

1 Program EUROfusion

Opis zadań

1. **Rozwój i zastosowanie diagnostyk promieniowania plazmy w układach z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy** *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPW7X: Exploitation of Wendelstein 7-X, WPDC: Diagnostics and Control, WPPWiE: Plasma Wall Interaction and Exhaust oraz WPSAE: Safety and Environment*

- 1.1. **Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X)** *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPW7X: Exploitation of Wendelstein 7-X*

W roku 2025 w ramach współpracy pomiędzy IFPiLM a Max Planck Institute for Plasma Physics w Greifswaldzie realizowane prace badawcze skoncentrowane były na analizie zanieczyszczeń w plazmie stellaratora Wendelstein 7-X. Działania te opierały się na zastosowaniu dwóch urządzeń diagnostycznych opracowanych i rozwijanych w IFPiLM: PHA (Pulse Height Analyser) oraz C/O monitor. Prace objęły zarówno analizę danych eksperymentalnych, rozwój narzędzi numerycznych oraz przygotowanie podstaw do dalszej modernizacji aparatury.

W trakcie kampanii eksperymentalnej Operational Phase 2.3 (OP2.3) przeprowadzono dedykowane eksperymenty ukierunkowane na badanie transportu zanieczyszczeń w plazmie W7-X. W szczególności analizowano zależności emisji miękkiego promieniowania rentgenowskiego od liczby atomowej zanieczyszczeń a także wyznaczania efektywnej liczby atomowej plazmy tzw. Z_{eff} . Dane zarejestrowane za pomocą diagnostyki PHA pozwoliły na rozróżnienie wkładów pochodzących od lekkich i ciężkich pierwiastków, przy wykorzystaniu kanałów z filtrami berylowymi o różnicowanej grubości. W trakcie trwania kampanii eksperymentalnej OP2.3 dokonano pomiarów emisji wapnia (Ca), co pozwoliło na rozszerzenie istniejącego zbioru danych.

Równolegle zakończono szczegółową analizę danych eksperymentalnych z kampanii OP2.2 z 2024 roku, ze szczególnym uwzględnieniem wyładowań, w których stosowano iniekcję wolframu przy użyciu technik LBO (Laser Blow Off) oraz TESPEL (Tracer Encapsulated Solid Pellet). Przeprowadzone analizy umożliwiły określenie względnych udziałów poszczególnych zanieczyszczeń w obserwowanych widmach oraz identyfikację dominujących stanów jonowych w funkcji gęstości i temperatury elektronowej plazmy. Interpretacja wyników została wsparta symulacjami wykonanymi w modelu koronowym z użyciem kodu SimXRay oraz w modelu kolizyjno-radiacyjnym przy wykorzystaniu pakietu Flexible Atomic Code (FAC). W celu usprawnienia pracy z danymi PHA opracowano nowe narzędzie numeryczne do automatycznej, wstępnej analizy danych po każdym wyładowaniu. Narzędzie to umożliwia szybkie wyznaczanie kluczowych parametrów diagnostycznych oraz generowanie wyników w formie bezpośrednio integrowanej z wewnętrznym logbookiem W7-X. Rozwiązanie to było rutynowo wykorzystywane w trakcie kampanii i znacząco skróciło czas potrzebny na ocenę jakości danych oraz wstępną interpretację wyników.

Po zakończeniu kampanii OP2.3 wykonano analizę koncepcyjną modernizacji diagnostyki PHA. Obejmowała ona ocenę dostępnych cyfrowych analizatorów amplitud, przygotowanie założeń do nowego systemu filtrów berylowych oraz koncepcję przebudowy układu wyzwalania i akwizycji danych. Równolegle dostosowano istniejące oprogramowanie do nowej architektury akwizycji opartej na frameworku GeRI, co zapewni w nadchodzącej kampanii eksperymentalnej OP2.4 zgodność systemu PHA z aktualnymi standardami obowiązującymi na W7-X.

Kontynuowano również prace nad diagnostyką C/O monitora. Przeprowadzono analizy danych z wcześniejszych kampanii, w tym w kontekście efektów boronizacji oraz zmodyfikowano algorytmy wyznaczania intensywności linii emisyjnych węgla i tlenu. Opracowano także rozwiązania umożliwiające

automatyczne generowanie i przysyłanie danych graficznych do tzw. logbooka W7-X. Ponadto współpraca z firmą Greateyes pozwoliła na rozwiązanie problemów związanych z wykorzystaniem dedykowanego SDK i zakończenie prac nad oprogramowaniem sterującym całym systemem C/O monitora.

Opracowane wyniki prowadzonych badań zostały w 2025 roku przesłane w formie artykułów do dwóch renomowanych czasopism naukowych. Ponadto na przełomie października i listopada 2025 roku naukowcy z IFPiLM aktywnie uczestniczyli w kampanii eksperymentalnej prowadzonej na japońskim stellaratorze Large Helical Device (LHD). W trakcie tej kampanii zrealizowano dwa dedykowane eksperymenty naukowe, których koncepcja i założenia zostały opracowane przez zespół IFPiLM.

1.2. Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPDC: Diagnostics and Control*

Projekt koncentrował się na rozwoju, optymalizacji i walidacji systemów diagnostycznych do pomiaru mocy promieniowanej w europejskiej elektrowni termojądrowej DEMO. Głównym celem było zaprojektowanie wytrzymałego systemu detekcji zdolnego do pracy w ekstremalnych warunkach środowiskowych komór portowych (port cells) reaktora DEMO, charakteryzujących się wysokim strumieniem neutronów (do 10^{17} n/cm²/s), intensywnym promieniowaniem gamma oraz silnymi, zmiennymi polami magnetycznymi. W ramach prac rozwojowych poddano ewaluacji dwie główne technologie: detektory gazowe z powielaczem elektronowym (GEM), oferujące wysoką rozdzielczość przestrzenną, oraz niskonapięciowe komory jonizacyjne (LVIC), charakteryzujące się wyższą odpornością na promieniowanie. Zakres projektu obejmował ewolucję od projektów koncepcyjnych (Faza 1) do pełnych realizacji sprzętowych (Faza 2), adresując kluczowe wyzwania w zakresie integracji mechanicznej, fizyki sensorów, elektroniki odczytu oraz inżynierii materiałowej. Istotnym elementem prac była adaptacja systemów do niedawnego przejścia z projektu bazowego DEMO G1 na konfigurację o niskim współczynniku kształtu (LAR – Low Aspect Ratio), co zapewniło spełnienie rygorystycznych wymagań dotyczących dostępności i niezawodności prototypowej elektrowni. W roku 2025, będącym ostatnim rokiem trwania projektu, koncentrował się on głównie na podsumowaniu osiągnięć i dopasowaniu do zmian w projekcie DEMO.

1.3. Rozwój diagnostyk do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPPWiE: Plasma Wall Interaction and Exhaust i WPSAE: Safety and Environmen*

Badania w roku 2025 skupiły się na rozwoju i walidacji modeli uczenia głębokiego do przetwarzania danych spektroskopii emisyjnej indukowanej laserem (LIBS) z eksperymentu Joint European Torus (JET) oraz z eksperymentu LIBS przeprowadzonego w VTT na próbkach z JET. Głównym celem było ustanowienie zautomatyzowanego potoku przetwarzania danych do kwantyfikacji składu chemicznego materiałów ścian reaktorów termojądrowych z wykorzystaniem głębokich sieci neuronowych (DNN) i konwolucyjnych sieci neuronowych (CNN). Dodatkowym tematem badań były prace nad koncepcją diagnostyki dla charakteryzacji pyłu w przyszłych urządzeniach fuzyjnych.

Prace nad rozwojem diagnostyk do pomiarów retencji paliwa oraz monitoringu pyłu w reaktorach termojądrowych będą w roku 2025 zgrupowane były następujących pakietów EUROfusion:

- PWIE-AI.1.T-T001: LIBS data-processing with Deep Neural Networks and Convolutional Neural Networks for chemical composition quantification in the wall of the next step-fusion reactors
- PWIE-SP E.E1.T-T004: LIBS at JET (2025)
- PWIE-SP X.X2.T-T005: Optimization of laser-based surface analysis diagnostics
- SAE-T.02.02-T001: Dust diagnostic monitoring systems in VV and experimental set-up

Podobnie jak w latach poprzednich, będą one prowadzone przy współpracy z ENEA (Włochy), UKAEA (Wielka Brytania), FZJ (Niemcy), CU (Słowacja), VTT (Finlandia), UT (Estonia), UL (Łotwa) i DIFFER (Holandia).

Badania dotyczyły kluczowych wyzwań związanych z wielkoskalowymi eksperymentalnymi danymi spektroskopowymi, obejmującymi optymalizację przechowywania danych, wymagania wstępnego przetwarzania oraz dokładną rekonstrukcję chemicznych profili głębokościowych dla wielu pierwiastków

(wolfram, beryl, izotopy wodoru, argon, chrom i żelazo). Zastosowany układ LIBS wykorzystywał laser impulsowy Montfort M-Nano (1064 nm, czas trwania impulsu 0,8–0,9 ns, energia 8 mJ, częstotliwość powtarzania 2 Hz) pracujący pod ciśnieniem atmosferycznym z przepływem argonu, połączony z systemami detekcji poprzez 20-metrowe kable światłowodowe. Układ eksperymentalny został specjalnie zaprojektowany do zdalnej pracy w środowisku JET, gdzie próbki zawierały beryl i śladowe ilości trytu.

2. Analizy jądrowe oraz zastosowania doświadczalnych metod jądrowych na potrzeby fuzyjnych źródeł neutronów *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPENS: Early neutron source, WPSA: JT-60SA Exploitation, WPSAE: Safety and Environment oraz WPPRIO: Preparation for ITER Operation*

2.1. Modelowanie transportu neutronów, ekranowania oraz analizy aktywacji dla neutronowodu, zamykacza wiązki neutronów oraz potencjalnych urządzeń w hali eksperymentów uzupełniających *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPENS: Early neutron source*

W ramach pierwszego zadania wykonano prace związane z aktualizacją i rozwojem modelu MCNP zamykacza neutronów (Neutron Beam Shutter (NBS)) oraz neutronowodu (Neutron Beam Tube (NBT)) dla pomieszczenia eksperymentów uzupełniających (Complementary Experiments Room (CER)) w urządzeniu IFMIF-DONES. Zadanie stanowiło kontynuację wcześniejszych analiz prowadzonych w latach 2021–2024 i było bezpośrednio powiązane z aktualizacją projektu CAD zamykacza dostarczonego w 2025 roku.

Zaktualizowany trójwymiarowy model CAD NBS, uwzględniający m.in. nowe osłony biologiczne oraz zmiany konstrukcyjne dysków, uproszczono w celu umożliwienia poprawnej konwersji do modelu MCNP. Konwersję przeprowadzono z wykorzystaniem kodu GEOUNED. Wykonano testy poprawności geometrii oraz porównano objętości komórek MCNP z objętościami brył w CAD. Zdefiniowano nowe składy materiałowe, w tym stal 40HM dla wału oraz beton ciężki z kruszywem magnetytowym dla wypełnienia dysków zamykacza. Model MCNP zamykacza został następnie zintegrowany z istniejącym modelem Test Cell (TC) całego urządzenia IFMIF-DONES.

Drugie zadanie również stanowi kontynuację prac z poprzedniego roku i obejmuje wsparcie symulacyjne dla rozwijanych analiz projektowych dotyczących infrastruktury Facility for Complementary Experiments (FCE), obejmującej NBT, NBS oraz CER. Na prośbę zespołu projektowego z NCBJ wykonano analizy jądrowe związane z oszacowaniem mapy mocy dawek w CER przy różnych materiałach i grubościach cylindrycznego kanału neutronowego w CER. Wyniki z 2024 roku wykazały, że dotychczasowe rozwiązania – ciężki beton z korkiem – są niewystarczające, dlatego zespół projektowy zasugerował użycie materiałów o wysokiej zdolności tłumienia neutronów oraz dedykowany pochłaniacz neutronów – beam dump. Zaktualizowany do tego celu model MCNP uwzględnia również ulepszenia osłon ścian, stropu i podłogi.

Symulacje transportu promieniowania wykonano kodem MCNP6.1 z wykorzystaniem pakietu McDeLicious-17, bazując na bibliotece danych jądrowych FENDL-3.1b. Zastosowano techniki redukcji wariancji metodą okien wagowych dla osiągnięcia statystycznie wiarygodnych wyników. Obliczenia prowadzono na klastrze ARES w ramach ogólnopolskiej infrastruktury obliczeniowej PLGrid.

2.2. Analizy jądrowe dla JT-60SA *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: JT-60SA Exploitation*

W ramach projektu kontynuowano prace związane z przygotowaniem danych wejściowych do obliczeń transportu promieniowania w tokamaku JT-60SA, koncentrując się na opracowaniu modelu neutronowego systemu wystrzeliwania peletów (Pellet Launching System, PLS). Oryginalny, bardzo złożony model CAD PLS, przekazany przez F4E w październiku 2024 r., został uproszczony w programie Ansys SpaceClaim z wykorzystaniem narzędzi RadModeling, a następnie przekonwertowany do geometrii MCNP z użyciem kodu GEOUNED. Upraszczanie obejmowało usuwanie drobnych elementów (zaokrągleń, spoin, faz, śrub, podkładek) oraz zastępowanie powierzchni typu spline i torusów geometriami akceptowalnymi przez MCNP, przy kontroli zachowania objętości poszczególnych brył. Uproszczony model CAD został następnie

zdekomponowany i przekonwertowany do modelu MCNP. Równolegle prowadzono prace nad ustanowieniem i doprecyzowaniem listy materiałowej (BoM) PLS we współpracy z F4E.

2.3. Badania rekonstrukcji widma neutronowego *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: JT-60SA Exploitation*

Dla różnych pozycji w pobliżu tokamaka JT-60SA wykonana zostanie analiza możliwości rekonstrukcji energetycznego widma neutronowego na podstawie pomiarów aktywacyjnych. Symulacja iradiacji wybranych folii dozymetrycznych wykonana zostanie z użyciem kodu numerycznego FISPACT-II. Rekonstrukcja widm energetycznych zrealizowana zostanie za pomocą przygotowanych przez zespół kodów opartych na metodach regularyzacji Tichonowa, minimalizacji informacji Fishera, maksymalizacji entropii oraz maksymalnej wiarygodności.

2.4. Neutronowe analizy numeryczne dla komponentów urządzenia DEMO *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSAE: Safety and Environment*

W ramach Pakietu Roboczego EUROfusion Safety and Environment (WPSAE) przeprowadzane są analizy neutronowe w celu wsparcia oceny bezpieczeństwa prototypowego reaktora fuzyjnego DEMO. Analizy te dostarczają niezbędnych danych do projektowania osłon radiologicznych, aktywacji materiałowej i oceny odpadów, analizy wypadków oraz oceny narażenia personelu na promieniowanie podczas eksploatacji i konserwacji. Wyniki obliczeń transportu promieniowania są zatem kluczowym elementem zapewniającym bezpieczną i efektywną pracę przyszłych instalacji fuzyjnych.

W 2025 roku zespół naukowców z Laboratorium Badań Neutronów i Promieniowania Gamma w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy otrzymał zadanie SAE-S.01.03-T003-D024, które jest kontynuacją prac z poprzednich lat nad projektem Electron-Cyclotron (EC) 2023 dla DEMO. Badanie to obejmowało przeprowadzenie symulacji aktywacji neutronami dla komponentów anteny EC dla modelu DEMO w celu klasyfikacji odpadów promieniotwórczych. W pierwszym etapie badań wykonano obliczenia transportu neutronów dla każdego ze zidentyfikowanych komponentów przy użyciu kodu MCNP. Uzyskane widma neutronowe były wykorzystywane jako dane wejściowe do symulacji aktywacji z wykorzystaniem kodu FISPACT-II. W obliczeniach aktywacji brano pod uwagę różne czynniki, w tym aktywność emiterów α i β/γ , ciepło rozpadu, wkład radionuklidów specyficznych oraz radioaktywność generowaną przez produkty powstające w wyniku interakcji neutronów z materiałami poszczególnych komponentów. Przeprowadzono obliczenia aktywacji dla scenariusza napromieniowania w pierwszej fazie eksploatacji prototypowej elektrowni fuzyjnej DEMO. Wszystkie powyższe parametry były brane pod uwagę dla różnych okresów chłodzenia, od 1 do 100 lat. Analizy uwzględniały różne koncepcje blankietu dla DEMO: HCPB (Helium Cooled Pebble Bed) oraz WCLL (Water Cooled Lithium Lead). Wyniki dostarczają wglądu w wpływ różnych konfiguracji na aktywację zarówno według komponentów, jak i materiałów.

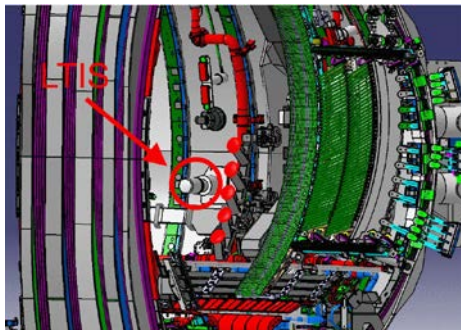
2.5. Pomiary materiałów konstrukcyjnych ITER napromieniowanych w tokamaku JET oraz neutronowe analizy na pętli aktywacyjnej KATANA *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPrIO: Preparation for ITER Operation*

Tokamak Joint European Torus (JET), zlokalizowany w Culham Centre for Fusion Energy (Culham, Wielka Brytania), był największym urządzeniem zdolnym do przeprowadzenia kontrolowanej fuzji D–T. W wyniku fuzji jąder deuteru i trytu powstaje cząstka alfa ${}^4_2\text{He}$ oraz szybki neutron o energii kinetycznej 14.1 MeV. Mimo że JET generuje znacznie niższe fluencje neutronowe niż przewidziane dla ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), stanowi on dogodne środowisko do badań zachowania materiałów przeznaczonych do konstrukcji ITER — w warunkach rzeczywistej syntezy D–T.

Poddanie próbek aktywacyjnych wykonanych z materiałów, które posłużą do budowy tokamaka ITER, aktywacji strumieniem neutronów szybkich umożliwi zbadanie zanieczyszczeń obecnych w tych materiałach oraz weryfikację certyfikatów dostarczonych przez wytwórców. Ponadto zebrane dane eksperymentalne

mogą posłużyć do walidacji kodów aktywacyjnych i bibliotek jądrowych używanych w przypadku obliczeń z zakresu fuzji jądrowej.

Wybrany zestaw próbek materiałów konstrukcyjnych (dalej: próbki ITER) oraz zestaw folii dozymetrycznych zostały umieszczone w Long Term Irradiation Station (LTIS) (Rys. 2.5.1) i napromieniowane podczas serii wyładowań w 2023 roku (Campaign 45 — DD, H/He operations; Campaign 46 — DTE3; Campaign 47 — Clean-up D; Contingency C45B). Dodatkowy zestaw materiałów umieszczono w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U tokamaka JET i napromieniowano podczas wybranych wyładowań.



Rys. 2.5.1. Model CAD przedstawiający umiejscowienie kasety z próbkami w zakończeniu LTIS.

Po zakończeniu kampanii próbki z LTIS zostały wyjęte z kasety i rozdysponowane pomiędzy laboratoria uczestniczące w projekcie. W 2025 roku naukowcy z IFPiLM otrzymali do badań osiem próbek ITER oraz dwie folie dozymetryczne, które uprzednio analizowano w Instytucie Fizyki Jądrowej PAN (IFJ).

Próbki poddano pomiarom spektrometrii gamma z wykorzystaniem dostępnego w IFPiLM układu detektorów antykoincydencyjnych. Układ pomiarowy obejmuje:

- detektor HPGe o wydajności względnej 30% oraz energetycznej zdolności rozdzielczej 1.76 keV dla energii kwantów gamma 1332 keV,
- Scyntylator NaI o rozmiarze 3" x 3".

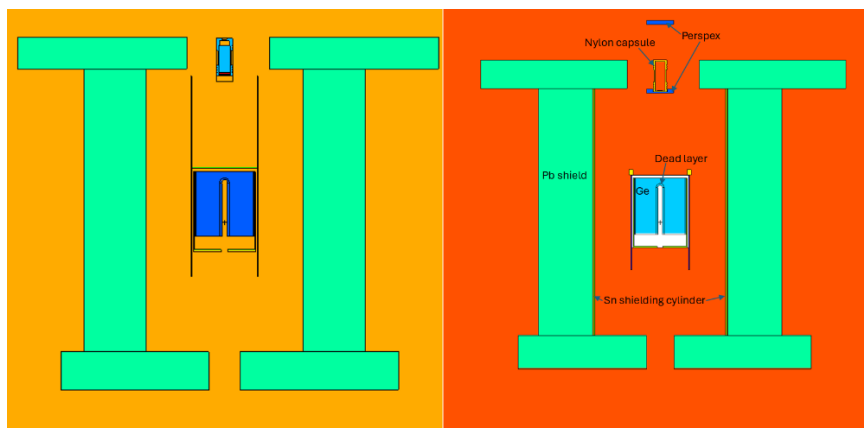
Detektor germanowy jest wyposażony w charakterystykę numeryczną i oprogramowanie GENIE 2000, co pozwala na wykonanie kalibracji wydajnościowej dla badanej geometrii pomiarowej bez użycia fizycznego źródła wzorcowego. Ponadto oba detektory są umieszczone w masywnej osłonie ołowianej o grubości 15 cm z niską zawartością Pb-210, co pozwala na znaczne zmniejszenie wpływu tła pomiarowego. W celu polepszenia jakości wykonywanych pomiarów wewnętrzna strona osłony ołowianej jest dodatkowo wyłożona warstwą miedzi. Dostępny układ detektorów został przedstawiony na rys. 2.5.2.



Rys. 2.5.2. Detektor HPGe oraz scyntylator NaI wchodzące w skład układu antykoincydencyjnego.

Podczas kampanii DTE2 na tokamaku JET w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U próbki ITER były napromieniowane podczas wybranych strzałów. Po wyładowaniu kapsuła z próbką została przetransportowana za pomocą systemu poczty pneumatycznej do laboratorium w celu przeprowadzenia pomiarów spektrometrycznych. Do rejestracji widma gamma emitowanego przez zaktywowaną próbkę posłużył detektor HPGe o wydajności względnej 190 % umieszczony w osłonie ołowianej.

Analiza uzyskanych widm gamma obejmowała wyznaczenie aktywności produktów reakcji i porównanie ich z przewidywaniami symulacyjnymi uzyskanymi za pomocą kodu FISPACT-II. Wskaźnik C/E (Calculated/Experimental — stosunek aktywności obliczonej do eksperymentalnej) posłużył do oceny zgodności modelu z pomiarem. Wyniki tych analiz szczegółowo opisano w raporcie projektu PrIO za 2022 rok. W kolejnych latach model MCNP detektora ulegał modyfikacjom, co mogło wpłynąć na przeprowadzoną kalibrację wydajnościową. Z tego powodu w 2025 r. przeprowadzono ponowną analizę rozważanych próbek z zastosowaniem zaktualizowanego modelu MCNP w celu oceny stabilności wyników oraz wpływu modelu detektora na oszacowaną wydajność. Rys. 2.5.3 przedstawia porównanie starego (lewy panel) oraz nowego (prawy panel) modelu MCNP detektora.



Rys. 2.5.3. Modele MCNP detektora z kapsułą na próbki aktywacyjne na przekroju pionowym osi detektora i kapsuły. Po lewej: „stary” model detektora użyty do obliczeń kalibracji wydajnościowej w 2022 roku. Po prawej: „nowy” model detektora użyty do badania wpływu modelu detektora na aktywność próbek napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U.

Równolegle prowadzone były dalsze prace nad walidacją stworzonego oprogramowania do wyznaczania zanieczyszczeń w próbkach ITER. Oprogramowanie wykorzystuje:

- scenariusze napromieniania na tokamaku JET (dane czasowe wyładowań oraz zmierzone wydatki neutronowe z systemu komór rozszczepieniowych),
- spektra neutronów otrzymane z symulacji MCNP dla lokalizacji próbek,
- przewidywane ścieżki reakcji i ich prawdopodobieństwa uzyskane z FISPACT-II,
- przekroje czynne pobrane z bibliotek IRDFF-II, ENDF/B-VIII.0 oraz TENDL-2019.

W 2025 roku oceniano stabilność i wiarygodność rezultatów uzyskiwanych przy użyciu tego oprogramowania, stosując je do próbek napromieniowanych na JET w 2023 roku. Obliczone liczby atomów poszczególnych nuklidów porównano z informacjami z certyfikatów producentów (wskaźnik C/P — Certificate/Program), co pozwoliło na identyfikację powtarzalnych wzorców dla próbek z tych samych materiałów oraz na wskazanie przypadków potencjalnych niezgodności certyfikacyjnych lub obecności zanieczyszczeń.

Kolejnym zadaniem IFPiLM w ramach projektu PrIO były pomiary neutronowe prowadzone metodą neutronowej analizy aktywacyjnej na dedykowanej pętli aktywacji wody przy reaktorze TRIGA. Na początku 2024 r. w Jožef Stefan Institute (JSI, Słowenia) oddano do użytku pętlę aktywacji wody KATANA. Woda krążąca przez rdzeń reaktora ulega aktywacji, w wyniku czego powstają izotopy N-16, N-17 i O-19. Rozpad N-16 i O-19 powoduje emisję promieniowania γ , natomiast rozpad N-17 (oprócz γ) generuje również neutrony o dyskretnych energiach około 1 MeV. Emisja tych neutronów przyczynia się do dostarczenia dawek promieniowania dla personelu oraz oprzyrządowania znajdującego się w pobliżu pętli chodzenia wody. Stąd konieczne jest, aby lepiej zrozumieć ten proces oraz przeprowadzić eksperymentalną walidację kodów obliczeniowych opisujących aktywację wody będącej chłodziwem.

W eksperymencie na pętli KATANA napromieniono wybrane próbki (dobrane na podstawie symulacji FISPACT-II). Na podstawie pomiarów spektrometrii gamma wyznaczono aktywności produktów reakcji oraz szybkości reakcji. Wyniki eksperymentalne uzupełniono symulacjami MCNP, co umożliwiło określenie

szybkości emisji neutronów na pętli KATANA oraz fluencji neutronowej w wybranych lokalizacjach. Ponadto zbadano możliwość zastosowania neutronowej analizy aktywacyjnej do dekonwolucji spektrum neutronów na pętli — napromieniowano wybrane detektory progowe i użyto otrzymanych aktywności wytworzonych nuklidów jako danych wejściowych do kodu dekonwolucyjnego.

2.6 Opracowanie zintegrowanej z systemem IMAS syntetycznej diagnostyki dla radialnej kamery neutronowej ITER *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPrIO: Preparation for ITER Operation*

Zadanie ma na celu zbudowanie syntetycznej radialnej kamery neutronowej dla tokamaka ITER w IMAS (Zintegrowany system do modelowania i analizy). Wykonywane będzie we współpracy z centrum badawczym ENEA we Frascati. Praca zespołu polegać będzie na implementacji opracowanych kodów numerycznych do rekonstrukcji profilów emisyjności w IMAS.

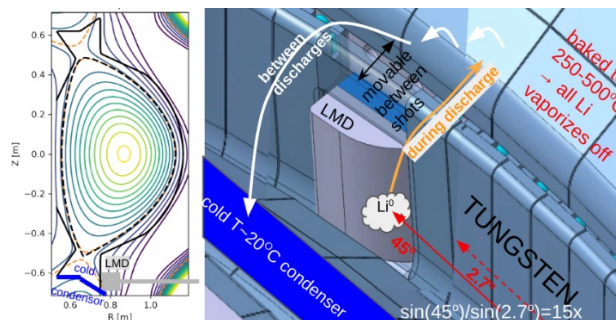
Radialna Kamera Neutronowa (RNC) dla ITER została zaprojektowana w ramach prac konsorcjum koordynowanego przez centrum badawcze w ENEA Frascati. Diagnostyka RNC składa się z dwóch struktur kolimatorów umieszczonych w jednej pozycji toroidalnej tokamaka. Na końcu każdego kolimatora umieszczony jest detektor rejestrujący neutrony powstałe w zdefiniowanej przez układ przestrzeni plazmy. Umożliwia to odtwarzanie lokalnej emisyjności neutronów, tj. profili emisji w przekroju poloidalnym tokamaka. Łącznie kamera składa się z 22 detektorów rejestrujących emitowane neutrony. Wymagane jest, aby pomiar zapewniał możliwość rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów z niepewnością nie większą niż 10% w centrum plazmy przy rozdzielczości czasowej 10 ms. Warunek ten zapewnia możliwość wiarygodnej interpretacji dystrybucji emisji cząstek alfa oraz temperatury jonowej w tokamaku. Zespół z IFPiLM przygotował kod numeryczny umożliwiający wykonanie rekonstrukcji rozkładu emisyjności neutronów w dwóch wymiarach (tomografia). RNC ma odegrać istotną rolę w kontroli bezpieczeństwa poprzez kontrolę spalania plazmy, co wymaga analizy danych w czasie rzeczywistym. Wykonanie obliczeń w czasie 10 ms możliwe jest tylko dla problemu zredukowanego do jednego wymiaru. Zespół z IFPiLM opracował algorytmy oparte na metodach regularyzacji Tichonowa oraz minimalizacji informacji Fishera umożliwiające rekonstrukcję profilu emisyjności neutronów w zależności od poloidalnego strumienia magnetycznego.

Celem zadania 2.6 było zaimplementowanie kodów numerycznych służących do rekonstrukcji profili emisyjności neutronów w czasie rzeczywistym dla tokamaka ITER w IMAS (Zintegrowany system do modelowania i analizy).

3. Analizy numeryczne oraz rozwój i zastosowanie kodów modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPRD: Prospective R&D, WPSA: Exploitation of JT60-SA i WPAC: Advanced computing*

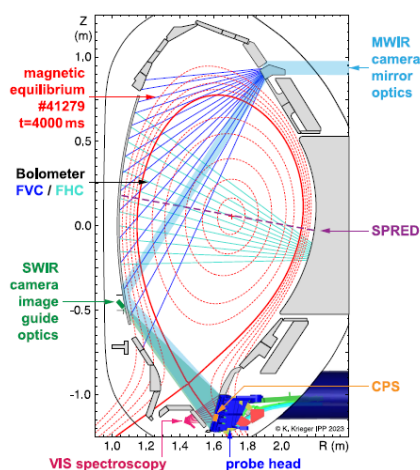
3.1. Badania różnych koncepcji dywertora. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPRD: Prospective R&D*

COMPASS Upgrade (COMPASS-U) zapewnia unikatowe możliwości w zakresie rozwiązywania kluczowych wyzwań fizyki do odprowadzania energii z plazmy, zaawansowanych trybów uwięzienia plazmy oraz konfiguracji plazmy, a także testowania nowych materiałów zwróconych w plazmie (PFC) i koncepcji dywertora z ciekłego metalu. COMPASS-U zostanie wyposażony w wolframowy (W) dywertor oraz pojedynczy element LMD (zob. rys. 3.1.1), zainstalowany na manipulatorze dywertora o kształcie cylindrycznym z osią pionową. Orientacja jego powierzchni względem pola magnetycznego została celowo dobrana tak, aby zwiększyć stosunek $q_{\perp}/q_{\parallel} \sin(3^{\circ}) = 0,05$ (wartość typowa dla dywertorów) do $\sin(45^{\circ}) = 0,7$, co pozwala osiągnąć plazmę przyłączoną oraz istotne z punktu widzenia DEMO strumienie ciepła. Odparowane kondensaty Li/Sn osadzają się na pobliskich komponentach (PFC) utrzymywanych w temperaturze 350–500°C, z których lit odparowuje pomiędzy wyładowaniami i ostatecznie trafia na kondensator (płytę chłodzoną do temperatury pokojowej) w prywatnym obszarze strumienia.



Rys.3.1.1. Przekrój tokamaka COMPASS-U z tarczą LMD w dywertorze. Odparowane kondensaty Li/Sn w pobliżu dywertora będą utrzymywane w temperaturze 350–500 °C.

Do tej pory test w tokamaku z konfiguracją dywertora wykorzystującą ciekły metal (LM) nie był przeprowadzany. Do tego celu wybrano tokamak ASDEX Upgrade (AUG). W AUG moduł z ciekłą cyną (Liquid Tin Module, LTM) został wystawiony na oddziaływanie plazmy z wykorzystaniem manipulatora dywertora. Celem było zbadanie jego działania pod kątem redepozycji materiału oraz transportu cząstek przez plazmę. Podczas fazy stacjonarnej w wyładowaniu (plasma flat-top) zewnętrzny punkt uderzenia (outer strike point) był wstępnie podgrzany LTM i utrzymywany przez czas od 2 s do 3,4 s w wielu wyładowaniach (zob. rys. 2).



Rys. 3.1.2. Przekrój poloidalny tokamaka ASDEX Upgrade przedstawiający powierzchnie strumienia dla wyładowania (#41279), z drugim punktem uderzenia (strike point) znajdującym się na LTM.

Celem tego eksperymentu było udzielenie odpowiedzi na dwa pytania:

- Jak zachowuje się konstrukcja LMT wypełniona cyną (Sn) w warunkach dywertora o wysokich strumieniach ciepła?
- Jaka część materiału ulega natychmiastowej redepozycji, a jaka jest transportowana do innych obszarów?

W 2025 roku IFPILM kontynuował analizy numeryczne dla tokamaka COMPASS Upgrade, w którym planowane są testy dywertorów z ciekłym metalem (Liquid-Metal Divertor, LMD) w celu określenia dopuszczalnego zakresu parametrów pracy tokamaka. Zadanie to ma na celu ocenę zastosowania Ga/Sn oraz Li w COMPASS-U z wykorzystaniem kodu COREDIV oraz porównanie modelowania eksperymentu Sn-CPS w AUG za pomocą COREDIV z modelowaniem ASTRA-SOLPS.

Cele zadania:

- ocena limitu domieszek dla ciekłych metali w COMPASS-U
- ocena limitów temperatury tarczy oraz obciążenia mocą
- analiza różnych opcji ciekłych metali w COMPASS-U
- ocena zgodności wyników kodów z modelowaniem ASTRA-SOLPS

Do symulacji numerycznych zastosowano wielopłynowy kod COREDIV, który modeluje transport plazmy i domieszek zarówno w plazmie brzegowej, jak i centralnej. Uwzględnienie w symulacjach transportu

domieszek w plazmie centralnej i brzegowej jest niezwykle istotne z uwagi na wpływ odparowanego materiału z powierzchni LMD na zmianę promieniowania plazmy i moc do dywertora.

3.2. Wsparcie kodów do modelowania plazmy tokamakowej w unifikacji ze strukturą IMAS. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPAC: Advanced Computing.*

W ramach projektu EUROfusion WPAC: Advanced Computing zrealizowano szeroki zakres działań mających na celu wsparcie kodów do modelowania plazmy tokamakowej w procesie ich unifikacji ze strukturą danych IMAS (ang. *Integrated Modelling & Analysis Suite*). Wraz z intensyfikacją badań prowadzonych na potrzeby programu EUROfusion systematycznie rośnie znaczenie spójnego, zunifikowanego i interoperacyjnego zarządzania danymi pochodzącymi zarówno z eksperymentów, jak i z symulacji numerycznych. IMAS stanowi kluczowy element infrastruktury obliczeniowej wykorzystywanej w badaniach wspierających ITER oraz inne urządzenia fuzyjne, umożliwiając wymianę danych pomiędzy różnymi kodami oraz ich porównanie z wynikami eksperymentalnymi.

3.3. Opracowanie i weryfikacja szybkich kodów do obliczeń zachowania neutralów w plazmie brzegowej. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPAC: Advanced computing – TSVV15*

Celem projektu TSVV15 jest opracowanie kompleksowego, szybkiego i modułowego narzędzia do analizy impulsów (Pulse Design Tool, PDT), które będzie przewidywać oraz optymalizować przebiegi wyładowań w tokamaku. Kluczowym rezultatem tej działalności powinien być dokument projektowy, zawierający propozycję jednolitego, zintegrowanego środowiska dla PDT, obejmującego integrację zredukowanych modułów fizycznych pochodzących z pełnego zakresu projektów z obszaru Teorii, Symulacji, Weryfikacji i Walidacji (TSVV).

Cząstki neutralne odgrywają kluczową rolę w funkcjonowaniu tokamaka, w szczególności w obszarze warstwy brzegowej plazmy (SOL) oraz dywertora. Neutrale powstają głównie w wyniku rekombinacji jonów na powierzchniach ścian oraz w procesach wymiany ładunku (charge exchange) pomiędzy jonami plazmy a atomami gazu. Ich obecność istotnie wpływa na bilans cząstek, energii oraz zanieczyszczeń w urządzeniach fuzyjnych.

Cząstki neutralne wpływają również na transport cząstek i zanieczyszczeń. Poprzez procesy wymiany ładunku mogą one przenosić pęd i energię na znaczne odległości, modyfikując profile gęstości i temperatury w SOL oraz oddziałując na przepływy plazmy. Ponadto neutrale odgrywają istotną rolę w ekranowaniu zanieczyszczeń, ograniczając penetrację ciężkich jonów, takich jak wolfram, z obszaru dywertora do rdzenia plazmy.

Kolejnym istotnym zagadnieniem jest rola neutralów w zasilaniu plazmy cząstkami paliwa. Recykling paliwa na ścianach prowadzi do emisji atomów neutralnych, które po ponownej jonizacji przyczyniają się do utrzymania gęstości plazmy. Kontrola źródeł neutralów jest zatem kluczowa dla stabilnej pracy tokamaka, zwłaszcza w warunkach wysokiej mocy i długich impulsów.

COREDIV jest kodem skoncentrowanym na sprzężonym opisie rdzenia plazmy (1D) z warstwą brzegową i dywertorem (2D), ze szczególnym uwzględnieniem bilansu mocy, transportu zanieczyszczeń oraz promieniowania. Kod COREDIV jest opracowany i rozwijany w IFPiLM. Kod SOLPS (ang. *Scrape-Off Layer Plasma Simulation*) to w pełni dwuwymiarowy kod transportowy do szczegółowego modelowania plazmy brzegowej Scrape-Off Layer (SOL) i dywertora, z realistyczną geometrią i zaawansowanym opisem neutralów. Oba kody opierają się na rozwiązywaniu równań płynowych (równania Bagińskiego) dla jonów i elektronów w geometrii 2D (polimodalnej).

SOLPS to zaawansowany pakiet kodów numerycznych służący do modelowania plazmy w warstwie brzegowej oraz w dywertorze tokamaków. SOLPS jest zintegrowanym narzędziem symulacyjnym, rozwijanym głównie w ramach społeczności fuzyjnej (m.in. ITER, EUROfusion), które łączy:

- model plazmy (transport cząstek, pędu i energii),
- model neutralów (atomów i cząsteczek obojętnych),

- W SOPLS, są dwa moduły:

- W porównaniu do EIRENE, AFN:

- nie opisuje kinetyki neutralów (brak pełnych rozkładów prędkości),
- nie rozróżnia neutralów pochodzących z różnych procesów (np. recykling vs. wymiana ładunkowa),
- gorzej odwzorowuje obszary o niskiej kolizyjności (np. daleki SOL),
- ma ograniczoną dokładność w analizach ekranowania zanieczyszczeń i transportu pedu.

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPTE: Tokamak exploitation

Prace zrealizowane w ramach projektu WP TE w 2025 roku miały na celu dostarczenie wyników eksperymentalnych i numerycznych niezbędnych do dalszego rozwoju europejskiego programu syntezy termojądrowej. Działania te były ukierunkowane na wsparcie przygotowań do eksploatacji tokamaka ITER oraz projektowania prototypowej elektrowni termojądrowej DEMO, przy zachowaniu ścisłej spójności z priorytetami konsorcjum EUROfusion. Program WP TE w 2025 roku obejmował kampanie eksperymentalne na czterech tokamakach z magnetycznym utrzymywaniem plazmy: ASDEX Upgrade (Niemcy), TCV (Szwajcaria), MAST-U (Wielka Brytania) oraz WEST (Francja). Harmonogram sesji eksperymentalnych dla poszczególnych urządzeń został zestawiony w tabeli 4.1. Kampanie eksperymentalne umożliwiły systematyczne badania procesów zachodzących w warstwie SOL, kluczowych z punktu widzenia przygotowań do eksploatacji tokamaka ITER, w tym transport i ekranowanie wolframu, ocenę obciążeń cieplnych i potencjalnych uszkodzeń komponentów reaktora oraz zagadnienia związane z boronizacją dla kondycjonowania ściany. W ramach projektu przeprowadzono również kwalifikację alternatywnych konfiguracji dla dywertora (ADC) przy wysokiej mocy, w tym pełne wykorzystanie nowo zainstalowanego górnego dywertora w ASDEX-Upgrade. Równolegle prowadzone były analizy danych, w tym z ostatnich kampanii DD i DT w tokamaku JET, co pozwoliło na pełną interpretację uzyskanych wyników i wsparcie ekstrapolacji w kierunku ITER i DEMO. Kontynuowano również integrację działań związanych z JT-60SA w ramach WP TE oraz wspierano przygotowania do naukowej eksploatacji JT-60SA w programie OP2.

Wszystkie prace w 2025 roku były realizowane w ramach dziewięciu Tematów Badawczych WP TE, zapewniających spójność i ciągłość badań prowadzonych od 2022 roku. Dodatkowo, w związku z nowym planem ITER, WP TE kontynuowało badania nad nowymi materiałami pierwszej ściany ITER, zagadnieniami związanymi z boronizacją dla kondycjonowania ściany, migracją materiałów oraz wpływem szybkich cząstek na komponenty ściany. Wyniki osiągnięte w 2025 roku stanowią istotny wkład w realizację strategicznych celów programu EUROfusion i są szczegółowo omówione w dalszych częściach niniejszego raportu.

Tabela 4.1. Harmonogram sesji eksperymentalnych na tokamakach AUG, TCV, MAST-U, WEST w 2025 r.

Year	2025											
Months	Jan.	Feb	Mar.	April	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.
AUG												
TCV												
MAST-U												
WEST												
	Shutdown		Restart	Campaign		Break						
Years	2025											

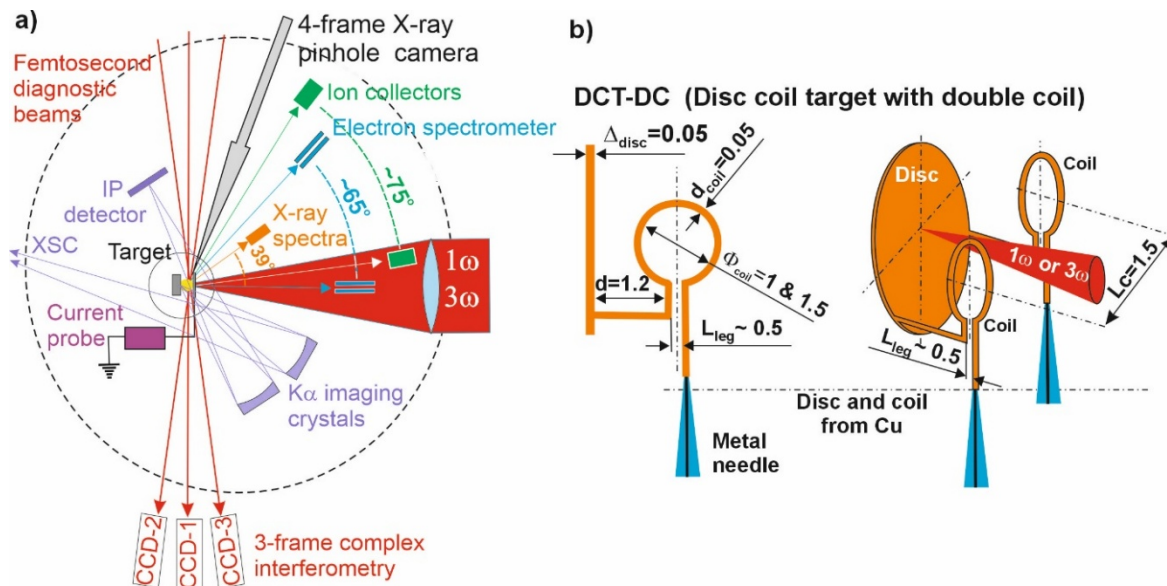
5. Badania związane z rozwojem koncepcji fuzji inercyjnej. *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion: ENR-IFE.01.CEA: Advancing shock ignition for direct-drive inertial fusion; ENR-IFE.02.CEA-01: Magnetized inertial confinement fusion; ENR-IFE.02.CEA-02: Foams as a Pathway to Energy from high gain direct drive ignition (FoPIFE)*

5.1. Badania eksperymentalne i teoretyczne oraz doskonalenie diagnostyk związane z realizacją ICF poprzez implozję magnetyczną. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion ENR-IFE.02.CEA-01: Magnetized inertial confinement fusion*

Sukces dotychczasowych eksperymentów zrealizowanych na PALS z wykorzystaniem tarcz cewkowo-dyskowych (DC) oświetlanych wiązką 1ω i 3ω lasera PALS [1, 2], w których generowano pola magnetyczne o geometrii osiowej względem osi wiązki laserowej i indukcji powyżej 5 T, zainicjował badania ukierunkowane na kreowanie namagnesowanych strumieni plazmy w polu magnetycznym o poprzecznej geometrii linii sił względem kierunku lasera. Taka konfiguracja jest szczególnie interesująca dla implementacji inercyjnej fuzji (ICF) poprzez implozję magnetyczną. Rozważając schemat realizacji ICF poprzez implozję magnetyczną tarcz laserowych, wydaje się, że takie pole magnetyczne jest wystarczające do osiągnięcia poziomu indukcji rzędu kilku kilotesli w skompresowanym rdzeniu tarczy z paliwem w wyniku adwekcji. Tak silne pola magnetyczne są obiecujące dla realizacji ICF, ponieważ zmniejszają straty energii w kierunku prostopadłym do linii pola magnetycznego, ograniczając w ten sposób fuzję cząstek α do obszaru skompresowanego rdzenia i powstawanie tzw. gorących punktów początkujących zapłon termojądrowego.

Aby poznać wpływ poprzecznego pola magnetycznego na parametry emisji gorących elektronów (HE) i jonów z plazmy ablacyjnej, zastosowano innowacyjne tarcze cewkowo-dyskowe (DCT-DC), składające się z dysku Cu sprzężonego z systemem dwóch współosiowych cewek, pokazane na rys. 5.1.1b. Do badań wykorzystano rutynowe metody diagnostyczne dostępne w PALS, umożliwiające zarówno wizualizację emisji HE, jak i ilościową ocenę ich temperatury i energii. Lokalizacja diagnostyk pokazana jest na rys. 5.1.2a. Główne metody diagnostyczne obejmują 1D i 2D zobrazowanie czasowo-przestrzenne emisji linii $K\alpha_1$ z tarcz Cu oraz pomiary rozkładu kąтового emitowanych HE za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów. Jako dodatkowe metody diagnostyczne wykorzystywano układ kolektorów siatkowych mierzący parametry emisji jonów, pomiary prądu zwrotnego przez układ cewek tarczowych związane z emisją HE, a także 4-kadrową otworkową kamerę rentgenowską umożliwiającą w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego, wizualizację procesu interakcji plazmy ablacyjnej z poprzecznym polem magnetycznym generowanym przez cewki tarczy DCT-DC. Aby scharakteryzować strumień plazmy powstałe pod wpływem oświetlenia dysków z Cu wiązkami laserowymi, szczególnie użyteczną diagnostyką okazała się 3-kadrowa kompleksowa interferometria identyfikująca obszary o koncentracji krytycznej: n_{e-cr} , $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$, odpowiadającej najbardziej prawdopodobnym mechanizmom generacji HE, niezbędne do zdefiniowania warunków początkowych dla symulacji numerycznych z wykorzystaniem kodu EPOCH.

Układ eksperymentalny do badań wpływu poprzecznego pola magnetycznego na ekspansję plazmy ablacyjnej, utworzonej z tarcz DCT-DC (rys. 5.1.1b), z towarzyszącą emisją elektronów i jonów, przedstawiono na rys. 5.1.1a. Zespół tarcz składa się z dwóch współosiowo ułożonych cewek połączonych z miedzianym dyskiem, który jest naświetlany laserem. Prąd powrotny tarczy przepływający przez cewki indukuje w nich pole magnetyczne o geometrii linii sił prostopadłej do kierunku wiązki laserowej naświetlającej dysk. Aby zmieniać natężenie pola magnetycznego, zastosowano tarcze z cewkami o różnych średnicach ($\phi_{cewka} = 1$ i $1,5$ mm) i różnej odległości cewek od dysku ($d = 0,8$ i $1,2$ mm).



Rys. 5.1.1: Układ eksperymentalny: a) schemat konfiguracji diagnostyki w komorze eksperymentalnej, b) konstrukcja tarczy DCT-DC do wytwarzania strumienia namagnesowanej plazmy w poprzecznym polu magnetycznym oraz sposób jej naświetlania wiązką laserową.

Wpływ poprzecznego pola magnetycznego na parametry emisji gorących elektronów (HE) i jonów z plazmy ablacyjnej badano poprzez interakcję 1ω ($\lambda_1 = 1315$ nm, $E_L \approx 500$ J, $\tau_L \approx 350$ ps) i 3ω ($\lambda_3 = 438$ nm, $E_L \approx 200$ J) lasera PALS z tarczami z folii z Cu. W obu przypadkach wiązka laserowa została wygładzona przez płytkę fazową, a następnie zogniskowana do minimalnego promienia $r_L = 50$ μ m.

W badaniach wykorzystywany był kompleksowy układ diagnostyczny umożliwiający pomiary:

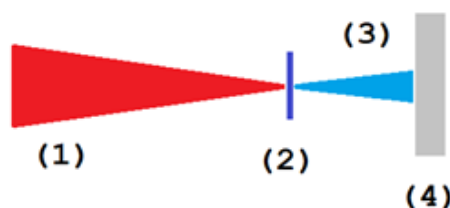
- przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej w plazmie ablacyjnej za pomocą 3-kadrowej kompleksowej interferometrii,
- prądu zwrotnego przepływającego w układzie tarcza - cewka do ziemi za pomocą sondy prądowej,
- energii HE deponowanej wewnątrz tarcz za pomocą 2D zobrazowania z rozdzielczością przestrzenną lub 1D z rozdzielczością czasowo-przestrzenną emisji linii Cu $K\alpha_1$, uzupełnionego o wysokorozdzielczą spektroskopię emisyjną powłoki Cu K,
- kątowych rozkładów widm energii HE za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów,
- parametrów emisji jonów z wykorzystaniem kolektorów siatkowych i spektrometru Thomsona oraz
- wizualizację procesu tworzenia strumienia namagnesowanej plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego z wykorzystaniem 4-kadrowej kamery rentgenowskiej.

5.2. Materiały o małej gęstości i mikrostrukturze pianki jako droga do wydajnej energetycznie fuzji inercyjnej z bezpośrednim naświetlaniem laserowym. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion ENR-IFE.02.CEA-02: Foams as a Pathway to Energy from high gain direct drive ignition (FoPIFE)*

Jednym z ważnych zagadnień we współczesnych badaniach nad fuzją inercyjną jest dążenie do wytłumienia niestabilności plazmy pojawiających się przy kompresji kapsułek przy użyciu intensywnego promieniowania laserowego. Niestabilności takie mogą pojawić się np. na skutek defektów materiałowych lub nierównomiernego rozkładu promieniowania laserowego na powierzchni kapsułki. Dla wytłumienia niestabilności proponuje się m.in. użycie materiałów o strukturze pianki. Oddziaływanie wiązki laserowej z takim materiałem powoduje przepływ plazmy o charakterze nieregularnym, który wyrównuje nierówności wynikające z defektów materiałowych lub niejednorodnego rozkładu wiązki laserowej. Jednakże kwestia propagacji fal uderzeniowych w takim ośrodku jest słabo zbadana i wymaga eksperymentów oraz pracy teoretycznej. Temu zagadnieniu był poświęcony eksperyment przeprowadzony przez międzynarodowy zespół pod kierunkiem prof. Petera Norreysa z Uniwersytetu Oksfordzkiego na

układzie GEKKO XII w Osace.

Jednym z tematów projektu FoPIFE było przeanalizowanie użyteczności materiałów piankowych dla stworzenia laserowych źródeł neutronów o energiach zbliżonych do 14 MeV. Takie źródła neutronów mogą mieć duże znaczenie dla badań nad wpływem silnego strumienia neutronów fuzyjnych na mikrouszkodzenia i aktywację jądrową materiałów przeznaczonych do użycia w dużych układach fuzyjnych. Działanie laserowego źródła neutronów opiera się na połączeniu dwóch procesów: laserowej akceleracji jonów drogą oświetlenia tarczy impulsem laserowym o bardzo dużym natężeniu oraz produkcji neutronów w wyniku oddziaływania przyspieszonych jonów z jądrami tarczy wtórnej, tzw. konwertera, co schematycznie przedstawiono na rys. 5.2.5.



Rys. 5.2.5. Schemat laserowego źródła neutronów: (1) wiązka lasera o dużej intensywności, (2) tarcza laserowa, (3) wiązka protonów napędzanych laserowo, (4) konwerter.

Okazuje się, że zastosowanie w tarczy laserowej warstwy pianki – czyli materiału o mikrostrukturze, wykazującego fluktuacje gęstości w skali rzędu mikrometrów – pozwala znacznie poprawić parametry napędzanych jonów w porównaniu z konwencjonalnymi tarczami foliowymi, a to z kolei może przełożyć się na znacznie lepsze parametry uzyskiwanych wiązek neutronów. To wzmocnienie wynika z faktu, że oddziaływanie impulsu laserowego z mikrostrukturami prowadzi do znacznie intensywniejszej produkcji tzw. gorących elektronów, których populacja odpowiada za przyspieszanie jonów za pośrednictwem mechanizmu Target Normal Sheath Acceleration (TNSA).

Oddziaływanie impulsów laserowych o wielkim natężeniu z tarczami piankowymi jest także interesujące w przypadku impulsów pikosekundowych. Impulsem takim towarzyszy zwykle długi nanosekundowy piedestał, co powoduje powstanie plazmy o gęstości bliskiej gęstości krytycznej i niezbyt dużych gradientach gęstości, w której mogą zachodzić procesy superponderomotrycznego przyspieszania elektronów oraz nietypowe procesy przyspieszania jonów. Badaniom tych efektów był poświęcony eksperyment w laboratorium GSI w Darmstadt na laserze PHELIX (140 J/0.5 ps) który miał dwa cele:

- 1) zbadanie procesu super-ponderomotrycznego przyspieszania elektronów w plazmie i ich wpływu na przyspieszanie protonów w plazmie wytwarzanej laserowo;
- 2) wykorzystanie zoptymalizowanego źródła protonów do generacji cząstek α z reakcji syntezy protonów z borem w ograniczonej geometrii cylindrycznej.

Wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu

1. **Rozwój i zastosowanie diagnostyk promieniowania plazmy w układach z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy.** *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPW7X: Exploitation of Wendelstein 7-X, WPDC: Diagnostics and Control, WPPWiE: Plasma Wall Interaction and Exhaust oraz WPSAE: Safety and Environment*

- 1.1. **Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X).** *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPW7X: Exploitation of Wendelstein 7-X*

W ramach prac związanych z udziałem w kampanii eksperymentalnej OP2.3, zespół naukowców z IFPiLM aktywnie uczestniczył w realizacji eksperymentów prowadzonych na stellaratorze Wendelstein 7-X. Udział ten obejmował bieżącą obsługę oraz nadzór nad pracą urządzeń diagnostycznych PHA i C/O monitor, a także bezpośrednie zaangażowanie w przebieg eksperymentów zaproponowanych i zaplanowanych przez naukowców z IFPiLM.

Podczas kampanii przeprowadzono serię dedykowanych badań poświęconych zagadnieniom transportu zanieczyszczeń w plazmie w zależności od różnych parametrów plazmy. Szczególny nacisk położono na analizę wpływu liczby atomowej Z na czas zaniku zanieczyszczeń po ich wprowadzeniu do plazmy. Badania objęły zarówno pierwiastki o wysokiej liczbie atomowej, w szczególności wolfram, jak i pierwiastki o średniej liczbie atomowej, takie jak żelazo, miedź, nikiel oraz tytan. Zanieczyszczenia były wprowadzane do plazmy w kontrolowany sposób z wykorzystaniem technik LBO (Laser Blow-Off) oraz TESPEL (Tracer Encapsulated Solid Pellet).

Istotna część prac koncentrowała się na analizie miękkiego promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez plazmę z domieszką wolframu. Celem tych badań była identyfikacja źródeł obserwowanych struktur widmowych oraz ilościowe wyznaczenie koncentracji zanieczyszczeń na podstawie porównania danych eksperymentalnych z wynikami symulacji numerycznych. Analizy te pozwoliły na wiarygodne przypisanie obserwowanych cech widmowych do określonych stanów jonowych wolframu oraz na ocenę jego udziału w całkowitym bilansie zanieczyszczeń plazmy.

Dodatkowo, po raz pierwszy w trakcie kampanii OP2.3 przeprowadzono pomiary linii emisyjnych Ca z wykorzystaniem systemu PHA, pozwalając na rozszerzenie zakresu diagnostycznego w porównaniu z wcześniejszymi kampaniami eksperymentalnymi.

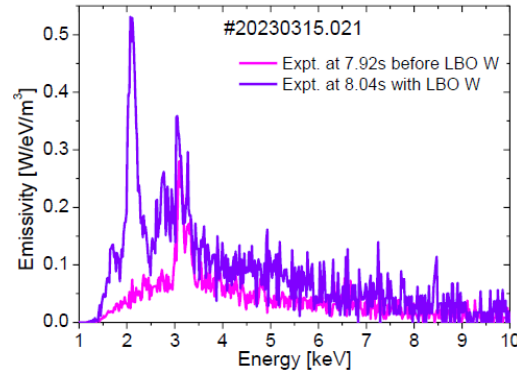
Równolegle zakończono prace nad artykułem naukowym poświęconym roli zanieczyszczeń w plazmie stellaratora W7-X podczas długotrwałych wyładowań. Artykuł został przesłany do renomowanego czasopisma *Plasma Physics and Controlled Fusion*, gdzie obecnie znajduje się w trakcie procesu recenzyjnego.

Analiza i modelowanie widm PHA w celu wyznaczenia koncentracji wolframu

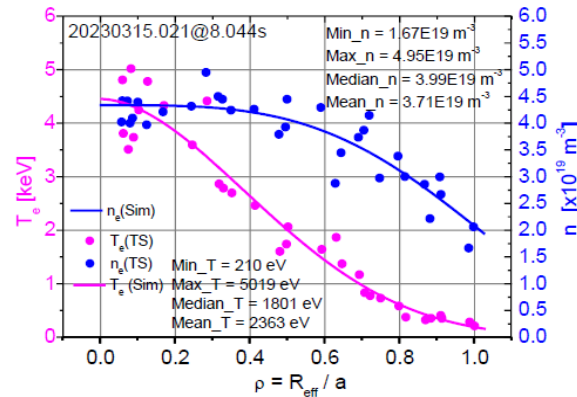
Analiza złożonych widm promieniowania emitowanego przez silnie zjonizowany wolfram obecny w plazmie została przeprowadzona w ramach modelu kolizyjno-radiacyjnego (CR) z wykorzystaniem pakietu Flexible Atomic Code (FAC). W pierwszym etapie FAC oblicza parametry struktury atomowej, stosując relatywistyczną zmodyfikowaną metodę Diraca–Focka–Slatera z uwzględnieniem oddziaływań konfiguracyjnych. W drugim etapie model CR umożliwia pełny opis warunków plazmowych, w tym określenie stanu termodynamicznego plazmy oraz obsadzeń poszczególnych poziomów energetycznych atomów i jonów dla zadanych parametrów plazmy.

Oprogramowanie SimXRay pozwala na szczegółową analizę emisji miękkiego promieniowania rentgenowskiego z uwzględnieniem scenariusza plazmowego, takiego jak profile gęstości i temperatury elektronowej, a także geometrii diagnostyki, portów pomiarowych oraz położenia poszczególnych elementów detekcyjnych. Narzędzie to symuluje rzeczywistą linię widzenia każdego detektora i oblicza odpowiadający jej strumień fotonów. Dodatkowo SimXRay umożliwia optymalizację konfiguracji diagnostyki poprzez dobór takich parametrów jak rozmiar otworu kolimacyjnego, odległość otwór–detektor oraz odległość plazma–otwór, tak aby uzyskać wymaganą rozdzielczość energetyczną.

W celu wiarygodnej analizy wyładowania 20230315.021 zarejestrowanego na W7-X przy użyciu diagnostyki PHA oraz wyznaczenia koncentracji zanieczyszczeń, w szczególności wolframu, przeprowadzono symulacje z wykorzystaniem kodu SimXRay w połączeniu z pakietem FAC.



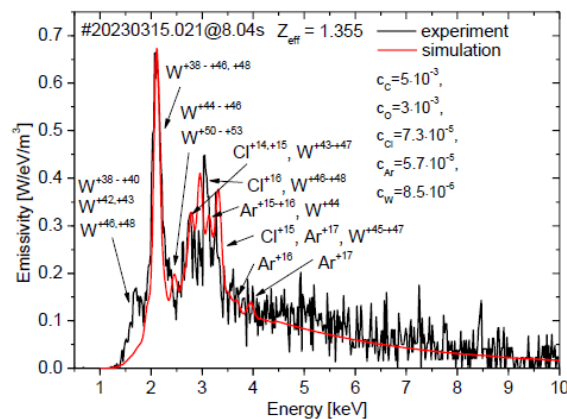
Rys. 2.5.1. Widmo PHA w skali liniowej dla wyładowania 20230315.021 na stellaratorze W7-X z wprowadzoną domieszką wolframu.



Rys. 2.5.2. Odpowiadające radialne profile temperatury elektronowej (T_e) oraz gęstości elektronowej (n_e) wraz z krzywymi dopasowania.

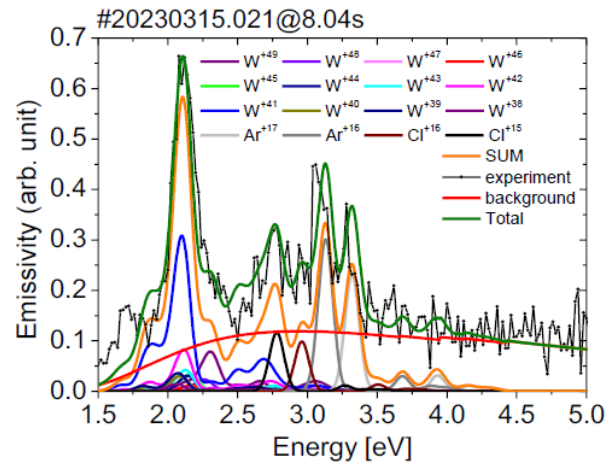
Na rys. 2.5.1 przedstawiono widmo PHA w skali liniowej dla wyładowania 20230315.021 z wprowadzoną domieszką wolframu. Rys. 2.5.2 przedstawia radialne profile temperatury (T_e) i gęstości elektronowej (n_e) wyładowania wraz z dopasowaniami krzywych dla niniejszego wyładowania. W widmie widoczne są wyraźne struktury energetyczne w okolicach 1,65 keV, około 2,1 keV oraz w zakresie od około 2,6 do 3,7 keV.

Na rys. 1.1.3 zestawiono widma eksperymentalne i symulowane. Symulacje wykonano przy użyciu eksperymentalnie zmierzonych profili temperatury i gęstości elektronowej uzyskanych za pośrednictwem systemu Thomson Scattering dla tego samego wyładowania. Na podstawie przeprowadzonej analizy wyznaczono następujące koncentracje zanieczyszczeń: C ($5 \cdot 10^{-3}$), O ($3 \cdot 10^{-3}$), Cl ($7,3 \cdot 10^{-5}$), Ar ($5,7 \cdot 10^{-5}$) oraz W ($8,5 \cdot 10^{-6}$). Porównanie widm wskazuje na bardzo dobrą zgodność pomiędzy wynikami symulacji a danymi eksperymentalnymi.



Rys. 2.5.3. Eksperymentalne i symulowane widma, uzyskane przy założeniu modelu równowagi koronowej z wykorzystaniem kodu SimXRay, wraz z wyznaczonymi koncentracjami zanieczyszczeń, w zakresie energii od 1,0 keV do 10,0 keV, z uwzględnieniem profili temperatury i gęstości elektronowej dla wyładowania 20230315.021 zarejestrowanego na W7-X.

Symulacje (przedstawione na rys. 1.1.4) obejmowały linie rentgenowskie jonów wolframu od W^{+38} do W^{+49} , jonów argonu Ar^{+16} i Ar^{+17} oraz jonów chloru Cl^{+15} i Cl^{+16} , a także wkład promieniowania tła. Uwzględniono promieniowanie hamowania oraz promieniowanie rekombinacyjne, jak również frakcyjne obsadzenia poszczególnych stanów jonowych, przy wykorzystaniu eksperymentalnych profili T_e i n_e .

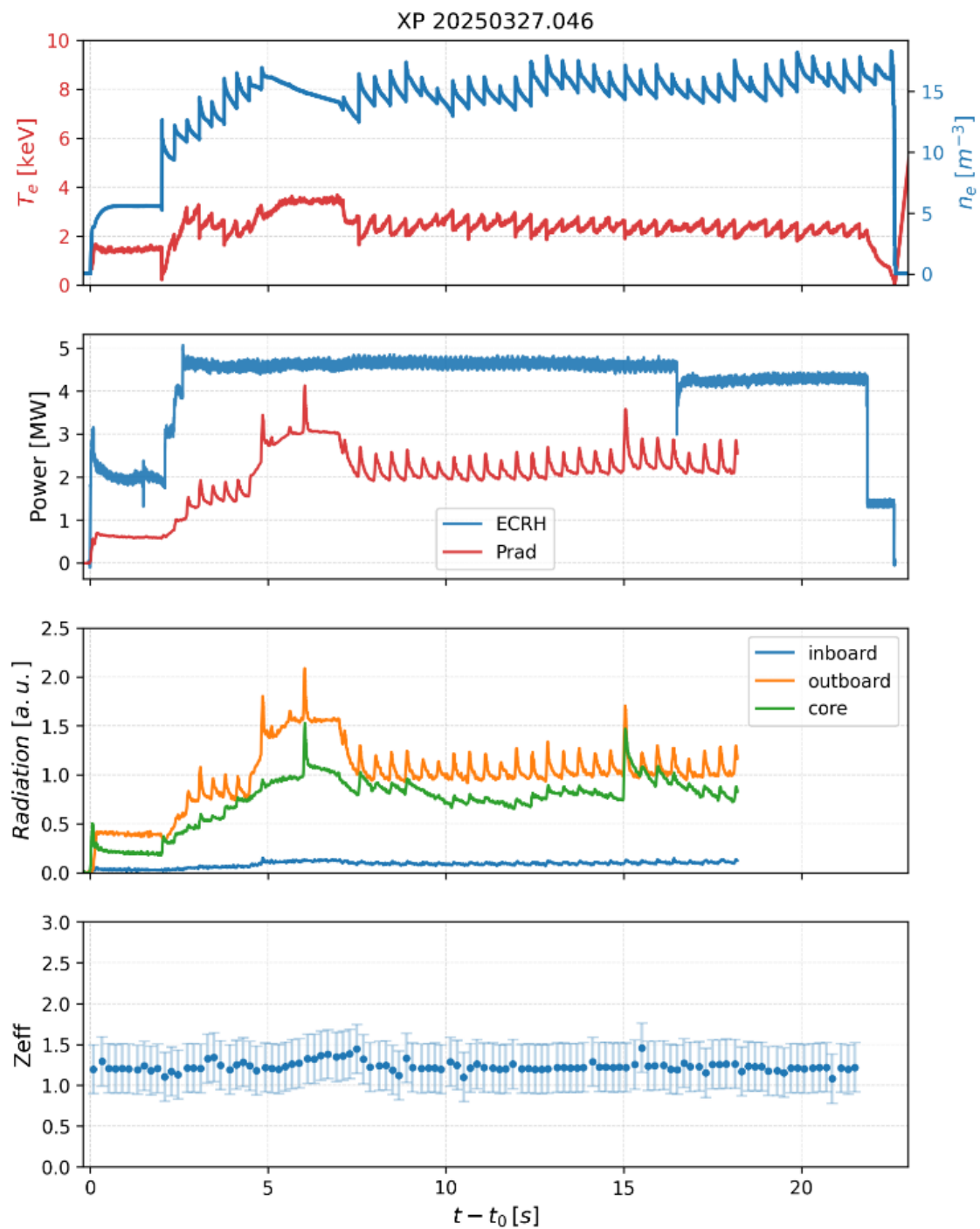


Rys. 2.5.4. Symulowane linie promieniowania rentgenowskiego jonów wolframu od W^{+38} do W^{+49} , jonów argonu Ar^{+16} i Ar^{+17} oraz jonów chloru Cl^{+15} i Cl^{+16} , wraz z wkładem promieniowania tła oraz widmem sumarycznym, z uwzględnieniem eksperymentalnych profili temperatury elektronowej (T_e) i gęstości elektronowej (n_e) uzyskanych z diagnostyki Thomson Scattering, a także frakcyjnych obsadzeń wymienionych jonów, zestawione z widmem eksperymentalnym.

Przeprowadzona analiza wykazała, że najniżej energetyczna struktura widma, zlokalizowana w okolicach 1,65 keV, może zostać przypisana przejściom rentgenowskim w powłoce M ($4 \rightarrow 3$), pochodzącym głównie od jonów wolframu w zakresie stopni jonizacji od W^{+38} do W^{+49} . Dominująca struktura w pobliżu 2,1 keV również związana jest z emisją z powłoki M i pochodzi od jonów o podobnym zakresie stopni jonizacji. Z kolei piki obserwowane w przedziale od 2,3 do 3,7 keV wynikają z przejść typu $5 \rightarrow 3$ w powłoce M jonów wolframu o stopniach jonizacji od około W^{+30} do W^{+50} . Najlepszą zgodność pomiędzy widmami obliczonymi i zmierzonymi uzyskano przy założeniu obecności jonów wolframu od W^{+38} do W^{+49} w symulacjach. Na podstawie uzyskanych wyników możliwe było wiarygodne określenie udziału wolframu w analizowanym wyładowaniu oraz interpretacja obserwowanych struktur widmowych w kontekście efektywnej liczby atomowej plazmy Z_{eff} .

W dalszym kroku przeprowadzono szereg obliczeń efektywnej liczby atomowej plazmy (Z_{eff}) na podstawie danych zarejestrowanych przez system diagnostyczny PHA. Analizy te pozwoliły na ocenę wpływu różnych scenariuszy plazmowych na poziom zanieczyszczeń oraz ich ewolucję w czasie trwania wyładowania. Jako przykład można wskazać wynik uzyskany dla wyładowania 20250327.046, w którym zastosowano system ciągłej iniekcji paliwa za pomocą układu steady-state pellet injector. Wyładowanie to trwało około 24 s. W jego trakcie nie zaobserwowano istotnych zmian wartości Z_{eff} , co potwierdza stabilność składu plazmy w całym czasie trwania wyładowania przy zastosowaniu wspomnianego systemu dostarczania paliwa (dolny panel na Rys. 2.5.5). Jedynie w przedziale czasowym około 6–7 s widoczny był niewielki wzrost Z_{eff} , skorelowany ze wzrostem temperatury elektronowej oraz zwiększeniem całkowitej mocy wypromieniowanej przez plazmę.

Dalsza analiza wykazała, że iniekcja paliwa realizowana za pomocą systemu pellet injector nie prowadziła do akumulacji zanieczyszczeń w plazmie, a tym samym nie powodowała istotnych zmian w wyznaczonej efektywnej liczbie atomowej. Uzyskane wyniki zostały dodatkowo potwierdzone przez niezależną diagnostykę opartą na pomiarze promieniowania ciągłego bremsstrahlung, co wzmacnia wiarygodność przeprowadzonych analiz.



Rys. 2.5.5. Przebiegi czasowe parametrów plazmy dla wyładowania 20250327.046 z ciągłą iniekcją paliwa (steady-state pellet injector): T_e , n_e , moc ECRH, moc wypromieniowana P_{rad} , rozkład promieniowania oraz efektywna liczba atomowa Z_{eff} wyznaczona z danych PHA (dolny panel).

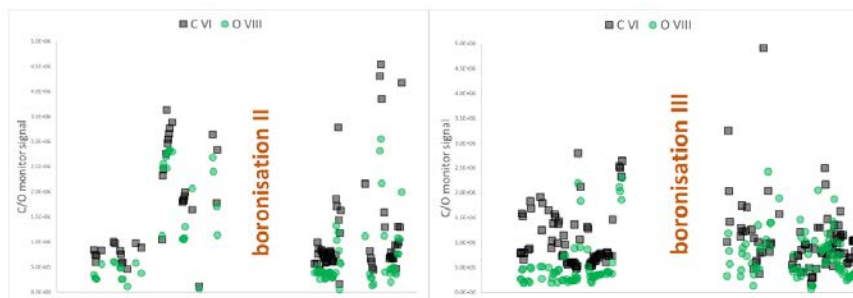
Zmiany emisji węgla i tlenu w kontekście boronizacji i oderwania plazmy

Dzięki uruchomieniu w poprzedniej kampanii eksperymentalnej nowego systemu C/O monitor, którego zadaniem jest pomiar linii Lyman- α węgla C^{5+} (3,4 nm) oraz tlenu O^{7+} (1,9 nm), przeprowadzono szereg pomiarów eksperymentalnych oraz wyznaczono optymalne ustawienia elementów dyspersyjnych systemu. Umożliwiło to uzyskanie porównywalnych i precyzyjnych danych pomiarowych, co stanowiło istotny krok w kierunku rutynowego wykorzystania diagnostyki w warunkach eksperymentalnych. Dzięki stabilnej konfiguracji systemu możliwe było wykonanie pomiarów dla różnych scenariuszy plazmowych.

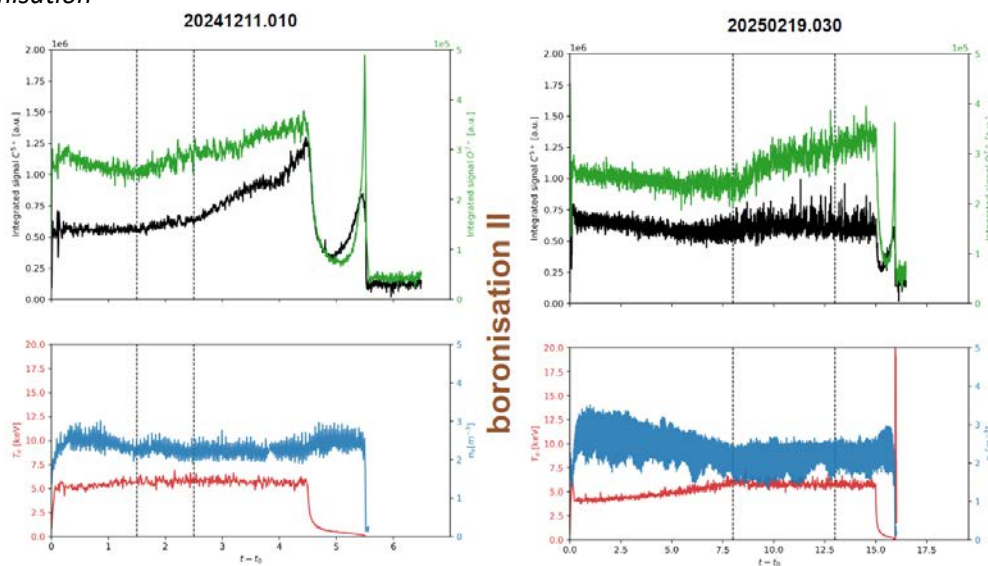
Jednym z analizowanych przypadków było porównanie sygnałów rejestrowanych przez C/O monitor w kontekście rutynowo stosowanej procedury boronizacji. Można oczekiwać, że boronizacja powinna prowadzić do zauważalnego obniżenia poziomu tlenu w plazmie stellaratora Wendelstein 7-X. Należy jednak podkreślić, że sygnał mierzony przez system C/O monitor zależy nie tylko od koncentracji zanieczyszczeń, lecz także od ich rozkładu radialnego, jak również od wartości i profilu przestrzennych temperatury oraz gęstości plazmy.

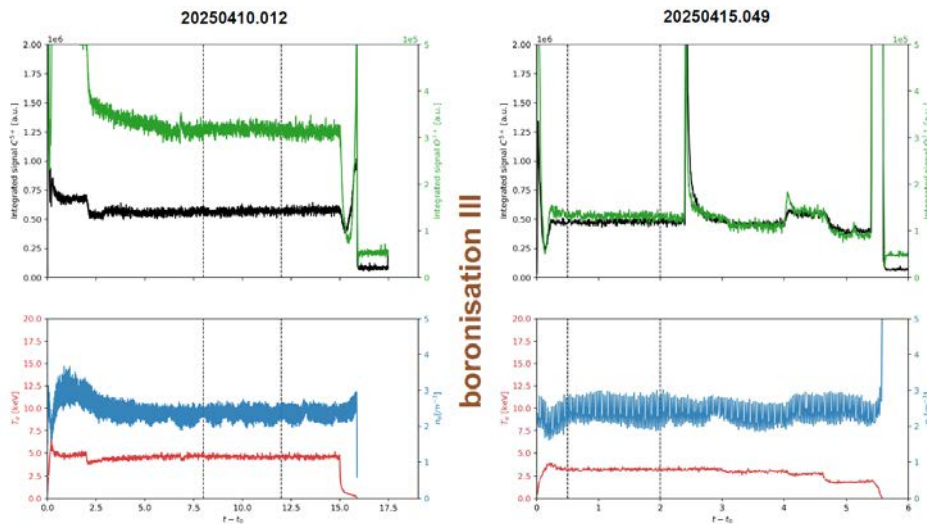
W celu rzetelnego porównania sygnałów mierzonych przed oraz po drugiej i trzeciej boronizacji przeanalizowano zestaw eksperymentów wykonanych jeden lub dwa dni przed oraz po przeprowadzeniu niniejszej procedury. Do analizy wybrano wyłącznie te wyładowania, w których występowały kilkusekundowe przedziały stabilnych wartości temperatury i gęstości plazmy. Dla wyselekcjonowanych okresów czasowych obliczono średnie poziomy sygnały węgla i tlenu.

Uzyskane wyniki nie wykazały istotnych zmian w rejestrowanych sygnałach (Rys. 2.5.6), co potwierdzają również przykładowe przebiegi czasowe zarejestrowane przed i po drugiej boronizacji (Rys. 2.5.7). Jako najbardziej prawdopodobne wyjaśnienie przyjęto fakt, że warstwa boru naniesiona podczas pierwszej boronizacji, wykonanej jeszcze przed rozpoczęciem programu naukowego OP2.2, była na tyle trwała, iż kolejne boronizacje miały jedynie ograniczony wpływ na warunki plazmowe.



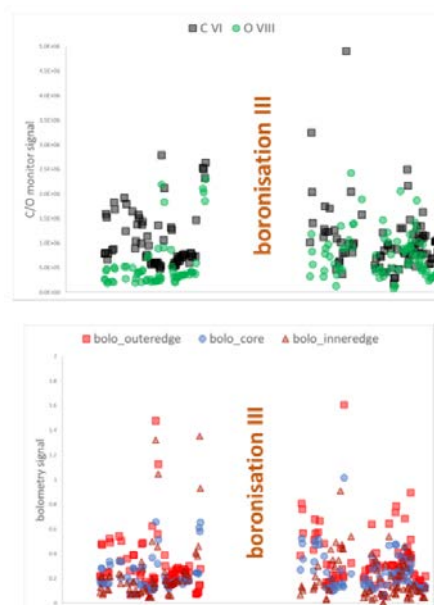
Rys. 2.5.6. The average value of the signal registered by the C/O monitor system in days close to the boronisation





Rys. 2.5.7. Exemplary time evolutions of the C/O monitor signals measured before and after the second boronisation. The temperature and density profiles of the listed discharges are similar.

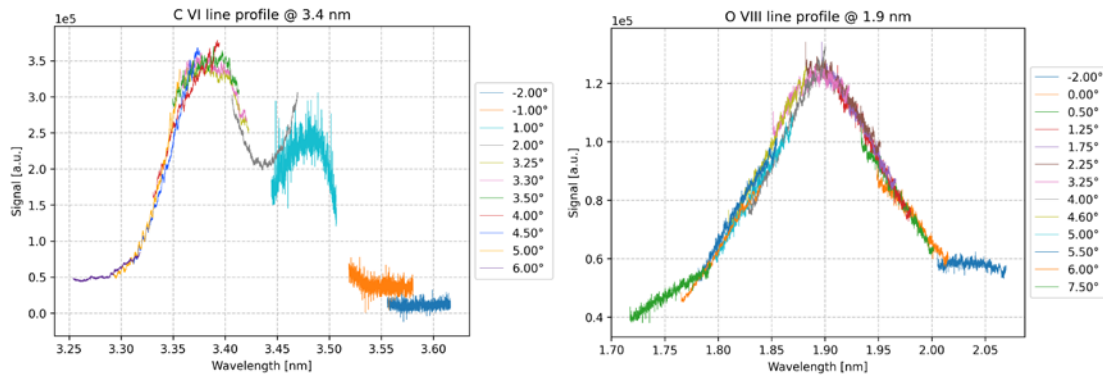
Analiza danych zarejestrowanych przed i po boronizacji wykazała ponadto, że zmiany sygnałów z C/O monitora są skorelowane ze zmianami obserwowanymi w diagnostyce bolometrycznej, co wskazuje na wspólną odpowiedź emisji lekkich zanieczyszczeń oraz całkowitego promieniowania plazmy na zmieniające się warunki brzegowe. Zależność ta jest widoczna zarówno w sygnałach linii C VI i O VIII (górna część Rys. 2.5.8), jak i w odpowiadających im sygnałach bolometrycznych z obszarów brzegu i rdzenia plazmy (dolna część Rys. 2.5.8).



Rys. 2.5.8. Porównanie sygnałów zarejestrowanych przed i po boronizacji: (górny panel) sygnały C/O monitora dla linii C VI i O VIII, (dolny panel) odpowiadające sygnały bolometryczne z obszarów brzegu zewnętrznego, rdzenia oraz brzegu wewnętrznego plazmy. Widoczna korelacja zmian sygnałów wskazuje na powiązanie emisji lekkich zanieczyszczeń z całkowitym promieniowaniem plazmy.

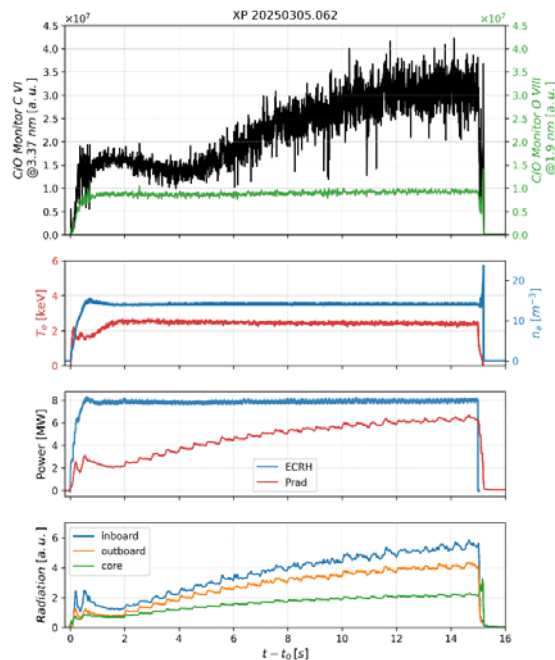
Ze względu na to, że zakres długości fal rejestrowany jednocześnie przez każdy kanał C/O monitora obejmuje jedynie fragment profilu linii emisyjnej, w pojedynczym pomiarze obserwowana była wyłącznie część danej linii. W związku z tym konieczne było przeprowadzenie rekonstrukcji pełnych profili emisyjnych poprzez wykonanie serii pomiarów przy nieznacznie zmienianych kątach ustawienia elementu dyspersyjnego oraz połączenie danych pochodzących z różnych eksperymentów. Stabilna praca systemu umożliwiła realizację takiej procedury. Ponieważ emisyjność plazmy w poszczególnych wyładowaniach nie była identyczna, każdy z zestawów danych został przeskalowany indywidualnym współczynnikiem numerycznym. Odtworzone w ten sposób profile, przedstawione na Rys. 2.5.9, pokazują, że system rejestruje nie tylko zakładane linie Lyman-

α , lecz również dodatkowe linie emisyjne, odpowiadające jonowi C^{4+} w przypadku węgla oraz O^{6+} w przypadku tlenu.



Rys. 2.5.9. Zrekonstruowane profile linii emisyjnych na podstawie danych pomiarowych dla różnych kątów ustawienia elementu dyspersyjnego. Górny panel przedstawia profil linii w kanale węgla (C), natomiast dolny panel odpowiada linii tlenu (O).

Kolejnym przykładem analiz przeprowadzonych z wykorzystaniem danych z C/O monitora jest badanie zależności pomiędzy sygnałami węgla i tlenu a innymi parametrami plazmy, w szczególności sygnałem bolometrycznym. Rys. 2.5.10 prezentuje wyniki uzyskane podczas wyładowania z plazmą w stanie oderwania (detachment). W tym eksperymencie od czasu $t=2s$ zastosowano domieszkowanie neonem. Zaobserwowano wyraźny wzrost sygnału węgla, przekraczający dwukrotnie jego początkowy poziom, podczas gdy sygnał tlenu pozostał praktycznie niezmieniony. Wzrost emisji węgla można tłumaczyć nasilonym sputteringiem z powierzchni dywertora, spowodowanym chłodzeniem brzegu plazmy przez neon, co prowadzi do obniżenia temperatury elektronowej w obszarze SOL i dywertora. Dodatkowe zanieczyszczenia węglowe są w dużej mierze ograniczone do obszarów brzegowych, co potwierdzają pomiary bolometryczne wskazujące na wyraźny wzrost promieniowania w rejonach wewnętrznych i zewnętrznych plazmy względem jej rdzenia, choć niewielka część zanieczyszczeń przenika również do centrum plazmy. W przeciwieństwie do węgla, tlen nie wykazuje analogicznego wzrostu emisji, co jest zgodne z jego wyższym progiem jonizacji oraz brakiem istotnych zmian w odpowiednich obszarach plazmy. Obserwacje te są spójne z charakterystyką stanu oderwania, w którym chłodzenie brzegu plazmy modyfikuje źródła i transport zanieczyszczeń, podczas gdy rdzeń plazmy pozostaje w dużej mierze niezmieniony.



Rys. 2.5.10. Przykładowy sygnał z systemu C/O monitor dla wyładowania 20250305.062 z plazmą w stanie oderwania (detachment) oraz z domieszkowaniem neonem. Panele od góry przedstawiają kolejno: (1) poziomy sygnałów węgla i tlenu zarejestrowane przez C/O monitor, (2) liniowo uśrednioną temperaturę

elektronową (T_e) oraz gęstość elektronową (n_e), (3) całkowitą moc grzewczą ECRH oraz moc wypromieniowaną przez plazmę (PRAD), (4) sygnał promieniowania zmierzony przez system bolometryczny.

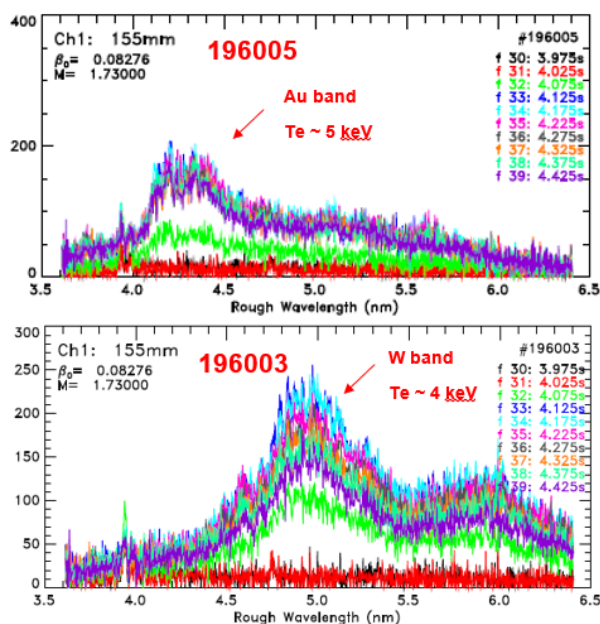
Artykuł prezentujący pierwsze wyniki uzyskane z wykorzystaniem systemu C/O monitor, zatytułowany *“Commissioning and First Results Obtained by the C/O Monitor System at the Wendelstein 7-X Stellarator”*, został przesłany do czasopisma Fusion Engineering and Design i przyjęty do publikacji w formie online 22 listopada 2025 roku.

Badania zanieczyszczeń wolframu i złota w plazmie LHD podczas 26. kampanii eksperymentalnej

Na przełomie października i listopada 2025 roku naukowcy z IFPILM brali udział w 26. kampanii eksperymentalnej na urządzeniu fuzyjnym Large Helical Device (LHD), prowadzonej w National Institute for Fusion Science (NIFS) w Toki (Japonia). Pobyt obejmował dwutygodniowe uczestnictwo w realizacji eksperymentów oraz wstępną analizę uzyskanych danych.

W trakcie kampanii realizowano eksperymenty pt. “Effect of the quantity of tungsten (W) and gold (Au) injected by the TESPEL system into the ECRH-heated hydrogen LHD plasma on VUV spectra under different LHD plasma conditions” oraz “Investigation of tungsten (W) and gold (Au) behavior injected via the TESPEL system into the NBI-heated hydrogen LHD plasma: effects on plasma density and temperature observed by VUV spectroscopy”. Celem badań było określenie koncentracji domieszek oraz czasów ich zaniku w plazmie na podstawie ewolucji intensywności linii emisyjnych wolframu i złota dla różnych temperatur elektronowych plazmy w zakresie około 2,5–5 keV. Wolfram jako jeden z głównych kandydatów na materiał ścian przyszłych reaktorów, oraz złoto, o zbliżonej liczbie atomowej, stanowiły istotny punkt odniesienia w analizach spektroskopowych.

Podczas kampanii większość kapsułek TESPEL została skutecznie wprowadzona do plazmy wodorowej LHD ogrzewanej metodą NBI i ECRH, przy gęstości elektronowej rzędu $\sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Udało się przeprowadzić pomiary dla różnych temperatur elektronowych, a w danych z wielokanałowego spektrometru miękkiego promieniowania rentgenowskiego SOXMOS wyraźnie zaobserwowano pasma emisyjne pochodzące od wolframu i złota (Rys. 2.5.11). Planowane są szczegółowa analiza porównawcza pomiędzy plazmami ogrzewanymi metodami NBI i ECRH, a także dalsze analizy ilościowe i symulacje z wykorzystaniem narzędzi modelowania atomowego, w szczególności Flexible Atomic Code (FAC).

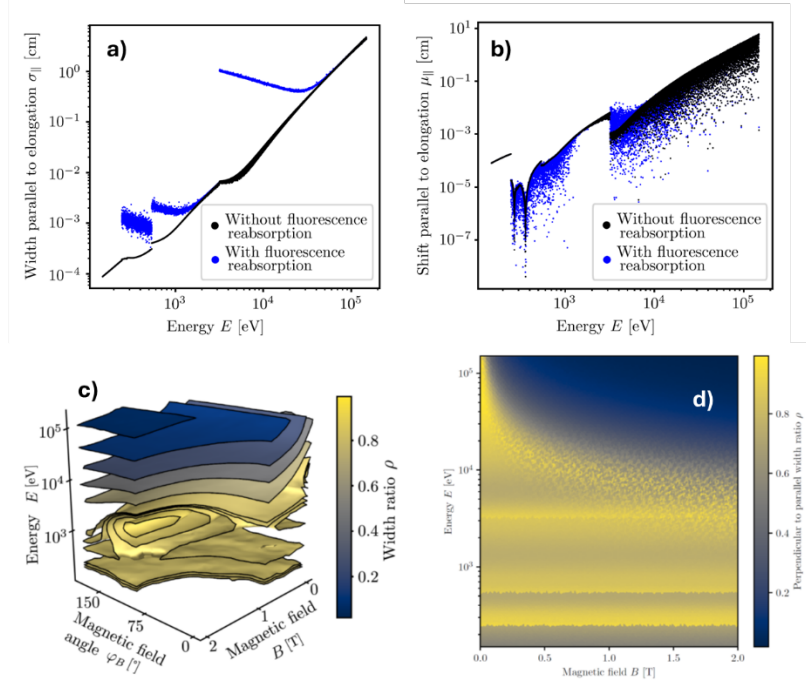


Rys. 2.5.11. Wyładowania z iniekcją wolframu (W) i złota (Au): wyraźnie obserwowane pasmo emisyjne w danych z aparatury SOXMOS.

1.2. Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPDC: Diagnostics and Control*

Charakterystyka wpływu pola magnetycznego na transport ładunku elektronowego

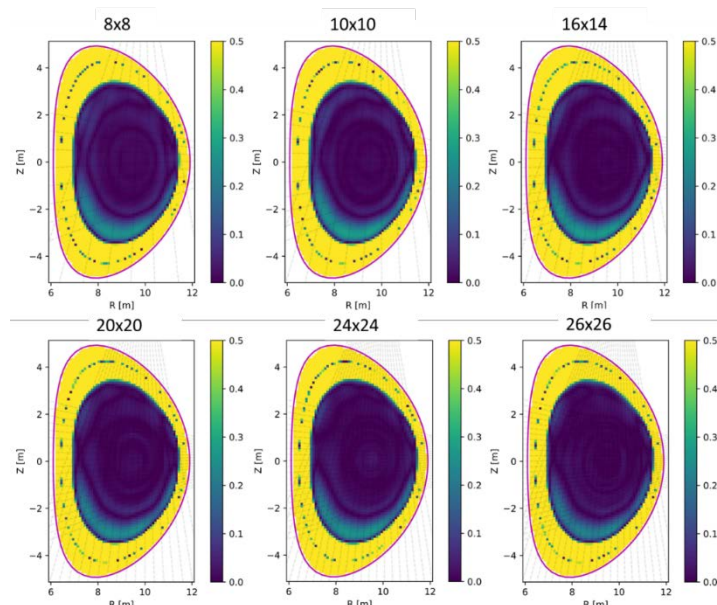
Krytycznym wyzwaniem naukowym było odchylenie trajektorii elektronów w objętości dryfu detektora, spowodowane silnymi toroidalnymi i poloidalnymi polami magnetycznymi tokamaka. Bez korekcji, siła Lorentza powoduje znaczny dryf pierwotnej chmury elektronów, degradując rozdzielczość przestrzenną i dokładność tomograficzną. W ramach projektu skutecznie scharakteryzowano te efekty poprzez kompleksowe symulacje, ustalając parametryczne wzory korekcyjne, które wiążą wielkość dryfu z natężeniem pola magnetycznego i orientacją wektora. Analiza ta przekształciła pole magnetyczne z niekontrolowanego źródła błędu w korygowalny efekt systematyczny. Ponadto badania wykazały, że specyficzne orientacje geometryczne detektora względem linii pola magnetycznego mogą tłumić straty elektronów na elementach stałych, maksymalizując tym samym wydajność zbierania sygnału. Badania wpływu pola magnetycznego na transport ładunku elektrycznego są podsumowane na rysunku 1.2.1



Rys. 1.2.1 a) Odchylenie równoległe do wydłużenia k w funkcji energii fotonu przychodzącego E . Widoczny jest wpływ poziomów energetycznych fluorescencji, gdzie po każdym poziomie energetycznym fluorescencja staje się dominująca. b) Przesunięcie $\mu_{||}$ wzdłuż osi wydłużenia średniego położenia elektronu względem początku jonizacji. Dla wyższych energii. c) Trójwymiarowy widok izopowierzchni ρ w sześcianie parametrów z wycięciem cylindrycznym w celu pokazania struktury wewnętrznej. ρ zależy od wszystkich trzech parametrów wejściowych. d) Mapa najbliższego sąsiedztwa ρ w funkcji energii E i pola magnetycznego B .

Dyskryminacja widmowa i dokładność tomograficzna

Aby rozwiązać problem niejednoznaczności pomiarowych wywołanych złożonym widmem promieniowania w reaktorze fuzyjnym, projekt naukowy ewoluował w kierunku rozróżniania zdarzeń fotoelektrycznych, rozpraszania Comptona i Rayleigha. Początkowe koncepcje oparte na pojedynczej komorze borykały się z problemem spiętrzenia sygnałów (pile-up) i szumu tła. Rozwiązanie polegało na opracowaniu architektury dwukomorowego detektora GEM w połączeniu ze zoptymalizowanymi mieszankami gazowymi. Symulacje porównujące mieszanki NeCO_2 z ArCO_2 pozwoliły zidentyfikować kompozycje maksymalizujące właściwości dyskryminacji energetycznej oraz stosunek sygnału do szumu (SNR). Optymalizacja ta umożliwia widmową separację użytecznego promieniowania plazmy od szumu tła, znacząco poprawiając jakość danych wejściowych dla algorytmów rekonstrukcji tomograficznej i zapewniając czystość danych diagnostycznych. Możliwości rekonstrukcji tomograficznej dla różnych ilości pikseli przedstawione są na rysunku 1.2.2.



Rys. 1.2.2. Dokładność wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu kształtu gaussowskiego dla równej kombinacji detektorów radialnych i pionowych, siatka o liczbie pikseli 67×10^4 .

Charakterystyka środowiska neutronowego i analiza fizyki promieniowania

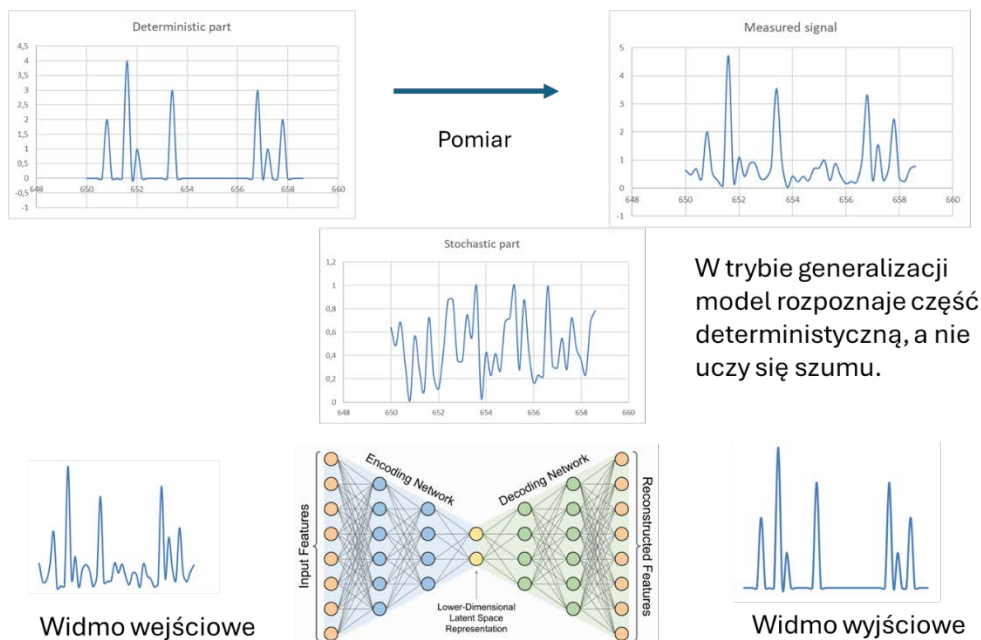
Projekt zaadresował fundamentalną fizykę działania detektora w warunkach ekstremalnej fluencji neutronów, analizując w szczególności wpływ przejścia projektu DEMO na konfigurację LAR. Analiza naukowa wykazała, że projekt LAR, przy 17,3% redukcji mocy fuzji i wzmocnionym ekranowaniu, redukuje strumień neutronów w komorze portowej o około 20–30%. Mimo tej redukcji skumulowana fluencja pozostaje w zakresie 10^{14} – 10^{16} n/cm². Analiza porównawcza oparta na fizyce wykazała, że detekcja jonizacyjna (LVIC) opiera się na prostym zbieraniu ładunku, odpornym na uszkodzenia sieci krystalicznej (displacement damage), podczas gdy detekcja oparta na powielaniu (GEM) wymaga zazwyczaj złożonej cyfrowej elektroniki odczytu, podatnej na pojedyncze zdarzenia zakłócające (SEU). Charakterystyka ta stanowiła fizyczną podstawę do nadania priorytetu odporności na promieniowanie nad szybkością diagnostyki.

1.3. Rozwój diagnostyk do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych. *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPPWiE: Plasma Wall Interaction and Exhaust i WPSAE: Safety and Environmen*

Głównym wyzwaniem naukowym była ekstrakcja deterministycznych sygnatur spektralnych z silnie stochastycznych pomiarów LIBS przy zachowaniu czułości na niedostatecznie reprezentowane cechy spektralne, szczególnie linie izotopów wodoru, kluczowe dla diagnostyki retencji paliwa. Tradycyjne podejścia analityczne nie pozwalały na adekwatne oddzielenie szumu od autentycznych sygnałów chemicznych w pomiarach z rozdzielczością głębokościową obejmujących wiele pierwiastków o znacznie różniących się intensywnościach spektralnych.

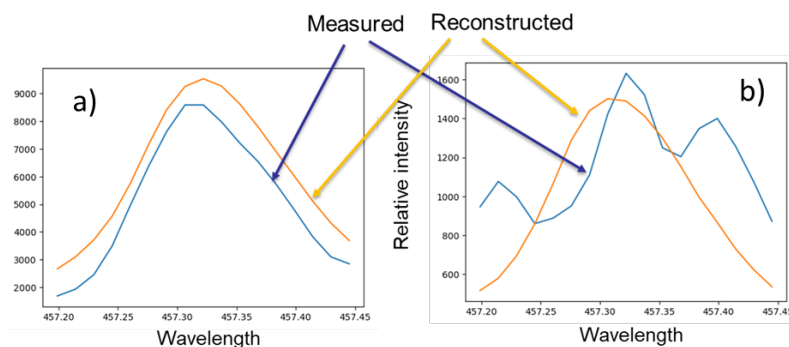
Zastosowane rozwiązanie wykorzystywało architektury autoenkoderów (warianty gęste, rekurencyjne i konwolucyjne) wytrenowane do redukcji wymiarowości i rekonstrukcji sygnału. Autoenkodery kompresowały około 40 000 punktów danych spektralnych (liczby zmiennoprzecinkowe) do reprezentacji utajonych, zachowując przy tym istotne informacje spektroskopowe. Te reprezentacje utajone służyły następnie jako dane wejściowe dla modeli regresyjnych estymujących skład chemiczny.

Zasada działania autoenkodera przedstawiona jest na rysunku 1.3.1

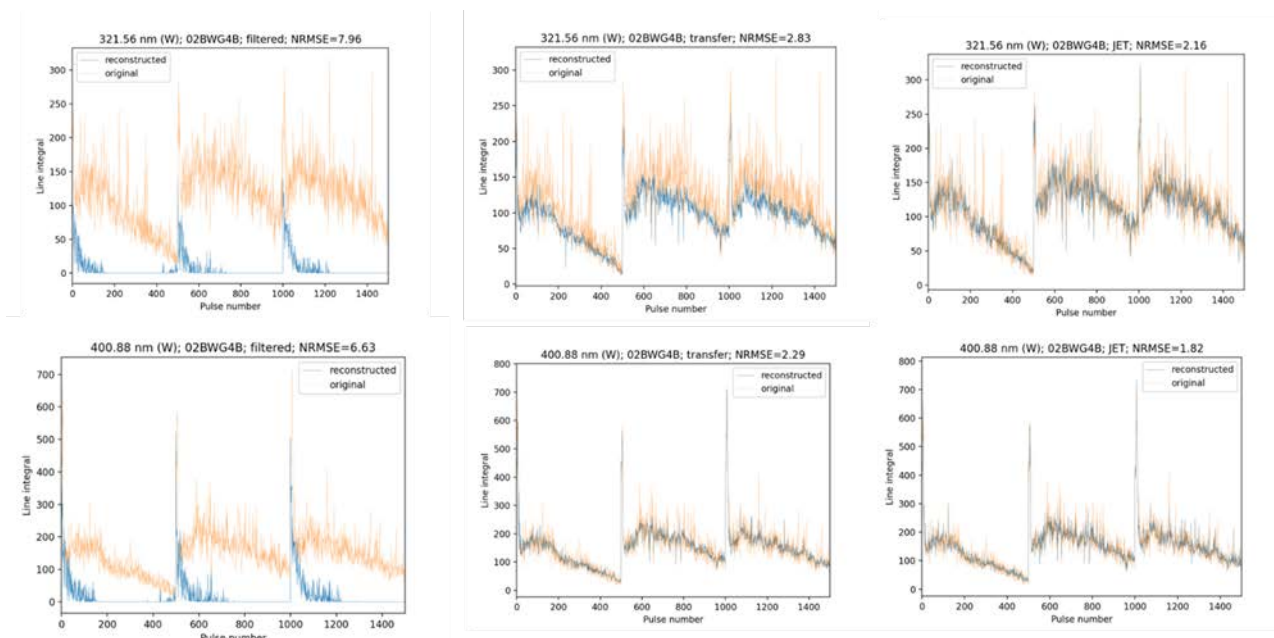


Rys. 1.3.1. Zasada działania autoenkodera.

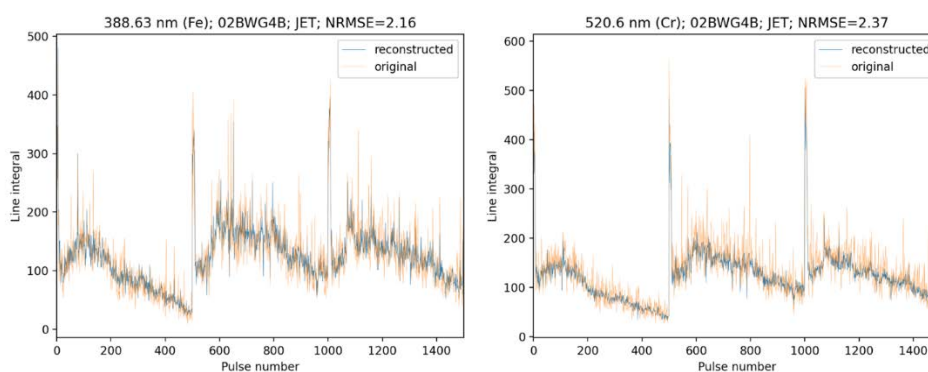
Walidacja ekstrakcji deterministycznego sygnału została wykazana poprzez analizę korelacji wzajemnej profili głębokościowych chromu i żelaza. Zrekonstruowane sygnały dla tych pierwiastków związanych ze stałą wykazały silniejszą wzajemną korelację niż indywidualne korelacje z oryginalnymi danymi eksperymentalnymi, potwierdzając pomyślnie oddzielenie informacji chemicznej od fluktuacji losowych. Stanowiło to bezpośredni dowód, że modele wyekstrahowały autentyczne informacje o składzie, a nie dopasowały się do wzorców szumu. Poza tym wykonano rekonstrukcję profili głębokościowych pozostałych pierwiastków wchodzących w skład warstw i podłoży, takich jak wolfram, beryl, molibden, wodór, argon. Przykładowe rekonstrukcje linii przedstawione są na rysunku 1.3.2, a rekonstrukcje profilu zawartości chemicznej na rysunkach 1.3.3 i 1.3.4



Rys. 1.3.2. Rekonstrukcja linii berylowej, a) w warunkach dokładnego pomiaru, b) w przypadku wystąpienia silnych zakłóceń



Rys. 1.3.3. Porównanie wydajności wstępnie wytrenowanych (filtered), precyzyjnie dostrojonych (transfer) i bezpośrednio wytrenowanych modeli danych JET w rekonstrukcji profilowania chemicznego W w próbkach JET.

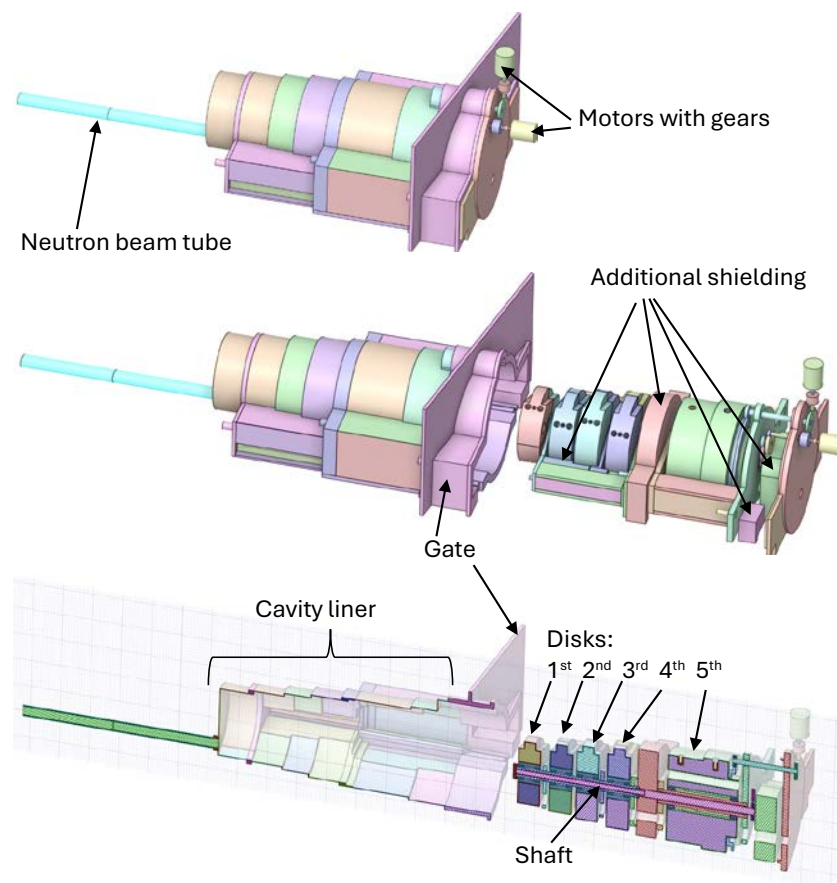


Rys. 1.3.4. Rekonstrukcja profili głębokościowych żelaza i chromu.

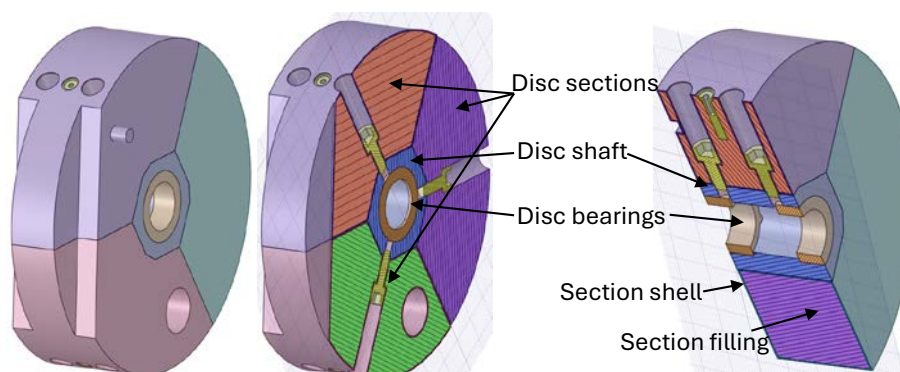
2. Analizy jądrowe oraz zastosowania doświadczalnych metod jądrowych na potrzeby fuzyjnych źródeł neutronów. *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPENS: Early neutron source, WPSA: JT-60SA Exploitation, WPSAE: Safety and Environment oraz WPPriO: Preparation for ITER Operation*

2.1. Modelowanie transportu neutronów, ekranowania oraz analizy aktywacji dla neutronowodu, zamykacza wiązki neutronów oraz potencjalnych urządzeń w hali eksperymentów uzupełniających. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPENS: Early neutron source*

Nowy, ulepszony model CAD 3D zamykacza i neutronowodu zawiera dodatkowe osłony radiacyjne oraz więcej szczegółów konstrukcyjnych (Rys. 2.1.1). Szczegóły konstrukcyjne dysków są zaprezentowane na rysunku 2.1.2.



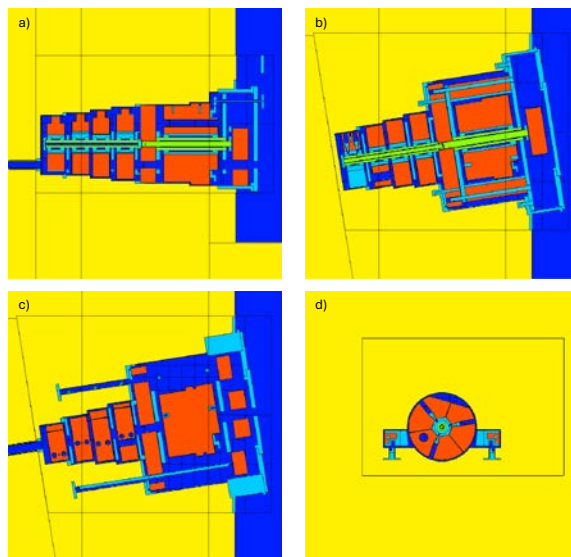
Rys. 2.1.1. Nowy, ulepszony model CAD zamykacza i neutronowodu.



Rys. 2.1.2. Szczegóły konstrukcyjne drugiego dysku.

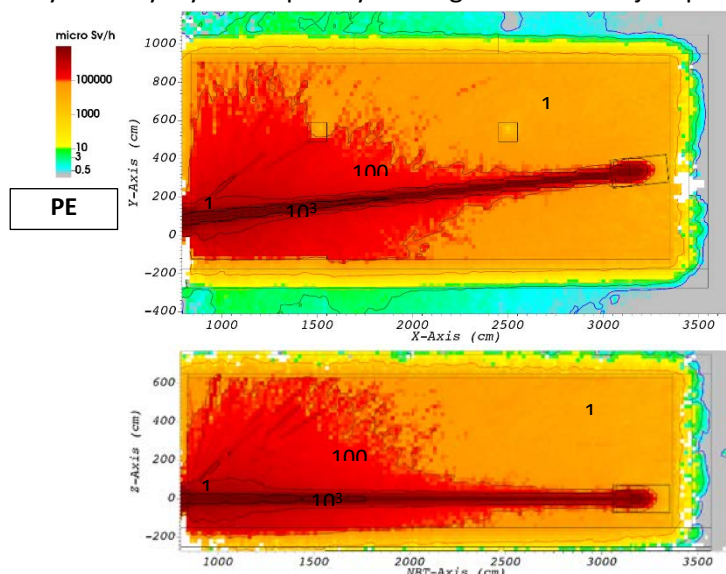
Model wymagał niewielkich uproszczeń oraz usunięcia wielu interferencji niedozwolonych w MCNP. Wprowadzono trzy zmiany materiału w porównaniu z modelem z 2024 r. Analizy przeprowadzone w 2024 roku wykazały, że materiał używany do NBT nie wpływa na wiązkę neutronów opuszczającą otwarty zamykacz. W konsekwencji pierwotnie planowany Zircaloy-4 jako materiał konstrukcyjny neutronowodu został zastąpiony tańszą stalą SS316L. Analizy aktywacji z 2024 r. doprowadziły do zmiany materiału wału z SS316L na mniej aktywowany stop stali 40HM. Projektant wybrał specjalny rodzaj ciężkiego betonu z kruszywem magnetytowym do wypełniania dysków. Skład tego betonu został opracowany na Politechnice Warszawskiej.

Konwersja modelu CAD do MCNP została przeprowadzona za pomocą kodu GEOUNED i przebiegła pomyślnie. Następnie gotowy model dołączono do modelu MCNP całego urządzenia IFMIF-DONES. Na rysunku 2.1.3 widać model MCNP zamykacza w różnych przecięciach:



Rys. 2.1.3. Model MCNP zamykacza: a) przecięcie poziome wzdłuż wiązki neutronowej; b) przecięcie pionowe na poziomie wału; c) przecięcie poziome na wysokości wiązki neutronowej; d) przecięcie poziome przez trzeci dysk prostopadle do wału.

Dla drugiego zadania realizowanego w tym pakiecie użyto modelu MCNP uproszczonego, bez NBS. Cylindryczny kanał neutronowy w CER miał średnicę wewnętrzną 16 cm, długość 2212,1 cm i grubości 2,5/15/25 cm. Użyto następujących materiałów: ciężki beton o gęstości $3,4 \text{ g/cm}^3$, polietylen o gęstości $0,93 \text{ g/cm}^3$, stal SS316L o gęstości $8,0 \text{ g/cm}^3$ oraz beton polietylenowo-B4C o gęstości $1,97 \text{ g/cm}^3$. Przy końcu kanału umieszczono beam dump – sześcienny moderator polietylenowy ($150 \text{ cm} \times 150 \text{ cm} \times 300 \text{ cm}$) z 5 cm warstwą ołowiu eliminującą hot spoty i redukującą emisję gamma. Model zaktualizowano o ulepszenia ekranowania ścian/sufitu/podłogi. Obliczano mapy mocy dawki neutronowej (ICRP-74) w pomieszczeniu CER. Przykładowy wynik dla polietylenu o grubości 25 cm jest pokazany na rys. 2.1.4.

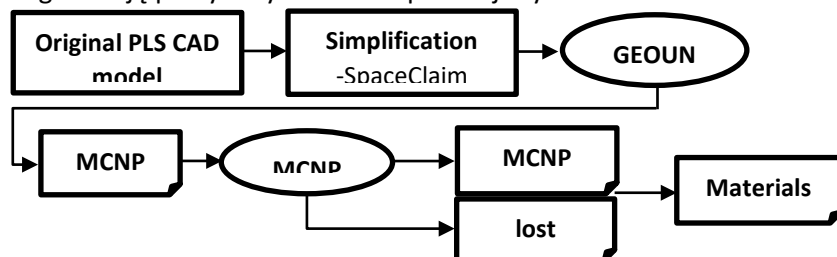


Rys. 2.1.4. Moc dawki od neutronów obliczona przez MCNP w CER z kanałem wiązki PE (grubość = 25 cm); góra: przecięcie poziome; dół: przecięcie pionowe wzdłuż osi NBT.

Wyniki pokazują, że wybór materiału i grubość kanału wiązki znacząco wpływają na moc dawki od neutronów: pochłaniacz eliminuje hot spoty z wcześniejszych modeli i redukuje tzw. backscattering, a grubsze kanały (zwłaszcza 25 cm polietylenu) obniżają moc dawki wewnątrz CER i w pomieszczeniach sąsiednich poniżej $10 \mu\text{Sv/h}$. Zamknięcie wiązki w kanale polietylenowym znacząco poprawia warunki radiacyjne i eliminuje potrzebę dodatkowego ciężkiego ekranowania.

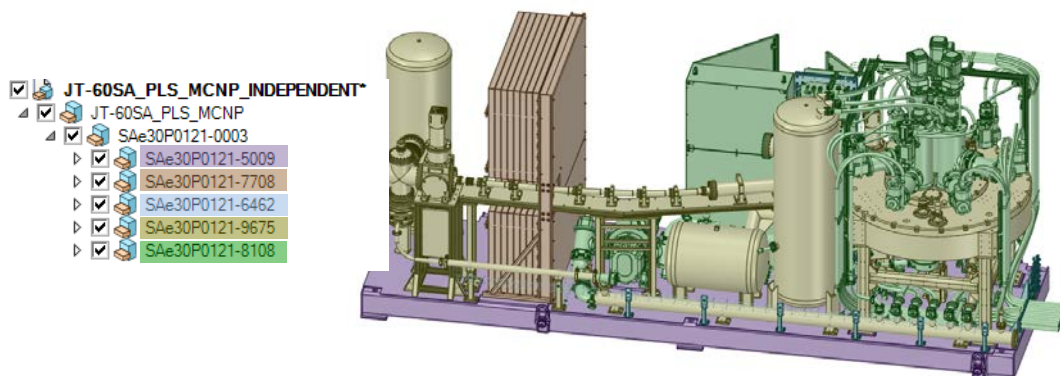
2.2. Analizy jądrowe dla JT-60SA. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: JT-60SA Exploitation*

Organizację pracy w tym zadaniu pokazuje rys. 2.2.1.



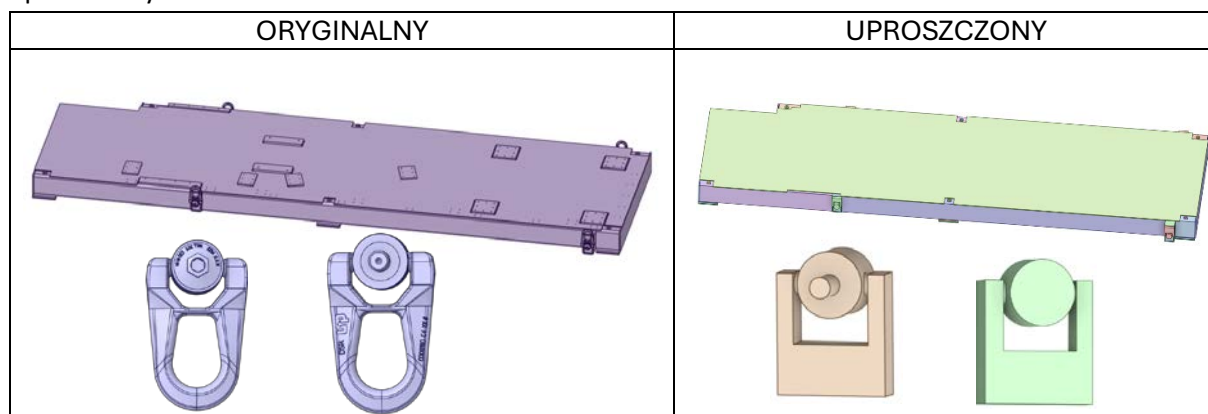
Rys. 2.2.1. Organizacja pracy przy konwersji modelu PLS z CAD do MCNP.

Oryginalny model CAD systemu PLS otrzymany od F4E został przedstawiony na rys. 2.2.2.

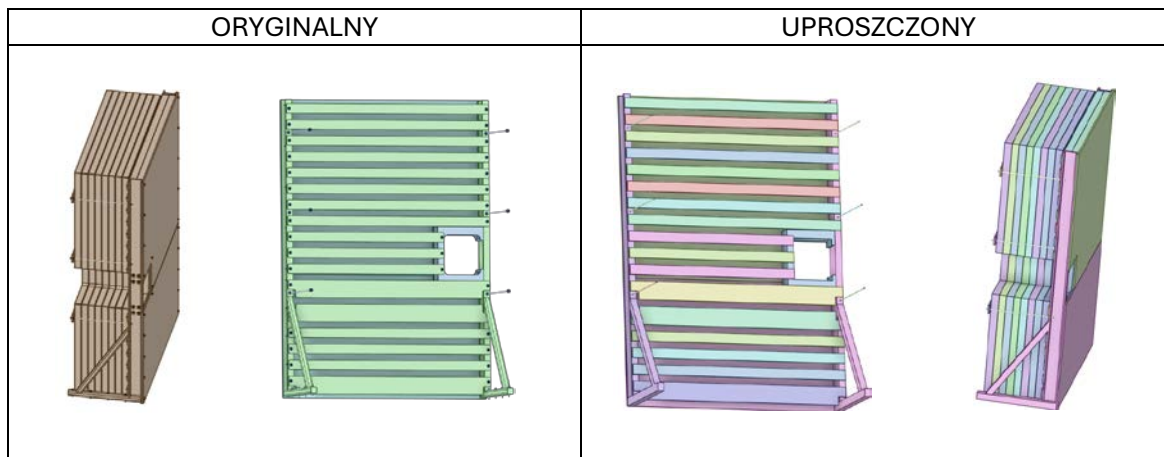


Rys. 2.2.2. Oryginalny model CAD systemu PLS otrzymany od F4E.

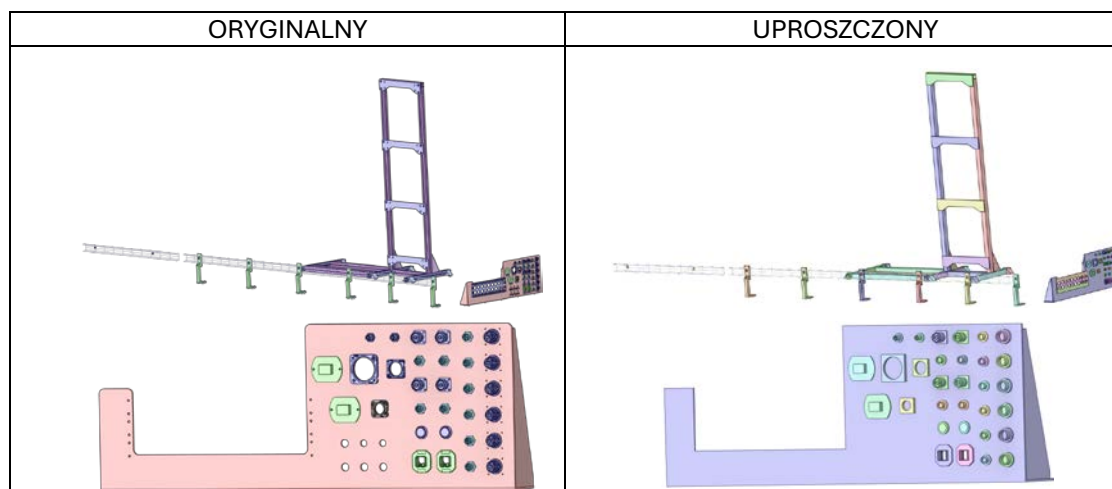
Oryginalny model CAD jest bardzo szczegółowy. Składa się z pięciu głównych komponentów i 7633 pojedynczych brył, w tym wielu drobnych elementów, jak śruby, nakrętki czy podkładki. Aby przygotować go do symulacji transportu neutronów, uproszczono geometrię w Ansys SpaceClaim, usuwając zaokrąglenia, spoiny, fazy, śruby czy podkładki. Splajny i torusy zastąpiono powierzchniami dozwolonymi w MCNP, a objętości usuniętych części włączono do sąsiednich komponentów (z odchyleniem < 1%). Uproszczony model zawiera 2815 brył. Rysunki 2.2.3 – 2.2.7 ilustrują porównanie głównych komponentów z oryginalnych i uproszczonych modeli CAD.



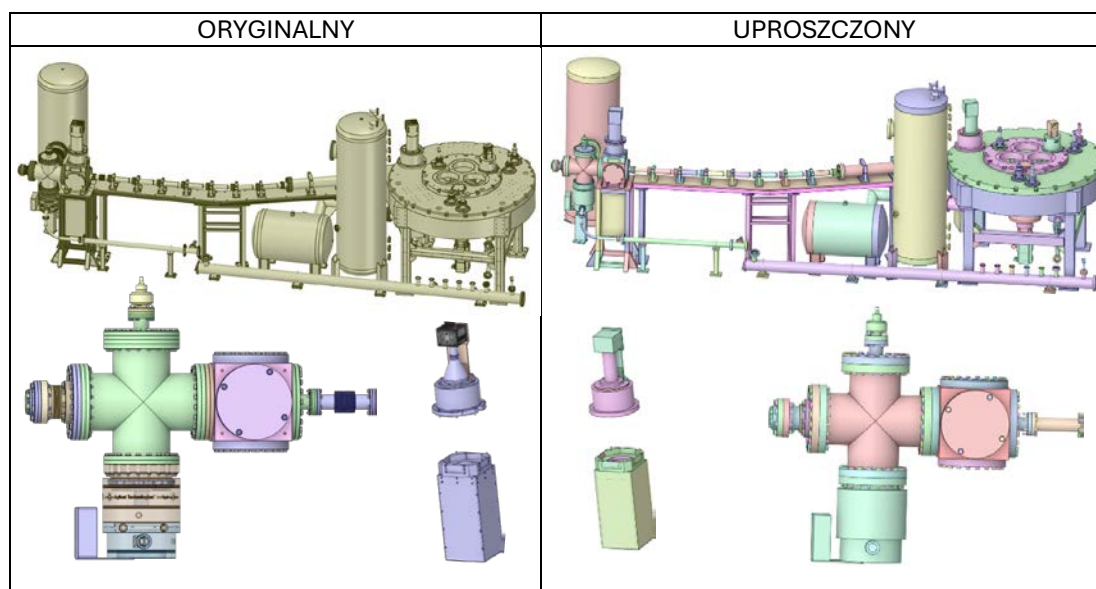
Rys. 2.2.3. Komponent nr 5009.



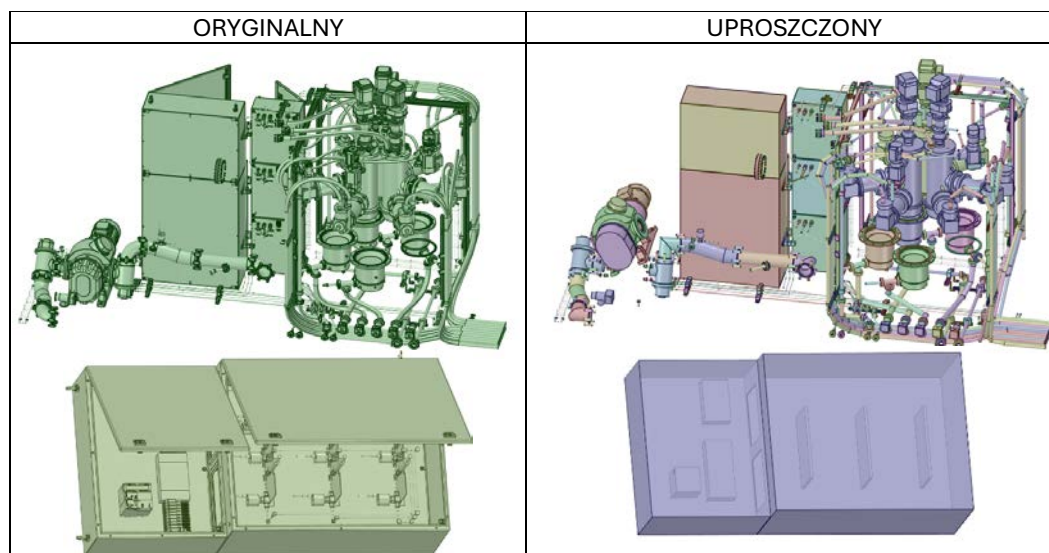
Rys. 2.2.4. Komponent nr 7708.



Rys. 2.2.5. Komponent nr 6462.



Rys. 2.2.6. Komponent nr 9675.



Rys. 2.2.7. Komponent nr 8108.

Całkowita liczba brył po uproszczeniu wynosi 2815. Konwersję do MCNP wykonano za pomocą kodu GEOUNED. Przeprowadzone testy wykazały 0,09% zgodności całkowitej objętości brył CAD i komórek MCNP.

2.3. Badania rekonstrukcji widma neutronowego. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: JT-60SA Exploitation*

Dekonwolucja widma neutronowego na podstawie pomiaru aktywacyjnego jest problemem odwrotnym, źle postawionym i wymaga zastosowania specjalistycznych metod obliczeniowych. Grupa badawcza z IFPiLM opracowała algorytmy oparte na metodach regularyzacji Tichonowa (TR), minimalizacji informacji Fishera (MFI), maksymalizacji entropii (ME) oraz maksymalnej wiarygodności (ML). Stworzona metodologia obejmuje również obliczanie widma średniego ze wszystkich rezultatów. Opracowane kody komputerowe zostały przetestowane eksperymentalnie z przenośnymi generatorami neutronów o energii 14 MeV i opisane w pracach [Mikszuta-Michalik et al. (2021)]. *Fusion Engineering and Design*, 173, 112934] i [Mikszuta-Michalik, K., & Miklaszewski, R. (2024). *Fusion Engineering and Design*, 199, 114129]

W czasie oczekiwania na dostarczenie widm energetycznych neutronów obliczonych za pomocą kodu MCNP przez organizację Fusion for Energy (F4E) niezbędnych do rozpoczęcia analizy podjęto decyzję o umieszczeniu próbek aktywacyjnych w porcie P10 tokamaka JT-60SA. Z tego względu analizowano jedną pozycję próbek i różne czasy naświetlania.

Rekonstrukcja widm energetycznych wymaga zastosowania folii dozymetrycznych, w których zachodzą reakcje progowe. W tabeli 2.3.1 znajduje się lista wybranych folii dozymetrycznych wraz z reakcjami, energiami progowymi oraz czasem życia produktów. Przygotowanie listy wymagało selekcji próbek pod kątem możliwej aktywacji oraz zastosowania w przygotowywanej analizie widma energetycznego neutronów.

Tabela 2.3.1 Lista folii dozymetrycznych wyznaczonych do analizy widma energetycznego.

Folia	Reakcja	Energia progowa [MeV]	Czas życia produktu
Al	Al-27(n,p)Mg-27	1.9	9.435 min
	Al-27(n,a) Na-24	3.3	14.958 h
Ti	Ti-48(n,p)Sc-48	3.27	43.71 h
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	3.0	2.579 h
Ni	Ni-58(n,2n) Ni-57	12.4	35.6 h
	Ni-58(n,d)Co-57	6.05	271.8 d
Zn	Zn-64(n,2n) Zn-63	12.1	63.63 min
	Zn-66(n,p)Cu-66	1.89	5.09 min
	Zn-68(n,p)Cu-68	3.7	30.8 s

Y	Y-89(n,n')Y-89m	0.9	15.7 s
Cd	Cd-111(n,n')Cd-111m	0.4	49 min
In	In-115(n,n')In-115m	0.4	4.5 h
Au	Au-197(n,n')Au-197m	0.4	7.7 s
Si	Si-28(n,p)Al-28	4.0	2.24 min
Co	Co-59(n,p)Fe-59	0.8	44.5 d
	Co-59(n,2n) Co-58m	10.6	8.86 h
Cu	Cu-63(n,2n)Cu-62	11.0	9.7 min
Zr	Zr-90(n,2n)Zr-89m	12.7	4.16 min
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	8.9	10.25 d

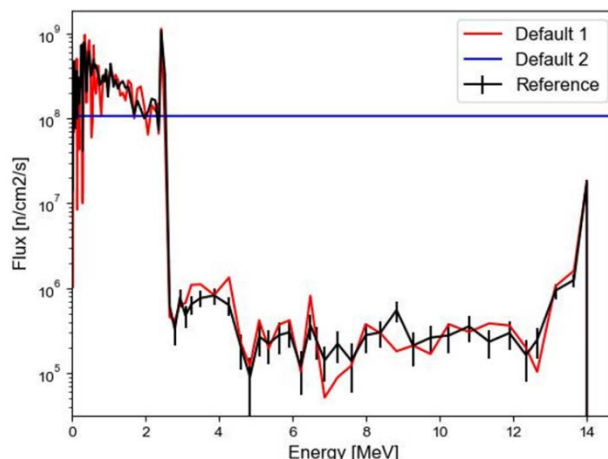
Macierz wkładu opisująca odpowiedź folii dozymetrycznych na napromieniowujące neutrony została obliczona na podstawie przekrojów czynnych z biblioteki TENDL-2017. Widmo neutronowe rozpatrywano w zakresie energii od 0,4 MeV do 14,7 MeV. Dolna granica energii odpowiada minimalnej energii progowej reakcji dla wybranych folii dozymetrycznych, natomiast górna granica została skrócona ze względu na brak emisji neutronów powyżej tego zakresu. Liczba przedziałów energetycznych została zmniejszona ze 175 wygenerowanych za pomocą kodu MCNP do 74 ze względu na ograniczony zakres energii.

Lokalizacją napromieniania jest port P10. Folie planuje się umieścić w pobliżu tokamaka na czas całej Kampanii Eksperymentalnej. W związku z tym przyjęty czas napromieniania odpowiada rocznemu budżetowi neutronowemu (Initial Research Phase II: $4 \cdot 10^{19}$ n/rok). Napromienianie założono jako ciągłe przez 308 s, a czas chłodzenia przyjęto równy 0 s. Reakcje prowadzące do powstawania izotopów o okresie półtrwania krótszym niż jedna godzina zostały wykluczone z analizy. Biblioteką danych jądrowych wykorzystaną do generowania danych syntetycznych kodem numerycznym FISPACT-II była TENDL-2017. Wyniki symulacji dla wybranych folii dozymetrycznych przedstawiono w Tabeli 2.3.2.

Metody MFI, ME oraz ML wymagają widma początkowego jako danej wejściowej do pierwszej iteracji. Dwa widma wykorzystane w niniejszej analizie przedstawiono na rys. 2.3.1. Widmo początkowe Default 1 odpowiada widmu obliczonemu metodą MCNP dla położenia portu P10 z dodanym szumem gaussowskim, natomiast Default 2 reprezentowane jest przez profil liniowy.

Tabela 2.3.2. Wyniki symulacji wykonane za pomocą kodu numerycznego FISPACT-II dla czasu irradycji równego 308 s.

Folia	Reakcja	Aktywność [Bq/g]	Niepewność [%]
Al	Al-27(n,a) Na-24	6.75E+02	9.44
Ti	Ti-48(n,p)Sc-48	4.82E+01	8.21
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	1.59E+03	8.00
Ni	Ni-58(n,2n)Ni-57	1.37E+01	12.88
	Ni-58(n,d)Co-57	2.39E+00	11.04
Zn	Zn-64(n,2n)Zn-63	1.93E+03	11.16
In	In-115(n,n')In-115m	8.39E+04	9.03
Co	Co-59(n,p)Fe-59	1.95E+00	9.10
	Co-59(n,2n)Co-58m	1.66E+03	5.39
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	4.44E+01	15.94



Rys. 2.3.1. Widma początkowe użyte do obliczeń metodami MFI, ME i ML (czarna linia przedstawia widmo referencyjne pochodzące z obliczeń MCNP dla portu P10 tokamaka JT-60SA).

Przeprowadzona analiza rekonstrukcji widma neutronowego wykazała istotne różnice pomiędzy wynikami uzyskanymi z zastosowaniem poszczególnych metod dekonwolucji. W przypadku TR uzyskano dobrą zgodność z widmem symulowanym w niskoenergetycznym zakresie 0,4–2,5 MeV, gdzie błąd rekonstrukcji mieścił się w przedziale 19–22% (Rys. 2.3.2). Jednocześnie zaobserwowano wyraźne niedoszacowanie pików o energii 14 MeV, co wskazuje na ograniczoną zdolność tej metody do poprawnego odtwarzania intensywności emisji w wysokim zakresie energii. Analiza porównawcza rozbieżności pomiędzy widmem zrekonstruowanym a symulowanym wykazała, że dominującym źródłem niezgodności jest duży błąd rekonstrukcji intensywności neutronów w zakresie 2,5–15 MeV, który bezpośrednio przekłada się na rozbieżności w odtwarzanej aktywności obliczanej z wykorzystaniem kodu numerycznego FISPACT-II (Tabela 2.3.3). Najmniejsze błędy rekonstrukcji aktywności uzyskano dla reakcji na indzie (In), co wynika z jej niskiej energii progowej i wysokiej czułości na neutrony o niższych energiach.

W przypadku metody MFI przeanalizowano wpływ zastosowanego widma początkowego na końcowy wynik rekonstrukcji (Rys. 2.3.3). Dla obu rozważanych widm początkowych uzyskano jakościowo podobne wyniki, jednak średni błąd rekonstrukcji mieścił się w szerokim zakresie 40–53%. Pik o energii 2,5 MeV został zrekonstruowany z dokładnością lepszą niż 23%, natomiast dla pików o energii 14 MeV niepewność wynosiła 26–28%. Zrekonstruowane widmo prowadziło do średniej zgodności rekonstrukcji aktywności na poziomie $51\% \pm 16\%$, przy czym ponownie głównym źródłem rozbieżności było niedoszacowanie intensywności neutronów o wysokich energiach. Należy zauważyć, że większość zastosowanych reakcji aktywacyjnych charakteryzuje się energiami progowymi przekraczającymi 3 MeV, co dodatkowo ogranicza informację dostępną dla rekonstrukcji niższej części widma.

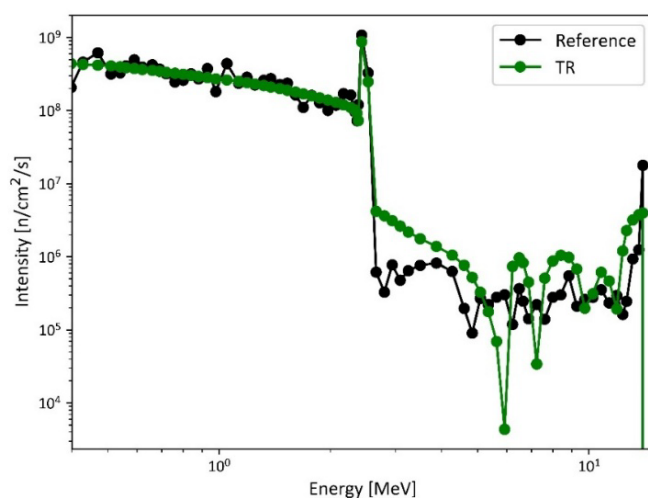
Metoda ML wykazała wysoką skuteczność w odtwarzaniu pików energetycznych, pod warunkiem zastosowania widma początkowego zbliżonego do rzeczywistego (Rys. 2.3.4). W takim przypadku rekonstrukcja pików o energiach 2,5 MeV i 14 MeV była możliwa z błędem mniejszym niż 1%. Pomimo tego, średni błąd rekonstrukcji całego widma pozostawał na poziomie 35–46%, a całkowity strumień neutronów był niedoszacowany. Wyniki wskazują na dużą wrażliwość tej metody na dobór widma początkowego. Niedoszacowanie strumienia skutkowało znaczną rozbieżnością rekonstrukcji aktywności, sięgającą $55\% \pm 17\%$. Podobnie jak w pozostałych metodach, reakcja na indzie była rekonstruowana z najwyższą dokładnością, z niepewnością rzędu 1%.

Analiza wyników uzyskanych metodą ME ujawniła trudności w rekonstrukcji najniższych przedziałów energetycznych, niezależnie od zastosowanego widma początkowego (Rys. 2.3.5). W przypadku pierwszego widma początkowego pik 2,5 MeV był niedoszacowany o 29%, natomiast drugie widmo początkowe umożliwiło poprawniejszą rekonstrukcję pików, z błędami wynoszącymi odpowiednio 11% dla energii 2,5 MeV oraz 21% dla 14 MeV. Pomimo poprawy odwzorowania pików, rozbieżność rekonstrukcji aktywności

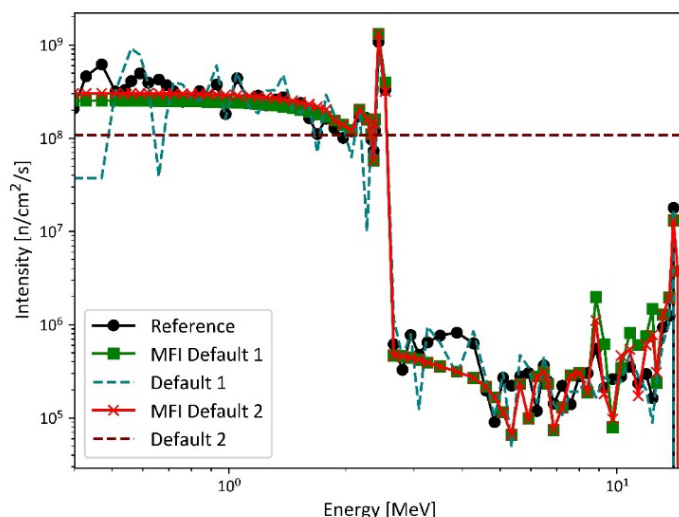
utrzymywała się na poziomie około 50%, co wskazuje na ograniczoną skuteczność tej metody w odwzorowaniu pełnego widma charakteryzującego się dużymi zmianami w intensywności.

W celu poprawy jakości rekonstrukcji wszystkie uzyskane widma zostały wykorzystane do obliczenia widma uśrednionego (Rys. 2.3.6). Takie podejście pozwoliło na znaczną poprawę odwzorowania części widma o wysokiej intensywności, dla której średni błąd rekonstrukcji wyniósł 24%. Niemniej jednak pełne widmo nadal charakteryzowało się rozbieżnością rzędu 41% w porównaniu z widmem referencyjnym, a błąd rekonstrukcji aktywności osiągał 56%.

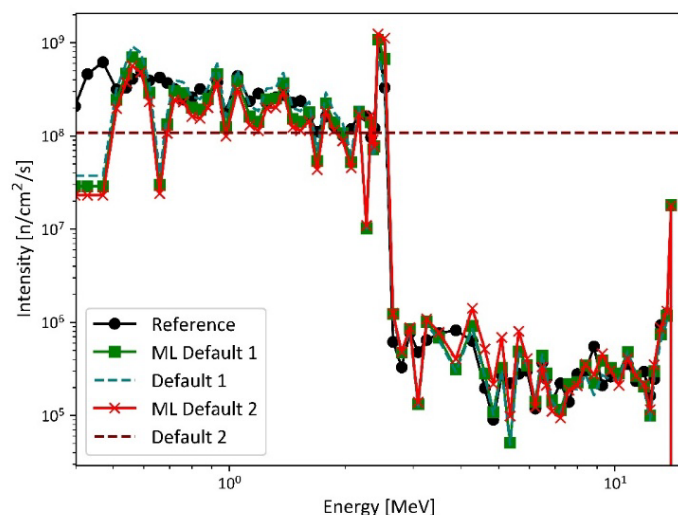
Rozważane widmo neutronowe stanowi szczególnie trudny przypadek rekonstrukcji ze względu na jego wyraźny podział na dwie części różniące się intensywnością o trzy rzędy wielkości. W odpowiedzi na to wyzwanie opracowano nowe podejście, oparte na rekonstrukcji etapowej, w którym poszczególne zakresy energetyczne analizowane są niezależnie. Zastosowanie tej metody umożliwiło ograniczenie niepewności rekonstrukcji do poziomu około 25% w kluczowej, wysokoenergetycznej części widma, co stanowi istotny krok w kierunku wiarygodnej analizy widm neutronowych opartych na pomiarach aktywacyjnych.



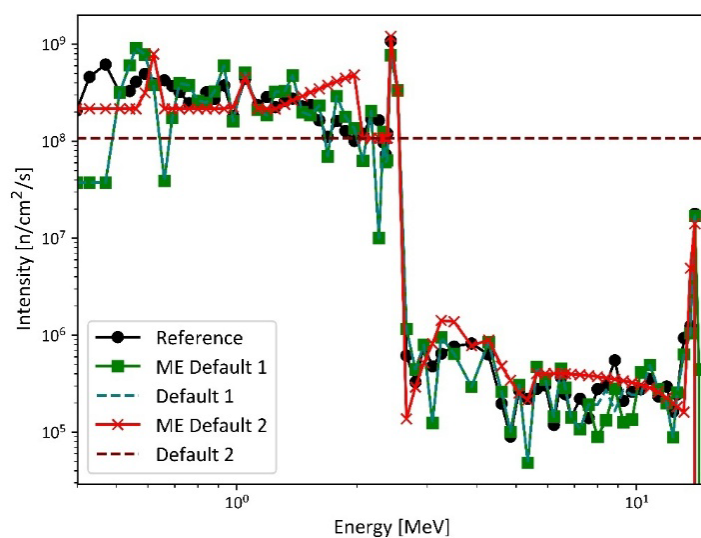
Rys. 2.3.2. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody TR dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 308 s.



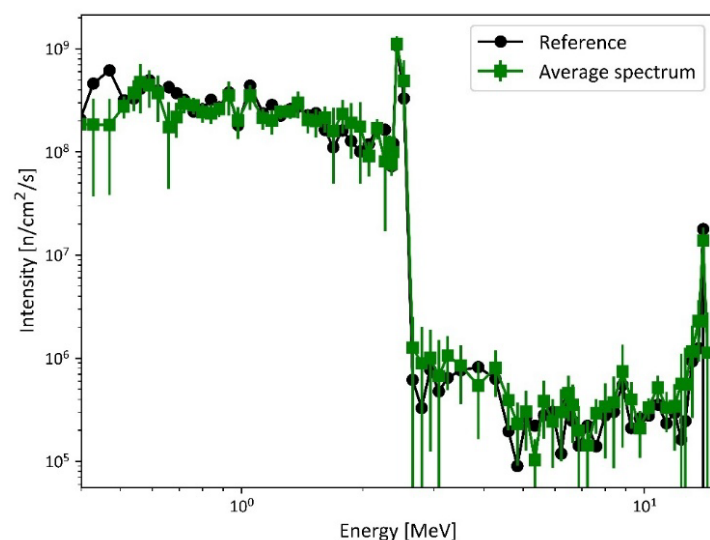
Rys. 2.3.3. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody MFI dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 308 s.



Rys. 2.3.4. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody ML dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 308 s.



Rys. 2.3.5. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody ME dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 308 s.



Rys. 2.3.6. Widmo energetyczne neutronów wynikające z uśrednienia po rezultatach otrzymanych metodami TR, MFI, ML i ME dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 308 s.

Tabela 2.3.3 Porównanie aktywności zrekonstruowanej z symulowaną z użyciem widma neutronów z obliczeń MCNP dla pozycji w porcie P10 i czasu iradiacji 308 s.

Folia	Reakcja	TR	MFI Default 1	MFI Default 2	ML Default 1	ML Default 2	ME Default 1	ME Default 2	Średnie widmo
Al	Al-27(n,p)Mg-27	59%	51%	57%	59%	58%	47%	59%	58%
	Al-27(n,a) Na-24	69%	55%	59%	61%	61%	51%	62%	61%
Ti	Ti-48(n,p)Sc-48	71%	57%	60%	61%	61%	52%	63%	62%
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	69%	56%	60%	61%	61%	52%	62%	62%
Ni	Ni-58(n,2n)Ni-57	84%	59%	59%	60%	61%	51%	64%	64%
	Ni-58(n,d)Co-57	75%	58%	60%	61%	61%	51%	63%	63%
Zn	Zn-64(n,2n)Zn-63	83%	60%	61%	62%	62%	52%	65%	65%
In	In-115(n,n')In-115m	7%	1%	1%	1%	1%	1%	1%	1%
Co	Co-59(n,p)Fe-59	64%	53%	57%	58%	56%	45%	59%	58%
	Co-59(n,2n)Co-58m	77%	61%	62%	63%	63%	54%	65%	65%
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	71%	55%	58%	59%	59%	49%	61%	60%
	Średnia	66%	51%	54%	55%	55%	46%	57%	56%
	Odchylenie standardowe	20%	16%	17%	17%	17%	14%	18%	18%
Strumień	1,04E+10	1,05E+10	9,44E+09	1,07E+10	9,26E+09	8,54E+09	1,07E+10	1,09E+10	9,99E+09
		-1%	9%	-3%	11%	18%	-3%	-5%	4%

Skrócenie czasu napromieniania umożliwia zastosowanie rozszerzonej listy folii aktywacyjnych. Analizę możliwości redukcji niepewności rekonstrukcji przeprowadzono dla czasu napromieniania 10 s oraz pełnej listy folii dozymetrycznych przedstawionej w Tabeli 2.3.1. Wyniki symulacji aktywacji wykonanych przy użyciu kodu numerycznego FISPACT-II dla skróconego czasu napromieniania przedstawiono w Tabeli 2.3.4.

Wynik rekonstrukcji metodą TR zaprezentowano na rys. 2.3.7. Główne piki o energiach 2,5 MeV i 14 MeV zostały zrekonstruowane z błędami poniżej 15%. W porównaniu z dłuższym czasem napromieniania nastąpiła istotna poprawa, szczególnie dla pełnego widma, gdzie średnia niezgodność wyniku z symulacją zmniejszyła się z 124% do 52%. W części widma powyżej energii 2,5 MeV dla niektórych przedziałów energetycznych błąd rekonstrukcji przekracza 100%. Symulacje aktywności wykonane przy użyciu kodu numerycznego FISPACT-II (Tabela 2.3.5) pokazują, że mimo różnic w widmie rzędu 52%, możliwe jest uzyskanie bardzo zbliżonych aktywności (błąd ~1%). Aktywności na Zn i Zr nie zostały odtworzone ze względu na wysokie energie progowe reakcji.

Wyniki rekonstrukcji metodą MFI (Rys. 2.3.8) charakteryzują się średnim błędem 26–36%, przy błędach obu pików poniżej 11%. Część widma o wysokiej intensywności została zrekonstruowana z niepewnością około 22%, natomiast część niskointensywna wykazuje duże fluktuacje i błędy przekraczające 100%. Aktywności na Y, In i Au zostały odtworzone z błędami poniżej 15%.

Metoda ML (Rys. 2.3.9) pozwala na bardzo dokładną rekonstrukcję pików (błędy 1–4%), a średni błąd pełnego widma wynosi 31–35%, co stanowi poprawę względem dłuższego czasu napromieniania. Pomimo tego, niezgodność rekonstrukcji aktywności pozostaje na poziomie ~57%, a aktywności na Zn i Zr nie są reprodukowane.

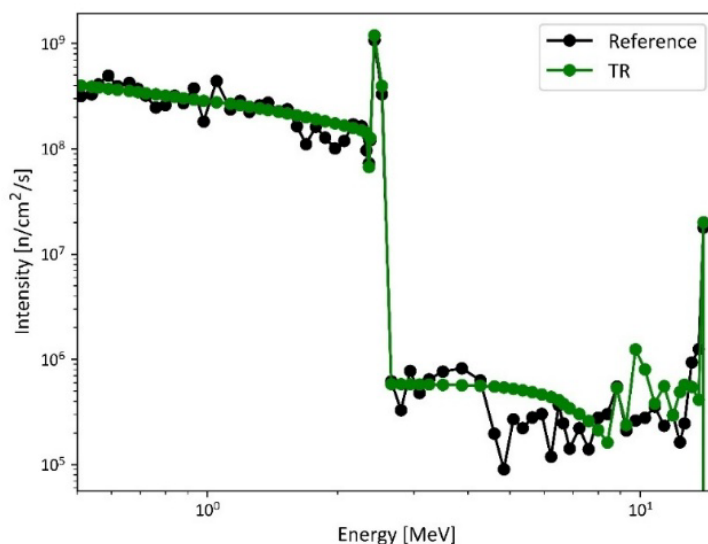
Wyniki uzyskane metodą ME (Rys. 2.3.10) wykazują poprawę po rozszerzeniu listy folii dozymetrycznych. Średni błąd rekonstrukcji w zakresie 0,4–2,5 MeV wynosi ~29%, a dla pełnego widma zmniejsza się do 41%. Wszystkie piki zostały zrekonstruowane z błędami poniżej 10%.

Na podstawie wszystkich wyników obliczono widmo uśrednione (Rys. 2.3.11). Niepewność rekonstrukcji głównych pików jest mniejsza niż 5%, średni błąd części niskoenergetycznej wynosi 17%, a dla pełnego widma 23%. Skrócenie czasu napromieniania pozwoliło na zmniejszenie błędu rekonstrukcji o około połowę, przy

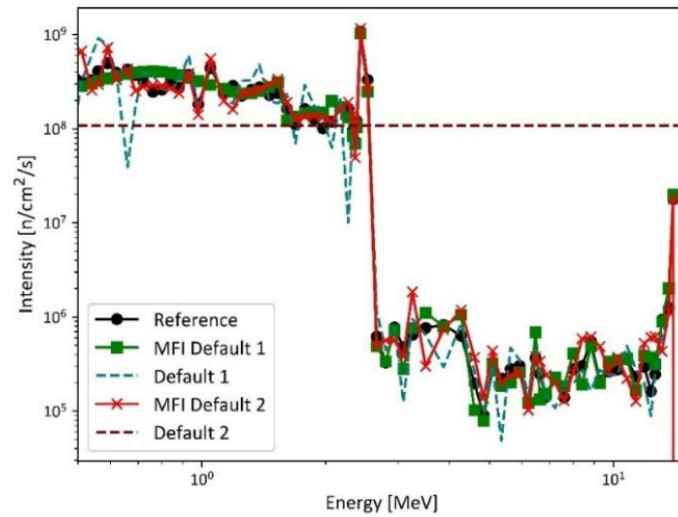
zachowaniu podobnego rozkładu niezgodności aktywności dla poszczególnych reakcji. Otrzymana niepewność rekonstrukcji pozwala na walidację symulacji za pomocą kodu MCNP.

Tabela 2.3.4. Wyniki symulacji wykonane za pomocą kodu numerycznego FISPACT-II dla czasu iradiacji równego 10 s.

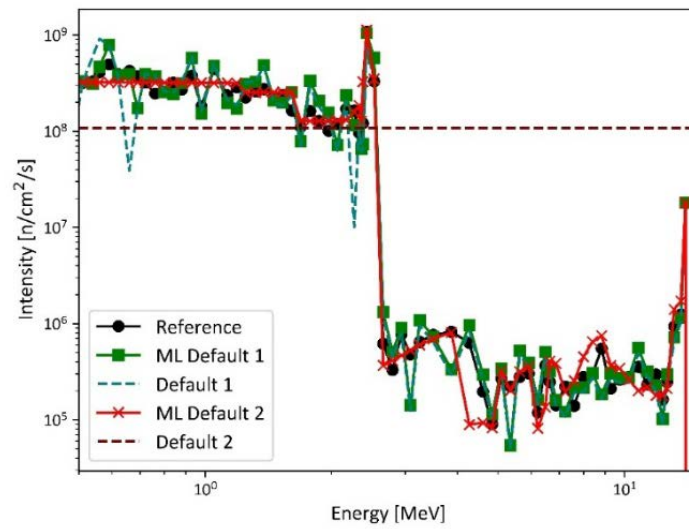
Folia	Reakcja	Aktywność [Bq/g]	Niepewność [%]
Al	Al-27(n,p)Mg-27	1.49E+03	9.20
	Al-27(n,a)Na-24	2.19E+01	9.44
Ti	Ti-48(n,p)Sc-48	1.56E+00	8.21
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	5.28E+01	7.99
Ni	Ni-58(n,d)Co-57	7.76E-02	11.04
Zn	Zn-64(n,2n)Zn-63	6.55E+01	11.16
	Zn-66(n,p)Cu-66	2.49E+02	19.74
Y	Y-89(n,n')Y-89m	3.03E+06	10.31
Cd	Cd-111(n,n')Cd-111m	3.43E+03	9.01
In	In-115(n,n')In-115m	2.74E+03	9.03
Au	Au-197(n,n')Au-197m	2.68E+06	3.56
Si	Si-28(n,p)Al-28	1.77E+04	11.11
Co	Co-59(n,p)Fe-59	6.33E-02	9.10
	Co-59(n,2n)Co-58m	5.41E+01	5.39
Cu	Cu-63(n,2n)Cu-62	1.91E+03	7.32
Zr	Zr-90(n,2n)Zr-89m	3.96E+02	9.87
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	1.44E+00	15.94



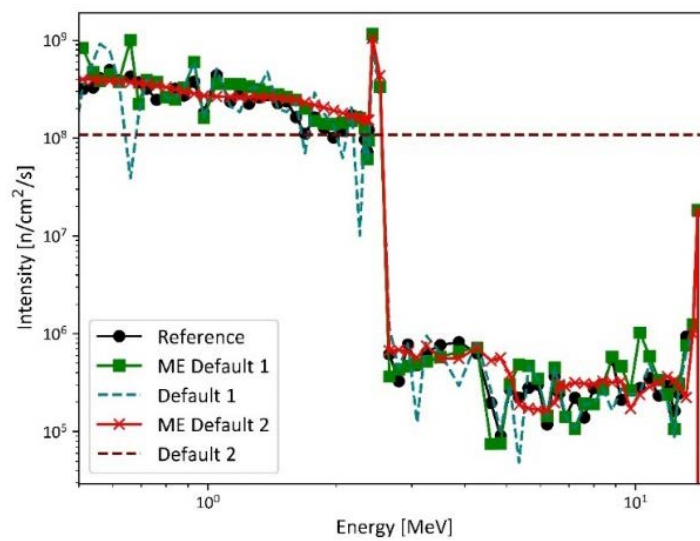
Rys. 2.3.7. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody TR dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 10 s.



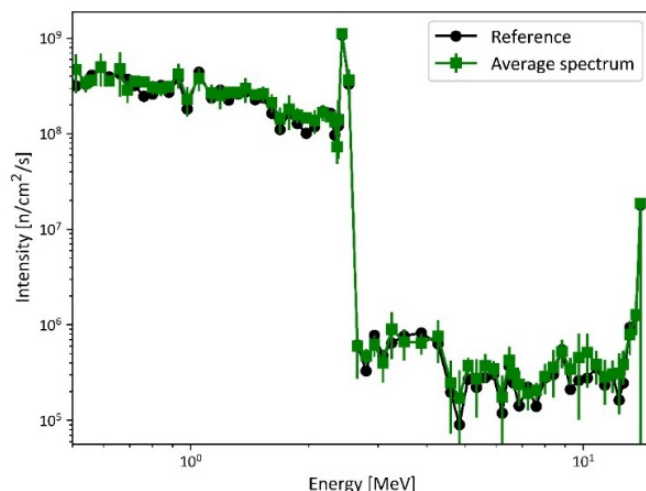
Rys. 2.3.8. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody MFI dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 10 s.



Rys. 2.3.9. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody ML dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 10 s.



Rys. 2.3.10. Widmo energetyczne neutronów zrekonstruowane za pomocą metody ME dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 10 s.



Rys. 2.3.11 Widmo energetyczne neutronów wynikające z uśrednienia po rezultatach otrzymanych metodami TR, MFI, ML i ME dla portu P10 tokamaka JT-60SA dla czasu iradiacji 10 s.

Tabela 2.3.5 Porównanie aktywności zrekonstruowanej z symulowaną z użyciem widma neutronów z obliczeń MCNP dla pozycji w porcie P10 i czasu iradiacji 10 s.

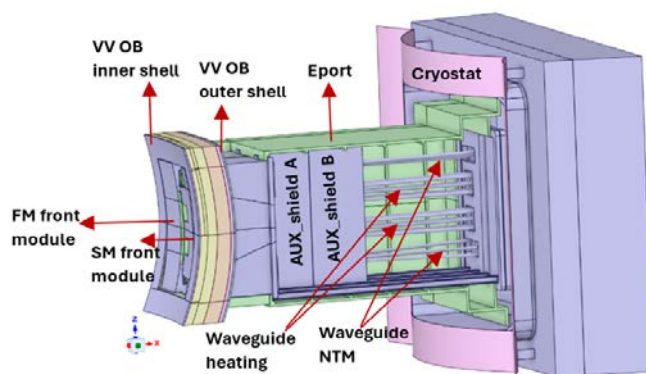
Folia	Reakcja	TR	MFI Default 1	MFI Default 2	ML Default 1	ML Default 2	ME Default 1	ME Default 2	Średnie widmo
Al	Al-27(n,p)Mg-27	56%	58%	61%	62%	60%	60%	64%	59%
	Al-27(n,a) Na-24	59%	59%	63%	64%	62%	62%	65%	62%
Ti	Ti-48(n,p)Sc-48	60%	59%	63%	64%	62%	63%	66%	62%
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	59%	59%	63%	64%	62%	62%	65%	62%
Ni	Ni-58(n,d)Co-57	62%	60%	64%	65%	63%	64%	66%	63%
Zn	Zn-64(n,2n)Zn-63	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%
	Zn-66(n,p)Cu-66	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%
Y	Y-89(n,n')Y-89m	1%	13%	7%	3%	1%	1%	4%	3%
Cd	Cd-111(n,n')Cd-111m	33%	37%	36%	29%	31%	30%	30%	33%
In	In-115(n,n')In-115m	4%	4%	2%	9%	6%	8%	9%	3%
Au	Au-197(n,n')Au-197m	5%	2%	0%	10%	6%	10%	9%	5%
Si	Si-28(n,p)Al-28	58%	59%	62%	64%	61%	100%	65%	61%
Co	Co-59(n,p)Fe-59	57%	58%	61%	62%	60%	60%	63%	59%
	Co-59(n,2n)Co-58m	62%	60%	65%	65%	63%	64%	66%	63%
Cu	Cu-63(n,2n)Cu-62	62%	60%	65%	65%	63%	64%	66%	63%
Zr	Zr-90(n,2n)Zr-89m	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%	100%
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	61%	60%	64%	65%	63%	63%	66%	63%
	Średnia	55%	56%	57%	58%	57%	59%	59%	56%
	Odchylenie standardowe	30%	28%	30%	29%	30%	31%	29%	30%
Strumień	1,04E+10	1,12E+10	1,12E+10	1,18E+10	1,21E+10	1,10E+10	1,39E+10	1,17E+10	1,19E+10
		-8%	-8%	-13%	-16%	-6%	-34%	-12%	-14%

2.4. Neutronowe analizy numeryczne dla komponentów urządzenia DEMO. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSAE: Safety and Environment*

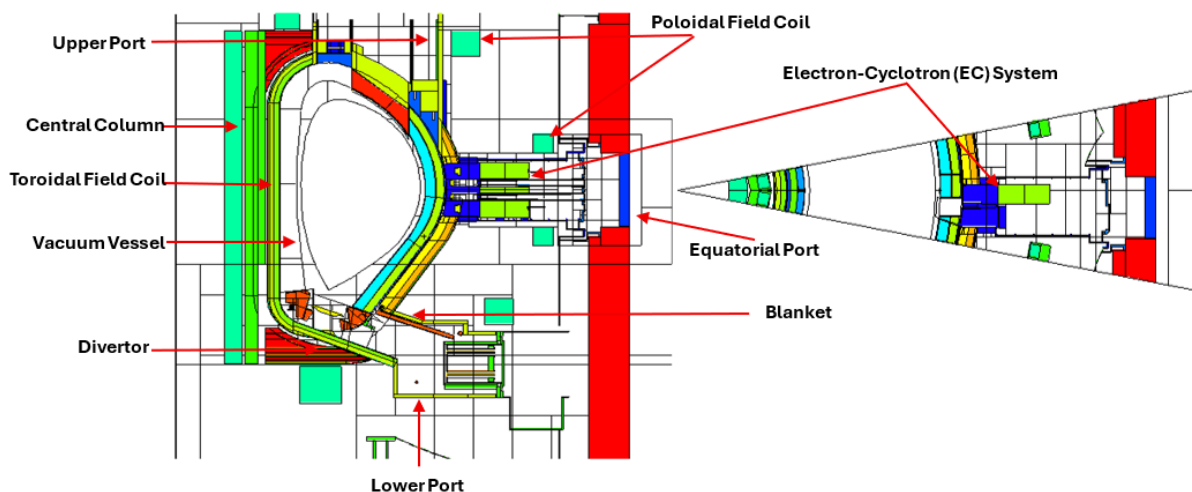
Anteny EC są kluczowym elementem nowoczesnych urządzeń fuzyjnych, takich jak ITER, DEMO i W7-X, gdzie odpowiadają za ogrzewanie plazmy i kontrolę jej stabilności. W projekcie EU-DEMO system EC umieszczony jest w porcie równikowym blisko plazmy, przez co narażony jest na intensywne strumienie neutronów z reakcji D–T. Takie środowisko powoduje znaczną aktywację materiałów i uszkodzenia radiacyjne,

wymagające szczegółowych analiz w celu optymalizacji projektu, zapewnienia bezpieczeństwa, planowania konserwacji i zarządzania odpadami. Podczas pracy DEMO neutrony aktywują komponenty EC co wpływa na bezpieczeństwo utrzymania oraz klasyfikację odpadów. Dlatego niezbędne są dokładne obliczenia inwentaryzacyjne umożliwiające ocenę produkcji radionuklidów, poziomów promieniowania i długoterminowej aktywności. Wiarygodne modelowanie tych procesów jest kluczowe dla doboru materiałów, projektowania osłon i planowania eksploatacji przyszłych elektrowni fuzyjnych.

Do obliczeń wykorzystano model MCNP DEMO2020 ze zaktualizowanym modelem EC DEMO_EC_EP_2023_V1.01 2023/12/04 (Rysunki 2.4.1 i 2.4.2). Model zawiera dwie koncepcje blankietu: HCPB (Helium Cooled Pebble Bed) i WCLL (Water Cooled Lithium Lead). Oba mogą być używane zamiennie. W tym badaniu założono moc fuzji równą 1998 MW, co odpowiada szybkości emisji neutronów równej $7,094 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$. Model CAD anteny EC pokazano na rysunku 2.4.1, natomiast model MCNP użyty w tym projekcie – na rysunku 2.4.2.



Rys. 2.4.1. Model CAD anteny Electron-Cyclotron 2023 z głównymi komponentami.



Rys. 2.4.2. Poziome i pionowe przecięcia modelu MCNP DEMO z blankietem HCPB i anteną EC.

Symulacje transportu neutronów wykonywano przy użyciu MCNP6.1 z biblioteką danych jądrowych JEFF-3.3. Aby poprawić efektywność obliczeniową i dobrą statystykę, zastosowano technikę redukcji wariancji poprzez okna wagowe (WW) z wykorzystaniem kodu ADVANGT. Obliczenia wykonano na klastrze ARES w ramach ogólnopolskiej infrastruktury obliczeniowej PLGrid.

Badane komponenty EC są wymienione w tabeli 2.4.1 według materiałów wraz z całkowitą masą. Widać, że konstrukcja jest w przeważającej mierze wykonana ze stali SS316, z mniejszymi udziałami Eurofer-wody (elementy systemowe), brązu aluminium (EPP skids) oraz wolframu (reflektory M1 i M2). W konsekwencji większość reakcji jądrowych będzie zachodzić w stopie SS316. Całkowita masa rozważana w tym badaniu wynosi $1,83 \times 10^5 \text{ kg}$ (183 tony).

Tabela 2.4.1. Wykaz materiałów i komponentów EC z całkowitą masą.

Materiał	Masa całkowita (kg)	Komponenty
SS316LN	3.41×10^4	EPP closure plate, EPP CPSP, EPP_FM_WG, EPP_SM_WG, Eport flange, EPP rails, SM slide, FM slide, Eport bioshield below, Eport bioshield flange, Eport cryostat bellow, Waveguides heating, Waveguides NTM
SS316LN-water mix (80%/20%)	9.41×10^4	FM front module, SM front module, FM_PH GM inserts, 2022_KIT holders, Eport
SS316LN-water mix (60%/40%)	2.73×10^4	AUX shield A, AUX shield B
SS316LN-IG	4.4×10^3	Cryostat, VV-OB outer shell, VV OB inner shell
Void-SS316LN-water (50%/45%/5%)	1.48×10^3	MW system actuators
304B4-water-SS316LN-IG (55.8%/40%/4.2%)	1.08×10^4	VV OB body L2, VV-OB bodyL3
Aluminum bronze	1.19×10^1	EPP skids
Eurofer-water (90%/10%)	3.24×10^3	MW system M1_NTM bodies, MW system M1_PH bodies, MW system M2 bodies, MW system M2_PH bodies
Eurofer-water-SS316LN-IG (55.8%/40%/4.2%)	6.99×10^3	VV OB body L1
Tungsten	1.94×10^2	MW system M2 reflectors, MW system M2_NTM reflectors, MW system M2_PH reflectors

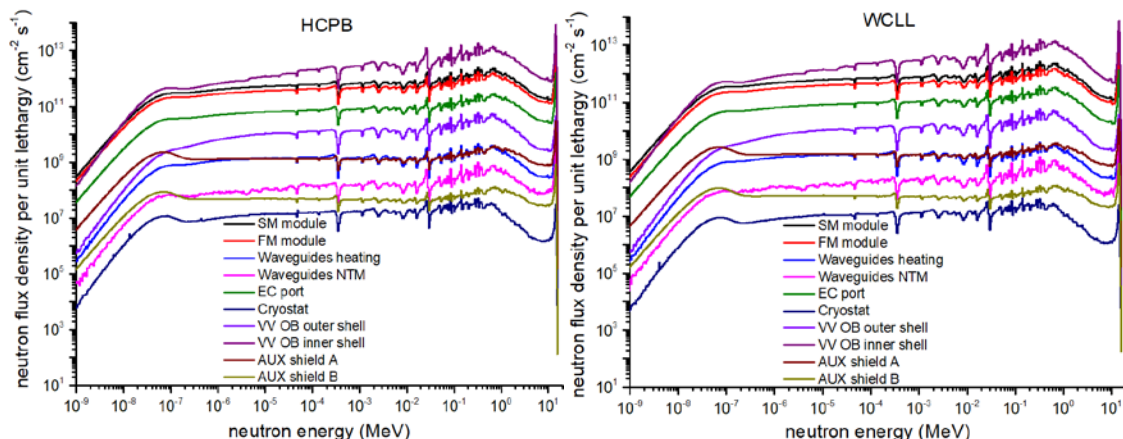
Skład pierwiastkowy każdego materiału użytego w tej pracy przedstawiono w Tabeli 2.4.2.

Tabela 2.4.2. Skład pierwiastkowy (wt.%) badanych materiałów.

Elements	stainless steel 316LN density: 7.931 g/cm ³	stainless steel-water mix (80%/20%) density: 6.532 g/cm ³	stainless steel 316LN-water mix (60%/40%) density: 5.132 g/cm ³	SS316L(n)-IG density: 7.93 g/cm ³	Aluminum bronze Density: 7.21 g/cm ³
Al					10.00
B	0.002	0.001998	0.00185	0.001	
C	0.03	0.02998	0.0278	0.03	
Cd				17.9996	
Co	0.05	0.04996	0.0464	0.05	
Cr	18.00	16.63	16.70		
Cu	1.00	0.9992	0.927	0.30	80.50
Fe	62.97	61.46	58.40	63.685	3.50
H		0.3166	0.816		
Mn	2.00	1.998	1.85	2.00	1.00
Mo	2.70	2.698	2.50	2.6997	
N	0.08	0.07994	0.0742	0.08	
Nb	0.01	0.009992	0.00927	0.01	
Ni	12.50	12.46	11.60	12.5001	5.00
O		2.612	6.46		

P	0.03	0.02998	0.0278	0.025	
S	0.015	0.01499	0.0139	0.01	
Si	0.05	0.4996	0.464	0.50	
Ta	0.01	0.009993	0.00927	0.01	
Ti	0.10	0.09992	0.0927	0.10	
Elements	void-SS316LN-water (50%/45%/5%) density: 3.616 g/cm³	Eurofer-water mix (90%/10%) density: 7.178 g/cm³	Eurofer-water-316L(N)IG mix. (55.8%/40%/4.2%) density: 5.118 g/cm³	Tungsten density: 19.00 g/cm3	304B4-water-SS316L(N)-IG mix. (55.8%/40%/4.2%) density: 5.091 g/cm³
Ag				0.001	
Al		0.00987	0.0086	0.0015	
As		0.0493	0.0429	0.0005	
B	0.00198	0.00987	0.0018		1.0636
Ba				0.0005	
C	0.0298	0.109	0.0963	0.003	0.0999
Ca				0.0005	
Cd				0.0005	
Co	0.0496	0.00987	0.0118	0.001	0.0461
Cr	17.90	8.88	8.8849	0.002	18.2958
Cu	0.992	0.00493	0.0281	0.001	0.0196
Fe	62.50	87.50	80.1567	0.003	56.1058
H	0.145	0.146	0.8724	0.00049	0.8769
K				0.001	
Mg			0.4729	0.0005	
Mn	1.98	0.395		0.0005	1.8427
Mo	2.68	0.00493	0.18	0.0099	0.1766
N	0.0798	0.0296	0.031		0.0909
Na				0.001	
Nb	0.00992	0.00493	0.0049	0.001	0.0092
Ni	12.40	0.00987	0.8219	0.0005	13.6566
O	1.15	1.17	6.9320	0.002	6.9592
P	0.0298	0.00493	0.0059	0.002	0.0402
Pb				0.0005	
S	0.0149	0.00493	0.0059	0.00049	0.0263
Sb					
Si	0.0153	0.0493	0.0754	0.002	0.6748
Sn		0.0975	0.0823		
Ta	0.00992	0.118	0.1036	0.002	0.0092
Ti	0.0992	0.0197	0.0237	0.0005	0.0065
V		0.197	0.1716		
W		1.09	0.9435	99.96	
Zn				0.0005	
Zr		0.0493	0.0429	0.0005	

Przykładowe widma neutronowe obliczone dla kilku głównych komponentów dla obu wersji blankietu pokazane są na rysunku 2.4.3.



Rys. 2.4.3. Obliczone widma energii neutronów w głównych komponentach EC dla blankietu HCPB (górny) i WCLL (dolny).

Aktywację komponentów EC obliczono przy użyciu kodu FISPACT-II i widm neutronów uzyskanych z MCNP. W obliczeniach zastosowano scenariusz napromieniowania zdefiniowany dla fazy I operacji EU DEMO: praca ciągła przez 5,173 lat z mocą nominalną 30% oraz 10 dni pracy impulsowej, składająca się z 48 4-godzinnych wyładowań z pełną mocą nominalną z przerwami co 1 godzinę. Aktywności właściwe emiterów alfa (α) i beta/gamma ($\beta+\gamma$), wkład wybranych nuklidów, ciepło rozpadu oraz ocena odpadów dla każdego komponentu i materiału EC zostały obliczone po okresach 1, 2, 5, 10, 20, 50 i 100 lat. Przekroje czynne pobrano z biblioteki TENDL-2019. Przykładowe wyniki symulacji aktywacji dla emiterów α i $\beta+\gamma$ w poszczególnych komponentach dla obu koncepcji blankietu przedstawiono w Tabeli 2.4.3.

Tabela 2.4.3. Obliczone aktywności właściwe emiterów α i $\beta+\gamma$ dla komponentów w EC dla modelu DEMO z HCPB i WCLL BB.

Compon ent	Blanke t	Emitters	α and $\beta+\gamma$ activities [Bq/kg]						
			1 year	2 years	5 years	10 years	20 years	50 years	100 years
1.EPP_S M front module	HCPB	α	6.440E- 08	6.440E- 08	6.440E- 08	6.440E-08	6.440E- 08	6.440E- 08	6.440E- 08
		$\beta + \gamma$	5.485E+1 1	3.973E+1 1	1.834E+1 1	6.091E+10	1.182E+1 0	3.979E+0 9	2.790E+0 9
	WCLL	α	8.800E- 08	8.800E- 08	8.800E- 08	8.800E-08	8.800E- 08	8.800E- 08	8.800E- 08
		$\beta + \gamma$	5.012E+1 1	3.672E+1 1	1.733E+1 1	5.956E+10	1.275E+1 0	4.632E+0 9	3.248E+0 9
2.EPP_F M front module	HCPB	α	3.213E- 08	3.213E- 08	3.213E- 08	3.213E-08	3.213E- 08	3.213E- 08	3.213E- 08
		$\beta + \gamma$	4.084E+1 1	2.953E+1 1	1.357E+1 1	4.470E+10	8.476E+0 9	2.812E+0 9	1.971E+0 9
	WCLL	α	3.781E- 08	3.781E- 08	3.781E- 08	3.781E-08	3.781E- 08	3.781E- 08	3.781E- 08
		$\beta + \gamma$	3.613E+1 1	2.635E+1 1	1.232E+1 1	4.166E+10	8.555E+0 9	3.032E+0 9	2.127E+0 9
3.EPP_F M_PH_ WG inserts	HCPB	α	1.882E- 10	1.882E- 10	1.882E- 10	1.882E-10	1.882E- 10	1.882E- 10	1.882E- 10
		$\beta + \gamma$	1.483E+1 0	1.107E+1 0	5.449E+0 9	1.995E+09	5.062E+0 8	2.102E+0 8	1.476E+0 8
	WCLL	α	1.986E- 10	1.986E- 10	1.986E- 10	1.986E-10	1.986E- 10	1.986E- 10	1.986E- 10

[illegible]

[illegible]

[illegible]

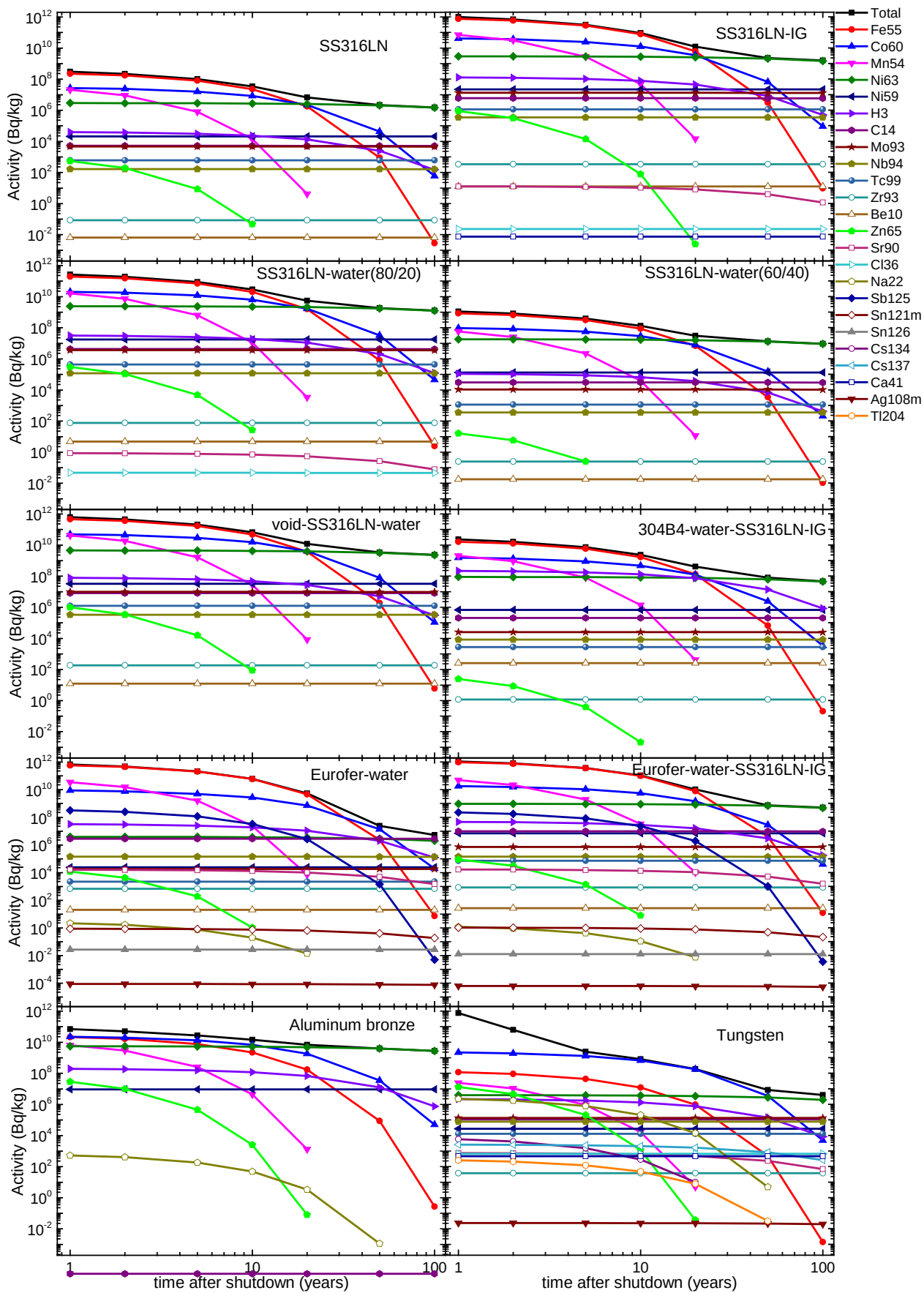
		$\beta + \gamma$	1.245E+1 1	7.951E+1 0	3.612E+1 0	1.073E+10	1.099E+0 9	1.007E+0 7	2.420E+0 6
22.MW system M2 bodies	HCPB	α	1.853E- 03	1.853E- 03	1.853E- 03	1.853E-03	1.853E- 03	1.853E- 03	1.853E- 03
		$\beta + \gamma$	3.751E+1 2	2.749E+1 2	1.246E+1 2	3.526E+11	2.963E+1 0	8.936E+0 7	1.744E+0 7
	WCLL	α	1.879E- 03	1.879E- 03	1.879E- 03	1.879E-03	1.879E- 03	1.879E- 03	1.879E- 03
		$\beta + \gamma$	4.088E+1 2	2.983E+1 2	1.356E+1 2	3.851E+11	3.285E+1 0	1.136E+0 8	2.211E+0 7
23.MW system M2_PH bodies	HCPB	α	1.817E- 03	1.817E- 03	1.817E- 03	1.817E-03	1.817E- 03	1.817E- 03	1.817E- 03
		$\beta + \gamma$	6.503E+1 1	4.603E+1 1	2.082E+1 1	5.945E+10	5.214E+0 9	2.319E+0 7	4.976E+0 6
	WCLL	α	1.821E- 03	1.821E- 03	1.821E- 03	1.821E-03	1.821E- 03	1.821E- 03	1.821E- 03
		$\beta + \gamma$	6.027E+1 1	4.194E+1 1	1.901E+1 1	5.468E+10	4.941E+0 9	2.638E+0 7	5.693E+0 6
24.MW system M2 reflector s	HCPB	α	7.271E- 01	2.574E- 01	1.676E- 01	1.676E-01	1.676E- 01	1.676E- 01	1.676E- 01
		$\beta + \gamma$	1.117E+1 2	9.400E+1 0	3.534E+0 9	1.098E+09	2.494E+0 8	1.172E+0 7	5.625E+0 6
	WCLL	α	1.263E+0 0	3.444E- 01	1.688E- 01	1.688E-01	1.688E- 01	1.688E- 01	1.688E- 01
		$\beta + \gamma$	1.346E+1 2	1.063E+1 1	4.278E+0 9	1.463E+09	3.472E+0 8	1.493E+0 7	6.643E+0 6
25.MW system M2_NT M reflector s	HCPB	α	2.623E- 01	1.819E- 01	1.665E- 01	1.665E-01	1.665E- 01	1.665E- 01	1.665E- 01
		$\beta + \gamma$	3.263E+1 1	2.178E+1 0	1.179E+0 9	5.102E+08	1.323E+0 8	5.203E+0 6	2.067E+0 6
	WCLL	α	3.369E- 01	1.942E- 01	1.669E- 01	1.669E-01	1.669E- 01	1.669E- 01	1.669E- 01
		$\beta + \gamma$	4.298E+1 1	2.732E+1 0	1.594E+0 9	7.194E+08	1.888E+0 8	7.140E+0 6	2.708E+0 6
26.MW system M2_PH reflector s	HCPB	α	1.800E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E-01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01
		$\beta + \gamma$	1.205E+1 1	7.454E+0 9	4.762E+0 8	2.234E+08	5.944E+0 7	2.360E+0 6	9.288E+0 5
	WCLL	α	1.806E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E-01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01
		$\beta + \gamma$	1.296E+1 1	7.721E+0 9	5.293E+0 8	2.556E+08	6.852E+0 7	2.673E+0 6	1.028E+0 6
27.Wave guides heating	HCPB	α	4.625E- 13	4.625E- 13	4.625E- 13	4.625E-13	4.625E- 13	4.625E- 13	4.625E- 13
		$\beta + \gamma$	8.004E+0 8	5.926E+0 8	2.877E+0 8	1.034E+08	2.483E+0 7	9.759E+0 6	6.844E+0 6
	WCLL	α	4.732E- 13	4.732E- 13	4.732E- 13	4.732E-13	4.732E- 13	4.732E- 13	4.732E- 13

		$\beta + \gamma$	7.193E+0 8	5.368E+0 8	2.645E+0 8	9.696E+07	2.438E+0 7	9.854E+0 6	6.912E+0 6
28.Wave guides NTM	HCPB	α	2.657E- 15	2.657E- 15	2.657E- 15	2.657E-15	2.657E- 15	2.657E- 15	2.657E- 15
		$\beta + \gamma$	2.973E+0 8	2.118E+0 8	9.345E+0 7	2.847E+07	3.989E+0 6	9.236E+0 5	6.474E+0 5
	WCLL	α	3.735E- 15	3.735E- 15	3.735E- 15	3.735E-15	3.735E- 15	3.735E- 15	3.735E- 15
		$\beta + \gamma$	3.051E+0 8	2.181E+0 8	9.686E+0 7	2.982E+07	4.366E+0 6	1.074E+0 6	7.526E+0 5
29.Cryost at	HCPB	α	5.761E- 17	5.761E- 17	5.761E- 17	5.761E-17	5.761E- 17	5.761E- 17	5.761E- 17
		$\beta + \gamma$	6.647E+0 6	5.112E+0 6	2.637E+0 6	1.022E+06	2.928E+0 5	1.304E+0 5	9.162E+0 4
	WCLL	α	3.551E- 17	3.551E- 17	3.551E- 17	3.551E-17	3.551E- 17	3.551E- 17	3.551E- 17
		$\beta + \gamma$	5.211E+0 6	4.002E+0 6	2.060E+0 6	7.970E+05	2.276E+0 5	1.015E+0 5	7.130E+0 4
30.VV-OB outer shell	HCPB	α	1.397E- 11	1.397E- 11	1.397E- 11	1.397E-11	1.397E- 11	1.397E- 11	1.397E- 11
		$\beta + \gamma$	4.188E+0 9	3.072E+0 9	1.502E+0 9	5.518E+08	1.314E+0 8	4.517E+0 7	3.150E+0 7
	WCLL	α	1.508E- 11	1.508E- 11	1.508E- 11	1.508E-11	1.508E- 11	1.508E- 11	1.508E- 11
		$\beta + \gamma$	3.888E+0 9	2.876E+0 9	1.428E+0 9	5.343E+08	1.324E+0 8	4.697E+0 7	3.277E+0 7
31.VV OB body L1	HCPB	α	1.586E- 03	1.586E- 03	1.586E- 03	1.586E-03	1.586E- 03	1.586E- 03	1.586E- 03
		$\beta + \gamma$	1.043E+1 2	7.620E+1 1	3.485E+1 1	1.006E+11	9.720E+0 9	6.997E+0 8	4.778E+0 8
	WCLL	α	1.587E- 03	1.587E- 03	1.587E- 03	1.587E-03	1.587E- 03	1.587E- 03	1.587E- 03
		$\beta + \gamma$	9.355E+1 1	6.821E+1 1	3.130E+1 1	9.075E+10	8.957E+0 9	7.086E+0 8	4.844E+0 8
32.VV OB body L2	HCPB	α	6.596E- 11	6.596E- 11	6.596E- 11	6.596E-11	6.596E- 11	6.596E- 11	6.596E- 11
		$\beta + \gamma$	3.923E+1 0	2.737E+1 0	1.211E+1 0	3.922E+09	6.780E+0 8	1.314E+0 8	7.588E+0 7
	WCLL	α	6.895E- 11	6.895E- 11	6.895E- 11	6.895E-11	6.895E- 11	6.895E- 11	6.895E- 11
		$\beta + \gamma$	3.305E+1 0	2.315E+1 0	1.034E+1 0	3.398E+09	6.116E+0 8	1.280E+0 8	7.629E+0 7
33.VV-OB bodyL3	HCPB	α	1.513E- 12	1.513E- 12	1.513E- 12	1.513E-12	1.513E- 12	1.513E- 12	1.513E- 12
		$\beta + \gamma$	4.158E+0 9	2.909E+0 9	1.313E+0 9	4.431E+08	8.555E+0 7	1.851E+0 7	1.102E+0 7
	WCLL	α	1.430E- 12	1.430E- 12	1.430E- 12	1.430E-12	1.430E- 12	1.430E- 12	1.430E- 12

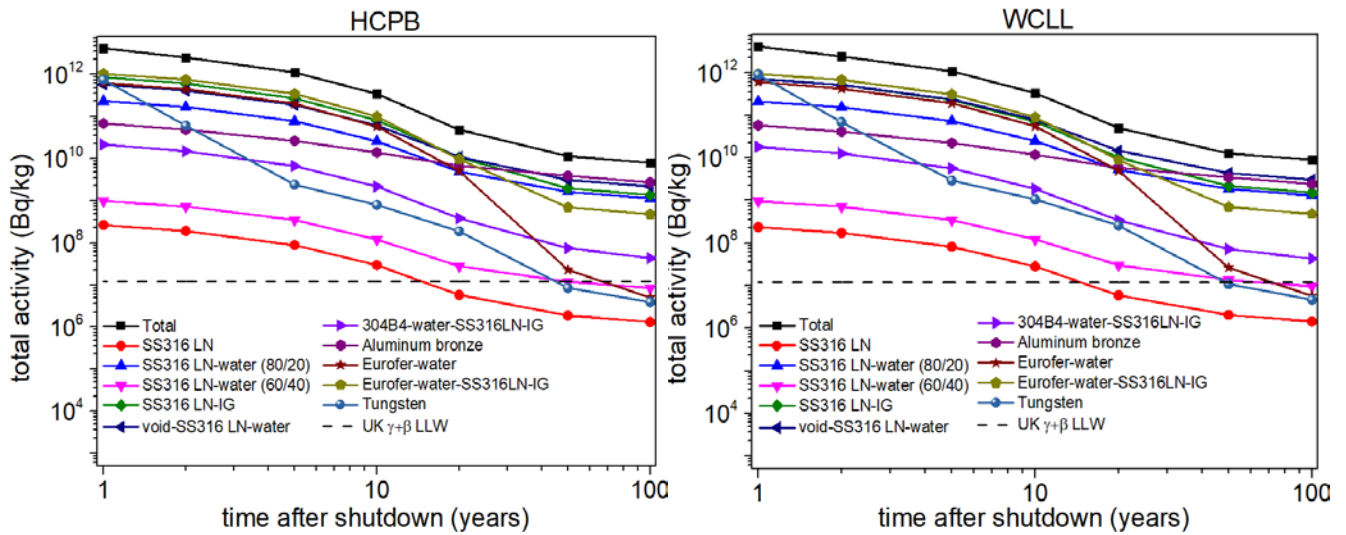
		$\beta + \gamma$	3.519E+09	2.473E+09	1.126E+09	3.850E+08	7.664E+07	1.744E+07	1.061E+07
34.Eport	HCPB	α	1.024E-09	1.024E-09	1.024E-09	1.024E-09	1.024E-09	1.024E-09	1.024E-09
		$\beta + \gamma$	7.833E+10	5.644E+10	2.577E+10	8.403E+09	1.540E+09	4.941E+08	3.464E+08
	WCLL	α	1.725E-09	1.725E-09	1.725E-09	1.725E-09	1.725E-09	1.725E-09	1.725E-09
		$\beta + \gamma$	7.388E+10	5.392E+10	2.527E+10	8.585E+09	1.781E+09	6.325E+08	4.435E+08
35.VV OB inner shell	HCPB	α	2.283E-07	2.283E-07	2.283E-07	2.283E-07	2.283E-07	2.283E-07	2.283E-07
		$\beta + \gamma$	3.397E+12	2.416E+12	1.063E+12	3.214E+11	4.223E+10	7.738E+09	5.397E+09
	WCLL	α	3.033E-07	3.033E-07	3.033E-07	3.033E-07	3.033E-07	3.033E-07	3.033E-07
		$\beta + \gamma$	2.851E+12	2.038E+12	9.072E+11	2.801E+11	4.021E+10	8.592E+09	5.992E+09

Jak przedstawiono w Tabeli 2.4.3, całkowita aktywność jest zdominowana przez emisję $\beta + \gamma$, ponieważ żaden komponent ani materiał w EC nie wykazuje znaczącej aktywności α ani dla HCPB, ani dla WCLL. Porównanie wyników HCPB i WCLL pokazuje, że choć ogólne rozkłady aktywności są bardzo podobne, konfiguracja WCLL wykazuje nieco wyższą aktywność niż HCPB.

Wykonano również obliczenia aktywacji dla radionuklidów istotnych dla klasyfikacji odpadów fuzyjnych, w tym: ^3H , ^{10}Be , ^{14}C , ^{22}Na , ^{36}Cl , ^{41}Ca , ^{54}Mn , ^{55}Fe , ^{59}Ni , ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{65}Zn , ^{79}Se , ^{90}Sr , ^{93}Zr , ^{93}Mo , ^{94}Nb , ^{99}Tc , ^{106}Ru , ^{107}Pd , $^{108\text{m}}\text{Ag}$, $^{110\text{m}}\text{Ag}$, $^{119\text{m}}\text{Sn}$, $^{121\text{m}}\text{Sn}$, ^{125}Sb , ^{126}Sn , ^{129}I , ^{134}Cs , ^{135}Cs , ^{137}Cs , ^{144}Ce , ^{147}Pm , ^{151}Sm , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{204}Tl , ^{210}Pb oraz ^{227}Ac . Przykład, radioaktywności materiału z wkładem obserwowanych radionuklidów przedstawiono na rysunku 2.4.4. Wyniki pokazują, jak wkład wybranych radionuklidów ewoluuje podczas fazy rozpadu i ochładzania. Analiza obejmuje różne materiały konstrukcyjne i osłonowe, w tym: SS316LN, SS316LN-IG, SS316LN-water (80/20), SS316LN-water (60/40), void-SS316LN-water, 304B4-water-SS316LN-IG, Eurofer-water, Eurofer-water-SS316LN-IG, brąz aluminiowy oraz wolfram. Wykresy pokazują również wkłady wybranych radionuklidów do aktywności. Analizy aktywacyjne wskazują, że krótkoterminową aktywność (do ok. 20 lat) w stalach i Euroferze dominują ^{55}Fe i ^{60}Co , natomiast w długich czasach (>50–100 lat) kluczową rolę odgrywa ^{63}Ni . Wyższa aktywacja SS316LN-IG wynika z większej zawartości żelaza i bliskości plazmy, podczas gdy głębsze materiały strukturalne wykazują niższą aktywność. Długożyciowe radionuklidy, takie jak ^{59}Ni , ^{93}Mo , ^{14}C , ^{94}Nb i ^{99}Tc , mimo niewielkiego udziału w całkowitej aktywności, pozostają istotne z punktu widzenia gospodarki odpadami. Analizy z obydwoma blankietami wykazują zbliżony poziom aktywacji, co sprzyja ujednoliconym strategiom zarządzania odpadami. Całkowitą aktywność (z rozbiorem na materiały) porównano z brytyjskim globalnym limitem LLW ($1,2 \times 10^7$ Bq/kg), jak pokazano na Rys. 2.4.5. Dla systemu EC z czasem chłodzenia do 100 lat mieszanki SS316LN, SS316LN–woda (60/40), wolframu oraz Eurofer–woda spełniają brytyjskie kryteria akceptacji dla obu koncepcji blankietów, podczas gdy pozostałe materiały przekraczają globalny limit $\gamma + \beta$ dla LLW.

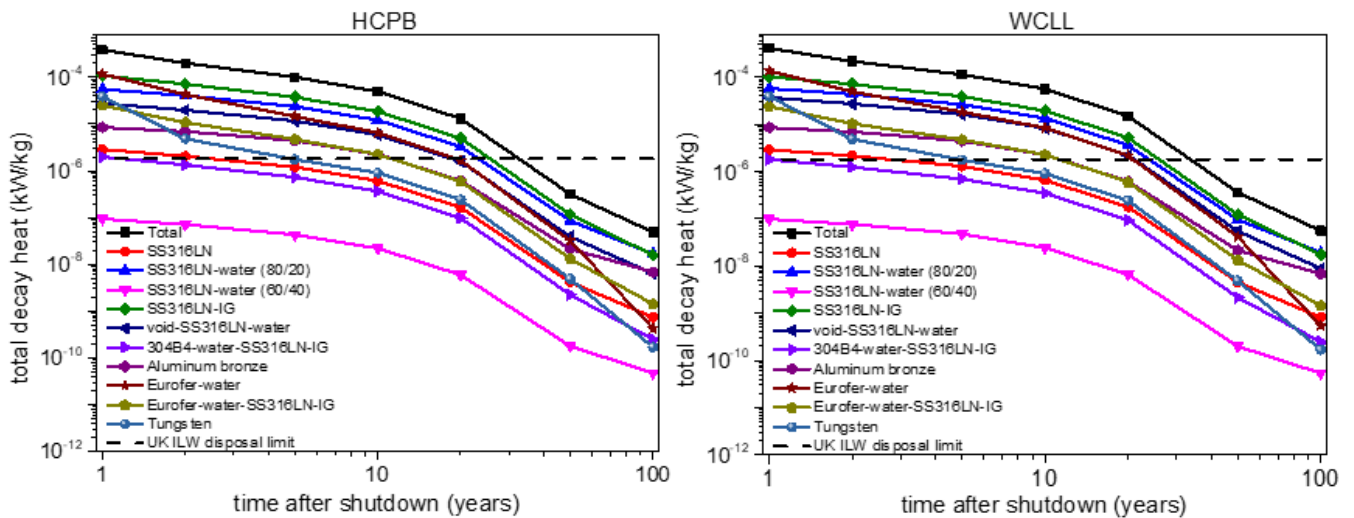


Rys. 2.4.4. Aktywność właściwa w czasie dla każdego badanego materiału w DEMO EC z blankietem HCPB.



Rys. 2.4.5. Całkowita aktywność EC w funkcji czasu po zamknięciu DEMO dla HCPB i WCLL BB. Wyniki wszystkich wkładów materiałowych z globalnym $\gamma+\beta$ LLW w Wielkiej Brytanii.

Oprócz aktywności, oceniono całkowite ciepło rozpadu dla wszystkich komponentów i materiałów DEMO EC dla obu koncepcji blankietu i dla różnych okresów chłodzenia. Porównano ciepło rozpadu materiałowego z brytyjskim limitem utylizacji ILW dla 2 m osłoniętego pakietu odpadów ($\approx 1,8 \times 10^{-6}$ kW/kg). Jak pokazano na rysunku 2.4.6, całkowite ciepło rozpadu ze wszystkich komponentów EC zarówno dla konfiguracji HCPB, jak i WCLL spada poniżej limitu utylizacji przed 50 latami po wyłączeniu DEMO. Podczas gdy woda Eurofer i wolfram wykazują wyższe ciepło rozpadu wkrótce po wyłączeniu, SS316LN-IG i SS316LN-woda (80/20) dominują przy dłuższych czasach chłodzenia ze względu na wyższą zawartość Co, Ni i Nb oraz bliskość plazmy, co prowadzi do trwałej produkcji długożyciowych radionuklidów, takich jak ^{60}Co , ^{63}Ni i ^{94}Nb . Materiały te odgrywają więc kluczową rolę w strategiach chłodzenia, osłon i klasyfikacji odpadów.



Rys. 2.4.6. Całkowite ciepło rozpadu EC w funkcji czasu po wyłączeniu DEMO dla BB HCPB i WCLL. Wyniki wszystkich wkładów materiałowych z limitem utylizacji ILW w UK.

Przykładowe widma neutronowe obliczone dla kilku głównych komponentów dla obu wersji blankietu pokazane są na rysunku 2.4.3.

[illegible]

		$\beta + \gamma$	1.373E+1 0	1.033E+1 0	5.157E+0 9	1.922E+09	5.085E+0 8	2.169E+0 8	1.523E+0 8
4.EPP closure plate	HCPB	α	8.497E- 18	8.497E- 18	8.497E- 18	8.497E-18	8.497E- 18	8.497E- 18	8.497E- 18
		$\beta + \gamma$	6.314E+0 6	4.544E+0 6	2.100E+0 6	7.021E+05	1.304E+0 5	3.563E+0 4	2.478E+0 4
	WCLL	α	7.883E- 18	7.883E- 18	7.883E- 18	7.883E-18	7.883E- 18	7.883E- 18	7.883E- 18
		$\beta + \gamma$	5.425E+0 6	3.921E+0 6	1.831E+0 6	6.222E+05	1.205E+0 5	3.394E+0 4	2.359E+0 4
5.EPP CPSP	HCPB	α	1.093E- 17	1.093E- 17	1.093E- 17	1.093E-17	1.093E- 17	1.093E- 17	1.093E- 17
		$\beta + \gamma$	3.461E+0 6	2.566E+0 6	1.273E+0 6	4.742E+05	1.165E+0 5	4.124E+0 4	2.877E+0 4
	WCLL	α	9.775E- 18	9.775E- 18	9.775E- 18	9.775E-18	9.775E- 18	9.775E- 18	9.775E- 18
		$\beta + \gamma$	3.090E+0 6	2.301E+0 6	1.151E+0 6	4.336E+05	1.087E+0 5	3.878E+0 4	2.705E+0 4
6.EPP_FM_ WG	HCPB	α	2.302E- 17	2.302E- 17	2.302E- 17	2.302E-17	2.302E- 17	2.302E- 17	2.302E- 17
		$\beta + \gamma$	8.440E+0 6	6.118E+0 6	2.863E+0 6	9.776E+05	1.995E+0 5	6.498E+0 4	4.541E+0 4
	WCLL	α	2.115E- 17	2.115E- 17	2.115E- 17	2.115E-17	2.115E- 17	2.115E- 17	2.115E- 17
		$\beta + \gamma$	6.968E+0 6	5.076E+0 6	2.405E+0 6	8.368E+05	1.788E+0 5	5.985E+0 4	4.182E+0 4
7.EPP_SM_ WG	HCPB	α	2.784E- 17	2.784E- 17	2.784E- 17	2.784E-17	2.784E- 17	2.784E- 17	2.784E- 17
		$\beta + \gamma$	2.620E+0 7	1.861E+0 7	8.235E+0 6	2.540E+06	3.637E+0 5	7.671E+0 4	5.348E+0 4
	WCLL	α	3.353E- 17	3.353E- 17	3.353E- 17	3.353E-17	3.353E- 17	3.353E- 17	3.353E- 17
		$\beta + \gamma$	3.145E+0 7	2.235E+0 7	9.856E+0 6	3.009E+06	4.149E+0 5	8.447E+0 4	5.898E+0 4
8.Eport flange	HCPB	α	7.077E- 18	7.077E- 18	7.077E- 18	7.077E-18	7.077E- 18	7.077E- 18	7.077E- 18
		$\beta + \gamma$	3.595E+0 6	2.629E+0 6	1.269E+0 6	4.543E+05	1.001E+0 5	3.118E+0 4	2.168E+0 4
	WCLL	α	6.247E- 18	6.247E- 18	6.247E- 18	6.247E-18	6.247E- 18	6.247E- 18	6.247E- 18
		$\beta + \gamma$	3.126E+0 6	2.296E+0 6	1.119E+0 6	4.061E+05	9.206E+0 4	2.910E+0 4	2.024E+0 4
9.EPP rails	HCPB	α	1.750E- 16	1.750E- 16	1.750E- 16	1.750E-16	1.750E- 16	1.750E- 16	1.750E- 16
		$\beta + \gamma$	1.039E+0 7	7.857E+0 6	4.020E+0 6	1.561E+06	4.386E+0 5	1.853E+0 5	1.299E+0 5
	WCLL	α	1.645E- 16	1.645E- 16	1.645E- 16	1.645E-16	1.645E- 16	1.645E- 16	1.645E- 16

		$\beta + \gamma$	1.011E+0 7	7.643E+0 6	3.910E+0 6	1.516E+06	4.196E+0 5	1.726E+0 5	1.209E+0 5
10.EPP_SM slide	HCPB	α	2.881E- 10	2.881E- 10	2.881E- 10	2.881E-10	2.881E- 10	2.881E- 10	2.881E- 10
		$\beta + \gamma$	3.603E+1 0	2.585E+1 0	1.186E+1 0	3.930E+09	7.367E+0 8	2.229E+0 8	1.557E+0 8
	WCLL	α	3.838E- 10	3.838E- 10	3.838E- 10	3.838E-10	3.838E- 10	3.838E- 10	3.838E- 10
		$\beta + \gamma$	3.287E+1 0	2.382E+1 0	1.116E+1 0	3.814E+09	7.814E+0 8	2.552E+0 8	1.783E+0 8
11.EPP_FM slide	HCPB	α	7.740E- 11	7.740E- 11	7.740E- 11	7.740E-11	7.740E- 11	7.740E- 11	7.740E- 11
		$\beta + \gamma$	1.954E+1 0	1.408E+1 0	6.457E+0 9	2.131E+09	4.068E+0 8	1.353E+0 8	9.487E+0 7
	WCLL	α	8.997E- 11	8.997E- 11	8.997E- 11	8.997E-11	8.997E- 11	8.997E- 11	8.997E- 11
		$\beta + \gamma$	1.737E+1 0	1.262E+1 0	5.877E+0 9	1.986E+09	4.077E+0 8	1.443E+0 8	1.012E+0 8
12.Eport bioshied below	HCPB	α	1.223E- 17	1.223E- 17	1.223E- 17	1.223E-17	1.223E- 17	1.223E- 17	1.223E- 17
		$\beta + \gamma$	2.221E+0 6	1.733E+0 6	9.427E+0 5	3.914E+05	1.163E+0 5	4.572E+0 4	3.192E+0 4
	WCLL	α	7.344E- 18	7.344E- 18	7.344E- 18	7.344E-18	7.344E- 18	7.344E- 18	7.344E- 18
		$\beta + \gamma$	1.707E+0 6	1.331E+0 6	7.234E+0 5	3.001E+05	8.911E+0 4	3.509E+0 4	2.450E+0 4
13.Eport bioshied flange	HCPB	α	2.693E- 18	2.693E- 18	2.693E- 18	2.693E-18	2.693E- 18	2.693E- 18	2.693E- 18
		$\beta + \gamma$	1.087E+0 6	8.473E+0 5	4.548E+0 5	1.856E+05	5.562E+0 4	2.349E+0 4	1.645E+0 4
	WCLL	α	1.878E- 18	1.878E- 18	1.878E- 18	1.878E-18	1.878E- 18	1.878E- 18	1.878E- 18
		$\beta + \gamma$	9.064E+0 5	7.069E+0 5	3.796E+0 5	1.549E+05	4.645E+0 4	1.964E+0 4	1.376E+0 4
14.Eport cryostat bellow	HCPB	α	5.482E- 18	5.482E- 18	5.482E- 18	5.482E-18	5.482E- 18	5.482E- 18	5.482E- 18
		$\beta + \gamma$	1.472E+0 6	1.138E+0 6	6.227E+0 5	2.617E+05	7.545E+0 4	2.627E+0 4	1.824E+0 4
	WCLL	α	3.579E- 18	3.579E- 18	3.579E- 18	3.579E-18	3.579E- 18	3.579E- 18	3.579E- 18
		$\beta + \gamma$	1.181E+0 6	9.120E+0 5	4.984E+0 5	2.090E+05	6.033E+0 4	2.121E+0 4	1.473E+0 4
15.EPP skids	HCPB	α	0.000E+0 0	0.000E+0 0	0.000E+0 0	0.000E+00	0.000E+0 0	0.000E+0 0	0.000E+0 0
		$\beta + \gamma$	6.937E+1 0	4.904E+1 0	2.650E+1 0	1.404E+10	6.778E+0 9	3.909E+0 9	2.740E+0 9
	WCLL	α	0.000E+0 0	0.000E+0 0	0.000E+0 0	0.000E+00	0.000E+0 0	0.000E+0 0	0.000E+0 0

		$\beta + \gamma$	5.846E+1 0	4.152E+1 0	2.251E+1 0	1.197E+10	5.912E+0 9	3.499E+0 9	2.456E+0 9
16.EPP_AU X shield A	HCPB	α	1.021E- 12	1.021E- 12	1.021E- 12	1.021E-12	1.021E- 12	1.021E- 12	1.021E- 12
		$\beta + \gamma$	1.918E+0 9	1.416E+0 9	6.708E+0 8	2.312E+08	5.333E+0 7	2.293E+0 7	1.616E+0 7
	WCLL	α	1.326E- 12	1.326E- 12	1.326E- 12	1.326E-12	1.326E- 12	1.326E- 12	1.326E- 12
		$\beta + \gamma$	1.859E+0 9	1.387E+0 9	6.689E+0 8	2.364E+08	5.832E+0 7	2.613E+0 7	1.842E+0 7
17.EPP_AU X shield B	HCPB	α	1.417E- 15	1.417E- 15	1.417E- 15	1.417E-15	1.417E- 15	1.417E- 15	1.417E- 15
		$\beta + \gamma$	6.318E+0 7	4.697E+0 7	2.255E+0 7	7.937E+06	1.941E+0 6	8.655E+0 5	6.100E+0 5
	WCLL	α	1.704E- 15	1.704E- 15	1.704E- 15	1.704E-15	1.704E- 15	1.704E- 15	1.704E- 15
		$\beta + \gamma$	6.114E+0 7	4.590E+0 7	2.238E+0 7	8.041E+06	2.071E+0 6	9.517E+0 5	6.708E+0 5
18.EPP_20 22_KIT holders	HCPB	α	3.963E- 09	3.963E- 09	3.963E- 09	3.963E-09	3.963E- 09	3.963E- 09	3.963E- 09
		$\beta + \gamma$	1.286E+1 1	9.320E+1 0	4.307E+1 0	1.433E+10	2.812E+0 9	9.664E+0 8	6.779E+0 8
	WCLL	α	5.835E- 09	5.835E- 09	5.835E- 09	5.835E-09	5.835E- 09	5.835E- 09	5.835E- 09
		$\beta + \gamma$	1.215E+1 1	8.900E+1 0	4.207E+1 0	1.449E+10	3.140E+0 9	1.162E+0 9	8.153E+0 8
19.MW system actuators	HCPB	α	5.488E- 08	5.488E- 08	5.488E- 08	5.488E-08	5.488E- 08	5.488E- 08	5.488E- 08
		$\beta + \gamma$	5.781E+1 1	4.159E+1 1	1.900E+1 1	6.203E+10	1.102E+1 0	3.141E+0 9	2.193E+0 9
	WCLL	α	1.087E- 07	1.087E- 07	1.087E- 07	1.087E-07	1.087E- 07	1.087E- 07	1.087E- 07
		$\beta + \gamma$	7.168E+1 1	5.189E+1 1	2.399E+1 1	7.966E+10	1.486E+1 0	4.408E+0 9	3.077E+0 9
20.MW system M1_NTM bodies	HCPB	α	1.816E- 03	1.816E- 03	1.816E- 03	1.816E-03	1.816E- 03	1.816E- 03	1.816E- 03
		$\beta + \gamma$	4.215E+1 1	2.914E+1 1	1.316E+1 1	3.787E+10	3.439E+0 9	1.934E+0 7	4.434E+0 6
	WCLL	α	1.819E- 03	1.819E- 03	1.819E- 03	1.819E-03	1.819E- 03	1.819E- 03	1.819E- 03
		$\beta + \gamma$	4.113E+1 1	2.792E+1 1	1.265E+1 1	3.671E+10	3.442E+0 9	2.259E+0 7	5.208E+0 6
21.MW system M1_PH bodies	HCPB	α	1.810E- 03	1.810E- 03	1.810E- 03	1.810E-03	1.810E- 03	1.810E- 03	1.810E- 03
		$\beta + \gamma$	1.407E+1 1	9.109E+1 0	4.126E+1 0	1.217E+10	1.219E+0 9	1.046E+0 7	2.533E+0 6
	WCLL	α	1.810E- 03	1.810E- 03	1.810E- 03	1.810E-03	1.810E- 03	1.810E- 03	1.810E- 03

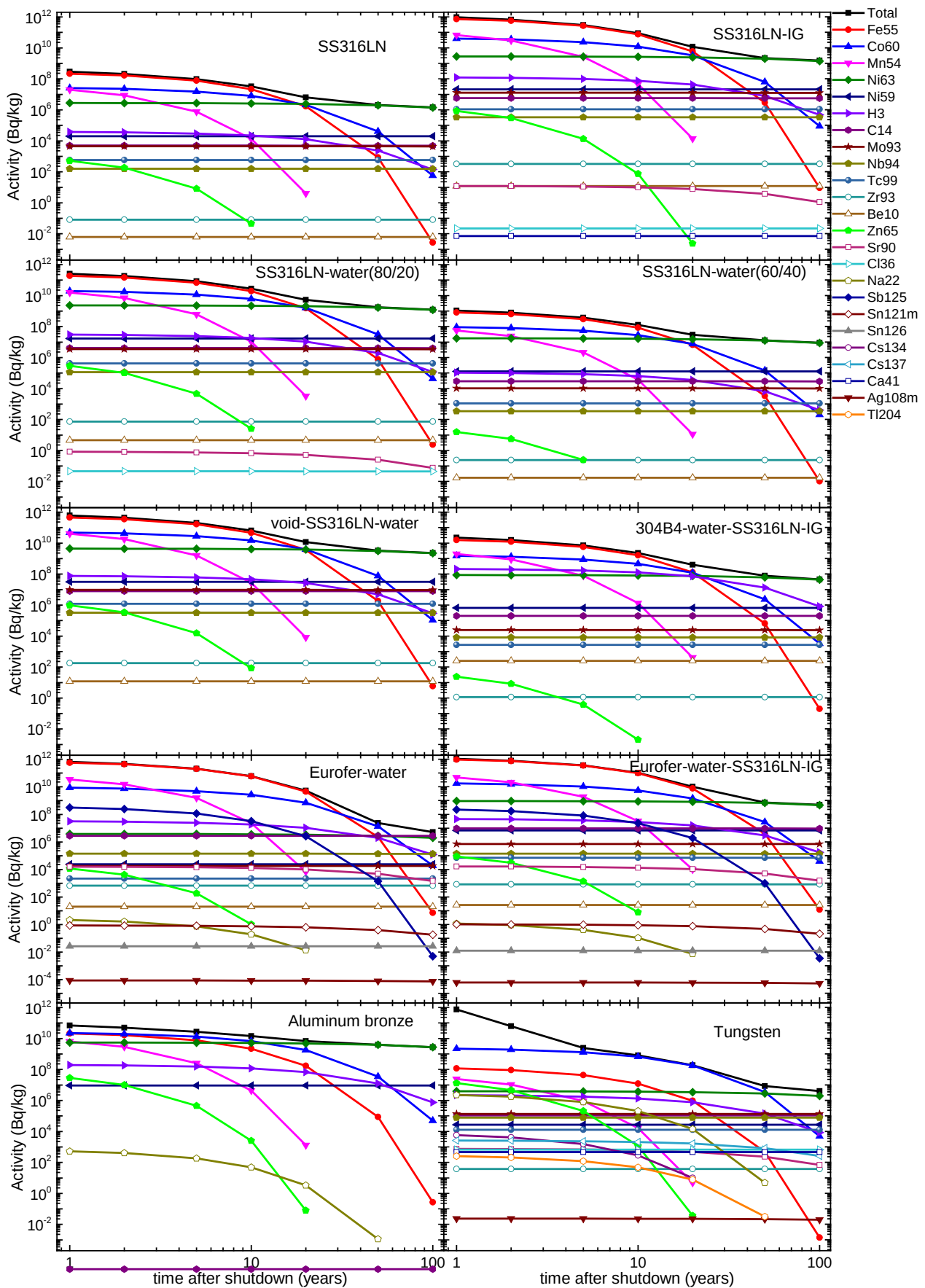
		$\beta + \gamma$	1.245E+1 1	7.951E+1 0	3.612E+1 0	1.073E+10	1.099E+0 9	1.007E+0 7	2.420E+0 6
22.MW system M2 bodies	HCPB	α	1.853E- 03	1.853E- 03	1.853E- 03	1.853E-03	1.853E- 03	1.853E- 03	1.853E- 03
		$\beta + \gamma$	3.751E+1 2	2.749E+1 2	1.246E+1 2	3.526E+11	2.963E+1 0	8.936E+0 7	1.744E+0 7
	WCLL	α	1.879E- 03	1.879E- 03	1.879E- 03	1.879E-03	1.879E- 03	1.879E- 03	1.879E- 03
		$\beta + \gamma$	4.088E+1 2	2.983E+1 2	1.356E+1 2	3.851E+11	3.285E+1 0	1.136E+0 8	2.211E+0 7
23.MW system M2_PH bodies	HCPB	α	1.817E- 03	1.817E- 03	1.817E- 03	1.817E-03	1.817E- 03	1.817E- 03	1.817E- 03
		$\beta + \gamma$	6.503E+1 1	4.603E+1 1	2.082E+1 1	5.945E+10	5.214E+0 9	2.319E+0 7	4.976E+0 6
	WCLL	α	1.821E- 03	1.821E- 03	1.821E- 03	1.821E-03	1.821E- 03	1.821E- 03	1.821E- 03
		$\beta + \gamma$	6.027E+1 1	4.194E+1 1	1.901E+1 1	5.468E+10	4.941E+0 9	2.638E+0 7	5.693E+0 6
24.MW system M2 reflectors	HCPB	α	7.271E- 01	2.574E- 01	1.676E- 01	1.676E-01	1.676E- 01	1.676E- 01	1.676E- 01
		$\beta + \gamma$	1.117E+1 2	9.400E+1 0	3.534E+0 9	1.098E+09	2.494E+0 8	1.172E+0 7	5.625E+0 6
	WCLL	α	1.263E+0 0	3.444E- 01	1.688E- 01	1.688E-01	1.688E- 01	1.688E- 01	1.688E- 01
		$\beta + \gamma$	1.346E+1 2	1.063E+1 1	4.278E+0 9	1.463E+09	3.472E+0 8	1.493E+0 7	6.643E+0 6
25.MW system M2_NTM reflectors	HCPB	α	2.623E- 01	1.819E- 01	1.665E- 01	1.665E-01	1.665E- 01	1.665E- 01	1.665E- 01
		$\beta + \gamma$	3.263E+1 1	2.178E+1 0	1.179E+0 9	5.102E+08	1.323E+0 8	5.203E+0 6	2.067E+0 6
	WCLL	α	3.369E- 01	1.942E- 01	1.669E- 01	1.669E-01	1.669E- 01	1.669E- 01	1.669E- 01
		$\beta + \gamma$	4.298E+1 1	2.732E+1 0	1.594E+0 9	7.194E+08	1.888E+0 8	7.140E+0 6	2.708E+0 6
26.MW system M2_PH reflectors	HCPB	α	1.800E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E-01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01
		$\beta + \gamma$	1.205E+1 1	7.454E+0 9	4.762E+0 8	2.234E+08	5.944E+0 7	2.360E+0 6	9.288E+0 5
	WCLL	α	1.806E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E-01	1.662E- 01	1.662E- 01	1.662E- 01
		$\beta + \gamma$	1.296E+1 1	7.721E+0 9	5.293E+0 8	2.556E+08	6.852E+0 7	2.673E+0 6	1.028E+0 6
27.Wavegui des heating	HCPB	α	4.625E- 13	4.625E- 13	4.625E- 13	4.625E-13	4.625E- 13	4.625E- 13	4.625E- 13
		$\beta + \gamma$	8.004E+0 8	5.926E+0 8	2.877E+0 8	1.034E+08	2.483E+0 7	9.759E+0 6	6.844E+0 6
	WCLL	α	4.732E- 13	4.732E- 13	4.732E- 13	4.732E-13	4.732E- 13	4.732E- 13	4.732E- 13

		$\beta + \gamma$	7.193E+0 8	5.368E+0 8	2.645E+0 8	9.696E+07	2.438E+0 7	9.854E+0 6	6.912E+0 6
28.Wavegui des NTM	HCPB	α	2.657E- 15	2.657E- 15	2.657E- 15	2.657E-15	2.657E- 15	2.657E- 15	2.657E- 15
		$\beta + \gamma$	2.973E+0 8	2.118E+0 8	9.345E+0 7	2.847E+07	3.989E+0 6	9.236E+0 5	6.474E+0 5
	WCLL	α	3.735E- 15	3.735E- 15	3.735E- 15	3.735E-15	3.735E- 15	3.735E- 15	3.735E- 15
		$\beta + \gamma$	3.051E+0 8	2.181E+0 8	9.686E+0 7	2.982E+07	4.366E+0 6	1.074E+0 6	7.526E+0 5
29.Cryostat	HCPB	α	5.761E- 17	5.761E- 17	5.761E- 17	5.761E-17	5.761E- 17	5.761E- 17	5.761E- 17
		$\beta + \gamma$	6.647E+0 6	5.112E+0 6	2.637E+0 6	1.022E+06	2.928E+0 5	1.304E+0 5	9.162E+0 4
	WCLL	α	3.551E- 17	3.551E- 17	3.551E- 17	3.551E-17	3.551E- 17	3.551E- 17	3.551E- 17
		$\beta + \gamma$	5.211E+0 6	4.002E+0 6	2.060E+0 6	7.970E+05	2.276E+0 5	1.015E+0 5	7.130E+0 4
30.VV-OB outer shell	HCPB	α	1.397E- 11	1.397E- 11	1.397E- 11	1.397E-11	1.397E- 11	1.397E- 11	1.397E- 11
		$\beta + \gamma$	4.188E+0 9	3.072E+0 9	1.502E+0 9	5.518E+08	1.314E+0 8	4.517E+0 7	3.150E+0 7
	WCLL	α	1.508E- 11	1.508E- 11	1.508E- 11	1.508E-11	1.508E- 11	1.508E- 11	1.508E- 11
		$\beta + \gamma$	3.888E+0 9	2.876E+0 9	1.428E+0 9	5.343E+08	1.324E+0 8	4.697E+0 7	3.277E+0 7
31.VV OB body L1	HCPB	α	1.586E- 03	1.586E- 03	1.586E- 03	1.586E-03	1.586E- 03	1.586E- 03	1.586E- 03
		$\beta + \gamma$	1.043E+1 2	7.620E+1 1	3.485E+1 1	1.006E+11	9.720E+0 9	6.997E+0 8	4.778E+0 8
	WCLL	α	1.587E- 03	1.587E- 03	1.587E- 03	1.587E-03	1.587E- 03	1.587E- 03	1.587E- 03
		$\beta + \gamma$	9.355E+1 1	6.821E+1 1	3.130E+1 1	9.075E+10	8.957E+0 9	7.086E+0 8	4.844E+0 8
32.VV OB body L2	HCPB	α	6.596E- 11	6.596E- 11	6.596E- 11	6.596E-11	6.596E- 11	6.596E- 11	6.596E- 11
		$\beta + \gamma$	3.923E+1 0	2.737E+1 0	1.211E+1 0	3.922E+09	6.780E+0 8	1.314E+0 8	7.588E+0 7
	WCLL	α	6.895E- 11	6.895E- 11	6.895E- 11	6.895E-11	6.895E- 11	6.895E- 11	6.895E- 11
		$\beta + \gamma$	3.305E+1 0	2.315E+1 0	1.034E+1 0	3.398E+09	6.116E+0 8	1.280E+0 8	7.629E+0 7
33.VV-OB bodyL3	HCPB	α	1.513E- 12	1.513E- 12	1.513E- 12	1.513E-12	1.513E- 12	1.513E- 12	1.513E- 12
		$\beta + \gamma$	4.158E+0 9	2.909E+0 9	1.313E+0 9	4.431E+08	8.555E+0 7	1.851E+0 7	1.102E+0 7
	WCLL	α	1.430E- 12	1.430E- 12	1.430E- 12	1.430E-12	1.430E- 12	1.430E- 12	1.430E- 12

		$\beta + \gamma$	3.519E+0 9	2.473E+0 9	1.126E+0 9	3.850E+08	7.664E+0 7	1.744E+0 7	1.061E+0 7
34.Eport	HCPB	α	1.024E- 09	1.024E- 09	1.024E- 09	1.024E-09	1.024E- 09	1.024E- 09	1.024E- 09
		$\beta + \gamma$	7.833E+1 0	5.644E+1 0	2.577E+1 0	8.403E+09	1.540E+0 9	4.941E+0 8	3.464E+0 8
	WCLL	α	1.725E- 09	1.725E- 09	1.725E- 09	1.725E-09	1.725E- 09	1.725E- 09	1.725E- 09
		$\beta + \gamma$	7.388E+1 0	5.392E+1 0	2.527E+1 0	8.585E+09	1.781E+0 9	6.325E+0 8	4.435E+0 8
35.VV OB inner shell	HCPB	α	2.283E- 07	2.283E- 07	2.283E- 07	2.283E-07	2.283E- 07	2.283E- 07	2.283E- 07
		$\beta + \gamma$	3.397E+1 2	2.416E+1 2	1.063E+1 2	3.214E+11	4.223E+1 0	7.738E+0 9	5.397E+0 9
	WCLL	α	3.033E- 07	3.033E- 07	3.033E- 07	3.033E-07	3.033E- 07	3.033E- 07	3.033E- 07
		$\beta + \gamma$	2.851E+1 2	2.038E+1 2	9.072E+1 1	2.801E+11	4.021E+1 0	8.592E+0 9	5.992E+0 9

Jak przedstawiono w Tabeli 2.4.3, całkowita aktywność jest zdominowana przez emisję $\beta + \gamma$, ponieważ żaden komponent ani materiał w EC nie wykazuje znaczącej aktywności α zarówno dla HCPB, jak i WCLL. Porównanie wyników HCPB i WCLL pokazuje, że choć ogólne rozkłady aktywności są bardzo podobne, konfiguracja WCLL wykazuje nieco wyższą aktywność niż HCPB.

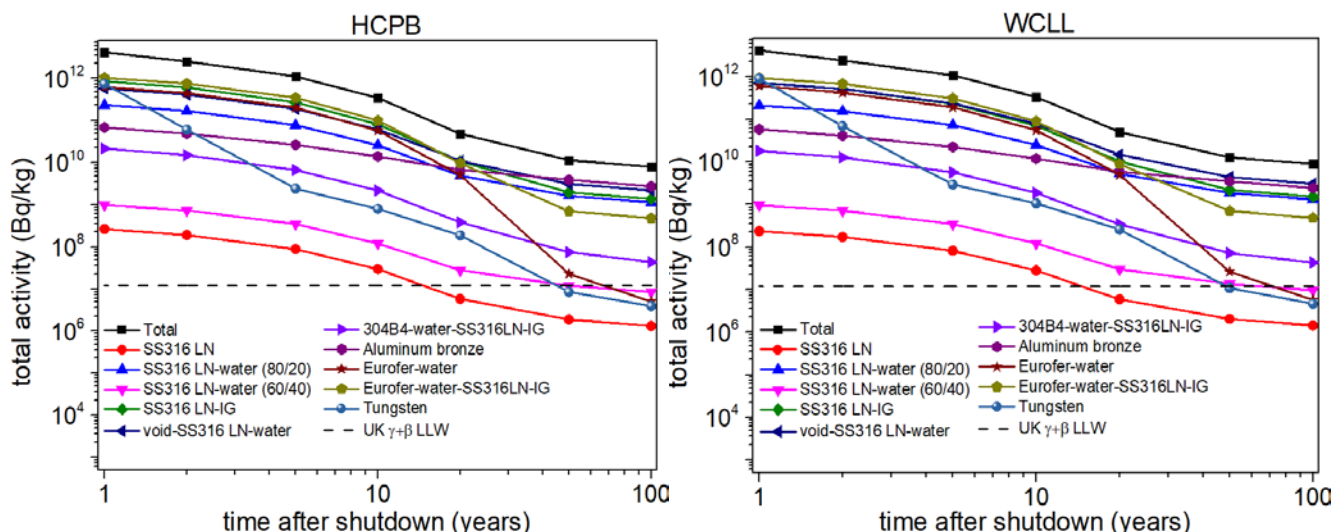
Wykonano również obliczenia aktywacji dla radionuklidów istotnych dla klasyfikacji odpadów fuzyjnych, w tym: ^3H , ^{10}Be , ^{14}C , ^{22}Na , ^{36}Cl , ^{41}Ca , ^{54}Mn , ^{55}Fe , ^{59}Ni , ^{60}Co , ^{63}Ni , ^{65}Zn , ^{79}Se , ^{90}Sr , ^{93}Zr , ^{93}Mo , ^{94}Nb , ^{99}Tc , ^{106}Ru , ^{107}Pd , $^{108\text{m}}\text{Ag}$, $^{110\text{m}}\text{Ag}$, $^{119\text{m}}\text{Sn}$, $^{121\text{m}}\text{Sn}$, ^{125}Sb , ^{126}Sn , ^{129}I , ^{134}Cs , ^{135}Cs , ^{137}Cs , ^{144}Ce , ^{147}Pm , ^{151}Sm , ^{152}Eu , ^{154}Eu , ^{204}Tl , ^{210}Pb oraz ^{227}Ac . Przykład, radioaktywności materiału z wkładem obserwowanych radionuklidów przedstawiono na rysunku 2.4.4. Wyniki pokazują, jak wkład wybranych radionuklidów ewoluuje podczas fazy rozpadu i ochładzania. Analiza obejmuje różne materiały konstrukcyjne i osłonowe, w tym: SS316LN, SS316LN-IG, SS316LN-water (80/20), SS316LN-water (60/40), void-SS316LN-water, 304B4-water-SS316LN-IG, Eurofer-water, Eurofer-water-SS316LN-IG, brąz aluminiowy oraz wolfram.



Rys. 2.4.4. Aktywność właściwa w czasie dla każdego badanego materiału w DEMO EC z blankietem HCPB. Wykresy pokazują również wkłady wybranych radionuklidów do aktywności.

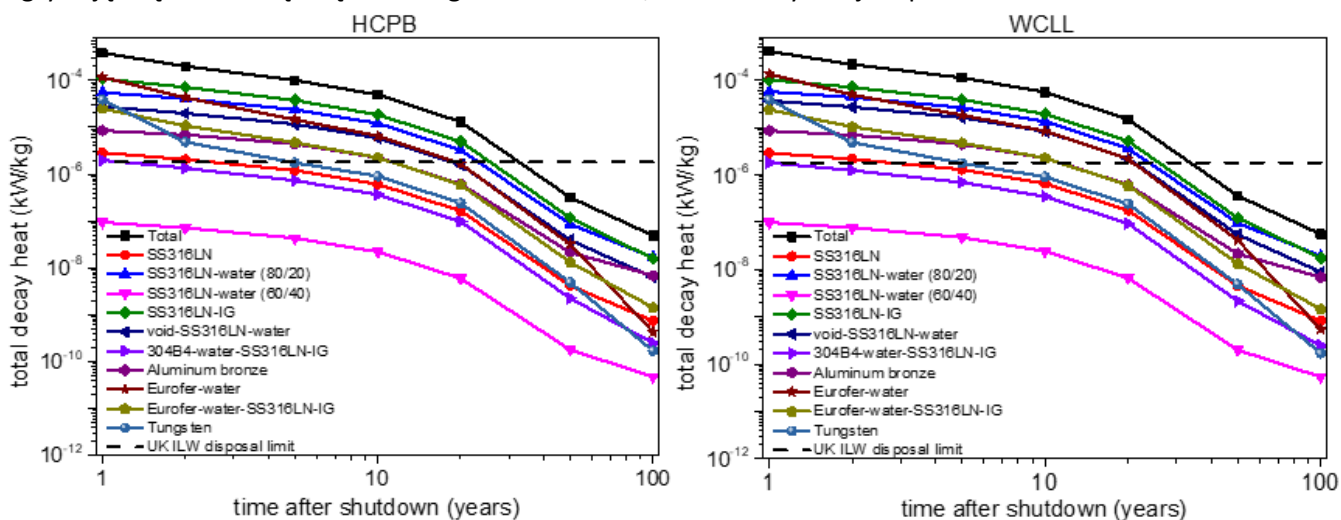
Analizy aktywacyjne wskazują, że krótkoterminową aktywność (do ok. 20 lat) w stalach i Euroferze dominują ^{55}Fe i ^{60}Co , natomiast w długich czasach (>50–100 lat) kluczową rolę odgrywa ^{63}Ni . Wyższa aktywacja SS316LN-IG wynika z większej zawartości żelaza i bliskości plazmy, podczas gdy głębsze materiały strukturalne

wykazują niższą aktywność. Długożyciowe radionuklidy, takie jak ^{59}Ni , ^{93}Mo , ^{14}C , ^{94}Nb i ^{99}Tc , mimo niewielkiego udziału w całkowitej aktywności, pozostają istotne z punktu widzenia gospodarki odpadami. Analizy z obydwoma blankietami wykazują zbliżony poziom aktywacji, co sprzyja ujednoliconym strategiom zarządzania odpadami. Całkowitą aktywność (z rozbiorem na materiały) porównano z brytyjskim globalnym limitem LLW ($1,2 \times 10^7 \text{ Bq/kg}$), jak pokazano na Rys. 2.4.5. Dla systemu EC z czasem chłodzenia do 100 lat mieszanki SS316LN, SS316LN–woda (60/40), wolframu oraz Eurofer–woda spełniają brytyjskie kryteria akceptacji dla obu koncepcji blankietów, podczas gdy pozostałe materiały przekraczają globalny limit $\gamma+\beta$ dla LLW.



Rys. 2.4.5. Całkowita aktywność EC w funkcji czasu po zamknięciu DEMO dla HCPB i WCLL BB. Wyniki wszystkich wkładów materiałowych z globalnym $\gamma+\beta$ LLW w Wielkiej Brytanii.

Oprócz aktywności oceniono całkowite ciepło rozpadu dla wszystkich komponentów i materiałów DEMO EC dla obu koncepcji blankietu i dla różnych okresów chłodzenia. Porównano ciepło rozpadu materiałowego z brytyjskim limitem utylizacji ILW dla 2 m osłoniętego pakietu odpadów ($\approx 1,8 \times 10^{-6} \text{ kW/kg}$). Jak pokazano na rysunku 2.4.6, całkowite ciepło rozpadu ze wszystkich komponentów EC zarówno dla konfiguracji HCPB, jak i WCLL spada poniżej limitu utylizacji przed 50 latami po wyłączeniu DEMO. Podczas gdy woda Eurofer i wolfram wykazują wyższe ciepło rozpadu wkrótce po wyłączeniu, SS316LN-IG i SS316LN–woda (80/20) dominują przy dłuższych czasach chłodzenia ze względu na wyższą zawartość Co, Ni i Nb oraz bliskość plazmy, co prowadzi do trwałej produkcji długożyciowych radionuklidów, takich jak ^{60}Co , ^{63}Ni i ^{94}Nb . Materiały te odgrywają więc kluczową rolę w strategiach chłodzenia, osłon i klasyfikacji odpadów.



Rys. 2.4.6. Całkowite ciepło rozpadu EC w funkcji czasu po wyłączeniu DEMO dla BB HCPB i WCLL. Wyniki wszystkich wkładów materiałowych z limitem utylizacji ILW w UK.

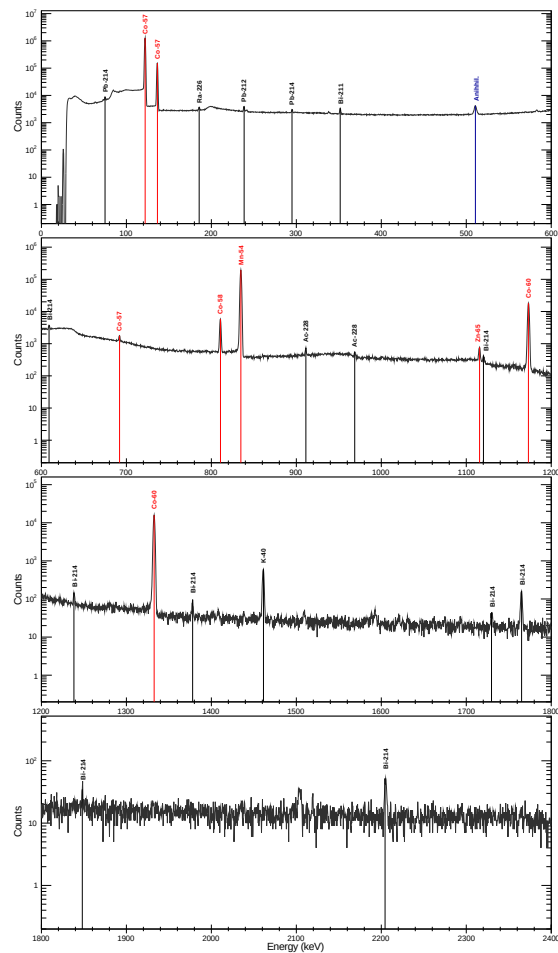
2.5. Pomiary materiałów konstrukcyjnych ITER napromieniowanych w tokamaku JET oraz neutronowe analizy na pętli aktywacyjnej KATANA *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPriO: Preparation for ITER Operation*

Próbki ITER oraz folie dozymetryczne analizowane w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy (IFPiLM) w 2025 roku były pierwotnie badane przez naukowców z Instytutu Fizyki Jądrowej PAN (IFJ). Celem powtórnych analiz wykonanych w IFPiLM było: sprawdzenie powtarzalności wyników między laboratoriami, weryfikacja zastosowanej metody pomiarowej oraz ocena wpływu wydłużonego czasu chłodzenia próbek na otrzymywane wyniki.

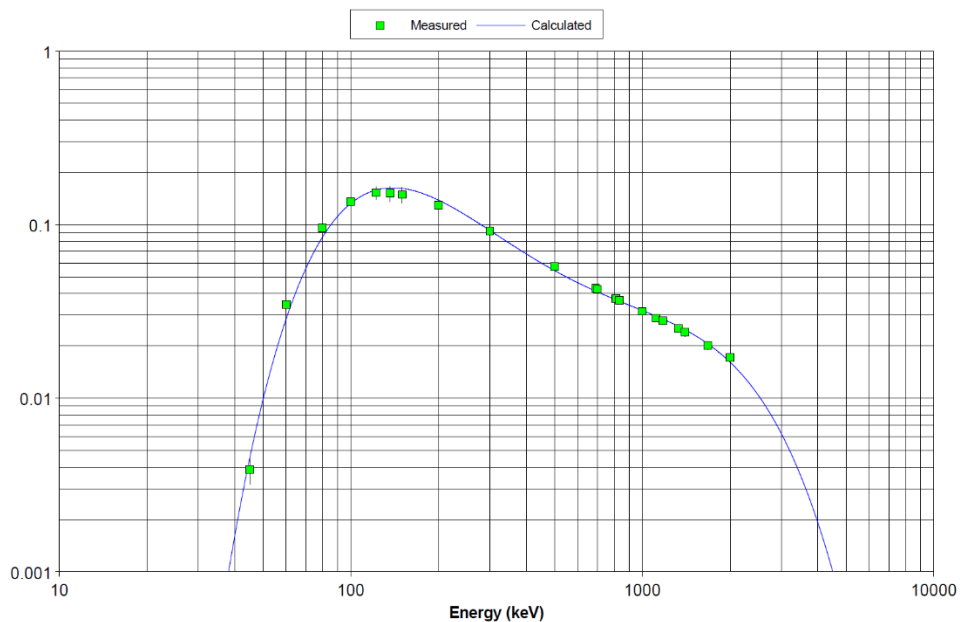
Wymiary przestrzenne oraz informacje o materiałach, z których wykonano analizowane próbki ITER oraz folie dozymetryczne, zestawiono w Tabeli 2.5.1. Widmo promieniowania gamma emitowane przez te próbki zostało zmierzone za pomocą antykoincydencyjnego układu detektorów IFPiLM (Rys. 2.5.2). Przykładowe zmierzone widmo gamma przedstawiono na Rys. 2.5.4. Dla każdej próbki przeprowadzono kalibrację energetyczną oraz wydajnościową. Kalibracja wydajnościowa wykonana została z zastosowaniem oprogramowania LabSOCS — przykładowa krzywa wydajnościowa dla próbki ITER 17 została przedstawiona na rys. 2.5.5.

Tabela 2.5.1: Próbki ITER oraz folie dozymetryczne analizowane w IFPiLM w 2025 roku

Próbka	Materiał	Masa (g)	Grubość (mm)	Średnica (mm)	Gęstość (g/cm³)
ITER 2	Vacuum vessel plate (R Kind)	0.9221	0.50	17.46	7.70
ITER 5	TF radial plate 2500/68	0.8879	0.49	17.51	7.52
ITER 12	Divertor pipe 212601	1.0264	0.54	17.12	8.26
ITER 15	Divertor monoblock	0.7400	0.48	10.30	18.50
ITER 17	Divertor XM-19	0.8944	0.50	17.48	7.45
ITER 19	Eurofer 97-2	0.3576	0.49	11.08	7.57
ITER 21	Divertor Al-Bronze	0.8818	0.48	17.45	7.68
ITER 25	PF jacket	0.8842	0.48	17.51	7.65
Folia dozymetryczna nikiel	Ni (Channel 23)	2.3214	1.01	18.01	9.02
Folia dozymetryczna nikiel	Ni (Channel 24)	2.3255	1.02	18.00	8.96



Rys. 2.5.4. Widmo gamma zmierzone dla próbki ITER 5.



Rys. 2.5.5. Krzywa kalibracji wydajnościowej dla próbki ITER 17.

Wykryte nuklidy w analizowanych próbkach oraz ich zmierzone aktywności zostały przedstawione w Tabeli 2.5.2.

Tabela 2.5.2: Wykryte nuklidy wraz z ich aktywnościami w analizowanych próbkach

Próbka	Czas pomiaru (s)	Czas martwy (%)	Produkty reakcji	Aktywność (Bq/g)	Niepewność (Bq/g)	Niepewność (%)
ITER 2	215 825	0.08	Mn-54	3.90E+03	1.68E+02	4.30

			Co-57	6.58E+03	2.84E+02	4.32
			Co-58	1.29E+04	5.79E+02	4.49
			Co-60	1.52E+02	4.65E+00	3.06
			Zn-65	2.67E+01	2.94E+00	10.98
ITER 5	388 511	0.07	Mn-54	3.74E+03	1.61E+02	4.30
			Co-57	6.39E+03	2.60E+02	4.07
			Co-58	1.22E+04	5.36E+02	4.40
			Co-60	1.53E+02	4.66E+00	3.05
			Zn-65	3.35E+01	2.21E+00	6.58
ITER 12	604 800	0.04	Co-57	1.70E+00	2.99E-01	17.53
			Co-60	6.88E+02	2.09E+01	3.04
			Zn-65	1.79E+01	2.32E+00	12.98
			Ag-110m	4.40E+00	8.51E-01	19.36
ITER 15	604 634	0.03	Mn-54	1.42E-01	2.08E-02	14.62
			Co-57	1.34E-01	4.10E-02	30.57
			Co-60	4.04E-01	1.47E-02	3.64
			W-181	4.73E+04	2.08E+03	4.40
			W-185	4.16E+04	1.46E+04	35.00
			Zn-65	1.44E+00	1.40E-01	9.71
			Ta-182	7.25E+01	1.61E+00	2.22
ITER 17	341 679	1.13	Mn-54	6.67E+03	2.87E+02	4.30
			Co-57	6.67E+03	2.47E+02	3.70
			Co-58	1.10E+04	4.73E+02	4.32
			Co-60	1.50E+02	4.55E+00	3.04
			Zn-65	3.51E+01	1.59E+00	4.54
ITER 19	604 979	0.02	Mn-54	3.61E+03	1.55E+02	4.30
			Co-57	8.12E+00	7.55E-01	9.29
			Co-60	7.06E+00	2.65E-01	3.76
			Zn-65	2.20E+01	2.39E+00	10.88
			Ta-182	5.25E+03	7.78E+01	1.48
ITER 21	263 918	0.53	Mn-54	3.16E+02	1.36E+01	4.30
			Co-57	2.58E+03	1.30E+02	5.02
			Co-58	4.60E+03	2.03E+02	4.40
			Co-60	5.75E+02	1.75E+01	3.04
			Zn-65	2.99E+01	1.61E+00	5.38
ITER 25	431 674	0.08	Mn-54	4.09E+03	1.76E+02	4.30
			Co-57	6.70E+03	2.82E+02	4.21
			Co-58	1.26E+04	5.56E+02	4.43
			Co-60	1.66E+02	5.05E+00	3.05
			Zn-65	2.04E+01	1.94E+00	9.52
Folia dozymetryczna Ni (Channel 23)	85 644	0.87	Mn-54	3.86E+01	2.48E+00	6.42
			Co-57	5.86E+04	1.96E+03	3.34
			Co-58	1.06E+05	4.33E+03	4.08
			Co-60	9.49E+02	2.89E+01	3.04
Folia dozymetryczna	85 634	0.89	Mn-54	3.35E+01	2.35E+00	7.01
			Co-57	5.96E+04	1.98E+03	3.31
			Co-58	1.03E+05	4.21E+03	4.08

Ni (Channel 23)			Co-60	9.62E+02	2.93E+01	3.04
-----------------	--	--	-------	----------	----------	------

Uzyskane wartości porównano z przewidywaniami symulacji FISPACT-II i wyrażono jako stosunek C/E (Calculated/Experimental — stosunek wartości obliczonej „C” do wartości zmierzonej „E”). Wyniki analizy przedstawiono na rys. 2.5.6.

Najstabilniejsze wyniki uzyskano dla Co-58. Dobre dopasowanie stwierdzono też dla W-181, Ta-182 (z niewielkim przeszacowaniem dla ITER 19), Mn-54 (z wyjątkiem próbki ITER 15 i folii dozymetrycznych). W przypadku ITER 15 bardzo niska zmierzona aktywność wzmacnia względne różnice, natomiast dla folii dozymetrycznych przyjęto w symulacjach czysty nikiel — nieujawnione zanieczyszczenia mogą tłumaczyć niedoszacowanie.

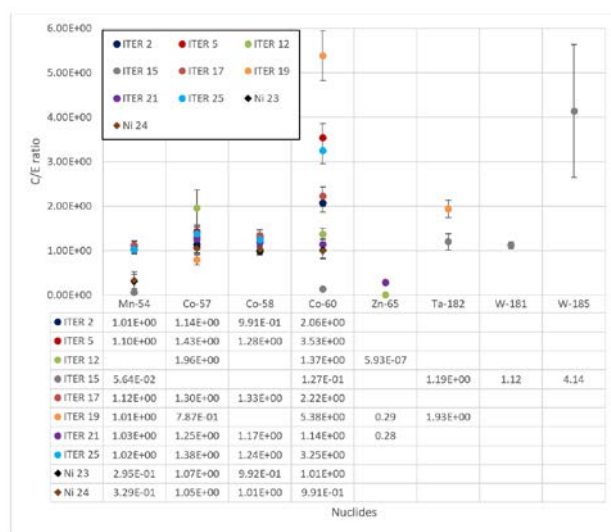
Dla Co-57 większość C/E skupia się wokół jedności, jednak największe odchylenie wystąpiło dla ITER 12, co również związane jest z bardzo niską zmierzoną aktywnością.

Największe rozrzuty stosunku C/E sugerujące znaczne przeszacowanie przez FISPACT-II zaobserwowano dla Co-60. Najbardziej prawdopodobną przyczyną jest nieprecyzyjne odwzorowanie widma neutronów termicznych, które silnie wpływają na produkcję Co-60 poprzez reakcję Co-59(n,γ)Co-60.

Zaobserwowano niedoszacowanie dla Zn-65 we wszystkich badanych próbkach (ITER 12, ITER 19, ITER 21). Wyjaśnieniem może być osadzenie zanieczyszczenia Zn-66 podczas przygotowania próbek, aktywowanego później w reakcji Zn-66(n,2n)Zn-65, a nieujętego w certyfikatach materiałowych.

W przypadku W-185 (ITER 15) zaobserwowano duże przeszacowanie, jednak z bardzo dużą niepewnością z powodu niskiej jakości pomiaru.

Główne źródła rozbieżności obejmowały: niskie statystyki zliczeń (bardzo małe zmierzone aktywności), nieujawnione zanieczyszczenia próbek oraz możliwe nieścisłości w modelowaniu termalnej części spektrum neutronów.



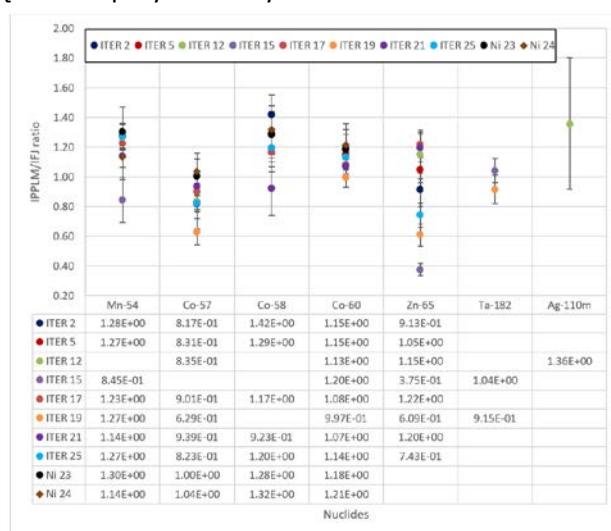
Rys. 2.5.6. Stosunek C/E dla nuklidów wykrytych w analizowanych próbkach.

Porównanie nuklidów wykrytych przez IFPiLM oraz IFJ przedstawiono na rys. 2.5.7. Ogólnie uzyskano dobrą zgodność w wykrywanych nuklidach. Jedynymi rozbieżnościami były: Mn-54 (ITER 12), Co-58 (ITER 19), Ta-182 (ITER 17) oraz Ag-110m (ITER 21) — nuklidy trudne do wykrycia po długim czasie chłodzenia. Pomiary IFJ wykonano około 500 dni po napromienieniu, natomiast próbki w IFPiLM mierzono po około 600 dniach od napromieniowania. Wydłużony czas chłodzenia w pomiarach IFPiLM zmniejszał wykrywalność nuklidów o relatywnie krótkich okresach półtrwania lub bardzo niskiej aktywności.

Sample	Mn-54	Co-57	Co-58	Co-60	Zn-65	Ta-182	Ag-110m
ITER 2							
ITER 5							
ITER 12							
ITER 15							
ITER 17							
ITER 19							
ITER 21							
ITER 25							
Ni 23							
Ni 24							

Rys. 2.5.7. Porównanie nuklidów wykrytych przez naukowców z IFPiLM i IFJ. Zielone prostokąty sygnalizują zgodność między laboratoriami, natomiast żółte prostokąty odnoszą się do nuklidów wykrytych jedynie przez IFJ

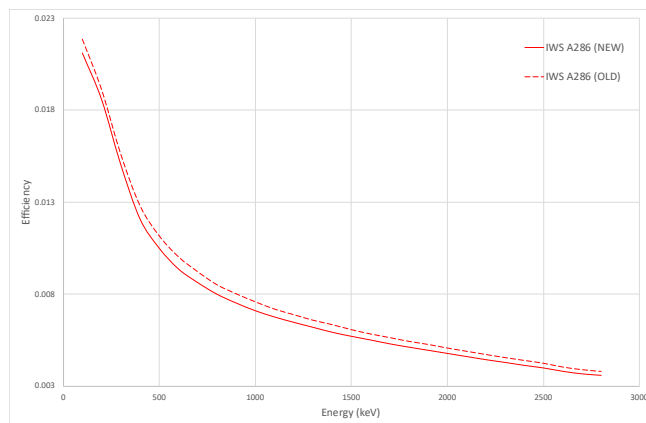
Zbadano również stosunki zmierzonych aktywności dla rozważanych nuklidów. Rys. 2.5.8 przedstawia wyniki uzyskane dla próbek ITER oraz folii dozymetrycznych: stosunek aktywności zmierzonej w IFPiLM do aktywności określonej przez IFJ. Uzyskane stosunki oscylowały wokół jedności, co wskazywało na dobrą zgodność pomiędzy pomiarami IFPiLM i IFJ. Na szczególną uwagę zasługiwała stabilność stosunku IFPiLM/IFJ dla Co-60, co potwierdzało wiarygodność zmierzonych aktywności tego nuklidu — mimo jednoczesnego zaobserwowania dużego rozrzutu stosunków C/E dla Co-60. Oznaczało to, że wyniki eksperymentalne były stabilne, a zaobserwowane rozbieżności w C/E dla Co-60 prawdopodobnie wynikały raczej z niedoskonałości symulacji FISPACT-II niż z błędów eksperymentalnych.



Rys. 2.5.8. Stosunek aktywności określonej przez IFPiLM do aktywności zmierzonej przez IFJ dla nuklidów wykrytych w rozważanych próbkach

Trzy odrębne próbki (CuCrZr, SS316L(N) oraz IWS A286) napromieniono w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas wybranych wyładowań JET w kampanii DTE2. Wyniki eksperymentalne oraz rezultaty symulacyjne opisano w raporcie WPPriO IFPiLM za 2022 r. W kolejnych latach model MCNP detektora HPGe o względnej wydajności 190% był aktualizowany, w związku z czym powtórzono analizę próbek z KN2 6U z zastosowaniem zaktualizowanego modelu w celu oceny stabilności i powtarzalności wyników.

Zmiana modelu detektora wpłynęła na krzywe kalibracyjne wykorzystywane do kalibracji wydajnościowej. W przypadku próbek ze stali nierdzewnej (SS316L(N) i IWS A286) zaktualizowany model spowodował niewielkie zmniejszenie wydajności, podczas gdy dla próbki CuCrZr nie zanotowano istotnej zmiany. Przykładowe krzywe wydajnościowe dla próbki IWS A286 przedstawiono na rys. 2.5.9.



Rys. 2.5.9. Porównanie krzywych kalibracji wydajnościowej dla próbki IWS A286 uzyskanych na podstawie starego i nowego modelu detektora MCNP.

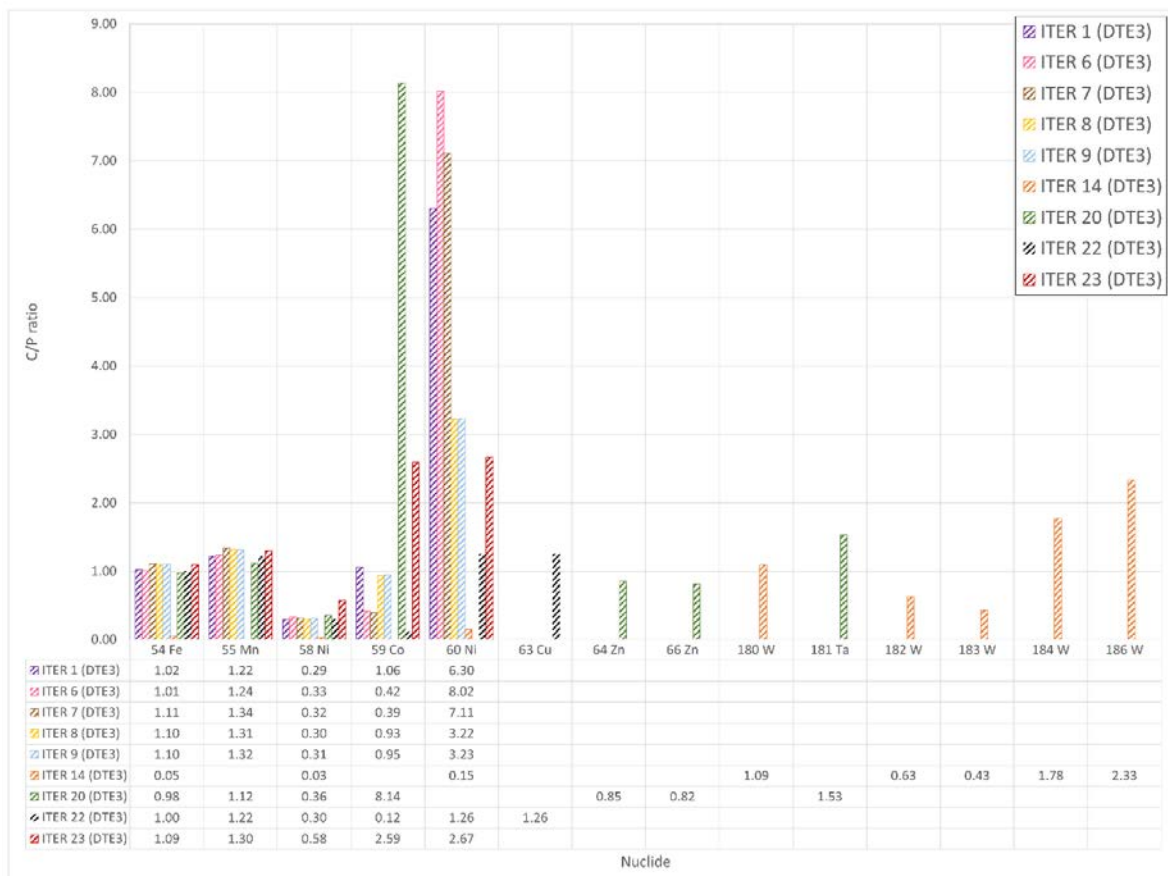
W celu oceny wpływu zmiany modelu na oszacowane aktywności porównano wartości aktywności otrzymane przy użyciu starego i nowego modelu detektora. Stosunek aktywności obliczonych z wykorzystaniem zaktualizowanego modelu do aktywności uzyskanych na podstawie modelu poprzedniego przedstawiono na rys. 2.5.10.

Wartości tego stosunku były zawsze większe od jedności — aktywności obliczone przy użyciu krzywej wydajnościowej opartej na zaktualizowanym modelu MCNP były nieco wyższe niż otrzymane dla modelu wcześniejszego. Różnice były niewielkie; największa zaobserwowana rozbieżność nie przekraczała 30%. Systematyczny wzrost oszacowanych aktywności może wynikać ze zmian w modelowaniu detektora (np. geometrii kryształu, warstwy martwej, osłon). Należy jednak podkreślić, że wielkość tych różnic jest niewielka w porównaniu z typowymi niepewnościami eksperymentalnymi i modelowymi.

Próbka	Produkt reakcji	Stosunek “nowej/starej” aktywności	Niepewność
CuCrZr	Mn-56	1.12	<0.01
	Cu-64	1.05	0.02
	Ni-65	1.15	0.19
SS316L(N)	Mn-56	1.16	<0.01
	Cu-64	1.03	0.02
	Ni-65	1.28	0.19
	Na-24	1.17	0.15
IWS A286	Mn-56	1.19	0.03
	Na-24	1.17	0.15

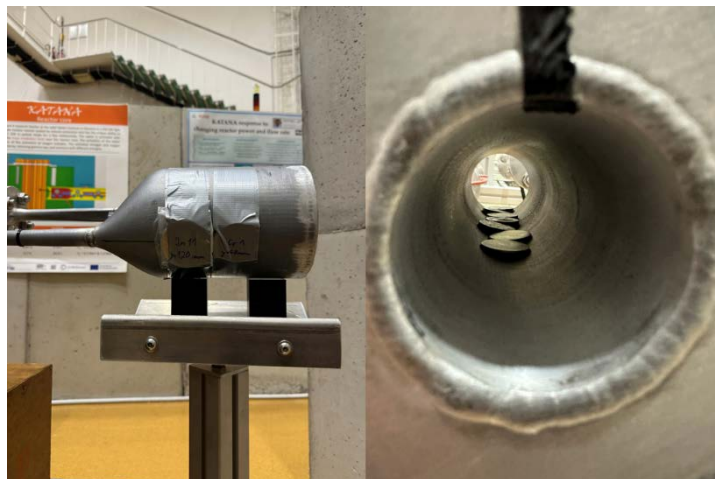
Rys. 2.5.10. Porównanie stosunków aktywności dla próbek KN2 6U obliczonych z użyciem zaktualizowanego i poprzedniego modelu detektora MCNP.

W 2025 roku kontynuowano prace nad walidacją opracowanego programu do estymacji zanieczyszczeń w próbkach ITER. Program zastosowano do próbek ITER napromieniowanych na JET podczas kampanii DTE3 i przesłanych bezpośrednio do IFPiLM w celu przeprowadzenia analiz. Dla każdej próbki program oszacował liczbę atomów wybranych nuklidów tarczowych. Wartości te porównano z danymi zawartymi w certyfikatach dostawców, obliczając stosunki C/P (Certificate/Program). Wyniki przedstawiono na rys. 2.5.11.



Rys. 2.5.11. Stosunki C/P dla próbek ITER napromieniowanych podczas kampanii DTE3.

Ogólnie wyniki uznano za satysfakcjonujące — wiele nuklidów wykazywało spójną i powtarzalną zależność, a próbki o podobnym składzie materiałowym zachowywały się w zbliżony sposób. Najlepszą zgodność ($C/P \approx 1$) stwierdzono dla Fe-54 (z wyjątkiem wyraźnego przeszacowania w próbce ITER 14) oraz dla W-180. Niewielkie przesłowania programu zaobserwowano dla Zn-64 i Zn-66. Większe przeszacowania dotyczyły Ni-58 (szczególnie widoczne w przypadku próbki wykonanej z wolframu — ITER 14), Ni-60 (ITER 14) oraz izotopów W-182 i W-183. Niewielkie niedoszacowania programu ($C/P > 1$) wystąpiły dla Mn-55, Ni-60 w próbkach Al-bronzu (ITER 22), Cu-63 i Ta-181. Nieco większe niedoszacowania odnotowano dla W-184 i W-186. Największe niedoszacowania zaobserwowano dla Ni-60 w próbkach stali nierdzewnej. Zachowanie Co-59 zależało od materiału: w próbkach SS316L(N) (ITER 1, ITER 6, ITER 7, ITER 8, ITER 9) program zwykle przeszacowywał lub zgadzał się z certyfikatem, podczas gdy próbka SS304 (ITER 23) i próbka Eurofer (ITER 20) wykazały znaczne niedoszacowanie. Z kolei próbka Al-bronze (ITER 22) wykazała znaczące przeszacowanie. W 2025 roku prace prowadzone przez naukowców z IFPiLM na pętli KATANA obejmowały zastosowanie neutronowej analizy aktywacyjnej do charakterystyki źródła neutronów — w szczególności określenie emisji neutronów oraz wyznaczenie fluencji neutronów w wybranych lokalizacjach. W tym celu zestaw wybranych próbek aktywacyjnych (In, Co, Mn, Cd, Zn, Ta, Ti oraz Al) umieszczono wokół pętli KATANA (Rys. 2.5.12). Po napromieniowaniu w strumieniu neutronów pochodzących z rozpadu N-17 w zaktywowanej wodzie próbki poddano pomiarom spektrometrii γ w celu określenia aktywności powstałych nuklidów. Zmierzone aktywności dla poszczególnych nuklidów przedstawiono w Tabeli 2.5.3.

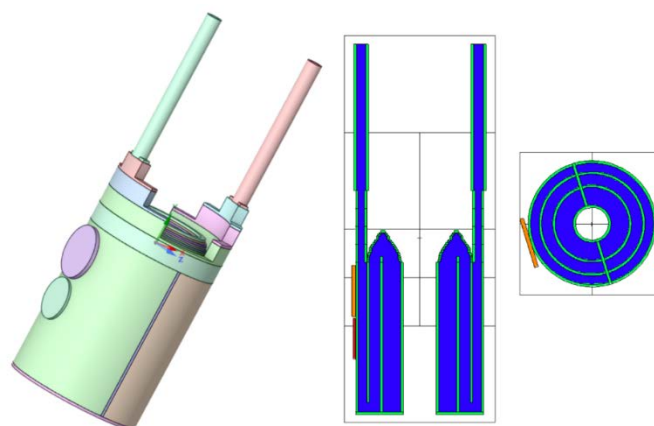


Rys. 2.5.12. Geometria pomiarowa na pętli KATANA: większe próbki umieszczono na zewnątrz ślimaka, podczas gdy mniejsze zostały zlokalizowane w środku ślimaka.

Tabela 2.5.3: Zmierzone aktywności nuklidów powstałych w napromieniowanych próbkach.

Próbka	Nuklid	Aktywność (Bq/g)	Niepewność aktywności (%)
In 11	In 115m	$(3.01 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	4.92
In 12	In 115m	$(2.58 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	5.65
In 13	In 115m	$(2.40 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	7.56
In 1s – In 5s	In 115m	$(5.49 \pm 0.59) \times 10^{-2}$	10.78
Mn 1 – Mn 5	Mn 56	$(1.20 \pm 0.01) \times 10^0$	1.09
Co 1	Co 60	$(1.74 \pm 0.02) \times 10^{-2}$	0.92

Na podstawie zmierzonych aktywności oszacowano szybkości reakcji. Otrzymane wartości porównano z szybkościami reakcji na jeden neutron źródła obliczonymi za pomocą kodu MCNP, wykorzystując dostarczony model ślimaka (Rys. 2.5.13). Porównanie eksperymentalnej szybkości reakcji (RR_{exp}) z wartością (RR_{MCNP}) przedstawiono w Tabeli 2.5.4. Tabela zawiera również emisje neutronów (S) wyznaczone na podstawie RR_{exp} oraz RR_{MCNP} .



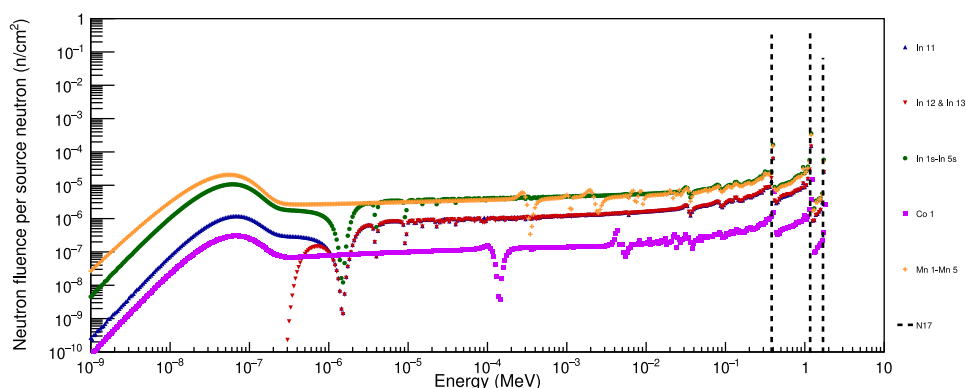
Rys. 2.5.13. Modele CAD oraz MCNP ślimaka z przytwierdzoną próbką.

Tabela 2.5.4: Zmierzone szybkości reakcji oraz szybkości reakcji na jeden neutron źródła obliczone z użyciem kodu MCNP wraz z oszacowaną emisją neutronów ze źródła.

Sample	$RR_{exp} [s^{-1}]$	$RR_{MCNP} [\text{reactions per n}]$	$S [s^{-1}]$
In 11	$(8.48 \pm 0.42) \cdot 10^{-24}$	$(3.0648 \pm 0.0012) \cdot 10^{-29}$	$(2.77 \pm 0.14) \cdot 10^5$
In 12	$(7.27 \pm 0.41) \cdot 10^{-24}$	$(2.9346 \pm 0.0017) \cdot 10^{-29}$	$(2.48 \pm 0.14) \cdot 10^5$
In 13	$(6.75 \pm 0.51) \cdot 10^{-24}$	$(2.9346 \pm 0.0017) \cdot 10^{-29}$	$(2.30 \pm 0.17) \cdot 10^5$
In 1s – In 5s	$(1.54 \pm 0.16) \cdot 10^{-23}$	$(7.2152 \pm 0.0036) \cdot 10^{-29}$	$(2.14 \pm 0.23) \cdot 10^5$
Mn 1 – Mn5	$(1.22 \pm 0.01) \cdot 10^{-22}$	$(1.0388 \pm 0.0002) \cdot 10^{-26}$	$(1.21 \pm 0.01) \cdot 10^4$

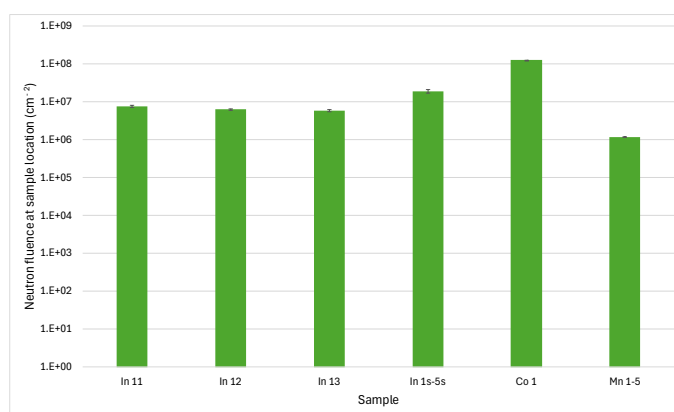
Co 1	$(2.91 \pm 0.03) \cdot 10^{-21}$	$(3.9532 \pm 0.0008) \cdot 10^{-28}$	$(7.35 \pm 0.07) \cdot 10^6$
------	----------------------------------	--------------------------------------	------------------------------

Za pomocą kodu MCNP określono ponadto fluencję neutronów przypadającą na jeden neutron źródła w lokalizacjach, gdzie umieszczano próbki aktywacyjne. Wyniki tych obliczeń przedstawiono na rys. 2.5.14.



Rys. 2.5.14. Fluencja neutronów na jeden neutron źródła dla rozważanych próbek aktywacyjnych.

Łącząc oszacowane emisje neutronów (S) z obliczonymi fluencjami na jeden neutron źródła dla poszczególnych próbek aktywacyjnych, określono wartości fluencji neutronów w miejscach umieszczenia próbek aktywacyjnych (Rys. 2.5.15).



Rys. 2.5.15. Oszacowane fluencje neutronów w położeniach odpowiadających lokacji próbek aktywacyjnych.

Fluencje neutronów wyznaczone na podstawie próbek indowych wykazywały oczekiwany trend: najwyższe wartości uzyskano dla próbek umieszczonych wewnątrz ślimaka (In-1s–In-5s), natomiast folie zlokalizowane na zewnątrz wykazywały niższe fluencje. Kluczowe znaczenie miało położenie próbki i niewielkie różnice odległości od powierzchni aktywacji — In-11 wykazywał wyższą fluencję niż osłonięte kadmem folie In-12 i In-13, co było zgodne z ich nieco większą odległością od ślimaka wynikającą z grubości osłony kadmowej. Fluencje wyznaczone dla In-12 i In-13 były zbliżone mimo umieszczenia próbek przy wlocie i wylocie wody ze ślimaka. Może to wskazywać na ograniczenia modelu MCNP, w którym woda traktowana była jako jednorodne źródło neutronów i nie uwzględniano rozpadu N-17 podczas cyrkulacji. Zastosowanie ulepszanego modelu źródła, uwzględniającego rozpad wody w trakcie przepływu przez ślimak, powinno zmniejszyć to ograniczenie modelowe.

Fluencje wyznaczone na podstawie manganu wydawały się niedoszacowane: folia Mn umieszczona wewnątrz ślimaka dawała fluencję porównywalną z foliami indowymi na zewnątrz, co sugerowało zaniżone oszacowanie mocy źródła na podstawie danych Mn. Z kolei oszacowanie oparte na kobalcie dawało wysoką fluencję dla folii zlokalizowanych poza ślimakiem.

Zaobserwowane rozbieżności prawdopodobnie wynikały z kombinacji czynników: bardzo dużych przekrojów czynnych reakcji dla neutronów o najniższych energiach, silnej termalizacji neutronów docierających do próbek oraz ograniczeń modelowania MCNP lub niedoskonałości danych jądrowych. Źródła tych rozbieżności

zostaną poddane dalszej analizie w celu uzyskania stabilnej i spójnej charakterystyki emisji neutronów KATANA oraz fluencji w reprezentatywnych lokalizacjach próbek.

W ramach kampanii eksperymentalnej podjęto również próbę zbadania spektrum neutronów emitowanych w rozpadzie N-17 z wykorzystaniem detektorów progowych oraz dedykowanego algorytmu dekonwolucji. Zestaw próbek progowych (In, Cd, Ta, Zn, Ti i Al) został napromieniowany na pętli KATANA, po czym określono aktywności produktów reakcji w tych materiałach. Pomimo optymalizacji parametrów napromieniania i pomiarów spektrometrii γ , nie zaobserwowano wytworzenia kluczowych nuklidów dla próbek Ti i Zn. Widma γ dla Cd i Ta wykazywały poszukiwane linie, jednak statystyka zliczeń była niewystarczająca — wyznaczone aktywności obciążone były bardzo dużymi niepewnościami i uznano je za nieprzydatne do wiarygodnej rekonstrukcji widma.

Wyniki dla próbek Mn i Co odrzucono, ponieważ reakcje $\text{Mn-55}(n,\gamma)\text{Mn-56}$ oraz $\text{Co-59}(n,\gamma)\text{Co-60}$ były zdominowane przez przekrój termiczny i nie nadawały się do rekonstrukcji szybko energetycznej składowej widma neutronów. Do dekonwolucji wybrano zatem wyniki dla próbek indowych: próg reakcji $\text{In-115}(n,n')\text{In-115m}$ (0,399 MeV) pokrywał zakres energii neutronów emitowanych w rozpadzie N-17.

W celu próby zrekonstruowania trzech grup neutronów o energiach 0.383 MeV, 1.171 MeV oraz 1.700 MeV, rekonstrukcję widma przeprowadzono w przedziale 0.4–1.8 MeV: dolną granicę ustawiono nieco powyżej progu reakcji $\text{In-115}(n,n')\text{In-115m}$, zaś górną — zgodnie z brakiem obecności neutronów o energiach wyższych niż piki rozpadu N-17. Zastosowano cztery metody: TR (Tikhonov Regularization), MFI (Minimum Fisher Information), ME (Maximum Entropy) oraz ML (Maximum Likelihood).

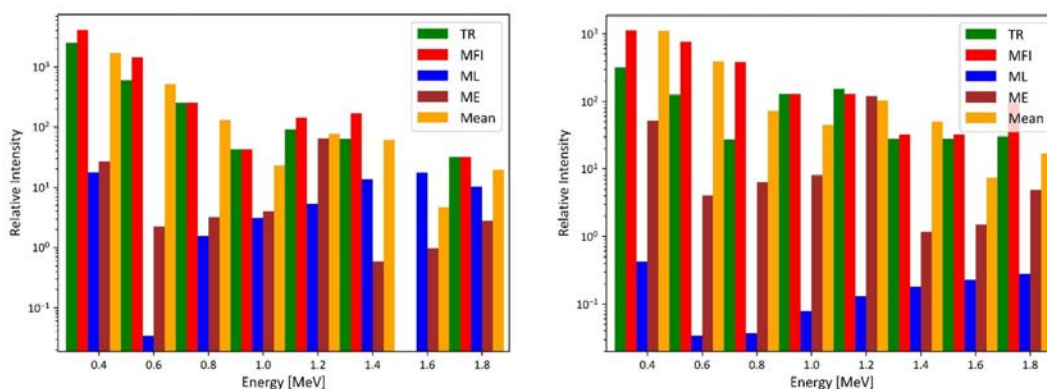
Metoda TR zrekonstruowała trzy piki: najniższy ($\approx 0,4$ MeV) był silniejszy na zewnątrz ślimaka, natomiast wewnątrz ślimaka zauważalny był większy udział drugiego pików ($\approx 1,2$ MeV). Całkowite natężenia neutronów zrekonstruowane metodą TR były porównywalne dla obu położów (wewnątrz i na zewnątrz ślimaka).

Metoda MFI dała wyniki jakościowo zbliżone do TR, lecz z mniejszymi różnicami między położeniami: pierwszy pik pozostawał nieco większy na zewnątrz ślimaka, natomiast drugi pik miał porównywalne intensywności w obu lokalizacjach — co mogło wskazywać na wpływ moderacji neutronów w wodzie.

Metoda ML odtworzyła widmo MCNP przyjęte jako widmo referencyjne.

Metoda ME nie zrekonstruowała wyraźnie trzech pików i przewidywała znacznie większe natężenie neutronów na zewnątrz ślimaka.

Widmo uśrednione po wszystkich metodach jednoznacznie pokazało trzy piki, potwierdzając obecność trzech składowych spektralnych zidentyfikowanych w rekonstrukcjach TR i MFI. Porównanie wyników uzyskanych różnymi metodami dla próbek mierzonych na zewnątrz i wewnątrz ślimaka przedstawiono na Rys. 2.5.16.



Rys. 2.5.16. Porównanie rezultatów uzyskanych za pomocą metod TR, MFI, ML, ME oraz spektrum uśrednione po wszystkich metodach. Lewy panel: spektrum określone na zewnątrz ślimaka. Prawy panel: spektrum określone wewnątrz ślimaka.

Podsumowując

- Przeprowadzono pomiary spektrometrii γ próbek napromieniowanych w LTIS na JET oraz wykonano obliczenia aktywacyjne przy użyciu kodu FISPACT-II. Wyniki porównano z rezultatami uzyskanymi przez naukowców z IFJ, co zwiększyło wiarygodność uzyskanych rezultatów dotyczących próbek ITER

analizowanych metodą neutronowej analizy aktywacyjnej. Dodatkowo analiza próbek o wydłużonym czasie chłodzenia pozwoliła ocenić wpływ czasu chłodzenia na wykrywalność nuklidów i interpretację wyników.

- Powtórzono analizę próbek napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U, stosując zaktualizowany model MCNP detektora HPGe (wydajność względna 190%). Porównanie wyników uzyskanych dla starego i nowego modelu potwierdziło stabilność wyników oraz odtwarzalność procedury. Uzyskano również wiedzę na temat wpływu modelowania detektora na krzywe wydajnościowe wykorzystywane w analizie.
- Opracowany program do estymacji zanieczyszczeń w próbkach ITER został zastosowany do próbek napromieniowanych podczas kampanii DTE3. Wyniki porównań C/P (Certificate/Program) rozpatrzono jako element walidacji programu. Analiza wskazała obszary, gdzie mogą występować rozbieżności w certyfikatach materiałowych, co przedstawia obszar godny przeprowadzenia dalszej weryfikacji.
- W ramach prac na pętli aktywacji wody KATANA przeprowadzono pomiary aktywacyjne oraz symulacje MCNP, które pozwoliły oszacować emisję neutronów i fluencję w wybranych lokalizacjach. Dodatkowo podjęto próbę rekonstrukcji spektrum neutronowego pochodzącego z rozpadu N-17, wykorzystując detektory progowe i zestaw metod dekonwolucyjnych (TR, MFI, ME, ML). Wyniki te dostarczyły cennych informacji o możliwości użycia neutronowej analizy aktywacyjnej do oszacowania spektrum neutronów i wskazały obszary wymagające dalszych badań.

3. Analizy numeryczne oraz rozwój i zastosowanie kodów modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPRD: Prospective R&D, WPSA: Exploitation of JT60-SA i WPAC: Advanced computing*

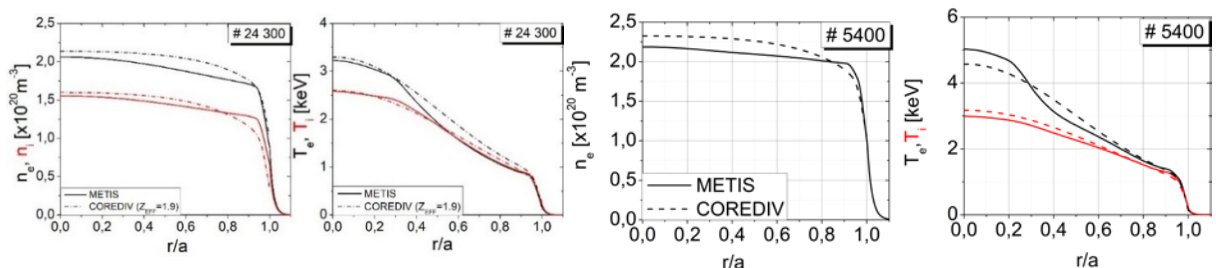
3.1. Badania różnych koncepcji divertora. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPRD: Prospective R&D*

Analiza dla tokamaka COMPASS-U

W 2024 roku prace koncentrowano się na analizie nowego scenariusza #24300 z dywertorem litowym. W 2025 roku zakres prac został rozszerzony na analizę scenariusza #24300 z dywertorem cynowym oraz na przygotowanie symulacji dla scenariusza #5400. Scenariusz #5400 charakteryzuje się wyższym prądem plazmy (1,6 MA w porównaniu do 1,3 MA dla #24300) oraz silniejszym toroidalnym polem magnetycznym (4,98 T w porównaniu do 2,25 T).

W pierwszym kroku dobrano parametr H-factor ($IPB98(y,2)$), tak aby kod COREDIV mógł odtworzyć profile gęstości i temperatury dla scenariuszy #24300 i #5400 podobne do tych z kodu METIS. Współczynnik $H_{98(y,2)}$ został odpowiednio dopasowany. Temperatury jonów (T_i), gęstości jonów (n_i), a także temperatury (T_e) i gęstości elektronów (n_e) uzyskane w symulacjach METIS i COREDIV dla obu scenariuszy przedstawiono na rys.

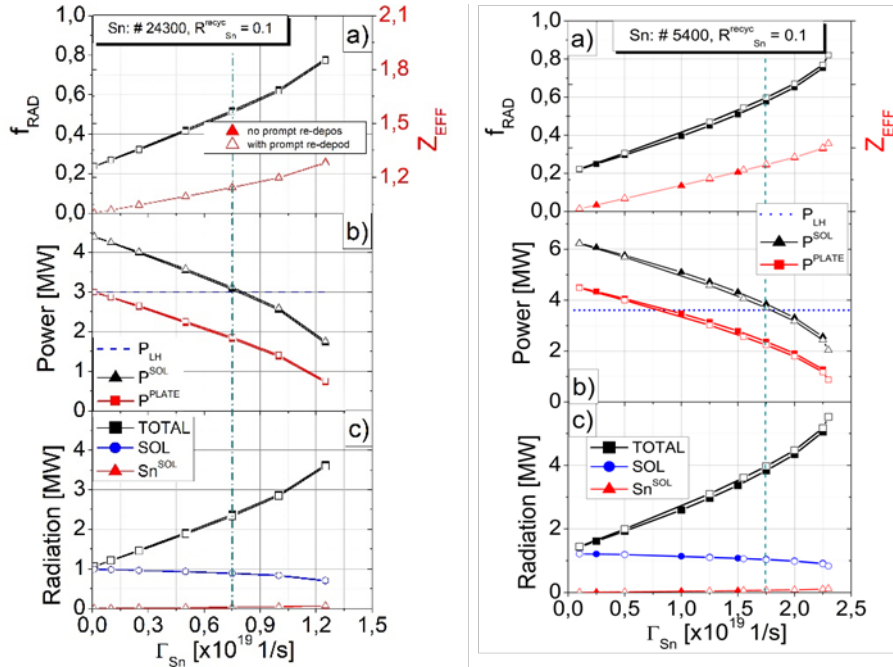
3.1.3. Osiągnięto dobrą zgodność dla profili.



Rys. 3.1.3 Profile gęstości oraz temperatur elektronów i jonów uzyskane z kodów COREDIV i METIS dla scenariuszy #24300 i #5400.

Dla współczynnika transportu radialnego (D^{SOL}) i przewodnictwa cieplnego (χ_e, χ_i) w plazmie brzegowej (SOL) zastosowano taką samą wartość: $D^{SOL} = \chi_e = \chi_i = 0,2 \text{ m}^2/\text{s}$. Takie same współczynniki użyto w symulacjach kodem SOLPS.

Jak przedstawiono powyżej, lokalizacja kasety z ciekłym metalem zarówno w kierunku toroidalnym, jak i radialnym (zob. rys. 3.1.1) w pierwszym przybliżeniu pozwala traktować ją jako „wtryskiwacz gazu” cyny Γ_{Sn} do komory dywertora. Najbardziej znaczące parametry plazmy przedstawiono na rys. 3.1.4: frakcja promieniowania (f_{rad}), efektywny ładunek (Z_{EFF}), moc do plazmy brzegowej (SOL) (P^{SOL}), do płyt dywertora (P^{PLATE}), moc brzegowa (P_{LH}) do pracy w modzie H (mod z lepszym utrzymaniem plazmy, a także całkowite promieniowanie oraz promieniowanie cyny w obrębie SOL dla obu scenariuszy #24300 i #5400). Symbolami otwartymi oznaczono przypadki z natychmiastową redepozycją.



Rys. 3.1.4. Parametry plazmy w funkcji poziomu napuszczanego gazu Γ_{Sn} dla scenariuszy #2300 (po lewej) oraz #5400 (po prawej): (a) udział promieniowania f_{rad} oraz Z_{EFF} , (b) moc docierająca do płyty dywertora P^{PLATE} , do SOL P^{SOL} oraz próg mocy przejścia L-H P_{LH} , (c) całkowite promieniowanie, promieniowanie w SOL, oraz promieniowanie cyny Sn^{SOL} w SOL.

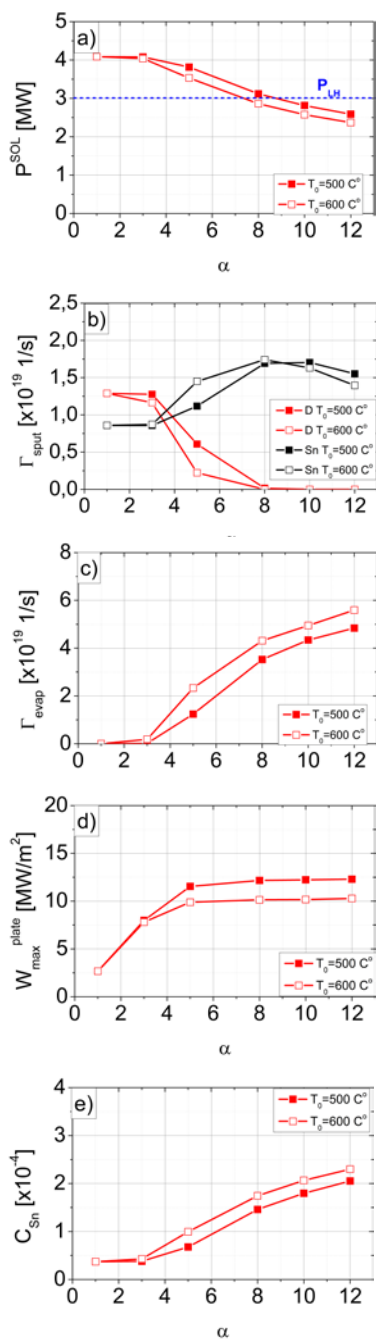
Zaobserwowano, że dla scenariusza #5400, który działa przy wyższej mocy wejściowej i wyższej gęstości plazmy, poziom napuszczanej cyny (*Sn puff*) wymagany do utrzymania trybu *H mod* wzrasta z $7,5 \times 10^{19} 1/s$ do $1,75 \times 10^{20} 1/s$.

Dla dywertora z ciekłym metalem na parametry plazmy wpływają następujące czynniki:

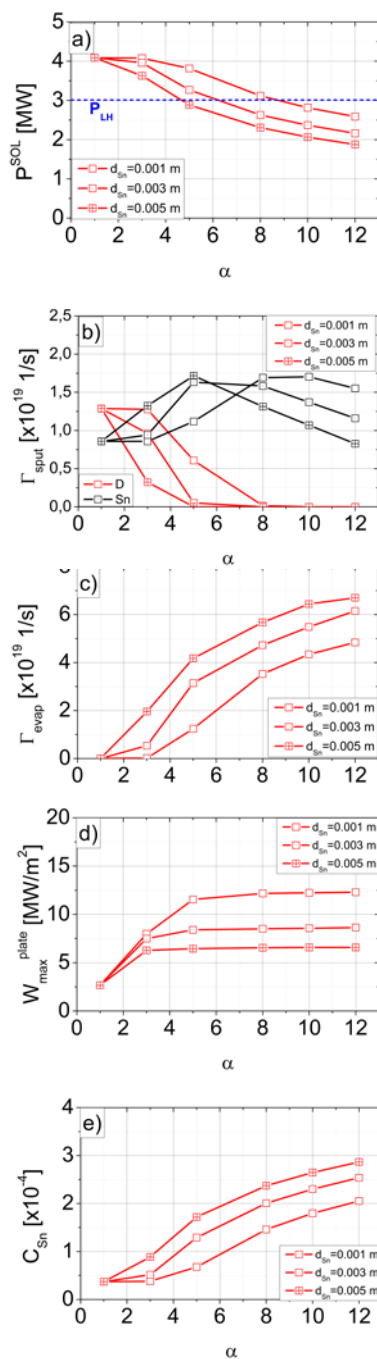
- kąt nachylenia: $\alpha^\circ = 1^\circ - 12^\circ$
- temperatura tylnej płyty (T_o) – analiza przeprowadzona dla $500^\circ C$ i $600^\circ C$
- grubość warstwy wolframu $d_w = 0,003 m, 0,005 m, 0,010 m, 0,015 m$
- grubość warstwy cyny $d_{Sn} = 0,001 m, 0,003 m, 0,005 m$
- natychmiastowa re-depozycja

Na rys. 3.1.5 przedstawiono parametry plazmy w funkcji kąta nachylenia dla dwóch wartości temperatury tylnej płyty: $T_o = 500^\circ C$ oraz $T_o = 600^\circ C$, dla przypadku z $d_{Sn} = 0,001 m$ i $d_w = 0,005 m$. Pokazane wielkości obejmują: moc doprowadzoną do SOL (P^{SOL}), maksymalną moc padającą na płytę dywertora, strumień wybijania (ang. *sputtering*) (Γ_{sput}) wywołany przez D i Sn (*sputtering* własny), strumień parowania (Γ_{vap}), maksymalny strumień padający na płytę dywertora (W_{plate}^{max}), koncentrację cyny (C_{Sn}). Na rys. 3.1.6 pokazano parametry plazmy w funkcji kąta nachylenia dla grubości warstwy cyny $d_{Sn} = 0,001 m, 0,003 m, 0,005 m$, przy temperaturze tylnej płyty $T_o = 500^\circ C$ i grubości warstwy wolframu $d_w = 0,005 m$. Na rys. 3.1.7 podano parametry plazmy w funkcji kąta nachylenia dla grubości warstwy wolframu $d_w = 0,003 m, 0,005 m, 0,010 m$ i $0,015 m$, przy temperaturze tylnej płyty $T_o = 500^\circ C$ i grubości warstwy cyny $d_{Sn} = 0,001 m$.

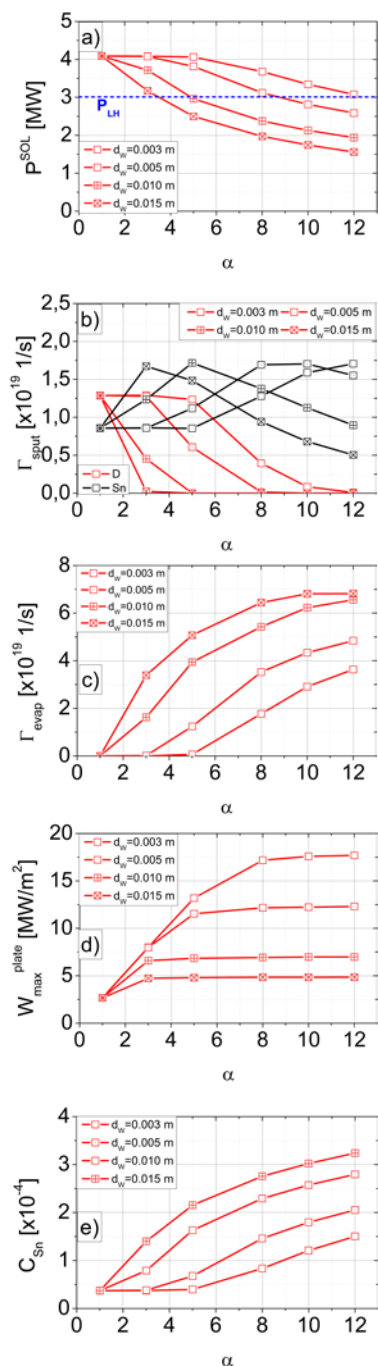
Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem kąta α następuje wzrost maksymalnej mocy przekazywanej do płyty. Zaobserwowano silniejsze parowanie.



Rys.3.1.5. Parametry plazmy w funkcji kąta nachylenia dla dwóch temperatur tylnej płyty: $T_o = 500^\circ\text{C}$ oraz $T_o = 600^\circ\text{C}$, dla przypadku z $d_{Sn} = 0,001\text{ m}$ i $d_W = 0,005\text{ m}$.



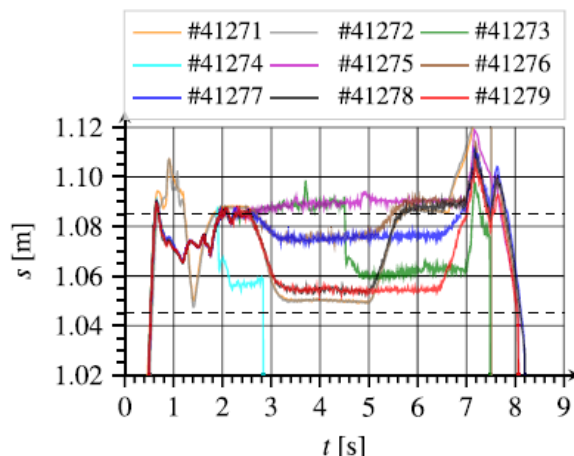
Rys.3.1.6. Parametry plazmy w funkcji kąta nachylenia dla grubości warstwy cyny $d_{Sn} = 0,001\text{ m}$, $0,003\text{ m}$, $0,005\text{ m}$, przy temperaturze tylnej płyty $T_o = 500^\circ\text{C}$ i grubości warstwy wolframu $d_W = 0,005\text{ m}$.



Rys.3.1.7 Parametry plazmy w funkcji kąta nachylenia dla grubości warstwy wolframu $d_W = 0,003\text{ m}$, $0,005\text{ m}$, $0,010\text{ m}$ i $0,015\text{ m}$, przy temperaturze tylnej płyty $T_o = 500^\circ\text{C}$ i grubości warstwy cyny $d_{Sn} = 0,001\text{ m}$

ASEDEX-U: modelowanie Sn-CPS za pomocą COREDIV

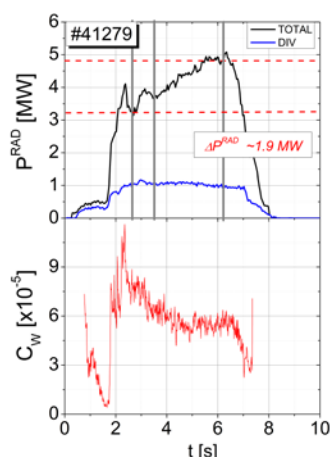
W tokamaku ASDEX Upgrade (AUG) zbadano testowy moduł Capillary Porous System (CPS) wypełniony cyną. W ramach kampanii eksperymentalnej w części stałego dywertora został zainstalowany moduł z ciekłą cyną (Liquid Tin Module, LTM). Początkowo zewnętrzny punkt uderzenia (Outer Strike Point, OSP) znajdował się nad modułem ($s = 1,087$ m). Po około 2,0 s ustalono fazę płaskiego maksimum wyładowania (flat-top), a OSP został przesunięty w kierunku górnej lub dolnej części modułu (zob. Rys.3.1.8), gdzie utrzymywano go przez 2 – 3,4 s. Następnie OSP został przywrócony do pozycji początkowej. Po pierwszym wyładowaniu w trybie H-mode, w którym OSP przesunął się nagle, obserwowano dużą kroplę cyny (Sn) w obszarze brzegowym plazmy.



Rys.3.1.8. Położenie zewnętrznego punktu uderzenia (OSP). Linie przerywane wskazują pozycję modułu z ciekłą cyną (LTM) [1].

Odpowiednia analiza numeryczna została przygotowana przy użyciu kodu COREDIV. Przygotowano symulacje dla impulsu #41279, wyładowania w trybie H-mode z prądem plazmy $I_p = 1,02$ MA, toroidalnym polem magnetycznym $B_T = 2,5$ T oraz ogrzewaniem zewnętrznym: ECRH (4,27 MW) i NBI (2,63 MW).

Na rys. 3.1.9 przedstawiono eksperymentalne promieniowanie (P^{RAD}) oraz zmierzoną koncentrację wolframu (C_W). Zaobserwowano, że obecność cyny może wyjaśnić wzrost mocy promieniowanej o około 40%, z 3,1 MW do 5 MW. W tym samym czasie stężenie wolframu spada z $8,5 \times 10^{-5}$ do $5,8 \times 10^{-5}$. Pionowe linie oznaczają wybrane czasy do numerycznej analizy.



Rys. 3.1.9. Ewolucja w czasie promieniowania plazmy oraz koncentracja wolframu dla wyładowania #41279.

Aspekty istotne dla numerycznej analizy można krótko opisać następująco:

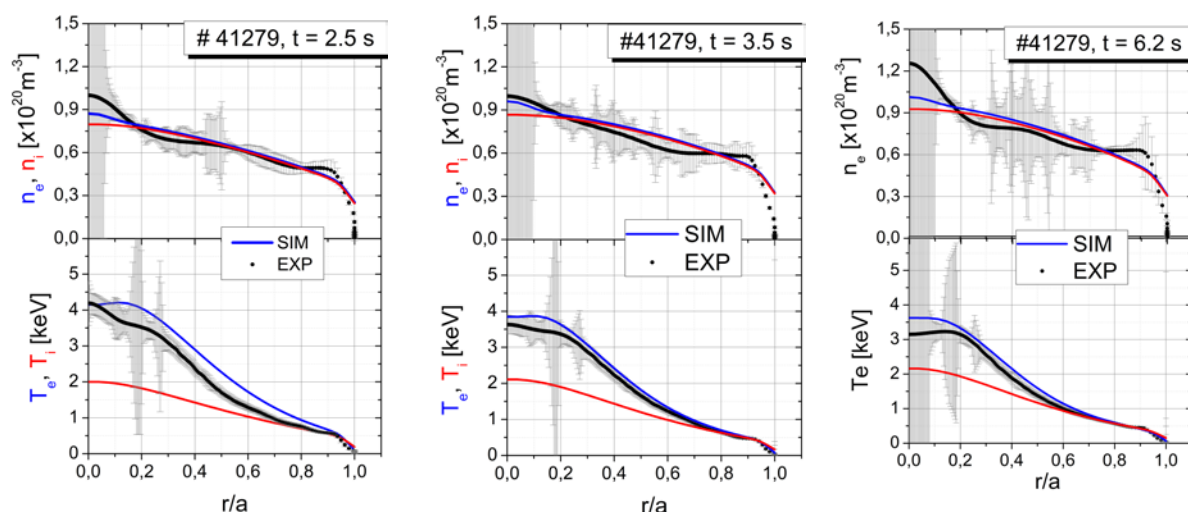
- W rdzeniu plazmy rozwiązujemy jednowymiarowe równania transportu radialnego. Do określenia strumieni jonów i energii stosowany jest lokalny model transportu. Anomalny współczynnik dyfuzji

domieszek ustalono jako $D_{imp} = D_i = 0,1 \chi_e$, gdzie D_{imp} i D_i są współczynnikami dyfuzji dla domieszek i głównych jonów, a χ_e – przewodnictwem cieplnym elektronów.

- Jako domieszki w plazmie deuterowej uwzględniono węgiel (C), cynę (Sn) oraz wolfram (W). Strumień W jest obliczany w sposób samo uzgodniony, na podstawie wybijania materiału z dywertora wywołanego przez C, Sn oraz samo wybijania materiału.
- Radialny współczynnik dyfuzji w SOL jest przyjmowany jako parametr wejściowy i wynosi $0,3 \text{ m}^2/\text{s}$.
- Mamy płaską geometrię i profile temperatury, zaś gęstości w zewnętrznym i wewnętrznym dywertorze są równe.
- Współczynnik recyklingu domieszek jest ustalony na 0,1 dla C i Sn (domieszki o niskim recyklingu).
- W rdzeniu plazmy dla domieszek przyjmowana jest „ad hoc” radialna prędkość konwekcyjna jako parametr wejściowy kodu, w celu lepszego dopasowania eksperymentalnych profili promieniowania, gęstości i temperatury, T_a
- Prędkość konwekcyjna jest taka sama dla wszystkich domieszek i wszystkich stopni jonizacji.

Aby odtworzyć eksperymentalne profile gęstości i temperatury, w kodzie przyjęto jako parametry wejściowe: średnią objętościową gęstość elektronów, gęstość elektronów przy separatrysie oraz H_{98} . Należy zaznaczyć, że dla analizowanego wyładowania nie posiadano danych eksperymentalnych dotyczących efektywnego ładunku ani profilu promieniowania.

Na rys.3.1.9 pokazano eksperymentalne profile gęstości elektronów i temperatury dla wyładowania #41279 dla czasów: $t = 2,5 \text{ s}$, $t = 3,5 \text{ s}$ i $t = 6,2 \text{ s}$, porównane z odpowiadającymi im profilami uzyskanymi w symulacjach kodem COREDIV. Pokazano na rys. 3.1.9, że symulowane i eksperymentalne pomiary wykazują dobrą zgodność jakościową, szczególnie dla gęstości elektronów.



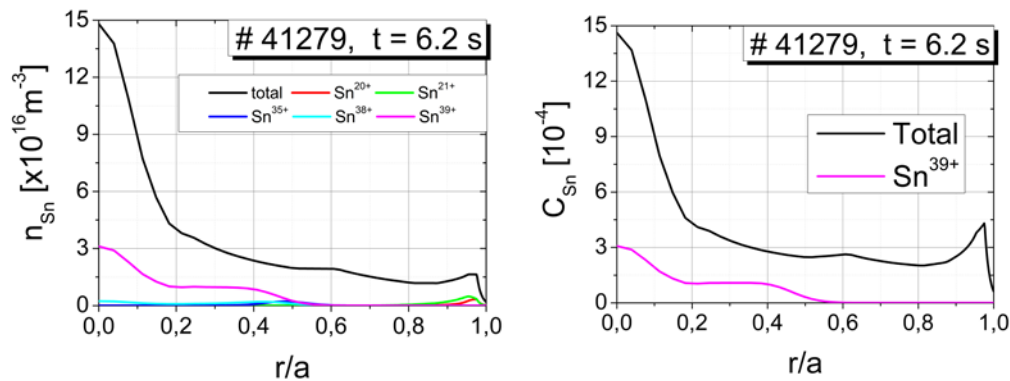
Rys.3.1.9. Eksperymentalne i symulowane za pomocą COREDIV profile gęstości i temperatury dla wyładowania #41279.

Aby odtworzyć dane eksperymentalne, wprowadzono wtrysk gazu cyny (Sn gas puff) w regionie dywertora o wartości $1,7 \times 10^{18} \text{ 1/s}$ na czas $t = 6,2 \text{ s}$. Wartość ta jest około trzech razy niższa od całkowitej erozji cyny zmierzonej metodą FVS (Divertor Visible Spectroscopy), ale jednocześnie trzy razy wyższa niż erozja Sn przewidywana przez symulacje HeatLMD.

Na rys. 3.1.10 przedstawiono całkowitą gęstość cyny (Sn) oraz gęstości wybranych stanów jonizacji: Sn^{20+} , Sn^{21+} , Sn^{35+} , Sn^{38+} i Sn^{39+} w chwili $t = 6,2 \text{ s}$, wraz z odpowiadającymi im koncentracjami. Gęstość Sn^{39+} osiąga maksimum w rdzeniu plazmy, natomiast Sn^{20+} i Sn^{21+} w pobliżu piedestału.

Centralna akumulacja cyny jest zgodna z wcześniej obserwowanym zachowaniem domieszek – mianowicie akumulacja dla $r/a < 0,7$ oraz silny pinch do środka w pobliżu separatrysy – co jest spójne z modelowaniem za

pomocą kodu ASTRA. Różnice w absolutnej gęstości i stężeniu Sn można częściowo przypisać niedopasowaniom profili temperatury w symulacjach ASTRA, które wpływają na promieniowanie domieszek, a tym samym na gęstość i temperaturę plazmy.



Rys. 3.1.10. Całkowita gęstość cyny (Sn) oraz gęstości wybranych stopni jonizacji: Sn^{20+} , Sn^{21+} , Sn^{35+} , Sn^{38+} i Sn^{39+} (lewy panel) oraz odpowiadające im stężenia (prawy panel) w chwili $t = 6,2$ s.

W Tabeli 1 podsumowano średnie wartości z koncentracji cyny i wolframu, promieniowania cyny w rdzeniu plazmy (PSnCORE), poziomu wtryskiwanego gazu cyny (Γ_{Sn}) oraz temperatury w punkcie uderzenia dywertora (T_e^{plate}).

Parametry	t = 2.5s	t = 3.5s	t = 6.2s
$C_{Sn} [\times 10^{-4}]$	0.08	1.53	2.84
$C_W [\times 10^{-5}]$	9.7	8.1	7.69
$P_{Sn}^{CORE} [MW]$	0.03	0.85	1.81
$\Gamma_{Sn} [\times 10^{18} \text{ atm/s}]$	0.01	1.3	1.7
$T_e^{plate} [eV]$	22eV	14.8	11.9eV

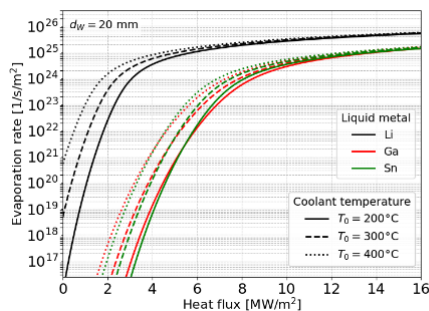
Tabela 1. Podstawowe parametry z symulacji dla $t = 2,5$ s, $3,5$ s oraz $6,2$ s.

Zauważono, że występuje dobra zgodność pomiędzy eksperymentalną a symulowaną temperaturą płyty dywertora.

Opracowanie modelu parowania dla galu (Ga) i porównaniu do litu (Li) i cyny (Sn)

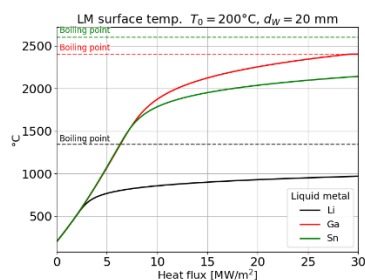
Eksperymenty w tokamaku ASDEX Upgrade wykazały, że wyrzut kropli cyny może stanowić potencjalną przeszkodę w zastosowaniu cyny jako dywertora z ciekłym metalem (Liquid Metal Divertor, LMD). Z tego powodu właściwości materiałowe gal są ponownie analizowane pod kątem możliwej implementacji w LMD, a także opracowano model parowania Ga.

Porównane szybkości parowania dla Li, Ga i Sn przy trzech różnych temperaturach tylnej płyty przedstawiono na rysunku 3.1.11.



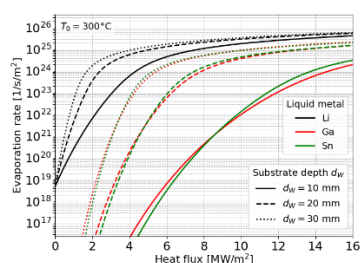
Rys. 3.1.11. Szybkość parowania Li, Ga i Sn w funkcji prostopadłego strumienia ciepła dla trzech temperatur tylnej płyty: $T_0 = 200^\circ C$, $300^\circ C$ i $400^\circ C$.

Na rys. 3.1.12 pokazano zależność temperatury powierzchni od prostopadłego strumienia ciepła dla trzech materiałów w przypadku $T_0 = 200^\circ\text{C}$ i $d_W = 0,02\text{ m}$.



Rys.3.1.12. Temperatura powierzchni w funkcji prostopadłego strumienia ciepła dla Li, Ga i Sn przy $T_0 = 200^\circ\text{C}$ i $d_W = 0,02\text{ m}$.

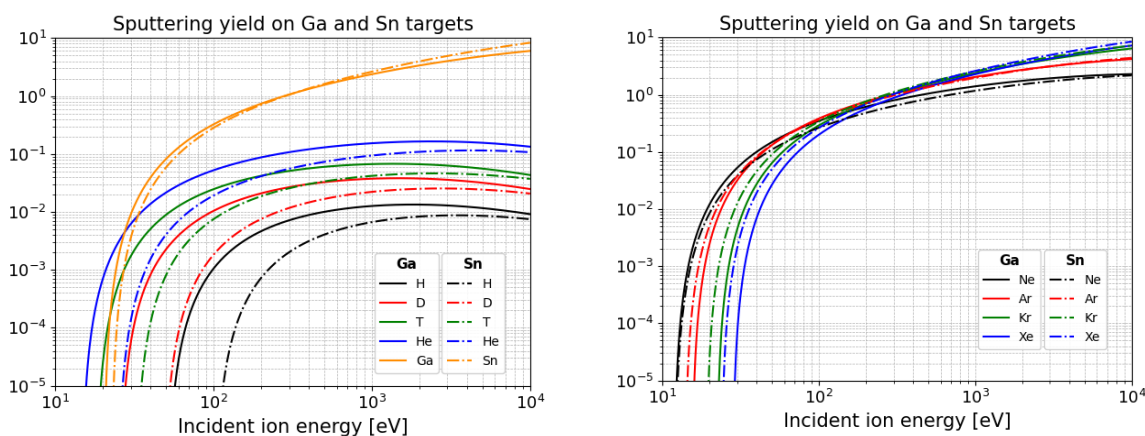
Na rys. 3.1.13 podano szybkość parowania w funkcji prostopadłego strumienia ciepła dla Li, Ga i Sn dla trzech szerokości podłoża: $d_W = 0,01\text{ m}$, $0,02\text{ m}$ i $0,03\text{ m}$.



Rys.3.1.13. Szybkość parowania w funkcji prostopadłego strumienia ciepła dla Li, Ga i Sn dla trzech szerokości podłoża: $d_W = 0,01\text{ m}$, $0,02\text{ m}$ i $0,03\text{ m}$.

Zauważono, że szybkość parowania jest silnie zależna od grubości podłoża.

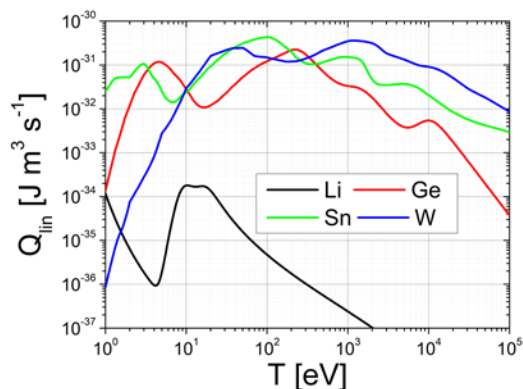
Na rys 3.1.14 przedstawiono wydajność wybijania dla Ga i Sn spowodowanego przez izotopy wodoru (H, D, T), hel, wybijania własnego oraz gazy szlachetne (Ne, Ar, Kr, Xe).



Rys. 3.1.14. Wydajność wybijania (sputteringu) Ga i Sn spowodowanego przez izotopy wodoru (H, D, T), hel, wybijania własnego oraz gazy szlachetne (Ne, Ar, Kr, Xe).

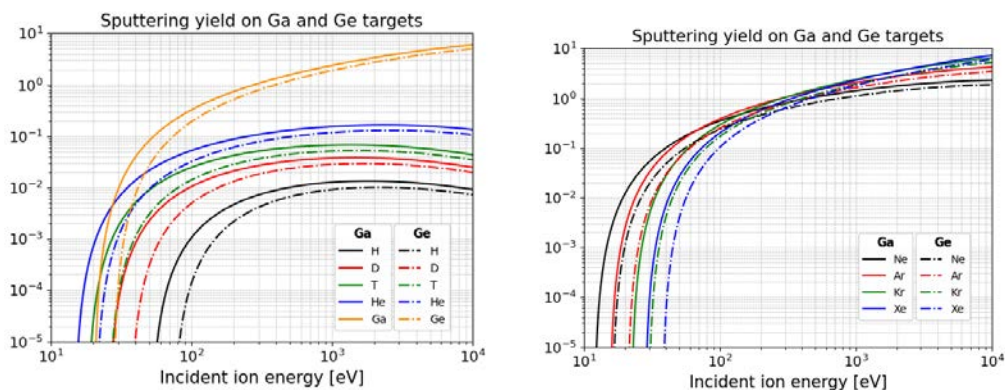
Stwierdzono, że wybijanie wywołane przez izotopy wodoru jest znacznie większe dla Ga niż dla Sn, natomiast wydajność wybijania własnego jest porównywalna dla obu materiałów. Dane atomowe dla galu ($Z = 31$) nie są dostępne w bazie atomowej ADAS, dlatego zamiennie użyto germanu ($Z = 32$) jako przybliżenia, ze względu na to, że pierwiastki Ga i Ge mają podobne masy atomowe (Ga: 69,723; Ge: 72,64). Na rys. 3.1.15 przedstawiono

tempo chłodzenia dla Li, Ge, Sn i W. Ponieważ Ga i Ge mają podobne liczby atomowe, przewiduje się, że ich tempo chłodzenia jest zbliżone.



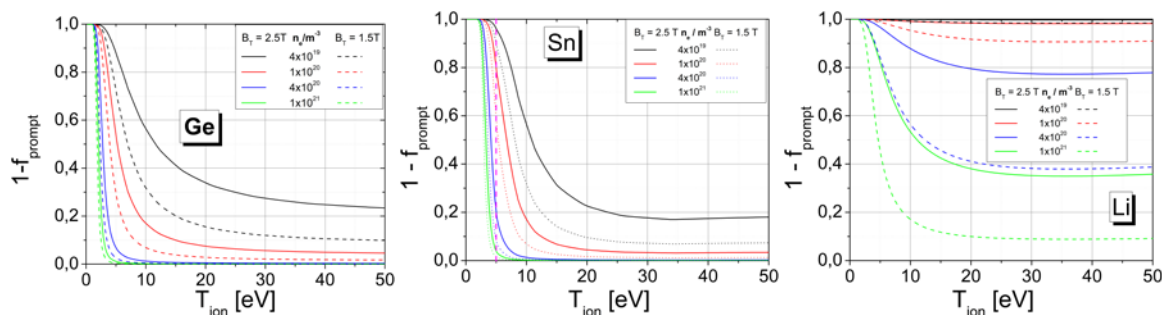
Rys. 3.1.15. Tempo chłodzenia dla Li, Ge, Sn i W.

W porównaniu ze Sn i Ge generuje mniejsze promieniowanie zarówno w rdzeniu plazmy, jak i w SOL. Aby osiągnąć taki sam poziom mocy promieniowanej, konieczne byłoby zatem wyższe stężenie Ge w plazmie. Dodatkowo, Ge nie wykazuje wyraźnego maksimum tempa chłodzenia dla temperatur piedestału typowych dla reaktora DEMO ($T_e = 3\text{--}6\text{ keV}$), a jego promieniowanie nie powinno powodować pogorszenia piedestału. Porównano wydajności wybijania dla Ge i Ga i przedstawiono na rys. 3.1.16. German ma wyższe energie progowe wybijania. Dane dotyczące wybijania galu zostaną wprowadzone w przyszłych symulacjach COREDIV.



Rys. 3.1.16. Wydajność wybijania Ga i Ge przez H, D, T, He oraz przez wybijanie własne (lewy panel) oraz przez gazy szlachetne: Ne, Ar, Kr i Xe (prawy panel).

Na rys. 3.1.17 przedstawiono natychmiastową redepozycję dla Li, Ge i Sn. Przy wysokiej gęstości elektronów natychmiastowa redepozycja dla Ge staje się porównywalna z tą dla Sn.



Rys. 3.1.17. Natychmiastowa redepozycja dla Li, Ge i Sn.

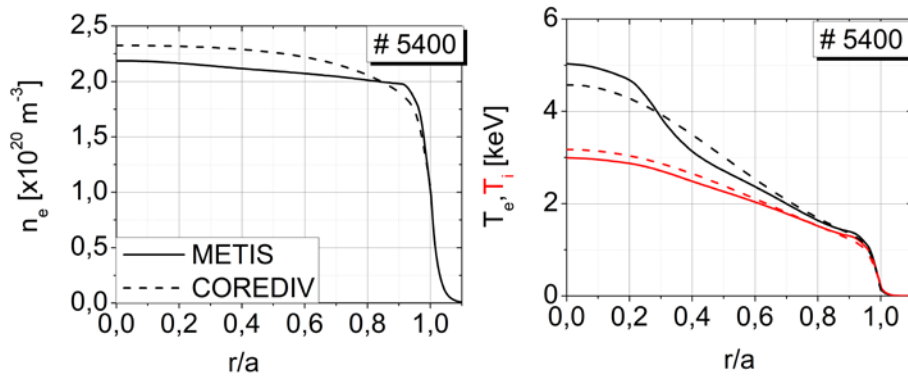
Model przewiduje, że przy danym strumieniu ciepła szybkość parowania Ga jest niższa niż Li i porównywalna do Sn. Jednak ograniczenia dotyczące zakresu operacyjnej temperatury Ga ograniczają dopuszczalne obciążenia cieplne.

3.2. Wsparcie kodów do modelowania plazmy tokamakowej w unifikacji ze strukturą IMAS. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPAC: Advanced computing.*

Nie dotyczy

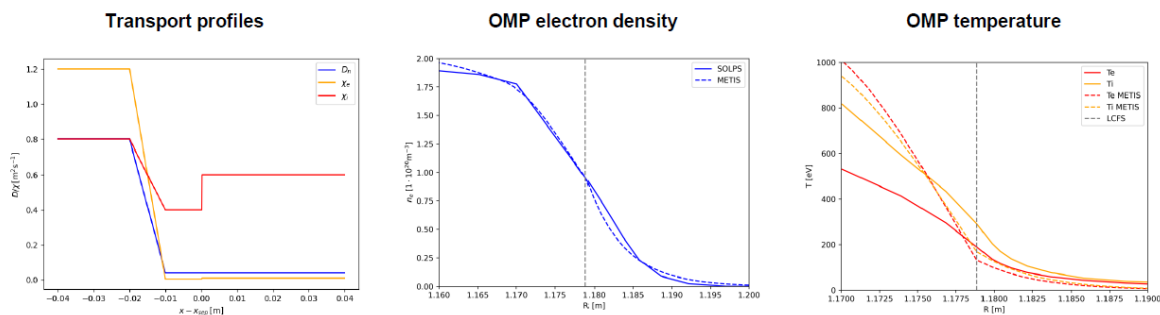
3.3. Opracowanie i weryfikacja szybkich kodów do obliczeń zachowania neutralów w plazmie brzegowej. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPAC: Advanced computing – TSVV15*

W ramach tego projektu porównano mapy neutralnych cząstek uzyskane z kodu COREDIV z wynikami szybkiego, jednowymiarowego kodu KN1D i kodem SOLPS dla tokamaka COMPASS Upgrade. Zdecydowano się na scenariusz #5400. Pierwszym krokiem było dopasowanie profili gęstości i temperatury do tych wygenerowanych za pomocą kodu METIS. W kodzie COREDIV mamy prosty analityczny model dla neutralów. Symulacje kodem COREDIV zostały wykonane dla scenariusza #5400 przy braku domieszkowania. Założono, że wolne neutralne cząstki mają temperaturę 2 eV, a szybkie mają temperaturę jonową. Dla radialnych współczynników transportu zakładamy, że dyfuzja (D) i przewodnictwo cieplne dla elektronów (χ_e) i jonów (χ_i) są takie same i wynoszą 0,3 m²/s.



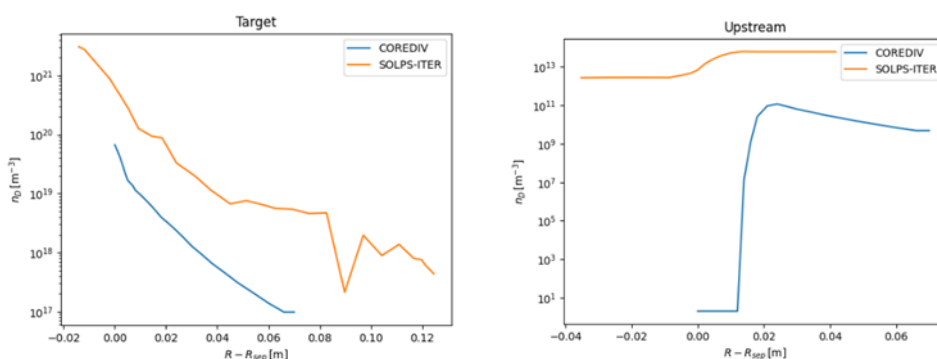
Rys. 3.3.1. Profile gęstości elektronowej i temperatury w kodach: COREDIV i METIS.

Obliczenia kodem SOLPS są bardzo czasochłonne, a w związku z tym bardzo dużo czasu było potrzebne, aby dopasować profile gęstości i temperatury do wyników kodu METIS-a. Okazało się, że by otworzyć profile z METIS, wybrano inne współczynniki transportu. Współczynniki transportu użyte w symulacjach kodem SOLPS pokazano na rys. 3.3.2.



Rys. 3.3.2. Profili współczynników radialnego transportu (lewy panel), profili n_e (środkowy panel) i elektronowych i jonowych temperatur (prawy panel).

Porównano profile neutralów i wyniki obu kodów na dywertyorze i na radialnej zewnętrznej płaszczyźnie środkowej (OMP), które pokazano na rys.3.3.3.



Rys.3.3.3. Profile neutralów na dywercorze (lewy panel) i radialne zewnętrznej płaszczyźnie środkowej (OMP, prawy panel) z kodów SOLPS-ITER i COREDIV.

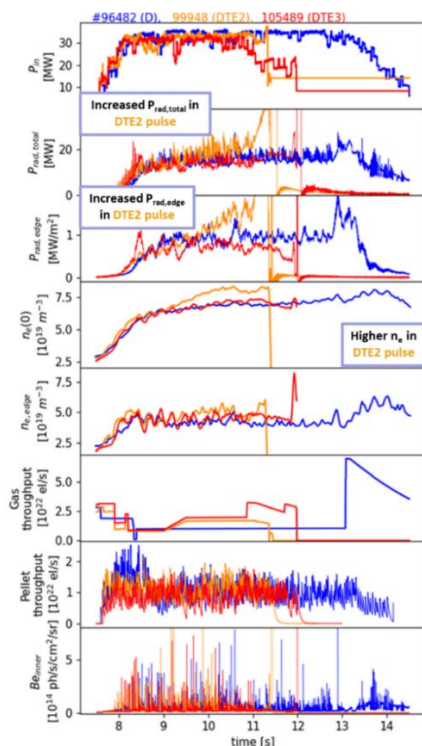
Wyniki symulacji ukazały bardzo dużą różnicę w profilach gęstości cząstek neutralnych, która wynika z różnych współczynników transportu radialnego użytych w obu kodach. W ramach projektu rozwiązano istotny problem naukowy polegający na ocenie spójności i ograniczeń różnych modeli opisu transportu cząstek neutralnych w obszarze brzegu plazmy tokamakowej. Przeprowadzono szczegółowe porównanie map gęstości cząstek neutralnych uzyskanych z kodu COREDIV, wykorzystującego uproszczony analityczny model neutralów, z wynikami bardziej zaawansowanych symulacji wykonanych kodami COREDIV oraz SOLPS-ITER dla scenariusza #5400 tokamaka COMPASS Upgrade. Analiza została oparta na spójnych profilach gęstości i temperatury plazmy, dopasowanych do wyników kodu METIS, co umożliwiło bezpośrednie porównanie rezultatów. Wykazano, że obserwowane istotne różnice w profilach gęstości cząstek neutralnych – zarówno w obszarze dywercora, jak i na zewnętrznej płaszczyźnie środkowej (OMP) – wynikają przede wszystkim z odmiennych założeń dotyczących radialnych współczynników transportu w poszczególnych kodach.

4. Udział w badaniach na urządzeniach fuzyjnych typu tokamak i analizy wyników eksperymentalnych.

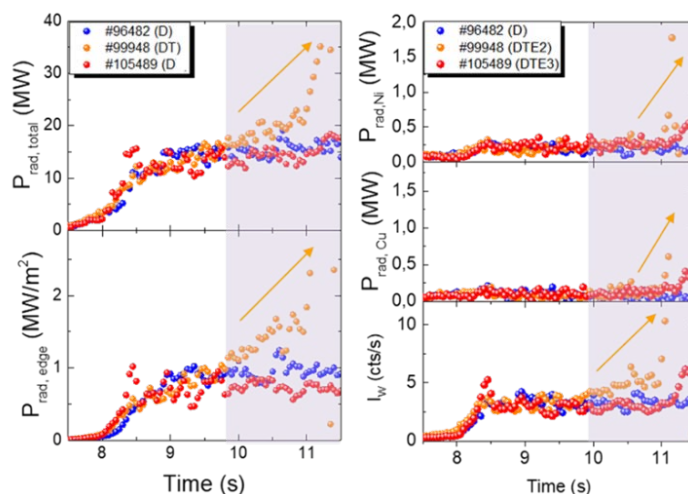
Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPTE: Tokamak exploitation

W 2025 roku kontynuowano analizy dotyczące zachowania zanieczyszczeń plazmy w tokamaku JET w ramach scenariusza bazowego (ang. Baseline scenario). Zrozumienie dynamiki zanieczyszczeń plazmy oraz jej promieniowania ma kluczowe znaczenie dla przyszłej eksploatacji reaktora ITER, w którym elementy pierwszej ściany wykonane z wolframu będą narażone na intensywne obciążenia cieplne oraz strumienie cząstek. W rezultacie akumulacja zanieczyszczeń o wysokiej liczbie atomowej Z, w szczególności wolframu, może prowadzić do wzrostu promieniowania w rdzeniu plazmy oraz pogorszenia jej uwięzienia, co sprawia, że skuteczna kontrola zanieczyszczeń jest niezbędna do utrzymania plazmy o wysokich parametrach. Na tokamaku JET intensywnie rozwijano tzw. bazowy scenariusz plazmy przy wysokim prądzie plazmy (I_p). Podczas kampanii DTE2 (2021) wyładowania DT, charakteryzujące się prądem o wartości 3,5 MA, były ograniczone do około 3 sekund ze względu na akumulację zanieczyszczeń oraz straty radiacyjne. W kampanii DTE3 (2023) obniżenie prądu plazmy oraz zwiększenie ilości napuszczanego gazu (paliwa) umożliwiły stabilną pracę przez około 5 sekund, co stanowiło znaczący postęp w kierunku optymalizacji istotnej z punktu widzenia ITER. Pracownicy IFPiLM prowadzili analizę wyładowań plazmowych ze scenariusza podstawowego z kampanii DTE2 ($I_p=3,5$ MA) oraz DTE3 ($I_p=3$ MA), koncentrując się na zachowaniu zanieczyszczeń plazmy i charakterystyce jej promieniowania. Podstawowym celem pracy było określenie, czy modyfikacje omawianego scenariusza w kampanii DTE3 doprowadziły do poprawy kontroli zanieczyszczeń w plazmach DT (deuterowo-trytowych). Przeanalizowano wpływ mocy grzewczej, zasilania gazowego oraz niestabilności ELM na zanieczyszczenia o średniej i wysokiej liczbie Z, a także porównano najlepiej funkcjonujące wyładowania z obu kampanii, w tym stabilny, pięciosekundowy impuls DT w trybie H z kampanii DTE3. Analiza została oparta na danych ze spektroskopii VUV oraz pomiarów bolometrycznych. Pierwsza część pracy koncentrowała się na analizie porównawczej wyładowań

w plazmach deuterowych i deuterowo-trytowych, charakteryzujących się wysoką wydajnością. Analiza obejmowała trzy wyładowania: referencyjny impuls deuterowy (D) #96482 z kampanii eksperymentalnej DTE2, impuls deuterowo-trytowy (DT) #99948 z kampanii DTE2 oraz impuls deuterowy #105489 z kampanii DTE3, dobrany pod względem schematu napuszczania gazu. Wszystkie wyładowania zostały przeprowadzone w porównywalnych warunkach ($B_t \approx 3,3$ T, $I_p \approx 3,5$ MA, $P_{aux} \approx 35$ MW), co zapewniło spójne ramy do badania zachowania zanieczyszczeń, promieniowania plazmy oraz wpływu optymalizacji scenariuszy pomiędzy kampaniami. Bezpośrednie porównanie dwóch najlepszych wyładowań w warunkach D i DT z kampanii DTE2 wykazało, że impuls #99948 (DT) charakteryzował się systematycznie wyższą gęstością elektronową niż impuls #96482 (D) przy podobnych parametrach plazmy (Rys. 4.1). Wzrost gęstości był związany ze zwiększonymi stratami mocy na promieniowanie oraz mniej efektywnym usuwaniem zanieczyszczeń przez ELM-y, co sprzyjało ich akumulacji. Łączne oddziaływanie tych efektów przyczyniło się do przedwczesnego zakończenia wyładowania DT. Z kolei porównanie impulsu #99948 (DT) z impulsem #105489 (D) z kampanii DTE3, dobranych pod względem schematu napuszczania gazu, wykazało wyraźną poprawę w przypadku wyładowania deuterowego. W impulsie DT zaobserwowano wyższą gęstość elektronową, zwiększoną moc promieniowania oraz większe promieniowanie pochodzące od zanieczyszczeń o średniej liczbie atomowej Z, takich jak Ni i Cu. Dodatkowo stwierdzono tłumienie aktywności ELM w późniejszej fazie wyładowania, co skutkowało jego przedwczesnym zakończeniem (Rys. 4.2). Z kolei w impulsie #105489 z kampanii DTE3 utrzymano ciągłą aktywność ELM przez cały czas trwania wyładowania, co umożliwiło skuteczne usuwanie wolframu, stabilny poziom promieniowania plazmy oraz uniknięcie przedwczesnego zakończenia impulsu. Charakterystyki zanieczyszczeń i promieniowania dla tego wyładowania były porównywalne z referencyjnym impulsem deuterowym #96482, co wskazuje na to, że zaobserwowane zmiany były wynikiem optymalizacji scenariusza, a nie efektów izotopowych.

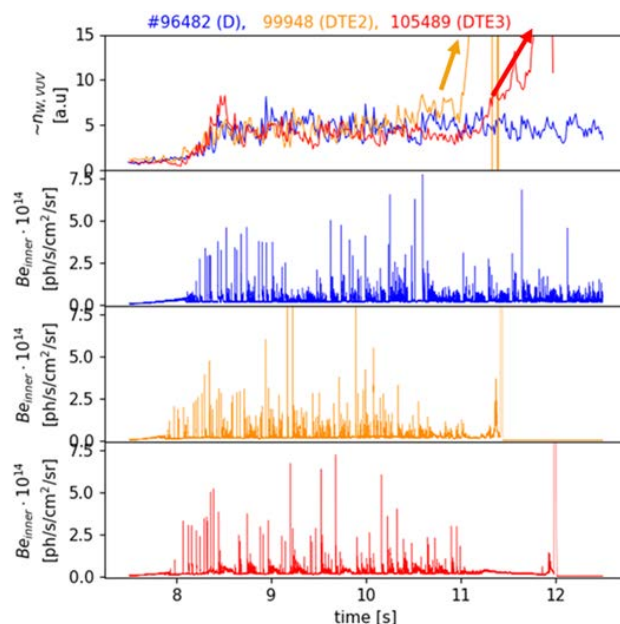


Rys. 4.1. Przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy dla wyładowań #96482 (D), #99948 (DTE2) oraz #105489 (DTE3).



Rys. 4.2. Przebiegi czasowe promieniowania całkowitego oraz plazmy brzegowej (lewa strona) oraz promieniowania od zanieczyszczeń (Ni, Cu) i intensywności wolframu (prawa strona).

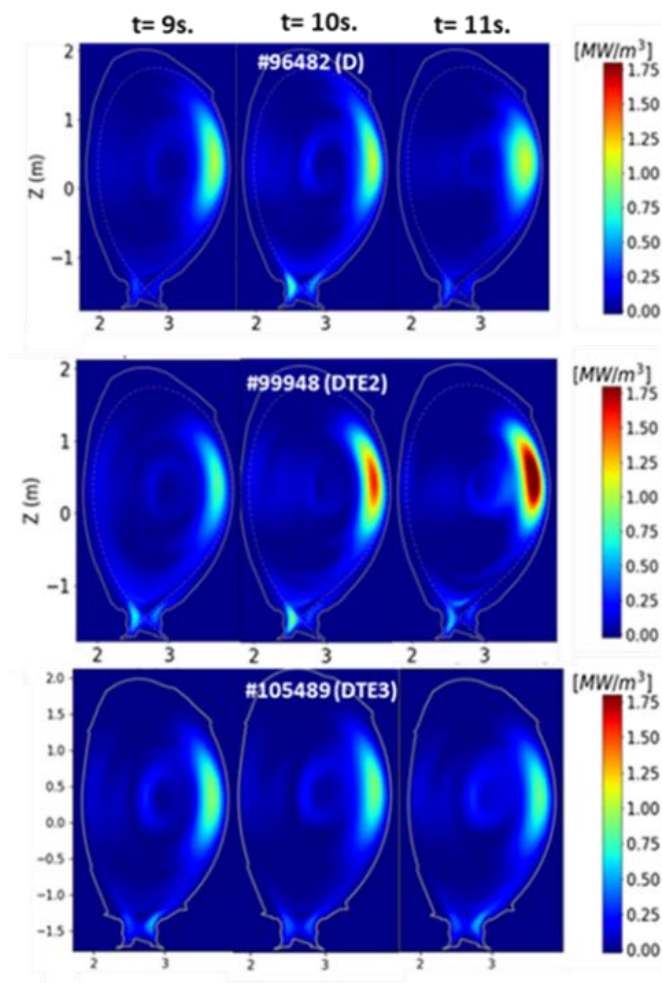
Przeprowadzona analiza dodatkowo wykazała kluczową rolę ELM-ów w kontroli akumulacji ciężkich zanieczyszczeń. Zaobserwowano korelację pomiędzy początkiem osłabienia aktywności ELM a wzrostem gęstości wolframu, co potwierdziło, że utrzymanie odpowiedniej częstotliwości ELM jest niezbędne dla stabilności plazmy (Rys. 4.3). W scenariuszu bazowym konieczne było właściwe napuszczanie gazu, aby podtrzymać aktywność ELM oraz zapewnić skuteczne usuwanie zanieczyszczeń. Rekonstrukcje bolometryczne wykonane dla trzech momentów czasowych – $t = 9$ s, $t = 10$ s oraz $t = 11$ s – wykazały, że wyładowanie z kampanii DTE3 charakteryzuje się zauważalnym promieniowaniem po stronie LFS, porównywalnym z tym obserwowanym w wyładowaniu DTE2 realizowanym w deuterze (Rys. 4.4). Wynik ten potwierdza zoptymalizowane zachowanie scenariusza DTE3, gdyż nie stwierdzono akumulacji zanieczyszczeń po stronie LFS.



Rys. 4.3. Przebiegi czasowe gęstości wolframu ($n_{W, vuv}$) oraz aktywności ELM na podstawie strumienia fotonów Be II.

Uzyskane wyniki jednoznacznie wskazują, że ograniczenia zaobserwowane w impulsie #99948 (DT) wynikały z połączenia wyższej gęstości elektronowej, zwiększonych strat radiacyjnych oraz zmniejszonej aktywności ELM.

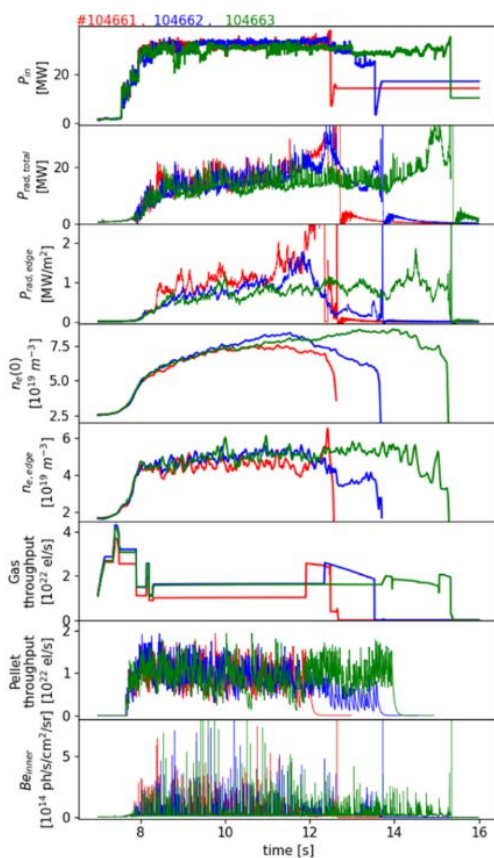
W przeciwieństwie do tego, zoptymalizowany impuls #105489 z kampanii DTE3 utrzymywał skuteczną kontrolę zanieczyszczeń, co podkreśla znaczenie właściwego sterowania ELM-ami dla podtrzymania stabilnych plazm o wysokiej wydajności zarówno w warunkach deuterowych, jak i deuterowo-trytowych.



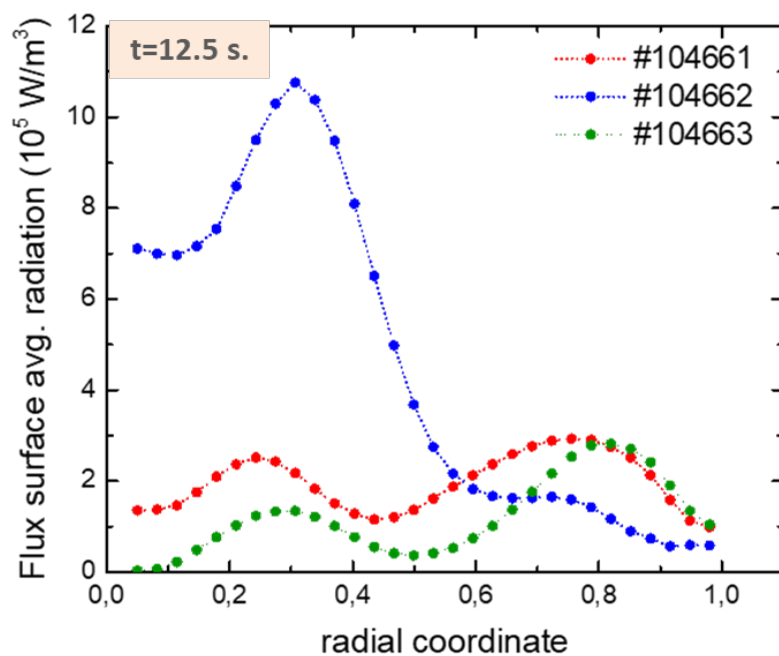
Rys. 4.4. Rekonstrukcje bolometryczne wykonane dla czasów $t = 9$ s, $t = 10$ s oraz $t = 11$ s.

Druga część pracy koncentrowała się na analizie znaczenia kontroli zanieczyszczeń w stacjonarnych wyładowaniach plazmy przy prądzie 3 MA. Badanie dotyczyło trzech wyładowań DT, charakteryzujących się wysokim prądem plazmy $I_p = 3,0$ MA: #104661, #104662 oraz #104663 (Rys. 4.5). W analizie uwzględniono rolę aktywności ELM oraz zastosowanie nowego schematu napuszczania gazu w kontroli akumulacji ciężkich zanieczyszczeń, ze szczególnym uwzględnieniem wolframu (W).

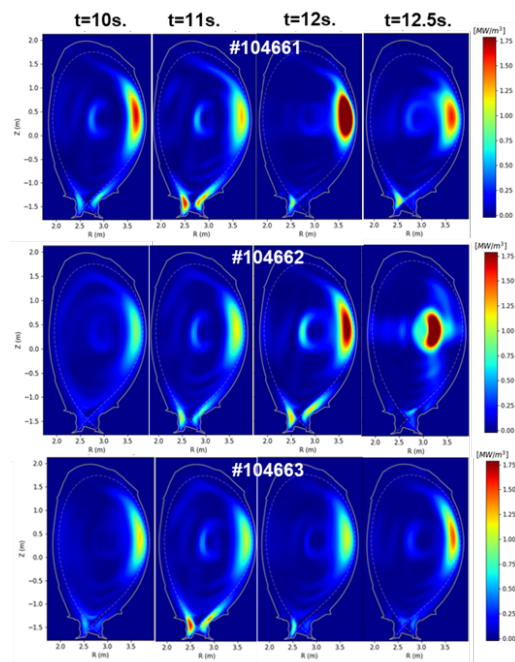
W przypadku wyładowania #104661 zaobserwowano zanik aktywności ELM około $t = 11,3$ s, spowodowany niskim poziomem napuszczania gazu, co doprowadziło do znacznej akumulacji wolframu. Natomiast w wyładowaniu #104662, dzięki zwiększonemu napuszczaniu gazu, utrzymano osłabioną aktywność ELM po około $t = 11,5$ s, co umożliwiło częściową kontrolę zanieczyszczeń. Pomimo tego zaobserwowano pewną akumulację ciężkich zanieczyszczeń w centralnym obszarze plazmy, zgodną z tzw. profilem typu hollow temperatury elektronowej (Rys. 4.6). W przypadku impulsu #104662 profile promieniowania wskazywały na akumulację zanieczyszczeń w centrum, odzwierciedlając zmniejszoną skuteczność ELM w usuwaniu ciężkich zanieczyszczeń. Z kolei wyładowanie #104663 osiągnęło pomyślnie pięciosekundowy, stacjonarny bazowy H-mode, charakteryzując się stabilną aktywnością ELM i brakiem akumulacji wolframu. Rekonstrukcje bolometryczne wykonane dla czasów $t = 10$ s, 11 s, 12 s i $12,5$ s wykazały, że promieniowanie po stronie LFS było najwyższe w impulsie #104661, a najniższe w #104663 (Rys. 4.7).



Rys. 4.5. Przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy dla wyładowań #104661 (DT), #104662 (DT) oraz #104663 (DT).

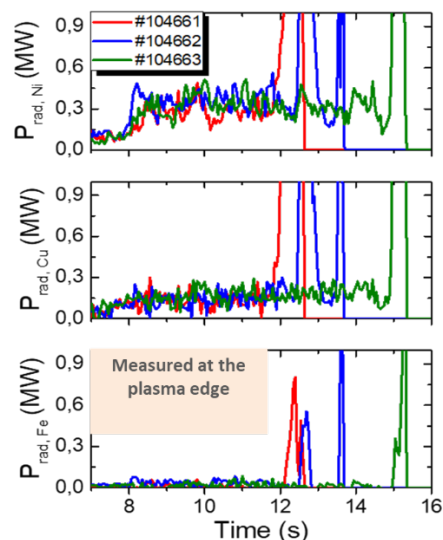


Rys. 4.6. Profil promieniowania w funkcji znormalizowanego promienia dla impulsów DT: #104661, #104662 oraz #104663.



Rys. 4.7. Rekonstrukcje bolometryczne wykonane dla czasów $t = 10\text{ s}$, $t = 11\text{ s}$, $t = 12\text{ s}$ oraz $t = 12,5\text{ s}$.

Jak wynika z rys. 4.8, pomiary zanieczyszczeń o średniej liczbie Z (Ni, Cu, Fe) w pobliżu brzegu plazmy pozostawały stosunkowo stałe przy stabilnej aktywności ELM, natomiast wzrastały znacząco w momencie utraty aktywności ELM.

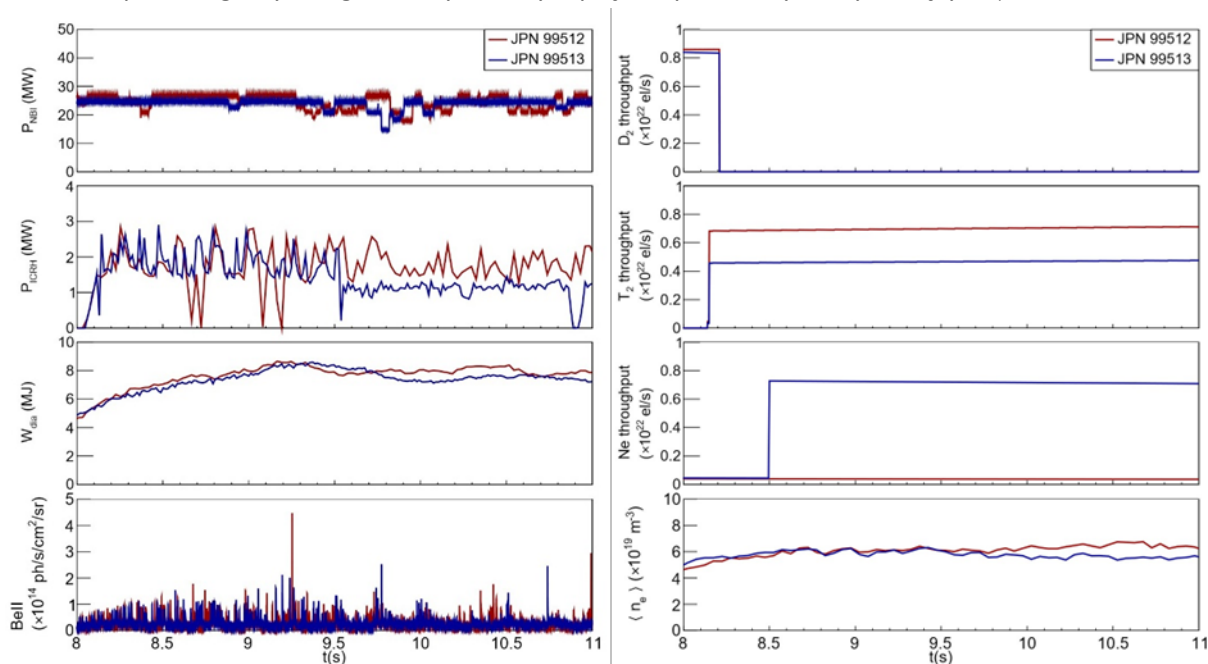


Rys. 4.8. Przebiegi czasowe promieniowania pochodzącego od zanieczyszczeń plazmy (Ni, Cu, Fe).

Przeprowadzona analiza wykazała, że utrzymanie stabilnej aktywności ELM poprzez staranną optymalizację napuszczania gazu jest kluczowe dla kontroli zawartości ciężkich zanieczyszczeń w wysoko wydajnych plazmach DT. Potwierdzono również, że ELM-y odgrywają zasadniczą rolę w usuwaniu wolframu z plazmy, natomiast każde ograniczenie lub utrata ich aktywności prowadzi do szybkiej akumulacji ciężkich zanieczyszczeń. Wyładowanie z pięciosekundowym, stabilnym trybem H (#104663) ilustruje warunki zbliżone do optymalnych, charakteryzujące się stabilnym poziomem promieniowania plazmy, zdominowanym przez emisję po stronie niskiego pola (LFS), oraz skuteczną kontrolą zanieczyszczeń w całym okresie stacjonarnym. Podsumowując, osiągnięcie długotrwałej pracy plazmy o wysokiej wydajności przy prądzie 3 MA wymaga precyzyjnej optymalizacji zasilania gazowego w celu utrzymania stabilnej aktywności ELM, zapobiegania akumulacji zanieczyszczeń w centrum plazmy oraz

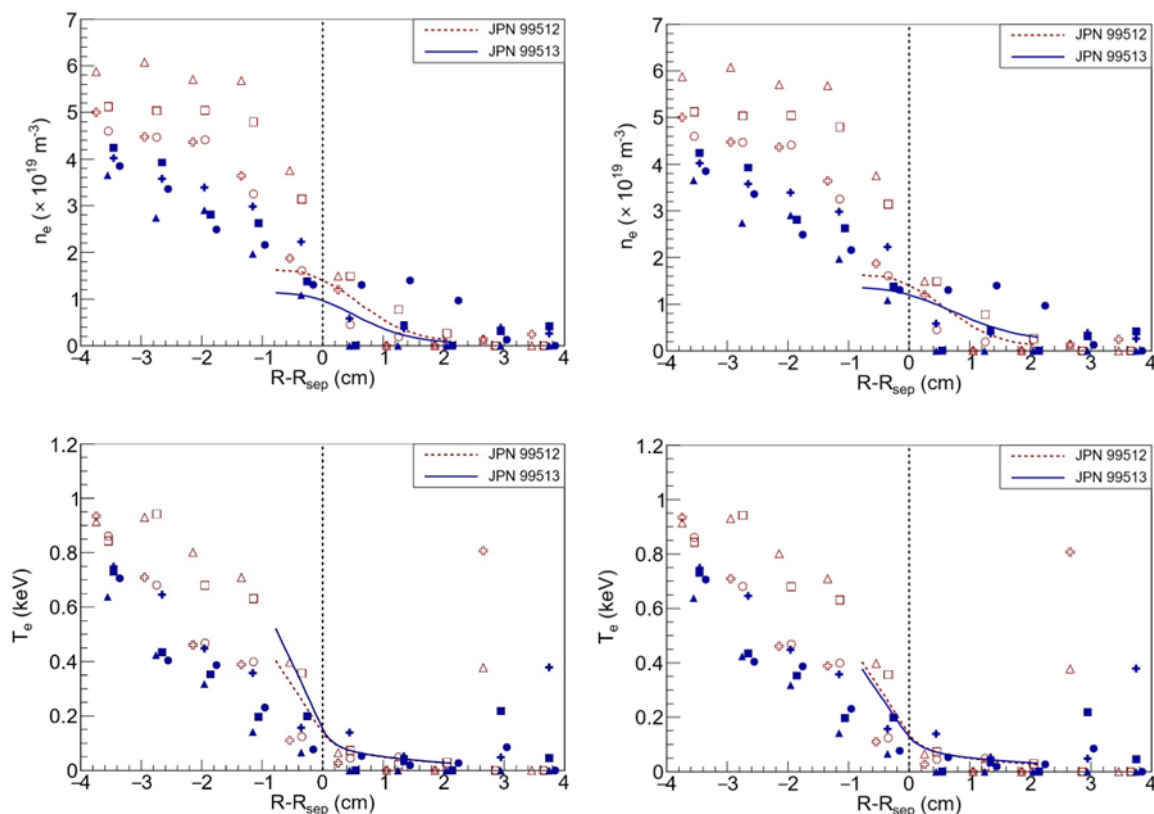
zapewnienia akceptowalnego poziomu strat radiacyjnych. Uzyskane wyniki podkreślają znaczenie strategii zarządzania ELM w przyszłych kampaniach DT oraz dostarczają istotnych wskazówek do dalszej optymalizacji scenariuszy plazmowych, umożliwiającej równoważenie wysokiej wydajności i skutecznej kontroli zanieczyszczeń.

Kolejnym celem badań w tokamaku JET było wyjaśnienie przyczyn eksperymentalnie zaobserwowanego spadku gęstości elektronowej po dodaniu domieszki neonowej podczas eksperymentalnej kampanii DTE2. Analizy tzw. baseline scenario ($q_{95} \approx 3.0$, $\beta < 2$) wykonano przy pomocy wielopłynowego kodu plazmy brzegowej TECXY, skupiając się na odtworzeniu i wyjaśnieniu zmiany profilu gęstości elektronowej między dwoma wyładowaniami: JPN 99512, stanowiącym przypadek czystej plazmy deuterowo-trytowej oraz JPN 99513 z domieszką neonową (Rys. 4.9). Obydwa wyładowania przeprowadzono przy porównywalnej mocy grzewczej, konfiguracji typu corner-corner pola magnetycznego oraz tym samym prądzie plazmowym, wynoszącym $I_p = 3.0$ MA.



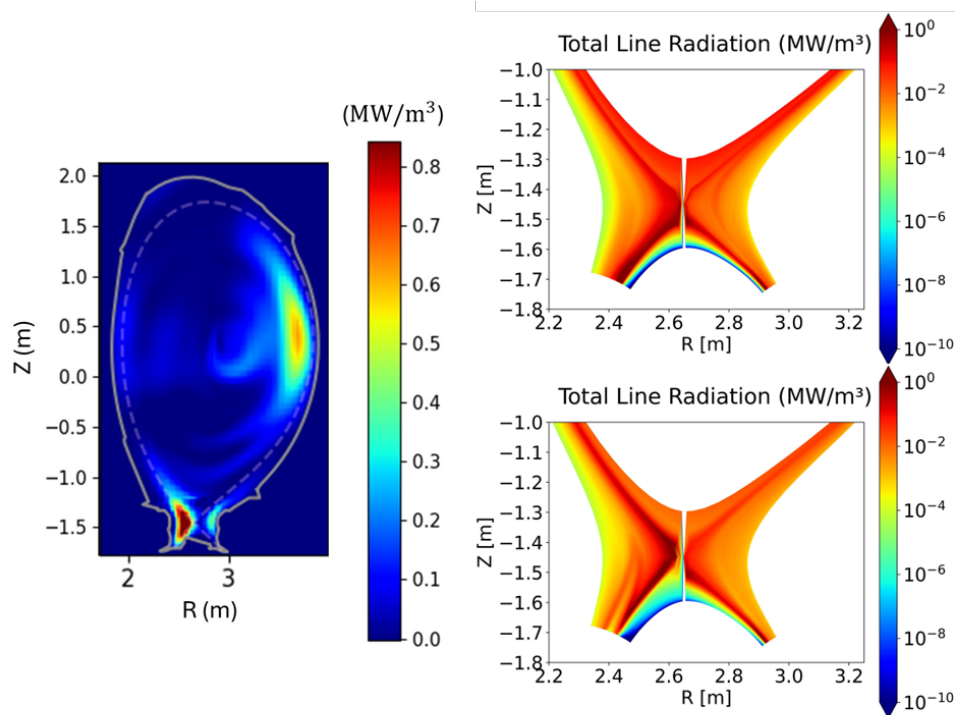
Rys. 4.9. Przebiegi czasowe wyładowania z czystą plazmą deuterowo-trytową (JPN 99512, czerwone linie) oraz z domieszkowaniem neonowym (JPN 99513, linie niebieskie). Lewy panel zawiera moc grzania NBI oraz ICRH, diamagnetyczną energię plazmy oraz intensywność emisji Be-II, stanowiącą sygnaturę ELM-ów. Prawy panel prezentuje strumienie deuteru, trytu oraz neonu do układu, jak również uśrednioną gęstość elektronową.

W badaniach przyjęto, że neon, będący domieszką o niskiej masie atomowej ($Z=10$), obecny jest głównie w obszarze brzegowym plazmy tokamaka i nie przenika istotnie do regionu centralnego. Aby zbadać wyłącznie efekty spowodowane domieszką neonową, w symulacjach pominięto wewnętrzne zanieczyszczenia, takie jak wolfram (W) lub beryl (Be), znajdujące się w ścianie tokamaka. Wolfram, jako zanieczyszczenie o dużej liczbie atomowej ($Z=74$), akumuluje się głównie w obszarze centralnym tokamakowej plazmy i nie wpływa znacząco na wyniki skoncentrowane na plazmie brzegowej. Ponadto uwzględnienie wolframu w obliczeniach wiązałoby się ze znacznym kosztem obliczeniowym ze względu na dużą liczbę stopni jonizacji, z których każdy byłby rozpatrywany numerycznie oddzielnie. Rola pozostałych wewnętrznych zanieczyszczeń, takich jak beryl, tlen lub nikiel, została numerycznie oceniona jako marginalna w kontekście wpływu na profile gęstości elektronowej, pomimo zauważalnego wkładu w dwuwymiarowy rozkład promieniowania w obszarze dywertora. Strumień neonu w układzie dostosowywany był w taki sposób, aby poziom jego promieniowania wynosił około 2 MW. Wybór taki podyktowany był analizą eksperymentalnych pomiarów promieniowania całej objętości plazmy oraz obszaru centralnego w wyładowaniach bez oraz z domieszkowaniem.



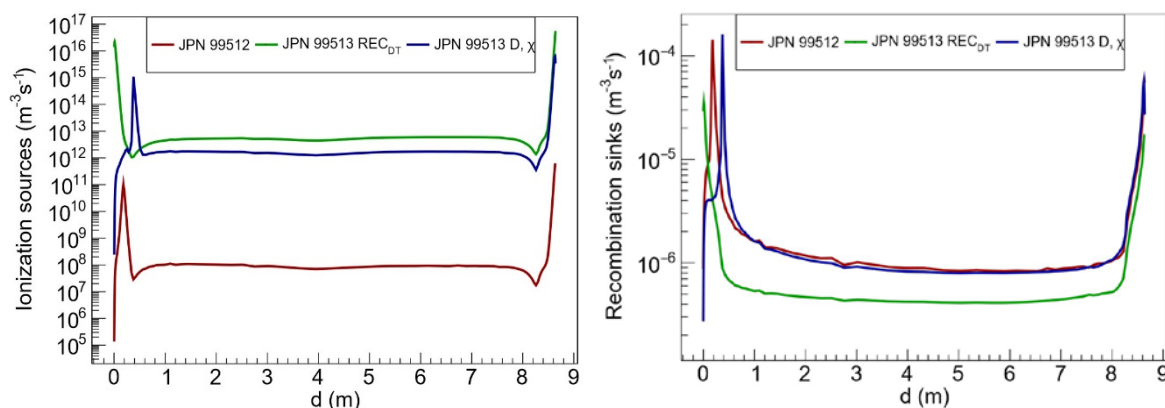
Rys. 4.10. Profile gęstości (górne panele) oraz temperatury (dolne panele) elektronowej w regionie outer midplane. Czerwone znaczniki oraz linie odpowiadają wyładowaniu z czystą plazmą DT, zaś niebieskie – z domieszką neonową. Poszczególne symbole znaczników reprezentują dane eksperymentalne z diagnostyki Thomson scattering pobrane dla różnych momentów czasowych, wszystkich bliskich $t \approx 10$ s. Szeroki zakres ich rozkładu odzwierciedla systematyczne niepewności pomiarów. Przerywane linie w przypadku czystej plazmy DT oraz ciągłe w wyładowaniu z domieszką są rezultatami obliczeń kodu TECXY. Lewe panele porównują wyładowania w podejściu ze zmniejszonym współczynnikiem recyklingu, zaś prawe – ze zwiększonym transportem radialnym dla symulacji wyładowania z domieszką.

Metodyka obejmowała reprodukcję warunków gęstości oraz temperatury elektronowej w tzw. outer midplane. Porównywano eksperymentalne dane pochodzące z diagnostyki Thomson scattering z symulacjami przeprowadzonymi za pomocą kodu TECXY. Zbadano możliwość odtworzenia warunków eksperymentalnych w symulacjach wyładowania domieszkowanego poprzez manipulację transportem radialnym (Rys. 4.10, prawe panele) oraz współczynnikiem recyklingu (Rys. 4.10, lewe panele), który reprezentowałby efektywną stratę cząstek z układu. Wyniki obliczeń wykonane w dwóch różnych podejściach porównano z innymi dostępnymi diagnostykami, które umożliwiły uwzględnienie dwuwymiarowego rozkładu promieniowania w obszarze dywertora (Rys. 4.11) jak również wpływ domieszki neonowej na wzrost ładunku efektywnego w układzie. Podkreślić należy, że w obu zastosowanych podejściach strumień neonu był różny, gdyż zachowanie stałego poziomu promieniowania neonu przy zmniejszeniu współczynnika recyklingu (efektywnego zwiększenia odpływu cząstek z systemu) wymagało podwyższenia rzeczonego Γ_{Ne} .



Rys. 4.11. Rekonstrukcja bolometryczna rozkładu promieniowania plazmy w wyładowaniu z domieszką neonową (lewy panel) oraz rozkład promieniowania obliczony w symulacjach TECXY (prawe panele). Prawy górny rozkład odpowiada podejściu zmniejszenia współczynnika recyklingu, zaś prawy dolny – zwiększenia transportu radialnego. Pionowa przerwa przechodząca przez obszar X-pointu jest pozostałością procedury rysowania i odzwierciedla konstrukcję siatki numerycznej kodu TECXY. Przerwa ta jednakże nie dzieli fizycznie plazmy tokamaka, ponieważ między lewą a prawą stroną dywertora zaimplementowane są warunki ciągłości.

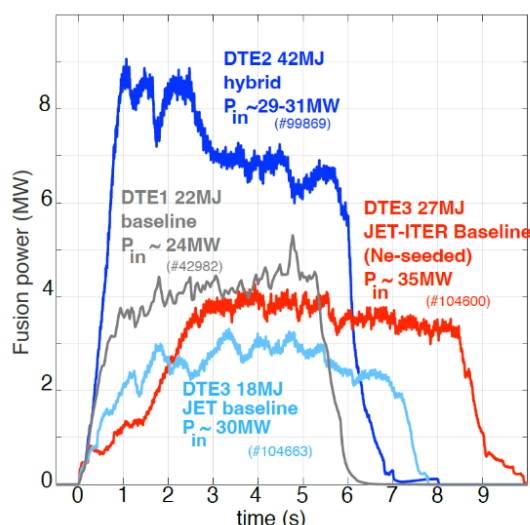
Wyniki przeprowadzonych analiz wskazują, że zwiększenie radialnego transportu, a nie zwiększone straty cząstek związane z obniżonym współczynnikiem recyklingu, należy uznać za główną przyczynę obserwowanego obniżenia gęstości elektronowej w płaszczyźnie outer midplane. Wykazano ponadto, że neon przesuwając front jonizacji w kierunku tzw. X-pointu oraz że rekombinacja staje się bardziej istotna w chłodniejszych, gęstszych obszarach dywertora, co wpływa na bilans cząstek w plazmie brzegowej (Rys. 4.12).



Rys. 4.12. Profil poloidalny wzdłuż separatrasy odpowiednio jonizacyjnych źródeł (lewy panel) oraz rekombinacyjnych źródeł (prawy panel) cząstek w układzie. Położenie $d=0$ m reprezentuje tzw. Inner Strike Point, podczas gdy maksymalna wartość d określa poloidalne położenie tzw. Outer Strike Point.

Cel badań, polegający na podaniu możliwej przyczyny zaobserwowanego spadku gęstości elektronowej po dodaniu do plazmy domieszki, został osiągnięty. Badania te mają istotne znaczenie dla opracowania strategii domieszkowania w urządzeniach fuzyjnych typu tokamak oraz dalszego rozwoju numerycznych modeli plazmy brzegowej.

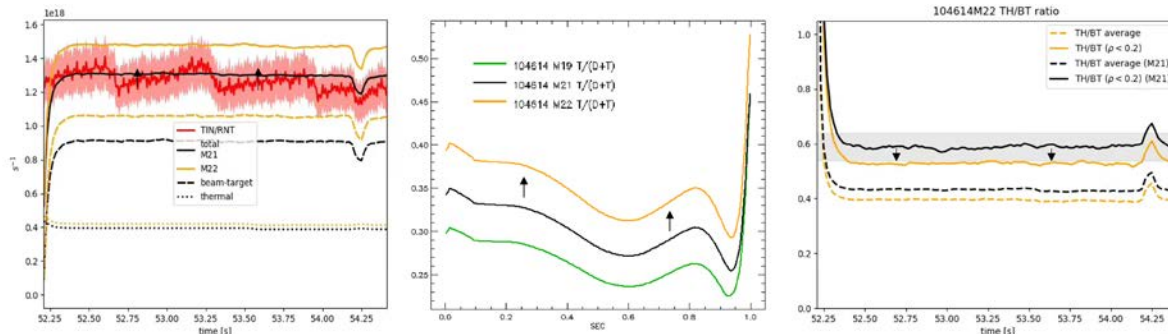
Innym istotnym celem badań w ramach tematu RT-01 na tokamaku JET była analiza pozwalająca na opracowanie scenariusza stabilnego wyładowania, który w przyszłości mógłby zostać zastosowany w tokamaku ITER. Eksperyment dotyczył wyładowania typu baseline o dużej mocy grzania – 20–30 MW z wykorzystaniem NBI (Neutral Beam Injection) oraz 2–3 MW grzania ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) – z dodatkiem neonu, mającego na celu ograniczenie niestabilności w rejonie brzegowym plazmy oraz zmniejszenie obciążenia cieplnego dywertora. Badania przeprowadzono dla różnych wartości pola magnetycznego oraz różnych natężeń prądu indukowanego w sznurze plazmowym.



Rys. 4.13. Moc fuzji (Fusion power) uzyskana w kampaniach eksperymentalnych DTE1 (szary), DTE2 (niebieski), DTE3 (ciemnoniebieski) w porównaniu z wyładowaniem DTE3 domieszkowanym neonem (czerwony).

Scenariusze opracowane w celu uzyskania maksymalnej mocy syntezy w kampaniach eksperymentalnych DET2 i DTE3 (wszystkie bez domieszkowania, unseeded), przy stosunku paliwa D–T równym 50:50, przedstawiono na Rys. 4.13 wraz z najwyższą energią syntezy uzyskaną w modzie H z ELM-ami podczas DTE1. Plazma w scenariuszu baseline JET-ITER z domieszkowaniem neonu, przy prądzie plazmy 3 MA i paliwie D–T (wyładowanie #104600), wygenerowała 27 MJ energii syntezy, przekraczając rekord DTE1 (22 MJ), osiągając wartość mocy syntezy mniejszą jedynie o czynnik dwa w porównaniu ze scenariuszem hybrydowym 50:50 oraz pozostając dłużej stabilną. Nie podejmowano prób dalszego zwiększania mocy syntezy, ponieważ głównym celem badań była integracja procesów zachodzących w rdzeniu plazmy, w jej oraz w układzie odprowadzania cząstek i energii (core–edge–exhaust integration). Uzyskana moc i energia syntezy w domieszkowanych impulsach typu baseline ITER z paliwem D–T stanowią istotne osiągnięcie, biorąc pod uwagę konfigurację dywertora o niskiej skuteczności odpompowywania (VV) oraz wysokie tempo zasilania paliwem i domieszkowanie neonem. Wszystkie bazowe impulsy JET-ITER w paliwie D–T były rozwijane z docelowym stosunkiem paliwa w rdzeniu równym 50:50, przy czym proces ten był wspomagany pomiarami stosunku D: T na brzegu plazmy. W kampanii DTE3 zastosowanie grzania NBI tylko przy użyciu jonów deuteru doprowadziło jednak do składu izotopowego rdzenia spełniającego warunek $n_t/(n_t+n_o) < 0,5$, co obserwowano również w scenariuszu JET baseline (bazowy scenariusz JET) w DTE3 (scenariusz o niskiej trójkątności i konfiguracji plazmy zoptymalizowanej pod kątem odpompowywania, intensywnie rozwijany w kampanii DTE2 w celu uzyskania wysokiej mocy syntezy). Zintegrowane modelowanie transportu w plazmie centralnej z wykorzystaniem kodu JETTO z modelem

transportu QualiKiZ, który obliczał bilans cząstek z uwzględnieniem zasilania plazmy wiązkami deuterowymi, oszacowało, że stosunek $n_T/(n_T+n_D)$ mógł mieścić się w zakresie 0,3–0,45. Przy wykorzystaniu zmierzonych profili kinetycznych (gęstość elektronowa i temperatury elektronowa i jonowa), oszacowanego składu zanieczyszczeń oraz przewidywanego izotopowego składu rdzenia, obliczenia wykonane kodem TRANSP odtwarzają tempo emisji neutronów z dokładnością do czynnika 1,3 względem wartości zmierzonej, podczas gdy założenie stosunku D–T równego 50:50 prowadziłoby do jego przeszacowania o czynnik dwa lub większy.



Rys. 4.14. Wyładowanie #104614. Wyjście neutronowe w zależności od stosunku $n_T/(n_D+n_T)$. Lewo: produkcja neutronów w zależności od czasu. Dane eksperymentalne (czerwony), obliczenie kodem TRANSP: całkowita produkcja neutronów - linia ciągła, neutrony typu wiązka-tarcza - linia przerywana, neutrony termiczne - linia kropkowana. Środek: profil stosunku $n_T/(n_D+n_T)$ dla przykładowego czasu.

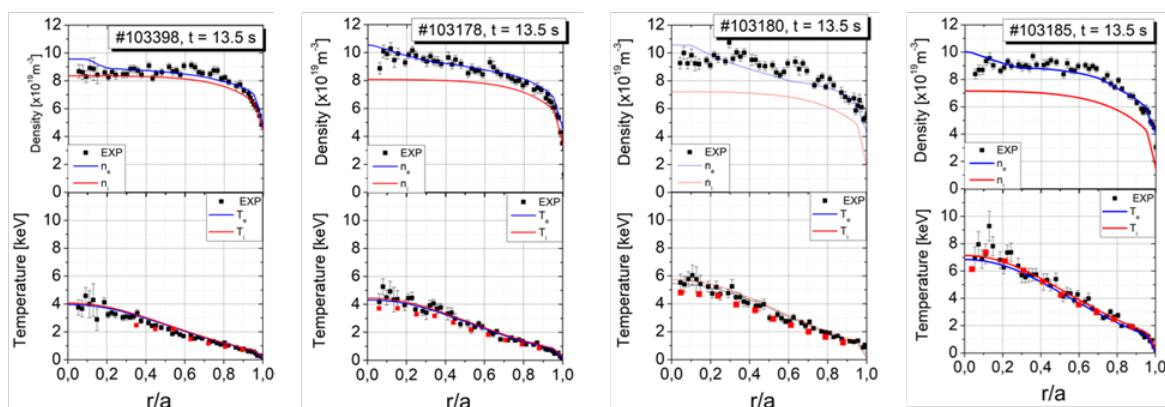
Rysunki 4.14 zawierają zależność wyjścia neutronowego (lewy wykres) od stosunku gęstości trytu do sumy gęstości trytu i deuteru ($n_T/(n_D+n_T)$, środkowy wykres). Zmierzony stosunek neutronów termicznych (TH) do neutronów typu wiązka-cel (BT) oznaczony jest szarym pasem na wykresie prawym. Zwiększenie ilości trytu w plazmie głównej (oznaczony strzałkami na wykresie środkowym) prowadzi do zwiększenia wyjścia neutronowego ponad 10% o wartości mierzonej (żółty, lewo) oraz znalezienia się na granicy błędu pomiarowego wartość TH/BT (linia żółta, prawo). Dla zakresu $0.3 < n_T/(n_T+n_D) < 0.45$ stosunek emisji neutronów termicznych do emisji typu beam–target (wiązka-cel) przewidywany przez TRANSP jest zgodny z wartościami wyznaczonymi na podstawie spektroskopii neutronowej z użyciem detektora diamentowego oraz magnetycznego spektrometru protonów z cienką folią (thin-foil magnetic proton recoil spectrometer). Zmierzona moc syntezy równa 4 MW w rekordowym wyładowaniu bazowym JET-ITER z domieszkowaniem neonu przy 3 MA (#104600) składała się w przybliżeniu w jednej trzeciej z wkładu neutronów termicznych (TH) oraz w dwóch trzecich z wkładu beam–target (BT), co jest zgodne ze stosunkiem TH/BT obserwowanym w analizie bazowego scenariusza JET w DTE2. Uzyskane wyniki stoją w sprzeczności z oczekiwanym szybkim mieszaniem izotopów, co wskazuje na konieczność dalszych badań w celu wyjaśnienia zaobserwowanej rozbieżności.

Kolejne zadanie badawcze dotyczyło nowej kalibracji koncentracji Ni i Ne w tokamaku JET. W związku z tym powtórzono symulacje przy użyciu kodu COREDIV, uwzględniając skorygowane dane eksperymentalne dla następujących plazm:

- Deuter (D): #103398, #103178, #103180, #103185 – charakteryzujący się różnym poziomem domieszkowania Ne
- Tryt (T): #99282 i #99268
- porównanie scenariusza D-(H)-T z D-(⁹Be)-t: #10448

W symulacjach, aby odtworzyć profil promieniowania, zmieniano prędkość domieszkowania (V_{imp}) w regionie plazmy centralnej. Założono, że ta prędkość jest taka sama dla wszystkich jonów zanieczyszczeń i dla wszystkich stanów jonizacji. Rys. 4.15 pokazuje eksperymentalne profile gęstości i temperatury elektronów (n_e , T_e) oraz profile gęstości i temperatury jonów (n_i , T_i) w porównaniu z odpowiadającymi profilami z symulacji za pomocy kodu COREDIV dla czterech różnych impulsów: #103398, #103178, #103180 i #103185 dla czasu $t = 13,5s$.

Zaobserwowano, że poprzez zwiększenie poziomu napuszczanego neonu (Ne), promieniowanie w plazmie centralnej przy separatrysty wzrasta.



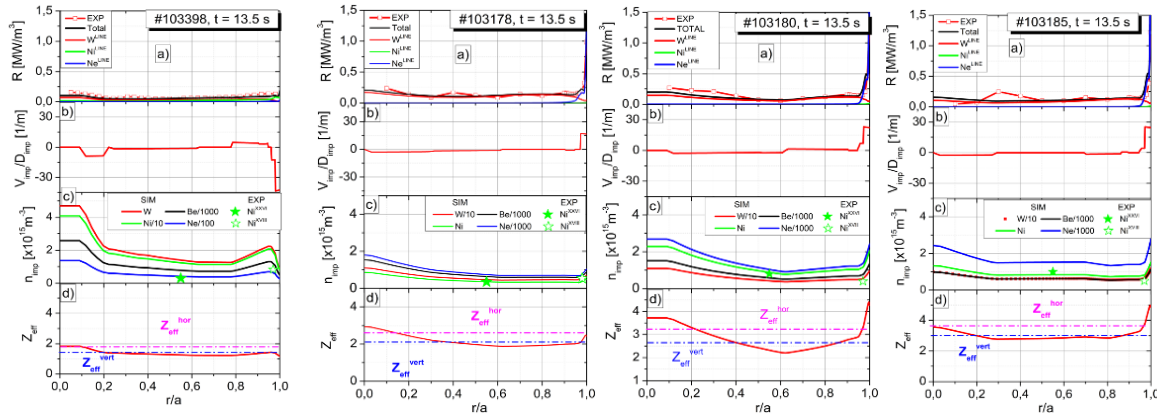
Rys. 4.15. Eksperymentalne i symulowane profile gęstości elektronowej (n_e) i jonowej (n_i) oraz temperatur elektronowej (T_e) i jonowej (T_i) dla #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t = 13,5$ s.

W eksperymencie zaobserwowano, że wraz ze wzrostem napuszczanego Ne, gęstość elektronów na piedestale ($r/a=0,95$) i na separatrysty maleje. Natomiast temperatury elektronów i jonów wykazują przeciwne tendencje: wraz ze wzrostem poziomu napuszczanego Ne, temperatury zarówno w piedestale, jak i w centralnym obszarze plazmy rosną. Aby odtworzyć eksperymentalne profile gęstości i temperatury, jako parametry wejściowe w kodzie używa się średniej gęstości objętościowej elektronów, gęstości elektronów w separatrysty oraz współczynnika utrzymania plazmy H_{98} . Te parametry przedstawiono w Tabeli 4.2. Dzięki tym początkowym wartościom, profile gęstości elektronowej i temperatury są dobrze odtworzone. W rezultacie osiąga się dobrą zgodność między wartościami eksperymentalnymi a symulowanymi energii diamagnetycznej. W kodzie COREDIV wyjście neutronów dla reakcji D-D obliczane jest wyłącznie dla reakcji termicznej, a wyniki oznaczone są gwiazdką (*) w Tabeli 4.2.

Tabela 4.2 Eksperymentalne i numeryczne wartości kluczowych parametrów dla czterech impulsów: gęstość elektronów w separatrysty, energia plazmy, współczynnik utrzymania plazmy H_{98} oraz ilość neutronów.

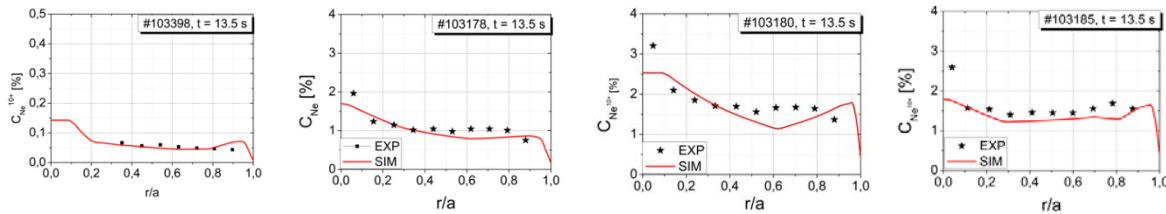
Parametry	# 103398		# 103178		# 103180		# 103185	
	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP
$N_e^{SEP} [\times 10^{19} m^{-3}]$	3.7		3.65		3.6		3.5	
$W [MJ]$	4.6	4.5	5.16	5.2	6.3	5.9	7.1	7.1
H_{98}	0.65	0.6	0.7	0.66	0.9	0.8	1	0.96
$N_{neut}^{th} [\times 10^{16} n/s]$	0.074*	0.45	0.1*	0.62	0.18*	0.82	0.42*	1.67

Symulacje pokazują wyraźny trend – wraz ze wzrostem poziomu domieszkowania Ne udział neutronów generowanych przez mechanizm wiązka-tracza w stosunku do całkowitej wydajności neutronów maleje, podczas gdy tempo termicznych neutronów (N_{neut}^{th}) wzrasta czterokrotnie, z $0,074 \times 10^{16}$ n/s do $0,42 \times 10^{16}$ n/s. Zauważono, że w eksperymencie całkowite wyjście neutronów wzrosło około 4 razy z $0,45 \times 10^{16}$ n/s do $1,67 \times 10^{16}$ n/s. Na rysunku 4.16a pokazano eksperymentalny i symulowany profil promieniowania (całkowity i według wkładu zanieczyszczeń) w plazmie centralnej. Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem poziomu Ne, promieniowanie niemal przy separatrysty dla $0,9 < r/a < 1$ również wzrasta.



Rys. 4.16. Eksperymentalne i symulowane profile promieniowania w plazmie centralnej, stosunek prędkości domieszek do dyfuzji (V_{imp}/D_{imp}) i gęstość domieszek - W, Be, Ni, efektywny ładunek (Z_{eff}) dla wyładowań #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t = 13$.

Aby odtworzyć te profile promieniowania, prędkość konwekcji zanieczyszczeń (V_{pinch}) zmienia się z wewnętrznej dla impulsu bez domieszkowania Ne na zewnętrzną dla impulsów z domieszkowaniem Ne (Rys. 4.16b). Stosunek V_{imp}/D_{imp} blisko separatrysy rośnie wraz z tempem domieszkowania. Ten wybór parametrów transportowych skutkuje dwoma pikami w profilu gęstości zanieczyszczeń: jednym w pobliżu separatrysy, a drugim w centrum plazmy dla impulsów z domieszkowaniem Ne (Rys. 4.16c). Gwiazdki na wykresie oznaczają nowe eksperymentalne stężenie Ni. Mamy dobre porównanie dla impulsu z niskim domieszkowaniem (#103178) dla koncentracji Ni na podstawie Ni^{XXVI} i Ni^{XVIII} . Dla impulsów z średnim domieszkowaniem (#103180) i najwyższym (#103185), symulacja dobrze pokrywa się z danymi eksperymentalnymi dla Ni^{XXVI} , ale wykazuje słabą zgodność dla Ni^{XVIII} . Jednym z możliwych powodów tej rozbieżności jest zwiększenie domieszkowania Ne, które prowadzi do lepszego utrzymania plazmy, do wyższych temperatur elektronów w obszarze piedestału (przekraczających 1,5 keV), co powoduje przesunięcie pozycji maksymalnego promieniowania liniowego względem Ni^{XVIII} – z $r/a = 0,96$ do $r/a = 0,982$. Zauważono, że dla wyładowania bez domieszkowania #103398 zwiększono poziom Ni, aby odtworzyć promieniowanie między $r/a = 0,9$ a $r/a = 1,0$, ponieważ impuls ten charakteryzuje się tytanowym pikiem w tym samym czasie. Na podstawie szybkości chłodzenia tytanu, Ti ma maksymalne promieniowanie w tym rejonie. Profil efektywnego ładunku (Z_{eff}) nie jest płaski dla żadnego z wyładowań (Rys.4.16d). Ta zmienność przestrzenna w Z_{eff} jest istotnym czynnikiem dla kodów transportowych, takich jak TRANSP, gdzie profil Z_{eff} jest używany jako parametr wejściowy, a gęstość jonów głównych oblicza się na podstawie quasi-neutralności. Na rys. 4.17 pokazano eksperymentalne i symulowane profile koncentracji neonu ($C_{Ne^{10+}}$) dla dziesiątego stanu jonizacji dla impulsów #103398, #103178, #103180 i #103185 w czasie $t = 13,5$ s.



Rys. 4.17 Eksperymentalne (oznaczone *) i symulowane (linia) koncentracje Ne^{10+} dla impulsów #103398, #103178, #103180 i #103185 przy $t = 13,5$ s.

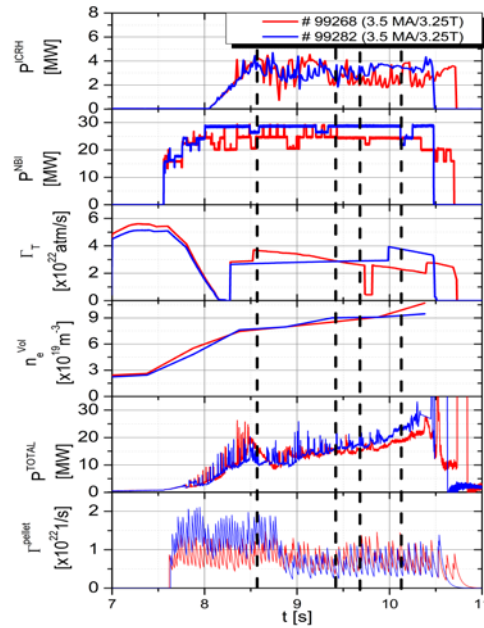
Symulowane profile wykazują dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi dla $r/a = [0,1, 0,9]$. Symulacja z kodem COREDIV wykazała niewielkie, ale zauważalne zmiany stężenia Ne między impulsem #103180 a #103185, gdzie eksperymentalny poziom gazu Ne wzrósł o 50% z 1×10^{22} e/s do $1,5 \times 10^{22}$ e/s, co jest efektem większego „wyrzucania” od środka zanieczyszczeń (Rys. 4.16b). Większe różnice między danymi eksperymentalnymi a symulowanymi zaobserwowano dla $r/a < 0,1$. W Tabeli 4.3 przedstawiono symulowane średnie koncentracje

zanieczyszczeń dla czterech analizowanych impulsów przy $t = 13,5$ s. Wartości eksperymentalne dla koncentracji Ni (C_{Ni}) oraz poziomu napuszczanego gazu z Ne puff są pokazane w nawiasach. Podobny stosunek poziomu napuszczanego Ne między różnymi impulsami obserwuje się zarówno w danych eksperymentalnych, jak i w wynikach symulacji.

Tabela 4.3. Koncentracje Ne, Ni, Be i W oraz poziom strumienia wejściowego przez Be (Γ_{Ne}), Ni (Γ_{Ni}) oraz Be (Γ_{Be}). Dane eksperymentalne podane są w nawiasach.

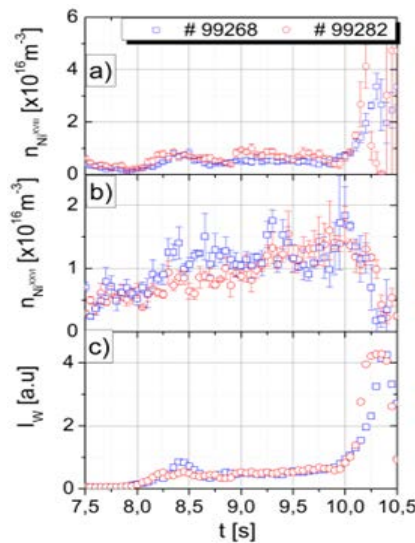
Parametry	#103398	#103178	#103180	#103185
$C_{Ne}[\%]$	0.063	0.96	1.65	2.0
$C_{Ni} [\times 10^{-5}]$	18.69 (4)	0.6 (0.23)	1.4(1)	1.1 (1.2)
$C_{Be} [\%]$	1.18	0.82	0.92	0.8
$C_W [\times 10^{-5}]$	2.07	6.23	6.66	8.17
$\Gamma_{Ne}[\times 10^{20}e/s]$	5 (0)	18 (50)	36 (100)	50 (150)
$\Gamma_{Ni}[\times 10^{19}1/s]$	1.4	0.13	0.4	0.3
$\Gamma_{Be}[\times 10^{21}1/s]$	0.9	2	4	4
RSOLNe [MW]	0.09	3.33	6.52	7.63

Analiza transportu i źródeł zanieczyszczeń dla impulsów bazowych o dużym prądzie i dużej mocy w plazmie trytowej (T) z prądem plazmowym $I_p = 3,5$ MA, toroidalnym polem magnetycznym $B_T = 3,3$ T przy pomocniczej mocy grzewczej około 32 MW została wykonana. Dla tych wyładowań porównanie wyników numerycznej symulacji z obserwacjami eksperymentalnymi jest utrudnione przez brak kluczowych danych ze względu na silną asymetrię gęstości i promieniowania W. Ta asymetria jest spowodowana siłami odśrodkowymi działającymi na jony W wytwarzanymi przez grzanie NBI. W rzeczywistości obrót toroidalny odpowiada za lokalizację ciężkich zanieczyszczeń na zewnętrznej płaszczyźnie środkowej strony słabego pola (LFS), która znajduje się stosunkowo daleko od linii widzenia (LOS) spektrometru, przechwytyując jedynie niewielką część promieniowania wolframu (W). Oprócz tego pozycja styku plazmy z dywertora jest blisko kriopompy (tzw. konfiguracja narożna). To sprawia, że punkt uderzenia jest daleko od sond Langmuira używanych do pomiaru temperatury i gęstości elektronów na dywertorze. Ponieważ pomiary HRTS nie są dostępne dla wyładowania #99282, a mamy słabe informacje o gęstości elektronów i temperaturze w plazmie centralnej, analiza została wykonana dla wyładowania #99268. Ewolucję wyładowania przedstawiono na rys. 4.18: moc grzania ICRH (P_{ICRH}) i NBI (P_{NBI}), strumień napuszczanego gazu (T), całkowita moc promieniowania, średnia objętościowa gęstość elektronów (n_e^{vol}), całkowita moc promieniowania (P^{TOTAL}) oraz strumień pelletów (Γ_{pellet}). Główna różnica między impulsami polega na szybkości wtrysku wodoru, która wynosi 25 Hz dla impulsu #99268 i waha się między 35 Hz a 17 Hz podczas impulsu #99282 oraz znacząco różni się także w mocy grzania NBI. Chociaż moc ICRH jest taka sama w obu impulsach, dla impulsu #99282 moc NBI jest około 4 MW niższa niż w #99268. Przerzywane pionowe linie wskazują czasy ($t = 8,6$ s, $9,4$ s, $9,7$ s i $10,08$ s), w których wykonywano symulacje numeryczne. Nie tylko ewolucja czasowa średniej gęstości elektronów różni się w czterech wybranych czasach, ale także profile gęstości wykazują istotne różnice. Dla obu impulsów zaobserwowano wzrost gęstości elektronów oraz mocy promieniowania po $8,7$ s. Dla obu impulsów frakcja promieniowania (f_{RAD}) wzrasta z 50% w czasie $t = 8,6$ s do 65–70% w czasie $t = 10,08$ s. Analiza danych zależnych od czasu pomaga wyjaśnić mechanizmy fizyczne wpływające na ewolucję wyładowania.



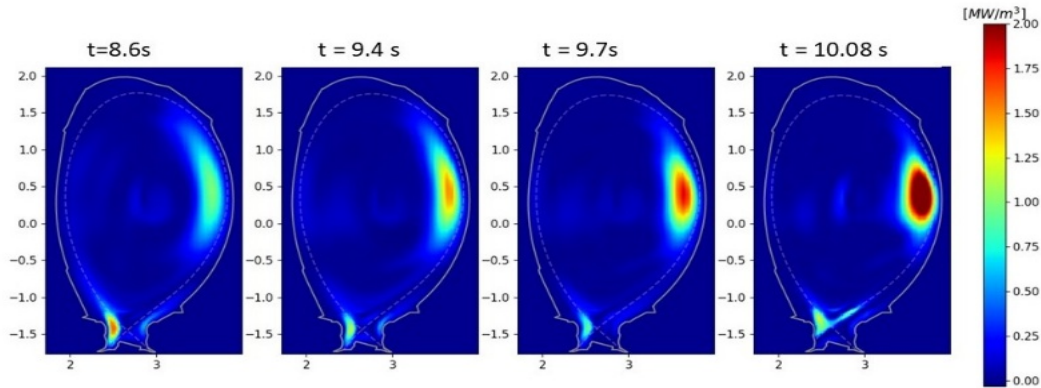
Rys. 4.18. Przebieg czasowy dla impulsów #99282 i #99268: (a) moc ICRF, (b) moc NBI, (c) strumień napełnianego gazu, (d) średnia objętościowa gęstość elektronów, (e) całkowita moc promieniowania, (f) strumień pelletów. Przerywane linie pionowe wskazują czasy, w których przeprowadzono symulacje numeryczne.

Widma zbierane przez spektrometr badawczy w zakresie VUV są wykorzystywane do identyfikacji zanieczyszczeń (szczególnie niklu) oraz do określania ich gęstości i stężenia w plazmie. Eksperymentalna gęstość Ni (n_{Ni}) dla dwóch znormalizowanych promieni $r/a = [0,5, 0,6]$ na podstawie Ni^{XXVI} oraz dla $r/a = [0,85, 0,95]$ na podstawie Ni^{XVIII} przedstawiona odpowiednio na Rys. 4.19b. oraz rys. 4.19a. Ze względu na wysoką produkcję neutronów w plazmach D-T spektrometr ultrafioletowy próżniowy (VUV) oraz kamery do miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR), używane do pomiaru koncentracji wolframu wzdłuż promienia plazmy, zostały odłączone. Ponadto wykorzystując dane z wyżej wspomnianego spektrometru do wydobywania istotnych informacji z widm VUV – w szczególności monitorując długości fal 140–260 Å związane z jonami wolframu: W14+–W35+ – zastosowano podejście do obliczania intensywności W (I_W). Ewolucja czasowa intensywności W dla analizowanych impulsów pokazana jest na rysunku 4.19c. Należy zauważyć, że W14+–W35+ mieści się w zakresie temperatur 0,1 keV–2,6 keV dla normalizowanego promienia $r/a = [0,6, 1,0]$.



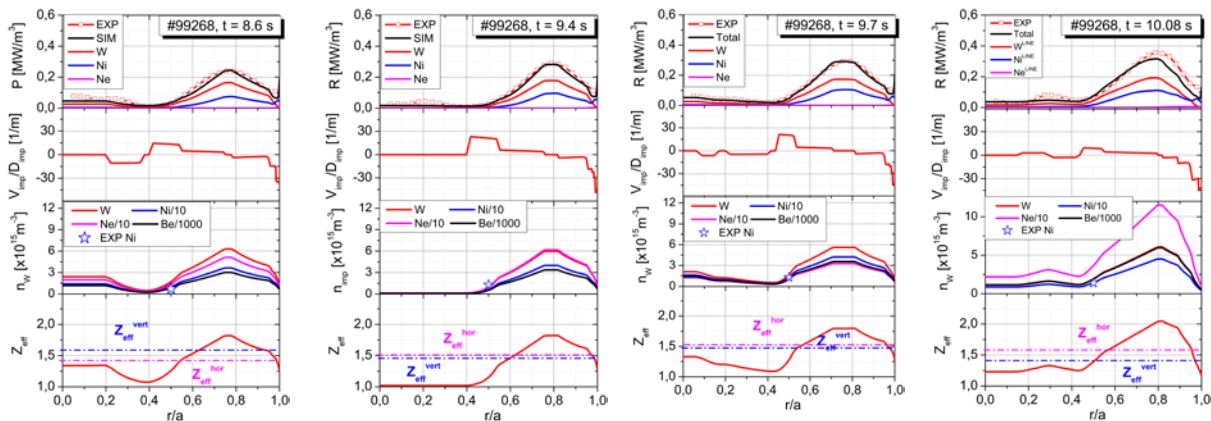
Rys. 4.19. Ewolucja czasowa eksperymentalnej gęstości Ni oparta na a) linii spektralnej $NiXVIII$, b) linii spektralnej Ni^{XXVI} oraz c) intensywności W dla impulsów #99268 i #99282.

Rekonstrukcja tomograficzna wykonana dla tych czasów dla wyładowania #99268, przedstawiona na rys. 4.20, pokazuje wzrost promieniowania w centrum plazmy.



Rys. 4.20. Rekonstrukcja tomograficzna dla czasów $t = 8,6 \text{ s}$, $9,4 \text{ s}$, $9,7 \text{ s}$ i $10,08 \text{ s}$, dla wyładowania #99268.

Na rys. 4.21 przedstawione są symulacyjne i eksperymentalne profile promieniowania centralnego, gęstości Ni i W oraz wartości V_{imp}/D (gdzie D to współczynnik dyfuzji zanieczyszczeń, a V_{imp} to średnia prędkość konwekcji zanieczyszczeń) w plazmie centralnej dla wyładowania #99268 w czterech różnych momentach. Pokazano profile całkowitej mocy promieniowania z numerycznej analizy z kodu COREDIV (czarna linia), niklu (czerwona linia), wolframu (niebieska linia) oraz gęstości poszczególnych domieszek. Punkty kwadratowe odpowiadają danym eksperymentalnym. Symulacje pokazują, że gęstość Ni wzrasta z czasem, mimo że strumień wejściowy Ni w symulacjach jest taki sam dla wszystkich czterech analizowanych momentów czasowych. Stężenie W pozostaje stałe w czasie. W ciągu 10,08 sekundy tempo wzrostu wzrasta ("wewnętrzny zacisk"). Można to powiązać z utratą ELM około 9,5 s, spowodowaną nadmiernym promieniowaniem w plazmie centralnym.

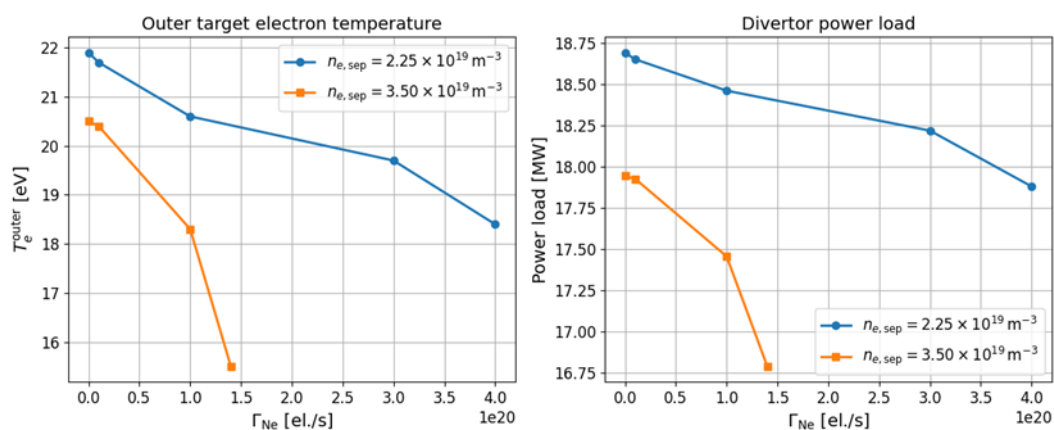


Rys. 4.21. Eksperymentalne i symulowane profile promieniowania w plazmie centralnej, stosunek prędkości domieszek do dyfuzji ($V_{\text{imp}}/D_{\text{imp}}$) i gęstość domieszek W, Be, Ni dla wyładowania # 99268 dla różnych czasów $t = 8,6, 9,4, 9,75, 10,08 \text{ s}$.

Dla wyładowania #99268 wzrost gęstości W jest wynikiem zmian w transporcie, a nie wzrostu źródła (produkcja W nie wzrosła). Profil gęstości W, uzyskany za pomocą kodu COREDIV dla tego impulsu, pokazuje maksymalną gęstość w obszarze $r/a \approx 0,6-0,9$, wynikającą z prędkości konwekcji wewnętrznej w regionie piedestału oraz prędkości konwekcji zewnętrznej w obszarze rdzenia plazmy, które są niezbędnymi danymi wejściowymi dla kodu do rekonstrukcji eksperymentalnych profili promieniowania.

Następny obszar analiz na tokamaku JET obejmował zagadnienia związane z odprowadzaniem mocy (ang. power exhaust) w plazmie o wysokich parametrach grzania i prądzie plazmy, co stanowi jedno z kluczowych wyzwań dla obecnych i przyszłych urządzeń fuzyjnych, w szczególności ITER. Skuteczne zarządzanie strumieniami energii

i cząstek docierającymi do płytek dywertora jest niezbędne dla zapewnienia ich trwałości oraz stabilnej pracy plazmy. Prace te miały również znaczenie przygotowawcze dla dalszych analiz obejmujących wpływ domieszek na gęstość plazmy na separatrixie, obserwowany spadek jej przy wprowadzaniu gazu neonowego, a także dla przyszłych badań efektów izotopowych poprzez porównanie plazm DD i DT. Modelowanie numeryczne przeprowadzono dla scenariuszy bazowych JET, co pozwalało na bezpośrednie odniesienie wyników symulacji do danych eksperymentalnych. Prace polegały na przeprowadzeniu szczegółowego modelowania plazmy deuter–deuter (DD) dla tokamaka JET w warunkach z domieszkowaniem neonem oraz bez domieszek, dla dwóch wyładowań referencyjnych JPN 96994 i JPN 96730. Reprezentują one scenariusze bazowe w trybie H-mode. Oba wyładowania charakteryzowały się zasadniczo identyczną konfiguracją magnetyczną typu corner, liniową gęstością elektronową rzędu $6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ oraz wysokimi temperaturami jonów i elektronów, odpowiednio około 8,5 keV i 6,5 keV, przy obecności małych ELM-ów. W wyładowaniu z domieszkami neonu zastosowano jednocześnie ograniczone wprowadzanie (ang. puffing) deuteru oraz wstrzykiwanie pelletów deuteru o średnicy 2 mm z częstotliwością 45 Hz, przy stosunkowo niewielkim strumieniu neonu, znacznie niższym niż w scenariuszach silnie radiacyjnych, co skutkowało wzrostem efektywnego ładunku plazmy do wartości około 2,4 w porównaniu do wartości bliskiej jedności dla plazmy niedomieszkowanej. Do analiz wykorzystano kod TECXY, oparty na dwuwymiarowym, wielopłynowym opisie plazmy obejmującym obszar SOL, prywatny region strumienia (PRF) oraz fragment brzegowy sznura plazmowego. Model TECXY uwzględnia klasyczny transport wzdłuż linii pola magnetycznego, anomalny transport radialny oraz dwutemperaturowy opis plazmy z osobnymi temperaturami elektronów i wszystkich jonów. Istotnym elementem kodu jest szczegółowe traktowanie procesów atomowych, takich jak jonizacja, rekombinacja, wzbudzenie i wymiana ładunku, przy możliwości uwzględnienia dowolnej liczby gatunków domieszek oraz wszystkich ich stopni jonizacji. Obliczenia prowadzone były na ściśle ortogonalnej siatce numerycznej generowanej na podstawie plików równowagi magnetycznej EFIT dla JET, a profile radialne gęstości elektronowej i temperatury elektronów zostały dopasowane do danych diagnostycznych HRTS poprzez odpowiedni dobór dyfuzyjności cząstek i strumienia ciepła zależnych od promienia.

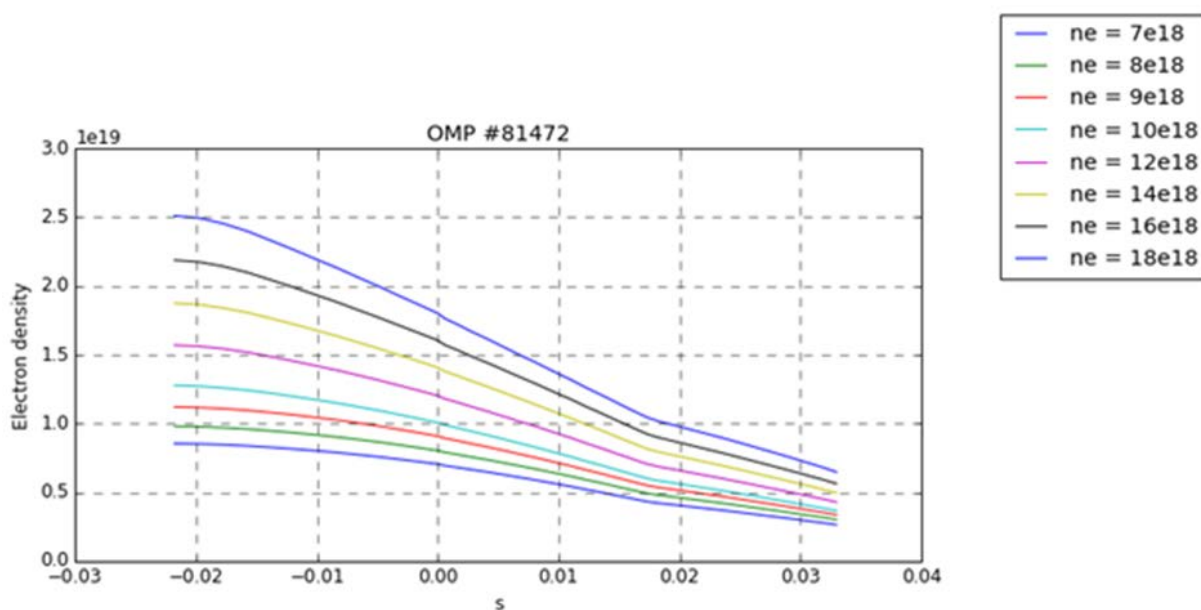


Rys. 4.22. Temperatura elektronowa na zewnętrznej płycie dywertora (lewa strona) oraz całkowite obciążenie cieplne dywertora (prawa strona) vs. wartość strumienia iniekcji domieszek.

W ramach projektu rozszerzono model o opis dryfów plazmowych, co pozwoliło na bardziej realistyczne odwzorowanie transportu podłużnego i poprzecznego w obecności domieszek. Model dryfów uwzględnia oddziaływanie gradientów gęstości oraz pola magnetycznego na ruch naładowanych cząstek, co wpływa na rozkład gęstości i temperatury w obszarze SOL oraz na warunki panujące na płytach dywertora. W badaniach wpływu domieszkowania na plazmę tokamakową przyjęto dodatkowo założenie stałej gęstości plazmy na separatrixie przy zwiększającej się iniekcji neonu, co umożliwiło analizę wpływu domieszek na bilans mocy i parametry plazmy na płytach dywertorowych. Na rysunku 4.22 przedstawiono temperaturę elektronową na

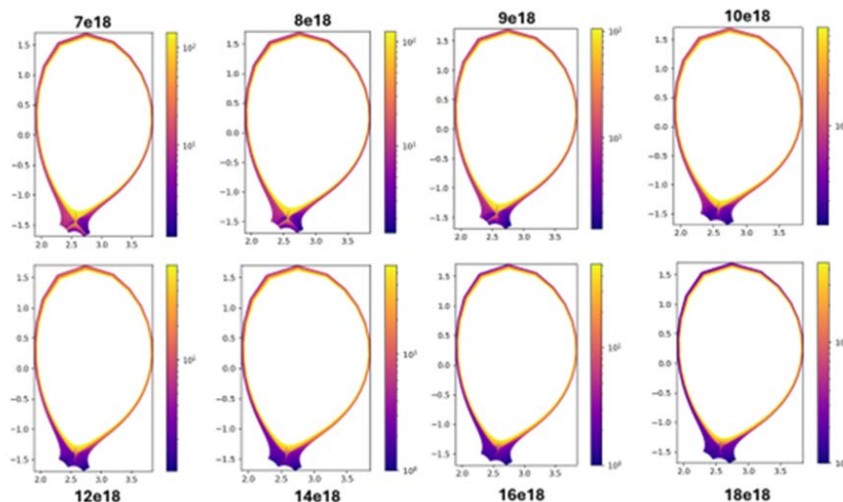
zewnętrznej płycie dywertyora oraz całkowite obciążenie cieplne dywertyora dla różnych strumieni iniekcji domieszek. Wyniki symulacji wskazują, że wzrost strumienia wprowadzanego neonu prowadzi do systematycznego obniżania temperatury elektronów na zewnętrznej płycie dywertyora oraz do redukcji obciążenia mocą dywertyora, przy czym efekt ten silnie zależy od przyjętej gęstości plazmy na separatrysie. Dla niższej, stałej gęstości na separatrysie $n_{e,sep}=2,25 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ obserwuje się umiarkowany i niemal liniowy spadek temperatury T_e^{outer} z około 22 eV do około 18,5 eV wraz ze wzrostem strumienia neonu, czemu towarzyszy stosunkowo niewielka redukcja mocy docierającej do dywertyora, z około 18,7 MW do około 17,9 MW. W przypadku wyższej gęstości na separatrysie $n_{e,sep}=3,5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ wpływ domieszkowania neonu jest wyraźnie silniejszy: temperatura elektronów na zewnętrznej płycie spada gwałtowniej, osiągając wartości rzędu około 15 eV dla znacznie mniejszych wartości strumieni neonu, a jednocześnie obciążenie mocą dywertyora obniża się do około 16,8 MW. Wskazuje to, że wyższa gęstość na separatrysie znacząco zwiększa skuteczność radiacyjnego chłodzenia plazmy w obszarze SOL i dywertyora. Jednocześnie wyniki te sugerują istnienie ograniczeń dalszej poprawy warunków pracy dywertyora poprzez sam wzrost strumienia neonu, szczególnie dla niższych gęstości na separatrysie, co potwierdza, że skuteczna redukcja obciążeń cieplnych wymaga jednoczesnego uwzględnienia zarówno poziomu domieszkowania, jak i parametrów plazmy w SOL, takich jak gęstość plazmy na separatrysie. Tym samym uzyskane wyniki wykazały, że wraz ze wzrostem koncentracji jonów neonu całkowite promieniowanie plazmy rośnie, jednak dla analizowanych warunków dla plazmy deuterowej nie prowadzi to do wystarczającej redukcji obciążenia cieplnego dywertyora. Promieniowanie plazmy deuterowej pozostawało na poziomie około 1 MW, a mimo spadku temperatury plazmy na zewnętrznej płycie dywertyora do wartości rzędu 15 eV, redukcja strumienia mocy okazała się niewystarczająca.

Równolegle przeprowadzono badania z wykorzystaniem kodu TECXY w ramach analiz analogicznych do tych opisanych w publikacji „*Validation of SOLPS-ITER and EDGE2D-EIRENE simulations for H, D, and T JET ITER-like wall low-confinement mode plasmas*”. Główne cele były: uzyskanie rzetelnej weryfikacji i walidacji stosowanych kodów obliczeniowych – TECXY, SOLPS-ITER i EDGE2D-EIRENE – jako niezbędnego etapu poprzedzającego wszelkie dalsze rozważania fizyczne oraz pogłębienie zrozumienia fizyki detachmentu. Symulacje przeprowadzono dla impulsu #81472. Przeprowadzono je dla podobnych wartości mocy, a skan gęstości przeprowadzono poprzez zmianę wartości współczynników recyklingu, zachowując podobne profile dyfuzji cząstek i ciepła, jakie użyto w SOLPS-ITER i EDGE2D. Postęp gęstości elektronowej można zobaczyć dla różnych wartości strumienia cząstek na rys. 4.23. Interesujące były również poloidalny profil temperatury i obserwacja jego stopniowej ewolucji, co widać na rys. 4.24.

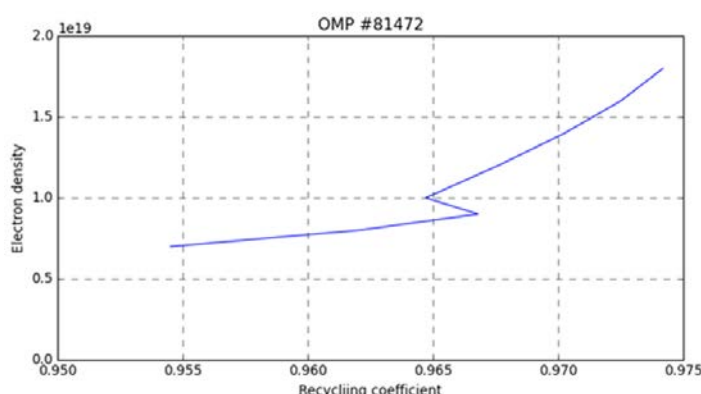


Rys. 4.23. Gęstości elektronów dla skanowania gęstości #81472.

Ponieważ sposób działania współczynników recyklingu w programie TECXY i sposób ręcznego osiągnięcia gęstości elektronów na separatrysie w płaszczyźnie środkowej różnią się od sposobu stosowanego w porównywanych pracach, interesujące było przyjrzenie się zależności lub trendowi obserwowanemu dla różnych przypadków gęstości elektronów na separatrysie w płaszczyźnie środkowej w porównaniu ze współczynnikami recyklingu wymaganymi do osiągnięcia odpowiednich wartości gęstości (jak pokazano na Rys. 4.25).



Rys. 4.24. Profil temperatury poloidalnej dla skanu gęstości #81472.

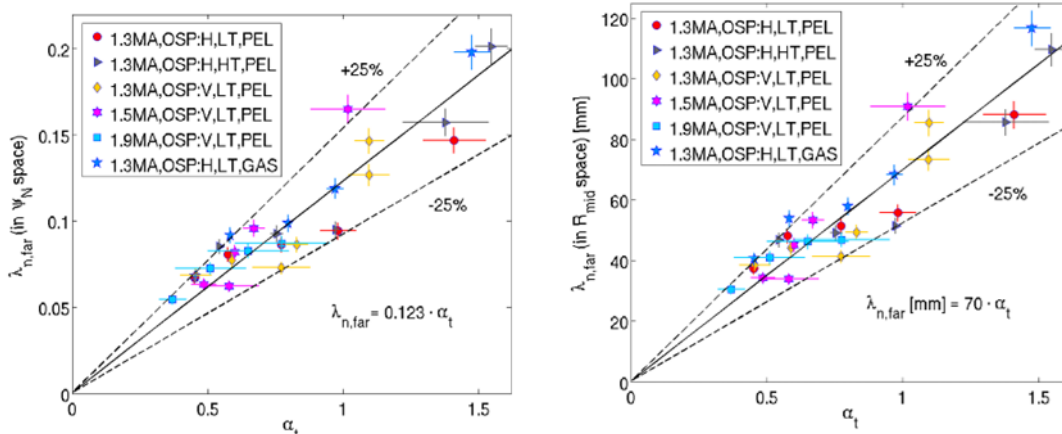


Rys. 4.25. Zależność pomiędzy gęstością elektronów w separatrysie w płaszczyźnie środkowej a współczynnikami recyklingu wymaganymi do osiągnięcia odpowiednich wartości gęstości.

Podobne badania, polegające na zmianie współczynników recyklingu, przeprowadzono dla skanów gęstości strzału #81472. Wyniki okazały się zgodne z wcześniejszymi pracami *Nielsa Horstena*, co potwierdziło poprawność i wiarygodność kodu.

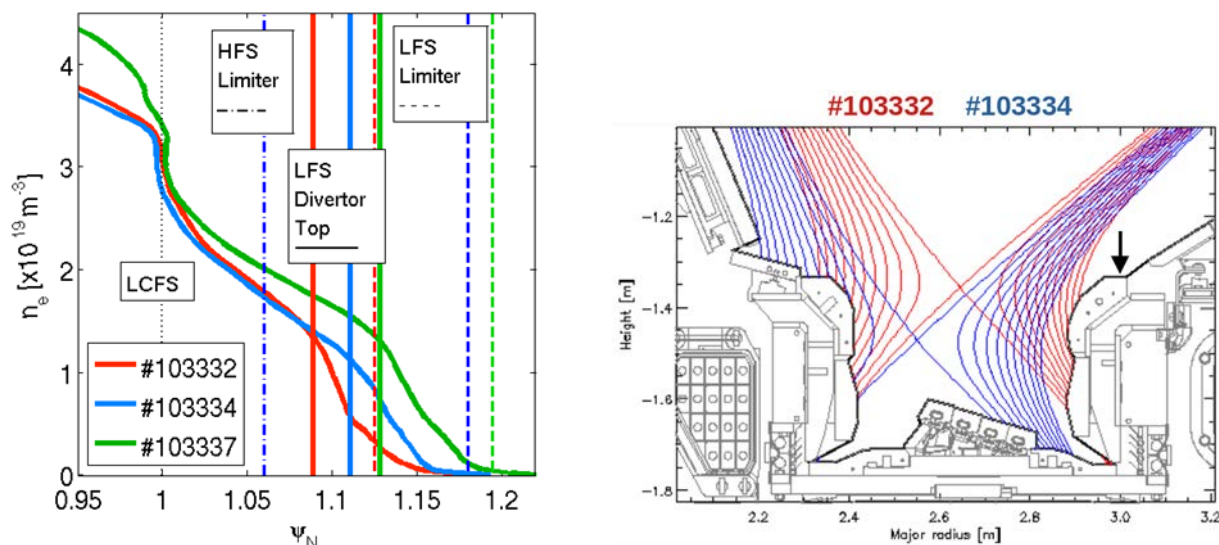
W związku z niedawną decyzją o zastosowaniu w reaktorze ITER ściany całkowitej wykonanej z wolframu (W) [P. Barabaschi Fus. Eng. Design 215 (2025) 114990], źródło W z komory reaktora stwarza nowe ryzyko [A. Loarte PPCF 67 (2025) 065023, R.A.Pitts Nucl. Mat. Energy 42 (2025) 101854]. Najnowsze symulacje oddziaływania plazmy ze ścianą dla reaktora ITER, wykorzystujące różne kombinacje n_e i T_i docierające przed płytkami komory głównej jako dane wejściowe, pokazują, że rozpylanie W z komory głównej może znacznie przewyższać inne źródła W [K.Schmid and T.Wauters, Nucl. Mat. Energy 41 (2024) 101789, A.Eksaeva Phys. Scr. 97 (2022) 014001]. Połączenie wysokiego n_e i wysokiego T_i to „najgorszy scenariusz”, dający źródło o najwyższej mocy promieniowania. Jednak obecnie nie ma wiarygodnej prognozy, jakie będą wartości n_e i T_i w ITER. Aby ograniczyć te symulacje dla ITER, kluczowe stało się rozwinięcie podstaw fizycznych w celu ekstrapolacji pomiarów profilu w odległym obszarze SOL (z ang. far-SOL) z obecnych urządzeń eksperymentalnych do planowanego reaktora ITER z wystarczającą dokładnością. Obejmuje to pogłębione zrozumienie mechanizmów fizycznych

odpowiedzialnych za spłaszczenie profili gęstości w warstwie SOL oraz za powstawanie struktur typu density shoulder, które zostały zaobserwowane w wielu urządzeniach eksperymentalnych (np. [D. Carralero Nucl. Fusion 54 (2014) 123005]) i są związane ze wzmocnionym transportem filamentarnym, który dominuje nad radialnym transportem turbulentnym w omawianej warstwie. Jednak obecne podstawy fizyczne dotyczące spłaszczania gęstości i tworzenia się tzw. „ramion gęstości” w dalekiej warstwie SOL są niewystarczające, aby ekstrapolować wyniki obecnych eksperymentów do ITER, co jest niezbędnym warunkiem wstępnym do ilościowego przewidywania źródła promieniowania wolframu w komorze głównej tego urządzenia. W ostatnich badaniach stwierdzono silną korelację między poziomem spłaszczenia gęstości w odległym obszarze SOL a tzw. parametrem kontroli turbulencji krawędziowej α_t [T.Eich Nucl. Fusion 60 (2020) 056016] w separatrzyse. Parametr α_t opisuje względne znaczenie transportu fal dryftowych (dominującego dla $\alpha_t \ll 1$) i transportu turbulencji wymiennej (dominującego dla $\alpha_t > \sim 1$) na granicy plazmy, ale obserwuje się, że przejście między tymi dwoma stanami jest stopniowe. Zatem α_t wydaje się być kluczowym czynnikiem nie tylko w ustalaniu szerokości mocy (λ_q) w bliskim obszarze SOL [T.Eich Nucl. Fusion 60 (2020) 056016, A.Stagni Nucl. Fusion 62 (2022) 096031, A.Stagni Nucl. Fusion 64 (2024) 026016], ale także dla transportu cząstek w odległym obszarze SOL. Wraz ze wzrostem parametru α_t zaobserwowano poszerzenie profili gęstości w obszarze „upstream” w odległej warstwie SOL, czemu towarzyszyło formowanie się struktury typu density shoulder, podczas skanów dopływu gazu przeprowadzonych w urządzeniach TCV oraz ASDEX Upgrade. [A.Stagni Nucl. Fusion 62 (2022) 096031, A.Redl Nucl. Fusion 64 (2024) 086064] oraz trójkątności plazmy w TCV [A.Stagni Nucl. Fusion 64 (2024) 026016]. Dodatkowo, wraz ze wzrostem parametru α_t , na urządzeniu ASDEX Upgrade zidentyfikowano (niepożądaną) redystrybucję strumieni ciepłych plazmy z tarcz dywertora w kierunku ściany głównej komory [A. Redl, Nucl. Fusion 64 (2024) 086064; A. Redl, Nucl. Mater. Energy 34 (2023) 101319]. Jednym z głównych celów prac podjętych przez pracowników IPPLM w 2025 roku było zbadanie roli, jaką parametr α_t odgrywa w znacznie większym tokamaku JET w zakresie spłaszczania profili gęstości w odległym obszarze SOL. Oprócz radialnej długości zaniku gęstości ($\lambda_{n,far}$), dla prawidłowego oszacowania, jak gęsta będzie plazma docierająca bezpośrednio przed płytki ściany głównej komory w ITER, kluczowe jest również zrozumienie czynników wyznaczających promień zewnętrznego punktu przegięcia struktury typu density shoulder oraz tego, czy możliwa jest jego kontrola za pomocą środków zewnętrznych. Przykładowo, wcześniejsze badania przeprowadzone na urządzeniu ASDEX Upgrade [M. Bernert, praca doktorska (2013), LMU Monachium; B. Tal, Nucl. Fusion 64 (2024) 126063] wykazały, że promień zewnętrznego punktu przegięcia był wyznaczany przez najbliższe przecięcie powierzchni strumienia magnetycznego z poloidalnym limitem po stronie niskiego pola magnetycznego (LFS). Aby odpowiedzieć na te dwa pytania, wykorzystano dane z dedykowanego eksperymentu z rampą zasilania w trybie H, który został wdrożony w tokamaku JET w ostatnim roku jego działania pod naukowym nadzorem pracowników IFPLM. Eksperyment ten został zaprojektowany z myślą o wykorzystaniu najnowszych udoskonaleń diagnostycznych w JET, w szczególności w zakresie profili krawędzi i diagnostyki dywertora. Poza skanowaniem napuszczania gazu i trójkątności plazmy, jak w przypadku wspomnianych wyżej prac modernizacyjnych TCV i ASDEX-a, przeprowadzono dodatkowe porównania (wpływ długości połączenia z dywertorem, geometrii dywertora lub zasilania pelletami). Dodatkowo, eksperymenty te są szczególnie dobrze przystosowane do badania fizyki zewnętrznego promienia punktu przegięcia struktur typu density shoulder, ponieważ odpowiadające im plazmy były utrzymywane z większym niż zwykle odstępem od zewnętrznej ściany komory, z przyczyn operacyjnych. W odniesieniu do analizy transportu cząstek w dalekim obszarze SOL przeprowadzonej dla JET, najważniejszym uzyskanym rezultatem jest to, że parametr kontroli turbulencji α_t , oceniany w położeniu separatrzy, ujednolicił – dla bardzo zróżnicowanej bazy danych wyładowań – zmierzone dane o długości zaniku gęstości radialnej ($\lambda_{n,far}$) w dalekim SOL. Znalezione ujednolicone (liniowe) skalowanie z α_t , zarówno w znormalizowanych współrzędnych strumienia poloidalnego, jak i we współrzędnych zewnętrznego promienia środkowej płaszczyzny w „przestrzeni rzeczywistej”, pokazanych na rysunku 4.26.



Rys. 4.26. Radialny spadek gęstości w dalekim obszarze SOL ($\lambda_{n,far}$) jako funkcja parametru sterowania turbulencją α_t dla pełnego zbioru danych wyładowań. Po lewej: obliczanie spadku gęstości w przestrzeni równowagowej (znormalizowany strumień poloidalny, bezwymiarowy). Po prawej: obliczanie spadku gęstości w przestrzeni rzeczywistej (zewnętrzna płaszczyzna środkowa, mm). Legenda zawiera dodatkowe informacje dla każdego scenariusza (I_p , położenie OSP, niska lub wysoka trójkątność, metoda napuszczania paliwa). Podano również wzór otrzymanego liniowego dopasowania metodą najmniejszych kwadratów (linia ciągła).

Powyższy wynik wskazuje, że parametr α_t jest dobrym wskaźnikiem do ilościowego określenia spłaszczenia gęstości w dalekim obszarze SOL tokamaka JET. Potwierdza on i rozszerza (na większe rozmiary tokamaka i dla szerokiego zakresu warunków) wcześniejsze obserwacje uzyskane na innych maszynach średniej wielkości [A. Stagni Nucl. Fusion 62 (2022) 096031, A. Stagni Nucl. Fusion 64 (2024) 026016, A. Redl Nucl. Fusion 64 (2024) 086064], które również wskazywały, że spłaszczenie profili gęstości w SOL jest ustalone przez równowagę pomiędzy transportem fal dryftowych a transportem wymiennym. W odniesieniu do zagadnienia, co determinuje promień zewnętrznego punktu przegięcia struktur typu density shoulder w SOL oraz czy możliwe jest kontrolowanie go za pomocą środków zewnętrznych, analiza eksperymentów z narastającą gęstością na JET, koordynowana przez pracowników IPPLM, wykazała, że uzyskano różne struktury density shoulder w SOL z różnymi promieniami zewnętrznego przegięcia, jak pokazano na rysunku 4.27. Uzyskano je w trzech oddzielnych wyładowaniach o różnych kształtach plazmy. Jak wspomniano wcześniej, te eksperymenty z narastającą gęstością JET przeprowadzono z większym niż zwykle odstępem od ściany zewnętrznej ze względów operacyjnych. We wszystkich trzech przypadkach mapowanie powierzchni strumienia wykazało, że najbliższa interakcja z limitem po stronie niskiego pola magnetycznego (LFS) ma miejsce daleko poza promieniem przegięcia density shoulder. Dlatego w tych wyładowaniach zewnętrzny promień przegięcia nie jest ustalany przez limiter po stronie LFS. Podobne analizy dla limitera przy ścianie zewnętrznej po stronie wysokiego pola magnetycznego (HFS), który i tak prawdopodobnie nie wpływa na filamenty LFS „balooningowe” skierowane na zewnątrz, pokazują, że najbliższe położenie HFS znajduje się zbyt głęboko w komorze, a zatem również nie może wyjaśnić położenia przegięcia struktury density shoulder. Najlepszą korelację zaobserwowano między promieniem przegięcia density shoulder a przecięciem linii strumienia z górną częścią dywertora po stronie LFS (oznaczoną czarną strzałką w prawym rysunku 4.27). Możliwym wyjaśnieniem tego zjawiska jest to, że chociaż filamenty są elektrycznie odłączone od gęstego i zimnego dywertora, połączenie elektryczne może zostać przywrócone w cieplejszym i mniej gęstym obszarze tuż za dywertorem. To istotne odkrycie może wskazywać sposób na zapobieganie bezpośredniemu kontaktowi density shoulder w ITER ze ścianami głównej komory. Mianowicie, dzięki starannemu zaprojektowaniu równowagi magnetycznej, „punkt styku” pierwszego włókna można by przesunąć daleko od zewnętrznej płaszczyzny środkowej (gdzie wydajność penetracji W jest najwyższa) w bardziej odpowiednie miejsce w pobliżu dywertora.

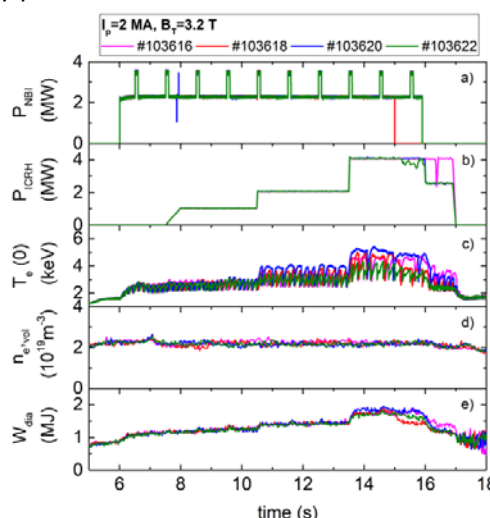


Rys. 4.27. Bariery gęstości SOL uzyskane z trzech różnych kształtów plazmy, pokazujące różne zewnętrzne promienie przegięcia. Linie pionowe (w tej samej konwencji kolorów co profile) oznaczają promienie przecięcia z różnymi elementami ścian. Czarna strzałka na prawym wykresie oznacza lokalizację odpowiadającą „szczytowi dywertora LFS” na lewym wykresie.

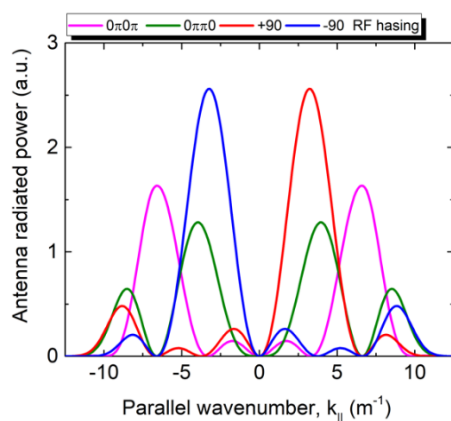
Przeprowadzona analiza profili krawędziowych wyładowań na JET poszerzyła podstawy fizyczne transportu cząstek w odległym obszarze SOL. Uzyskane wyniki, w szczególności identyfikacja parametru kontroli turbulencji α_t , ocenianego w lokalizacji separatrysy, jako dobrego wskaźnika do ilościowego określenia stopnia spłaszczenia profili gęstości w dalekiej SOL, oferują oparte na fizyce narzędzie do ekstrapolacji spłaszczenia gęstości SOL z obecnych urządzeń na ITER-a. Kolejnym ważnym odkryciem jest możliwość przesunięcia zewnętrznego promienia przegięcia struktur typu density shoulder w SOL z dala od limiterów LFS ściany głównej, poprzez staranne projektowanie równowagi magnetycznej (w naszym przypadku przez przecięcie linii pola z górną częścią dywertora po stronie LFS). Przesunięcie źródła wolframu (W) z bliskiej zewnętrznej płaszczyzny w pobliżu dywertora prawdopodobnie znacząco zmniejszy efektywność penetracji W do plazmy centralnej w nowym pełno wolframowym ITER.

Odrębnym obszarem badań była analiza trójjonowego scenariusza grzania ICRF (Ion Cyclotron Resonance Frequency), który stanowi obiecującą technikę o szerokim spektrum zastosowań w badaniach fuzji jądrowej, w szczególności w zakresie efektywnej generacji szybkich jonów w plazmie. W najprostszej postaci metoda ta opiera się na obecności trzech gatunków jonów w plazmie, charakteryzujących się wyraźnie różnymi stosunkami ładunku do masy, co umożliwia wysoce efektywną absorpcję fal oraz silnie zlokalizowane osadzanie energii. Dzięki relatywnie wąskim profilom depozycji mocy, trójjonowy scenariusz ICRF może być dostrajany w celu uzyskania dominującego nagrzewania jonów lub elektronów plazmy, w zależności od warunków eksperymentalnych. W kontekście planowanego wykorzystania tej techniki w przyszłych tokamakach z metalicznymi ścianami plazmowymi, kluczowe znaczenie ma zrozumienie jej wpływu na zachowanie zanieczyszczeń, w tym na mechanizmy ich powstawania, akumulacji oraz redystrybucji. W związku z tym przeprowadzono szczegółowe badania zachowania zanieczyszczeń w trójjonowych scenariuszach ICRF w plazmach wodorowo-deuterowych (H–D) oraz deuterowo-trytowych (D–T) w tokamaku JET z pierwszą ścianą Be/W, dostarczając istotnych informacji z punktu widzenia przyszłych operacji ITER. Analizowano również wpływ fazy anteny na zachowanie zanieczyszczeń w schemacie grzania D–(^3He)–H ICRF. Ponadto przeprowadzono serię wyładowań porównawczych w plazmach D–T o proporcjach paliwa 50%–50%, demonstrując elastyczność grzania ICRF w zakresie przejścia pomiędzy dominującym nagrzewaniem jonów a elektronów. W badaniach wpływu fazy anteny na zachowanie zanieczyszczeń w schemacie grzania D–(^3He)–H ICRF zastosowano

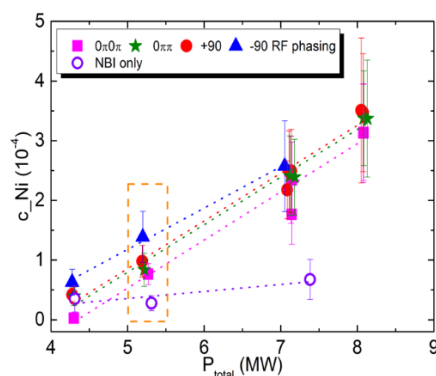
częstotliwość ICRF równą 33 MHz w celu ogrzewania jonów ^3He pełniących rolę gatunku mniejszościowego w plazmie wodorowo-deuterowej (H-D). Eksperymenty prowadzono w reżimie niskiego utrzymania plazmy (L-mode), przy polu magnetycznym $B_T = 3,2$ T, prądem plazmy $I_p = 2$ MA. Ewolucję czasową głównych parametrów plazmy dla impulsów #103613, #103618, #103620 oraz #103622 przedstawiono na rys. 4.28. Wszystkie analizowane wyładowania charakteryzowały się zbliżonymi warunkami eksperymentalnymi, w szczególności porównywalną mocą cieplną oraz gęstością elektronową w centrum plazmy ($n_{e0} \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Moc ICRF była modulowana skokowo w trzech poziomach (1 MW, 2 MW oraz 4 MW; por. rys. 1b) lub w dwóch poziomach (4 MW oraz 5 MW; por. rys. 1a) w ramach pojedynczego wyładowania, przy stałej mocy grzania neutralnymi wiązkami (NBI) równej 2,2 MW. Porównano wyładowania z różnymi konfiguracjami faz antenowych: $(0\pi 0\pi)$ w impulsie #103616, $(0\pi\pi 0)$ w impulsie #103618, konfigurację $+90^\circ$ ($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$) w impulsie #103620 oraz konfigurację -90° ($0, -\pi/2, -\pi, -3\pi/2$) w impulsie #103622. Zmiana fazy anteny JET A2 ICRF prowadzi do modyfikacji widma promieniowanej mocy w funkcji równoległego wektora falowego ($k_{||}$) (rys. 4.29), co bezpośrednio wpływa na mechanizmy absorpcji mocy ICRF w plazmie. W standardowej konfiguracji dipolowej $(0\pi\pi)$ maksimum emisji mocy występuje w pobliżu $k_{||} = 6,3 \text{ m}^{-1}$. Dla konfiguracji $(0\pi\pi 0)$ $k_{||} = 3,95 \text{ m}^{-1}$, a dla $+90^\circ$ i -90° to odpowiednio $k_{||} = 3,2 \text{ m}^{-1}$ oraz $-3,2 \text{ m}^{-1}$. Wszystkie analizowane wyładowania wykazywały oscylacje piłozębne (ST), wyraźnie widoczne w sygnale centralnej temperatury elektronowej $T_e(0)$ (patrz rys. 4.28c). Zarówno $T_e(0)$, jak i energia diamagnetyczna W_{dia} (rys. 4.28e), zmieniały się wraz z mocą grzania ICRF, w przeciwieństwie do gęstości elektronowej, która pozostawała w przybliżeniu stała na poziomie $\sim 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (rys. 4.28d). Rys. 3 przedstawia koncentracje niklu (c_{Ni}) jako funkcję całkowitej mocy grzania ($P_{\text{ohm}} + P_{\text{NBI}} + P_{\text{ICRF}}$) w wyładowaniach z różnymi fazami anten ICRF. Wyniki wykazały, że koncentracja Ni wzrastała wraz z mocą grzania i zmieniała się w zależności od konfiguracji faz antenowych. Dla porównania, w wyładowaniu #103628 zastosowano wyłącznie grzanie NBI, bez ICRF, co pozwoliło odizolować efekty ogrzewania wiązką neutralną. Jak pokazano na rys. 4.30, w przypadku grzania wyłącznie NBI obserwowano niższą zawartość zanieczyszczeń. Wpływ fazy anteny na zachowanie zanieczyszczeń Be i Ni wykazywał wyraźne zależności od równoległego wektora falowego $k_{||}$ (rys. 4.31). Wzrost $k_{||}$ prowadził do wyższego źródła Be, podczas gdy koncentracja Ni malała. Podobne zachowanie Ni obserwowano wcześniej w plazmach JET ze ścianą węglową, co sugeruje istnienie spójnego mechanizmu wpływającego na transport tego pierwiastka. W przypadku W oraz całkowitej mocy promieniowanej wpływ fazy anteny był mniej wyraźny. Ponieważ zarówno Be, jak i Ni przyczyniają się do sputteringu W , ich przeciwstawne trendy w odpowiedzi na zmiany fazy anteny mogą częściowo kompensować ogólny wpływ na zachowanie W oraz straty promieniowania.



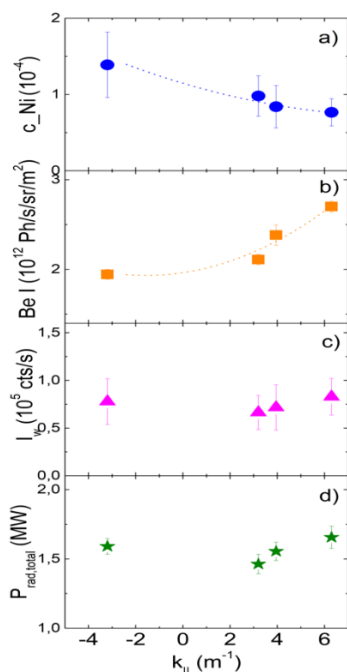
Rys. 4.28. Ewolucja czasowa a) mocy grzania NBI, b) mocy grzania ICRF, c) centralnej temperatury elektronowej, d) uśrednionej objętościowo gęstości elektronowej oraz e) energii diamagnetycznej w wyładowaniach 103613, 103618, 103620, 103622.



Rys. 4.29. Znormalizowane widma mocy dla różnych względnych faz anteny A2 JET w obecności plazmy (odległość antena–plazma $d = 4$ cm) i warstwy ewanescencji.



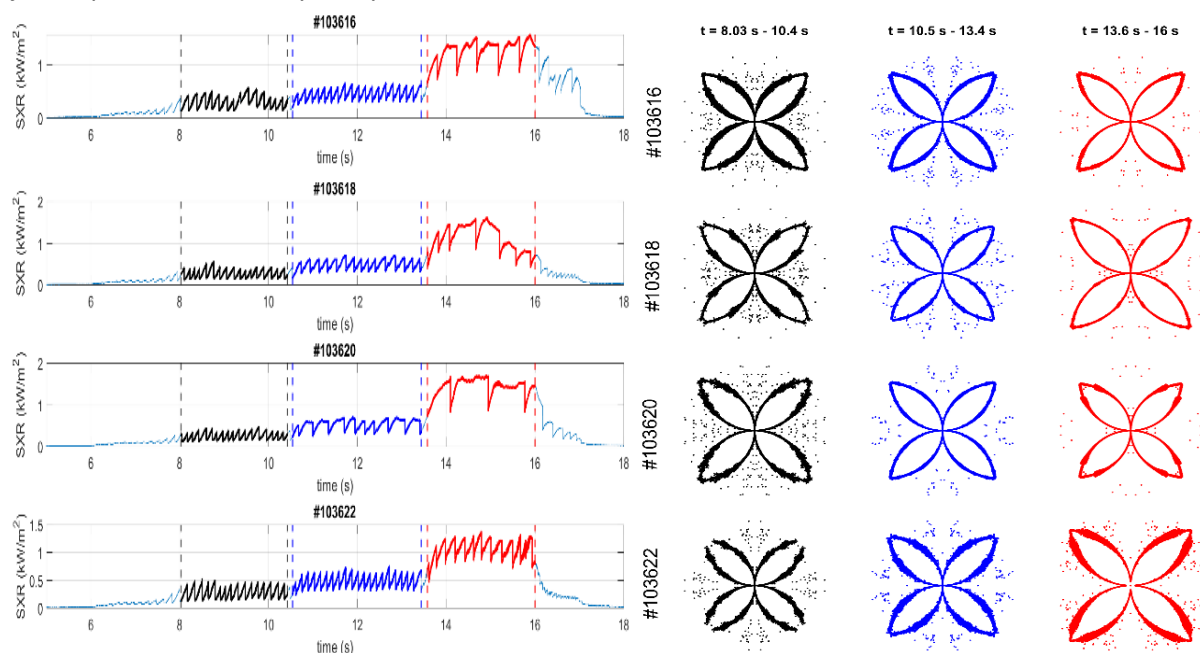
Rys. 4.30. Koncentracja Ni jako funkcja całkowitej mocy grzania dla różnych faz anten.



Rys. 4.31. a) koncentracja Ni, b) intensywność linii Be I, c) intensywność wolframu I_W oraz d) całkowita moc promieniowana w funkcji $k_{||}$.

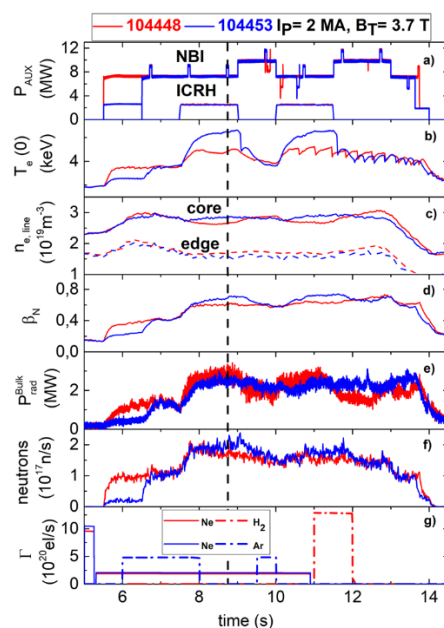
Biorąc pod uwagę, że amplituda i częstotliwość piłokształtnych niestabilności magnetohydrodynamicznych (ST) mogą istotnie wpływać na transport zanieczyszczeń w rdzeniu plazmy podczas scenariusza trójjonowego, zbadano wpływ fazy anteny ICRF na emisję SXR z rdzenia plazmy. Ogólnie obserwowano, że amplituda ST

wzrasta wraz z rosnącą mocą ICRF, natomiast częstotliwość ST spada proporcjonalnie. Najdłuższy okres piłozębny — 850 ms — zaobserwowano dla fazy $+90^\circ$ przy mocy ICRF równej 4 MW. Po zmniejszeniu mocy RF do 1 MW okres piłozębny skrócił się znacząco, osiągając około 140 ms. W kolejnym etapie przeprowadzono analizę przy użyciu Symetrycznego Wzoru Kropkowego (SDP), służącego do charakteryzowania oscylacji piłozębnych. Metoda SDP umożliwia skondensowanie dynamiki czasowej w pojedynczy, znormalizowany wykres 2D (rys. 4.32b), co pozwala na wizualne porównanie zachowania ST dla różnych faz wyładowań i ułatwia identyfikację potencjalnych zmian w dynamice niestabilności. Analizę przeprowadzono przy zastosowaniu trzech różnych okien czasowych. Dla podobnych okien czasowych wyższa moc ICRF korelowała z mniejszą liczbą punktów na SDP, co wskazuje na zmniejszenie częstotliwości niestabilności ST. Ponadto, grubość głównych „płatów” na wykresach SDP stopniowo malała wraz ze wzrostem mocy ICRF. Oznacza to, że niestabilności ST stają się względnie intensywniejsze w stosunku do innych drobnych wahań sygnału przy wyższych mocach grzania. W przypadku faz o mocy 2 MW i 4 MW największą grubość głównych płatów zaobserwowano w impulsie #103620, co wskazuje, że wahania sygnału SXR związane z niestabilnościami ST są w tym przypadku stosunkowo silniejsze w porównaniu z innymi wyładowaniami.



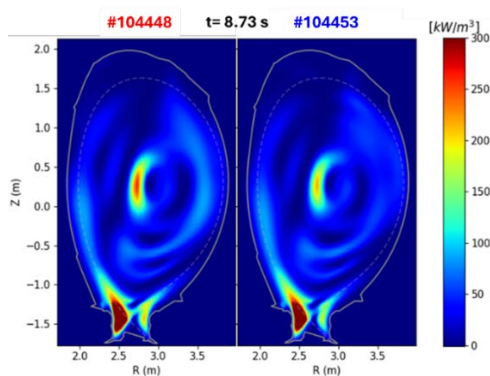
Rys. 32. a) Okna czasowe wybrane dla SDP z kanałem SXR H10 (rdzeń): 8,03 – 10,43 s na czarno dla 1 MW ICRF, 10,54 – 13,44 s na niebiesko dla 2 MW ICRF oraz 13,58 – 15,10 s na czerwono dla 4 MW ICRF. b) SDP z ujęć #103616 #103616, #103618, #103620, #103622.

Podczas kampanii DTE3 na tokamaku JET przeprowadzono także zestaw wyładowań porównawczych z grzaniem mniejszościowych jonów berylu ($T-(^9\text{Be})\text{-D}$) oraz wodoru ($T-(\text{H})\text{-D}$). Oba eksperymenty wykonywano w plazmach D-T o stosunku paliwa $\sim 50\%$ – 50% w reżimie L-mode, przy polu magnetycznym 3,7 T i prądzie plazmowym 2 MA. W przypadku grzania mniejszościowych jonów Be zastosowano częstotliwość fali ICRF równą 25 MHz w impulsie #104448. Dla porównania, w scenariuszu z jonami wodoru wykorzystano częstotliwość rezonansową 55 MHz w impulsie #104453. W obu eksperymentach moc ICRF była modulowana naprzemiennie między 0 a 2,5 MW, przy zachowaniu całkowitej mocy dodatkowego ogrzewania (NBI + ICRF) równej 10 MW. Scenariusz grzania mniejszościowych jonów wodoru (#104453) charakteryzował się dominującym ogrzewaniem elektronów, co prowadziło do wzrostu temperatury elektronów w centrum plazmy podczas fazy ICRF (rys. 4.33b). Natomiast trójjonowy scenariusz $T-(^9\text{Be})\text{-D}$ głównie napędzał nagrzewanie jonów plazmy, co wynikało z większej masy atomowej jonów mniejszościowych. Rys. 4.33 przedstawia ewolucję czasową głównych parametrów plazmy w obu scenariuszach.

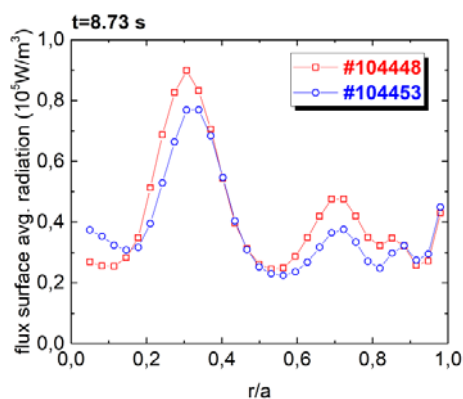


Rys. 4.33. Ewolucja czasowa a) mocy grzania NBI i ICRF, b) centralnej temperatury elektronowej, c) uśrednionej gęstości elektronowej w rdzeniu i na brzegu plazmy, d) znormalizowanej β_N , e) całkowitej mocy promieniowania, f) szybkości wtrysku gazu neonowego oraz g) szybkości wtrysku argonu lub wodoru dla impulsów #104448 w scenariuszu D-(^9Be)-T i #104453 w scenariuszu D-(H)-T 3-jonowego grzania ICRF.

W wyładowaniu #104453 temperatura elektronów osiąga wyższe wartości, dochodząc do 6,5 keV w rdzeniu plazmy. Dla porównania, temperatura jonów jest wyższa w impulsie #104448 przy grzaniu mniejszościowych jonów Be w ICRF, osiągając $T_i \sim 6,5$ keV przy $r/a \sim 0,2$, w porównaniu z $\sim 4,5$ keV w impulsie #104453. Rys. 4.34: tomograficzne rekonstrukcje wypromieniowanej gęstości mocy dla impulsów #104448 i #104453 w czasie $t = 8,73$ s, natomiast rys. 4.35 pokazuje odpowiadające im uśrednione profile gęstości mocy promieniowania. Pomimo wyższej temperatury i gęstości elektronów w impulsie #104453, promieniowanie rdzeniowe jest nieco niższe niż w #104448. W scenariuszu D-(^9Be)-T ICRF pierwiastki W i Be (rys. 4.36a, c) utrzymują nieco wyższe wartości ($\sim 10\text{--}15\%$) podczas fazy ICRF w porównaniu ze scenariuszem mniejszościowym H, co skutkuje nieznacznie podwyższoną całkowitą mocą promieniowania plazmy (rys. 4.33e). Zanieczyszczenie Ni w obu impulsach nie wykazuje istotnych różnic (rys. 4.36b). Podczas fazy grzania NBI zachowanie zanieczyszczeń W, Be i Ni jest podobne w obu impulsach.

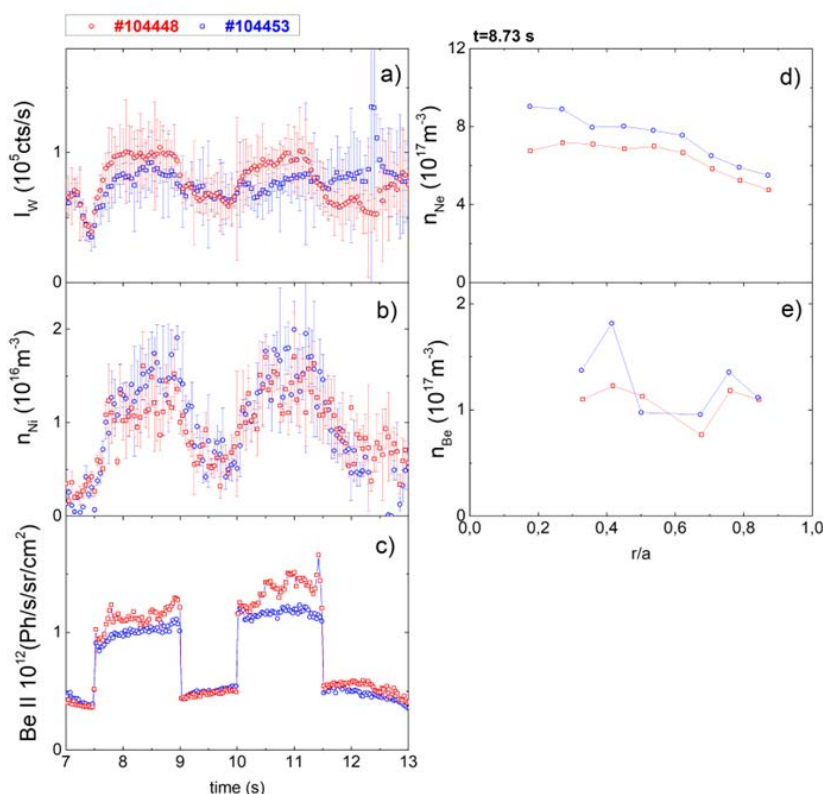


Rys. 4.34. Tomograficzna rekonstrukcja gęstości mocy promieniowania w wyładowaniach #104448 i #104453 dla czasu $t = 8,73$ s.



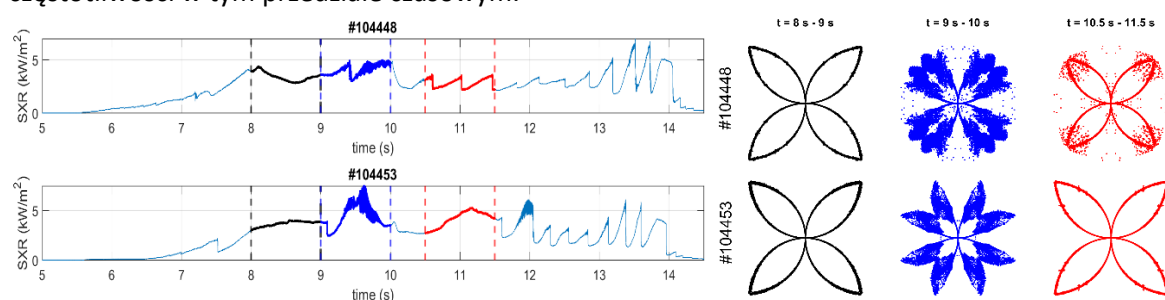
Rys. 4.35. Profil gęstości promieniowania w funkcji normalizowanego promienia dla wyładowań #104448 i #104453 w czasie $t = 8,73 \text{ s}$.

Oba wyładowania wykazują stopniowy spadek gęstości Ne od rdzenia ku krawędzi plazmy, co wskazuje na podobne zachowanie transportu, mimo różnic w sile źródła. Profile gęstości Be, przedstawione na rys. 4.36e, ujawniają bardziej złożone zależności. Choć źródło Be w limiterze było większe w impulsie #104448 (rys. 4.36c), w wyładowaniu #104453 zaobserwowano gęstości Be w obszarach średniego promienia porównywalne, a nawet nieco wyższe niż w rdzeniu plazmy. Te obserwacje sugerują, że współdziałanie źródeł Ne i Be wpływa na produkcję zanieczyszczeń W. Ne prawdopodobnie łagodzi akumulację W poprzez modyfikację transportu zanieczyszczeń lub procesów sputtering, natomiast obecność Be wydaje się powiązana ze zwiększonym sputteringiem W.



Rys. 4.36. a) Intensywność wolframu I_W , (b) gęstość niklu oraz c) strumień fotonów linii Be II przy 527 nm, d) gęstość neonu (n_{Ne}) oraz e) profil gęstości Be (n_{Be}) w czasie $t = 8,73 \text{ s}$, dla wyładowań #104448 (czerwony) w D-(⁹Be)-T oraz #104453 (niebieski) w scenariuszu D-(H)-T.

Wyniki te podkreślają złożoną interakcję między źródłami zanieczyszczeń, zasilaniem plazmy i mechanizmami transportu, wskazując, że profile gęstości zanieczyszczeń nie mogą być przewidywane wyłącznie na podstawie wielkości źródła. Należy uwzględnić dynamiczne środowisko plazmy i jego wpływ na zachowanie zanieczyszczeń. Wykresy SDP dla wybranych okien czasowych odpowiadających różnym fazom grzania przedstawiono na rys. 4.37. W przedziale czasowym $t = 8\text{--}9\text{ s}$, podczas nagrzewania NBI+ICRF, plazma pozostaje stosunkowo spokojna w obu impulsach. Główny wzór SDP dla kanału H10 jest w tym okresie bardzo podobny do sygnału sinusoidalnego lub powoli ewoluującego w czasie. Wyraźne oscylacje przypominające ST zaobserwowano jedynie w oknie czasowym $t = 10,5\text{--}11,5\text{ s}$ dla impulsu #104448, co znajduje odzwierciedlenie w odpowiadającym wykresie SDP. Każda kropka w SDP odpowiada pojedynczemu „ST crash”. Nowe i interesujące wzorce pojawiają się w oknie czasowym $t = 9\text{--}10\text{ s}$, odpowiadającym fazie grzania wyłącznie NBI, dla obu impulsów. SDP dla kanału H10 wykazuje w tym okresie złożone, nieregularne struktury, przypominające typowe wzorce quasi-okresowe lub chaotyczne szeregi czasowe. Analiza sugeruje rozwój oscylacji o wysokiej częstotliwości w tym przedziale czasowym.



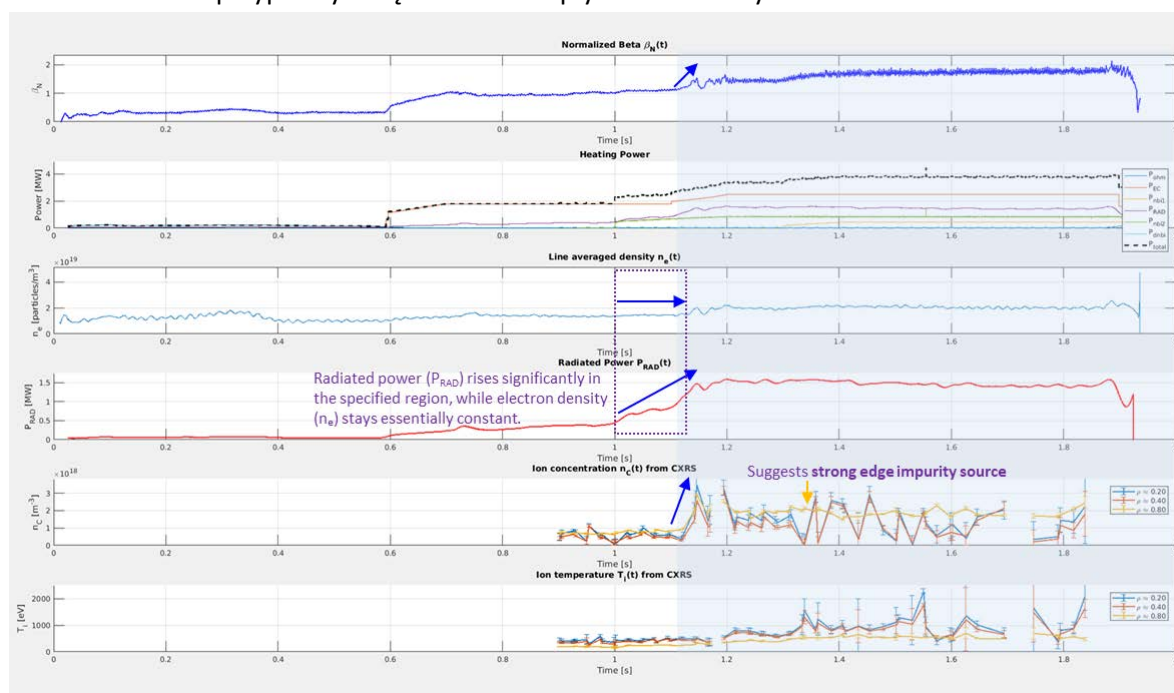
Rys. 4.37. Wybrane okna czasowe $t = 8\text{--}9\text{ s}$, $t = 9\text{--}10\text{ s}$ (niebieski) oraz $t = 10,5\text{--}11,5\text{ s}$ (czerwony) dla wyładowań #104448 i #104453, wraz z odpowiadającymi wykresami SDP dla kanału SXR H10.

Podsumowując, przeprowadzone badania wykazały istotny wpływ fazy anten grzania ICRF na zachowanie zanieczyszczeń oraz na aktywność magnetohydrodynamiczną (ST). Modyfikacja fazy anten oddziaływała na charakter transportu szybkich jonów i zanieczyszczeń w plazmie. Wyniki eksperymentalne wskazały, że koncentracja Ni wzrastała wraz z mocą ICRF i wykazywała silną zależność od fazy anteny. Wyższe wartości k_{II} wiązały się z niższą koncentracją Ni, jednocześnie wzmacniając źródło Be. Te przeciwstawne trendy sugerują silny związek między interakcją fali z cząstkami a mechanizmami transportu zanieczyszczeń. Wpływ fazy anteny na zanieczyszczenie W oraz na całkowitą moc promieniowania był mniej wyraźny, co prawdopodobnie wynika z kompensacyjnego działania Ni i Be na sputtering W. Wyższa moc grzania ICRF generalnie prowadziła do wzrostu amplitudy ST oraz obniżenia częstotliwości oscylacji. Najdłuższy obserwowany okres ST ($\sim 850\text{ ms}$) wystąpił dla fazy $+90^\circ$. Faza anteny wpływała również na strukturę czasową sygnałów SXR, co jest widoczne w różnorodnych wzorcach SDP dla różnych konfiguracji. Te wyniki podkreślają rolę fazy anten nie tylko w kontroli transportu zanieczyszczeń, ale również w kształtowaniu globalnej stabilności plazmy i dynamiki MHD. Porównanie dwóch trójjonowych scenariuszy grzania ICRF w plazmach D–T wykazało, że scenariusz z mniejszościowymi jonami wodoru prowadzi do wyższej temperatury elektronów w rdzeniu plazmy, co jest zgodne z dominującym kolizyjnym ogrzewaniem elektronów przez lekkie jony H. Poziomy promieniowania plazmy w centrum były nieco niższe (4,2 MW vs. 4,5 MW), co wskazuje na mniejszą zawartość zanieczyszczeń w rdzeniu. Z kolei scenariusz T–(^9Be)–D wykazał szczególnie silny wpływ na ogrzewanie jonów. Wyniki te podkreślają potencjał trójjonowych schematów grzania ICRF, zwłaszcza tych opartych na obecności zanieczyszczeń, w kontekście przyszłych urządzeń fuzji. Ich efektywność można dodatkowo zwiększyć poprzez połączenie z centralnym grzaniem ECRH, co umożliwia lepszą kontrolę zanieczyszczeń w plazmie. Uzyskane wyniki uzupełniają wcześniejsze obserwacje z tokamaków AUG i JET, potwierdzając korzystny wpływ grzania ECRH lub ICRH zarówno na ogrzewanie elektronów, jak i na kontrolę zanieczyszczeń. Zachowanie zanieczyszczeń w scenariuszach trójjonowych grzania ICRF zależy od przyjętego scenariusza oraz może być dodatkowo modulowane poprzez zmianę fazy anteny ICRF,

co stanowi istotny element w optymalizacji wydajności grzania i kontrolowania zanieczyszczeń w przyszłych tokamakach.

W ramach realizacji zadania RT08 – Physics and operational basis for high-beta long-pulse scenarios na tokamaku TCV przeprowadzono analizy dotyczące zanieczyszczeń plazmy. Eksperymenty te miały na celu opracowanie i testowanie zaawansowanych scenariuszy pracy tokamaka, umożliwiających długotrwałe wyładowania plazmy, charakteryzujące się dominującym udziałem prądu generowanego w sposób nieindukcyjny oraz utrzymaniem wysokiej znormalizowanej wartości bety (β_n). Analizie poddano wiele wyładowań realizowanych w ramach tego scenariusza, jednak w niniejszym raporcie przedstawiono dwa najbardziej interesujące przypadki: #82610 oraz #86813. W tym celu wykorzystano dane z diagnostyki CXRS do określenia koncentracji węgla względem różnych wartości promienia plazmy, co pozwoliło ocenić rozkład i dynamikę zanieczyszczeń w opracowanym scenariuszu.

Początkowo przeanalizowano przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy dla wyładowania #82610, które przedstawiono na rys. 4.38. Zaobserwowano, że wzrost dodatkowego grzania plazmy prowadził do zwiększenia mocy promieniowania (P_{RAD}), co było skorelowane ze wzrostem koncentracji węgla n_c wyznaczonej na podstawie danych CXRS. Gęstość elektronowa (n_e) wykazała dobrą korelację ze znormalizowaną betą i pozostała w przybliżeniu stała podczas początkowego wzrostu P_{RAD} (~1–1,1 s). Obserwowany wzrost mocy promieniowania został przypisany zwiększonemu napływowi zanieczyszczeń.



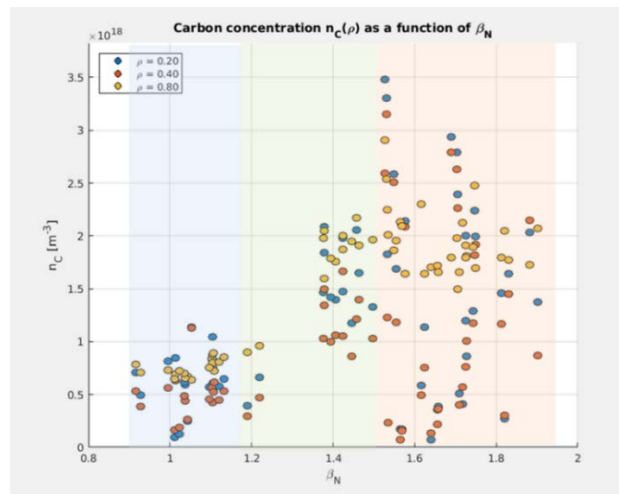
Rys. 4.38. Przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy dla wyładowania #82610.

W dalszej analizie stwierdzono, że po upływie około 1,1 s n_c na brzegu plazmy ($\rho = 0,8$) osiągnęła najwyższe i najbardziej stabilne wartości, podczas gdy w rdzeniu ($\rho = 0,2$) i w środkowej części promienia ($\rho = 0,4$) wykazywała silne fluktuacje czasowe. Równocześnie P_{RAD} wzrosło znacząco w tych obszarach, przy czym gęstość elektronowa pozostała praktycznie stała. Analiza koncentracji jonów węgla wskazała na obecność silnego źródła zanieczyszczeń na brzegu plazmy. Następnie zbadano zależność koncentracji węgla od znormalizowanej bety w tym samym wyładowaniu, co pokazano na rys. 4.39.

Zaobserwowano wyraźny wzrost n_c wraz ze wzrostem β_n , przy czym wyróżniono trzy charakterystyczne regiony:

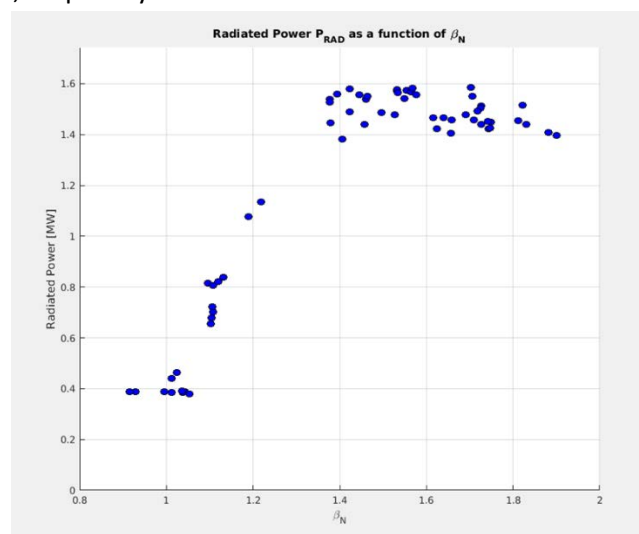
- $\beta_n < 1,2$: n_c pozostawała niska ($\sim 0,3\text{--}1,1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$) i podobna we wszystkich promieniach plazmy ($\rho = 0,2, 0,4, 0,8$), bez oznak akumulacji

- $\beta_n = 1,2-1,5$: n_C wzrosła do około $2,0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, a wartości zaczęły różnicować się w zależności od promienia plazmy
- $\beta_n = 1,6-1,9$: zaobserwowano silne rozproszenie wartości n_C , sięgające $3,5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, przy największych różnicach radialnych; w tym zakresie koncentracja węgla rosła szybciej w rdzeniu niż na brzegu plazmy



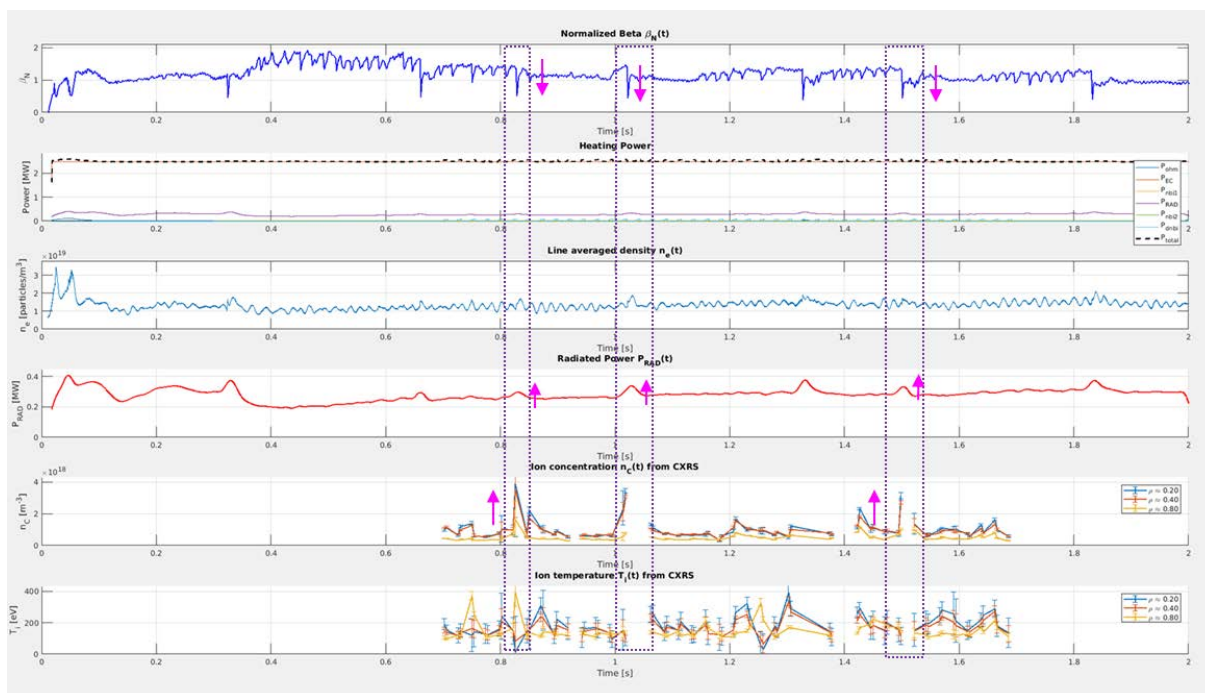
Rys. 4.39. Koncentracja węgla (n_C) w funkcji znormalizowanej bety β_n dla wyładowania #82610.

Dodatkowo przeanalizowano zależność mocy promieniowania plazmy od znormalizowanej bety (Rys. 4.40). Wykazano, że wzrost P_{RAD} następuje wyraźnie po osiągnięciu $\beta_n \approx 1,1$, co pokrywa się z obserwowanym wzrostem koncentracji węgla. Wyniki te wskazują, że zwiększenie promieniowania jest związane ze wzrostem napływu zanieczyszczeń, w tym węgla, do plazmy.



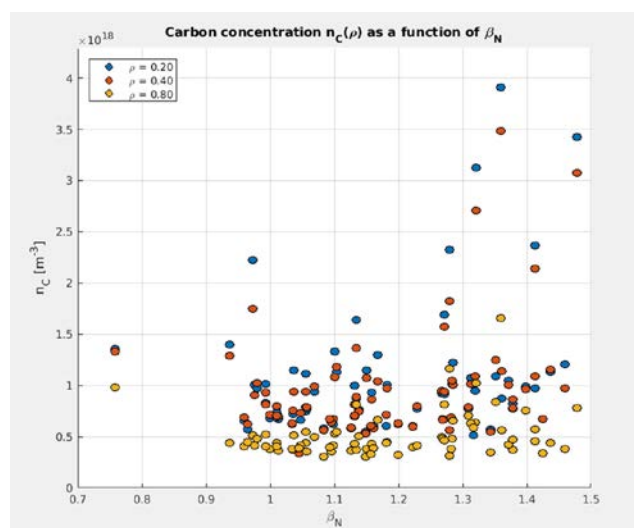
Rys. 4.40. Moc promieniowania plazmy (P_{RAD}) w funkcji znormalizowanej bety β_n dla wyładowania #82610.

W drugim etapie badań przeprowadzono analizę dla wyładowania #86813, realizowanego w ramach tego samego scenariusza na tokamaku TCV. Podobnie jak w przypadku wyładowania #82610, w pierwszej kolejności zbadano przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy, przedstawione na Rys. 4.41.

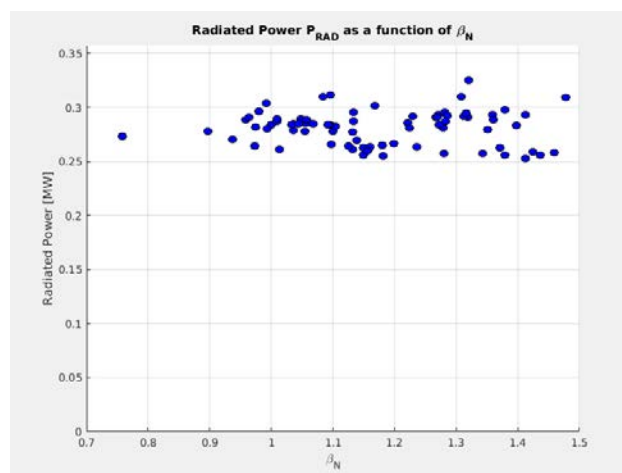


Rys. 4.41. Przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy dla wyładowania #86813.

Stwierdzono, że zarówno znormalizowana beta jak i moc promieniowania plazmy pozostawały względnie stabilne, z jedynie sporadycznymi szczytami P_{RAD} oraz krótkotrwałymi spadkami β_n . Zaobserwowano, że wspomniane piki promieniowania współwystępowały z nagłymi wzrostami koncentracji węgla n_C oraz równoczesnymi spadkami temperatury jonowej T_i wyznaczonej na podstawie danych z systemu CXRS. Zarówno gęstość elektronowa, jak i moc grzania plazmy nie wykazywały korelacji z tymi fluktuacjami. Ponadto n_e pozostawała w przybliżeniu stała w trakcie wzrostów P_{RAD} , co sugeruje, że zwiększenie promieniowania plazmy było głównie wywołane napływem zanieczyszczeń, a nie wzrostem gęstości elektronowej. Następnie przeanalizowano zależność koncentracji węgla od znormalizowanej bety w wyładowaniu #86813, co przedstawiono na rysunku 4.42. W większości badanych wartości β_n stwierdzono stabilność n_C , przy czym dla $\beta_n > 1,1$ zaobserwowano niewielką tendencję wzrostową. Ponadto koncentracja węgla była generalnie wyższa w obszarach plazmy bliżej rdzenia, co różni się od wcześniejszego wyładowania #82610, w którym największe wartości n_C występowały na brzegu plazmy dla wysokich β_n . Równolegle przebadano zależność mocy promieniowania od znormalizowanej bety (Rys. 4.43). Stwierdzono, że P_{RAD} pozostawała stabilna w całym badanym zakresie β_n , co było zgodne z obserwowanym zachowaniem koncentracji węgla. Wyniki te wskazują, że w tym wyładowaniu wpływ lekkich jonów zanieczyszczeń na promieniowanie plazmy był mniej dynamiczny niż w wyładowaniu #82610, a stabilność P_{RAD} odzwierciedlała stabilność koncentracji węgla w plazmie. Porównanie obu wyładowań (#82610 i #86813) pozwoliło stwierdzić, że charakterystyka zanieczyszczeń oraz dynamika mocy promieniowania mogą znacząco różnić się w zależności od stabilności wyładowania i przebiegu β_n . Analizy te dostarczyły istotnych informacji do dalszego optymalizowania scenariuszy operacyjnych w tokamaku TCV, uwzględniając zachowanie zanieczyszczeń plazmy.



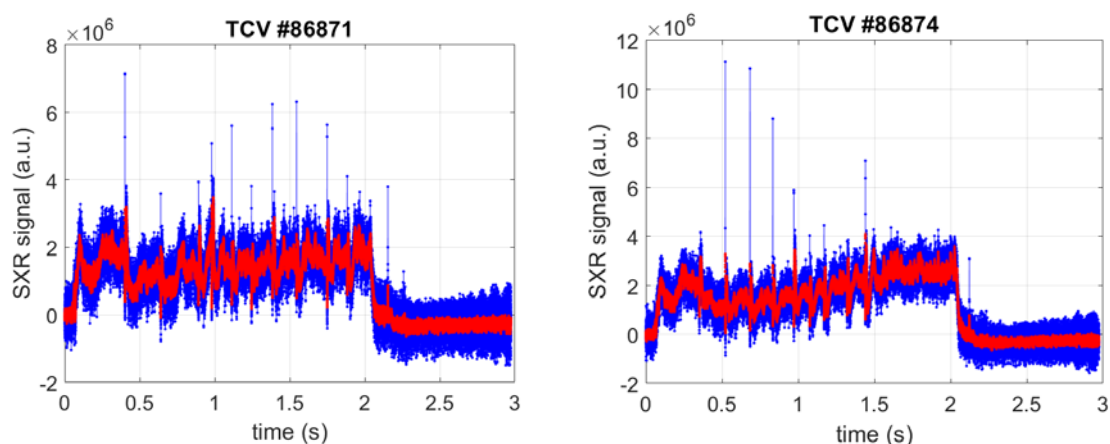
Rys. 4.42. Koncentracja węgla (n_C) w funkcji znormalizowanej bety β_n dla wyładowania #86813.



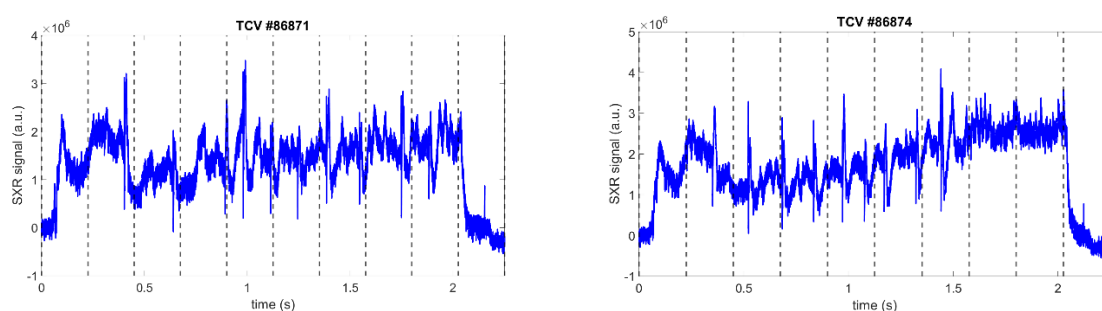
Rys. 4.43. Moc promieniowania plazmy (P_{RAD}) w funkcji znormalizowanej bety β_n dla wyładowania #86813.

Innym celem badań w zadaniu RT-08, w ramach dwóch eksperymentów na MAST-U (Mega Ampere Spherical Tokamak Upgrade, UKAEA, Culham Center, UK) oraz TCV (Tokamak à Configuration Variable, SPC, Lausanne, Switzerland) było realizowanie zagadnienia D1: Consolidate understanding of flux pumping mechanism and extrapolate to ITER/DEMO/JT-60SA (Konsolidacja wiedzy na temat mechanizmu flux-pumping i ekstrapolacja do eksperymentów ITER/DEMO/JT-60SA). Jednym z analizowanych parametrów będących wyznacznikiem stabilności plazmy oraz informującymi o kształcie profilu prądu płynącego w sznurze plazmowym tokamaka jest współczynnik bezpieczeństwa q . Współczynnik bezpieczeństwa q jest stosunkiem krotności obiegu danej linii pola magnetycznego wokół osi pionowej tokamaka (składowa toroidalna) do krotności obiegu wokół osi magnetycznej sznura plazmowego (składowa poloidalna). Współczynnik przyjmuje tylko jedną wartość na danej powierzchni magnetycznej; jest zatem funkcją strumienia magnetycznego (ang. *magnetic flux*). Współczynnik q jest bezpośrednio zależny od wartości prądu na danej powierzchni magnetycznej. Prace w ramach eksperymentów na tokamaku TCV miały na celu wstępne zapoznanie się z charakterystyką tego eksperymentu oraz zdobycie umiejętności pozyskiwania danych i przygotowania danych wejściowych oraz skonfigurowania symulacji przy użyciu kodu TRANSP. W tym celu podczas pięciodniowej wizyty w Swiss Plasma Center (SPC) w Lozannie odbyło szkolenie pod kierunkiem lokalnego eksperta i koordynatora RT-08, Mario Podesty. Szkolenie wykorzystano na aktywne zapoznanie się ze skryptami napisanymi w języku MATLAB. W odróżnieniu od eksperymentów MASTU i JET, w eksperymencie TCV nie wykorzystuje się oprogramowania OMFIT w celu

przygotowania danych wejściowych do analizy numerycznej kodem TRANSP, lecz skryptów napisanych w języku MATLAB. Następnie używa się kontenera docker w celu wykonania symulacji na lokalnych centrach obliczeniowych. Po zapoznaniu się z technicznymi aspektami obsługi kodu TRANSP, wykonano wstępną symulację fazy początkowej wyładowania #81500, które charakteryzuje się niemal całkowitym nieindukcyjnym prądem wygenerowanym przez grzanie elektronowe ECH (Electron Cyclotron Heating). Rezonans grzania wypada poza oś sznurka plazmowego, co skutkuje odwróconym profilem współczynnika bezpieczeństwa q (safety factor q). Symulacje tego typu scenariusza wyładowania są trudne w modelowaniu ze względu na niestabilności numeryczne związane z nietypowym profilem prądu, a co za tym idzie, profilem współczynnika q . W roku 2025 przeprowadzono również analizy z wykorzystaniem dwóch metody graficznych: symetryzowany wzór kropkowy SDP (ang. Symmetrized Dot Pattern) oraz wykres powrotu RP (ang. Recurrence Plot do szeregów czasowych SXR dotyczących tokamaka TCV, gdzie w większości przypadków, z powodu zbyt wielkiego szumu, metoda SDP okazała się niezbyt efektywna (z tego względu te wyniki nie zostały zawarte w niniejszym raporcie). Celem kampanii eksperymentalnej w ramach RT08 było opracowanie scenariusza narastania prądu bezindukcyjnego w plazmie uwięzionej w tokamaku TCV. Dla wyładowań #86871 i #86874 możliwe było grzanie nieindukcyjne plazmy. Podczas opracowywania tego scenariusza stabilność plazmy w rdzeniu stanowiła wyzwanie, a jej prąd pozostawał w dużej mierze niestabilny. Z powodu występowania znacznego szumu wybrane przebiegi czasowe dotyczące wyładowań o numerach #86871 i #86874 wygładzono przy użyciu filtra Savitzky–Golay obliczając medianę z dwudziestoelementowego okna przesuwanego (Rys. 4.44), a następnie podzielono interesujący obszar na równe przedziały, tak jak pokazano na Rys. 4.45.



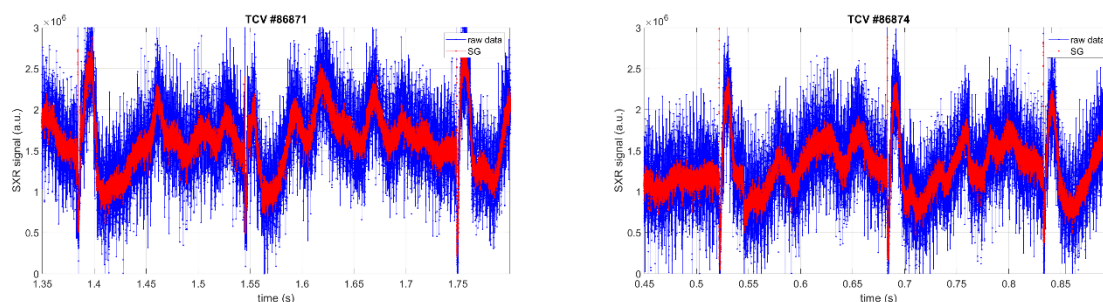
Rys. 4.44. Kolorem niebieskim oznaczono ewolucje czasowe sygnałów dotyczących wyładowań #86871 (po lewej) i #86874 (po prawej), kolorem czerwonym oznaczono sygnał po użyciu filtra Savitzky–Golay, który został poddany dalszej analizie.



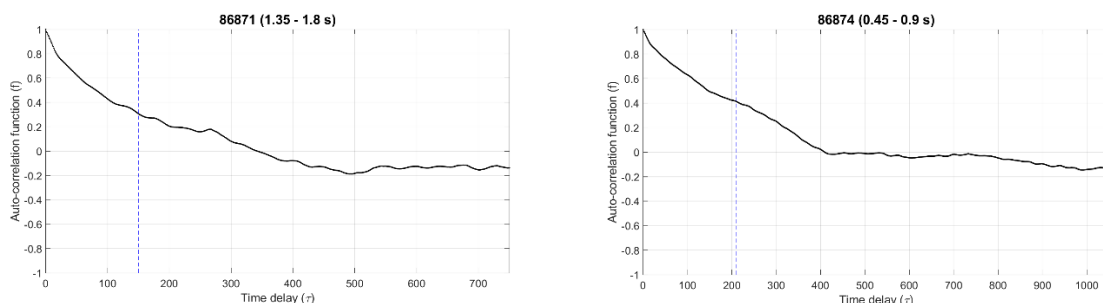
Rys. 4.45. Sygnały poddane dalszej analizie wraz z zaznaczeniem przedziałów, dla których zostały wykonane wykresy RP.

Po wygładzeniu sygnałów wybrano przedziały czasowe (dla wyładowania #86871 wzięto przedział 1.35 s – 1.8 s a dla #86874 0.45 s – 0.9 s, patrz Rys. 4.46), dla których dokonano poszukiwań odpowiednich wartości

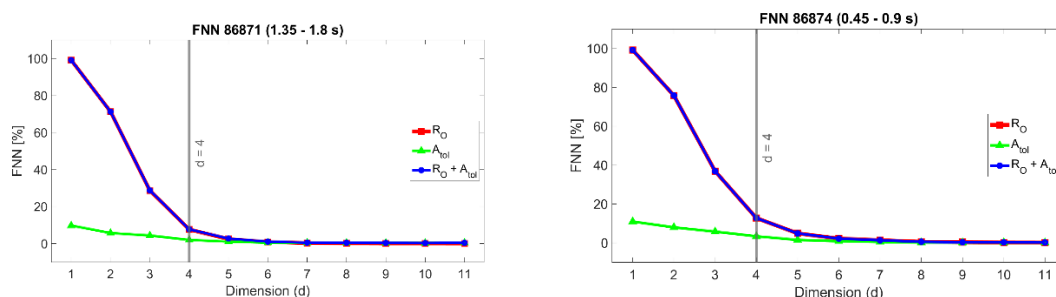
opóźnienia czasowego τ oraz wymiaru zanurzenia d . Wyniki tej analizy przedstawiono na rys. 4.47 i 4.48. Chociaż wymiar zanurzenia w obu przypadkach uznano za równy 4, opóźnienie czasowe okazało się jednak odmienne i dla przypadku #86871 wyniosło 150 kroków czasowych, a dla wyładowania #86874 210.



Rys. 4.46. Odcinki czasowe, które posłużyły do wyznaczenia parametrów d i τ . Po lewej dla wyładowania #86871, a po prawej dla #86874.

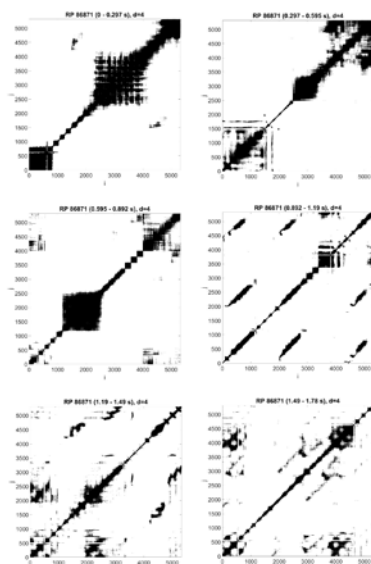


Rys. 4.47. Funkcja autokorelacji szeregu czasowego SXR służąca do określenia odpowiedniej wartości opóźnienia czasowego τ (zaznaczono na niebiesko). Po lewej dla wyładowania #86871, a po prawej dla #86874.

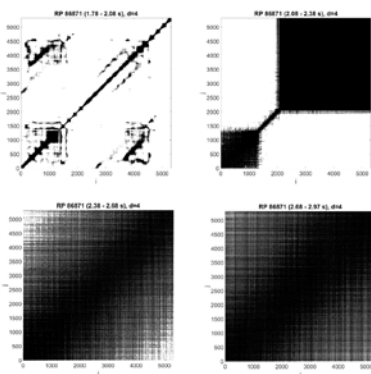


Rys. 4.48. Udział fałszywych najbliższych sąsiadów (FNN) jako funkcja wymiaru osadzenia, przy wielkiej literze A, indeks dolny tol równy 2 i wielkiej literze R indeks dolny wielka litera O równy = 15. Wyniki dla poszczególnych warunków są oznaczone na czerwono i zielono, a wynik zbiorczy na niebiesko. Po lewej dla wyładowania #86871, a po prawej dla #86874.

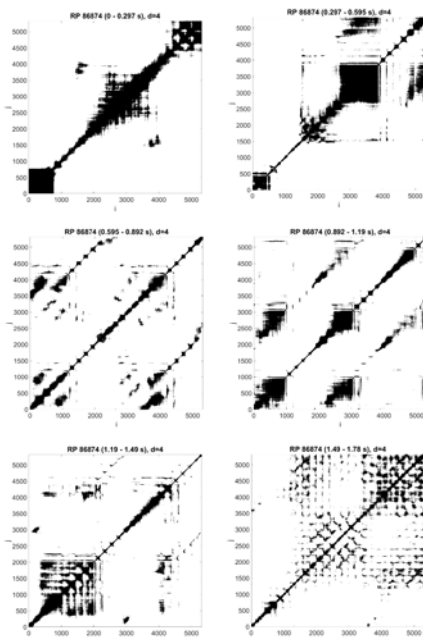
Dla dziesięciu przedziałów czasowych, na które zostały podzielone sygnały (patrz Rys. 4.45), wykreślono wykresy rekurencyjne, które przedstawiono dla wyładowania #86871 na Rys. 4.49, a dla wyładowania #86874 na Rys. 4.50. Wykresy rekurencyjne dla obu wyładowań wykazują podobne cechy dla niektórych odcinków czasowych. W pierwszym przedziale czasowym (na początku fazy trwania wyładowania) w obu przypadkach punkty na wykresie kumulują się wokół głównej przekątnej. W nieco późniejszym okresie odcinki równoległe do przekątnej (zawierające zgrubienia, zwłaszcza dla wyładowania #86874) zaczynają również odgrywać istotną rolę na wykresie. Dwa ostatnie przedziały czasowe występujące w fazie zaniku wyładowania są niemal tożsame.



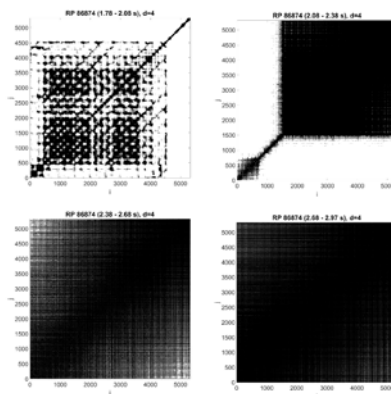
Rys. 4.49. Wykresy RP sygnału SXR dla wyładowania #86871 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.



Rys. 4.49. (c.d) Wykresy RP sygnału SXR dla wyładowania #86871 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.

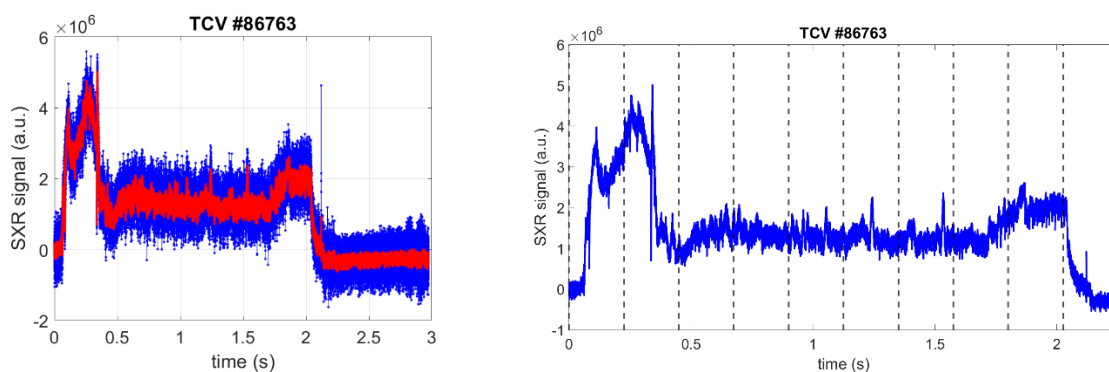


Rys. 4.50. Wykresy RP sygnału SXR dla wyładowania #86874 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.

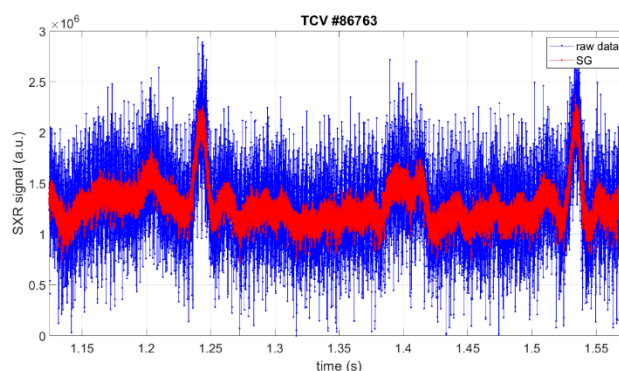


Rys. 4.50. (c.d.) Wykresy RP sygnału SXR dla wyładowania #86874 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.

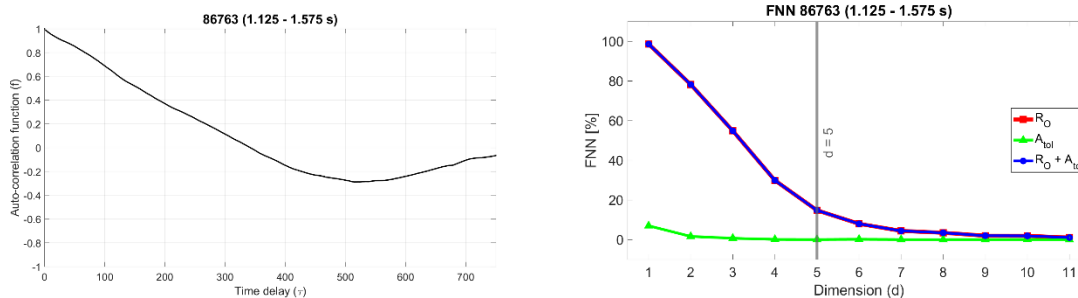
Dla porównania w niniejszym raporcie pokazano również analizę dla przykładowego wyładowania o numerze #86763, gdzie było ono wciąż oparte na grzaniu omowym, a nie na prądzie bezindukcyjnym jak w dwóch poprzednich przypadkach. Podobnie jak poprzednio po wygładzeniu sygnału filtrem Savitzky–Golay obliczając medianę z dwudziestoelementowego okna przesuwającego (patrz Rys. 4.51), wybrano przedział czasowy równy 1.10 s – 1.6 s (patrz Rys. 4.52), dla którego dokonano poszukiwań odpowiednich wartości opóźnienia czasowego τ oraz wymiaru zanurzenia d . Wyniki tej analizy przedstawiono na Rys. 4.53. Uznano, że wymiar zanurzenia dla tego przypadku wynosi 5 a opóźnienie czasowe stanowi 150 kroków czasowych.



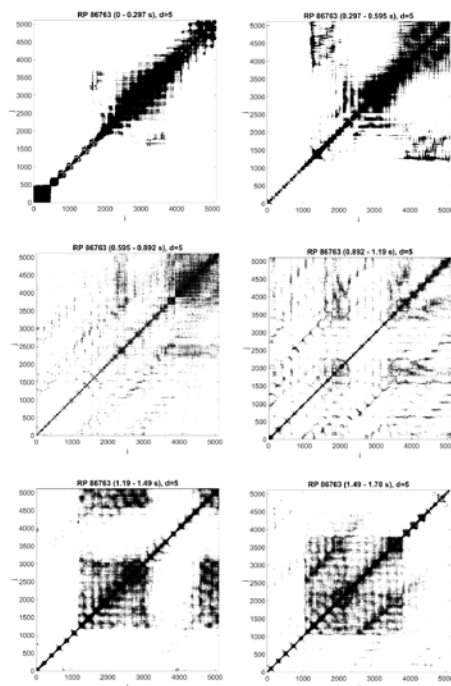
Rys. 4.51. Po lewej kolorem niebieskim oznaczono ewolucję czasową sygnału, kolorem czerwonym oznaczono ten sygnał po użyciu filtra Savitzky–Golay. Po prawej sygnał poddany dalszej analizie wraz z zaznaczeniem przedziałów, dla których zostały wykonane poszczególne wykresy RP.



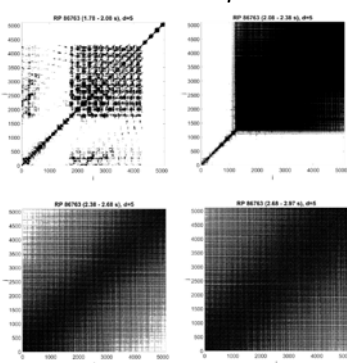
Rys. 4.52. Wybrany odcinek czasowy, który posłużył do wyznaczenia parametrów d i τ .



Rys. 4.53. Po lewej funkcja autokorelacji szeregu czasowego SXR służąca do określenia odpowiedniej wartości opóźnienia czasowego τ (zaznaczono na niebiesko). Po prawej udział fałszywych najbliższych sąsiadów (FNN) jako funkcja wymiaru osadzenia, przy $A_{tol}=2$ i $R_O=15$. Wyniki dla poszczególnych warunków są oznaczone na czerwono i zielono, a wynik zbiorczy na niebiesko.



Rys. 4.54. Wykresy RP sygnału SXR dla wyładowania #86763 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.

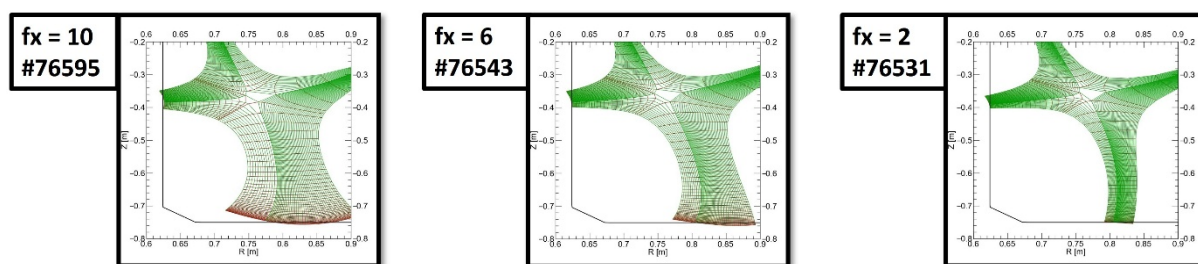


Rys. 4.54. (c.d.) Wykresy RP sygnału SXR dla wyładowania #86763 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.

Na wykresach RP (Rys. 4.54) pojawiają się inne struktury niż w dwóch poprzednich przypadkach. Po pierwsze, kumulacja punktów przy głównej przekątnej (oprócz początkowej fazy) nie występuje tak wyraźnie, a po drugie, punkty tworzą w obszarach 5 i 6 kwadraty, które nie występowały w przypadkach wyładowań #86871 i #86874. Różnice charakteru faz 3 i 4 są bardzo wyraźne – w wyładowaniu #86763 pojawiają się o wiele subtelniejsze struktury. Końcowe fazy, podczas których wyładowanie ulega wygaszaniu, posiadają podobne wykresy we

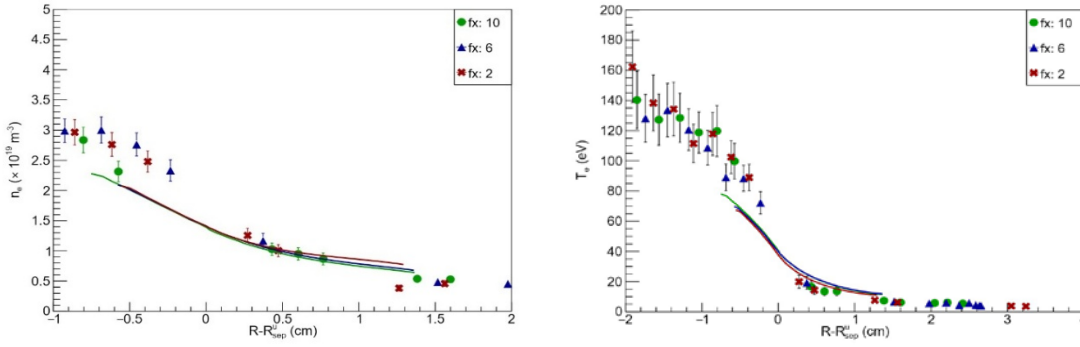
wszystkich przypadkach. Z powyższych rozważań można wywnioskować, że metoda RP okazuje się być skuteczna do analizy danych tokamaka TCV. Występujący szum, po zastosowaniu filtra Savitzky-Golay, nie przeszkadza w wyodrębnieniu poszczególnych cech sygnału.

W ramach zadania RT07 na tokamaku TCV przeprowadzono badania wpływu poloidalnego rozszerzenia strumienia pola magnetycznego (ang. poloidal flux expansion, f_x) na warunki panujące w dywercorze. Analizy te realizowano w kontekście tzw. alternatywnych konfiguracji dywercora (ang. Alternative Divertor Configurations, ADC) na tokamaku TCV. Badania wykonano przy użyciu wielopłynowego kodu tokamakowej plazmy brzegowej TECXY, porównując trzy wyładowania: #76531 z $f_x=2$, #76543 z $f_x=6$ oraz #76595 z $f_x=10$ (Rys. 4.55). Każde z nich przeprowadzono w warunkach tzw. niskiego utrzymania plazmy (L-mode) z liniowo rosnącą gęstością elektronową w rdzeniu oraz grzaniem omowym. Obliczenia numeryczne przeprowadzano dla stałej mocy wejściowej do plazmy brzegowej równej 320 kW. Kod TECXY wybrano ze względu na krótszy czas obliczeń w porównaniu z powszechnie używanym SOLPS-ITER. Szybkość TECXY wynika z zastosowania uproszczonego modelu neutralów, co wprowadza ograniczenia przy próbie wykonania kalkulacji w warunkach oderwania plazmy (ang. detachment). Niemniej jednak, dla plazmy przyłączonej (ang. attached) TECXY może być używany do szybkich skanów parametrycznych. Numeryczne badania wpływu rozszerzania strumienia magnetycznego na warunki w dywercorze zostały porównane z predykcjami modelu SOLPS-ITER, celem sprawdzenia zgodności zwracanych przez oba kody wyników oraz określenia ograniczeń TECXY w symulacjach plazmy brzegowej. W obliczeniach uwzględniona została domieszka węglowa, mająca swoje źródło w oddziaływaniach plazma-ściana.

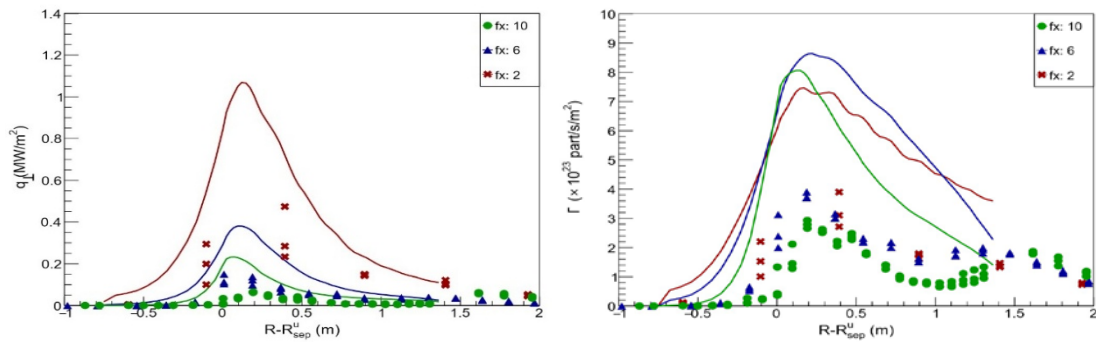


Rys. 4.55. Dywercorowe części siatek numerycznych kodu TECXY pokazujące poloidalne rozszerzenie strumienia magnetycznego w obszarze zewnętrznej płyty dywercora.

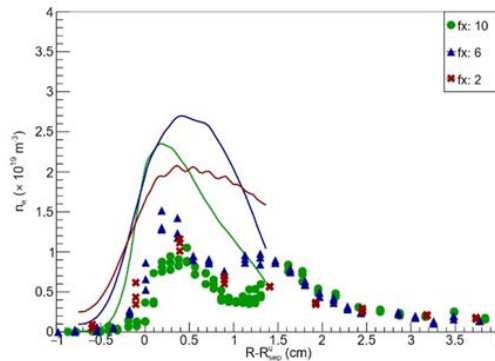
TECXY odtworzył kluczowe warunki (profile gęstości i temperatury elektronowej) zmierzone za pomocą diagnostyki Thomson scattering (**Błąd! Nie można odnaleźć źródła odwołania.**) w tzw. *upstream*, czyli *outer midplane* i potwierdził, że wzrost f_x powoduje zmniejszenie szczytowego obciążenia strumieniem mocy prostopadłej do zewnętrznej płyty dywercora, co było oczekiwanym efektem związanym ze zmianą geometrii tego obszaru bez modyfikacji innych parametrów. Jednakże oba porównywane kody systematycznie przeszacowują (około dwukrotnie) wartości maksymalne strumieni energii oraz cząstek na zewnętrznej płycie (**Błąd! Nie można odnaleźć źródła odwołania.**). Ponadto eksperymentalne profile gęstości elektronowej na płycie zewnętrznej wskazywały na obecność dwóch maksimum, podczas gdy symulacje TECXY odtworzyły wyłącznie jeden (**Błąd! Nie można odnaleźć źródła odwołania.**). Obliczenia kodu SOLPS-ITER uwiaryściły owo wtórne maksimum po uwzględnieniu w modelu tzw. dryfów.



Rys. 4.56. Profile gęstości (lewy panel) oraz temperatury (prawy panel) elektronowej w obszarze outer midplane (tzw. upstream). Znaczniki reprezentują eksperymentalne dane z diagnostyki Thomson scattering, a linie - obliczenia kodu TECXY.



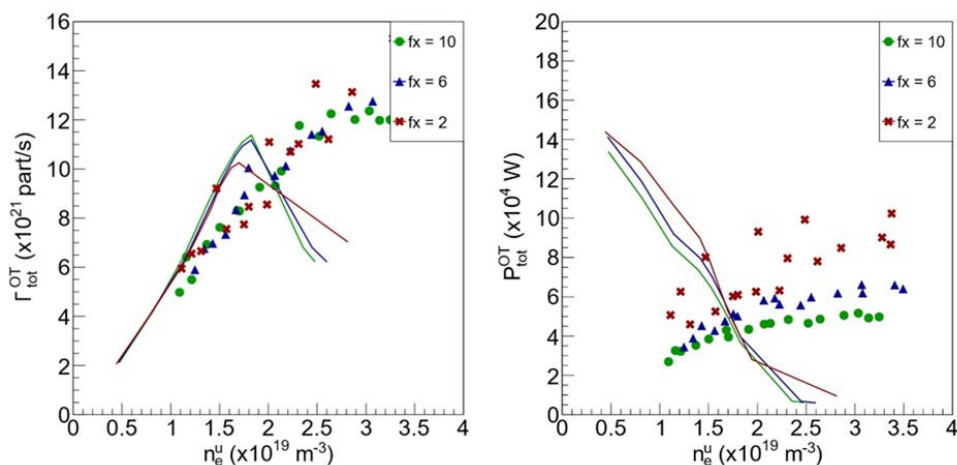
Rys. 4.57. Strumień mocy (lewy panel) oraz cząstek (prawy panel) padające na zewnętrzną płytę dywertora. Znaczniki reprezentują eksperymentalne dane pochodzące z sond Langmuira, natomiast linie odpowiadają obliczeniom kodu TECXY. Dane z sond zostały pobrane dla trzech różnych, choć bliskich momentów czasowych z przebiegu wyładowania, aby zapobiec utracie informacji związanej z tzw. sweepingiem przeprowadzanym dla zewnętrznej płyty. W ten sposób unika się ryzyka błędnego szacowania wartości maksymalnych dla rozważanych wielkości.



Rys. 4.58. Rozkład gęstości elektronowej na zewnętrznej płycie dywertora. Konwencja oznaczeń jest identyczna jak na Rys. 4.57. Maksymalne wartości rozważanego profilu obliczone za pomocą kodu SOLPS-ITER były zbliżone do predykcji TECXY. Profil gęstości obliczony za pomocą kodu SOLPS-ITER był węższy w porównaniu z wynikami TECXY.

Plan badawczy zakładał ocenę jakościową trendów z rosnącym poloidalnym rozszerzeniem strumienia magnetycznego i porównanie wyników TECXY z danymi eksperymentalnymi oraz symulacjami przeprowadzonymi za pomocą kodu SOLPS-ITER. Zrealizowano symulacje dla trzech wartości f_x oraz porównano warunki na płytach dywertora dla ustalonego momentu czasowego przy przyłączonej plazmie. Ponadto, przeprowadzono skan z gęstością elektronową, który wykazał jakościową zgodność z analogicznym skanem

przeprowadzonym za pomocą SOLPS-ITER. TECXY dobrze reprodukuje warunki w upstream i poprawnie odtworzył zmniejszenie szczytowego obciążenia strumieniem mocy wraz z rosnącym f_x . Zaobserwowano również zgodność całkowitego strumienia cząstek padających na zewnętrzną płytę dywertora z eksperymentalnymi danymi pochodzącymi z sond Langmuira w skanie gęstości elektronowej (Rys. 4.59, lewy panel). Główne rozbieżności to przeszacowanie lokalnych gęstości i strumieni mocy na płycie oraz niezgodność trendu zintegrowanej mocy w skanie gęstościowym z danymi eksperymentalnymi (Rys. 4.9, prawy panel). Podobne jakościowo niezgodności wystąpiły w obliczeniach SOLPS-ITER, co sugeruje wpływ ograniczeń diagnostycznych w sondach Langmuira.

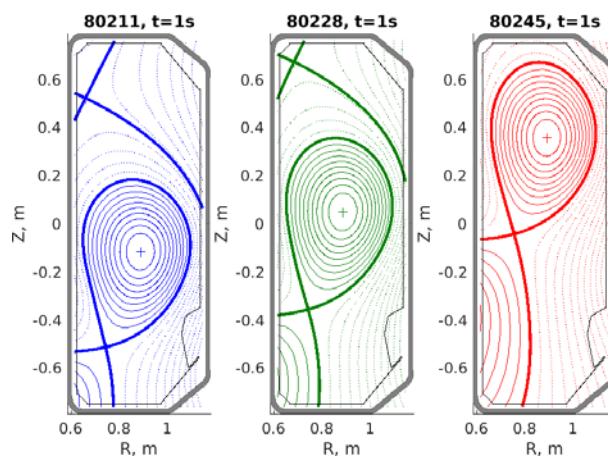


Rys. 4.59. Zależność całkowitego strumienia cząstek (lewy panel) oraz całkowitej mocy (prawy panel) padających na zewnętrzną płytę dywertora od gęstości elektronowej w upstream. Oba przebiegi są konsystentne jakościowo z obliczeniami kodu SOLPS-ITER.

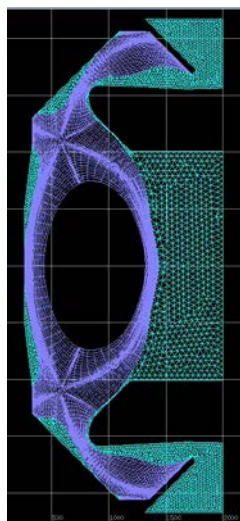
Wyniki potwierdzają, że poloidalne rozszerzenie strumienia magnetycznego jest skutecznym, geometrycznym środkiem redukcji szczytowego obciążenia strumieniem mocy na płytach dywertora, a jednocześnie uwypuklają konieczność uwzględnienia dryfów w symulacjach TECXY, celem sprawdzenia pochodzenia wtórnego maksimum w profilu gęstości elektronowej na płytach. TECXY jako narzędzie szybkie obliczeniowo, umożliwia efektywne planowanie eksperymentów i skanów parametrycznych, co może skrócić cykle opracowywania strategii dywertorowych w urządzeniach fuzyjnych typu tokamak. Praca wzmacnia interoperacyjność porównywanych kodów i dostarcza wskazówek eksperymentalnych, szczególnie w kontekście analizy danych pochodzących z sond Langmuira, przydatnych dla badaczy pracujących nad diagnostykami urządzeń fuzyjnych. Jako kontynuacja tego zagadnienia planowane jest uwzględnienie dryfów w modelu TECXY oraz powtórna analiza danych z sond Langmuira, celem wyjaśnienia problemów obecnych w skanach ze zmieniającą się gęstością elektronową.

Kolejna analiza dotyczyła rozwiązania problemu rozpraszania mocy płynącej do ścian urządzenia typu tokamak (ang. Power exhaust challenge). Jedną z ważniejszych możliwości rozwiązania problemu rozpraszania mocy jest rozdzielanie plazmy centralnej (obszar plazmy, w którym jony poruszają się wzdłuż zamkniętych linii sił pola magnetycznego) od brzegowej (obszar plazmy, w którym jony poruszają się wzdłuż otwartych linii sił pola magnetycznego) poprzez zastosowanie procesu zwanego detachementem. Detachment, ang. „oderwanie”, jest to proces polegający na powstaniu warstwy neutralnego gazu izolującej ścianę komory próżniowej od plazmy. Charakteryzuje się występowaniem znaczących gradientów temperatury i gęstości plazmy w obszarze plazmy brzegowej. Do głównych benefitów detachementu można zaliczyć znaczący spadek strumienia cząstek do ścian urządzenia wraz ze spadkiem temperatury elektronowej (< 5 eV). Konsekwencją detachementu może być polepszenie utrzymania plazmy, zmniejszenie zanieczyszczania plazmy i zmniejszenie obciążenia termicznego ścian tokamaka. Celem badań było zmierzenie, w jaki sposób proste zmiany geometrii pola magnetycznego, jak zwiększenie objętości zewnętrznego dywertora (Rys. 4.60) na szwajcarskim urządzeniu TCV (Tokamak à

configuration variable) lub zastosowanie dywertora o konfiguracji Super-X (Rys. 4.61) na brytyjskim MAST-U (Mega Ampère Spherical Tokamak – Upgrade) wpłyną na różne parametry pracy urządzenia.



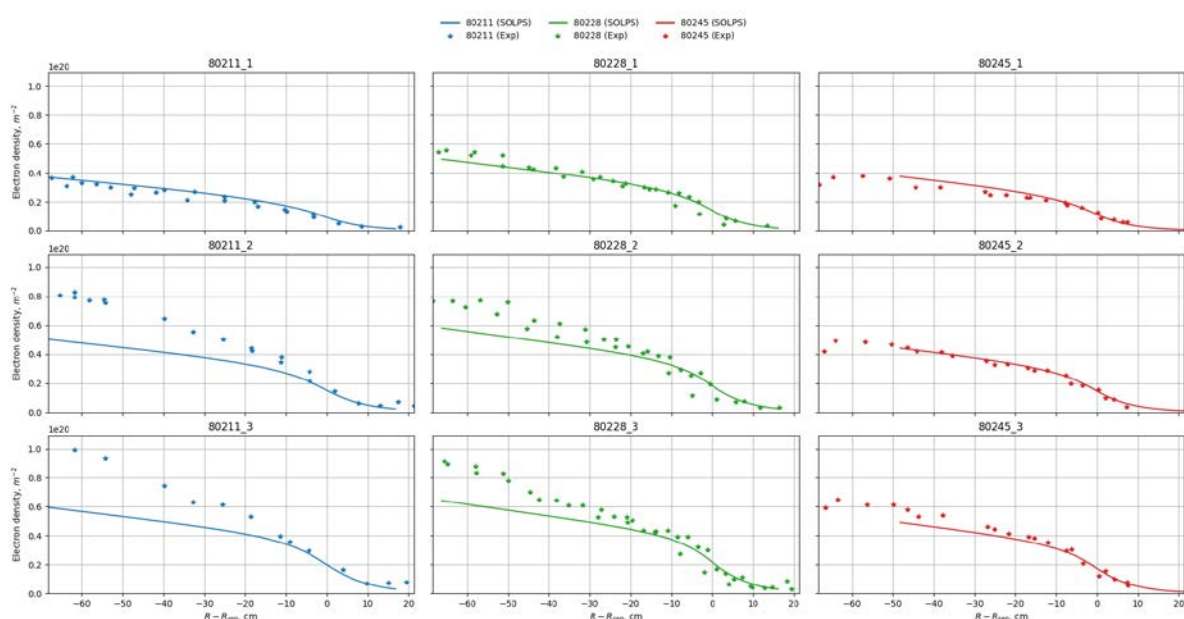
Rys. 4.60. Analiza wpływu objętości zewnętrznego dywertora na parametry detachmentu na urządzeniu TCV.



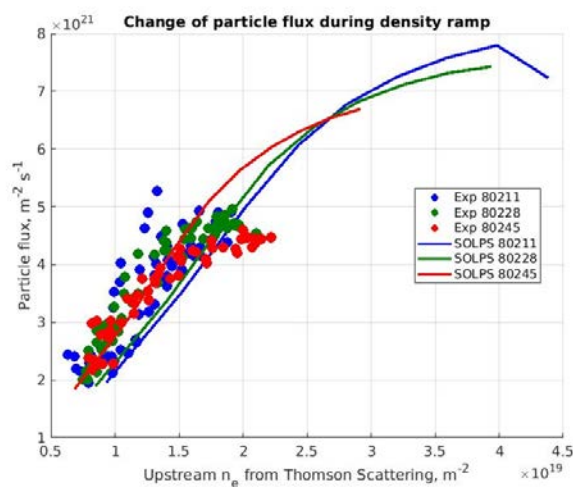
Rys. 4.61. Siatka numeryczna urządzenia MAST-U.

Prace rozpoczęto od kontaktu z zespołami eksperymentalnymi w celu analizy danych i porównania wyników z modelowaniem wyładowania plazmowego. Eksperymenty #80211, #80228, #80245 polegały na stopniowym zwiększaniu gęstości elektronowej plazmy poprzez napuszczanie dodatkowego gazu. Wraz ze wzrostem gęstości elektronowej (n_e), zgodnie z teorią, można było zaobserwować najpierw wytworzenie się detachmentu, a potem jego pogłębienie. W pierwszej kolejności, w celu kalibracji modelu, dopasowano wyniki obliczeń do warunków panujących w środkowej części plazmy brzegowej (ang. mid plane), (Rys. 4.62). Założono, że pomimo tego, że wzrost gęstości w trakcie trwania eksperymentu jest zjawiskiem dynamicznym, to kolejne stany plazmy możemy traktować jako stany stacjonarne. Podejście to umożliwiło zastosowanie czasowo niezależnego kodu SOLPS-ITER. Następnie, napisano skrypty przy użyciu języka programowania Python i oprogramowania MATLAB do porównania wyników eksperymentu i symulacji. Na koniec przeanalizowano wyniki. Zastosowanie modelowania umożliwiło ponadto wykonanie symulacji poza domeną eksperymentalną. Jednym z głównych objawów wystąpienia detachmentu w eksperymencie jest wystąpienie zjawiska roll-over (przebieg) strumienia cząstek

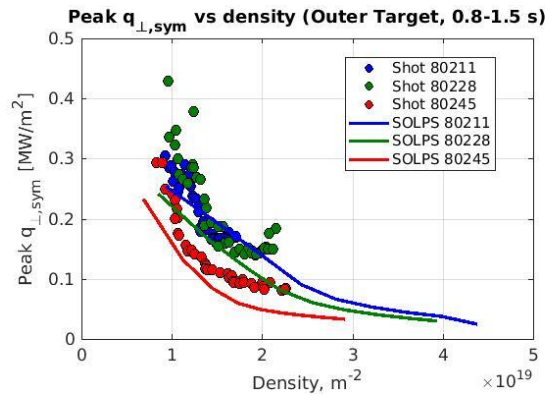
do płyty. Polega ono na tym, że wraz ze wzrostem gęstości elektronowej strumień cząstek do płyty (ang. particle flux) w pewnym momencie przestaje rosnąć, a gwałtownie spada. Okazało się, że w eksperymencie nie zaobserwowano wymienionego zjawiska, co więcej, wyniki symulacji przewidywały dokładnie takie samo zachowanie (Rys. 4.63). Jednym z możliwych wyjaśnień takiego stanu rzeczy mogą być za niskie gęstości obserwowane w eksperymencie. Dane eksperymentalne kończą się na gęstości elektronów $2e19$, kiedy wyniki symulacji zakładają roll-over od co najmniej $4e19$. W związku z brakiem wyraźnego roll-over, w celu weryfikacji czy w eksperymencie miał miejsce detachment, zwrócono się w kierunku diagnostyki MANTIS (ang. Multispectral imaging system). Umożliwia ona pomiar dynamiki rozkładu promieniowania w trakcie wystrzału plazmowego. Skupiono się na przejściu emisji promieniowania związane ze zjonizowanym węglem. Jako detachment przyjęto moment, w którym rozpoczyna się ruch maksimum promieniowania z płyty dywertyora. Podejście to potwierdziło występowanie detachmentu w eksperymencie. Następnie sprawdzono hipotezę, że detachment prowadzi do zmniejszenia strumienia mocy (ang. power flux) do płyty dywertyora, (Rys. 4.64).



Rys.4.62. Porównania wyników symulacji z eksperymentem.

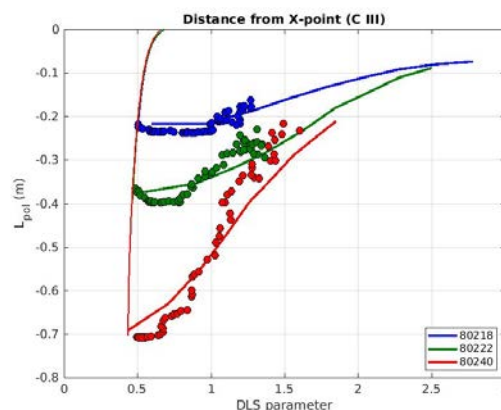


Rys. 4.63. Strumień cząstek do płyty urządzenia.



Rys. 4.64. Strumień mocy do płyty urządzenia.

Wyniki eksperymentu i modelowania mają bardzo dużą zgodność. Hipoteza została potwierdzona, niestety wyniki pokazują, że wraz z pogłębianiem się detachmentu, moc nie spada liniowo, a krańcowa korzyść maleje. Jako powód takiego zachowania można wskazywać, że promieniowanie będąc głównym mechanizmem strat energii, związane jest z temperaturą plazmy. Wraz z postępowaniem detachmentu i obniżaniem temperatury na płycie, konieczne jest powstanie większych gradientów temperatury pomiędzy plazmą brzegową a centralną, co prowadzi do „kompresji” obszarów w których radiacja może mieć miejsce. Wyniki porównano także z modelem DLS (ang. Detachment Location Sensitivity – model stabilności detachmentu), (Rys. 4.65).



Rys. 4.65. Porównanie wyników eksperymentu, modelu i obliczeń SOLPS.

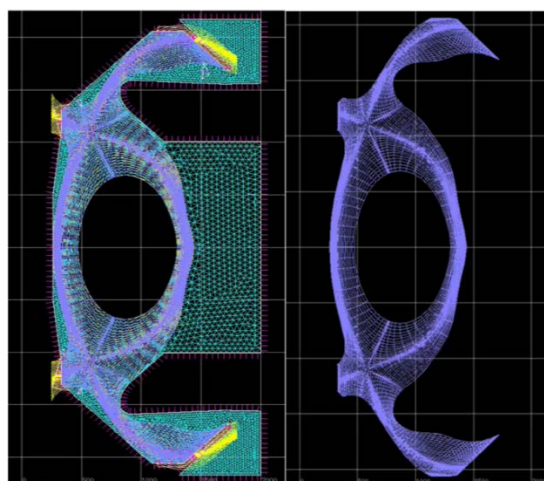
Dla przyszłych urządzeń fuzyjnych, a w szczególności ITER-a, niedopuszczalna będzie sytuacja, w której plazma w wyniku fluktuacji gęstości przestanie być oderwana (ang. re-attachement). W celu przewidzenia przyszłego zachowania plazmy tworzone są uproszczone modele, jak DLS, które badają, jak duży jest operacyjny margines błędu pomiędzy detachmentem tuż przy płycie urządzenia a detachmentem sięgającym aż do x-pointu (co jest niekorzystne dla jakości utrzymania plazmy). Model DLS zakłada, że istnieje skoncentrowany obszar promieniowania zanieczyszczeń plazmy, którego ruch w dywertorze zależy wyłącznie od temperatury, gęstości, ilości zanieczyszczeń i geometrii pola magnetycznego. Wstępne wyniki wskazują na to, że przynajmniej jedno z założeń modelu DLS może być zbyt ścisłe – do poprawnego opisu dynamiki układu potrzeba uwzględnić nie tylko transport ciepła poprzez przewodnictwo cieplne, ale też poprzez konwekcję. Rozpoczęto prace mające na celu sprawdzenie tej hipotezy. Jednym z kluczowych mechanizmów determinujących konwekcję w plazmie brzegowej mogą być dryfy. Rozpoczęto obliczenia z dryfami w SOLPS-ITER – trwają one nadal ze względu na dużą

złożoność numeryczną modelu zastosowanego w kodzie. Dodatkowo na zachowanie detachmentu mogą mieć też wpływ interakcje pomiędzy atomami neutralnymi a plazmą. Problem ten jest w trakcie badań. W celu weryfikacji wniosków wyciągniętych z analiz przeprowadzonych na urządzeniu TCV rozpoczęto badania na kolejnym tokamaku, MAST-U. Celem prowadzonych prac było wykonanie serii obliczeń i analiz obejmujących:

- realizację skanów analogicznych do tych przeprowadzonych na TCV, zarówno w konfiguracji z jednym punktem X, jak i z dwoma punktami X, tj. odpowiednio w konfiguracjach disconnected single null oraz connected double null;
- przeprowadzenie modelowania poloidalnego poszerzenia warstwy brzegowej (poloidal flux expansion);
- porównanie wyników uzyskanych w powyższych obliczeniach z nowymi symulacjami, w których przysłony dywertora (baffles) zostały usunięte.

W 2025 roku wykonano siatki numeryczne oraz rozpoczęto realizację złożonych symulacji numerycznych.

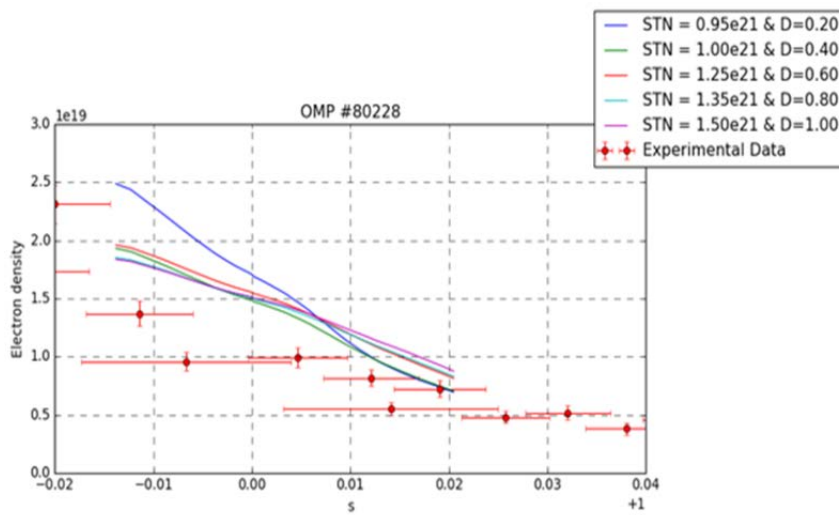
W ramach badań na tokamaku MAST-U, rozpoczęto również prace związane z analizą różnych konfiguracji plazmy z wykorzystaniem kodu SOLPS, obejmujące szeroki zakres przypadków fizycznych oraz geometrii dywertora. Badania prowadzone są dla wielu wyładowań i uwzględniają m.in. konfiguracje z przysłonami dywertora (baffled), pośrednie położenia punktu uderzenia (Intermediate Strike Positions) w konfiguracjach dolnego pojedynczego punktu zerowego oraz podwójnego punktu zerowego, a także przypadki dywertora typu Super-X, konwencjonalnego oraz wydłużonego. Dodatkowo analizowane są konfiguracje związane z poloidalnym rozszerzeniem strumienia, w tym przypadki Private Flux Expansion. Łącznie rozpatrywanych jest około kilkunastu wyładowań. Celem prowadzonych analiz jest zbadanie wpływu zastosowania przysłon dywertora na rozkład mocy oraz rolę neutralów w badanych konfiguracjach oraz uwzględnienie efektów dryftowych w wybranych przypadkach w celu dalszej pogłębionej analizy. Dla rozpatrywanych wyładowań przygotowywane są siatki numeryczne (Rys. 4.66) obejmujące łącznie 17 przypadków. Równocześnie prowadzone są prace analityczne mające na celu zbadanie wpływu przegród dywertora poprzez ich sztuczne usunięcie, a także ocenę różnych pośrednich pozycji punktu uderzenia pod kątem rozkładu mocy i innych parametrów, włączając efekty dryftowe w wybranych przypadkach.



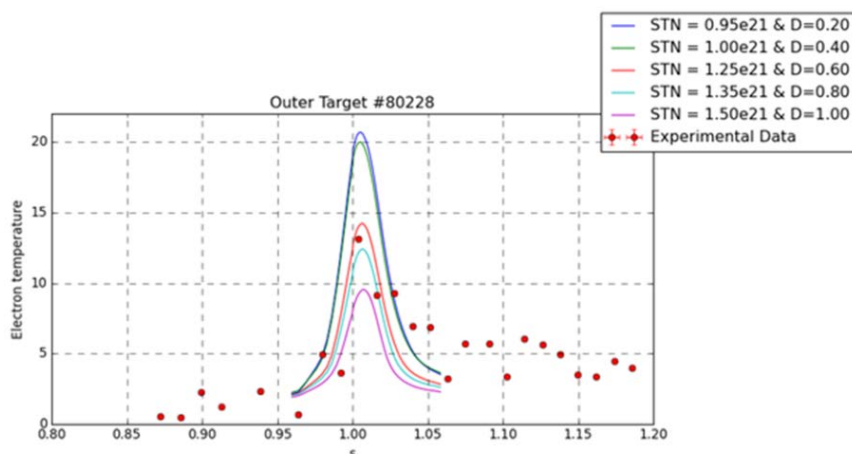
Rys. 4.66. Przykład siatki dla przypadku z przegradami: (a) z siatką EIRENE i (b) tylko siatka B2.

W kolejnym zadaniu realizowanym w ramach RT-07 na tokamaku TCV przeprowadzono również analizę podziału mocy (ang. power sharing) dla różnych objętości dywertora została przeprowadzona dla strzałów o numerach #80211, #80228 i #80245 przy użyciu kodu TECXY. Rozważono strzały dla czasu $t = 1$ s i moc grzania omowego

410 kW. Celem prac było porównanie wyników z pracą R. Maurizio opartą na modelu dwupunktowym. (*Conduction-based model of the Scrape-Off Layer power sharing between inner and outer divertor in diverted low-density tokamak plasmas*) Do głównych zadań należało sprawdzenie czy model zastosowany w TECXY odzwierciedla trendy obserwowane w zaawansowanych kodach i eksperymentach oraz zbadanie wpływu objętości dywertyora na asymetrię w depozycji mocy na zewnętrzną/wewnętrzną płytę. Symulacje przeprowadzono z użyciem TECXY dla pojedynczych wartości dyfuzji oraz dla profili dyfuzji dla różnych objętości dywertyora. Załączono przykład wyników dla #80228, jak pokazano na rys. 4.67 i rys. 4.68.

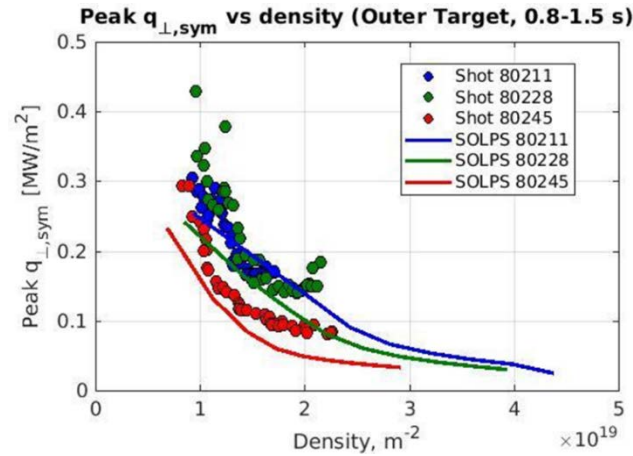


Rys. 4.67. Gęstość elektronów w zewnętrznej płaszczyźnie środkowej dla różnych wartości dyfuzji (D), przy podobnej gęstości elektronów w płaszczyźnie środkowej przy separatrysie (1,00 na rysunku) uzyskanej poprzez zmianę wartości strumienia cząstek z rdzenia (STN).



Rys. 4.68. Temperatura elektronów na zewnętrznej płycie dywertyora dla różnych wartości dyfuzji cząstek (D) przy podobnej gęstości elektronowej w płaszczyźnie środkowej przy separatrysie (1,00 na rysunku), uzyskanej poprzez zmianę wartości strumienia cząstek z rdzenia (STN).

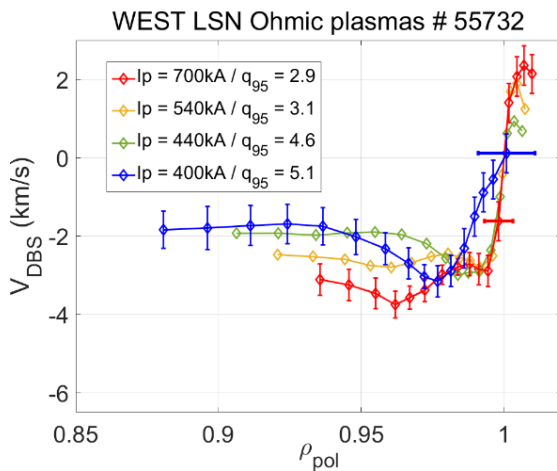
Przeprowadzona analiza podziału mocy wykazała, że eksperymentalny strumień mocy pokrywa się z wynikami symulacji (Rys. 4.69).



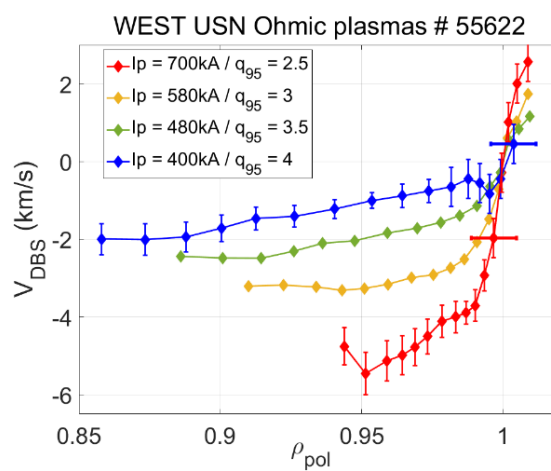
Rys. 4.69. Zależność szczytowego strumienia mocy od gęstości w miejscu docelowym.

Innym celem badań było przeprowadzenie symulacji MHD dla tokamaka WEST z wykorzystaniem programu SOLEDGE-EIRENE, aby przybliżyć rozwiązanie problemów naukowych opisanych w zadaniu badawczym RT-01: Rozwój zintegrowanego scenariusza pracy kompatybilnego z ograniczeniami odprowadzania energii do wsparcia ITER-a dla punktu D4 dotyczącego obszaru piedestału. Konkretnie, problem naukowy dotyczył różnic prędkości rotacji plazmy w korzystnej i niekorzystnej orientacji toroidalnego pola magnetycznego B_T . Świadczą one o istniejących różnicach w procesach transportu w plazmie. Zrozumienie ich może pomóc w wyjaśnieniu zjawiska transportu anomального. Skupiono się na istniejących wynikach eksperymentalnych, mianowicie na 4 strzałach w konfiguracji pojedynczego X-pointu ze strikepointem na dole urządzenia (LSN, konfiguracja korzystna) i odpowiadających im 4 strzałach z podobnymi parametrami, ale ze strikepointem na górze urządzenia (USN, konfiguracja niekorzystna). Wszystkie wyładowania były czysto deuterowe, włączono jedynie grzanie omowe. Różnicą pomiędzy wyładowaniami w serii był prąd plazmy w zakresie 400–800 kA i wynikający z niego współczynnik bezpieczeństwa q_{95} w zakresie 5–2,5 (zależność odwrotna do prądu I_p). Wyniki pomiarowe spektroskopii dopplerowskiej (Rys. 4.70) ujawniły istnienie minimum dla profilu mierzonej prędkości rotacji VDBS w przypadku konfiguracji LSN. Prędkość VDBS jest odbiciem tego, jak silne jest radialne pole elektryczne w plazmie E_r . Minimum jest tym wyraźniejsze, im silniejszy jest I_p , zatem im większa jest moc grzania, w tym wypadku omowego. Jednocześnie nie zaobserwowano wpływu tego efektu na czas utrzymania energii τ_E .

LSN (korzystna konfiguracja pola)

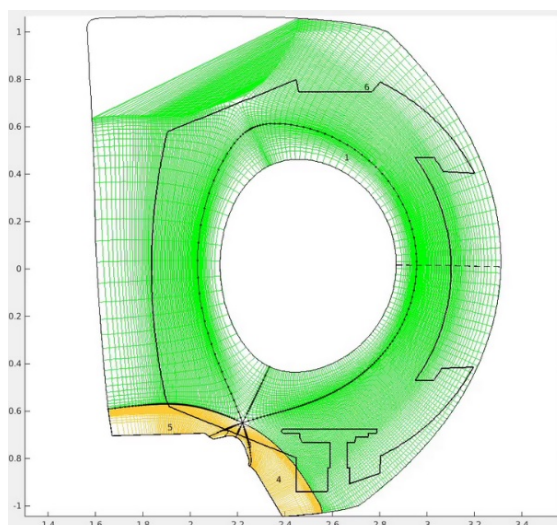


USN (niekorzystna konfiguracja pola)



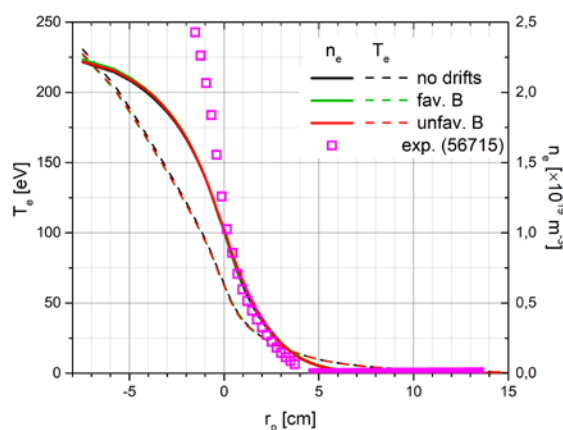
Rys. 4.70. Wyniki eksperymentalne pomiaru prędkości VDBS dla czterech wyładowań w konfiguracji LSN (lewa strona) i USN (prawa strona).

Symulacje rozpoczęto od utworzenia siatki obliczeniowej dla geometrii magnetycznej (Rys. 4.71). Do pierwszych obliczeń wybrano przypadek LSN z I_p 700 kA (odpowiada mu $I_p=700$ kA z USN).

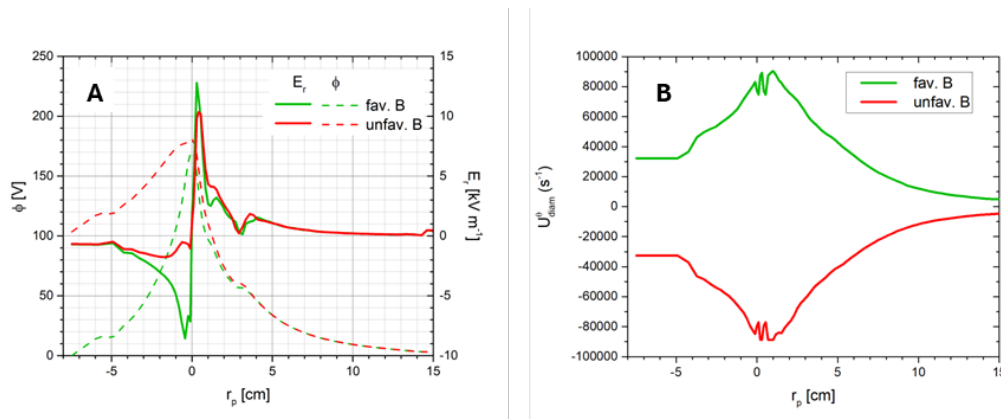


Rys.4.71. Siatka obliczeniowa dla analizowanego wyładowania #56715.

Wykonano porównanie przypadku policzonego bez uwzględnienia dryfów, z włączonymi dryfami (ExB, gradB) oraz z dryfami i odwróconym polem magnetycznym. Ostatni przypadek reprezentuje konfigurację USN, chociaż siatka pozostaje niezmienną. Na rysunku 4.72 przedstawiono porównanie otrzymanych profili radialnych dla gęstości elektronowej n_e i temperatury elektronowej T_e w zewnętrznej płaszczyźnie środkowej (ang. „outer midplane”, OMP). Udało się uzyskać zamierzoną wartość gęstości na separatrixie ($r_p=0$), lecz jest ona zbyt niska dla obszaru plazmy centralnej. Lepsze dopasowanie w tym obszarze pozostanie obszarem dalszych działań i nie jest kluczowe dla pierwszych wniosków. Symulacje pokazały, że wpływ dryfów na główne parametry plazmy, jakimi są n_e i T_e , w obszarze górnej warstwy brzegowej (ang. „upstream”) jest minimalny.

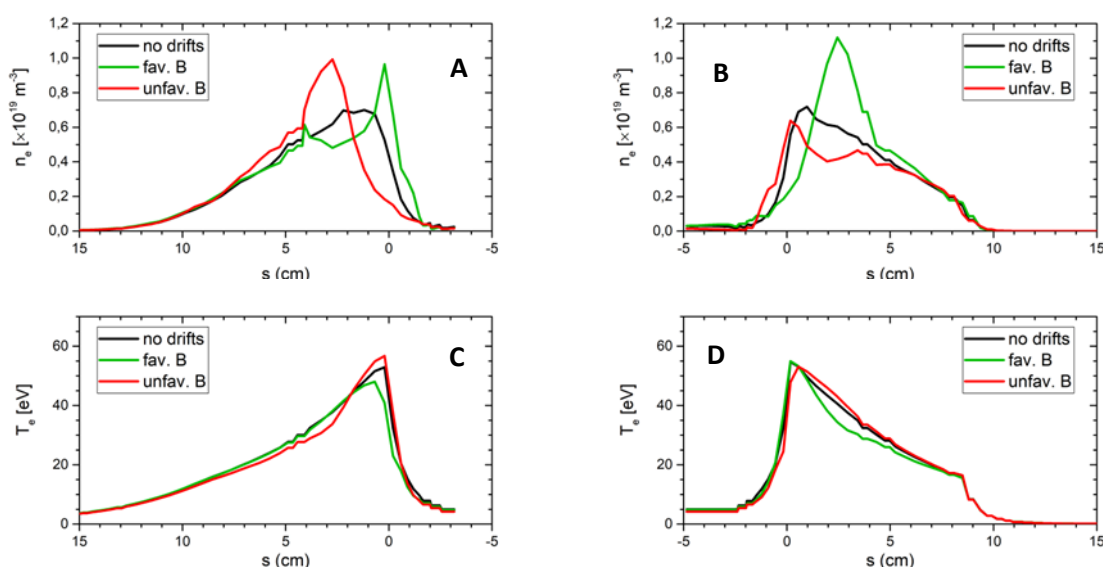


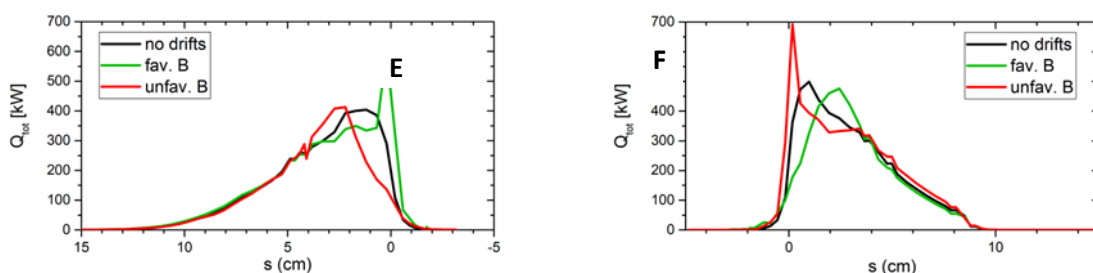
Rys. 4.72. Obliczone profile plazmy dla trzech symulowanych przypadków: bez dryfów (no drifts), z dryfami i korzystnym kierunkiem pola magnetycznego (fav. B) oraz z dryfami i niekorzystnym kierunkiem pola magnetycznego (unfav. B).



Rys. 4.73. Po lewej: Obliczony profil radialnego pola elektrycznego E_r oraz odpowiadający mu potencjał elektryczny ϕ w zewnętrznej płaszczyźnie środkowej tokamaka. Po prawej: Obliczone profile składowej poloidalnej prędkości plazmy U_{diam} uwzględniające dryfy.

Na kolejnym rysunku w części A przedstawiono profile radialne radialnej składowej pola elektrycznego E_r oraz potencjał elektryczny ϕ dla przypadków z włączonymi dryfami. W obszarze SOL ($r_p > 0$) różnice pomiędzy przypadkami są niewielkie. Jednakże w obszarze piedestału ($r_p < 0$) obie wielkości mają istotnie różny przebieg. Radialne pole elektryczne dla $r_p \in [-5\text{cm}, 0]$, czyli w obszarze piedestału ma kilkukrotnie niższe wartości dla przypadku z korzystną konfiguracją pola magnetycznego, co zgadza się wnioskami z eksperymentu. W części B widać natomiast profil obliczonej poloidalnej składowej diamagnetycznej prędkości plazmy U_{diam}^{θ} . Nie ma bezpośredniego porównania pomiędzy tymi wykresami a eksperymentalnymi wielkościami V_{DBS} , ale widać, że dla konfiguracji korzystnego pola B dryfy powodują zwiększenie prędkości w kierunku poloidalnym (znak +), zaś w konfiguracji z niekorzystnym zwrotem pola B – jej zmniejszenie (znak -). Przekłada się to na widoczną w eksperymencie różnicę V_{DBS} pomiędzy dwiema konfiguracjami (por. rys. 4.70), zgodnie z oczekiwaniami. Na rys.4.74 przedstawiono profile n_e (A, B), T_e (C, D) i całkowitego obciążenia termicznego płyt dywertora Q_{tot} (E, F). Porównując przypadek bez dryfów z tymi z dryfami, można powiedzieć, że mają one wpływ głównie na rozkład gęstości. Z profilu symetrycznego w przypadku bez dryfów profil nie staje się bardziej wypikany na zewnętrznej płycie dywertora (ang. „outer target”, OT) dla dryfów w konfiguracji korzystnego pola B, a w konfiguracji niekorzystnego kierunku pola B - przeciwnie, na wewnętrznej płycie dywertora (ang. „inner target”, IT).

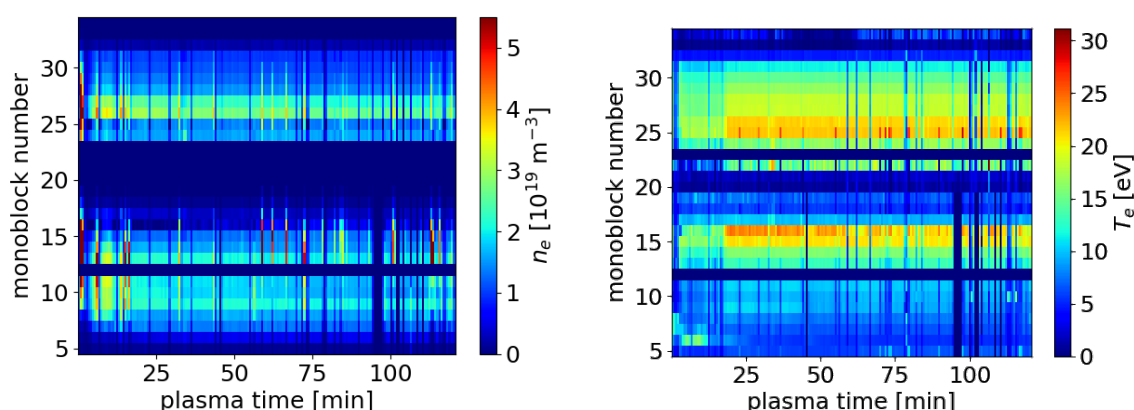




Rys. 4.74. Wyniki obliczeń profili plazmy na płytach dywertora: wewnętrznej (po lewej) i zewnętrznej (po prawej). A, B – gęstość elektronowa, C, D – temperatura elektronowa, E, F – gęstość strumienia mocy na powierzchni płyty.

Profile temperatury elektronowej nie doznały istotnych zmian, symulowana wartość maksymalna $T_e = 55$ eV jest zbliżona do typowych wartości obserwowanych w eksperymencie. Jednakże uwzględnienie dryfów wpływa istotnie na obciążenie termiczne płyt dywertora, co może być istotnym czynnikiem przy planowaniu eksperymentu. W przypadku uwzględnienia dryfów maksimum strumienia mocy do płyty rośnie z około 0.5 MW/m² do 0.7 MW/m² na OT (0.4 MW/m² do 0.6 MW/m² dla IT). Należy zauważyć, że wzrost dotyczy tylko jednej z płyt: w przypadku korzystnego kierunku pola B jest to płyta wewnętrzna, zaś w przypadku niekorzystnego kierunku pola B – płyta zewnętrzna. Na chwilę obecną zbyt mało jest zweryfikowanych danych eksperymentalnych, aby potwierdzić występowanie tego zjawiska. Ale sam fakt należy uwzględnić przy planowaniu eksperymentu. Niebezpieczeństwo przekroczenia materiałowego limitu dla wolframowej ściany, który wynosi 10 MW/m² dla tokamaka WEST jest odległe, ale może być istotne dla większych urządzeń z silniejszymi instalacjami dogrzewania plazmy.

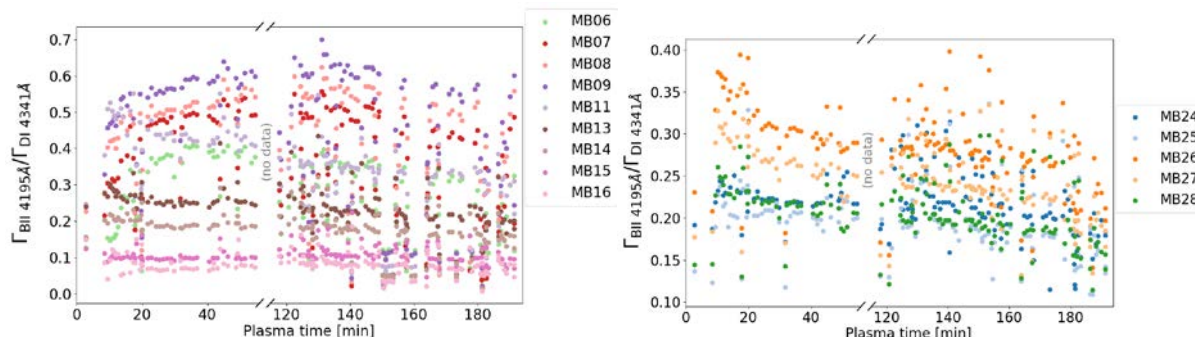
Przeprowadzono także analizę spektroskopową w oparciu o spektroskopię widzialną i system sond Langmuira dla dywertora WEST w ramach kampanii C7 i C9, jednak większość wyników pochodzi z kampanii C7, ze względu na znacznie bardziej rozbudowaną bazę danych eksperymentalnych. Przedstawione tutaj wyniki opierają się na nowej kalibracji przeprowadzonej po kampanii C11. System sond Langmuira wykazuje dość stabilną temperaturę i gęstość elektronów w trakcie całej kampanii (rys. 4.75), z pewnymi wyjątkami na początku kampanii, charakteryzującymi się niższą wartością T_e i wyższą wartością n_e .



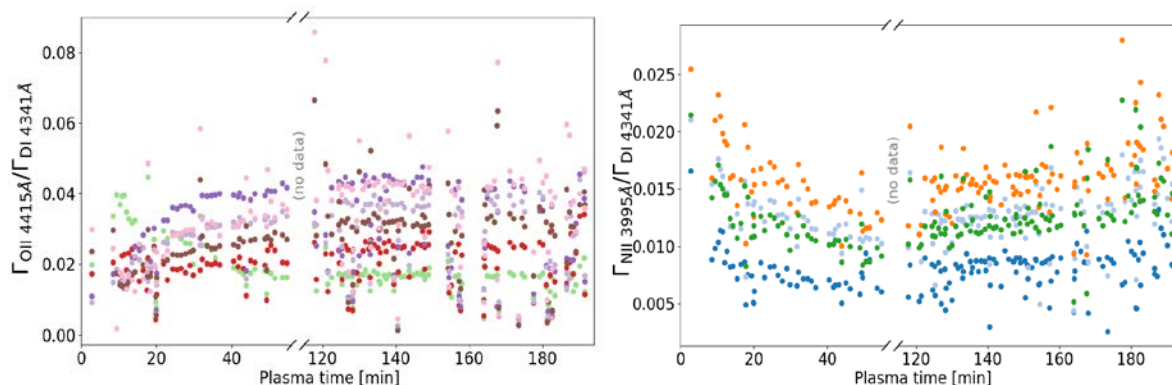
Rys. 4.75. Evolucja gęstości elektronowej i temperatury w dywertorze WEST podczas kampanii C7.

Wyniki spektroskopowe przedstawiono indywidualnie dla każdego zanieczyszczenia i znormalizowano względem strumienia deuteru w celu zmniejszenia wpływu odbić optycznych. Badania znormalizowanego strumienia B (Rys.4.76) sugerują, że na HFS wewnętrznego dywertora (monobloki 7-9) strumień B jest porównywalny ze strumieniem deuteru. Strumień w wewnętrznym dywertorze osiąga szczyt w połowie kampanii, co odróżnia go od dywertora zewnętrznego. W dywertorze zewnętrznym warunki od połowy kampanii

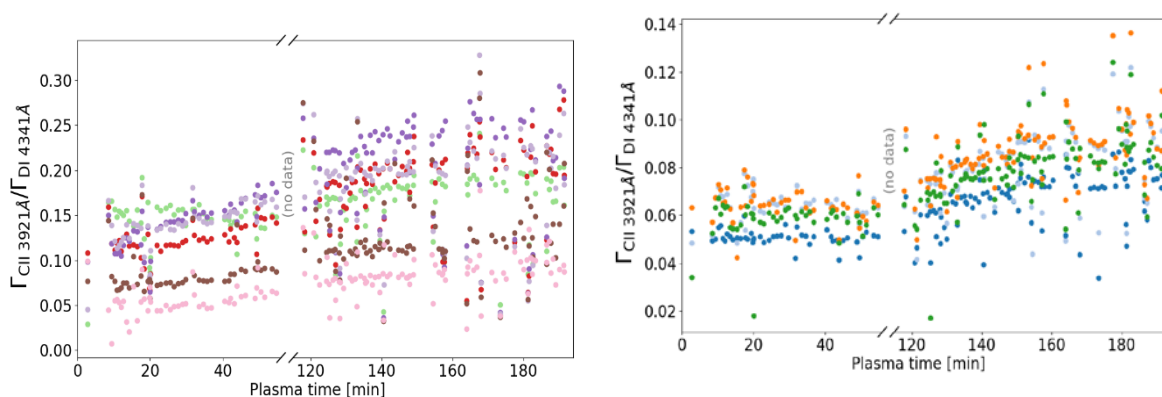
stają się niestabilne. Znormalizowany strumień maleje wraz z czasem trwania plazmy od połowy kampanii w wewnętrznym dywertorze i przez cały czas w dywertorze zewnętrznym. W przeciwieństwie do B, znormalizowane strumienie N i O (Rys. 4.77) są niskie i można je uznać za nieistotne. Warto jednak zauważyć, że strumień O wzrasta do pewnego poziomu podczas kampanii i stabilizuje się. Z drugiej strony strumień N można uznać za stabilny przez cały czas trwania plazmy.



Rys. 4.76. Znormalizowany strumień boru w wewnętrznym (po lewej) i zewnętrznym (po prawej) dywertorze.



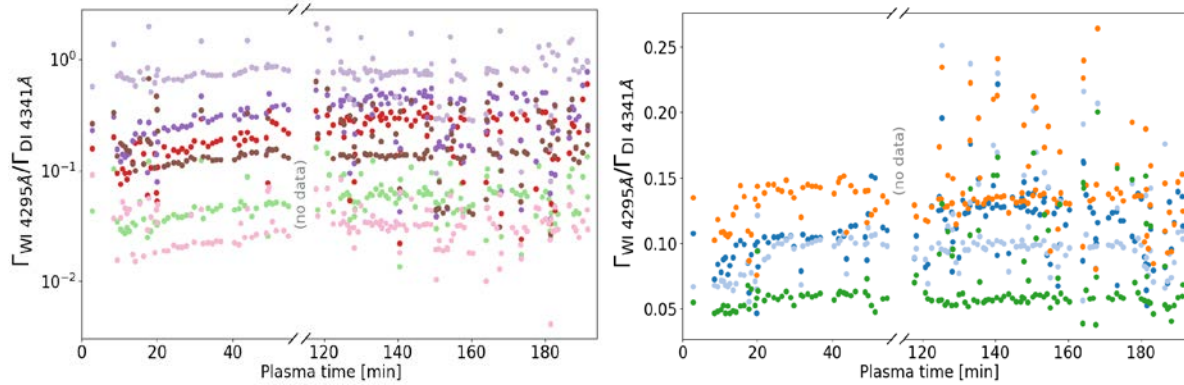
Rys. 4.77. Znormalizowany strumień tlenu w wewnętrznym dywertorze (po lewej) i strumień azotu w zewnętrznym dywertorze (po prawej).



Rys. 4.78. Znormalizowany strumień węgla w wewnętrznym (po lewej) i zewnętrznym (po prawej) dywertorze.

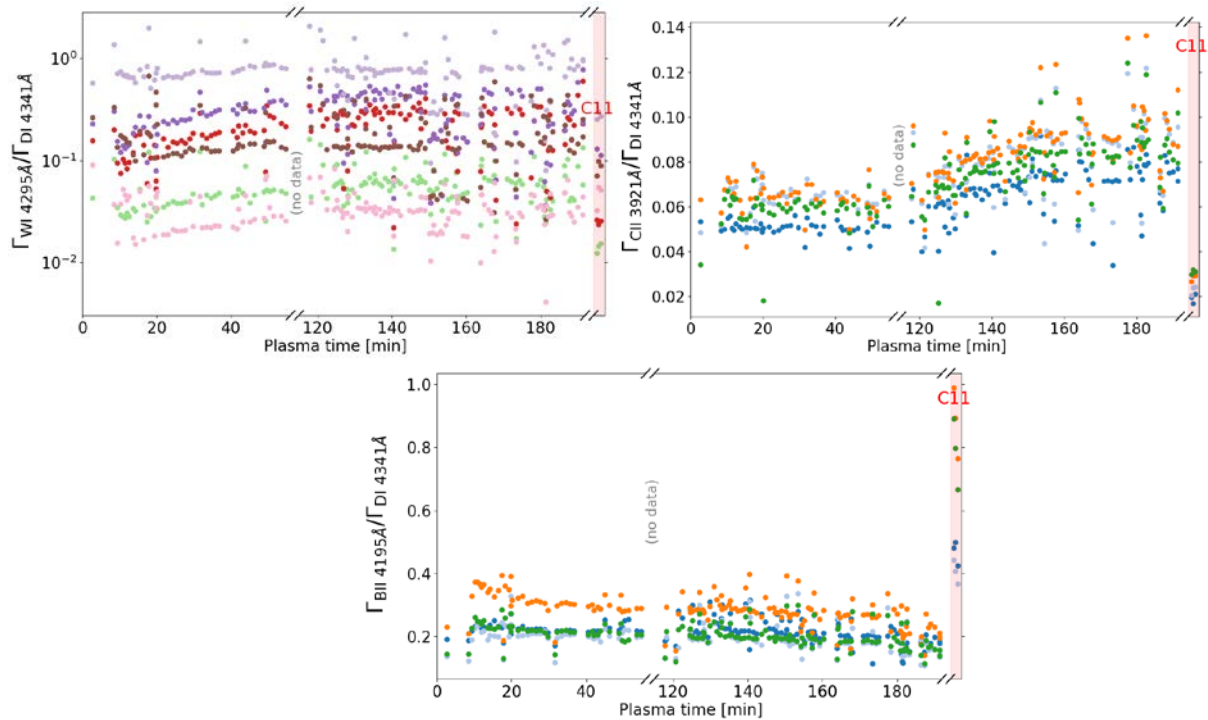
Strumienie są bardziej widoczne w przypadku węgla (Rys. 4.78) i rosną zarówno w wewnętrznym, jak i zewnętrznym dywertorze. Tempo wzrostu strumieni jest najwyższe dla MB 7-11, tj. na HFS od wewnętrznego punktu uderzenia (ang. inner strike point). Podejrzewa się, że wzrost strumienia C pochodzi z pokrytych powłoką W płytek ograniczających CFC, które uległy rozwarstwieniu podczas kampanii. Z punktu widzenia dywertyora klasy ITER zainstalowanego w WEST, zachowanie W ma ogromne znaczenie. Jego znormalizowany strumień osiągnął szczytowy poziom strumienia D (Rys.4.79), co pokrywa się z silnym osadzaniem się w tym obszarze, ale nie jest możliwe do odtworzenia w modelowaniu. Ponadto strumień W wzrasta do połowy kampanii w

wewnętrznym dywertyorze, ale pozostaje stabilny w drugiej połowie kampanii. Odbiega to od strumienia w zewnętrznym dywertyorze, który jest bardzo niestabilny w drugiej połowie kampanii.



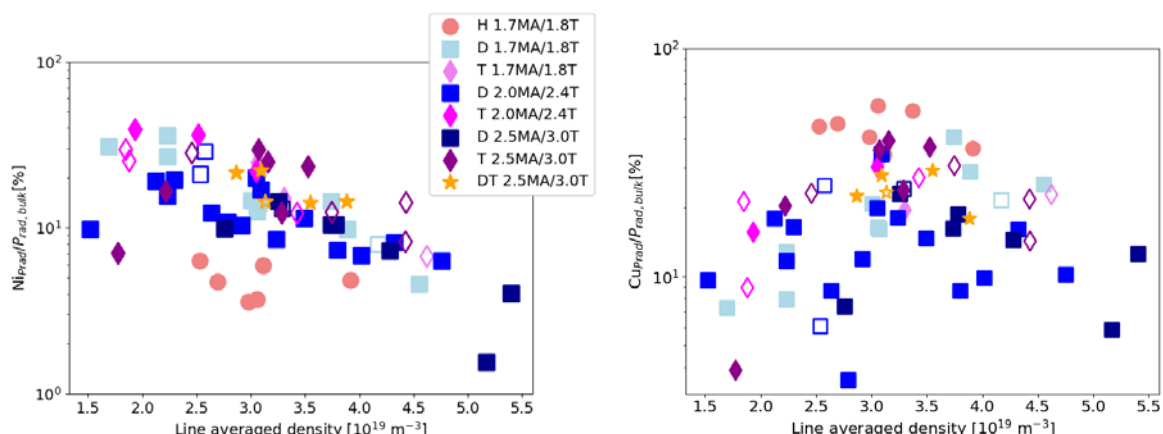
Rys. 4.79. Znormalizowany strumień wolframu w wewnętrznym (po lewej) i zewnętrznym (po prawej) dywertyorze.

Na koniec wyniki porównano z kilkoma impulsami z kampanii C11, przed którą płyty limitera BN zostały zastąpione płytami W (Rys.4.80).



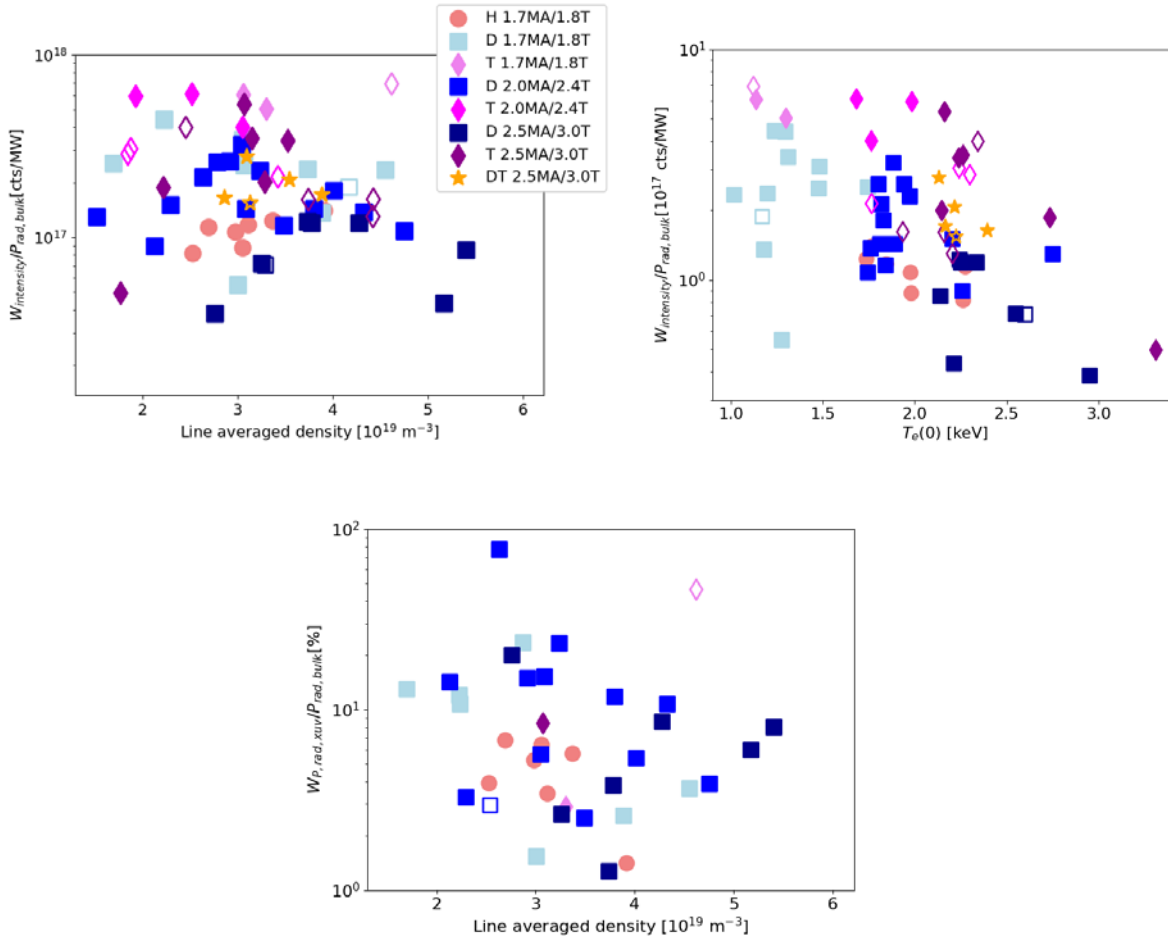
Rys. 4.80. Porównanie znormalizowanych strumieni W, C i B między strzałami z C7 i C11.

Wstępne wyniki wskazują na znaczny wzrost strumienia B pomimo usunięcia płyt BN. Efekt ten przypisuje się procesowi GDB (Glow Discharge Boronisation), który przeprowadzono przed kampanią. Natomiast strumień W zmniejszył się o połowę w ostatniej kampanii w wewnętrznym dywertyorze i pozostał na tym samym poziomie w dywertyorze zewnętrznym. Poziom tlenu pozostaje taki sam, podczas gdy poziom C i N spadł około pięciokrotnie. Może to wskazywać na silny wpływ GDB, chociaż konieczne są dalsze badania tego efektu. Kolejna część badań poświęcona była analizie wpływu I_p/B_t i efektu izotopowego na zanieczyszczenia centralne tuż przed przejściem L-H. Ponieważ jednak przejście L-H zależy od wielu czynników, w celu uproszczenia analizy zanieczyszczeń oparto ją na frakcji promieniowanej zdefiniowanej jako $F_{\text{rad,impurity}} = P_{\text{rad,impurity}} / P_{\text{rad,bulk}}$.



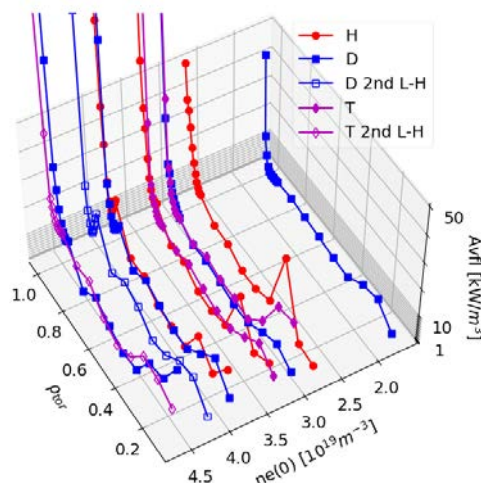
Rys. 4.81. Frakcja promieniowania dla Ni (po lewej) i Cu (po prawej) jako funkcja gęstości zintegrowanej linii i B_t/I_p .

Analizę rozpoczęto od zanieczyszczeń o średniej wartości Z , tj. Ni, Cu i Fe: wyniki dla Ni i Cu przedstawiono na rys. 4.81. $F_{\text{rad,Ni}}$ osiąga wartości do 40% dla niskich gęstości i jest silnie zależny od gęstości, co można wyjaśnić stałym źródłem, prawdopodobnie składnikami komponentów z Inconelu, które znajdują się w maszynie. Ponadto efekt izotopowy zwiększa frakcję Ni wraz z masą izotopu. Puste punkty wskazujące drugie przejścia L-H są zgodne z innymi, co dowodzi, że Ni nie uczestniczy w gromadzeniu się zanieczyszczeń. Ponadto dla niższej gęstości $F_{\text{rad,Ni}}$ wzrasta dla niższego I_p/B_t , chociaż zależność ta nie jest wyraźna w przypadku wyższych gęstości. Promieniowanie miedzi osiąga 60% frakcji promieniowanej dla strzałów H dla $n_e \approx 3 - 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, ale spada dla wyższych i niższych gęstości. W kwestii efektu izotopowego, frakcja promieniowana wzrasta wraz z masą izotopu, z wyjątkiem plazm H. Wyjątek ten przypisuje się różnym ustawieniom systemu NBI. Jeśli chodzi o zależność I_p/B_t , wyraźnie widać, że różne konfiguracje prądu/pola zmieniają gęstość, przy której $F_{\text{rad,Cu}}$ osiąga wartość maksymalną. Zjawisko to obserwuje się również w przypadku plazm T przy wysokich i średnich wartościach I_p/B_t . Porównanie promieniowania między pierwszym a drugim przejściem L-H pokazuje, że Cu nie uczestniczy w znaczący sposób w gromadzeniu się zanieczyszczeń. Ostatnio analizowanym zanieczyszczeniem o średniej wartości Z było żelazo, które osiąga maksymalnie 20% $P_{\text{rad,bulk}}$ dla dalszych przejść L-H w ramach tego samego strzału, ale zazwyczaj pozostaje poniżej 10%. Stwierdzono, że frakcja żelaza słabo zależy od gęstości, chociaż nadal maleje jak Ni. Jego zależność od izotopu jest podobna do zależności Ni. Wśród zanieczyszczeń o wysokim Z frakcja promieniowania Mo w żadnym przypadku nie przekracza 0,2%, co świadczy o jej znikomym wpływie. Niemniej jednak stwierdzono, że wzrasta nieznacznie wraz z masą izotopu, ale jest niezależna od I_p/B_t . Oczekuje się również, że ze względu na niską frakcję promieniowania szacowanie rzeczywistej zawartości może być silnie zaburzone przez szum.



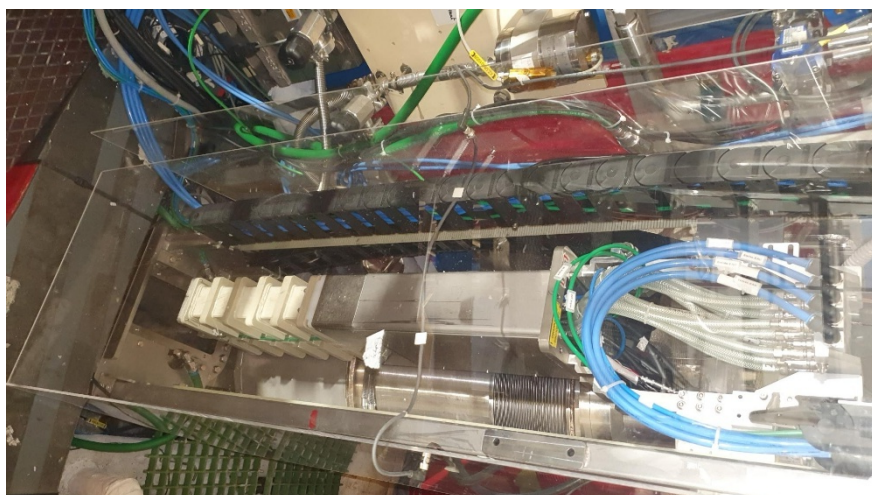
Rys. 4.82. Znormalizowana intensywność W (górny rząd) jako funkcja a) gęstości zintegrowanej linii (po lewej), b) temperatury elektronów (po prawej) i I_p/B_t . W dolnym rzędzie frakcja promieniowania W jako funkcja gęstości zintegrowanej linii i I_p/B_t .

Analiza wolframu jest bardziej złożona, ponieważ występuje on w dużych ilościach w wielu strzałach JET i emituje promieniowanie w szerokim zakresie temperatur. W związku z tym badania kontynuowano w oparciu o W UTA przy 5 nm i innym przy około 20 nm, co odpowiada promieniowaniu W w centrum i na brzegu. Na podstawie pierwszego z nich oszacowano moc promieniowania W , natomiast w przypadku drugiego przedstawiono jedynie intensywność jako przybliżenie mocy promieniowania (rys. 4.82). To przybliżenie można uzasadnić tylko wtedy, gdy wahania temperatury elektronów są minimalne. Zależność znormalizowanej intensywności W od temperatury elektronów zawęża porównanie dla W na brzegu tylko dla strzałów w ramach tego samego I_p/B_t . Niemniej jednak frakcja promieniowania krawędziowego W maleje dla wyższych gęstości, ale wzrasta wraz z masą głównego izotopu, co można wyjaśnić zwiększonym rozpylaniem w dywertorze. Promieniowanie wolframu w rdzeniu zwykle utrzymuje się poniżej 10%, ale podczas akumulacji staje się dominującym zanieczyszczeniem. Jego relacja izotopowa jest słaba i istnieje wiele wyjątków od tej reguły, co sugeruje, że właściwości transportu są ważniejsze dla tego zanieczyszczenia. Aby zweryfikować wyniki spektroskopowe, porównano je z bolometrią. Profil promieniowania dla niskiego I_p/B_t przedstawiono na rys. 4.83. Wszystkie strzały H charakteryzują się wzrostem promieniowania w okolicy $\rho = 0,3$, chociaż efekt ten jest mniej widoczny w przypadku wyższych gęstości. Z drugiej strony, profile dla strzałów T są podwyższone w szerokim zakresie promienia plazmy, co jest oznaką różnorodności zanieczyszczeń przyczyniających się do promieniowania. Wreszcie, dla wyższych gęstości promieniowanie przesuwają się w kierunku LCFS. Biorąc pod uwagę spadek frakcji promieniowania zanieczyszczeń dla wyższej gęstości, promieniowanie na krawędzi można przypisać promieniowaniu hamowania, które jest oczekiwane na krawędzi plazmy.

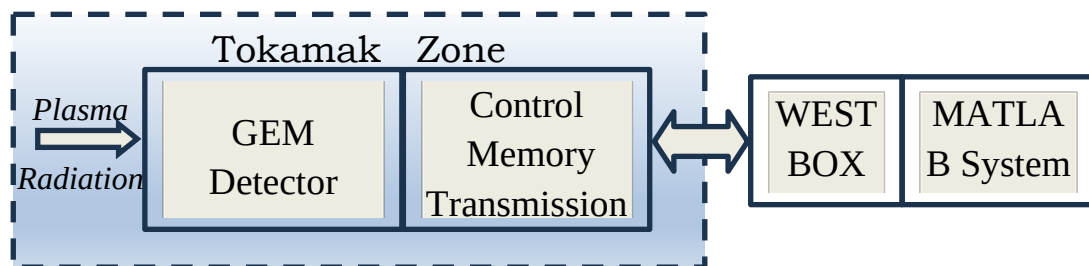


Rys. 4.83. Gęstość promieniowania uśredniona po powierzchniach magnetycznych jako funkcja znormalizowanego promienia plazmy i gęstości elektronów dla $I_p/B_t = 2,0 \text{ MA}/2,4 \text{ T}$.

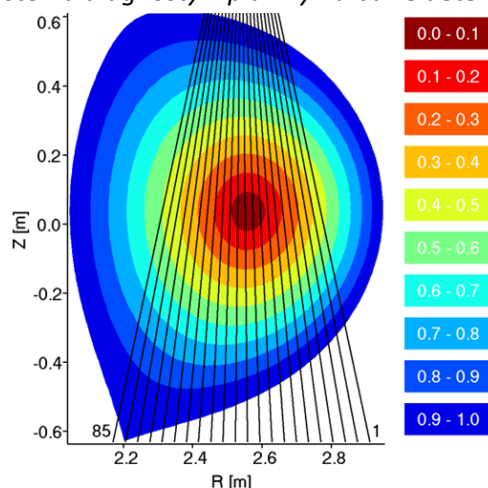
W ramach prac realizowanych w 2025 roku, zespół diagnostyki plazmy tokamaka WEST uczestniczył zdalnie w zimowej kampanii pomiarowej oraz stacjonarnie w ośrodku badań jądrowych Cadarache w kampanii jesiennej. System diagnostyki na bazie detektora gazowego GEM na bieżąco rejestrował dane pomiarowe dla kolejnych wyładowań w plazmie tokamaka WEST w zakresie promieniowania SXR. Wyniki były monitorowane zdalnie lub bezpośrednio w sterowni tokamaka, a surowe dane przekazywane są z serwera pomiarowego do systemu analizy danych. Zadaniem zespołu diagnostyki była przede wszystkim weryfikacja danych pod kątem ich poprawności pomiarowej i miarodajności rejestracji procesów w środowisku plazmy. System przetwarzania i analizy danych pomiarowych detektora GEM w środowisku MATLAB jest autonomiczny w wersji laboratoryjnej albo sprzęgnięty z modułem programu WEST BOX dedykowanym do obsługi akwizycji danych w trakcie pracy tokamaka WEST (Rys. 4.84, 4.85). System diagnostyki detektora GEM bazuje na strukturze paskowej 85 segmentów pomiarowych obejmujących obszar plazmy (Rys. 4.86).



Rys. 4.84 System detektora GEM w porcie pionowym diagnostyki tokamaka WEST.



Rys. 4.85. Schemat funkcjonalny systemu diagnostyki plazmy na bazie detektora GEM.



Rys. 4.86. Schemat geometrii układu detekcji promieniowania plazmy.

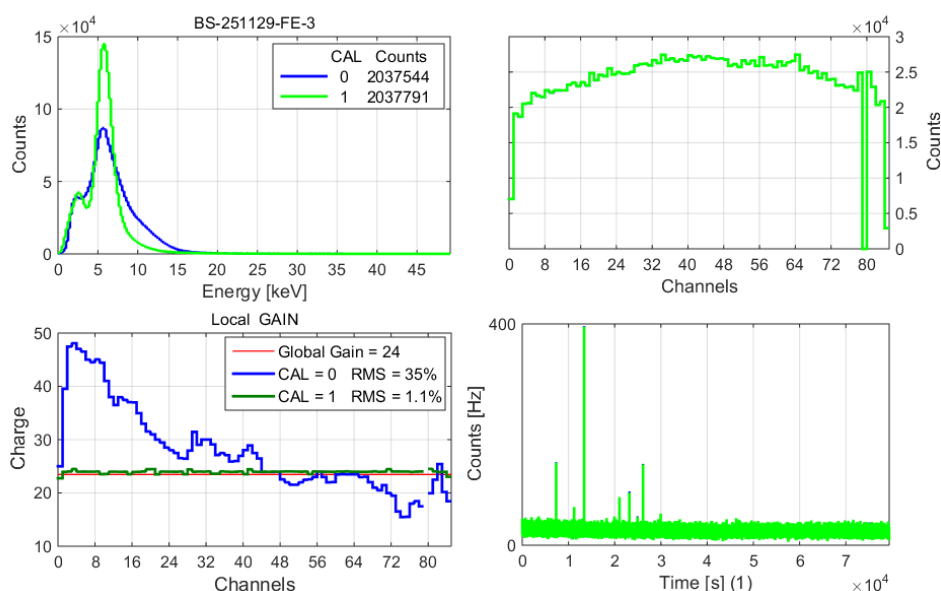
Warunki pomiaru i analizy danych

1. Detektor: pionowy
2. Kanały: 85, ADB, AFE: 1 : 7;
3. Źródło: 2 x Fe55, plazma
4. Nominalne napięcie HV: [600 365 600 370 600 375 1200] V
5. Poziom wyzwalania: 30
6. Zakres cyfrowego ładunku = 6600
7. Rozdzielczość cyfrowego ładunku – 200 binów.
8. Rozdzielczość czasowa dla Fe – 1 s, dla plazmy – 10 ms

W aktualnej wersji systemu pomiarowego diagnostyki plazmy na bazie detektora GEM zastosowano serialną akwizycję danych. Metoda ta rejestruje na bieżąco tylko impulsy kanałów aktywnych z detektora, czyli te które przekroczą zadany poziom triggera sygnałowego względem ustalonego poziomu odniesienia zwanego offsetem. Sygnały te są przekształceniem impulsów prądowych detektora w układzie analogowym i reprezentowane są cyfrowymi próbkami ADC. Dane dla jednego zdarzenia formowane są w ciąg wartości 40 próbek w zakresie 10 bitów z częstotliwością 80 MHz. Ciąg ten uzupełniony jest o wartość czasu w cyklach zegarowych T oraz numer kanału pozycji P. Uporządkowane chronologicznie zdarzenia rejestrowane są sekwencyjnie w pamięci RAM systemu pomiarowego, a następnie przesyłane są do pamięci stałej komputera systemu analizy i przetwarzania danych. Te surowe dane pomiarowe zapisane są na dysku w pliku binarnym, a po ich odczycie analiza przebiega w trzech zasadniczych etapach.

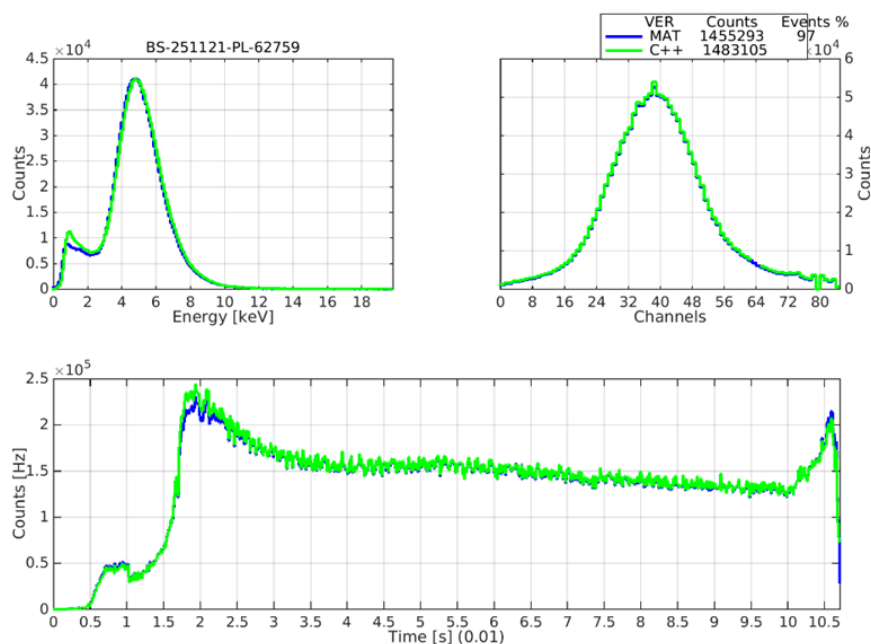
1. Estymacja ładunku impulsu zdarzenia dla danego czasu i kanału.
2. Identyfikacja klastra w zbiorze zdarzeń z estymacją jego ładunku, czasu i lokalizacji.
3. Histogramowanie, czyli wyznaczenie rozkładów klastrów w zakresie ładunkowym (energetycznym), czasowym i przestrzennym (kanałowym).

Zastosowano do wyboru trzy warianty histogramowania w wersji 1-D, 2-D lub 3-D. Niezależnie od systemu szczegółowej analizy danych w Matlabie wdrożono nieco uproszczoną, ale szybką wersję histogramowania w czasie rzeczywistym bezpośrednio w serwerze pomiarowym na bazie środowiska C++ z możliwością ciągłej rejestracji praktycznie bez ograniczeń czasowych. Uzupełnienie pomiarów stanowi detekcja promieniowania ze źródła odniesienia Fe55 celem miarodajnego skalowania energetycznego widma plazmy. Typowe charakterystyki dla źródła Fe55 z uwzględnieniem kalibracji ładunkowej przedstawia Rys. 4.87. Kalibracja ładunkowa jest użyteczna w przypadku niejednorodności kanałowej detektora spowodowanej intensywną i zróżnicowaną ekspozycją.

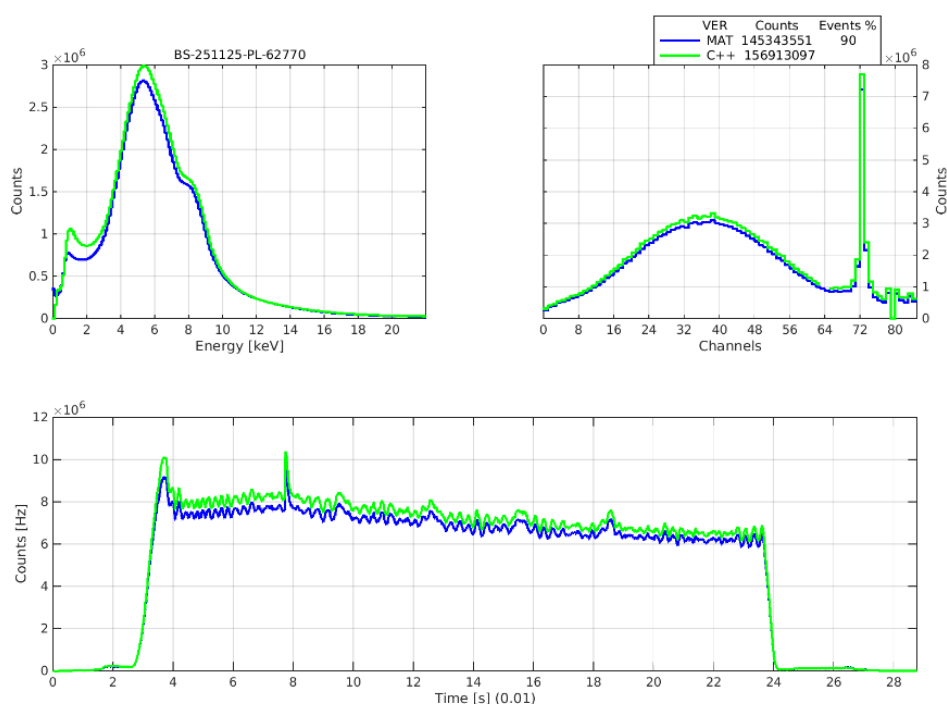


Rys. 4.87. Charakterystyki detektora dla pomiaru Fe – z kalibracją – CAL = 1 i bez – CAL = 0.

Pomiary z detektorem GEM wykazały dwa typy charakterystyk promieniowania dla dwóch warunków utrzymania plazmy. Testy systemu w warunkach grzania omowego plazmy o względnie małej intensywności promieniowania i krótkim czasie wykazały miarodajne, regularne charakterystyki w zakresie SXR (Rys. 4.88). Testy systemu w warunkach plazmy XPR (X-Point Radiation) z grzaniem LH o dużej intensywności promieniowania i długim czasie wykazały dość miarodajne charakterystyki, ale ujawniły liczne zjawiska wtórne HXR poza użytecznym zakresem SXR (Rys.4.89). Dla wielu strzałów plazmy ujawniają się efekty wtórne HXR dominujące szczególnie na kanałach w zakresie 73 – 84 w polu widzenia dywertora. Nadmierne natężenie promieniowania powoduje dość istotne problemy pomiarowe. Nadmierne natężenie prądu zasilającego folię GEM przekracza ustalone limity, co powoduje spadek napięcia HV. Wysokie natężenie promieniowania, zróżnicowane przestrzennie, powoduje planarne niejednorodności detektora, spadek Gain i zniekształcenie widma energetycznego. Niejednorodności wzmocnienia detektora utrzymują się trwale, ale można skorygować je znacząco współczynnikami korekcji wielkości ładunku w kanałach pomiarowych.

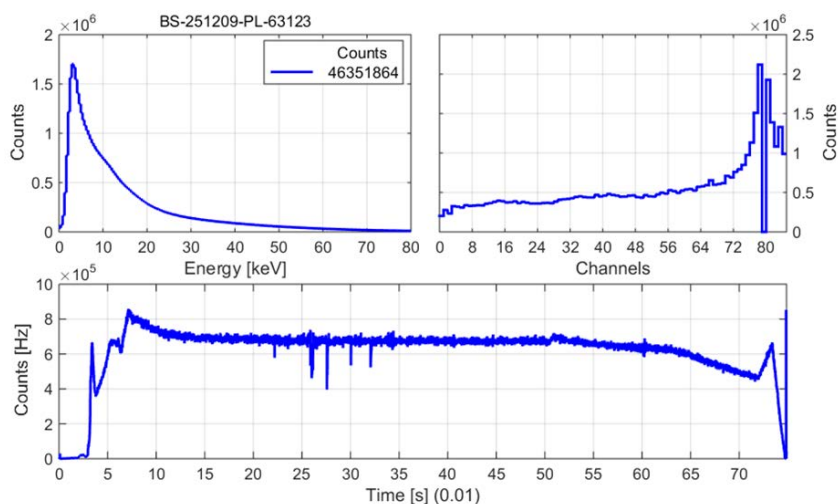


Rys. 4.88. Charakterystyki promieniowania plazmy SXR w warunkach grzania omowego dla wersji MAT i C++.

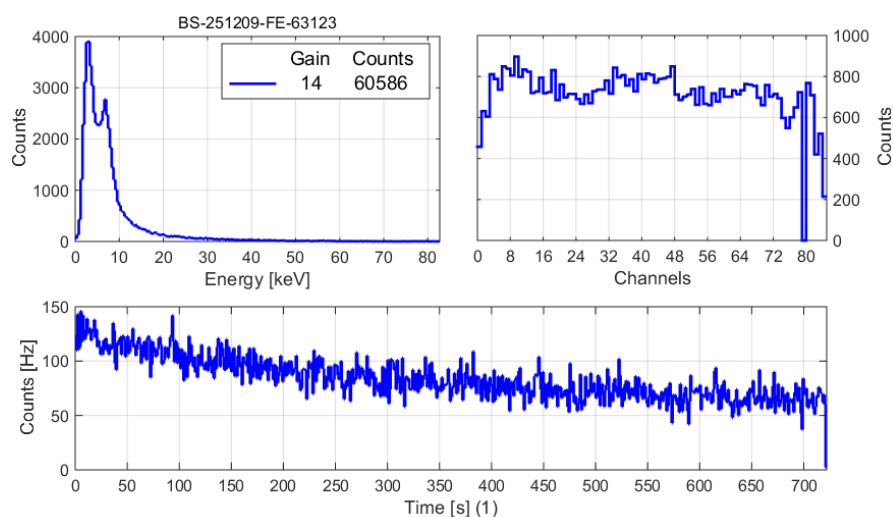


Rys. 4.89. Charakterystyki promieniowania plazmy w warunkach XPR & LH dla wersji MAT i C++.

Testy z zamkniętą szczeliną (eliminacja SXR) wykazały znaczne tło pochodnych HXR (zjawiska wtórne) poza użytecznym zakresem SXR (Rys. 4.90). Zjawiska wtórne HXR powodują aktywację detektora wykazaną w akwizycji Fe po strale plazmy. Widmo Fe zniekształcone jest pozostałą aktywacją opadającą wolno w czasie. Połódkowy czas dezaktywacji wynosi ok. 10 min. (Rys. 4.91).

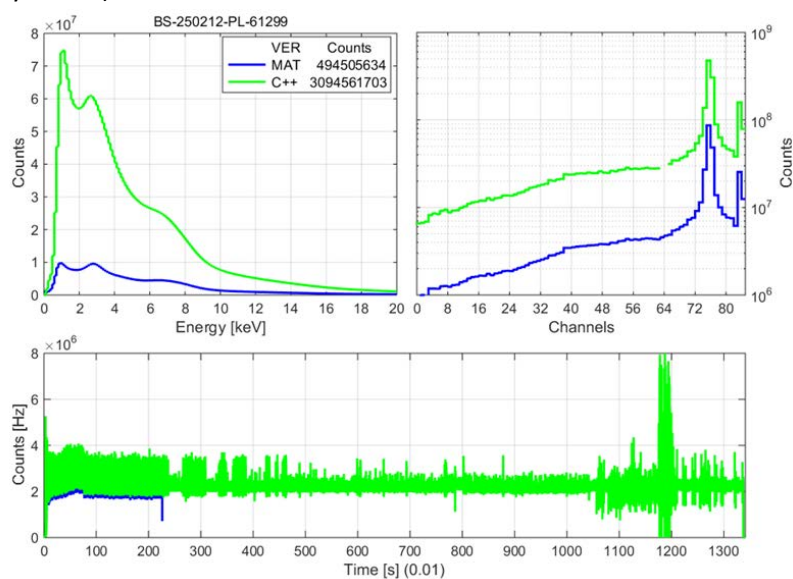


Rys. 4.90. Charakterystyki w pomiarze plazmy z zamkniętą szczeliną w warunkach XPR z tłem pochodnych HXR.



Rys. 4.91. Charakterystyki pomiaru Fe w warunkach aktywacji detektora po strzale plazmy.

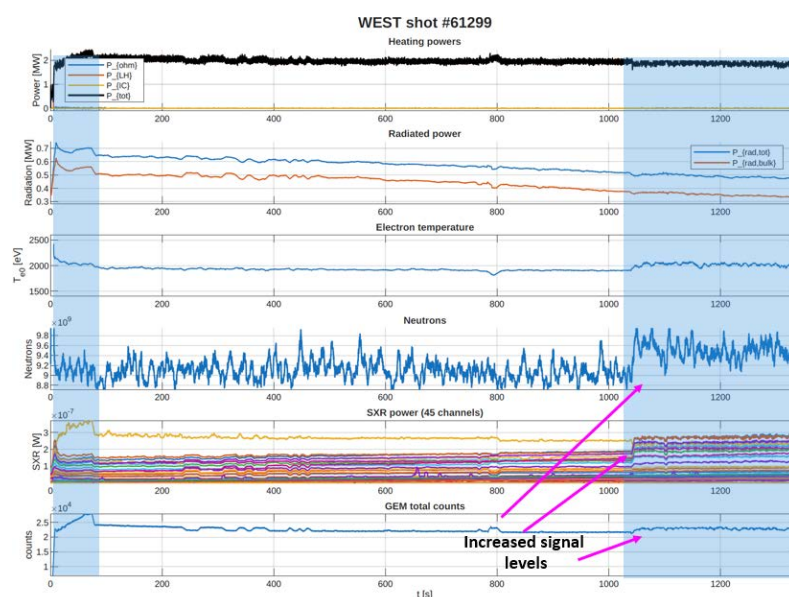
Znaczącym sukcesem zimowej kampanii pomiarowej było zarejestrowanie rekordowego wyładowania plazmy o czasie ponad 22 min (Rys. 4.92).



Rys. 4.92. Charakterystyki detektora dla rekordowego wyładowania pomiaru plazmy #61299 dla wersji MAT i C++.

Jednak nadmierna ilość danych surowych napotyka ograniczenia pamięci i wymaga znacznego czasu przetwarzania. Widoczny jest ograniczony czas akwizycji dla wersji MAT, gdzie dane osiągnęły limit pamięci dla ok. $5 \cdot 10^8$ liczb klastrow (fotonów).

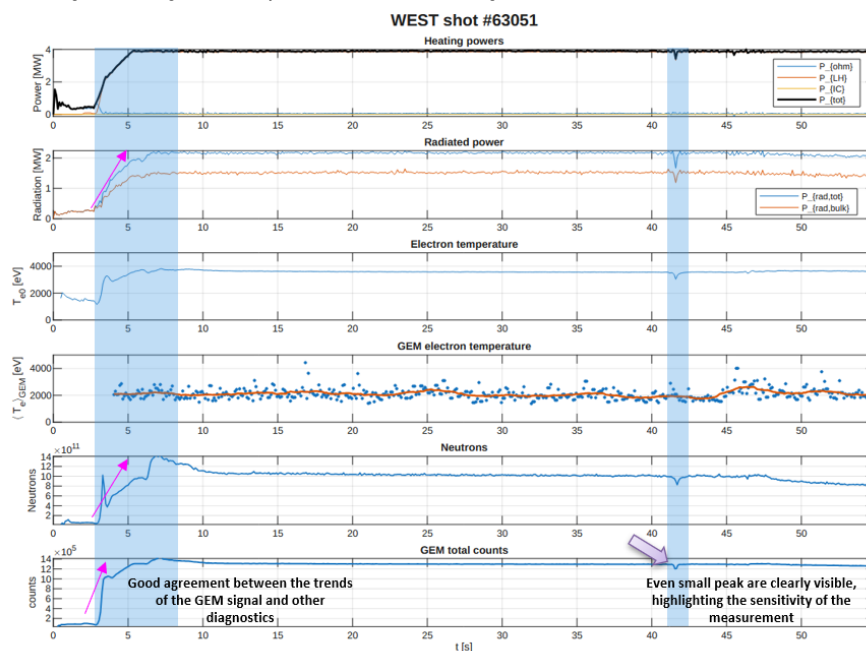
Ponadto naukowcy z IFPiLM przeprowadzili szereg analiz na podstawie danych z diagnostyki GEM zainstalowanej na tokamaku WEST. Dzięki tym pomiarom, diagnostyka GEM dostarczyła informacji o stanie plazmy termojądrowej oraz jej ewolucji w czasie trwania wyładowania. Głównym celem prowadzonych prac było zbadanie możliwości wykorzystania sygnałów GEM do ilościowego szacowania parametrów plazmy, w tym średniej temperatury elektronowej, na podstawie widma promieniowania Bremsstrahlung. Ponadto, istotnym elementem przeprowadzonych badań była również walidacja poprawności działania diagnostyki w warunkach eksperymentalnych, ze szczególnym uwzględnieniem jej stabilności oraz spójności z innymi niezależnymi diagnostykami plazmy. W pierwszej kolejności przeprowadzono tzw. walidację krzyżową, a mianowicie sygnał GEM został porównany z innymi diagnostykami, a w szczególności inną diagnostyką SXR na WEST – diagnostyką DTOMOX. W ramach tego porównania zbadano wyładowania #61299 oraz #63051, których przebiegi zostały przedstawione odpowiednio na rysunkach 4.93 oraz 4.94. Dla wyładowania #61299 zaobserwowano bardzo dobrą korelację czasową pomiędzy sygnałem z GEM a sygnałem z DTOMOX. Dodatkowo zaobserwowano zgodność z innymi parametrami plazmy, tj. emisją neutronów oraz centralną temperaturą elektronową. Analiza wyładowania #63051 wykazała bardzo dobrą zgodność sygnału GEM z ewolucją emisji neutronów, centralną temperaturą elektronową oraz mocą promieniowania. Na uwagę zasługuje fakt, że nawet niewielkie piki w sygnałach z innych diagnostyk są również wyraźnie widoczne w danych GEM, co świadczy o wysokiej czułości i jakości pomiarów.



Rys. 4.93. Przebiegi czasowe dla wyładowania #61299.

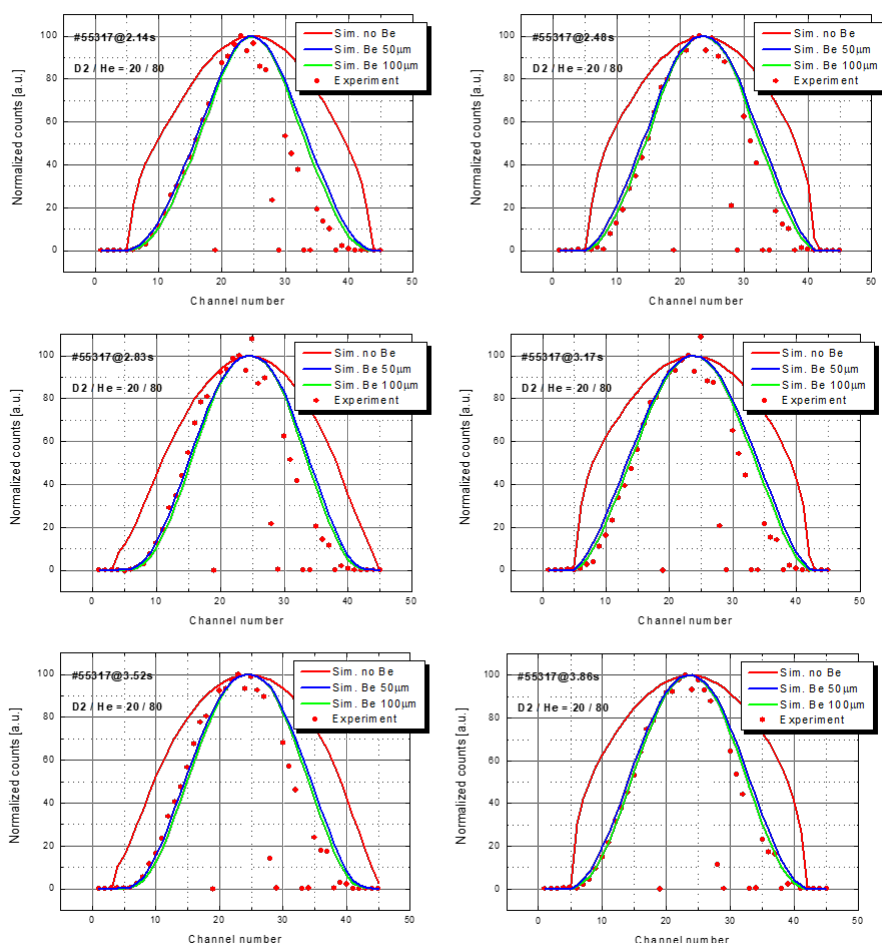
W kolejnym etapie przeprowadzono analizę możliwości wyznaczania średniej temperatury elektronowej na podstawie pozyskiwanego przez GEM widma promieniowania Bremsstrahlung. W tym celu wybrano wyładowanie #63051, którego przebiegi czasowe przedstawiono na rysunku 4.2. Dla rozważanego wyładowania wybrano jedną linię patrzenia detektora GEM i zbadano ewolucję czasową promieniowania wzdłuż niej. Następnie zastosowano dopasowanie liniowe w reprezentacji półlogarytmicznej oraz wykorzystano własność widma polegającą na tym, że nachylenie dopasowanej prostej jest bezpośrednio powiązane z temperaturą elektronową. Metoda pozwala na monitorowanie zmian średniej temperatury elektronowej za pomocą GEM w czasie trwania wyładowania oraz porównanie wyników z innymi diagnostykami temperatury na WEST. Wstępne wyniki pokazują, że uzyskane na podstawie GEM wartości

średniej temperatury dobrze odzwierciedlają centralną temperaturę elektronową, przy czym wartości uzyskane za pomocą GEM są niższe, ponieważ stanowią uśrednienie wzdłuż linii widzenia.



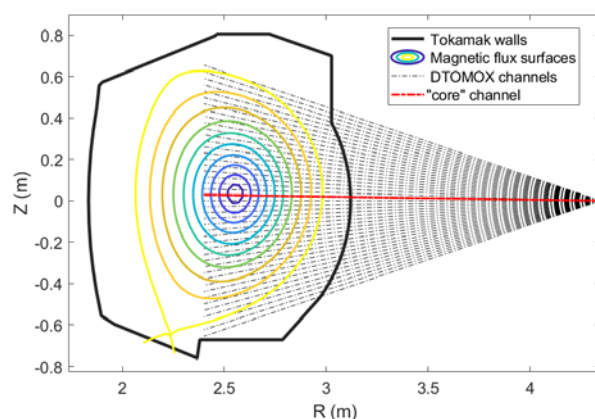
Rys. 4.94. Przebiegi czasowe dla wyładowania #63051.

Przedstawione wyniki potwierdzają gotowość diagnostyki GEM do pracy w warunkach długich wyładowań plazmowych na tokamaku WEST występujących we współczesnych kampaniach eksperymentalnych. Wykazano spójność sygnału GEM z innymi diagnostykami, co stanowi walidację detektora potwierdzając tym samym jego przydatność do uzyskiwania użytecznych informacji o stanie plazmy. Przedstawione prace mają istotny wpływ na postęp diagnostyki plazmy w kontekście urządzeń fuzyjnych. Dodatkowo przeprowadzono symulacje diagnostyki DTOMOX na tokamaku WEST dla wyładowania #55317. Celem tych obliczeń była walidacja poprawności działania kodu GEM_MP.exe, rozwijanego w IFPiLM. Kod GEM_MP został opracowany do symulacji widm promieniowania rentgenowskiego pochodzącego z plazmy w urządzeniach typu tokamak i stellarator. Program umożliwia określenie liczby kwantów docierających do detektorów typu GEM lub SDD, uwzględniając rzeczywistą geometrię badanej plazmy oraz parametry i położenie detektorów. Jako dane wejściowe wprowadzane są dwuwymiarowe profile opisujące rozkłady temperatury oraz gęstości elektronowej. Obecnie kod umożliwia uwzględnienie do 20 różnych składników plazmy i zanieczyszczeń, w tym H, He, Be, B, C, N, O, Ne, Si, S, Cl, Ar, V, Cr, Fe, Ni, Cu, Kr, Xe i W. W ramach analiz przeprowadzono porównanie wyników symulacji z danymi eksperymentalnymi dla przypadków bez filtra berylowego (Be) oraz przy uwzględnieniu filtra Be o grubościach 50 μm i 100 μm . Porównanie wykazało wysoką zgodność między wynikami symulacji a obserwacjami eksperymentalnymi. Prezentowane wyniki na rys. 4.95 obrazują tzw. zależności przestrzenne, co oznacza, że każdy punkt reprezentuje scałkowane po energii widmo promieniowania rejestrowane przez poszczególne linie patrzenia badanej diagnostyki.



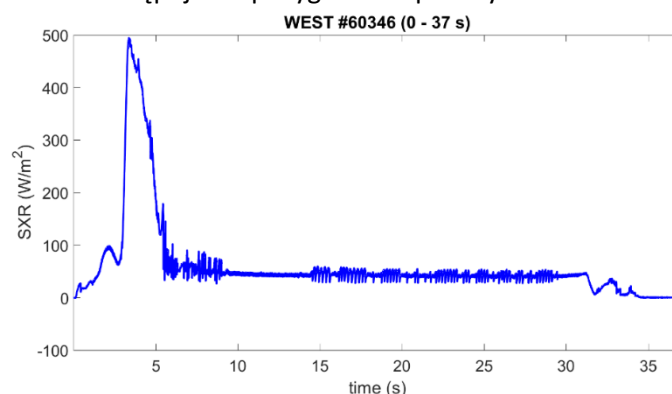
Rys. 4.95. Porównanie liczby zliczeń zarejestrowanych przez detektor SXR krzemowy w tokamaku WEST podczas wyładowania #55317: dane z symulacji vs. dane eksperymentalne. Ramy czasowe odpowiadają momentom 2,14 s, 2,48 s, 2,83 s, 3,17 s, 3,52 s i 3,86 s. Porównanie służy ocenie poprawności procedur symulacyjnych w odwzorowywaniu czasowej ewolucji sygnałów SXR.

Kolejne zadanie badawcze koncentrowało się na przeprowadzeniu analiz plazmy metodą wykresów rekurencyjnych (Recurrence Plot, RP). Technikę tę zastosowano początkowo do wyładowań plazmowych z tokamaka WEST o numerach #60216, #60219, #60222, #60346, #60349 oraz #60350. Ta seria wyładowań była związana z tematem badań naukowych RT08 WPTE, skupionych na temacie „RT08: Long pulse operation in (semi) detached regimes”. Celem badań było opracowanie scenariuszy pracy odpowiednich dla tokamaka ITER w trybach pół lub całkowicie odłączonych oraz z tzw. trybem „X-point radiator”. Na potrzeby raportu dokładniej opisano reprezentacyjny przypadek #60346. W niniejszej analizie metoda RP została zastosowana do pomiarów promieniowania w plazmach tokamakowych, a konkretnie do sygnału zintegrowanego wzdłuż linii widzenia z poziomej kamery miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) tokamaka WEST, tzw. DTOMOX, dla której rozdzielczość czasowa systemu akwizycji danych wynosi około 4 ms. Zakres energii rejestrowanych fotonów wynosi 2–15 keV, co – przy zastosowanych detektorach krzemowych i filtrach – zostało dobrane w taki sposób, aby umożliwić obserwację emisji z rdzenia plazmy (promieniowanie hamowania oraz promieniowanie liniowe). Pionowy przekrój komory próżniowej tokamaka WEST wraz z geometrią linii widzenia SXR oraz przykładową równowagą magnetyczną przedstawiono na Rys. 4.96. Analiza została skoncentrowana na sygnale rejestrowanym przez kanał H22, zaznaczony kolorem czerwonym, ponieważ linia widzenia tego kanału przechodzi przez centrum plazmy i jest najbardziej czuła na zjawiska zachodzące w rdzeniu.

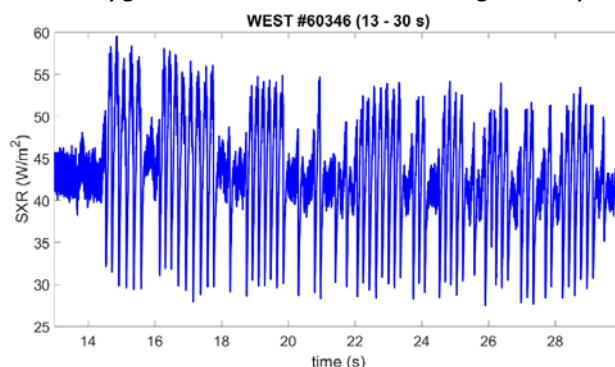


Rys. 4.96. Pionowy przekrój tokamaka WEST oraz geometria linii widzenia poziomej kamery SXR .

Wyładowanie plazmowe WEST nr 60346 (patrz rys. 4.97) zostało wybrane do przeprowadzenia pełnej analizy RP. W tym przypadku po fazie narastania, charakteryzującej się silnym i przejściowym wzrostem sygnału SXR do czasu $t \approx 4$ s, związanym z uruchomieniem systemów pomocniczego ogrzewania oraz towarzyszącym napływem zanieczyszczeń, plazma wchodzi w długą fazę stacjonarną z oscylacjami o charakterze przerywanym w przedziale czasowym $t = 13\text{--}30$ s (patrz Rys. 4.98). Faza ta jest szczególnie interesująca z punktu widzenia testowania metody RP. Następnie po $t = 30$ s następuje etap wygaszania plazmy i zakończenia wyładowania.



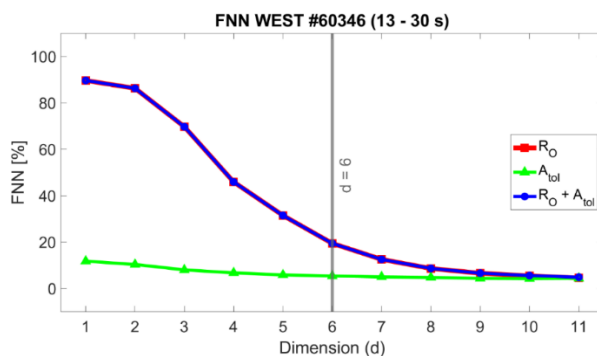
Rys. 4.97. Ewolucja czasowa jasności sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346.



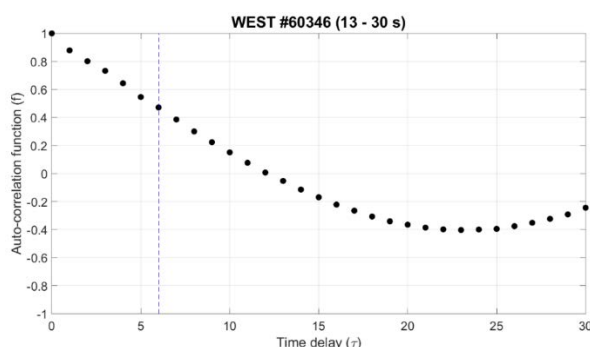
Rys. 4.98. Ewolucja czasowa jasności sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346 w przedziale czasowym $t = 13\text{--}30$ s.

Optymalne wartości wymiaru osadzenia d oraz opóźnienia czasowego τ zostały wyznaczone poprzez analizę odsetka fałszywych najbliższych sąsiadów (FNN), przedstawioną na Rys. 4.99, oraz poprzez określenie pierwszej wartości połowy maksimum funkcji autokorelacji, pokazanej na Rys. 4.100. Do dalszej analizy wybrano wymiar osadzenia $d=6$, co pozwala na eliminację większości fałszywych sąsiadów. Należy podkreślić, że analizowany szereg czasowy nie był poddany żadnej procedurze odszumiania, dlatego za bezpieczniejsze uznano

zastosowanie możliwie najmniejszego wymiaru osadzenia w celu ograniczenia wpływu szumu. Na podstawie przyjętego kryterium wyznaczono opóźnienie czasowe $\tau=6$ jednostek czasu, co odpowiada około 24 ms. Wartość progowa promienia sąsiedztwa została przyjęta jako $R=0.2$, w oparciu o wcześniejsze doświadczenia z analizą różnych szeregów czasowych.



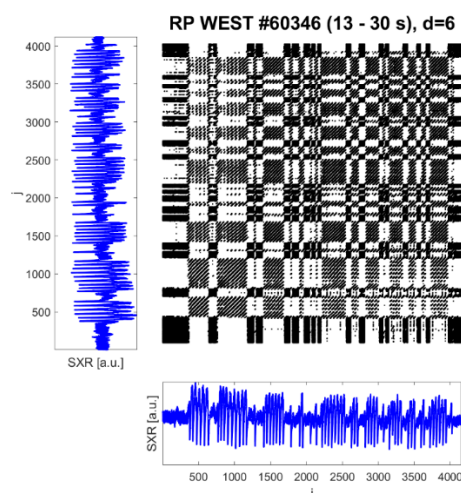
Rys. 4.99. Udział fałszywych najbliższych sąsiadów (FNN) w funkcji wymiaru osadzenia, przy $A_{Tol}=2$ oraz $R_O=15$. Wyniki dla poszczególnych warunków zaznaczono kolorem czerwonym i zielonym, natomiast wynik zbiorczy oznaczono kolorem niebieskim.



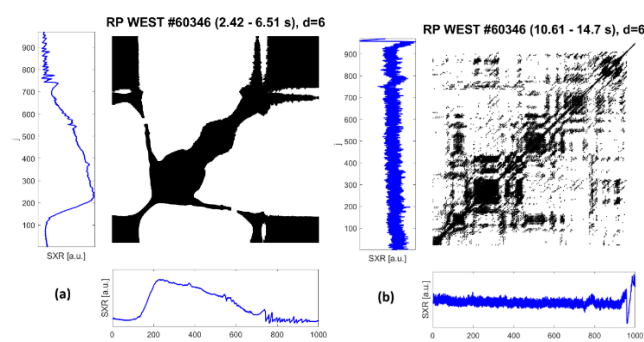
Rys. 4.100. Funkcja autokorelacji szeregu czasowego SXR wykorzystana do wyznaczenia odpowiedniej wartości opóźnienia czasowego τ (zaznaczonej kolorem niebieskim).

Wykres rekurencyjny wygenerowany dla wybranych wartości parametrów w przedziale czasowym 13–30 s przedstawiono na Rys. 4.101. Diagram ten charakteryzuje się głównie dwoma odmiennymi typami struktur: (i) obszarami równoległych linii diagonalnych w fazach oscylacyjnych, co wskazuje na deterministyczne zachowanie układu w krótkich skalach czasowych; (ii) ciemnymi obszarami w fazach spokojnych, wskazującymi na stacjonarność sygnału. Względna jednorodność tych struktur w całym obszarze RP sugeruje wysoki poziom determinizmu oraz przewidywalności dynamiki w analizowanym przedziale czasowym. Te same parametry ($d=6$, $\tau=6$) zastosowano również do analizy wybranych przedziałów czasowych o długości około 4 s, przedstawionych na Rys. 4.102, w celu zilustrowania wpływu różnych reżimów dynamiki na rozkład wzorców w wykresach RP:

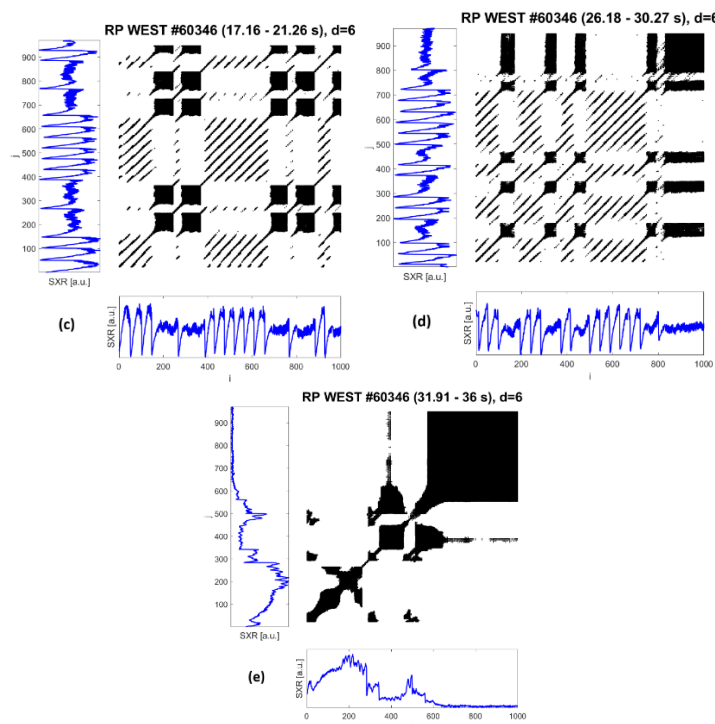
- (a) $t = 2.42\text{--}6.51$ s: maksimum sygnału SXR w fazie narastania plazmy, dynamika zdominowana przez trend sygnału;
- (b) $t = 10.61\text{--}14.7$ s: sygnał stacjonarny, zdominowany przez szum o małej amplitudzie;
- (c) $t = 17.16\text{--}21.26$ s: faza oscylacji o charakterze przerywanym;
- (d) $t = 26.18\text{--}30.27$ s: faza oscylacji o charakterze przerywanym;
- (e) $t = 31.91\text{--}36$ s: faza wygaszania plazmy, dynamika zdominowana przez trend sygnału.



Rys. 4.101. Wykres rekurencyjny (RP) sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346 w przedziale czasowym 13–30 s.

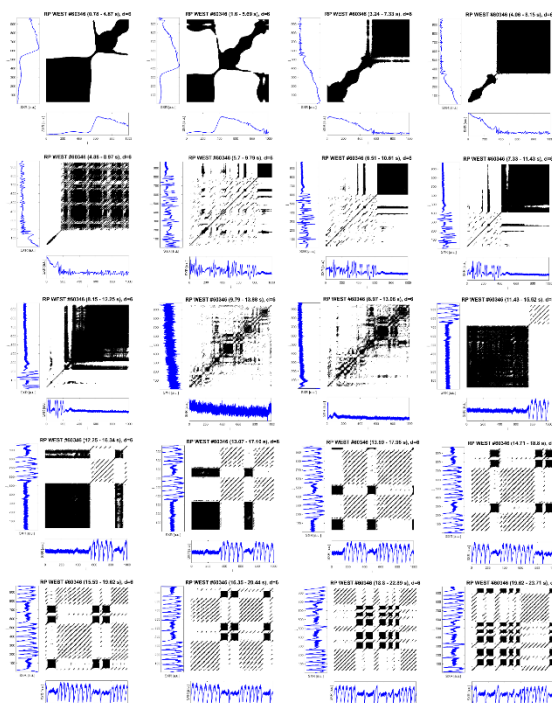


Rys. 4.102. Wykresy RP sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346 w przedziałach czasowych: (a) 2.42–6.51 s oraz (b) 10.61–14.7 s, odpowiadających odpowiednio fazie narastania plazmy oraz stacjonarnej fazie zdominowanej przez szum.

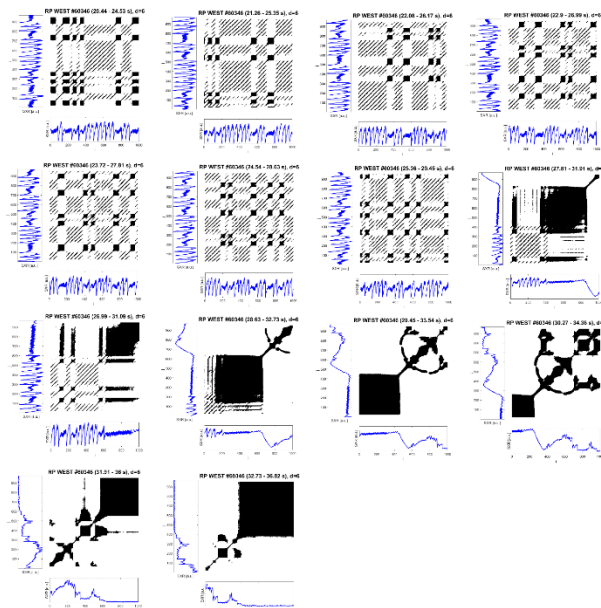


Rys. 4.102. (cd.). Wykresy RP sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346 w przedziałach czasowych: (c) 17.16–21.26 s, odpowiadających stacjonarnej fazie z oscylacjami o charakterze przerywanym, oraz (e) 31.91–36 s, odpowiadającym fazie wygaszania plazmy.

Szeregi czasowe obciążone istotnym trendem (przedziały 2.42–6.51 s oraz 31.91–36 s) wskazują, że trajektoria układu dryfuje w przestrzeni fazowej i nie powraca do swoich wcześniejszych stanów (o ile trend nie ulegnie odwróceniu). W konsekwencji wykres RP wykazuje pojedynczą strukturę wzdłuż głównej przekątnej, której grubość odzwierciedla szybkość dryfu układu. Z kolei wykresy RP dla układów stacjonarnych, w których występują cykliczne i deterministyczne zjawiska, charakteryzują się wyraźnymi, uporządkowanymi strukturami obejmującymi cały diagram, co ilustrują przedziały 17.16–21.26 s oraz 26.18–30.27 s. Natomiast sygnały rejestrowane w układach stacjonarnych i spokojnych są zazwyczaj zdominowane przez niskoenergetyczny, wysokowymiarowy szum, generowany m.in. przez promieniowanie tła (gamma, neutrony) lub przez elektronikę systemu akwizycji danych. W takim przypadku korelacja czasowa danych jest słaba, a wykres RP jest rzadki, z losowym rozkładem punktów. Przedział czasowy 10.61–14.7 s stanowi dobry przykład takiego zachowania, choć widoczne są w nim nieregularności, które mogą stanowić prekursory fazy oscylacji przerywanych rozpoczynającej się około $t = 14.6$ s. Rys. 4.103 przedstawia wykresy rekurencyjne dla pozostałych przedziałów czasowych.



Rys. 4.103. Wykresy RP sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.



Rys. 4.103. (c.d.) Wykresy RP sygnału SXR z kanału rdzeniowego dla wyładowania #60346 podzielone na przedziały czasowe o równej długości.

Podobnej analizie poddano wyładowania: #60216, #60219, #60222, #60349 i #60350. Chociaż obserwacje wzorów przedstawionych na RP pozwalają na określenie głównych cech dynamiki czasowej sygnału, wartościowe jest zdefiniowanie wskaźników jakościowych, które pozwalają na określenie cech sygnału o określonych wielkościach. Ta dziedzina badań nosi nazwę „Recurrence Quantification Analysis”. Polega ona głównie na wyodrębnianiu liczby i długości odcinków utworzonych na wykresie RP (poziomych, pionowych, ukośnych) oraz dokonywaniu statystycznego porównania sygnałów o różnym charakterze. Poniżej przedstawiono definicje współczynników użytych podczas analizy RQA. Współczynnik powrotu RR (ang. Recurrence Rate) lub inaczej stopień rekurencji, jest wyrażany w procentach i określony poprzez stosunek liczby punktów znajdujących się na wykresie RP do liczby wszystkich możliwych punktów:

$$RR = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N RP_{i,j}^d \times 100\%$$

Odcinki ukośne równoległe do przekątnej $i = j$ pojawiają się na RP wtedy, gdy trajektoria odwiedza ten sam obszar przestrzeni fazowej, czyli wskazują istnienie zachowań rekurencyjnych. Natomiast ich długość wiąże się z prawdopodobieństwem wystąpienia chaosu deterministycznego. Oznaczając przez L_{max} maksymalną długość odcinka ukośnego (poza przekątną), można wprowadzić wskaźnik DIV zdefiniowany jako:

$$DIV = \frac{1}{L_{max}}$$

który ma związek z wykładniczym rozbieganiem się (dywergencją) trajektorii przestrzeni fazowej, a więc z sumą dodatnich wykładników Lapunowa.

Następny wskaźnik DET pokazuje procentowy udział powracających punktów, które tworzą na wykresie odcinki ukośne o długości l równoległe do przekątnej $i = j$:

$$DET = \frac{\sum_{l=l_{min}}^N lP(l)}{\sum_{i,j=1}^N RP_{i,j}^d} \times 100\%$$

gdzie l_{min} jest minimalną długością odcinka ukośnego, a wartość $P(l)$ jest rozkładem długości odcinków ukośnych. Pojawienie się na RP odcinka ukośnego o długości l oznacza, iż odcinek trajektorii pozostaje w pobliżu innego odcinka trajektorii powstałego w innym czasie podczas l kroków czasowych; zatem te odcinki ukośne są związane z rozbieżnością (dywergencją) segmentów trajektorii. Zrozumiałe jest zatem, że jako miarę determinizmu

(przewidywalności) systemu wprowadza się stosunek punktów rekurencji, które tworzą struktury równoległe do przekątnej $i = j$ (o długości co najmniej l_{min}) do wszystkich punktów rekurencji. Średnia długość odcinków ukośnych L to średni czas, w którym dwa odcinki trajektorii znajdują się blisko siebie i można ją interpretować jako średni czas przewidywania:

$$L = \frac{\sum_{l=l_{min}}^N lP(l)}{\sum_{l=l_{min}}^N P(l)}$$

Następny użyty parametr, ENTR, to entropia informacyjna Shannona definiowana jako:

$$ENTR = \sum_{l=l_{min}}^N p(l) \ln [p(l)]$$

gdzie prawdopodobieństwo $p(l)$ określa wzór:

$$p(l) = \frac{P(l)}{\sum_{l=l_{min}}^N P(l)}$$

gdzie $P(l)$ jest rozkładem długości odcinków ukośnych równoległych do przekątnej $i = j$.

Następny parametr, laminarność LAM, wyraża procentowy udział stanów laminarnych wśród wszystkich stanów układu; określa on udział punktów tworzących na wykresie odcinki pionowe:

$$LAM = \frac{\sum_{v=v_{min}}^N vP(v)}{\sum_{i,j=1}^N RP_{i,j}^d} \times 100\%$$

gdzie $P(v)$ to rozkład występowania odcinków pionowych o długości v .

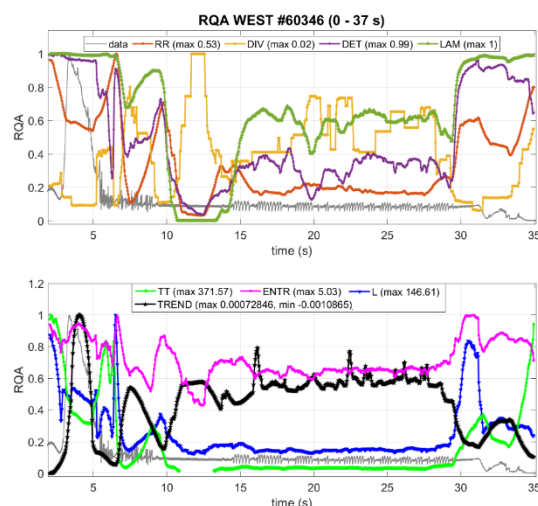
Wartość LAM zmniejszy się, jeśli RP będzie się składać z większej liczby pojedynczych punktów niż struktur pionowych. Gdy na wykresie nie będą występowały odcinki pionowe, co będzie oznaczać, że układ nie będzie wykazywał stabilnych zachowań nawet w krótkich skalach czasowych, to wartość LAM będzie równa 0%.

Ostatnim przebadanym wskaźnikiem jest średnia długość struktur pionowych nazywana czasem pułapkowania (TT ang. Trapping Time):

$$TT = \frac{\sum_{v=v_{min}}^N vP(v)}{\sum_{v=v_{min}}^N P(v)}$$

Szacuje ona średni czas, przez który system pozostaje w określonym stanie.

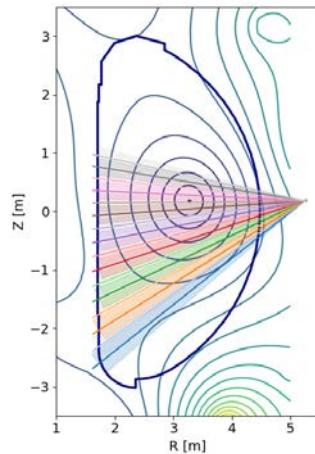
Ewolucję czasową parametrów RQA zdefiniowanych powyżej, wyznaczonych dla sygnału SXR z kanału rdzeniowego wyładowania WEST #60346, przedstawiono na Rys. 4.104. Na podstawie Rys. 4.104 można sformułować kilka istotnych obserwacji; w szczególności niektóre parametry RQA wydają się być lepiej przystosowane do wizualizacji przejść fazowych w analizowanym przypadku. Parametr laminarności (LAM) okazuje się najbardziej czuły na zmiany dynamiki czasowej: przyjmuje wartości bliskie 1 podczas fazy narastania (< 5 s) oraz wygaszania (> 30 s), gdy sygnał wykazuje silny dryf, wartości bliskie zero w okresie stacjonarnym (10–14 s) oraz wartości pośrednie, z pewnymi fluktuacjami, w fazie oscylacji o charakterze przerywanym. Parametr determinizmu (DET) wykazuje cechy jakościowo podobne do LAM, jednak przy wyrażeniu mniejszej czułości. Z definicji parametr dywergencji (DIV) jest bardzo wrażliwy na poziom chaosu w fluktuacjach układu, dlatego jego wartość osiąga maksimum wówczas, gdy sygnał jest zdominowany przez zaburzenia o wysokim wymiarze, które mogą być związane z niestabilnościami MHD (w analizowanym przypadku może to mieć miejsce w przedziale 5–9 s), lub gdy układ jest stacjonarny, lecz rejestrowany sygnał jest istotnie zanieczyszczony szumem (jak w przedziale 10–14 s). Parametr L wykazuje pewną wrażliwość na przejścia dynamiczne na początku i na końcu wyładowania, jednak, poza tym pozostaje relatywnie stabilny w całej fazie płaskiej (flat-top), nie wykazując wyraźnych zdolności rozróżniających. Z kolei monitorowanie wartości parametru TREND może być ogólnie użyteczne do ilościowego określenia poziomu dryfu (lub odwrotnie, stacjonarności) trajektorii układu.



Rys. 4.104. Ewolucja czasowa parametrów RQA dla kanału rdzeniowego SXR, wyładowanie WEST #60346. Przedstawione wielkości zostały znormalizowane do ich wartości maksymalnych podanych w legendzie.

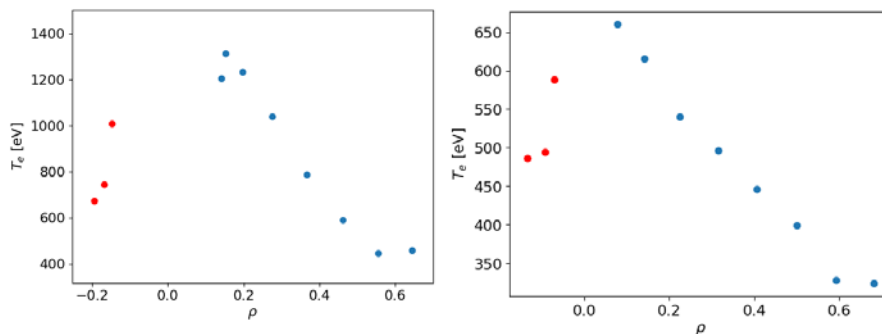
Podejścia oparte na wykresach rekurencyjnych (RP) oraz ilościowej analizie rekurencji (RQA) umożliwiają identyfikację zmian stanów układu dynamicznego, które nie zawsze są łatwe do uzyskania za pomocą innych metod analizy. Wykresy RP były z powodzeniem stosowane w różnych dziedzinach nauki i, jak pokazano w niniejszym raporcie, mogą również stanowić użyteczne narzędzie wspomagające analizę danych eksperymentalnych w fizyce plazmy i badaniach nad syntezą jądrową. Metodę tę zastosowano tutaj do danych SXR zintegrowanych wzdłuż linii widzenia w tokamaku WEST w różnych fazach dynamiki sygnału. Przedstawione wyniki są obiecujące, gdyż wygenerowane wykresy RP pozwalają na jednoznaczne rozróżnienie poszczególnych faz sygnału oraz na wizualizację szczegółów poziomu rekurencji w trakcie oscylacji przejściowych. Ponadto niektóre parametry RQA, takie jak laminarność (LAM), determinizm (DET) oraz dywergencja (DIV), wykazują istotną czułość na różne fazy dynamiki sygnału. Niemniej jednak, na podstawie analizy pojedynczych wyładowań plazmowych i uwzględniając tylko jeden kanał diagnostyczny SXR, nie można jeszcze wyciągać jednoznacznych wniosków co do zdolności metod RP i RQA do identyfikacji oraz rozróżniania dynamiki czasowej stanu plazmy. Można oczekiwać, że jednoczesna obserwacja kilku parametrów RQA, w połączeniu z analizą dużych baz danych pomiarów diagnostycznych, będzie niezbędna do zdefiniowania precyzyjnych i odpornych kryteriów umożliwiających m.in. klasyfikację stanów plazmy lub detekcję zdarzeń MHD. Dalsze prace będą koncentrować się na identyfikacji tych parametrów RQA, które są najlepiej przystosowane do rozróżniania różnych stanów plazmy, z wykorzystaniem danych z wielu wyładowań oraz różnych sygnałów diagnostycznych. Należy również ustalić, czy metoda ta może zostać zaimplementowana w postaci automatycznej procedury, z lub bez wsparcia narzędzi uczenia maszynowego. W szczególności można rozważać zastosowanie modeli uczenia nienadzorowanego, zdolnych do uczenia się na podstawie dużych, nieoznaczonych zbiorów danych i do automatycznego wydobywania istotnych cech z takich dwuwymiarowych diagramów.

W ramach badań prowadzonych na tokamaku JT60-SA jednym z głównych celów było opracowanie narzędzi umożliwiających określenie koncentracji węgla (C) i tlenu (O) na brzegu i piedestale plazmy w oparciu o spektroskopię widzialną. Do realizacji tego zadania niezbędne są zarówno dane atomowe dla pierwiastków będących przedmiotem badań, jak i informacja o parametrach fizycznych plazmy, takich jak gęstość i temperatura elektronowa. Wyznaczenie tego ostatniego było celem aktualnych prac.



Rys. 4.105. Rekonstrukcja równowagi magnetycznej z liniami widzenia diagnostyki SXR dla wyładowania #101008, $t = 4,0$ s.

Aby oszacować profil koncentracji, potrzebna jest rekonstrukcja równowagi magnetycznej o profilu temperatury. Temperaturę można oszacować w danym punkcie na podstawie stosunku dwóch sygnałów SXR z detektorów z dwoma różnymi filtrami. Obecnie filtry detektorów to folie Be o grubości 7 i 50 μm . Mając to na uwadze, profil temperatury elektronów został obliczony na podstawie 16 SXR LOS (ich widok przedstawiono na Rys.4.105) dla strzału #101008 $t = 4,0$ s i #101025 $t = 5,9$ s (Rys.4.106). W pierwszym przypadku temperatura osiągnęła maksimum 1,4 keV przy $\rho = 0,2$, natomiast przy $\rho = 0,65$ wynosiła około 400 eV. Wynikowy profil wykazywał silną asymetrię, co wymaga dalszych badań. W drugim przypadku profil osiągnął maksimum powyżej 650 eV, ale ponownie przy $\rho = 0,65$ pozostał na poziomie około 350 eV.

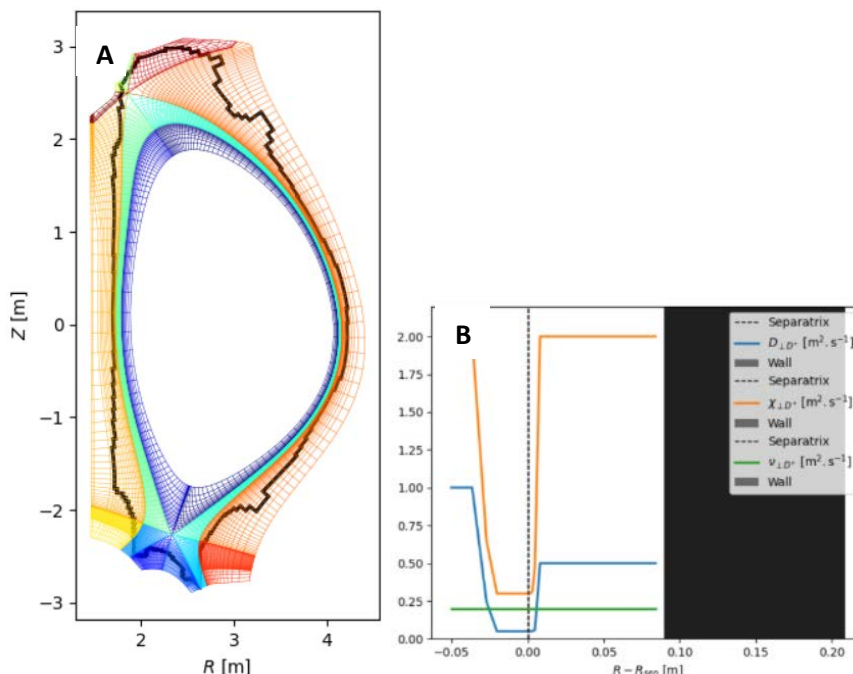


Rys. 4.106. Uzyskane profile temperatury dla wyładowania #101008, $t = 4,0$ s (po lewej) oraz #101025, $t = 5,9$ s (po prawej).

Wyniki wskazują, że profil temperatury brzegowej i w okolicy piedestału obliczony w oparciu o SXR może być niedokładny bez dodatkowej diagnostyki. Niemniej jednak opracowane procedury będą przydatne do dokładnego określenia profilu T_e , a następnie do oszacowania stężenia C. Punkty z SXR LOS powyżej osi magnetycznej wykazują inne trendy T_e w porównaniu z większością punktów poniżej osi magnetycznej, co wymaga dalszych badań. Przyszłe prace obejmują określenie profilu gęstości elektronowej, a następnie koncentracji zanieczyszczeń wraz z ich wpływem na Z_{eff} .

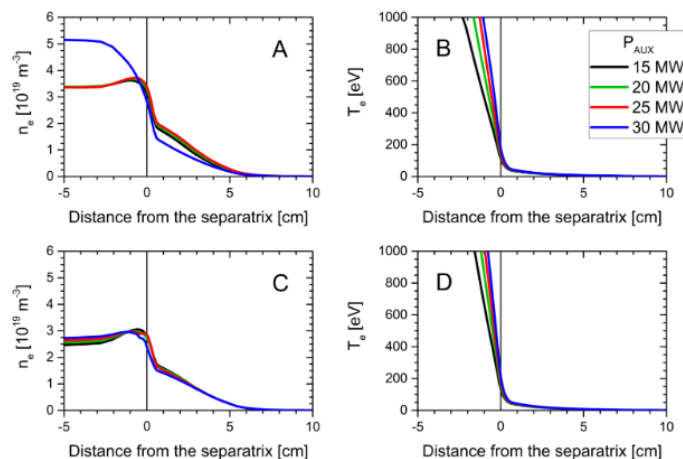
W kolejnym zadaniu realizowanym w ramach RT12 i RT17 dla tokamaka JT-60SA wykonano symulacje MHD programem SOLEDGE-EIRENE pod kątem rozwoju zintegrowanego scenariusza pracy (D4) oraz studiów domieszkowania i jego wpływu na obciążenie termiczne płyt dywertora (D5), odpowiednio. Po sporządzeniu siatki obliczeniowej zgodnej z założeniami scenariusza pracy #2 pokazanej na rys.6 wykonano obliczenia dla 4 wielkości mocy przez separatryse (w proporcji 2/3 wkład elektronowy 1/3 wkład jonowy): $P_{\text{sep}} = [15, 20, 25, 30]$ MW. W scenariuszu pracy przewidziano moc maksymalną dogrzewania plazmy wielkości 41 MW, założono, że tę wartość maksymalną będzie można dostosować do warunków panujących w plazmie tak, aby nie uszkodzić

płyt dywertora. Warunek brzegowy dotyczący równania ciągłości na brzegu w centrum został ustawiony na zerowy strumień cząstek (stan stacjonarny, brak źródła cząstek w centrum). Zasilanie plazmy gazem (ang. „fuelling”) zostało ustawione sprzężeniem zwrotnym tak, aby gęstość elektronowa na wewnętrznej granicy obszaru centralnego w płaszczyźnie midplane dochodziła do $5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (w scenariuszu gęstość średnia plazmy to $5.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$).



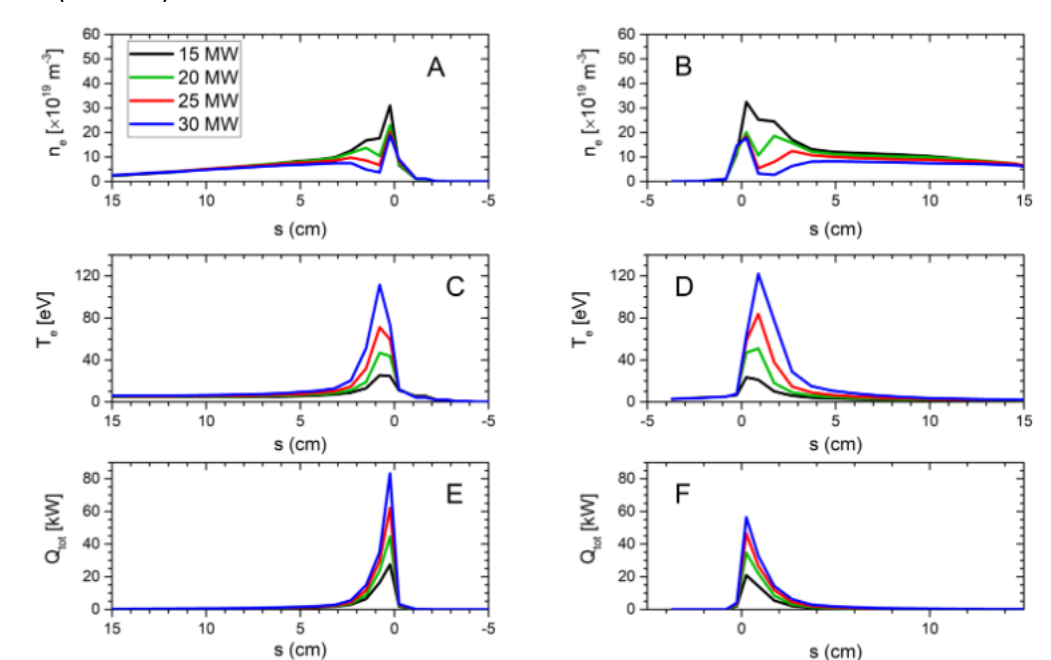
Rys. 4.107. A – siatka obliczeniowa dla badanego scenariusza. B – Profile radialne współczynników transportu: $D_{\perp}$ - współczynnik dyfuzji radialnej, $\chi_{\perp}$ - współczynnik przewodności termicznej dla jonów (i elektronów), $\nu_{\perp}$ - współczynnik lepkości radialnej.

Dla współczynników transportu zastosowano profil radialny, jak na rys. 4.107, w którym uwzględniono barierę transportu w obszarze piedestału. Kształt tych przebiegów został zaczerpnięty z poprzednich obliczeń L. Balbonot i G. Rubino, opartych na symulacjach dla tokamaka JET. Przeprowadzono serię symulacji dla plazmy deuterowej z domieszką węgla pochodzącą z procesu wybijania głównie z płyt dywertora (seria D+C) oraz drugą serię symulacji, w której oprócz węgla, jak w pierwszej serii, uwzględniono napuszczanie (ang. „seeding”) neonu w ilości 1018 s⁻¹ (D+C+Ne) z dyszy umiejscowionej tak samo jak dla fuellingu. Należy zaznaczyć, że obliczenia są w fazie wstępnej, jedynie przypadek D+C z $P_{sep}=30\text{MW}$ jest doiterowany.



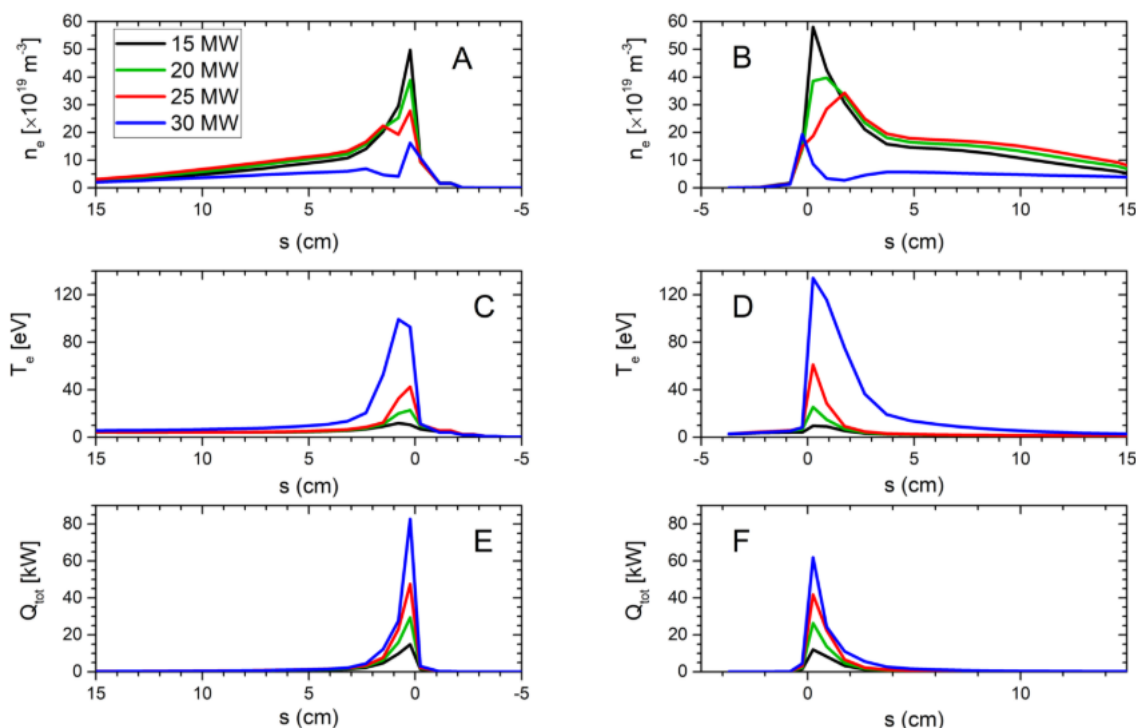
Rys. 4.108. Profile radialne dla gęstości elektronowej i temperatury w midplane dla serii obliczeń (D+C) – A (n_e) i B (T_e) oraz dla serii obliczeń (D+C+Ne) – C (n_e) i D (T_e).

Na Rys. 4.108 przedstawiono profile n_e i T_e dla wszystkich przypadków w płaszczyźnie midplane. Uzyskana gęstość na separatrix wynosiła ok. $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla serii (D+C) i około $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla serii (D+C+Ne). Generalny trend w przypadku zwiększania mocy P_{sep} to silnie rosnąca temperatura w centrum i niewielkie zmiany dla gęstości n_e (zrozumiałe ze względu na działający mechanizm sprzężenia zwrotnego z fuellingiem). Pik gęstości w okolicy separatrix związany jest z dużą (przejściową) koncentracją węgla i po do iterowaniu przypadków powinien zaniknąć. Seria (D+C+Ne) również powinna dojść do podobnego kształtu jak przypadek 30 MW z serii (D+C), ale nawet mała ilość domieszki zmienia silnie równowagę i wnioski płynące z serii (D+C) nie mają przełożenia na (D+C+Ne).



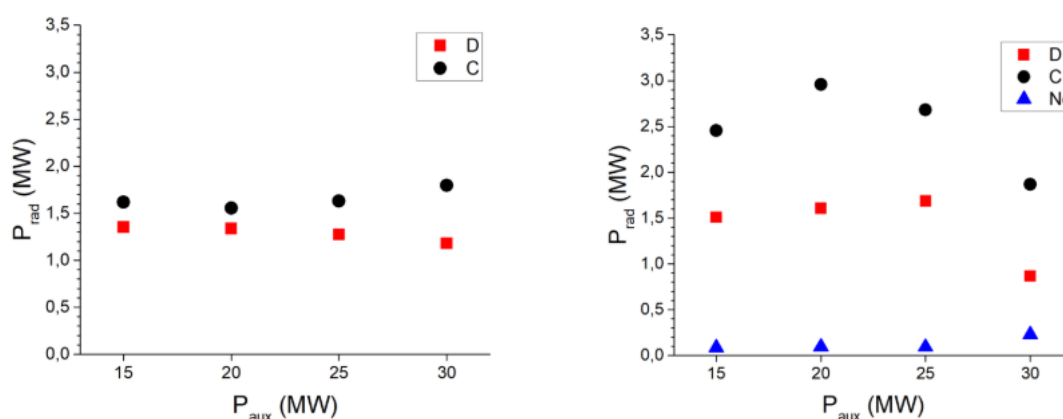
Rys. 4.109 Profile na płytach dywertora dla serii (D+C), po lewej OT, po prawej IT (patrz tekst). Wykresy A i B - gęstość elektronowa, C i D - temperatura elektronowa, E i F - strumień mocy do płyty. Współrzędna s określa odległość od strikepointu.

Na rys. 4.109 zawarto zestawienie warunków na płycie dywertora dla serii (D+C). Należy je traktować jako wyniki wstępne. Wysoka gęstość przy płycie dywertora zarówno na IT, jak i na OT wynika bezpośrednio z wysokiej gęstości na separatrixie. Zwiększanie mocy P_{sep} wpływa na zmniejszenie piku n_e oraz równocześnie na wzrost piku T_e , nawet do około 120 eV dla $P_{\text{sep}} = 30 \text{ MW}$. Najmniejsza użyta moc przez separatrixę $P_{\text{sep}} = 15 \text{ MW}$ prowadzi do temperatury maksymalnej rzędu 20 eV, są to warunki plazmy przyłączonej (ang. „attached”) do dywertora. Na uwagę zasługuje fakt, iż nawet dla przypadku z najniższym P_{sep} strumień mocy do płyty Q_{tot} (E i F) jest bardzo wysoki – ok. 28 MW/m² dla IT i ok. 20 MW/m² dla OT. Nie jest to może problem dla krótkotrwałych wyładowań w konfiguracji z dywertorem węglowym, ale wyklucza wyładowania dłuższe niż kilka s. A takie są główne obszary zainteresowań. Dlatego właśnie przeprowadzono serię obliczeń z domieszką (D+C+Ne), której wyniki (wstępne) zaprezentowano na Rys. 4.110.



Rys. 4.110 Profile na płytach dywertora dla serii (D+C+Ne), po lewej OT, po prawej IT (patrz tekst). Wykresy A i B – gęstość elektronowa, C i D – temperatura elektronowa, E i F – strumień mocy do płyty. Współrzędna s określa odległość od strikepointu.

Niestety, z uwagi na wczesny etap obliczeń nie można z przedstawionych tutaj danych wyciągnąć końcowych wniosków. Obecność Ne powinna prowadzić do wzrostu strat energii przez promieniowanie i obniżenia mocy docierającej do płyt dywertora. Widać to dla przypadków $P_{\text{sep}}=15$ MW i $P_{\text{sep}}=20$ MW. Maksyma Q_{tot} na OT zostały obniżone z ok. 45 MW i 27 MW do ok. 30 MW i 15 MW, odpowiednio. Dla zilustrowania wpływu Ne zostały sporządzone wykresy całkowitej mocy promieniowania w podziale na jego źródła: plazma główna (D), węgiel (C) i neon (Ne). Wyniki pokazano na Rys. 4.111.

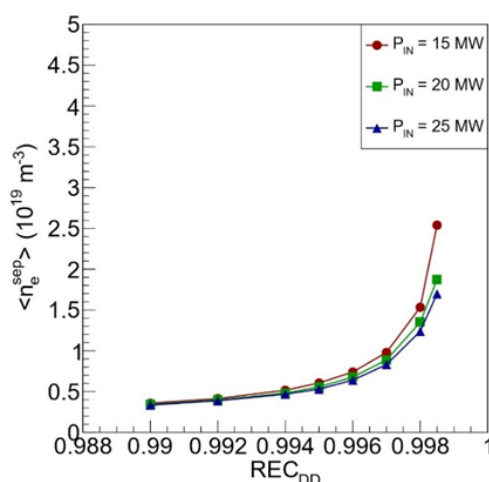


Rys. 4.111 Całkowita wypromieniowana moc dla serii (D+C) – A oraz dla serii (D+C+Ne) – B. Uwzględniono, jaki składnik plazmy jest źródłem promieniowania.

Można zauważyć, że dominującym składnikiem jest promieniowanie z domieszki C, jednak dla serii (D+C+Ne) jest ono nawet silniejsze. Wynika to z faktu, że wypromieniowanie nawet małej mocy innym kanałem obniża temperaturę plazmy do zakresu, w którym węgiel może promieniować. Jednak efekt ten może tutaj wynikać

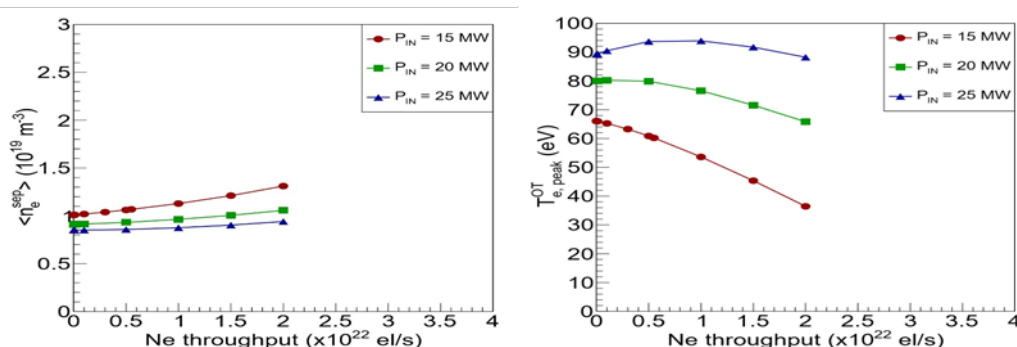
również z czegoś innego, np. innych warunków n_e i T_e panujących w warstwie brzegowej dla serii (D+C+Ne). Zatem do wyciągnięcia pełnych wniosków należy poczekać na koniec obliczeń.

Dokonano również analizy skuteczności domieszkowania neonem jako metody redukcji temperatury plazmy w dywertorze tokamaka JT-60SA w ramach zadania RT12, z uwzględnieniem jej znaczenia dla projektowania i przyszłej eksploatacji urządzenia. Odprowadzanie mocy jest jednym z kluczowych wyzwań w urządzeniach fuzyjnych, ponieważ płyty dywertora narażone są na bardzo duże strumienie mocy, których wartości szczytowe muszą pozostawać poniżej poziomu około 10 MW/m^2 , aby uniknąć uszkodzeń termicznych i zapewnić długotrwałą, bezpieczną pracę. Jedną z powszechnie rozważanych strategii ograniczania tych obciążeń jest domieszkowanie plazmy brzegowej gazami szlachetnymi, takimi jak neon, które efektywnie wypromieniowują energię w obszarze plazmy brzegowej, nie powodując jednocześnie silnego promieniowania w centralnej plazmie, co minimalizuje ryzyko przedwczesnego wygaszenia wyładowania spowodowanego dodaniem domieszki. Praca obejmowała modelowanie predykcyjne dla scenariusza operacyjnego JT-60SA, tzw. Scenari#2, ze szczególnym uwzględnieniem wpływu domieszkowania neonem na warunki w plazmie brzegowej i w dywertorze. Symulacje wykonano przy użyciu wielopłynowego kodu tokamakowej plazmy brzegowej TECXY, wykorzystującego semi-analityczny model neutralów. Zastosowanie tego podejścia do cząstek neutralnych przy płytach znacznie skraca czas obliczeń w porównaniu z kodami opartymi na modelach Monte Carlo. W obliczeniach uwzględniono domieszkę węglową, która swoje źródło ma w oddziaływaniach plazma-ściana. Głównym celem było sprawdzenie, czy domieszkowanie neonem jest wystarczające do istotnego obniżenia temperatury elektronowej na płytach dywertora, skutkujące doprowadzeniem plazmy do stanu semi-oderwania (ang. semi-detachment). W rozważanym scenariuszu JT-60SA zakłada się pracę przy gęstości elektronowej rzędu $(1.5\text{--}2.0) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ w tzw. outer midplane. Strumień cząstek na wewnętrznej granicy rdzenia w kierunku plazmy brzegowej przyjmuje z kolei wartość 10^{21} s^{-1} . Przeanalizowano trzy wartości mocy wejściowej do obszaru brzegowego: 15 MW, 20 MW oraz 25 MW, które w rzeczywistych eksperymentach odpowiadałyby całkowitej mocy grzania pomniejszonej o promieniowanie obszaru centralnego. Pierwszym etapem analiz było wyznaczenie odpowiedniego współczynnika recyklingu deuteru. W tym celu przeprowadzono symulacje dla czystej plazmy deuterowej, skanując wartość recyklingu i analizując uśrednioną po separatrysie gęstość elektronową (Rys. 4.112). Na tej podstawie wybrano wartość współczynnika równą 0,997, która pozwalała odtworzyć oczekiwaną gęstość dla Scenari#2, unikając jednocześnie niefizycznych reżimów obliczeniowych. Dla wyższych wartości recyklingu obserwowano bowiem gwałtowne i nierealistyczne zmiany parametrów plazmy. Założono ponadto stały współczynnik recyklingu dla wszystkich przypadków mocy wejściowej ze względu na brak istotnych przesłanek różnicujących aspekt odpływu cząstek z układu między rozważanymi reżimami.



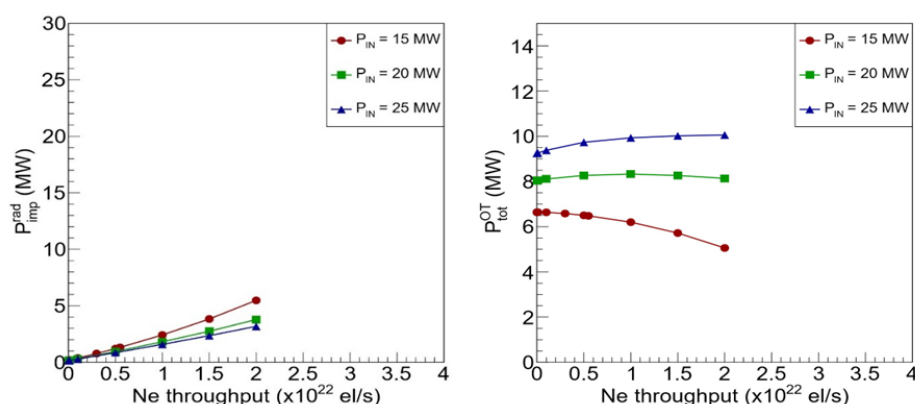
Rys. 4.112. Zależność średniej gęstości elektronowej na separatrysie w funkcji współczynnika recyklingu plazmy deuterowej. Poszczególne kolory i znaczniki serii odpowiadają wybranym mocom wejściowym do plazmy brzegowej.

Następnie do symulacji wprowadzono węgiel (jako domieszka wybijana ze ściany w wyniku oddziaływań plazma-ściana) oraz gazowe domieszkowanie neonem, stopniowo zwiększając jego intensywność. Wyniki wskazują, że w warunkach Scenario #2 samo domieszkowanie neonem nie prowadzi do istotnego obniżenia temperatur w dywertorze prowadząc do osiągnięcia reżimu semi-oderwanego (Rys. 4.113). Całkowita moc promieniowania domieszek nie przekracza znacząco poziomu 5 MW, a moc docierająca do zewnętrznej płyty dywertora stanowi około 30–40% mocy docierającej do plazmy brzegowej z obszaru centralnego (Rys. 4.114). Skan strumienia domieszki przerywano w momencie, gdy średnia koncentracja neonu na separatrysie osiągnęła około 5%, ponieważ wyższe wartości uznano za nierealistyczne z punktu widzenia wiarygodności fizycznej wyników uzyskiwanych w TECXY.



Rys. 4.113 Zależność średniej gęstości na separatrysie w funkcji strumienia domieszki neonowej. Poszczególne serie odpowiadają wybranym mocom wejściowym do plazmy brzegowej.

W trakcie skanu neonowego szczególną uwagę zwrócono na obliczany numerycznie bilans energii oraz cząstek w układzie, który w stabilnym przypadku (do którego dążą symulacje wykonywane za pomocą kodu TECXY) powinien osiągać wartość bliską 1. Zauważono, że przy koncentracji neonu rzędu 5% stosunek strumieni energii wzrastał do wartości około 1,3 i dalej rósł wraz z intensyfikacją domieszkowania. Zachowanie to wskazuje na nieoczekiwany nadmiar energii w układzie, który potencjalnie może wynikać z zastosowania przyjętego modelu neutralów, który nie uwzględnia dynamicznie zmian temperatury, przesunięć frontu jonizacji ani modyfikacji recyklingu. W związku z zaobserwowanymi ograniczeniami rozpoczęto prace nad nowym modelem, który obliczałby gęstość neutralów w bardziej dokładny sposób, na podstawie lokalnych strumieni recyklingu, temperatury i gęstości plazmy oraz przekrojów czynnych na jonizację. Przeprowadzone symulacje predykcyjne dla JT-60SA Scenario#2 wskazują, że przy zastosowaniu obecnego modelu neutralów domieszkowanie neonem nie jest wystarczające do obniżenia temperatur dywertora do poziomu semi-oderwanego. Jednocześnie pojawiła się potrzeba zbadania ograniczeń zastosowanego modelu neutralów.



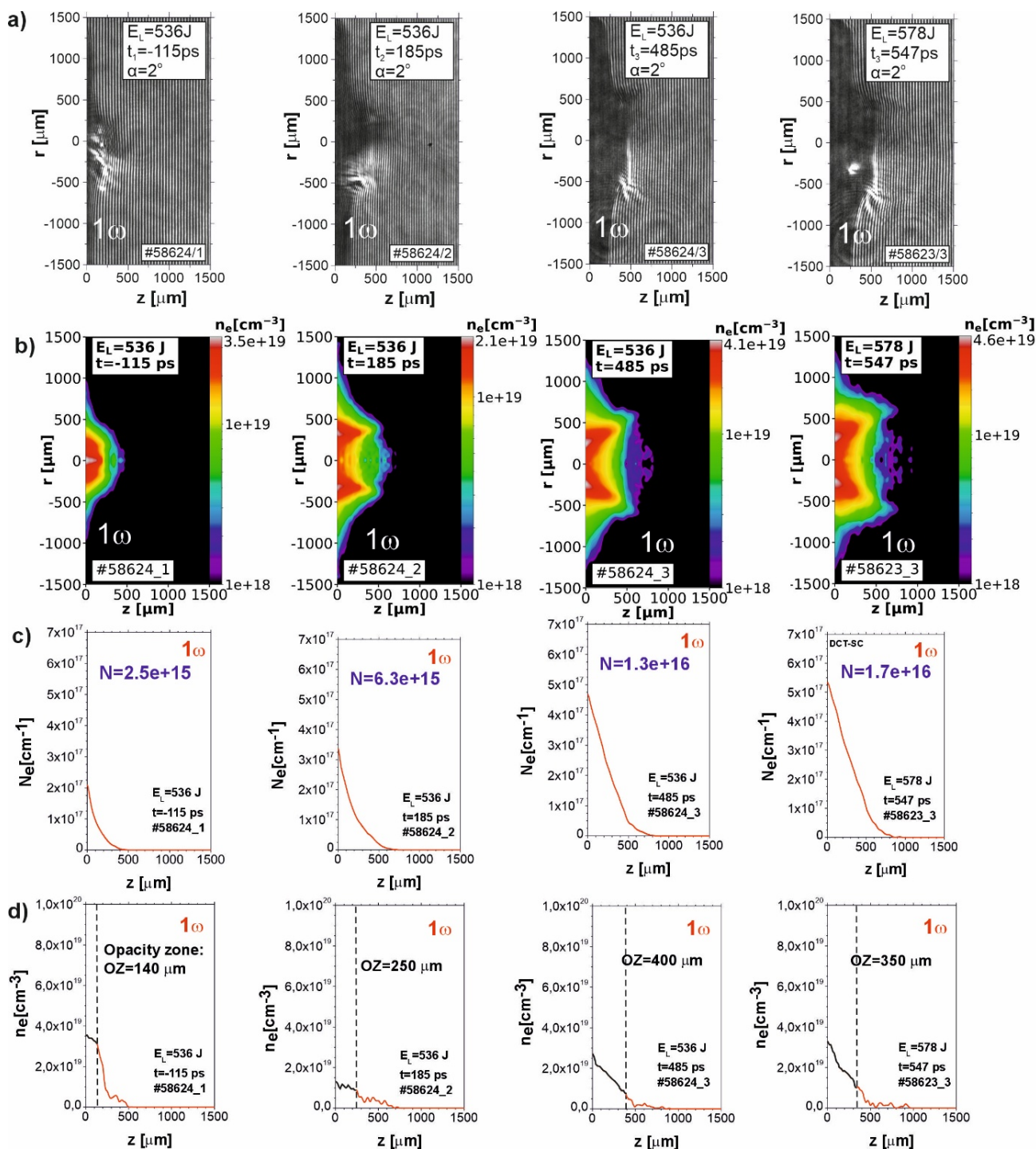
Rys. 4.114. Zależność energii wypromieniowanej przez domieszki (neon oraz węgiel wybity ze ścian maszyny, lewy panel) oraz całkowitej mocy padającej na zewnętrzną płytę dywertora (prawy panel) w funkcji strumienia napełnianego neonu.

5. Badania związane z rozwojem koncepcji fuzji inercyjnej. *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion: ENR-IFE.01.CEA: Advancing shock ignition for direct-drive inertial fusion; ENR-IFE.02.CEA-01: Magnetized inertial confinement fusion; ENR-IFE.02.CEA-02: Foams as a Pathway to Energy from high gain direct drive ignition (FoPIFE)*

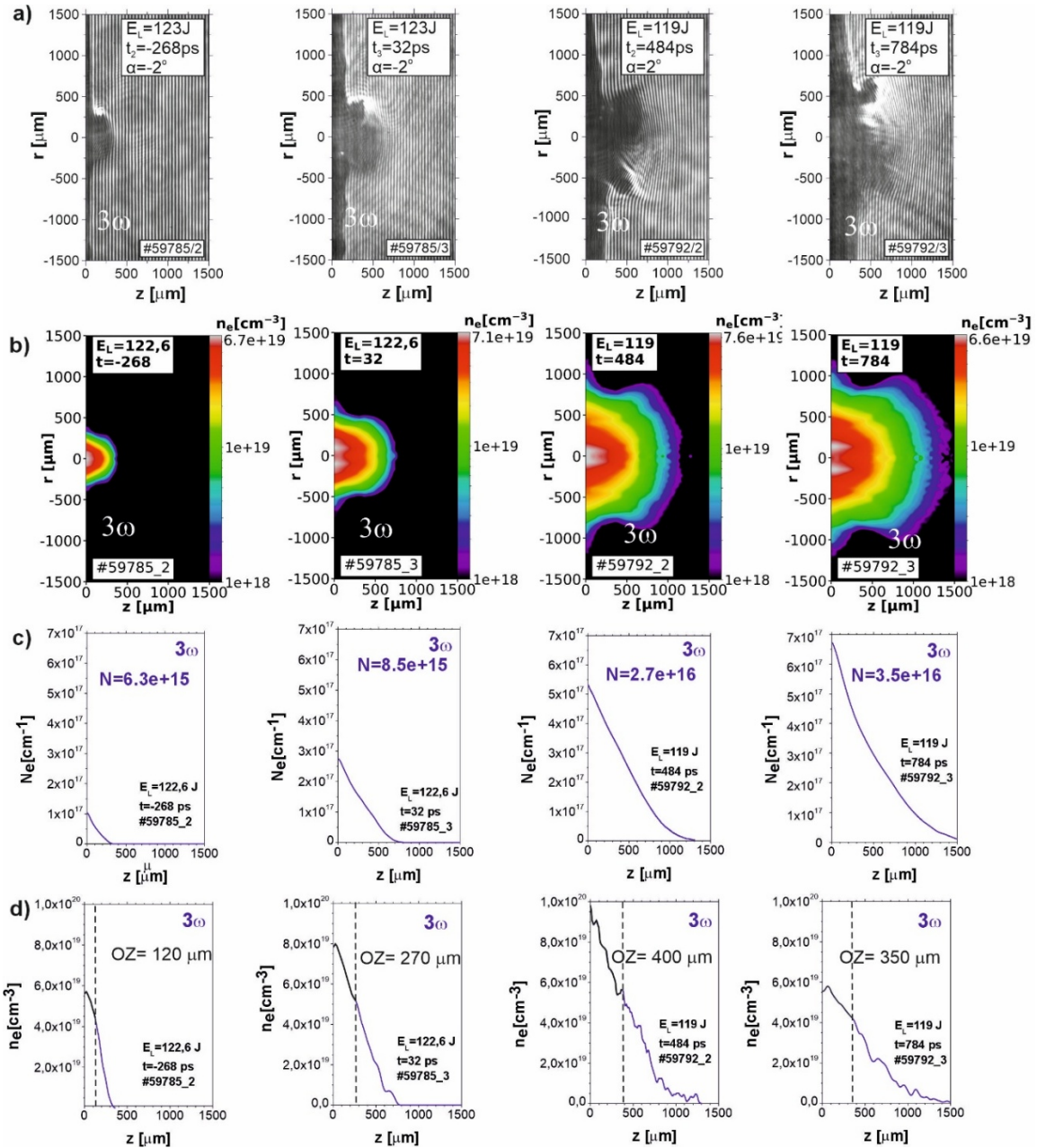
5.1. Badania eksperymentalne i teoretyczne oraz doskonalenie diagnostyk związane z realizacją ICF poprzez implozję magnetyczną. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion ENR-IFE.02.CEA-01: Magnetized inertial confinement fusion*

Aby scharakteryzować proces formowania strumieni plazmy generowanych przy oświetleniu tarcz 1ω i 3ω lasera jodowego PALS, wykorzystywany był 3-kadrowy układ kompleksowej interferometrii oświetlany za pomocą laser Ti:Sa o czasie trwania impulsu około 40 fs. System ten pozwala na rejestrację 3-kadrowych sekwencji kompleksowych interferogramów z regulowanym odstępem między poszczególnymi kadrami. Trzy interferogramy z odstępem czasowym 300 ps między kadrami pozwalały na pokrycie zakresu od $t = -500$ ps do około $t = 1000$ ps, określonego przez opóźnienie pierwszego kadru względem maksimum intensywności głównej wiązki laserowej. Pomiar interferometryczny dostarczył informacji o przestrzenno-czasowych rozkładach koncentracji elektronowej plazmy ablacyjnej niezbędnych do określenia warunków początkowych symulacji numerycznych modelujących wpływ pola magnetycznego na parametry emisji gorących elektronów. Kluczowym zadaniem było określenie lokalizacji obszarów o koncentracji krytycznej n_{e-cr} , $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$, odpowiadających dwóm najbardziej prawdopodobnym mechanizmom odpowiedzialnym za generację HE: (i) wymuszone rozpraszanie Ramana (SRS) i (ii) rozpad dwu-plazmonowy (TPD).

W celu uzyskania informacji o położeniu wyżej wymienionych obszarów koncentracji krytycznej przeanalizowano dwie sekwencje czasowe interferogramów uzyskanych przy oświetleniu dysków Cu 1ω i 3ω lasera PALS, jak pokazano odpowiednio na rys. 5.1.2a i rys. 5.1.3a.



Rys. 5.1.2. a) sekwencje interferogramów oraz b) przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące proces ekspansji plazmy wytworzonej w wyniku oświetlenia dysku z Cu przez 1ω lasera jodowego PALS i uzyskane na ich podstawie: c) liniowe rozkłady koncentracji elektronowej oraz d) profile osiowej koncentracji elektronowej.



Rys. 5.1.3. a) Sekwencje interferogramów oraz b) przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące proces ekspansji plazmy wytworzonej w wyniku oświetlenia dysku z Cu przez 3ω lasera jodowego PALS i uzyskane na ich podstawie: c) liniowe rozkłady koncentracji elektronowej oraz d) profile osiowej koncentracji elektronowej.

Aby uzyskać informacje o rozkładach gęstości elektronowej w czasie i przestrzeni, wykorzystano metodologię przedstawioną w [6], w której rozkłady fazy, w zależności od jakości interferogramu, uzyskuje się za pomocą analizy Fouriera lub metody „maksimum prążka”. Do abelizacji rozkładów faz zastosowana była FFT. W naszym przypadku przedmiotem abelizacji były uśrednione rozkłady fazowy uzyskane metodą maksimum prążka na podstawie dwóch połówek interferogramu.

Proces ekspansji plazmy w przypadku oświetlenia dysku Cu 1ω lasera PALS ilustrują przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej oraz uzyskane na ich podstawie profile koncentracji osiowej i liniowe rozkłady koncentracji elektronowej pokazane na rys. 5.1.2, natomiast proces ekspansji plazmy w przypadku oświetlenia dysków z Cu 3ω lasera ilustruje rys. 5.1.3.

Jak pokazano na rys. 5.1.2b, w przypadku 1ω rozkłady koncentracji elektronowej wykazują sferyczny charakter ekspansji plazmy, w przeciwieństwie do oświetlenia 3ω , gdzie dominuje osiowy charakter ekspansji. W przypadku 1ω rozkłady koncentracji elektronowej charakteryzują się wyraźnie mniejszym zasięgiem osiowym w porównaniu z 3ω , co potwierdzają liniowe rozkłady koncentracji (rys. 5.1.2c i rys. 5.1.3c). Ponadto w przypadku 1ω rozkłady koncentracji elektronowej mają depresję na osi (widoczną na profilach osiowych – rys. 5.1.2d), w przeciwieństwie do rozkładów dla 3ω , charakteryzujących się maksymalną koncentracją na osi (widoczną na rys. 5.1.3d). W przypadku 3ω maksymalna koncentracja elektronowa na osi jest kilkakrotnie większa niż w przypadku 1ω .

Aby uzyskać informacje o położeniu obszarów koncentracji krytycznej, zastosowano metodę opisaną w [8], polegającą na dopasowaniu funkcji wykładniczej: $n_0 \exp(-z/L)$, gdzie n_0 jest koncentracją w miejscu odpowiadającym pierwotnemu położeniu przedniej powierzchni tarczy, a L jest skalą długości (*scalelength*). Dopasowana funkcja wykładnicza opiera się na dwóch punktach: pierwszym odpowiadającym eksperymentalnie zmierzonej koncentracji elektronowej w punkcie, w którym plazma staje się nieprzezroczysta, oraz drugim odpowiadającym gęstości ciała stałego dla Cu i położeniu $z = -20 \mu\text{m}$ (aby uwzględnić powstały krater). Tak dopasowaną funkcję traktowano jako przybliżony opis profilu koncentracji elektronowej plazmy w obszarze, w którym jest ona nieprzezroczysta, i wykorzystano ją do określenia położenia obszarów o koncentracji krytycznej n_{e-cr} , $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$.

Uzyskane wyniki dla wybranych strzałów w przypadku oświetlenia dysków Cu 1ω lasera przedstawiono w Tabeli 1, natomiast w Tabeli 2 przedstawiono wyniki dla 3ω . Na podstawie danych z Tabeli 5.1.1 i 5.1.2 uzyskano zależność położenia gęstości krytycznej: n_{e-cr} , $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$ w funkcji czasu ekspansji plazmy wytworzonej przez 1ω i 3ω laser PALS, co zilustrowano odpowiednio na rys. 5.1.4a i rys. 5.1.4b.

Tabela 5.1.1. Położenie obszarów koncentracji elektronowej n_{e-cr} , $n_{e-cr}/4$, $n_{e-cr}/10$ względem powierzchni dysku z Cu dla różnych czasów ekspansji plazmy, w przypadku oświetlenia 1ω lasera PALS.

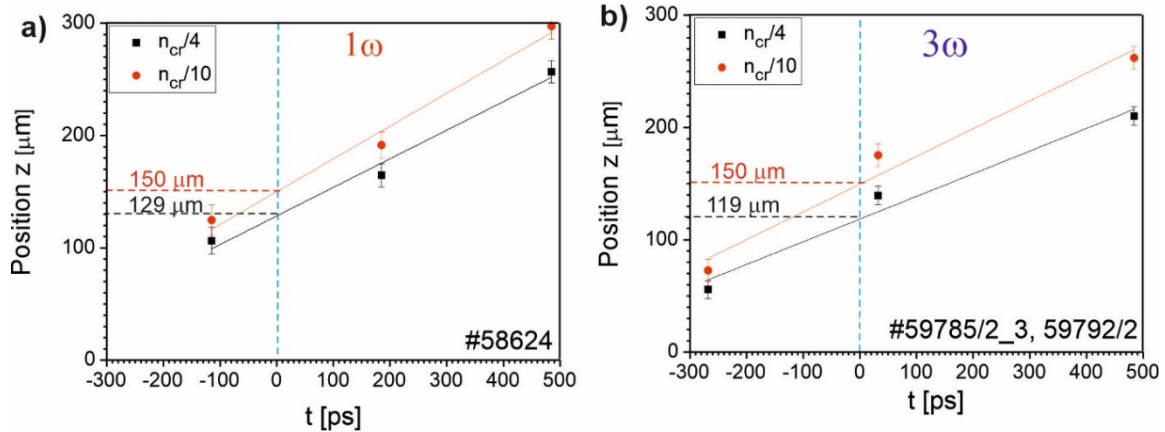
Shot 58624		t=-115ps	t=185ps	t=485ps
$n_{Cu} = 8.45 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$		-20 μm	-20 μm	-20 μm
$n_{cr}=6.36 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	n_{cr}	78.48 μm	123.84 μm	195.76 μm
	$n_{cr}/4$	106.41 μm	164.63 μm	256.93 μm
	$n_{cr}/10$	124.87 μm	191.59 μm	297.37 μm

Tabela 5.1.2: Położenie obszarów koncentracji elektronowej n_{e-cr} , $n_{e-cr}/4$, $n_{e-cr}/10$ względem powierzchni dysku z Cu dla różnych czasów ekspansji plazmy, w przypadku oświetlenia 3ω lasera PALS.

Shot 59785 and 58792		t=-268ps	t=32ps	t=484ps
$n_{Cu} = 8.45 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$		-20 μm	-20 μm	-20 μm
$n_{cr}=5.72 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	n_{cr}	30.05 μm	85.34 μm	132.08 μm
	$n_{cr}/4$	55.82 μm	139.57 μm	210.38 μm
	$n_{cr}/10$	72.85 μm	175.42 μm	262.13 μm

Stosując regresję liniową danych, wyznaczono położenie koncentracji krytycznej: $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$ dla $t=0$ ps. Położenie $0,25n_{e-cr}$ dla $t=0$ wraz z parametrami odpowiadającej mu funkcji wykładniczej są niezbędne do zdefiniowania warunków początkowych symulacji numerycznych modelujących wpływ pola magnetycznego na parametry emisji HE. W związku z powyższym, dla symulacji numerycznych jako najbardziej odpowiednie wybrano położenia przy $z=129 \mu\text{m}$ odpowiadające $0,25n_{e-cr}$ w przypadku 1ω i przy $z=119 \mu\text{m}$ dla 3ω , natomiast dla $0,1n_{e-cr}$ obie pozycje pozostają takie same ($z=150 \mu\text{m}$) dla obu harmonicznych.

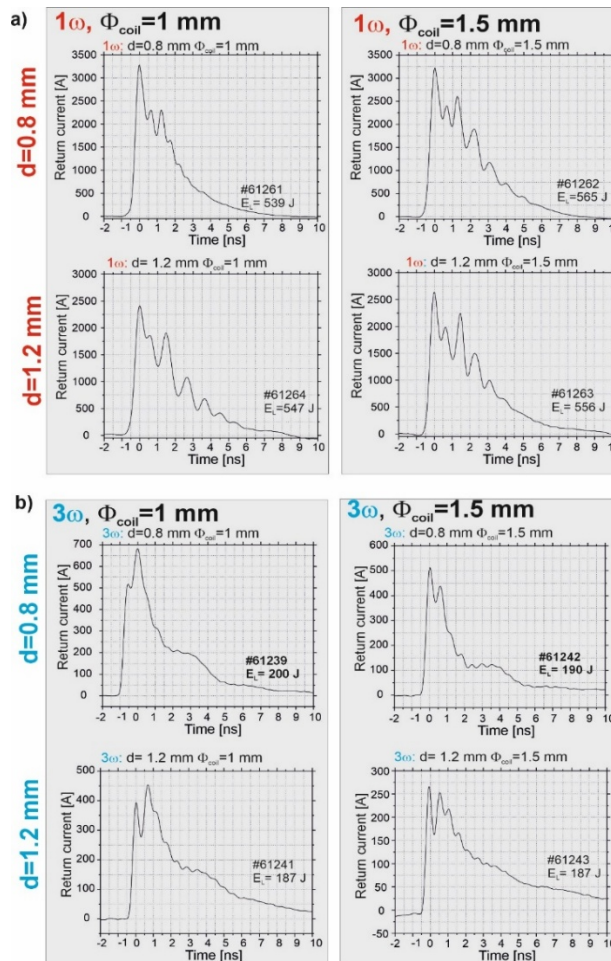
Należy podkreślić, że informacje o charakterze ekspansji plazmy ablacyjnej generowanej przez 1ω i 3ω lasera uzyskane z pomiarów interferometrycznych, okazały się bardzo pomocne w interpretacji rozkładów kątowych energii i temperatury HE uzyskanych za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów



Rys. 5.1.4. Zależność położenia koncentracji krytycznej: $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$ w funkcji czasu ekspansji plazmy odpowiadająca: a) 1ω i b) 3ω lasera jodowego PALS.

Pomiary za pomocą sondy prądowej

Celem pomiarów prądu zwrotnego przepływającego między masą a tarczą przez cewkę tarczy DCT-DC było określenie rozkładu pola magnetycznego generowanego przez układ cewek tarczy DCT-DC, co jest niezbędne do symulacji numerycznych z wykorzystaniem kodu EPOCH. Wyniki pomiarów profili czasowych prądu zwrotnego przepływającego przez cewki DCT-DC przedstawiono na rys. 5.1.5.



Rys. 5.1.5. Profile czasowe prądu powrotnego płynącego przez układ cewek tarczy DCT-DC.

Jak wynika z porównania, profile czasowe impulsów prądu są bardzo podobne dla wszystkich konstrukcji tarcz DCT-DC i obu długości fal lasera. Różnice dotyczą maksymalnej amplitudy prądu, która jest około 4 razy wyższa w przypadku 1ω w porównaniu do oświetlenia tarcz przez 3ω . W szczególności, maksimum szczytowe prądu przy 1ω może przekroczyć 3 kA (patrz rys. 5.1.5a), podczas gdy w przypadku 3ω , maksimum szczytowe prądu waha się między 250 a 700 A (patrz rys. 5.1.5b). Zauważamy, że prąd w cewkach o średnicy $\Phi_{coil} = 1,5$ mm jest niższy niż w cewkach o średnicy $\Phi_{coil} = 1$ mm. Może to być spowodowane wyższą indukcyjnością, która jest proporcjonalna do powierzchni zamkniętej przez przewodnik. Ta wyższa indukcyjność zwiększa impedancję cewki, a tym samym zmniejsza prąd. Zakładając, że cewki mają konfigurację podobną do cewki Helmholtza i zaniedbując średnicę drutu ($50 \mu m$), możemy oszacować pole magnetyczne w środku wzdłuż osi cewki, korzystając z prostego wzoru:

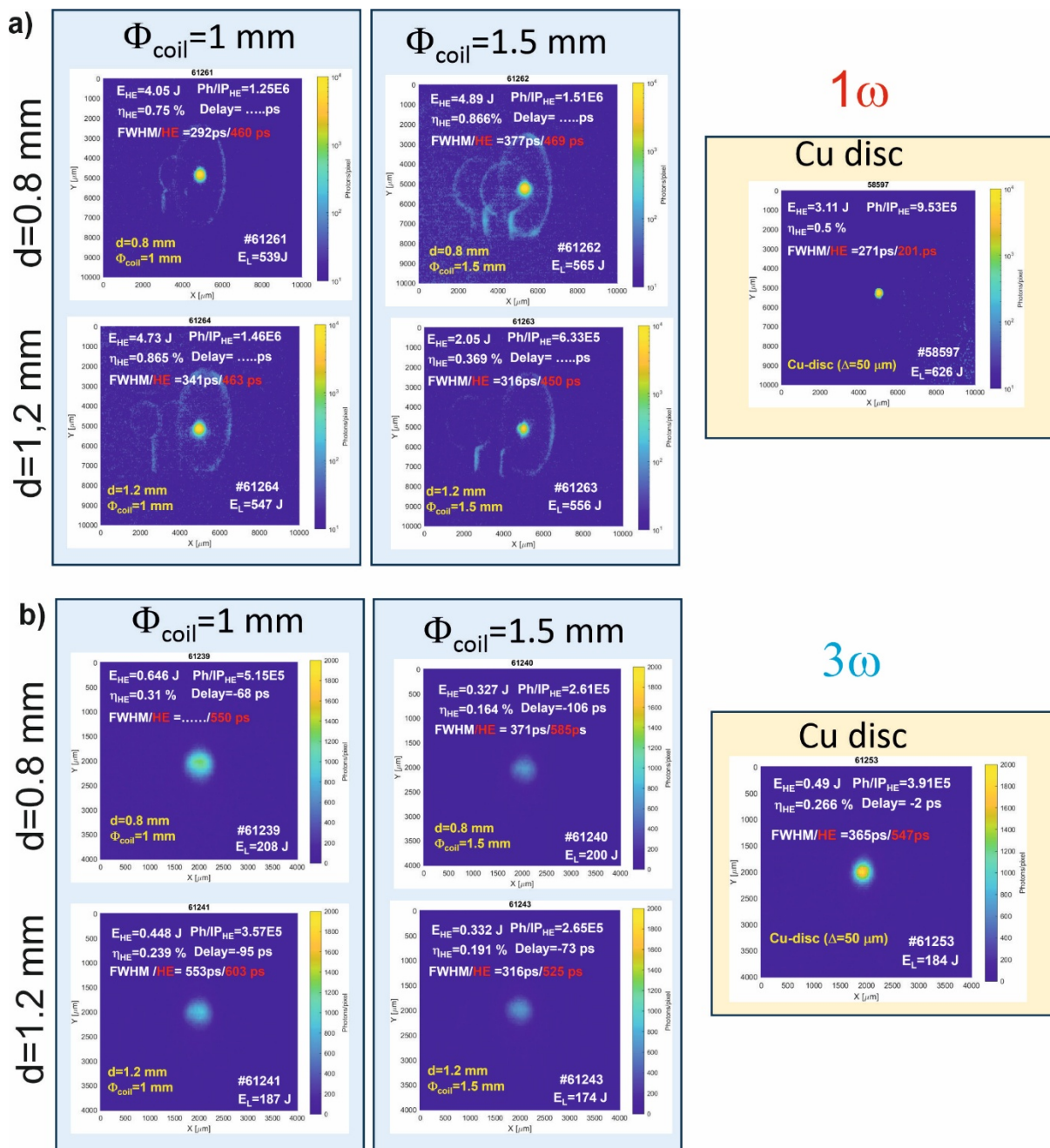
$$B = \frac{\mu_0 I_{coil} \left(\frac{\Phi_{coil}}{2} \right)^2}{\left[\left(\frac{\Phi_{coil}}{2} \right)^2 + \left(\frac{L_c}{2} \right)^2 \right]} \quad (1)$$

Gdzie L_c jest odległością osiową między cewkami, a prąd cewki I_{coil} odpowiada połowie prądu zmierzonego przez indukcyjną sondę prądową [8, 9], ponieważ sonda mierzy sumę prądów z obu cewek (patrz rys. 5.1b). Zgodnie z tym wzorem, przy 1ω szczytowe pole magnetyczne zbliża się do około 1T i 0,8 T dla $\Phi_{coil} = 1$ mm i $\Phi_{coil} = 1,5$ mm, odpowiednio. Przy 3ω szczytowe pole magnetyczne wynosi około 0,15T i 0,1T dla $\Phi_{coil} = 1$ mm i $\Phi_{coil} = 1,5$ mm, odpowiednio. Takie pola magnetyczne są wystarczające, aby wpłynąć na emisję elektronów o temperaturach 110 keV i 32 keV dla odpowiednio 1ω i 3ω . Pełna szerokość w połowie maksimum (FWHM) wynosi około 2 ns, co jest około 6 razy dłuższe niż czas trwania impulsu laserowego. Długotrwały prąd tarczy a co za tym idzie, długotrwałe poprzeczne pole magnetyczne, jest przyczyną długiego czasu trwania emisji XUV, co pokazują pomiary za pomocą 4-kadrowej otworkowej kamery rentgenowskiej.

Zobrazowanie rentgenowskie i spektroskopia emisji linii Cu K α indukowanej przez HE

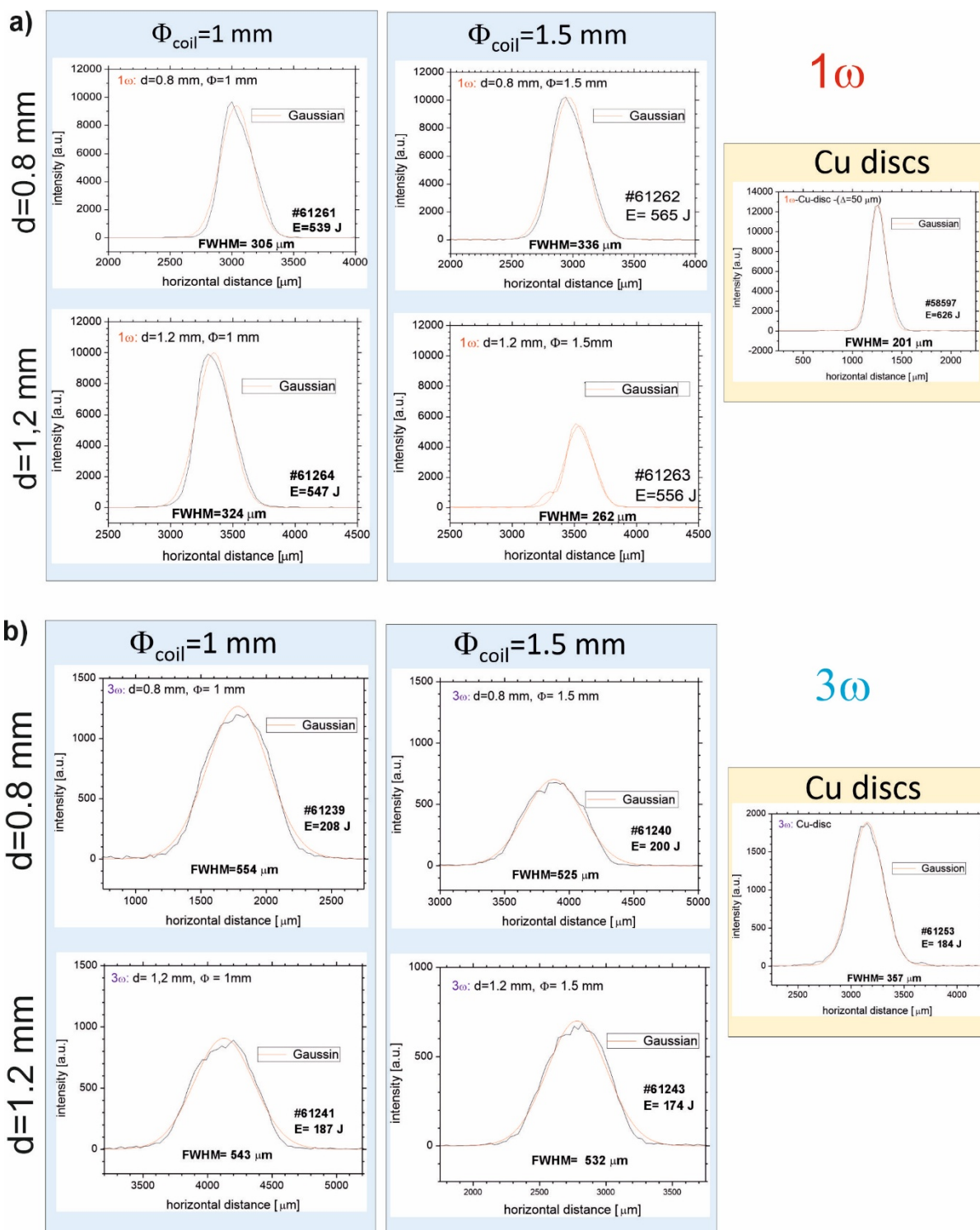
Wpływ poprzecznych pól magnetycznych generowanych w tarczach DCT-DC na populację, energię HE i jej depozycję wewnątrz tarcz oświetlanych laserem badano metodami spektroskopii rentgenowskiej o wysokiej rozdzielczości, analizując emisję linii Cu K α indukowaną przez HE. Wydajność konwersji energii lasera na energię HE, w tym jej dawkę absolutną i rozkład przestrzenny wzdłuż powierzchni tarczy, scharakteryzowano za pomocą zintegrowanego w czasie 2D obrazowania Cu K α 1 [10]. Informacje na temat czasu trwania i opóźnienia HE w stosunku do maksimum impulsu laserowego uzyskano z 1D zobrazowania czasowo-przestrzennego [10]. Oba systemy były wyposażone w sferycznie wygięte kryształy kwarcu (422), a dane rejestrowano odpowiednio za pomocą płytki obrazowej lub rentgenowskiej kamery smugowej.

Porównanie 2D obrazów przestrzennie rozdzielonych emisji Cu K α 1 indukowanej przez HE, uzyskanych przez oświetlenie 1ω i 3ω tarcz laserowych o różnych średnicach cewek Φ i różnych odległościach d między cewką a dyskiem Cu, przedstawiono na rys. 5.1.6. Wszystkie obrazy wykonane na tarczach DCT-DC pokazują wzmocnioną emisję Cu K α 1 z obrzeża dysku. Rozmiar centralnej, jasno emitującej plamki jest zwiększony w porównaniu z emisją z gołego dysku Cu, co oznacza, że radialny rozkład emisji K α jest poszerzony w obecności pola magnetycznego. Przestrzennie zintegrowany sygnał proporcjonalny do wygenerowanej dawki HE i wydajności konwersji lasera na HE są również znacznie większe (patrz tabela 5.1.3). Obrazy zarejestrowane przez oświetlenie tarcz wiązką lasera 3ω (rys. 5.1.6b) charakteryzują się niższą emisyjnością Cu K α 1 zgodnie ze zmniejszonym współczynnikiem sprzężenia $I\lambda^2$, gdzie I jest intensywnością lasera, a λ odpowiednią długością fali. W konsekwencji generowana dawka HE i konwersja lasera na HE są również zmniejszone (patrz tabela 5.1.4). Z drugiej strony, rozmiar FWHM obszaru emitującego Cu K α 1 jest znacznie większy w porównaniu z przypadkiem 1ω . To zjawisko obserwowane zarówno na gołych tarczach Cu, jak i DCT-DC można wstępnie przypisać różnym warunkom ogniskowania wygładzonego promieniowania 3ω przez płytkę fazową, ale alternatywnie również zwiększonemu bocznemu transportowi i depozycji energii lasera wzdłuż powierzchni tarczy.



Rys. 5.1.6. Porównanie 2D obrazów przestrzennie rozdzielczych emisji Cu $K\alpha_1$ wywołanej emisją HE z plazmy wytworzonej w tarczach DCT-DC z cewkami o różnych średnicach Φ , umieszczonymi w różnych odległościach d od dysku Cu, w przypadku oświetlenia wiązką laserową: a) 1ω i b) 3ω PALS. Po prawej stronie przedstawiono zrekonstruowane zapisy zintegrowanej emisji Cu $K\alpha_1$ w przypadku z gołych dysków Cu.

Obrazy przestrzenne 2D pokazane na rys. 5.1.6a, b uzupełniono szczegółowymi profilami przestrzennymi rozkładu intensywności Cu $K\alpha_1$ indukowanego przez HE na powierzchni tarczy w płaszczyźnie poziomej (rys. 5.1.7). Przedstawione wykresy pokazują, że w przypadku napromieniowanych laserem 1ω gołych tarcz Cu (tj. bez pola magnetycznego), szerokość FWHM emisji $K\alpha_1$ jest prawie dwukrotnie mniejsza niż szerokość FWHM obserwowana w przypadku 3ω . Obecność poprzecznego pola magnetycznego skutkuje niższym poziomem emisji $K\alpha$, zarówno podczas oświetlenia dysków DCT-DC impulsami laserowymi 1ω , jak i 3ω . Wpływ pola magnetycznego na zintegrowaną w czasie i przestrzeni emisję Cu $K\alpha_1$ jest większy dla dysków o mniejszej średnicy cewki i mniejszej odległości między cewką a dyskiem Cu, co jest zgodne z oczekiwaniami.



Rys. 5.1.7. Horyzontalne przekroje poprzeczne uzyskane z rozkładów intensywności Cu K α 1 pokazanych na rys. 5.1.6 pokazujące różnice w depozycji energii HE w tarczach DCT-DC oświetlanych wiązką laserową 1ω i 3ω .

Bardziej szczegółowe informacje ilościowe dotyczące tych strzałów, w tym wartości FWHM profili przestrzennych indukowanych przez HE w przekrojach horyzontalnych i pionowych, sygnału Σ zintegrowanego przestrzennie zarejestrowanego na płycie obrazowej, odpowiadająca dawka HE wytworzona blisko powierzchni oświetlanych dysków Cu oraz konwersja energii lasera na HE, zostały przedstawione w tabelach 5.1.3 i 5.1.4. Zauważamy, że brak danych z kamery smugowej rentgenowskiej w tabeli 5.1.3 dla ostatnich 3 strzałów był spowodowany awarią kamery.

Tabela 5.1.3. Parametry emisji HE z tarcz DCT-DC oświetlanych 1 ω lasera PALS: (1) szerokość FWHM (pozioma i pionowa), μm , (2) sygnał, ph/IP, (3) dawka HE, J, (4) konwersja, % (5) czas trwania FWHM HE, ps, (6) FWHM HE, μm , (7) opóźnienie HE/lasera ps.

		Time integrated HE imaging						Time resolved HE imaging			
	1 ω laser		HE-FWHM		Σ signal	HE doze	HE Conversion	HE-FWHM		HE/laser delay	DCT-DC or Cu-disc
Shot #	E [J]	t [ps]	Hor [μ m]	Vert [μ m]	[ph/IP]	[J]	[%]	[ps]	[μ m]	[ps]	
61261	539	292	305	155	1.25E6	4.05	7.51E-1	460	127	-112	Φ =1 mm, d=0.8 mm
61262	565	377	336	166	1.51E6	4.89	8.66E-1	469	130	-104	Φ =1.5 mm, d=0.8 mm
61263	556	316	262	161	6.33E5	2.05	3.69E-1	450	108	-67	Φ =1.5 mm, d=1.2 mm
61264	547	341	324	162	1.46E6	4.73	8.65E-1	463	87	-85	Φ =1 mm, d=1.2 mm
61266	521	455	317	137	1.03E6	3.34	6.41E-1	557	98	0	Cu-disc
58596	662	313	197	99	5.72E5	1.86	2.8E-1	-	-	-	Cu-disc
58597	626	271	201	132	9.53E5	3.11	5.0E-1	-	-	-	Cu-disc
58598	643	276	190	109	8.02E5	2.61	4.1E-1	-	-	-	Cu-disc

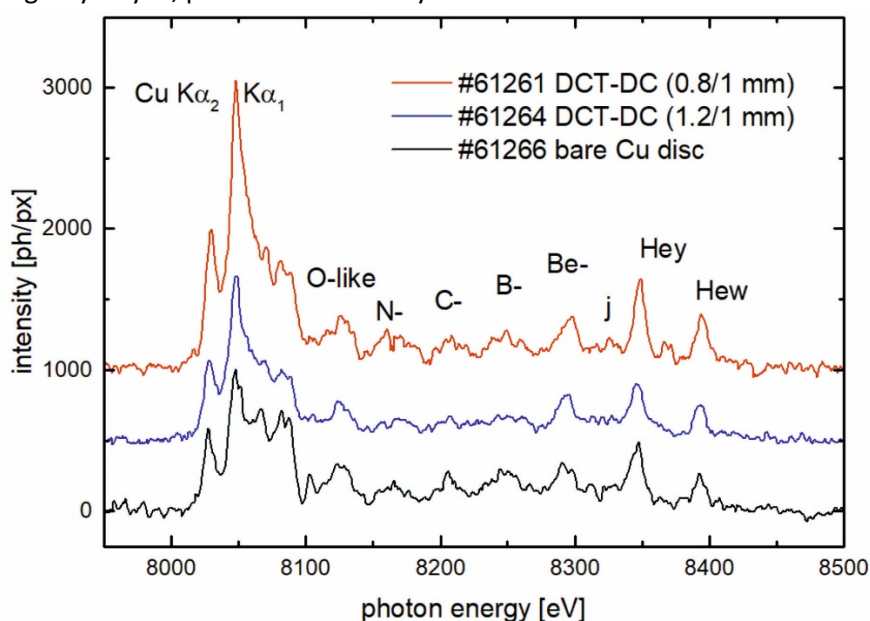
Tabela 5.1.4. Parametry emisji HE z tarcz DCT-DC oświetlanych 3 ω lasera PALS: (1) szerokość FWHM (pozioma i pionowa), μm , (2) sygnał, ph/IP, (3) dawka HE, J, (4) konwersja, % (5) czas trwania FWHM HE, ps, (6) FWHM HE, μm , (7) opóźnienie HE/lasera ps.

			Time integrated HE imaging					Time resolved HE imaging			
3 ω -Laser			HE-FWHM		Σ signal	HE doze	Conversion	HE-FWHM		HE/laser delay	DCT-DC or Cu-disc
Shot #	E [J]	t [ps]	Hor. [μ m]	Vert. [μ m]	[ph/IP]	[J]	[%]	[ps]	[μ m]	[ps]	
61239	208	n.a.	554	287	5.15E5	6.46E-1	3.10E-1	550	104	-68	Φ =1 mm, d=0.8 mm
61240	200	371	525	264	2.61E5	3.27E-1	1.64E-1	585	136	-106	Φ =1.5 mm, d=0.8 mm
61241	187	553	543	275	3.57E5	4.48E-1	2.39E-1	603	134	-95	Φ =1 mm, d=1.2 mm
61242	190	389	538	259	2.22E5	2.78E-1	1.47E-1	530	145	-128	Φ =1.5 mm, d=0.8 mm
61243	174	316	532	272	2.65E5	3.32E-1	1.91E-1	525	128	-73	Φ =1.5 mm, d=1.2 mm
61253	184	365	357	203	3.91E5	4.90E-1	2.66E-1	547	157	-2	Cu-disc

Powyższe dane pochodzące z 2D obrazów o rozdzielczości przestrzennej są uzupełnione charakterystykami oddziaływania HE z tarczami zmierzonymi za pomocą 1D obrazowania o rozdzielczości przestrzenno-czasowej. Najważniejszym odkryciem wynikającym z tych danych jest to, że obecność poprzecznych pól magnetycznych

zwiększa depozycję energii HE w materiale tarczy Cu. Odkryte wartości FWHM czasowego działania HE są zawsze dłuższe niż wartości czasu trwania impulsu laserowego. Ważnym parametrem uzyskanym z obrazowania przestrzennego 1D jest opóźnienie czasowe między maksimami emisji Cu $K\alpha_1$ a impulsem lasera. W przypadku gołych tarcz Cu opóźnienie to jest praktycznie zerowe, podczas gdy w przypadku tarcz DCT-DC stwierdzone wartości opóźnienia są zawsze ujemne, tj. maksimum emisji Cu $K\alpha_1$ indukowanej przez HE wyprzedza maksimum intensywności lasera.

Zwiększone deponowanie energii HE w tarczach z powodu obecności poprzecznych pól magnetycznych wytwarzanych w pobliżu powierzchni tarczy zostało potwierdzone zaawansowaną spektroskopią rentgenowską [16]. W tym celu wykorzystywany był spektrometr typu Johanna wyposażony w kryształ kwarcu (223) sferycznie wygięty do promienia 150 mm, który obserwował emisję powłoki Cu K z tarcz oświetlanych 1ω lasera pod kątem 39° względem osi lasera, jak pokazano na rys. 5.1.1a. Przykład widm zarejestrowanych dla tarcz różnego typu oświetlanych 1ω , potwierdzających zwiększone deponowanie energii HE w tarczach z powodu obecności poprzecznych pól magnetycznych, przedstawiono na rys. 5.1.8.



Rys. 5.1.8. Wpływ pola magnetycznego na emisja stanów ładunku powłoki Cu M z dysków DCT-DC i gołych dysków Cu.

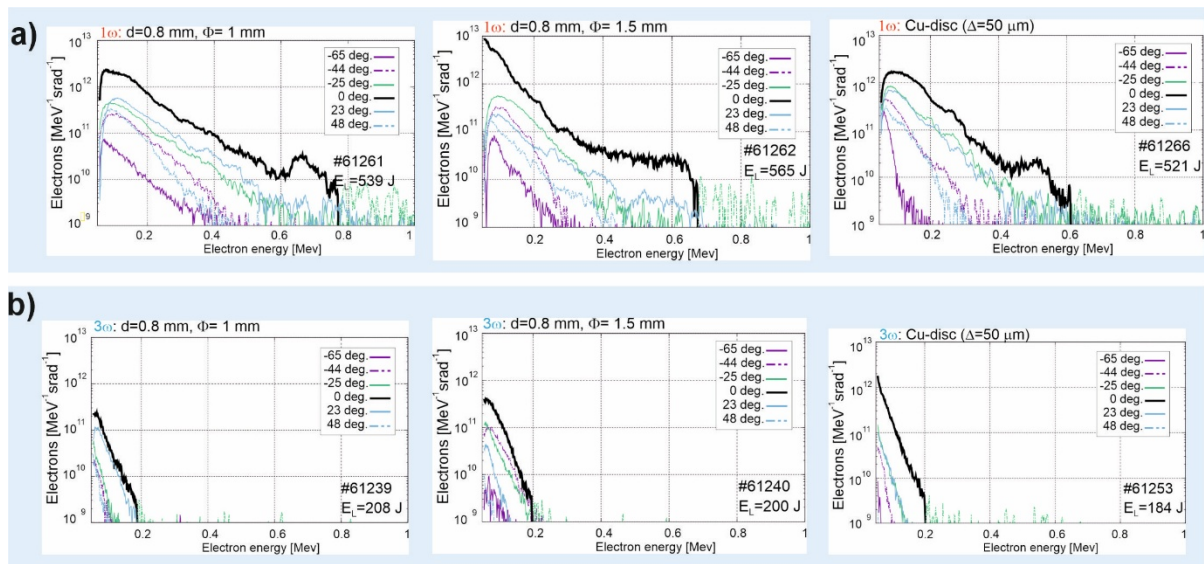
Ilościowa analiza monochromatycznych obrazów Cu $K\alpha_1$ indukowanych przez HE oraz widm Cu Ka o wysokiej rozdzielczości zarejestrowanych przy różnych konfiguracjach tarcz DCT-DC oświetlanych 1ω i 3ω lasera PALS pozwoliła uzyskać informacje na temat:

- depozycji energii HE w centrum i na krawędzi tarczy,
- efektywności konwersji lasera na energię HE,
- wpływu pola magnetycznego na profile przestrzenne i czasowe emisji HE, w tym opóźnienie między maksimami emisji Cu $K\alpha_1$ a impulsem laserowym.

Wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów

Pomiary wykonano z wykorzystaniem wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów opisanego w pracy [17], który rejestrował widma HE pod kątami: -65° , -44° , -25° , 0° , 23° i 48° w płaszczyźnie horyzontalnej względem głównej wiązki laserowej, rys. 5.1.1a. Celem pomiarów było uzyskanie informacji o wpływie poprzecznego pola magnetycznego na rozkłady kątowe energii i temperatury gorących elektronów (HE) emitowanych z namagnesowanej plazmy wytworzonej z wykorzystaniem tarcz DCT-DC o konstrukcji pokazanej na rys. 5.1.1b w wyniku napromieniowania ich wiązką lasera jodowego PALS 1ω i 3ω , zogniskowaną do minimalnego promienia $r_L=50\text{ }\mu\text{m}$. Podstawą do uzyskania informacji o rozkładach energii i temperatury

promieniowania jonizującego (HE) są widma energii HE z poszczególnych kanałów spektrometru wielokanałowego, uzyskane dla różnych konstrukcji tarcz DCT-DC oświetlanych 1ω i 3ω lasera jodowego PALS, przedstawione na rys. 5.1.9. Widma ilustrują wpływ poprzecznego pola magnetycznego na rozkład kątowy energii (HE) w funkcji długości fali lasera jodowego PALS, średnicy cewki i jej odległości od dysku Cu. W przypadku 1ω i widm obserwowanych po kątem 0° zakres energii HE jest ponad trzykrotnie większy w porównaniu z 3ω .

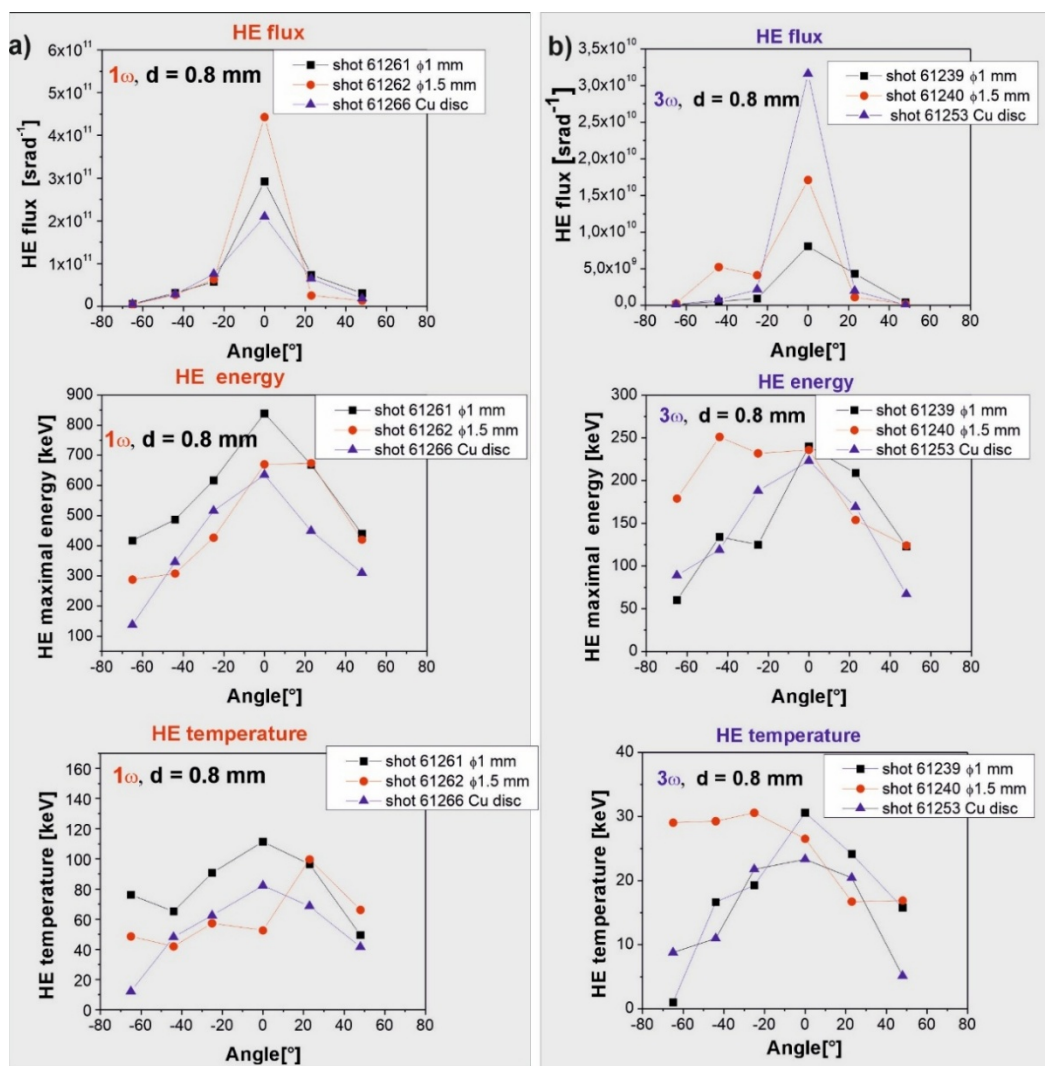


Rys. 5.1.9. Widma energii z poszczególnych kanałów spektrometru wielokanałowego, uzyskane dla różnych konstrukcji tarcz DCT-DC oświetlanych: a) 1ω i b) 3ω laser jodowego PALS.

Uzyskane na podstawie rozkładów kątowych widm informacje o rozkładach kątowych dane, takie jak liczba HE na jednostkę kąta bryłowego, maksymalna energia i temperatura HE uzyskane dla tarcz DCT-DC z cewką o różnej średnicy i odległości $d=0,8$ mm od dysku Cu, napromieniowanych laserem PALS 1ω i 3ω , pokazano na rys. 5.1.10. Przede wszystkim należy podkreślić, że w przypadku swobodnej ekspansji plazmy, kątowe rozkłady strumienia HE odzwierciedlają sferyczną ekspansję plazmy w przypadku 1ω i ekspansję osiową w przypadku 3ω , co wykazano rozkładami koncentracji elektronowej uzyskanymi z interferometrii. W przypadku 1ω , rys. 5.1.10a, wartość strumienia HE na osi jest tylko kilkukrotnie większa od wartości strumienia HE poza obszarem centralnym (dla kątów $<-2^\circ$ i $>+2^\circ$), co wynika z depresji rozkładu koncentracji elektronowej na osi związanego z ekspansją sferyczną, w przeciwieństwie do 3ω , rys. 5.1.10b), dla którego strumień HE na osi jest ponad rząd wielkości większy niż w obszarze poza obszarem centralnym, co jest spowodowane maksymalną koncentracją elektronową w obszarze centralnym wywołaną ekspansją osiową.

Zewnętrzne pole magnetyczne powoduje zmiany strumienia HE, bardzo zauważalne w pobliżu osi w zakresie kątów od -20° do 20° , ale także zmiany energii i temperatury HE w całym obserwowanym zakresie kątów, w zależności oświetlenia tarcz DCT-DC 1ω lub 3ω lasera. W przypadku 1ω i 3ω oraz dla cewki o mniejszym promieniu i mniejszej odległości między układem cewek a dyskiem Cu, zarówno energia HE, jak i temperatura są wyraźnie wyższe w całym zakresie kątów obserwacji w porównaniu ze swobodną ekspansją. W przypadku 1ω energia HE osiąga maksymalną wartość na osi około 850 keV, a odpowiadająca jej temperatura HE wynosi 110 keV, podczas gdy dla 3ω zarówno energia HE, jak i temperatura są znacznie niższe i wynoszą odpowiednio: energia HE około 320 keV i temperatura 32 keV.

W przypadku większych średnic cewek i większych odległości między układem cewek a dyskiem Cu parametry emisji HE są odpowiednio mniejsze.



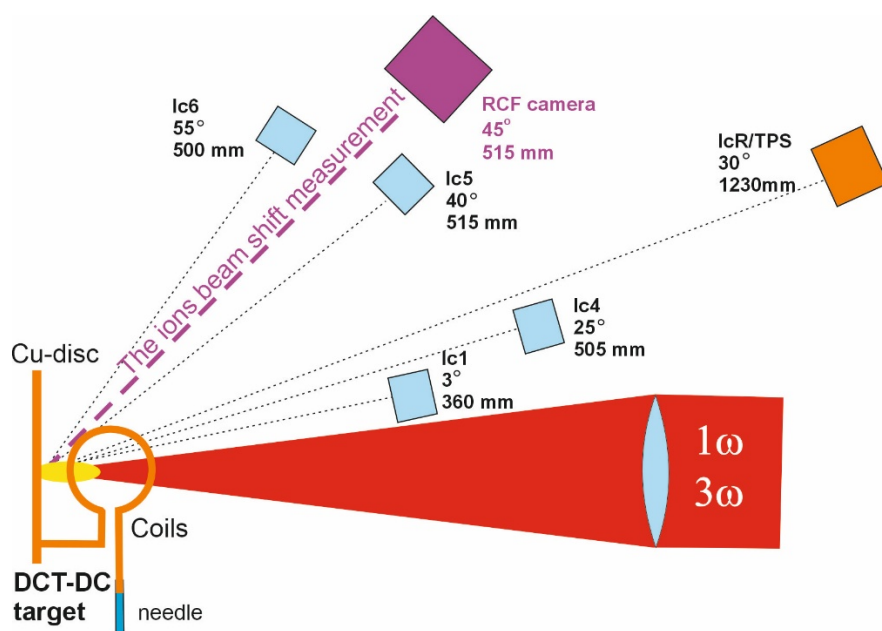
Rys. 5.1.10. Rozkłady kątowe liczby HE na jednostkę kąta bryłowego, maksymalnej energii i temperatury HE uzyskane dla tarcz DCT-DC z cewką o różnej średnicy i odległości $d = 0,8$ mm od dysku Cu w przypadku oświetlenia: a) 1ω i b) 3ω lasera jodowego PALS.

Pomiary parametrów emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych

Celem pomiarów jonowych było uzyskanie informacji o wpływie poprzecznego pola magnetycznego na proces ekspansji jonów z wykorzystaniem kolektorów siatkowych rozmieszczonych w płaszczyźnie pionowej pod różnymi kątami do głównej wiązki laserowej (rys. 5.1.11). W celu potwierdzenia obecności pola magnetycznego implementowano również dodatkowy układ pomiarowy, zaprojektowany do rejestrowania odchylenia wiązki jonowej w kontekście przesunięcia przestrzennego maksimum rozkładu dawki absorbowanej przez warstwę radiochromową. Pomiary wykonane za pomocą kamery RCF zamontowanej pod kątem 45° pokazują *tendencję do przesuwania maksimum zarejestrowanego sygnału od osi propagacji lasera i zwiększania dawki absorbowanej przy większych kątach, gdy zastosowano tarcze DCT-DC generujące poprzeczne pole magnetyczne.*

Przestrzennie rozdzielona mapa gęstości ładunku jonów pokazana na rys. 5.1.12 została uzyskana na podstawie rozdzielonych czasowo prądów jonowych zmierzonych za pomocą kolektorów siatkowych [14] umieszczonych pionowo z przodu tarczy, jak pokazano na rys. 5.1.12. Mapy obliczono dla czasu $0,7 \mu s$, który upłynął od momentu interakcji lasera z tarczą [5]. Rys. 5.14(a) pokazuje porównanie kąтового rozkładu gęstości ładunku jonów z tarcz DCT-DC (lewa połowa obrazu) ze swobodną emisją jonów wytworzonych z dysków Cu (prawa

połowa obrazu) napromieniowanych wiązką lasera 1ω , podczas gdy rys. 5.14(b) pokazuje wyniki dla wiązki lasera 3ω .

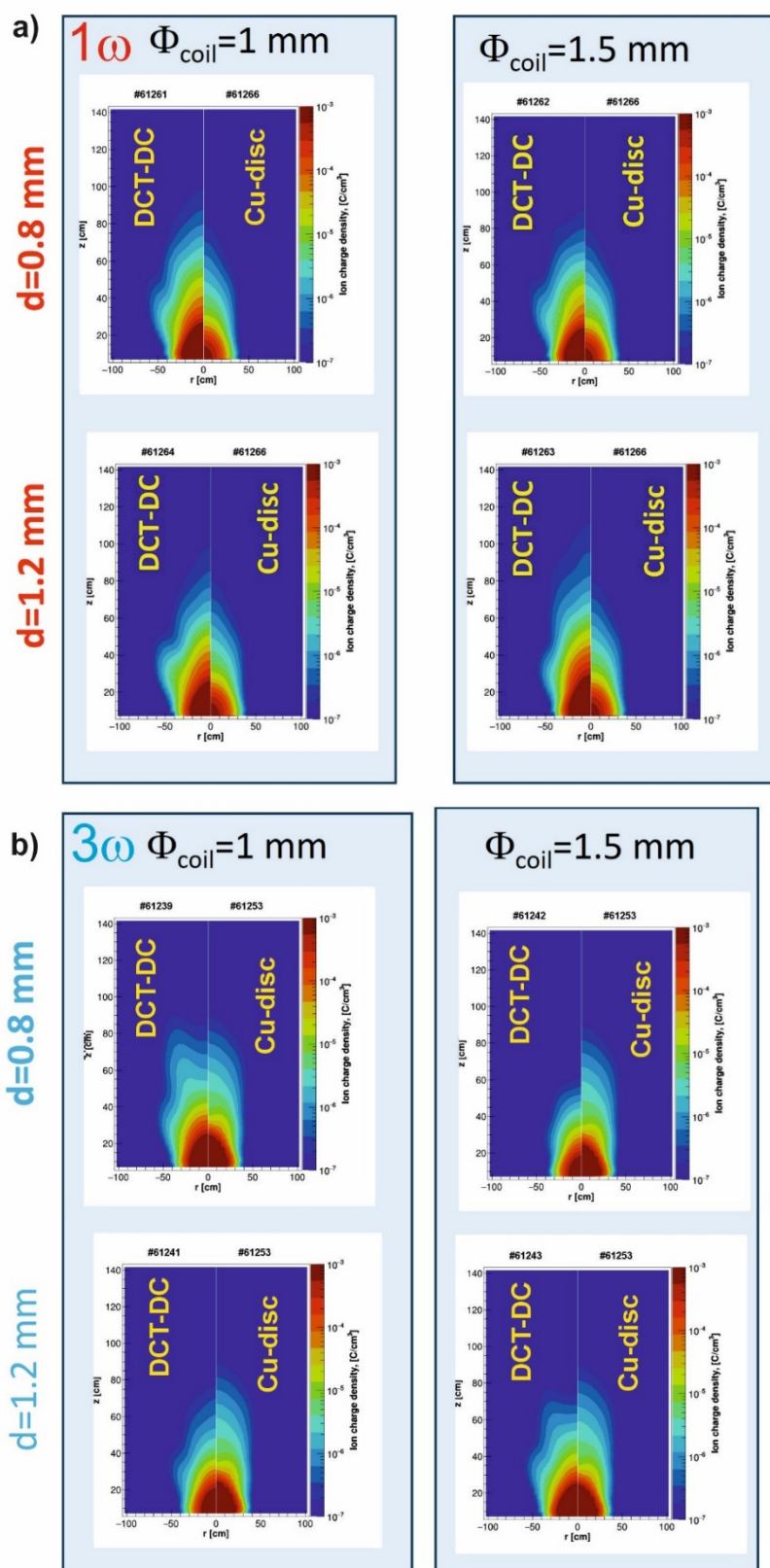


Rys. 5.1.11. Geometria pomiaru przesunięcia wiązki jonów zarejestrowanego na płycie obrazowej.

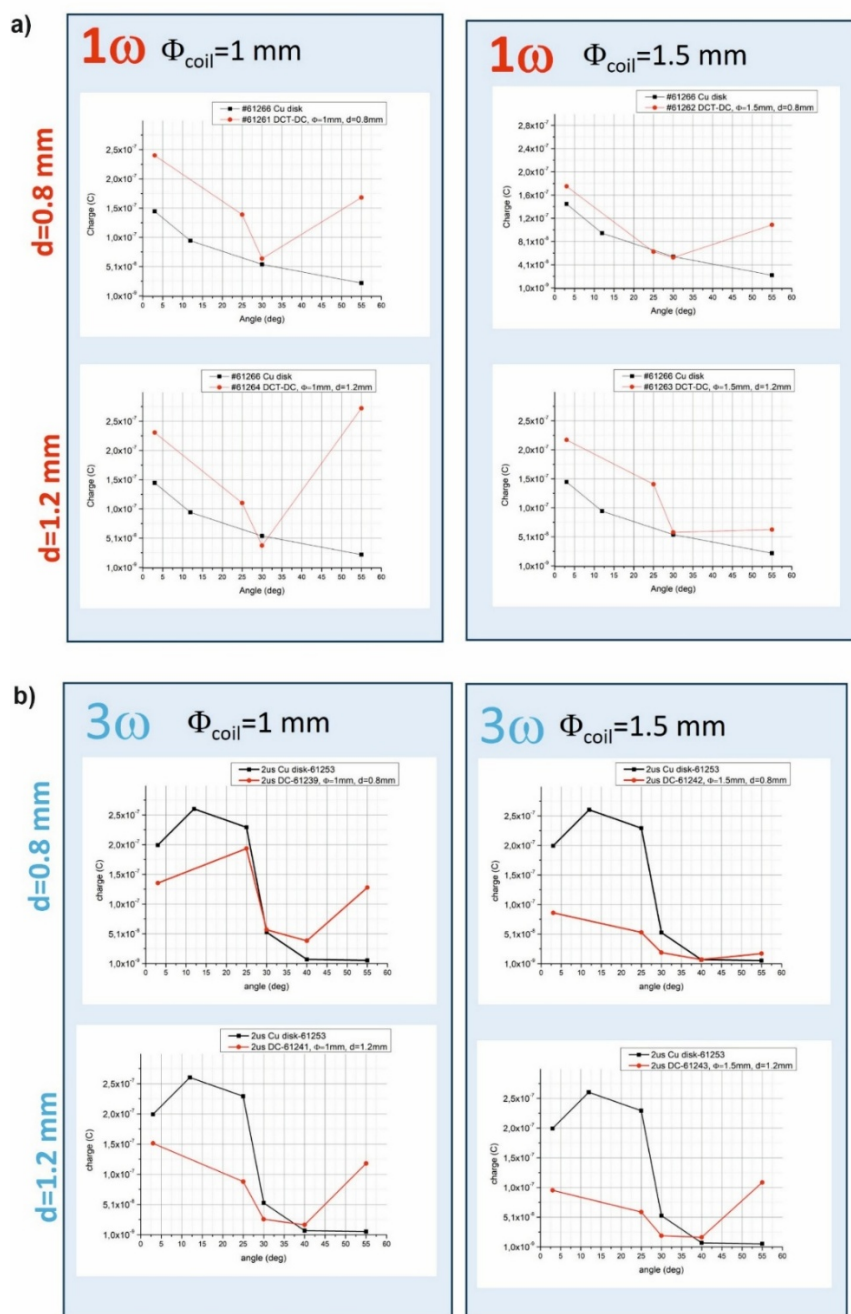
Rozkłady gęstości ładunku wyraźnie pokazują wpływ pola poprzecznego na charakter ekspansji jonów w zależności od oświetlenia tarcz DCT-DC 1ω i 3ω lasera. W przypadku 1ω obecność prostopadłego pola magnetycznego zmusza strumień jonów do ekspansji osiowej w obszarze centralnym i powoduje emisję radialną w obszarach zewnętrznych, jak pokazano na rys. 5.1.12a. W przypadku lasera 3ω sytuacja jest odwrotna, pole magnetyczne ogranicza ekspansję osiową jonów w obszarze centralnym i wzmacnia ekspansję radialną jonów w obszarach zewnętrznych, jak pokazano na rys. 5.1.12b. Ilościowo taki wpływ pola magnetycznego potwierdzają rozkłady kątowe całkowitego ładunku jonów emitowanych pod danym kątem dla 1ω i 3ω uzyskane z rozkładów kątowych gęstości ładunku pokazanych odpowiednio na rys. 5.1.13a i rys. 5.1.14b.

Jak wynika z przedstawionych zależności, w przypadku 1ω wpływ pola magnetycznego dotyczy całego zakresu kątów i jest większy niż ładunek jonu odpowiadający przypadkowi bez pola magnetycznego. W obszarze centralnym w zakresie kątów: 0° – 30° ładunek maleje, natomiast dla kątów poza obszarem centralnym większych niż 30° ładunek rośnie. Natomiast przy zastosowaniu impulsu 3ω obserwuje się tylko ten ostatni, podczas gdy kolektory umieszczone w zakresie 0° – 30° wykazują wyraźny spadek intensywności sygnału.

Należy podkreślić, że zaobserwowany wpływ poprzecznego pola magnetycznego na ekspansję jonów tworzonych przez tarcze DCT-DC oświetlane 1ω i 3ω lasera PALS jest zgodny z pomiarami parametrów emisji HE przy użyciu wielokadrowego magnetycznego spektrometru.



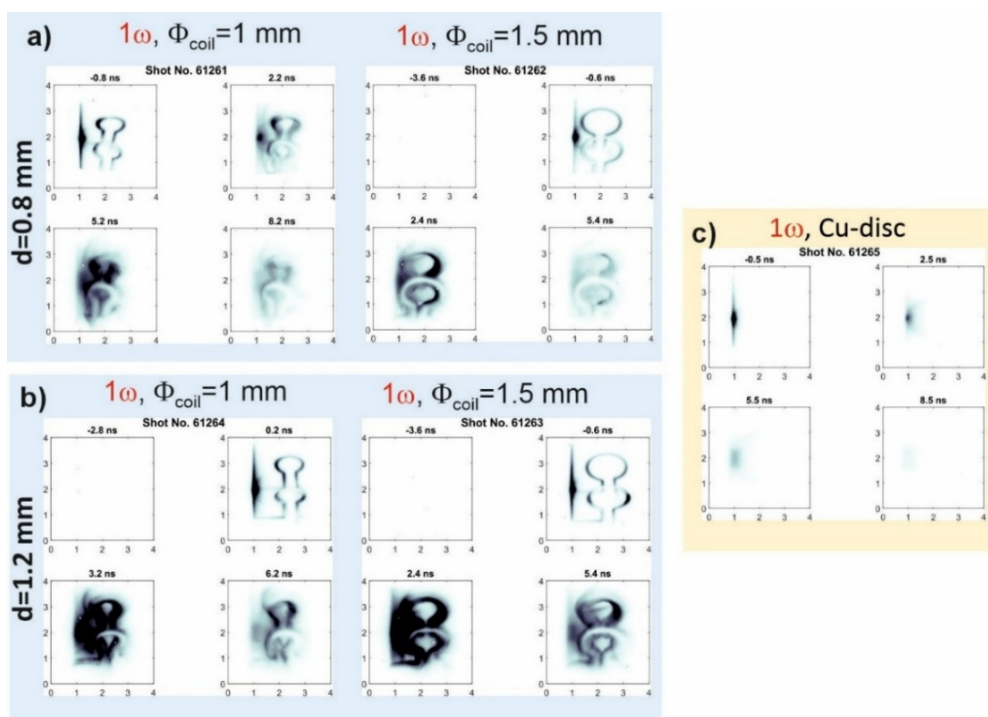
Rys. 5.1.12. Porównanie kątowych rozkładów gęstości jonów emitowanych z tarcz DCT-DC z podwójną cewką (lewa strona obrazu) z rozkładami odpowiadającymi gołym dyskom Cu (prawa strona obrazu) w przypadku napromieniowania: a) 1ω i b) 3ω laserem jodowym PALS po $0,7 \mu\text{s}$ od oświetlenia.



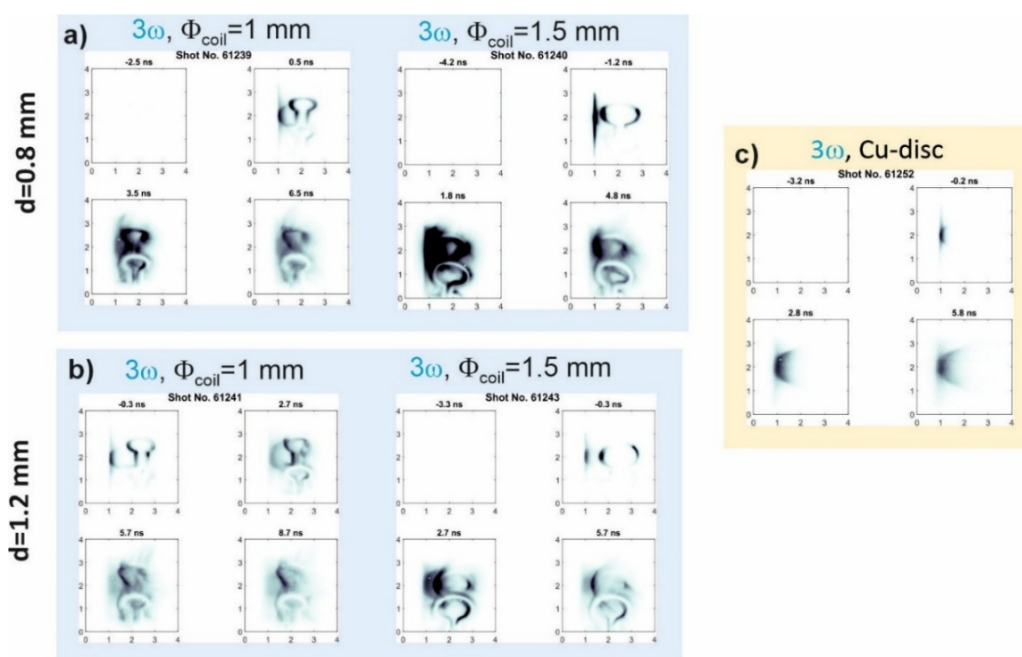
Rys. 5.1.13. Porównanie rozkładów kątowych ładunku jonów emitowanych z tarcz DCT-DC z cewką o różnej średnicy i różnej odległości „d” od dysku Cu (czerwona linia) z rozkładami odpowiadającymi swobodnej ekspansji z gołych dysków Cu (czarna linia) w przypadku oświetlenia: a) 1 ω i b) 3 ω lasera jodowego PALS.

4-kadrowa otworkowa kamera rentgenowska

Do rejestracji emisji plazmy w zakresie XUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego od 10 do 1000 eV wykorzystano 4-kadrową kamerę rentgenowską o czasie ekspozycji 1 ns i odstępzie między kadrami 3 ns [5, 12, 15]. Sekwencje obrazów rentgenowskich ilustrujące proces formowania plazmy w tarczach DCT-DC z cewką o różnej średnicy i umieszczonych w różnych odległościach od dysku Cu w przypadku napromieniowania wiązką lasera 1 ω zogniskowaną do minimalnego promienia ogniska przedstawiono na rys. 5.1.14, natomiast obrazy rentgenowskie zarejestrowane w przypadku 3 ω pokazano na rys. 5.1.15. Dynamikę plazmy obserwowano przez stosunkowo długi okres do 10 ns. Należy zauważyć, że maksymalna emisja XUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego pojawia się około 2–5 ns po interakcji lasera z tarczą.



Rys. 5.1.14. a) i b) sekwencje czasowe obrazów ilustrujących powstawanie strumienia namagnesowanej plazmy w zakresie miękkiego promieniowania i rentgenowskiego w tarczach DCT-DC z cewką o różnej średnicy (Φ) i umieszczoną w różnej odległości od dysku Cu (d) w przypadku oświetlenia 1ω lasera oraz c) obrazy rentgenowskie ilustrujące swobodną ekspansję plazmy (bez pola magnetycznego) z dysku Cu.



Rys. 5.1.15. a) i b) sekwencje czasowe obrazów ilustrujących powstawanie strumienia namagnesowanej plazmy w zakresie miękkiego promieniowania i rentgenowskiego w tarczach DCT-DC z cewką o różnej średnicy (Φ) i umieszczoną w różnej odległości od dysku Cu (d) w przypadku oświetlenia 3ω lasera oraz c) obrazy rentgenowskie ilustrujące swobodną ekspansję plazmy (bez pola magnetycznego) z dysku Cu.

Sekwencje obrazów rentgenowskich na rys. 5.1.14 i 5.1.15 wyraźnie pokazują wpływ poprzecznego pola magnetycznego na ograniczenie ekspansji osiowej strumienia plazmy wytwarzanego przez tarcze DCT-DC w funkcji długości fali lasera PALS oraz w funkcji średnicy cewek i ich odległości od dysku Cu. W przeciwieństwie do swobodnej emisji strumienia plazmy z dysku Cu, jak pokazano na rys. 5.1.14c i 5.1.15c, plazma rozszerza się

w stożek, zgodnie z oczekiwaniami, podczas gdy obecność pola magnetycznego, jak pokazano na rys. 5.1.14ab i 5.1.15ab, wyraźnie ogranicza ekspansję osiową, co wskazuje na świecenie własne plazmy w obszarze między powierzchnią dysku a osią układu cewek.

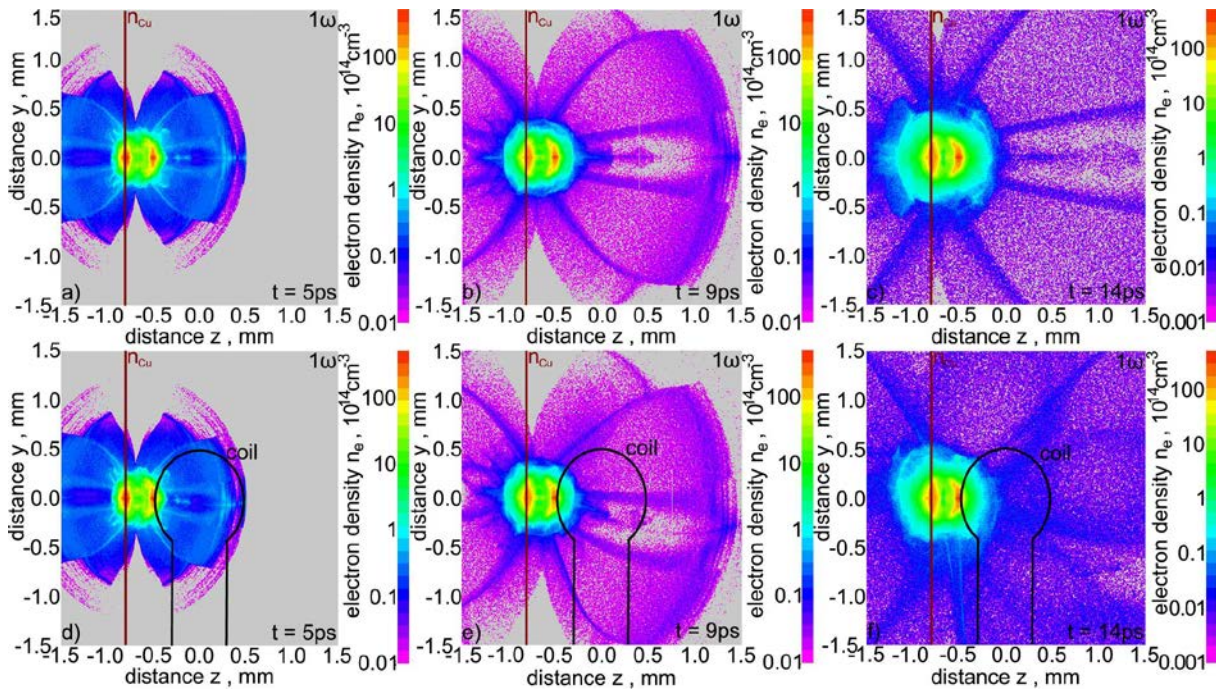
SYMULACJE NUMERYCZNE WPŁYWU POPRZECZNEGO POLA MAGNETYCZNEGO NA STRUMIEŃ HE GENEROWANY PRZEZ TARCZE DCT-DC

Aby lepiej zrozumieć wpływ poprzecznego pola magnetycznego generowanego przez tarczę DCT-DC na strumień gorących elektronów, przeprowadzono symulacje numeryczne. Symulacje te dotyczyły ekspansji HE (>54 keV) w zewnętrznym polu elektromagnetycznym cewek o średnicy 1 mm. Odległość cewek od dysku (d) wynosiła 0,8 mm. Symulacje przeprowadzono z wykorzystaniem odpowiednio zmodyfikowanego trójwymiarowego (3D3V) kodu EPOCH typu PIC [4]. Modyfikacja ta pozwoliła na wprowadzenie stałego prądu, odpowiadającego prądowi w cewkach, w odpowiednich miejscach przestrzeni obliczeniowej. Następnie w wyniku działania kodu (rozwiązania równań Maxwella) prąd ten jest przekształcany na pola elektryczne i magnetyczne cewek. Wartość tego prądu określono na podstawie pomiarów sondy prądowej. Rzeczywista symulacja propagacji HE rozpoczyna się, gdy pola magnetyczne i elektryczne związane z cewkami ustabilizują się w przestrzeni obliczeniowej. W symulacjach, oprócz oddziaływań HE z polem elektromagnetycznym cewek, uwzględniono również oddziaływania między HE oraz oddziaływania HE z innymi cząstkami, takimi jak elektrony termiczne, protony lub jony miedzi. W szczególności uwzględniono wpływ pól generowanych przez naładowane cząstki na ruch innych naładowanych cząstek. Badano zarówno strumień HE propagujący w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji wiązki laserowej (do przodu), jak i w kierunku przeciwnym (do tyłu). Początkowe prędkości i kierunki ruchu gorących elektronów wyznaczono na podstawie wyników uzyskanych z pomiarów przeprowadzonych za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów przy użyciu dedykowanego kodu Monte Carlo. HE startowały z miejsca, w którym gęstość plazmy jest równa $0,25 n_{e-cr}$. To miejsce wyznaczono na podstawie ww. pomiarów interferometrycznych.

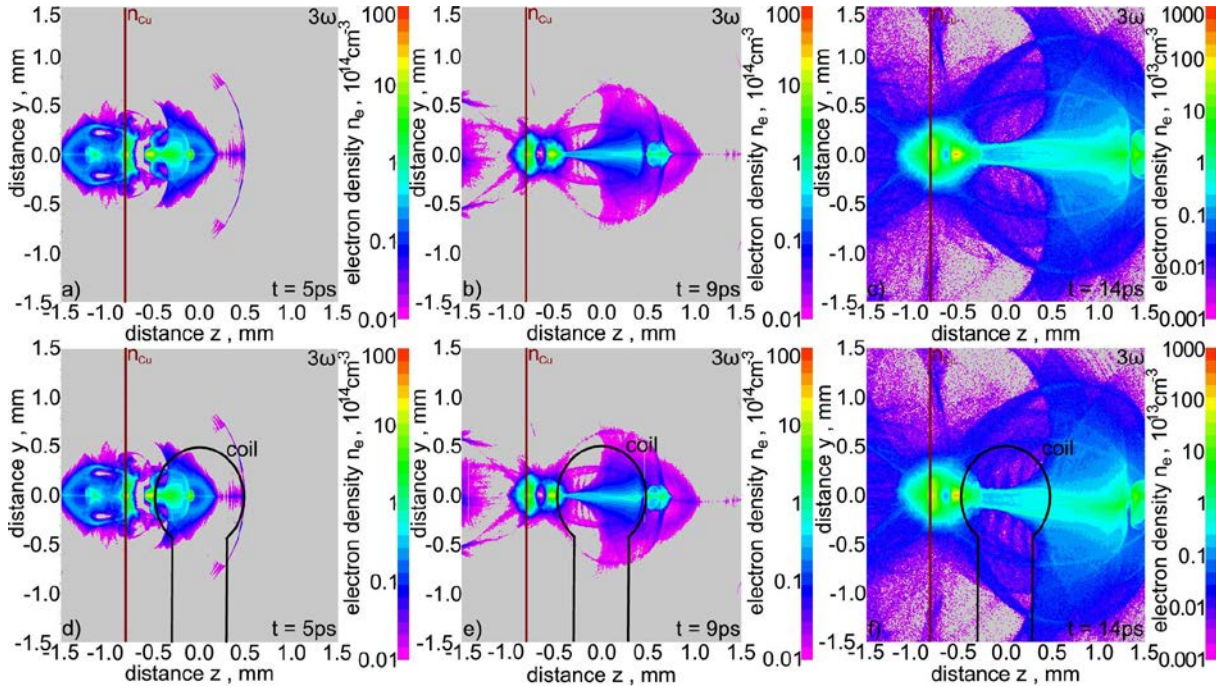
Porównanie 2D rozkładów koncentracji HE dla różnych kroków czasowych symulacji oraz dla przypadku z cewkami (d , e , f) i bez cewek (a , b , c) pokazano na rys. 5.1.16 i 5.1.17. Rys. 5.1.16 przedstawia wyniki dla 1ω , natomiast rys. 5.1.17 pokazuje wyniki dla 3ω lasera PALS. Oba rysunki pokazują wpływ pola magnetycznego cewek na propagację HE. Wpływ ten polega na odchyleniu wstecznego (w kierunku dodatnich wartości z) strumienia propagującego strumień w dół (w kierunku ujemnych wartości y). Wpływ ten jest większy w przypadku 1ω ze względu na silniejsze pole magnetyczne cewek. Ponadto wpływ ten jest większy dla bardziej zaawansowanych faz propagacji strumienia gorących elektronów ($t = 14$ ps). Wynika to z dłuższego czasu oddziaływania pola B ze strumieniem gorących elektronów, w tym oddziaływania z większą liczbą wolniejszych HE, które później dotarły do obszarów silniejszego pola.

Aby lepiej zrozumieć wpływ pola elektromagnetycznego generowanego przez cewki na propagację HE, zarówno w kierunku do przodu (w kierunku ujemnych wartości z), jak i do tyłu (w kierunku dodatnich wartości z), wykonano 2D rozkłady fluencji energii w płaszczyźnie $x-y$ oraz ich przekroje poprzeczne wzdłuż osi x i y . Rysunki 5.1.18 i 5.1.19 przedstawiają wyniki dla wiązki wstecznej i dla $z = 1,5$ mm, gdzie $z = 0$ odpowiada płaszczyźnie przecinającej środki cewek. Rys. 5.1.18 przedstawia wyniki dla 1ω , natomiast rys. 5.1.19 przedstawia wyniki dla 3ω laser PALS. Zarówno w przypadku 1ω , jak i 3ω , na rys. 5.1.16 i 5.1.17 widoczne jest odchylenie wiązki HE. Wartość tego odchylenia jest wyższa dla 1ω . Ponadto widoczne jest, że dla 1ω rejestrowane fluencje energii są wyższe w przypadku z cewką niż bez niej. Dla 1ω lasera PALS wartości te wynoszą 3,49 mJ dla przypadku z cewkami i 1,09 mJ dla przypadku bez cewek. Z kolei dla 3ω lasera wartości te wynoszą odpowiednio 0,133 mJ (z cewkami) i 0,132 mJ (bez cewek). Powyższe wyniki dotyczące wzrostu energii wiązki HE są jakościowo zgodne z wynikami eksperymentalnymi uzyskanymi z pomiarów spektroskopowych. Rys. 5.1.10 pokazuje, że dla 1ω i średnicy cewki 1 mm obserwujemy wzrost zarówno fluencji HE, ich maksymalnej energii i temperatury w porównaniu z przypadkiem bez cewek. Potwierdza to wzrost energii wiązki HE obserwowany w wynikach

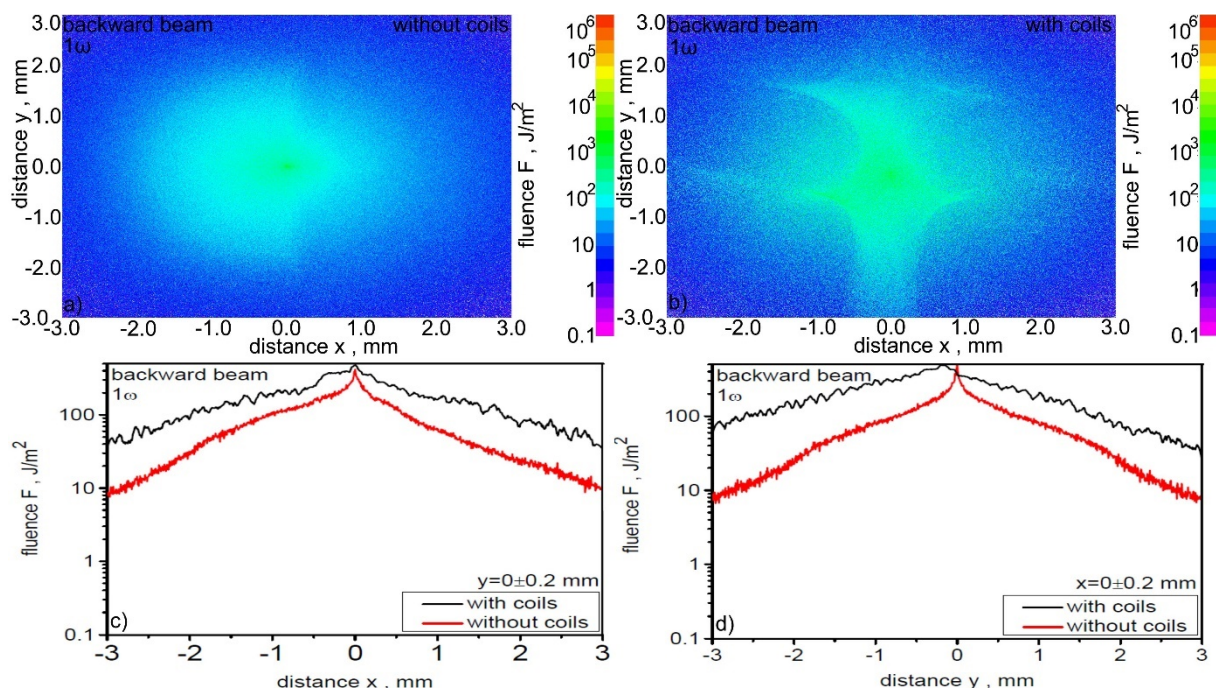
symulacji dla przypadku z cewką w porównaniu z przypadkiem bez cewki dla 1ω . W przypadku 3ω dane eksperymentalne nie są tak jednoznaczne



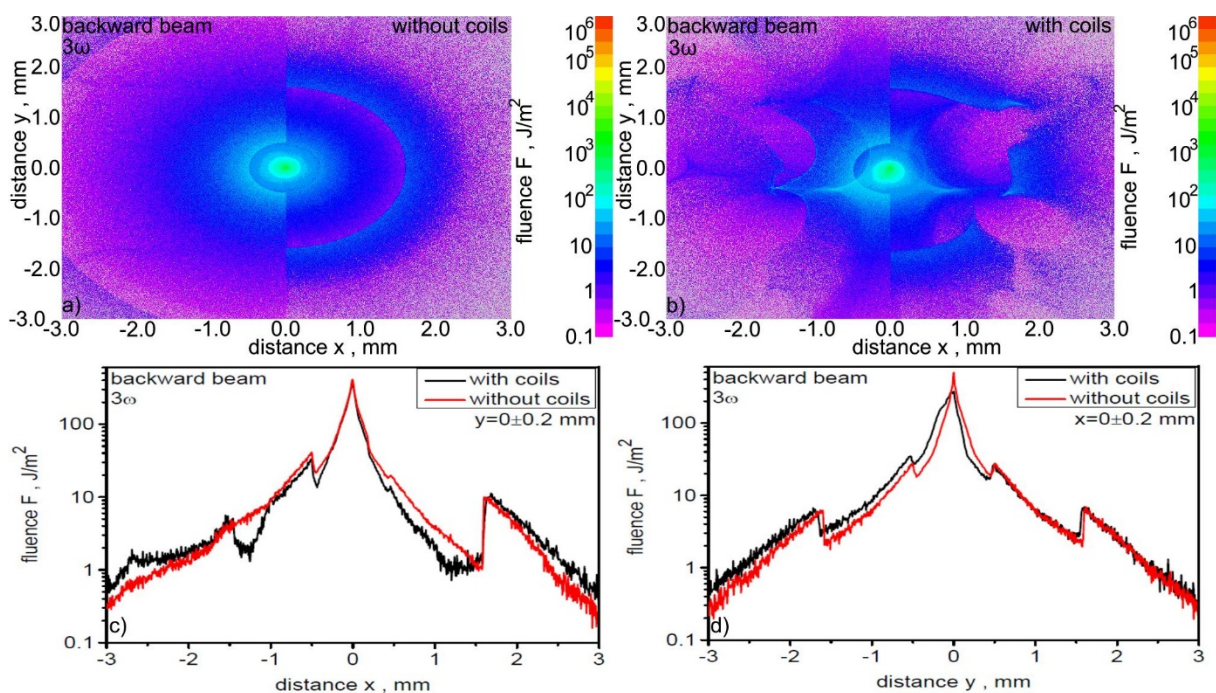
Rys. 5.1.16. 2D rozkłady koncentracji HE w płaszczyźnie y - z równoległej do osi wiązki laserowej w różnych fazach ekspansji HE. (a, b, c) – cel bez cewek; (d, e, f) – cel z cewkami w przypadku oświetlenia 1ω laser PALS.



Rys. 5.1.17. 2D rozkłady koncentracji HE w płaszczyźnie y - z równoległej do osi wiązki laserowej w różnych fazach ekspansji HE. (a, b, c) – cel bez cewek; (d, e, f) – cel z cewkami w przypadku oświetlenia 3ω laser PALS.

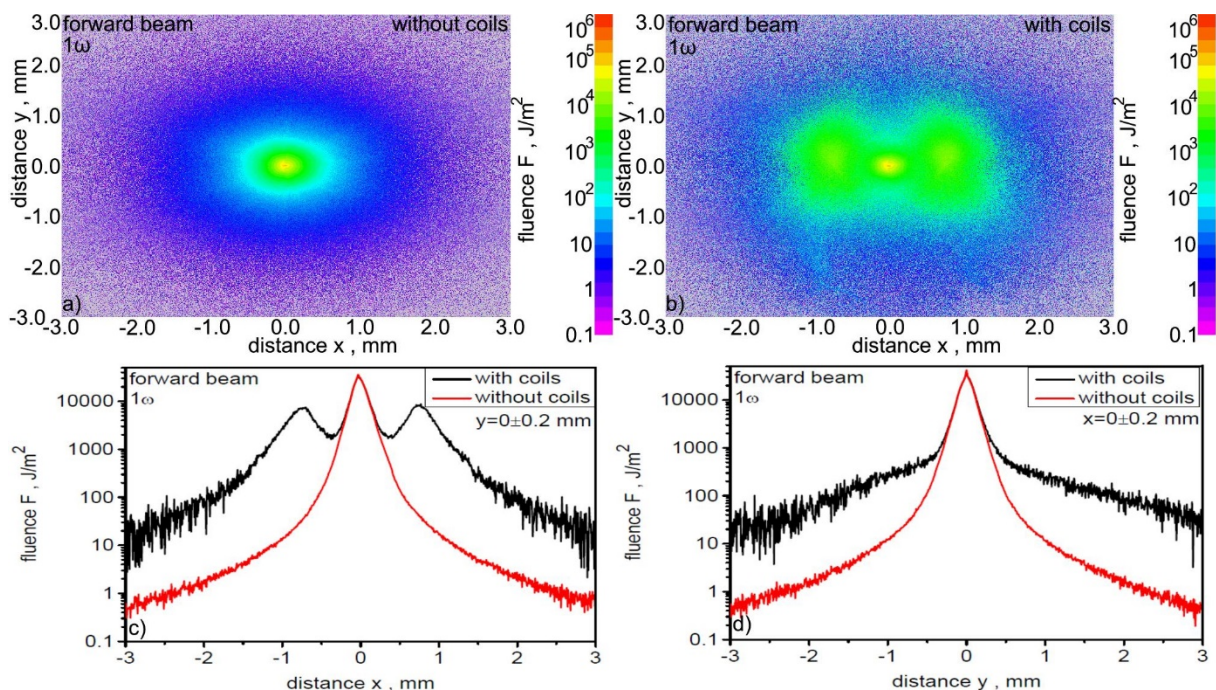


Rys. 5.1.18. 2D rozkłady fluencji energii w płaszczyźnie x - y dla strumienia HE propagującego wstecz w przypadku tarczy bez cewki (a) i z cewką (b) w przypadku 1ω . Dolne wykresy przedstawiają przekroje czynne strumienia HE wzdłuż osi x (c) i y (d) wykonane w odległości 1,5 mm od płaszczyzny przecinającej środki cewek.

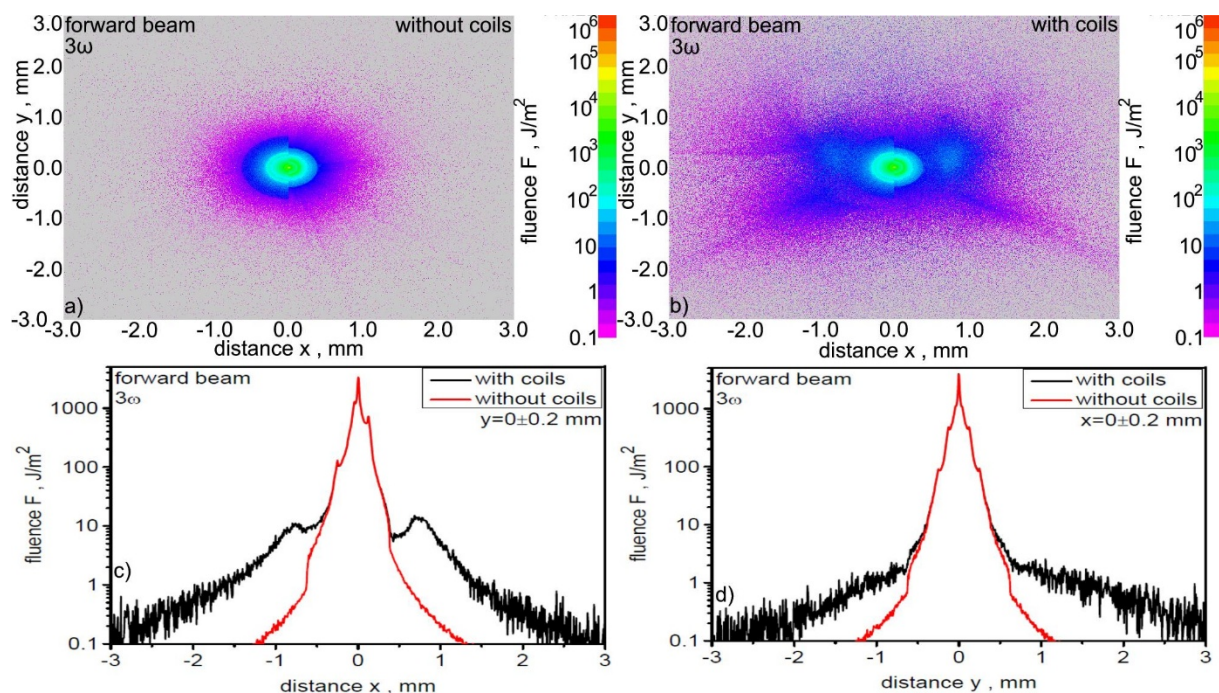


Rys. 5.1.19. 2D rozkłady fluencji energii w płaszczyźnie x - y dla strumienia HE propagującego wstecz w przypadku tarczy bez cewki (a) i z cewką (b) w przypadku 3ω . Dolne wykresy przedstawiają przekroje czynne strumienia HE wzdłuż osi x (c) i y (d) wykonane w odległości 1,5 mm od płaszczyzny przecinającej środki cewek.

Analogiczne wyniki do tych przedstawionych powyżej, ale dla strumienia HE do przodu i płaszczyzny x - y odpowiadającej powierzchni tarczy ($z = -0,8$ mm) przedstawiono na rys. 5.1.20 i 5.1.21.



Rys. 5.1.20. 2D rozkłady fluencji energii dla strumienia HE w płaszczyźnie x - y propagującego do przodu w przypadku tarczy bez cewki (a) i z cewką (b) w przypadku 1ω . Dolne wykresy przedstawiają przekroje czynne strumienia HE wzdłuż osi x (c) i y (d) wykonane na płaszczyźnie tarczy.

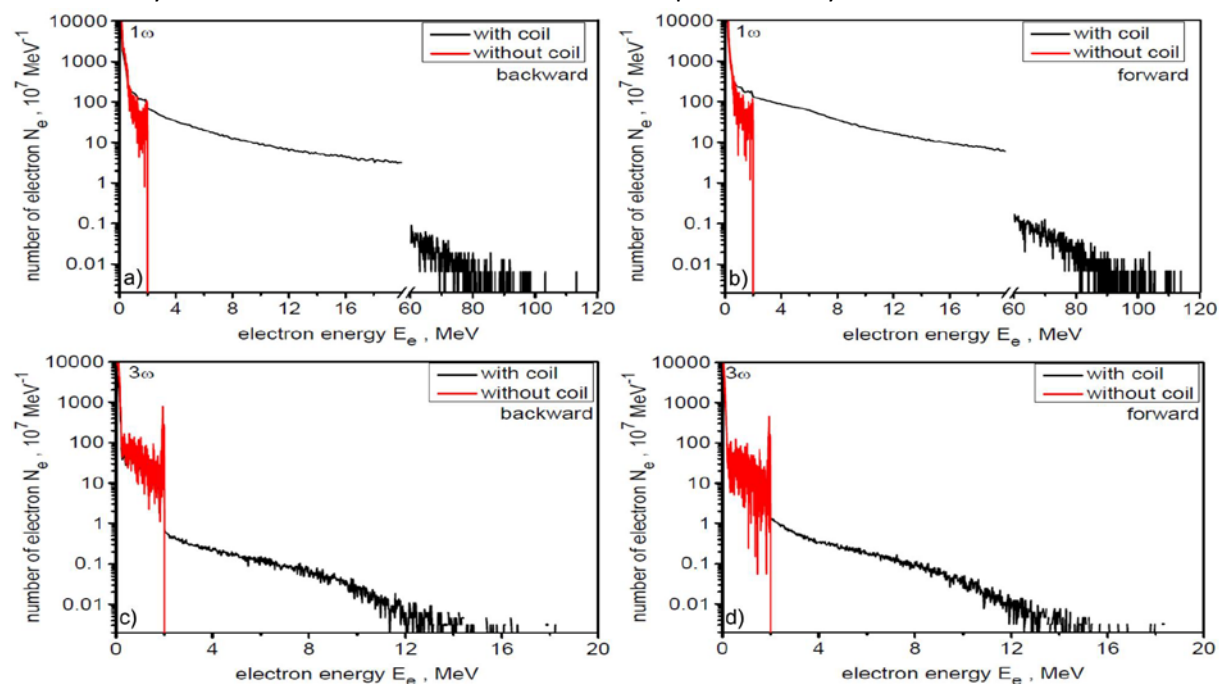


Rys. 5.1.21. 2D rozkłady fluencji energii dla strumienia HE w płaszczyźnie x - y propagującego do przodu w przypadku tarczy bez cewki (a) i z cewką (b) w przypadku 3ω . Dolne wykresy przedstawiają przekroje czynne strumienia HE wzdłuż osi x (c) i y (d) wykonane na płaszczyźnie tarczy.

Dla wiązki do przodu nie widać żadnego ugięcia wiązki. Wpływ pola elektromagnetycznego generowanego przez cewki na centralną część wiązki jest pomijalny, zarówno dla przypadków 1ω , jak i 3ω . Jednak sytuacja zmienia się na krawędziach wiązek, gdzie widoczny jest wzrost fluencji w przypadku cewek dla obu harmonicznych lasera PALS. Obserwowany wzrost fluencji jest wyższy dla 1ω , gdzie pola magnetyczne i elektryczne generowane przez cewki są silniejsze. Powyższe wyniki symulacji pokazujące poszerzenie obszarów emisji w przypadku cewek są w

dużej zgodności z wynikami pomiarów spektroskopowych (przedstawionymi wcześniej), dotyczącymi wpływu pola elektromagnetycznego na emisję linii Cu K α indukowaną przez HE.

Ważnym powodem wzrostu energii strumienia HE dla 1 ω i dla strumienia HE w kierunku do przodu 3 ω jest wzrost energii pojedynczych elektronów. Rys. 5.1.22 przedstawia widma energetyczne dla obu badanych harmoniczných lasera oraz dla strumieni w kierunku do przodu i do tyłu.



Rys. 5.1.22. Widma energii dla wiązki wstecznej-(backward (a, c) zarejestrowanej dla $z=1,5$ mm i wiązki przedniej-forward (b, d) zarejestrowanej w płaszczyźnie tarczy w przypadku: (a, b) 1 ω i (c, d) 3 ω lasera PALS.

Jak wynika z rysunku, obecność pól generowanych przez cewki przyczynia się do pojawienia się wysokoenergetycznego ogona zarówno w przypadku elektronów lecących do tarczy, jak i w kierunku przeciwnym. Powodem pojawienia się tego ogona jest oddziaływanie elektronów z polem elektrycznym generowanym przez cewki. Pola te są silniejsze dla przypadku 1 ω , stąd obserwowana wyższa energia i liczba elektronów tworzących omawiany ogon w tym przypadku. Niestety, wysokoenergetyczne ogony obserwowane w wynikach symulacji nie są widoczne w wynikach eksperymentalnych ze względu na energię elektronów znajdującą się poza zakresem pomiarowym detektorów (< 2 MeV).

WNIOSKI

W eksperymencie wykorzystano układ dwóch cewek generujących pole magnetyczne, którego wektor jest prostopadły do kierunku wiązki laserowej oświetlającej tarczę. Aby zmieniać indukcję pola magnetycznego, zastosowano dyski z cewkami o różnych średnicach i różnej odległości cewek od dysku. Maksymalne pole magnetyczne osiągało wartość ≈ 1 T w eksperymencie 1 ω i $\approx 0,15$ T w eksperymencie 3 ω .

Konstrukcja tarczy pozwoliła na zastosowanie femtosekundowego, 3-kadrowego polaro-interferometru, który dostarcza informacje o ewolucji rozkładu koncentracji elektronowej z przestrzenno-czasową rozdzielczością podczas interakcji lasera z plazmą wytworzoną na dysku Cu. Za pomocą tego interferometru określone zostało położenie obszarów o koncentracji krytycznej n_{e-cr} oraz koncentracji: $0,25n_{e-cr}$ i $0,1n_{e-cr}$, co jest związane z dwoma najbardziej prawdopodobnymi mechanizmami odpowiedzialnymi za generację HE, takimi jak wymuszone rozpraszanie Ramana i dwu plazmonowy rozpad. 2D zobrazowanie emisji linii Cu K α indukowanej przez HE wykazało, że obecność pola magnetycznego zwiększa energię HE uwalnianą w materiale tarczy Cu. Konwersja energii lasera na energię HE nie wykazuje istotnej zależności od długości fali lasera. Eksperyment wykazał, że zintegrowany czas emisji HE dla obu harmoniczných jest wyraźnie dłuższy w obecności poprzecznego pola

magnetycznego w porównaniu ze swobodną ekspansją plazmy. Co więcej, wpływ tego pola magnetycznego na emisję $K\alpha$ jest wyraźnie widoczny przed szczytem intensywności lasera. Pomiary widm energetycznych HE wykazały również, że zarówno energia HE, jak i jej temperatura są wyraźnie wyższe w porównaniu z ekspansją swobodną. Zauważamy, że wpływ poprzecznego pola magnetycznego na emisję jonów z plazmy wytworzonej na tarczy DCT-DC jest zgodny z pomiarami parametrów emisji HE. Istotne właściwości wytworzonej plazmy namagnetyzowanej zostały ujawnione poprzez pomiar prądu zwrotnego tarczy i emisji promieniowania rentgenowskiego za pomocą 4-kadrowej otworkowej kamery rentgenowskiej. Poprzeczne pole magnetyczne spowodowało wydłużenie prądu zwrotnego o kilka nanosekund. Chociaż FWHM czasu trwania impulsu laserowego wynosił zaledwie 350 ps, FWHM czasu trwania prądu tarczy wydłużył się do 2 ns, a czas trwania impulsu przy 0,1 maksimum prądu do około 9 ns. Ponadto dynamika plazmy obserwowana za pomocą XUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego trwała do około 10 ns. Należy zwrócić uwagę na fakt, że maksymalna emisja promieniowania XUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego pojawia się z opóźnieniem wynoszącym 2–5 ns po interakcji lasera z tarczą

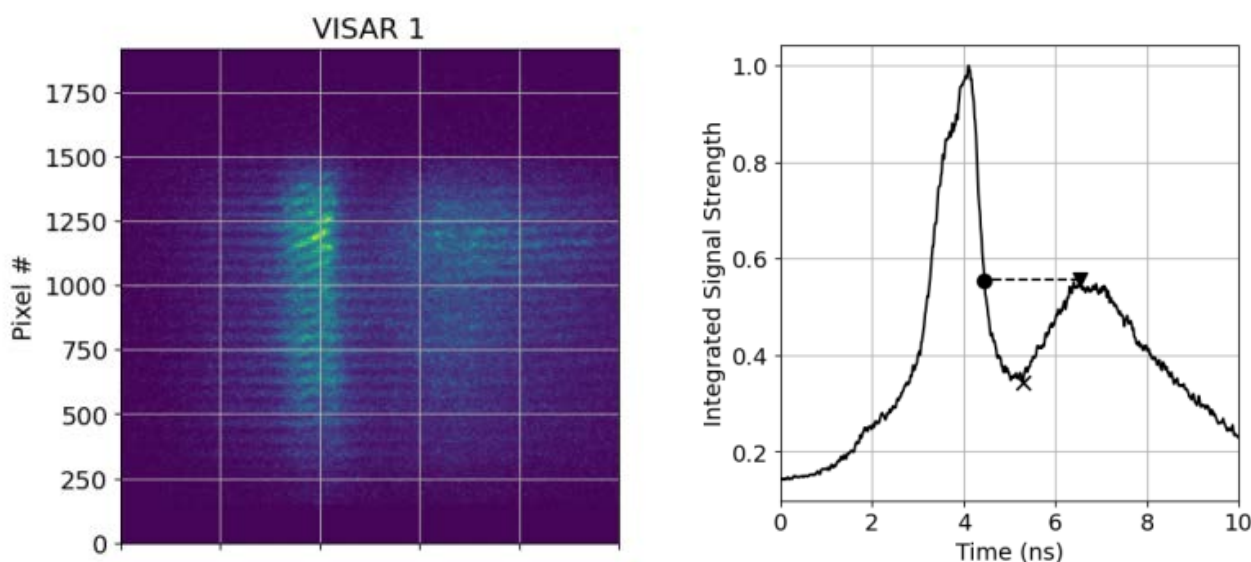
Aby lepiej zrozumieć wpływ poprzecznego pola magnetycznego generowanego przez tarczę DCT-DC na strumień gorących elektronów, przeprowadzono symulacje cząstek w komórce (3D3V). Warunki początkowe tych symulacji określono na podstawie widm energetycznych HE zarejestrowanych przez wielokanałowy spektrometr magnetyczny elektronów i informacji o położeniu obszaru $0,25n_{e-cr}$ z interferometrii oraz wyników pomiarów sondy prądowej. Wykazano, że obecność pola generowanego przez cewki powoduje wzrost fluencji i całkowitej energii wiązek HE propagujących w obu badanych kierunkach w stosunku do tarczy. Wynik ten jest zgodny z wynikami eksperymentalnymi. Wykazano również, że obserwowane wzrosty są związane ze wzrostem energii pojedynczych elektronów przyspieszanych w wyniku oddziaływania z polami elektrycznymi, które są częścią pól elektromagnetycznych generowanych przez cewki i występują głównie w obszarach blisko przewodów tworzących cewki. W szczególności w widmach energii HE dla przypadków z cewkami widoczne jest powstawanie długich, wysokoenergetycznych ogonów. Ogony te nie są widoczne w wynikach eksperymentalnych ze względu na ograniczenia pomiarowe zastosowanych detektorów

Przedstawione badania eksperymentalne i teoretyczne dotyczące samowystarczalnego generatora laserowego dla silnego poprzecznego pola magnetycznego dostarczają nowych wyników istotnych dla badań ICF. Zrealizowane badania z innowacyjnymi tarczami cewkowo-dyskowymi (DCT-DC), składające się z dysku Cu sprzężonego z systemem dwóch cewek, pokazały możliwość prowadzenia badań namagnesowanych strumieni plazmy ablacyjnej kreowanej w obecności poprzecznej geometrii pola magnetycznego w stosunku do kierunku wiązki laserowej. Zgodnie z ideą implozji magnetycznej taka geometria jest najbardziej odpowiednia, aby poznać wpływ poprzecznego pola magnetycznego na parametry emisji HE i jonów z plazmy ablacyjnej i sformułować wnioski odnośnie do procesu kompresji namagnesowanego rdzenia tarczy termojądrowej. Dedykowany układ pomiarowy składający się z diagnostyk elektronowych i jonowych oraz pomiarami prądu w układzie cewek za pomocą sond prądowych pozwolił uzyskać istotne informacje o wpływie poprzecznego pola magnetycznego na kątowe rozkłady energii i temperatury HE i jonów przy oświetleniu 1ω i 3ω tarcz DCT-DC o różnej konstrukcji. Kompleksowa diagnostyka obejmowała dwuwymiarowe i jednowymiarowe obrazowanie czasoprzestrzenne emisji linii Cu $K\alpha$, a do pomiaru rozkładu kąтового widm energii HE wykorzystano wielokanałowy spektrometr elektronów magnetycznych. Kolektory jonów, sondy prądowe, spektroskopia rentgenowska i wizualizacja plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego za pomocą 4-kadrowej kamery rentgenowskiej zostały wykorzystane jako dodatkowa diagnostyka. Aby scharakteryzować strumienie plazmy powstające pod wpływem napromieniowania dysków Cu wiązkami laserowymi i określić obszary o gęstości elektronowej odpowiadającej najbardziej prawdopodobnym mechanizmom generacji HE, zdefiniowano je za pomocą 3-kadrowej interferometrii zespolonej. Numeryczne symulacje wyników eksperymentalnych oparte na trójwymiarowym kodzie PIC EPOCH dostarczyły podstawowego wglądu w mechanizmy propagacji HE w poprzecznym polu magnetycznym. Przeprowadzone eksperymenty wykazały, że obecność poprzecznego pola

magnetycznego prowadzi do przestrzennego poszerzenia obszaru emisji HE i wzrostu energii HE, zarówno w kierunku do tyłu, jak i do przodu od tarczy. Podsumowując, przedstawione badania eksperymentalne i teoretyczne dotyczące samowystarczalnego generatora laserowego dla silnego poprzecznego pola magnetycznego dostarczają nowych wyników istotnych dla badań ICF, zarówno dla 1 ω , jak i 3 ω lasera jodowego PALS.

5.2. Materiały o małej gęstości i mikrostrukturze pianki jako droga do wydajnej energetycznie fuzji inercyjnej z bezpośrednim naświetlaniem laserowym. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion ENR-IFE.02.CEA-02: Foams as a Pathway to Energy from high gain direct drive ignition (FoPIFE)*

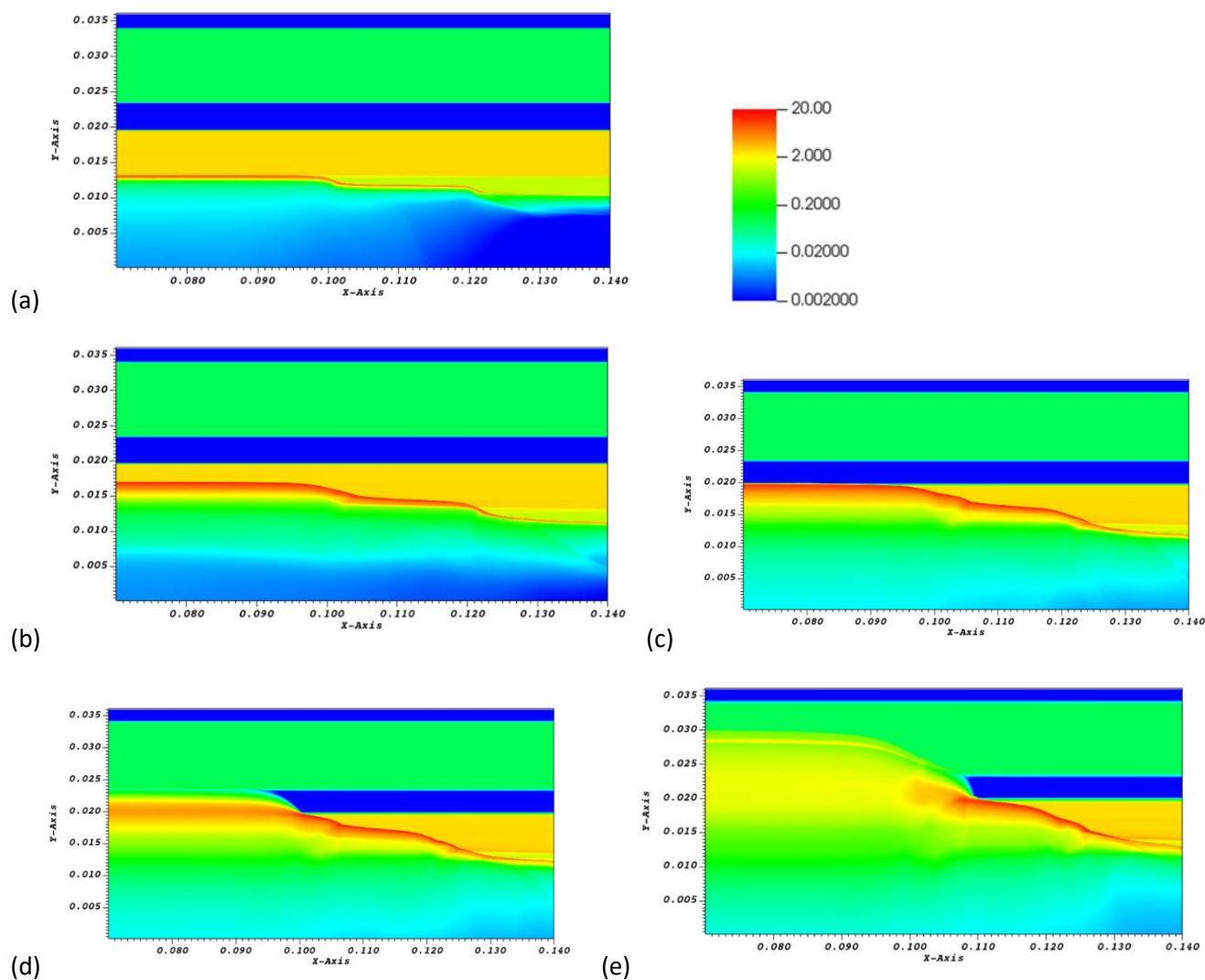
Celem eksperymentu na układzie GEKKO XII w Osace było badanie właściwości tarcz opartych na strukturze aerożelu SiO₂ zwilżonego izopropylem, ale ze względu na trudności techniczne zadowalające dane eksperymentalne udało się zebrać jedynie dla „suchego” aerożelu SiO₂. Zastosowano tarcze złożone z warstwy ablatora CH o grubości 30 μm , warstwy Al o grubości 40 μm , warstwy kwarcu 25 μm oraz ponad 100 μm aerożelu. Aerożel SiO₂ użyty w eksperymencie jest materiałem porowatym o gęstości zaledwie 90 mg/cm³. W eksperymencie zastosowano diagnostykę Velocity Interferometer System for Any Reflector (VISAR) oraz Streak Optical Pyrometry (SOP), przy użyciu których możliwe jest określenie szybkości propagacji fali uderzeniowej w warstwie kontrolnej (kwarc) i w piance oraz określenie temperatury ośrodka. Zastosowanie warunków Rankine’a-Hugoniota na granicy ośrodków pozwala wtedy na określenie wszystkich parametrów fali uderzeniowej w obu ośrodkach i wyznaczenie krzywej Hugoniota dla pianki. Stwierdzono, że uzyskane w ten sposób wyniki dla aerożelu SiO₂ leżą zauważalnie poniżej krzywej przewidywanej przez popularne równanie stanu Quasistatic Equation of State (QEOS) zastosowane do jednorodnego ośrodka SiO₂ o gęstości 90 mg/cm³ (Rys. 5.2.4.a). Okazało się jednak, że w tarczach występowały pustki, objawiające się nieciągłościami sygnałów VISAR i SOP (Rys. 5.2.1).



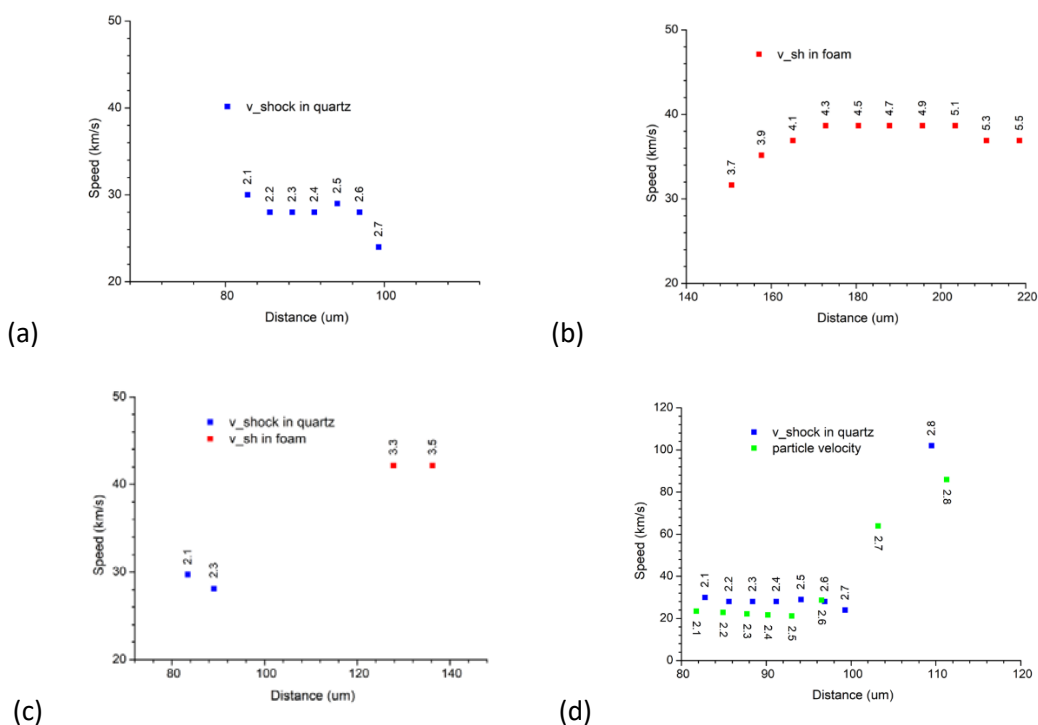
Rys. 5.2.1. Obraz VISAR dla przejścia fali uderzeniowej z kwarcu do aerożelu. Ciemny obszar pośrodku zinterpretowano jako pustkę między warstwami tarczy.

Effekt pustki można uwzględnić przy obróbce danych przez odwołanie się do symulacji radiacyjno-hydrodynamicznych opisujących ewolucję fali uderzeniowej w tarczy z pustką o szerokości wyznaczonej przy użyciu danych z diagnostyki VISAR i SOP. Do obróbki danych użyto kodu 1D Hyades. Zadaniem zespołu IFPiLM było sprawdzenie czy uwzględnienie w symulacji dynamiki 2D nie wpłynie znacząco na analizę. W analizie danych

doświadczalnych istotne było także założenie, że średnia szybkość, z jaką front fali pokonuje pustkę, jest w przybliżeniu dwukrotnością szybkości ośrodka tuż przed dotarciem fali do granicy kwarcu. Wykonano symulacje 2D przy użyciu kodu FLASH, uwzględniając wiązkę o częstotliwości 3ω o średnicy $600\text{ }\mu\text{m}$ i natężeniu 106 TW/cm^2 łącznie z wiązką o częstotliwości 2ω , średnicy $1000\text{ }\mu\text{m}$ i natężeniu 32 TW/cm^2 , taktując aerożel jako ośrodek jednorodny o małej gęstości. Wyniki symulacji przedstawione są na rys. 5.2.2 i 5.2.3.

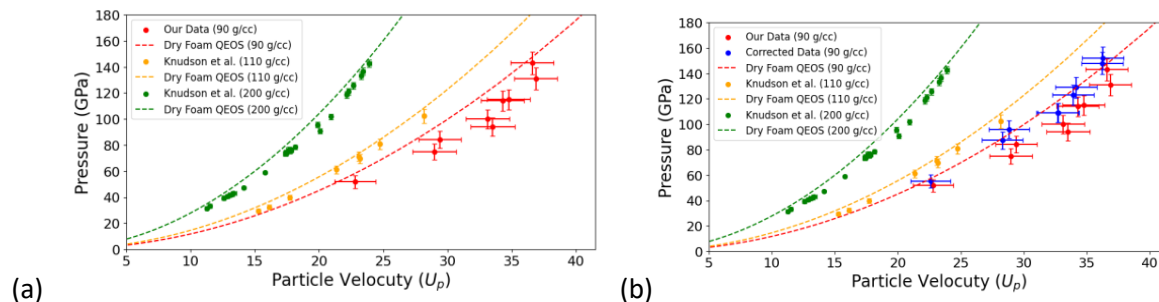


Rys. 5.2.2. Symulacja propagacji fali uderzeniowej: a) $t = 0$, b) $t = 0.70\text{ ns}$, c) $t = 1.70\text{ ns}$, d) $t = 2.65\text{ ns}$, e) $t = 3.30\text{ ns}$, f) $t = 5.00\text{ ns}$.



Rys. 5.2.3. Szybkość fali uderzeniowej w kwarcu (a) i w aerożelu (b), z uwzględnieniem pustki, oraz przy braku pustki (c), oraz szybkość ośrodka w kwarcu (d). Wyniki zgadzają się z wynikami symulacji z kodu 1D Hyades.

Z symulacji 2D wynika, że średnia szybkość frontu fali w pustce to 49 ± 11 km/s, co dobrze się zgadza z dwukrotnością prędkości ośrodka w kwarcu. Uwzględnienie wpływu pustki daje znacznie lepszą zgodność uzyskanych wyników z krzywą wynikającą z równania stanu QEOS (Rys. 5.2.4.b), co jest ciekawym wynikiem fizycznym.

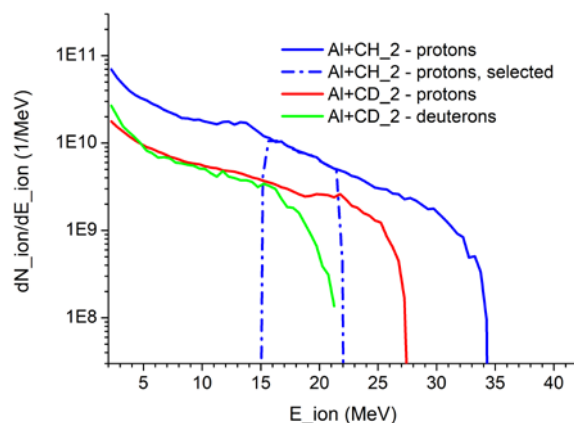


Rys. 5.2.4. Dane doświadczalne dotyczące fali uderzeniowej w aerożelu SiO_2 o różnych gęstościach porównane z krzywą dla jednorodnego SiO_2 , wynikającą z modelu QEOS.

W wyniku badań przeprowadzonych w pierwszej części projektu FoPIFE wskazano, że interesującą z punktu widzenia neutronowych badań materiałowych jest klasa laserów działających na zasadzie optycznego parametrycznego wzmocnienia impulsów świegoczących, pompowanych przy użyciu lasera na ciele stałym pompowanego diodowo. Lasery takie wytwarzają impulsy o długości fali 820 nm, energii rzędu 3 J i czasie trwania 25 fs, przy czym przewiduje się, że w najbliższych latach będą mogły osiągnąć częstotliwość repetycji sięgającą nawet 100 Hz [T. Green et al., The Review of Laser Eng. 49, 107 (2021)], co jest wartością bardzo wysoką. Jak pokazały symulacje przy użyciu kodu kinetycznego EPOCH 2D dla tarczy złożonej z warstwy pianki węglowej od strony naświetlanej laserem, folii Al o grubości 1,5 μm oraz warstwy polietylenu o grubości 0,1 μm na tylnej stronie tarczy, przy założeniu średnicy plamki lasera 3,0 μm uzyskuje się maksymalne energie protonów

rzędu 35 MeV, co z naddatkiem wystarcza do uzyskania neutronów o energiach zbliżonych do energii fuzyjnych. Symulacje Monte Carlo wykonane przy użyciu kodu FLUKA dla produkcji neutronów za pośrednictwem konwertera Be dają wynik $\sim 6,4$ razy 10 do potęgi ósmej neutronów o energii większej niż 2 MeV na jeden strzał. W przypadku dość realistycznej częstości repetycji 50 Hz odpowiada to wydajności rzędu $3,2 \times 10^{10}$ n/s, co jest bardzo obiecującym wynikiem.

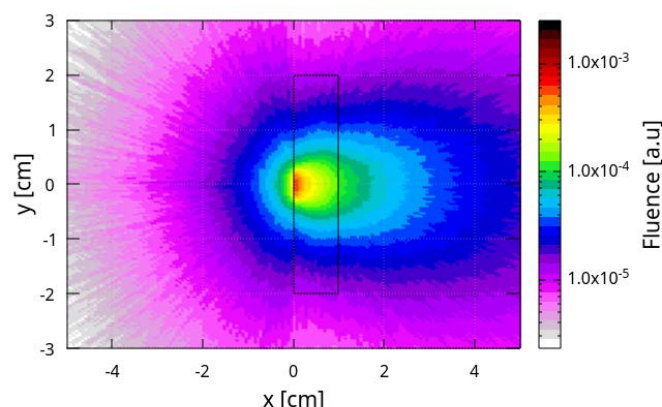
W ramach kontynuacji projektu FoPIFE przeprowadzono symulacje dla kolejnych dwóch wariantów laserowego źródła neutronów. Pierwszy z nich opiera się na wykorzystaniu takiego samego impulsu laserowego o długości fali 820 nm, energii rzędu 3 J i czasie trwania 25 fs. Przyjęto, że wiązka laserowa ma rozkład gaussowski w czasie i przestrzeni ze średnicą plamki lasera na powierzchni tarczy $3,0 \mu\text{m}$, co odpowiada maksymalnemu natężeniu promieniowania w ognisku lasera $1,1 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$. Przyjęto także tarczę w postaci warstwy pianki węglowej o grubości $6 \mu\text{m}$ od strony naświetlanej laserem, folii Al o grubości $1,5 \mu\text{m}$ i warstwy CD₂ o grubości $0,1 \mu\text{m}$ na tylnej stronie tarczy. Przyjęto, że pianka składa się całkowicie z zjonizowanej plazmy węglowej, rozmieszczonej w formie centrów o szerokości połówkowej $\sim 200 \mu\text{m}$ położonych w odległości ok. $1 \mu\text{m}$ od siebie oraz dużo rzadszej plazmy wypełniającej przestrzeń między nimi. Maksymalna gęstość elektronów w centrach jest rzędu połowy gęstości dla węgla w stanie stałym; gęstość średnia jest rzędu 1,4% gęstości stałego węgla. Zastosowanie warstwy deuteryzowanego polietylenu powoduje, że w wiązce przyspieszonych jonów dużą część stanowią deuterony, co zaś pozwala rozszerzyć listę reakcji jądrowych, które mogą być użyte w konwerterze. Niezależnie od folii CD₂ uwzględniono także cienką i całkowicie zjonizowaną warstewkę CH₂ na tylnej powierzchni tarczy, o grubości 15 nm i gęstości 16 razy mniejszej niż gęstość CH₂ w formie stałej, która imituje wpływ węglowodorów występujących w komorze eksperymentalnej i tworzących cienki nalot na tarczy. Uzyskane widma energetyczne deuterionów i protonów przedstawione są na rys. 5.2.6, gdzie są porównane z widmem protonów uzyskanym przy takich samych parametrach lasera dla tarczy pianka+Al+CH₂.



Rys. 5.2.6. Widma protonów (linia czerwona) i deuterionów (linia zielona) przyspieszonych przy użyciu tarczy złożonej z pianki, folii Al i warstwy CD₂. Dla porównania zaznaczone zostały widmo protonów uzyskane dla tarczy z warstwą CH₂ (linia niebieska) oraz protony z energiami ograniczonymi do przedziału 15–22 MeV (linia niebieska przerywana).

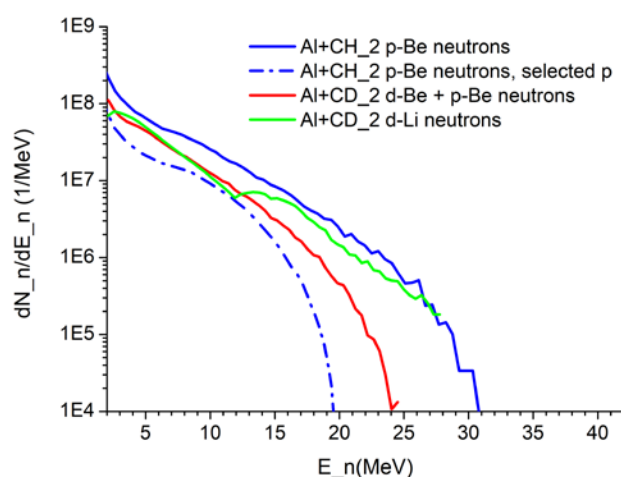
W celu oszacowania liczby neutronów możliwych do wyprodukowania przy jednym strzale w takim układzie przeprowadzono symulacje Monte Carlo przy użyciu kodu FLUKA dla układu z konwerterem przedstawionego na Rys. 5.2.5. Przyjęto, że konwerter jest płytką ⁹Be o grubości 10 mm, umieszczoną w odległości 20 mm od ogniska lasera w linii biegu wiązki lasera. W przypadku płytki Be neutrony są wytwarzane zarówno przez

padające protony, jak i deuterony. Przyjęto, że rozkład wiązki jonów jest gaussowski, z kątem połówkowym rozlotu 8° . Rozkład fluencji neutronów wytworzonych w reakcji ${}^9\text{Be}(d,xn)$ przedstawiony jest na Rys. 5.2.7.



Rys. 5.2.7. Rozkład fluencji dla neutronów powstających w wyniku oddziaływania deuteronów o widmie przedstawionym na Rys. 5.2.6 z konwerterem Be.

Jak widać, rozkład neutronów wykazuje pewną asymetrię przód-tył, co wynika z kinematyki reakcji. Sumaryczne widmo energetyczne neutronów wyworzonych na płytce Be przez protony i deuterony przedstawione jest na rys. 5.2.8.

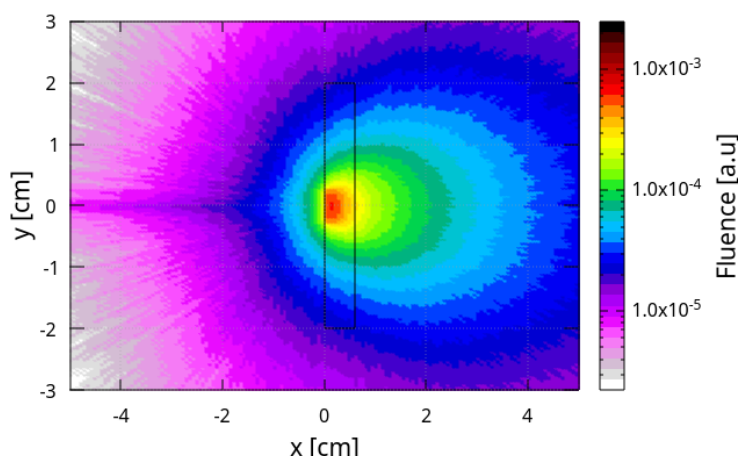


Rys. 5.2.8. Widma neutronów wytworzonych przez wiązki protonów i deuteronów z widmami przedstawionymi na Rys. 5.2.6: linia czerwona - deuterony i protony z tarczy zawierającej CD₂, na konwerterze Be; linia zielona - deuterony na konwerterze ${}^7\text{Li}$; linia niebieska - protony z tarczy zawierającej CH₂, na konwerterze Be; linia przerywana - neutrony z protonów o energiach ograniczonych do przedziału 15-22 MeV.

Jak widać, tarcza laserowa zawierająca warstwę 0,1 nm CD₂ w połączeniu z konwerterem Be jest mniej efektywnym źródłem neutronów niż tarcza z taką samą warstwą CH₂. Odzwierciedla to całkowita liczba neutronów o energiach powyżej 2 MeV, która w tym przypadku wynosi $3,6 \times 10^8$ neutronów, a więc mniejsza niż w przypadku tarczy z warstwą CH₂.

W przypadku tarczy z folią CD₂ interesujący jest także konwerter w postaci płytki ${}^7\text{Li}$. W tym przypadku neutrony powstają jedynie w wyniku oddziaływania z deuteronami, co, jednak ciekawe, jest reakcją egzotermiczną. Uwzględniając głębokość wnikania deuteronów w płytkę ${}^7\text{Li}$, przyjęto grubość płytki konwertera 6 mm jako

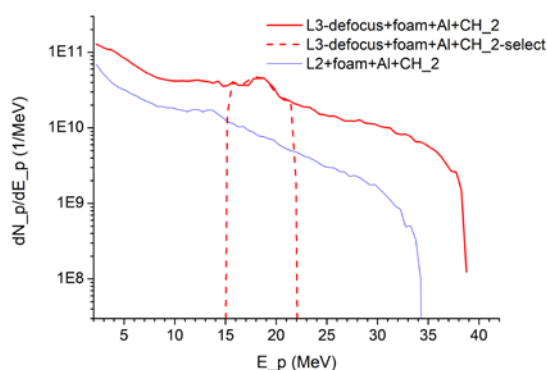
wystarczającą do zatrzymania wszystkich deuteronów zdolnych wytworzyć szybkie neutrony. Rozkład fluencji dla tej reakcji przedstawiony jest na Rys. 5.2.9.



Rys. 5.2.9. Rozkład fluencji dla produkcji neutronów dla wiązki deuteronów z widmem przedstawionym na Rys. 5.2.6, przy użyciu konwertera ${}^7\text{Li}$.

Jak widać, produkcja neutronów w tej reakcji charakteryzuje się jeszcze większą asymetrią przód-tył, co może mieć znaczenie praktyczne. Widmo energetyczne neutronów wytworzonych w tej konfiguracji przedstawione jest na rys. 5.2.8 – leży ono nieco poniżej widma dla tarczy piankowej z folią CH_2 . Całkowita liczba wyprodukowanych neutronów o energiach powyżej 2 MeV to 3.9×10^8 , czyli jest nieznacznie wyższa niż w przypadku konwertera Be. Przy częstotliwości repetycji 50 Hz odpowiada to wydajności 2.0×10^{10} n/s.

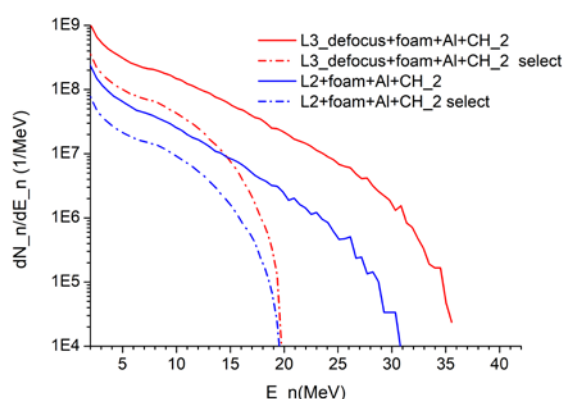
Jak widać w powyższych przykładach, energia impulsu lasera fs rzędu 3 J wystarcza do wytworzenia znaczącej populacji neutronów o energiach zbliżonych do 14 MeV. Przewiduje się jednak, że w najbliższym czasie wejdą do użytku lasery o czasie trwania impulsu ~ 25 fs, jednak o dużo większej energii impulsu – np. 30 J – i nieco mniejszej, ale wciąż dużej częstotliwości repetycji, np. 10 Hz. Powstaje pytanie, czy większą energię impulsu da się przekształcić w większą liczbę neutronów o energiach okołofuzyjnych. Jednym ze sposobów może być zastosowanie nieco rozogniskowanej wiązki. W ten sposób nie zwiększa się zbytnio natężenia wiązki laserowej, a więc maksymalne energie jonów nie zwiększają się zbytnio – bo już były wystarczająco duże przy niższej energii impulsu laserowego – natomiast pojawia się możliwość znacznego zwiększenia liczby napędzanych jonów. Dla zbadania tej opcji przeprowadzono symulacje particle-in-cell dla impulsu laserowego o energii 30 J, czasie trwania 25 fs i plamce na tarczy o średnicy 18 mm, co daje natężenie wiązki 3.05×10^{20} W/cm², z użyciem tarczy w postaci warstwy pianki, folii Al i warstwy CH_2 dyskutowanej już wcześniej. Widmo protonów uzyskane w tej konfiguracji przedstawione jest na Rys. 5.2.10.



Rys. 5.2.10. Widmo protonów z oddziaływania lasera z energią impulsu 30 J z tarczą zawierającą piankę, folię Al i warstwę CH_2 (linia czerwona), porównane z widmem uzyskanym przy użyciu lasera

3 J. Zaznaczone zostało także widmo wyselekcjonowanych protonów z energiami między 15 a 20 MeV.

Jak widać, oprócz nieznacznego wzrostu maksymalnej energii protonów znacząco zwiększyła się ich liczba. Całkowita liczba protonów o energiach powyżej 2 MeV wzrosła do 1.1×10^{12} , czyli blisko trzykrotnie w stosunku do przypadku impulsu laserowego 3 J. Widmo neutronów odpowiadające temu wariantowi – przy założeniu konwertera Be – jest przedstawione na Rys. 5.2.11. Całkowita liczba neutronów o energii większej niż 2 MeV dla tego widma to 3.3×10^9 na strzał, co przy założonej częstotliwości repetycji 10 Hz daje wydajność źródła 3.3×10^{10} n/s. Jest to więc wynik bardzo zbliżony do wyniku neutronowego możliwego do uzyskania z impulsem laserowym 3 J, ale przy 5 razy większej częstotliwości repetycji. Biorąc pod uwagę ograniczenia techniczne konstrukcji tarcz laserowych, częstotliwość repetycji 10 Hz może być dużo łatwiejsza do uzyskania niż 50 Hz.



Rys. 5.2.11. Widmo neutronów uzyskanych przy użyciu lasera 30 J i konwertera Be (linia czerwona), porównane z widmem uzyskanym przy użyciu lasera 3 J (linia niebieska). Dla porównania pokazane są odpowiednie widma neutronów uzyskane w przypadku ograniczenia widma protonów do przedziału 15–22 MeV.

Uzyskane widma neutronowe są dość szerokie, z punktu widzenia badań materiałowych korzystne byłoby zawężenie ich do wartości okołofuzyjnych. Jednym ze sposobów może być ograniczenie energii protonów używanych do produkcji neutronów przez zastosowanie selekcji energii do jakiegoś pasma, np. 15–22 MeV, jak to jest zilustrowane na rys. 5.2.6 i 5.2.10. Odpowiadające tym wąskim widmom rozkłady neutronów są przedstawione na rys. 5.2.8 i 5.2.11. Mimo wąskiego zakresu energii protonów rozkłady neutronów są szerokie i rosnące wraz z malejącą energią. To pokazuje, że w procesie produkcji neutronów dużą rolę odgrywają reakcje wtórne, w których neutrony są wytwarzane przez protony będące już uczestnikami co najmniej jednej reakcji. W przypadku lasera 30 J scałkowanie widma daje 9.5×10^8 neutronów > 2 MeV na strzał – czyli różnica w stosunku do pełnego spektrum nie jest bardzo duża – przy maksymalnej energii neutronu 20 MeV. W przypadku lasera z impulsem 3 J otrzymujemy 2.0×10^8 neutronów > 2 MeV na strzał, z widmem o podobnym kształcie. Uzyskane wyniki pokazują, że laserowe źródła neutronów wykorzystujące lasery femtosekundowe i tarcze zawierające warstwę pianki mają właściwości interesujące z punktu widzenia badań nad wpływem intensywnego strumienia neutronów na mikrouszkodzenia i aktywację materiałów przeznaczonych do użycia w dużych urządzeniach fuzyjnych. Opisane tu symulacje były wykonane w przybliżeniu 2D, w którym energie przyspieszonych jonów nie zawsze są dobrze odzwierciedlone; interesującym zagadnieniem byłoby potwierdzenie tych wyników w symulacjach 3D.

W celu zbadania różnych mechanizmów akceleracji jonów zastosowano kilka typów tarcz. Metaliczne folie tytanowe o grubości 10 μm wykorzystano jako materiał referencyjny. Dodatkowo użyto pianki węglowej charakteryzującej się podkrytyczną gęstością, wyprodukowanej przez niezależnych producentów (HB11, ENN, Xi'An Jiaotong University). Pianki charakteryzowały się gęstościami zmieniającymi się w zakresie od 2 do 10 mg/cm^3 oraz grubościami od 0,5 do 2 mm. Trzeci typ tarcz uzyskano poprzez umieszczenie pianki w

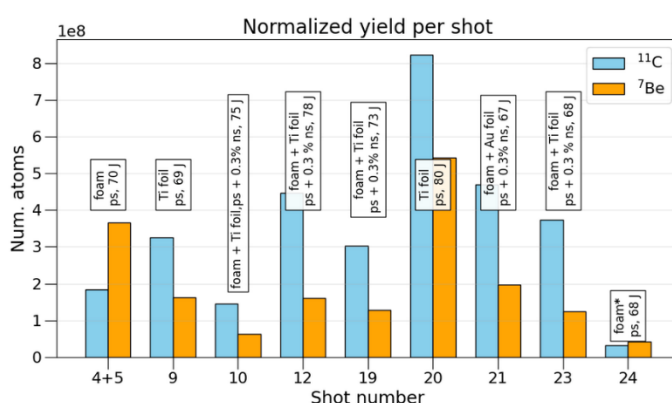
bezpośrednim kontakcie z przednią powierzchnią metalicznej folii (bez osadzania, jedynie poprzez dociśnięcie), w celu zwiększenia generacji gorących elektronów oraz wzmocnienia następującego po niej procesu TNSA. Eksperyment przeprowadzony został przy wykorzystaniu schematu pitcher-catcher, gdzie za tarczą pierwotną (pitcher), wzdłuż jej normalnej, umieszczono wtórną tarczę aktywacyjną (catcher) wykonaną z azotku boru (BN) o grubości 5 mm, w odległościach od 22 do 100 mm, służącą do wychwytywania przyspieszonych protonów. Po każdym strzale emisję promieniowania gamma z aktywowanych tarcz typu catcher mierzono za pomocą dwóch detektorów germanowych o wysokiej czułości, chłodzonych ciekłym azotem. Oba detektory zostały skalibrowane pod względem energii, wydajności, rozdzielczości oraz dokładności pozycjonowania próbki, aby umożliwić właściwe porównanie uzyskanych wyników.

Analiza danych eksperymentalnych potwierdziła emisję linii gamma pochodzących z reakcji $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ i $^{10}\text{B}(p,\alpha)^7\text{Be}$. Próg energii protonów dla produkcji ^7Be wynosi około 300 keV, reakcja $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ zachodzi przy 3 MeV, a reakcja $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ — przy 5 MeV. Fakt ten pozwolił na porównanie dwóch zakresów energii protonów: powyżej 300 keV oraz powyżej 3 MeV. Korzystając z prawa rozpadu promieniotwórczego, ekstrapolowano liczbę atomów ^{11}C i ^7Be wytworzonych wewnątrz tarczy BN (catcher).

Na podstawie pomiarów wykonanych przy pomocy zestawu folii radiochromowych wyraźnie zaobserwowano następującą tendencję dla danych parametrów lasera: tarcze zawierające wyłącznie pianki generowały najniższe maksymalne energie protonów, sięgające do 14 MeV; folie prowadziły do uzyskania około 27 MeV protonów; natomiast tarcze, których konstrukcja łączyła materiały pianka–folia, wytwarzały protony o maksymalnych energiach przekraczających 33 MeV.

Widma promieniowania gamma z próbek BN wykazały produkcję ^7Be i ^{11}C dla większości strzałów (Rys. 5.2.12). Największą wydajność zarówno atomów ^7Be , jak i ^{11}C po normalizacji zaobserwowano przy użyciu tarczy foliowej przy energii lasera 80 J.

Druga co do wielkości produkcja ^7Be została zmierzona dla tarczy z pianki o gęstości 2 mg/cm³ i grubości 500 µm. Jednocześnie ta konkretna próbka wykazała umiarkowaną liczbę atomów ^{11}C , odpowiadającą energiom protonów powyżej 3 MeV. Jest to zgodne z ogólnym kształtem widma protonów oczekiwanym dla tarczy z pianki o niskiej gęstości.



Rys. 5.2.12. Znormalizowana liczba protonów wytworzonych podczas przeprowadzonego eksperymentu dla wybranych strzałów.

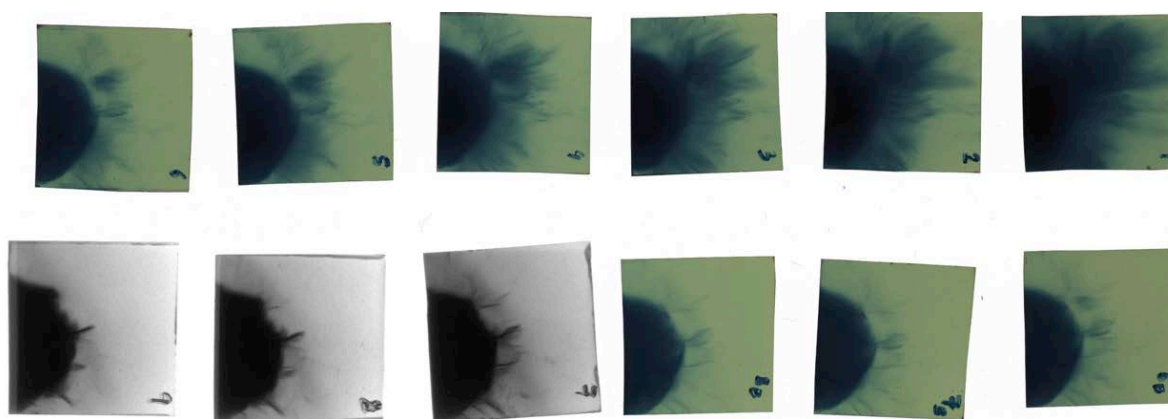
Otrzymane wyniki potwierdzają, że tarcze z pianki wytwarzają większą liczbę protonów o niskich energiach oraz charakteryzują się niższą graniczną energią protonów w porównaniu z foliami. Połączenie obu typów tarcz prowadzi do zachowania obu tych cech: dużej liczby protonów niskoenergetycznych oraz wysokiej maksymalnej energii protonów. Ponadto umieszczenie tarczy z pianki na tarczy foliowej wydaje się zwiększać graniczną energię protonów, lecz tylko w warunkach laserowych, w których wykorzystywany jest tzw. przedimpuls, który posiada 0,3% całkowitej energii. Natomiast zarówno tarcze z samej pianki, jak i tarcze typu pianka + folia wykazują znacznie niższą energię progową oraz ogólną liczbę protonów, gdy energia przedimpulsu zostaje

zwiększona do 3% energii całkowitej. Sugeruje to, że wstępna jonizacja tarczy odgrywa w badanym procesie istotną rolę.

W ramach tego samego zadania przeprowadzony został również eksperyment na GEKKO w Japonii. Wiązki laserów LFEX skupione były na tarczach o różnym składzie i gęstości pianek (w zakresie od 3 do 16 mg/cm³). Emisja protonów mierzona była za pomocą spektrometru Thomsona i detektorów RCF, natomiast generowane cząstki α były mierzone za pomocą detektorów CR-39. Dla porównania wykonywano strzały na plastikowych foliach o grubości 6 μ m (stosowanych w kilku tarczach jako podpora dla pianek).

Uzyskano bardzo interesujące wyniki dotyczące emisji protonów, w szczególności przy zastosowaniu folii o grubości 6 μ m oraz pianek o podkrytycznej gęstości (Rys. 5.2.13). W przypadku folii o grubości 6 μ m zaobserwowano odejście od typowego kształtu widm protonów przyspieszanych w mechanizmie TNSA.

Dla pianek o gęstości podkrytycznej uzyskano bardzo silną emisję skolimowanych protonów o niskich energiach (optymalnych do generacji cząstek α w reakcjach syntezy jądrowej wodór–bor).



Rys. 5.2.13. Wyniki pomiarów uzyskanych przy pomocy zestawu folii radiochromowej pokazujące skolimowaną wiązkę protonów dla pianki o gęstości podkrytycznej (3 mg/cm³).

Rozwiązanie problemu technologicznego

1.1 Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X). *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPW7X: Exploitation of Wendelstein 7-X*

Po zakończeniu kampanii OP2.3 zrealizowano zaplanowane działania przygotowawcze związane z modernizacją całej diagnostyki PHA. W pierwszym etapie przeprowadzono szczegółową analizę dostępnych na rynku cyfrowych analizatorów amplitud, której celem było rozpoznanie możliwości technicznych oraz wybór rozwiązań spełniających wymagania stawiane przez warunki eksperymentalne W7-X. Analiza ta stanowiła podstawę do dalszych prac koncepcyjnych nad unowocześnieniem systemu akwizycji danych.

Równolegle opracowano projekt kompleksowej modernizacji diagnostyki PHA. Projekt ten obejmował m.in. koncepcję przebudowy układu pneumatycznego, założenia nowego systemu filtrów berylowych oraz modernizację systemu wyzwalania akwizycji danych, z uwzględnieniem wymagań dotyczących pracy przy wysokich częstościach zliczeń i krótkich przedziałach czasowych akwizycji. Działania te zostały wykonane w sposób umożliwiający dalsze użytkowanie diagnostyki oraz przygotowanie gruntu pod przyszłe prace sprzętowe. W ramach realizacji tych zadań wykonano również prace testowe i rozwojowe na replikowym stanowisku diagnostycznym, co pozwoliło na weryfikację założeń projektowych oraz rozwój i testowanie oprogramowania przeznaczonego do obsługi nowego analizatora bez ingerencji w działanie systemu zainstalowanego na W7-X. Na obecnym etapie nie podjęto jeszcze ostatecznej decyzji dotyczącej wdrożenia konkretnego rozwiązania

sprzętowego. Decyzja ta podjęta zostanie w 2026 roku, po zakończeniu pełnej analizy wyników przeprowadzonych testów i dostępnych opcji technicznych.

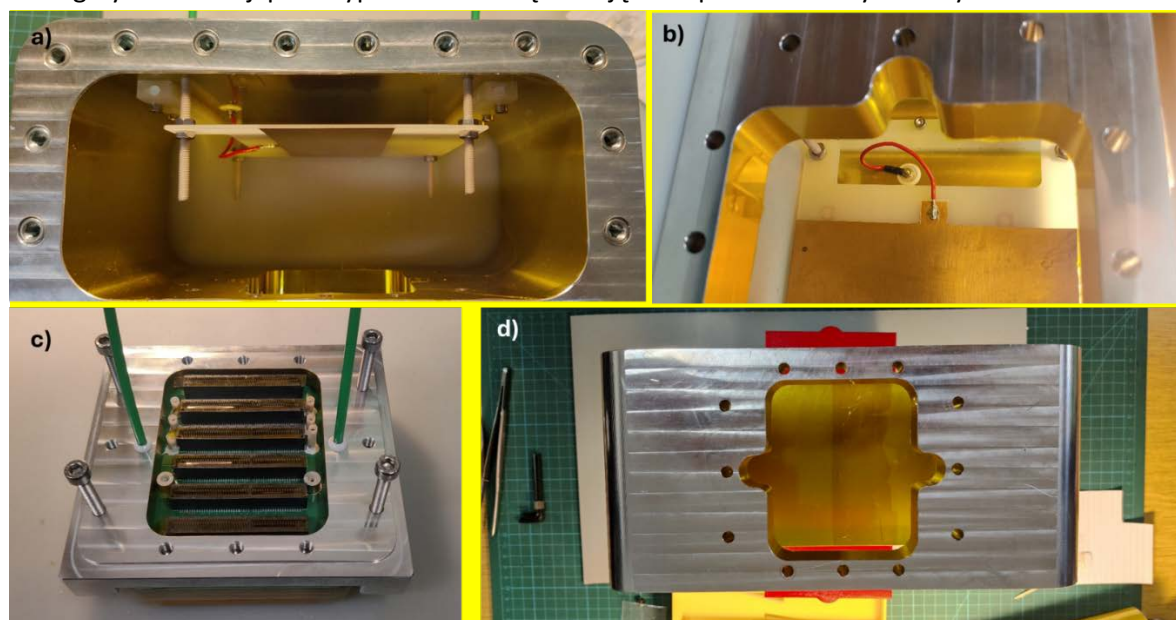
1.2 Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPDC: Diagnostics and Control*

Integracja mechaniczna i połączenia wysokiego napięcia

Szereg krytycznych awarii inżynierskich zidentyfikowanych we wczesnych prototypach został rozwiązany poprzez kompleksowe przeprojektowanie w Fazie 2. Główne rozwiązania technologiczne obejmowały:

- **Zespół kołnierza:** Przeprojektowanie interfejsu montażowego w celu zapewnienia szczelności gazowej i poprawnego osiowania, eliminując wcześniejsze awarie związane z rozszczelnieniem.
- **Regulowana katoda:** Wdrożenie elastycznej konfiguracji odległości katody, umożliwiającej dostrajanie operacyjne, zastępując sztywne konstrukcje ograniczające adaptacyjność eksperymentalną.
- **Połączenia WN:** Opracowanie solidnego, modułowego systemu połączeń wysokiego napięcia, zastępującego sztywne złącza podatne na pęknięcia naprężeniowe podczas montażu.
- **Integracja stosu GEM:** Wprowadzono uproszczony projekt "zespołu adaptera", aby precyzyjnie wyrównać folie GEM z płytą odczytu, redukując ryzyko przebicia elektrycznego spowodowanego niejednorodnością pola.

Szczegóły konstrukcji prototypu widoczne są na zdjęciach przedstawionych na rysunku 1.2.3



Rys. 1.2.3 Wnętrze prototypowej komory detektora, ukazujące katodę detektora i folię izolacyjną z kaptonu na ścianach b) Podłączenie wysokiego napięcia katody detektora: czerwony kabel przylutowany do płytki miedzianej c) Zewnętrzna część prototypowej komory detektora d) Zdjęcie zewnętrznej części prototypowej komory detektora, pokazujące położenie płytki montażowej detektora.

Dobór materiałów i integralność strukturalna

Projekt przewyższył istotne wyzwania inżynierii materiałowej związane z przetrwaniem okien diagnostycznych i aktywacją materiałową. Cienkie okna diagnostyczne, niezbędne do transmisji miękkiego promieniowania rentgenowskiego, były początkowo podatne na deformacje i katastrofalne awarie pod wpływem różnicy ciśnień. Rozwiązanie obejmowało inżynierię wzmocnionych struktur wsporczych wykorzystujących geometrię siatki heksagonalnej, co zmaksymalizowało współczynniki bezpieczeństwa przy zachowaniu transparentności. Dodatkowo, analiza aktywacji neutronowej (NAA) wymusiła wykluczenie berylu ze względu na kwestie obsługi i toksyczności. Rozwiązanie technologiczne polegało na zastąpieniu berylu alternatywnymi materiałami o niskiej liczbie atomowej Z i kompozytami (takimi jak B_4C i tytan) w oknach i elementach konstrukcyjnych, zapewniając

zgodność urządzenia z wymogami zdalnej obsługi (Remote Handling) i utylizacji odpadów po zakończeniu eksploatacji.

Inżynieria niezawodności i odporność elektroniki w projekcie LAR

Główną przeszkodą technologiczną była "podatność FPGA" w elektronice odczytu. Standardowe komercyjne układy FPGA używane do odczytu GEM ulegają awarii w ciągu kilku dni w warunkach strumieni neutronów DEMO. Rozwiązaniem technologicznym był strategiczny zwrot w kierunku niskonapięciowych komór jonizacyjnych (LVIC) dla podstawowej diagnostyki sterowania. Technologia LVIC wykorzystuje prostą elektronikę analogową, która jest z natury odporna na błędy logiczne nękające systemy cyfrowe. Analiza potwierdziła, że podczas gdy mitygacja FPGA (TMR, scrubbing) mogłaby wydłużyć żywotność systemu cyfrowego do ok. 4 lat, systemy LVIC oferują żywotność operacyjną przekraczającą 10 lat bez konserwacji. Ten wybór technologiczny dostosowuje sprzęt diagnostyczny do 6-letniego cyklu ciągłej pracy, wymaganego przez cele dostępności elektrowni DEMO.

1.3 Rozwój diagnostyk do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych. *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPPWiE: Plasma Wall Interaction and Exhaust i WPSAE: Safety and Environmen*

Wyzwanie technologiczne obejmowało zarządzanie i przetwarzanie zbiorów danych eksperymentalnych przekraczających 25 GB w surowym formacie CSV z eksperymentów przygotowawczych VTT, przy znacznie większych objętościach przewidywanych w operacjach JET. Konwencjonalne formaty plików i sekwencyjne metody przetwarzania okazały się niewystarczające do efektywnej obsługi i analizy danych.

Wdrożone rozwiązanie wykorzystywało hierarchiczny format danych w wersji 5 (HDF5), otwartoźródłowy format charakteryzujący się organizacją podobną do systemu plików (grupy i zbiory danych), bogatym wsparciem metadanych, możliwościami kompresji i efektywnym wycinaniem danych. Ta zmiana zredukowała wymagania przechowywania danych eksperymentalnych VTT o około 60% (z 25 GB do 10 GB), jednocześnie przyspieszając operacje wejścia/wyjścia o czynnik 3 do 5.

Dodatkowo opracowano skrypty oparte na Pythonie wykorzystujące wieloprocesowość, umożliwiające niezależne od systemu operacyjnego wsadowe przetwarzanie danych. Skrypty te automatyzowały parsowanie złożonych struktur katalogów i nazw plików w celu ekstrakcji metadanych obejmujących lokalizację próbki, identyfikację sektora i numery sekwencji impulsów. Implementacja zawierała logikę warunkową do obsługi wyjątków w konwencjach nazewnictwa, zapewniając solidne przygotowanie metadanych w różnorodnych konfiguracjach eksperymentalnych.

W ramach projektu SAE ocenione zostały możliwości współczesnych diagnostyk opartych na szybkich kamerach, które w ramach projektu posłużyły do eksperymentalnego badania wytwarzanego laserem pyłu. Badania potwierdziły użyteczność tych diagnostyk zwłaszcza w długiej perspektywie czasowej.

2.4 Neutronowe analizy numeryczne dla komponentów urządzenia DEMO. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSAE: Safety and Environment*

Aby sprostać wyzwaniom związanym z intensywnym polem neutronowym w porcie równikowym DEMO, przeprowadzono kompleksową analizę aktywacji neutronami oraz ciepła rozpadu komponentów anteny EC z wykorzystaniem zintegrowanego modelu 3D MCNP z projektu z 2023 roku. Wykazano spełnienie kryteriów bezpieczeństwa radiologicznego i limitów ILW.

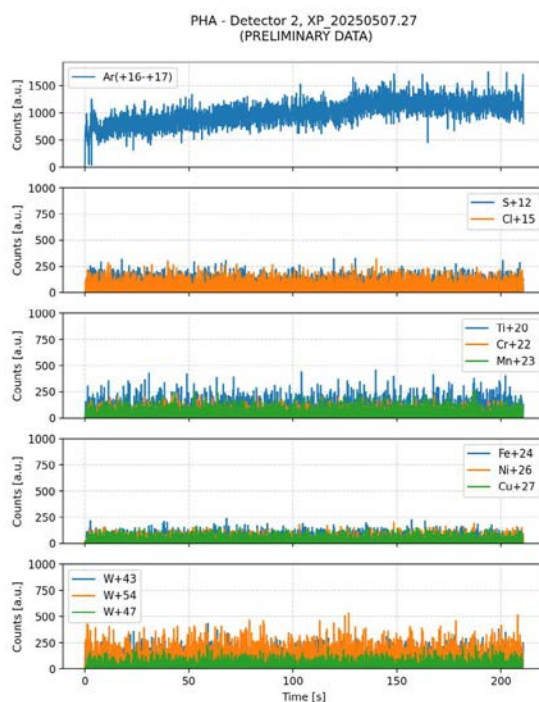
Rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych

1.1 Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X). *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPW7X: Exploitation of Wendelstein 7-X*

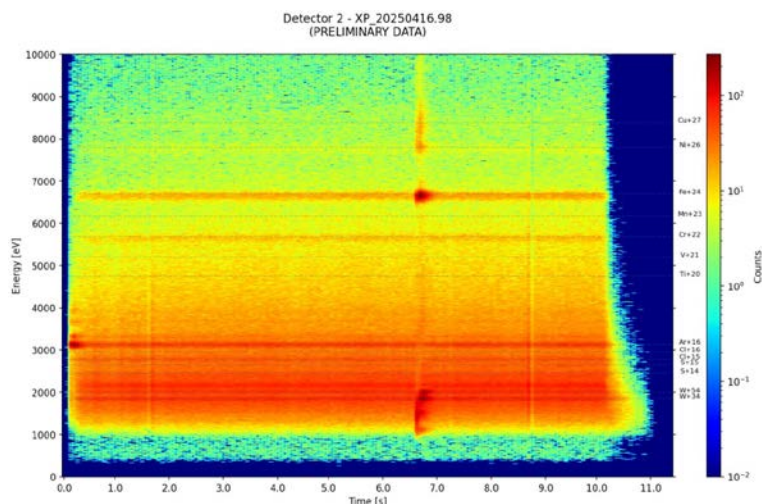
Rozwój oprogramowania dla systemu Pulse Height Analyser

Podczas kampanii eksperymentalnej OP2.3 naukowcy z IFPiLM aktywnie uczestniczyli w realizacji eksperymentów, prowadząc akwizycję danych z wykorzystaniem diagnostyki PHA. Równolegle opracowano dedykowane oprogramowanie umożliwiające szybkie przetwarzanie danych oraz wstępną analizę zawartości zanieczyszczeń w plazmie w trakcie wyładowania (Rys. 1.1.1 i Rys. 1.1.2). Uzyskane w ten sposób wyniki są dostępne bezpośrednio po zakończeniu każdego wyładowania i automatycznie publikowane na dedykowanej stronie logbooka. Rozwiązanie to pozwala na bieżące monitorowanie ewolucji głównych zanieczyszczeń plazmy, takich jak Fe, Ne, Ar oraz W. Bardziej szczegółowe analizy nadal wymagają jednak przeprowadzania symulacji numerycznych widm PHA w odniesieniu do aktualnych parametrów plazmy.

Równolegle zrealizowano prace związane z dostosowaniem istniejącego oprogramowania diagnostyki PHA do nowej architektury akwizycji danych opartej na frameworku GeRI. Wykonane działania obejmowały m.in. modyfikację warstwy komunikacyjnej oraz przygotowanie oprogramowania do współpracy z nowym systemem wyzwalania i przesyłania danych. Prace te były zgodne z założeniami przedstawionymi we wniosku projektowym i zapewniają, że w nadchodzącej kampanii eksperymentalnej OP2.4 system PHA będzie w pełni kompatybilny z obowiązującymi na W7-X standardami akwizycji i archiwizacji danych.



Rys. 1.1.1. Przykładowe przebiegi czasowe sygnałów wybranych jonów zanieczyszczeń zarejestrowanych przez diagnostykę PHA (detektor 2) podczas wyładowania XP 20250507.27. Przedstawiono ewolucję intensywności emisji m.in. Ar, S, Cl, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu oraz jonów wolframu.



Rys. 1.1.2. Dwuwymiarowe widmo energii w funkcji czasu zarejestrowane przez diagnostykę PHA (detektor 2) dla wyładowania XP 20250416.98. Kolormapa przedstawia intensywność zliczeń, umożliwiając identyfikację emisji pochodzącej od różnych jonów zanieczyszczeń oraz ich ewolucję czasową w trakcie wyładowania.

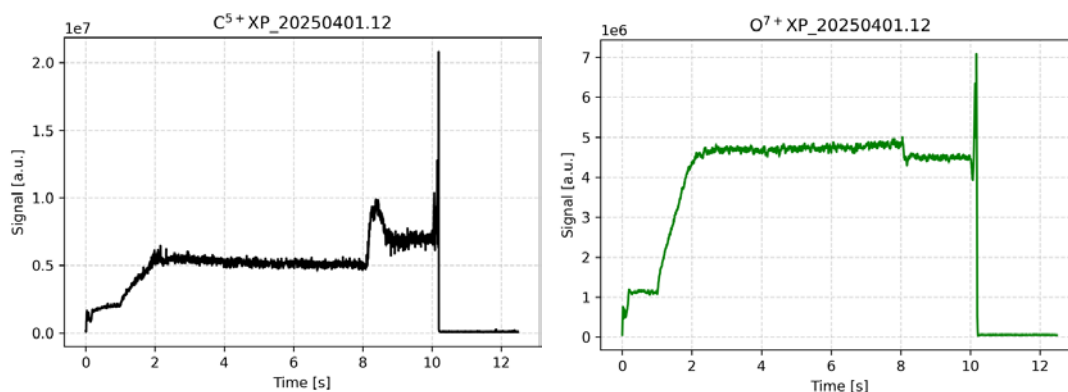
Rozwój oprogramowania dla systemu C/O Monitor

Analogiczne oprogramowanie zostało opracowane również dla systemu C/O monitor, co umożliwia bezpośredni publiczny dostęp do sygnałów jonów C^{5+} i O^{7+} natychmiast po zakończeniu każdego wyładowania. Po zakończeniu eksperymentu wyznaczone przebiegi czasowe sygnałów są automatycznie przesyłane do dedykowanej strony logbooka diagnostycznego, gdzie stają się dostępne dla wszystkich naukowców uczestniczących w kampanii. Przykładowe ewolucje czasowe sygnałów przedstawiono na rysunku Rys. 1.1.3.

Dodatkowo rozwiązano problem akwizycji danych z wykorzystaniem ciągłego trybu pracy systemu („video mode”). Nowa metoda została przetestowana podczas najdłuższych wyładowań eksperymentalnych i umożliwiła nieprzerwaną akwizycję danych przy jednoczesnym strumieniowaniu sygnałów w czasie rzeczywistym. Podejście to otworzyło drogę do pełnej integracji systemu C/O monitor z frameworkiem GeRI. W efekcie podstawowa warstwa akwizycji danych jest obecnie zintegrowana z GeRI, co pozwala na dostarczanie w czasie rzeczywistym informacji o zawartości węgla i tlenu w plazmie w trakcie trwania kampanii eksperymentalnej. Integracja ta stwarza również możliwość dalszego powiązania systemu z infrastrukturą sterowania i monitorowania stellaratora Wendelstein 7-X, w celu odczytu bieżących danych o zanieczyszczeniach oraz prowadzenia zaawansowanych analiz z wykorzystaniem narzędzi numerycznych. Rozwój i pełna integracja tych narzędzi przewidziane są jako kolejne etapy prac.

Równolegle zakończono prace związane z problemami wskazanymi we wcześniejszych planach, dotyczącymi współpracy z firmą Greteyes – producentem zastosowanych kamer CCD. Udało się rozwiązać trudności związane z wykorzystaniem dedykowanego software development kit, co umożliwiło ukończenie prac nad dedykowanym oprogramowaniem do obsługi całego systemu diagnostycznego C/O monitor. Zrealizowano również zadania związane z pełną automatyzacją systemu akwizycji danych, obejmujące przesyłanie danych do archiwum W7-X oraz narzędzia umożliwiające ich późniejszy odczyt i analizę. Opracowane rozwiązania zostały wdrożone i przetestowane bezpośrednio w środowisku eksperymentalnym W7-X.

Na obecnym etapie system C/O monitor jest zautomatyzowany pod względem akwizycji, przetwarzania oraz archiwizacji danych. Dalszych prac wymaga warstwa graficzna przeznaczona do użytkowania systemu w trakcie trwania eksperymentów, w szczególności rozwój intuicyjnego interfejsu graficznego umożliwiającego bieżący podgląd i kontrolę danych diagnostycznych. Zadanie to planowane jest do realizacji w 2026 roku.



Rys. 1.1.3. Przykładowa ewolucja czasowa sygnałów C^{5+} (po lewej) oraz O^{7+} (po prawej) zarejestrowanych przez system C/O monitor i automatycznie opublikowanych na dedykowanej stronie logbooka.

1.2 Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPDC: Diagnostics and Control*

Architektura akwizycji danych oparta na FPGA

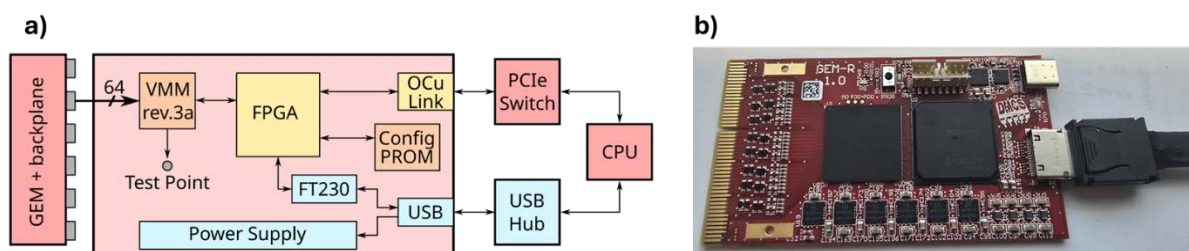
Aby obsłużyć wysokie przepływności danych z macierzy detektorów o 374 pikselach, opracowano skalowalną architekturę oprogramowania i firmware'u wokół układu ASIC VMM3. Rozwiązanie obejmowało wdrożenie systemu odczytu zdolnego do jednoczesnego przetwarzania sygnału w 64 kanałach na moduł. Schemat blokowy oraz fotografia wykonanego urządzenia przedstawione są na rysunku nr 1.2.4. Powiązane narzędzia programistyczne zapewniają elastyczność implementacji algorytmów, w tym kompresji danych i znakowania czasem (timestamping). Firmware został zaprojektowany z możliwością aktualizacji, co pozwala na optymalizację protokołów akwizycji danych bez ingerencji sprzętowej. Ta programowalna architektura rozwiązuje problem starzenia się sprzętu w długim cyklu rozwoju DEMO, umożliwiając ewolucję logiki akwizycji wraz z wymaganiami eksperymentalnymi.

Kompensacja obliczeniowa i rekonstrukcja tomograficzna

W ramach projektu opracowano zaawansowane narzędzia obliczeniowe do kompensacji fizycznych zniekształceń sygnału. Stworzono algorytmy aplikujące korekcje dryfu magnetycznego (wyprowadzone w fazie naukowej), korygujące przypisanie przestrzenne wykrytych fotonów w macierzy rekonstrukcji. Ponadto analiza odporności oprogramowania do rekonstrukcji tomograficznej wykazała, że system zachowuje akceptowalną dokładność (poniżej 6–8% degradacji) nawet przy utracie pojedynczych lub wielu kanałów detektora. Ta odporność programowa jest krytyczna dla utrzymania pętli sterowania plazmą podczas długich kampanii operacyjnych, gdzie konserwacja sprzętu jest niemożliwa.

Algorytmy niezawodności i ocena logiki mitygacji

Programowe strategie mitygacji błędów wywołanych promieniowaniem zostały rygorystycznie ocenione przy użyciu narzędzi modelowania niezawodności. W badaniu modelowano skuteczność potrójnej redundancji modułowej (TMR), scrubbingu konfiguracji oraz kodów korekcji błędów (ECC) w wydłużaniu żywotności FPGA. Ocena obliczeniowa ujawniła, że nawet przy zastosowaniu logiki "pełnej mitygacji" (wykorzystującej >50% zasobów układu na sprawdzanie błędów), średni czas między awariami (MTBF) dla cyfrowych systemów odczytu pozostawał niższy niż interwał konserwacyjny DEMO. Ta analiza, oparta na narzędziach programistycznych, dostarczyła dowodów na to, że sama mitygacja programowa nie jest w stanie skompensować fundamentalnej podatności sprzętowej układów FPGA typu SRAM w środowisku komory portowej, co doprowadziło do rekomendacji rozwiązań analogowych LVIC.



Rys. 1.2.4. a) Schemat blokowy modułu odczytu b) fotografia realizacji 64 kanałowego systemu elektronicznego opartego na układzie VMM ASIC.

1.3 Rozwój diagnostyk do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych. *Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPPWiE: Plasma Wall Interaction and Exhaust i WPSAE: Safety and Environmen*

Wyzwanie programistyczne obejmowało opracowanie kompleksowego potoku wstępnego przetwarzania zdolnego do (1) redukcji wymiarowości spektralnej bez utraty informacji, (2) identyfikacji i filtrowania anomalnych pomiarów oraz (3) optymalizacji hiperparametrów sieci neuronowych dla wielu architektur.

Potok wstępnego przetwarzania implementował trzy sekwencyjne etapy:

Uśrednianie sygnału: losowe próbkowanie kilku tysięcy widm do uśredniania w domenie długości fali, z próbkowaniem stratyfikowanym zapewniającym odpowiednią reprezentację regionów izotopów wodoru (20-30% próbek z początkowych 0-20 impulsów, gdzie sygnały wodoru były najsilniejsze).

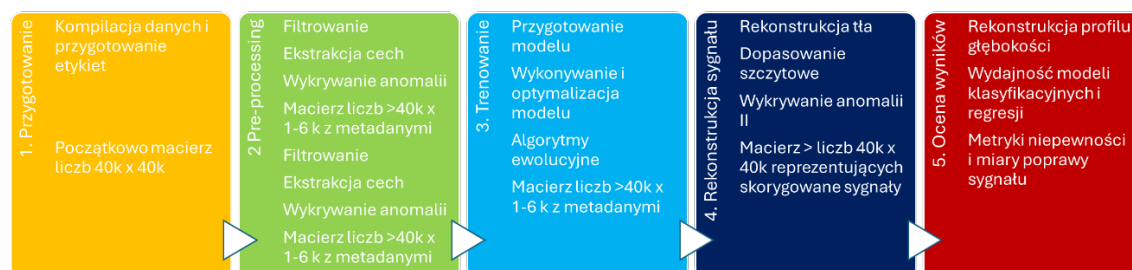
Ekstrakcja pików: Zastosowanie algorytmów wyszukiwania pików z SciPy do identyfikacji okien spektralnych zawierających istotne linie emisyjne, umożliwiając stworzenie masek binarnych zachowujących obszary informacyjne przy odrzucaniu ~95% redundantnych punktów danych.

Detekcja anomalii poziomu 1: Porównanie stosunków intensywności sygnału między zamaskowanymi (istotnymi) a niezmaskowanymi (redundantnymi) regionami spektralnymi, oznaczanie pomiarów z anomalnie wysokimi pikami w regionie redundantnym jako zanieczyszczenie pierwiastkami niespodziewanymi lub wadliwą jakością pomiaru.

Optymalizacja hiperparametrów wykorzystywała wiele komplementarnych podejść, w tym algorytmy ewolucyjne, algorytm optymalizacji niedźwiedzia polarnego (populacyjną technikę heurystyczną) oraz narzędzia automatyczne (Keras Tuner). Proces optymalizacji systematycznie przesunął modele od niedouczenia (zbieżne, ale wysoko błędne krzywe uczenia) przez przeuczenie (rozbieżne krzywe treningu/walidacji) do pożądanego reżimu generalizacji (zbieżne krzywe z niskim błędem).

Wtórny mechanizm detekcji anomalii (poziom 2) został zaimplementowany po rekonstrukcji w celu weryfikacji, czy rozbieżności między oryginalnymi a zrekonstruowanymi widmami pozostają w akceptowalnych progach, zapewniając kontrolę jakości wyników inferencji.

Schemat procesu przetwarzania danych od ich wczytania do analizy i wizualizacji wyników jest przedstawiony na rysunku 1.3.5.



Rys. 1.3.5. Schemat przetwarzania danych.

Badania przeprowadzone w ramach projektu SAE zidentyfikowały bibliotekę OpenCV jako doskonałe narzędzie do przetwarzania sekwencji wideo w celu identyfikacji i charakteryzacji pyłu. Dodatkowo zaproponowano hybrydowe metody sztucznej inteligencji oparte na połączeniu sieci konwolucyjnych i rekurencyjnych.

2.3. Badania rekonstrukcji widma neutronowego. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: JT-60SA Exploitation*

Algorytmy do dekonwolucji oparte na metodach regularyzacji Tichonowa (TR), minimalizacji informacji Fishera (MFI), maksymalizacji entropii (ME) oraz maksymalnej wiarygodności (ML) przystosowane zostały do zastosowania w przypadku analizy widma energetycznego neutronów mierzonego za pomocą systemu aktywacyjnego na tokamaku JT-60SA. Istniejące moduły zostały przyłączone do nowego kodu wczytującego i odpowiednio modyfikującego dane wejściowe do analizy.

2.6. Opracowanie zintegrowanej z systemem IMAS syntetycznej diagnostyki dla radialnej kamery neutronowej ITER *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPrIO: Preparation for ITER Operation*

Algorytmy opracowane w ramach projektu „Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp (akronim: F4E-FPA-327-SG07)” służące do rekonstrukcji rozkładów jednowymiarowych oparte na metodach regularyzacji Tichonowa (TR) oraz minimalizacji informacji Fishera (MFI) zostały użyte do napisania kodu w języku programowania Python umożliwiającego rekonstrukcję profili emisyjności neutronów. Centrum badawcze ENEA zbudowało syntetyczną radialną kamerę neutronową dla tokamaka ITER w IMAS. Syntetyczna diagnostyka zawiera informację na temat położenia kamery, parametrów kolimatorów oraz pomiaru, a także umożliwia wykonanie symulacji pomiaru. Kolejnym krokiem było zaimplementowanie w systemie algorytmu umożliwiającego analizę danych. Rdzeniem implementowanego narzędzia numerycznego jest moduł napisany przez badaczy z ENEA w języku programowania Python. Odpowiada on za pobieranie danych wejściowych potrzebnych do rekonstrukcji oraz modyfikacje niezbędne do ich użycia w obliczeniach. Zespół z IFPiLM przygotował specjalny moduł, w którym wykonywane są wszystkie niezbędne obliczenia wymagane do rozpoczęcia rekonstrukcji. Moduł odpowiada również za wykonywanie rekonstrukcji za pomocą zdefiniowanej metody i produkcję plików wyjściowych z rezultatami. Obliczenia wymagają zapisu equilibrium magnetycznego plazmy w pliku. eqdsk i wczytania go za pomocą specjalistycznej biblioteki PLEQUE. Z pomocą tej biblioteki przygotowywana jest macierz zawierająca współrzędne zdefiniowanej liczby powierzchni magnetycznych. Do każdej powierzchni magnetycznej przypisany jest poloidalny strumień magnetyczny. Liczba rozważanych powierzchni magnetycznych i odpowiadający im strumień definiowane są w kodzie głównym przygotowanym przez ENEA. Moduł napisany przez IFPiLM jest również odpowiedzialny za przygotowanie macierzy geometrii kamery (macierz opisująca geometrię linii patrzenia kamery i wpływ emisji z poszczególnych powierzchni magnetycznych na pomiar). Przygotowany kod dokonuje również normalizacji danych. Jest ona istotna z punktu widzenia optymalizacji parametrów rekonstrukcji. Optymalne współczynniki regularyzacji zmieniają się wraz z poziomem intensywności emisji neutronów. Po normalizacji dla wszystkich przypadków współczynniki powinny zawierać się w jednym zakresie wartości. W module głównym definiuje się, jaka metoda ma zostać użyta do zrekonstruowania profilu. Regularyzacja Tikhonowa może zostać zrealizowana z użyciem pierwszej lub drugiej pochodnej jako macierzy regularyzacji. Zaimplementowanie kodów do rekonstrukcji w IMAS-ie wymagało przygotowania interfejsu w taki sposób, żeby był kompatybilny z dostępnymi wersjami bibliotek języka programowania Python. Dokonano wszystkich niezbędnych modyfikacji, aby kod umożliwiał rekonstrukcję i zapisanie wyników do pliku. Wyniki obliczeń wykonanych w celu sprawdzenia poprawności działania kodów znajdują się na rysunku 2.6.1. Niedoskonałość wyników można poprawić poprzez dalszą optymalizację parametrów rekonstrukcji.

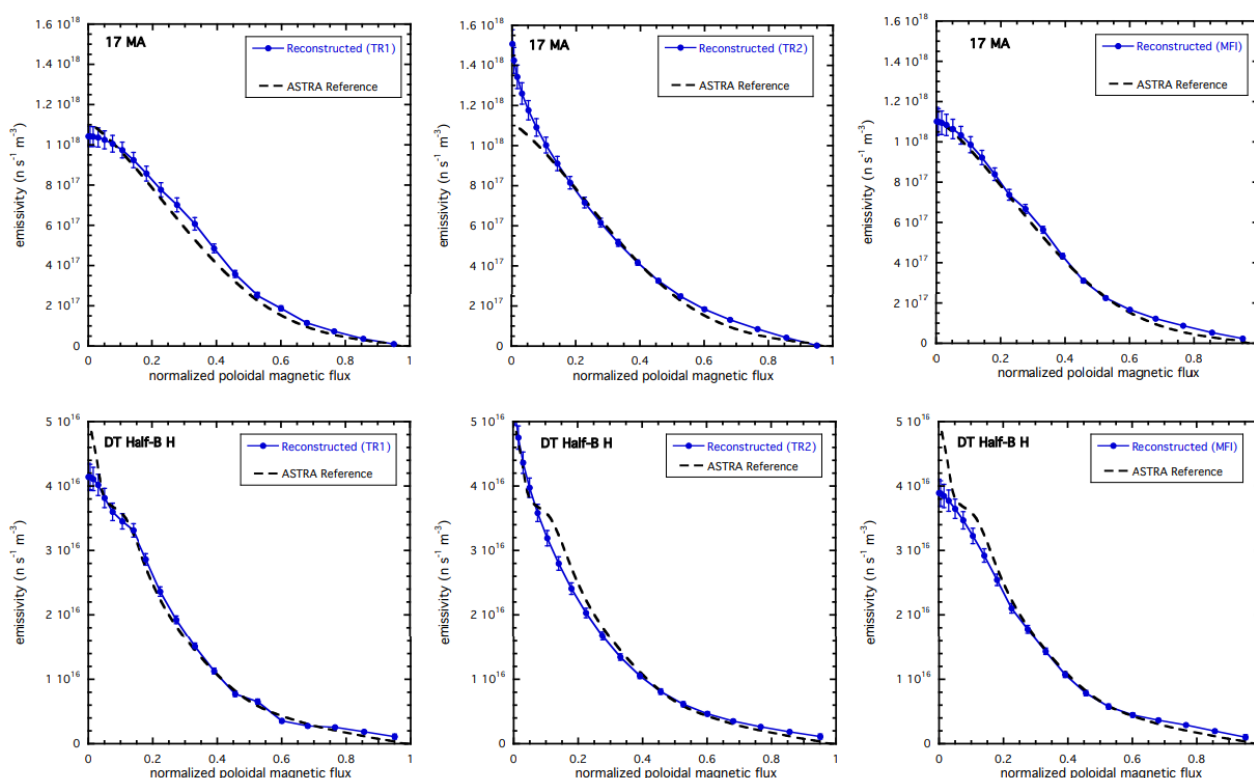
3.1. Badania różnych koncepcji divertora. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPRD: Prospective R&D*

Uaktualniono i zwalidowano model parowania w kodzie rozwijanym w IFPiLM. Kod COREDIV został wykorzystany do przeprowadzenia samo uzgodnionych symulacji plazmy centralnej i brzegowej dla przyszłego tokamaka COMPASS-U z dywertorem ciekło-metalicznym opartym na cynie (Sn). Główne wnioski są następujące:

- Kod COREDIV pomyślnie zasymulował scenariusz Sn LMD w pełni samo uzgodniony.
- Przy wtrysku domieszki cyny utrzymanie pracy w trybie H-mode staje się trudne, gdy grubości warstw Sn i W są małe. Dla kąta $\alpha = 3^\circ$ tryb H-mode jest utrzymywany dla wszystkich analizowanych wartości d_W i d_{Sn} .
- Wybijanie cyny wywołane przez jony deuteru przewyższa samo wybijanie Sn jedynie dla $\alpha < 3^\circ$.
- W scenariuszu #5400 utrzymanie H-mode przy wtrysku Sn staje się trudne, gdy stężenie cyny w rdzeniu przekracza $C_{Sn} > 3,0 \times 10^{-4}$.

Przedstawiono interpretacyjną analizę transportu domieszek w tokamaku ASDEX Upgrade dla modułu z ciekłą cyną działającego w H-mode. Poprzez połączenie diagnostyki eksperymentalnej z zintegrowanym modelowaniem w COREDIV odtworzono zachowanie domieszek w regionach rdzenia i brzegu plazmy. Aby odtworzyć eksperymentalnie obserwowane stężenie W oraz całkowite promieniowanie, wymagany jest silny wewnętrzny pinch domieszek w pobliżu separatrysy i dla $r/a < 0,2$. W konsekwencji, rozkład stanów jonizacji domieszki odbiega od równowagi koronalnej, z maksimum Sn^{39+} w $r/a = 0$. Uzyskano bardzo dobrą zgodność z mierzoną gęstością i temperaturą elektronów.

Opracowano również model parowania galu (Ga) do przyszłych badań dywertorów ciekłometalowych.



Rys. 2.6.1. Wyniki rekonstrukcji profilu emisji neutronów w tokamaku ITER otrzymane na podstawie analizy danych syntetycznych w systemie IMAS.

2.3 Wsparcie kodów do modelowania plazmy tokamakowej w unifikacji ze strukturą IMAS. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPAC: Advanced Computing.*

W roku 2025 działania koncentrowały się na dalszym usprawnieniu i rozszerzeniu adaptacji wybranych kodów obliczeniowych do struktury IMAS. Prace ukierunkowane były na zapewnienie pełnej zgodności danych wejściowych i wyjściowych tych narzędzi z odpowiednimi strukturami IDS (ang. *Interface Data Structure*) oraz na ich włączenie w zunifikowany ekosystem współdzielenia danych EUROfusion. Szczególną uwagę poświęcono opracowaniu i rozwojowi interfejsów programistycznych, które umożliwiają efektywną komunikację pomiędzy wynikami symulacji a bazą danych IMAS, przy jednoczesnym zachowaniu przejrzystości, powtarzalności i możliwości dalszej rozbudowy.

Istotnym elementem realizowanych zadań był rozwój wspólnego interfejsu IMAS dla kodów wykorzystywanych przez grupy TSVV (program EUROfusion, ang. *Theory, Simulations, Verification and Validation*). W ramach integracji narzędzi związanych z modelowaniem plazmy brzegowej kontynuowano prace nad ujednoliceniem obsługi wyjść IMAS dla kodów FELTOR, GBS, GRILLIX oraz SOLEDGE3X. Kontynuowano prace nad narzędziami umożliwiającymi ekstrakcję danych z wyników symulacji i ich zapis w bazie IMAS, początkowo rozwijanymi na potrzeby kodu SOLEDGE3X. W tym roku funkcjonowanie interfejsu zostało rozszerzone na kolejne kody, w tym GRILLIX. Kluczowym osiągnięciem było jednoznaczne rozdzielanie funkcji specyficznych dla poszczególnych kodów od ogólnych mechanizmów inicjalizacji IMAS oraz obsługi transferu danych. Takie podejście umożliwia użytkownikom innych narzędzi przygotowanie własnych procedur dostosowujących dane do wymagań IMAS przy wykorzystaniu wspólnego szkieletu interfejsu.

W celu ułatwienia adaptacji interfejsu przez nowych użytkowników opracowano ulepszoną wersję kodu zawierającą zestawy przykładowych danych. Skrypt ten demonstruje autorom kodów fuzyjnych tryby zapisu i odczytu danych z IMAS, opisuje wymagane formaty danych oraz prezentuje sposób przygotowania wyników symulacji w formie zgodnej z interfejsem. Wprowadzono również możliwość regulacji poziomu szczegółowości komunikatów diagnostycznych. Równolegle zidentyfikowano i usunięto błędy związane z obsługą danych pola magnetycznego, zoptymalizowano wykorzystanie przestrzeni dyskowej poprzez eliminację zbędnie zapisywanych zmiennych oraz dodano podstawowe funkcje wizualizacji danych. Całość została uzupełniona o zaktualizowaną dokumentację techniczną.

Znacząca część prac dotyczyła rozszerzenia kompatybilności kodu EIRENE z infrastrukturą IMAS. Działania te miały na celu pełne włączenie kodu transportu neutralnego w zintegrowany łańcuch modelowania EUROfusion. Przeanalizowano dane wyjściowe generowane przez kody SOLEDGE3X oraz SOLPS-ITER, a następnie odwzorowano je na odpowiednie struktury IDS wymagane przez EIRENE. Opracowano uniwersalny interfejs umożliwiający transparentny transfer danych z IMAS do EIRENE, co pozwala na uruchamianie symulacji EIRENE bezpośrednio na podstawie danych zapisanych w IMAS. Zaimplementowano moduły generujące pliki geometrii EIRENE, obejmujące węzły siatki, siatki trójkątne oraz informacje o sąsiedztwie elementów, wykorzystując dane dostępne w strukturach IMAS. Zdefiniowano minimalny zestaw danych wejściowych niezbędnych do samodzielnych uruchomień EIRENE oraz dostosowano dane wyjściowe SOLEDGE3X do pełnej zgodności z opracowanym interfejsem.

Kolejnym obszarem objętym działaniami była integracja kodu MIGRAINE z infrastrukturą IMAS. Głównym celem było zapewnienie uniwersalnego zapisu wyników symulacji związanych z parowaniem materiału ze ścian urządzeń fuzyjnych i z źródłami zanieczyszczeń, tak aby mogły one być spójnie wykorzystywane w połączeniu z plazmowymi danymi z kodu SOLPS oraz narzędziami do modelowania ścian i domieszek. Zaprojektowano i zaimplementowano pierwszą funkcjonalną wersję interfejsu wyjściowego MIGRAINE, definiując mapowanie wyników na odpowiednie struktury IMAS oraz procedury zapisu danych. Interfejs został przetestowany na reprezentatywnych przypadkach, a wygenerowane w ten sposób dane były wymieniane z innymi zespołami w celu weryfikacji poprawności odczytu i interpretacji. Prace prowadzono w ścisłej koordynacji z rozwojem

interfejsów dla powiązanych kodów, w szczególności ERO, co pozwoliło na zachowanie spójności formatów danych.

W ramach prac nad kodem SOLPS-NN przeprowadzono wstępne analizy oraz uzgodnienia techniczne dotyczące planowanej integracji z infrastrukturą IMAS. Opracowano koncepcję struktury interfejsu oraz przygotowano schematyczny prototyp rozwiązania, który stanowi podstawę do dalszych prac rozwojowych. Pełna implementacja interfejsu nie mogła zostać zakończona z uwagi na ograniczone możliwości zespołu rozwijającego kod SOLPS-NN, niezależne od zespołu IPPLM realizującego zadania w ramach projektu WPAC.

Równolegle ze wsparciem programistycznym prowadzone były konsultacje i wsparcie techniczne udzielane zespołom badawczym działającym w różnych projektach TSVV w ramach ujednolicania kodów i narzędzi do struktury IMAS. Obejmowały one pomoc w zakresie zgodności danych z wymaganiami IMAS, testowanie opracowywanych interfejsów w realistycznych scenariuszach użytkowych oraz weryfikację interoperacyjności danych pochodzących z różnych kodów. Działania te miały na celu zapewnienie, że dane zapisywane w IMAS mogą być efektywnie wykorzystywane w analizach porównawczych oraz w zintegrowanym środowisku obliczeniowym.

Rezultatem prowadzonych prac jest postęp w unifikacji kodów do modelowania plazmy tokamakowej ze strukturą IMAS, umożliwiającą ich szersze wykorzystanie w zunifikowanym środowisku obliczeniowym EUROfusion oraz wzmacniającą podstawy do dalszego rozwoju zintegrowanego modelowania i porównań z danymi eksperymentalnymi.

4. Udział w badaniach na urządzeniach fuzyjnych typu tokamak i analizy wyników eksperymentalnych.

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPTE: Tokamak exploitation

W wyniku realizacji zadań na tokamaku WEST opracowano i przetestowano interfejs informatyczny umożliwiający wprowadzanie danych z diagnostyki GEM tokamaka WEST do struktury danych IMAS. Przeprowadzone prace obejmowały analizę struktury surowych danych diagnostycznych, ich mapowanie na odpowiednie elementy modelu danych IMAS oraz weryfikację poprawności zapisu informacji w dedykowanym IDS (ang. Integrated Data Structure). Przygotowany interfejs został przetestowany w środowisku EUROfusion Gateway, które zapewnia aktualną implementację IMAS i jest rekomendowane do rozwoju oraz walidacji interfejsów danych w ramach zadań TSVV. W trakcie testów potwierdzono poprawność strukturalną tworzonych wpisów IMAS oraz zgodność z obowiązującymi konwencjami zapisu danych diagnostycznych. Uzupełniono brakujące pola IDS oraz wprowadzono korekty w sposobie wyznaczania wielkości fizycznych, tak aby zapewnić ich jednoznaczną interpretację i możliwość dalszego wykorzystania w analizach porównawczych. W efekcie sprawdzony interfejs zaimplementowano na lokalne serwery dedykowane diagnostykom WEST i zweryfikowano poprawność działania. Opracowany interfejs stanowi istotny element w procesie standaryzacji danych eksperymentalnych z tokamaka WEST i umożliwia ich integrację z innymi danymi fuzyjnymi w ramach wspólnej infrastruktury IMAS. W efekcie umożliwia w sposób łatwy i jednoznaczny dostęp do danych eksperymentalnych i późniejsze analizy. Rozwiązanie to przygotowano w ścisłej współpracy z zagranicznym zespołem na tokamaku WEST, co zapewniło jego zgodność z bieżącymi potrzebami zespołów analizujących dane eksperymentalne.

Dodatkowo w ramach pełnionej funkcji TRANSP Responsible Officer (TRANSP RO) w eksperymencie JET oraz wsparcia aktualnego MAST TRANSP RO, pracownik IFPILM, odpowiadał za kompleksową obsługę środowiska obliczeniowego TRANSP, obejmującą zarządzanie kodem, przygotowanie symulacji oraz rozwój narzędzi analitycznych. Realizowano także prace związane z implementacją kodu TRANSP w środowisku kontenerowym, co umożliwiło przeprowadzanie symulacji komputerowych lokalnie, na serwerach eksperymentalnych MAST i JET, zamiast wysyłania plików wejściowych na serwery PPPL (Princeton Plasma Physics Laboratory) w Stanach Zjednoczonych. Podjęte działania miały na celu zwiększenie niezależności obliczeniowej oraz uniezależnienie się w dłuższej perspektywie od zewnętrznych serwerów. Równolegle prowadzono obsługę techniczną środowisk ATOM/Python, OMFIT oraz TRANSP na serwerach JDC Heimdall (JET Data Centre) i Freia (MASTU), obejmującą

m.in. aktualizację systemów, instalację brakujących bibliotek oraz utrzymanie stabilności środowiska obliczeniowego. Dodatkowo rozwijane i tworzone były nowe narzędzia analityczne, pozwalające na realizację zgłoszonych analiz i zwiększające możliwości badawcze zespołu w zakresie symulacji i interpretacji wyników eksperymentalnych.

Uzyskane w 2025 roku rezultaty stanowią istotny wkład w rozwój fizyki plazmy i technologii syntezy termojądrowej. Przeprowadzone badania znacząco pogłębiły wiedzę na temat transportu zanieczyszczeń, oddziaływań plazma–materiał, diagnostyki neutronowej oraz zaawansowanego modelowania numerycznego w urządzeniach fuzyjnych. Szczególnie ważne jest potwierdzenie możliwości skutecznego monitorowania domieszek — w tym pierwiastków o wysokiej liczbie atomowej — co ma kluczowe znaczenie dla utrzymania korzystnego bilansu energetycznego plazmy i stabilnej pracy długotrwałych wyładowań. Wyniki te bezpośrednio wspierają rozwój scenariuszy operacyjnych dla przyszłych reaktorów fuzyjnych.

Projekt dostarczył nowe, wysokiej jakości dane eksperymentalne oraz zweryfikowane metody analityczne i symulacyjne. Opracowane podejścia — obejmujące m.in. rekonstrukcję widm neutronowych, zaawansowane modelowanie MCNP, metody uczenia maszynowego w analizie widm plazmy oraz algorytmy rekonstrukcji emisyjności — wypełniają istotne luki w diagnostyce fuzyjnej. Rezultaty te zwiększają dojrzałość narzędzi badawczych niezbędnych dla projektowania i eksploatacji urządzeń takich jak ITER, JT-60SA czy przyszłe instalacje termojądrowe.

Projekt wprowadził szereg innowacji technologicznych i metodycznych. Do najważniejszych należą rozwój odpornych radiacyjnie systemów tomografii miękkiego promieniowania X, koncepcja dwukomorowego detektora GEM, walidacja technologii LVIC jako alternatywy dla kosztownego utwardzania FPGA, integracja przetwarzania wielkoskalowych danych (HDF5 z wykorzystaniem wieloprocusowości), automatyczne systemy kontroli jakości oparte na detekcji anomalii oraz modułowe oprogramowanie rekonstrukcyjne kompatybilne ze środowiskiem IMAS. Szczególnie istotna jest wykazana możliwość analizy danych w czasie (prawie) rzeczywistym oraz automatyzacji procedur, które dotychczas wymagały pracy eksperckiej. Rozwiązania te zwiększają gotowość technologiczną diagnostyk fuzyjnych oraz ich użyteczność operacyjną.

Wyniki projektu mają wymierny potencjał ekonomiczny. W szczególności wskazano możliwość redukcji kosztów rozwoju systemów sterowania o ponad 50% poprzez zastosowanie technologii LVIC. Automatyzacja analizy danych ogranicza nakłady pracy personelu i koszty operacyjne ośrodków fuzyjnych. Poprawa wiarygodności ocen materiałowych może zmniejszyć liczbę niepotrzebnych interwencji serwisowych. Rozwinięte narzędzia symulacyjne wspierają optymalizację konstrukcji i bezpieczeństwa radiologicznego. Ponadto przenośność opracowanych rozwiązań (Python, formaty open source) obniża bariery transferu technologii do innych ośrodków badawczych i potencjalnych zastosowań przemysłowych, m.in. w inżynierii materiałowej i kontroli jakości.

Projekt był realizowany w szerokiej współpracy międzynarodowej w ramach EUROfusion oraz partnerstw z kluczowymi instytucjami europejskimi i światowymi. Osiągnięto skuteczną integrację danych z wielu ośrodków eksperymentalnych, między laboratoryjną walidację metod pomiarowych, standaryzację formatów danych i protokołów analizy, transfer technologii między fizyką wysokich energii a badaniami fuzyjnymi oraz wzmocnienie pozycji krajowych zespołów w globalnym ekosystemie badań nad syntezą. Wspólne kampanie modelowania, wykorzystanie infrastruktury HPC oraz rozwój interoperacyjnych narzędzi znacząco zwiększają zdolność do realizacji przyszłych dużych projektów, w tym ITER, DEMO i IFMIF-DONES.

Całokształt uzyskanych wyników stanowi znaczący postęp naukowy i technologiczny w dziedzinie kontrolowanej syntezy termojądrowej. Projekt podniósł poziom zaawansowania diagnostyki plazmy i neutronów, dostarczył innowacyjne i skalowalne narzędzia analizy danych, wykazał wymierne korzyści ekonomiczne proponowanych rozwiązań oraz wzmocnił międzynarodową integrację badań fuzyjnych. Rezultaty te bezpośrednio wspierają przejście od badań eksperymentalnych do przyszłej przemysłowej energetyki fuzyjnej oraz wzmacniają kompetencje naukowo-techniczne uczestniczących zespołów.