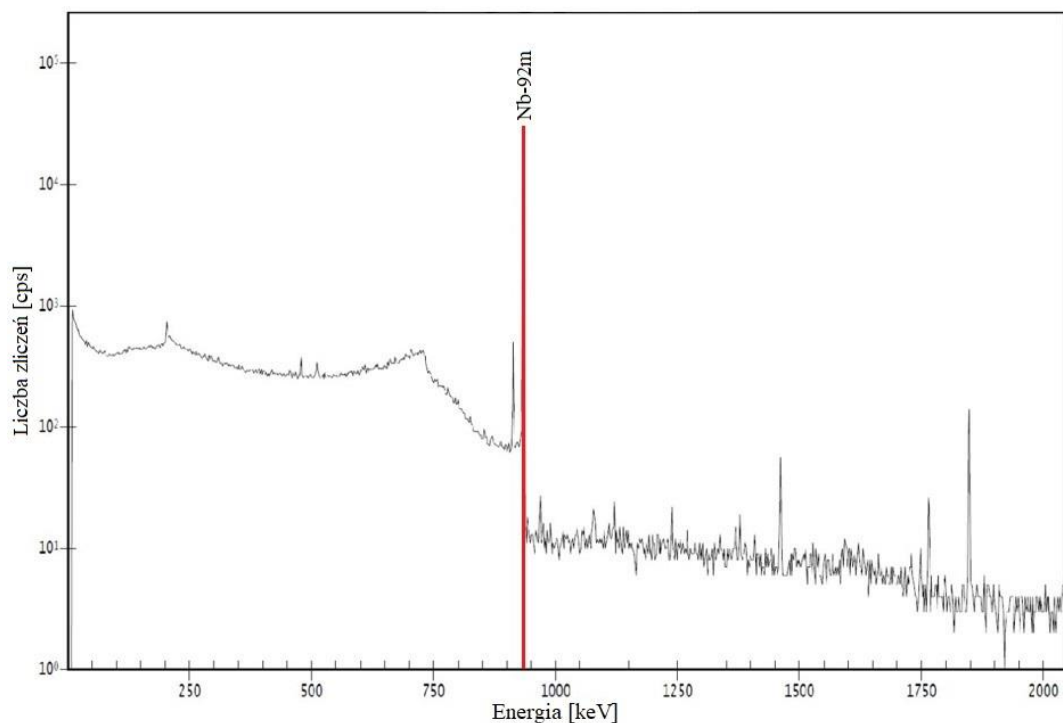
Widmo promieniowania gamma, emitowane z próbek niobu, które autorka zarejestrowała detektorem półprzewodnikowym, zostało przedstawione na Rysunku 77. Niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii dla radionuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ mieściła się w granicach 0,10 - 0,21%.



Rys. 75. Widmo spektrometryczne promieniowania gamma emitowane z próbek żelaza, napromieniowanych podczas pierwszych dwóch dni kampanii kalibracyjnej. Widmo zostało zarejestrowane przez detektor HPGe wyprodukowany przez firmę ORTEC (wypożyczony z laboratorium ADRIANA).



Rys. 76. Widmo spektrometryczne promieniowania gamma emitowane z próbek aluminium, napromieniowanych podczas pierwszych dwóch dni kampanii kalibracyjnej. Widmo zostało zarejestrowane przez detektor HPGe wyprodukowany przez firmę ORTEC (wypożyczony z laboratorium ADRIANA).



Rys. 77. Widmo spektrometryczne promieniowania gamma emitowane z próbek niobu, napromieniowanych podczas pierwszych dwóch dni kampanii kalibracyjnej. Widmo zostało zarejestrowane przez detektor HPGe wyprodukowany przez firmę ORTEC (wypożyczony z laboratorium ADRIANA).

Kalibracja wydajnościowa detektora dla wszystkich rodzajów próbek aktywacyjnych została wykonana przez zespół naukowców z CCFE. W tym celu przeprowadzono symulacje numeryczne z wykorzystaniem kodu MCNP oraz wykonano pomiary spektrometryczne z zastosowaniem punktowego źródła kalibracyjnego emitującego promieniowanie gamma. Obliczona wartość wydajności rejestracji fotonów o energii 1368,6 keV, emitowanych z napromieniowanych próbek aluminium, ułożonych w konfiguracji rozety, wynosiła 0,01909. Kwanty gamma o energii 846,8 keV, emitowane z napromieniowanych próbek żelaza, były rejestrowane z wydajnością 0,02949. Wydajność rejestracji fotonów o energii 934,4 keV, emitowanych z napromieniowanych próbek niobu, wynosiła 0,02509. Wymienione wydajności rejestracji fotonów o podanych wyżej energiach zawierały już poprawki związane ze zjawiskiem pochłaniania promieniowania gamma w badanych próbkach. Niepewność wyznaczenia wydajności rejestracji fotonów w przypadku niobu wynosiła 5%, a w przypadku aluminium i żelaza niepewność ta wynosiła 7%.

Aktywność radionuklidów ^{56}Mn , ^{24}Na , $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w każdym dniu kampanii kalibracyjnej została wyznaczona przez autorkę przy wykorzystaniu Równania (26), podanego w Rozdziale 5. Wartości aktywności i aktywności właściwej wymienionych wyżej radionuklidów, które określono dla każdego dnia kampanii kalibracyjnej, podane zostały w Tabelach 22-24.

Tabela 22. Wyznaczona spektrometrycznie radioaktywność ^{56}Mn w próbkach żelaza aktywowanych w kolejnych dniach kampanii kalibracyjnej.

^{56}Mn			
Dzień kampanii kalibracyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
1 i 2	1191,6	147,4	6,7
3 i 4	1260,1	153,4	6,7
5	1251,9	152,5	6,7
6	1289,0	158,9	6,7
7	1618,6	194,4	6,7
8	1358,7	168,0	6,7

Tabela 23. Wyznaczona spektrometrycznie radioaktywność ^{24}Na w próbkach aluminium aktywowanych w kolejnych dniach kampanii kalibracyjnej.

^{24}Na			
Dzień kampanii kalibracyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
1 i 2	462,1	156,7	6,8
3 i 4	632,0	214,6	6,8

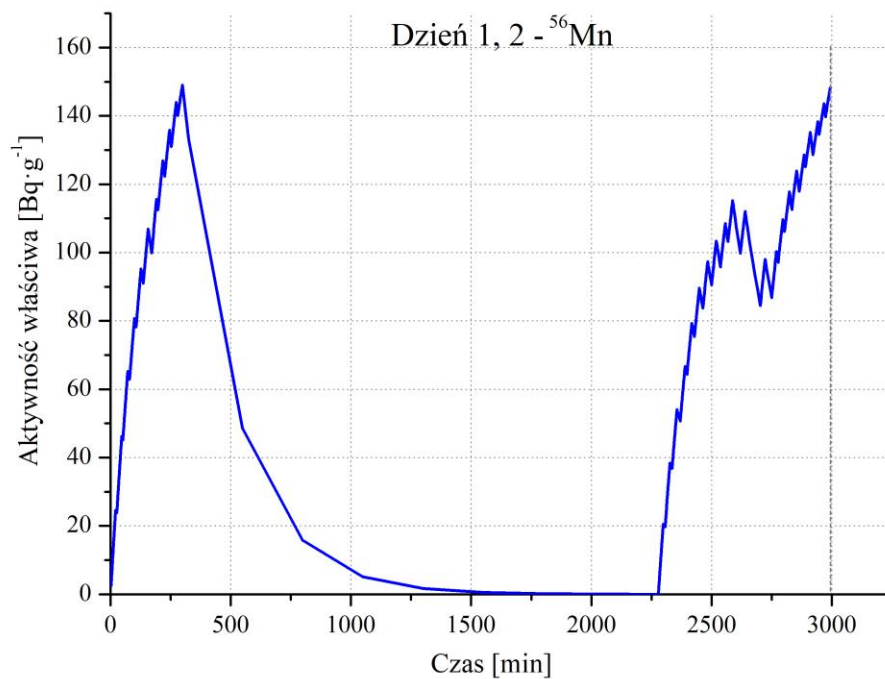
5	505,2	172,3	6,8
6	468,0	158,8	6,8
7	652,9	221,6	6,8
8	547,6	186,4	6,8

Tabela 24. Wyznaczona spektrometrycznie radioaktywność ^{92m}Nb w próbkach niobu aktywowanych w kolejnych dniach kampanii kalibracyjnej.

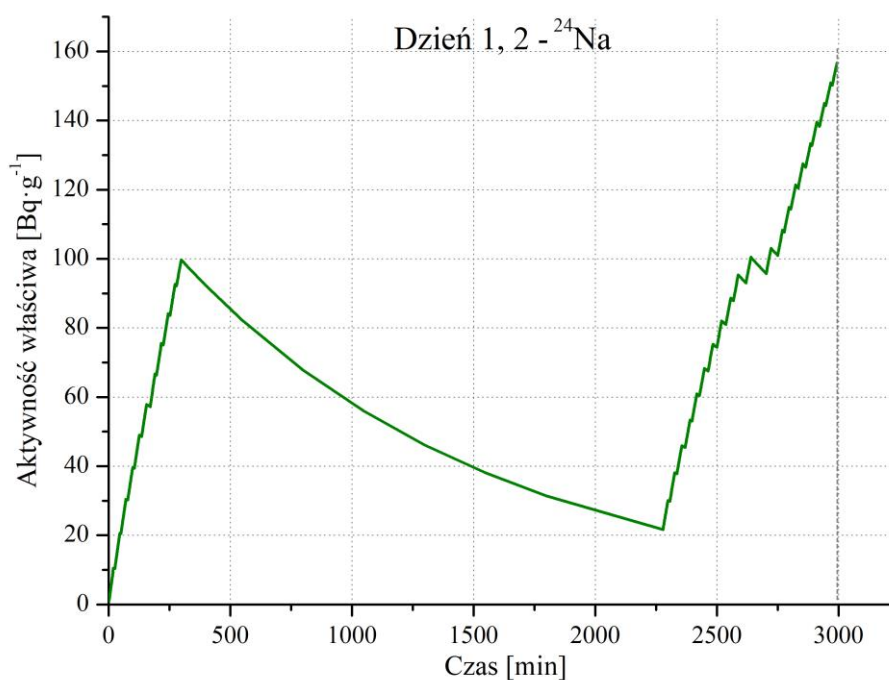
^{92m}Nb			
Dzień kampanii kalibracyjnej	Aktywność [Bq]	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
1 i 2	328,9	20,7	4,5
3 i 4	496,6	31,5	4,5
5	265,3	16,8	4,5
6	231,5	14,6	4,5
7	342,7	21,7	4,5
8	281,1	17,8	4,5

W trakcie kampanii kalibracyjnej radioaktywność właściwa nuklidów ^{56}Mn , zmierzona i oszacowana na moment zakończenia procesu napromieniowania, zmieniała się w granicach 147,4 - 194,4 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$, a niepewność określenia tej radioaktywności wynosiła 6,7%. Radioaktywność właściwa nuklidów ^{24}Na , które powstawały w wyniku reakcji neutronów z próbką wykonaną z aluminium, mieściła się w przedziale od 156,7 do 221,6 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ i została wyznaczona z niepewnością wynoszącą 6,8%. Natomiast, radioaktywność właściwa nuklidów ^{92m}Nb , wytwarzanych w napromieniowanych próbkach niobu, mieściła się w granicach 16,8 - 21,7 $\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$, a niepewność jej wyznaczenia została oszacowana na 4,5%.

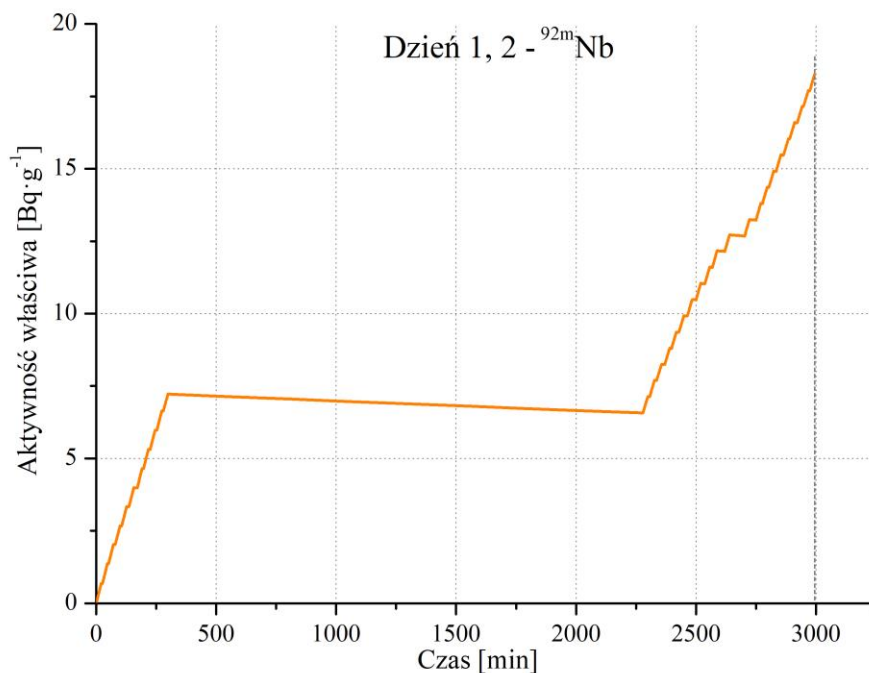
Zmiany radioaktywności właściwej produktów powstałych w próbkach Al, Fe oraz Nb w trakcie napromieniowania trwającego przez pierwsze dwa dni kalibracji „*in-vessel*” urządzeń do diagnostyki neutronów, zainstalowanych wokół komory tokamaka JET, przedstawiono na Rysunkach 78-80. Wyniki, które uzyskano w czasie pozostałych dni kampanii kalibracyjnej zostały zamieszczone w Dodatku 4.



Rys. 78. Zmiany radioaktywności właściwej nuklidów ^{56}Mn w ciągu pierwszych dwóch dni kalibracji „*in-vessel*” urządzeń do diagnostyki neutronów w tokamaku JET.



Rys. 79. Zmiany radioaktywności właściwej nuklidów ^{24}Na w ciągu pierwszych dwóch dni kalibracji „*in-vessel*” urządzeń do diagnostyki neutronów w tokamaku JET.



Rys. 80. Zmiany radioaktywności właściwej nuklidów ^{92m}Nb w ciągu pierwszych dwóch dni kalibracji „*in-vessel*” urządzeń do diagnostyki neutronów w tokamaku JET.

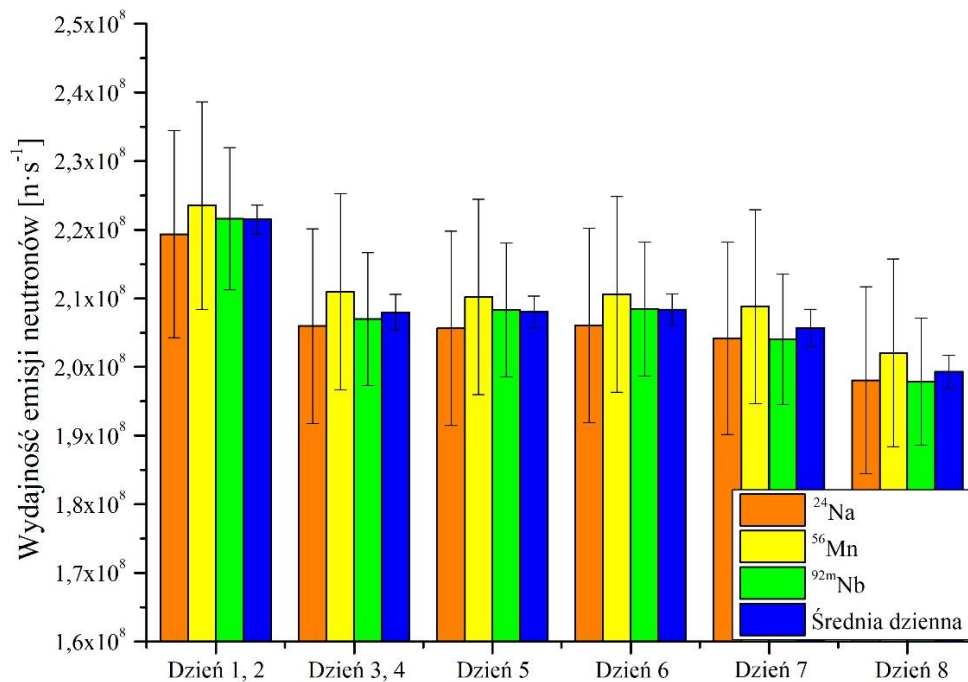
Przedstawione wyżej dane zostały uzyskane przy wykorzystaniu omówionego wcześniej narzędzia numerycznego, z uwzględnieniem warunków eksperymentalnych panujących podczas kampanii kalibracyjnej. Radioaktywność każdego z produktów badanych reakcji jądrowych wyznaczona została przez autorkę dla momentów zakończenia procesów napromieniowania i bazowała na wyniku pomiarów spektrometrycznych. Na wykresach przedstawionych na Rysunkach 78 i 79 zaobserwowano znaczne spadki radioaktywności nuklidów ^{56}Mn i ^{24}Na . Były one spowodowane stosunkowo krótkimi czasami połowicznego rozpadu obu radionuklidów w porównaniu z czasem chłodzenia próbek pomiędzy kolejnymi seriami napromieniowań trwającą ok. półtora dnia. Spadek radioaktywności nuklidu ^{92m}Nb , otrzymywanego w wyniku napromieniowania próbek niobu, był znacznie mniejszy ze względu na relatywnie długi czas połowicznego rozpadu.

Warto również zwrócić uwagę na fakt, że radioaktywności próbek zmierzone w trakcie charakteryzacji 14-MeV generatora neutronów były niższe niż podczas kalibracji „*in-vessel*” diagnostyk neutronowych na tokamaku JET. Różnica ta wynikała z całkowitego czasu napromieniowania próbek w strumieniu neutronów. W trakcie charakteryzacji generatora neutronów, każdy z zestawów próbek napromieniowany był przez około 300 minut. W przypadku kalibracji „*in-vessel*” czas ten był znacznie dłuższy i przykładowo dla drugiego zestawu próbek wynosił 1040 minut.

8.3. Oszacowanie wydajności emisji generatora neutronów

Wydajność emisji generatora neutronów dla całej kampanii kalibracyjnej została wyznaczona przez autorkę przy wykorzystaniu zaprojektowanego oprogramowania

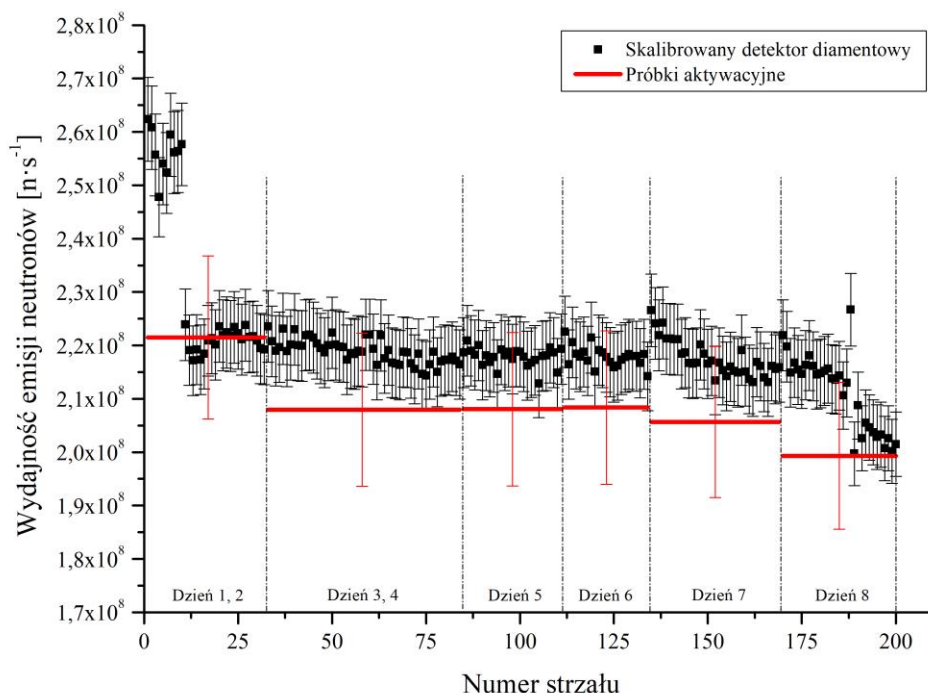
numerycznego, które uwzględniało rzeczywiste zmiany aktywności w czasie kolejnych napromieniowań i przerw, jak opisano w równaniu (32). Zmiany wydajności emisji neutronów, obliczone na podstawie radioaktywności produktów wykorzystanych reakcji jądrowych, zostały przedstawione na Rysunku 81.



Rys. 81. Zmiany wydajności emisji generatora neutronów w trakcie trwania kampanii kalibracyjnej na tokamaku JET.

Wydajność emisji generatora neutronów, obliczona na podstawie zmierzonej radioaktywności nuklidów ^{56}Mn , została wyznaczona z niepewnością rzędu 6,8%. W przypadku nuklidów ^{24}Na niepewność wyznaczenia wydajności emisji neutronów była porównywalna i wynosiła 6,9%. Natomiast w przypadku $^{92\text{m}}\text{Nb}$, wydajność emisji neutronów została wyznaczona z niepewnością ok. 4,7%. Średnia wartość wydajności emisji generatora neutronów wynosiła $2,08 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$, za wyjątkiem pierwszego, drugiego i ostatniego dnia kampanii kalibracyjnej. Było to wynikiem stochastycznych fluktuacji strumienia neutronów wytwarzanych podczas pracy tego urządzenia. Zmierzona wartość wydajności emisji generatora neutronów była wyższa o ok. 6% w czasie pierwszego i drugiego dnia kampanii kalibracyjnej. Natomiast w ostatnim dniu kampanii kalibracyjnej wydajność generatora neutronów była niższa o ok. 5%. Warto zwrócić uwagę na fakt, że wartość odchylenia standardowego, które było miarą rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności emisji neutronów obliczonymi dla każdego z wykorzystywanych radionuklidów, wynosiła ok. 1%. Oznacza to, że osiągnięto lepszą zgodność pomiędzy mierzonymi wartościami emisji neutronów, niż w czasie kampanii charakterystycznej generatora neutronów przeprowadzonej w NPL.

Wartości wydajności emisji generatora neutronów, obliczone na podstawie pomiarów aktywacyjnych, zostały następnie porównane z wartościami wyznaczonymi na podstawie pomiarów przeprowadzonych z użyciem detektora diamentowego. Wyniki tych porównań zostały przedstawione na Rysunku 82.



Rys. 82. Porównanie wartości wydajności emisji generatora neutronów wyznaczonej dwiema metodami [68-69].

Rozbieżność pomiędzy wydajnością emisji neutronów wyznaczoną na podstawie pomiarów aktywacyjnych oraz wartością wyznaczoną w oparciu o pomiary z użyciem detektora diamentowego wynosiła ok. 3%.

8.4. Wydajność emisji neutronów wyznaczona metodą numeryczną (FISPACT-II)

Wartości wydajności emisji generatora neutronów, które zostały wyznaczone na podstawie pomiarów aktywacyjnych, zostały porównane z wartościami wyznaczonymi za pomocą symulacji numerycznych, przeprowadzonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. W tym celu autorka przygotowała odpowiednie pliki wejściowe, które opisywały rzeczywiste warunki pracy generatora, tj. wartość wydajności emisji neutronów, czasy napromieniowania oraz czasy chłodzenia generatora. Podobnie jak w przypadku symulacji numerycznych przeprowadzonych dla kampanii charakterystycznych generatora neutronów, założono wartość wydajności emisji neutronów fluktuującą wokół wartości $2 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$ i użyto wartości przekrojów czynnych pochodzących z biblioteki TENDL-2014. Do celów obliczeń

zastosowano widmo energetyczne neutronów, będące wynikiem symulacji numerycznych z zastosowaniem metody Monte Carlo. Obliczone wartości radioaktywności właściwej nuklidów ^{24}Na , ^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$, wyznaczonych na podstawie tych symulacji dla momentów zakończenia procesów napromieniowania próbek i dla każdego dnia kampanii kalibracyjnej, zostały przedstawione w Tabelach 25-27.

Tabela 25. Aktywność właściwa radionuklidu ^{56}Mn w chwili zakończenia napromieniowania w różnych dniach kampanii kalibracyjnej, obliczona przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii kalibracyjnej	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
1 i 2	131,3	5,2
3 i 4	145,0	5,2
5	144,9	5,2
6	150,4	5,2
7	185,8	5,2
8	165,6	5,2

Tabela 26. Aktywność właściwa radionuklidu ^{24}Na w chwili zakończenia napromieniowania w różnych dniach kampanii kalibracyjnej, obliczona przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii kalibracyjnej	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
1 i 2	143,1	11,3
3 i 4	209,9	11,2
5	167,1	11,3
6	153,8	11,3
7	216,4	11,3
8	187,1	11,3

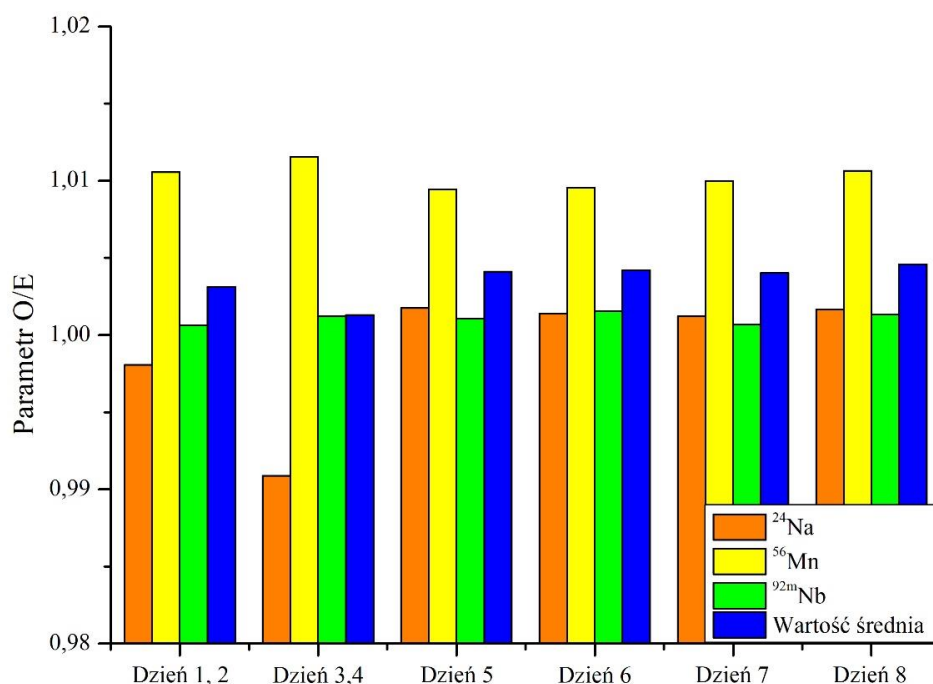
Tabela 27. Aktywność właściwa radionuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w chwili zakończenia napromieniowania w różnych dniach kampanii kalibracyjnej, obliczona przy zastosowaniu kodu FISPACT-II.

Dzień kampanii kalibracyjnej	Aktywność właściwa [$\text{Bq}\cdot\text{g}^{-1}$]	Niepewność [%]
1 i 2	16,5	12,3
3 i 4	26,8	12,3
5	14,2	12,4

6	12,4	12,3
7	18,7	12,4
8	15,9	12,3

Aktywność właściwa radionuklidów ^{56}Mn , która została obliczona przez autorkę dla założonej wydajności emisji neutronów i momentu zakończenia napromieniowania zestawu próbek aktywacyjnych z żelaza, mieściła się w granicach $131 - 186 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ z niepewnością rzędu 5%. W przypadku radionuklidów ^{24}Na , obliczona aktywność właściwa mieściła się w granicach $143 - 216 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$, a niepewność jej wyznaczenia wynosiła ok. 11%. Natomiast obliczona aktywność właściwa radionuklidów $^{92\text{m}}\text{Nb}$ mieściła się w granicach $12 - 27 \text{ Bq}\cdot\text{g}^{-1}$ z niepewnością ok. 12%.

Podobnie jak w czasie kampanii charakterystycznej przeprowadzonej w NPL, autorka wyznaczyła wartości wydajności emisji generatora neutronów również na podstawie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Wyniki symulacji zostały następnie porównane z wartościami wydajności emisji generatora neutronów wyznaczonymi metodą eksperymentalną, co przedstawiono na Rysunku 83.



Rys. 83. Porównanie wartości emisji generatora neutronów, które otrzymano z symulacji numerycznych (O) - z wartościami uzyskanymi z eksperymentów (E).

Jak wynika z Rysunku 83 wartości wydajności emisji neutronów, obliczone przy zastosowaniu kodu FISPACT-II, były bardzo zbliżone do wartości wyznaczonych metodą eksperymentalną. Największe rozbieżności pomiędzy wynikami symulacji numerycznych

a wartościami wyznaczonymi metodą eksperymentalną - występowały dla radionuklidów ^{56}Mn , ale i w tym przypadku wynosiły jedynie ok. 1%. Najmniejsze rozbieżności zanotowano dla radionuklidów $^{92\text{m}}\text{Nb}$, ponieważ wynosiły one jedynie ok. 0,2%. W przypadku średniej wartości wydajności emisji neutronów maksymalne rozbieżności były mniejsze od 0,5%.

Omawiane symulacje numeryczne potwierdziły, że obie metody wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów są jednakowo dobre i mogą być stosowane zamiennie np. podczas kalibracji diagnostyk neutronów innych układów plazmowych.

8.5. Ocena niepewności pomiarowej

Całkowita niepewność oszacowania wydajności emisji generatora neutronów ΔY_n została wyznaczona przez autorkę w oparciu o prawo propagacji błędów. Równanie (33), które pozwalało wyznaczyć tę niepewność, podano wcześniej w podrozdziale 7.9.

Niepewność oszacowania aktywności ΔA_n dla każdego z badanych radionuklidów, została wyznaczona przez autorkę w oparciu o prawo propagacji błędów opisane przez równanie (34):

$$\Delta A_n = \sqrt{\Delta N_{total}^2 \cdot \left(\frac{I}{T_l \cdot y \cdot \varepsilon \cdot K_c \cdot K_w}\right)^2 + \Delta T_l^2 \cdot \left(\frac{N_{total}}{T_l^2 \cdot y \cdot \varepsilon \cdot K_c \cdot K_w}\right)^2 + \Delta \varepsilon^2 \cdot \left(\frac{N_{total}}{T_l \cdot y \cdot \varepsilon^2 \cdot K_c \cdot K_w}\right)^2 + \Delta K_c^2 \cdot \left(\frac{N_{total}}{T_l \cdot y \cdot \varepsilon \cdot K_c^2 \cdot K_w}\right)^2 + \Delta K_w^2 \cdot \left(\frac{N_{total}}{T_l \cdot y \cdot \varepsilon \cdot K_c \cdot K_w^2}\right)^2} \quad (34)$$

Oznaczenia poszczególnych wielkości zostały podane wcześniej w podrozdziale 5.3. Niepewność intensywności emisji kwantu gamma o danej energii Δy , ustalana na podstawie używanych bibliotek danych jądrowych, została pominięta ze względu na jej znikomy wpływ na całkowitą wartość niepewności oznaczania wartości aktywności ΔA_n badanych radionuklidów.

Niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii ΔN została wyznaczona na podstawie oprogramowania GammaVision, firmy ORTEC. W przypadku radionuklidów ^{56}Mn niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii mieściła się w granicach 0,39 - 0,60%. Rozpatrywana niepewność w przypadku radionuklidów ^{24}Na mieściła się w granicach 0,17 - 0,21%. Natomiast w przypadku radionuklidów $^{92\text{m}}\text{Nb}$, niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii mieściła się w przedziale od 0,10 do 0,21%.

Oszacowano, że niepewność wyznaczenia czasu żywego pomiaru ΔT_l była mniejsza od 0,05%.

Niepe­ność ozna­czenia wartości wydajności rejestracji fotonów o danej energii kwantów gamma $\Delta\varepsilon$ wynosiła 5% w przypadku pomiarów próbek Nb oraz 7% w przypadku próbek Al i Fe.

Niepe­ność oszacowania współczynnika uwzględniającego zmianę aktywności próbki w czasie jej pomiaru ΔK_c , opisanego wcześniej równaniem (28), została wyznaczona przez autorkę na podstawie następującego wzoru:

$$\Delta K_c \cong \sqrt{\Delta T_{1/2}^2 \cdot \left(\frac{(1 - K_c) \cdot \ln 2 \cdot t_M}{T_{1/2}} \right)^2} . \quad (35)$$

Obliczona na podstawie powyższych zależności niepewność ozna­czenia współczynnika K_c była mniejsza od 0,01%.

Niepe­ność ozna­czenia wartości współczynnika uwzględniającego zmianę aktywności próbki pomiędzy momentem zakończenia jej napromieniowania a rozpoczęciem pomiaru ΔK_w (patrz równanie (29) w podrozdziale 5.3), została wyznaczona przez autorkę na podstawie następującego wzoru:

$$\Delta K_w \cong \sqrt{\Delta t_w^2 \cdot (\lambda \cdot \exp^{-\lambda \cdot t_w})^2} . \quad (35)$$

Obliczona wartość niepewności współczynnika ΔK_w , uwzględniającego zmianę aktywności próbki pomiędzy momentem zakończenia jej napromieniowania a rozpoczęciem pomiaru, była mniejsza od 0,2%.

Niepe­ność ozna­czenia ilości jąder ΔN_T zawartych w danej próbce wynosiła 0,03% w przypadku Al, 0,04% w przypadku Fe oraz 0,01% w przypadku Nb.

Niepe­ność wyznaczenia wartości szybkości reakcji jądrowej ΔR , obliczona za pomocą kodu MCNP, była mniejsza od 0,1% dla każdej z rozważanych reakcji jądrowych.

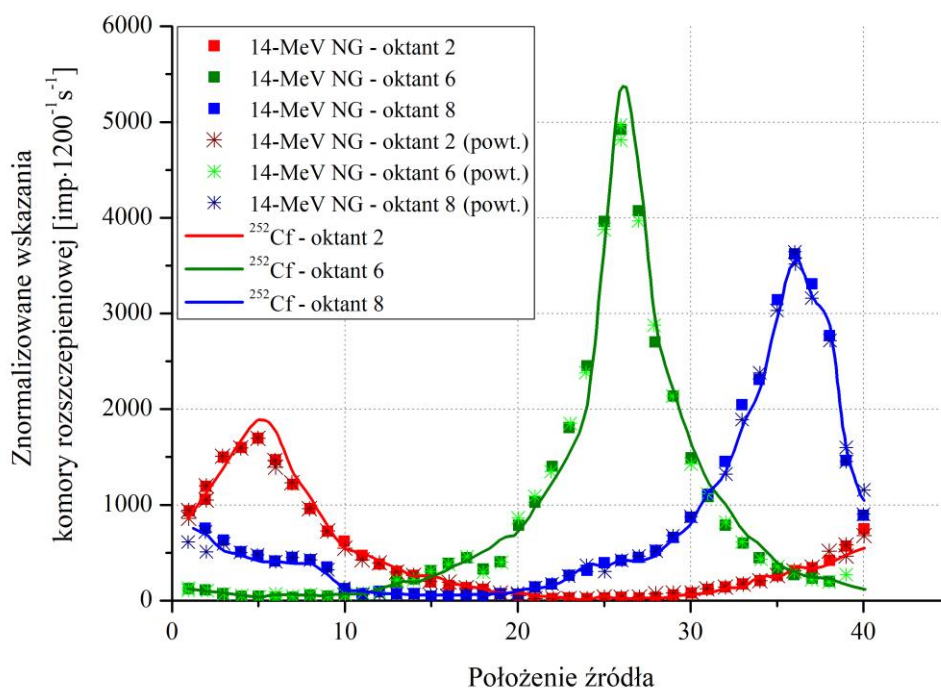
Niepe­ność ΔExp , związana z sumą elementów wymienionych w równaniu (32), wynosiła ok. 1,15% dla każdego z rozważanych radionuklidów.

Niepe­ność określenia wartości wydajności emisji neutronów, obliczonej na podstawie pomiarów aktywności radionuklidów ^{56}Mn , wynosiła ok. 6,8%. W przypadku radionuklidów ^{24}Na , niepewność ta wynosiła ok. 6,9%. Wydajność emisji neutronów z zastosowanego generatora neutronów, obliczona na podstawie pomiarów aktywności radionuklidów $^{92\text{m}}\text{Nb}$, została wyznaczona z niepewnością ok. 4,7%. Obliczona średnia wartość wydajności emisji neutronów charakteryzowała się wartością odchylenia standardowego rzędu 1%.

8.6. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych

8.6.1. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla systemu komór rozszczepieniowych - KN1

Wskazania komór rozszczepieniowych podczas przemieszczania generatora wzdłuż osi toroidalnej komory JET zostały przedstawione na Rysunku 84. Należy zauważyć, że dla każdej komory rozszczepieniowej rozbieżność pomiędzy całkowitą liczbą zliczeń, otrzymaną podczas pierwszego i drugiego skanu wzdłuż toroidalnej osi, była mniejsza od 2%. Potwierdziło to wysoką dokładność i powtarzalność wykonanych pomiarów. Wskazania komór rozszczepieniowych zostały znormalizowane poprzez odniesienie do intensywności emisji źródła ^{252}Cf , która wynosiła $2,62 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$. Miało to na celu umożliwienie porównanie odpowiedzi komór rozszczepieniowych podczas kalibracji z zastosowaniem generatora neutronów oraz kalibracji z użyciem źródła ^{252}Cf .

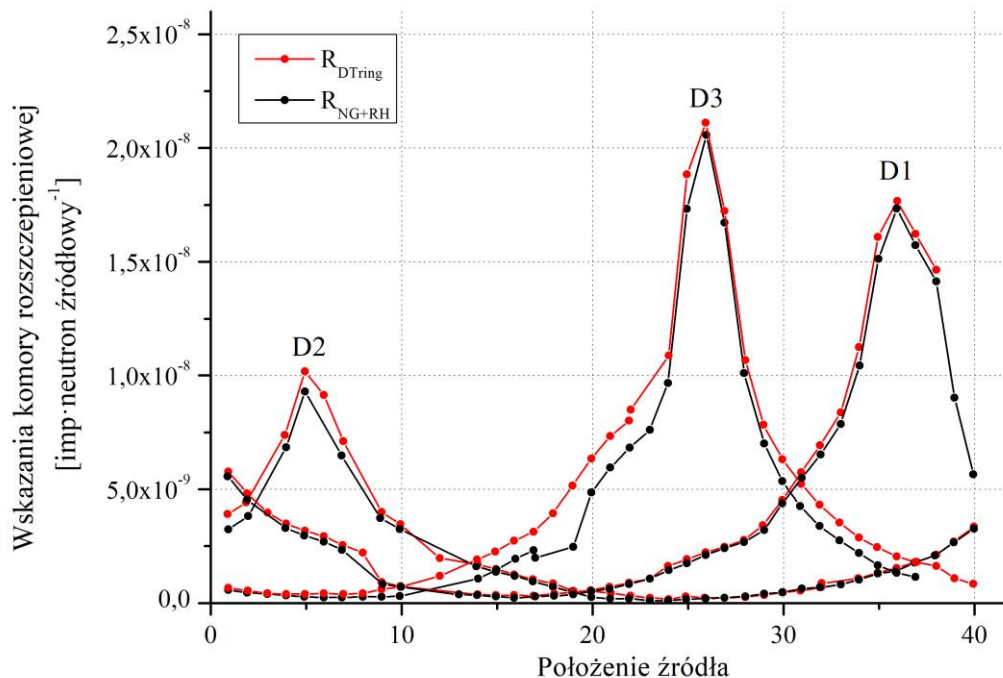


Rys. 84. Wskazania komór rozszczepieniowych podczas przemieszczania generatora wzdłuż toroidalnej osi plazmy. Znaczniki o kształcie kwadratów odnoszą się do pierwszych pomiarów wzdłuż osi. Znaczniki o kształcie gwiazdek oznaczają wskazania komór rozszczepieniowych podczas wykonywania drugiego skanu wzdłuż osi. Linie ciągłe odpowiadają wskazaniom komór rozszczepieniowych podczas kalibracji z użyciem źródła ^{252}Cf [69].

Kształty linii przedstawiających wskazania komór rozszczepieniowych podczas kalibracji z użyciem generatora neutronów oraz kalibracji z użyciem źródła ^{252}Cf były bardzo podobne. Niewielkie różnice we wskazaniach komór rozszczepieniowych zaobserwowano w oktancie 2, co związane było z obecnością anteny do mikrofalowego nagrzewania plazmy,

zainstalowanej w pobliżu głównego kanału (portu) horyzontalnego. Antena ta powodowała różnice w rozpraszaniu neutronów pochodzących ze źródeł kalibracyjnych, emitujących neutrony o energiach 2,5 MeV lub 14 MeV. Małe różnice widoczne były również w odniesieniu do wskazań w oktancie 6, co można wytłumaczyć anizotropią emisji neutronów z generatora.

Współczynniki korekcyjne R_{NG+RH} dla wskazań komór rozszczepieniowych, uwzględniające obecność wewnątrz komory tokamaka generatora neutronów, robota MASCOT oraz wysięgników (będących częścią systemu zdalnego sterowania), zostały obliczone z wykorzystaniem kodu MCNP. Elementy te były obecne w komorze próżniowej tokamaka w trakcie wykonywania kalibracji aparatury służącej do pomiaru neutronów. Zarówno model geometryczny generatora neutronów, jak i numeryczny opis źródła neutronów (tzw. definicja źródła) zostały pomyślnie zweryfikowane podczas pomiarów w NPL [70-71]. Współczynniki korekcyjne R_{DTring} dla wskazań komór rozszczepieniowych dla plazmy deuterowo-trytowej zostały również wyznaczone dla punktowego, izotropowego źródła neutronów o energii 14 MeV. Rozpatrywano źródło o kształcie gaussowskim, które przemieszczano wzdłuż osi toroidalnej. W tym przypadku pominięto obecność systemu zdalnego sterowania wewnątrz komory próżniowej, ponieważ nie będzie on stosowany w trakcie wyładowań plazmowych. Porównanie wskazań komór rozszczepieniowych obliczonych w funkcji położenia źródła wzdłuż toroidalnej osi, dla warunków panujących podczas kalibracji aparatury pomiarowej służącej do pomiaru neutronów oraz dla punktowego i izotropowego źródła plazmy deuterowo-trytowej, zostało przedstawione na Rysunku 85.



Rys. 85. Porównanie wskazań komór rozszczepieniowych obliczonych dla warunków panujących podczas kalibracji aparatury służącej do pomiaru neutronów oraz dla punktowego i izotropowego źródła neutronów z plazmy deuterowo-trytowej [69].

Przeprowadzone symulacje numeryczne udowodniły, że wpływ anizotropii emisji generatora neutronów oraz obecność elementów układu zdalnego sterowania w komorze próżniowej na wskazania komór rozszczepieniowych jest istotny jedynie dla kilku położań generatora. Uwzględniając, że wskazania komór rozszczepieniowych dla tych położań były niskie - oszacowano, że całkowity współczynnik korekcji R_{DTring}/R_{NG+RH} mieścił się w granicach od 7 do 19%. Wartości omawianego współczynnika korekcyjnego dla wskazań każdej ze stosowanych komór rozszczepieniowych zostały podane w Tabeli 28 [69].

W celu wyznaczenia współczynników korekcyjnych dla wskazań komór rozszczepieniowych dla neutronów emitowanych z plazmy deuterowo-trytowej ($R_{DTplasma}$), przeprowadzono symulacje numeryczne za pomocą kodu MCNP. Źródło neutronów emitowanych z plazmy zamodelowano jako 340 toroidalnych pierścieni o przekroju 10 cm. Dla każdego z rozpatrywanych pierścieni przyjęto, że emisyjność neutronowa jest równa emisyjności plazmy wytwarzanej w czasie wyładowań H-mode, której oś centralna opisywana jest parametrami: $R=310$ cm oraz $Z=30$ cm. Współczynniki korekcyjne dla wskazań komór rozszczepieniowych ($R_{DTplasma}/R_{DTring}$), związane z założonym kształtem źródła neutronów, zostały podane w Tabeli 28.

Tabela 28. Obliczone wartości współczynników korekcyjnych oraz współczynników kalibracyjnych dla wskazań komór rozszczepieniowych [69].

Parametr	Komora D1 (Oktant 8)	Komora D2 (Oktant 2)	Komora D3 (Oktant 6)
Współczynnik kalibracyjny bez korekty [n·zliczenie ⁻¹]	$3,97 \cdot 10^8$	$7,28 \cdot 10^8$	$3,71 \cdot 10^8$
Współczynnik korekcji R_{DTring}/R_{NG+RH}	1,07	1,10	1,19
Współczynnik korekcji $R_{DTplasma}/R_{DTring}$	0,98	1,00	1,00
Całkowity współczynnik korekcji	1,04	1,10	1,19
Współczynnik kalibracyjny DT (2017) [n·zliczenie ⁻¹]	$3,81 \cdot 10^8$	$6,61 \cdot 10^8$	$3,11 \cdot 10^8$
Współczynnik kalibracyjny DD (2013) [n·zliczenie ⁻¹]	$3,63 \cdot 10^8$	$5,26 \cdot 10^8$	$2,95 \cdot 10^8$
Współczynnik kalibracyjny DD (2016) [n·zliczenie ⁻¹]	$3,64 \cdot 10^8$	$6,98 \cdot 10^8$	$3,25 \cdot 10^8$
Stosunek współczynników korekcyjnych DT (2017)/ DD (2016)	1,05	0,95	0,96

Obliczona wartość współczynnika kalibracyjnego dla komory rozszczepieniowej D1, zlokalizowanej w oktancie 8, wynosiła $3,81 \cdot 10^8$ n·zliczenie⁻¹. W przypadku komory rozszczepieniowej D2, zlokalizowanej w oktancie 2, współczynnik kalibracyjny wynosił $6,61 \cdot 10^8$ n·zliczenie⁻¹, a współczynnik ten dla komory D3, zlokalizowanej w oktancie 6, wynosił $3,11 \cdot 10^8$ n·zliczenie⁻¹. Całkowita niepewność wyznaczenia każdego z wymienionych współczynników kalibracyjnych została oszacowana na ok. 4,2%. W skład tej niepewności wchodziła: niepewność oszacowania wydajności emisji generatora neutronów rzędu 3,5%; niepewność liczby wskazań komór rozszczepieniowych rzędu ok. 0,8% oraz niepewność określenia położenia generatora neutronów w komorze próżniowej, która była mniejsza od 2%.

W celu porównania wartości współczynników kalibracyjnych, wyznaczonych dla każdej z komór rozszczepieniowych oraz dla plazmy deuterowej i deuterowo-trytowej, w tabeli umieszczono również wartości współczynników kalibracyjnych wyznaczone podczas kalibracji przeprowadzonych wcześniej w latach 2013 oraz 2016. Od momentu przeprowadzenia kalibracji diagnostyk neutronowych w roku 2013, wokół tokamaka JET zainstalowano szereg różnych urządzeń technicznych i pomiarowych, m. in. antenę do mikrofalowego nagrzewania plazmy (zlokalizowaną w oktancie 2), co wpłynęło na wskazania zainstalowanych w pobliżu komór rozszczepieniowych. W związku z powyższym, wyznaczone w 2013 roku współczynniki kalibracyjne zostały zmodyfikowane w 2016 roku – w oparciu o wyniki kalibracji porównawczej z systemem aktywacyjnym. Porównując współczynniki kalibracyjne dla wskazań komór rozszczepieniowych, które obliczono podczas kalibracji przeprowadzonej w 2017 i 2016 roku, można zauważyć, że współczynniki kalibracyjne wyznaczone dla plazmy deuterowo-trytowej były o kilka procent mniejsze od współczynników wyznaczonych dla plazmy deuterowej (wskazania komór D2 i D3). Było to związane ze zmniejszeniem czułości komór rozszczepieniowych wraz ze wzrostem energii neutronów [73]. Efekt ten był jednak częściowo kompensowany przez wzrost transparentności elementów tokamaka dla neutronów o wyższej energii. Warto tutaj zwrócić uwagę na fakt, że komory rozszczepieniowe mierzą całkowitą emisję neutronów z plazmy (D-D, D-T, T-T).

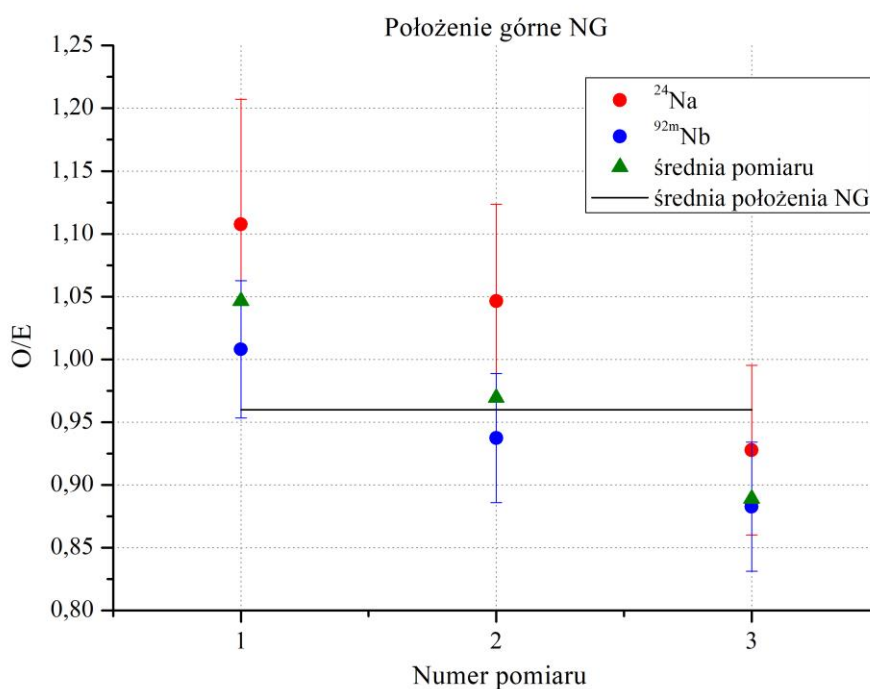
8.6.2. Wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla systemu aktywacyjnego - KN2

Radioaktywność produktów powstałych w próbkach wykonanych z Al, Fe oraz Nb, napromieniowanych neutronami w zakończeniu aktywacyjnym systemu poczty pneumatycznej, była mierzona przy użyciu spektrometrów promieniowania gamma, wyposażonych w detektory półprzewodnikowe. W przypadku pomiaru radioaktywności ⁵⁶Mn, niepewność liczby zliczeń dla pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma nie była satysfakcjonująca, dlatego do dalszej analizy brano pod uwagę jedynie radioaktywność nuklidów ²⁴Na i ^{92m}Nb [63]. Wynikało to z faktu, że napromieniowane próbki trafiały do laboratorium pomiarowego średnio po godzinie czasu od zakończenia aktywacji. Związane to było z koniecznością wykonania pomiarów ewentualnego skażenia próbek berylem lub trytem. W tym czasie następował rozpad zaktywowanych jąder z prędkością zależną od czasu połowicznego rozpadu, charakterystycznego dla każdego z powstałych radionuklidów.

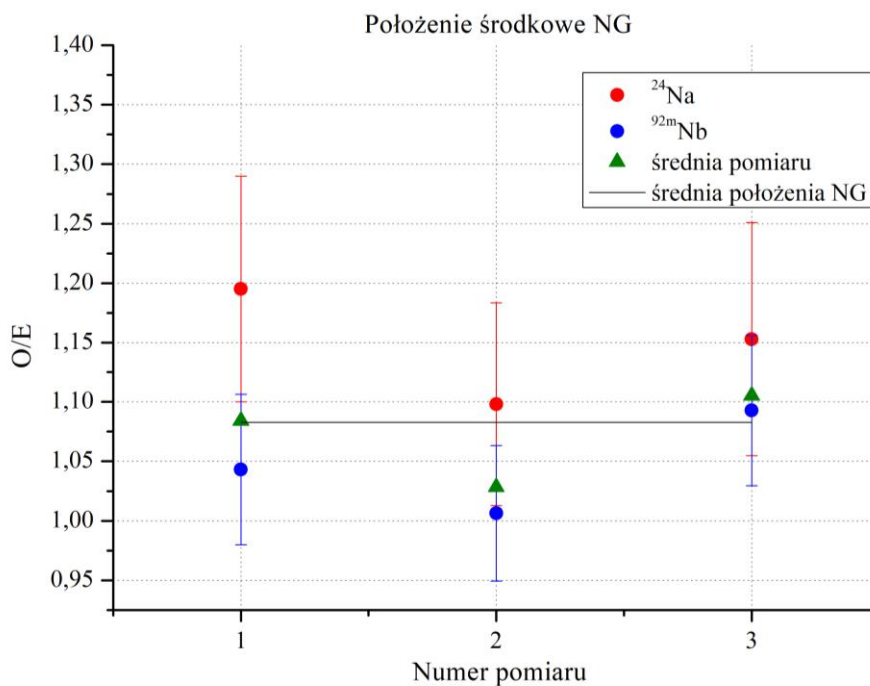
Radioaktywność nuklidów ^{92m}Nb została wyznaczona z niepewnością rzędu 3%. W przypadku próbki Al, radioaktywność nuklidów ^{24}Na została oszacowana z niepewnością rzędu 4% [62]. W oparciu o obliczone radioaktywności produktów powstałych w próbkach aktywacyjnych wyznaczono szybkości poszczególnych reakcji jądrowych (Równanie (14)), a następnie porównano je z wartościami obliczonymi za pomocą kodu MCNP. Porównanie to zostało przedstawione na Rysunkach 86-88.

Na omawianych wykresach kolorem czerwonym oznaczono stosunek obliczonej, w oparciu o kod MCNP, szybkości reakcji jądrowej dla ^{24}Na , do wartości wyznaczonej na podstawie pomiarów radioaktywności ^{24}Na . Kolorem niebieskim oznaczono stosunek obliczonej, w oparciu o kod MCNP, szybkości reakcji jądrowej dla ^{92m}Nb do wartości wyznaczonej na podstawie pomiarów. Natomiast kolorem zielonym oznaczono wartość średnią parametru O/E dla każdego z napromieniowań. Czarna linia wskazuje na średnią wartość parametru O/E dla każdego położenia generatora.

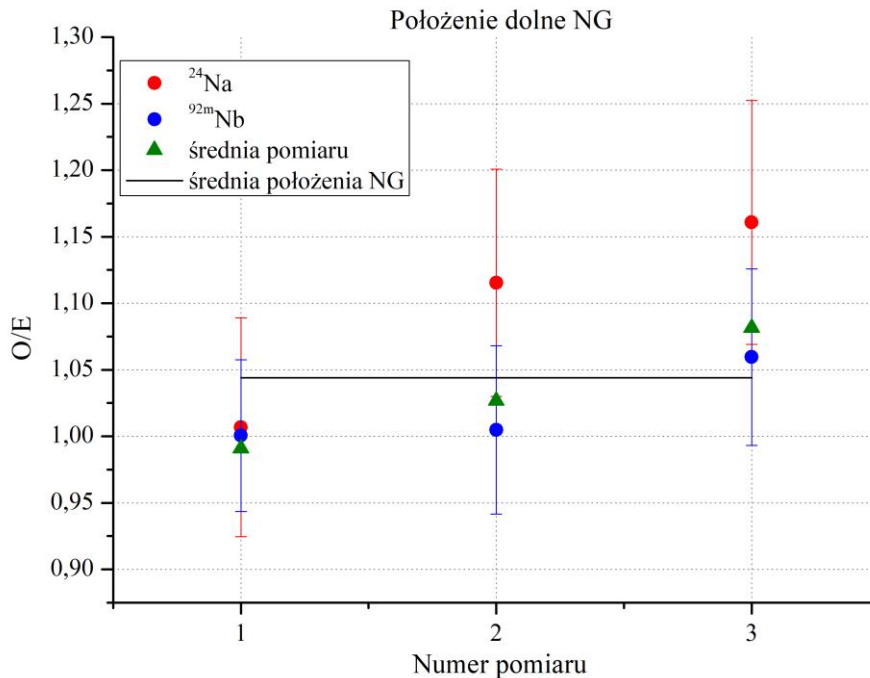
Średnie wartości parametru O/E, który umożliwił porównanie obliczonych wartości rozważanych szybkości reakcji jądrowych z wartościami wyznaczonymi na podstawie pomiarów spektrometrycznych, zostały wyznaczone dla każdego położenia generatora neutronów wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET. W przypadku górnego położenia generatora neutronów, stosunek O/E wynosił 0,974. Dla środkowego położenia generatora neutronów w komorze próżniowej stosunek O/E wynosił 1,084, a w przypadku dolnego położenia generatora neutronów parametr ten wynosił 1,047. Średnia wartość parametru O/E dla wszystkich położen generatora wynosiła 1,036 i charakteryzowała się odchyleniem standardowym rzędu ok. 5%.



Rys. 86. Porównanie obliczonych wartości rozważanych szybkości reakcji jądrowych, obliczonych za pomocą kodu MCNP (O) oraz modelu tokamaka JET, do wartości wyznaczonych na podstawie pomiarów aktywacyjnych (E) dla górnego położenia generatora neutronów [69].



Rys. 87. Porównanie obliczonych wartości rozważanych szybkości reakcji jądrowych, obliczonych za pomocą kodu MCNP (O) oraz modelu tokamaka JET, do wartości wyznaczonych na podstawie pomiarów aktywacyjnych (E) dla środkowego położenia generatora neutronów [69].



Rys. 88. Porównanie obliczonych wartości rozważanych szybkości reakcji jądrowych, obliczonych za pomocą kodu MCNP (O) oraz modelu tokamaka JET, do wartości wyznaczonych na podstawie pomiarów aktywacyjnych (E) dla dolnego położenia generatora neutronów [69].

Obliczone wartości szybkości reakcji zachodzących w próbkach aktywacyjnych mieściły się w granicach niepewności pomiarowych. Rezultaty te potwierdzają prawidłowość oszacowania współczynników kalibracyjnych dla plazmy deuterowo-trytowej oraz zaprojektowanego modelu MCNP zakończenia aktywacyjnego KN2 3U, który posłuży do wzajemnej kalibracji pomiędzy systemem KN1 i KN2 podczas kolejnych kampanii eksperymentalnych.

Symulacje numeryczne oraz pomiary przeprowadzone podczas kalibracji „*in-vessel*” urządzeń służących do diagnostyki neutronów, zainstalowanych wokół tokamaka JET, pozwoliły na oszacowanie współczynników aktywacyjnych dla plazmy deuterowo-trytowej. W przypadku Nb, współczynnik aktywacyjny wynosił $2,66 \cdot 10^{-31}$ zaaktywowanych jąder w stosunku do ilości jąder tarczowych na jeden neutron źródłowy. Współczynnik aktywacyjny dla Al wynosił $8,04 \cdot 10^{-31}$ zaaktywowanych jąder w stosunku do ilości jąder tarczowych na jeden neutron źródłowy. Otrzymane współczynniki aktywacyjne będą weryfikowane podczas przyszłej kampanii eksperymentalnej z użyciem deuteru i trytu.

8.7. Analiza wyników

Na podstawie przedstawionych wyżej danych można stwierdzić, że kalibracja aparatury pomiarowej służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET w 2017 roku została przeprowadzona pomyślnie. Rezultatem było wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych (system KN1) oraz współczynników aktywacyjnych dla próbek wykonanych z Nb oraz Al (system KN2).

Wydajność emisji generatora neutronów, umieszczonego wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET, była monitorowana między innymi za pomocą próbek aktywacyjnych. Radioaktywność produktów powstających w próbkach Al, Fe oraz Nb, była mierzona przez autorkę za pomocą spektrometrów promieniowania gamma wyposażonych w detektory półprzewodnikowe. Radioaktywność nuklidów ^{92m}Nb została oszacowana z niepewnością 4,5%. W przypadku nuklidów ^{24}Na oraz ^{56}Mn , ich radioaktywność została oszacowana z niepewnością ok. 7%.

W oparciu o oszacowane wartości radioaktywności nuklidów ^{24}Na , ^{56}Mn i ^{92m}Nb oraz obliczone za pomocą kodu MCNP wartości rozważanych szybkości reakcji jądrowych, autorka wyznaczyła wydajność emisji generatora neutronów. Wydajność ta została wyznaczona z niepewnością 4,7% w przypadku pomiarów nuklidów ^{92m}Nb oraz z niepewnością ok. 7% w przypadku pomiarów ^{24}Na oraz ^{56}Mn . Średnia wartość wydajności emisji generatora neutronów podczas kalibracji „*in-vessel*” urządzeń do diagnostyki neutronów wynosiła $2,08 \cdot 10^8 \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$. Obliczone odchylenie standardowe średniej wartości wydajności emisji generatora neutronów wynosiło ok. 1%. Oznacza to, że osiągnięto zadowalającą zgodność pomiędzy wartościami wydajności emisji generatora neutronów wyznaczonymi przy wykorzystaniu różnych radionuklidów.

Wartości wydajności emisji generatora neutronów, wyznaczone na podstawie pomiarów aktywacyjnych, zostały porównane z wartościami otrzymanymi z symulacji numerycznych przeprowadzonych przez autorkę z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Maksymalne rozbieżności pomiędzy wynikami symulacji a wartościami wyznaczonymi

metodą eksperymentalną wystąpiły dla nuklidów ^{56}Mn , ale wynosiły one jedynie ok. 1%. Przeprowadzone symulacje potwierdziły, że obie metody wyznaczania wydajności emisji neutronów są jednakowo dobre i mogą być stosowane zamiennie np. podczas kalibracji diagnostyk neutronowych innych układów plazmowych.

Współczynniki kalibracyjne dla komór rozszczepieniowych, obliczone dla plazmy deuterowo-trytowej zostały wyznaczone z niepewnością ok. 4,2%. Wartość współczynnika kalibracyjnego dla komory rozszczepieniowej D1 (zlokalizowanej w oktancie 8) wynosiła $3,81 \cdot 10^8$ n·zliczenie⁻¹. W przypadku komory rozszczepieniowej D2 (zlokalizowanej w oktancie 2) wartość tego współczynnika wynosiła $6,61 \cdot 10^8$ n·zliczenie⁻¹. Współczynnik kalibracyjny dla komory rozszczepieniowej D3 (zlokalizowanej w oktancie 6) wynosił $3,11 \cdot 10^8$ n·zliczenie⁻¹.

Wyniki serii napromieniowań próbek aktywacyjnych w wewnętrznym zakończeniu poczty pneumatycznej, wykonanych za pomocą generatora neutronów umieszczanego w trzech różnych położeniach, pozwoliły potwierdzić prawidłowość oszacowania współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych oraz zastosowanego modelu MCNP zakończenia aktywacyjnego KN2 3U. Rezultatem przeprowadzonych pomiarów było wyznaczenie współczynników aktywacyjnych dla Al oraz Nb. Współczynnik aktywacyjny dla reakcji $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ został wyznaczony z niepewnością 8%. W przypadku Nb, współczynnik aktywacyjny został wyznaczony z niepewnością 6% [69]. Wyznaczone współczynniki aktywacyjne pozwolą na określenie całkowitej emisji neutronów podczas wyładowań plazmowych z deuterem i trytem w tokamaku JET. Zależność pomiędzy współczynnikiem aktywacyjnym dla danej reakcji jądrowej, aktywnością napromieniowanej próbki oraz całkowitą emisją neutronów z tokamaka JET została opisana w równaniu (16).

Rozdział 9

Podsumowanie i wnioski

Głównym celem tej dysertacji było wykazanie, że metoda aktywacyjna spełnia wymagania stawiane metodom pomiarowym, które mają umożliwiać monitorowanie wydajności emisji neutronów w czasie kampanii deuterowo-trytowych w tokamaku JET. W związku z powyższym autorka podjęła się przeprowadzenia precyzyjnej kalibracji aparatury pomiarowej przeznaczonej do diagnostyki neutronów pochodzących z reakcji D-T w tokamaku JET. Osiągnięcie tego celu było możliwe dzięki wykonaniu licznych badań eksperymentalnych oraz symulacji numerycznych.

JET jest obecnie największym działającym tokamakiem na świecie. Jest on jedynym urządzeniem badawczym, w którym możliwa jest realizacja wyładowań z pełnym wypełnieniem komory deuterem i trytem. W pierwszej próbnej kampanii tryt stanowił jedynie 10% domieszkę do deuteru. Na 2019 rok zaplanowana została – jedyna dotychczas w historii badań plazmowych – pełna kampania eksperymentalna z domieszką 50% trytu, która ma umożliwić wykorzystanie reakcji D-T na przemysłową skalę. Po zakończeniu kampanii trytowej tokamak JET ma zostać wyłączony z eksploatacji, a następnie (po obniżeniu jego skażenia trytem do bezpiecznego poziomu) ma być całkowicie rozebrany. Dane eksperymentalne z planowanej kampanii trytowej będą więc jedynymi danymi pochodzącymi z eksperymentu prowadzonego na tak wielką skalę. Stąd też przed naukowcami z różnych dziedzin postawione zostało ważne zadanie przygotowania tokamaka JET do przyszłej kampanii trytowej. W ramach tych przygotowań mieści się m. in. kalibracja aparatury służącej do rejestracji neutronów (tj. systemów KN1 i KN2) przy wykorzystaniu neutronów o energii 14 MeV. Metodologia kalibracji systemów KN1 oraz KN2 została opracowana przez zespół specjalistów z CCFE w ramach programu Eurofusion. Została ona opisana w PMP (ang.: Project Management Plan) dla projektu WPJET3 (ang.: Technological Exploitation of DT operation). Metodologia ta oraz doświadczenia zdobyte podczas kalibracji zostaną następnie spożytkowane do przygotowania do pracy budowanego obecnie tokamaka ITER. Dane, zebrane w czasie kampanii trytowej na tokamaku JET, będą jedynymi rezultatami dużego eksperymentu plazmowego z zastosowaniem trytu do czasu uzyskania pierwszej plazmy deuterowo-trytowej w tokamaku ITER.

W związku z powyższym w ramach omawianej dysertacji zrealizowano kilka etapów badań:

1. Autorka przeprowadziła szczegółową analizę literatury, która wykazała, że konieczne jest wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla aparatury mierzącej neutrony

w tokamaku JET dla neutronów o energii 14 MeV. Zastosowanie współczynników kalibracyjnych znanych dla neutronów o energii 2,5 MeV - podczas kampanii z użyciem trytu - nie jest możliwe ze względu na wymóg prawidłowego ocenienia bezpieczeństwa, a w szczególności ze względu na konieczność poprawnego oszacowania ilości neutronów emitowanych z plazmy i zapewnienia zgodności z przydzielonym budżetem neutronów.

2. Autorka wykazała, że konieczne jest monitorowanie wydajności emisji generatora neutronów o energii 14 MeV, który wybrano jako źródło kalibracyjne do przeprowadzenia kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiarów neutronów w tokamaku JET.
3. Autorka wybrała i scharakteryzowała progowe reakcje jądrowe, które służyły jako monitory emisji 14-MeV neutronów podczas pomiarów charakterystyk wybranego generatora neutronów oraz w czasie kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiaru neutronów w układzie plazmowym. Na podstawie ściśle określonych kryteriów wybrano następujące reakcje jądrowe: $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$.
4. Wybrane reakcje jądrowe zostały pomyślnie zweryfikowane przez autorkę podczas serii badań kwalifikujących. Pierwszym z nich było napromieniowanie próbek aktywacyjnych z wybranych materiałów strumieniem neutronów pochodzącym z generatora o energii 14 MeV w Narodowym Centrum Badań Jądrowych w Świerku. Drugi eksperyment polegał na napromieniowaniu próbek aktywacyjnych wewnątrz tokamaka JET, w zakończeniu kanału aktywacyjnego oznaczonego symbolem 3U, w czasie deuterowej kampanii eksperymentalnej. Wykorzystano przy tym zjawisko generowania w plazmie deuterowej (oprócz neutronów z reakcji D-D), także neutronów 14-MeV, pochodzących z dopalania trytu. W wyniku przeprowadzonych eksperymentów, autorka opracowała sekwencję pomiarową, którą stosowała później podczas kampanii charakterystycznej generatora neutronów oraz kampanii kalibracyjnej aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET.
5. Autorka przeprowadziła symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II, których celem było oszacowanie spodziewanej radioaktywności produktów reakcji jądrowych oraz pozostałych radionuklidów powstających w próbkach aktywacyjnych, które mogłyby mieć niekorzystny wpływ na poprawność oszacowania radioaktywności rozpatrywanych produktów reakcji.
6. Autorka opracowała narzędzie numeryczne, które pozwalało na wyznaczenie wydajności emisji generatora neutronów dla dowolnych warunków pracy. Oprogramowanie to pozwalało m. in. na definiowanie ilości i czasu napromieniowania próbek oraz czasu chłodzenia generatora.
7. Jako źródło neutronów o energii 14 MeV wybrano dwa generatory typu ING-17, wyprodukowane przez VNIAA. Zdecydowano się zbadać dwa generatory w celu porównania fluktuacji emisji neutronów na skutek skoków napięcia/natężenia, nagrzewania się tarczy tytanowej (nasyconej mieszaniną 50% deuteru + 50% trytu) oraz zmian składu tej tarczy w czasie pracy generatora.
8. Przeprowadzono kalibrację obu generatorów neutronów w National Physical Laboratory. W rezultacie wyznaczone zostały charakterystyki emisyjne obu

generatorów. W trakcie tych badań autorka rozprawy, odpowiedzialna za monitorowanie wydajności emisji neutronów generatora przy użyciu metody aktywacyjnej, przeprowadziła pomiary promieniowania gamma emitowanego przez powstałe w próbkach aktywacyjnych radionuklidy za pomocą detektora półprzewodnikowego oraz określiła aktywność powstałych radionuklidów. Do kalibracji „*in-vessel*” wybrano drugi generator neutronów, dla którego rozbieżności wskazań uzyskane różnymi metodami pomiarowymi były mniejsze od 4%.

9. W następnej kolejności przeprowadzono kalibrację „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET. Autorka dysertacji była odpowiedzialna za wyznaczenie wydajności emisji generatora neutronów w czasie całej kampanii kalibracyjnej. Osiągnięto dobrą zgodność pomiędzy wartościami wydajności emisji generatora neutronów wyznaczonymi metodą aktywacyjną i wyznaczonymi za pomocą detektorów diamentowych. Rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności emisji generatora neutronów wyznaczonymi za pomocą obu metod wynosiły ok. 3%.
10. Wydajności emisji generatora neutronów zostały również wyznaczone przez autorkę w oparciu o symulacje numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II. W plikach wejściowych autorka zdefiniowała rzeczywiste warunki pracy rozważanego generatora neutronów, które występowały podczas badań jego charakterystyki emisyjnej oraz podczas kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET. W obu przypadkach osiągnięto dobrą zgodność pomiędzy wynikami symulacji numerycznych oraz wynikami eksperymentalnymi. Podczas kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET, rozbieżności pomiędzy średnią wartością wydajności emisji neutronów, wyznaczoną za pomocą symulacji numerycznych oraz pomiarów eksperymentalnych, wynosiły jedynie ok. 0,5%. Potwierdza to, że obie metody wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów są jednakowo dobre i mogą być stosowane zamiennie np. podczas kalibracji diagnostyk neutronów innych układów plazmowych.
11. Wyznaczone przez autorkę wartości wydajności emisji generatora neutronów umożliwiły wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych dla neutronów prędkich emitowanych z plazmy deuterowo-trytowej (tzw. system KN1) oraz współczynników aktywacyjnych dla wytypowanych materiałów napromieniowanych próbek (tzw. system KN2).

Można zatem stwierdzić, że udowodniona została główna teza naukowa niniejszej dysertacji. Dzięki opisanym wyżej procedurom osiągnięta została założona niepewność kalibracji aparatury pomiarowej służącej do pomiarów neutronów w tokamaku JET, która nie przekracza 10% i jest ona znacznie mniejsza niż w przypadku kalibracji diagnostyk neutronów tokamaka TFTR [34]. Otrzymane współczynniki kalibracyjne komór rozszczepieniowych dla prędkich neutronów z plazmy deuterowo-trytowej oraz współczynniki aktywacyjne dla wytypowanych materiałów napromieniowanych próbek, będą jeszcze weryfikowane na tokamaku JET podczas planowanych kampanii eksperymentalnych z zastosowaniem trytu.

Należy dodać, że autorka wchodziła w skład międzynarodowego zespołu składającego się z wysokiej klasy specjalistów z różnych dziedzin, który był zaangażowany w omawianą kalibrację. Znaczna część przedstawionych w pracy wyników eksperymentalnych została już

opublikowana w kilku pracach zbiorowych w czasopiśmie naukowych cytowanych w tekście. Autorka rozprawy miała istotny wkład w te publikacje, który wynosił kilka procent - w przypadku prac wieloautorских i był dominujący w pracach dwuautorских.

W niniejszej pracy autorka udowodniła, że konieczne jest stosowanie kilku systemów pomiarowych monitorujących emisję neutronów ze źródła kalibracyjnego, tj. generatora neutronów. Pokazano, że możliwe jest skuteczne wykorzystanie generatora neutronów jako źródła kalibracyjnego i precyzyjne przemieszczanie go w komorze próżniowej za pomocą systemu zdalnego sterowania. Wykazano także, że podczas kalibracji aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku ITER, konieczne będzie posiadanie pełnego dostępu do laboratorium metrologicznego, w którym możliwe będzie kalibrowanie detektorów mierzących emisję neutronów oraz testowanie systemów spektrometrycznych wykorzystywanych do celów kalibracji. Reasumując powyższe można wnioskować, że doświadczenie zdobyte podczas kalibracji „in-vessel” aparatury służącej do pomiaru neutronów emitowanych z plazmy w tokamaku JET pozwoli na opracowanie metodologii kalibracji urządzeń do diagnostyki neutronów dla budowanego obecnie tokamaka ITER.

Spis literatury

- [1] Dziunikowski, B. (2001). O fizyce i energii jądrowej. *Wydawnictwa AGH*.
- [2] Woźnicka, U. (2008). Synteza termojądrowa – źródło energii dla elektrowni przyszłości. *Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk*.
- [3] Sartori, F., De Tommasi, G., Piccolo, F., & Contributors, J. E. (2004). *Magnetic Controls in a Large Tokamak: Joint European Torus (JET)*. EFDA.
- [4] „https://www.iter-india.org/images/jet_tokamak.jpg”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [5] Glasstone, S. (1974). *Controlled Nuclear Fusion*.
- [6] Putvinsky, S.V. (1988) Some aspects of kinetics of nuclear reactions in thermonuclear plasma. *Problemy Atomowej Nauki i Technologii* (j. rosyjski)
- [7] „<http://www-pnp.physics.ox.ac.uk/~barra/teaching/overheads/Fusion-Cross-Sections.PNG>”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [8] Orajewski, V. N. (1989) Plazma na Ziemi i w Kosmosie. *Państwowe Wydawnictwo Naukowe*.
- [9] Nico, J. S., & Snow, W. M. (2005). Fundamental neutron physics. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 55, 27-69.
- [10] Curtiss, L. F., & Beard, G. B. (1959). Introduction to neutron physics. *American Journal of Physics*, 27(7), 528-529.
- [11] Turner, J. E. (1995). Atoms, radiation, and radiation protection. *Atoms, Radiation, and Radiation Protection, 2nd Edition, by James E. Turner, pp. 576. ISBN 0-471-59581-0. Wiley-VCH, April 1995., 576*.
- [12] Krasilnikov, A. V., Sasao, M., Kaschuck, Y. A., Kiptily, V. G., Nishitani, T., Popovichev, S. V., & Bertalot, L. (2008, March). Neutron and Gamma-ray Measurements. In *AIP Conference Proceedings* (Vol. 988, No. 1, pp. 249-258). AIP.
- [13] Jarvis, O. N. (1994). Neutron measurement techniques for tokamak plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 36(2), 209.
- [14] Jarvis, O. N. (1992). Neutron measurements from the preliminary tritium experiment at JET. *Review of Scientific Instruments*, 63(10), 4511-4516.
- [15] England, A. C., Hendel, H. W., & Nieschmidt, E. B. (1986). Neutron diagnostics on TFTR utilizing the Campbelling technique. *Review of Scientific Instruments*, 57(8), 1754-1756.
- [16] Hendel, H. W., Palladino, R. W., Barnes, C. W., Diesso, M., Felt, J. S., Jassby, D. L., ... & Murphy, H. B. (1990). In situ calibration of TFTR neutron detectors. *Review of Scientific Instruments*, 61(7), 1900-1914.

- [17] Nishitani, T., Takeuchi, H., Kondoh, T., Itoh, T., Kuriyama, M., Ikeda, Y., ... & Barnes, C. W. (1992). Absolute calibration of the JT-60U neutron monitors using a ^{252}Cf neutron source. *Review of Scientific Instruments*, 63(11), 5270-5278.
- [18] Syme, D. B., Popovichev, S., Conroy, S., Lengar, I., Snoj, L., Sowden, C., ... & Plummer, D. (2014). Fusion yield measurements on JET and their calibration. *Fusion Engineering and Design*, 89(11), 2766-2775.
- [19] Team, M. C. (2003). MCNP—a general Monte Carlo N-particle transport code, version 5. *Book MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 5*.
- [20] Prokopowicz, R., Bienkowska, B., Drozdowicz, K., Jednorog, S., Kowalska-Strzeciwiłk, E., Murari, A., ... & Syme, B. (2011). Measurements of neutrons at JET by means of the activation methods. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 637(1), 119-127.
- [21] Murari, A., Edlington, T., Angelone, M., Bertalot, L., Bolshakova, I., Bonheure, G., ... & Lengar, I. (2008). Measuring the radiation field and radiation hard detectors at JET: Recent developments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 593(3), 492-504.
- [22] Murari, A., Bertalot, L., Conroy, S., Ericsson, G., Kiptily, V., Popovichev, S., ... & Bonheure, G. (2005). New developments in JET neutron, γ -ray and particle diagnostics with relevance to ITER. *Nuclear Fusion*, 45(10), S195.
- [23] Sundén, E. A., Sjöstrand, H., Conroy, S., Ericsson, G., Johnson, M. G., Giacomelli, L., ... & Källne, J. (2009). The thin-foil magnetic proton recoil neutron spectrometer MPRu at JET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 610(3), 682-699.
- [24] Angelone, M., Pillon, M., Bertalot, L., Orsitto, F., Marinelli, M., Milani, E., ... & Murari, A. (2005). Time dependent 14 MeV neutrons measurement using a polycrystalline chemical vapor deposited diamond detector at the JET tokamak. *Review of Scientific Instruments*, 76(1), 013506.
- [25] Johnson, M. G., Giacomelli, L., Hjalmarsson, A., Källne, J., Weiszflog, M., Sundén, E. A., ... & Sjöstrand, H. (2008). The 2.5-MeV neutron time-of-flight spectrometer TOFOR for experiments at JET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 591(2), 417-430.
- [26] Hjalmarsson, A., Conroy, S., Ericsson, G., Giacomelli, L., Gorini, G., Henriksson, H., ... & Weiszflog, M. (2003). The TOFOR spectrometer for 2.5 MeV neutron measurements at JET. *Review of scientific instruments*, 74(3), 1750-1752.
- [27] Bertalot, L., Roquemore, A. L., Loughlin, M., & Esposito, B. (1999). Calibration of the JET neutron activation system for DT operation. *Review of Scientific Instruments*, 70(1), 1137-1140.
- [28] Jednorog, S., Szydłowski, A., Bienkowska, B., & Prokopowicz, R. (2014). The application of selected radionuclides for monitoring of the D–D reactions produced by dense plasma-focus device. *Journal of radioanalytical and nuclear chemistry*, 301(1), 23-31.
- [29] Barnes, C. W., Loughlin, M. J., & Nishitani, T. (1997). Neutron activation for ITER. *Review of Scientific Instruments*, 68(1), 577-580.

- [30] Greenberg, R. R., Bode, P., & Fernandes, E. A. D. N. (2011). Neutron activation analysis: a primary method of measurement. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, 66(3), 193-241.
- [31] Hamidatou, L., Slamene, H., Akhal, T., & Zouranen, B. (2013). Concepts, Instrumentation and Techniques of Neutron Activation Analysis. In *Imaging and Radioanalytical Techniques in Interdisciplinary Research-Fundamentals and Cutting Edge Applications*. InTech.
- [32] Jednorog, S., Laszynska, E., Batistoni, P., Bienkowska, B., Cufar, A., Ghani, Z., ... & Packer, L. (2017). Activation measurements in support of the 14MeV neutron calibration of JET neutron monitors. *Fusion Engineering and Design*, 125, 50-56.
- [33] Łaszyńska, E., & Jednoróg, S. (2016). Spektrometria aktywacyjna dla potrzeb drugiej kampanii deuterowo-trytowej na Tokamaku JET. *Postępy Techniki Jądrowej*.
- [34] Roquemore, A. L., Jassby, D. L., Johnson, L. C., Strachan, J. D., & Barnes, C. W. (1993, October). Performance of a 14-MeV neutron generator as an in situ calibration source for TFTR. In *Fusion Engineering, 1993., 15th IEEE/NPSS Symposium on* (Vol. 1, pp. 114-118). IEEE.
- [35] Batistoni, P., Popovichev, S., Cufar, A., Ghani, Z., Giacomelli, L., Jednorog, S., ... & Packer, L. (2017). 14 MeV calibration of JET neutron detectors—phase 1: calibration and characterization of the neutron source. *Nuclear Fusion*, 58(2), 026012.
- [36] Batistoni, P., Popovichev, S., Crowe, R., Cufar, A., Ghani, Z., Keogh, K., ... & Lykin, P. (2017). Technical preparations for the in-vessel 14MeV neutron calibration at JET. *Fusion Engineering and Design*, 117, 107-114.
- [37] Jarvis, O. N., Sadler, G., Van Belle, P., & Elevant, T. (1990). In-vessel calibration of the JET neutron monitors using a 252Cf neutron source: Difficulties experienced. *Review of Scientific Instruments*, 61(10), 3172-3174.
- [38] Syme, D. B., Popovichev, S., Conroy, S., Lengar, I., Snoj, L., & Contributors, J. E. (2012). Fusion yield measurements on JET and their calibration. *Nuclear Engineering and Design*, 246, 185-190.
- [39] Syme, D. B. JET neutron calibration 2013. “<http://www.npl.co.uk/upload/pdf/20131016-nuc-sowden.pdf>”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [40] Jednorog, S., Paduch, M., Szewczak, K., & Laszynska, E. (2015). Radioindium and determination of neutron radial asymmetry for the PF-1000 plasma focus device. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 303(1), 941-947.
- [41] Jednorog, S., Polkowska-Motrenko, H., Szewczak, K., Bienkowska, B., Paduch, M., Prokopowicz, R., ... & Laszynska, E. (2015). Neutron activation of PF-1000 device parts during long-term fusion research. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 303(1), 1009-1014.
- [42] Jednorog, S., Laszynska, E., Bienkowska, B., Ziolkowski, A., Paduch, M., Szewczak, K., ... & Potrykus, P. (2017). A new concept of fusion neutron monitoring for PF-1000 device. *Nukleonika*, 62(1), 17-22.
- [43] Laszynska, E., Jednorog, S., Ziolkowski, A., Gierlik, M., & Rządkiwicz, J. (2015). Determination of the emission rate for the 14 MeV neutron generator with the use of radio-yttrium. *Nukleonika*, 60(2), 319-322.

- [44] Reilly, D., Ensslin, N., Smith Jr, H., & Kreiner, S. (1991). *Passive nondestructive assay of nuclear materials* (No. NUREG/CR-5550; LA-UR--90-732). Nuclear Regulatory Commission, Washington, DC (United States). Office of Nuclear Regulatory Research; Los Alamos National Lab., NM (United States).
- [45] Knoll, G. F. (2010). *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons.
- [46] “http://ncbj.edu.pl/zasoby/wyklady/ld_stud_podypl/04.detekcja.pdf”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [47] Jednorog, S., Ciupek, K., Krajewski, P., Laszynska, E., & Ziolkowski, A. (2015). Calibration of the angular energy efficiency of an in situ spectrometer based on a LaBr3 (Ce) detector. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 305(2), 567-571.
- [48] Gilmore, G. (2011). *Practical gamma-ray spectroscopy*. John Wiley & Sons.
- [49] Medhat, M. E., & Wang, Y. (2014). Assessment of the suitability of Monte Carlo simulation for activity measurements of extended sources. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 300(3), 1005-1011.
- [50] “<http://geant4.cern.ch/support/training.shtml>”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [51] Venkataraman, R., Bronson, F., Abashkevich, V., Young, B. M., & Field, M. (1999). Validation of in situ object counting system (ISOCS) mathematical efficiency calibration software. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 422(1), 450-454.
- [52] Bronson, F. (2003). Validation of the accuracy of the LabSOCS software for mathematical efficiency calibration of Ge detectors for typical laboratory samples. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 255(1), 137-141.
- [53] Canberra Industries. (2014). Genie™ 2000 Spectroscopy Software - Customization Tools Manual. <http://depni.sinp.msu.ru/~hatta/canberra/Genie%202000%20Customization%20Tools%20Manual.pdf>, (dostęp 15.03.2018 r).
- [54] ANGLE 4 User Guide. “<http://www.angle4.com/downloads.php>”
- [55] Molnar, G. (Ed.). (2004). *Handbook of prompt gamma activation analysis: with neutron beams* (Vol. 1). Springer Science & Business Media.
- [56] International Reactor Dosimetry and Fusion File IRDFF v.1.05. (2014). “<https://www-nds.iaea.org/IRDFF/>”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [57] National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. “<http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>”, (dostęp 15.03.2018 r).
- [58] Sublet, J. C., Eastwood, J. W., Morgan, J. G., Fleming, M., & Gilbert, M. R. (2012). The FISPACT-II user manual. *CCFER (11)*, 11.
- [59] Koning, A. J., Rochman, D., van der Marck, S. C., Kopecky, J., Sublet, J. Ch., Pomp, S., ... & Hilaire, S. (2014). TENDL-2014: TALYS-based evaluated nuclear data library. “<ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/tendl2014/tendl2014.html>”
- [60] EADS SODERN. (2008). EADS SODERN – GENIE 16C/D USER MANUAL.
- [61] Canberra Industries. (2010). InSpector 2000. Hardware manual.
- [62] Sjöstrand, H., Gorini, G., Conroy, S., Ericsson, G., Giacomelli, L., Henriksson, H., ... & Tardocchi, M. (2008). Triton burn-up neutron emission in JET low current plasmas. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 41(11), 115208.

- [63] Packer, L. W., Batistoni, P., Colling, B., Drozdowicz, K., Jednorog, S., Gilbert, M. R., ... & Stamatelatos, I. E. (2017). Status of ITER material activation experiments at JET. *Fusion Engineering and Design*.
- [64] Nieschmidt, E. B., Saito, T., Barnes, C. W., Bosch, H. S., & Murphy, T. J. (1988). Calibration of the TFTR neutron activation system. *Review of Scientific Instruments*, 59(8), 1715-1717.
- [65] Koning, A.J., Rochman, D., Kopecky, J., Sublet, J.Ch., Fleming, M., Bauge, E., ... & Mills, R. (2016) TENDL-2015: TALYS-based evaluated nuclear data library. “https://tendl.web.psi.ch/tendl_2015/tendl2015.html”, (dostęp 15.03.2018 r)
- [66] Laszynska, E., Ghani, Z., Jednorog, S. (2017). Final Report on Deliverable B9 Cross calibration of HPGe detectors. *Technical report in the frame of WPJET3 NC14 project*.
- [67] Batistoni, P., Campling, D., Giegerich, T., Kollo, Z., Packer, L., Pillon, M., ... & Peacock, A. (2017). WP JET3 2017 Annual Progress Report.
- [68] Batistoni, P. (2017). Report on 14 MeV neutron activation (NC14). *Oral presentation during WPJET3 AGMM*.
- [69] Batistoni, P., Popovichev, S., Ghani, Z., Cufar, A., Giacomelli, L., Hawkins, P., ... & Peacock, A. (2018). 14 MeV calibration of JET neutron detectors—phase 2: in-vessel calibration. *Nuclear Fusion*, 58(10), 106016.
- [70] Laszynska, E. (2017). Final Report on Deliverable B14 Analyses of in-vessel calibration experimental data. *Technical report in the frame of WPJET3 NC14 project*.
- [71] Cufar, A., Batistoni, P., Conroy, S., Ghani, Z., Lengar, I., Milocco, A., ... & Snoj, L. (2016). Calculations to support JET neutron yield calibration: Modelling of neutron emission from a compact DT neutron generator. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 847, 199-204.
- [72] Ghani, Z., Popovichev, S., Batistoni, P., Lilley, S., Packer, L., Milocco, A., ... & JET contributors. (2018). Characterization of a Neutron Generator and Monitoring Detectors, to be used for the in Vessel Calibration of JET, *Submitted to Fusion Engineering and Design*.
- [73] Swinhoe, M. T., & Jarvis, O. N. (1984). Calculation and measurement of ²³⁵U and ²³⁸U fission counter assembly detection efficiency. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 221(2), 460-465.

Spis oznaczeń stosowanych w rozprawie

$\Delta\varepsilon$ - niepewność oznaczenia wartości wydajności rejestracji fotonów o danej energii.

ΔA_n - niepewność oznaczeń radioaktywności danego nuklidu.

ΔExp - niepewność związana z sumą elementów wymienionych w równaniu (32).

ΔK_c - niepewność oszacowania współczynnika uwzględniającego zmianę aktywności próbki w czasie jej pomiaru.

ΔK_w - niepewność oznaczenia współczynnika uwzględniającego zmianę aktywności próbki pomiędzy zakończeniem jej napromieniowania a rozpoczęciem pomiaru.

ΔN_T - niepewność oszacowania liczby jąder w próbce.

ΔN_{total} - niepewność oznaczenia pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma.

ΔR - niepewność oznaczenia szybkości reakcji jądrowej.

ΔT_I - niepewność wyznaczenia czasu żywego pomiaru.

Δy - niepewność oznaczenia intensywności emisji kwantów gamma o danej energii.

ΔY_n - całkowita niepewność oszacowania wydajności emisji generatora neutronów.

ε - wydajność rejestracji kwantów gamma o danej energii przez detektor.

ε' - wydajność rejestracji kwantów gamma o danej energii, zawierająca poprawki związane z procesem atenuacji i obliczona z zastosowaniem oprogramowania ISOCS lub LabSOCS.

ε_{absp} - wydajność absorpcji promieniowania w materiale czynnym detektora.

ε_{geom} – wydajność geometryczna.

ε_{int} – wydajność wewnętrzna.

ε_{rel} - wydajność względna.

ε_{sample} – wydajność próbki.

ε_{tot} - absolutna wydajność rejestracji fotonów.

λ – stała rozpadu.

$\mu_{absp\ i}$ – masowy współczynnik absorpcji promieniowania gamma przez materiał osłaniający detektor oznaczony indeksem i .

μ_{det} - masowy współczynnik masowy współczynnik atenuacji na efekt fotoelektryczny w materiale czynnym detektora.

$\mu(E)$ - masowy współczynnik atenuacji dla próbki i danej energii E .

μ_{lin} - liniowy współczynnik atenuacji promieniowania gamma o danej energii dla danego materiału.

μ_{sample} - masowy współczynnik absorpcji promieniowania gamma w próbce.

$\rho_{absp\ i}$ – gęstość materiału osłaniającego detektor.

ρ_{det} – gęstość materiału czynnego detektora.

ρ_{sample} – gęstość próbki.

ρ – gęstość materiału.

$\rho \cdot x$ – średnia masa próbki na jednostkę powierzchni.

σ – odchylenie standardowe.

$\sigma_{14,1\ MeV}$ - wartość przekroju czynnego dla neutronów o energii 14,1 MeV.

$\sigma(E)$ - przekrój czynny dla neutronów o danej energii.

σ_{max} - maksymalna wartość przekroju czynnego.

τ_D – czas utrzymania energii w plazmie deuterowej.

τ_{DT} – czas utrzymania energii w plazmie deuterowo-trytowej.

$\langle \Phi \rangle$ - średni strumień neutronów w próbce.

$\varphi(E)$ - rozkład strumienia neutronów w funkcji ich energii.

Φ_o – strumień neutronów padający na próbkę.

$A_{eksp.}$ – radioaktywność właściwa danego nuklidu wyznaczona w oparciu o pomiary eksperymentalne.

A_n – radioaktywność nuklidu wzbudzona w danym materiale w wyniku reakcji z neutronami.

$A_{obl.}$ – radioaktywność właściwa danego nuklidu wyznaczona za pomocą symulacji numerycznych przeprowadzonych z wykorzystaniem kodu FISPACT-II.

A_V - stała Avogadro.

B_i – względna amplituda każdego impulsu generatora neutronów mierzona za pomocą SDD.

E_γ – energia kwantów gamma.

$E_{progowa}$ - energia progowa dla danej reakcji jądrowej.

f - abundancja materiału tarczy w napromieniowanej próbce.

f_γ - współczynnik samoabsorpcji promieniowania gamma.

f_ϕ - współczynnik korekcyjny na samopochłanianie cząstek padających w próbce.

I - intensywność emisji kwantów gamma o danej energii (ang.: branching ratio).

K_c - współczynnik uwzględniający zmianę aktywności próbki w czasie jej pomiaru.

K_w - współczynnik uwzględniający zmianę aktywności próbki pomiędzy momentem zakończenia jej napromieniowania a rozpoczęciem pomiaru.

m - masa aktywowanej próbki.

N - liczba jąder promieniotwórczych tarczy.

n_D - gęstość plazmy deuterowej.

N_{det} - całkowita ilość fotonów zarejestrowanych przez detektor i mających wkład w formowanie piku całkowitego pochłaniania energii.

n_{DT} - gęstość plazmy deuterowo-trytowej.

N_T - liczba jąder w materiale próbki.

N_{tot} - całkowita ilość fotonów wyemitowanych przez źródło promieniowania.

N_{total} - całkowita liczba zliczeń w piku całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma o danej energii pomniejszona o liczbę zliczeń pochodzącą od tła.

A_{obl}/A_{exp} - współczynnik określający stosunek obliczonej radioaktywności właściwej do wartości eksperymentalnej.

P_m - współczynnik aktywacyjny wyznaczany przy użyciu kodu MCNP, pozwalający wyznaczyć całkowitą wydajność emisji neutronów dla badanego urządzenia plazmowego.

r - odległość pomiędzy źródłem promieniowania a detektorem.

R - szybkość reakcji jądrowej.

$R_{DTplasma}$ - współczynniki korekcyjne dla wskazań komór rozszczepieniowych dla przypadku rzeczywistego źródła plazmy.

$R_{DTplasma}/R_{DTring}$ - współczynniki korekcyjne dla wskazań komór rozszczepieniowych związane z kształtem źródła neutronów.

R_{DTring} - współczynniki korekcyjne dla wskazań komór rozszczepieniowych wyznaczone dla punktowego, izotropowego źródła neutronów o energii 14 MeV.

R_{DTring}/R_{NG+RH} - całkowity współczynnik korekcji dla komór rozszczepieniowych.

R_{NG+RH} - współczynniki korekcyjne dla wskazań komór rozszczepieniowych, uwzględniające obecność generatora neutronów, robota MASCOT oraz wysięgników będących częścią systemu zdalnego sterowania, obliczone w oparciu o kod MCNP.

S - powierzchnia przekroju poprzecznego detektora.

t – całkowity czas napromieniowania próbek w strumieniu neutronów.

T – temperatura plazmy.

T_I – czas żywy pomiaru pola pod pikiem całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma.

$T_{1/2}$ – czas połowicznego rozpadu danego radionuklidu.

t_A – czas napromieniowania próbek w strumieniu neutronów.

t_C – czas chłodzenia próbek aktywacyjnych.

t_M – czas pomiaru spektrometrycznego.

t_w – czas pomiędzy momentem zakończenia napromieniowania a początkiem pomiaru radioaktywności.

U_f – współczynnik korekcyjny związany z użytym układem jednostek (Bq lub Ci).

V – objętość próbki (lub jej masa).

w - masa atomowa materiału próbki.

x – grubość materiału.

$x_{absp i}$ - grubość materiału osłaniającego detektor.

x_{det} – grubość materiału czynnego detektora.

x_{sample} – grubość próbki.

Y_n – wydajność emisji neutronów.

Y_{total} – całkowita wydajność emisji neutronów dla danego urządzenia plazmowego.

Spis skrótów stosowanych w rozprawie

ADRIANA (*Advanced Digital Radiometric Instrumentation for Applied Nuclear Activities*) – laboratorium radiometryczne zlokalizowane w CCFE.

ANGLE (*Advanced Gamma Spectroscopy Efficiency Calibration*) – zaawansowany software, stosowany w spektrometrii promieniowania gamma, wykorzystujący pół-empiryczną metodę wyznaczania krzywej wydajności rejestracji promieniowania gamma przez detektor.

BC418 – plastikowy scyntylator służący do pomiaru neutronów w tokamaku JET.

Canberra – firma produkująca m. in. detektory promieniowania gamma.

CCFE (*Culham Centre for Fusion Energy*) – instytut naukowy w Wielkiej Brytanii, w którym znajduje się tokamak JET.

CNS (*Compact Neutron Spectrometer*) – kompaktowy spektrometr neutronowy, służący do pomiaru widma neutronów emitowanych z urządzeń plazmowych.

cross calibration – kalibracja krzyżowa urządzeń pomiarowych np. detektorów półprzewodnikowych lub systemów służących do pomiaru neutronów.

CsI(Tl) – scyntylator nieorganiczny aktywowany talem służący do pomiaru twardego promieniowania rentgenowskiego i kwantów gamma.

D1 – komora rozszczepieniowa zlokalizowana w oktancie ósmym tokamaka JET.

D2 – komora rozszczepieniowa zlokalizowana w oktancie drugim tokamaka JET.

D3 - komora rozszczepieniowa zlokalizowana w oktancie szóstym tokamaka JET.

DE (*Double Escape*) – określenie stosowane w dziedzinie spektrometrii promieniowania gamma. Oznacza „podwójną” ucieczkę kwantów gamma z detektora.

DEMO (*DEMOstration Power Station*) – prototypowa elektrownia termojądrowa.

DGNAA (*Delayed Gamma-ray Neutron Activation Analysis*) – rodzaj neutronowej analizy aktywacyjnej, w której pomiary następują po napromieniowaniu próbki.

DTE1 (*Deuterium Tritium Experiment 1*) – pierwsza kampania eksperymentalna z zastosowaniem trytu w tokamaku JET.

DTE2 (*Deuterium Tritium Experiment 2*) – druga kampania eksperymentalna z zastosowaniem trytu w tokamaku JET.

FISPACT-II – kod numeryczny przeznaczony do obliczania teoretycznych radioaktywności nuklidów zawartych w materiałach aktywowanych w strumieniu neutronów oraz do oszacowywania dawek promieniowania pochodzących od wspomnianych nuklidów.

FWHM (*Full Width of the Photopeak at Half its Maximum Height*) – szerokość połówkowa piku całkowitego pochłaniania energii kwantów gamma w połowie jego wysokości.

Gamma Acquisition & Analysis – software wyprodukowany przez firmę Canberra. Służy do akwizycji promieniowania gamma emitowanego przez dany radionuklid.

GammaVision – software wyprodukowany przez firmę ORTEC służący do akwizycji promieniowania gamma.

GEANT (*Geometry And Tracking*) – software umożliwiający symulowanie oddziaływania cząstek z materią oparty na metodzie Monte Carlo.

Genie 16C – model generatora neutronów wyprodukowany przez firmę SODERN.

Genie 2000 – pakiet programów wyprodukowanych przez firmę Canberra.

H-mode – jeden z reżimów pracy tokamaka. Występuje, kiedy plazma w tokamaku jest podgrzewana powyżej charakterystycznego progu mocy, który wzrasta wraz z gęstością, polem magnetycznym i rozmiarem urządzenia. Charakteryzuje się ostrym gradientem temperatury w pobliżu brzegów plazmy.

HPGe (*High Purity Germanium*) – rodzaj detektora półprzewodnikowego.

IFPiLM – Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy.

INAA (*Instrumental Neutron Activation Analysis*) – rodzaj neutronowej analizy aktywacyjnej, w której radioaktywna próbka pozostaje nienaruszona, a jej składowe elementy są określane na podstawie różnych stałych rozpadu ustalanych za pomocą urządzeń pomiarowych o wysokiej rozdzielczości.

ING-17 – model generatora neutronów wyprodukowany przez All-Russia Research Institute of Automatics, zastosowany jako źródło kalibracyjne podczas kalibracji “*in-vessel*” aparatury przeznaczonej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET.

in-vessel – nazwa kalibracji aparatury pomiarowej przeznaczonej do pomiaru neutronów w tokamaku JET, w trakcie której źródło kalibracyjne jest umieszczane wewnątrz komory próżniowej tokamaka i badane są wskazania urządzeń pomiarowych.

IRDF (*International Reactor Dosimetry and Fusion File*) – biblioteka danych jądrowych zawierająca standardy dozymetryczne.

ISOCS (*In-Situ Object Counting System*) – software wyprodukowany przez firmę Canberra, pozwalający na obliczenie krzywej wydajności rejestracji promieniowania gamma dla zdefiniowanej przez użytkownika geometrii źródła.

ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*) – międzynarodowy projekt badawczy, którego celem jest budowa dużego tokamaka w Cadarache.

ITER-like antenna – antena do mikrofalowego nagrzewania plazmy.

JET (*Joint European Torus*) – największy działający obecnie tokamak zlokalizowany w Wielkiej Brytanii.

JT-60U (*Japanease Torus-60 Upgrade*) – tokamak zlokalizowany w miejscowości Naka w Japonii, którego rozmiary są zbliżone do rozmiarów tokamaka JET.

KN1 – nazwa systemu diagnostycznego służącego do pomiaru neutronów w tokamaku JET, w skład którego wchodzi komora rozszczepieniowa.

KN2 – nazwa systemu diagnostycznego opartego na metodzie aktywacyjnej, służącego do pomiaru neutronów w tokamaku JET.

KN2 3U – wewnętrzny kanał aktywacyjny będący częścią systemu KN2, w zakończeniu którego napromieniowywane są materiały aktywacyjne.

KN3 – monitor profilu emisji neutronowej zainstalowany przy tokamaku JET.

LabSOCS (*Laboratory Sourceless Calibration Software*) – software wyprodukowany przez firmę Canberra. Jest rozszerzeniem programu ISOCS i jest przeznaczony do pomiarów laboratoryjnych.

MASCOT (*Manipolatore Servo Controllato Transistorizzato*) – robot będący częścią system zdalnego sterowania w tokamaku JET.

MCNP (*Monte Carlo N-particle transport code*) – kod numeryczny oparty na metodzie Monte Carlo służący do symulowania procesu transportu neutronów, fotonów i elektronów w materii.

MHD (*Magneto-Hydro-Dynamics*) – matematyczny opis plazmy w polu magnetycznym, który przedstawia plazmę jako przewodzący płyn.

MPR (*Magnetic Proton Recoil*) – spektrometr neutronowy zainstalowany przy tokamaku JET.

NAA (*Neutron Activation Analysis*) – neutronowa analiza aktywacyjna.

NaI(Tl) – typ scyntylatora nieorganicznego aktywowanego talem służący do pomiaru promieniowania gamma.

NCBJ – Narodowe Centrum Badań Jądrowych w Świerku.

NE-213 – ciekły scyntylator organiczny służący do pomiaru neutronów.

NPL (*National Physical Laboratory*) – laboratorium metrologiczne zlokalizowane w Teddington koło Londynu.

ORTEC – firma produkująca m.in. detektory promieniowania gamma.

PCVD (*Polycrystalline Chemical Vapour Deposited*) – typ detektora diamentowego przeznaczonego m.in. do pomiaru neutronów w tokamaku JET.

PF-1000 (*Plasma Focus – 1000*) – urządzenie plazmowe zainstalowane w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy.

PF-6 (*Plasma Foxus – 6*) - urządzenie plazmowe zainstalowane w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy.

PGNAA (*Prompt Gamma-ray Neutron Activation Analysis*) – rodzaj neutronowej analizy aktywacyjnej, w której pomiary są przeprowadzane w trakcie napromieniowywania próbki.

PMP (*Project Management Plan*) – dokument zawierający opis metodologii kalibracji diagnostyk neutronów tokamaka JET z zastosowaniem 14-MeV generatora neutronów.

RNAA (*Radiochemical Neutron Activation Analysis*) – rodzaj neutronowej analizy aktywacyjnej, w której radioaktywna próbka ulega chemicznemu rozkładowi na frakcje zawierające poszczególne elementy.

SDD (*Single-crystal Diamond Detector*) – typ detektora diamentowego służącego m.in. do pomiaru neutronów.

SE (*Single Escape*) - określenie stosowane w dziedzinie spektrometrii promieniowania gamma. Oznacza „pojedynczą” ucieczkę kwantu gamma z detektora.

SODERN – firma produkująca m.in. generatory neutronów.

TENDL-2014 (*TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library – 2014*) – biblioteka danych jądrowych.

TFTR (*Tokamak Fusion Test Reactor*) – duży tokamak zlokalizowany w Princeton Plasma Physics Laboratory, który był eksploatowany w latach 1982-1997.

TOFOR (*Time of Flight for Optimised Rate*) – spektrometr neutronowy zainstalowany przy tokamaku JET.

tokamak (*Toroidalnaya Kamera s Magnitnami Katushkami*) – toroidalne urządzenie plazmowe.

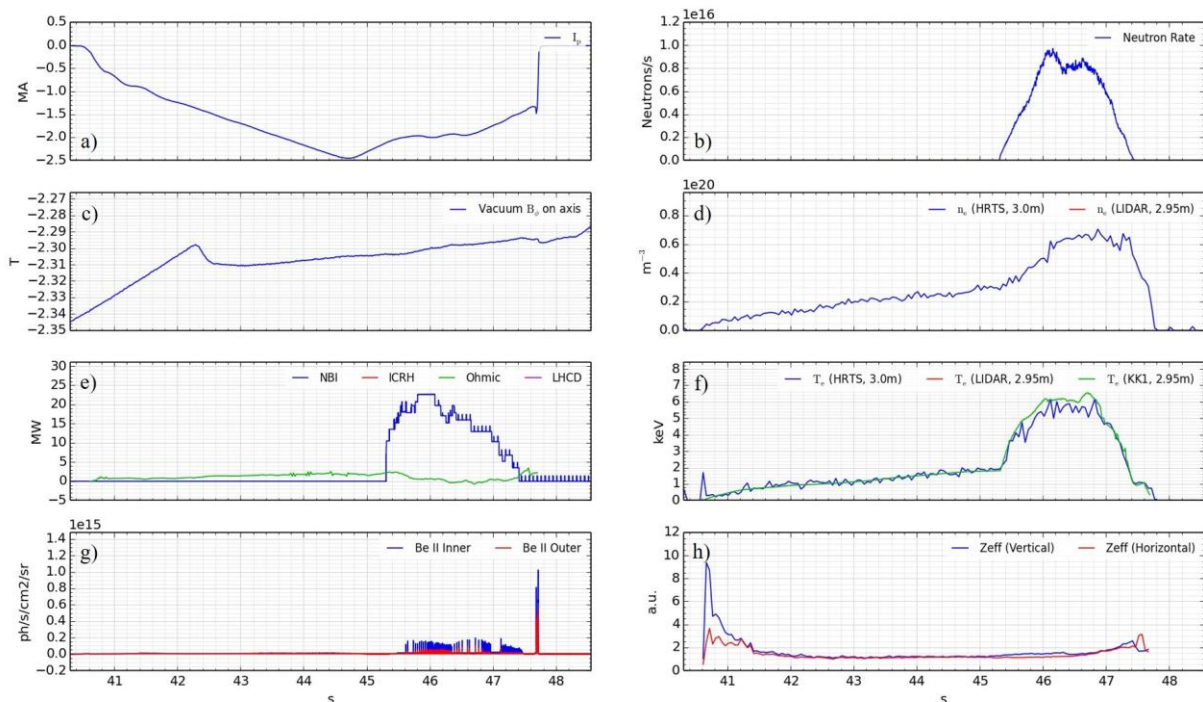
VNIIA (*All-Russia Research Institute of Automatics*) – instytut naukowy, który wyprodukował generator neutronów użyty podczas kalibracji “*in-vessel*” aparatury pomiarowej przeznaczonej do diagnostyki neutronów w tokamaku JET.

WPJET3 (*Technological Exploitation of DT operation*) – projekt, który ma za zadanie przygotowanie tokamaka JET do kampanii eksperymentalnej z zastosowaniem deuteru i trytu.

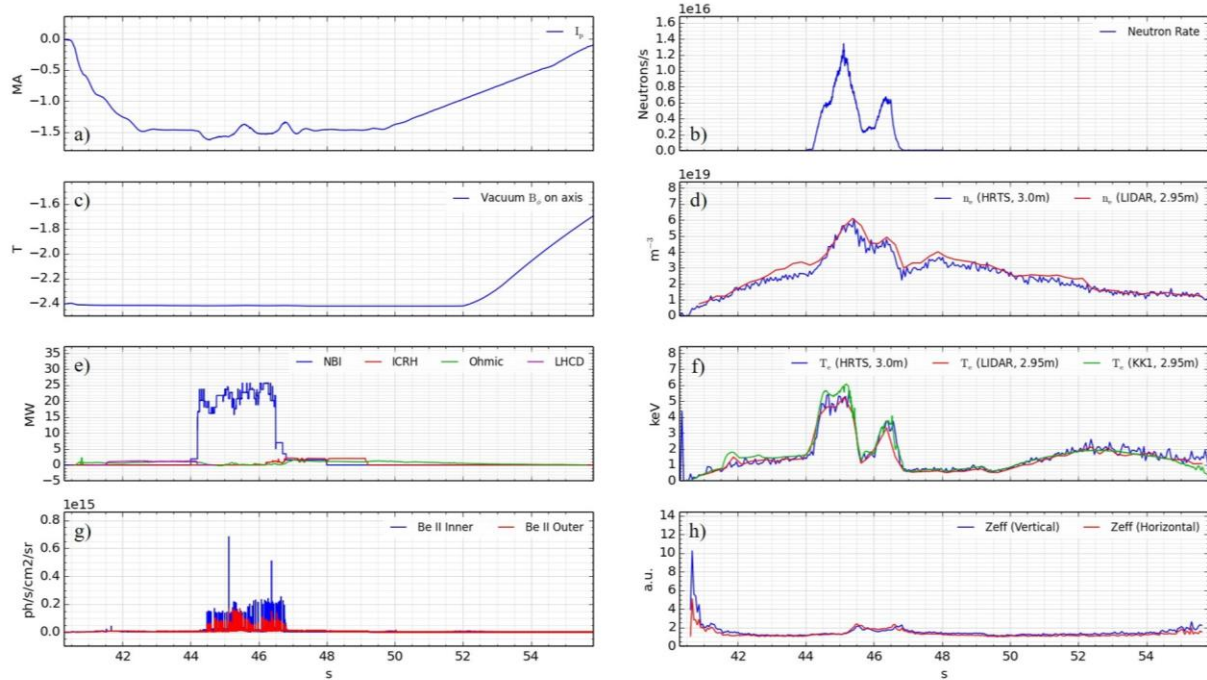
Dodatek 1. Charakterystyki wyładowań plazmowych w tokamaku JET, w trakcie których aktywowano próbki wybranych materiałów

Charakterystyki wyładowań plazmowych w tokamaku JET, w trakcie których napromieniowywano próbki aktywacyjne, zostały przedstawione na Rysunkach D1.1-D1.6. Na każdym z wykresów:

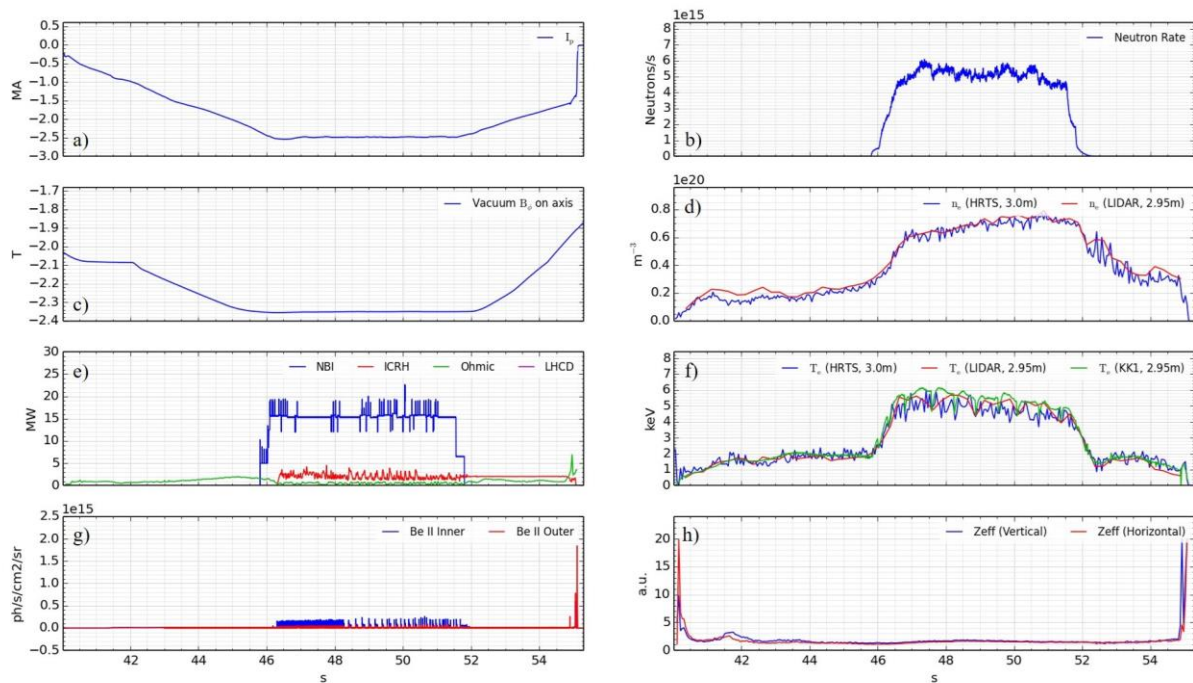
- przedstawia prąd plazmy w trakcie trwania danego wyładowania plazmowego,
- przedstawia emisję neutronów z plazmy w trakcie trwania wyładowania plazmowego,
- przedstawia indukcyjność magnetyczną plazmy w trakcie trwania wyładowania plazmowego,
- przedstawia gęstość plazmy w trakcie trwania wyładowania plazmowego,
- przedstawia moc poszczególnych systemów grzania plazmy w trakcie trwania wyładowania plazmowego,
- przedstawia temperaturę plazmy w trakcie trwania wyładowania plazmowego,
- przedstawia fluorescencję plazmy w trakcie trwania wyładowania plazmowego,
- przedstawia zmianę Z_{eff} w trakcie trwania wyładowania plazmowego.



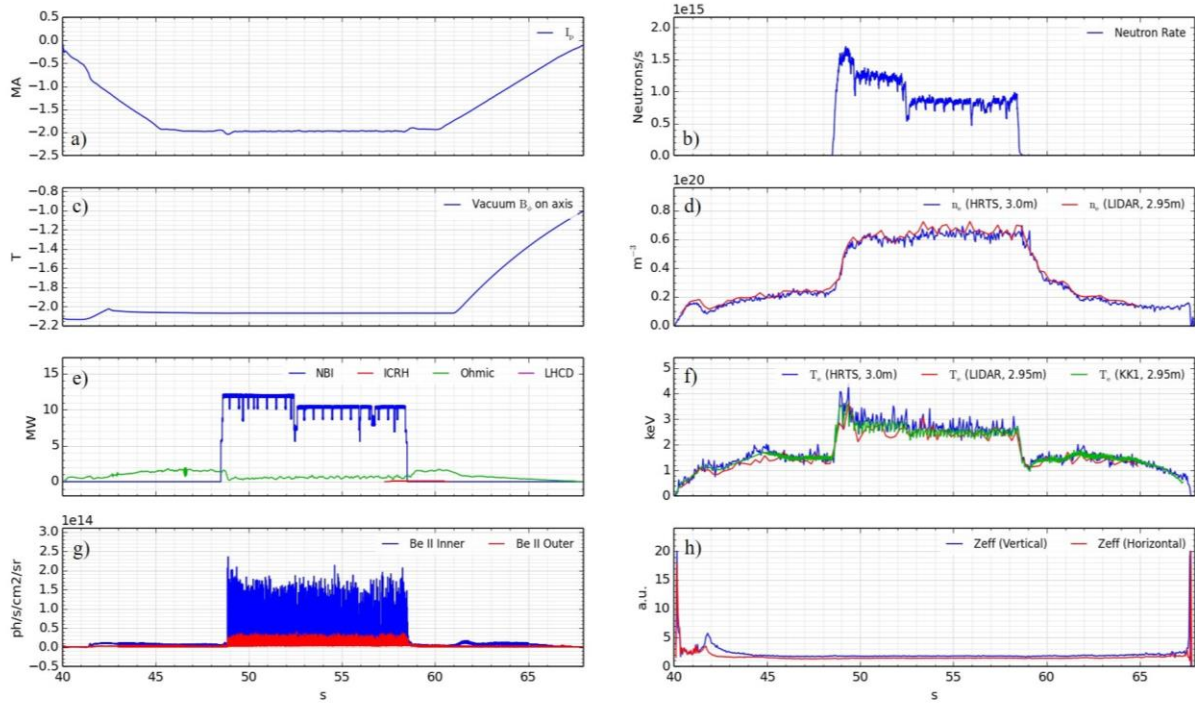
Rys. D1.1. Parametry wyładowania #86716 w tokamaku JET.



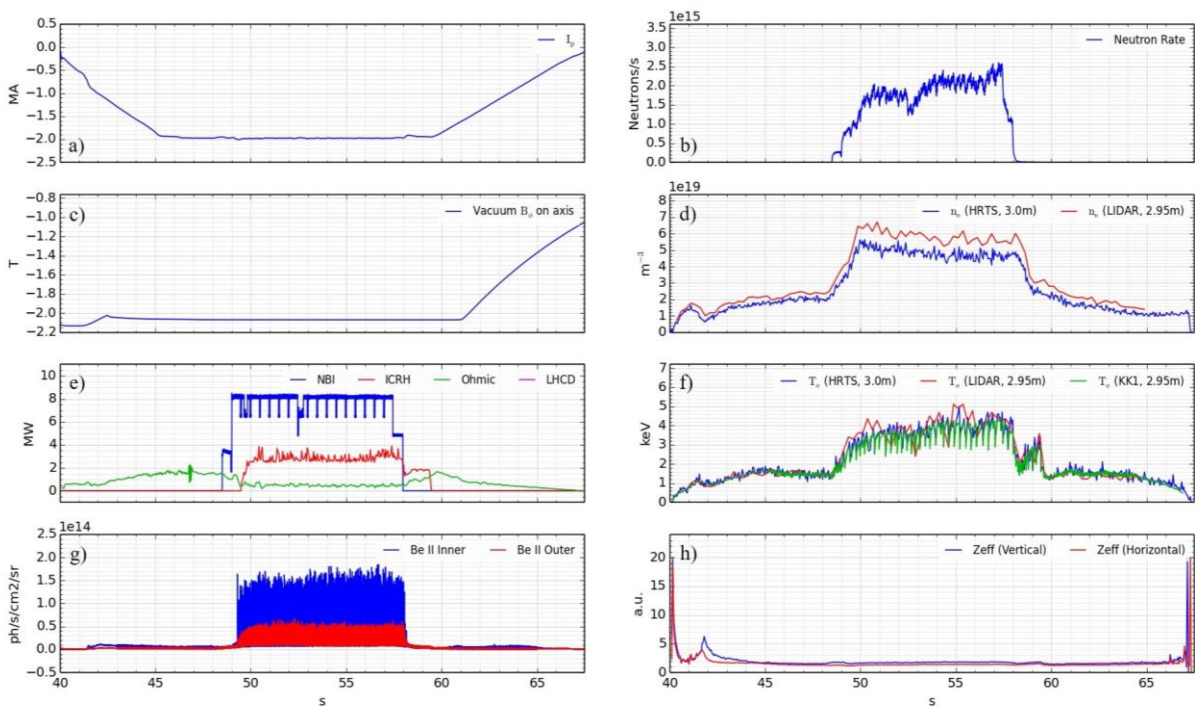
Rys. D1.2. Parametry wyładowania #86816 w tokamaku JET.



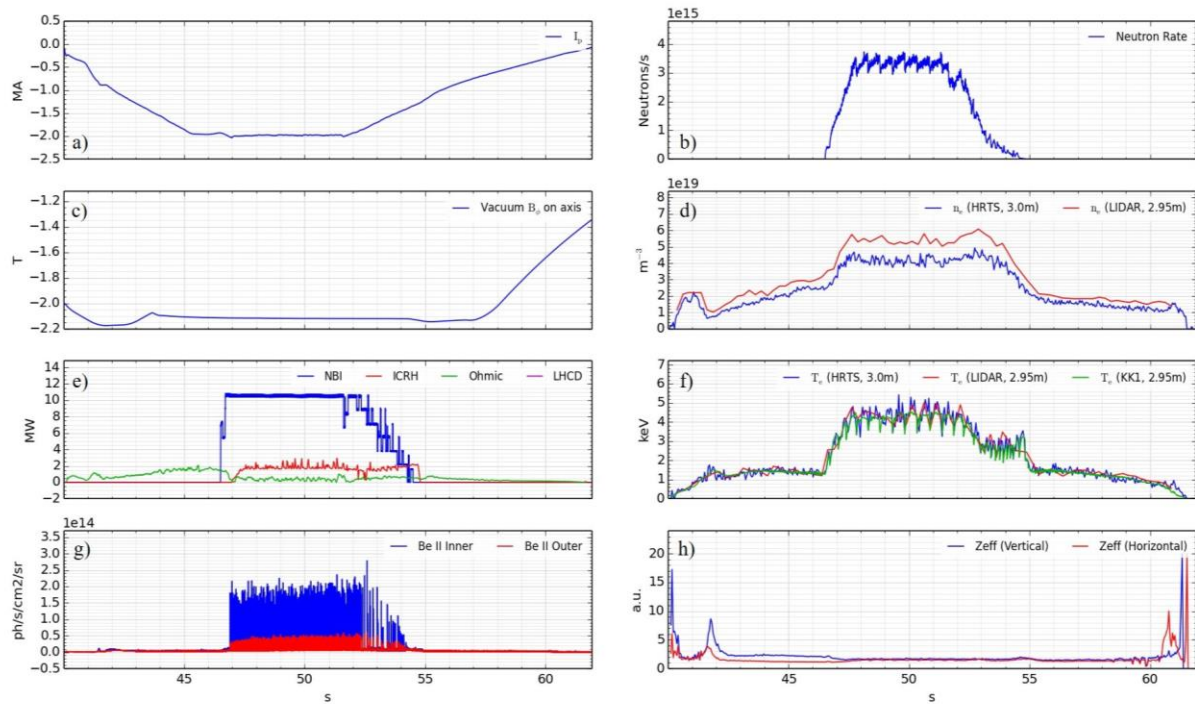
Rys. D1.3. Parametry wyładowania #87214 w tokamaku JET.



Rys. D1.4. Parametry wyładowania #90380 na tokamaku JET.

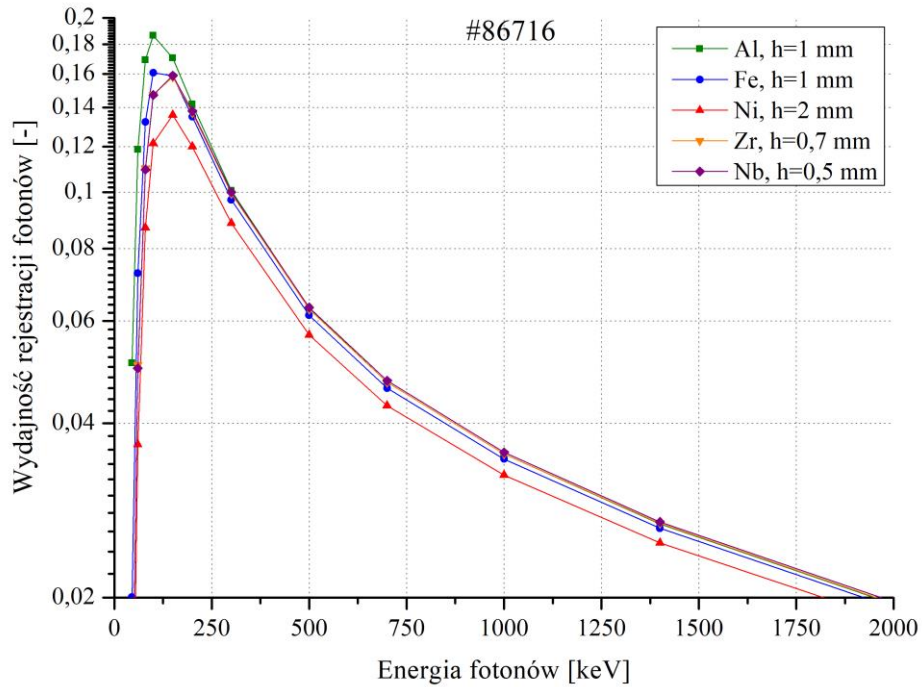


Rys. D1.5. Parametry wyładowania #90592 w tokamaku JET.

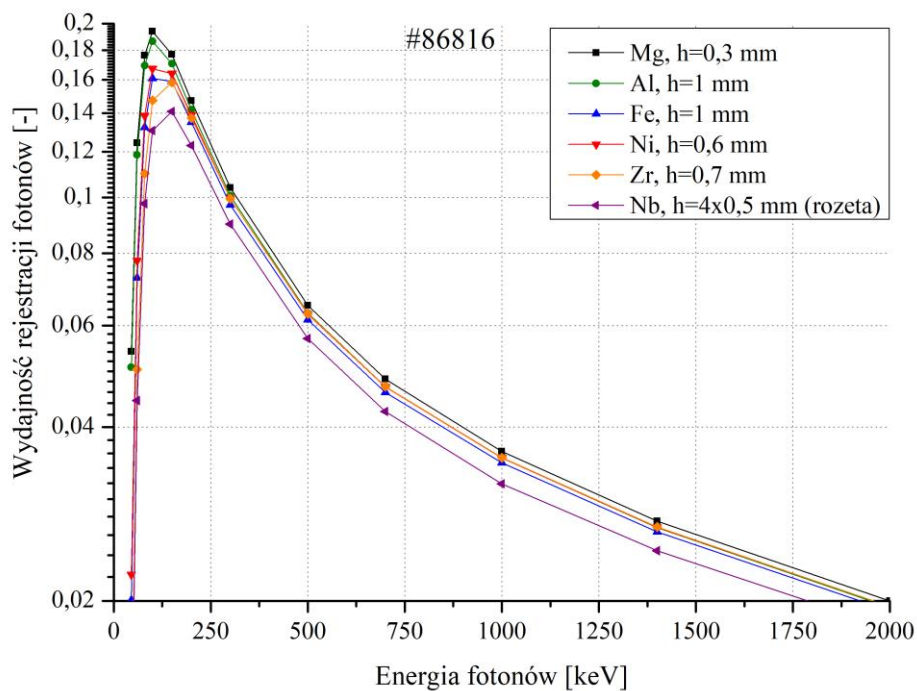


Rys. D1.6. Parametry wyładowania #90650 w tokamaku JET.

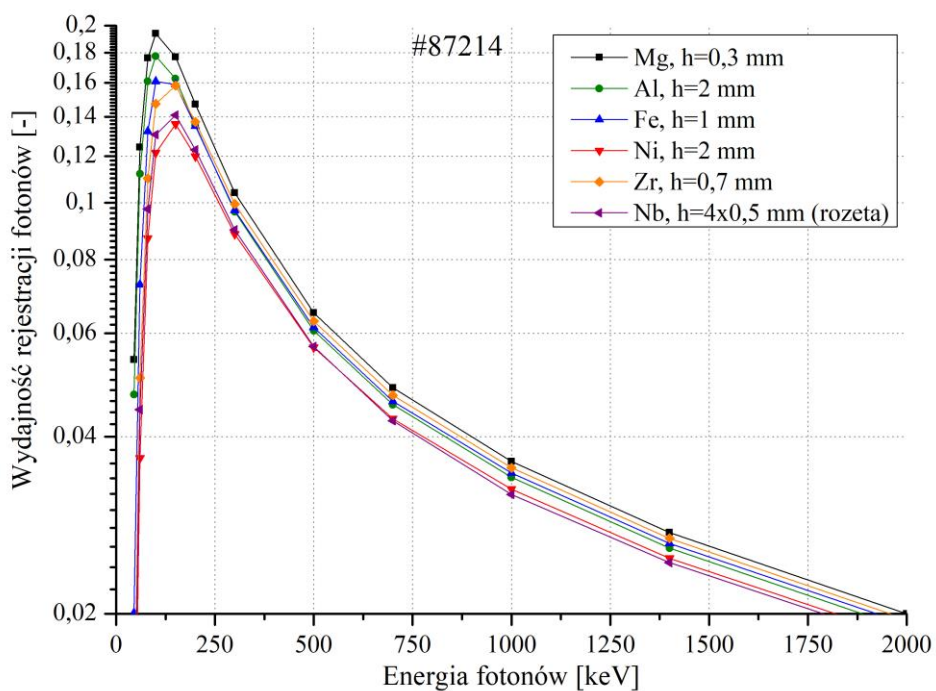
Dodatek 2. Krzywe wydajności rejestracji fotonów pochodzących z próbek aktywacyjnych napromieniowanych podczas wyładowań plazmowych w tokamaku JET



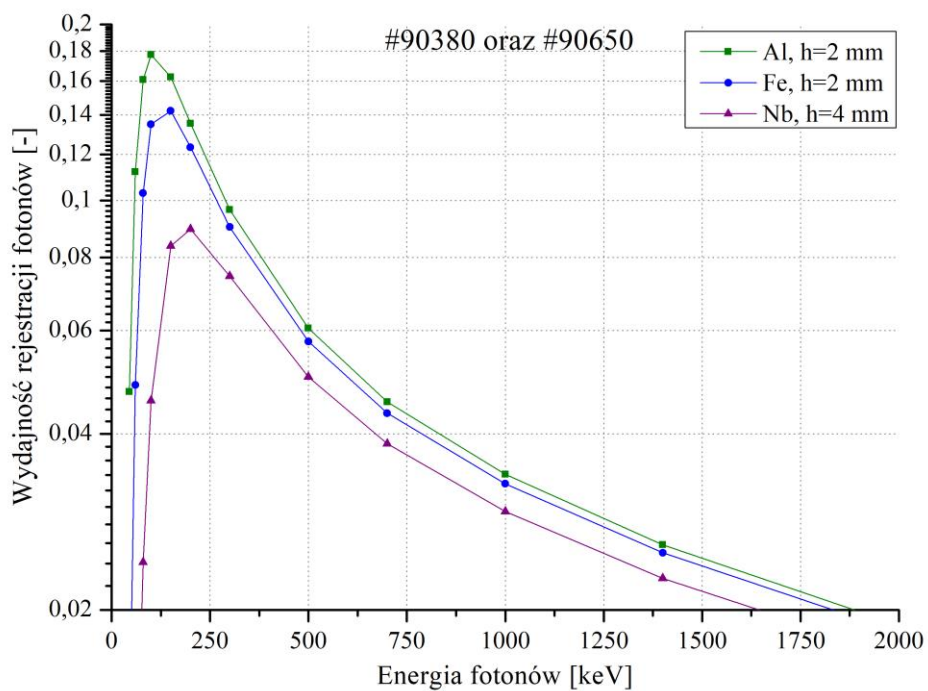
Rys. D2.1. Wydajność rejestracji fotonów obliczona dla próbek aktywowanych podczas wyładowania plazmowego #86716 w tokamaku JET.



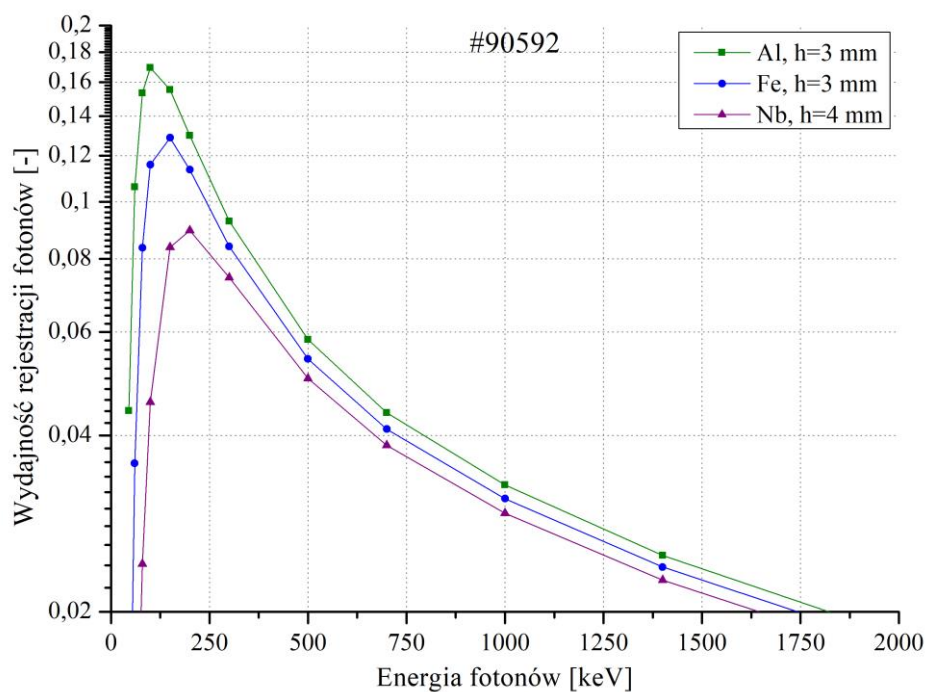
Rys. D2.2. Wydajność rejestracji fotonów obliczona dla próbek aktywowanych podczas wyładowania plazmowego #86816 w tokamaku JET.



Rys. D2.3. Wydajność rejestracji fotonów obliczona dla próbek aktywowanych podczas wyładowania plazmowego #87214 w tokamaku JET.

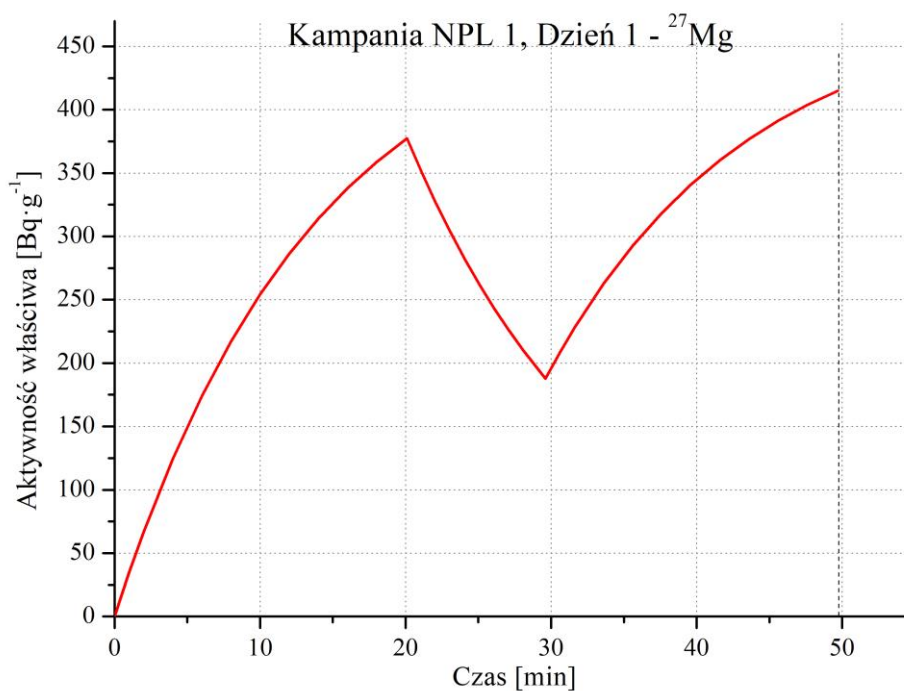


Rys. D2.4. Wydajność rejestracji fotonów obliczona dla próbek aktywowanych podczas wyładowań plazmowych #90380 oraz #90650 w tokamaku JET.

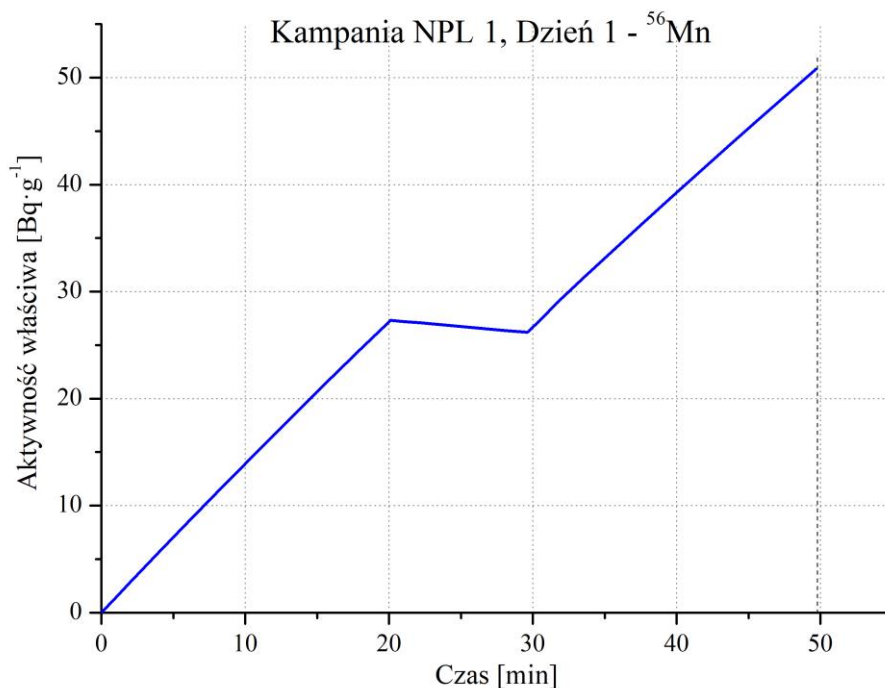


Rys. D2.5. Wydajność rejestracji fotonów obliczona dla próbek aktywowanych podczas wyładowania plazmowego #90592 w tokamaku JET.

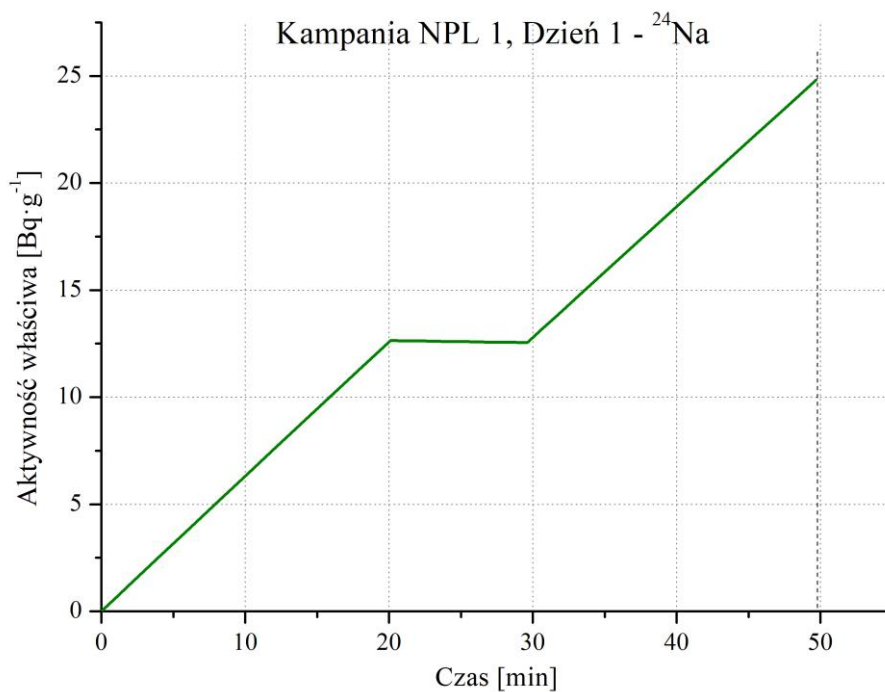
Dodatek 3. Zmiana radioaktywności ^{27}Mg , ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w funkcji czasu podczas kolejnych dni kampanii eksperymentalnej w National Physical Laboratory



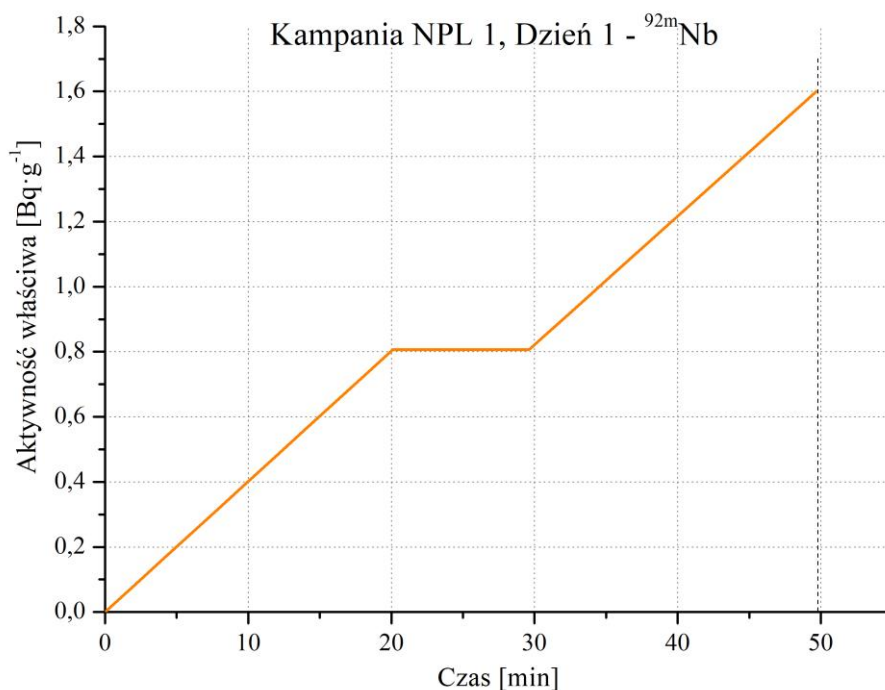
Rys. D3.1. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium pierwszego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



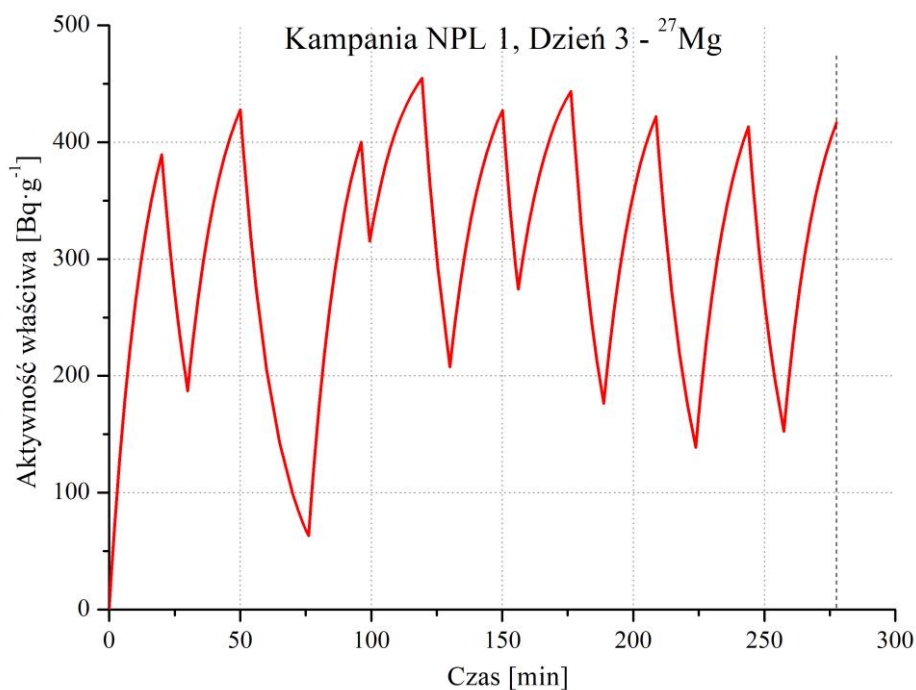
Rys. D3.2. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza pierwszego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



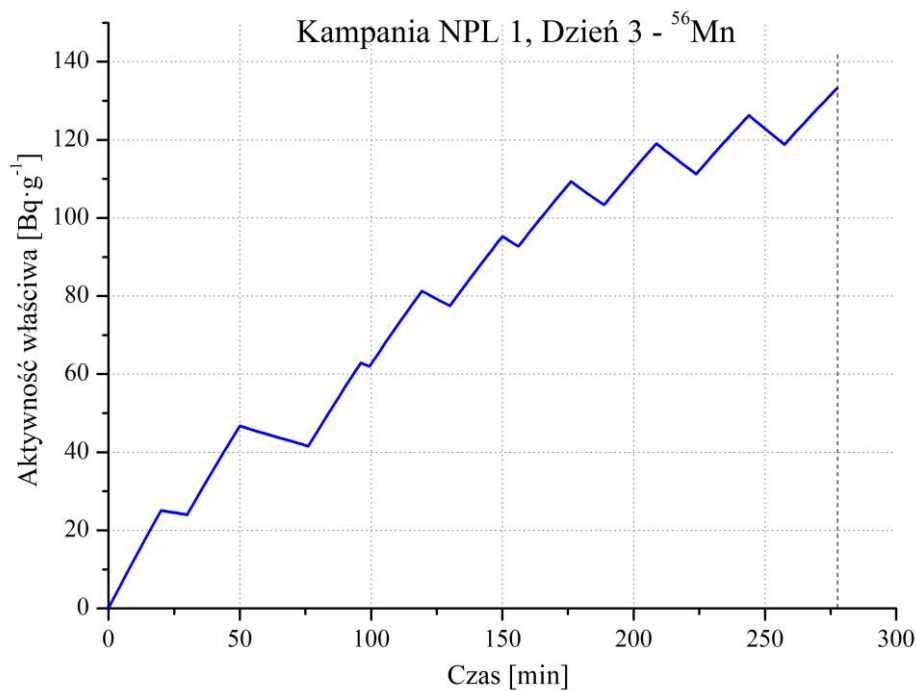
Rys. D3.3. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium pierwszego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



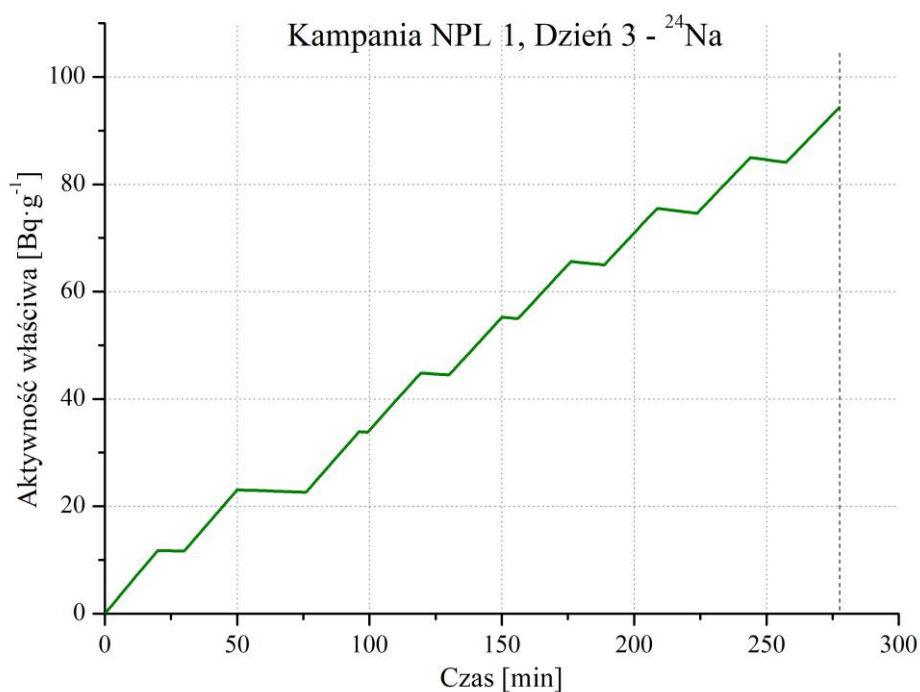
Rys. D3.4. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu pierwszego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



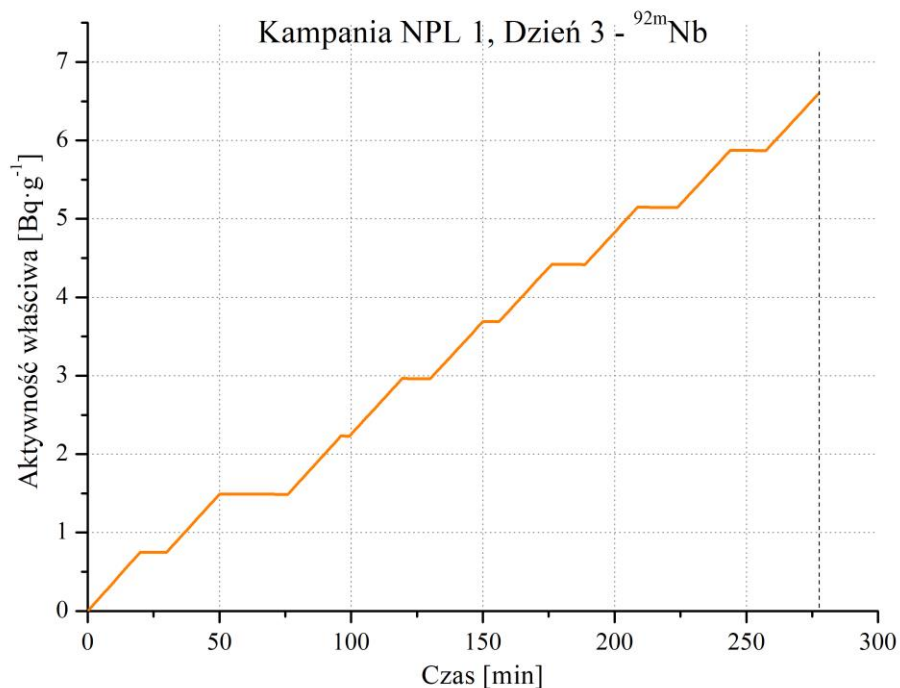
Rys. D3.5. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium trzeciego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



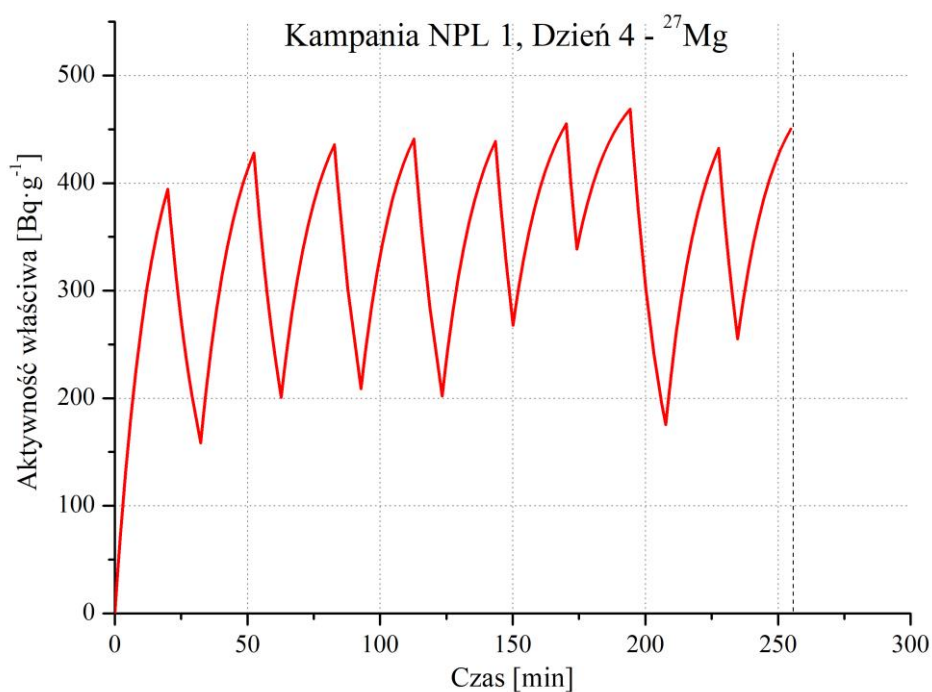
Rys. D3.6. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza trzeciego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



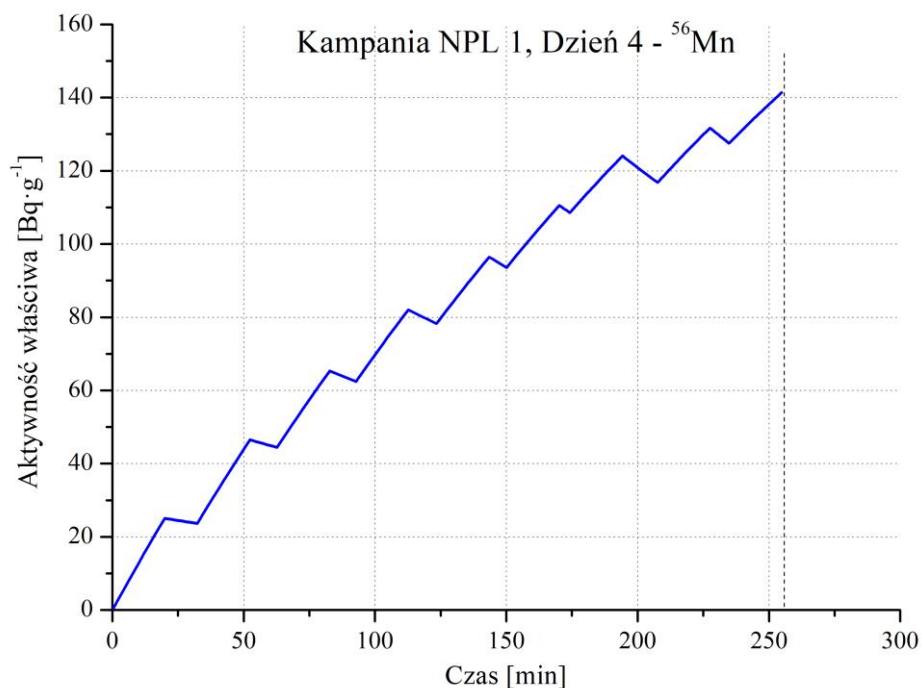
Rys. D3.7. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium trzeciego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



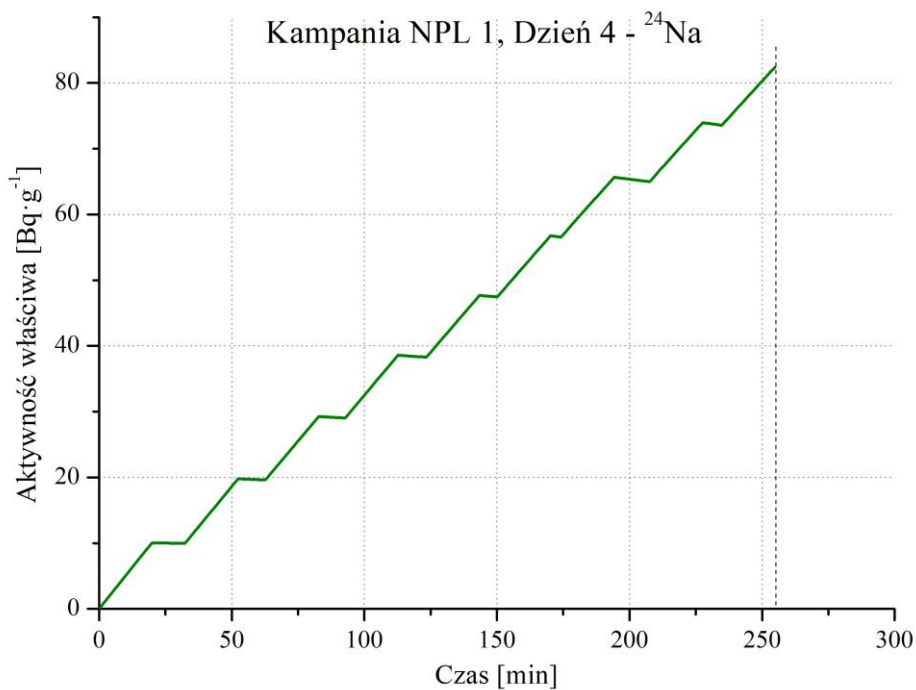
Rys. D3.8. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu trzeciego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



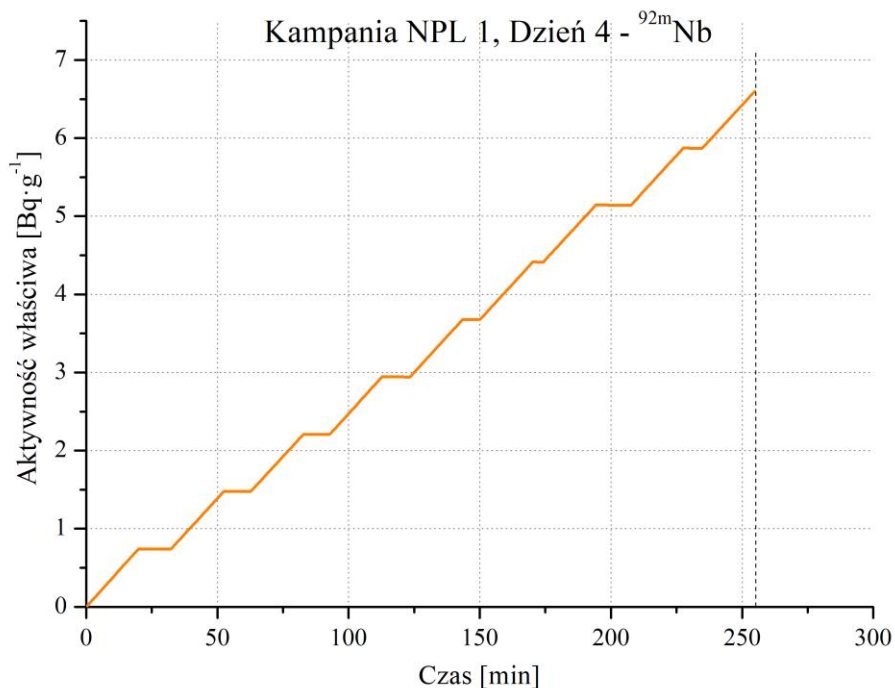
Rys. D3.9. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium czwartego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



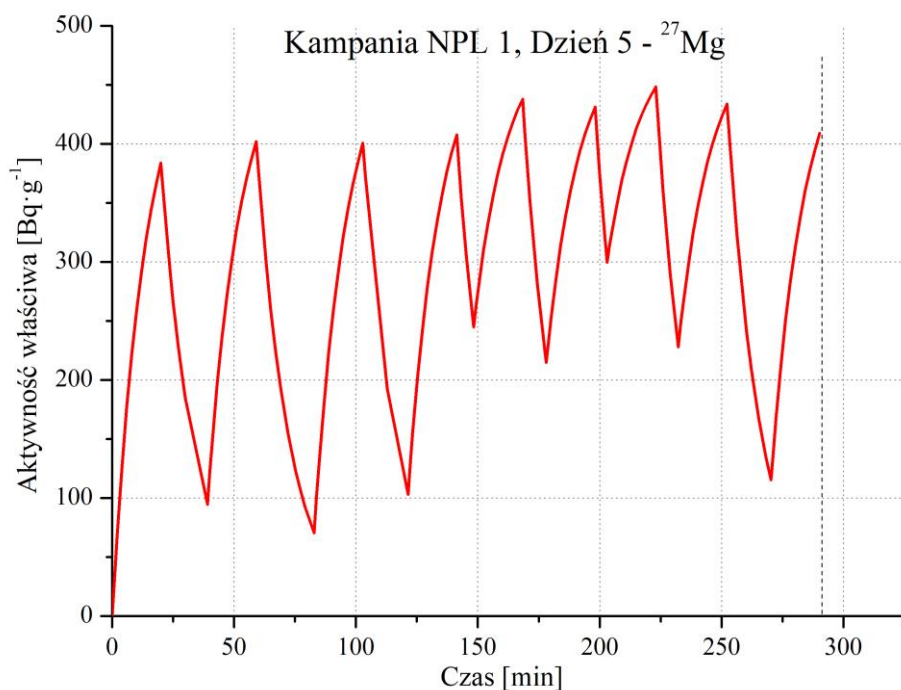
Rys. D3.10. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza czwartego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



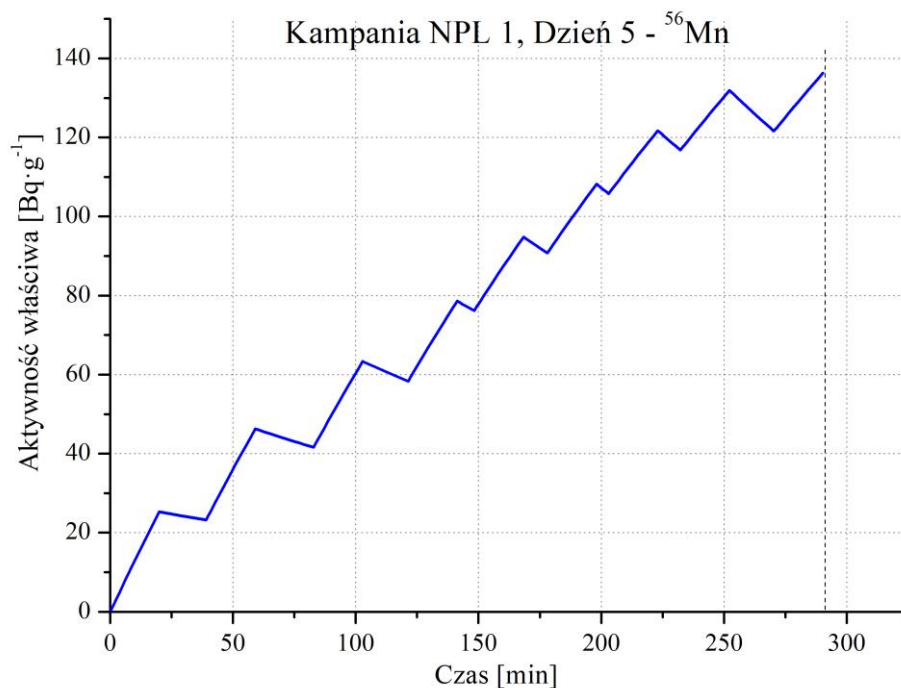
Rys. D3.11. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium czwartego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



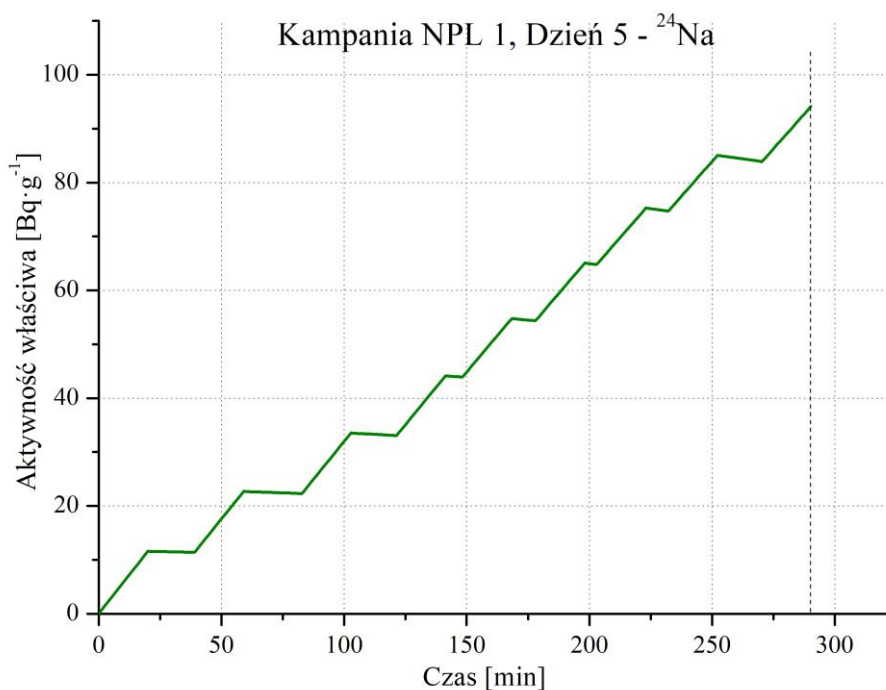
Rys. D3.12. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu czwartego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



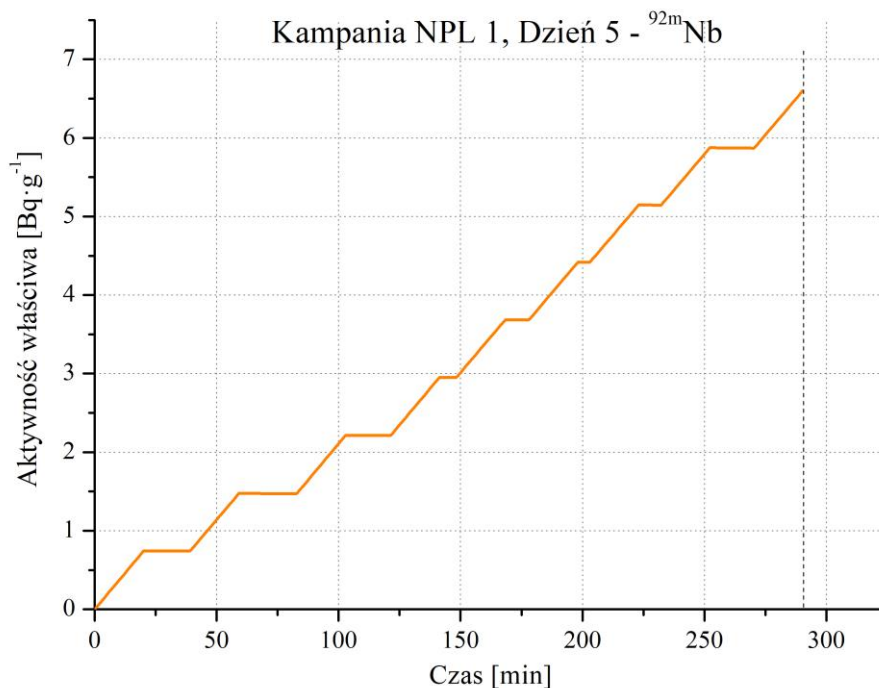
Rys. D3.13. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium piątego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



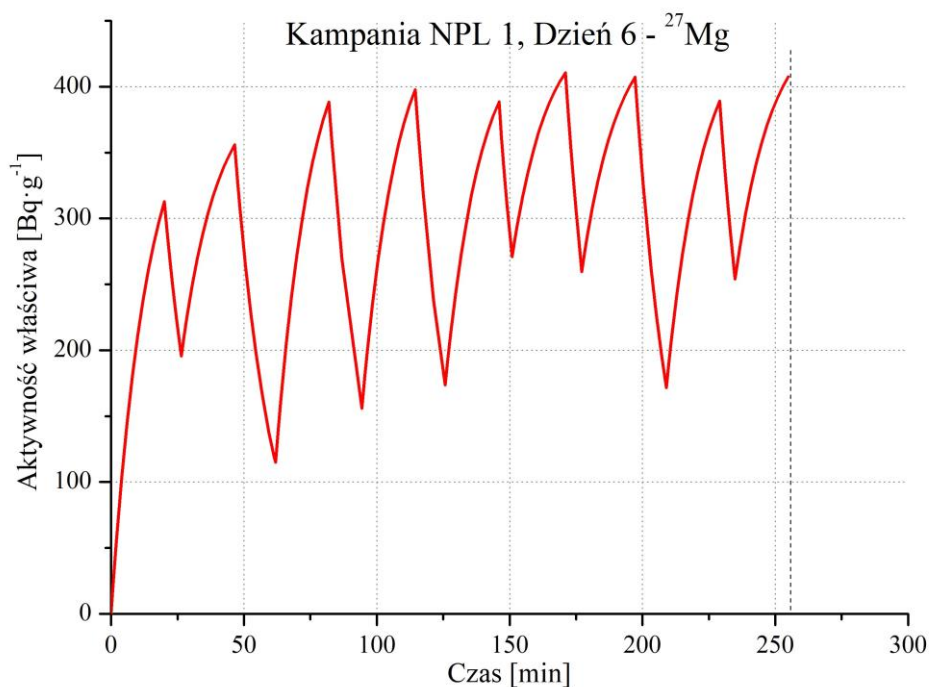
Rys. D3.14. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza piątego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



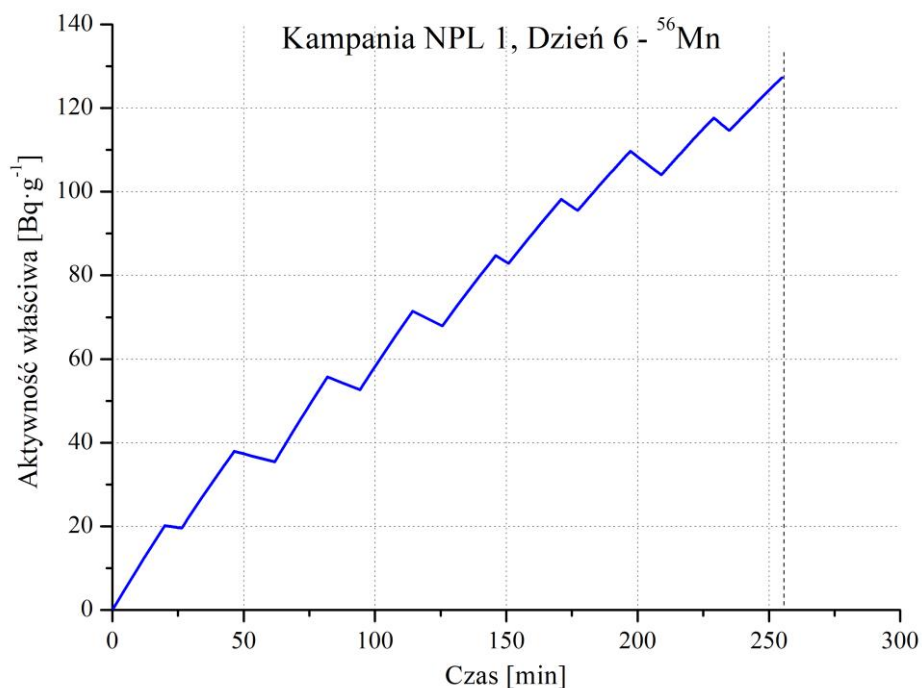
Rys. D3.15. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium piątego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



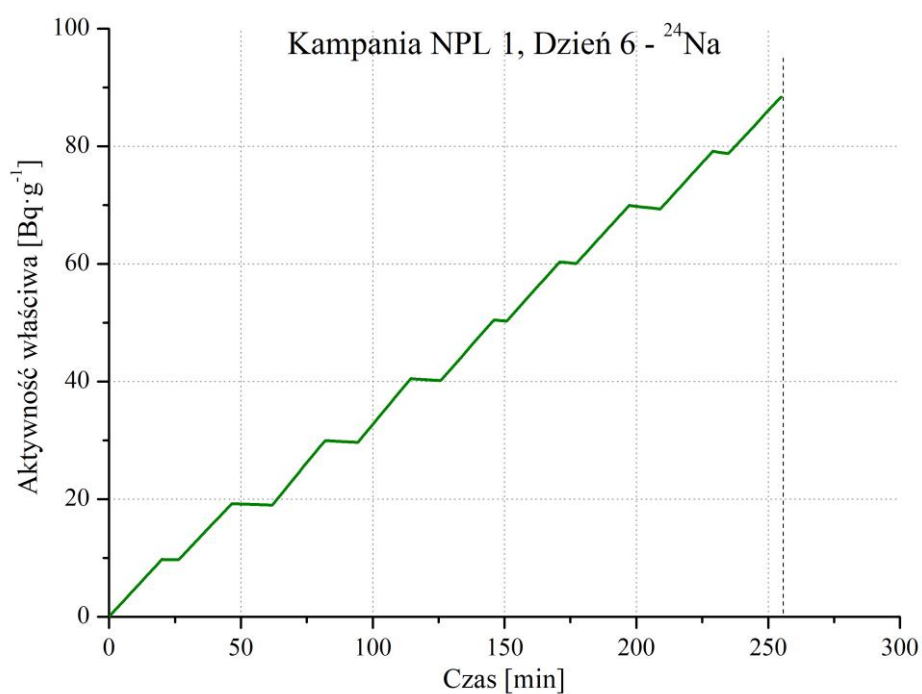
Rys. D3.16. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu piątego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



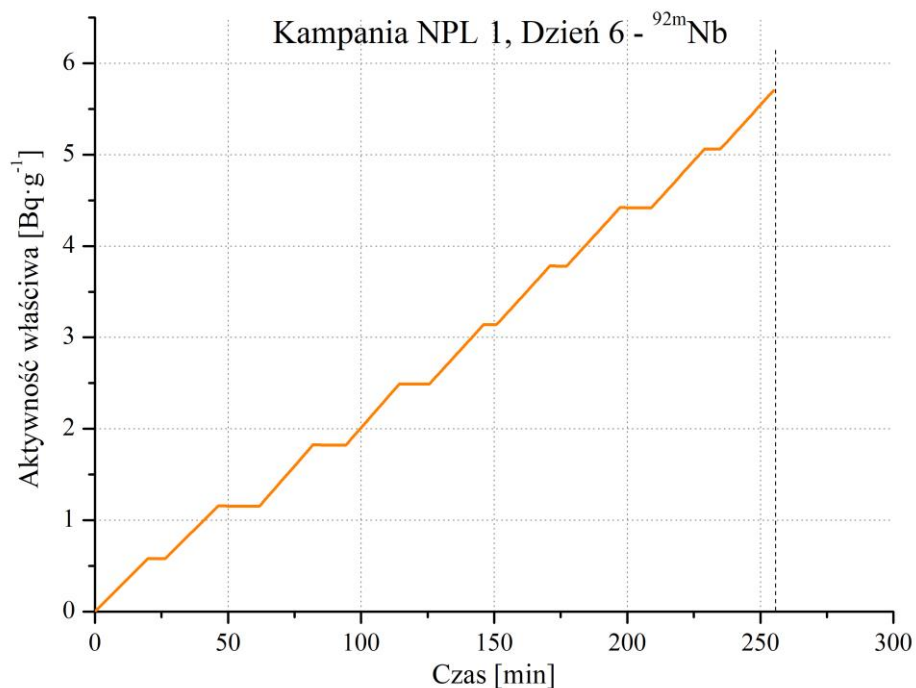
Rys. D3.17. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium szóstego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



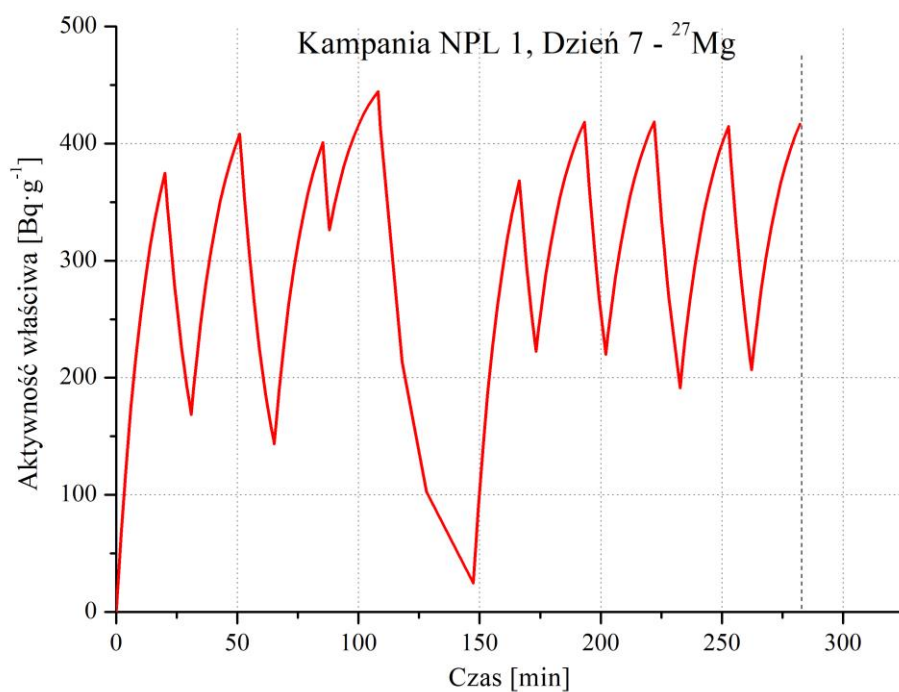
Rys. D3.18. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza szóstego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



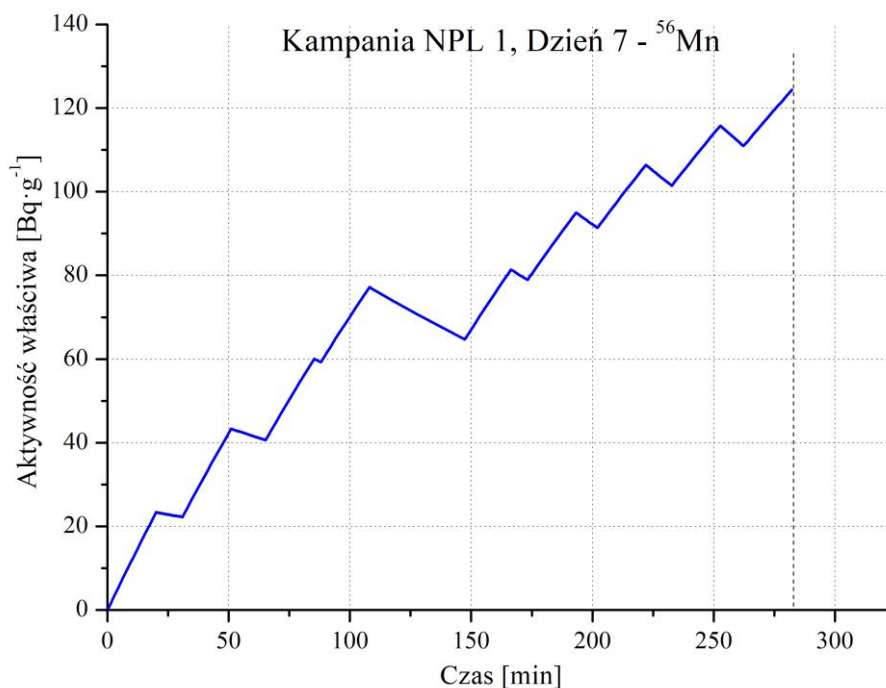
Rys. D3.19. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium szóstego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



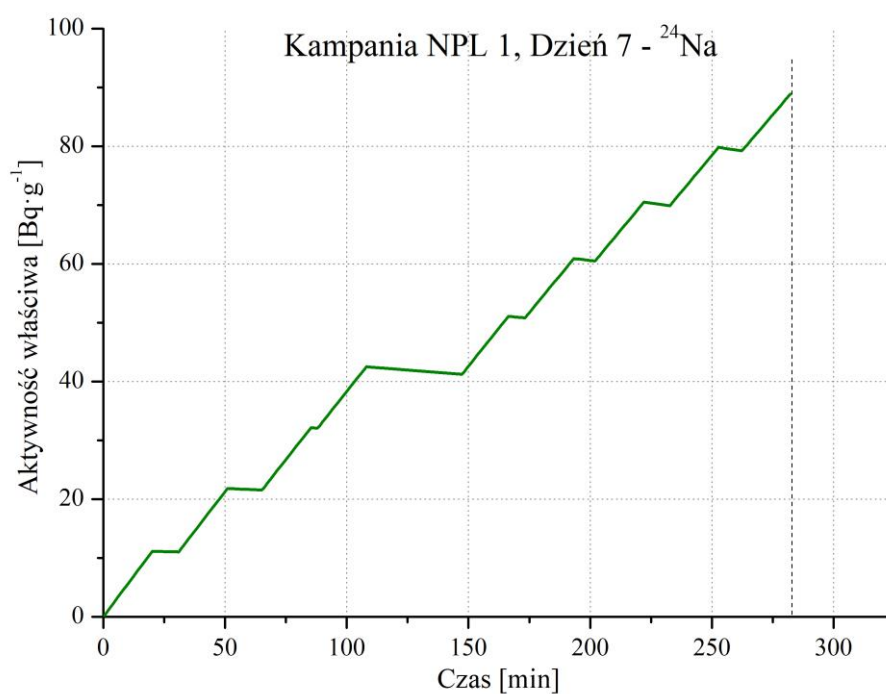
Rys. D3.20. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu szóstego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



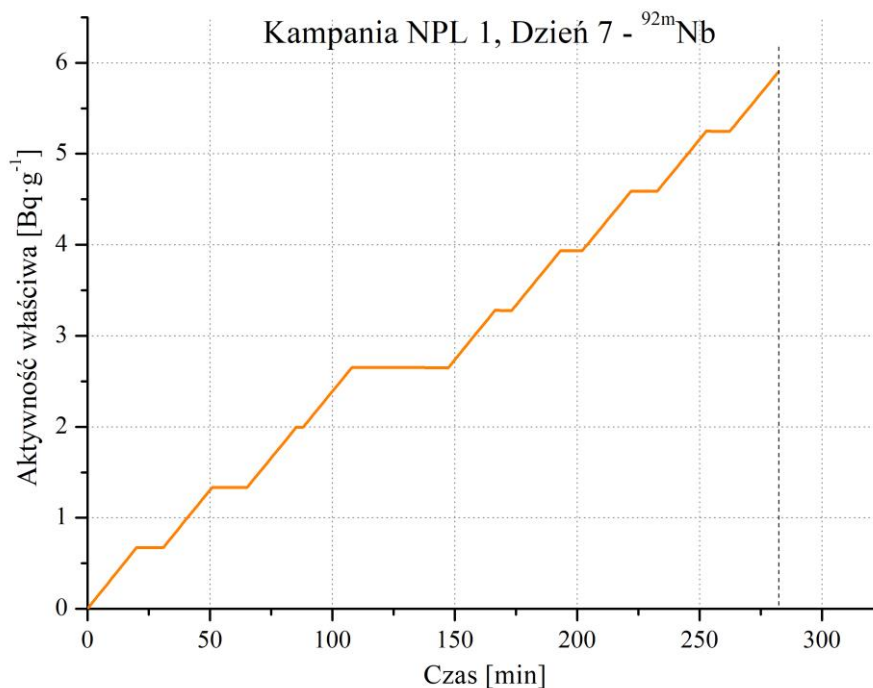
Rys. D3.21. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium siódmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



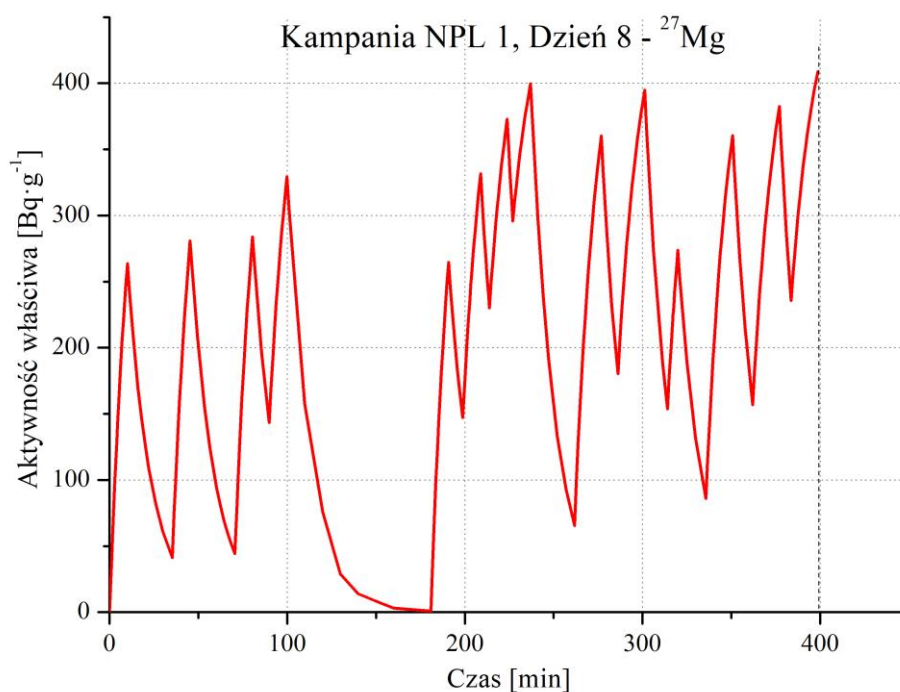
Rys. D3.22. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza siódmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



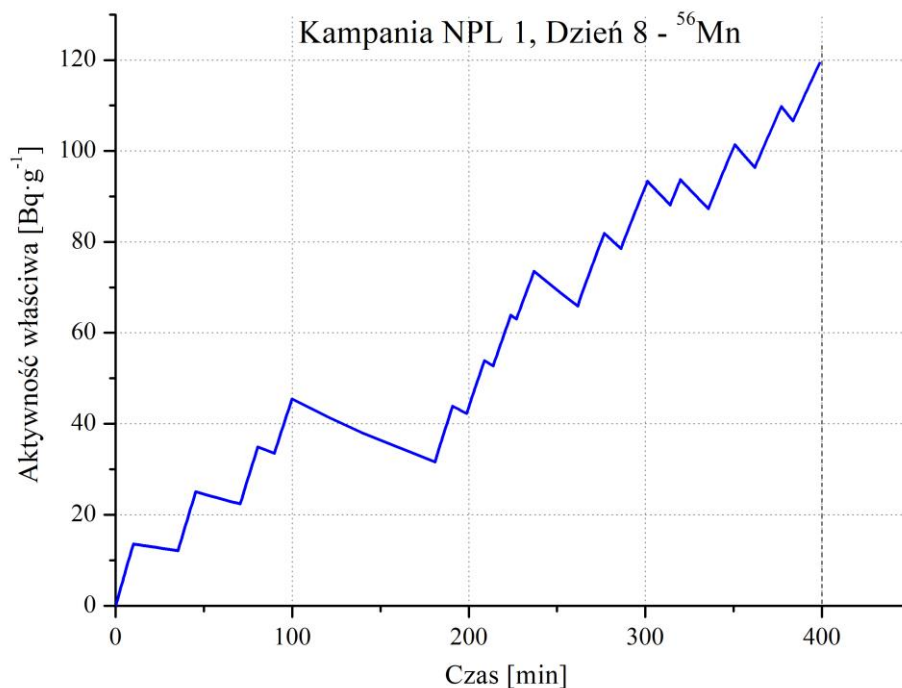
Rys. D3.23. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium siódmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



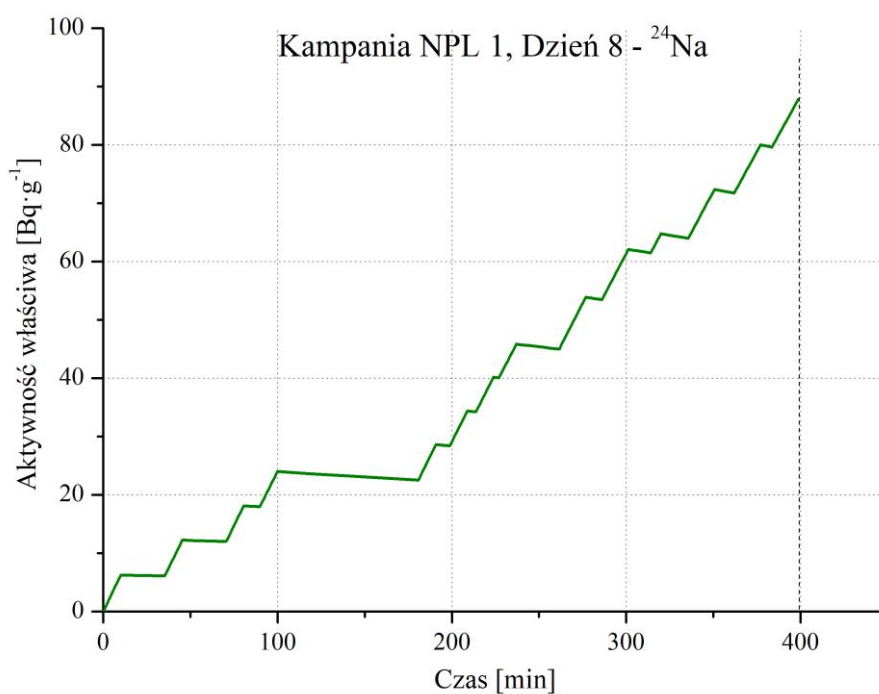
Rys. D3.24. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu siódmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



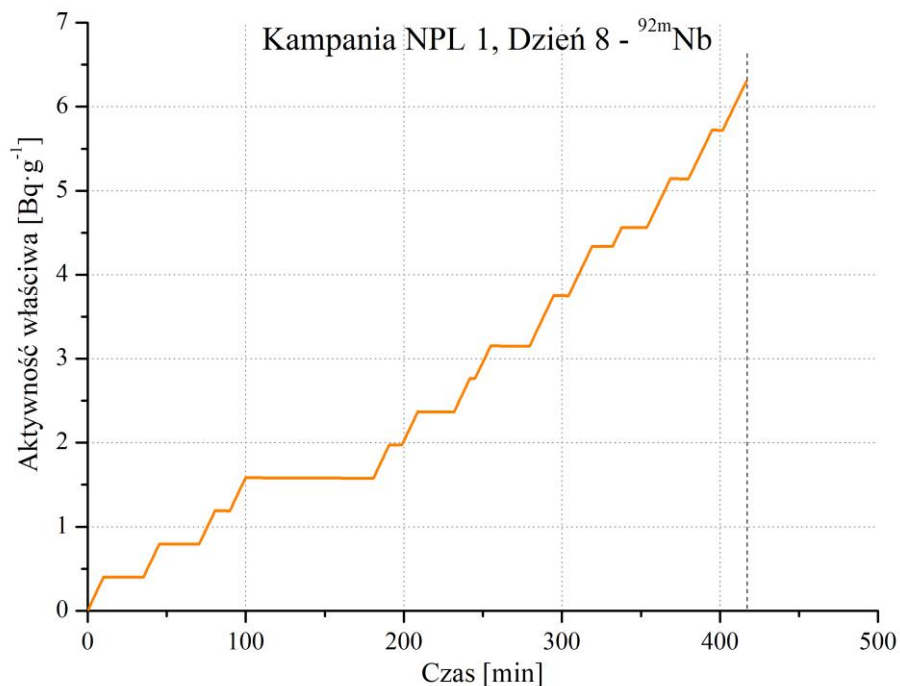
Rys. D3.25. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium ósmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



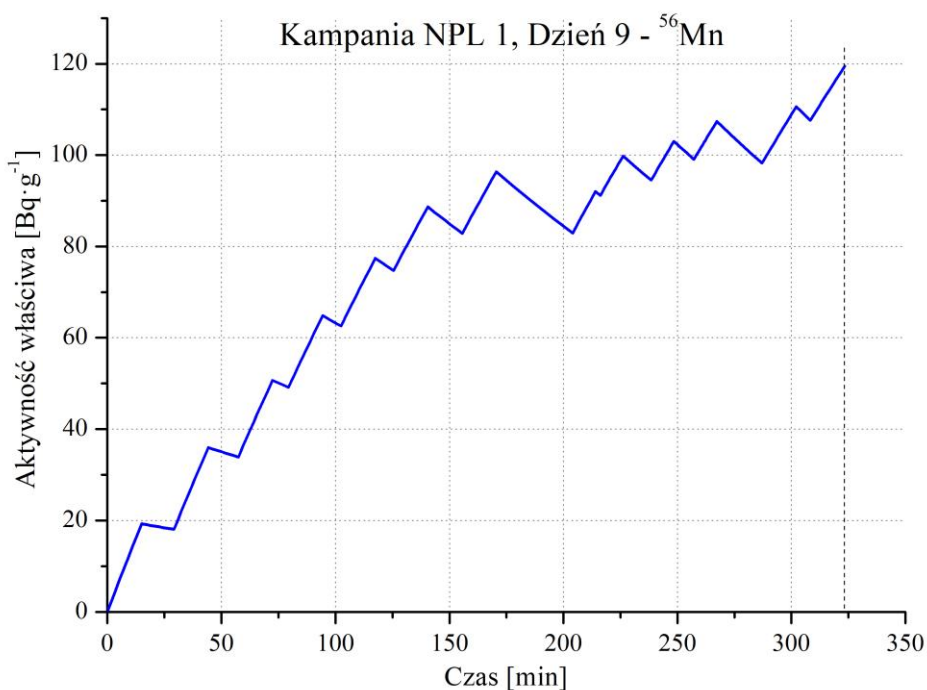
Rys. D3.26. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza ósmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



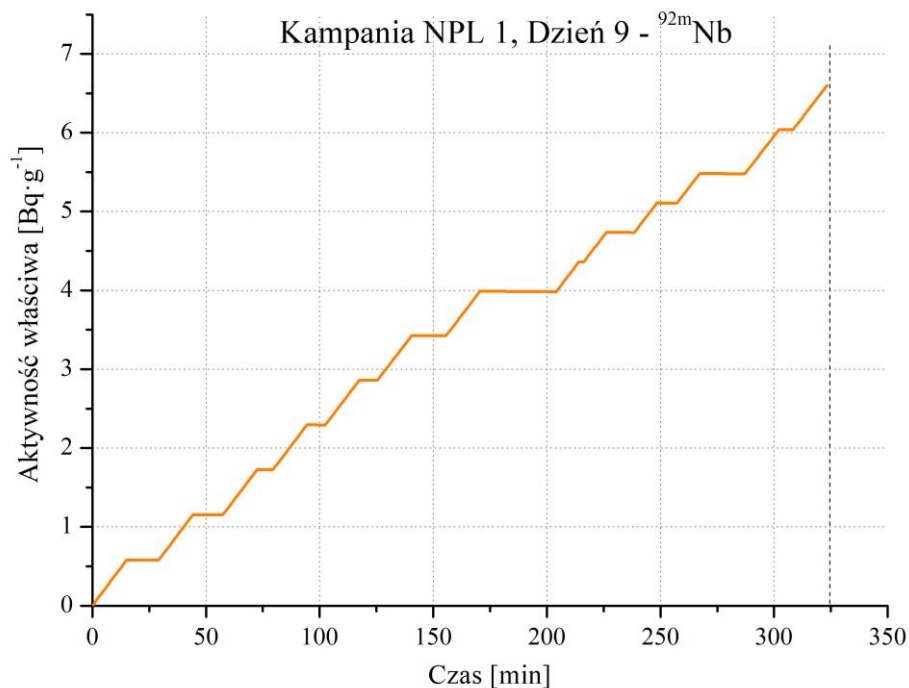
Rys. D3.27. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium ósmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



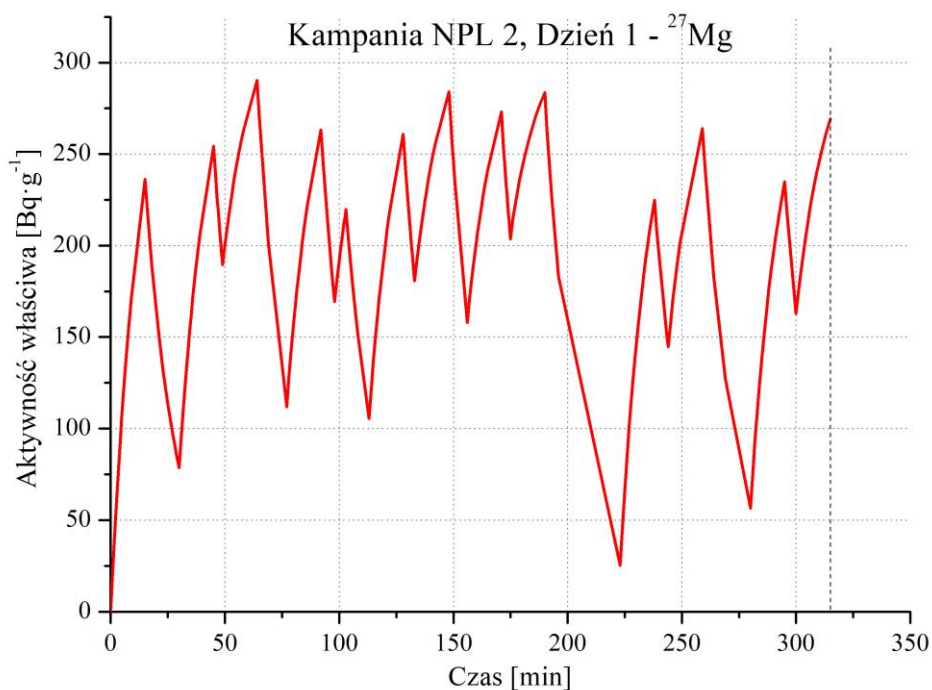
Rys. D3.28. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu ósmego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



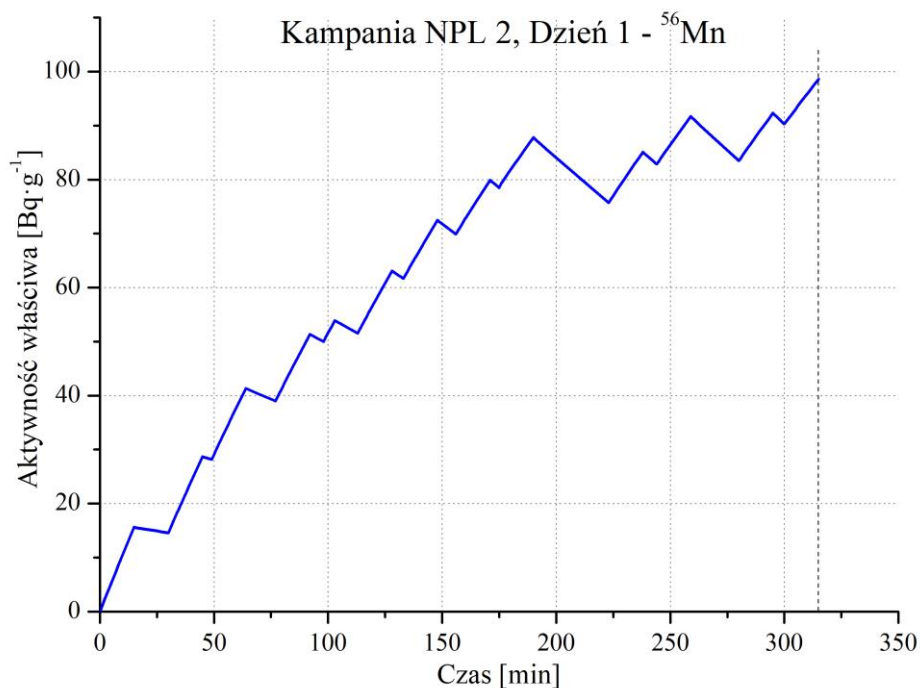
Rys. D3.29. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza dziewiątego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



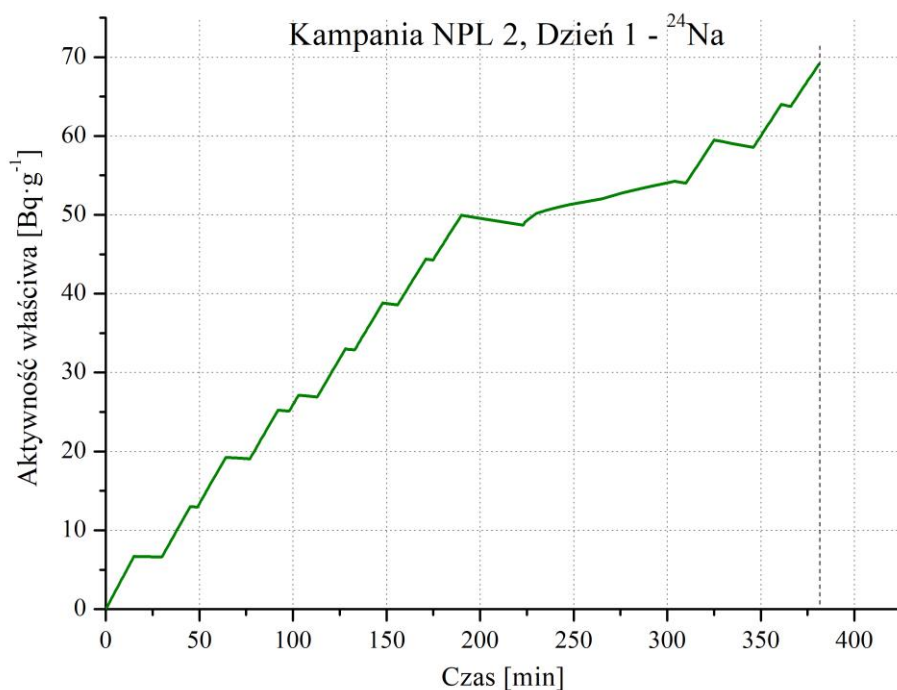
Rys. D3.30. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu dziewiątego dnia, pierwszej kampanii charakteryzacyjnej.



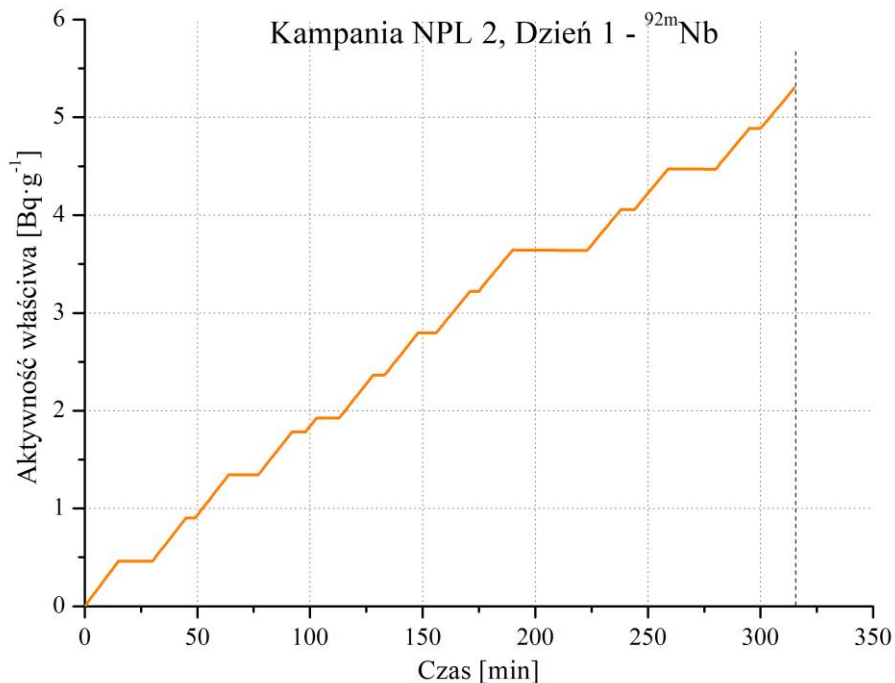
Rys. D3.31. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium pierwszego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



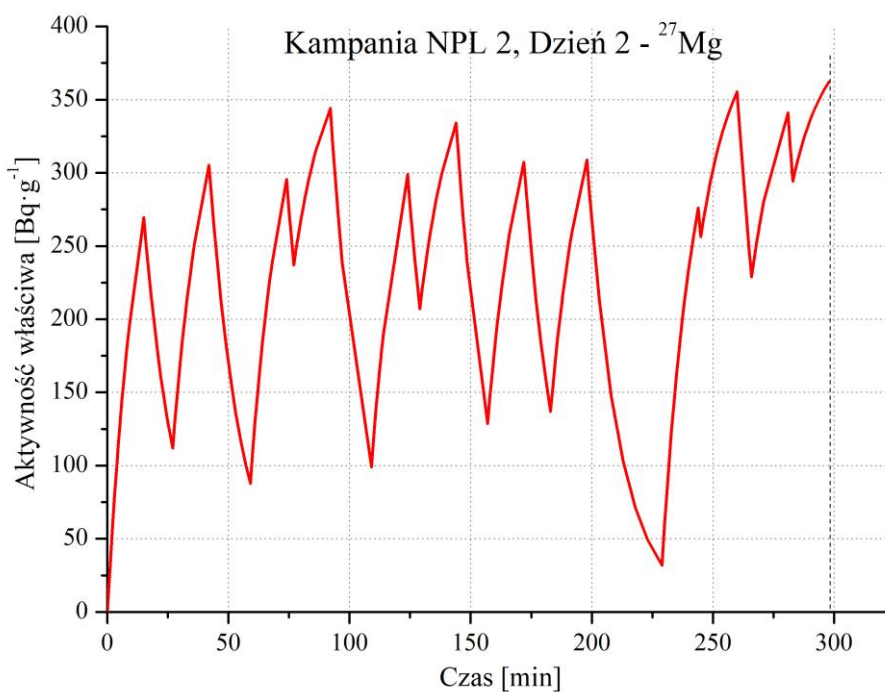
Rys. D3.32. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza pierwszego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



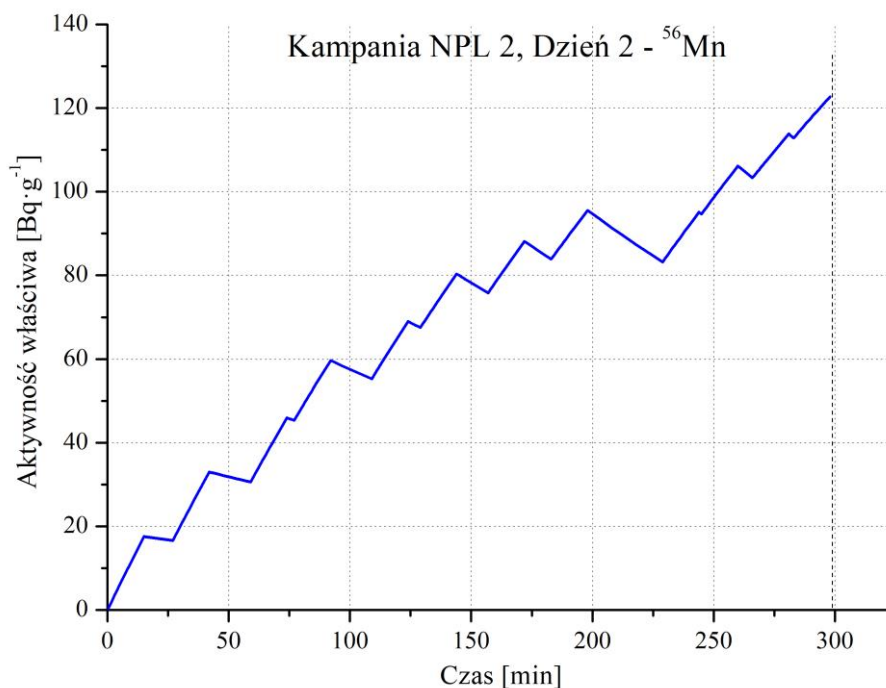
Rys. D3.33. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium pierwszego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



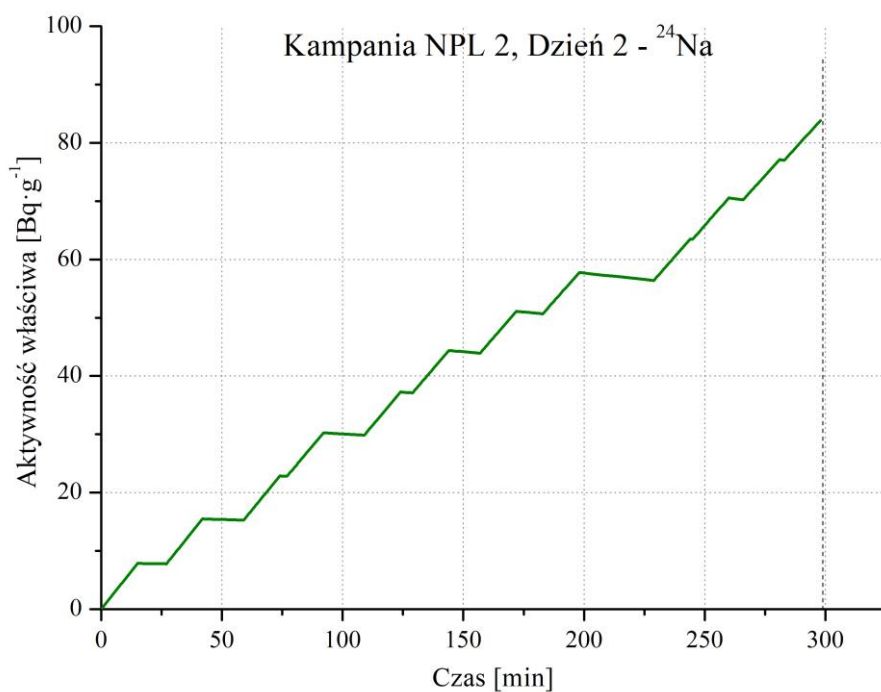
Rys. D3.34. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu pierwszego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



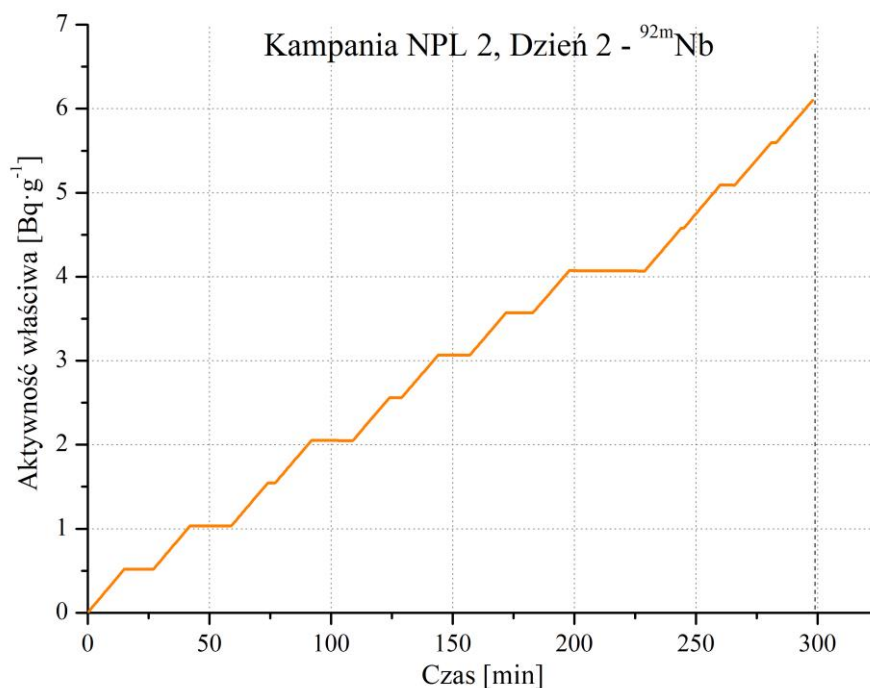
Rys. D3.35. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium drugiego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



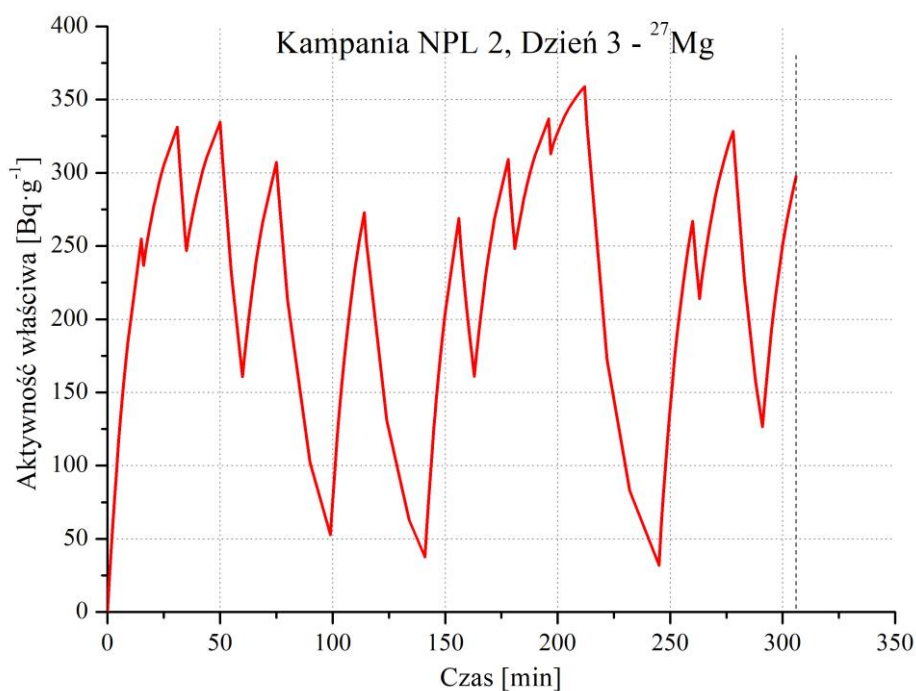
Rys. D3.36. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza drugiego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



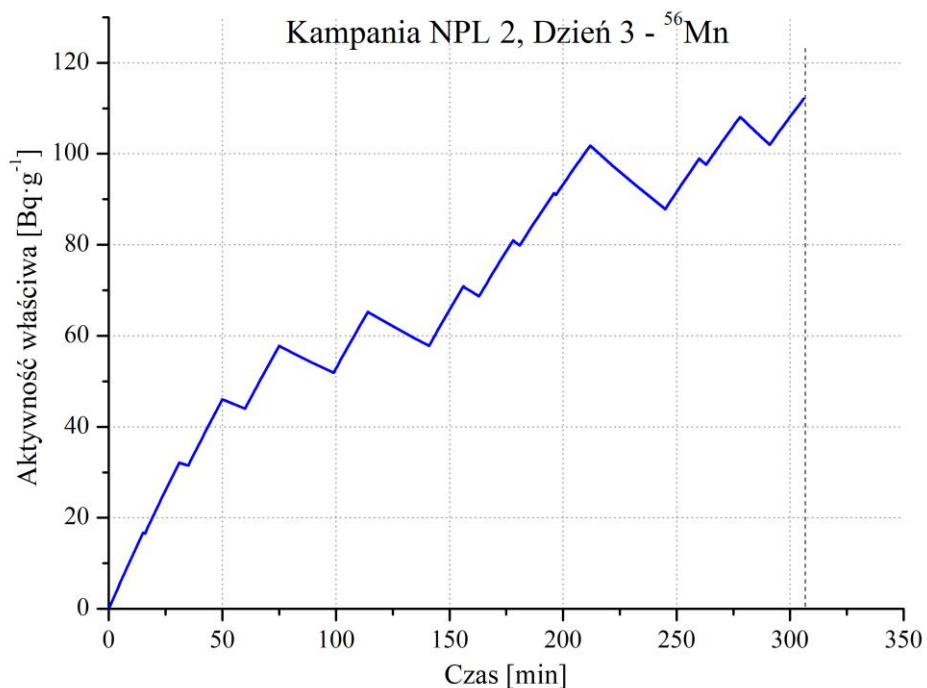
Rys. D3.37. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium drugiego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.



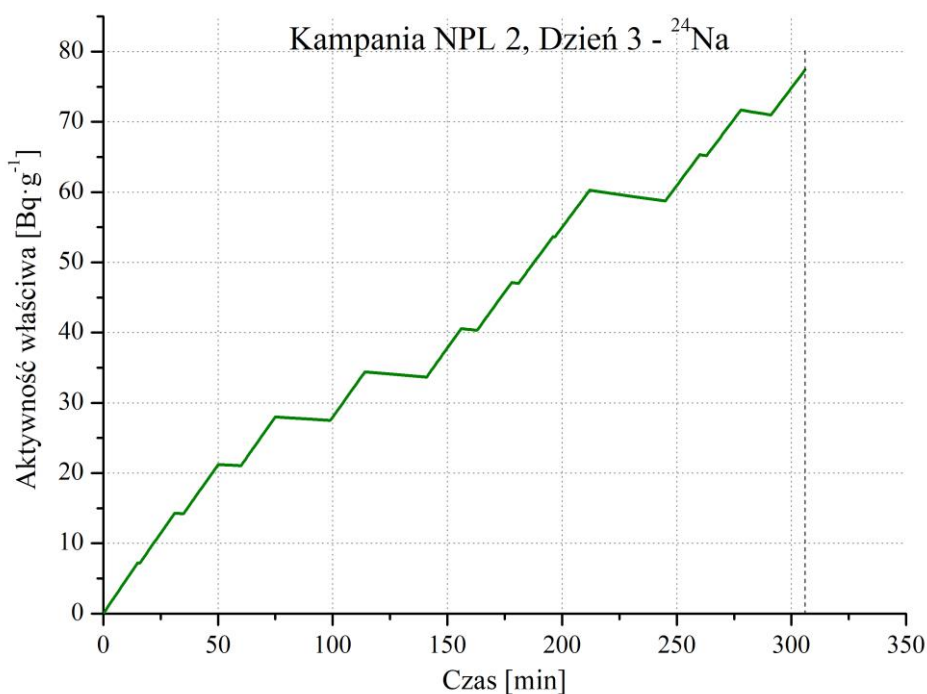
Rys. D3.38. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu drugiego dnia drugiej kampanii charakterystycznej.



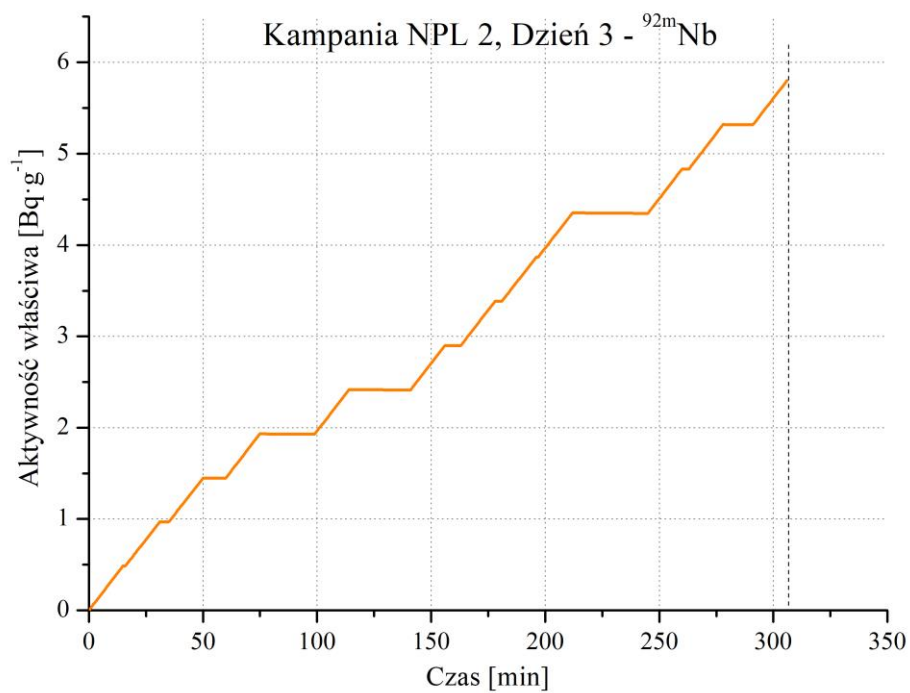
Rys. D3.39. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{27}Mg w trakcie napromieniowania próbek aluminium trzeciego dnia, drugiej kampanii charakterystycznej.



Rys. D3.40. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza trzeciego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.

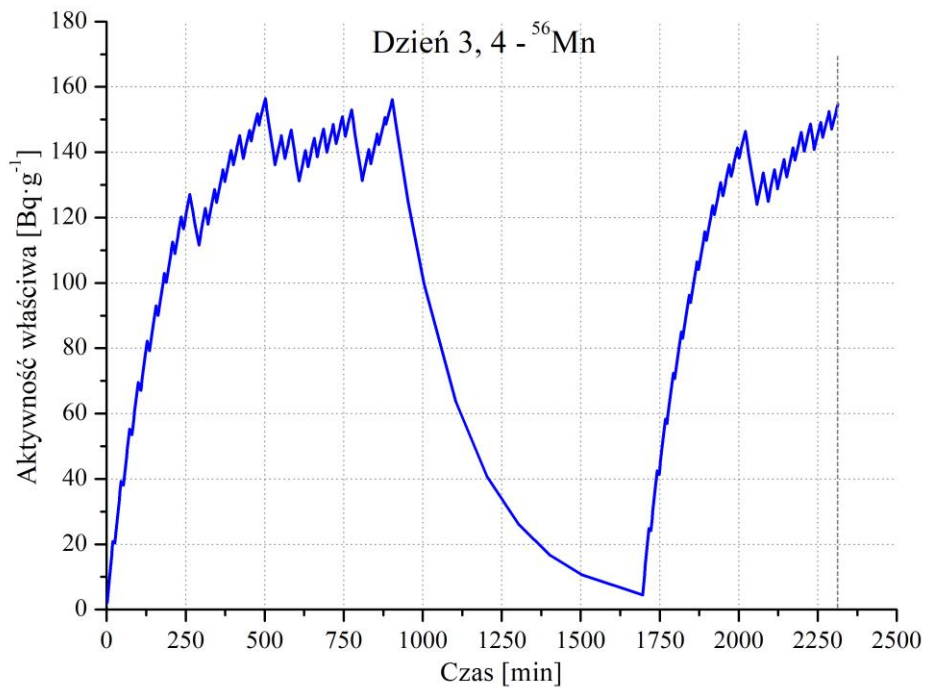


Rys. D3.41. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium trzeciego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.

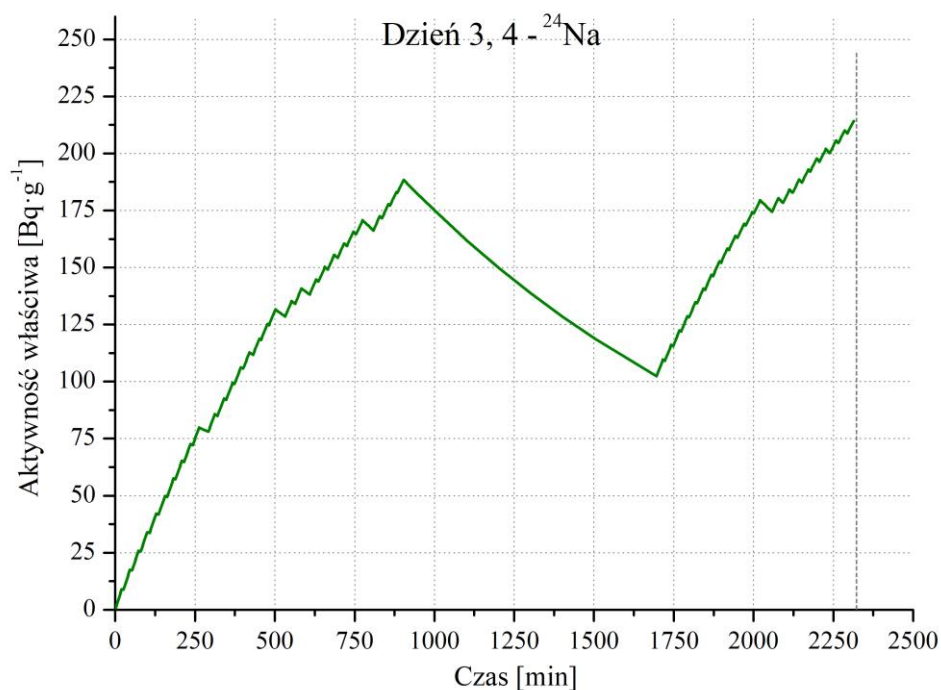


Rys. D3.42. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu trzeciego dnia, drugiej kampanii charakteryzacyjnej.

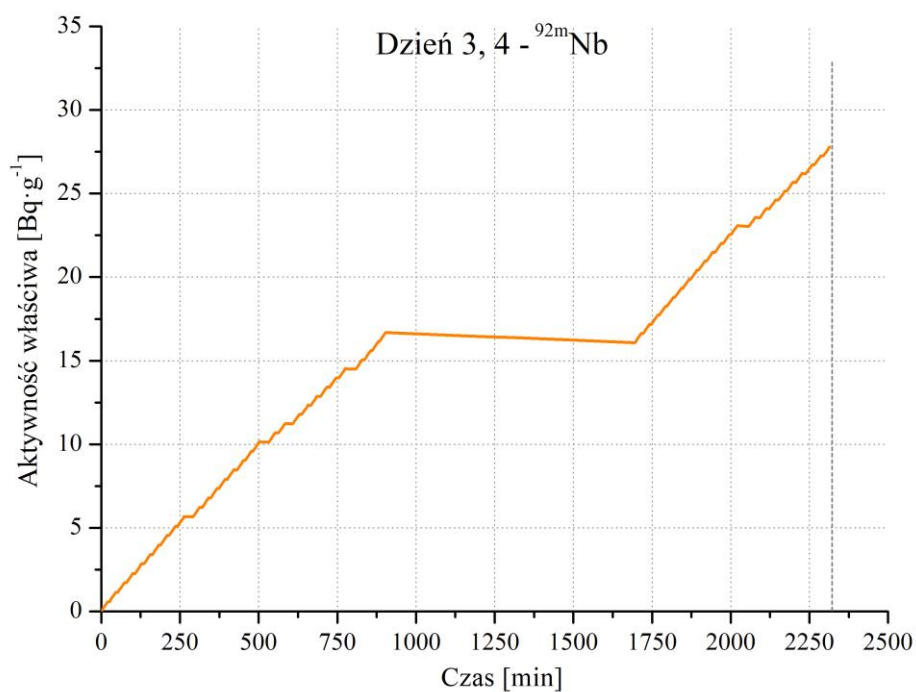
Dodatek 4. Zmiana radioaktywności ^{56}Mn , ^{24}Na oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w funkcji czasu podczas kalibracji „*in-vessel*” aparatury służącej do pomiaru neutronów w tokamaku JET



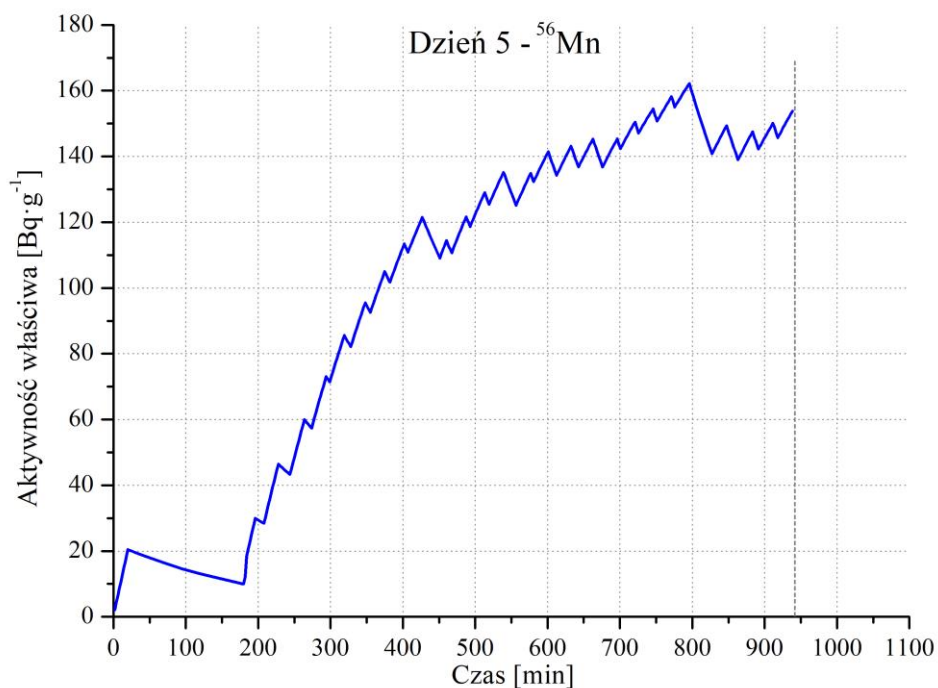
Rys. D4.1. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza trzeciego oraz czwartego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



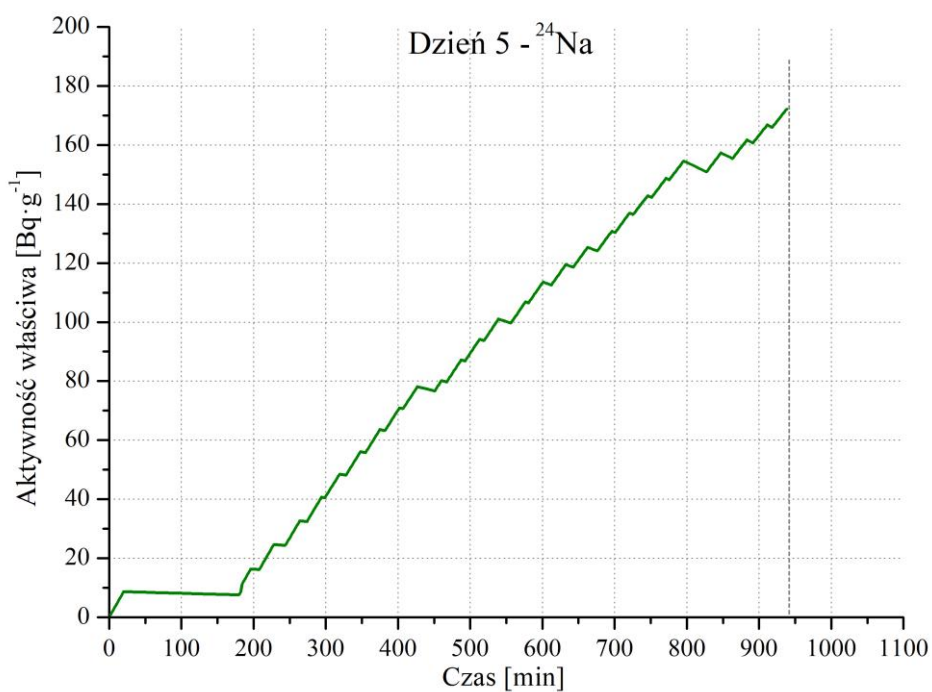
Rys. D4.2. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium trzeciego oraz czwartego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



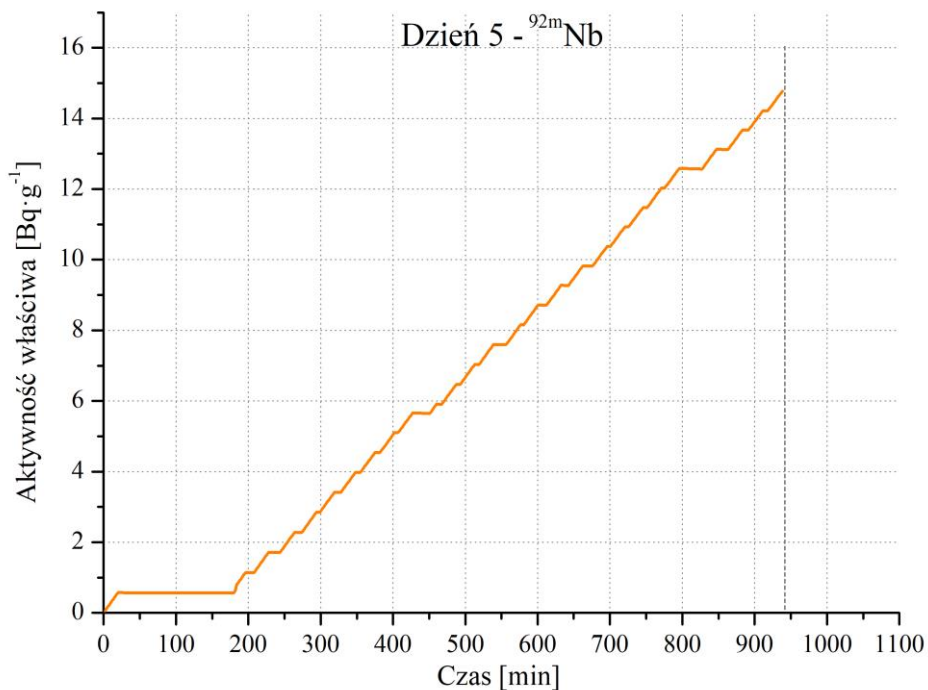
Rys. D4.3. Zmiana aktywności właściwej nuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w trakcie napromieniowania próbek niobu trzeciego oraz czwartego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



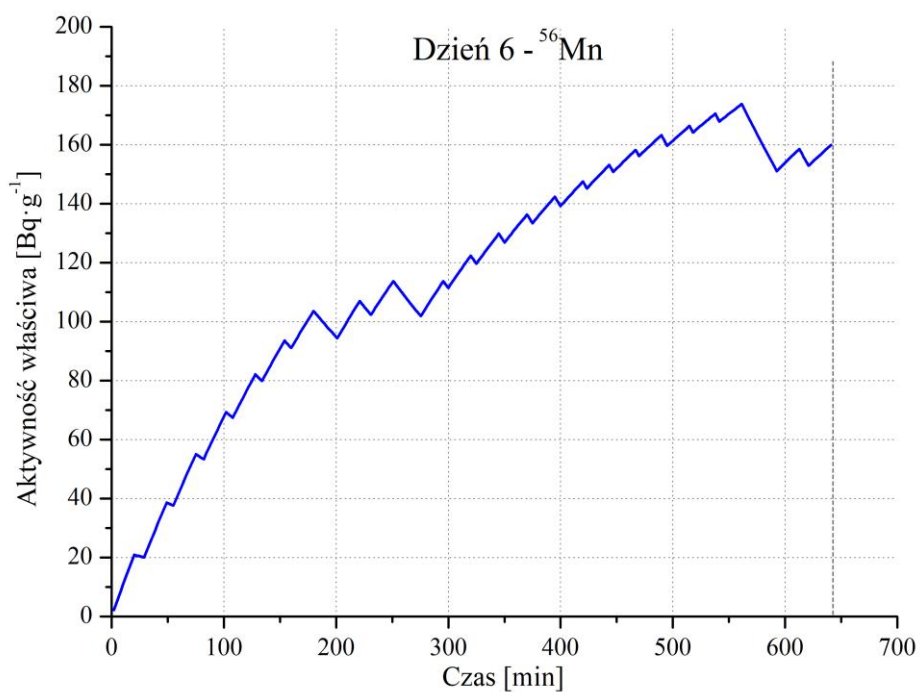
Rys. D4.4. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza piątego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



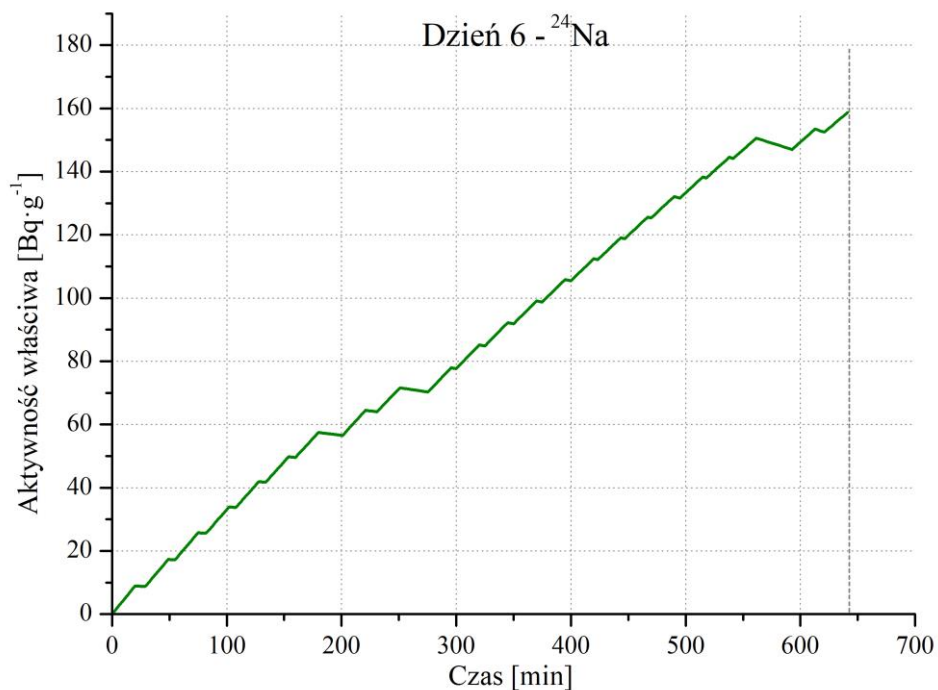
Rys. D4.5. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium piątego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



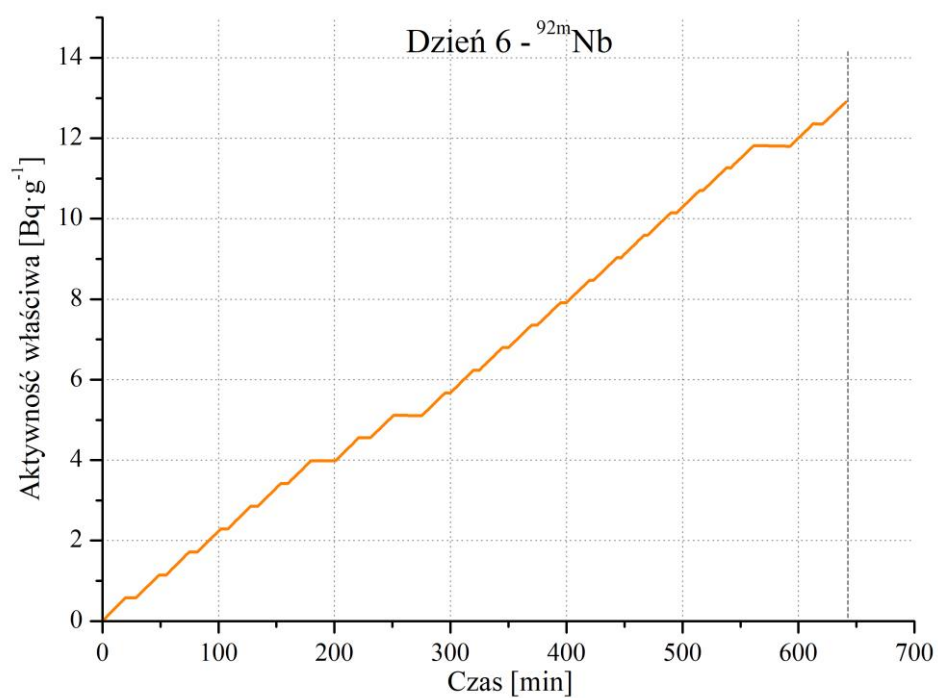
Rys. D4.6. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu piątego dnia kalibracji „in-vessel”.



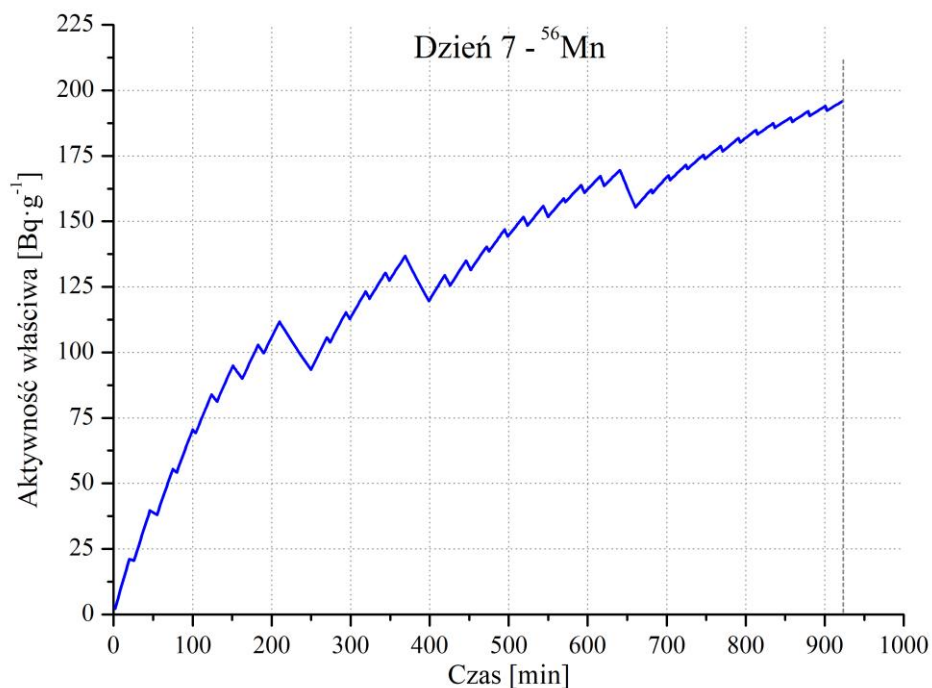
Rys. D4.7. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza szóstego dnia kalibracji „in-vessel”.



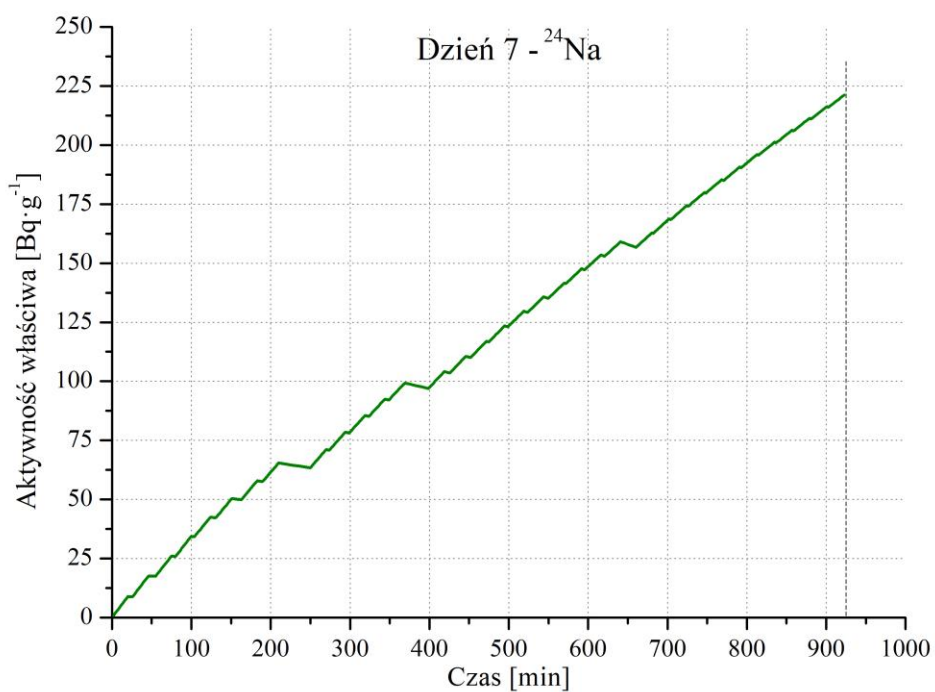
Rys. D4.8. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium szóstego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



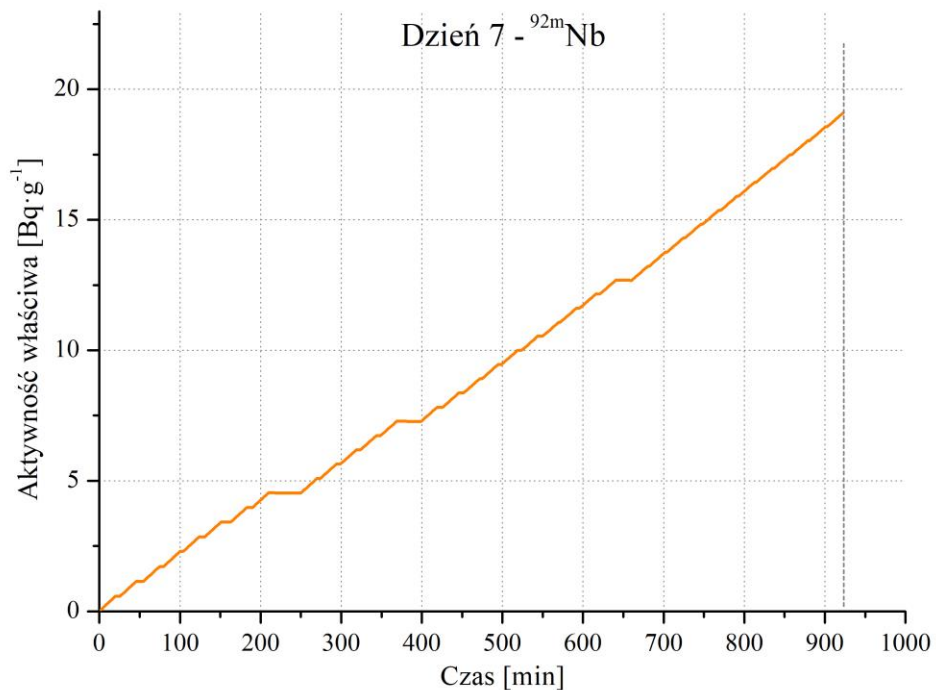
Rys. D4.9. Zmiana aktywności właściwej nuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w trakcie napromieniowania próbek niobu szóstego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



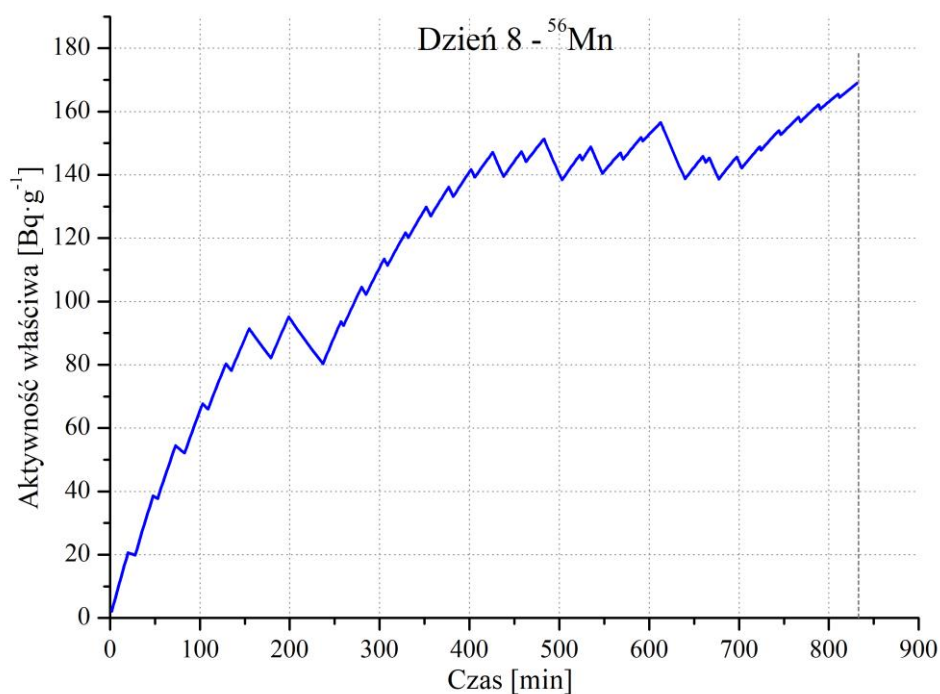
Rys. D4.10. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{56}Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza siódmego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



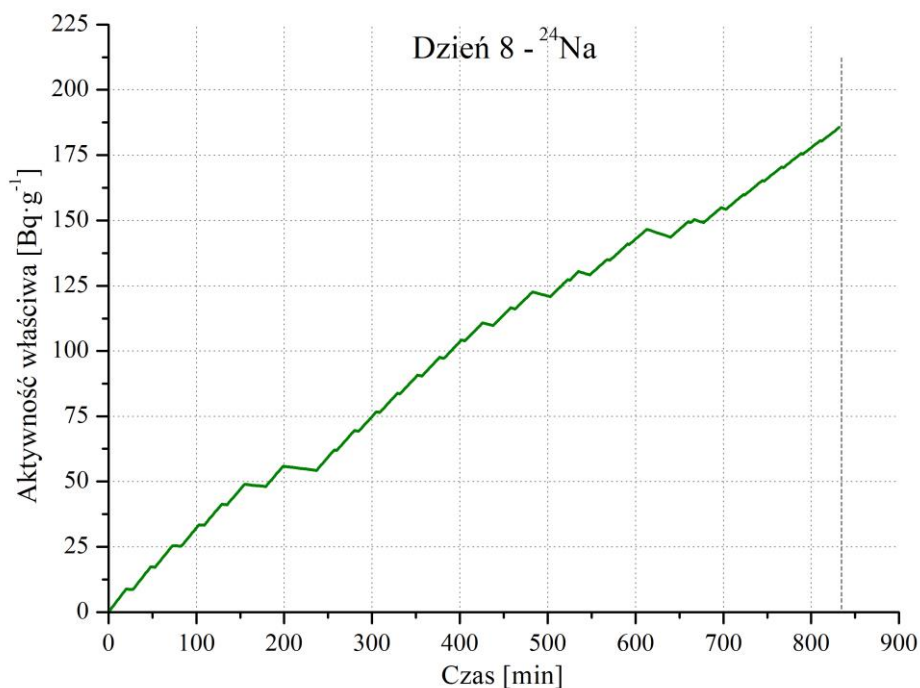
Rys. D4.11. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium siódmego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



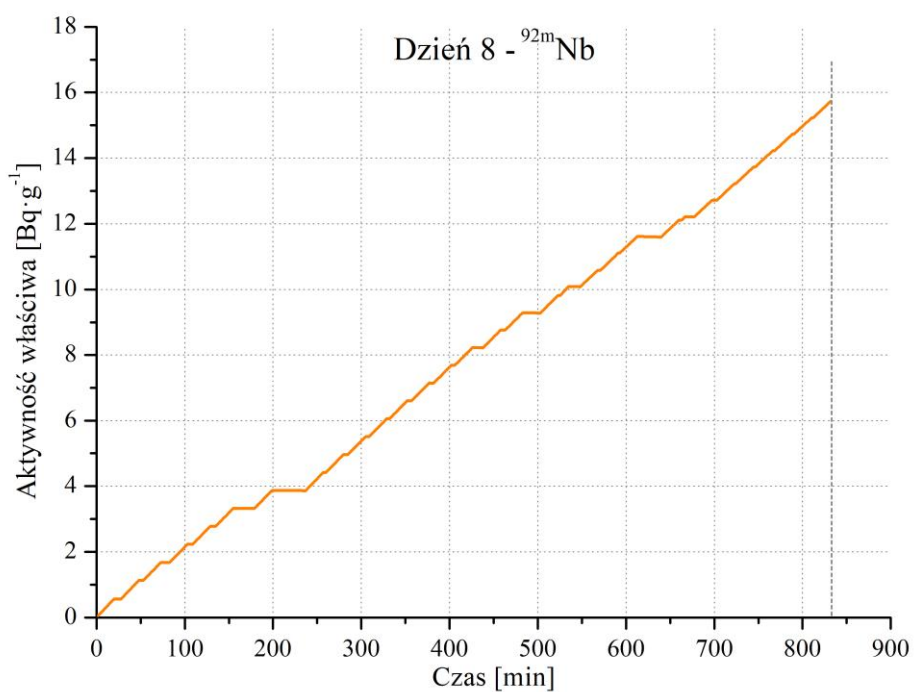
Rys. D4.12. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{92m}Nb w trakcie napromieniowania próbek niobu siódmego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



Rys. D4.13. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ⁵⁶Mn w trakcie napromieniowania próbek żelaza ósmego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



Rys. D4.14. Zmiana aktywności właściwej nuklidu ^{24}Na w trakcie napromieniowania próbek aluminium ósmego dnia kalibracji „*in-vessel*”.



Rys. D4.15. Zmiana aktywności właściwej nuklidu $^{92\text{m}}\text{Nb}$ w trakcie napromieniowania próbek niobu ósmego dnia kalibracji „*in-vessel*”.