

1B Program EUROfusion FP9

1. Rozwój i zastosowanie diagnostyk VUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego w układach z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

1.1. Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X)

W ramach zadania na rok 2021 kontynuowano prace dotyczące analizy eksperymentalnych danych zmierzonych za pośrednictwem systemu diagnostycznego Pulse Height Analysis (PHA). Badania te dotyczyły analiz danych wyładowań, w których źródłem zanieczyszczeń było żelazo, jako potencjalne wyładowania, w którym mogły zostać zaobserwowane szybkie elektrony. Dodatkowo, przeprowadzono szereg obliczeń numerycznych widm rentgenowskich, a następnie porównano uzyskane wyniki eksperymentalne z symulacjami. W celu usprawnienia tego procesu, przeprowadzono szereg prac nad rozwojem dedykowanych kodów numerycznych.

W ramach zadania kontynuowano również prace złożeniowe systemu diagnostycznego „C/O Monitor”, którego uruchomienie na W7-X planowane jest podczas kampanii eksperymentalnej OP2 w drugiej połowie roku 2022. W związku z powyższym, przeprowadzono testy laboratoryjne oraz pomiary metrologiczne. Ponadto – na podstawie danych uzyskanych w trakcie wspomnianych pomiarów metrologicznych – możliwe było przygotowanie precyzyjnego modelu numerycznego wspomnianego urządzenia oraz przeprowadzenie szczegółowych analiz jakościowych w kontekście sygnałów, które będą rejestrowane w przyszłości. W celu przeprowadzenia możliwie najdokładniejszych analiz numerycznych, wykorzystano dane eksperymentalne uzyskane w trakcie poprzednich kampanii eksperymentalnych na W7-X. Wspomniane obliczenia przeprowadzone były z uwzględnieniem transportu zanieczyszczeń w plazmie poprzez zastosowanie kodu numerycznego pySTRAHL (implementacja kodu STRAHL w języku programowania Python).

Ponadto zespół z IFPiLM w 2021 r. brał czynny udział w 22. oraz 23. kampanii eksperymentalnej na urządzeniu LHD (z ang. Large Helical Device) w Japonii.

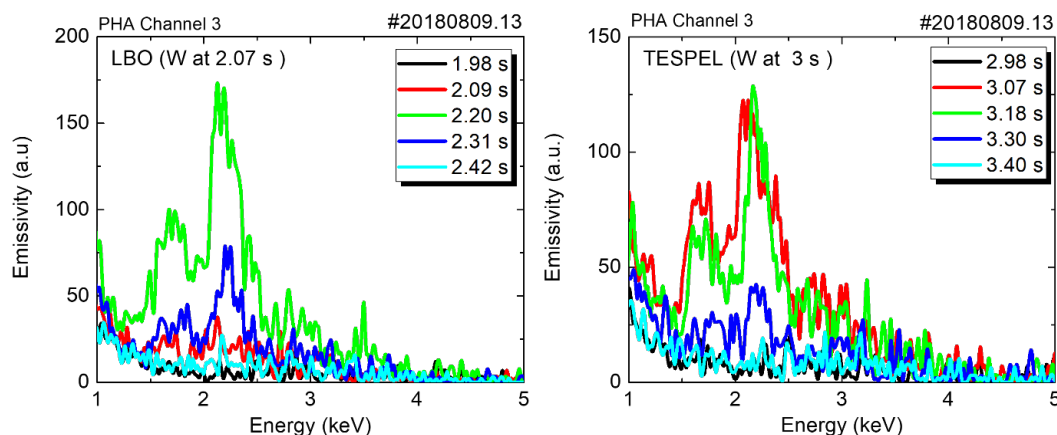
W 2021 kontynuowano również prace modernizacyjne diagnostyki PHA, które miały na celu usprawnienie działania spektrometru, jak również znaczącą poprawę jakości uzyskiwanych widm. Podczas poprzednich kampanii eksperymentalnych na stellaratorze W7-X obserwowane były niskoenergetyczne piki, które prawdopodobnie pochodziły od zakłóceń elektrycznych, gdyż były obecne w widmach zarówno ze źródłem promieniowania, jak i bez niego. Przeprowadzone badania wykazały wpływ zakłóceń elektrycznych pomiędzy kanałami diagnostyki PHA. Dzięki zmontowaniu odpowiedniego ekranowania, udało się wyeliminować z widma fałszywe piki, a co za tym idzie, poprawiło to pomiar widm rentgenowskich w zakresie niskich energii.

Wyniki prac badawczych

W ramach prac związanych z urządzeniem diagnostycznym PHA w roku 2021 kontynuowano prace związane z badaniem transportu zanieczyszczeń w plazmie. Przeprowadzono szereg analiz dla wybranych linii widmowych. Pierwszym z wspomnianych badań było przeprowadzenie analizy linii wolframu w plazmie W7-X. Cząsteczki wolframu były wprowadzone do komory stellaratora zarówno za pomocą systemu LBO jak i TESPEL. Otrzymane dane spektroskopowe potwierdziły właściwą iniekcję cząstek wolframu do plazmy. Rysunki 1.1.1 oraz 1.1.2 prezentują uzyskane widma przed oraz tuż po iniekcji.

Zarejestrowane widma PHA ukazują obecność linii wolframu przy 8.5 i 9.8 keV (rys. 1.1.2 b, d), jak również quasi-continuum wolframu przy ok. 2-3 keV (rys. 1.1.1 i 1.1.2 a, c). Identyfikację widma dokonano przez symulacje, które były możliwe dzięki współpracy z prof. T. Putterlichem, który dostarczył niezbędne dane atomowe do obliczeń. Rysunek 1.1.3 przedstawia wyniki prac i porównanie widma eksperymentalnego z symulowanym, co pozwoliło jednoznacznie stwierdzić, że linia znajdująca się w obszarze 8.5 keV odpowiada liniom jonów wolframu W^{47+} - W^{49+} .

Niemniej jednak w celu uzyskania większej ilości informacji o obszarze w okolicach 3 keV, konieczne jest przeprowadzenie dalszych analiz.



Rys. 1.1.1. Widma PHA podczas eksperymentu z wolframem wstrzykniętym za pomocą systemu LBO (lewy) w 2.07s oraz TESPEL (prawy) w 3 s, zarejestrowane przez 3 kanał energetyczny PHA

W 2021 roku przeprowadzono również szereg analiz intensywności linii żelaza. W związku z rozpatrywanymi kwestiami dotyczącymi elektronów prędkich w stellaratorze W7-X, przeprowadzono szczegółową analizę natężenia linii żelaza w widmach PHA. Przeprowadzono analizę kilku wyładowań, w trakcie których zarejestrowano podwyższoną emisję linii żelaza. Na rysunku nr 1.1.4 przedstawiono ewolucję linii Fe²⁴⁺. Każdy z punktów odnosi się do wybranej ramki czasowej PHA, których rozdzielczość czasowa wynosiła 100 ms. W celu precyzyjnego określenia fluktuacji linii Fe, uzyskane intensywności zostały znormalizowane do średniej gęstości elektronowej zmierzonej za pomocą urządzenia diagnostycznego Thomson Scattering (TS). Porównanie przeprowadzonej normalizacji zostało przedstawione na rysunku numer 1.1.4 kolorem czerwonym.

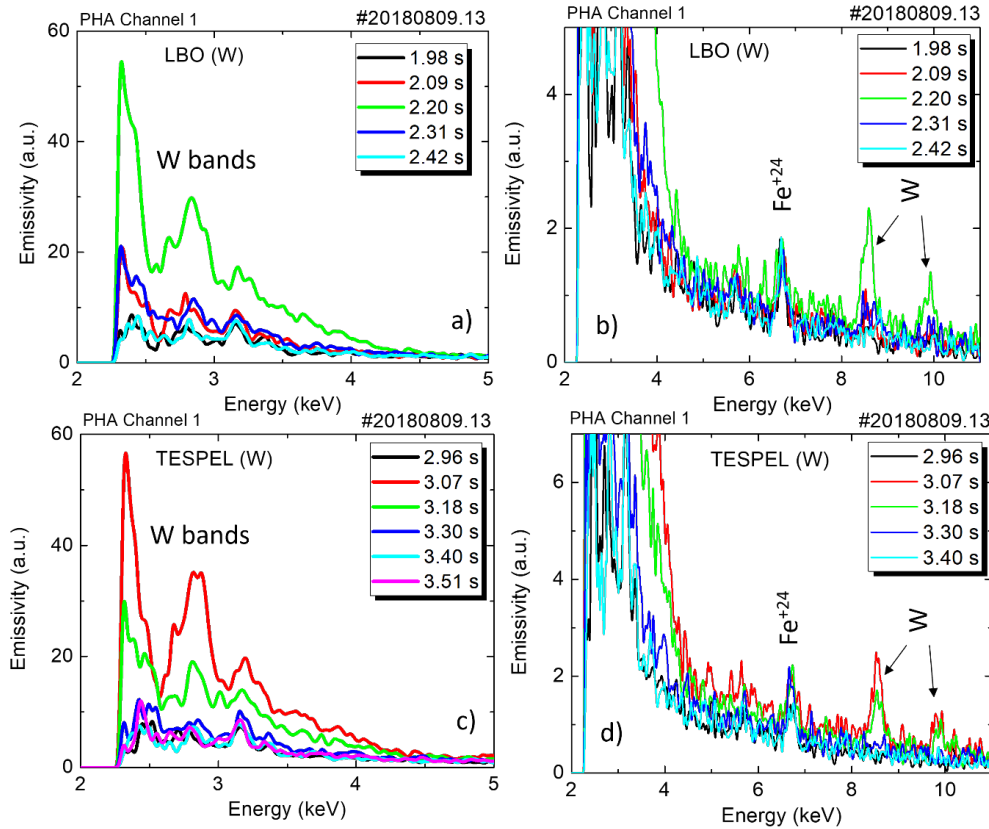
Istnieje prawdopodobieństwo, że wzrost natężenia linii Fe jest skorelowany z fluktuacjami gęstości elektronowej, niemniej jednak wskazane są dalsze badania i analizy.

W roku 2021 przeprowadzono analizę zachowania zanieczyszczeń w zależności od warunków panujących w plazmie, a co za tym idzie badanie transportu zanieczyszczeń. W tym celu przeprowadzono szereg symulacji wspierających analizę danych eksperymentalnych wykorzystując rozwijane w IFPiLM kody numeryczne.

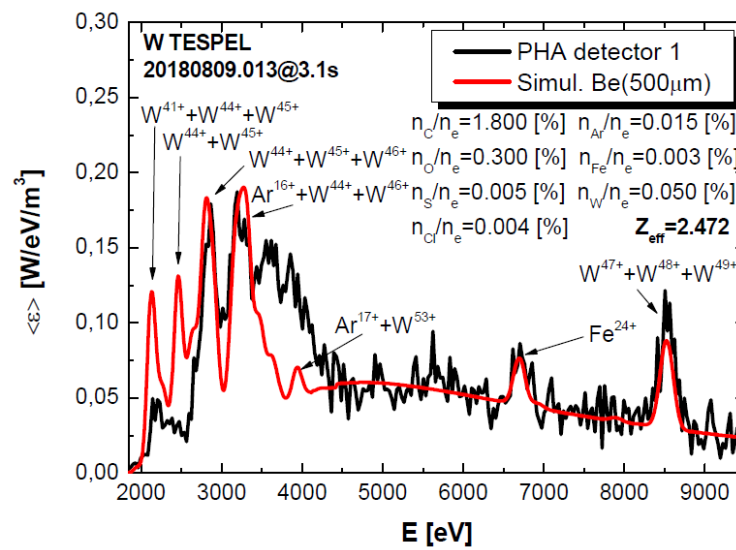
Analizie poddano wyładowania związane z eksperymentem z kontrolowanym przeciążeniem strumieniami plazmy dywertora W7-X (#20181017.038, #20181017.041). Było to możliwe przez modyfikację kształtu plazmy za pomocą zewnętrznych cewek. Rysunek 1.1.5 przedstawia przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy analizowanych wyładowań oraz wyładowania referencyjnego #20181017.042, który został wykonany natychmiast po eksperymentach. Warto zauważyć, że wszystkie wyładowania zakończyły się w sposób kontrolowany. W dwóch dedykowanych eksperymentach plazma ogrzewana była za pomocą grzania ECRH o mocy 5.5 MW (P_{ECRH}), z czego ok. 1 MW zostało wypromieniowane (P_{rad}). Podczas eksperymentu diagnostyka wideo, obserwująca powierzchnię dywertora, w związku z większym obciążeniem powierzchni (do 6 MW/m²), zaobserwowała silne przerywane wyrzucanie materiału do granicy plazmy. Analiza widm miękkiego promieniowania rentgenowskiego, zarejestrowanego przez diagnostykę PHA pozwoliła wyznaczyć koncentracje zanieczyszczeń i średni efektywny ładunek plazmy, Z_{eff} . Na rysunku 1.1.5, na dolnym panelu pokazane są wyniki wartości Z_{eff} wyznaczone z widm PHA wraz z wynikami z diagnostyki promieniowania widzialnego. Wartość tego parametru, w przypadku analizowanych wyładowań utrzymywała się na poziomie 1.5, co wskazuje na fakt, że pomimo wyrzutów zanieczyszczeń do plazmy brzegowej (SOL), nie miało to wielkiego wpływu na wydajność plazmy.

Rys.1.1.6 przedstawia zmiany w koncentracji węgla, głównego elementu konstrukcyjnego dywertora W7-X. Zawartość domieszek w plazmie określono w oparciu o przeprowadzone symulacje numeryczne

i ich dopasowanie do wyników eksperymentalnych uzyskanych przez system PHA. Widać tu, że w wyładowaniu z silnym wyrzutem materiału do plazmy (#20181017.038), zawartość węgla nie przekracza 3% i nie wzrasta w czasie, co pokazuje, że koncepcja wyspowego dywertora, zastosowanego w W7-X, wykazuje bardzo efektywne rozpraszanie strumienia ciepła.

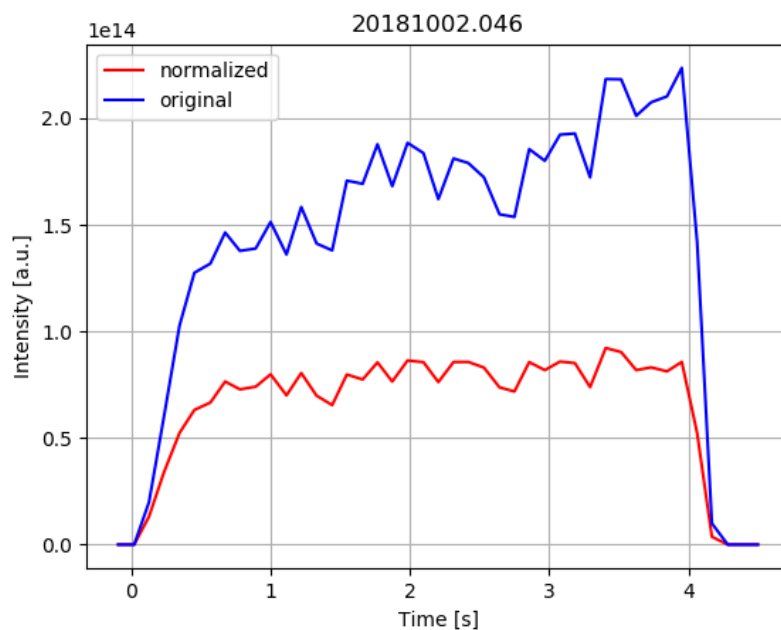


Rys. 1.1.2. Widma PHA podczas eksperymentu dedykowanemu obserwacji linii wolframu. Iniekcja przeprowadzona była poprzez system LBO (a, b) w 2.07s oraz TESPEL (c, d) w 3s zarejestrowane przez 1. kanał energetyczny systemu PHA

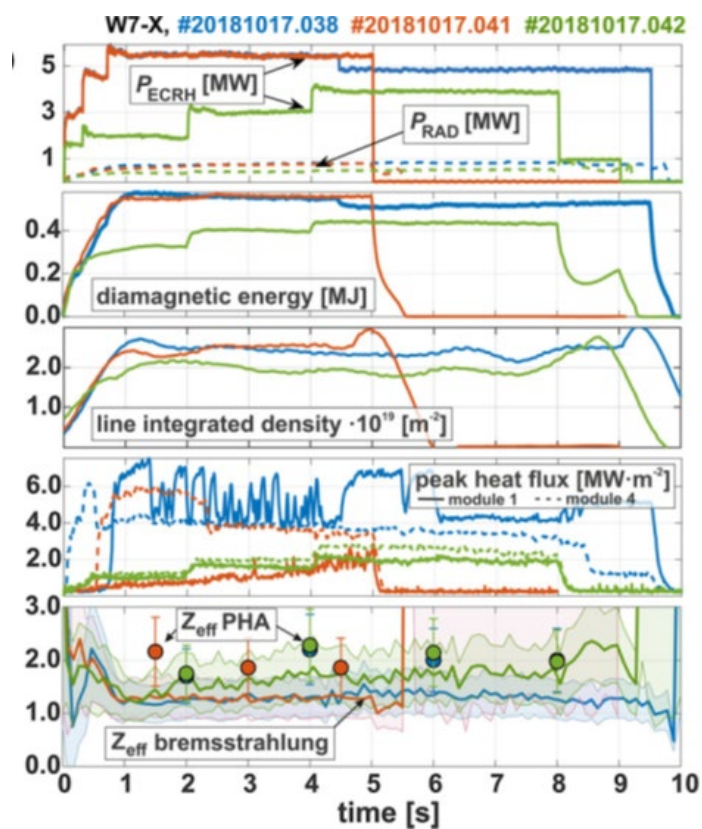


1.

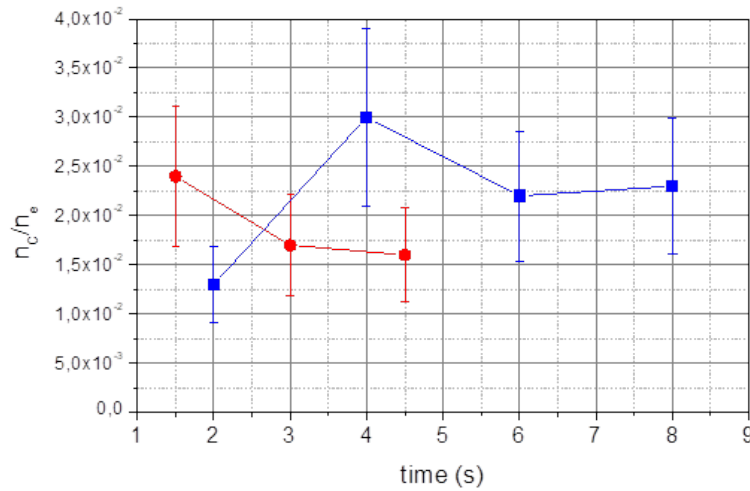
Rys. 1.1.3. Dane eksperymentalne oraz wyniki przeprowadzonych symulacji widma PHA dla wyładowania 20180809.013@3.1 s - tuż po wstrzyknięciu cząsteczek wolframu za pośrednictwem systemu TESPEL



Rys. 1.1.4. Intensywność linii Fe zmierzona za pośrednictwem systemu PHA dla wyładowania 20181002.046 (niebieska linia) oraz znormalizowana do gęstości elektronowej (czerwona linia)

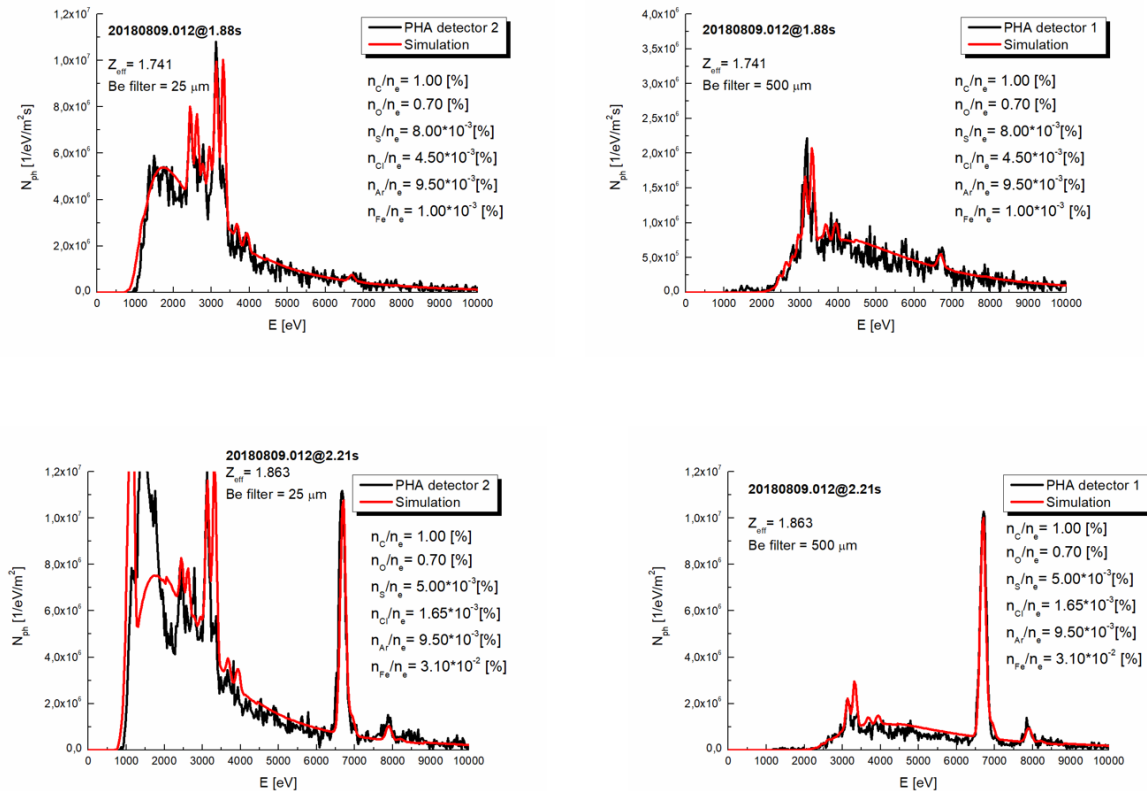


Rys. 1.1.5. Przebiegi czasowe dla trzech wyładowań prezentujące moc grzania, moc wypromieniowaną, liniowo zintegrowaną gęstość elektronową oraz wartość efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} . (Rys z M. Jakubowski et al. Nucl. Fusion 61 (2021) 106003)



Rys. 1.1.6. Względne koncentracje węgla dla wybranych interwałów czasowych w eksperymentach z przecięciem płyty dywertora W7-X. Wyniki obliczone na podstawie symulacji widm PHA

Celem kolejnej analizy było zbadanie ewolucji czasowej linii żelaza wprowadzonego do plazmy za pośrednictwem systemu LBO (wyładowanie 20180809.012). Na rysunku 1.1.7 zaprezentowano wyniki pomiarów z 1 oraz 2 kanału energetycznego dla dwóch ramek czasowych (1.88s – przed LBO, 2.21s – po LBO). Analiza wskazała, że ilość żelaza w plazmie tuż po zastosowaniu systemu LBO wzrosła około trzydziestokrotnie.

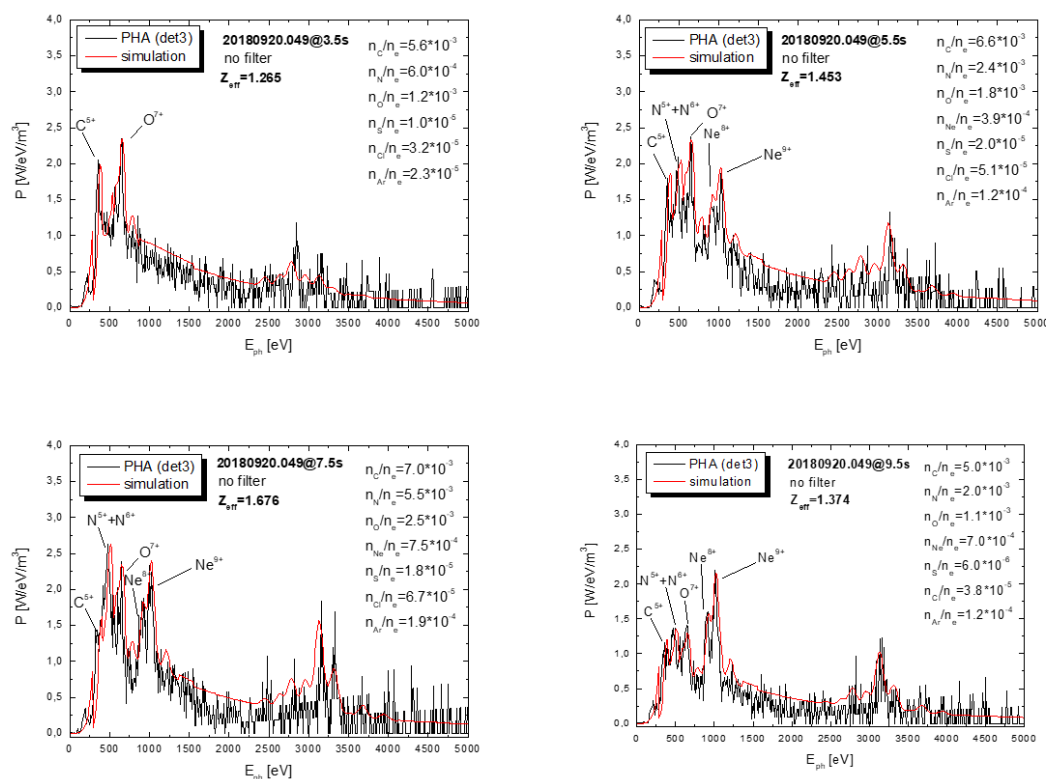


Rys. 1.1.7. Zarejestrowane (—) i symulowane (—) widma PHA przed wstrzyknięciem do plazmy Fe przez system LBO (1.88s) (górny panel) oraz po zastosowania systemu LBO (2.21s) (dolny panel)

Kolejnym zadaniem było porównanie danych dotyczących szeregu zanieczyszczeń (C, O, B, Ne itp.) zmierzonych za pośrednictwem urządzenia diagnostycznego PHA oraz systemu CXRS (z ang. Charge Exchange Recombination Spectroscopy), a następnie porównanie uzyskanych wyników, w szczególności wartości średniego efektywnego ładunku plazmy, Z_{eff} (wyładowania 20180920.042,

20180920.049). Rysunek nr 1.1.8 przedstawia przykładowy wynik dla wyładowania 20180920.049. Zgodność wyników z obu diagnostyki była dość dobra dla węgla i innych zanieczyszczeń, ale dla tlenu zaobserwowano nieco większe różnice (dane dla węgla i tlenu zebrano w tabelce 1.1.1).

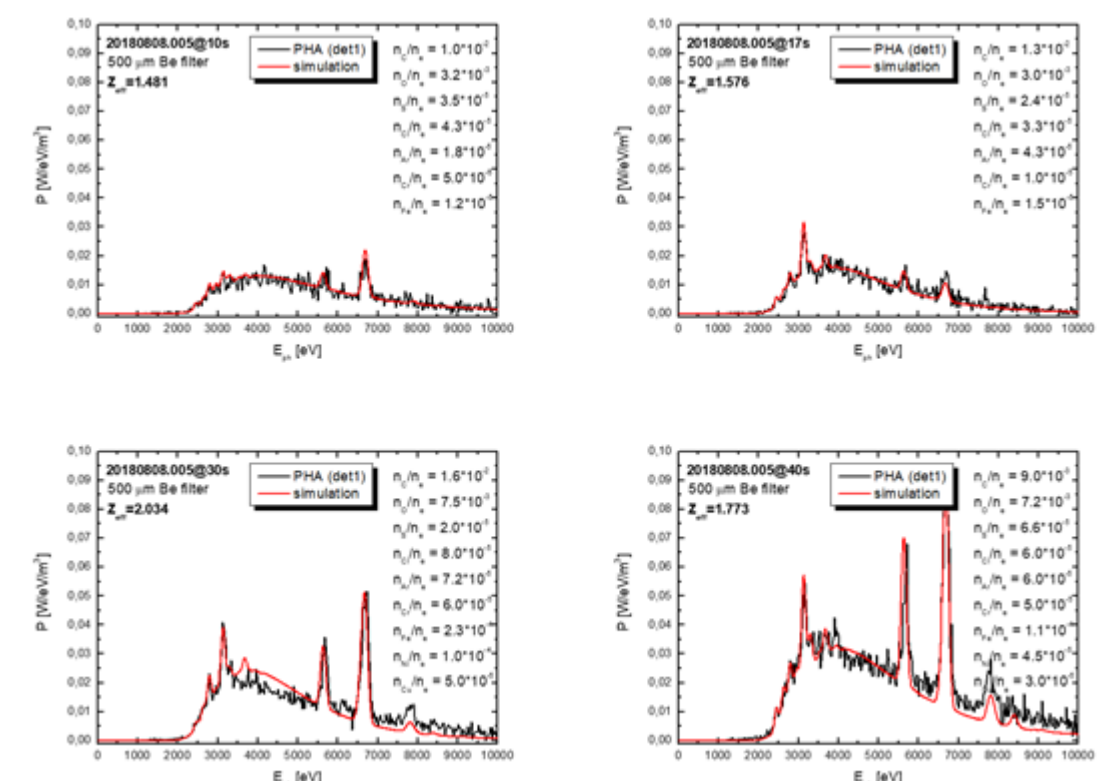
Kolejną analizę przeprowadzono na potrzeby badań nad dynamiką zanieczyszczeń i promieniowania w plazmie z wysokimi wartościami parametru „iota”. Zaobserwowano dużą różnicę w charakterze promieniowania dla przypadków standardowych (konfiguracja pola magnetycznego EJM) i z wysoką wartością „iota” (konfiguracja pola magnetycznego FTM). W przypadku standardowym obserwuje się w badaniach opartych o tomografię bolometryczną dominujące promieniowanie pochodzące z obszaru SOL (scrape off-layer) natomiast w przypadku (konfiguracji FTM) zaobserwowano przewagę promieniowania z obszaru centrum plazmy. Założono, że za taki efekt może być odpowiedzialna akumulacja zanieczyszczeń w obszarze plazmy centralnej wywołana wpływem ujemnej wartości prędkości konwekcyjnej. Akumulacja jonów w obszarze centralnym (gorącym) powinna objawiać się pojawieniem wyżej zjonizowanych zanieczyszczeń z wysokim Z (np. żelazo, nikiel czy chrom) a także wzrostem średniej wartości Z_{eff} wywołaniem pojawieniem się jonów silniej zjonizowanych (węgiel, tlen itd.). W celu uzupełnienia wyników badań uzyskanych w diagnostyce bolometrycznej (wyładowania 20180808.005, 20180808.007) skorzystano z wyników otrzymanych przy użyciu innych diagnostyk. Diagnostyka PHA miała za zadanie potwierdzić lub nie, pojawienie się zanieczyszczeń z wyższymi stopniami jonizacji charakterystycznymi dla akumulacji jonów w centrum plazmy. W tym celu wykonano szereg obliczeń, których celem było wyznaczenie zawartości zanieczyszczeń. Na Rys.1.1.15 przedstawiono niektóre wyniki, z których wynika, że w późniejszym czasie wyładowania (30s i 40s od startu grzania ECRH) pojawiają się silne linie promieniowania chromu, żelaza i niklu w obszarze 5.5 keV i wyżej, które świadczą o obecności wyżej zjonizowanych, a więc pochodzących z centrum plazmy jonów. Jednocześnie podnosi się wartość $\langle Z_{eff} \rangle$. Oba te spostrzeżenia potwierdzają hipotezę o akumulacji jonów w centrum. Dodatkowo należy podkreślić, że wyniki z PHA pozostają w zgodzie z rezultatami otrzymanymi przez inne diagnostyki – rys. 1.1.16.



Rys. 1.1.14. Porównanie eksperymentalnego widma zarejestrowanego przez 3 kanał PHA z wynikami symulacji przeprowadzonymi dla wyładowania 20180920.049 w różnych przedziałach czasowych (3.5s, 5.5s, 7.5s oraz 9.5s)

Tabela 1.1.1. Porównanie wyników zawartości węgla i tlenu otrzymanych z diagnostyk PHA i CXRS dla wyladowania 20180920.049.

Zawartość węgla c[%]		Zawartość tlenu c[%]	
PHA	CXRS	PHA	CXRS
0.56	0.35	0.12	0.04
0.66	0.50	0.18	0.05
0.70	0.65	0.25	0.06
0.50	0.60	0.11	0.05



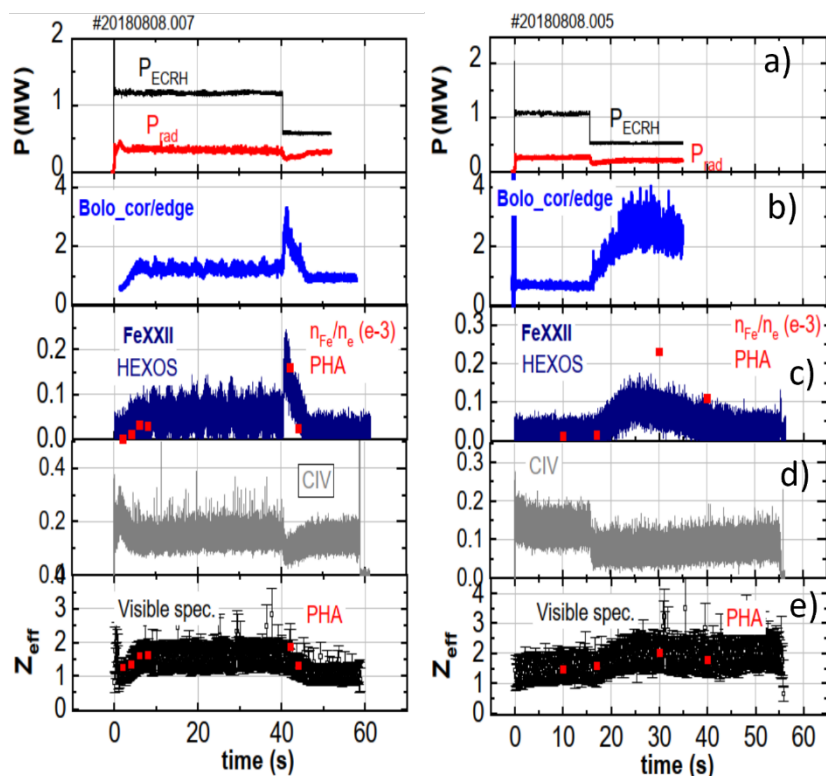
Rys.1.1.15. Zarejestrowane i symulowane widma wyladowania 20180808.005 dla czasów 10s, 17s, 30s i 40s dla detektora 1.

W celu eliminacji fałszywych pików z widm rentgenowskich rejestrowanych przez system PHA zainstalowany na stellaratorze W7-X, w 2021 r. przeprowadzono szereg testów ze źródłami promieniotwórczymi Am241, aby zdiagnozować, co jest ich źródłem. Zauważono, że za obecność pików w widmie odpowiedzialna jest interferencja sygnałów elektrycznych pochodzących z poszczególnych kanałów PHA. W tym celu wykonano ekranowanie, które jest przedstawione na Rys.1.1.17.

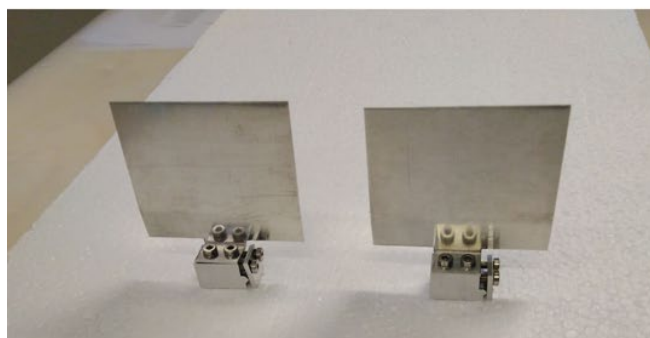
Po zamontowaniu ekranowania przeprowadzono testy w celu sprawdzenia jakości uzyskanego widma. Wyniki przedstawione są na Rys.1.1.18.

Ostatecznie, wszystkie fałszywe piki zostały usunięte z układu PHA poprzez wykonanie szczegółowej diagnostyki układu oraz zastosowanie dodatkowego ekranowania poszczególnych kanałów przetwarzania. Umożliwia to uzyskiwanie widm o wyższej jakości, bez sztucznie generowanych sygnałów, które mogą utrudniać interpretację jakościową i ilościową. Wykonana praca umożliwi

następnie, w kolejnych kampaniach eksperymentalnych pomiary widm lekkich zanieczyszczeń plazmy, które znajdują się w obszarze niskich energii.



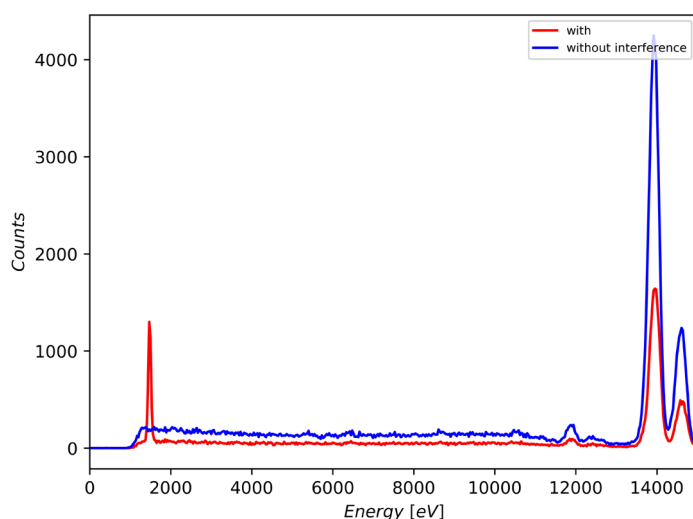
Rys. 1.1.16. Parametry dwóch analizowanych wyladowań: (a) zmiany mocy grzania P_{ECRH} oraz mocy promieniowania P_{rad} , (b) wskazania bolomeryczne, (c) emisja jonów Fe o wysokim Z i gęstość Fe, (d) emisja jonów C o niskim Z, (e) wartość Z_{eff} z bremsstrahlungu VIS i pomiarów PHA



Rys.1.1.17. Ekranowanie 3 kanałów PHA w celu usunięcia zakłóceń podczas działania układu

W roku 2021 kontynuowano również prace nad spektrometrem „C/O Monitor” przeznaczonym do pomiaru wodoropodobnych lekkich zanieczyszczeń w plazmie – boru (B V – 4.9 nm), węgla (C VI – 3.4 nm), azotu (N VII – 2.5 nm) oraz tlenu (O VIII - 1.9 nm). W ramach niniejszego zadania kontynuowano prace laboratoryjne polegające na złożeniu oraz precyzyjnej adjustacji wszystkich komponentów pierwszej z dwóch komór próżniowych przeznaczonej do pomiaru linii węgla oraz tlenu. Zamontowano kamery CCD, kolimator, przesłony regulujące ilość docierającego światła oraz elementy dyspersyjne. Przeprowadzone szczegółowe pomiary metrologiczne potwierdzające wysoką precyzję montażu. Zamówiony oraz dostarczony został sprzęt komputerowy przeznaczony do obsługi systemu, rejestracji sygnałów i sterowania

napędami piezoelektrycznymi. Następnie zamontowano szafy elektryczne (tzw. racki) oraz całą niezbędną elektronikę sterującą/zabezpieczającą.



Rys. 1.1.18. Porównanie widma z PHA uzyskanego w trakcie akwizycji $Am\ 241$ dla drugiego kanału PHA z zakłóceniami (czerwona linia, pik w okolicy 2000 eV gdy nie było ekranowania) oraz bez zakłóceń (niebieska linia, z ekranowaniem).

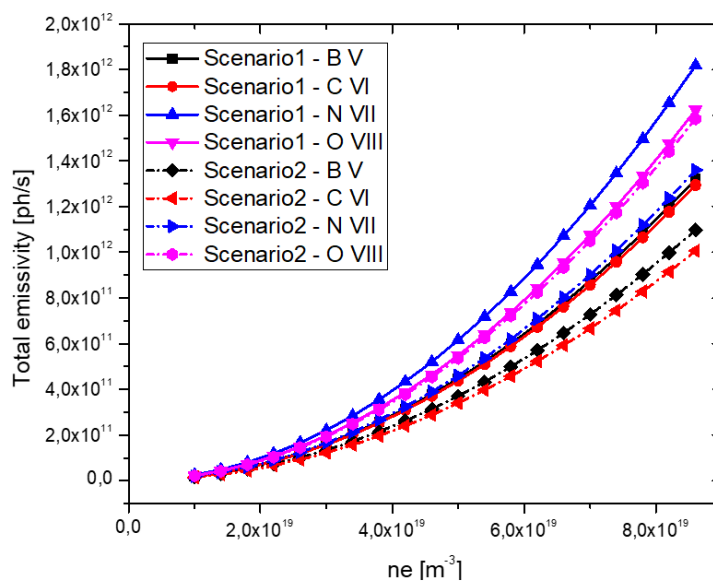
Dalszy rozwój oprogramowania (opisany w dalszej części poświęconej rozwojowi dedykowanych narzędzi informatycznych) pozwalającego na stworzenie numerycznej reprezentacji systemu oraz szczegółowego zbadania wpływu różnych czynników na potencjalnie możliwy do uzyskania sygnał pozwolił na przeprowadzenie dalszych analiz numerycznych.

Dzięki tak usprawnionym procedurom numerycznym możliwa była do przeprowadzenia bardziej szczegółowa analiza zależności otrzymywanych sygnałów od parametrów plazmy (n_e , T_e) z uwzględnieniem transportu zanieczyszczeń oraz profili gęstości zanieczyszczeń zmierzonych eksperymentalnie (z systemu CXRS). Sprawdzone, czy i w jakim zakresie zmieni się sygnał wyjściowy „C/O Monitora” w zależności od wspomnianych warunków plazmy.

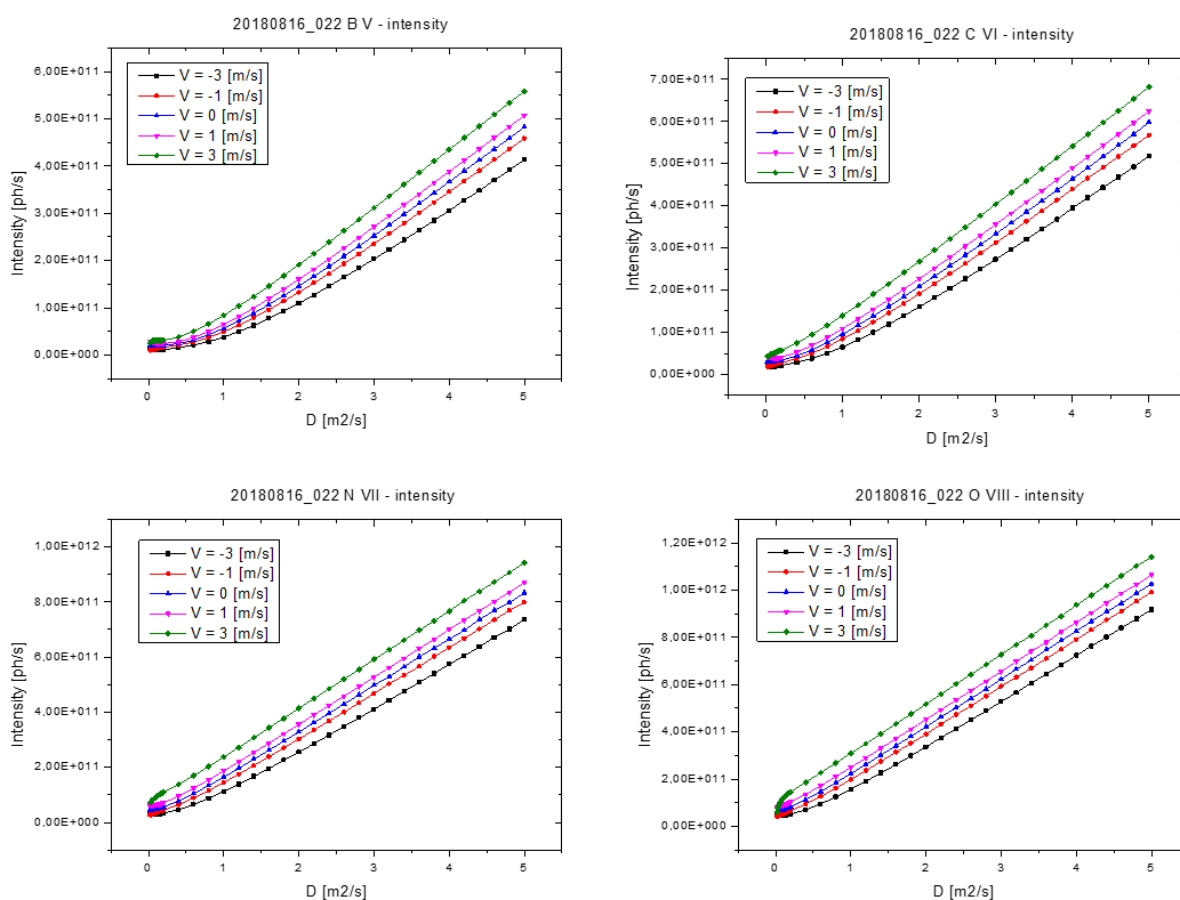
Przedmiotem przeprowadzonych analiz było zbadanie zależności intensywności potencjalnych sygnałów do gęstości elektronowej przy założeniu stałej koncentracji zanieczyszczeń (1%) w plazmie. W tym celu, przy założeniu dwóch skrajnych temperatur elektronowych (1 oraz 10keV) przeprowadzono szereg obliczeń zakładając profile gęstości elektronowych o maksymalnych wartościach w przedziale od 1 do 10keV z krokiem co 1keV. Wyniki przeprowadzonych obliczeń zaprezentowano na rysunku nr 1.1.19.

Otrzymane wyniki pokazały, że wyznaczone intensywności linii silnie zależą dla obu scenariuszy plazmy, co oznacza, że wyższe sygnały są obserwowane dla scenariusz, w których rejestrowane są niższe temperatury elektronowe. Z drugiej strony emisyjność wodoropodobnej linii tlenu pozostaje niemal bez zmian, co można zaobserwować poprzez porównanie linii ciągłej i przerywanej w kolorze różowym. Wynika to z wyższych energii jakie są niezbędne do wzbudzenia wodoropodobnych linii tlenu w porównaniu z pozostałymi elementami. Bardziej szczegółowe wyniki przedstawione zostały w pracy opublikowanej w roku 2021 [T. Fornal et al., European Physical Journal Plus (2021)].

Kolejna analiza poświęcona była zbadaniu wpływu transportu zanieczyszczeń na sygnały rejestrowane przez diagnostykę „C/O Monitor”. W tym celu zastosowano kod pySTRAHL (implementacja kodu STRAHL w języku programowania Python). W tym założono koncentrację zanieczyszczeń na poziomie 1% oraz przeprowadzono mapowanie dla różnych wartości współczynnika prędkości konwekcyjnej (-3,-1, 0, 1, 3 [m/s]) oraz współczynnika dyfuzji (0.02, ..., 5 [m²/s]). Na rysunku 1.1.20 przedstawiono przykładowy zestaw wyników uwzględniający wszystkie rozpatrywane zanieczyszczenia.



Rys. 1.1.19. Analiza wpływu gęstości (n_e) oraz temperatury elektronowej (T_e) na sygnał "C/O monitora" zakładając dwa scenariusze plazmy oraz ich wpływ na różne elementy.

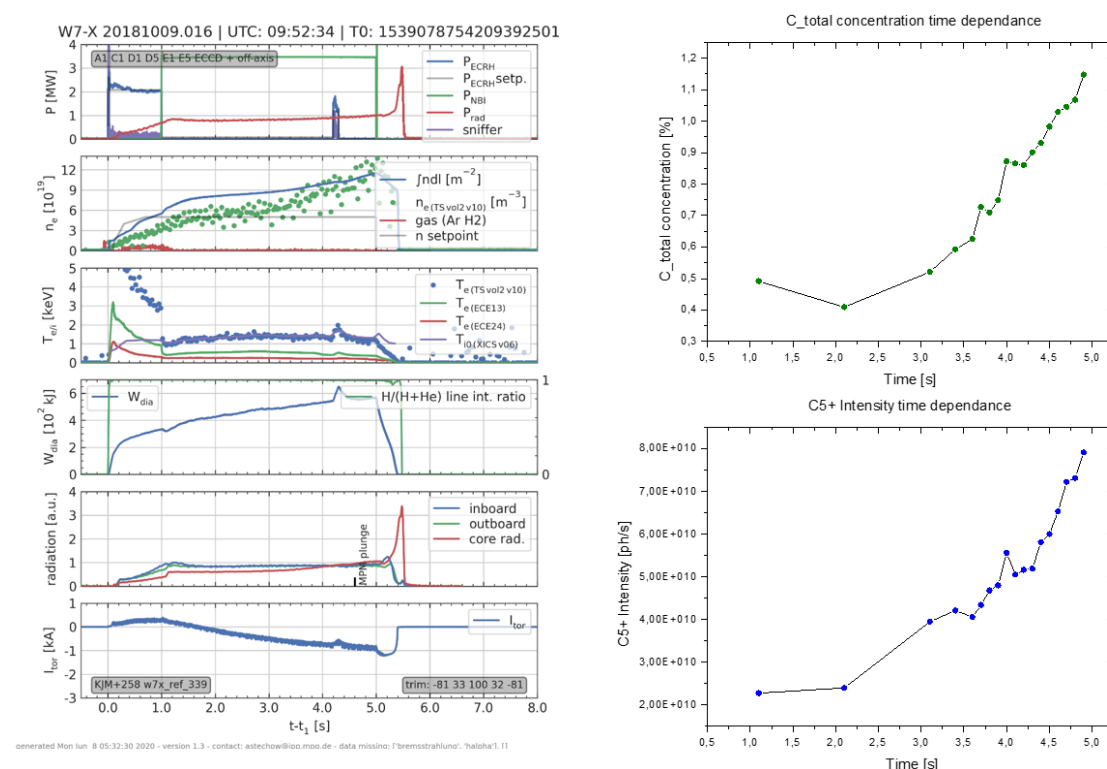


Rys. 1.1.20. Analiza wpływu zmian współczynników transport (D , V) na sygnały "C/O Monitora" przy założeniu stałej koncentracji zanieczyszczeń (1%).

Wstępne konkluzje wynikające z przeprowadzonej analizy sugerują, że różne wartości współczynników prędkości konwekcyjnej mają raczej niewielki wpływ na uzyskiwane sygnały (około 20% dla $V = -3$ oraz $V = 3$ [m/s]). Natomiast analiza wpływu współczynników dyfuzji pokazała, że sygnał może wzrosnąć około trzykrotnie, jeśli porówna się wartości obliczeń uzyskanych dla $D = 0.02$ oraz $V = 5$ [m²/s].

Celem ostatniej analizy było uwzględnienie wszystkich dotychczas rozpatrywanych czynników mających wpływ na przyszłe sygnały „C/O Monitora” (analiza wpływu profili kinetycznych oraz transportu zanieczyszczeń) w celu zasymulowania potencjalnego przebiegu czasowego mierzonego sygnału przy założeniu profili kinetycznych zmierzonych na W7-X podczas poprzedniej kampanii eksperymentalnej. W tym celu wybrano wyładowanie 20181009.016 ze względu na dostępność danych dotyczących profili C6+ zmierzonych za pomocą urządzenia diagnostycznego CXRS, ze względu na zaobserwowaną w tym wyładowaniu akumulację zanieczyszczeń w centrum plazmy. W celu zasymulowania prawdopodobnego przebiegu czasowego, przeprowadzony został osobny zestaw obliczeń (rysunek 1.1.21).

Celem powyższej analizy było nie tylko zmierzenie potencjalnych sygnałów możliwych do zaobserwowania przez system „C/O Monitor”, ale również porównanie uzyskanych sygnałów z całkowitą koncentracją zanieczyszczeń. Można zaobserwować, że intensywność wodoropodobnych linii węgla odzwierciedlają koncentrację zanieczyszczeń, niemniej jednak trend ten nie zawsze jest w pełni zachowany. Pokazuje to, że system jest silniej zależny od koncentracji zanieczyszczeń oraz profili kinetycznych plazmy w porównaniu do samego transportu zanieczyszczeń. Co jednak warto uwagi, transport zanieczyszczeń może nieco zaburzyć ten trend i w niewielkim stopniu (lokalnie) spowodować spadek/wzrost sygnału, pomimo faktu, że całkowita koncentracja zanieczyszczeń pozostaje niezmienna. Niemniej jednak w celu wyciągnięcia bardziej obszernych wniosków, konieczne jest przeprowadzenie większej ilości analiz porównujących różne profile rozkładu zanieczyszczeń w plazmie.



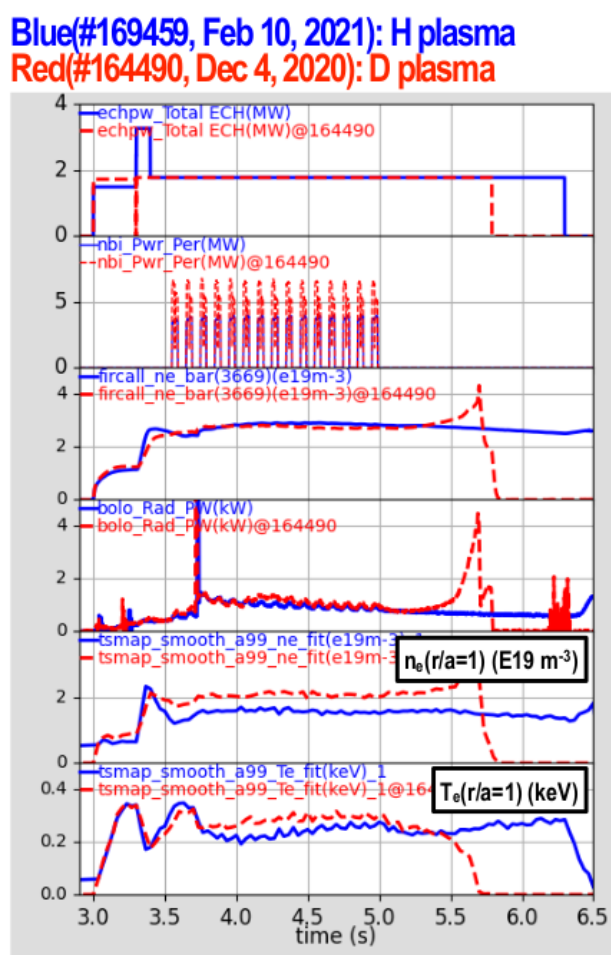
Rys. 1.1.21. Przebieg czasowy rozpatrywanego wyładowania 20181009.016 (po lewej) oraz całkowita koncentracja cząsteczek węgla w plazmie (prawy górny róg) oraz sygnał pochodzący z pomiaru intensywności wodoropodobnej linii C5+ (prawy dolny róg).

W ramach niniejszego zadania w styczniu 2021 roku w ramach współpracy pomiędzy IFPiLM a NIFS (National Institute for Fusion Science) w Japonii została przeprowadzona analiza danych

spektroskopowych uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnej na heliotronie LHD (Large Helical Device), która odbyła się na przełomie roku 2020/2021. W przeprowadzonych badaniach skupiono się na badaniu zachowania zanieczyszczeń w plazmie zarówno wodorowej jak i deuterowej.

Rejestracja danych eksperymentalnych prowadzona poprzez zastosowanie urządzenia diagnostycznego SOXMOS przeznaczonego do badania długości fal w zakresie 2-130 nm z rozdzielczością czasową 0.05s oraz widmową 0.01 nm. Uzyskane dane w połączeniu z parametrami kinetycznymi plazmy zmierzonymi za pośrednictwem diagnostyki Thomson Scattering pozwoliły na przeprowadzenie szeregu analiz w celu zbadania zachowania zanieczyszczeń w odniesieniu do parametrów kinetycznych plazmy.

Pierwsza analiza poświęcona była badaniu zanieczyszczeń wanadu, manganu oraz niklu w celu porównania zależności z wynikami uzyskanymi na W7-X. Ich iniekcja przeprowadzana była za pośrednictwem systemu TESPEL, stosując kapsułkę zawierającą wszystkie z wymienionych elementów skondensowane w jednej pastylce o znanej, ściśle określonej ilości cząsteczek. TESPEL wstrzyknięty został w $t = 3.72s$ zarówno w plazmie wodorowej jak i deuterowej. Na rysunku nr 1.1.22 przedstawiono porównanie przebiegów czasowych głównych parametrów plazmy obu wyładowań.



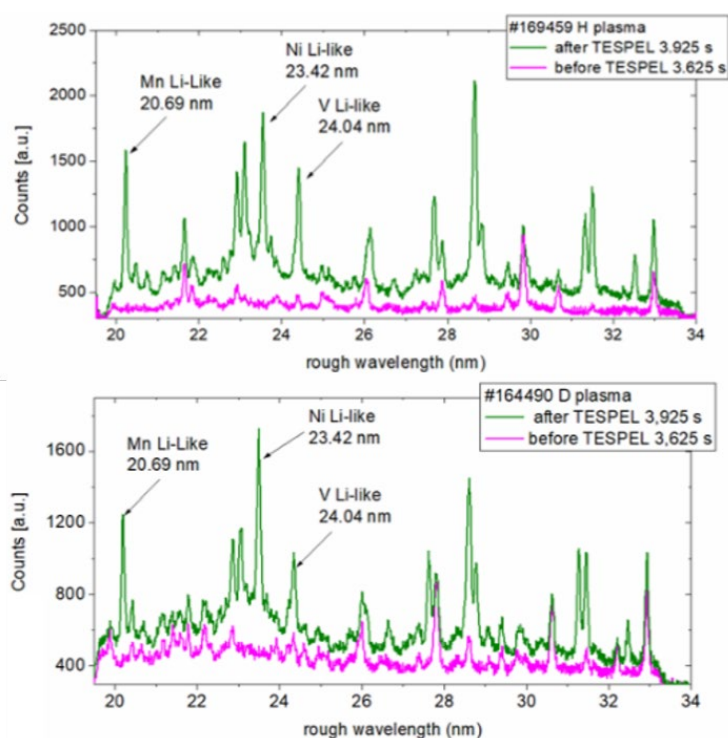
Rys. 1.1.22. Przebiegi czasowe wyładowań przeprowadzonych w plazmie wodorowej (169459 – czerwone linie) oraz deuterowej (164490 – niebieskie linie); iniekcja TESPELa – 3.72 s.

Zbadane element były z sukcesem wprowadzone do plazmy zarówno w plazmie deuterowej jak i wodorowej (rys. 1.1.23).

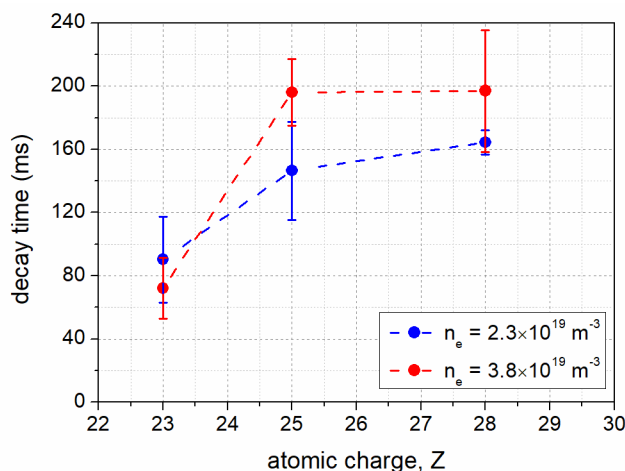
Eksperymenty z LBO oraz TESPElem przeprowadzone na stellaratorze W7-X nie pokazały żadnych wyraźnych zależności pomiędzy liczbami atomowymi badanych pierwiastków a ich czasach zaniku, co może sugerować, że dominującym transportem zanieczyszczeń był transport turbulentny [4]. W tym celu przeanalizowano widma zmierzone za pośrednictwem spektrometru SOXMOS na LHD w celu

zbadania tego zjawiska. Wybrane długości fal linii Mn (20.96 nm), Ni (23.42 nm) oraz V (24.04) zostały dokładnie przeanalizowane w celu określenia ich czasów zaniku. Wyniki wstępnych analiz przedstawiono na rysunku 1.1.24. W analizie tej wzięto pod uwagę dane eksperymentalne uzyskane podczas trzech wyładowań (pierwsze z $n_e = 2.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ oraz pozostałe dwa z $n_e = 3.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$).

Ze względu na brak zaobserwowanej korelacji pomiędzy uzyskanymi wynikami trudno o wyciągnięcie jednoznacznych wniosków. Wydaje się, że czas zaniku zanieczyszczeń jest dłuższy dla plazmy o wyższej gęstości elektronowej, jednak niezbędne są dalsze badania. W związku z tym przedstawiono nową propozycję dotyczącą przeprowadzenia kolejnego eksperymentu uwzględniającego badanie zanieczyszczeń wstrzykiwanych do plazmy za pośrednictwem systemu TESPEL, który miałby się odbyć podczas 23 kampanii eksperymentalnej na LHD.



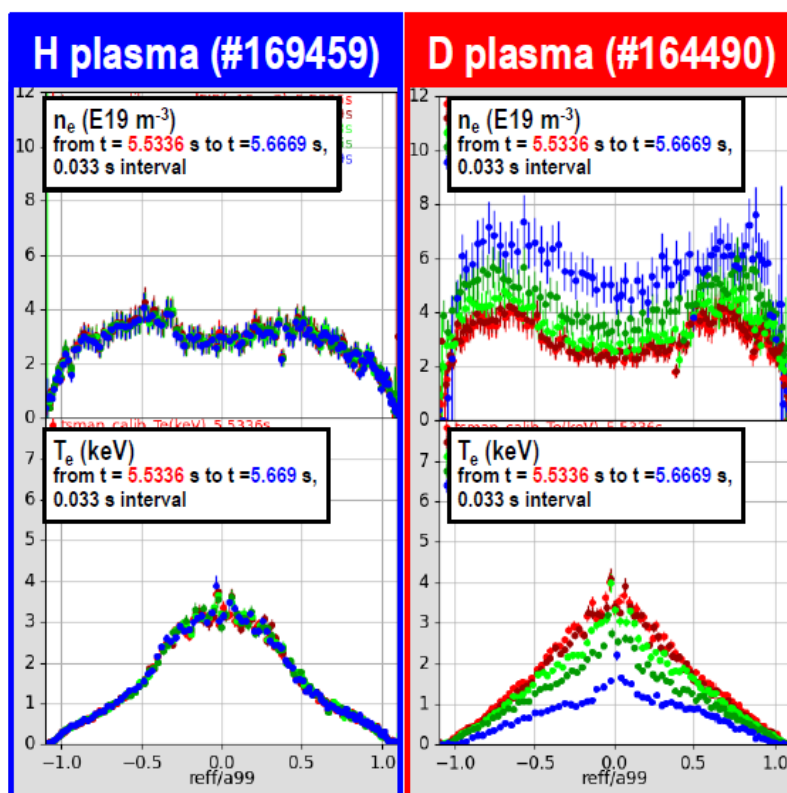
Rys. 1.1.23. Widma promieniowania zmierzone spektrometrem SOXMOS w plazmie wodorowej (górny wykres) oraz deuterowej (dolny wykres) przed (kolor różowy) oraz po wstrzyknięciu TESPELA (zielony)



Rys. 1.1.24. Zależność czasów zaniku oszacowanych poszczególnych elementów od ich liczby atomowej na podstawie danych zmierzonych spektrometrem SOXMOS

Inną interesującą obserwacją było to, że profile temperatury elektronowej w centralnej części plazmy (T_e) w przypadku plazmy deuterowej nie były spłaszczone (co mogłoby świadczyć o akumulacji zanieczyszczeń), natomiast w przypadku plazmy wodorowej (H) zaobserwowano spłaszczone profile T_e w rdzeniu plazmy (rys. 1.1.25). W celu wyciągnięcia dalszych wniosków niezbędna jest dalsza analiza transportu zanieczyszczeń, co zostało zaplanowane we współpracy z naukowcami z CIEMAT (Madryt, Hiszpania).

Drugi eksperyment przeprowadzono pod koniec 2021 r. Celem było zbadanie zachowania zanieczyszczeń w plazmie ogrzewanej za pomocą systemu ECH (z ang. Electron Cyclotron Heating) dla różnych gęstości elektronowych badając linie Mn, Ni, V i Fe lub Cu w celu znalezienia zależności czasów zaniku od ich liczby atomowej Z. Wstępne wyniki wskazują, że zaobserwowano ponad 10 linii emisyjnych z V/Mn/Ni + Fe lub Cu. Identyfikacja i dalsza analiza danych zostanie przeprowadzona w 2022 r., gdy planowany jest również podobny eksperyment w plazmie H.



Rys. 1.1.25. Różnice między gęstościami oraz temperaturami elektronowymi zarówno dla plazmy wodorowej jak i deuterowej w końcowej fazie wyładowania

Inną analizę przeprowadzoną w roku 2021 stanowiły badania lekkich zanieczyszczeń w plazmie LHD. Celem było zbadanie zachowania zanieczyszczeń węgla (C VI – 3.4 nm), boru (B V – 4.9 nm), tlenu (O VIII – 1.9 nm) oraz azotu (N VII - 2.5 nm). Podobnie jak w przypadku eksperymentu dotyczącego badania ciężkich zanieczyszczeń, również w tym wypadku przeprowadzono eksperymenty mające na celu zbadanie ich zachowania zarówno w plazmie wodorowej jak i deuterowej. Ponadto, jako że wspomniane linie będą również mierzone za pośrednictwem systemu diagnostycznego „C/O Monitor” na stellaratorze W-7X, uzyskane rezultaty mogą w przyszłości zostaną porównane z wynikami zmierzonymi na stellaratorze W7-X, gdy diagnostyka zostanie uruchomiona.

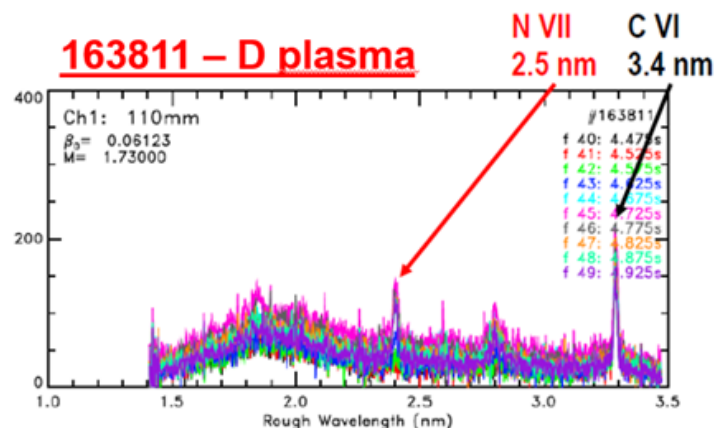
Pierwsza próba zmierzenia wspomnianych linii w różnych warunkach eksperymentalnych przeprowadzona została podczas 22 kampanii eksperymentalnej na LHD, która odbyła się na przełomie roku 2020/2021. W celu zmierzenia wspomnianych linii spektralnych, wstrzyknięto do plazmy kapsułki TESPEL zawierające molekuly SiB_6 , Mg_3N_2 and CaAl_2O_4 , natomiast jako źródło węgla w plazmie LHD stanowiły zanieczyszczenia wewnętrzne maszyny oraz zewnętrzne powłoki kapsułek TESPEL, które

skonstruowane zostały z polistyrenu. Ponadto w trakcie wyładowań za pośrednictwem zaworu gazu (tzw. gas puff) wpuszczano azot, co stanowiło dodatkowe źródło linii N VII. Pomiarów dokonywano za pośrednictwem spektrometru SOXMOS (rys. 1.1.26).

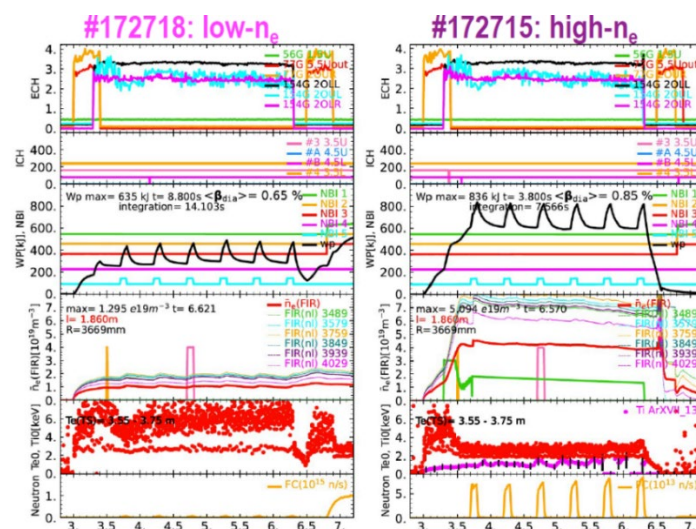
Niestety, ze względu na bardzo niską jakość uzyskanych danych niezbędne było powtórzenie niniejszego eksperymentu.

Pod koniec roku 2021 rozpoczęła się 23 kampania eksperymentalna, podczas której powtórzono eksperymenty w plazmie deuterowej. Podobnie jak w przypadku poprzedniej kampanii eksperymentalnej zastosowano kapsułki TESPEL zawierające molekuly SiB_6 , Mg_3N_2 and CaAl_2O_4 , a także wpuszczono czysty azot za pomocą gas puff'u. Iniekcja TESPELi odbywała się w czasie $t = 3.73\text{s}$, zaś azot wpuszczany był w przedziale czasowym $t = 4.7 - 4.9\text{s}$. W celu zbadania zachowania wspomnianych zanieczyszczeń w plazmie w zależności od gęstości elektronowych w plazmie, eksperyment przeprowadzono dla szeregu jej wartości (od $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ do $4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Zestawienie przykładowych przebiegów czasowych dla różnych gęstości elektronowych przedstawiono na rysunku 1.1.27.

Widma zostały ponownie zmierzone za pośrednictwem spektrometru SOXMOS. Wstępna analiza pokazała, że wartości intensywności linii N VII zmierzone w plazmie o wyższej gęstości elektronowej są zauważalnie niższe niż w przypadku niskiej gęstości elektronowej (rys. 1.1.28). Ponadto zaobserwowano ekranowanie zanieczyszczeń dla linii NVII i długości fali 2.5nm.

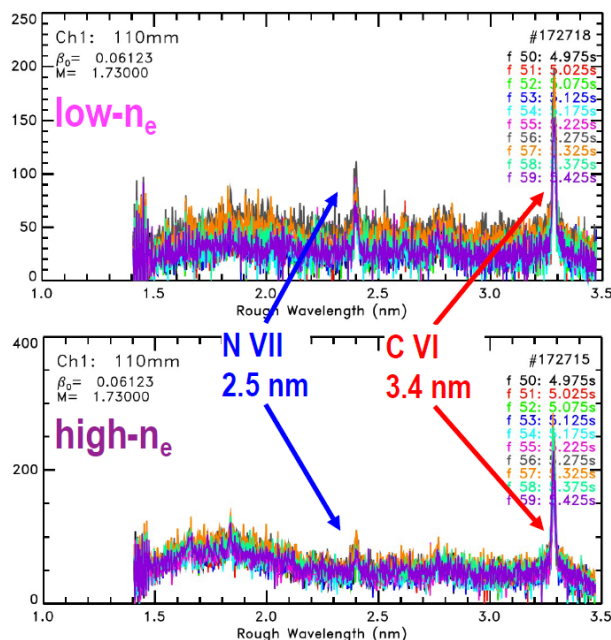


Rys. 1.1.26. Widmo zarejestrowane za pośrednictwem spektrometru SOXMOS po wstrzyknięciu azotu za pośrednictwem gas puff'u.



Rys. 1.1.27. Przebiegi czasowe wyładowań prezentujące podstawowe warunki eksperymentalne przy niskiej gęstości elektronowej (lewy) oraz wysokiej gęstości elektronowej (prawy) w plazmie deuterowej

Jakość uzyskanych danych pozwala na przeprowadzenie dalszych analiz oraz ich porównanie z wynikami uzyskanymi w trakcie poprzedniej kampanii eksperymentalnej w plazmie wodorowej. Wyniki zostaną uzupełnione o dane z diagnostyki CXRS w celu dokładniejszej analizy linii C VI. Na początku roku 2022 będzie mieć miejsce dalsza część kampanii eksperymentalnej, w trakcie której wykonane zostaną pomiary w plazmie wodorowej. Dalsze analizy planowane są na rok 2022 po przeprowadzeniu ostatnich pomiarów porównawczych w plazmie wodorowej.



Rys. 1.1.28. Widma zarejestrowane spektrometrem SOXMOS zmierzone dla niskiej (górny) oraz wysokiej (dolny) gęstości elektronowej.

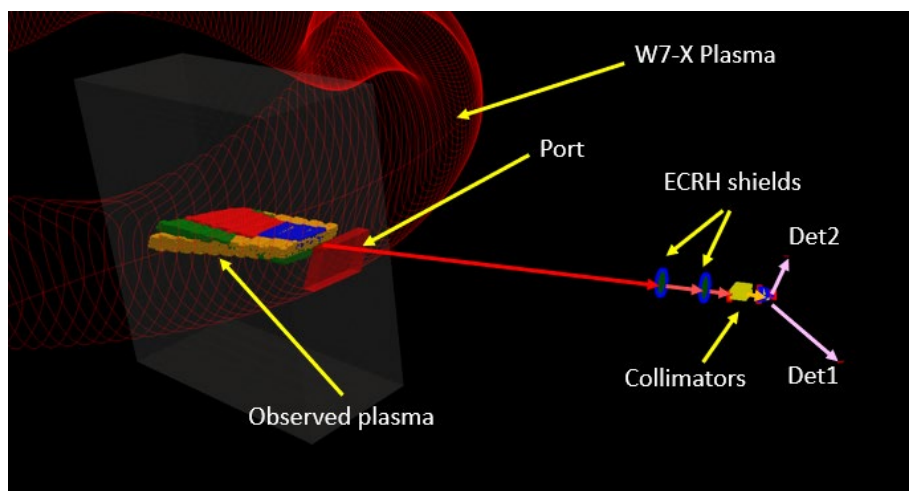
Rozwój narzędzi informatycznych

W roku 2021 przeprowadzono szereg prac związanych z rozwinięciem już istniejących narzędzi informatycznych dedykowanych dla systemu diagnostycznego „C/O Monitor”. Celem niniejszych kodów było stworzenie precyzyjnego modelu numerycznego diagnostyki oraz zbadanie wpływu różnych czynników (geometrycznych jak i fizycznych) na uzyskiwane sygnały wyjściowe przez każdy z kanałów energetycznych. Poprawiono geometrię układu oraz usprawniono algorytmy odpowiedzialne za obliczenia zarówno geometrii jak i intensywności docierającego do detektorów promieniowania (rys 1.1.29). Ponadto zaimplementowano moduły wykorzystujące zewnętrzny kod pySTRAHL, dedykowanego do przeprowadzania obliczeń transportu zanieczyszczeń w plazmie. Moduły te umożliwiły sprawną integrację obu kodów oraz płynne wykorzystanie danych wyjściowych uzyskanych za pomocą kodu pySTRAHL w kodzie numerycznym dedykowanym „C/O Monitorowi”. Implementacja niniejszego narzędzia wraz z danymi eksperymentalnymi zmierzonymi za pośrednictwem systemu diagnostycznego CXRS, pozwala obecnie na obliczenie intensywności strumieni fotonów ze zdecydowanie wyższą precyzją odzwierciedlającą realne warunki eksperymentalne.

1.2. Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO

W roku 2021 rozpoczęto prace w ramach nowego zadania – przygotowania zaprojektowania diagnostyki służącej do kontroli pracy reaktora DEMO. Zadanie to powiązane jest z ogólnym przygotowaniem reaktora oraz systemów diagnostycznych niezbędnych do kontroli urządzenia podczas jego pracy. Warunki pracy reaktora narzucają duże ograniczenia wytrzymałościowe na do tej pory stosowane układy diagnostyczne. Pod tym względem jest to niełatwe zadanie, żeby dostosować obecnie istniejące lub rozwinać nowe technologie, które będą w stanie sprostać tym wymaganiom. W ramach realizowanego projektu zadaniem naukowców z IFPiLM w roku 2021 było przeprowadzenie badań

konceptyjnych i rozpoczęcie projektu diagnostyki, która umożliwi estymację mocy promieniowania z plazmy centralnej uwzględniając wymagania bezpieczeństwa pracy urządzenia.



Rys. 1.1.29. Graficzna reprezentacja kluczowych elementów W7-X oraz systemu "C/O Monitor" mających wpływ na intensywność rejestrowanego promieniowania.

Wyniki prac badawczych

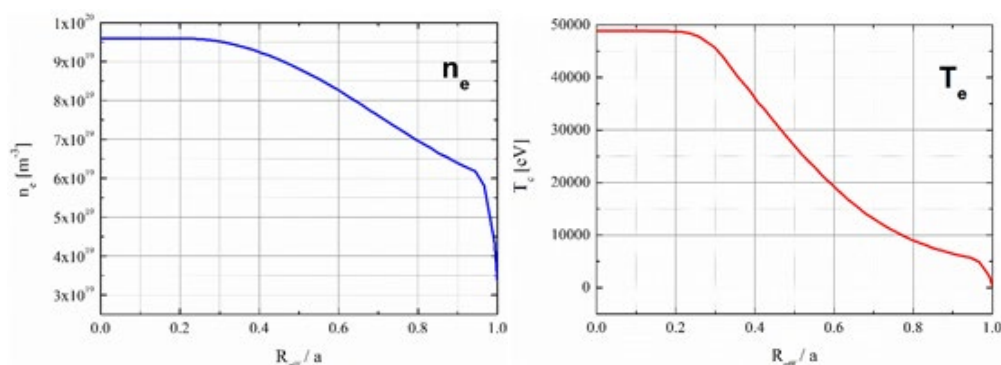
Badania w ramach tego zadania dotyczą opracowania nowej diagnostyki do pomiarów natężenia mocy promieniowanej i miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR), która będzie użyteczna w przyszłych reaktorach termojądrowych i która będzie w stanie zapewnić niezawodną kontrolę plazmy (monitorowanie utraty mocy w separacji) zgodnie z wymogami kontroli DEMO. Taki układ może być również pomocny w badaniu profili zanieczyszczeń, reżimów i lokalizacji niestabilności magnetohydrodynamicznych (MHD), określenia pozycji i kształtu plazmy. Celem pomiaru diagnostyki jest uzyskanie informacji profilowej o promieniowaniu plazmy oraz po inwersji tomograficznej, o lokalnej emisyjności w celu wyznaczenia mocy promieniowania. Ogólnym celem jest utrzymanie strumienia mocy przez separatrycę na określonym poziomie takim, aby zachować reżim z wysokim utrzymaniem plazmy (H-mode) podczas pracy reaktora DEMO.

Technologia Gas Electron Multiplier (GEM) została wybrana jako baza takiego nowego systemu detekcji SXR. Główne zalety tej technologii to kompaktowość detektorów GEM, dobra rozdzielczość czasowa i przestrzenna, możliwość dyskryminacji energii padających fotonów, lepsza odporność na neutrony niż w konwencjonalnych systemach. Wszystko to sprawia, że detektor GEM jest potencjalnie dobrym kandydatem do pomiaru SXR w ITER i DEMO.

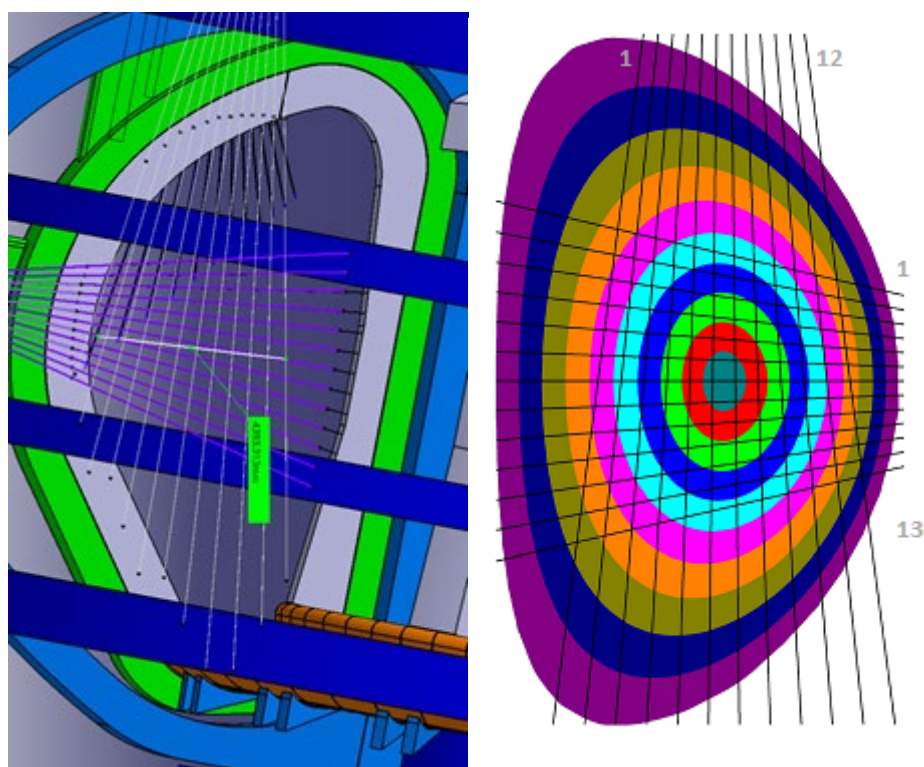
Jednym z głównych celów pracy w roku 2021 była ocena uzyskanych wcześniej wyników. Pierwszy zarys koncepcyjny w rozwoju systemu rozpoczął się niedawno, co zaowocowało sformułowaniem wstępnych wymagań i rozważań dla systemu. Podstawowe wymagania systemowe rozważane w chwili obecnej dotyczą takich parametrów diagnostyki jak latencja (0.01 s), rozdzielczość czasowa i przestrzenna (odpowiednio 10-100 ms i 5 cm), dokładność pomiaru mocy promieniowania (2-3% w celu kontrolowania i utrzymania mocy promieniowania w granicach ~ 1.2 progu mocy przejścia pomiędzy reżimami o niskim i wysokim utrzymaniu plazmy) oraz możliwość rekonstrukcji tomograficznej mocy promieniowania z plazmy centralnej. W miarę rozwoju systemu wszystkie te wartości mogą być recenzowane i korygowane zgodnie z proponowanym systemem Prad/SXR. Oczekuje się, że na tym wstępnym etapie opracowywany system diagnostyczny będzie miał łącznie 25 lub 50 linii patrzenia (ang. Line of Sight, LOS): 13/26 dla portu ekwatorialnego (ang. Equatorial Port, EP), 12/24 dla portu pionowego (ang. Upper Port, UP).

W roku 2021 przeprowadzono symulacje dla układu z 13/12 LOS. Uwzględniono scenariusz bazowy EU-DEMO z 2018 r. i wykorzystano powiązaną geometrię plazmy, profile temperatury i gęstości elektronowej, T_e , n_e , geometrię układu linii patrzenia, jak pokazano na Rysunku 1.2.1 i Rysunku 1.2.2. Dane dotyczące T_e przedstawiają maksymalną temperaturę w cyklu piłokształtnym (ang. sawteeth), tak

jak i w poprzednich badaniach, które miały być zweryfikowane. Dlatego w celu powtórzenia wyników rozkład pokazany na Rys. 1.2.2 (b) przyjęto jako pierwszy zestaw. Celem było uzyskanie przybliżonego oszacowania oczekiwanych strumieni promieniowania i mocy na detektorach w pozycjach identycznych jak dla kamery neutronowej oraz ocena wyników uzyskanych do tej pory. Dane (Rys. 1.2.1) zostały przetworzone w dwuwymiarowe mapy przy użyciu równowagowego rozkładu powierzchni pól magnetycznych. Dla tych obliczeń wolfram uznano za jedyne zanieczyszczenie o stężeniu $n_w/n_e = 10^{-5}$.



Rys. 1.2.1. Profile gęstości oraz temperatury elektronowej dla podstawowego scenariusza EU-DEMO 2018.



a)

b)

Rys. 1.2.2. (a) Rozkład przestrzenny linii patrzenia dla systemu Prad/SXR powtarzający konfigurację kamery neutronowej. (b) Rozkład LOS uwzględniony w obliczeniach (nieznaczne przesunięcie pokrycia w porównaniu z modelem CAD dla UP).

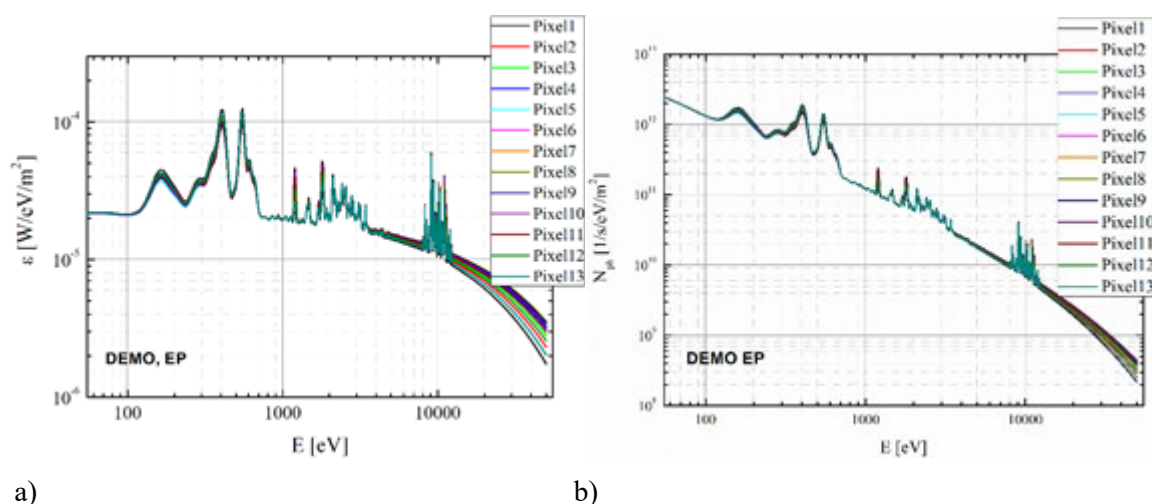
Obliczenia bazowano na modelu równowagi koronowej. W oparciu o te założenia zastosowano rozwijany w IFPiLM kod GEM_MP wraz z bibliotekami XRayLib. Zaimplementowano rzeczywistą geometrię opartą o kolimatory o określonej średnicy. Powierzchnia detekcji dla każdej LOS została uznana za kwadratową powierzchnię $30 \times 30 \text{ mm}^2$, a jej położenie względem plazmy pokazano na rysunku 1.2.2. Wszystkie LOS są ułożone w kształcie wachlarza dla obu portów. Zakładano, że

detektory są umieszczone w odległości ok. 10 i 15 m od centrum plazmy odpowiednio dla portu poziomego (EP) i pionowego (UP). Dla uproszczenia obliczeń przyjęto również, że wszystkie LOS są ułożone w poloidalnym przekroju plazmy tokamaka. Parametry geometryczne analizowanych układów zebrano w Tabeli 1.2.1.

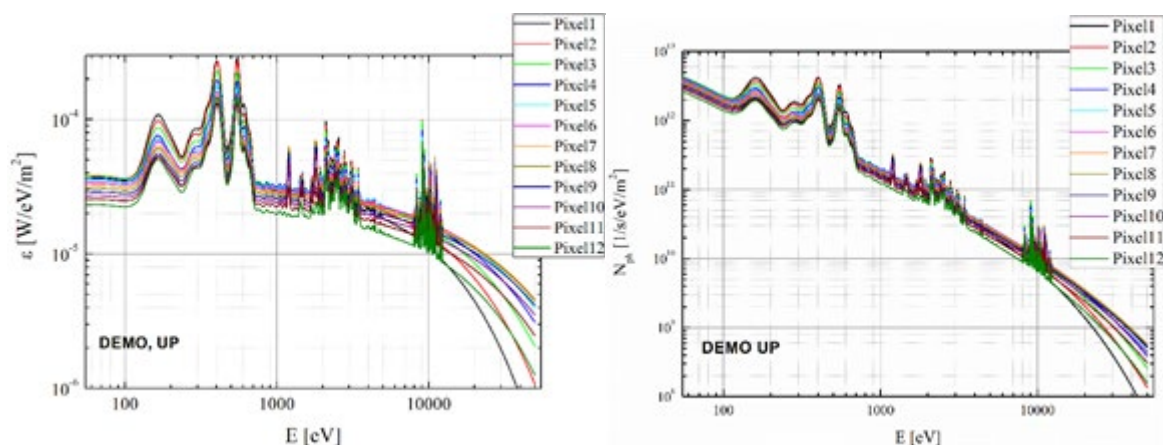
Tabela 1.2.1. Parametry geometryczne wykorzystywane do obliczeń.

Parametr	Wartość	
	EP	UP
Odległość centrum plazmy – punkt przecięcia wszystkich LOS L_{cpp} [mm]	7967.348	13853.625
Odległość punkt przecięcia LOS – kolimator L_{cpc} [mm]	2495.540	2495.540
Średnica wewnętrzna kolimatorów D_c [mm]	30.000	30.000
Odległość między skrajnymi kolimatorami W_c [mm]	1145.000	657.088
Kąt między skrajnymi kolimatorami α [°]	25.841	15.000
Odległość detektor - kolimator L_{cp} [mm]	0.000	0.000
Długość kolimatora L_c [mm]	2527.627	2527.627
Liczba kolimatorów (lub LOS)	13	12
Rozmiar detektora (piksel), a [mm]	30.000	30.000
Powierzchnia detekcji	kwadrat	kwadrat

Obliczone widma fotonów przedstawiono na Rysunkach 1.2.3-1.2.4. Dane te są przydatne do oceny oczekiwanych statystyk dla pojedynczego czujnika/detektora. Ponieważ LOS dla EP przechodzą głównie przez plazmę centralną, wszystkie LOS mają podobne strumienie na wyjściu kolimatora. Podczas gdy przy UP zasięg jest znacznie szerszy, a więc różnice są bardziej wyraźne, szczególnie przy wyższych energiach fotonów (patrz Rysunek 1.2.5). W celu wykorzystania systemu do identyfikacji pionowych ruchów plazmy, ważne może być zwiększenie czułości systemu, zwłaszcza w zakresie wysokich energii fotonów, powyżej 10 keV.



Rys. 1.2.3. (a) Otrzymane spektralne zależności gęstości mocy promieniowania na wyjściu z kolimatora dla przyjętego “układu kamery neutronowej” dla EP. (b) Widma fotonów dla LOS w EP. 1 bin odpowiada 10 eV



a)

b)

Rys. 1.2.4. (a) Otrzymane spektralne zależności gęstości mocy promieniowania na wyjściu z kolimatora dla przyjętego „układu kamery neutronowej” dla UP. (b) Widma fotonów dla LOS w UP. 1 bin odpowiada 10 eV

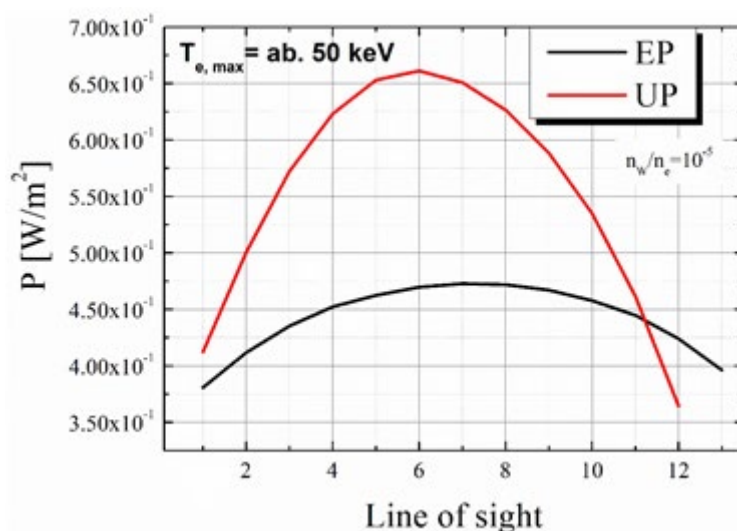
W kolejnych symulacjach zastosowano „reguluarne” profile dla T_e i n_e . W tym przypadku temperatura elektronowa w plazmie centralnej dochodziła do 35 keV. Rozważono bardziej realistyczny przypadek zanieczyszczeń (o mniej więcej typowych stężeniach), w tym W. Wzięto pod uwagę główne przewidywane zanieczyszczenia, wśród których są He, Ne, N, Ar, Fe, Kr, Xe, W. Koncentracje zanieczyszczeń są zebrane w Tabeli 1.2.2.

Tabela 1.2.2. Koncentracje ($\eta_{\text{pierwiastek}} = n_{\text{pierwiastek}}/n_e$) zanieczyszczeń plazmy uwzględnione w obliczeniach. Najbardziej widoczne jony zidentyfikowane w symulacjach mające największy wkład w widmo emisyjne i odpowiadające im zakresy energii.

Element	Concentration, η_{element}	Ions and corresponding energy range
He	10^{-2}	
N	10^{-2}	N^{7+}
Ne	10^{-2}	Ne^{10+}
Ar	10^{-3}	$Ar^{17+,18+}$ (linie w obszarze od 3 do 4 keV dla Ar^{17+})
Fe	10^{-3}	$Fe^{24+,25+,26+}$ (linie w obszarze od 7 do 8 keV dla $Fe^{24+,25+}$)
Kr	10^{-3}	$Kr^{33+,34+,35+,36+}$ (linie w obszarze ok. 100 eV dla Kr^{33+} , 13 keV i 16 keV dla Kr^{34+} i Kr^{35+})
Xe	10^{-4}	$Xe^{51+,52+}$ (linie w obszarze 100 eV i 500 eV dla Xe^{51+} , 30 keV i 36 keV dla Xe^{52+})
W	10^{-5}	W^{64-70+} (grupa linii przy ok. 10 keV)

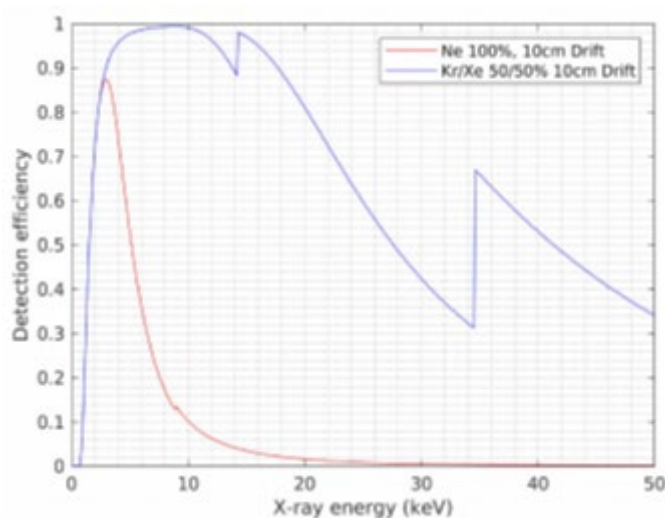
Uzyskane wyniki pozwoliły na dalsze rozważania co do koncepcji detektora. Bazując na tych danych została obliczona efektywność detekcji w gazie dla różnych mieszanek gazowych. Pierwsze charakterystyki uzyskano na podstawie symulacji z wykorzystaniem GEANT4, uwzględniając zjawisko fluorescencji katody detektora oraz materiałów folii GEM. Symulacje Monte-Carlo przeprowadzono ze statystyką 10^6 fotonów promieniowania rentgenowskiego dla jednego punktu obliczeniowego. Charakterystyki obejmują tylko te oddziaływania, które spowodowały pojawienie się elektronów pierwotnych w objętości dryfu/konwersji komory gazowej. Częstkowe wyniki obliczeń przedstawiono na rysunku 1.2.6. Jak widać dla cięższych gazów efektywność detekcji wzrasta dla całego zakresu energii fotonów, szczególnie dla zakresu SXR (1-10 keV) osiągając prawie 100% absorpcji. Zastosowanie gazów o dużej liczbie atomowej wynika z ich dużego przekroju dla

fotoabsorpcji w obszarze wysokich energii. Pod tym względem mieszkankę na bazie Kr/Xe można uznać za obiecującą. Połączenie dwóch różnych gazów zmniejsza wpływ nieciągłości krzywej absorpcji na odpowiedź detektora. Ewentualna domieszka Ne może sprawdzić się w celu zwiększenia ruchliwości jonów w gazie, aby uniknąć gromadzenia się ładunku przestrzennego w komorze detektora.



Rys. 1.2.5. Sumaryczny strumień mocy promieniowania dla każdej LOS w obu portach

Podczas pracy reaktora oczekiwane są duże strumienie ciepła w kierunku elementów diagnostyki, dlatego należałoby zbadać potrzebę układu chłodzenia. W celu oszacowania z grubsza obciążeń termicznych detektorów w ich lokalizacjach przeprowadzono wstępne obliczenia przy użyciu programów CHERAB i Raysect. W tym celu wypromieniowaną moc oszacowano w dwóch miejscach związanych z rozmieszczeniem czujników: a mianowicie na pierwszej ścianie i na przecięciu LOS. Obliczenia przeprowadzono dla 4 znaczników czasu dla dostępnego rozkładu równowagowego. Otrzymane wyniki są zebrane w Tabeli 1.2.3 i są przeszacowaniem mocy cieplnej, ponieważ gęstości zanieczyszczeń dla każdego zanieczyszczenia były utrzymywane na stałym poziomie.



Rys. 1.2.6. Absorpcja fotonów dla gazów szlachetnych Ne i Kr/Xe dla obszaru konwersji 100 mm

Otrzymane dane będą następnie użyte do analizy termomechanicznej za pomocą pakietu ANSYS Fluent.

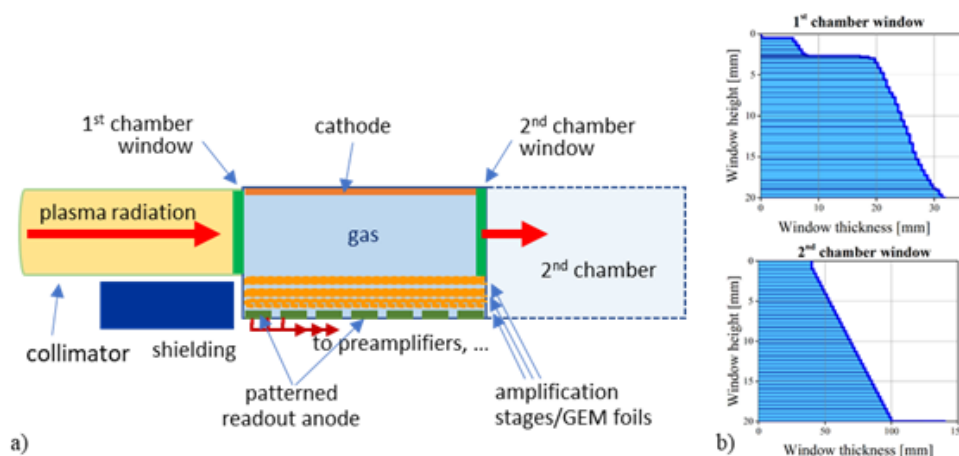
Otrzymane wstępne dane dotyczące widm fotonów dla każdej LOS zostały wykorzystane do opracowania pierwszej koncepcji, na której można oprzeć diagnostykę Prad/SXR. Ta pierwsza koncepcja detektora została opracowana dla konkretnego zastosowania systemu i dla jego

specyficznych warunków. W tym przypadku głównym celem było opracowanie koncepcyjnego projektu części detektora wrażliwej na fotony oraz odpowiedniej do przeprowadzania pomiarów w szerokim zakresie energii fotonów w obszarze SXR. Wymagana charakterystyka jest niezbędna do kontrolowania strumienia mocy przez separatory, a tym samym do sterowania i kontroli pracy DEMO. Ponieważ diagnostyka ma dostarczyć informacji zarówno o mocy promieniowania, jak i intensywności SXR, detektory miałyby pracować w trybie zliczania fotonów ze względu na nieliniowość wydajności kwantowej w zależności od energii fotonów.

Tabela 1.2.3. Parametry uzyskane z modelu CHERAB dla 2 punktów w każdym porcie, EP i UP, I 4 znaczników czasu.

CHERAB model										
Czas	1,08		2,16		3,24		4,32		5,4	
	Gęstość mocy [W/cm ²]	Błąd [%]	Gęstość mocy [W/cm ²]	Błąd [%]	Gęstość mocy [W/cm ²]	Błąd [%]	Gęstość mocy [W/cm ²]	Błąd [%]	Gęstość mocy [W/cm ²]	Błąd [%]
1	23233,9	6%	22460,3	6%	21591,9	6%	22977,6	6%	22383,6	6%
2	11911,8	9%	11517,0	9%	11086,0	9%	11794,1	9%	11457,9	9%
3	11918,3	7%	11559,1	7%	11588,7	7%	11737,8	7%	11704,4	7%
4	9127,9	8%	8876,8	8%	8876,4	8%	8990,1	7%	8961,1	8%

Proponowany schemat rozmieszczenia i konstrukcji czujnika przedstawiono na rysunku 1.2.7. Takie ustawienie pozwala na jak najmniejszą ekspozycję materiałów komory na bezpośrednie promieniowanie jonizujące. Ze względu na długie kolimatory kąt padającego promieniowania wynosi 0.68 stopnia na wyjściu z kolimatora. Ogranicza to oddziaływanie z promieniowaniem padającym do ośrodka gazowego oraz okna detektorów. Układ wzmacniający oraz płaszczyzna odczytu są poza zasięgiem promieniowania padającego. Może to również służyć rozwiązaniem w przypadku konieczności integracji z inną diagnostyką wzdłuż tej samej LOS, np. z kamerą neutronową, która współdzieli te same porty. Proponowana konstrukcja pozwala również na zamontowanie ekranowania, które zabezpiecza przed promieniowaniem jądrowym. Jest to szczególnie istotne w przypadku elementów wrażliwych na promieniowanie tła, np. przedwzmacniaczy analogowych. Dodatkowe ekranowanie może być również pomocne w zmniejszeniu sygnału pasożytniczego od materiałów, z których składa się folia GEM.



Rys. 1.2.7. (a) Koncepcja konstrukcji detektora z dwiema komorami gazowymi. Dla przejrzystości rysunku wszystkie ważne elementy są pokazane tylko dla pierwszej komory. (b) Przekroje poprzeczne okien obu komór o zoptymalizowanych grubościach uzyskanych w procedurze optymalizacji. Zero wysokości okna odpowiada z grubsza pozycji katody

Wyniki prac uzyskane w roku 2021 stanowią podstawę i punkt wyjścia dla finalnego projektu czujników do systemu pomiaru mocy promieniowania plazmy centralnej i natężenia promieniowania SXR. Aktualny projekt zapewnia pomiar szerokiego zakresu energii fotonów oczekiwanego promieniowania SXR przy zachowaniu dobrej wydajności detekcji w całym zakresie energii i pozwala na określenie energii i pozycji fotonów. Zaproponowana struktura detektora powinna zminimalizować negatywny wpływ środowiska przyszłych reaktorów termojądrowych na elementy systemu pomiarowego. W dalszym rozwoju przewidziana jest optymalizacja okna wielomateriałowego wraz z dalszą pracą nad szczegółowym projektem mechanicznym.

Osiągnięcia w zakresie technologii

Jednym z globalnych celów danego zadania jest rozwiązanie problemu przygotowania nowej technologii, która sprosta wymaganiom przyszłych reaktorów fuzyjnych. Do powszechnych problemów technologicznych, które zostały napotkane podczas przygotowania wstępnej koncepcji detektora, można zaliczyć, na przykład, przygotowanie interfejsu próżniowego pomiędzy kolektorem a komorą gazową oraz zapewnienie wytrzymałości cienkiego okna berylowego. To ostatnie ma zapewnić szczelność próżniową oraz wytrzymać dużą różnicę ciśnień pomiędzy próżnią w komorze tokamaka oraz w komorze gazowej detektora. Wstępnym zaproponowanym rozwiązaniem dla okna berylowego jest zastosowanie struktury podtrzymującej w kształcie plastra miodu. Pozwoli to na zminimalizowanie strat absorpcyjnych i jednocześnie na zmniejszenie siły wywartej na cienką folię berylu.

Rozwój narzędzi informatycznych

Do realizacji zadania niezbędne było przygotowanie narzędzi numerycznych. Dotyczyło to zarówno określenia padającego strumienia fotonów, jego zależności spektralnej, jak i opracowania koncepcji komory gazowej. W celu symulacji promieniowania z plazmy przygotowane zostało narzędzie informatyczne, na bazie rozwijanych w IFPiLM kodów, dedykowane do reaktora DEMO. Przy tym została uwzględniona geometria urządzenia oraz scenariusz wyładowania plazmowego. Narzędzie powstało przy użyciu języka Delphi.

Oprócz tego na potrzeby optymalizacji i ukończenia projektu koncepcyjnego czujnika na bazie GEM powstało narzędzie do obliczenia absorpcji promieniowania poprzez elementy komory i gaz roboczy. Pozwoliło to na automatyczną optymalizację podstawowych elementów projektu detektora. Narzędzie powstało przy użyciu języka Python.

1.3. Rozwój diagnostyki LIBS do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych w oparciu o elementy sztucznej inteligencji (SI)

Po potwierdzeniu gotowości technologicznej do instalacji na tokamaku diagnostyki LIBS, co zostało osiągnięte w 2020 roku wspólnym eksperymentem IFPiLM i ENEA Frascati, prace w roku 2021 miały na celu przygotowanie się do warunków pomiarowych, których należy się spodziewać podczas prowadzenia eksperymentów na ITER.

W trakcie dotychczasowych badań prowadzonych w ramach projektu Eurofusion realizowanego przy współpracy z przy współpracy z m. in. ENEA Frascati (Włochy), FZJ (Niemcy), Differ (Niderlandy), CU (Słowacja), UT (Estonia), ISSP-UL (Łotwa) i VTT (Finlandia) zwrócono uwagę na kilka niewiadomych, które mogą w przyszłości utrudnić działanie LIBS jako diagnostyki retencji paliwa w reaktorach nowej generacji głównie przez wpływ na znaczne zwiększenie niepewności pomiarowej. Wśród tych niewiadomych można wyszczególnić:

- niedostatecznie zbadany wpływ ciśnienia atmosferycznego (dotychczasowe badania prowadzone były w układach z obniżonym ciśnieniem, jednak ostatnie ustalenia planów ITER przewidują, że pomiary LIBS mają być prowadzone w ciśnieniu zbliżonym do atmosferycznego),
- w przypadku stosowania metody *calibration free (CF-LIBS)* niepewność wyznaczenia temperatury elektronowej może mieć duży wpływ na niepewność obliczeń składu chemicznego plazmy, co jest szczególnie dotkliwe z uwagi na właściwości widm wodoru i berylu, których linie położone są blisko siebie. Kilkoprocentowy błąd pomiaru temperatury może spowodować nawet ponad 20 punktów procentowych błędu wyznaczenia zawartości izotopów wodoru, czyli mówiąc wprost, przy wyniku pomiaru 5 %, w próbce może być nawet 25 % izotopów wodoru, co jest

niedopuszczalne

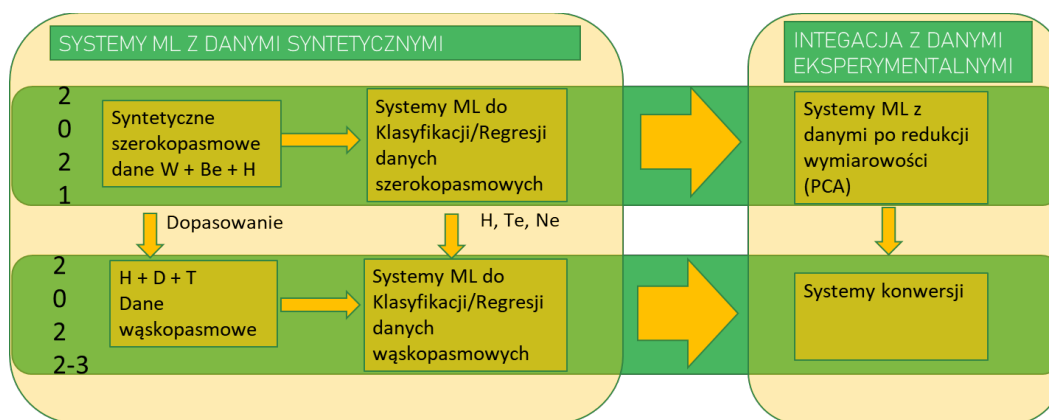
- w dalszym ciągu występują trudności z przygotowywaniem odpowiednich próbek zawierających beryl, natomiast przygotowanie próbek zawierających tryt jest praktycznie niemożliwe. Ponadto niewiele laboratoriów ma możliwość pracy z takimi materiałami ze względu na ich toksyczność (beryl) i radioaktywność (tryt).

W celu rozwiązania wyżej wymienionych problemów zespół IFPiLM zaproponował zastosowanie elementów sztucznej inteligencji w postaci metod uczenia maszynowego (ML – Machine Learning) przy wykorzystaniu danych symulacyjnych, które nie są obciążone ograniczeniami związanymi z prowadzeniem prac eksperymentalnych, a dodatkowo zapewniają lepszą adaptację do parametrów plazmy, które mogą zostać osiągnięte na ITER w warunkach innych niż mogą być prowadzone eksperymentalne prace symulacyjne. Podejście takie wpisuje się w aktualne trendy w nauce, które zwiększają zaangażowanie metod sztucznej inteligencji doskonale sprawdzające się w licznych dziedzinach nie tylko naukowych.

Nakreślony w 2021 roku program badawczy obejmuje prace wykraczające również poza rok 2021, a jego schemat przedstawiony jest na rysunku 1.3.1.

Do wygenerowania zestawów danych posłużono się specjalnie do tego celu stworzonym narzędziem SimulatedLIBS pracującym w oparciu o bazę danych NIST.

Jako systemami klasyfikacji posłużono się metodami LR (Logistycznej regresji), RF (Random Forest), SVM (Support Vector Machines) oraz prostymi sztucznymi sieciami neuronowymi (ANN). Do regresji zastosowano algorytm regresji liniowej, PLS oraz sztucznych sieci neuronowych. Analizę przeprowadzono zarówno na danych bezpośrednio po ich wygenerowaniu jak i po przetworzeniu oraz redukcji wymiarowości za pomocą PCA (Principal Components Analysis), co było pierwszym krokiem do adaptacji systemów do danych eksperymentalnych (dane eksperymentalne będą poddawane redukcji wymiarowości za pomocą takich samych systemów).



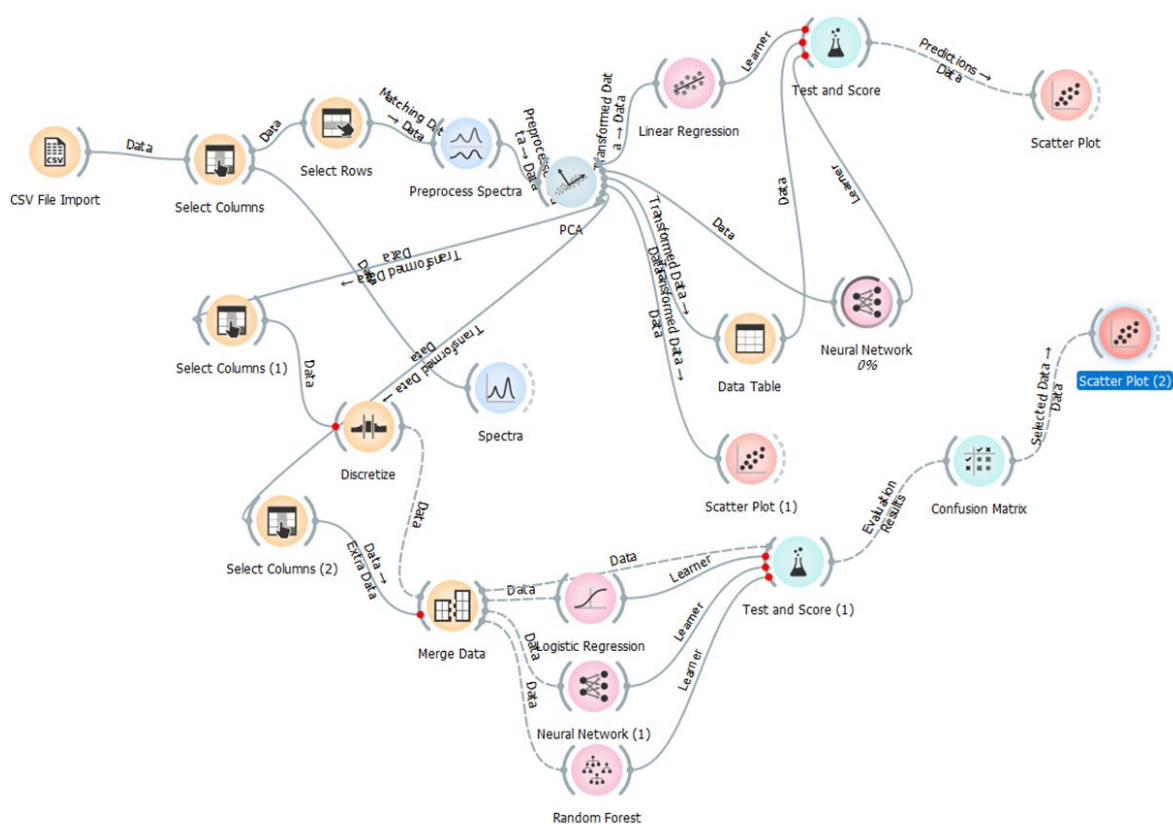
Rys. 1.3.1 Schemat prowadzenia prac w ramach rozwoju diagnostyki LIBS przy wykorzystaniu metod SI

Wyniki prac badawczych

Najważniejszym problemem naukowym, którego rozwiązanie postawiono sobie za cel w roku 2021 było sprawdzenie czy metody uczenia maszynowego poradzą sobie z redukcją niepewności pomiarowej, która występowała w metodzie CF LIBS na skutek błędu wyznaczania temperatury dla próbek zawierających izotopy wodoru w materiałach złożonych z różnych proporcji wolframu i berylu. Dotychczasowe eksperymenty nie przyniosły jego rozwiązania przede wszystkim za względu na niedostępność próbek z odpowiednio zróżnicowanym składem chemicznym. Problem niedostępności próbek, będący de facto problemem technologicznym, był łatwy do rozwiązania za pomocą danych syntetycznych pobranych za pomocą narzędzia SimulatedLIBS (opis w odpowiedniej części raportu), natomiast problem określenia dokładności wyznaczenia koncentracji izotopów wodoru (będący problemem naukowym) został rozwiązany za pomocą algorytmów uczenia maszynowego (ML) w sposób opisany poniżej.

Sprawdzono dwa podejścia do problemu, jedno opierające się na klasyfikacji i drugie opierające się na regresji. Obie te techniki są powszechnie stosowane w systemach sztucznej inteligencji do szerokiej gamy problemów. W przypadku klasyfikacji zbiór danych podzielony został na cztery przedziały w zależności od zawartości izotopów wodoru (0–2.5 %, 2.5 – 5 %, 5 – 7.5 % i 7.5 – 10 %), które następnie były traktowane przy trenowaniu systemów jako etykiety. Drugie podejście polegało na regresji, w której dane określające zawartość wodoru posiadają format numeryczny.

Do większości prac wykorzystano dostępny w pakiecie Ancaonda program Orange będący nowym rozwiązaniem pozwalającym na pracę z szeroką gamą narzędzi przetwarzania danych i uczenia maszynowego. Do oryginalnego pakietu dodatkowo zainstalowany został moduł Spectroscopy szczególnie użyteczny przy pracy z danymi spektroskopowymi. Program Orange umożliwia projektowanie systemów za pomocą bloków realizujących poszczególne operacje połączone liniami symbolizującymi przepływ danych. Przykładowy „workflow” systemu wykorzystanego na zaawansowanym etapie badań przedstawiony jest na rysunku 1.3.2.



Rys. 1.3.2. Zaprojektowany w Orange system ML do analizy danych spektroskopowych

Pośród wielu różnych pomiarów (wyznaczanie temperatury i koncentracji elektronowej, wyznaczanie koncentracji wolframu i berylu) za najistotniejsze należy uznać wyniki dotyczące klasyfikacji i regresji zawartości izotopów wodoru i to one przedstawione są w tym raporcie.

Klasyfikacja

Do oceny różnych algorytmów klasyfikacji wykorzystano następujące parametry powszechnie używane w statystycznej ocenie tego typu systemów:

- Precyzja i czułość (Precision and Recall)
- AUC (Area under Curve)
- CA (Classification Accuracy)
- F1

Parametry te oparte są na macierzy błędów. Badania przeprowadzono na danych bezpośrednio po

symulacji (RSM – Raw Simulated Model), po przetworzeniu w celu ujednoludnienia skali (PDM – Processed Data Model) i po redukcji wymiarowości (RDM – Reduced Data Model). Wyniki zestawiono w tabeli poniżej.

Tabela 1.3.1 Ocena modeli klasyfikacji

Parameter/Model		RSM	PDM	RDM
Precyzja	RF	0,722	0,753	0,709
	SVM	0,520	0,509	-
	LR	0,280	0,766	0,813
	ANN	0,746	0,762	0,891
Czułość	RF	0,720	0,754	0,71
	SVM	0,520	0,516	-
	LR	0,280	0,772	0,814
	ANN	0,748	0,764	0,891
AUC	RF	0,914	0,924	0,898
	SVM	0,793	0,789	-
	LR	0,515	0,926	0,947
	ANN	0,921	0,932	0,981
CA	RF	0,720	0,754	0,711
	SVM	0,520	0,516	-
	LR	0,280	0,772	0,818
	ANN	0,748	0,764	0,891
F1	RF	0,720	0,753	0,710
	SVM	0,515	0,503	-
	LR	0,267	0,764	0,814
	ANN	0,746	0,763	0,891

Do uzyskania powyższych wyników posłużyła metoda k-fold Cross-validation z k=10. Z przedstawionej tabeli wynika, że klasyfikacja nie jest idealna i zmiana formatu danych w różny sposób wpływa na różne modele. Ujednoludnienie danych znacznie poprawia działanie logistycznej regresji podczas gdy wręcz nieco psuje wyniki SVM. Zaskakująco dobre wyniki dla nieprzetworzonych danych wykazała metoda RF, jak również nawet dość prosta sieć neuronowa (100 neuronów w warstwie ukrytej). Należy zaznaczyć, że w przypadku klasyfikacji danych dla modeli RDM zastosowano bardziej złożone modele obliczeniowe w przypadku ANN (dwie warstwy ukryte po 60 neuronów, solver L-BFGS_B, logistyczna funkcja aktywacji) i dzięki temu zostały uzyskane tak dobre wyniki. Należy przyznać, że macierz błędów uzyska przy klasyfikacji ostatnią z wymienionych metod wygląda bardzo dobrze (Rys. 1.3.3) i potwierdza wysoką skuteczność zastosowanych rozwiązań.

		Predicted				
		< 2.475	2.475 - 4.95	4.95 - 7.425	≥ 7.425	Σ
Actual	< 2.475	117	8	0	0	125
	2.475 - 4.95	9	110	7	0	126
	4.95 - 7.425	0	12	94	9	115
	≥ 7.425	0	0	7	105	112
Σ		126	130	108	114	478

Rys. 1.3.3 Macierz błędów dla klasyfikacji zawartości izotopów wodoru dla danych po PCA metodą ANN

Regresja

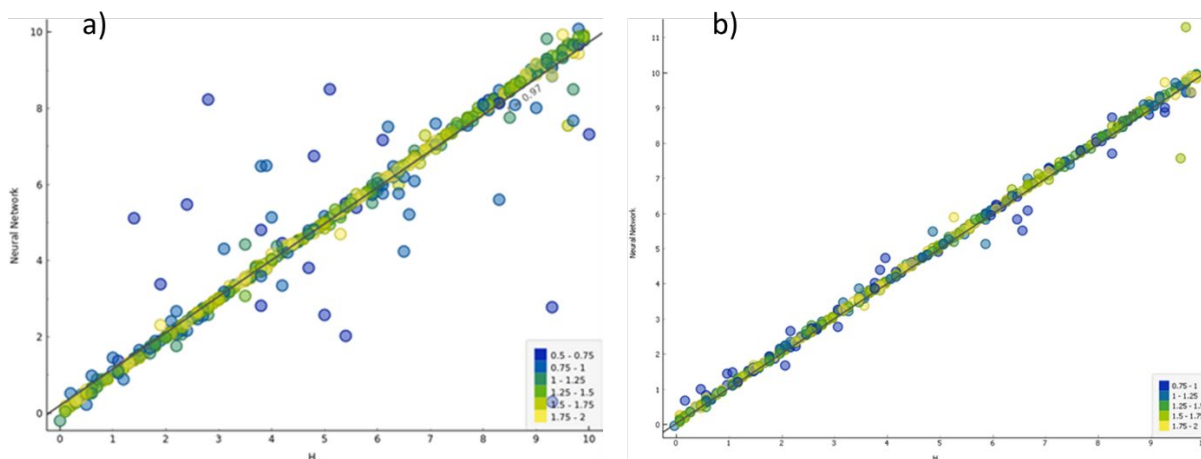
Podobnie jak dla klasyfikacji, dla analizy ilościowej przeprowadzone zostały badania na podobnie przygotowanych zbiorach danych. Jako mierniki jakości modeli posłużyły ogólnie używane w takich wypadkach parametry: MSE, RMSE, MAE i R^2 .

Tabela 1.3.2 Ocena modeli regresji

Parameter/Model		RSM	PDM	RDM	RDM_c
MSE	LR	2,146	0,091	1,717	1,147
	ANN	2,943	0,620	0,326	0,032
RMSE	LR	1,465	0,301	1,311	1,071
	ANN	1,716	0,788	0,571	0,179
MAE	LR	0,964	0,096	0,873	0,718
	ANN	1,091	0,500	0,166	0,070
R^2	LR	0,741	0,989	0,793	0,862
	ANN	0,644	0,925	0,961	0,996

Analiza danych w tabeli pozwala zauważyć, że o ile modele dość słabo radzą sobie z regresją opartą na surowych danych, o tyle po przetworzeniu idzie im to doskonale i obie badane metody uzyskują R^2 bliski jedności, przy czym, co może być nieco zaskakujące, regresja liniowa radzi sobie nawet lepiej od sieci neuronowej. Problemy zaczynają się przy obliczeniach po redukcji wymiarowości. Metoda liniowej regresji przestaje sobie radzić w tych warunkach, natomiast analiza zachowani ANN prowadzi do interesujących spostrzeżeń, do których kluczem są obserwacje przedstawione na rysunku 1.3.4 a).

Praktycznie wszystkie punkty oddalone od funkcji modelu okazują się być widmami uzyskanymi dla temperatury elektronowej poniżej 0,75 eV, a więc uznawanej za graniczną do pojawienia się istotnych dla charakteryzacji wodoru linii alfa. Po uwzględnieniu tego spostrzeżenia i usunięcia z danych widm uzyskanych dla takich temperatur (zbiór (RDM_c) możliwe jest doskonałe dopasowanie modelu. Wynik ten niesie jednocześnie istotną przesłankę dla prowadzenia eksperymentów.

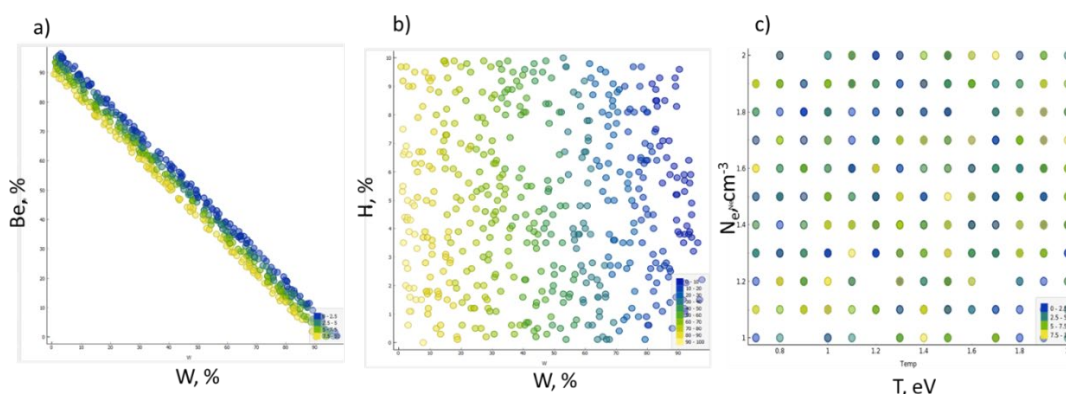


Rys. 1.3.4 Porównanie działania regresji za pomocą ANN dla oryginalnego i obciętego zbioru danych RDM

Osiągnięcia w zakresie technologii,

Problemami technologicznymi obecnymi w projekcie właściwie od jego początku były niedostatek próbek o zróżnicowanym składzie chemicznym oraz brakiem możliwości wykonywania eksperymentów na próbkach z berylem w większości laboratoriów. Aby pośrednio uporać z tymi problemami postanowiono posłużyć się widmami syntetycznymi, które zostały wygenerowane na podstawie danych na portalu NIST. Zadanie to zostało ułatwione dzięki opracowaniu pakietu SimulatedLIBS języka Python, która jest opisana w odpowiednim podpunkcie. Dzięki temu narzędziu wygenerowano 500 widm o zawartości wodoru od 0 do 10 % oraz wolframu i berylu uzupełniających w dowolnych proporcjach skład próbki do 100%. Dane zostały wygenerowane dla odpowiednio szerokich przedziałów temperatury i koncentracji elektronowej, które miały charakter dyskretny (symulując pomiary ze skończoną i niezbyt dużą dokładnością). Rozkład danych w przestrzeni ich różnych parametrów przedstawiony jest na Rys. 1.3.5.

Dzięki syntetycznym widmom udało się rozwiązać problem naukowy wymieniony w podpunkcie a)



Rys. 1.3.5. Dane wygenerowane za pomocą SimulatedLIBS a) zależność zawartości berylu i wolframu (barwa punktu symbolizuje zawartość wodoru), b) zależność zawartości wodoru i wolframu (barwa punktu symbolizuje zawartość berylu), c) zależność koncentracji od temperatury elektronowej (barwa punktu symbolizuje zawartość wodoru).

Rozwój narzędzi informatycznych

Istotnym osiągnięciem w dziedzinie rozwoju narzędzi informatycznych było stworzenie pakietu SimulatedLIBS pozwalającego na generację syntetycznych widm o zadanym składzie chemicznym oraz temperaturze i koncentracji elektronowej, a następnie wykonywanie na nich ważnych operacji takich

interpolacja, zapis do pliku oraz wizualizacja. Pakiet powstał w ramach pracy dyplomowej Marcina Kastka z Wydz. Fizyki Politechniki Warszawskiej i jest dostępny na stronie <https://pypi.org/project/SimulatedLIBS>. W celu instalacji wystarczy posłużyć się standardowym narzędziem do instalacji w języku Python.

Ponadto przygotowane zostały narzędzia ułatwiające korzystanie z danych pomiarowych uzyskiwanych przez spektrometr IBSEN oraz pozwalające na jednoczesną wizualizację i porównywanie widm uzyskiwanych przez oba dostępne w laboratorium spektrometry. Narzędzia te powstały przy użyciu języka Python.

2. Diagnostyki służące do pomiarów neutronów prędkich z reakcji syntezy ciężkich izotopów wodoru

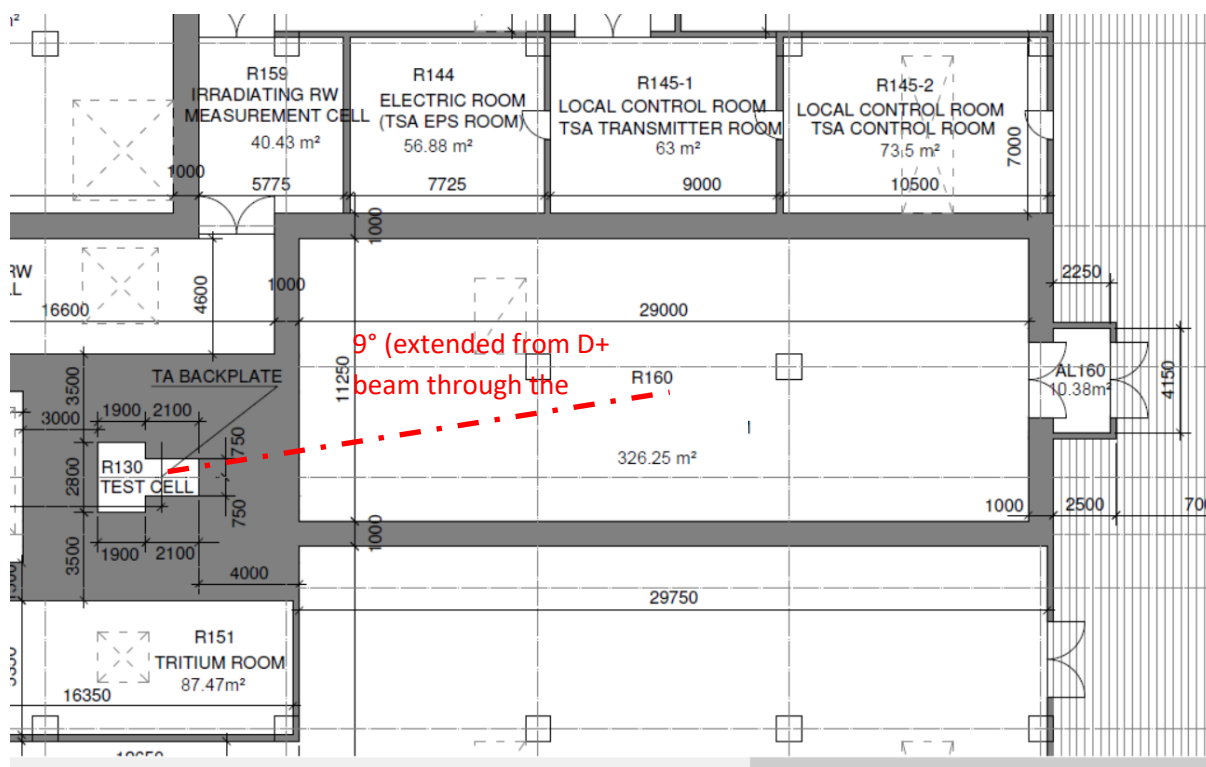
2.1. Neutronowe analizy numeryczne wspomagające projekt koncepcyjny zamykacza neutronów dla urządzenia DONES

W 2021 roku w ramach projektu WPENS zaplanowano wykonanie obliczeń neutronowych wspomagających projekt koncepcyjny zamykacza wiązki neutronów.

Część neutronów powstających w urządzeniu DONES będzie wyprowadzana specjalnie zaprojektowanym kanałem do hali eksperymentów uzupełniających (Complementary Experiments Room - CER). W celu kontroli tej wiązki neutronów, zespół z Narodowego Centrum Badań Jądrowych opracowuje projekt koncepcyjny zamykacza z moderatorem. W 2021 roku zespół naukowców z IFPiLM przeprowadził obliczenia z zastosowaniem kodu MCNP wspomagające ten projekt. W ramach tych badań zaplanowano zbadanie właściwości ekranowania neutronów i fotonów przez wybrane materiały zamykacza w celu spełnienia wymagań warunków radiologicznych w CER. Do analizy wzięto pod uwagę różne tryby pracy, a także przepływ neutronów i fotonów przez prześwity zamykacza. Kolejne obliczenia dotyczą grzania jądrowego projektowanych części konstrukcyjnych. Materiały filtrów neutronów będą dobierane tak, aby uzyskać oczekiwane widma energii neutronów na wyjściu linii wiązki. W kolejnych etapach należy również obliczyć aktywację ruchomych części zamykacza.

Wyniki prac badawczych

Koncepcja wiązki neutronowej do eksperymentów uzupełniających opiera się na następujących założeniach: kanał neutronowy zaczyna się w Test Cell (TC), przechodzi przez betonową ścianę o łącznej długości 6,5 metra i wychodzi w pomieszczeniu 160, zwanym również halą do eksperymentów uzupełniających (Complementary Experiment Room - CER). Kierunek kanału jest przedłużeniem wiązki deuteronowej, więc biegnie pod kątem 9 stopni od osi X (patrz Rys. 2.1.1).



Rys. 2.1.1 Koncepcja wiązki neutronowej do eksperymentów uzupełniających

Dla zapewnienia bezpieczeństwa w CER kanał zostanie zamknięty zamykaczem zaprojektowanym w ramach zadania nr ENS-4.7.1.1.-T004-05 "Conceptual design of the neutron line and shutter between the Test Cell and the Facilities for Complementary Experiments (R160)" wykonywanego przez zespół

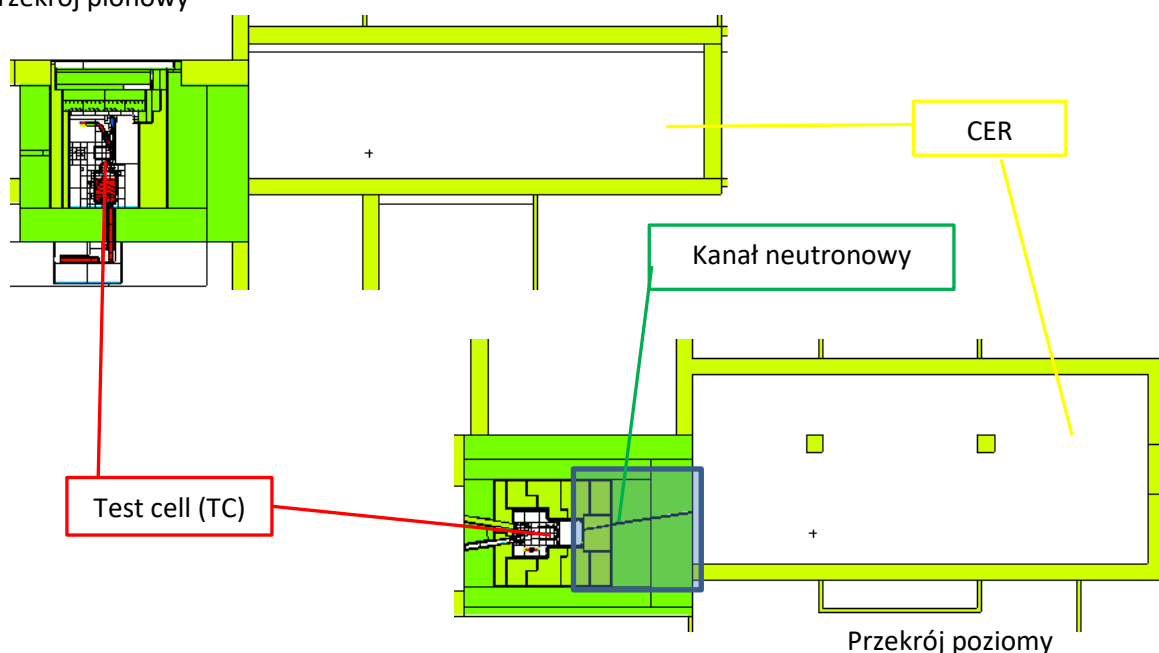
z Narodowego Centrum Badań Jądrowych. Celem niniejszego zadania są analizy jądrowe wspierające projektowanie i optymalizację zamykacza wiązki neutronów.

Model MCNP

Do tego zadania wykorzystano model MCNP TC z otaczającymi go pomieszczeniami dostępny dla wszystkich uczestników projektów WPENS. Do obliczeń wykorzystano MCNP6.1 [T. Goorley, et al., "Initial MCNP6 Release Overview", Nuclear Technology, **180**, pp 298-315 (Dec 2012)] z pakietem McDeLicious-17 [S. P. Simakov, U. Fischer, K. Kondo, and P. Pereslavytsev, Status of the McDeLicious Approach for the D-Li Neutron Source Term Modeling in IFMIF Neutronics Calculations, Fusion Sci. Technol., 62, pp. 233-239 (2012)] oraz bibliotekę przekrojów FENDL-3.1b [<https://www-nds.iaea.org/fendl31/>].

Wykorzystany model zawiera kanał neutronowy w postaci tunelu w betonowej ścianie. Zgodnie z pierwotną koncepcją, kanał ma początkowo średnicę 89,9 mm, a następnie rozszerza się teleskopowo do średnicy 139,7 mm. Fragment modelu można zobaczyć na Rys. 2.1.2.

Przekrój pionowy



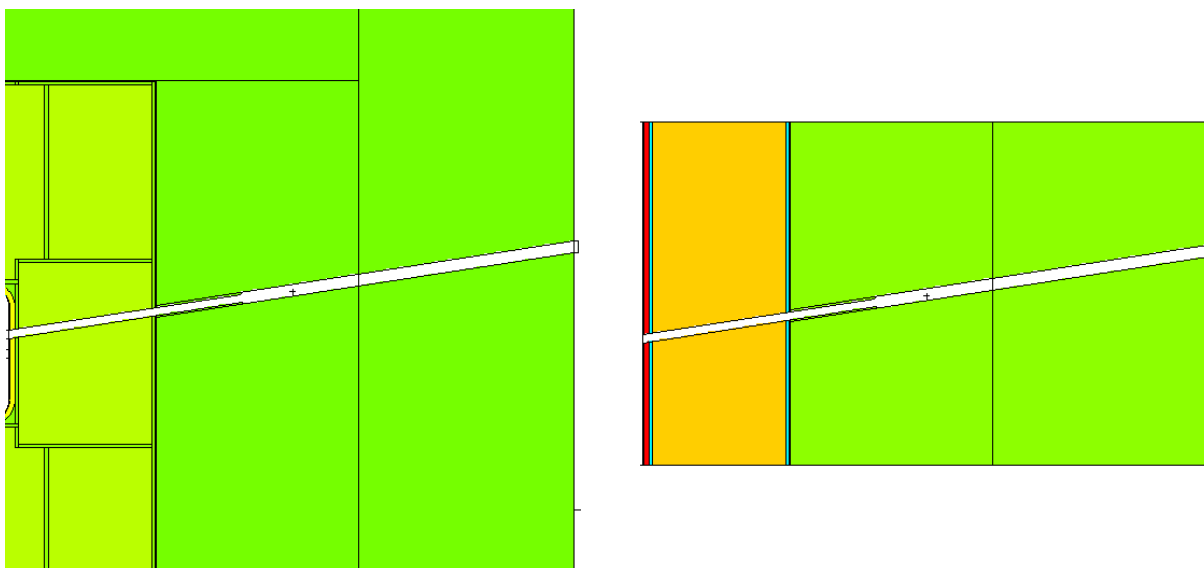
Rys. 2.1.2 Fragment modelu MCNP TC w przecięciu pionowym i poziomym. Podświetlony kwadrat pokazuje część modelu, która zostanie wykorzystana w dalszych obliczeniach

Postanowiono uprościć geometrię do minimum i wykorzystać karty SSW i SSR w MCNP. Aby to osiągnąć, stworzono bardzo prosty input geometryczny MCNP. Betonowa ściana z linią neutronową ma kształt dużego walca wzdłuż osi X, zawierającego wszystkie warstwy, jak w oryginalnym inputie MCNP TC. Obliczenia z oryginalnymi danymi wejściowymi ze źródłem McDeLicious i kartą SSW generują plik WSSA z informacjami o cząsteczkach na powierzchni tylnej ścianki TC. W uproszczonym inputie karta SSR oznacza, że źródłem cząstek jest plik WSSA. Plik WSSA został wygenerowany dla $2 \cdot 10^9$ historii. Oba inputy można zobaczyć na Rys. 2.1.3.

Obliczenia transportu neutronów

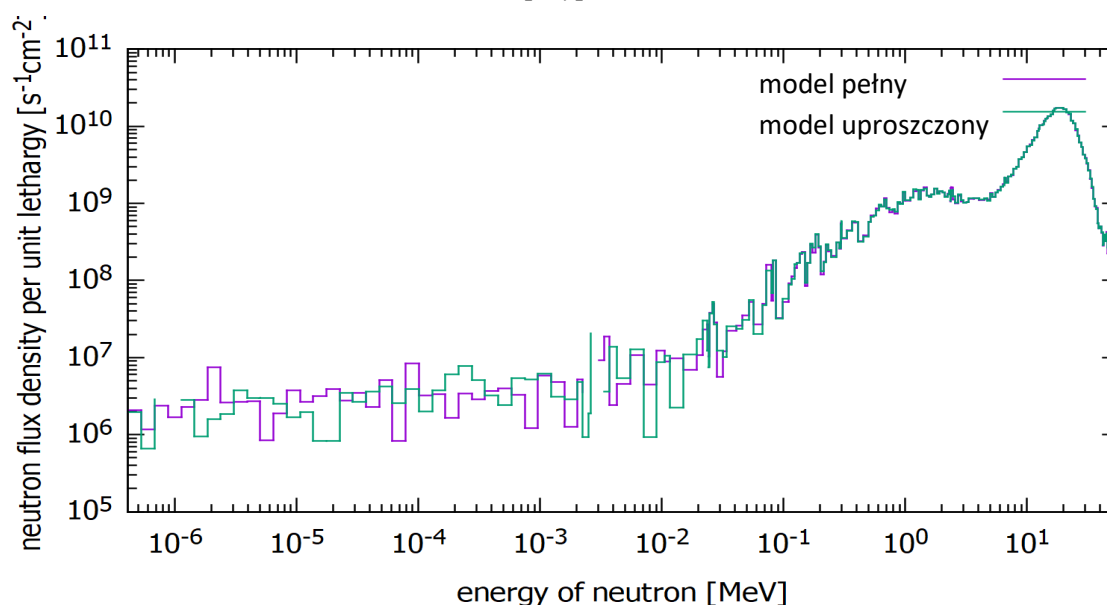
Weryfikacja podejścia SSW i SSR

Weryfikacja tego podejścia polegała na obliczeniu widm neutronów przy wylocie kanału w obu inputach oraz na ich porównaniu.



Rys. 2.1.3. Przejście z modelu pełnego do uproszczonego. Po lewej: oryginalny model, w którym zastosowano kartę SSW, po prawej: model uproszczony - cylinder o dużej średnicy z warstwami analogicznymi do pełnego modelu i identycznym kanałem neutronowym. Tutaj używana jest karta SSR.

Rys. 2.1.4. Porównanie wyników obliczeń widma neutronów przy wylocie kanału w dwóch przypadkach.



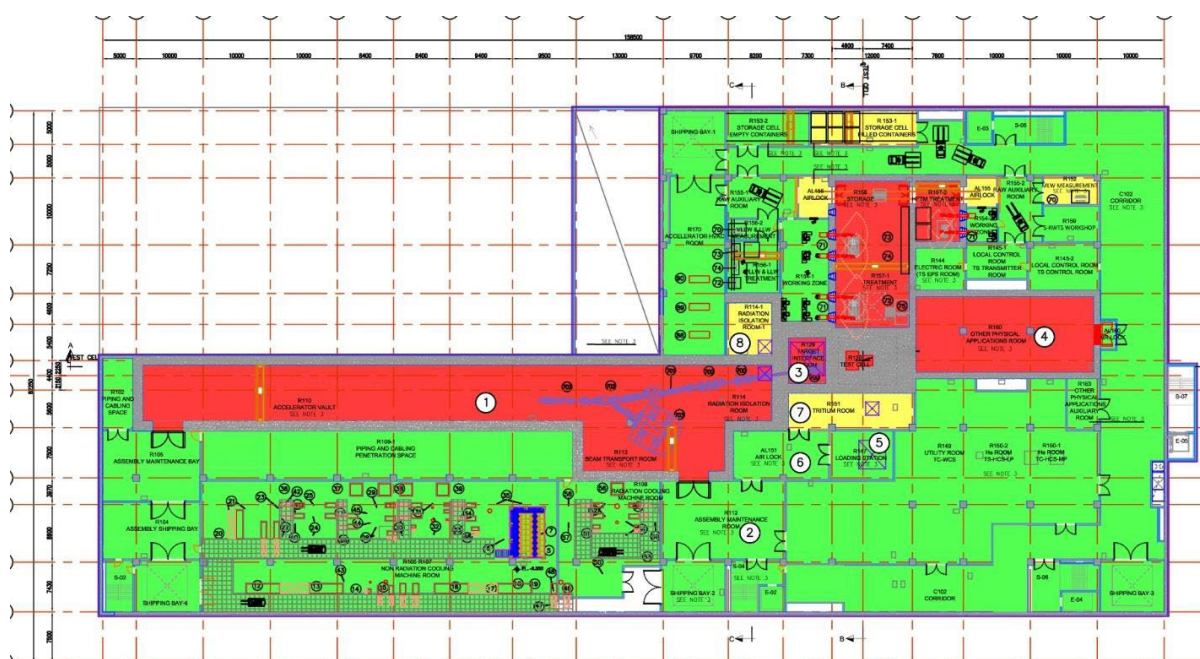
Porównanie wyników obliczeń widma neutronów przy wylocie kanału w dwóch wymienionych przypadkach przedstawiono na Rys 2.1.4. Zgodność wyników uznano za zadowalającą.

Dobór grubości bariery neutronowej

Klasyfikacja obszarów roboczych ochrony przed promieniowaniem według kryteriów napromieniowania znajduje się w Preliminary Safety Analysis Report (PSAR) dostępnym dla uczestników projektów WPENS (patrz Tabela 2.1.1). Na rysunku 2.1.5 pokazano obszary napromieniowania na parterze. CER jest tam zaznaczony na czerwono (Forbidden), ale tak jest w przypadku otwartego kanału neutronowego. Gdy kanał jest zamknięty, dążymy do żółtego (Limited permanence).

Tab. 2.1.1 Klasyfikacja obszarów roboczych ochrony przed promieniowaniem według kryteriów napromieniowania.

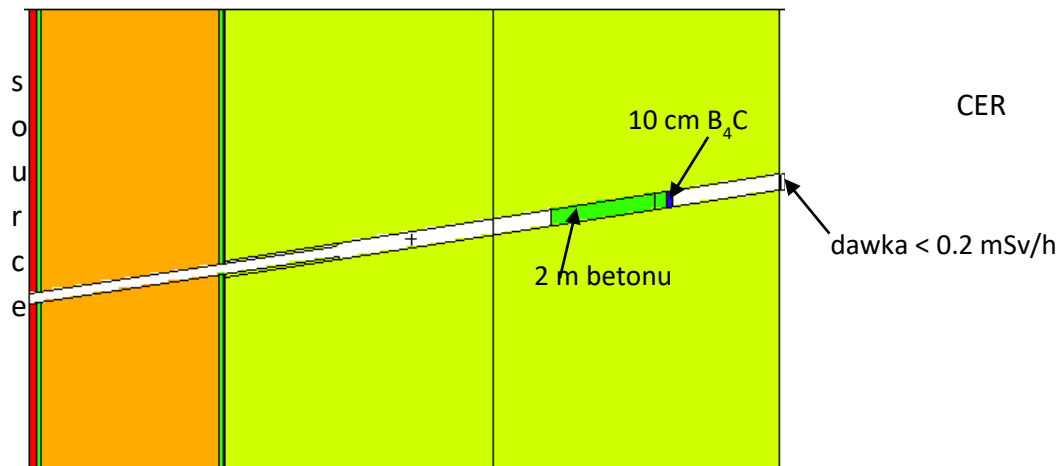
Area		Colour	Total dose rate due to external exposure ^(1, 2, 3) Effective dose rate	External exposure of hands, forearms, ankles & feet ⁽⁴⁾ Dose equivalent rate ⁽⁵⁾
Unrestricted area within the facility				
Unrestricted area		White	< 0.5 µSv/h	--
Controlled and Supervised areas				
Supervised area		Blue	< 3 µSv/h	< 75 µSv/h
Controlled area	Free permanence	Green	< 10 µSv/h	< 250 µSv/h
	Limited permanence	Yellow	< 1 mSv/h	< 25 mSv/h
	Specially regulated	Orange	< 100 mSv/h	< 2500 mSv/h
	Forbidden	Red	≥ 100 mSv/h	≥ 2500 mSv/h



Rys. 2.1.5 Obszary napromieniowania na parterze

Wstępne obliczenia miały na celu określenie grubości i materiału osłony, która zredukowałaby neutrony i zapewniła bezpieczeństwo CER podczas działania DONES. Dlatego założono, że ze względów bezpieczeństwa poszukujemy grubości przesłony, która zapewni, że dawka przy wylocie kanału nie będzie większa niż 0.2 mSv/h.

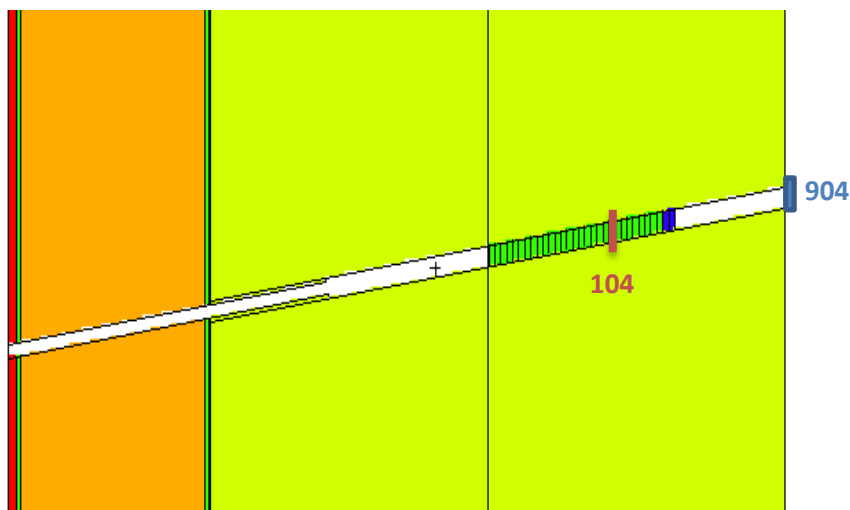
Oszacowano, że 1 m betonu zmniejsza dawkę neutronów o 3 rzędy wielkości. Dawka od promieniowania gamma jest o 2 rzędy wielkości niższa niż od neutronów i nie będzie brana pod uwagę na tym etapie. 1 m betonu nie stanowi wystarczającej bariery, więc kanał został „zatkany” 2 m betonu oraz 10 cm węgla boru (Rys. 2.1.6).



Rys. 2.1.6. Uproszczony model z kanałem neutronowym „zatkanym” 2 m betonu.

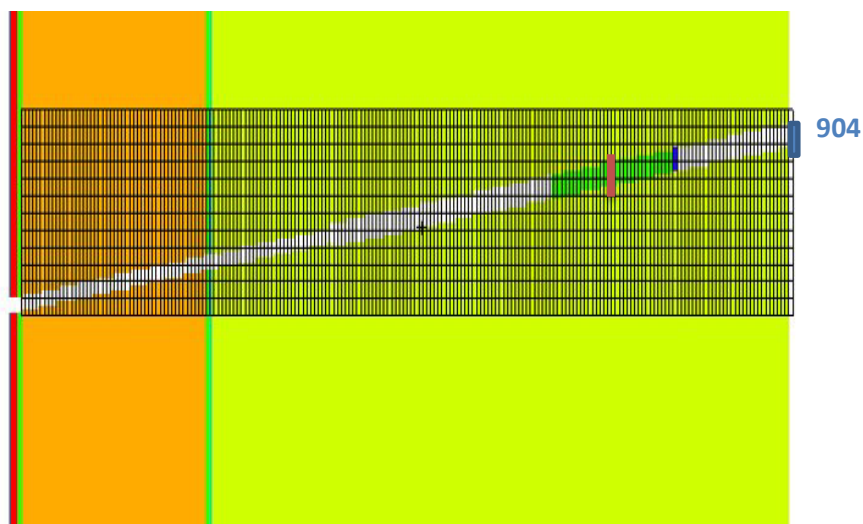
Weight windows

W tej konfiguracji obliczenie dawki przy wylocie kanału wymaga użycia technik redukcji wariancji – w tym przypadku tzw. Weight Windows (WW). Zastosowano trzy podejścia. Pierwsze z nich to generator WW w oparciu o komórki modelu z pomocniczą komórką na powierzchni. Gdy wynik w pomocniczej komórce jest zbliżony, w kolejnej iteracji zostaje ona przesunięta na kolejną powierzchnię w kierunku wylotu kanału. Tarcza betonowa jest podzielona na plastry o grubości 5 mm (Rys. 2.1.7).



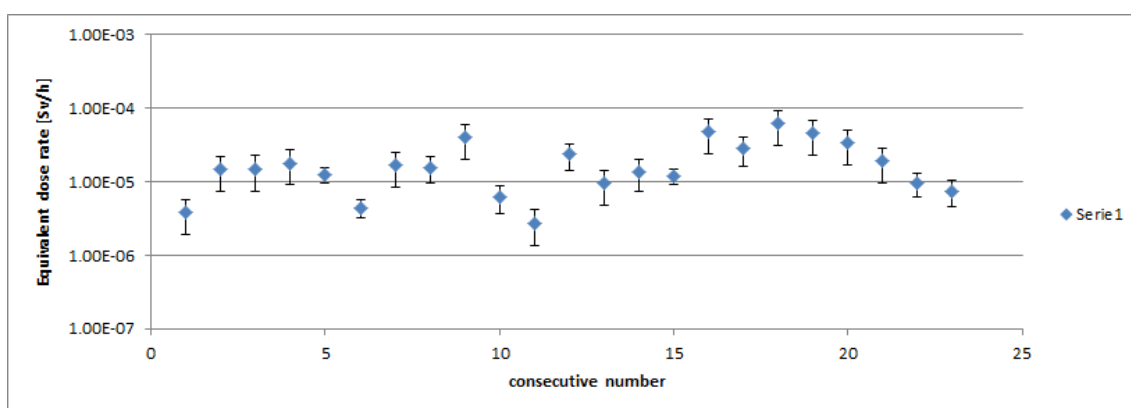
Rys. 2.1.7. Idea generatora WW na podstawie komórek: f14:n 904 jest głównym tally w komórce 904, f111:n 104 jest pomocniczym tally na powierzchni 104.

Drugie podejście to generator WW w oparciu o siatkę nałożoną na geometrię i pokrywającą kanał oraz otaczającą ścianę. W tym przypadku zasada przejścia do kolejnej iteracji jest taka sama jak poprzednio (Rys. 2.1.8).



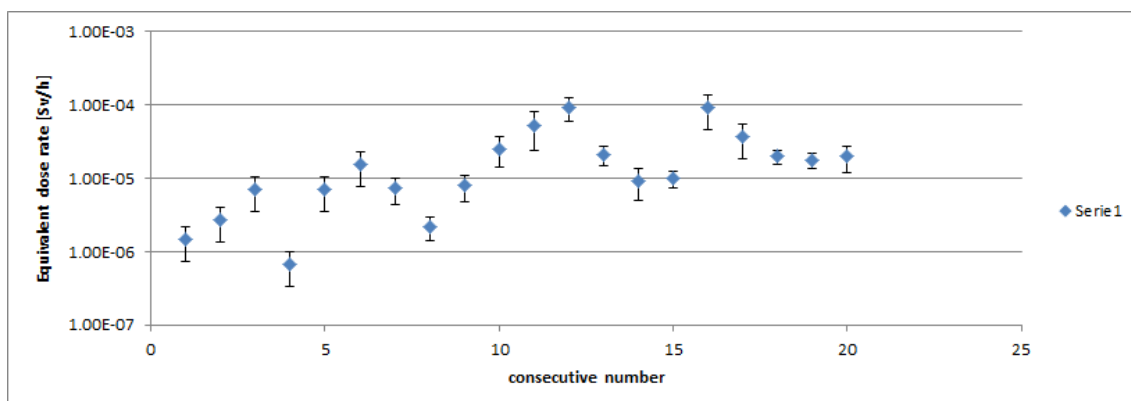
Rys. 2.1.8. Zasada generatora WW na siatce $S_x \approx 3 \text{ cm}$, $S_y \approx 10 \text{ cm}$, $S_z \approx 5 \text{ cm}$.

Po 60 czasochłonnych iteracjach wynik obliczeń, czyli dawka przy wylocie kanału nie jest zbieżny. Pomimo tego obliczenia są kontynuowane. Rys. 2.1.9 przedstawia wynik obliczeń dawki przy wylocie kanału z błędem względnym mniejszym niż 50% dla generatora WW opartego na komórkach. Wyniki wahają się w okolicach $10 \mu\text{Sv/h}$.



Rys. 2.1.9. Wyniki obliczeń dawki przy wylocie z błędem względnym mniejszym niż 50% dla generatora WW opartego na komórkach.

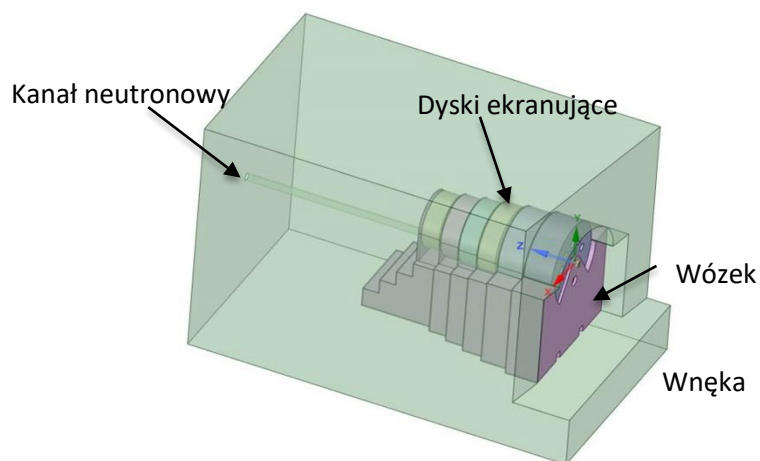
Nieco inaczej zachowuje się wynik obliczeń dawki na wylocie kanału dla generatora WW opartego na siatce (patrz Rys. 2.1.10). Chociaż ostateczna wartość dla obu metod powinna być taka sama



Rys. 2.1.10. Wyniki obliczeń dawki przy wylocie z błędem względnym mniejszym niż 50% dla generatora WW opartego na siatce

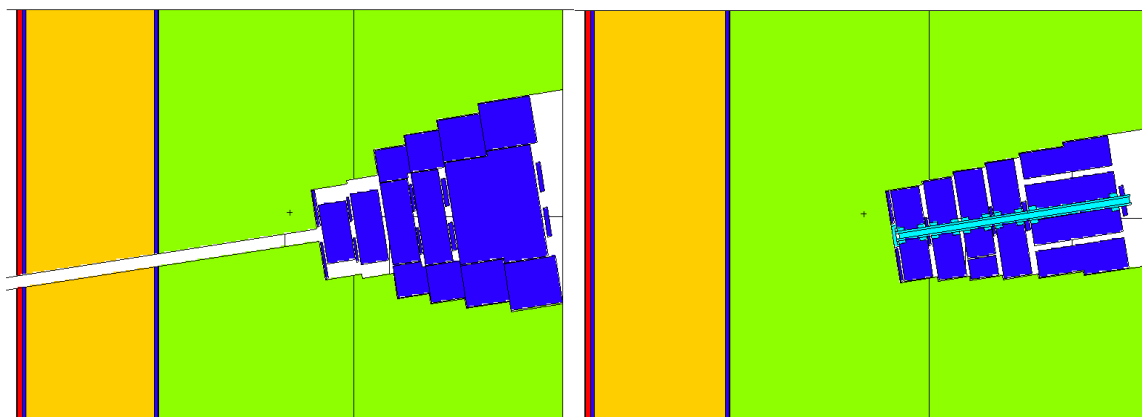
Wstępny model CAD i MCNP zamykacza wiązki neutronów

Dotychczasowe obliczenia pozwoliły na rozpoczęcie prac nad projektem koncepcyjnym zamykacza. Będzie się on składać się z czterech dysków ekranujących oraz piątego zawierającego wymienne filtry do kształtowania widma neutronów. Dyski będą zawieszane na wózku jezdnym, który zostanie wsunięty do wnęki w ścianie od strony CER. Wstępny model CAD zamykacza można zobaczyć na Rys. 2.1.11.



Rys. 2.1.11. Wstępny model CAD zamykacza.

Model zamykacza został przekonwertowany do geometrii MCNP za pomocą kodu SuperMC [Y. Wu. *Multi-functional Neutronics Calculation Methodology and Program for Nuclear Design and Radiation Safety Evaluation*, Fusion Science and Technology 74(2018) 321-329; Y. Wu, J. Song, H. Zheng, et al. *CAD-Based Monte Carlo Program for Integrated Simulation of Nuclear System SuperMC*, Annals of Nuclear Energy 82(2015) 161-168]. Można go łatwo zaimplementować w uproszczonym modelu ściany TC z kanałem neutronowym (Rys. 2.1.12). Zaplanowane na przyszły rok obliczenia będą wykonywane na tym modelu.



Rys. 2.1.12. Wstępny model MCNP zamykacza w dwóch przekrojach poziomych: po lewej - płaszczyzna linii neutronów, po prawej - płaszczyzna wału, na którym będą się obracać dyski.

W 2021 r. został ukończony wstępny etap obliczeń. Na ich podstawie zespół z NCBJ rozpoczął prace nad projektem koncepcyjnym zamykacza. Planowane obliczenia przepływu neutronów i fotonów przez prześwity zamykacza, obliczenia grzania jądrowego elementów konstrukcyjnych, wybór filtrów oraz ewentualne obliczenia aktywacji ruchomych części zamykacza zostaną wykonane w 2022 r, gdyż dopiero teraz powstał wstępny model zamykacza.

2.2. Rozwój diagnostyk neutronowych dla JT-60SA

W 2021 roku pracownicy naukowcy z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma uczestniczyli w projekcie badawczym WPSA dotyczącym rozwoju diagnostyk neutronowych dla tokamaka JT-60SA.

JT-60SA jest największym tokamakiem o cewkach nadprzewodzących budowanym w Naka w Japonii. Głównym celem projektu JT-60SA jest wkład w rozwój wczesnej realizacji fuzji jądrowej poprzez wsparcie pracy budowanego tokamaka ITER jak również wkład w rozwiązywanie fundamentalnych problemów naukowych i inżynierskich dla układu DEMO. Pomiar neutronów emitowanych z plazmy jest kluczowym elementem badań naukowych dotyczących stabilności i kontroli plazmy, transportu prędkich jonów, oddziaływań plazma-materiał jak również badań dotyczących rozwoju modeli teoretycznych.

Głównym celem prac przewidzianych do wykonania w 2021 roku było przeprowadzenie różnego rodzaju analiz dotyczących możliwości pomiaru neutronów na tokamaku JT-60SA. Rozważano różne rodzaje diagnostyk neutronowych. Dokumentacja związana z projektem JT-60SA została szczegółowo przeanalizowana i wykorzystana do przygotowania propozycji diagnostyki neutronowej, która może zostać zainstalowana dla tego tokamaka. Przeprowadzona analiza dostępnej dokumentacji wskazuje, że system aktywacyjny będzie wartościową diagnostyką dla planowanych badań. W ramach prac przeprowadzonych w 2021 roku wykonano szczegółową analizę możliwości systemu aktywacyjnego, dokonano doboru folii dozymetrycznych oraz przeprowadzono symulacje numeryczne dla rozważanych folii dozymetrycznych, które mogą zostać zastosowane jako monitory neutronów dla wybranych scenariuszy plazmowych.

Wyniki prac badawczych

Diagnostyki neutronowe pozwalają na badanie transportu szybkich jonów jak również monitorowanie spalania plazmy. Obecnie projektowanymi diagnostykami neutronowymi dla JT60-SA są komory rozszczepieniowe i kamera neutronowa.

Zespół naukowców z IPPLM zaproponował zastosowanie dodatkowej diagnostyki neutronowej dla JT-60SA - systemu aktywacyjnego. Diagnostyka ta dostarcza m. in. informacji na temat całkowitego wydatku neutronowego dla danego wyładowania plazmowego, spektroskopię emisji neutronów z zastosowaniem metod dekonwolucji czy też badanie zachowania różnych materiałów w środowisku tokamaka. Do diagnostyki aktywacyjnej zaliczany jest system poczty pneumatycznej, który pozwala na przesłanie próbki badanego materiału do jednego z zakończeń aktywacyjnych, gdzie jest następnie aktywowana przez neutrony. Jeśli chodzi o położenie zakończeń aktywacyjnych, to powinny się one znajdować w obszarze pierwszej ścianki w pobliżu innych monitorów neutronowych. Położenie to pozwoli na zmniejszenie niepewności podczas kalibracji krzyżowej z pozostałymi układami. Ze względu na interakcje paliwa z wiązką systemu grzewczego NBI, emisja neutronów może być asymetryczna. Dlatego też należy monitorować przestrzenne zmiany strumienia neutronów. W tym celu, zakończenia aktywacyjne powinny znajdować się w jednej pozycji toroidalnej. Po każdym wyładowaniu plazmowym próbki znajdujące się w kapsule aktywacyjnej będą transportowane przez system pneumatyczny z zakończeń aktywacyjnych do laboratorium, gdzie przeprowadzony zostanie pomiar promieniowania gamma emitowanego z próbek aktywacyjnych. Pomiar ten powinien zostać wykonany za pomocą detektora półprzewodnikowego (HPGe) charakteryzującego się dużą zdolnością rozdzielczą jak również wydajnością względną rejestracji wynoszącą 30% lub więcej.

Całkowity wydatek neutronów dla każdego wyładowania plazmowego można określić za pomocą metody aktywacyjnej. Na wstępnym etapie badań dokonano selekcji progowych reakcji jądrowych. Wybrane reakcje jądrowe i ich parametry zostały przedstawione w Tabelach 2.2.1 oraz 2.2.2. Reakcje te są powszechnie stosowane do monitorowania emisji neutronów DD w różnych urządzeniach fuzyjnych. W trakcie selekcji reakcji jądrowych brano pod uwagę wiele parametrów. Są to między innymi energia progowa reakcji czy też wartość przekroju czynnego dla neutronów o danej energii. Wybrane reakcje posiadają energię progową niż 500 keV i stosunkowo duży przekrój czynny dla neutronów o energii 2,5 MeV. Ponadto przekroje czynne dla danej reakcji jądrowej są szczegółowo opisane w bibliotekach standardów dozymetrycznych. Produkty wybranych reakcji jądrowych mają

również wystarczająco długi czas połowicznego rozpadu oraz dużą intensywność emitowanych fotonów.

Zastosowanie reakcji progowych przedstawionych w Tabelach 2.2.1 oraz 2.2.2 pozwala na wyznaczenie ilości neutronów 14 MeV w plazmie deuterowej. Neutrony te są wytwarzane w wyniku zjawiska dopalania trytu (ang. triton burn up). Trytony o energii 1 MeV są jednym z produktów reakcji DD. Reagując z jonami paliwa stają się źródłem neutronów o energii 14 MeV. Pomiar ilości 14 MeV neutronów w plazmie deuterowej pozwala na badanie transportu trytonów i ich zachowania.

Wykorzystując metody dekonwolucji możliwe jest odtworzenie widma neutronów emitowanego z plazmy. Otrzymane widmo jest widmem średnim z całego wyładowania. Niepewność rekonstrukcji widma neutronów zależy od dokładności pomiaru spektrometrii promieniowania gamma i zastosowanej metody dekonwolucji. Zespół IPPLM opracował różne algorytmy oparte na następujących metodach dekonwolucji: metoda regularyzacji Tichonowa, metoda regularyzacji Fishera, metoda maksymalnej entropii oraz metoda maksymalizacji prawdopodobieństwa. Zauważono, że niepewność odtworzenia widma maleje wraz ze wzrostem ilości próbek użytych w procesie aktywacji.

Tabela 2.2.1. Reakcje jądrowe i ich parametry wybrane do monitorowania ilości neutronów o energii 2.5 MeV.

Próbka	Reakcja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu
Al	Al-27(n,p)Mg-27	1.9	9.5 min
Ti	Ti-47(n,p)Sc-47	1.9	3.3 d
	Ti-46(n,p)Sc-46	1.6	84 d
Fe	Fe-54(n,p)Mn-54	1.8	312 d
Ni	Ni-58(n,p)Co-58	1.6	71 d
Zn	Zn-64(n,p)Cu-64	1.8	12.7 h
Y	Y-89(n,n')Y-89m	1.2	15.7 s
Cd	Cd-111(n,n')Cd-111m	0.5	49 min
In	In-115(n,n')In-115m	0.6	4.5 h
Au	Au-197(n,n')Au-197m	0.5	7.7 s

Tabela 2.2.2. Reakcje jądrowe i ich parametry wybrane do monitorowania ilości neutronów o energii 14 MeV.

Próbka	Reakcja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu
Al	Al-27(n,a) Na-24	3.3	15 h
Si	Si-28(n,p)Al-28	4	2.24 min
Fe	Fe-56(n,p)Mn-56	3	2.6 h
Co	Co-59(n,2n)Co-58	10.6	71 d
Cu	Cu-63(n,2n)Cu-62	11	9.7 min
Ni	Ni-58(n,2n)Ni-57	12.4	35.6 h
Zr	Zr-90(n,2n)Zr-89	12.1	78.4 h
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	8.9	10.25 d

System aktywacyjny może zostać również zastosowany do testowania materiałów, które zostaną użyte do budowy układów fuzyjnych ITER czy też DEMO. Napromieniowanie materiałów, które będą mieć styczność z plazmą, pozwoli na przeprowadzenie różnego rodzaju badań związanych z uszkodzeniami radiacyjnymi, poziomem aktywności w zbudzonej w materiałach w procesie napromieniowania, koncentracji zanieczyszczeń jak również dawką promieniowania emitowanego z materiałów. Badania te mogą być również bardzo pomocne podczas weryfikacji kodów numerycznych stosowanych w eksperymentach fuzyjnych.

W ramach zadań przewidzianych do wykonania w 2021 roku, zespół z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma przeprowadził symulacje numeryczne dla jednego z

rozważanych położenia zakończeń aktywacyjnych. Symulacje zostały przeprowadzone dla warunków eksperymentalnych opisanych w scenariuszu pracy 5.1 dla JT-60SA. W przypadku tego scenariusza pracy prąd plazmy wynosi 2,5 mA, natomiast toroidalne pole magnetyczne jest rzędu 1,75 T. Planowana moc grzania za pomocą systemu NBI wynosi 30 MW oraz 7 MW w przypadku systemu ECRH. W tym scenariuszu neutrony o energii 14 MeV pochodzące z dopalania trytu stanowią około 2-3% całkowitej emisji neutronów. Aby przewidzieć poziom radioaktywności produktów reakcji dla rozważanego scenariusza operacyjnego, przeprowadzono symulacje z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Wartości przekrojów dla każdej z rozważanych reakcji zaczerpnięto z biblioteki TENDL-2017. Założono dwa czasy napromieniowania 60 s i 100 s i są one ściśle związane z czasem pracy NBI. Strumień neutronów i widmo neutronów dla tego położenia zostały obliczone przez Uniwersytet w Uppsali przy użyciu ASCOT. W obliczeniach nie uwzględniono neutronów 14 MeV pochodzących z wypalenia trytonów. Ze względu na brak informacji o możliwych pozycjach zakończeń aktywacyjnych, pierwszą analizę przeprowadzono dla pozycji napromieniowania wewnątrz czwartego kolimatora kamery neutronowej. Obliczony strumień neutronów dla tej lokalizacji wynosi $2,94\text{E}+06$ n/cm²/s. Wyniki obliczeń aktywacyjnych FISPACT-II dla tej pozycji zakończenia aktywacyjnego przedstawiono w Tabeli 2.2.3. Przeprowadzone obliczenia wykazały, że mierzalny poziom radioaktywności produktów powstaje tylko w próbkach Y i In. Analiza ta pozwoliła na stwierdzenie, że rozważane położenie zakończenia aktywacyjnego nie jest odpowiednio dobre. Strumień neutronów w tej pozycji nie jest wystarczająco silny, aby uzyskać inne produkty reakcji w próbkach.

Tabela 2.2.3. Wyniki obliczeń aktywacyjnych FISPACT-II dla pozycji napromieniowania wewnątrz czwartego kolimatora kamery neutronowej dla warunków eksperymentalnych przewidzianych w scenariuszu operacyjnym 5.1 dla JT60-SA.

Próbka	Reakcja	Aktywność właściwa po 60 sekundach napromieniowania [Bq/g]	Aktywność właściwa po 100 sekundach napromieniowania [Bq/g]	Niepewność [%]
Y	Y-89(n,n')Y-89m	7,04E+03	8,60E+03	9
In	In-115(n,n')In-115m	2,17E+01	1,31E+01	9

Obliczenia aktywacyjne z zastosowaniem kodu FISPACT-II zostały powtórzone dla drugiej rozważanej pozycji zakończenia aktywacyjnego, która znajduje się znacznie bliżej plazmy. Pozycja ta znajduje się w obszarze pierwszej ścianki przed kamerą neutronową (R=4,05 m, Z=0.15 m). Widmo neutronów dla tej pozycji zostało obliczone dla tych samych warunków eksperymentalnych przy użyciu kodu ASCOT. Widmo to uwzględnia zawartość neutronów pochodzących z dopalania trytu (3% całkowitej emisji neutronów). Obliczony strumień neutronów dla tej pozycji wynosi $1.18\text{E}+10$ n/s/cm². Wyniki obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla 3 rozważanych czasów napromieniowania (5 s, 60 s, 100 s) przedstawiono w Tabeli 2.2.4.

Tabela 2.2.4. Wyniki obliczeń aktywacyjnych FISPACT-II dla pozycji napromieniowania znajdującej się w obszarze pierwszej ścianki tokamaka dla warunków eksperymentalnych przewidzianych w scenariuszu operacyjnym 5.1 dla JT60-SA.

Próbk a	Reakcja	Aktywność właściwa po 5 sekundach napromieniowania [Bq/g]	Aktywność właściwa po 60 sekundach napromieniowania [Bq/g]	Aktywność właściwa po 100 sekundach napromieniowania [Bq/g]	Niepewnoś ć [%]
Al	Al-27(n,p)Mg-27	8.8E+02	1.0E+04	1.7E+04	10.0
	Al-27(n,a)Na-24	1.3E+01	1.6E+02	2.6E+02	10

Ti	Ti-47(n,p)Sc-47	3.5E+00	4.2E+01	7.0E+01	21
	Ti-46(n,p)Sc-46	0.0E+00	1.2E-01	2.1E-01	5
Fe	Fe-54(n,p)Mn-54	6.1E-02	7.3E-01	1.2E+00	18
	Fe-56(n,p)Mn-56	3.2E+01	3.8E+02	6.3E+02	8
Ni	Ni-58(n,p)Co-58	3.6E+00	4.3E+01	7.1E+01	22
	Ni-58(n,2n)Ni-57	0.0E+00	3.6E+00	6.0E+00	13
Zn	Zn-64(n,p)Cu-64	1.3E+02	1.5E+03	2.5E+03	24
Y	Y-89(n,n')Y-89m	5.3E+06	2.4E+07	2.6E+07	9
Cd	Cd-111(n,n')Cd-111m	2.7E+03	3.2E+04	5.3E+04	9
In	In-115(n,n')In-115m	3.3E+03	3.9E+04	6.5E+04	9
Au	Au-197(n,n')Au-197m	4.0E+06	1.1E+07	1.1E+07	8
Si	Si-28(n,p)Al-28	1.0E+04	1.1E+05	1.6E+05	13
Co	Co-59(n,a)Mn-56	8.9E+00	1.1E+02	1.8E+02	5
	Co-59(n,2n)Co-58	1.1E-01	1.4E+00	2.3E+00	14
Cu	Cu-63(n,2n)Cu-62	1.3E+03	1.5E+04	2.4E+04	7
Zr	Zr-90(n,2n)Zr-89	1.6E+00	2.0E+01	3.3E+01	7
Nb	Nb-93(n,2n)Nb-92m	9.0E-01	1.1E+01	1.8E+01	16

Przeprowadzona analiza wykazała, że druga pozycja położenia zakończenia aktywacyjnego jest korzystniejsza ze względu na wyższą wartość strumienia neutronów co wpływa na ilość produktów

reakcji powstających w zaaktywowanych próbkach. Wykazano również, że reakcje (n,p) na ^{46}Ti i ^{54}Fe nie powinny być dłużej brane pod uwagę jako referencyjne monitory neutronów ze względu na niską aktywność właściwą produktów reakcji. Ponadto neutrony pochodzące z dopalania trytu mogą być z powodzeniem monitorowane w plazmie deuterowej z wykorzystaniem reakcji na próbkach Al, Fe, Si, Co, Cu, Zr i Nb.

Badania dotyczące możliwości zastosowania systemu aktywacyjnego dla JT-60SA będą kontynuowane w 2022 roku. Symulacje aktywacyjne z zastosowaniem kodu FISPACT-II zostaną powtórzone ostatecznych lokalizacji zakończeń aktywacyjnych. Zbadany zostanie również wpływ różnych ilości neutronów pochodzących z dopalania trytu do całkowitej ilości emitowanych neutronów. Opisana zostanie również procedura rekonstrukcji widma neutronowego z zastosowaniem różnych metod dekonwolucji.

Osiągnięcia w zakresie technologii

Symulacje numeryczne przeprowadzone przez zespół naukowców z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma pozwoliły na przetestowanie możliwości aktywacyjnych dla zakończeń aktywacyjnych położonych w różnych miejscach tokamaka JT-60SA. Przeprowadzona analiza wykazała, że położenie zakończenia aktywacyjnego bliżej plazmy jest zdecydowanie korzystniejsze ze względu na większą wartość strumienia neutronów. Analizy aktywacyjne pozwolą na wybranie najbardziej optymalnych położenia zakończeń aktywacyjnych, które zostaną zainstalowane na tokamaku JT-60SA w ramach układu aktywacyjnego.

Rozwój narzędzi informatycznych

W celu przeprowadzenia symulacji aktywacyjnych dla danych położenia aktywacyjnych konieczne było przygotowanie plików wejściowych kodu FISPACT-II. W plikach tych odwzorowano warunki eksperymentalne charakterystyczne dla wybranego scenariusza pracy tokamaka JT-60SA (scenariusz 5.1). Ponadto obliczone zostały widma neutronów dla każdego z rozważanych zakończeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu ASCOT. Widma te zostały następnie zmodyfikowane poprzez dodanie frakcji neutronów 14 MeV pochodzących z dopalania trytu. Przeprowadzone analizy pozwoliły na określenie spodziewanej aktywności właściwej produktów powstających w próbkach dla dwóch rozważanych pozycji zakończeń aktywacyjnych.

2.3. Neutronowe analizy numeryczne dla komponentów urządzenia DEMO

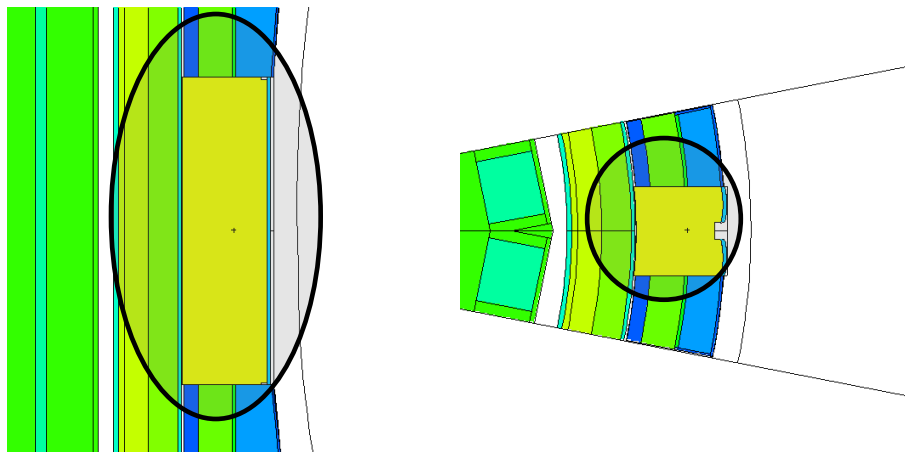
Głównym celem projektu SAE jest przygotowanie różnego rodzaju analiz i symulacji, które dostarczają istotnych danych wejściowych do raportów bezpieczeństwa dla urządzeń fuzyjnych w tym planowanego układu DEMO. Jednymi z rozważanych analiz są obliczenia neutronowe, których rezultaty są szczególnie istotne dla potrzeb analizy potencjalnych wypadków związanych z utratą chłodziwa, wyznaczania dawek promieniowania na które będą narażeni pracownicy wykonujący prace konserwacyjne przy urządzeniu jak również określenia stopnia napromieniowania poszczególnych komponentów składowych, które w przypadku silnego zaaktywowania mogą emitować promieniowanie wtórne zakłócające pracę krytycznych elementów urządzenia DEMO.

W 2021 roku przeprowadzono prace badawcze w ramach projektu WPSAE. Jednym z zadań było przeprowadzenie obliczeń aktywacyjnych dla wybranych komponentów urządzenia DEMO (limitera oraz akceleratora elektronów). Obliczenia te obejmowały m.in. symulacje transportu neutronów z zastosowaniem kodu MCNP, w wyniku których uzyskano rozkłady strumienia neutronów dla każdego z elementów wchodzących w skład danego urządzenia. Obliczone widma neutronów zostały zastosowane do symulacji aktywacyjnych z wykorzystaniem kodu FISPACT-II. Na obliczenia aktywacyjne składają się obliczenia grzania jądrowego dla neutronów i gamm, ciepło rozpadu, aktywność właściwa produktów reakcji oraz określenie nuklidów mających największy wkład do całkowitej aktywności danego elementu. Obliczenia te zostały wykonane dla dwóch rozważanych koncepcji blanketu dla DEMO: HCPB oraz WCLL.

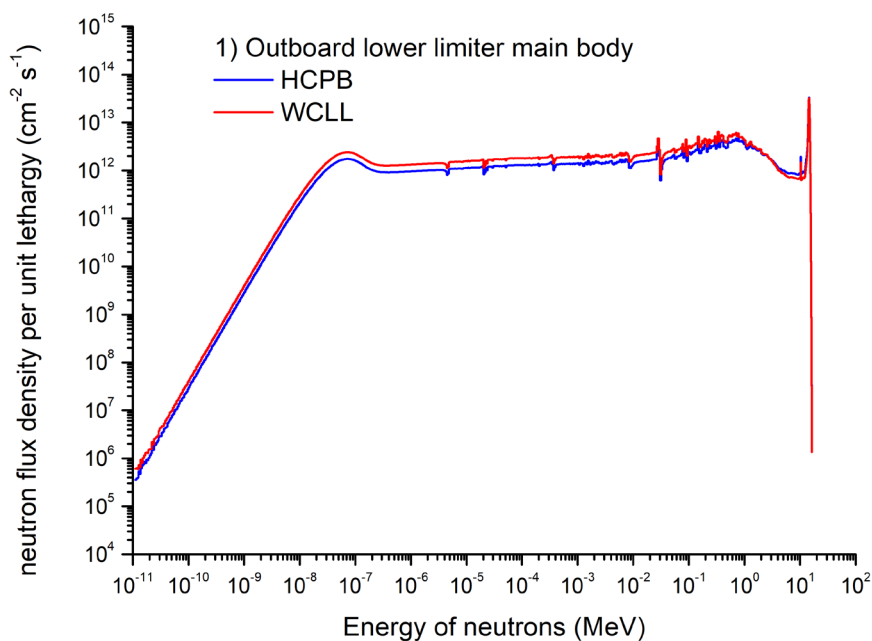
Wyniki prac badawczych

Głównym celem prac przewidzianych w projekcie WPSAE w 2021 roku było przeprowadzenie obliczeń aktywacji komponentów znajdujących się obszarze portów środkowych urządzenia DEMO.

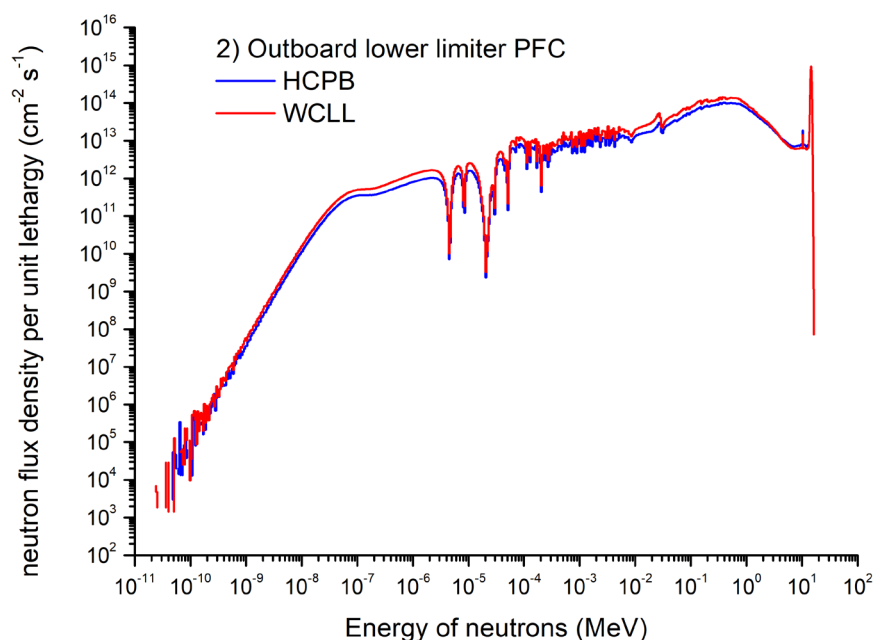
Obliczenia te wykonano dla limitera oraz akceleratora elektronów. W pierwszym etapie badań przeprowadzono obliczenia z użyciem kodu MCNP6.1 oraz zastosowano przekroje czynne z biblioteki danych jądrowych FENDL-3.1b. Dla każdego z komponentów składowych limitera oraz akceleratora elektronów obliczono uśrednione widmo neutronów. Obliczenia wykonano dla dwóch wariantów planowego blanketu dla DEMO: HCPB oraz WCLL. Z zastosowaniem kodu MCNP obliczono również grzanie jądrowe pochodzące od neutronów i gamm dla każdego z elementów składowych obu urządzeń. Na Rys. 2.3.1 przedstawiono przekrój pionowy i poziomy limitera zintegrowanego z modelem MCNP dla DEMO z blanketem HCPB. Uśrednione widma neutronów dla 2 komponentów limitera przedstawiono na Rys. 2.3.2 oraz 2.3.3. Z kolei, obliczone wartości grzania jądrowego od neutronów i gamm dla wszystkich komponentów limitera dla rozważanych blanketu HCPB i WCLL dla DEMO przedstawiono w Tabelach 2.3.1 oraz 2.3.2. W przypadku widm neutronów, dla których obliczony błąd względny był większy niż 10% przeprowadzono symulacje z zastosowaniem kodu ADVANTG, które pozwoliły na znaczącą redukcję wariancji.



Rys. 2.3.1. przekrój pionowy i poziomy limitera zintegrowanego z modelem MCNP dla DEMO z blanketem HCPB.



Rys. 2.3.2. Uśredniony rozkład neutronów względem energii dla pierwszego komponentu limitera dla DEMO



Rys. 2.3.3. Uśredniony rozkład neutronów względem energii dla drugiego komponentu limitera dla DEMO

Przeprowadzone symulacje wykazały, otrzymane wartości grzania jądrowego od neutronów i gamm są niższe dla każdego z komponentów limitera dla układu DEMO z blanketem HCPB.

W kolejnym etapie badań, dla każdego z komponentów limitera i akceleratora elektronów przeprowadzono obliczenia aktywacyjne z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Do obliczeń zastosowano widma neutronów wyznaczone z użyciem kodu MCNP w poprzednim etapie badań oraz wartości przekrojów czynnych z biblioteki danych jądrowych TENDL-2019. Ze względu na brak danych dotyczących zalecanego czasu dla limitera i akceleratora elektronów, po upływie którego należy przeprowadzić prace konserwacyjne, do obliczeń przyjęto scenariusz napromieniowania pierwszej fazy operacji układu DEMO. Scenariusz ten składa się z: ciągłej pracy przez 5,2 roku z mocą 30% mocy nominalnej, 10 dni operacji składających się z 48 wyładowań trwających 4 godziny z maksymalną mocą układu rozdzielonymi godzinnymi przerwami. W plikach wejściowych kodu FISPACT-II założono także następujące czasy chłodzenia: 0 s, 1 s, 5 min, 30 min, 1 godz., 5 godz., 10 godz., 1 d, 3 d, 1 tydzień, 2 tygodnie, 4 tygodnie, 8 tygodni, 6 miesięcy, 1 rok, 10 lat, 50 lat, 100 lat, 1000 lat. Wyniki symulacji aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla pierwszego komponentu limitera dla DEMO (blanket HCPB) przedstawiono na Rys. 2.3.4.

Tabela 2.3.1. Obliczone wartości grzania jądrowego od neutronów i gamm dla każdego z komponentów limitera dla DEMO z blanketem HCPB.

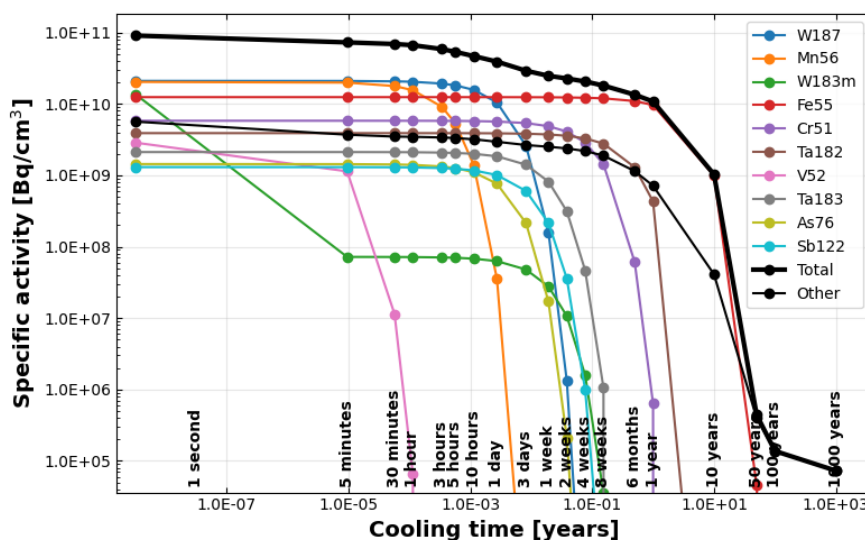
Nr komponentu	Grzanie jądrowe od neutronów [W/g]	Błąd względny	Grzanie jądrowe od gamm [W/g]	Błąd względny
1	2,05422E-01	0,0004	8,07505E-01	0,0003
2	7,49837E-01	0,0002	1,41273E+01	0,0002
3	7,49476E-01	0,0004	1,69467E+01	0,0005
4	7,44847E-01	0,0004	1,68249E+01	0,0005
5	3,62192E-01	0,0004	1,26387E+00	0,0004

Tabela 2.3.2. Obliczone wartości grzania jądrowego od neutronów i gamm dla każdego z komponentów limitera dla DEMO z blanketem WCLL.

Nr komponentu	Grzanie jądrowe od neutronów [W/g]	Błąd względny	Grzanie jądrowe od gamm [W/g]	Błąd względny
1	2,15730E-01	0,0004	9,86406E-01	0,0003
2	8,42521E-01	0,0002	1,69812E+01	0,0002
3	8,67207E-01	0,0004	2,13075E+01	0,0004
4	8,61527E-01	0,0004	2,11518E+01	0,0004
5	3,91357E-01	0,0004	1,63338E+00	0,0003

W wyniku obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II obliczono również ciepło rozpadu dla każdego z komponentów limitera i akceleratora elektronów dla różnych czasów chłodzenia. Obliczone ciepło rozpadu i jego zmianę w czasie dla pierwszego komponentu limitera dla układu DEMO z blanketem HCPB przedstawiono na Rys. 2.3.5.

Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla każdego z komponentów limitera i akceleratora elektronów i każdego z rozważanych kroków czasowych zostały przedstawione w formie tabel. Przykładowa tabela zawierająca aktywność właściwą i ciepło rozpadu dla danego produktu reakcji w chwili zakończenia aktywacji znajduje się w Tabeli 2.3.3.

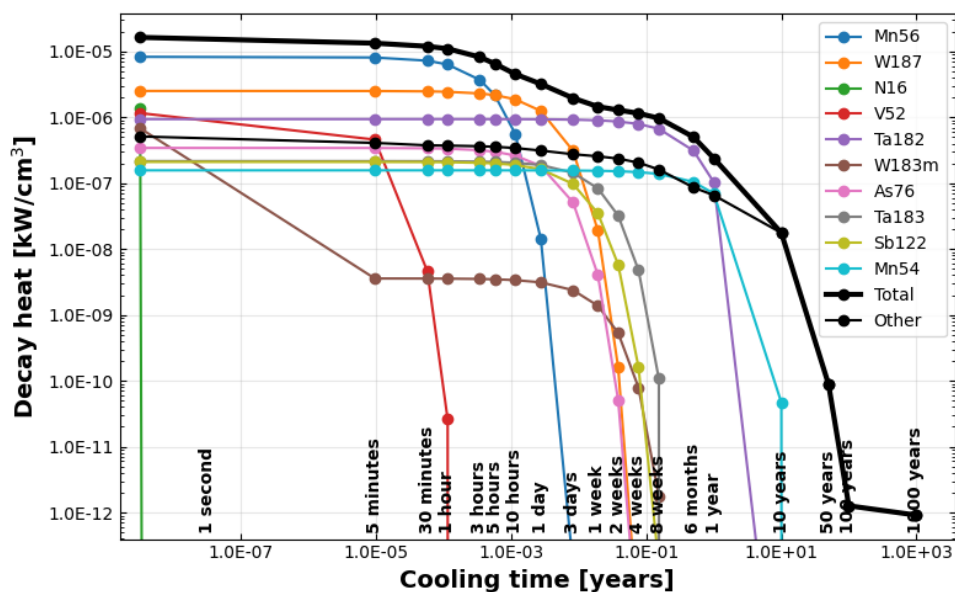


Rys. 2.3.4. Wyniki symulacji aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla pierwszego komponentu limitera dla DEMO (blanket HCPB)

Obliczone wartości aktywności i ciepła rozpadu dla każdego z komponentów limitera i akceleratora elektronów dla DEMO i obu rozważanych modeli blanketu poddano analizie. Przeprowadzona analiza wykazała, że zarówno wartości aktywności właściwej jak i ciepła rozpadu są wyższe dla każdego z komponentów limitera i akceleratora elektronów w przypadku modelu DEMO z blanketem WCLL. Otrzymane rezultaty zostaną uwzględnione w dalszych analizach bezpieczeństwa dla układu DEMO.

Rozwój narzędzi informatycznych

W celu przeprowadzenia obliczeń aktywacyjnych dla komponentów limitera dla układu DEMO konieczne było zintegrowanie najnowszych modeli CAD limitera z modelem układu DEMO. Do tego celu zastosowano oprogramowanie Space Claim. Model CAD limitera odpowiednio uproszczono a następnie przekonwertowano do postaci modelu MCNP z zastosowaniem kodu SuperMC. W następnym etapie prac w projekcie WPSAE, otrzymany model MCNP limitera zintegrowano z modelem dla układu DEMO i przeprowadzono obliczenia rozkładów strumienia neutronów w funkcji ich energii dla każdego z komponentów limitera. Uzyskane widma neutronów zastosowano w obliczeniach aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II.



Rys. 2.3.5. Obliczone ciepło rozpadu i jego zmiana w czasie dla pierwszego komponentu limitera dla DEMO (blanket HCPB).

Tabela 2.3.3. Obliczone wartości aktywności oraz ciepła rozpadu dla każdego z produktów reakcji powstających w pierwszym komponentie limitera dla DEMO (z blanketem HCPB).

Podane wartości zostały obliczone na moment zakończenia aktywacji.

Radionuklid	Aktywność [Bq/cm ³]	Niepewność [Bq/cm ³]	Ciepło rozpadu [kW/cm ³]	Niepewność [kW/cm ³]
W 187	2.104E+10	1.08E+06	2.506E-06	1.29E-10
Mn 56	2.036E+10	2.34E+08	8.259E-06	9.49E-08
Ta182	3.899E+09	0.00E+00	9.368E-07	0.00E+00
As 76	1.439E+09	0.00E+00	3.421E-07	0.00E+00
Ta183	2.118E+09	0.00E+00	2.158E-07	0.00E+00
V 52	2.871E+09	1.23E+08	1.156E-06	4.95E-08
Sb122	1.304E+09	0.00E+00	2.101E-07	0.00E+00
N 16	1.143E+09	0.00E+00	1.337E-06	0.00E+00
Mn 54	1.162E+09	3.13E+07	1.563E-07	4.21E-09
W 183m	1.372E+10	1.64E+06	6.803E-07	8.13E-11
Sb124	2.625E+08	0.00E+00	9.388E-08	0.00E+00
Fe 55	1.245E+10	6.26E+08	1.130E-08	5.69E-10
Co 60	1.490E+08	0.00E+00	6.207E-08	0.00E+00
Re188	6.148E+08	3.16E+04	8.255E-08	4.24E-12
Cr 51	5.814E+09	9.58E+07	3.388E-08	5.58E-10
Fe 59	2.593E+08	0.00E+00	5.432E-08	0.00E+00
W 185	5.626E+08	1.71E+06	1.144E-08	3.47E-11
Al 28	4.556E+07	5.89E+06	2.205E-08	2.85E-09
Cr 55	1.971E+08	5.72E+01	3.476E-08	1.01E-14
Re186	1.170E+08	3.41E+05	6.714E-09	1.95E-11
W 185m	5.211E+08	2.08E+06	1.651E-08	6.60E-11
V 53	4.567E+07	7.18E+06	1.498E-08	2.35E-09

Mn 57	1.225E+08	1.13E+05	2.363E-08	2.19E-11
As 74	1.778E+07	0.00E+00	2.928E-09	0.00E+00
Mn 58	8.749E+06	0.00E+00	5.738E-09	0.00E+00
Sn125	4.180E+06	0.00E+00	7.614E-10	0.00E+00
P 32	3.669E+06	0.00E+00	4.083E-10	0.00E+00
Sb125	1.725E+06	0.00E+00	1.485E-10	0.00E+00
V 54	3.042E+06	9.95E-01	2.659E-09	8.69E-16
W 181	9.594E+07	2.05E+06	8.283E-10	1.77E-11
Sc 48	3.901E+06	2.41E+04	2.231E-09	1.38E-11
Total	9.068E+10	7.58E-01	1.631E-05	6.57E-01

3. Analizy numeryczne oraz rozwój i zastosowanie kodów modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy

3.1. Badania różnych koncepcji dywertora

W ramach projektu WPDIV wykonano symulacje numeryczne plazmy brzegowej dla planowanego włoskiego urządzenia IDTT (ang. *Italian Divertor Test Tokamak*) w standardowej konfiguracji pola magnetycznego. Celem prac było wskazanie zakresu możliwych parametrów transportu poprzecznego plazmy dla gęstości na separatrysie wskazanych przez inżynierów. Obliczenia przeprowadzono dla plazmy domieszkowanej w fazie oderwania od płyty dywertorowej.

Przeprowadzono również symulacje kodem SOLPS-ITER z zastosowaniem modelu kinetycznego dla cząstek neutralnych, mających na celu określenie parametrów cząstek neutralnych w obszarze dywertorowym dla dalszych obliczeń wydajności układu odpompowującego.

W ramach projektu R&D wykonano modelowanie działania projektowanego dywertora ciekłometalicznego. W pierwszej fazie obliczeń, która miała miejsce w drugiej połowie 2021 roku wykonano porównanie działania modeli TECXY i COREDIV w celu określenia, dla jakich wartości ustawień obu modeli dają one kompatybilne wyniki modelowania.

Wyniki prac badawczych,

W ramach projektu WPDIV przeprowadzono obliczenia dla plazmy brzegowej i centralnej tokamaku IDTT. Do symulacji transportu w plazmie centralnej i brzegowej zastosowano kod COREDIV stworzonym w IFPiLM, zaś obliczenia wyłącznie dla plazmy brzegowej realizowano przy zastosowaniu zewnętrznego kodu SOLPS-ITER. Obliczenia przeprowadzono w standardowej konfiguracji pola magnetycznego.

Celem analiz numerycznych wykonanych kodem COREDIV było wskazanie zakresu możliwych parametrów transportu poprzecznego plazmy dla gęstości na separatrysie wskazanych przez inżynierów. Obliczenia przeprowadzono dla plazmy domieszkowanej w fazie oderwania od płyty dywertorowej.

Ponieważ bilans energetyczny w tokamakach z metalowymi ściankami w dużym stopniu zależy od sprzężenia pomiędzy plazmą centralną i plazmą brzegową, modelowanie wymagało rozwiązania problemu transportu domieszek w plazmie centralnej i brzegowej jednocześnie.

Dla optymalizacji różnych aspektów projektu DTT, wykonanie zintegrowanego modelowania przewidywanych scenariuszy operacyjnych jest kluczowe i pozwala przewidzieć nieliniowe sprzężenie zwrotne od oddziaływań plazma-ściana, grzania, promieniowania, uzupełnianie plazmy i domieszkowania na parametry wyładowania.

Celem naszego działania jest przeprowadzenie skanu dla konfiguracji DTT SN z pełną mocą (grzania zewnętrznego równego 45 MW, prądem plazmy $I_p = 5.5$ MA, toroidalnym polem magnetycznym $B_T = 6$ T) dla zdeterminowanych scenariuszy plazmowych pod względem parametrów transportowych, z wykorzystaniem neonu i argonu jako domieszek.

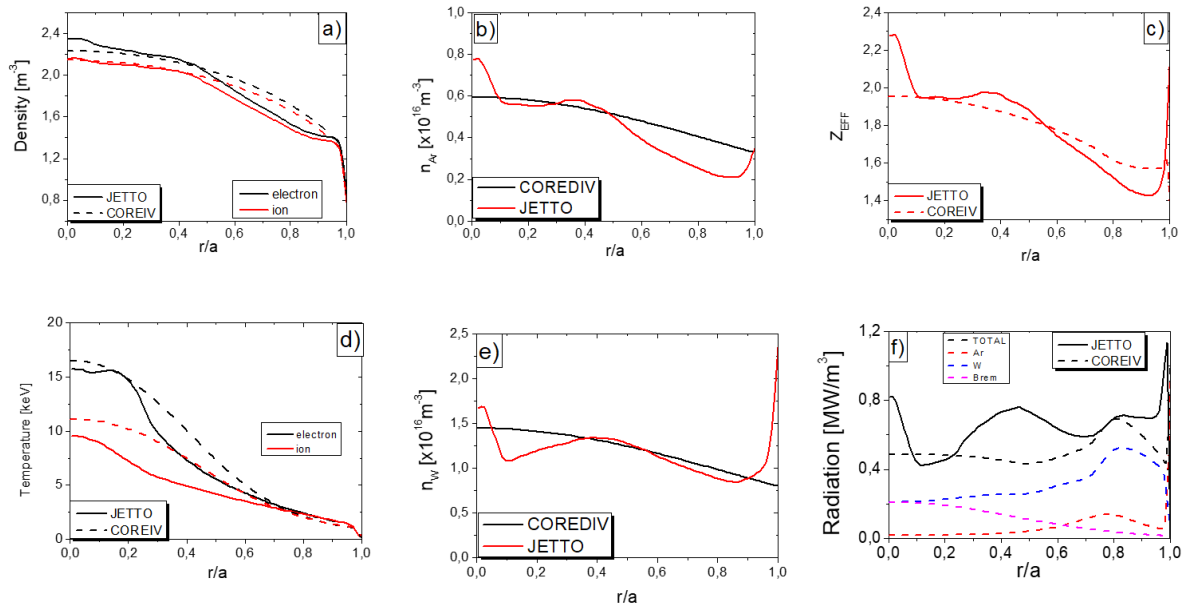
Pierwszy cel pracy obejmował wskazanie zakresu możliwych warunków pracy. W tym celu wykonano symulacje z różnymi gęstościami plazmy na separatrysie (gęstość w zakresie $4 \times 10^{19} \div 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) dla różnych współczynników transportu. Kolejnymi celami było określenie niezbędnej ilości zanieczyszczeń dla ochrony dywertora oraz analiza roli różnych współczynników transportu na parametry plazmy oraz określenie referencyjnych profili gęstości i temperatury rdzenia uzyskanych metodą samo-uzgodnionego modelowania 2D.

W przeprowadzonych symulacjach gęstość elektronowa na separatrysie (n_{sep}) wynosi 37% średniej gęstości objętościowej ($n_{\text{sep}} = 0.37 \langle n_e \rangle_{\text{VOL}}$). Model obejmuje zarówno plazmę centralną, jak i warstwę brzegową, tzw. SOL (SOL ang. Scrape-off Layer). W modelowaniu użyto empirycznych zależności skalowania współczynników transportu. Transport energii i cząstek jest zdefiniowany przez lokalny model transportu z profilem współczynników uwzględniającym tworzenie się barier w rejonie piedestału. Należy zauważyć, że poziom transportu w rdzeniu jest określony przez wybrane prawo utrzymania energii. Dokładniej rzecz ujmując, przewodnictwo jonowe i elektronowe określa wzór: χ_e, i^{an}

$= CE(a^2/\tau_e) \times F(r)$, gdzie a to mały promień tokamaka, τ_e jest czasem utrzymania energii otrzymanym wg prawa skalowania (IPB98(y,2)), natomiast funkcja $F(r)$ opisuje paraboliczny profil współczynników przewodności i ma skok w pobliżu separatrysy, spowodowany tworzeniem się bariery w reżimie wysokiego utrzymania plazmy (tzw. reżymu H-mode).

Pierwszym krokiem była analiza przypadku dla $\langle n_e \rangle^{\text{VOL}} = 1.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, dla którego już wykonano symulacje z kodem JETTO, które zostały przedstawione w pracy Casaraghi [Casaraghi et al., Nucl. Fusion 61 (2021) 116068]. Zauważamy, że aby odtworzyć stosunek temperatur pomiędzy temperatury elektronowej i jonowej w centrum plazmy $T_e(0)/T_i(0)$, używamy relacji $\chi_i = 2.2 \chi_e$. W takiej symulacji H98, który jest parametrem wejściowym dla kodu COREDIV jest równy 0.85. Porównanie wyników COREDIV i JETTO dla przypadku z domieszkowaniem atomami argonu dla tego samego efektywnego ładunku (Z_{eff}) równego 1.8 przedstawiono na rys. 3.1.1.

Uzyskano dobre porównanie pomiędzy symulacjami kodem JETTO i kodem COREDIV dla gęstości (rys. 3.1.1a), temperatury (rys. 3.1.1d) i profili Z_{EFF} (rys. 3.1.1c).

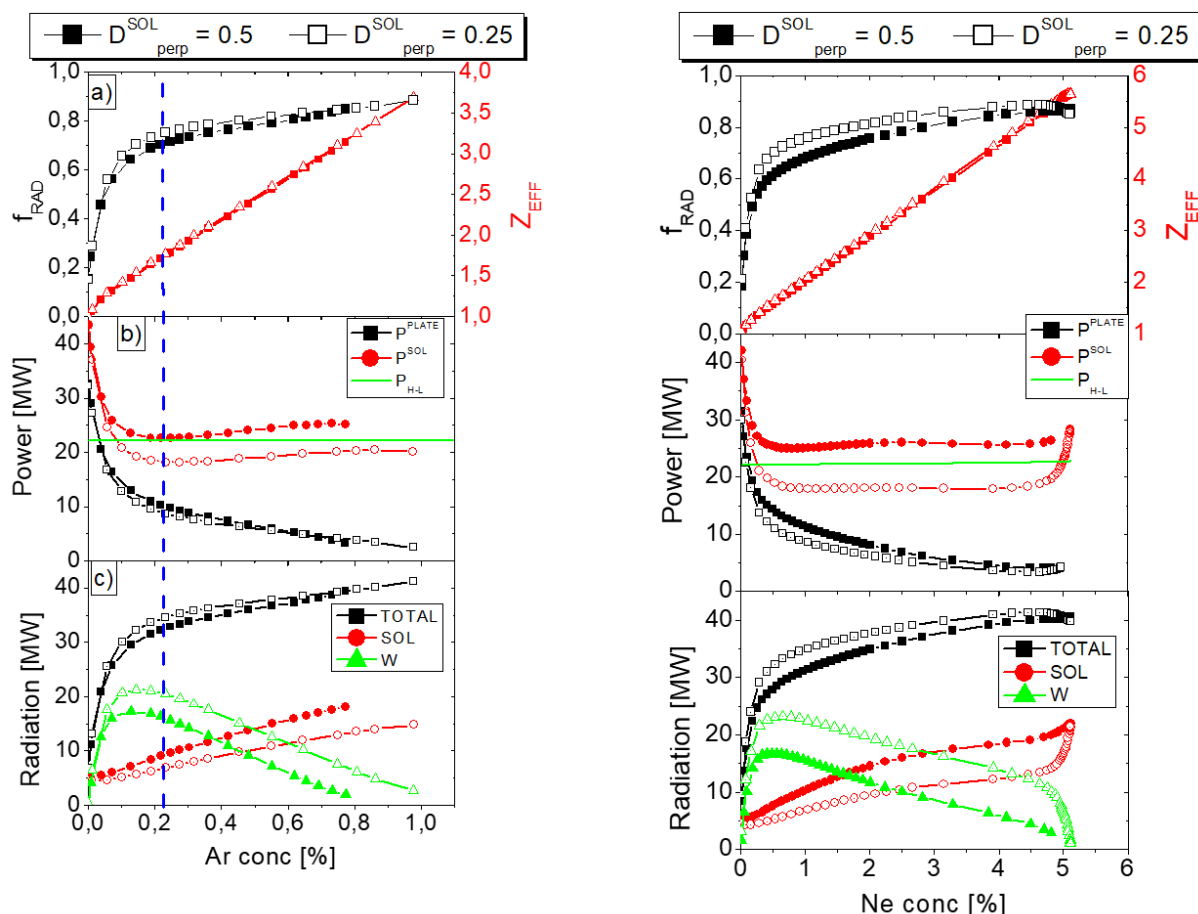


Rys. 3.1.1. Gęstość elektronowa i jonowa (a), Ar (b) i W (e), Z_{EFF} (c), temperatury elektronowej i jonowej (d) i promieniowania w całości i domieszek w plazmie centralnej dla domieszkowania s argonem w przypadku $Z_{\text{EFF}} = 1.8$.

Koncentracja Ar (C_{Ar}) w obu symulacjach jest podobna 0.247% (COREDIV) i 0.28% (JETTO), ale stosunek między gęstością wolframu (W) i argonu jest inny: $n_W / n_{\text{Ar}} = 0.024$ (COREDIV) i $n_W / n_{\text{Ar}} = 0.05$ (JETTO). Różnica w gęstości W i danych atomowych (COREDIV używa danych dla W autorstwa T. Puttericha) jest obserwowana w profilu promieniowania całkowitego i nieczystości (rys. 3.1.1f). Dla tego przypadku z dużą gęstością Ar promieniował bardziej w separatrysie. Zwracamy uwagę, że moc do płyty dywertora (PPLATE) w tym przypadku wynosi 10MW, co jest wartością akceptowalną dla DDT.

Drugim krokiem było wykonanie symulacji z domieszkowaniem z Ar i Ne dla tej samej gęstości separatrysie, w celu zbadania wpływu transportu radialnego w SOL na przestrzeń roboczą DDT. Przeprowadziliśmy symulacje dla dwóch różnych wartości dyfuzji radialnej w SOL $D = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ i $0.25 \text{ m}^2/\text{s}$. Na rys. 3.1.2. przedstawiono główne parametry plazmy w funkcji koncentracji Ar (po lewej) i Ne (po prawej) dla przypadku z gęstością na separatrysie w połowie płaszczyzny, $n_{\text{mid}} = 8.71 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (przypadek analizowany kodem JETTO). Warunki niskiej temperatury w dywertorze nie zagwarantowały wystarczająco silnej redukcji mocy do płyt dywetowych i tylko dla średnich poziomów domieszkowania obciążenie cieplne dywertora może być tolerowane.

Głównym efektem zwiększonego transportu jest związanego z poprawą skuteczności domieszkowania SOL, co ma istotne konsekwencje dla parametrów. Po pierwsze, zauważono, że lepsze utrzymanie wolframu w SOL, zmniejsza koncentrację wolframu w rdzeniu i odpowiednio zmniejsza promieniowanie wolframu dla przypadku z większą dyfuzją, co nie stanowi problemu dla pracy w trybie H-mode dla obu zanieczyszczeń. Moc dostarczana do płyty jest podobna dla obu dyfuzji (rys. 3.1.2b). Dla małych dyfuzji nie ma możliwości pracy w trybie H-mode przy domieszkowaniu argonem, ale w przypadku domieszkowania neonem możliwa jest praca w trybie H-mode dla najwyższych koncentracji Ne ($> 5\%$).



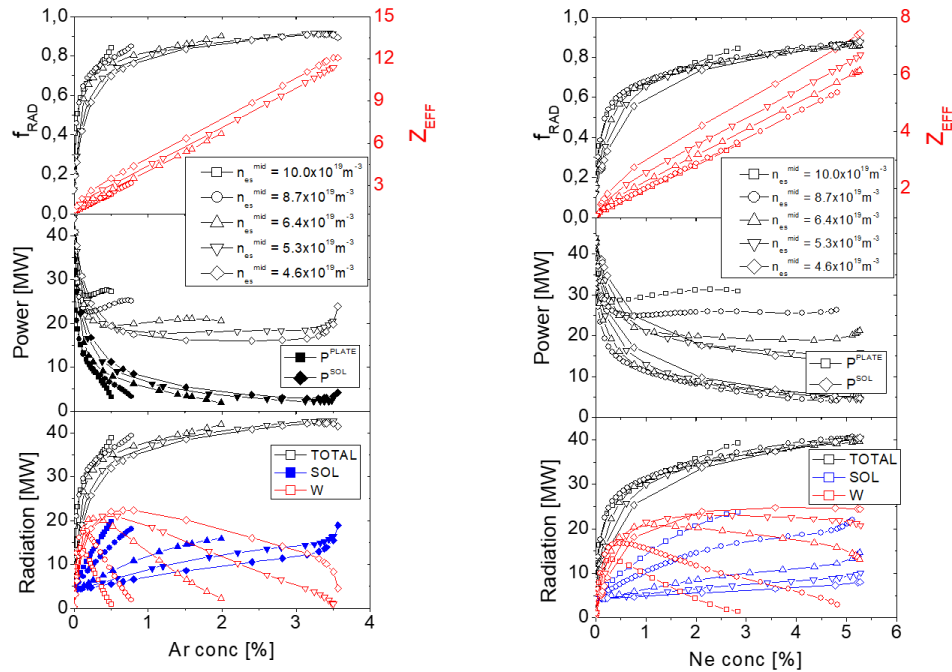
Rys. 3.1.2. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek Ar (lewy panel) i Ne (prawy panel): frakcja promieniowania i Z_{eff} ; moc do płyty (PPLATE) i SOL (PSOL); limit mocy do pracy w modzie H (PH-L); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL) dla różnych współczynników transportu w plazmie brzegowej $D = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ (pełne symbole) i $0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ (otwarte symbole). Pionową niebieską linią zaznaczono przypadek, który porównano z symulacjami JETTO.

Na rys. 3.1.3 przedstawiono strumień domieszek i deuteru do płyty dywertora (Γ_{PLATED}) oraz zależność uzupełnienie paliwa (fuelling) od koncentracji zanieczyszczeń Ne (góra) i Ar (dół) dla przypadku $n_{mid} = 8.71 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ z dwoma różnymi dyfuzjami radialnymi w SOL. Analizy strumienia domieszek i deuteru do płyty dywertorowej oraz zależności uzupełniania paliwa (fuelling) od koncentracji zanieczyszczeń i różnych dyfuzji radialnych plazmy ukazały, że wraz ze wzrostem domieszkowania maleje źródło paliwa, a dla najwyższego poziomu domieszkowania osiąga ten sam poziom dla obu zanieczyszczeń. Wykazano, że transport w SOL ma niewielki wpływ na uzupełnienie plazmy.

Trzecim krokiem było przygotowanie symulacji z domieszkowaniem argonem i neonem dla tej samej gęstości na separatrysie, w celu zbadania wpływu transportu w rdzeniu na parametry pracy DTT. Aby ocenić, jak założenie o transporcie cząstek w rdzeniu wpływa na wyniki symulacji, zastosowano dwie różne wartości stosunku współczynnika dyfuzji cząstek do przewodnictwa elektronowego cieplnego: ζ

= 0.1 i 0.35. Z symulacji wynika, że przy zmniejszeniu współczynnika dyfuzji cząstek w stosunku do termicznego przewodnictwa elektronowego zaobserwowano silny wpływ na uzupełnienie plazmy (około 3-krotna zmiana), ale mniejszy wpływ na strumień cząstek do płyty, Z_{eff} i na promieniowanie.

Na rys. 3.1.3 przedstawiono główne parametry plazmy dla pięciu różnych gęstości na separatrixie. Zaobserwowano, że dla przypadku z domieszkowaniem argonem, gęstość wolframu jest zastępowana przez argon i w efekcie promieniowanie wolframu w rdzeniu dla największego domieszkowania maleje do 1-2 MW. W przypadku domieszkowania neonem redukcja promieniowania wolframu jest obserwowana tylko dla najwyższych wartości: nesmid ($8.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ and $10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$).



Rys. 3.1.3 Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek Ar (lewy panel) i Ne (prawy panel): frakcja promieniowania i Z_{eff} ; moc do płyty (PPLATE) i SOL (PSOL); limit mocy do pracy w modzie H (PH-L); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL) dla współczynnika transportu w plazmie brzegowej $D = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$.

Podstawowe parametry plazmy dla przypadku z domieszkowaniem argonem dla obu wartości dyfuzji radialnej w SOL równej $0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ ($0.25 \text{ m}^2/\text{s}$) przedstawiono w Tabeli 3.1.1. Zauważono, że dla nesmid o niższych gęstościach równych $5.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i $4.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ z domieszkowaniem argonem nie ma problemu z pracą w trybie H-mode. Moc wydzielana do warstwy brzegowej (PL-H) musi być wyższa, niż ta podawana przez prawo Martina, które określa warunki wystąpienia reżimu z dobrym utrzymaniem plazmy tzw. modu H (H-mode) w przypadku o niższej dyfuzji radialnej ($0.25 \text{ m}^2/\text{s}$) w SOL.

Zależność uzupełniania plazmy oraz strumienia deuteru do płyty dywertora przedstawiono na rys. 3.1.4. Uzupełnienie plazmy i strumień deuteru zmniejszają się liniowo wraz z malejącą gęstością.

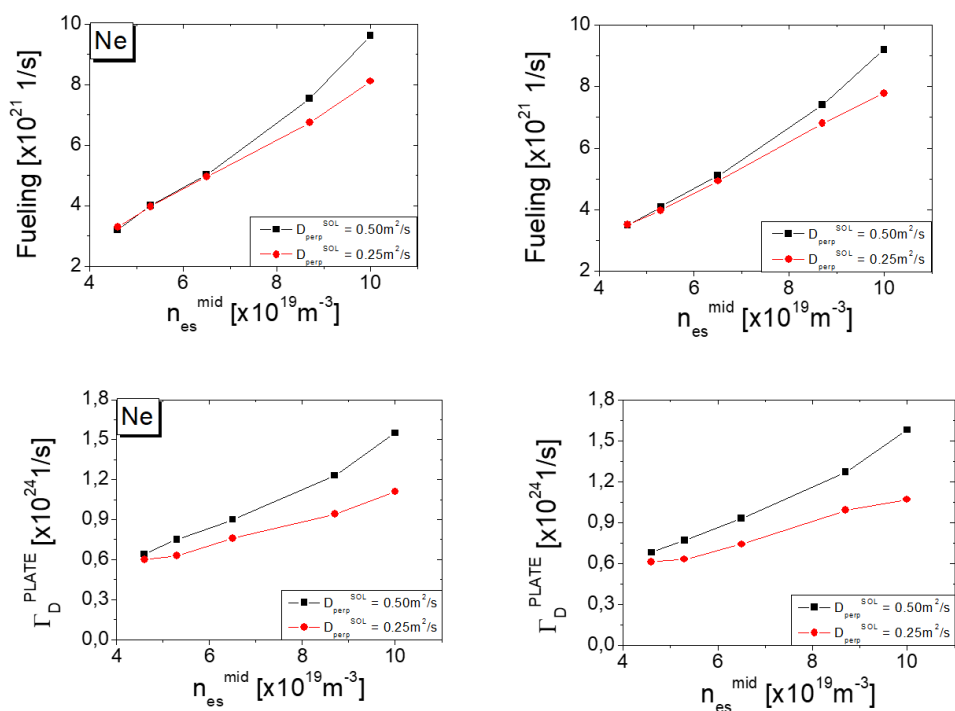
Symulacje dla IDTT przeprowadzone dla zewnętrznej mocy grzewczej 45 MW, o różnej gęstości na separatrixie, wykazały, że konieczne jest zastosowanie dodatkowych zanieczyszczeń (rozważane tutaj Argon i Neon) w celu zmniejszenia mocy do płyty dywertora. Dla przypadku z niższą gęstością, wykazano, iż argon jest lepszą domieszką, ponieważ nie ma problemu z pracą w trybie H z niższą dyfuzją.

Prace przeprowadzone kodem SOLPS-ITER dla urządzenia IDTT mają na celu zbadanie strumieni odpompowania cząstek z obszaru dywertora tokamaka IDTT. Uzyskane rezultaty będą stanowiły

podstawę do dalszych symulacji cząstek neutralnych w obszarze pod dywertorem przy zastosowaniu kodów kinetycznych takich jak DIVGAS.

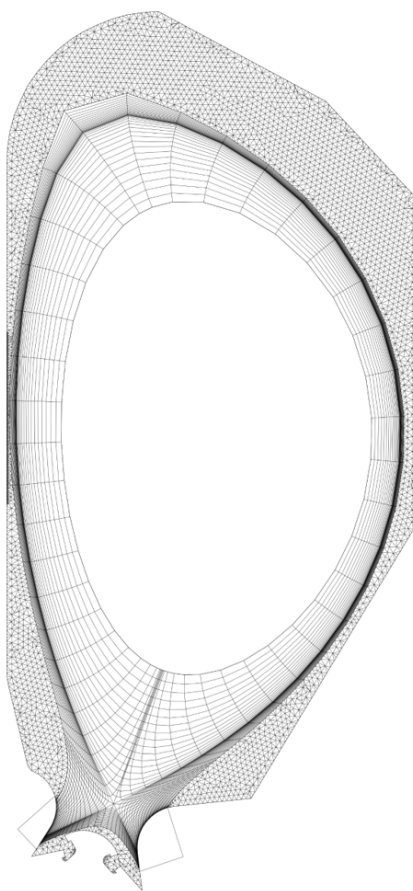
Tabela 3.1.1. Główne parametry scenariusza DTT z pełną mocą grzania zewnętrznego z domieszkowaniem Ar dla różnych gęstości na separatrixie i dwóch wartości dyfuzji radialnych w SOL 0.5 m²/s i 0.25 m²/s (w nawiasach).

Parametr	n_{es}^{mid} 10.0×10 ¹⁹ m ⁻³	n_{es}^{mid} 8.7×10 ¹⁹ m ⁻³	n_{es}^{mid} 6.5×10 ¹⁹ m ⁻³	n_{es}^{mid} 5.4×10 ¹⁹ m ⁻³	n_{es}^{mid} 4.6×10 ¹⁹ m ⁻³
$\langle n_e \rangle_{vol}$ [×10 ²⁰ m ⁻³]	2.1	1.8	1.31	1.08	0.91
R_{TOTAL} [MW]	32.9 (33.2)	32.8 (33.67)	33.8 (33.1)	34.1 (34.1)	33.7 (32.9)
R_{Ar}^{CORE} [MW]	7.13 (4.19)	4.7 (3.50)	3.6 (2.0)	3.4 (2.25)	2.64 (1.52)
R_W^{CORE} [MW]	8.62 (19.4)	15.9 (21.1)	20 (24.6)	21 (25.2)	22.3 (24.5)
C_W [×10 ⁻⁵]	2.32 (5.10)	6.0 (8.0)	16.4 (19.5)	28.2 (32.5)	46.6 (49.6)
C_{Ar} [%]	0.27 (0.16)	0.25 (0.19)	0.39 (0.22)	0.58 (0.39)	0.62 (0.38)
Z_{EFF}	1.77 (1.52)	1.78 (1.66)	2.42 (2.0)	3.26 (2.77)	3.97 (3.22))
Γ_D^{PLATE} [×10 ²⁴ 1/s]	1.58 (1.07)	1.27 (1.0)	0.93 (0.74)	0.77 (0.63)	0.68 0.61)
Fueling [×10 ²¹ 1/s]	9.20 (7.98)	7.4 (6.8)	5.1 (4.93)	4.1 (3.98)	3.5 (3.5)
p^{SOL} [MW]	26.6 (19.2)	22.6 (18.4)	19.5 (16.83)	18.6 (15.8)	18.2 (17.4)
P_{LH} [MW]	24.6	22.1	17.9	15.68	13.9
p^{PLATE} [MW]	10.1 (10.8)	10.7 (10.5)	10.0...(11.0)	10.0 (10.3)	10.6 (11.4)
T_e^{PLATE} [eV]	3.07 (3.8)	3.75 (4.23)	4.5 (6.0)	4.6 (6.1)	5.6 (7.98)



Rys. 3.1.4. Uzupelnienie i strumien deuteru do plyty w zaleznosci od gesci na separatrixie.

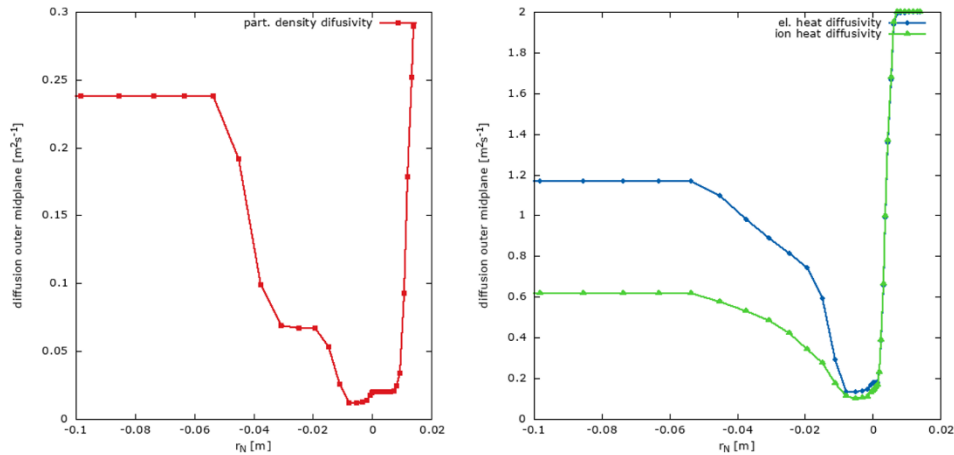
Podobnie jak obliczenia kodem COREDIV, symulacje kodem SOLPS-ITER dotyczyły konfiguracji SN, lecz obejmowały wyłącznie plazmę brzegową. Kod SOLPS-ITER obejmuje wielopłynowy kod obliczeniowy dla plazmy oraz kod do modelowania cząstek neutralnych typu Monte Carlo. W symulacjach zastosowano siatkę dostarczoną przez Fabio Suba (Politechnika w Turynie, Włochy). Siatka odpowiednio zmodyfikowana przez dodanie domieszkowania argonem oraz dodatkowych powierzchni diagnostycznych. Ustalono strumień deuteru do SOL równy 1020 elektronów na sekundę. W obszarze słabego pola magnetycznego dla $z=0$ m zlokalizowano strumień deuteru napuszczany ze ściany tokamaka. W celu analizy różnych scenariuszy dla plazmy, obliczenia przeprowadzono dla różnych wartości strumienia deuteru ze ściany, które determinują gęstość plazmy na separatrixie. Do analizy obrano trzy wartości gęstości elektronowej na separatrixie: $5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. W modelu rozważono wolframowy dywertyor i ściany, brak chemicznego wybijania atomów z płyt dywertyorowych. Ustalono moc docierającą do SOL równą 30 MW. W symulacjach przyjęto transport poprzeczny za pomocą współczynników dyfuzji dla cząstek, D, oraz strumienia ciepła, χ , które zdefiniowano jako funkcję zależną od odległości r (rys. 3.1.5). Zadanie zakłada domieszkowanie plazmy osobno atomami argonu i atomami neonu. Ustalono, iż w pierwszej kolejności zostaną wykonane symulacje z argonem, zaś w przyszłym roku symulacje z neonem.



Rys. 3.1.5. Obszar symulacji kodem SOLPS-ITER dla urządzenia IDTT w konfiguracji SN

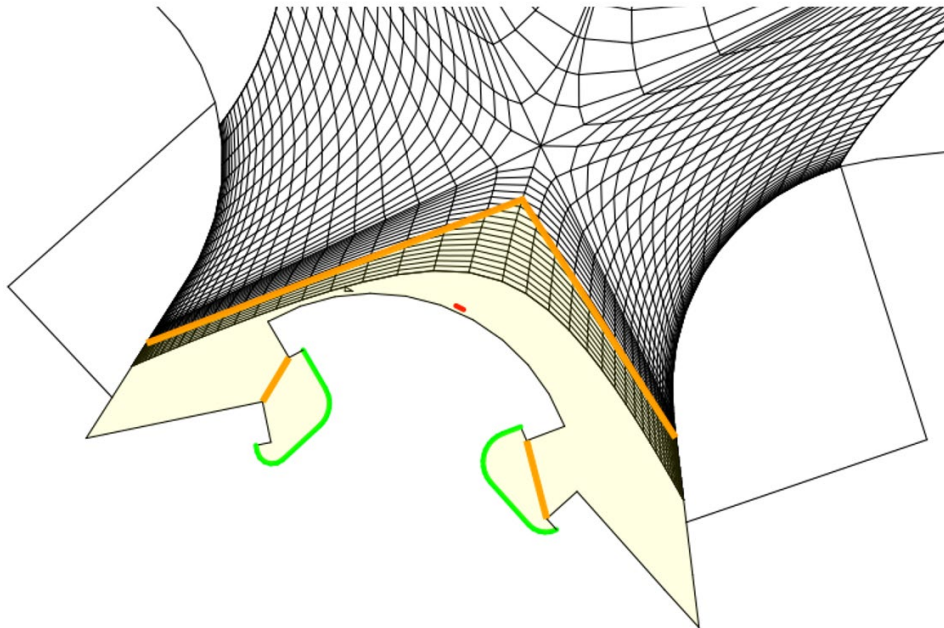
Położenie napuszczanego argonu ustalono poniżej punktu X i przedstawiono na rys. 3.1.6 (czerwona linia).

Odpompowanie cząstek neutralnych realizowane jest poprzez zdefiniowane w modelu specjalne powierzchnie (zielone linie) o wartości albedo poniżej wartości 1. Ponieważ, zadanie wymaga, aby wartość prędkości odpompowania była równa maksymalnie $100 \text{ m}^3/\text{s}$, obliczenia wykonano dla trzech różnych wartości albedo równych 0,92, 0,94 i 0,96. W przeprowadzonych symulacjach plazmy wodorowej domieszkowanej argonem ustalono koncentrację argonu na poziomie odpowiadającym efektywnemu ładunkowi uśrednionym wzdłuż separatrixy równym 1.8.



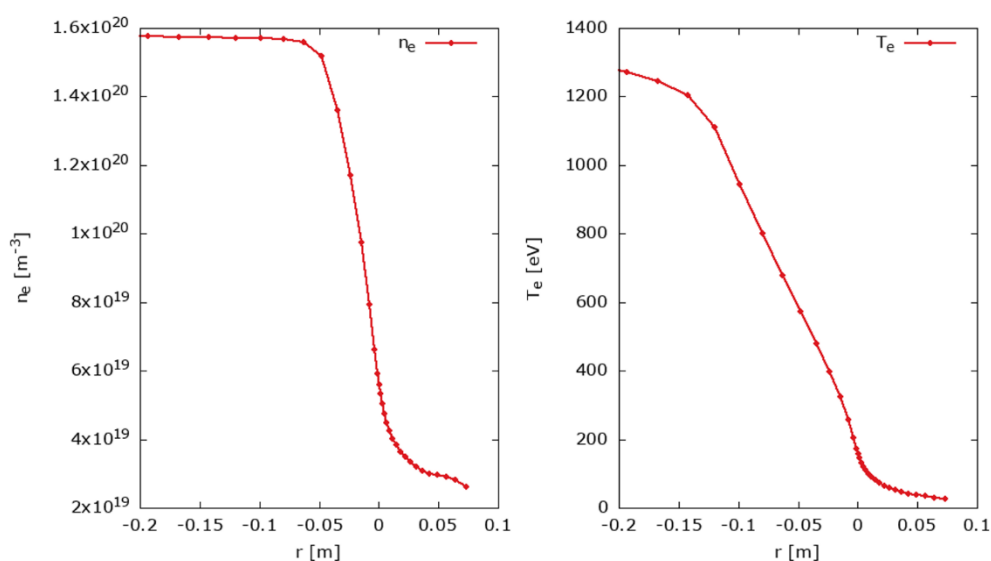
Rys. 3.1.6. Profile radialne dyfuzji cząstek (lewy panel) i dyfuzji strumienia ciepła (prawy panel) dla $z=0$ m.

Przypadek o gęstości na separatrixie równej $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ został wybrany jako przypadek wzorcowy do modelowania przepływów w obszarze pod dywertorem przez zespół z Jülich (Niemcy) zajmujący się symulowaniem neutralów kodem DIVGAS. W tym celu na podstawie wyników otrzymanych kodem SOLPS-ITER zostały opracowane dane dla cząstek neutralnych i molekuł w obszarze dywertorowym oznaczonym żółtym kolorem, a także zostały wykonane obliczenia strumieni cząstek neutralnych wzdłuż linii oznaczanych kolorem pomarańczowym (rys. 3.1.7). W porozumieniu z zespołem z Jülich opracowano strukturę danych, która zawiera między innymi wartości gęstości, prędkości, temperatury i strumieni dla atomów deuteru, argonu i molekuł deuteru w omawianym obszarze i powierzchniach.

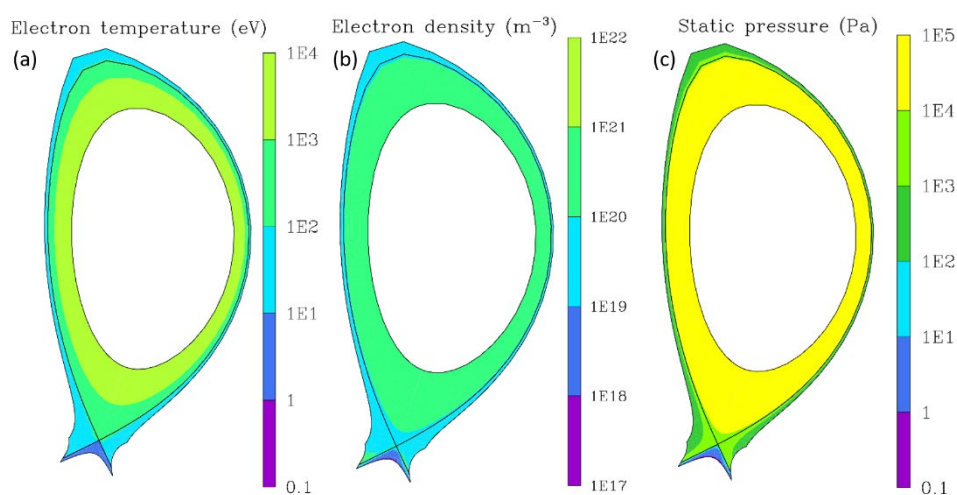


Rys. 3.1.7. Siatka numeryczna kodu SOLPS-ITER w obszarze dywertorowym tokamaka IDTT

W omawianym przypadku otrzymano wartość strumienia napuszczanego deuteru równą $4 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$, podczas gdy strumień napuszczanego argonu równą 10^{21} s^{-1} . Na rys. 3.1.8, profile temperatury elektronowej (lewy panel) i gęstości elektronowej plazmy (lewy panel) w płaszczyźnie $z=0$ po stronie słabego pola magnetycznego (ang. *midplane*). Profile przestrzenne temperatury elektronowej, gęstości elektronowej i ciśnienia plazmy przedstawiono na rys. 3.1.9. na panelach (a), (b) i (c) odpowiednio. Profile odpowiadają symulacjom dla gęstości elektronowej na separatrixie równej $6.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Zauważamy, że plazma jest odłączona od płyty dywertorowej, wartości strumieni do płyt dywertorowych są rzędu 10^{22} el/s , zaś temperatury na płycie około 2 eV.



Rys. 3.1.8. Profile radialne dla gęstości elektronowej (lewy panel) i temperatury elektronowej (prawy panel) dla $z=0$ m.



Rys. 3.1.9. Profile przestrzenne temperatury elektronowej (a), gęstości elektronowej (b) i ciśnienia plazmy (c) w obszarze symulacji plazmy wielopłynowym kodem SOLPS-ITER

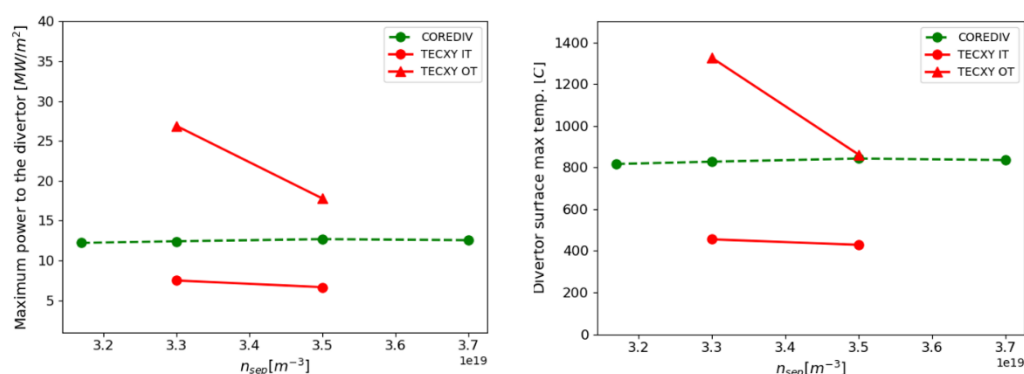
W wyniku przeprowadzonych działań i symulacji numerycznych został opracowany model numeryczny dla wyznaczonych parametrów plazmy zdefiniowanych m.in. przez ładunek efektywny, gęstość na separatrixie, czy prędkość odpompowania cząstek neutralnych, który posłużył do kalibracji i walidacji kodu DIVGAS do modelowania cząstek neutralnych w obszarze pod dywertoem. Wypracowano metody porównywania danych pomiędzy kodami i opracowano dane z symulacji kodem SOLPS-ITER plazmy domieszkowanej argonem. Działania przeprowadzone w ramach zadania będą stanowiły podstawę do dalszych prac związanych z analizą strumieni cząstek w obszarze dywertorowym dla plazmy domieszkowanej neonem.

W pierwszej połowie 2021 w ramach zadania z pakietu WPR&D uzupełniono w kodzie COREDIV model wybijania cyny (ang. *sputtering*) o składową zależną od temperatury (wybijanie termiczne) płyty dywertora. Po wykonaniu serii symulacji kluczową obserwacją było znaczące zawężenie przedziału operacyjnego temperatury cyny, którego górna granica spadła z ok. 1000 stopni Celsjusza do kilkuset stopni Celsjusza. W zależności od ustawień najniższy punkt profilu może znajdować się poniżej temperatury topnienia cyny. Uwzględnienie wybijania termicznego cyny w naszym modelu znacznie

zwiększyło zanieczyszczenie głównej plazmy cyną i uczyniło model bardzo wrażliwym na ustawienia modelu dywertora. To odkrycie doprowadziło nas do bardziej szczegółowego zbadania relacji między dostępną przestrzenią parametrów COREDIV i TECXY, dzięki czemu, gdy COREDIV znajdzie rozwiązanie dla danych ustawień, wiemy, jak przetłumaczyć ustawienia na TECXY, aby ich wyniki były spójne.

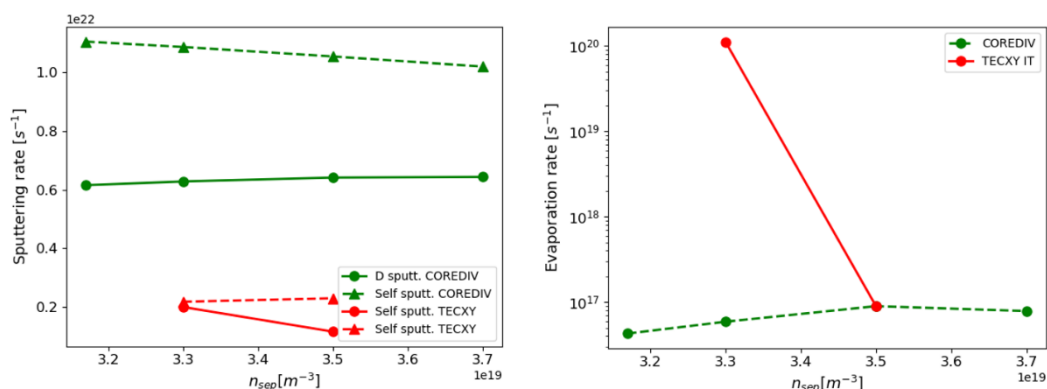
W kodzie COREDIV warstwa brzegowa (SOL ang. *Scrape-Off Layer*) jest modelowany przy użyciu prostokątnej siatki, w której jedna krawędź reprezentuje ostatnią zamkniętą powierzchnię magnetyczną (LCMS – ang. *Last Close Magnetic Surface*) oraz jej przedłużenie od punktu X do płyty dywertora, natomiast krawędź sąsiadująca reprezentuje powierzchnię płyty dywertora. W kodzie TECXY warstwa brzegowa reprezentowana jest przez siatkę ortogonalną, która odzwierciedla rzeczywistą geometrię SOL. Oba kody rozwiązują te same równania pływowe i mają ten sam zestaw parametrów SOL, takich jak na przykład poprzeczna dyfuzja, natomiast używają różnych wartości współczynników metrycznych. W kodzie COREDIV współczynniki metryczne są współczynnikami ortogonalnego układu kartezjańskiego, natomiast w TECXY współczynniki przyjmują wartości odzwierciedlające zadaną konfigurację pola magnetycznego. Kody COREDIV i TECXY nie muszą zatem dostarczać zatem tych samych wyników symulacji dla tych samych wartości wejściowych parametrów. Modelowanie kodem TECXY obejmuje obliczanie profili gęstości, temperatury, a także strumieni mocy, podczas gdy kodu COREDIV używa się do obliczania wartości wycalkowanych, takich jak całkowity strumień mocy do płyty dywertora. Zaletą kodu COREDIV jest modelowanie zarówno centrum sznura plazmowego jak i jego brzegu. Pozwala to na konsystentne obliczenie sprzężenia mocy fuzji i promieniowania domieszek w centrum ze natężeniem źródeł zanieczyszczeń w brzegu plazmy.

Ze względu na to, że głównym celem w ramach modelowania ciekłometalicznego dywertora (LMD, ang. *Liquid Metal Divertor*) jest modelowanie regionu dywertora, w pierwszej kolejności skupiono się na porównaniu wyników obu kodów i wyznaczeniu wartości parametrów tak, żeby wyniki symulacji obu kodów były porównywalne. Innymi słowy celem było wyznaczenie relacji między przestrzeniami parametrów obu modeli. Porównywane były takie wartości jak maksymalna temperatura powierzchni płyty lub maksymalny strumień mocy do płyty dywertora. Kod TECXY modeluje transport plazmy na obu płytach dywertora wewnętrznej (IT ang. *Inner Target*) oraz zewnętrznej (OT ang. *Outer Target*), podczas gdy kod COREDIV oblicza tylko jedną stronę, bez wyróżnienia na wewnętrzną i zewnętrzną. Tam, gdzie, w przypadku kodu TECXY, dane są dostępne dla obu płyt, będą one podane na wykresie.



Rys. 3.1.10. Maksymalny strumień mocy na płytę dywertora w MW/m² (lewy panel) i maksymalna temperatura powierzchni ciekłego metalu w stopniach Celsjusza (prawy panel) w zależności od gęstości na separatrixie

Punktem odniesienia jest dywertor o temperaturze chłodziwa T=200C, odległość rury chłodziwa od ciekłego metalu wynosi 5mm, a warstwa ciekłego metalu ma grubość 1mm. Są to parametry zbliżone do wartości dywertora projektowanego przez grupę badawczą w instytucie ENEA (Włochy). W celu uproszczenia warunków symulacji, porównanie wyników obu kodów odbyło się bez uwzględnienia zależności wybijania cyny od temperatury powierzchni płyty. Przyjęto, że kąt (względem normalnej do powierzchni płyty) cząstek wybijających wynosi zero. W obu kodach przyjęto takie same wartości transportu poprzecznego. Ponadto wartość strumienia domieszki argonu ustalono wynosi 10¹⁹ s⁻¹.



Rys. 3.1.11. Tempo wybijania atomów cyny przez jony deuteru (D) oraz przez jony cyny (ang. Self sputtering) (lewy panel) i tempa parowania w zależności od gęstości na separatrysie.

Rys. 3.1.10 i rys. 3.1.11 pokazują zależność warunków panujących na płycie dywertora od gęstości na separatrysie. Można zauważyć, że kod TECXY jest czuły na zmianę gęstości na separatrysie znacznie bardziej niż kod COREDIV. Jak już wspomniano w kodzie COREDIV warstwa brzegowa (SOL) i rdzeń plazmy (ang. core) są wzajemnie sprzężone. Zmiana gęstości na separatrysie pociąga za sobą zmianę warunków w rdzeniu sznura plazmowego. Tym samym ulegają zmianie inne warunki brzegowe, takie jak promieniowanie i moc przechodząca do warstwy brzegowej. Natomiast w kodzie TECXY modelowanie centrum plazmy nie jest uwzględnione a zmiana warunku brzegowego w postaci gęstości na separatrysie nie pociąga za sobą zmiany mocy przez separatrycę. Dla wartości $3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ wartość tempa parowania (rys. 3.1.11, prawy panel) i temperatura powierzchni płyty (rys. 3.1.10, prawy panel) są zbliżone. To samo można powiedzieć o wartości maksymalnej mocy do płyty, której wartość przewidywana przez kod COREDIV leży pomiędzy wartościami przewidywanymi przez kod TECXY. Lokalna moc do płyty jest argumentem modelu parowania, więc można stwierdzić, że przewidywania tego modelu są konsystentne w obu kodach. Natomiast przewidywane tempo wybijania (ang. sputtering rate) jest wyższe w kodzie COREDIV niezależnie od wartości gęstości na separatrysie. To oznacza, że strumień jonów uderzających w płytę obliczany w kodzie COREDIV jest większy niż w kodzie TECXY.

Wykonane obliczenia pokazują, że kod COREDIV opracowany w IFPiLM z powodzeniem może być zastosowany do analizy przyszłego urządzenia fuzyjnego IDTT.

3.2. Modelowanie plazmy brzegowej w stellaratorze W7-X

Tegoroczne prace rozwojowe przystosowywały kod Findif do symulowania realnych wyładowań w stellaratorze Wendelstein 7-X. Celem było pokazanie, że na obecnym etapie rozwoju kodu, pomimo pewnych uproszczeń modelu fizycznego, kod daje wartościowe wyniki i może być z powodzeniem zastosowany do symulowania wyładowań w urządzeniu termojądrowym. Otrzymano gęste siatki dla konfiguracji limiterowej W7-X potrzebne do badania szczegółów rozkładu strumieni gorącej plazmy na limiterach. Przeprowadzono także analizę wyników uzyskanych na dotychczasowych siatkach. Przygotowano kod do pracy nad konfiguracją dywertorową stellaratora, którą badano w sesji OP-1.2.

Wyniki prac badawczych

Trójwymiarowy kod stellaratorowy Findif, który jest rozwijany w IFPiLM, ma służyć do szybkich, choć może nieco uproszczonych w pewnych aspektach obliczeń zachowania plazmy brzegowej w urządzeniach termojądrowych. Bardzo duża anizotropia transportu w plazmie namagnetyzowanej (współczynniki transportu wzdłuż linii pola magnetycznego większe o kilka rzędów wielkości niż te w poprzek) jest uwzględniona ściśle. Model opiera się na rzeczywistej konfiguracji pola magnetycznego i ścian urządzenia. Używana jest siatka obliczeniowa oparta o śledzenie linii pola magnetycznego, która zawiera serie punktów leżących na wybranych liniach pola. Złożona geometria pola magnetycznego w stellaratorze i konieczność dodawania lub usuwania punktów całymi seriami powoduje to, że przewidzenie rozkładu punktów siatki i jej ręczna optymalizacja jest praktycznie niemożliwa. Jakkolwiek kod nie zawiera jeszcze modułu do symulowania zachowania cząstek obojętnych, jeśli w wyładowaniu plazma brzegowa jest gorąca i cząstki obojętne są szybko jonizowane, obecny opis

plazmy jest wystarczający. Możliwe stają się porównania wyników symulacji Findifem z eksperymentem.

W roku 2021 pracowano nad selektywnym zagęszczaniem siatek obliczeniowych na wybranych obszarach limitera oraz w pobliżu separatrysy. Strumienie cząstek i energii płynące do limitera (i ogólnej elementów pierwszej ściany ang. PFC – *plasma-facing components*) rozłożone są bardzo niejednorodnie. Większość plazmy płynie wąskim kanałem wyznaczonym głównie przez geometrię pola magnetycznego. Separatrysa oddziela gorący obszar centralny z zamkniętymi liniami pola od obszaru brzegowego (SOL), w którym plazma spływa po liniach otwartych (kończących się na PFC). Przejście przez separatrycę oznacza jakościową zmianę zachowania plazmy.

Na zagęszczonej siatce obliczeniowej zanotowano, nie występujące wcześniej, problemy niestabilności obliczeniowej. Udało się je odtworzyć na rzadszej siatce po zwiększeniu współczynnika transportu poprzecznego (anomalnego współczynnika dyfuzji i/lub przewodnictwa cieplnego). Jakkolwiek średnie odległości między najbliższymi punktami są w obu przypadkach rzędu kilku milimetrów lub większe, to nieuchronne nieuporządkowanie siatki przejawia się w lokalnych zagęszczeniach punktów. Niestabilności obliczeniowe transportu poprzecznego są likwidowane przez wyrazy podłużne (wzdłuż pola magnetycznego) liczone metodą niejawną Eulera. Ta stabilizacja przestaje wystarczać, gdy wyrazy poprzeczne stają się dostatecznie duże. Zastosowanie zwykłych metod stabilizacji obliczeń np. (nawet 100-krotne) zmniejszanie kroku czasowego nie pomaga. Wciąż poszukujemy środka zaradczego.

Pogłębiona analiza uzyskanych rozwiązań dla konfiguracji limiterowej pokazuje, że przeprowadzone symulacje kodem Findif są w istotnym stopniu zgodne z wynikami standardowo używanego, zaawansowanego kodu EMC3-EIRENE. Przygotowano również dane dla nowej konfiguracji ścian i pola magnetycznego i otrzymano siatkę dla dywertorowej konfiguracji W7-X. Przyjęto otrzymaną od partnerów z Jülich, realistyczną (a nie tzw. próżniową) konfigurację pola magnetycznego uwzględniającą prądy płynące w plazmie – obliczoną kodem HINT, aby móc analizować dane z kampanii OP 1.2.

Rozwój narzędzi informatycznych

Opracowano metody przetwarzania danych ściany stelleratora W7-X, rozwinięto procedury generujące siatkę o metody lokalnego zagęszczania w pobliżu separatrysy, wyznaczono promień efektywny, stworzono procedury pokrywające dywertory punktami startowymi dla śledzenia linii. Wszystkie te narzędzia i procedury ze względu na operowanie na milionach punktów danych, wymagało rozbudowywania stosowanych narzędzi informatycznych (w języku Fortran). Rozwijana diagnostyka danych pośrednich i końcowych jest możliwa dzięki nowym skryptom programów AWK i gnuplot.

3.3. Badanie wpływu zanieczyszczeń na plazmę brzegową w urządzeniu JT-60SA

Celem zadania było zbadanie warunków oderwania się plazmy od dywertora (ang. detachment) w urządzeniu magnetycznego utrzymania plazmy JT-60SA typu tokamak ze ścianą węglową (C). W 2021 roku w IFPiLM zajmowano się scenariuszem numer 2 dla fazy początkowej z domieszkowaniem atomami argonu (Ar) oraz uwzględniając domieszkę węgla powstającą w wyniku wybijania (ang. sputtering) węgla z płyt dywertora. Przeprowadzone symulacje plazmy deuterowej zawierającej jedynie C pochodzący ze sputteringu płyt nie ma wystarczającej możliwości zmniejszenia obciążenia cieplnego dywertora. Natomiast symulacje JT-60SA uwzględniające domieszkowanie argonem pokazują pozytywny wpływ promieniowania argonu na zmniejszenie strumienia energii w obszarze SOL (ang. Scrape-off Layer).

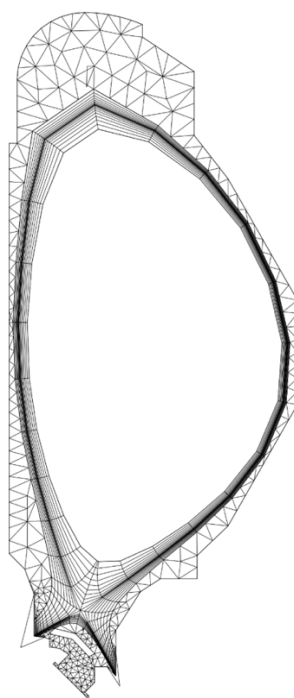
Wyniki prac badawczych

W ramach zadania WPSA przeprowadzono obliczenia numeryczne dla plazmy w urządzeniu JT-60SA ze ścianą węglową (C) i domieszkowaniem argonem. Do symulacji numerycznych transportu plazmy w warstwie brzegowej zastosowano pakiet programów SOLPS-ITER wykorzystujących model wielopłynowy dla plazmy i kinetyczny model dla cząstek neutralnych. Badania plazmy brzegowej mają na celu zidentyfikowanie wpływu domieszkowania Ar na redukcję mocy, istotną ze względu na przewidywaną konieczność zmniejszenia obciążenia cieplnego dywertora, aby uniknąć jego zniszczenia lub nadmiernej degradacji. Wstępne wyniki uzyskane w ramach zadania pokazują

możliwości użycia Ar do wypromieniowania energii w rozpatrywanych warunkach oraz wskazują dalsze kierunki wykonywania symulacji.

<i>Tabela 3.3.1. JT-60SA scenariusz 2</i>	
Konfiguracja	SN
Prąd w plazmie, I_p (MA)	5.5
Toroidalne pole magnetyczne, B_T (T)	2.25
Współczynnik bezpieczeństwa, q_{95}	3.0
Moc źródeł ciepła (alfa + zewnętrzne), P_{heat} (MW)	41
Moc N-NB, P-NB, ECH (MW)	10,24,7
Energia termiczna plazmy, W_{TH} (MJ)	22
Gęstość elektronowa, uśredniona po linii, uśredniona po objętości ($e19/m^3$)	6.3, 5.6
Gęstość Greenwalda, n_{GW} ($e19/m^3$), f_{GW}	13, 0.5
Znormalizowana beta, β_N	3.1

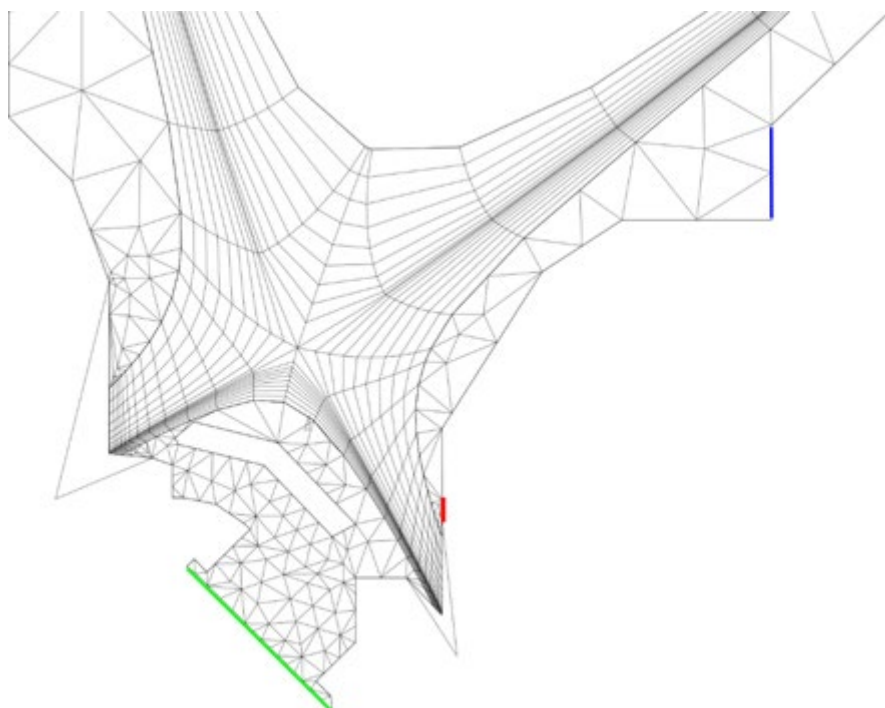
Przeprowadzono szereg symulacji numerycznych plazmy tokamaka JT-60SA w konfiguracji dywertora typu single-null (SN). Przyjęte parametry plazmy odpowiadają wartościom zakładanym dla scenariusza 2 początkowej fazy (tabela 3.3.1.). Scenariusz ten zakłada użycie maksymalnej osiągananej mocy grzania w plazmie o dużej gęstości, pozwalając na zbadanie odprowadzania mocy przez zastosowaniem metalowej ściany oraz wpływu domieszek.



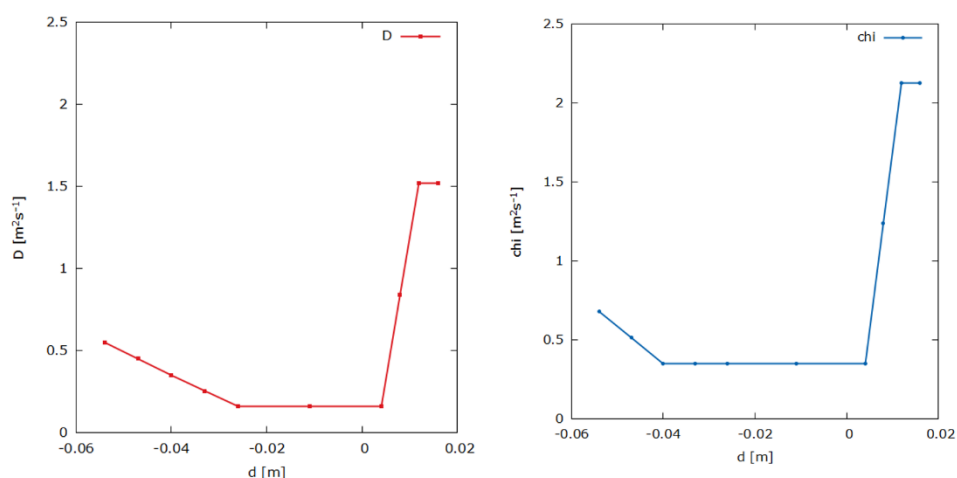
Rys. 3.3.1. SOLPS-ITER siatka obliczeniowa dla JT-60SA w konfiguracji SN.

Symulacje wykonano przy użyciu pakietu programów SOLPS-ITER, składającego się z programu B2.5 - kodu do modelowania wielopłynowego transportu plazmy, połączonego z Eirene – kodem do modelowania Monte Carlo transportu cząstek obojętnych. Punktem startowym były wartości i siatka numeryczna dla scenariusza 3, dostarczone przez Giulio Rubino (ENEA, Włochy). Siatkę zmodyfikowano, aby odpowiadała rozpatrywanemu scenariuszowi 2 - zwiększono moc grzania, dodano

Ar i C ze ścian jako domieszki. Siatka obliczeniowa, składająca się z 48 na 18 komórek, przedstawiona jest na rys. 3.3.1.



Rys. 3.3.2. SOLPS-ITER siatka obliczeniowa dla JT-60SA w regionie obliczeniowym. Niebieska i czerwona linia odpowiadają odpowiednio miejscu wtłaczania deuteru i argonu. Zielona linia odpowiada umiejscowieniu specjalnej powierzchni pompowania.

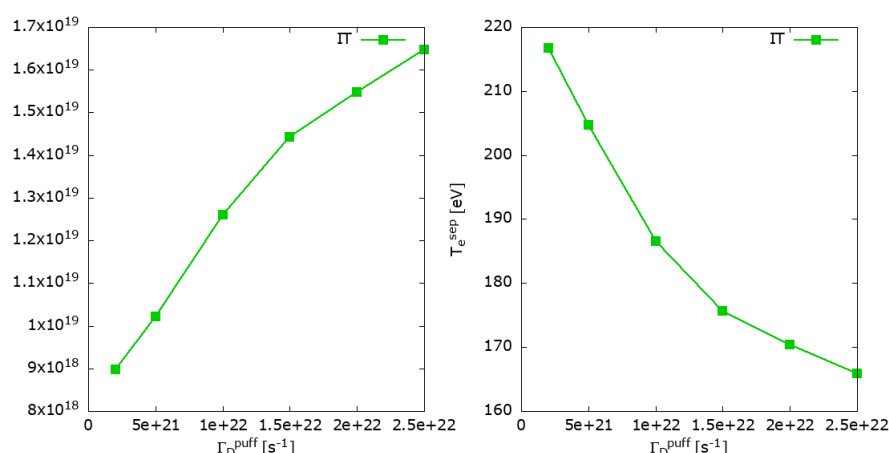


Rys. 3.3.3. Profile radialne współczynników dyfuzji cząstek (lewy panel) i ciepła elektronowego (prawy panel) w położeniu $z=0$, po stronie słabszego pola magnetycznego.

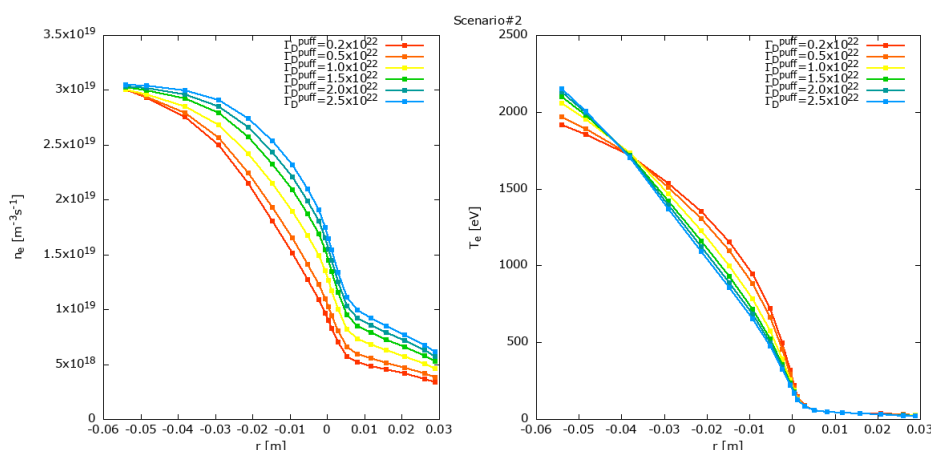
W przeprowadzonych symulacjach plazmę główną stanowił deuter wtłaczany z otworu w ścianie, zlokalizowanego powyżej regionu zewnętrznego dywertora (rys. 3.3.2, niebieska linia). Argon wtłaczany jest tuż nad zewnętrzną płytą dywertora (rys. 3.3.2, czerwona linia). Odpompowanie plazmy zostało zdefiniowane przy użyciu specjalnej powierzchni odpompowania z albedo wynoszącym 0.92, która imituje odpompowywanie cząsteczek obojętnych z obszaru symulacji (rys. 3.3.2, zielona linia).

Uzgodniono, że przyjęta wartość mocy dostarczana do SOL, rozdzielona równomiernie między jony i elektrony wynosi 21 MW przy założeniu, że całkowita moc grzania zewnętrznego wynosi 41 MW. Zgodnie z założeniem scenariusza 2 w symulacjach przyjęto węglowe płyty dywertora. W modelu nie uwzględniono chemicznego sputteringu. Współczynniki transportu poprzecznego: współczynnik dyfuzji cząstek, D oraz współczynnika przewodnictwa cieplnego, χ , zostały ustalone jako zależne od

promienia (rys. 3.3.3). Profile współczynników transportu w poprzek pola zostały wyznaczone w badaniach Luca Balbinot (CNR, Włochy) na podstawie transportu poprzecznego w plazmie brzegowej tokamaka JET. Na wewnętrznej granicy symulacji przyjęto warunek brzegowy stałej gęstości elektronowej równej $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.



Rys. 3.3.4. Gęstość elektronowa (lewy panel) i temperatura elektronowa (prawy panel) na separatrysie dla różnych ilości wprowadzanego deuteru.

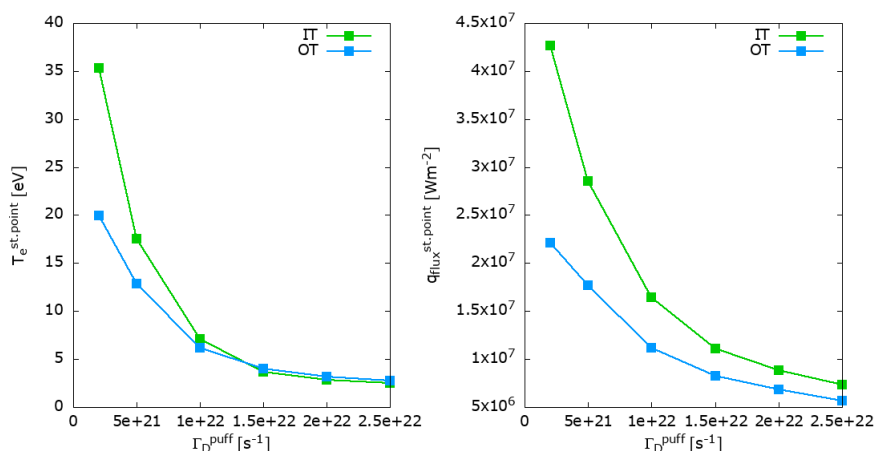


Rys. 3.3.5. Profile radialne gęstości elektronowej (lewy panel) oraz temperatury elektronowej (prawy panel) dla różnych wartości wprowadzanego strumienia deuteru

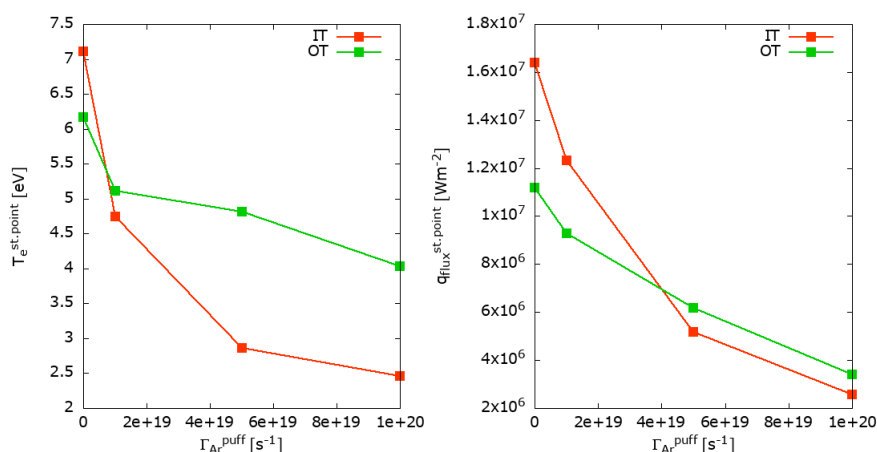
Początkowe symulacje przeprowadzone w 2021 roku odnosiły się do plazmy deuterowej z niewielką ilością wprowadzanej domieszki Ar. W celu zbadania różnych form plazmy brzegowej, obliczenia przeprowadzono dla różnych ilości wprowadzanego deuteru, który ustala wielkość gęstości elektronowej na separatrysie. Wraz ze zwiększeniem ilości wprowadzonego deuteru zaobserwowano wzrost gęstości elektronowej na separatrysie (rys. 3.3.4, lewy panel), jak również spadek temperatury elektronowej (rys. 3.3.4, prawy panel). Gęstość elektronowa wzrosła jedynie do $1.653 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, co jest spowodowane narzuconym warunkiem brzegowym - stałą gęstością na wewnętrznej granicy symulacji. Na rys. 3.3.5 przedstawiono profile radialne gęstości elektronowej (lewy panel) i temperatury elektronowej (prawy panel). Widoczny jest wpływ narzuconej na wewnętrznej granicy symulacji gęstości elektronowej równej $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Przy takim warunku, pomimo zwiększania strumienia wprowadzanego deuteru, wzrost gęstości jest ograniczony w plazmie brzegowej. W kolejnych symulacjach planowana jest zmiana tego warunku brzegowego.

Wyniki symulacji dla plazmy brzegowej JT-60SA pokazały redukcję temperatury na płytach dywertora wraz ze zwiększeniem strumienia deuteru (rys. 3.3.6, lewy panel). Zmniejszenie temperatury elektronowej spowodowane jest wzrostem promieniowania w plazmie, co widać także przez

zmniejszenie strumienia ciepła wzdłuż linii pola magnetycznego do płyt dywertora (rys. 3.3.6, prawy panel). Należy zaznaczyć, że temperatura elektronowa w punkcie oddziaływania plazmy z dywertorem (ang. *strike point*) obniżyła się do wartości poniżej 3 eV dla obu płyt, a równoległy strumień ciepła wynosił 7 MW m⁻² w punkcie strike.



Rys. 3.3.6. Zmiany temperatury elektronowej (lewy panel) i równoległy strumień ciepła (prawy panel) w punkcie oddziaływania plazmy z dywertorem (ang. *strike point*) dla różnych wartości strumienia deuteru



Rys. 3.3.7. Temperatura elektronowa (lewy panel) oraz równoległy strumień ciepła (prawy panel) w punkcie oddziaływania plazmy z dywertorem (ang. *strike point*) dla różnych wartości wprowadzanego strumienia argonu

W celu przeanalizowania wpływu domieszek Ar wykonano skan po różnych wartościach wprowadzanego strumienia Ar, przy stałej wartości strumienia deuteru równej 10¹⁹ m⁻³. Dodanie większej ilości domieszki spowodowało dodatkowe wypromieniowanie energii, a w związku z tym obniżyła się temperatura elektronowa na płycie oraz równoległy strumień ciepła w porównaniu do wcześniej rozpatrywanych przypadków pokazanych na rys. 3.3.4. Na rys. 3.3.7, temperatura elektronowa w punkcie strike (lewy panel) i równoległy strumień ciepła (prawy panel) zostały przedstawione w relacji do różnych wartości domieszkowania argonem. Warto odnotowania jest, że strumień ciepła w punkcie strike zmniejszył się do wartości poniżej 3 MWm⁻² i 4 MWm⁻², odpowiednio dla wewnętrznego i zewnętrznego dywertora. Otrzymane wyniki pokazują, że domieszkowanie argonem prowadzi do znacznie większej redukcji obciążenia cieplnego dywertora w stosunku do plazmy wyłącznie deuterowo-węglowej bez dodatkowych domieszek. Wpływ argonu na promieniowanie w SOL odznacza się też przez zmniejszenie równoległego strumienia ciepła z około 16 MW m⁻² (11 MW m⁻²) do około 2.5 MW m⁻² (3.5 MW m⁻²) dla wewnętrznej (zewnętrznej) płyty dywertora w punkcie strike.

Wstępne wyniki pokazują, że w plazmie deuterowej zawierającej jedynie węgiel pochodzący ze sputteringu płyt nie ma wystarczającej możliwości zmniejszenia obciążenia cieplnego dywertora. Z kolei symulacje scenariusza 2 JT-60SA uwzględniające domieszkowanie argonem pokazują pozytywny wpływ promieniowania argonu na zmniejszenie strumienia energii w obszarze SOL. Badanie wskazuje potrzebę użycia domieszek, aby kontrolować moc docierającą do dywertora. Dalsze badania są wskazane, stąd w ostatnim czasie zmieniono model numeryczny. Wygenerowano nową siatkę obliczeniową z 84x36 komórek, co pozwala na uzyskanie lepszej rozdzielczości w regionie i bardziej dokładną analizę promieniowania składników plazmy. Dodatkowo, zmieniono warunek brzegowy na wewnętrznej granicy symulacji ze stałej gęstości do stałego strumienia cząstek plazmy głównej, co lepiej odpowiada realistycznemu przepływowi do obszaru przeprowadzanych symulacji.

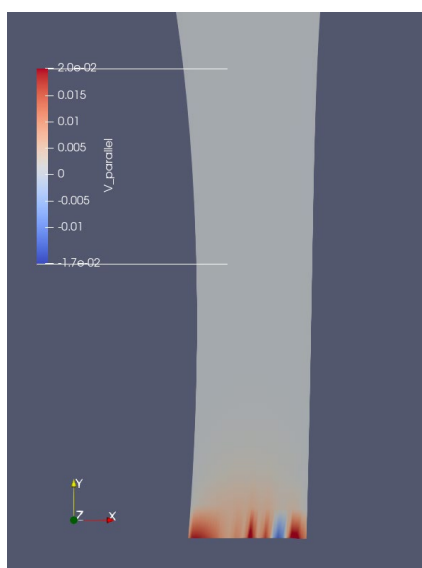
3.4. Rozwój i zastosowanie kodu JOREK do modelowania plazmy tokamakowej

W 2021 roku w ramach rozwoju kodu JOREK do modelowania niestabilności magnetohydrodynamicznych w tokamakach celem była implementacja warunków brzegowych dla równań MHD w przypadku plazmy o wysokiej trójkątności, która jest kluczowa w uzyskaniu małych ELMów. Kolejnym zadaniem była walidacja siatek ortogonalnych, które pokrywają cały obszar domeny obliczeniowej – komorę tokamaka. Planowana była także adaptacja profili temperatury i gęstości elektronowej w sposób, który pozwoli na uzyskanie stacjonarnych warunków, w których przebiega ewolucja wyładowania dla tokamaka TCV.

W ramach projektu Advanced Computing Hub prowadzono szkolenie w zakresie zapisu danych eksperymentalnych w formacie IDS, a także uruchomiono kod JOREK na serwerze EUROFUSION Gateway. Ustalono również jakie mają być podjęte kroki w celu adaptacji kodu JOREK do standardu zapisu danych IMAS.

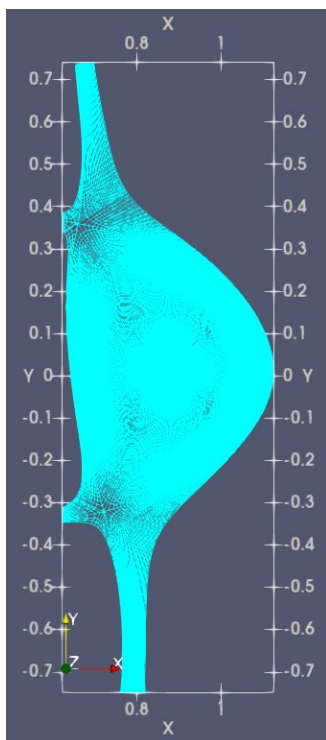
Wyniki prac badawczych

Dzięki dodaniu nowych warunków brzegowych do równań MHD w kodzie JOREK możliwe było przeprowadzenie symulacji dla wyładowania z tokamaka TCV dla przypadku tzw. double X-point (podwójny punkt X), gdzie warstwa pomiędzy ścianą tokamaka a ostatnią zamkniętą powłoką magnetyczną jest bardzo cienka. Tego typu przypadki nie były do tej pory rozpatrywane w pełni, gdyż bardzo duże gradienty pojawiające się na brzegu domeny obliczeniowej powodowały niestabilności numeryczne. Dzięki wprowadzonym modyfikacjom kod jest dostosowany do analizowania w/w przypadków, w ogólności. Na rys. 3.4.1 przedstawiono gradienty prędkości poprzecznej, które mają przeciwne znaki (dodatnie i ujemne wartości), co było problemem i prowadziło do przerywania symulacji ze względów numerycznych.



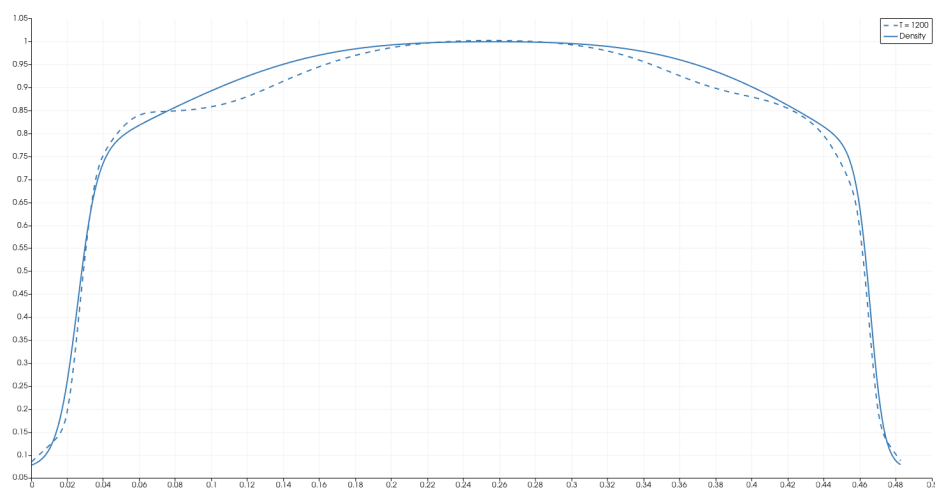
Rys.3.4.1. Dolny obszar plazmy blisko ściany tokamaka, gdzie na skutek przeciwnych gradientów warunki brzegowe w równaniach MHD nie pozwalały na prowadzenie symulacji dla tokamaka TCV; w obecnej wersji kodu JOREK, po implementacji zmian, problem ten nie występuje

Przeprowadzono także walidację siatek ortogonalnych, które umożliwiają prowadzenie symulacji zaburzeń magnetohydrodynamicznych w całej komorze tokamaka. Jest to kluczowe w przypadku wyładowań, w których obserwowane są tzw. mały ELMy (ang. *small ELMs* – jedyne dopuszczalne zaburzenia MHD dla przyszłych reaktorów termojądrowych). Przykład takiej siatki jest przedstawiony na rys. 3.4.2.

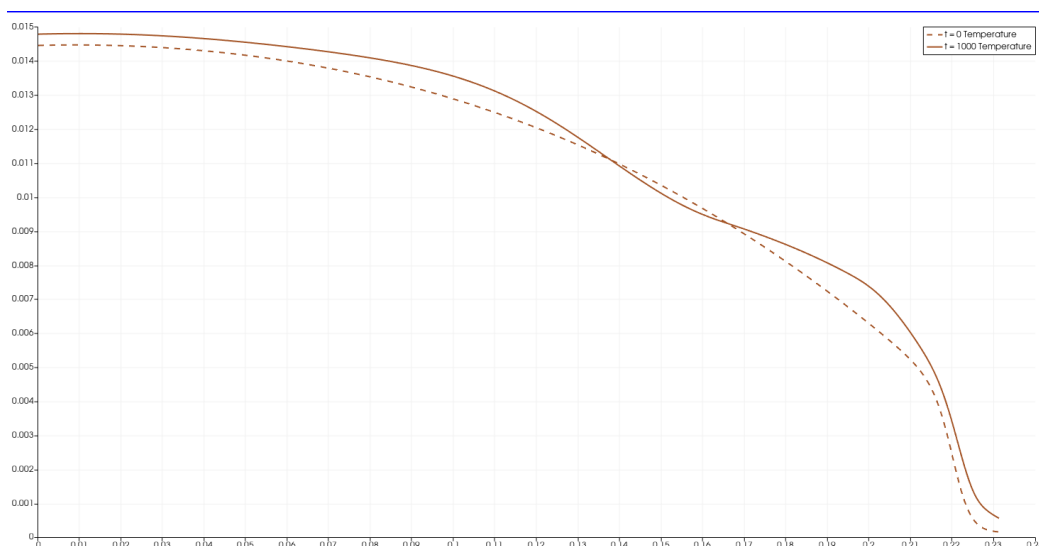


Rys. 3.4.2. Ortogonalna siatka dla tokamaka TCV dla wyładowania o wysokiej trójkątności plazmy.

Wykonano również testy i adaptację profili gęstości i temperatury elektronowej dla wyładowań z małymi ELMami w celu uzyskania równowagi MHD dla całego wyładowania. Jest to konieczne w celu uzyskania fizycznych rezultatów podczas modelowania niestabilności magnetohydrodynamicznych. W tym celu wykonano szereg skanów profili dyfuzji oraz wartości lepkości, źródeł cząstek i mocy grzania. Finalnie uzyskano stacjonarny reżim dla wyładowania o wysokiej trójkątności plazmy, wynikowe profile przedstawione są na rys. 3.4.3 i 3.4.4.



Rys. 3.4.3. Profil gęstości elektronowej dla początkowej chwili czasu ($t = 0$, linia ciągła) oraz po czasie $t = 1200$ czasów Alfvén. Widać, że profile są stacjonarne, co pozwala na przeprowadzenie symulacji.



Rys. 3.4.4. Profil temperatury elektronowej dla początkowej chwili czasu ($t = 0$, linia przerywana) oraz po czasie $t = 1000$ czasów Alfvena (linia ciągła).

W ramach realizacji projektu ACH (ang. *Advanced Computing Hub*) przeprowadzono szkolenie z zakresu zapisu danych eksperymentalnych w formacie IDS (ang. *Interface Data Structure*) standardu IMAS (ang. *Integrated Modelling & Analysis Suite*). Dokumentacja dostępna jest na stronie <https://docs.psnc.pl/pages/viewpage.action?pageId=70879117>.

Wykonano kompilację i uruchomienie kodu JOREK na serwerze EUROfusion Gateway. Wykonano przy tym następujące zadania:

1. Ściągnięto z repozytorium git.iter.org kod źródłowy JOREK i utworzono lokalne repozytorium na prywatnym koncie w centrum obliczeniowym EUROfusion Gateway.
2. Skompilowano kod i uruchomiono symulację testową. Wymagało to ściągnięcia i kompilacji dwóch bibliotek Pastix i Scotch niedostępnych w danych wersjach na serwerze Gateway.
3. Wysłano informację zwrotną do deweloperów kodu JOREK oraz uzupełniono dokumentację na stronie jorek.eu

Zapewniono ponadto wsparcie dla deweloperów kodu JOREK w adaptacji kodu do standardu zapisu danych w formacie IDS będącego formatem zapisu danych środowiska IMAS. W celu adaptacji do standardu IMAS ustalono, że głównym celem na najbliższą przyszłość jest stworzenie skryptów, które zapiszą dane wyjściowe JOREKA na IDS. Częściowo robi to Leon Kos. Stworzył skrypt, który zapisuje siatkę JOREK 3D w strukturze mhd IDS. Jest jednak więcej IDSów do wypełnienia. Pierwszym krokiem jest stworzenie tzw. „przestrzeni nazw” JOREKA i zapisanie jej w formacie hdf5. Ustalono, że w pierwszej kolejności trzeba sprawdzić i oszacować, ile siły roboczej ze strony ACH wymaga ta operacja. Jeśli dostępne zasoby są wystarczające, możemy to wykonać (tzn. napisać kod oszczędzający przestrzeń nazw do hdf5).

Rozwój narzędzi informatycznych

Przeprowadzono szkolenie w zakresie zapisu danych eksperymentalnych w formacie IDS. Uruchomiono kod JOREK na serwerze EUROFUSION Gateway i uzupełniono dokumentację. Koordynowano i ustalono jakie mają być podjęte pierwsze kroki w celu adaptacji kodu JOREK w standardu zapisu danych IMAS.

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

Nadrzędnym celem, nowopowstałego w ramach programu EUROfusion w 2021 r., pakietu roboczego o nazwie WPTE (ang. Work Package Tokamak Exploitation) jest zapewnienie podstaw fizycznych dla tokamaka nowej generacji ITER budowanego we Francji oraz kierowanie projektem koncepcyjnym, którego celem jest opracowanie scenariuszy operacyjnych dla pierwszej prototypowej elektrowni DEMO. Pakiet roboczy WP TE dotyczy eksploatacji europejskich tokamaków. Jest on realizowany w ramach unikalnego i zintegrowanego podejścia, wykorzystującego urządzenia o różnych możliwościach, rozmiarach i parametrach, tj. tokamak ASDEX-Upgrade (AUG) w Niemczech, MAST-U w Wielkiej Brytanii, TCV w Szwajcarii i WEST we Francji. Ponadto projekt ten ma zapewnić pełne wykorzystanie ostatnich udoskonaleń maszyn, w szczególności tych związanych z programem EUROfusion Plasma EXhaust (PEX).

W 2021 r. przeprowadzono na tokamakach AUG, TCV i MAST-U kampanię eksperymentalną o nazwie C2. Program naukowy realizowany w ramach pakietu WPTE i w ramach kampanii C2 został podzielony na 18 tematów badawczych (zobacz Tabela 4.1), obejmujących misję 1 (reżimy działania plazmy) i misję 2 (układ odprowadzania ciepła) zapisaną w planie działania Unii Europejskiej na rzecz syntezy jądrowej (ang. EU fusion roadmap).

Tabela 4.1: Lista tematów badawczych programu naukowego WP TE na 2021 r.

Misja 1	RT01: Scenariusz podstawowy dla ITERa w kierunku oderwania i niskiej kolizyjności plazmy (IBL scenario towards detachment and low collisionality)
	RT02: Wejście w tryb H i zależność od piedestału z zanieczyszczeniami i izotopami (H-mode entry and pedestal dependence with impurities and isotopes)
	RT03: Optymalizacja fazy wygaszania wspomaganą RF i fazy narastania prądu (RF-assisted breakdown and current ramp-up optimization)
	RT04: Opracowanie sposobów unikania zerwania sznura plazmowego dla ITER i DEMO (Disruption avoidance development for ITER and DEMO)
	RT05: Generowanie i łagodzenie elektronów ucieczki (Run-way generation and mitigation)
	RT06: Łagodzenie i tłumienie ELM-ów w warunkach istotnych dla ITER/DEMO (ELM mitigation and suppression in ITER/DEMO relevant condition)
	RT07: Scenariusz negatywnej trójkatności jako alternatywa dla DEMO (Negative triangularity scenario as an alternative for DEMO)
	RT08: Ocena trybu QH i trybu I w kontekście DEMO (QH-mode and I-mode assessment in view of DEMO)
	RT09: Rozszerzenie wydajności EDA i QCE w kierunku DEMO (Extension of EDA and QCE performance towards DEMO)
	RT10: Fizyka szybkich jonów w obecności grzania ICRH (Fast-ion physics with dominant ICRF heating)
	RT11: Wpływ perturbacji MHD na straty szybkich jonów (Impact of MHD perturbations on fast ion losses)
	RT12: Opracowanie scenariusza stacjonarnego (Development of the steady state scenario)
	RT13: Promieniowanie i kontrola punktu X (X-point radiation and control)

Misja 2	RT14: Fizyka oderwania plazmy / mieszanki zanieczyszczeń / wzorców obciążenia cieplnego (Physics of plasma detachment / impurity mix/ heat load patterns)
	RT15: Ekstrapolacja transport w SOL do ITER i DEMO (Extrapolation of SOL transport to ITER and DEMO)
	RT16: Starzenie PFC w warunkach tokamaka (PFC ageing under tokamak conditions)
	RT17: Mechanizmy migracji materiałów i retencji paliwa w tokamakach (Material migration and fuel retention mechanisms in tokamaks)
	RT18: Alternatywna konfiguracja dywertora (Alternative Divertor Configuration)

Główne cele programu badawczego WP TE zostały określone następująco:

- Zademonstrowanie i określenie stabilnej oraz wysokowydajnej pracy reaktora w obecności metalowych komponentów pierwszej ściany urządzenia (ang. PFC) na rzecz reaktora ITER i DEMO.
- Opracowanie zintegrowanych scenariuszy długich i stabilnych wyładowań dla reaktora ITER i DEMO.
- Ulepszenie opisów fizycznych dla cząstek energetycznych, uwzględniając ich nieliniowe oddziaływanie z plazmą termiczną, w celu kontrolowania plazmy w reaktorze ITER i DEMO.
- Kontrola zjawiska oderwania plazmy od płyt dywertora (ang. plasma detachment) na rzecz optymalizacji pracy reaktora ITER, DEMO i HELIAS.
- Zbadanie alternatywnych i innowacyjnych geometrii dywertorów dla reaktora DEMO.

Od listopada 2021 r. w ramach pakietu WPTE realizowane były także prace związane z kampanią eksperymentalną i analizami dla tokamaka JET-ILW (ang. ITER-like wall) znajdującego się w Wielkiej Brytanii. W tym okresie przeprowadzono na tym układzie drugą w historii kampanię eksperymentalną z mieszaniną deuteru i trytu. Celem kampanii DTE2 lub inaczej nazywaną C41 było:

- Zademonstrowanie wydajności z syntezy termojądrowej $P_{fus} = 10$ MW w stanie stacjonarnym trwającym 5 sekund. Realizacja odpowiednich scenariuszy miała na celu eksplorację niezbadanej wcześniej plazmy w warunkach istotnych dla tokamaka ITER.
- Zademonstrowanie scenariuszy radiacyjnych w warunkach istotnych dla ITERa. W szczególności z zewnętrznym domieszkowaniem (ang. impurity seeding).
- Zademonstrowanie efektów związanych z cząstkami alfa. W porównaniu do kampanii DTE1, tokamak JET wyposażony jest w lepsze systemy diagnostyczne cząstek energetycznych i plazmy termicznej.
- Wyjaśnienie wpływu izotopów wodoru na energię i transport cząstek, zarówno pod kątem zrozumienia scenariuszy dla JET jak i prognoz dla tokamaka ITER i DEMO. Zbadanie wpływu mieszanki izotopów np. do kontroli mieszanki paliwowej, do osiągnięcia dużego gradientu gęstości w centrum plazmy (ang. density peaking), odprowadzania mocy i oderwania plazmy od dywertora.
- Zademonstrowanie scenariuszy grzania ICRH istotnych dla operacji DT w ITER.

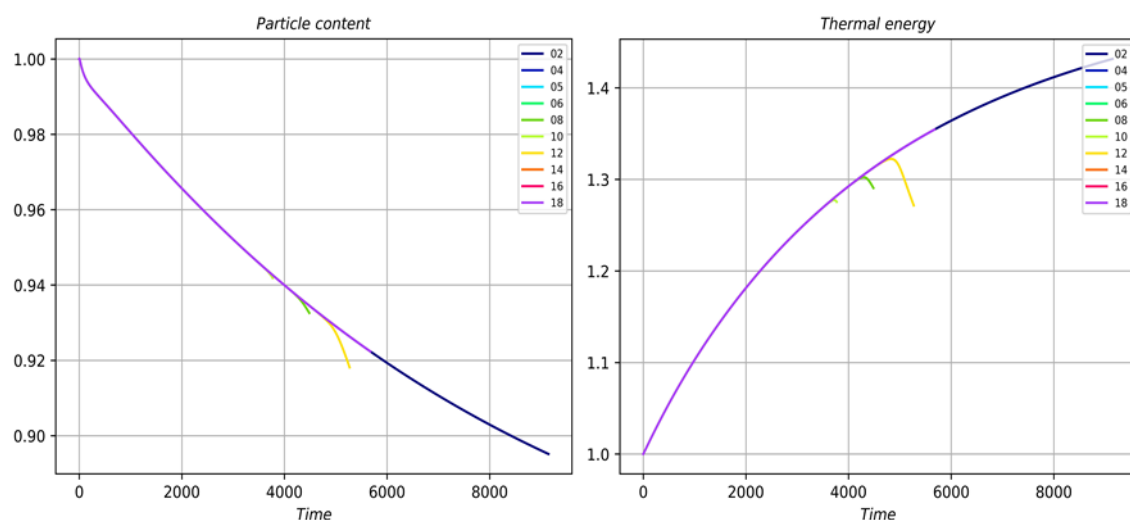
Program naukowy kampanii C41 oparty był na 17 eksperymentach tematycznych. Ponadto w 2021 r. kontynuowanych było osiem zadań analiz i modelowania, które zapewniały eksperymentom wsparcie w osiągnięciu celów tej wyjątkowej fazy programu JET-ILW.

Udział w eksperymentach na wszystkich działających urządzeniach odbywał się w sposób zdalny.

Wyniki prac badawczych

Prace realizowane w ramach kampanii C2 na tokamakach TCV, AUG i MAST-U.

W 2021 roku przeprowadzono analizę profili kinetycznych dla modelowania niestabilności magnetohydrodynamicznych typu ELM w tokamaku TCV w Szwajcarii przy użyciu kodu JOEREK. Okazało się, że dla plazmy o niskiej trójkątności profile gęstości i temperatury elektronowej nie są stabilne w trakcie wyładowania, co może świadczyć o dodatkowej dyssypacji energii. W celu stabilizacji plazmy wprowadzono testy ze zmodyfikowanymi profilami dyfuzji, tak aby straty energii w trakcie wyładowania były jedynie na skutek interakcji nieliniowej modów zaburzeń magnetohydrodynamicznych. Efektem tego było otrzymanie stabilnych warunków wyładowania oraz przeprowadzenie symulacji z dryfami diamagnetycznymi, które mają istotny wpływ na ewolucję niestabilności w plazmie brzegowej i centralnej. Dla wyładowań o niskiej trójkątności plazmy (gdzie generowane są duże ELMy typu I) uzyskano stabilne warunki liniowej ewolucji zaburzeń magnetohydrodynamicznych. Na Rys. 4.1 przedstawiono straty energii i cząstek w trakcie wyładowania dla poszczególnych modów zaburzeń (oznaczonych jako „n”). Można zauważyć, że dla $n = 8, 10, 12$ straty energii wynikające z oddziaływania niestabilności są największe i mogą potencjalnie prowadzić do przerwania sznura plazmowego.

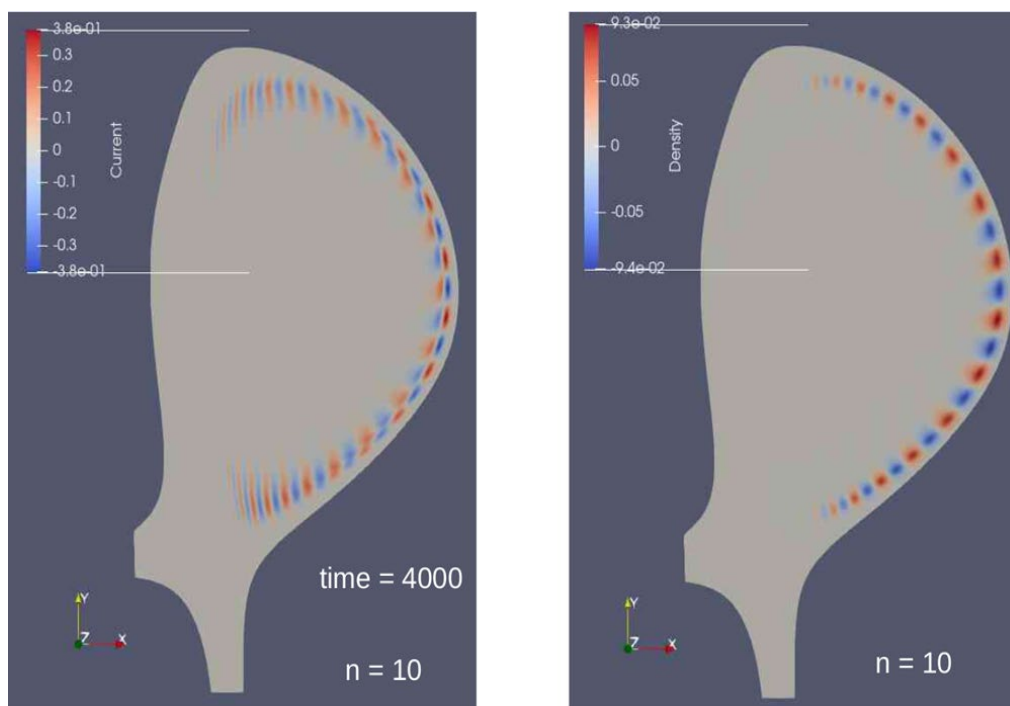


Rys. 4.1. Straty cząstek (po lewej) oraz energii termicznej (po prawej) uzyskane dla różnych modów zaburzeń MHD ($n = 2, 4, \dots, 18$). Wartości są znormalizowane do chwili początkowej w czasie $t = 0$

W efekcie przeprowadzenia symulacji numerycznych przy pomocy kodu JOEREK zbadano strukturę gęstości i ładunku w przekroju poprzecznym. Otrzymane wyniki wskazują, że w trakcie wyładowania generowane są quasi-balonowe struktury. Wyniki przedstawione są na Rys. 4.2.

Dłuższe symulacje numeryczne pokazały, że ewolucja zaburzeń jest niestabilna przy włączeniu do równań MHD dryfów diamagnetycznych, wynikających z rotacji pola elektrycznego i indukcji magnetycznej. Planowane jest zbadanie przestrzeni parametrów inżynierskich, dla których będzie możliwe uzyskanie stabilnej ewolucji.

Celem badań realizowanych w ramach pakietu roboczego WPTE przez naukowców z IFPiLM były także analizy numeryczne obciążeń cieplnym w tokamaku ASDEX Upgrade (AUG) dla różnych kompozycji napuszczanych gazów. W tym celu przystąpiono do symulacji plazmy domieszkowanej jednocześnie kilkoma różnymi jonami dla parametrów plazmy odzwierciedlających wyładowanie numer #38775 w urządzeniu AUG. Na podstawie tego wyładowania został stworzony model numeryczny. Opracowana siatka numeryczna dla wielopłynowego kodu numerycznego SOLPS-ITER (B2) oraz dla sprzężonego z nim kodu Monte Carlo dla cząstek neutralnych (Eirene) została zaprezentowana na Rys. 4.3. Obszar obliczeniowy dla kodu Eirene został rozszerzony na obszar pod płytami dywertora oraz na obszar za elementami ściany, tak aby lepiej opisać dynamikę cząstek neutralnych. Choć zwiększenie obszaru symulacji znacząco wydłuża czas obliczeniowy, to pozwala na określenie wpływu cząstek neutralnych na plazmę brzegową.

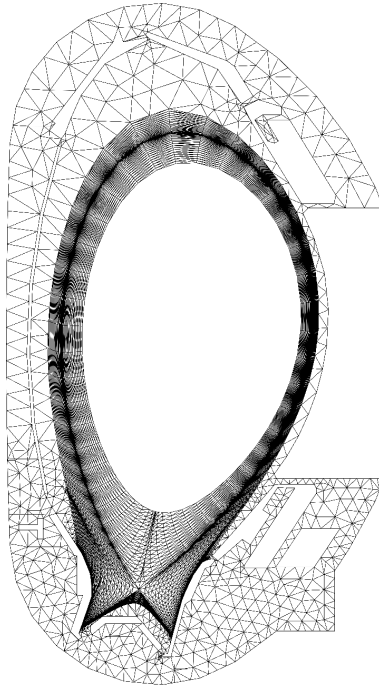


Rys. 4.2. Wygenerowane niestabilności magneto hydrodynamiczne dla modu $n = 10$ po czasie $t = 4000$; po lewej – przekrój przez ładunek, po prawej – gęstość

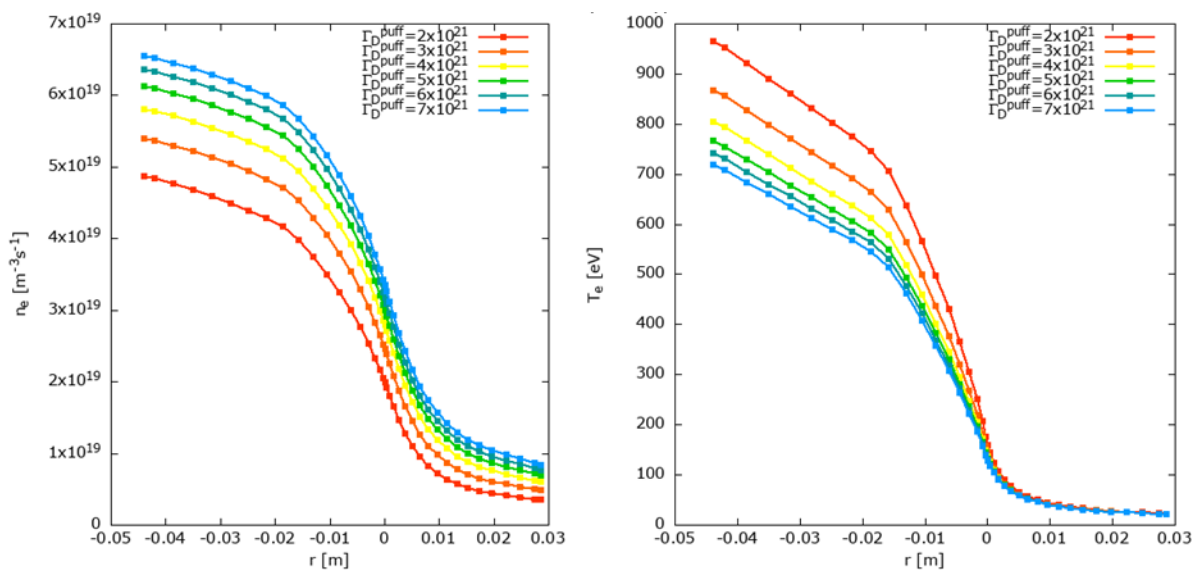
Aby poprawnie określić założenia w modelu, profile transportu poprzecznego plazmy dla dyfuzji cząstek i ciepła zostały dopasowane do danych eksperymentalnych przez członków zespołu. Następnie, określono pozostałe parametry początkowe dla symulacji z domieszkami na podstawie parametrów wyładowania. Celem symulacji jest zbadanie wpływu różnych atomów domieszek na własności plazmy. W szczególności badania dotyczą wpływu mieszanin atomów na obciążenie cieplne dywertora i warunków, dla których następuje oderwanie się plazmy od płyt dywertora (ang. plasma detachment) w tokamaku AUG. Ze względu na długotrwały proces symulowania wielopłynowych równań plazmy sprzężonych z kinetycznym modelem Monte Carlo dla cząstek naturalnych, który uwzględnia również obszary za dywertorem oraz poza elementami narażonymi na działanie plazmy (ang. plasma facing components, PFC), praca została podzielona przez koordynatora zadania na podzadania pomiędzy członków zespołu. Zespół IFPiLM został zaangażowany do prowadzenia obliczeń plazmy deuterowej domieszkowanej neonem i argonem jednocześnie. Moc do obszaru brzegowego plazmy (ang. Scrape-off Layer, SOL, PSOL) została ustalona równa 6 MW, zaś strumień cząstek z centrum do SOL (Γ_D) został ustalony równy $6.25 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$. Miejsce napuszczania domieszkami neonu i argonu ustalono w obszarze prywatnym strumienia (ang. Private flux region, PFR) powyżej elementu zwanego „dome”. Pierwszym krokiem zaplanowanym do wykonania w 2021 r. było rozpoczęcie symulacji numerycznych dla plazmy domieszkowanej wieloma domieszkami, a także określenie wpływu zmian strumienia deuteru napuszczanego ze ściany na parametry plazmy na płytach dywertora i na separatrystę. Głównym źródłem deuteru w symulowanym obszarze był napływ jonów deuteru z centrum, Γ_D . Dodatkowo, ustalono strumień cząstek neutralnych deuteru z dyszy umieszczonej ponad kopułą dywertora. W symulacjach strumień napuszczanego deuteru, Γ_D^{puff} , wahał się od $2.0 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ do $7.0 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$.

Przeprowadzone symulacje ukazują nieznaczny wzrost gęstości elektronowej na separatrystę wraz ze zwiększeniem wartości Γ_D^{puff} . To pociąga za sobą wzrost gęstości elektronowej na powierzchniach płyt dywertora. Również z tego powodu obserwuje się spadek temperatury elektronowej na płycie. Na Rys. 4.4, zaprezentowano wpływ napuszczania deuteru na profile gęstości elektronowej plazmy (lewy panel) i profile temperatury elektronowej (prawy panel). Analogiczne profile na zewnętrznej płycie dywertora zostały przedstawione na Rys. 4.5. Analizy pokazały, iż profile gęstości elektronowej plazmy, jak również temperatury elektronowej najlepiej oddają wyniki eksperymentalne uzyskane z pomiarów sondą Thomson’a dla strumienia napuszczanego deuteru równego $3,0 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$. Z drugiej strony,

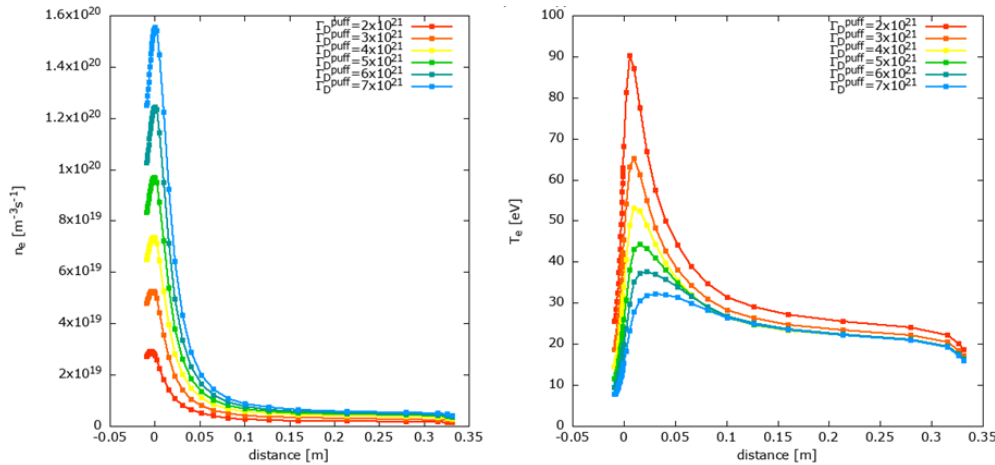
symulacje zostały wykonane dla bardzo małych wartości strumienia domieszkowania neonem i argonem równym $5,0 \times 10^{18} \text{ s}^{-1}$. Ponieważ, w obliczeniach ze zwiększonymi strumieniami domieszek neonu i argonu, strumień napuszczanego deuteru powinien być większy, aby powstrzymać spadek wartości gęstości elektronowej na separatrixie, w przyszłych symulacjach należy rozważać przypadki o wyższych strumieniach deuteru do SOL. Rys. 4.6, prezentuje profile strumienia ciepła docierającego do zewnętrznej płyty dywertyora dla różnych wartości napuszczanego deuteru. Również w tym przypadku, gdy porównamy to z wartościami eksperymentalnymi wykonanymi przez szybką kamerę rejestrującą obraz w podczerwieni, zauważamy, że optymalna wartość strumienia napuszczanego deuteru jest równa $3 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ (Rys. 4.6, linia pomarańczowa).



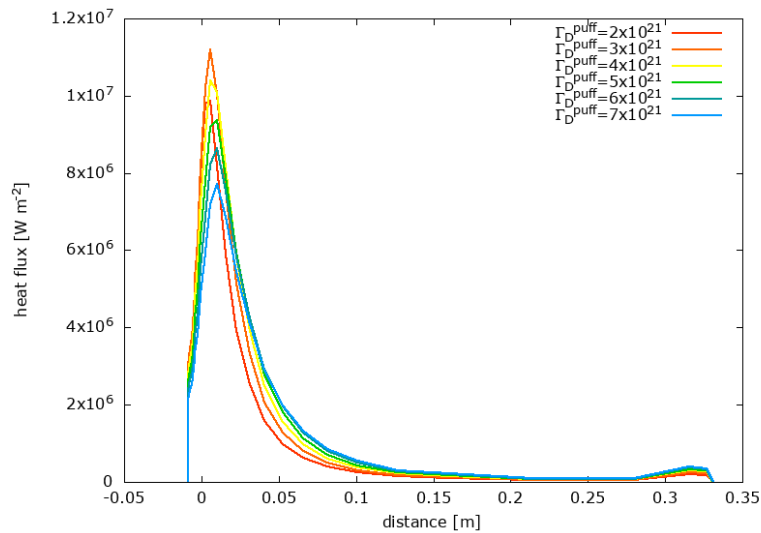
Rys. 4.3. Siatka obliczeniowa kodu SOLPS-ITER pola równowagowego wyladowania numer #38775 w urządzeniu ASDEX-Upgrade



Rys. 4.4. Profile gęstości elektronowej (lewy panel) i temperatury elektronowej (prawy panel) dla różnych strumieni napuszczanego deuteru



Rys. 4.5. Gęstość elektronowa (lewy panel) i temperatura elektronowa (prawy panel) na zewnętrznej płycie dywertora dla różnych wartości strumienia deuteru

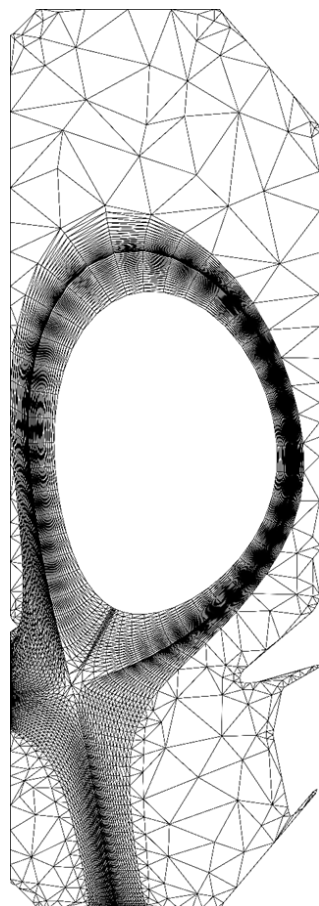


Rys. 4.6. Profile strumienia ciepła docierającego do zewnętrznej płyty dla różnych wartości napuszczanego deuteru

W wyniku przeprowadzonych symulacji ustalono wartość strumienia napuszczanego deuteru dla dalszych symulacji ze zwiększonymi strumieniami domieszek. Obecnie prowadzone są już dalsze symulacje dla różnych wartości strumieni napuszczanych domieszek neonu i argonu. W rezultacie, zostanie określony wpływ domieszkowania plazmy ww. gazami na promieniowanie plazmy w SOL i obszarze dywertora oraz obciążenie cieplne płyt dywertora w urządzeniu AUG dla wyższych koncentracji napuszczanych domieszek.

Celem badań prowadzonych dla urządzenia TCV były analizy numeryczne zjawiska oderwania się plazmy (ang. plasma detachment) od płyt dywertora w różnych warunkach. Rozważany został przypadek plazmy domieszkowanej kilkoma domieszkami jednocześnie (atomami węgla i azoty) oraz różne umiejscowienie dysz napuszczanych atomów domieszek. Symulacje zostały przeprowadzone z zastosowaniem kodu SOLPS-ITER, który łączy model kinetyczny Monte Carlo cząstek neutralnych Eirene z wielopłynowym modelem plazmy opisanym równaniami Bagińskiego (kod B2). Ponieważ wyładowanie, które miało stanowić podstawę do symulacji numerycznych nie zostało przeprowadzone z sukcesem ze względu na problemy z utrzymaniem plazmy przy dodatkowym domieszkowaniu, symulacje oparto o wyładowanie wzorcowe. Wyładowanie to stanowi wzorec dla prowadzonych eksperymentów ze zwiększonym domieszkowaniem, ale posiada tę samą konfigurację pola

magnetycznego. Eksperymenty te nie zakończyły się satysfakcjonującymi efektami. Model numeryczny został stworzony na podstawie konfiguracji pola magnetycznego wyładowania wzorcowego numer #71157 przeprowadzonego w urządzenie TCV. Przedstawione na Rys. 4.7 pole równowagowe znajduje się w konfiguracji SN (ang. single null) w chwili $t=1$ s, który został wybrany na podstawie analizy zmian w czasie parametrów wyładowania takich jak liniowo uśredniona gęstość plazmy, wartości grzania zewnętrznego, czy napuszczania gazów domieszek.

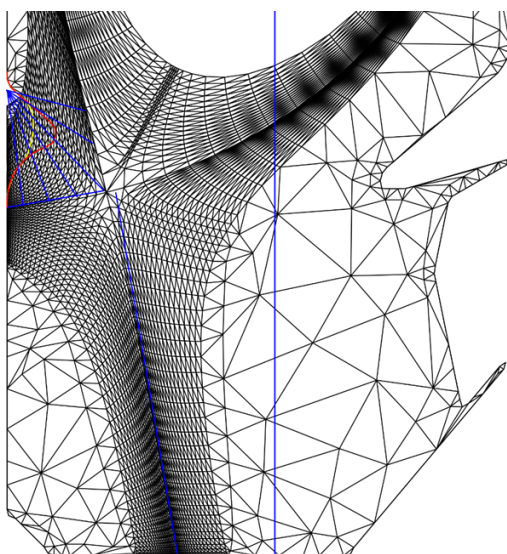


Rys. 4.7. Siatka obliczeniowa dla wyładowania #71157 w czasie $t=1.0$ s w tokamaku TCV dla całego obszaru symulacji

Pierwszym krokiem niezbędnym do przeprowadzenia symulacji było utworzenie siatki numerycznej dla płynowej części kodu SOLPS-ITER (kod B2) oraz siatki dla kinetycznego modelu cząstek neutralnych (Eirene). Na Rys. 4.7, zostały zaprezentowane złożone siatki numeryczne: siatka o czworobocznych komórkach obliczeniowych dla kodu B2 oraz siatka o trójkątnych komórkach obliczeniowych do modelowania Monte Carlo (MC) cząstek neutralnych.

Zauważamy, że konfiguracja SN w urządzeniu TCV charakteryzuje się dużą dysproporcją pomiędzy długościami wewnętrznej nogi i zewnętrznej nogi, które są definiowane jako długości odcinków wzdłuż linii pola magnetycznego na przekroju poloidalnym od punktu zerowego pola magnetycznego (ang. X-point) do wewnętrznej i zewnętrznej płyty dywertora. Długość zewnętrznej nogi jest prawie czterokrotnie dłuższa niż nogi wewnętrznej. W analizowanym eksperymencie zastosowano również przegrody (ang. Baffles), które są dodatkowymi elementami konstrukcyjnymi komory, mającymi za zadanie oddzielenie obszaru zimnej plazmy, obszaru dywertora, od gorącej plazmy otaczającej sznur plazmowy. Niestety, położenie wewnętrznej przegrody względem omawianego równowagowego pola magnetycznego oraz narzędzia do tworzenia siatki numerycznej, uniemożliwiają stworzenie siatki obliczeniowej o odpowiedniej, fizycznej szerokości obszaru SOL. Z tego powodu, opracowano cztery różne siatki numeryczne. Każda z nich charakteryzuje się różną wielkością wewnętrznej przegrody, a

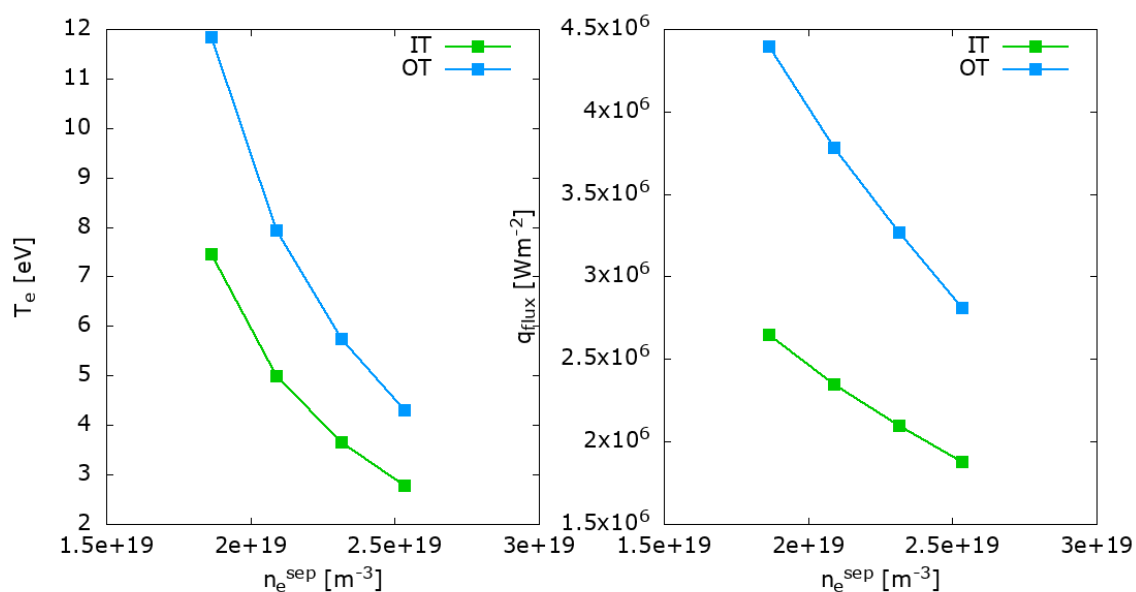
tym samym różną szerokością SOL. Na Rys. 4.2.8, czerwona linia w obszarze wewnętrznego dywerta odpowiada właściwemu, fizycznemu kształtowi przegrody (przypadek I), żółta linia odpowiada nieznacznie zredukowanej przegrodzie (przypadek II), zaś siatka zaprezentowana na rysunku odpowiada silnie zredukowanej przegrodzie (przypadek III, Rys. 4.7). Został również przygotowany przypadek bez przegród dla konfiguracji pola magnetycznego identycznej w stosunku do wyładowania #71157, który to rozważany był jako jeden z eksperymentów do wykonania w tokamaku TCV w kolejnych sesjach eksperymentalnych. Powodem stworzenia kilku siatek o różnych kształtach wewnętrznej przegrody, jest chęć zbadania wpływu zmodyfikowanej przegrody na własności plazmy, jak również niemożność symulacji z bardzo wąskim obszarem SOL, który odpowiada zbyt małej szerokości plazmowej (λ_n i λ_T), mniejszej niż jeden centymetr. W obliczeniach przyjęto wartość mocy docierającej do układu z centrum równą 1,1 MW, zaś stałą wartość gęstości elektronowej plazmy na wewnętrznej granicy z centrum przyjęto równą $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Rozważono plazmę deuterową domieszkowaną atomami węgla wybijanymi z płyt dywerta oraz napuszczanymi atomami azotu, zgodnie z założeniami wyładowania numer #71157. W modelu numerycznym, napuszczanie deuteru i azotu zlokalizowano w dolnej części komory w pobliżu zewnętrznego dywerta w punkcie $R, Z = (0,880 \text{ m}, -0,748 \text{ m})$, tak jak ma to miejsce w eksperymencie. Transport poprzeczny cząstek i ciepła został wprowadzony z zastosowaniem współczynników dyfuzji poprzecznej równej $0,2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ dla dyfuzji cząsteczkowej ($D_\perp$) i $1,0 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ dyfuzji strumienia ciepła ($\chi_\perp$). Dodatkowo, zostały zdefiniowane linie diagnostyczne w obszarze wewnętrznego dywerta, jak również wzdłuż wewnętrznej i zewnętrznej nogi dywerta (Rys. 4.8, niebieskie linie). Linie te mają na celu umożliwienie analizy porównawczej wpływu różnych kształtów przegrody wewnętrznej na własności plazmy. Zostały przeprowadzone obliczenia numeryczne plazmy deuterowej domieszkowanej azotem i węglem wybijanym z płyt dywerta w tokamaku TCV dla przypadku III. Symulacje mają na celu zrekonstruowanie plazmy i odtworzenie parametrów zarejestrowanych w wybranym eksperymencie.



Rys. 4.8. Siatka obliczeniowa dla wyładowania #71157 w czasie $t=1.0 \text{ s}$ w tokamaku TCV dla oraz położenie linii diagnostycznych w obszarze dywerta (niebieskie linie)

W wyniku prowadzonych badań, zostały wykonane wstępne obliczenia dla obranego wyładowania. Prowadzone są analizy danych eksperymentalnych, które zostaną porównane z wynikami dalszych obliczeń, aby dokładnie odtworzyć parametry plazmy w eksperymencie. Na Rys. 4.9, zostały przedstawione zmiany temperatury elektronowej (lewy panel) i całkowitego strumienia ciepła docierającego do dywerta (lewy panel) na wewnętrznej płycie (linia zielona) i zewnętrznej płycie (linia niebieska) dla różnych wartości gęstości elektronowej na separatrixie. Rozmieszczenie przestrzenne gęstości elektronowej, temperatury elektronowej i gęstości atomowej dla gęstości elektronowej na separatrixie równej $2,55 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ zostało pokazane na Rys. 4.10. Zauważamy, że

plazma jest nadal przyklejona do płyt dywertora, czyli nie zachodzi zjawisko oderwania plazmy (ang. detachment), choć temperatura elektronowa na płytach dywertora jest rzędu kilku eV.

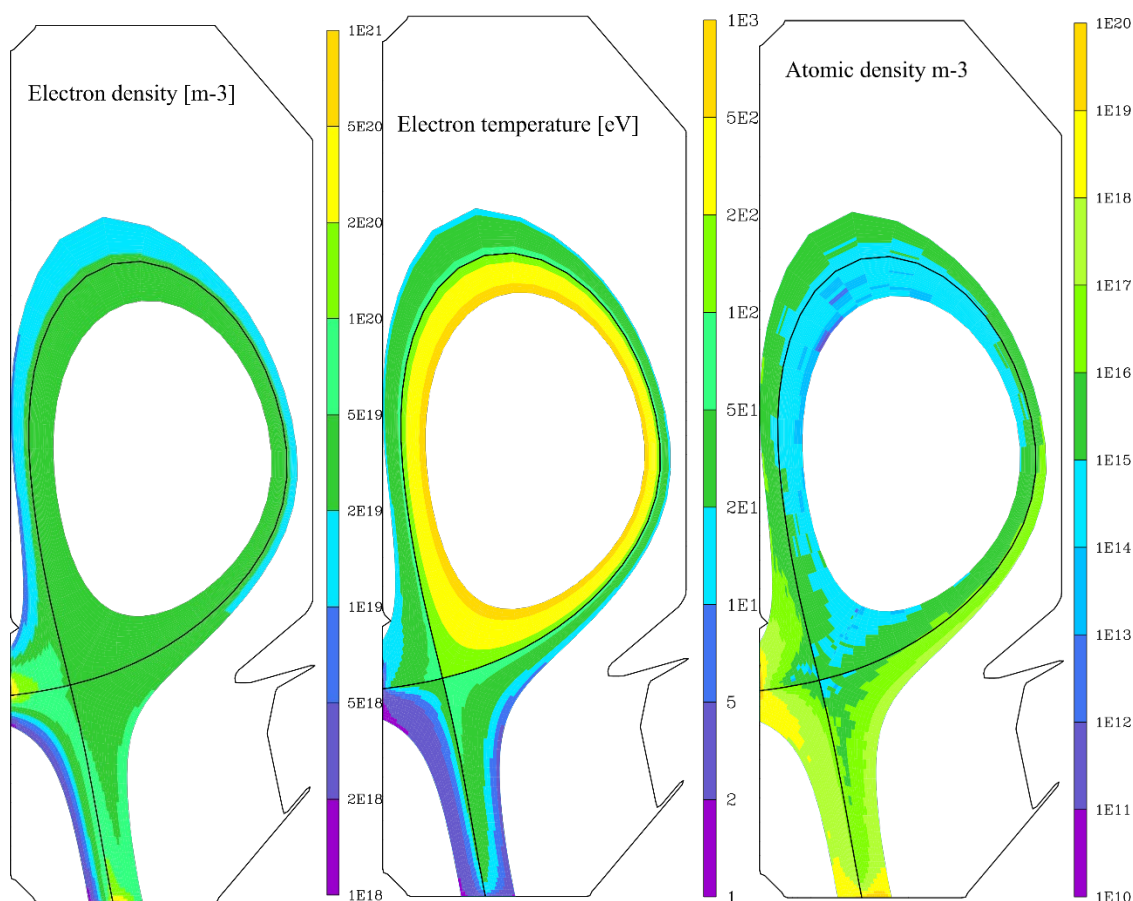


Rys. 4.9. Temperatura elektronowa (lewy panel) i całkowity strumień ciepła (prawy panel) docierający do płyt dywertora od gęstości elektronowej na separatrixie. Niebieska (zielona) linia odpowiada zewnętrznej (wewnętrznej) płycie dywertora

W wyniku przeprowadzonych aktywności stworzono model numerycznych dla wzorcowego wyładowania w tokamaku TCV na podstawie danych eksperymentalnych. Przeprowadzono symulacje numeryczne z wykorzystaniem kodu SOLPS-ITER dla plazmy deuterowej domieszkowanej węglem i azotem. Wykonano wstępne porównanie z eksperymentem i badania warunków dla oderwania się plazmy od płyt dywertora, jak również przygotowano modele numeryczne do badania wpływu redukcji przegrody wewnętrznej na parametry plazmy w obszarze dywertora.

W ramach zadania RT01 przeprowadzono modelowanie plazmy za pomocą kodu ETS-TGLF (ang. European Transport Simulator) wyładowań przeprowadzonych na tokamaku TCV i AUG. Eksperymenty były nakierowane na testowanie różnych scenariuszy wyładowań budowanego reaktora ITER (ang. International Thermonuclear Experimental Reactor). Na układzie TCV i AUG oprócz grzania NBI (ang. Neutral Beam Injection) i dodatkowo ICRH (ang. Ion Cyclotron Resonance Heating) na AUG, stosowane jest rezonansowe cyklotronowe grzanie elektronów (ECRH ang. Electron Cyclotron Resonance Heating). W celu przeprowadzenia symulacji komputerowych eksperymentów na tokamakach TCV i AUG konieczne było zatem wykorzystanie modelu grzania ECRH. W kodzie ETS grzanie ECRH jest modelowane przy użyciu kodu GRAY. W celu rozpoczęcia symulacji wybrano wyładowanie TCV #64770. Zaczęto od użycia kodu ETS w wersji piątej (ETS5), która cechuje się tym, że zapis danych odbywa się w standardzie CPO (ang. Consistent Physical Object). Kod ETS5 nie jest wspierany od roku 2020. Za aktualną wersję uznaje się wersję ETS6, która opiera się na formacie zapisu danych IDS (ang. Interface Data Structure) w środowisku IMAS (ang. Integrated Modelling & Analysis Suite) rozwijanego w ramach projektu ITER. Wersja ETS6 jest jednak cały czas w fazie rozwoju. Wybrano więc wersję ETS5, ze względu na to, że testowanie modelu transportu TGLF SAT2 w ramach zadania JET-T17-07 odbywało się także przy użyciu tej wersji. Okazało się jednakże, że implementacja modelu GRAY jest niestabilna w ETS5. Kontynuowano zatem prace przy użyciu kodu ETS6. W pierwszej kolejności postanowiono nie rozwiązywać równań transportu, lecz uruchomić po kolei modele grzania w celu sprawdzenia kompletności dostępnych danych. Dane niezbędne do wykonania symulacji grzania ECRH są zapisane w strukturze IDS ec_launchers. Okazało się, że dane uzyskane z eksperymentu TCV są niekompletne. Brak było opisu ustawień (ang. machine descriptions) żyrotroonu i wiązek grzejących. Bazując na danych z baz danych innych wyładowań i innych użytkowników,

odtworzono minimalną listę parametrów niezbędnych do uruchomienia kodu GRAY. Poinformowano koordynatora zadania o konieczności uzupełnienia skryptów produkujących dane w środowisku IMAS. Wykonano dokumentację listy parametrów struktury IDS `ec_launchers` wraz instrukcją ich wypełnienia. Wykonana dokumentacja jest niezbędna do uruchomienia modeli grzania ECRH zarówno w kodzie ETS6 jak i w innych kodach modelujących grzanie. Włączono następnie model grzania NBI (`bbnbi` i `nbisim2`). W tym przypadku odpowiednia struktura IDS `nbi` była uzupełniona danymi prawidłowo i można było uruchomić kod w trybie interpretacyjnym. W następnej kolejności planowane jest zaktualizowanie implementacji kodu TGLF do wersji używanej w ETS5.



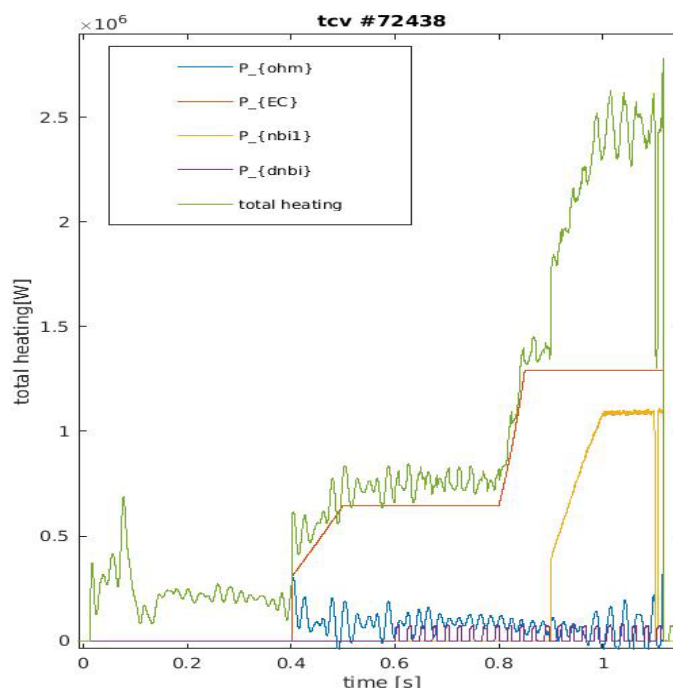
Rys. 4.10. Profile przestrzenne gęstości elektronowej (lewy panel), temperatury elektronowej (środkowy panel) i gęstości atomowej (prawy panel) w obszarze symulacji kodu B2 dla przypadku III.

Celem eksperymentu RT12: Development of the steady state scenario jest opracowanie scenariusza plazmy o wysokim β_N (> 3) (β określa stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia magnetycznego) pod względem profilu q (współczynnik bezpieczeństwa jest stosunkiem czasu, w którym dana linia pola magnetycznego przemieszcza się w kierunku toroidalnym do kierunku poloidalnego) i ciśnienia, stabilności i długości wyładowania. Porównanie go z innymi istniejącymi rozwiązaniami ze względu na jego aplikację do JT-60SA i DEMO. Ilościowe określenie wpływu T_i/T_e i rotacji na wydajność rdzenia za pomocą dominującego ogrzewania elektronowego. W tym celu przeprowadzenie skanu mocy grzania ECRH, NBI i grzania łączonego, aby zmaksymalizować β_N i bootstrap current. Charakterystyka niestabilności MHD, $E \times B$, turbulencji i strat szybkich jonów w uzyskanym rozwiązaniu. Zidentyfikowanie i przetestowanie schematów sterowania plazmą pod kątem niezawodnego działania. Ze względów technicznych eksperyment prawie w całości został przesunięty na 2022 r. Głównym powodem było brak wysokiej mocy grzania ECRH gwarantującej sukces eksperymentu. W grudniu 2021 r. przeprowadzono kilka wyładowań o niskiej mocy grzania ECRH. Dla najlepszego wyładowania #72438 przeprowadzono analizę danych z diagnostyki CXRS (ang.

Charge Exchange Recombination Spectroscopy). Reakcja z wymianą ładunku (CX) między jonem plazmy a atomem obojętnym powoduje przeniesienie elektronu ze stanu obojętnego do wzbudzonego jonu docelowego, charakteryzującego się główną liczbą kwantową n i orbitalną liczbą kwantową l . Reakcja CX, która jest stosowana w diagnostyce plazmy w tokamaku TCV, obejmuje jony neutralne dla wodoru i w pełni zjonizowane jony zanieczyszczeń węglem: $H^0 + C^{6+} \Rightarrow H^+ + C^{5+}(n, l)$. W typowej plazmie tokamakowej czasy jonizacji są dłuższe niż czasy relaksacji, więc stan wzbudzony CX rozpada się do stanu podstawowego $n=1$, poprzez kaskadę przejść $(n, l) \rightarrow (n-1, l-1)$. Procesowi temu towarzyszy emisja wielu charakterystycznych linii. Struktura widm kaskadowych CX zależy od prawdopodobieństwa obsadzenia i przejścia do stanów obsadzonych, które zależą od parametrów plazmy. Na podstawie analizy widm poszczególnych linii wymiany ładunku mierzona jest ewolucja temperatury, prędkości i gęstości rekombinowanej populacji jonów. W tokamaku TCV pomiar CX jest zoptymalizowany pod kątem obserwacji przejścia linii CVI ($n=8 \rightarrow 7$) dla długości fali 529,1 nm. W przypadku ścian grafitowych w komorze głównej w tokamaku TCV, stężenie węgla zwykle wynosi $\sim 1\%$. Całkowicie zjonizowany węgiel jest obecny ze znaczną gęstością w całym promieniu plazmy oraz w obszarze krawędziowym (SOL) w wyniku transportu radiacyjnego z gorącego rdzenia plazmy. Cząsteczki neutralnego donora w obszarze rdzenia są zazwyczaj dostarczane przez pomocnicze wiązki neutralnych wiązek grzewczych (NBI). Te jednak silnie wpływają na plazmę tła, wprowadzając do plazmy energię i pęd. W tokamaku TCV stosuje się diagnostyczną wiązkę neutralną, której niska moc, wysoka energia i prawie normalny kąt wtrysku pozwalają na uzyskanie wystarczającego promieniowania CX bez znaczących zaburzeń parametrów plazmy. Parametry jonów są mierzone lokalnie, w tym sensie, że odnoszą się do jonów z objętości emitowanej określonej przez przecięcie linii widzenia diagnostycznego i wiązki neutralnej. Diagnostyka CXRS na TCV mierzy parametry jonów węgla, te pomiary oparte na zanieczyszczeniach są związane z zachowaniem głównych jonów plazmy (deuteru, wodoru lub helu). Biorąc pod uwagę relaksację energii i czasy nagrzewania, jony węgla i głównej plazmy są w równowadze termicznej w skali czasu, która jest szybsza niż czasy ekwipartycji w diagnostyce CXRS. Tak więc, z dobrym przybliżeniem, CXRS mierzy temperaturę głównych jonów plazmy. W odniesieniu do rotacji plazmy kwestia jest bardziej delikatna, ponieważ z teorii neoklasycznej oczekuje się, że główne jony i zanieczyszczenia będą rotować z różnymi prędkościami. Intensywność linii spektralnej jest powiązana z gęstością zanieczyszczeń. Położenie środka linii jest powiązane, poprzez przesunięcie Dopplera, z prędkością płynu, a szerokość linii z temperaturą domieszki. Diagnostyka CXRS na układzie TCV jest zoptymalizowana dla plazmy pionowo wyśrodkowanej w komorze próżniowej. Obejmuje ona trzy optyczne systemy obserwacji: Widok toroidalny po stronie niskiego pola magnetycznego (LFS). Widok toroidalny od strony wysokiego pola magnetycznego (HFS). Widok pionowy (VER). W wyładowaniu #72438 zastosowano dwa stopy grzania ECRH. Dla największej mocy grzania ECRH dołączono grzanie NBI, jak to zostało przedstawione na Rys. 4.11. Koncentrację węgla, temperaturę jonową, prędkość toroidalnej rotacji i Z_{eff} wyznaczono dla dwóch przedziałów czasowych dla pierwszego stopu grzania ECRH i łączonego grzania ECRH+NBI. Wyniki zostały przedstawione na Rys. 4.12 i Rys. 4.13, odpowiednio dla systemu CXRS LFS i HFS. Ponieważ plazma była przesunięta w górę w stosunku do geometrycznego środka komory próżniowej przedstawione profile zaczynają się w okolicach unormowanego promienia 0,4. Okazało się, że koncentracja węgla była większa w przypadku łączonego grzania o większej całkowitej mocy niż w przypadku niskiej mocy grzania ECRH. W obu przypadkach temperatura jonowa była podobna. Prędkość rotacji w przypadku systemu LFS, była większa w przypadku samego grzania ECRH a Z_{eff} mniejsze, jednakże system HFS pokazywał odwrócony trend. Na chwilę obecną szersza interpretacja wyników nie jest możliwa, a eksperyment będzie kontynuowany w 2022 r.

W 2021 roku pracownicy naukowcy z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma z IFPiLM brali udział w eksperymencie na urządzeniu fuzyjnym MAST-U znajdującym się w Wielkiej Brytanii. Eksperyment ten dotyczył tematu RT11 Impact of MHD perturbations on fast ion losses and transport, którego celem określenie wpływu zaburzeń MHD na straty i transport szybkich jonów w plazmie. Jednym z głównych celów eksperymentu było badanie zachowania szybkich jonów podczas zaburzeń plazmy takich jak ELMy (niestabilności zlokalizowane na brzegu plazmy), NTMy (neoklasyczne mody przerywane), niestabilności piłokształtne czy mody Alfvena. Emisja neutronów w trakcie wyładowania plazmowego w przypadku tokamaków jest ściśle związana z transportem szybkich jonów w plazmie. W obecnych urządzeniach fuzyjnych, emisja neutronów wynikająca z oddziaływania

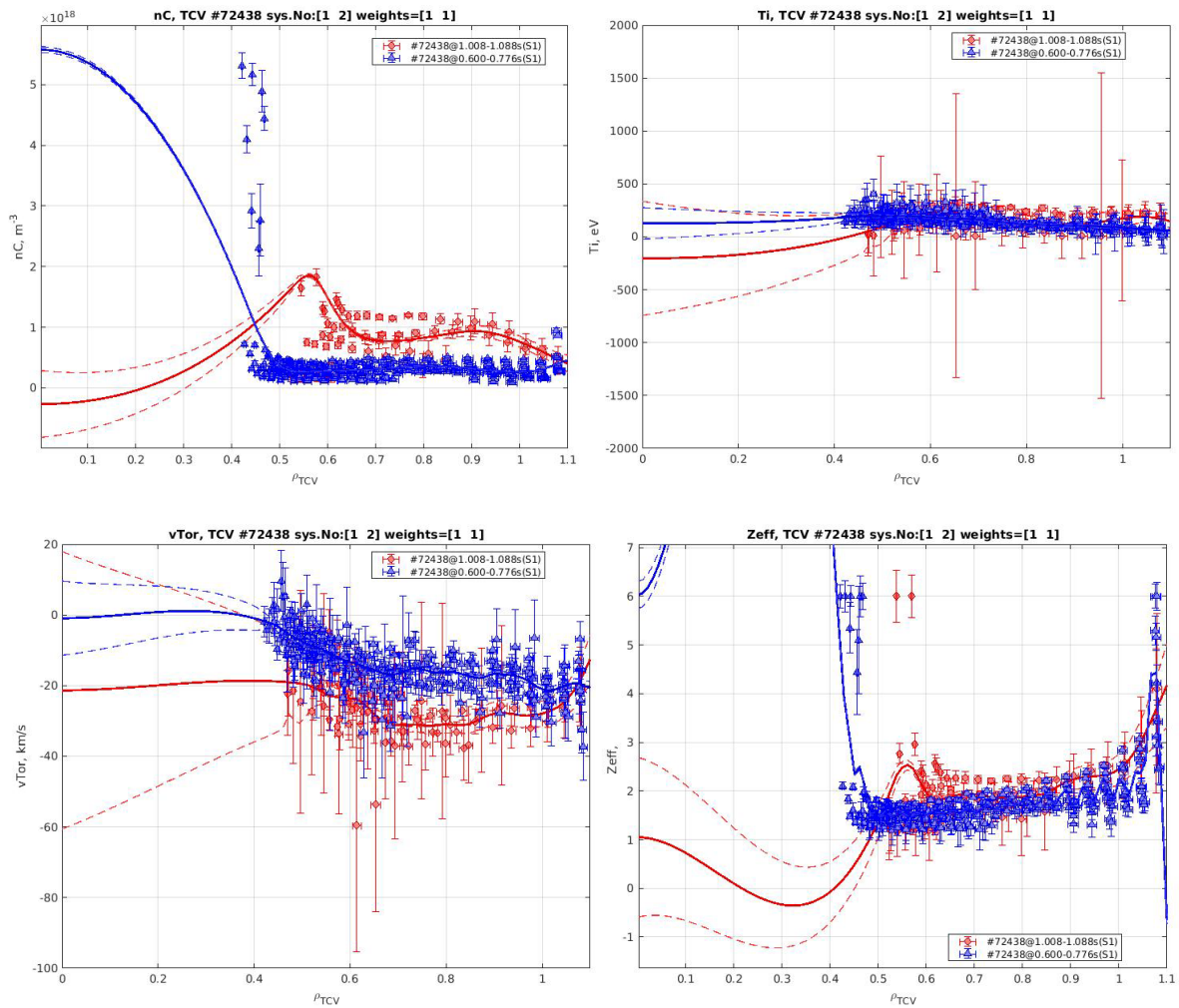
systemów grzania z paliwem ma charakter dominujący. Jedną z diagnostyk umożliwiającą zbadanie transportu szybkich jonów w plazmie jest między innymi kamera neutronowa. W 2021 roku, zespół pracowników naukowych z IFPiLM przeanalizował dane neutronowe zarejestrowane przez komory rozszczepieniowe (dostarczające informacji na temat całkowitej emisji neutronów dla danego wyładowania) oraz przygotował narzędzia do analizy tomograficznej. Temat RT11 był realizowany na tokamaku MAST-U po raz pierwszy. W związku z tym, eksperymenty przewidziane do wykonania w ramach tematu RT11 skupiły się na optymalizacji scenariuszy pracy oraz znalezieniu parametrów pozwalających na wywołanie aktywności MHD. Na tokamaku MAST-U dostępne są dwa systemy grzania NBI i są one zainstalowane w różnych położeniach. Podczas pierwszej sesji eksperymentalnej używano tylko jednego systemu grzania SS NBI. Emisja neutronów w czasie dla wyładowań plazmowych zarejestrowanych w dniach 19 i 20 sierpnia 2021 r. została przedstawiona na Rys. 4.14.



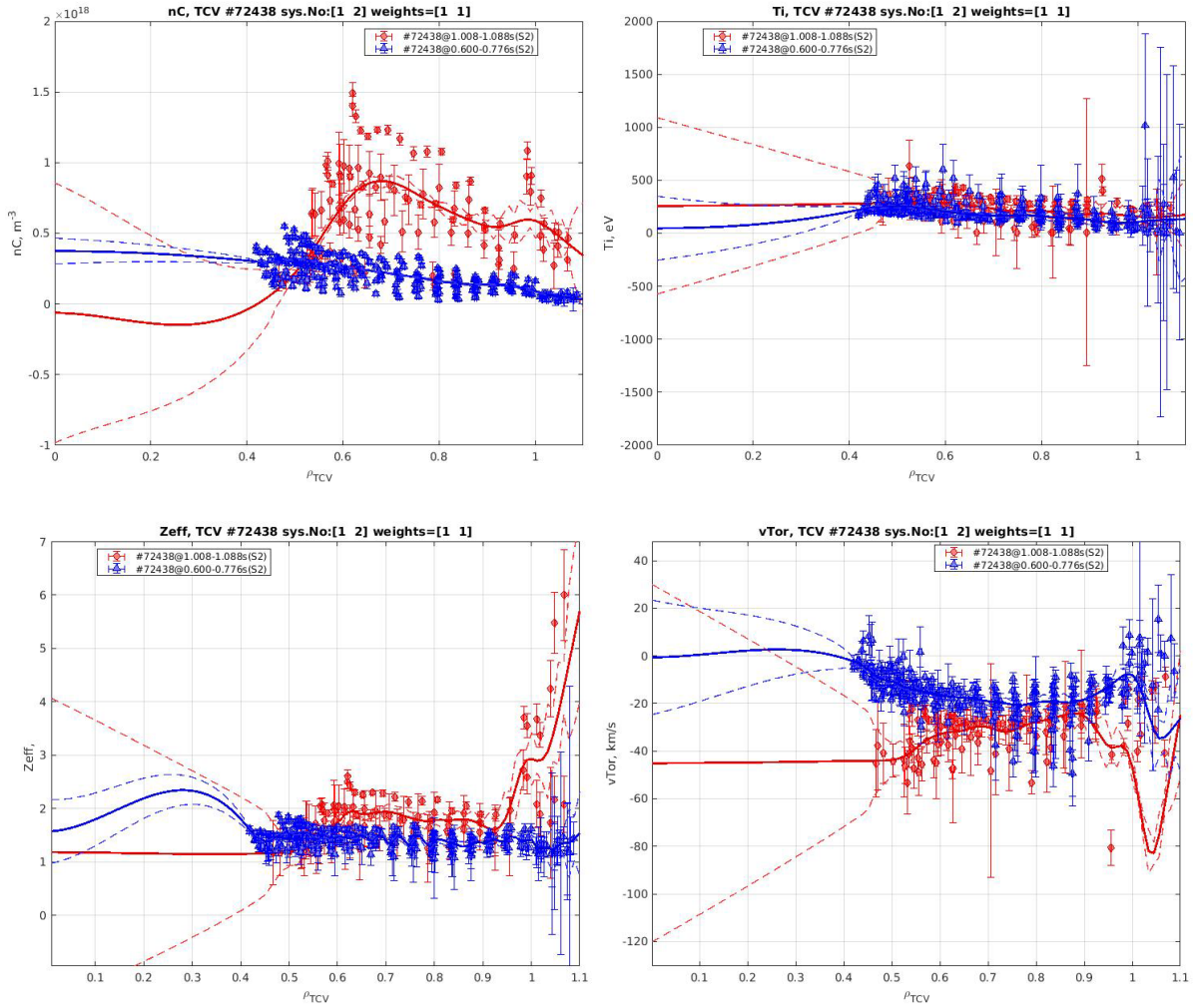
Rys. 4.11. Całkowita moc grzania z przyczynkami od grzania omowego, grzania ECRH i NBI w funkcji czasu wyładowania #72438. Kolorem fioletowym została oznaczona moc diagnostycznej wiązki neutralnej stosowanej w spektroskopii CXRS

W przypadku wyładowań #44748, #44751, #44752, #44754 oraz #44767 uzyskano jedynie niewielkie zaburzenia MHD i nie były one widoczne w zebranych danych neutronowych. Zmienność intensywności emisji neutronów przy stałych wartościach mocy grzania wskazuje na zmienność transportu jonów podczas trwania wyładowania. Zaobserwowano, że moc grzania NBI dla tych wyładowań plazmowych była w przybliżeniu stała i wynosiła maksymalnie 1,8 MW. Jeśli chodzi o emisję neutronów w czasie wyładowania to wahała się ona pomiędzy 10^{12} a 10^{13} n/s. Rekonstrukcję dwuwymiarowego rozkładu emisji neutronów wykonano dla wyładowania plazmowego #44767. Została ona przedstawiona na Rys. 4.15. Analiza dwuwymiarowego rozkładu emisji neutronów dla wyładowania #44767 pozwala na stwierdzenie asymetrii w emisji neutronów oraz jej dużą zmienność w czasie. W trakcie drugiej sesji eksperymentalnej dla tematu RT11 dostępny był tylko jeden system grzania NBI. W trakcie tej sesji testowano między innymi wpływ różnych poziomów prądu plazmy na pojawianie się zaburzeń. Wydajność emisji neutronów w czasie wyładowań plazmowych dla drugiej sesji eksperymentalnej została przedstawiona na Rys. 4.16. Prąd plazmy dla wyładowań plazmowych #44006, #44008, #44009, #44010 oraz #45011 wynosił około 750 kA. Analiza danych neutronowych dla tych wyładowań jak również dane z innych diagnostyk nie wykazy pojawienia się zaburzeń. Kolejną badaną wartością prądu plazmy było 450 kA. W przypadku wyładowań plazmowych #45031 i #45032 zaobserwowano wyraźne oscylacje intensywności emisji neutronów związane z aktywnością MHD. W

obu wyładowaniach pojawiły się one w czasie między 0.1 a 0.5 s i jest to w korelacji z danymi z pozostałych diagnostyk. Ostatnia sesji eksperymentalna podzielona została na dwie części. Rys. 4.17 przedstawia wydajność emisji neutronów w czasie wyładowań plazmowych wykonanych w trakcie tej sesji eksperymentalnej. Pierwsza część sesji skupiła się na próbie odtworzenia parametrów plazmy osiągniętych w poprzednich dniach. Analiza danych zebranych dla wyładowań plazmowych wykonanych w trakcie pierwszej części sesji wykazała obecność oscylacji związanych z zaburzeniami MHD. Są one wyraźnie widoczne dla wyładowania plazmowego #45162. W kolejnych dniach sesji eksperymentalnej wykorzystywano oba systemy grzania. W trakcie wyładowań plazmowych wykonanych 7 października nie osiągnięto satysfakcjonujących parametrów plazmy. Pomimo użycia dwóch systemów grzania nie zaobserwowano znaczącego wzrostu emisji neutronów. Nie zaobserwowano również aktywności MHD na wykresach przebiegu czasowego emisji neutronów.

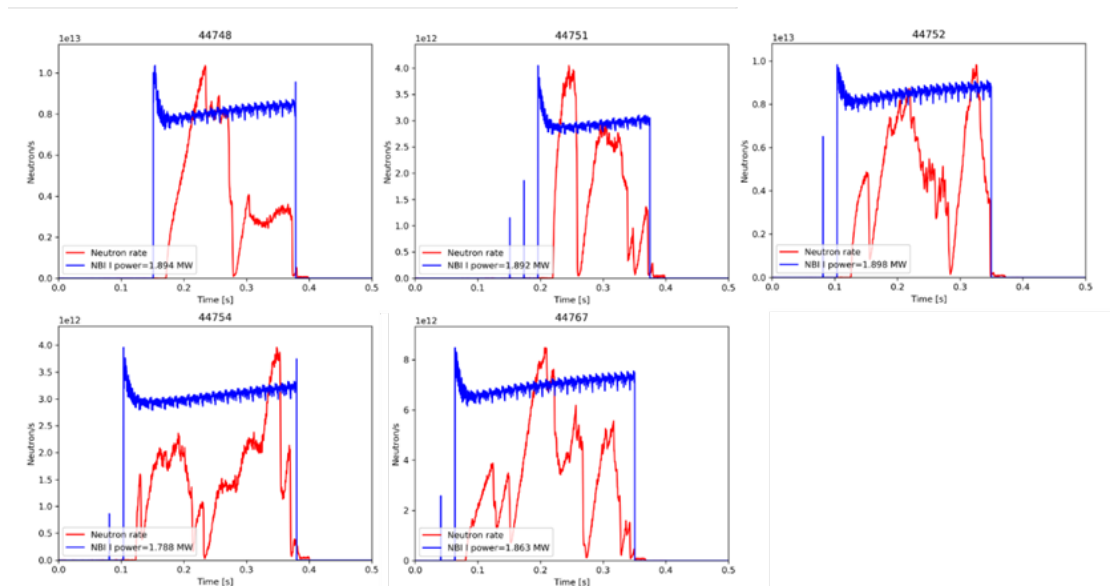


Rys. 4.12. Profile koncentracji węgla, temperatury jonowej, toroidalnej rotacji i efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} , wyznaczonych na podstawie diagnostyki CXRS (LFS) dla przedziałów czasowych $t=0,6-0,78s$ i $t=1-1,09s$

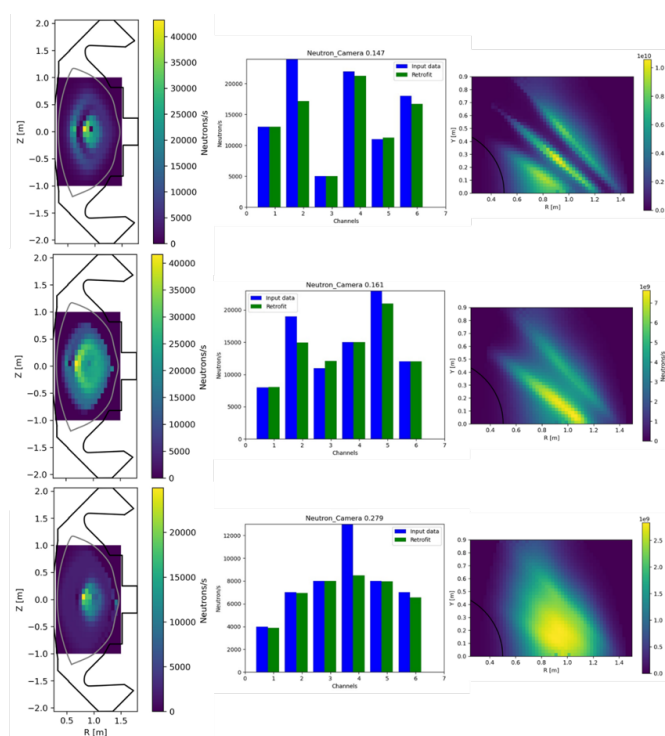


Rys. 4.13. Profile koncentracji węgla, temperatury jonowej, toroidalnej rotacji i efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} , wyznaczonych na podstawie diagnostyki CXRS (HFS) dla 2 przedziałów czasowych $t=0,6-0,78$ s i $t=1-1,09$ s.

W 2021 roku, wykonano również prace przewidziane w temacie RT07 Negative Triangularity scenarios as an alternative for DEMO, który dotyczy przygotowania alternatywnego scenariusza pracy dla reaktora DEMO z wykorzystaniem odwrotnego kształtu plazmy. Dla wspomnianego wyżej tematu nie przyznano ani jednego wyładowania plazmowego w trakcie kampanii eksperymentalnej na tokamaku TCV. W związku z tym, prace wykonywane w ramach tego projektu były skupione głównie na przygotowaniu narzędzi do analizy danych eksperymentalnych oraz ich przetestowaniu dla wyładowań referencyjnych z kampanii eksperymentalnych na tokamaku TCV, które odbyły się w poprzednich latach. Niestety dane neutronowe są dostępne jedynie dla wyładowania plazmowego #69340. Porównanie liczby zliczeń w czasie wyładowania #69340 dla trzech różnych detektorów neutronowych znajduje się na Rys. 4.18. Różnica pomiędzy liczbą zliczeń dla rozważanych detektorów wiąże się z ich lokalizacją, rozmiarem jak również wydajnością rejestracji. Nie udało się uzyskać informacji na temat względnych wartości wydajności rejestracji dla tych urządzeń, a kalibracja wydajnościowa nie została nigdy wykonana. W związku z tym, przygotowane narzędzia nie mogły posłużyć do analizy danych neutronowych zebranych dla wyładowań plazmowych wykonanych w trakcie kampanii eksperymentalnej na tokamaku TCV.



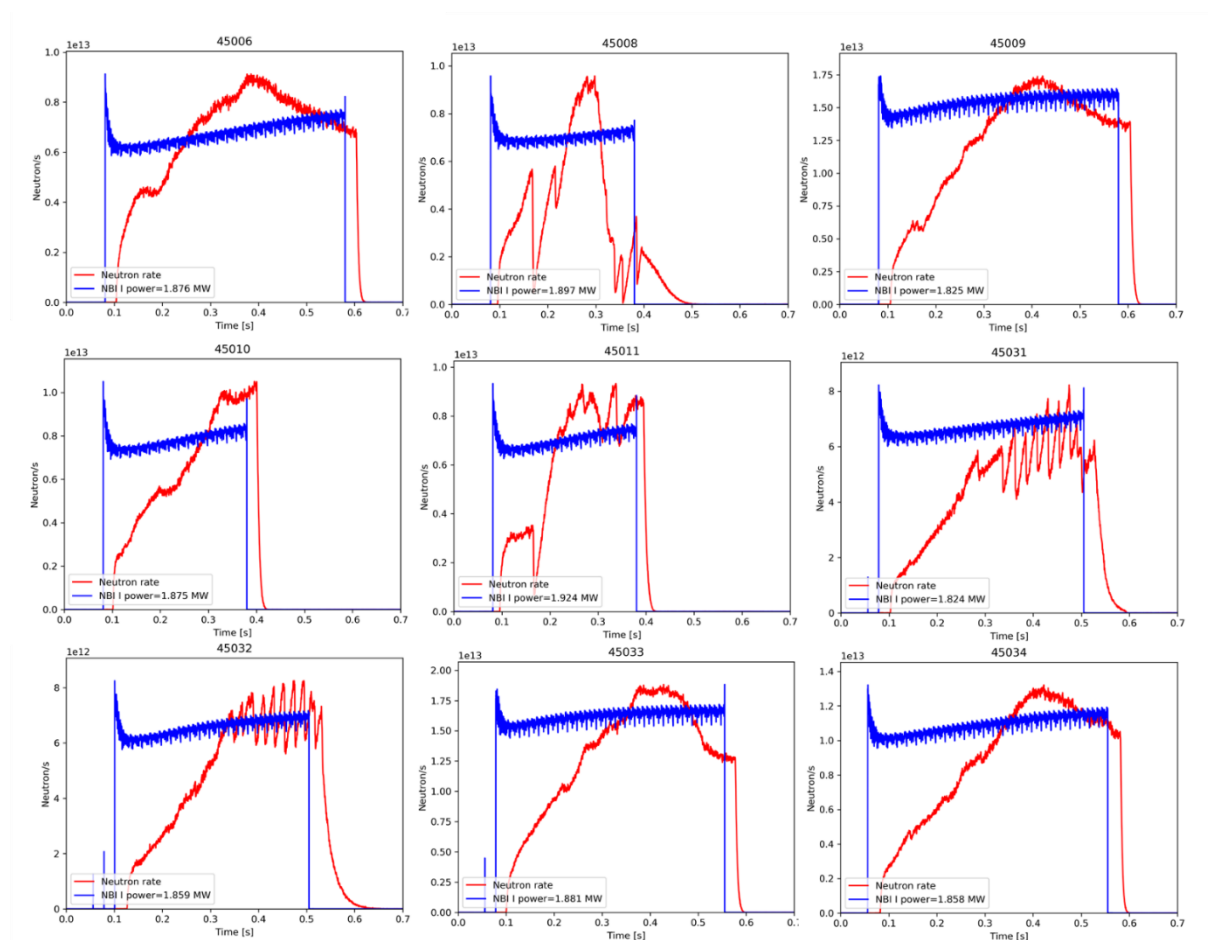
Rys. 4.14. Zależność emisji neutronów od mocy grzania systemu SS NBI dla wyładowań plazmowych wykonanych 19 i 20 sierpnia 2021 roku podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku MAST-U



Rys. 4.15. Dwuwymiarowe rozkłady emisji neutronów dla wyładowania plazmowego #44767

W ramach badań „Accompanying Research” w roku 2021 były prowadzone prace w kierunku rozwoju i zastosowania detektorów gazowych typu GEM (ang. Gas Electron Multiplier) na potrzeby rozwoju i przygotowania diagnostyki promieniowania rentgenowskiego. Taka technologia jest niezbędna do kontroli przyszłych urządzeń fuzyjnych. W roku 2018 pierwszy detektor typu GEM został zainstalowany w porcie na tokamaku WEST w celu monitorowania promieniowania z plazmy, a mianowicie promieniowania od zanieczyszczeń lub domieszek plazmy. Detektor ten wchodzi w skład układu tomograficznego, który jest przygotowywany od lat przez zespół naukowców z IFPiLM. W ramach wsparcia zainstalowanej na tokamaku WEST diagnostyki, w roku 2021 przez zespół naukowców IFPiLM były prowadzone symulacje mające na celu identyfikację sygnałów z detektora

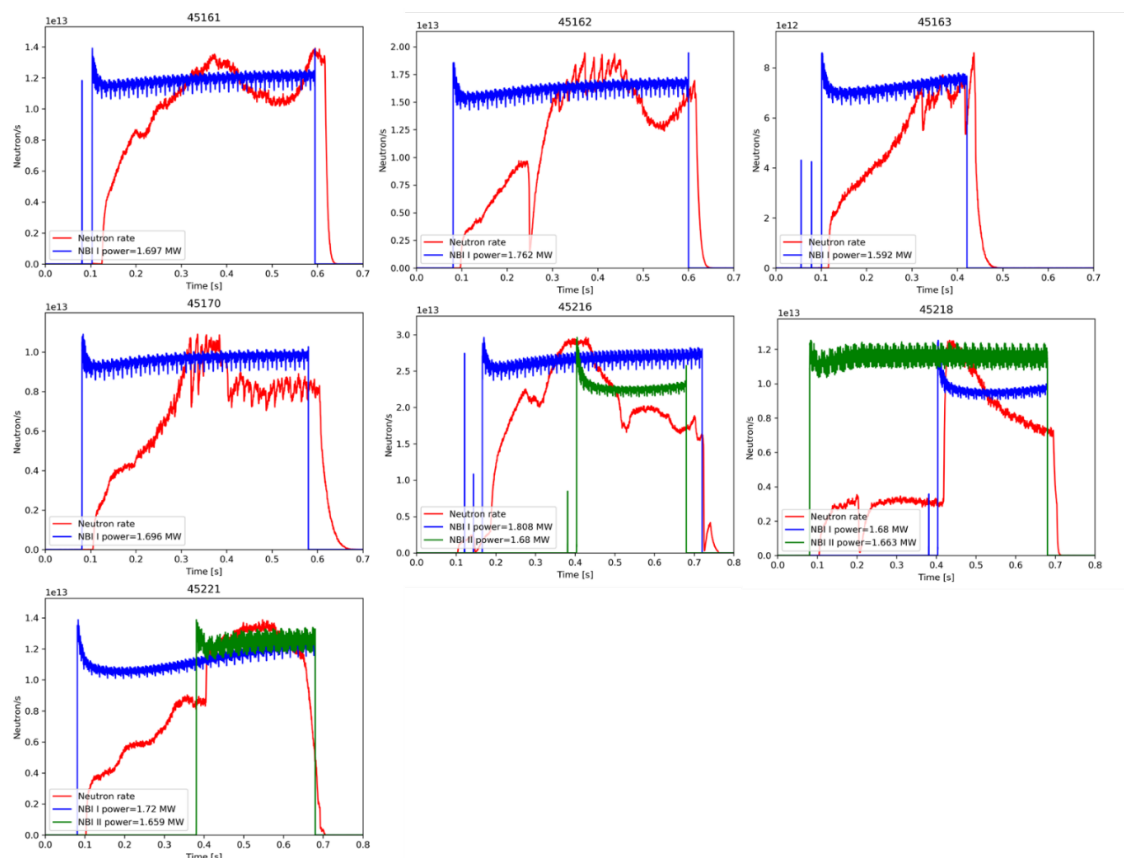
odpowiadających absorpcji promieniowania o wysokiej energii (powyżej 20 keV). Zbadanie tego zagadnienia jest bardzo ważne pod względem interpretacji uzyskanych wyników z detektora, gdyż mogą one prowadzić do błędów ze względu na różnorodność zachodzących zjawisk. W tym celu w roku 2021 rozpoczęto tworzenie kodu numerycznego do symulacji pełnej konstrukcji detektora GEM. Wykorzystano i zmodyfikowano istniejący interfejs [http://arxiv.org/abs/1806.05880v1, arXiv:1806.05880v110]. Program bazuje na dwóch kodach: GEANT4, do ogólnego oddziaływania cząstek z materią i Garfield++ do tworzenia lawin ładunku w gazie. Aby przyspieszyć symulacje opracowano i wdrożono metody optymalizacji. Pierwsza metoda miała na celu redukcję liczby elektronów w późniejszych stadiach lawiny i spowodowała poszerzone rozkłady ładunku odpowiedzi detektora.



Rys. 4.16. Zależność emisji neutronów od mocy grzania systemu SS NBI na tokamaku dla wyładowań plazmowych wykonanych 22 i 23 września 2021 r. podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku MAST-U

Innym rozwiązaniem był podział detektora na części i stosowanie uproszczonego schematu Monte-Carlo w regionach dryfujących/konwersji. Przy odpowiedniej optymalizacji rozwiązanie to zostało uznane za przydatne, choć dodatkowa akceleracja obliczeń jest potrzebna do statystycznej analizy odpowiedzi detektora w wielu zakresach energii. W warunkach eksperymentalnych padające na detektor promieniowanie zawsze będzie miało fotony o wysokiej energii (powyżej 10-20 keV). Fotony o wysokiej energii z zakresu twardych promieni rentgenowskich do promieni gamma wchodzi w interakcję z detektorem w sposób bardziej złożony niż miękkie promieniowanie rentgenowskie. Dzięki efektowi absorpcji lub rozpraszania promieniowanie padające może tworzyć energetyczne elektrony pierwotne, które z kolei mogą generować na swojej drodze w ośrodku gazowym detektora elektrony wtórne. To prowadzi do sygnałów, które rozkładają się nierównomiernie w czasie i przestrzeni i mogą generować fałszywe alarmy w algorytmach ekstrakcji sygnałów. W celu zbadania efektu jak fotony

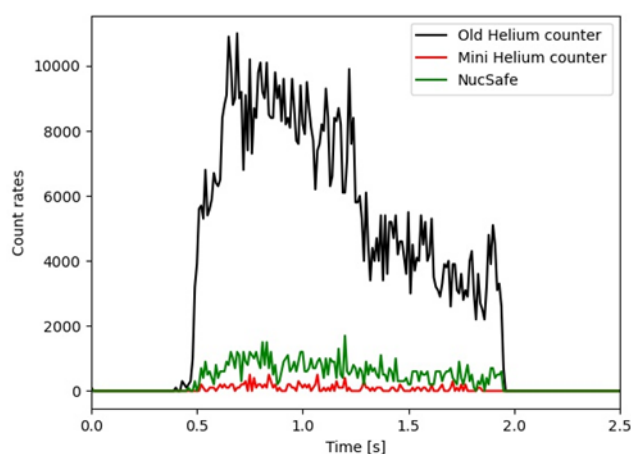
oddziałując z różnymi elementami detektora wykorzystany został rozwinięty kod do symulacji hybrydowej. Rys. 4.19 pokazuje, jak foton może dzielić się na duże kaskady i tworzyć rozłączone klastry na płycie odczytu. Rys. 4.20 pokazuje, jak kaskadę od fotonu o wysokiej energii można pomylić z fotonem o niższej energii. Sygnały generowane przez te kaskady przedstawiono na Rys. 4.21.



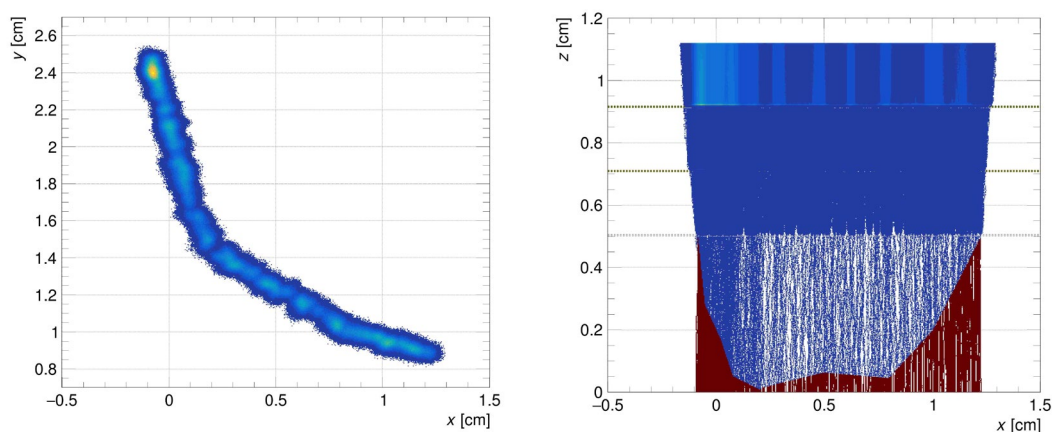
Rys. 4.17. Zależność emisji neutronów od mocy grzania systemu SS i SW NBI dla wyłączeń plazmowych wykonanych 6 i 8 października 2021 r. podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku MAST-U

W ramach badań „Accompanying Research” w roku 2021 były prowadzone prace w kierunku rozwoju i zastosowania detektorów gazowych typu GEM (ang. Gas Electron Multiplier) na potrzeby rozwoju i przygotowania diagnostyki promieniowania rentgenowskiego. Taka technologia jest niezbędna do kontroli przyszłych urządzeń fuzyjnych. W roku 2018 pierwszy detektor typu GEM został zainstalowany w porcie na tokamaku WEST w celu monitorowania promieniowania z plazmy, a mianowicie promieniowania od zanieczyszczeń lub domieszek plazmy. Detektor ten wchodzi w skład układu tomograficznego, który jest przygotowywany od lat przez zespół naukowców z IFPiLM. W ramach wsparcia zainstalowanej na tokamaku WEST diagnostyki, w roku 2021 przez zespół naukowców IFPiLM były prowadzone symulacje mające na celu identyfikację sygnałów z detektora odpowiadających absorpcji promieniowania o wysokiej energii (powyżej 20 keV). Zbadanie tego zagadnienia jest bardzo ważne pod względem interpretacji uzyskanych wyników z detektora, gdyż mogą one prowadzić do błędów ze względu na różnorodność zachodzących zjawisk. W tym celu w roku 2021 rozpoczęto tworzenie kodu numerycznego do symulacji pełnej konstrukcji detektora GEM. Wykorzystano i zmodyfikowano istniejący interfejs [http://arxiv.org/abs/1806.05880v1, arXiv:1806.05880v110]. Program bazuje na dwóch kodach: GEANT4, do ogólnego oddziaływania cząstek z materią i Garfield++ do tworzenia lawin ładunku w gazie. Aby przyspieszyć symulacje opracowano i wdrożono metody optymalizacji. Pierwsza metoda miała na celu redukcję liczby elektronów w późniejszych stadiach lawiny i spowodowała poszerzone rozkłady ładunku odpowiedzi detektora. Innym rozwiązaniem był podział detektora na części i stosowanie uproszczonego schematu

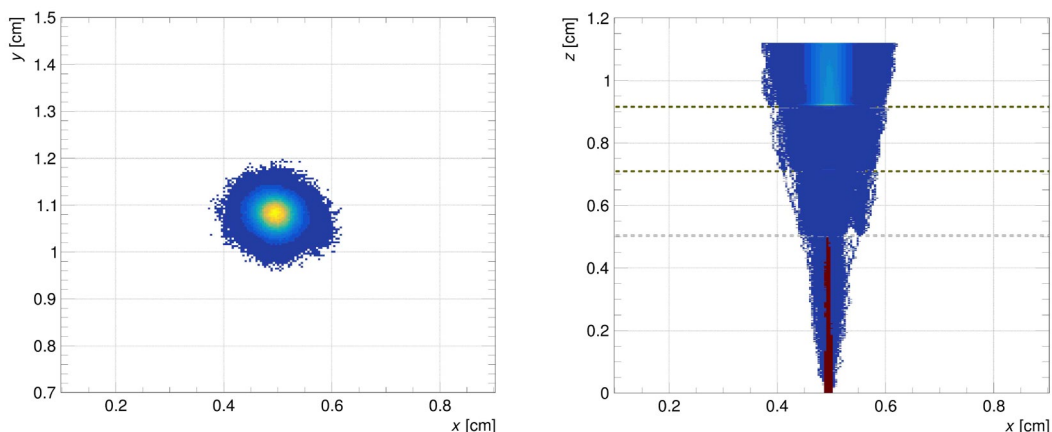
Monte-Carlo w regionach dryfujących/konwersji. Przy odpowiedniej optymalizacji rozwiązanie to zostało uznane za przydatne, choć dodatkowa akceleracja obliczeń jest potrzebna do statystycznej analizy odpowiedzi detektora w wielu zakresach energii. W warunkach eksperymentalnych padające na detektor promieniowanie zawsze będzie miało fotony o wysokiej energii (powyżej 10-20 keV). Fotony o wysokiej energii z zakresu twardych promieni rentgenowskich do promieni gamma wchodzi w interakcję z detektorem w sposób bardziej złożony niż miękkie promieniowanie rentgenowskie. Dzięki efektowi absorpcji lub rozpraszania promieniowanie padające może tworzyć energetyczne elektrony pierwotne, które z kolei mogą generować na swojej drodze w ośrodku gazowym detektora elektrony wtórne. To prowadzi do sygnałów, które rozkładają się nierównomiernie w czasie i przestrzeni i mogą generować fałszywe alarmy w algorytmach ekstrakcji sygnałów. W celu zbadania efektu jak fotony oddziałują z różnymi elementami detektora wykorzystany został rozwinięty kod do symulacji hybrydowej. Rys. 4.19 pokazuje, jak foton może dzielić się na duże kaskady i tworzyć rozłączone klastry na płycie odczytu. Rys. 4.20 pokazuje, jak kaskadę od fotonu o wysokiej energii można pomylić z fotonem o niższej energii. Sygnały generowane przez te kaskady przedstawiono na Rys. 4.21.



Rys. 4.18. Porównanie liczby zliczeń w czasie wyładowania #69340 dla różnych detektorów neutronowych zainstalowanych na tokamaku TCV.

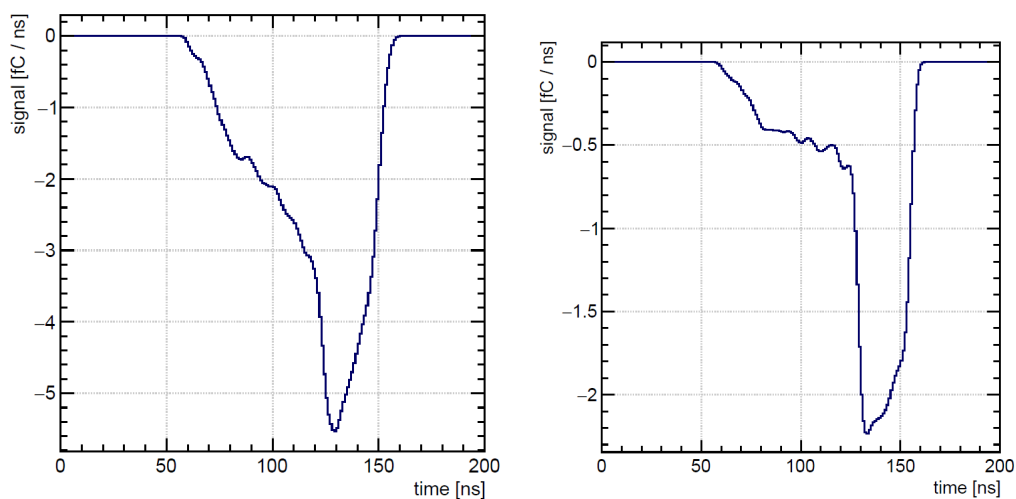


Rys. 4.19. Przykład rozległej kaskady generowanej przez foton o energii 100 keV dla konfiguracji napięć: 600 V/dryft, 600 V/transfer 1, 600 V/transfer2, 600 V/indukcja i 385 V na każdej folii GEM. Elektron pierwotny wytwarza elektrony i jony wzdłuż swego toru, które następnie dryfują w przeciwnych kierunkach. Stworzenie stermalizowanych elektronów zostało zasymulowane przez program Heed



Rys. 4.20. Rozkłady przestrzenne kaskady ładunków pochodzącej od wysokoenergetycznych promieni rentgenowskich, które mogą tworzyć błędy w interpretacji. Taka lawina generowana przez foton o energii 100 keV może być błędnie interpretowana jako lawina od fotonu o niskiej energii. Dzieje się tak, ponieważ początkowy elektron został wyemitowany z atomu w kierunku ruchu fotonu. Wciąż można zauważyć ślady jonów pochodzące od elektronu pierwotnego

„Regularna” kaskada Rys. 4.21 (prawy panel) ma zintegrowany sygnał 82 fC, co zgodnie z wcześniejszą kalibracją dla źródła promieniowania ^{55}Fe odpowiadałoby foto absorpcji fotonu o energii około 5,3 keV, co jest błędne w tym przypadku. Te wyniki pokazują, że w celu rozdzielania sygnałów z detektora od fotonów o wysokiej energii i prawidłowej interpretacji wyników, trzeba zbadać ich rozkłady przestrzenne oraz czasowe. Uzyskane wstępne wyniki są dosyć obiecujące i wymagają dalszego rozwinięcia opracowanych narzędzi numerycznych co jest niezbędne do dostarczania wiarygodnych wyników przez diagnostykę rozwijaną dla tokamaka WEST.

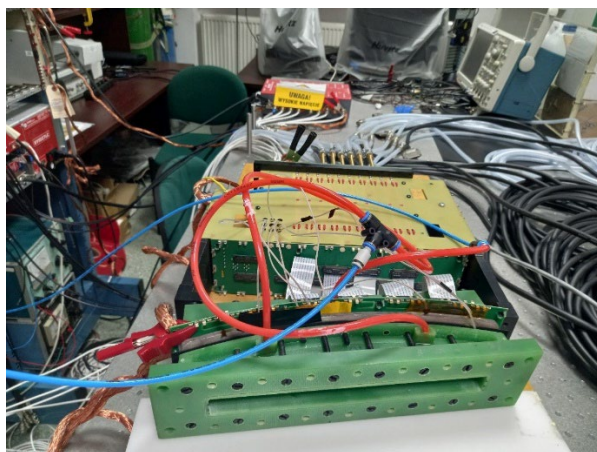


Rys. 4.21. (po lewej) Sygnał indukowany przez kaskadę z Rys. 1. Kształt sygnału ulega zniekształceniu, ale jego rozprzestrzenianie się jest mniej wyraźne niż separacja w przestrzeni. (po prawej) Sygnał indukowany przez kaskadę z Rys. 2. Chociaż kształt był „regularny” i można go pomylić z fotonem o niższej energii, ewolucja w czasie jest nadal zniekształcona poprzez szybki elektron pierwotny wbijający się w głębi detektora

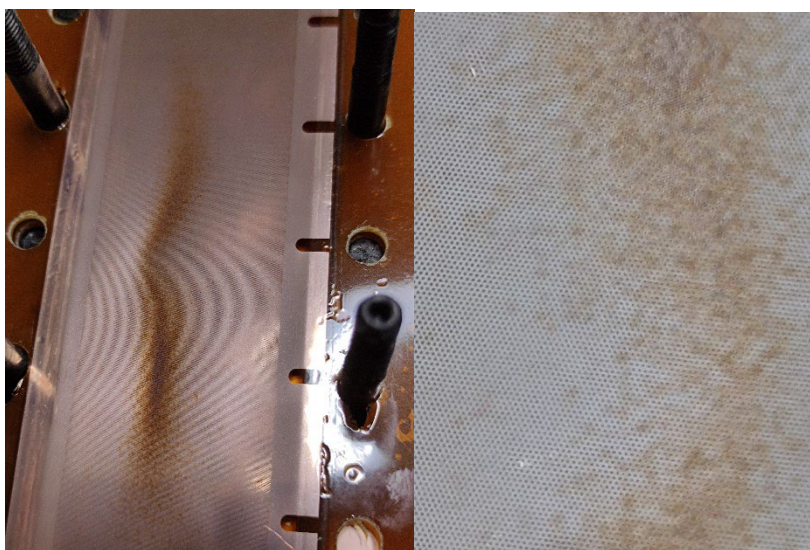
W ramach rozwoju diagnostyki prowadzono również prace eksperymentalne w Laboratorium Diagnostyki Promieniowania X w IFPiLM (patrz Rys. 4.22). W roku 2021 kontynuowano testy sygnałowe systemu pomiarowego na bazie detektora GEM, przeprowadzono diagnostykę drożności kanałów pomiarowych. Została wykonana modyfikacja algorytmu histogramowania w akwizycji serialnej dla cyklicznego przetwarzania dużej ilości danych. Zbadano charakterystyki detektora w funkcji wysokich napięć oraz dla różnych zakresów kanałów pomiarowych. Przeprowadzono badania

serii długich serii pomiarowych dziennych i nocnych, oraz analizę zakłóceń, defektów charakterystyk detektora. Określono charakterystyki również lokalnych kanałów pomiarowych. Zmodyfikowano oraz przetestowano algorytm przetwarzania danych z detektora GEM dla potrzeb diagnostyki na tokamaku WEST.

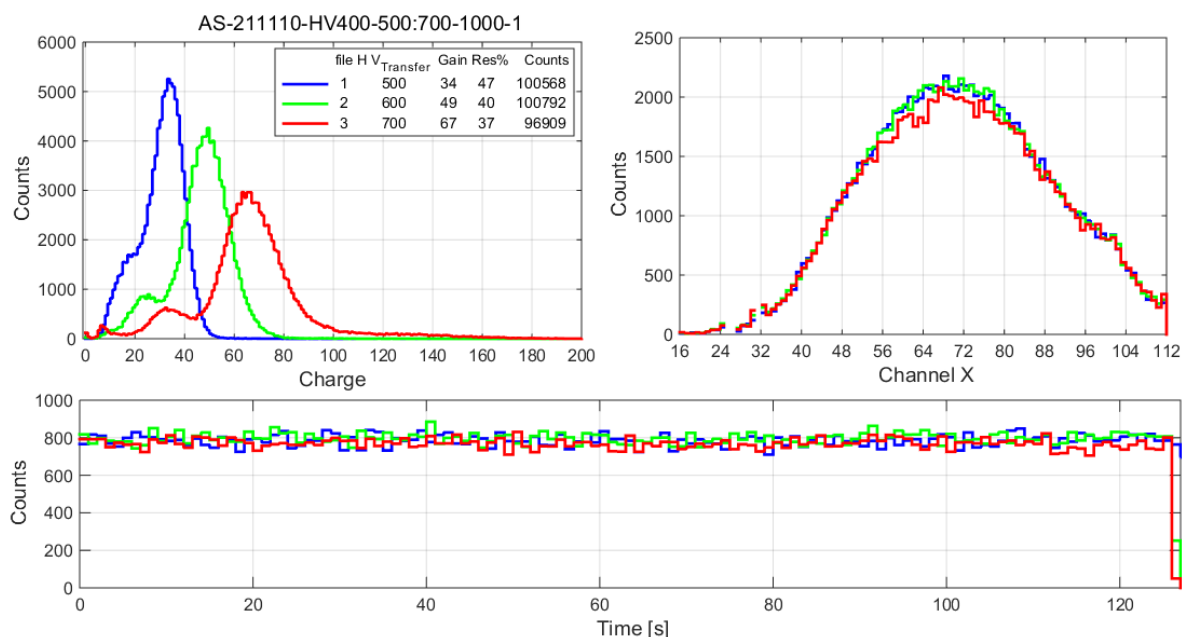
Przeprowadzono diagnostykę i testowanie detektora w kierunku udoskonalenia klejenia folii GEM na ramki przy użyciu nowego dociskacza ramek i próbných folii kaptonowych. Wprowadzono też lepsze ekranowanie zasilających kabli. Przeprowadzono też testy elektryczne detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji. Zaobserwowano niepożądane efekty nadpalenia wszystkich folii (patrz Rys. 4.23), który wskazuje na przebicie w kierunku od okna detektora do struktury odczytu, gdzie na stripach zbierających ładunek można zauważyć dokładnie ten sam wzór nadpalenia jak na foliach i oknie. Przeprowadzone obserwacje wymagały ponownych weryfikacji elementów detektora, poprawienia konstrukcji mechanicznej oraz kontaktów elektrycznych. Po tych poprawkach z powrotem uruchomiono testy ze źródłem promieniowania w Laboratorium w celu zbadania przyczyny powyższych obserwacji. Po wielokrotnych testach i poprawkach udało się uzyskać dosyć dobre wyniki pracy detektora (Rys. 4.24). Niemniej jednak zwiększenie napięcia transferu powodowało lokalne niestabilności (wzbudzenia) w kilku kanałach. Redukcja tych niestabilności wymagała znacznego zmniejszenia napięcia GEM kosztem utraty wzmocnienia gazowego. Oprócz tego zauważono też niestabilności w pracy detektora przy długotrwałym działaniu. Te prace będą kontynuowane w roku 2022.



Rys. 4.22. Stanowisko pomiarowe detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji



Rys. 4.23. Zdjęcia folii GEM po otwarciu detektora o zakrzywionej powierzchni



Rys. 4.24. Charakterystyki detektora dla różnych napięć przyłożonych do obszarów transferu detektora [500, 600, 700] V.

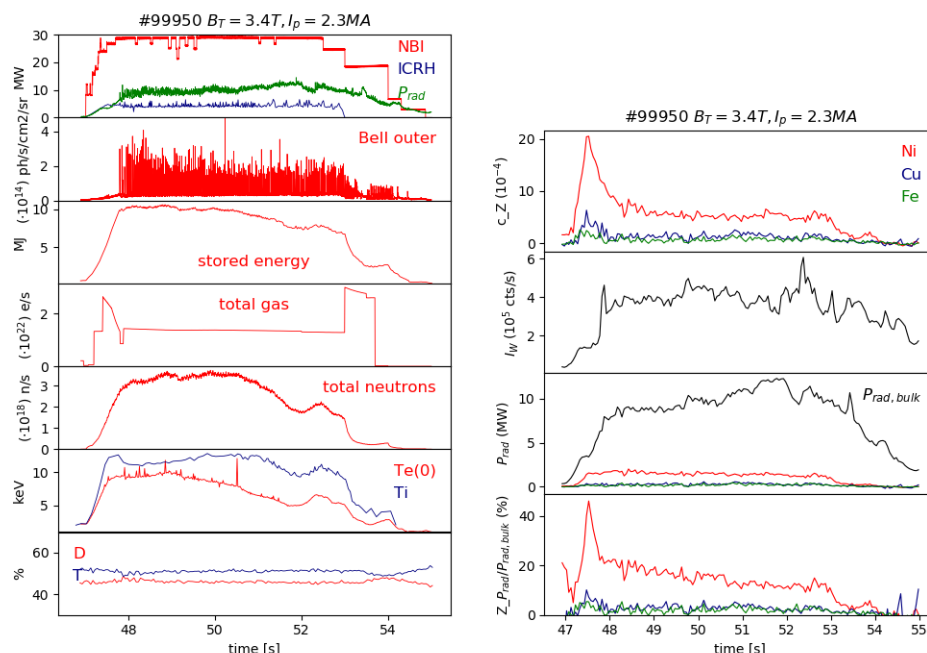
Prace realizowane w ramach kampanii DTE2 na tokamaku JET-ILW

Od listopada 2021 r. w ramach pakietu WPTE realizowane były prace związane z kampanią DT na układzie JET-ILW. Była to druga w historii kampania z plazmą deuterowo-trytową, nazwana jako DTE2 lub C41. W trakcie sesji eksperymentalnych personel naukowy z IFPiLM wykonywał prace na stanowisku operatora systemu VSO (system ochronny ILW) w pokoju kontrolnym tokamaka JET. Do zadań operatora należała między innymi pomoc liderowi sesji i głównemu inżynierowi w interpretacji alarmów (i powiązanych danych) otrzymanych z kamer ochronnych PIW oraz informowaniu o stanie systemu i jego wpływie na dalsze działanie eksperymentu. Ponadto, kontynuowano koordynowanie zadaniem analiz i modelowania T17-06: Impact of ICRH on impurities for optimisation of scenarios. W ramach tego zadania personel IFPiLM organizował regularne spotkania naukowców z różnych krajów. W trakcie spotkań prezentowano wyniki dotyczące źródeł zanieczyszczeń związanych z grzaniem ICRH (ang. Ion Cyclotron Resonance Heating). Dyskutowano temat kontroli tych zanieczyszczeń w plazmie H, D, T, D-T, jako wsparcie dla interpretacji i modelowania eksperymentów. W 2021 r. pracownicy naukowy z IFPiLM w trakcie eksperymentów przeprowadzili liczne analizy danych rejestrowanych przy pomocy różnych diagnostyk oraz zajmowali się modelowaniem numerycznym plazmy w JET-ILW.

Głównym celem eksperymentu JET-M21-01: Hybrid scenario for high fusion performance in DT jest zademonstrowanie wysokiej, stabilnej mocy z fuzji jądrowej w plazmie deuterowo-trytowej (>10MW/5s) przy użyciu scenariusza hybrydowego. Scenariusz ten charakteryzuje się niskim prądem plazmy i wysokim współczynnikiem β_N w stosunku do równoległego optymalizowanego scenariusza podstawowego (ang. baseline scenario). Wydajność plazmy jest często wyrażana w postaci β beta, zdefiniowanej jako stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia magnetycznego. β jest często wyrażana w postaci znormalizowanej beta β_N (parametru operacyjnego wskazującego, jak blisko plazma jest do osiągnięcia granicy Greenwalda lub granicy destabilizującej głównej aktywności MHD. $\beta_N = \beta a B_T / I_p$, gdzie B_T to toroidalne pole magnetyczne w T, a to mniejszy promień w m, a I_p to prąd plazmy w MA. Głównym czynnikiem zapobiegającym nadmiernej gęstości lub gorącym punktom w komorze głównej jest wybór prądu plazmy o płaskim wierzchołku. Aby osiągnąć ten cel konieczne było stopniowe budowanie scenariusza D-T w oparciu o referencyjne plazmy deuterową i trytową. Cztery fazy scenariusza plazmowego, które muszą być zaadaptowane z referencyjnych plazm D i T tworzyły czasową sekwencję. Faza 1 "Profil docelowy q". Współczynnik bezpieczeństwa q określa stosunek czasu, w którym dana linia pola magnetycznego przemieszcza się w kierunku toroidalnym do kierunku

poloidalnego. Uzyskanie optymalnego profilu q na początku głównej fazy grzania jest kluczowe dla osiągnięcia stałej, wysokiej wydajności syntezy jądrowej. Docelowy profil q w plazmie T został z powodzeniem dopasowany do referencyjnego profilu w plazmie D poprzez zwiększenie gęstości w okresie wzrostu prądu plazmy (ang. current ramp). Uzyskiwano to dzięki iniekcji deuteru i trytu z odpowiednich wlotów gazowych nazywanych odpowiednio GIM (ang. Gas Injection Module) i TIM (ang. Tritium Injection Module). W przypadku plazmy DT, gęstość w fazie wzrostu prądu w plazmie omowej była dostrojona tak, aby dopasować się do plazm referencyjnych D i T pod względem: ewolucji temperatury elektronowej i kształtu profilu temperatury, czasu rozpoczęcia niestabilności MHD typu $n=1$, gęstości docelowej dla głównego grzania. Względne przepływy gazu z GIM i TIM były zmieniane w celu dopasowania $nT/(nD+nT)$ na początku ustabilizowania się prądu. Faza 2 "Dostęp do reżimu wysokiego utrzymania plazmy (ang. H-mode)". Osiągnięcie wysokiej temperatury jonów i niskiego promieniowania na początku fazy H-mode z niestabilnościami brzegowymi typu ELM (ang. Edge Localized Mode) jest kluczowe do osiągnięcia stabilnej fazy wysokiej wydajności. Jeśli ekranowanie zanieczyszczeń brzegowych i/lub zmniejszony transport ciepła jonów do wnętrza plazmy zostaną utracone zanim gęstość plazmy wzrośnie do poziomu reżimu z wysokim utrzymaniem plazmy z ELMami, bardzo trudno jest odzyskać dobrą wydajność. Osiąga się to poprzez zastosowanie fazy małej ilości gazu na początku grzania głównego, a następnie jego iniekcję w celu wzbudzenia ELM-ów. Pierwsza hybrydowa plazma T o wysokiej mocy uzyskana w kampanii C40 była zachęcająca pod względem osiągniętej temperatury jonowej i niskiego promieniowania plazmy. Jednak w czasie przygotowywania tej strategii nie przeprowadzono jeszcze dalszych wyładowań, aby ocenić wpływ zmiany masy izotopu na przejście do stabilnej fazy z ELMami o wysokiej wydajności. W tej fazie zdobyto znaczące doświadczenie w stosowaniu GIM-ów i TIM-ów. Między innymi dokonano porównania dostępu do trybu modu-H z GIM w porównaniu z odniesieniami TIM w plazmie D. Uzyskano techniczne odniesienie do plazmy D przy użyciu połączonych GIM-ów i TIM-ów, ale bez przebiegów gazowych najnowszego scenariusza hybrydowego. W przypadku plazmy DT impulsy o wysokiej mocy były dostrojone tak, aby osiągnąć wysoką temperaturę jonów i niskie promieniowanie, które utrzymuje się przy przejściu do modu H z ELMami. Względne przepływy z GIM i TIM były zróżnicowane, aby osiągnąć optymalne stosunek $nT/(nD+nT)$ podczas dodatkowego grzania plazmy. Głównym elementem służącym do dostrojenia przejścia do reżimu wysokiego utrzymania plazmy z ELMami jest iniekcja gazu przed pierwszym ELM-em. Głównymi sposobami łagodzącymi niestabilności MHD przy wyższych mocach w tej fazie była modyfikacja profilu ' q ' celu lub kontrola beta. Faza 3 "Początkowa faza wysokiego reżimu utrzymania plazmy H-mode z ELMami". Osiągnięcie stabilnej fazy H-mode z ELMami i wysoką temperaturą jonów, ale bez stopniowego wzrostu promieniowania, jest kluczowe dla ustanowienia stabilnej fazy wysokiej wydajności. Głównym elementem kontroli tej fazy jest natężenie przepływu gazu. Niewystarczający przepływ gazu może zapewnić wysoką wydajność, ale nieodpowiednią kontrolę zanieczyszczeń, podczas gdy nadmierny przepływ gazu prowadzi do chłodzenia piedestału i niskiej wydajności. Kluczowym celem tej fazy w plazmie DT jest identyfikacja punktu równowagi pomiędzy tymi dwoma domenami. Optymalne $nT/(nD+nT)$ zależy od takich czynników jak: przekroje czynne syntezy jądrowej, transport ciepła i cząstek, efekty ELM i piedestału. Ponadto, reakcje syntezy jądrowej zachodzą w centrum plazmy, podczas gdy pomiary stężenia izotopów jest wykonywane na brzegu plazmy, co wprowadzało niepewność do optymalizacji mieszaniny DT. W fazie tej impulsy wysokiej mocy były dostrojone tak, aby osiągnąć początkową fazę H-mode z ELMami, która zachowuje, tak bardzo jak to możliwe, wysoką temperaturę jonów i wydajność syntezy jądrowej fazy bez ELM-ów i nadmiernego promieniowania. W tym celu przeprowadzono skanowanie $nT/(nD+nT)$ poprzez zmianę względnych przepływów GIM i TIM w celu empirycznego ustalenia wartości optymalnej i dostarczenia danych do porównania z modelowaniem. Pojawiające się niestabilności MHD i/lub obciążenia termiczne komory głównej w postaci gorących punktów (ang. hot spot) mogą również ograniczyć czas trwania wysokiej wydajności w tej fazie, a w razie ich wystąpienia należało podjąć działania łagodzące. Głównymi elementami do łagodzenia niestabilności MHD przy wyższych mocach była modyfikacja profilu q lub kontrola współczynnika β . Faza 4 "Przedłużony czas trwania wyładowania". Faza ta opiera się na osiągnięciu dobrej mocy syntezy jądrowej uśrednionej w ciągu 5 s przy mocy NBI ~ 30 MW w referencyjnej plazmie D. W plazmie D wykazano, że stała, wysoka moc dodatkowego grzania plazmy jest konieczna do utrzymania fazy wysokiej wydajności w celu ekranowania zanieczyszczeń w obszarze piedestału. Impulsy wysokiej mocy były dostrajane tak, aby osiągnąć stałą dobrą wydajność fuzji. Podobnie jak w

fazie 3, Względne przepływy GIM i TIM, niestabilności MHD i gorące punkty były kontrolowane jak w fazie 3.

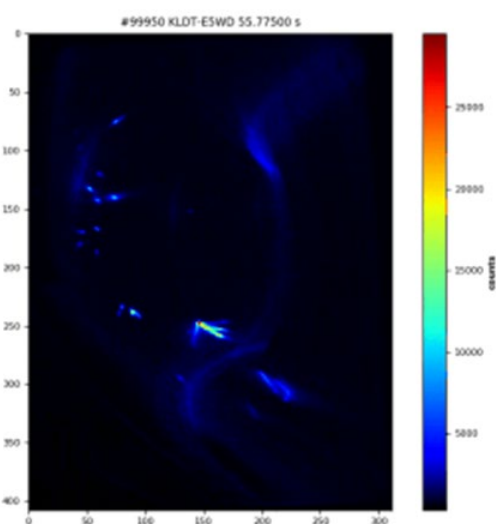


Rys. 4.25. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99950 z rekordową mocą z syntezy jądrowej w scenariuszu hybrydowym, kolejno od góry: moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Koncentracja zanieczyszczeń c_Z (Ni, Cu, Fe). Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad, bulk}$ i moc promieniowania $Z_{P_{rad}}$ Ni, Fe, Cu. Procentowy wkład $Z_{P_{rad}}$ do $P_{rad, bulk}$.

Dodatkowo, w ramach tego eksperymentu planowane jest skompletowanie zestawu wyładowań referencyjnych potrzebnych do porównania z plazmą D i T, aby umożliwić pełną analizę efektów izotopowych w warunkach wysokiej β i niskiej kolizyjności hybrydowego scenariusza wysokiej mocy. Pracownicy naukowcy z IFPiLM monitorowali zachowanie zanieczyszczeń plazmy w różnych fazach wyładowania hybrydowego. Koncentrację zanieczyszczeń takich jak Ni, Fe, Cu wyznaczono na podstawie diagnostyki spektroskopowej KT2 z zakresu próżniowego ultrafioletu VUV o linii patrzenia wzdłuż geometrycznego środka komory próżniowej tokamaka JET. W rejestrowanym widmie obserwowano także widmo ciągłe pochodzące od wolframu, którego wyznaczona intensywność I_W , pozwoliła na identyfikację eventów i akumulacji tego zanieczyszczenia w plazmie centralnej. Ze względu na zastosowanie iniekcji trytu w przeprowadzanych eksperymentach, część diagnostyk do monitorowania wolframu musiała być wyłączona. Jednakże, na podstawie obliczonych mocy promieniowania pochodzących od Ni, Fe, Cu można było w przybliżeniu oszacować udział wolframu w całkowitej mocy promieniowania, która była wyznaczona na podstawie danych bolometrycznych. Na Rys. 4.25 przedstawiono przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu hybrydowym #99950. W wyładowaniu tym uzyskano rekordową energię z fuzji $E_{fus}=48,5$ MJ i uśrednioną moc z fuzji $P_{fus}=8,3$ MW w czasie 5 s. Warto dodać, że w wyładowaniu #99912 uzyskano jeszcze większą moc z fuzji > 10 MW jednak w stanie stacjonarnym trwającym powyżej 3 s. W wyładowaniu #99950 zastosowano 30 MW mocy grzania NBI i 4 MW mocy grzania ICRH. Całkowity przepływ gazu paliwowego wynosił $1,4 \times 10^{22}$ e/s, co miało zapewne wpływ na zachowanie zanieczyszczeń. Prawy panel na Rys. 4.25 przedstawia koncentracja zanieczyszczeń Ni, Cu i Fe. Zastosowany scenariusz wyładowań hybrydowych skutkowało tym, że w przypadku wyżej opisanej fazy 2, koncentracja badanych zanieczyszczeń była największa i osiągała swoje maksimum. Jednakże w początkowej fazie wysokiego reżimu utrzymywania plazmy, kiedy pojawiały się pierwsze ELMy

następował gwałtowny spadek koncentracji tych zanieczyszczeń i malał, bądź utrzymywał się stabilnie w dalszej części wyładowania. Największa koncentracja pochodziła od Ni w porównaniu z Cu i Fe. Wyznaczona moc promieniowania pochodząca od tych pierwiastków stanowiła w fazie 3 nie więcej niż 20 % $P_{\text{rad, bulk}}$, mocy promieniowania w plazmie w obszarze limitera nieuwzględniającej promieniowania z obszaru dywertora. Pozostała część promieniowania pochodziła od wolframu, pierwiastka o dużej liczbie atomowej Z. W końcowej fazie wyładowania #99950 nie obserwowano akumulacji zanieczyszczeń do której dochodziło w niektórych przypadkach. Jednakże, liczne chwilowe wzrosty mocy promieniowania plazmy były skorelowane z zachowaniem intensywności wolframu I_W .

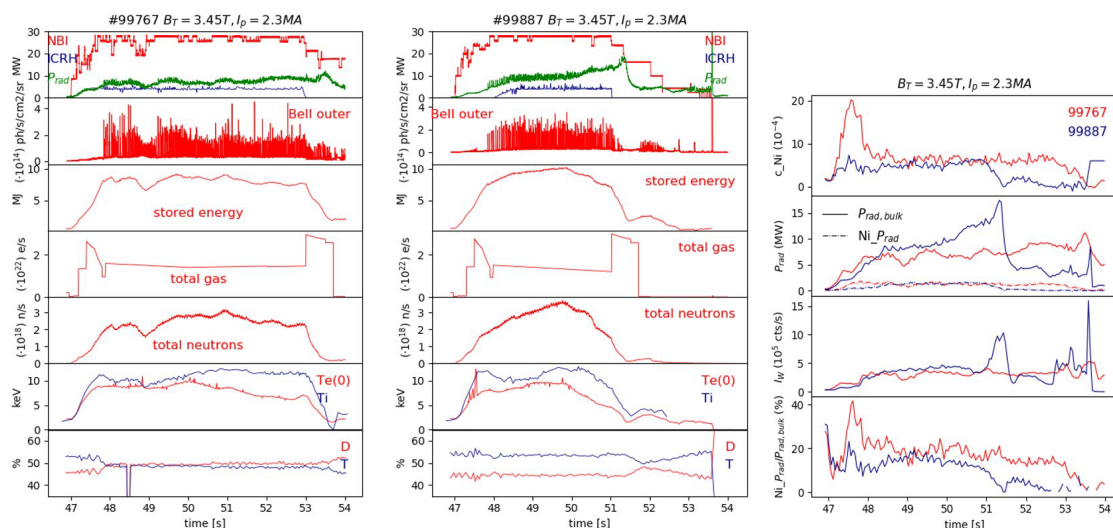
W wyładowaniu #99950 operator VSO zaobserwował wiele niezidentyfikowanych obiektów latających wewnątrz komory próżniowej tokamaka (patrz Rys. 4.26). Były one widoczne na początku tego wyładowania oraz w takcie powolnego zakończenia impulsu. Przy pomocy narzędzi (JETDSP/Impurity) do analizy takich obiektów stwierdzono, że jest to tytan. Po zaobserwowaniu takiego zjawiska oraz innych zanieczyszczeń na początku wyładowania, operator VSO był zobowiązany do poinformowania lidera sesji o potrzebie wykonania wyładowania czyszczącego. W przeciwnym razie w następnym wyładowaniu mogło dojść do zwiększenia ilości takich obiektów i do przedwczesnego zerwania sznura plazmowego.



Rys. 4.26. Obraz z kamer ochrony ściany tokamaka JET, rejestrujący latające zanieczyszczenia w trakcie wyładowania #99950

W przypadku wyładowań hybrydowych testowano wpływ czasu, w którym włączano grzanie ICRH na zachowanie zanieczyszczeń. Na Rys. 4.27 przedstawiono przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99767 i #99887.

W przypadku wyładowania #99767, grzanie ICRH było włączone w fazie 2 w L-modzie. Natomiast w wyładowaniu #99887, czas włączenia grzania ICRH został przesunięty o 1 s do fazy 3 w H-modzie. Miało to korzystny wpływ na zachowanie Ni, którego koncentracja w fazie 2 spadła do poziomu z fazy 3 (Rys. 4.27 prawy). Jednakże wraz z czasem trwania wyładowania #99887 dochodziło do wzrostu promieniowania plazmy i akumulacji zanieczyszczeń w fazie wygaszania wyładowania. Wpływ na takie zachowanie miała faza pozbawiona ELM-ów, które stanowią brzegową barierę dla zanieczyszczeń przed dostaniem się do centrum plazmy. Głębsza interpretacja zachowania zanieczyszczeń wymaga uwzględnienia wpływu innych czynników takich jak: częstotliwość ELM-ów, ilość napuszczonego gazu, obecność niestabilności magnetohydrodynamicznych w plazmie, transport cząstek czy strat szybkich jonów. Badania te są w trakcie realizacji i wymagają współpracy szerszej grupy ekspertów.

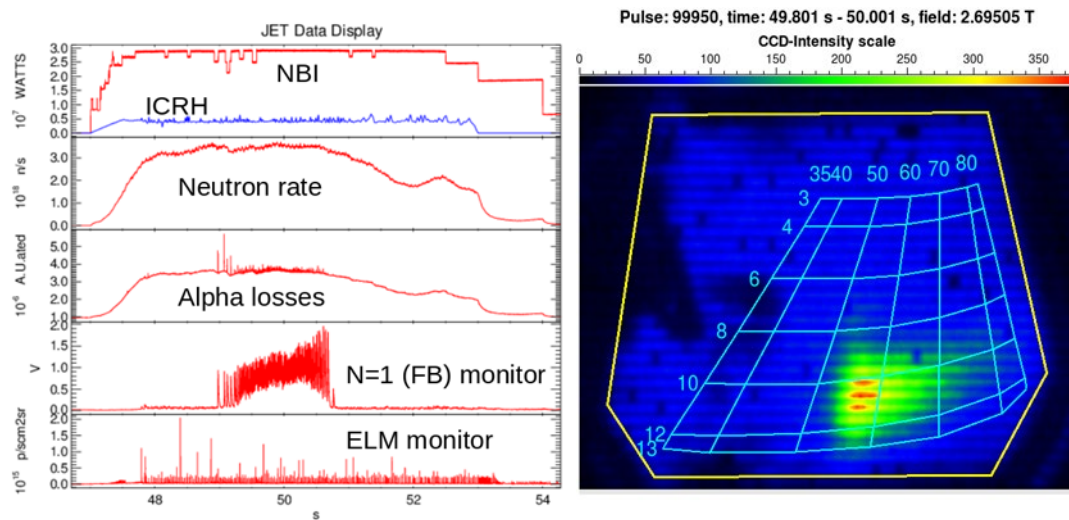


Rys. 4.27. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99767 i #99887, kolejno od góry: moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertyora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Prawy rys. kolejno: Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad, bulk}$ i moc promieniowania niklu Ni_Prad . Procentowy wkład Ni_Prad do $P_{rad, bulk}$.

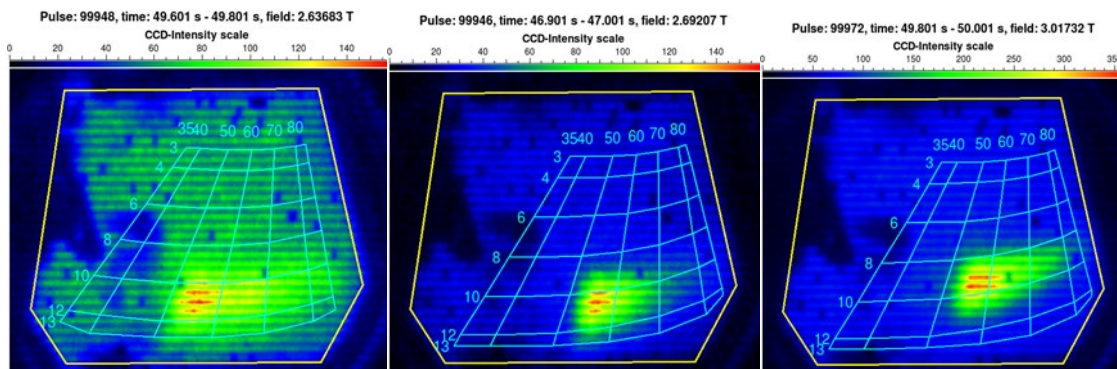
Do 2021 r. diagnostyka do pomiarów strat szybkich jonów (utraconych cząstek alfa) (KA3) w JET była tradycyjnie obsługiwana w standardowej konfiguracji odpowiedniej dla plazmy deuterowej. Jednak ze względu na różne przekroje reakcji syntezy jądrowej w mieszaninach D-T (kampania C41) trzeba było zastosować nową konfigurację ustawień niestandardowych. Ten nowy zestaw parametrów różni się również od zestawu parametrów stosowanych w bezpośrednio poprzedzającej kampanii z czystym trytem (C40). Ze względu na zdolność wykrywania strat cząstek alfa z reakcji DT, diagnostyka KA3 jest uważana za jedną z kluczowych metod diagnostycznych dla osiągnięcia sukcesu podczas kampanii JET DTE2. Optimalizacja parametrów konfiguracji tej diagnostyki podczas kampanii DTE2 była prowadzona i koordynowana przez pracowników IPPLM. Monitorowano wydajność diagnostyki i stosowano optymalne ustawienia w każdym eksperymencie (pod względem stosunku sygnału do szumu i, co ważniejsze, unikania nasycenia sygnału). Dzięki tym usprawnieniom nie doszło do utraty danych naukowych (np. w wyniku nasycenia sygnału), mimo konieczności operowania diagnostyką na „terytorium nowatorskim”. Ta diagnostyka została z powodzeniem wdrożona podczas kampanii C41, pomimo konieczności operowania z dramatycznie zwiększonymi (dwa rzędy wielkości) strumieniami szybkich jonów w porównaniu do wszystkich poprzednich kampanii w JET, w których stosowano diagnostykę KA3. Rys. 4.28 przedstawia rozkład strat cząstek alfa w rekordowym wyładowaniu hybrydowym #99950 oraz wybrane przebiegi czasowe pokazujące modulację amplitudy strat cząstek alfa przez niestabilności MHD $n=1$ typu fishbones. Podobne analizy przeprowadzono dla wyładowań z innych eksperymentów opisanych na Rys. 4.29.

Podczas kampanii DTE2 w JET-ILW przeprowadzony został eksperyment JET-M21-02 DT scenario with optimized non-thermal Fusion. Celem tego eksperymentu było osiągnięcie jak największej mocy z fuzji utrzymującej się przez 5 s, poprzez optymalizację liczby reakcji fuzji w wyniku oddziaływania plazmy z wiązką neutralną NBI w plazmie bogatej w tryt ($>80\%$). W eksperymencie testowano scenariusz $N=1$ D+D-NBI z pierwszą harmoniczną częstotliwością rezonansową deuteru dla grzania ICRH i deuterową wiązkę grzania NBI (D-NBI). Wiadome było, że iniekcja jonów wiązki deuterowej o energiach $\sim 100-150$ keV do plazmy bogatej w tryt ma większy potencjał fuzji wiązka-tarcza niż w plazmie D-T w proporcjach 50:50. Oprócz nieodłącznych zalet stosowania wiązki D w plazmie bogatej w T do ogólnej produkcji neutronów, symulacje wykazały, że zastosowanie dodatkowo grzania ICRH z pierwszą harmoniczną jonów deuteru $N=1$ D, może znacznie zwiększyć reaktywność syntezy

jądrowej, ponieważ zarówno termiczne jony D jak i szybkie jony D-NBI są przyspieszane do zakresów energii optymalnych dla przekroju reakcji DT. Scenariusz taki nie był nigdy wcześniej badany w eksperymentach z plazmą D-T przeprowadzonych w układzie JET ze ścianą węglową (JET-C) lub na tokamaku TFTR w latach 90-tych.



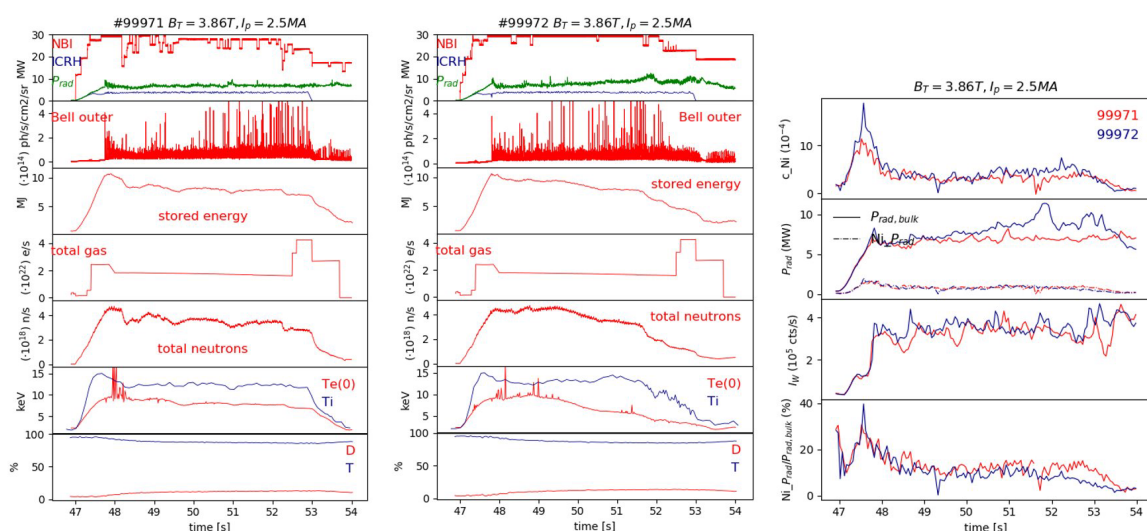
Rys. 4.28. (lewy) Wybrane przebiegi czasowe w wyladowaniu #99950 z rekordową mocą z syntezy jądrowej w scenariuszu hybrydowym, pokazujące modulację amplitudy strat cząstek alfa (zintegrowanej z przestrzenią fazową) przez niestabilności MHD $n=1$ typu fishbones. (prawy) Rozkład strat cząstek alfa w przestrzeni fazowej w pobliżu szczytowej wartości szybkości syntezy. Nałożona siatka pokazuje współrzędne promienia żyroskopowego (3-13 cm) i kąta pochylenia (35-80 stopni) utraconych cząstek alfa



Rys. 4.29. Reprezentatywny rozkład strat cząstek alfa w przestrzeni fazowej dla różnych głównych eksperymentów JET DT, uzyskany przez kamerę CCD KA3: (po lewej) JET-M21-03 High performance baseline, (w środku): JET-M21-09 Study of EP driven instabilities in DT plasmas with afterglow, (po prawej): JET-M21-02: DT scenario with optimised non-thermal Fusion

Podczas pierwszej kampanii DT w JET-C (DTE1) zbadano jedynie korzystny wpływ scenariusza N=1 D grzania ICRH na termiczne jony mniejszościowe D w plazmach bogatych w T (bez grzania NBI). Scenariusz ten nie był jednak testowany w wysokowydajnych wyladowaniach w trybie H z ogrzewaniem D-NBI. Po raz pierwszy dokonano tego podczas kampanii DTE2. Wydajność scenariusza N=1 D+D-NBI badano w funkcji koncentracji D w plazmie. Sprawdzano, czy wydajność ta poprawia się, gdy koncentracja D zostaje zmniejszona do 20 %. W celu uzyskania optymalnej wydajności odpowiednio dozowano iniekcję D i T z odpowiednich wlotów gazu. W przypadku tego eksperymentu

zastosowano prąd plazmy $I_p=2.5$ MA a pole magnetyczne $B_T=3.86$ T, ~ 4 MW grzania ICRH o częstotliwości rezonansowej 29 MHz i ~ 30 MW grzania NBI. Okazało się, że reakcje wiązka-tarcza odpowiadają za znaczną – jeśli nie dominującą – część mocy syntezy jądrowej generowanej w plazmie D-T w JET-ILW, przy umiarkowanych temperaturach jonów (10-12 keV) i dużej mocy wstrzykiwania wiązki neutralnej (NBI). Eksperymenty w JET-ILW podczas kampanii DTE2 potwierdziły po raz pierwszy lepszą wydajność fuzji plazmy bogatej w T z wysoką mocą D-NBI w warunkach stacjonarnych i podkreśliły kluczowy wpływ zastosowanego scenariusza grzania ICRH na reaktywność fuzji tych plazm. Ten nowatorski scenariusz ustanowił światowy rekord uśrednionej mocy i energii syntezy jądrowej w tokamaku z plazmą D-T. Rekordowe wyładowanie #99971 zostało wykonane 21 grudnia 2021 roku około 14:30 czasu środkowoeuropejskiego. Całkowita energia syntezy jądrowej wynosiła $E_{fus}\sim 59$ MJ w stanie stacjonarnym trwającym 5 s, a uzyskana średnia moc z syntezy wynosiła $P_{fus} \sim 11$ MW.



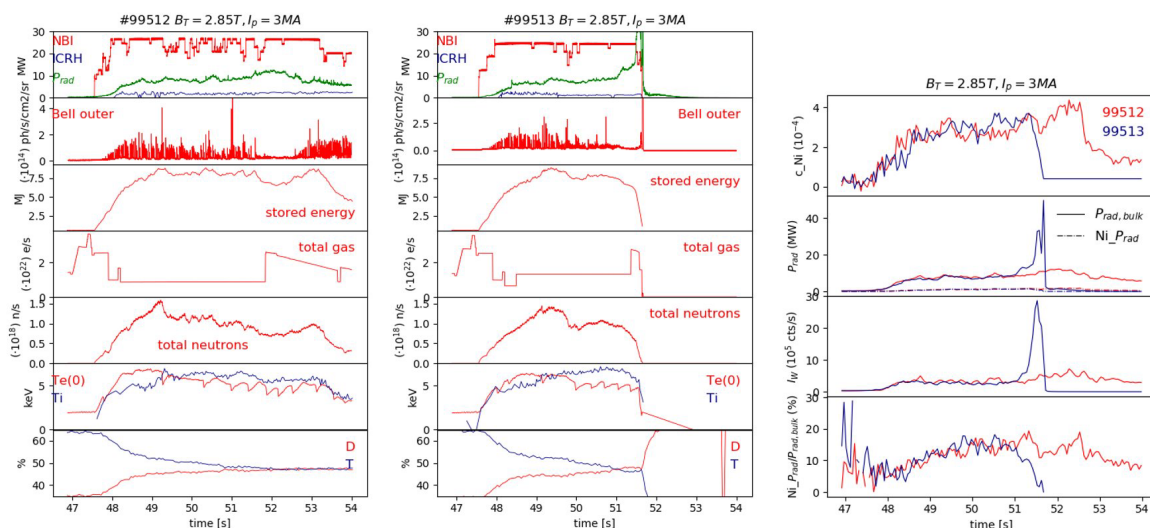
Rys. 4.30. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99771 i #99972, kolejno od góry (lewy i środkowy): moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertyora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Kolejno (prawy): Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad, bulk}$ i moc promieniowania niklu Ni_Prad . Procentowy wkład Ni_Prad do $P_{rad, bulk}$.

Pięć sekund to już 10 razy dłużej niż typowa skala czasowa procesów transportu ciepła wewnątrz plazmy. Ze względu na zastosowanie w układzie JET miedzianych elektromagnesów, które nagrzewają się podczas swojego funkcjonowania nie można było uzyskać dłuższego czasu utrzymania plazmy w wyładowaniu z wysoką mocą grzania. Aby osiągnąć 59 MJ energii trzeba by zużyć ponad kilogram gazu ziemnego lub dwa kilogramy węgla kamiennego. W tym wyładowaniu plazma bogata w tryt, stanowiący 85 % paliwa osiągnęła temperaturę 150 milionów stopni Celsjusza. W wyładowaniu tym zużyto około 0.1 mg trytu i 0.07 mg deuteru. Wartość Q dla tego wyładowania, zdefiniowana jako stosunek moc uzyskanej z reakcji syntezy do mocy ogrzewania zewnętrznego wynosiła $Q=0.32$. Jest to lepszy wynik niż w przypadku rekordowego wyładowania w stanie stacjonarnym z 1997 r. Wartość ta jest jednak niższa niż rekord $Q=0.65$ osiągnięty przez JET w 1997 roku podczas wyładowania trwającego jedynie 0.15 s. W wyładowaniu #99972 uzyskaną jeszcze większą moc z syntezy jądrowej $P_{fus} = 12$ MW, ale w stanie stacjonarnym trwającym jedynie 3 s. Przebiegi czasowe tych dwóch wyładowań przedstawiono na Rys. 4.30. W przypadku plazmy bogatej w tryt $>80\%$ z deuterową wiązką neutralną iniekcja gazu paliwowego była większa (1.8×10^{22} e/s) niż w przypadku referencyjnych wyładowań hybrydowych w plazmie DT 50:50 z mieszaną wiązką neutralną. Jak widać na Rys. 4.30 (prawy) zanieczyszczenia i promieniowanie plazmy zachowują się typowo dla wyładowań w

scenariuszu hybrydowym, gdzie obserwuje się silny spadek koncentracja zanieczyszczeń w początkowej fazie reżimu wysokiego utrzymywania plazmy.

Wyładowania te nie są jednak pozbawione przejściowych zdarzeń związanych z zanieczyszczeniami plazmy, co wymaga głębszej analizy. W wyładowaniu #99972 po 50 s dochodzi do wzrostu koncentracji Ni i promieniowania plazmy. Co miało wpływ na czas utrzymania plazmy w warunkach stacjonarnych. Niemniej jednak w obu przypadkach koncentracja zanieczyszczeń jak i promieniowanie plazmy jest mniejsze w porównaniu do rekordowych wyładowań w eksperymencie JET-M21-01.

Głównym celem eksperymentu JET-M21-03: Baseline scenario for high fusion performance in DT było zademonstrowanie utrzymującej się wysokiej mocy syntezy jądrowej ($>10\text{MW}/5\text{s}$) w plazmie D-T przy użyciu podstawowego scenariusza plazmowego. Scenariusz ten charakteryzuje się wysokim prądem plazmy i niskim współczynnikiem β_N w porównaniu do scenariusza hybrydowego. Wyniki z plazmy D i ekstrapolacje numeryczne do plazmy D-T wskazują, że niska kolizyjność plazmy jest drogą do dobrego utrzymania i wydajności syntezy jądrowej przy wysokim prądzie plazmy. W scenariuszu opracowanym do tej pory jest to osiąganę poprzez pracę przy wysokiej dodatkowej mocy grzania plazmy, z zastosowaniem wystarczającej mocy grzania ICRH w rdzeniu plazmy do kontroli transportu zanieczyszczeń oraz z minimalnym dozowaniem gazu i iniekcją kulek paliwowych. Modelowanie sugeruje, że plazma D-T z wiązkami DT ma szerokie maksimum mocy syntezy, z optymalną wydajnością nieco w kierunku plazmy bogatej w tryt przy umiarkowanej temperaturze jonowej. W przypadku tego scenariusza preferowany jest stan stacjonarny trwający 5 s zamiast efektów przejściowych, jak w przypadku scenariusza hybrydowego. Pomimo, że nacisk kładziony jest głównie na wydajność, wystarczająco dużo uwagi przy opracowywaniu tego scenariusza poświęcone jest badaniu fizyki w fazie H-mode. Porównaniu wydajności w obszarze piedestału i rdzenia w plazmach D-T, T i D przy wzrastającym prądzie plazmy (do 4 MA). Badaniu wpływu izotopów i cząstek alfa w scenariuszu podstawowym o wysokiej wydajności poprzez porównanie z plazmą D i T. Aby zapewnić zbadanie niezależnych dróg do syntezy jądrowej (tj. dobrze odróżniających się od np. drogi hybrydowej), badania przeprowadzono dla wysokich prądów plazmy w zależności od postawionego celu. W związku z tym eksperymenty przygotowywane były w "blokach" zajmujących się różnymi zagadnieniami fizyki. Pierwszy blok obejmował zagadnienia związane z zademonstrowaniem mocy syntezy jądrowej $>10\text{ MW}$ przez 5 s w wyładowaniach z plazmą 3,5 MA/3,35 T. Z powodu ograniczonej mocy grzania zastosowano plan alternatywny z plazmą 3 MA/2,85 T, która ma mniejszy próg mocy dla przejścia L-H, jest bardziej skłonna na NTMy (neoklasyczne mody przerywane) i mniej podatna na zerwanie sznura plazmowego. Głównymi aktywatorami w eksperymentach był prąd plazmy / pole toroidalne, dozowanie gazu podczas trybu wysokiego utrzymywania (aby zminimalizować kolizyjność i zoptymalizować mieszaninę DT) oraz scenariusz (H)DT grzania ICRH mniejszościowych jonów wodoru w plazmie DT lub N=2 T. Przeprowadzono wyładowania bez i w obecności zewnętrznego domieszkowania neonem. W pierwszym zestawie eksperymentów przeprowadzono skanowanie ilości napuszczanego gazu, dążąc do jak najmniejszej ilości iniekcji paliwa (w obecności kulek paliwowych) dla dobrej wydajności przy jednoczesnym zapewnieniu prawidłowego wejścia w tryb wysokiego utrzymania plazmy H-mode i bezpiecznego zakończenia wyładowania. W przypadku wystąpienia dużego ryzyka zerwania sznura plazmowego stosowano niskoprądowe wyładowania (1,4 MA/1,7 T) oczyszczające. Sukces pierwszego celu był oceniany na podstawie osiągnięcia niskiej kolizyjności, stabilnego utrzymania plazmy i wydajności z fuzji zbliżonej do oczekiwań. Po weryfikacji postępów w plazmie 3,5 MA planowano wykonanie kolejnego kroku w kierunku wyższego prądu, w poszukiwaniu zwiększonej wydajności fuzji i informacji na temat nasycenia w utrzymywaniu plazmy przy wysokim prądzie. Zastosowanie impulsów o większym prądzie plazmy 3.8 MA/3.65 T i 4 MA/3.65 T miało na celu badanie plazmy w obszarze centralnym i w obszarze piedestału. Wymaga to jednak pełnej dostępnej mocy dodatkowego grzania, zmniejszonej odległość do progu mocy przy przejściu L-H z dostępną mocą, lub skorzystania z obniżonego progu L-H w plazmie DT. Istnieje mniejsza podatność na NTMy i większe ryzyko wystąpienia niestabilności plazmy a w ostateczności zerwanie sznura plazmowego i większych sił towarzyszących temu zjawisku. Na Rys. 4.31 przedstawiono przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy, koncentracje zanieczyszczeń i promieniowania plazmy w wyładowaniu #99512 i #99513. Celem tego porównania było zbadanie wpływu zewnętrznego domieszkowania plazmy neonem w scenariuszu podstawowym.

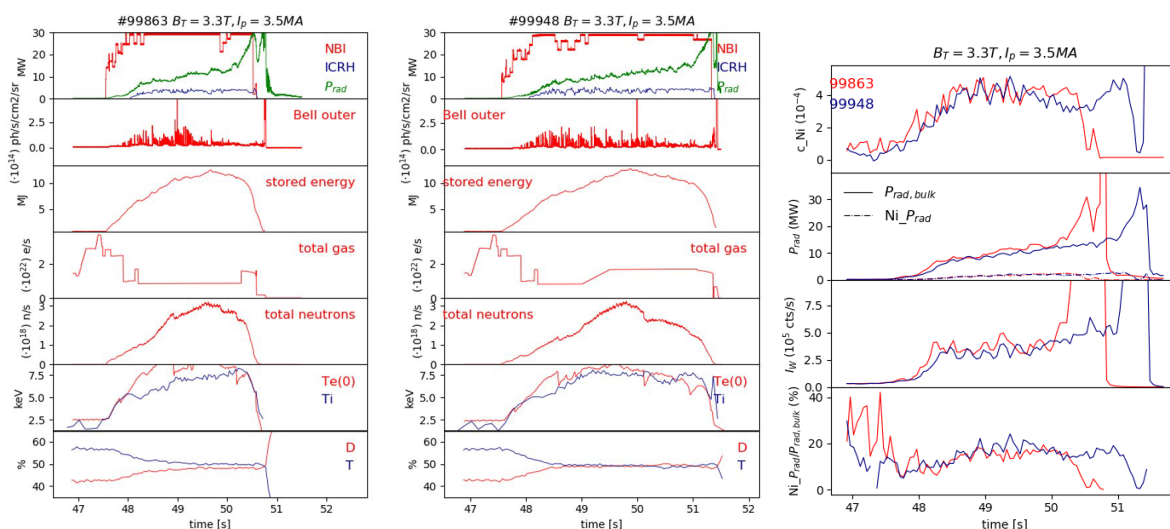


Rys. 4.31. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99512 bez Ne i #99513 z Ne w scenariuszu podstawowym, kolejno od góry (lewy i środkowy): moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii BeII, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertyora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Kolejno (prawy): Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad,bulk}$ i moc promieniowania niklu Ni_Prad . Procentowy wkład Ni_Prad do $P_{rad,bulk}$.

Nieznaczące różnice w koncentracji metalicznych zanieczyszczeń i mocy promieniowania plazmy były obserwowane w porównaniu obu wyładowań. W plazmie domieszkowanej neonem doszło do akumulacji wolframu i wzrostu promieniowania plazmy w końcowej fazie wyładowania. Wyładowania te różniły się częstotliwością niestabilności typu piłokształtnego. W fazie wyładowania pozbawionej niestabilności brzegowych typu ELM obserwowano wzrost koncentracji zanieczyszczeń i mocy promieniowania plazmy. W scenariuszy podstawowym największą moc syntezy D-T uzyskano w wyładowaniach #99863 i #99948, dla których przebiegi czasowe wybranych parametrów przedstawiono na Rys. 4.32. W przypadku tych wyładowań nie osiągnięto jednak stanu stacjonarnego trwającego 5 s. W obu przypadkach doszło do akumulacji wolframu odpowiedzialnego za gwałtowny wzrost promieniowania plazmy w końcowej fazie wyładowania. Mogło być to następstwem zmiany amplitudy i częstotliwości ELMów. Wkładu do $P_{rad,bulk}$ od zanieczyszczeń niklem nie przekraczał 15 %. W celu pełnej interpretacji potrzebna jest głębsza analiza danych.

W ramach przygotowań wyładowań o dużej mocy dla scenariusza podstawowego w DTE2, przeprowadzono badania transportu wolframu przy bardzo wysokim poziomie mocy NBI (>27 MW). W przeciwieństwie do przypadków o niższej mocy NBI, energia utrzymywania plazmy jest wyższa w przypadku zasilania peletami niż w przypadku iniekcji gazu w JET-ILW. Prowadzi to do większych różnic we właściwościach promieniowania i transporcie zanieczyszczeń w dwóch sposobach zasilania paliwem. Główny wynik tych badań odnosi się do dwóch mechanizmów powodujących silny wzrost koncentracji wolframu i promieniowania w przypadku wyładowań z peletami. Podobnie jak w przypadku niższych mocy NBI, a dyfuzja cząstek w SOL i gęstość na separatrixie prowadzi do ekranowania zanieczyszczeń w dywertyorze. Drugi mechanizm to dłuższy czas przebywania wolframu w rdzeniu plazmy. Korzystając z nowo opracowanej metody obliczeniowej w kodzie COREDIV, obliczono wartość bezwzględną czasu utrzymania wolframu τ_w dla dwóch wyładowań o dużej mocy, które reprezentują najwyższe osiągi w JET. Dla wyładowania z iniekcją gazu $\tau_w = 150$ ms, podczas gdy dla impulsu z peletami $\tau_w = 180$ ms. Warto wspomnieć, że ten wynik liczbowy dobrze pasuje do wartości uzyskanej w wyniku eksperymentalnego pomiaru wykładniczego zaniku promieniowania W, które było sporadycznie wykrywane jako TIE (ang. Transient Impurity Event). W wyładowaniu podobnym do symulowanego wyładowania z gazem, $\tau_w = 130$ ms. W odniesieniu do badań plazmy z kampanii DTE2, symulacje numeryczne przy użyciu kodu COREDIV są w trakcie realizacji. Analiza w szczególności

dotyczy badania różnych mechanizmów fizycznych odpowiedzialnych za zachowanie zanieczyszczeń w plazmie z zewnętrznym domieszkowaniem neonem. W rzeczywistości dla niektórych z nich promieniowanie wzrasta z czasem, a dla innych promieniowanie pozostaje niezmiennie podczas wyładowania.

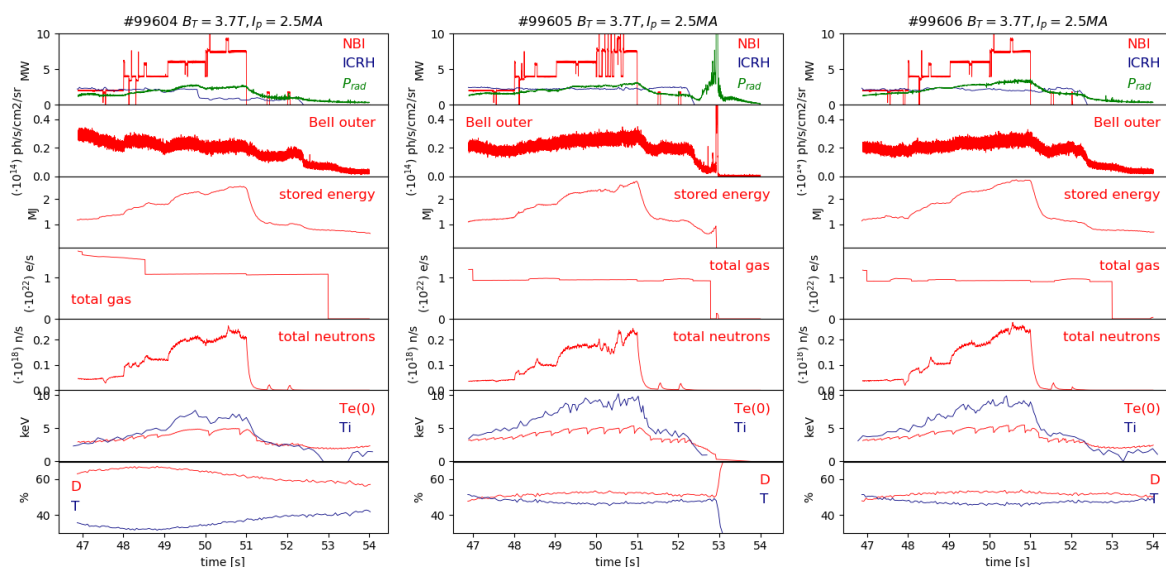


Rys. 4.32. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99863 i #99948 w scenariuszu podstawowym, kolejno od góry (lewy i środkowy): moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Kolejno (prawy): Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad, bulk}$ i moc promieniowania niklu $Ni_{P_{rad}}$. Procentowy wkład $Ni_{P_{rad}}$ do $P_{rad, bulk}$.

Eksperyment JET-M21-03 miała na celu także dostarczenie wyładowań referencyjnych dla innych eksperymentów, między innymi eksperymentu JET-M21-05 3-ion RF scenarios and alpha physics in the absence of energetic RF ions, którego celem było zademonstrowanie 3-ionowego scenariusza grzania ICRH używając częstotliwość rezonansową ${}^9\text{Be}$ ($f=25$ MHz) w plazmie D-T=50%-50% w L-modzie przy zastosowaniu niskiej mocy grzania NBI (4-6 MW), $B_T=3.7$ T, $I_p=2.5$ MA. W eksperymencie tym testowano także wpływ różnych faz anten ICRH: dipolowej, $+\pi/2$ i $-\pi/2$. Zaobserwowano wzrost temperatury jonowej z mocą grzania ICRH, co wykazało, że scenariusz 3-jonowy może być stosowany w plazmie D-T. Na Rys. 4.33 przedstawiono przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy dla wyładowania #99604 z fazą dipolową, #99605 z fazą $+\pi/2$ i #99605 z fazą $-\pi/2$. Na Rys. 4.34 przedstawiono przebiegi czasowe koncentracji i mocy promieniowania niklu, mocy promieniowania $P_{rad, bulk}$ oraz intensywności wolframu I_W . Wstępne analizy wykazały, że najniższą koncentrację Ni i moc promieniowania uzyskano w wyładowaniu z fazą dipolową w porównaniu do z fazą $+\pi/2$ i $-\pi/2$. Nie obserwowano znacznych różnic w zachowaniu zanieczyszczeń w przypadku faz $+\pi/2$ i $-\pi/2$. Wkład Ni do $P_{rad, bulk}$ nie przekraczał w tych przypadkach 15 %. Koncentracja zanieczyszczeń rosła wraz mocą grzania ICRH. Warto zauważyć, że w przypadku wyładowania z fazą dipolową obserwowano większy okres niestabilności piłokształtnych w porównaniu do pozostałych dwóch faz. Okres tych niestabilności ma wpływ zachowania wolframu w rdzeniu plazmy.

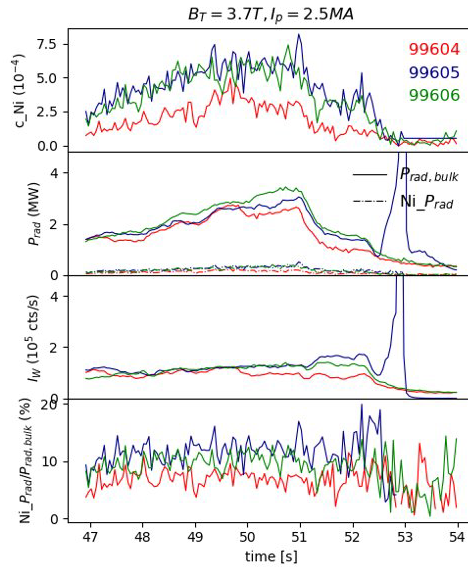
Głównym celem eksperymentu JET-M21-17: 2nd harmonic heating of T in DT plasmas in preparation for ITER była charakterystyka scenariusza grzania ICRH o drugiej częstotliwości rezonansowej trytu ($N=2$ T) w wysokowydajnych plazmach D-T w tokamaku JET. Ponadto ocena wpływu małych ilości ${}^3\text{He}$ w plazmie na badany scenariusz grzania, w celu maksymalizacji fuzji termojądrowej i porównanie z innymi scenariuszami w odniesieniu do przydatności do maksymalizacji wydajności syntezy. W strategii eksperymentu przewidziano wyładowania o mocy ICRH 5 MW przy 33 MHz, bez wcześniejszego napuszczania ${}^3\text{He}$ do maszyny i wyładowania z ${}^3\text{He}$. W obu przypadkach plazma miała

być dodatkowo ogrzewana wiązką neutralną D-T NBI. Przewidywano także badanie różnej fazy anten ICRH tj. fazę dipolową i $+\pi/2$. Faza dipolowa jest standardowo stosowana w JET. Jednak biorąc pod uwagę wyższą rezystancję sprzężenia fali i podobną wydajność ogrzewania rdzenia, faza $+\pi/2$ jest potencjalnie bardziej atrakcyjny dla operacji ITER. Stąd zainteresowanie jego porównaniem z fazą dipolową w plazmie DT.



Rys. 4.33. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99604, #99605 i #99606 w scenariuszu podstawowym, kolejno od góry: moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Kolejno (prawy): Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad, bulk}$ i moc promieniowania niklu Ni_{Prad} . Procentowy wkład Ni_{Prad} do $P_{rad, bulk}$.

W przeprowadzonym eksperymencie zastosowano jako wyładowanie referencyjne, wyładowanie hybrydowe optymalizowane w ramach eksperymentu JET-M21-01. W związku z tym w pierwszym kroku przeprowadzonych analiz porównano przebiegi zachowania zanieczyszczeń i mocy promieniowania w wyładowaniu #99597 z wyładowaniem hybrydowym #99596, w którym zastosowano scenariusz z pierwszą harmoniczną deuteru ($N=1D$) o częstotliwości rezonansowej $f=51$ MHz grzania ICRH o mocy 4,7 MW. Wyładowanie przeprowadzono dla pola magnetycznego $B_T=3,4$ T i prądu plazmy $I_p=2,3$ MA z dodatkową mocą grzania NBI=26 MW. W strzale #99596 uzyskano moc z fuzji $P_{fus}\approx 5,7$ MW w stanie stacjonarnym trwającym 5 s. W przypadku strzału #99597 osiągnięto $P_{fus}\approx 7,5$ MW, ale w stanie stacjonarnym trwającym tylko 2 s. Przebiegi czasowe wybranych parametrów oraz zachowanie badanych zanieczyszczeń i promieniowania plazmy przedstawiono na Rys. 4.35 W fazie przed przejściem do modu H, w oby przypadkach zaobserwowano wzrost koncentracji zanieczyszczeń o średnim-Z (Ni, Fe, Cu) z największą koncentracją i wkładem do promieniowania plazmy pochodzącego od Ni. W początkowej fazie wysokiego reżimu utrzymywania plazmy (48-50 s), niższą koncentrację Ni uzyskano w strzale #99597 w porównaniu do strzału #99596, głównie z powodu nieco mniejszej mocy grzania ICRH=2,7 MW. Jednakże w fazie wydłużonego czasu trwania wyładowania widoczny był wzrost w koncentracji niklu oraz nastąpił gwałtowny wzrost w mocy promieniowania plazmy. W głównej mierze za wzrost w $P_{rad, bulk}$ odpowiedzialny był wolfram, gdyż sygnał ten był dobrze skorelowany z zachowaniem intensywności I_W . Jedynie w okolicy 50.5 s impulsowy wzrost molibdeny odpowiadał za wzrost promieniowania plazmy. Ze względu na charakter ELMów w obu przypadkach doszło do akumulacji wolframu w fazie wygaszania wyładowania.



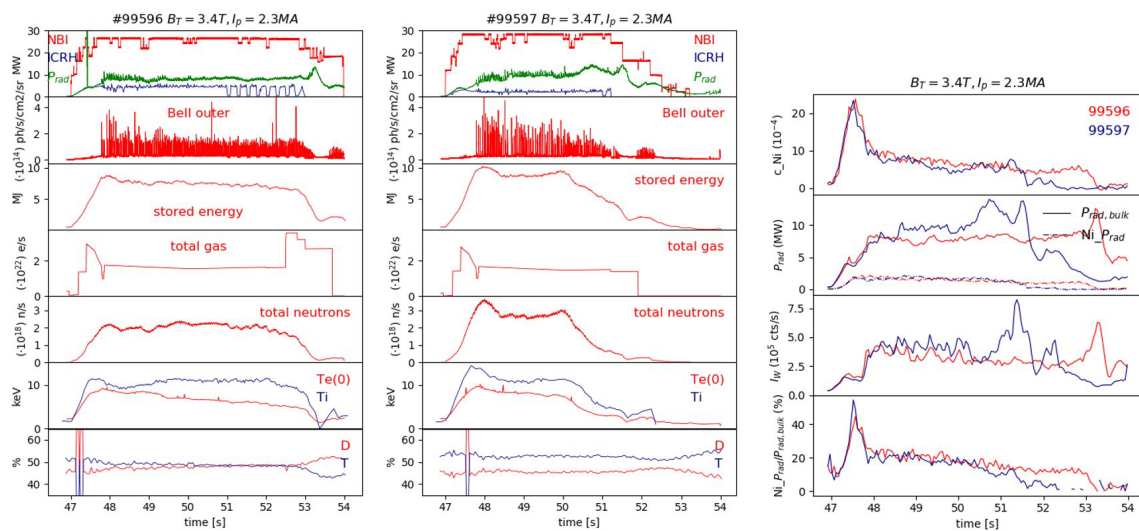
Rys. 4.34. Kolejno: Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad, bulk}$ i moc promieniowania niklu Ni_P_{rad} . Procentowy wkład Ni_P_{rad} do $P_{rad, bulk}$.

Jak zostało to wykazane na Rys. 4.36, w przypadku scenariusza ICRH N=2 T + N=1 ^3He (33 MHz), kiedy do plazmy wprowadzono dodatkowo kilka procent ^3He uzyskano mniejsze koncentracje zanieczyszczeń i mniejszą moc promieniowania w plazmie w porównaniu do scenariusza N=2 T.

Eksperyment JET-JET-M21-13 ma na celu zbadanie możliwości sterowania składem mieszaniny deuter-tryt przy pomocy peletów oraz porównanie skuteczności tego typu manipulacji z wynikami z plazmy wodorowo-deuterowej. Wyniki eksperymentu mają na celu sprawdzenie przewidywań z modelowania oraz ekstrapolację wyników na większe urządzenia. W ramach eksperymentu badano zmiany emisji promieniowania ciągłego (bremsstrahlung) wywołane ablacją peletu. Promieniowanie to było mierzone w zakresie światła widzialnego przy pomocy różnych diagnostyk KSRA, KS8 i KS3. Ze względu na dużą dynamikę zachodzących procesów, detekcja możliwa była wyłącznie z wykorzystaniem fotodiod diagnostyki KS3 (Rys. 4.37, pozostałe diagnostyki z zakresu widzialnego bazują na spektrometrach o dużo mniejszej rozdzielczości czasowej. System KS3 bardzo stabilnie wskazywał kolejne wprowadzenia paliwa zarówno w kierunku wertykalnym jak i horyzontalnym, brak sygnału był obserwowany wyłącznie w przypadkach słabego sygnału referencyjnego (sygnał DA/C1M-HFPI).

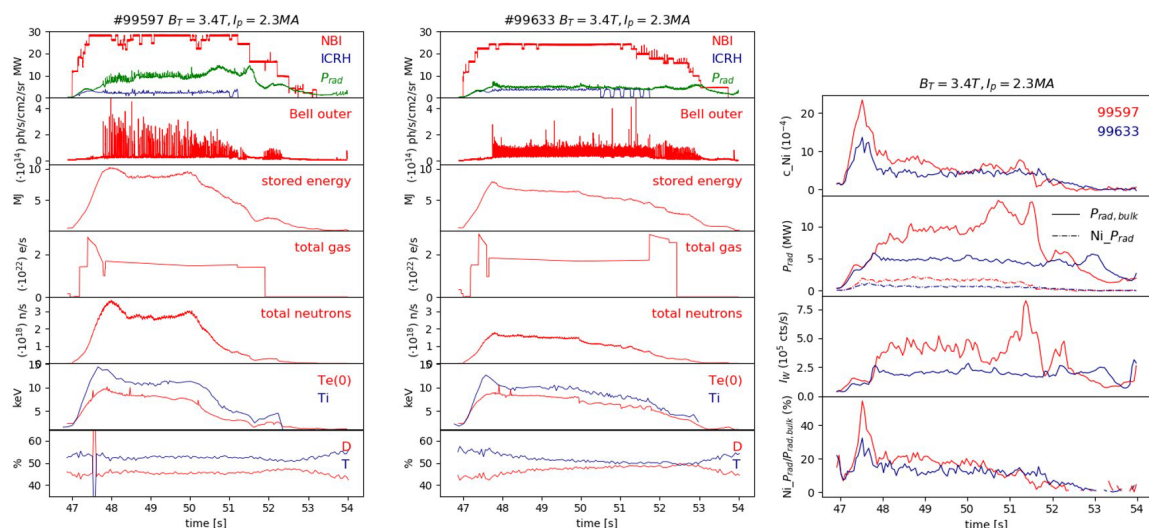
Celem eksperymentu JET-M21-14 Isotope dependence of L-H transition power threshold jest optymalizacja progu przejścia w reżimu z niskim do reżimu z wysokim utrzymaniem plazmy (ang. L-H transition) w plazmie deuterowo-trytowej. Eksperyment ten jest kontynuacją eksperymentu M18-14 przeprowadzonego podczas poprzednich kampanii eksperymentalnych w JET-ILW (ang. ITER-like wall). Pomiary parametrów fizycznych (temperatura jonowa, strumień jonów) związanych z momentem przejścia plazmy mają być odniesione do poprzednich wyników w plazmach wodorowych i trytowych. Z tego względu badane jest szeroki zakres plazm o różnych składach izotopowych oraz z wykorzystaniem helu. Ze względu na odmienne przewagi każdej z form grzania (NBI i ICRH) w różnych reżimach plazmy, badania są prowadzone oddzielnie dla każdej z nich. Wyniki te mają być odniesione do modelowania oraz istniejących reguł skalowania dla przyszłych reaktorów termojądrowych, w szczególności pod kątem tokamaka ITER. W ramach eksperymentu JET-M21-14 wykonano rekonstrukcje tomograficzne na podstawie danych z diagnostyki bolometrycznej. Proóg mocy przejścia L-H można scharakteryzować przez straty mocy P_{loss} lub moc przez separatrycę, zdefiniowaną jako $P_{sep} = P_{loss} - P_{rad}$, gdzie P_{rad} jest promieniowaniem z objętości plazmy, wewnątrz powierzchni magnetycznej $\Psi_N = 0.95$, gdzie Ψ_N jest znormalizowanym strumieniem toroidalnym. W ten sposób określając moc promieniowania z objętości plazmy (bez obszaru dywertora) i korzystając z powyższego stosunku można zbadać zależność progu mocy przejścia z jednego modu do drugiego dla różnego

składu plazmy (różnych izotopów). Dlatego wykonanie rekonstrukcji tomograficznych z danych bolometrycznych pozwalających na wyodrębnienie mocy promieniowania generowanego przez objętość plazmy jest niezbędne dla wykonania zadania w ramach eksperymentu JET-M21-14. W związku z tym przygotowywano rekonstrukcje tomograficzne dla serii wyładowań. Celem badań było sprawdzenie czy oscylacje dywertorowe są widoczne też na danych bolometrycznych i czy wprowadzają przyczynek do mocy promieniowania. Wybrano trzy wyładowania o podobnych parametrach dla plazmy deuterowo-trytowej #99470, #99471 i #99474 i dla każdego przejścia L-H przeprowadzono analizę danych bolometrycznych, wybrano momenty czasowe dla każdej rekonstrukcji (np., przed oscylacją, na zboczu oscylacji, itd.). Ze względu na dosyć krótki czas realizacji zdania, nie udało się uzyskać wszystkich rozpoczętych rekonstrukcji i doprowadzić je do akceptowalnego stanu. Mimo zmiany parametrów rekonstrukcji tylko niektóre przeszły test jakościowy, jak np. na Rys. 4.38 (lewy panel). Natomiast, pozostałe rekonstrukcje dla innych momentów czasowych (jak na Rys. 4.38 (prawy panel)) będą wymagały optymalizacji oraz dokończenia w ramach następnej kampanii eksperymentalnej.

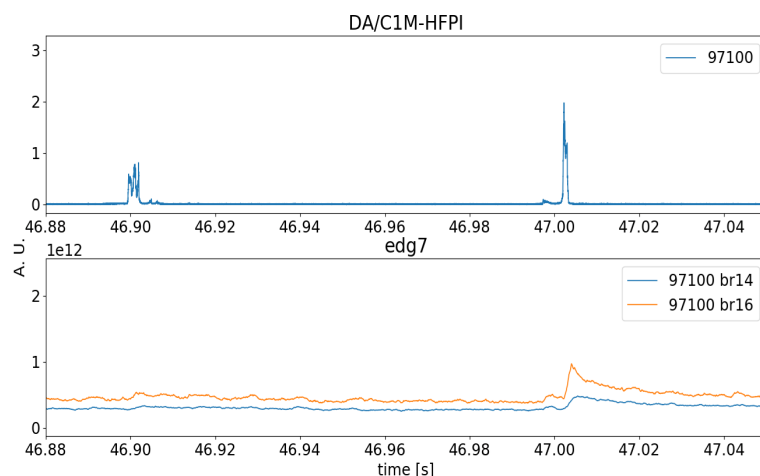


Rys. 4.35. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99596 i #99597 w scenariuszu hybrydowym, kolejno od góry (lewy i środkowy): moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Kolejno (prawy): Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu I_W . Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad,bulk}$ i moc promieniowania niklu Ni_P_{rad} . Procentowy wkład Ni_P_{rad} do $P_{rad,bulk}$.

Niemniej jednak w ramach prowadzonych badań wnioski były takie, że przejście L-H dla wszystkich zbadanych izotopów pozostaje w ramach przewidywań, wykazując się podobnymi profilami gęstości i temperatury elektronowej mimo rozbieżności w wartościach dla mocy progowej. Ponadto w ramach tego eksperymentu analizowana była moc wypromieniowywana przez zanieczyszczenia tuż przed przejściem L-H. W przeprowadzonych analizach wzięto pod uwagę wszystkie wyładowania, w których badano przejście L-H, z różnym składem izotopowym wodoru, wyładowania z helem (H, H+D, H+T, H+He, D, T, He) oraz z grzaniem NBI lub ICRH. Na Rys. 4.39 Wyniki wskazują na możliwe przeszacowanie mocy wypromieniowywanej przez wolfram i nikiel w plazmie z grzaniem ICRH, przy czym badanie to wymaga dalszej analizy, nie zauważono zaś tego efektu dla miedzi. Widoczny jest on najbardziej dla plazmy helowej i deuterowej, nie jednak zaś obserwowany dla plazm z domieszką wodoru. Co istotne, plazma ogrzewana wiązką neutralną nie wykazuje opisanego efektu, co może świadczyć o dodatkowych efektach mających miejsce przy grzaniu ICRH.



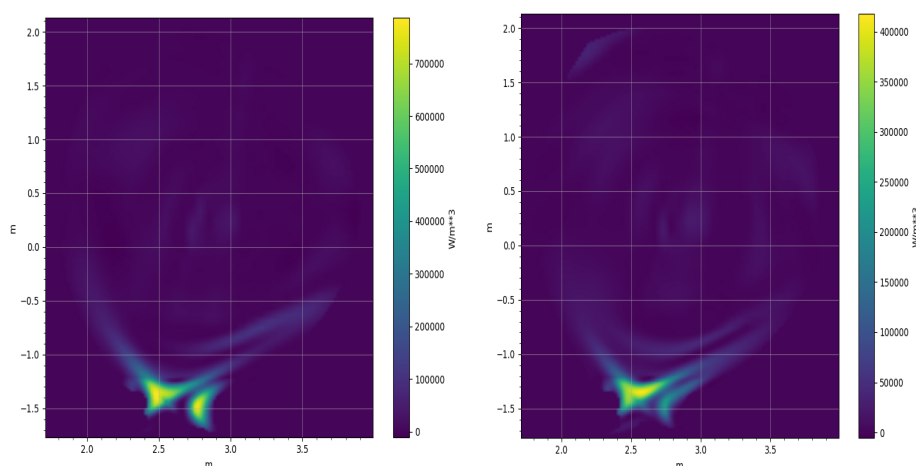
Rys. 4.36. Przebiegi czasowe wybranych parametrów plazmy w wyładowaniu #99597 i #99633 w scenariuszu hybrydowym, kolejno od góry (lewy i środkowy): moc grzania NBI i ICRH, moc promieniowania plazmy P_{rad} . Intensywność linii Bell, pokazująca częstotliwość niestabilności brzegowe typu ELM z pomiarów spektroskopowych w obszarze zewnętrznego dywertora. Zmagazynowana energia plazmy. Całkowita ilość napuszczonego gazu. Liczba neutronów 14 MeV. Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i . Procentowy udział D i T w plazmie. Kolejno (prawy): Koncentracja niklu c_{Ni} . Intensywność wolframu IW. Moc promieniowania plazmy w obszarze limitera $P_{rad,bulk}$ i moc promieniowania niklu $Ni_{P_{rad}}$. Procentowy wkład $Ni_{P_{rad}}$ do $P_{rad,bulk}$.



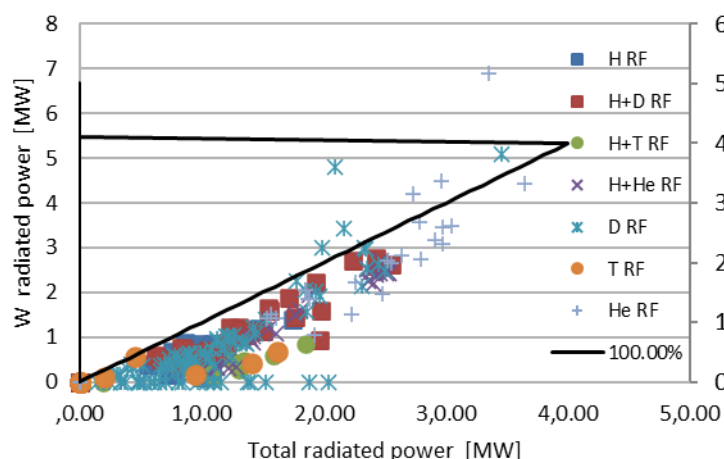
Rys. 4.37. Porównanie sygnałów z węzła DA/C1M-HFPI informującego o pojawieniu się peletu oraz odpowiedź promieniowania ciągłego z fotopowielaczy diagnostyki KS3

Aby prawidłowo oszacować moc emitowaną przez plazmę w wyładowaniu z iniekcją gazu, wybrano odpowiednią parę impulsów z i bez zastosowania iniekcji. Wyładowania te musiały być bardzo podobne w swojej naturze. Wybrano wyładowanie z użyciem co gazu z modułu GIM7 (ang. gas injection module), ponieważ znajduje się on w tym samym oktancie co kamera bolometru poziomego. Dla wyładowań z GIM7 korygowane były wszystkie sygnały z pionowej kamery bolometrycznej w celu wykonania rekonstrukcji tomograficznej. Otrzymana rekonstrukcja tomograficzna pokazała efekt promieniowania dla wtysku gazu i pozwoliła na obliczenie całkowitej mocy wypromieniowanej. Różnica pomiędzy mocą wypromieniowaną w wyładowaniu z iniekcją gazu i wyładowaniem bez iniekcji dawała wkład od GIM, tak jakby emitował on gaz toroidalnie symetryczny. Aby oszacować moc promieniowaną z powodu wtysku gazu, znalezioną moc toroidalnie symetryczną dzielono przez 8, aby znaleźć wkład z pojedynczego oktantu. Z obrazów z kamer widzialnych, stwierdzano lokalizację promieniowania podczas wtysku gazu, co usprawniało interpretację sygnałów bolometrycznych. Na Rys. 4.40 i Rys. 4.41 przedstawione są przykładowe tomografie bolometryczne dla wyładowania #96731 wykonane z

uwzględnieniem wpływu GIM7 na rozkład promieniowania w komorze (seq: 410) (Rys. 4.41) oraz tomografia bez udziału GIM7 (seq:386) (Rys. 4.40)



Rys. 4.38. Rekonstrukcje tomograficzne dla wyładowania #99474, $t=51.14$ s (po lewej), oraz $t = 51.36$ s (po prawej) dla plazmy o składzie $D = 40\%$ oraz $T = 60\%$.

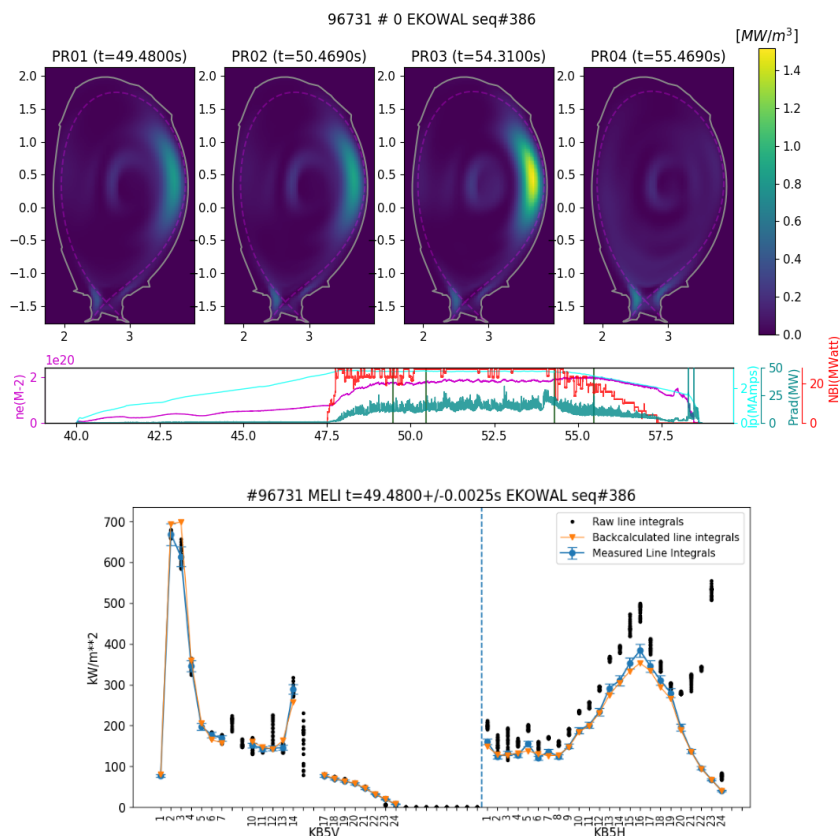


Rys. 4.39 Porównanie łącznej mocy wypromieniowywanej przez plazmę oraz mocy wypromieniowywanej przez wolfram w różnych mieszaninach gazu roboczego z grzaniem ICRH. Linia czarna (100 %) wskazuje granicę wzdłuż, której cała moc promieniowania pochodzi od wolframu.

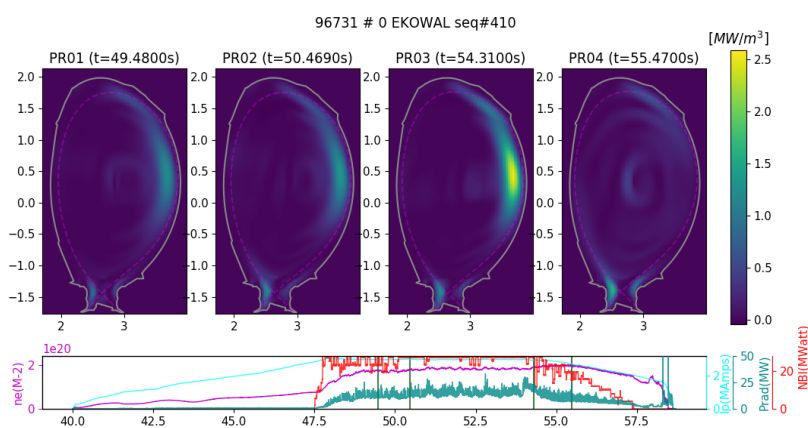
Rekonstrukcję topograficzną wykonano także dla strzałów: 97697, 97713, 97714 (M18-92), 99639 (JET-M21-17), 96514 (M16-16), 96731, 96730, 96999, 97466, 97467, 97471 (M18-01).

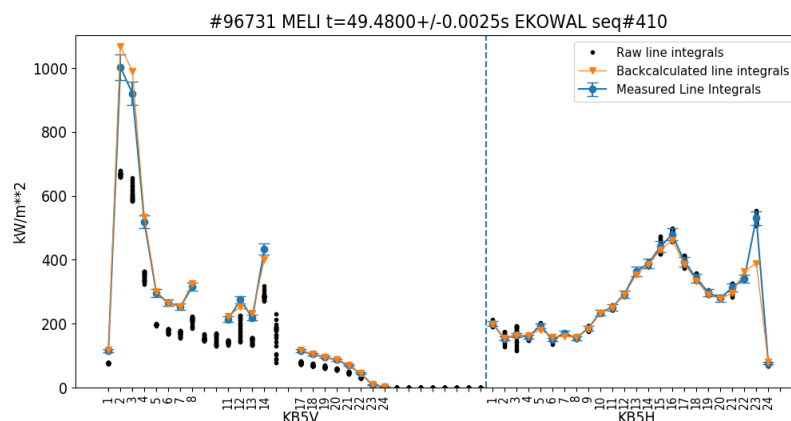
W 2021 roku pracownicy naukowcy z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma uczestniczyli w dwóch eksperymentach podczas kampanii deuterowo-trytowej na tokamaku JET. Pierwszy eksperyment dotyczył hybrydowego scenariusza pracy tokamaka (JET-JET-M21-01) i miał na celu demonstrację produkcji energii fuzyjnej trwające około 5 s, badanie efektów związanych z izotopami paliwa, grzania plazmy poprzez cząstki alfa jak również transportu jonów i jego wpływ na stabilność plazmy. Drugi eksperyment (JET-JET-M21-03) związany był ze scenariuszem podstawowym opracowywanym dla tokamaka ITER. Głównym założeniem eksperymentu była demonstracja produkcji energii z reakcji fuzyjnej na poziomie 10 MW dla wyładowania trwającego około 5 s. Podczas wyładowań analizowano wpływ iniekcji gazów na jakość plazmy, zależność od składu izotopowego oraz wpływ grzania przez cząstki alfa. Neutrony o energii 14 MeV są jednymi z produktów reakcji fuzyjnej deuteru i trytu. Pomiar ich emisji z plazmy pozwala na analizę transportu jonów w tokamaku oraz zbadanie wpływu zaburzeń na produkcję energii. Jedną z diagnostyk neutronowych zainstalowanych na tokamaku JET jest kamera neutronowa. W celu rekonstrukcji dwuwymiarowych rozkładów emisji promieniowania neutronowego w oparciu o dane zarejestrowane przez kamerę

neutronową, zastosowano metodę regularyzacji z użyciem minimalizacji funkcji informacji Fishera (ang. Minimum Fisher Information Regularisation). Otrzymane profile neutronowe zostały przeanalizowane pod kątem rezultatów odbiegających od spodziewanych wyników w celu zidentyfikowania zjawisk mających wpływ na stabilność wyładowania plazmowego. Standardowa dystrybucja produkcji neutronów jest symetryczna względem pola magnetycznego tokamaka z maksymalną wartością w centrum i gładkim spadkiem do zera w kierunku brzegów plazmy.



Rys. 4.40. Rekonstrukcje tomograficzne danych bolometrycznych dla wyładowania #96731 w różnych punktach czasowych i moc promieniowania plazmy wyznaczona na podstawie bolometrycznych kamer wertykalnych i horyzontalnych w seq:386.

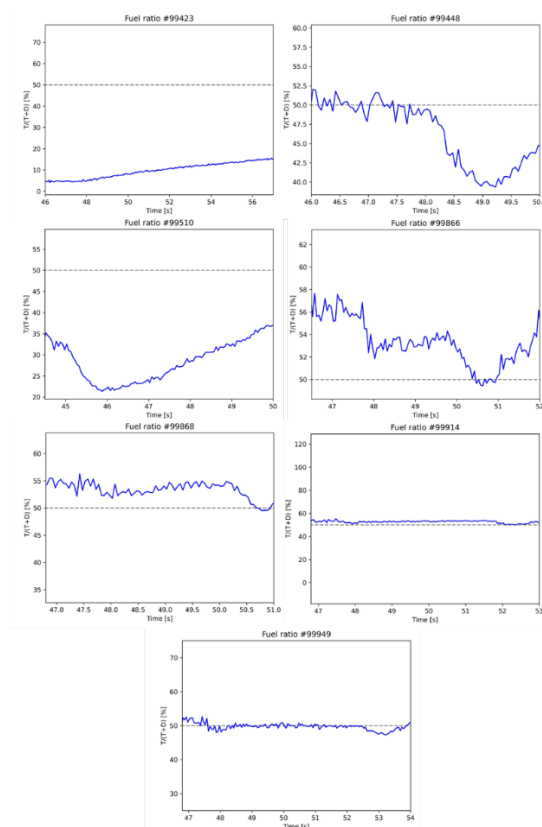




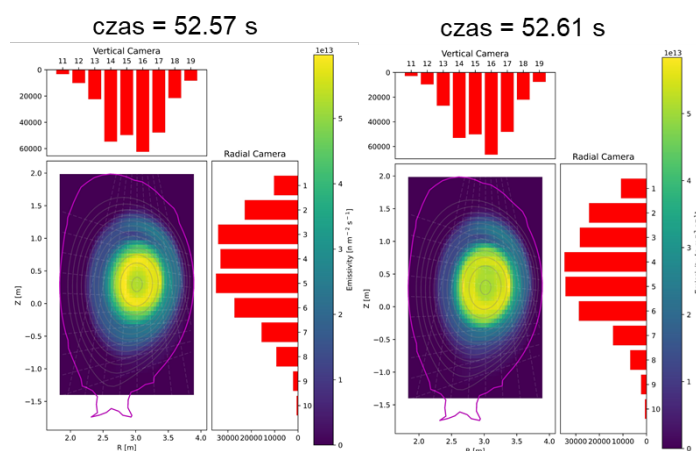
Rys. 4.41. Rekonstrukcje tomograficzne danych bolometrycznych dla wyładowania #96731 w różnych punktach czasowych i moc promieniowania plazmy wyznaczona na podstawie bolometrycznych kamer wertykalnych i horyzontalnych w seq:410.

W przypadku eksperymentu JET-JET-M21-01 skupiono się na wpływie zawartości trytu w plazmie na stabilność wyładowania. Ze względu na częste problemy z akwizycją danych z kamery neutronowej, dane potrzebne do analizy nie były dostępne dla wszystkich wyładowań plazmowych związanych z eksperymentami. Rys. 4.42 przedstawia porównanie zmienności procentowego składu paliwa podczas przykładowych wyładowań. Najmniejszą ilość trytu zanotowano dla wyładowania plazmowego #99423. W przypadku tego wyładowania, emisja neutronów zmieniała się gwałtownie. Profile emisji (przedstawione na Rys. 4.43) w szerokim przedziale czasu nie wykazywały rozbieżności od standardowego rozkładu produkcji neutronów. Zauważono, że zaburzenia pojawiły się przed nagłym, dużym spadkiem całkowitej wydajności neutronów, który prowadził do wygaszenia plazmy. Zaburzenia te powodują wyraźnie zauważalny spadek intensywności emisji neutronów z centrum plazmy i utworzenie charakterystycznego pierścienia. Analizując dane zebrane dla wyładowania plazmowego #99448 nie znaleziono żadnych rozbieżności od standardowej emisji neutronów. Natomiast, jeśli chodzi o wyładowanie plazmowe #99510, to charakteryzuje się ono zaburzeniem w rozkładzie temperatury jonowej. Zmniejszenie wydajności emisji neutronów w centrum plazmy znajduje się w korelacji z profilami temperatury jonowej dla przedziału czasowego 47 – 48 s. Przykładowe wyniki rekonstrukcji dwuwymiarowej dla wyładowania #99510 przedstawione zostały na Rys. 4.44. Wykazano również, że wyładowania plazmowe z zawartością trytu około 50 % wykazują dużą stabilność. Pozwoliło to na sformułowanie następującego wniosku, że wraz ze wzrostem zawartości trytu w paliwie zmniejsza się ilość zaburzeń w plazmie.

W przypadku eksperymentu JET-JET-M21-03 skupiono się na poszukiwaniu zaburzeń w emisji neutronowej związanej z aktywnością magnetohydrodynamiczną (MHD) plazmy. Biorąc pod uwagę siłę poloidalnego pola magnetycznego oraz prąd plazmy, przeanalizowane wyładowania można podzielić na trzy grupy. Do pierwszej grupy przynależą wyładowania #99512 i #99513. Charakteryzuje je pole magnetyczne 2.85 T oraz prąd plazmy 3 MA. Różnią się one od siebie dodatkiem neonu w przypadku wyładowania plazmowego #99513. Przeprowadzona analiza wykazała, że dodanie neonu nie wpływa znacząco na emisję neutronów. Do drugiej grupy wyładowań zaliczają się wyładowania plazmowe charakteryzujące się polem magnetycznym 3,35 T i prądem plazmy 3 MA. Dla tych wyładowań otrzymano standardowe profile emisji neutronów z maksymalną intensywnością emisji skupioną w centrum plazmy. Dwuwymiarowe rozkłady emisji neutronów dla tej grupy wyładowań przedstawiono na Rys. 4.45. Jakikolwiek zaburzenia w emisji neutronów dla tej grupy wyładowań plazmowych pojawiały się przed wygaszeniem plazmy i nie można ich było powiązać z żadną konkretną aktywnością magnetohydrodynamiczną.

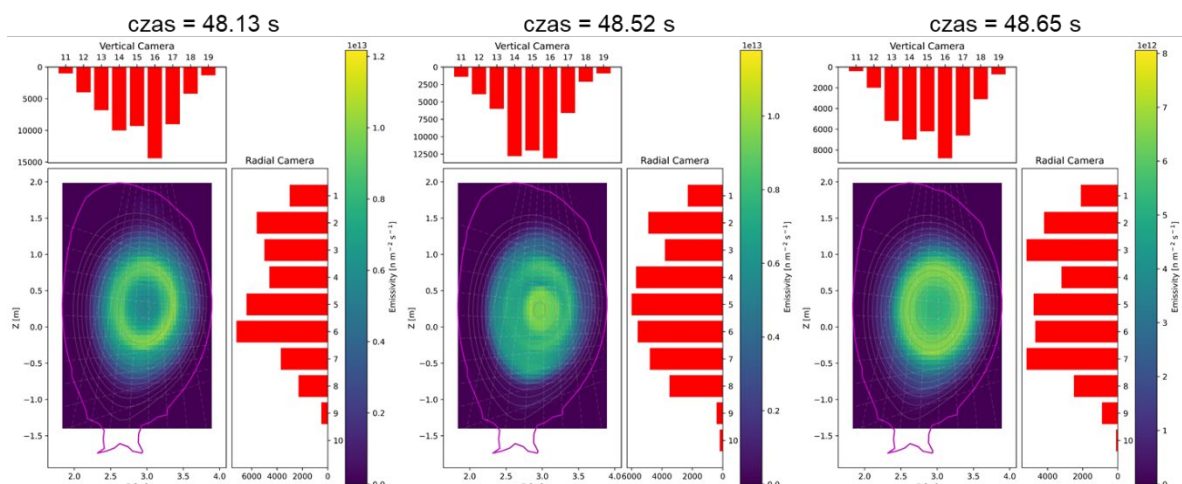


Rys. 4.42. Porównanie zawartości procentowej trytu w paliwie dla wyładowań plazmowych przeprowadzonych w ramach hybrydowego scenariusza pracy tokamaka

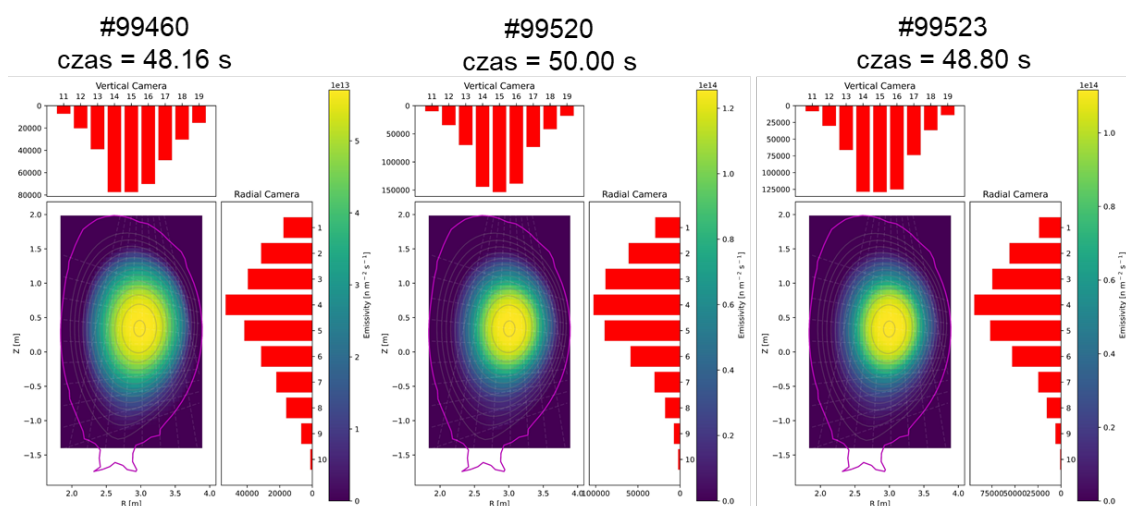


Rys. 4.43 Zaburzone profile emisji neutronów otrzymane dla wyładowania plazmowego. #99423.

Trzecia grupa wyładowań poddana analizie charakteryzowała się polem magnetycznym rzędu 3,3 T i prądem plazmy 3 MA. Główne parametry były zbliżone do poprzednich, ale udało się osiągnąć wyższe temperatury i gęstości elektronowe. Duża część wyładowań charakteryzowała się zaburzeniami w emisji neutronów. Zauważono, że drobne fluktuacje emisji neutronów pojawiały się na początku każdego z rozważanych wyładowań plazmowych. Rys. 4.46 przedstawia rozkłady emisji neutronów o kształcie pierścieniowym. W przypadku tych wyładowań plazmowych, maksimum emisji neutronów znajduje się po stronie słabszego pola magnetycznego (prawa strona profili). Silne zaburzenia w transporcie jonów powodujące odstępstwa od standardowego profilu emisji neutronów są związane z aktywnością MHD. Powodują one szybki spadek całkowitej emisji neutronów i wygaszenie wyładowania plazmowego.

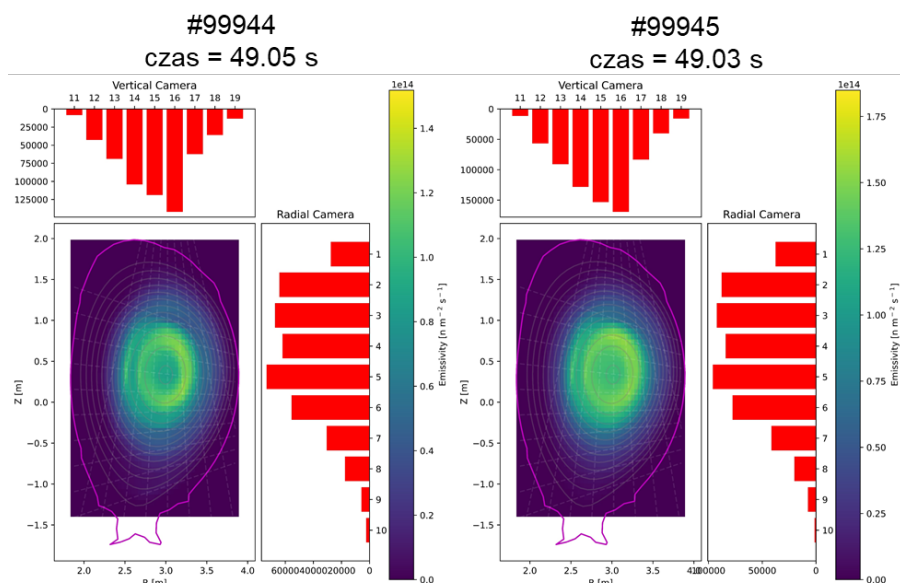


Rys. 4.44 Zaburzone profile emisji neutronów otrzymane dla wyładowania plazmowego #99510



Rys. 4.45. Dwuwymiarowe rozkłady emisji neutronów dla wyładowań plazmowych charakteryzujących się polem magnetycznym 3.35 T i prądem plazmy 3 MA (dla eksperymentów z podstawowym scenariuszem pracy tokamaka)

W przypadku eksperymentu JET-JET-M21-03 skupiono się na poszukiwaniu zaburzeń w emisji neutronowej związanej z aktywnością magnetohydrodynamiczną (MHD) plazmy. Biorąc pod uwagę siłę poloidalnego pola magnetycznego oraz prąd plazmy, przeanalizowane wyładowania można podzielić na trzy grupy. Do pierwszej grupy przynależą wyładowania #99512 i #99513. Charakteryzuje je pole magnetyczne 2.85 T oraz prąd plazmy 3 MA. Różnią się one od siebie dodatkiem neonu w przypadku wyładowania plazmowego #99513. Przeprowadzona analiza wykazała, że dodanie neonu nie wpływa znacząco na emisję neutronów. Do drugiej grupy wyładowań zaliczają się wyładowania plazmowe charakteryzujące się polem magnetycznym 3.35 T i prądem plazmy 3 MA. Dla tych wyładowań otrzymano standardowe profile emisji neutronów z maksymalną intensywnością emisji skupioną w centrum plazmy. Dwuwymiarowe rozkłady emisji neutronów dla tej grupy wyładowań przedstawiono na Rys. 4.45. Jakikolwiek zaburzenia w emisji neutronów dla tej grupy wyładowań plazmowych pojawiały się przed wygaszeniem plazmy i nie można ich było powiązać z żadną konkretną aktywnością magnetohydrodynamiczną.

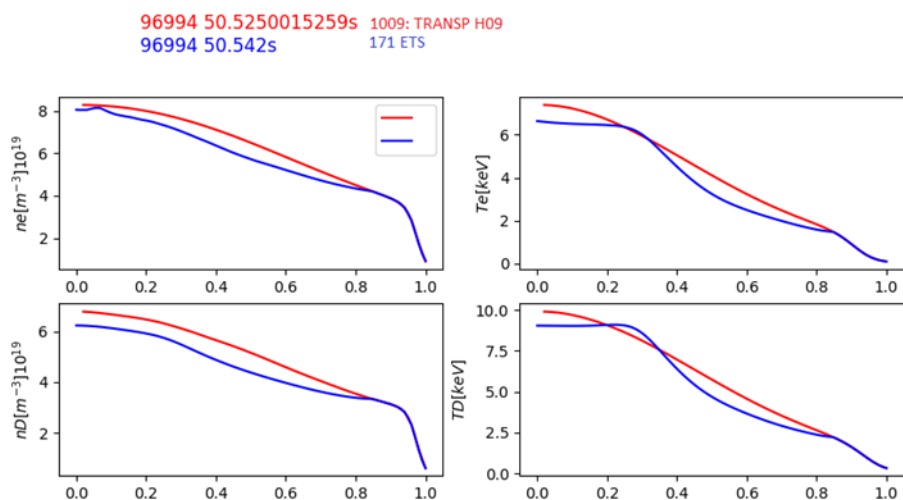


Rys. 4.46. Zaburzone profile emisji neutronów dla wyładowań #99944 i #99945 związane z aktywnością magnetohydrodynamiczną

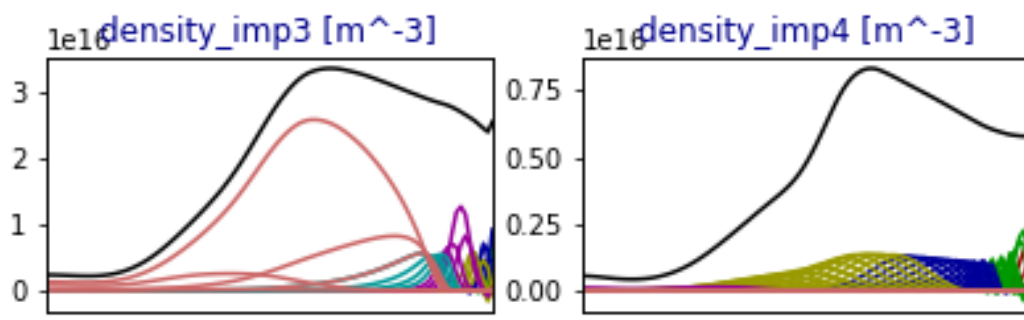
Naukowcy z IFPiLM w ramach zadania JET-T17-07 realizowali cel D4, który brzmi następująco: Modelowanie wyładowania DT ze zaktualizowanymi danymi wejściowymi z odpowiednich zadań JET: (1) Sprawdzenie zdolności obliczania strumienia i widma neutronów, produktów reakcji DT w interpretacyjnych, zintegrowanych narzędziach do modelowania. (2) ocena zdolności przewidywania profili temperatur T_i , T_e i gęstości elektronowej n_e za pomocą quasi-liniowych modeli transportu turbulentnego w predykcyjnych zintegrowanych narzędziach do modelowania. W związku z celem D4 testowano model transportu plazmy TGLF z regułą nasycenia SAT2 dla wyładowania deuterowego w scenariuszu podstawowym JET #96994. Reguła nasycenia SAT2 jest nowym rozszerzeniem modelu TGLF mającą na celu bardziej trafne modelowanie transportu plazmy głównej w eksperymentach typu tokamak. Po uzyskaniu możliwości odtworzenia profili gęstości i temperatur dla wyładowania #96994 planowane było użycie modelu do wykonania ekstrapolacji do eksperymentu z paliwem deuterowo-trytowym (DT) i porównanie wyników z równoległe przeprowadzanym eksperymentem na tokamaku JET.

Na początku lipca 2021 podczas spotkania grupy T17-07 został zgłoszony problem ze zbyt dużym przewidywaną przewodnością termiczną, czego skutkiem było płaskie profile temperatur elektronowej i jonowej w centrum sznura plazmowego w porównaniu do profili dopasowanych do danych eksperymentalnych (patrz Rys. 4.47).

Spłaszczenie profili temperatur w centrum było już obserwowane wcześniej. Niefizycznie wartości transportu były jednak przypisane faktowi, że model TGLF trafnie przewiduje transport mniej więcej od wartości 0.2 znormalizowanego promienia. W celu ominięcia tego problemu w modelowaniu ETS-TGLF nie uwzględniano transportu przewidywanego przez model TGLF dla wartości znormalizowanego promienia mniejszych od 0.2. W trakcie dyskusji autor kodu TGLF (Gary Staebler) uznał jednak, że obliczone wartości znacznie wykraczają poza oczekiwane wartości przewidywane przez TGLF w centrum. Na życzenia autora kodu, wykonano serię symulacji kodem ETS-TGLF dla różnych wartości parametrów, włączając w to symulacje elektrostatyczne oraz symulacje bez uwzględnienia domieszek.



Rys. 4.47. Profile gęstości elektronowej (n_e) i jonowej (n_D) oraz temperatur elektronowej (T_e) i jonowej (T_D). Kolorem czerwonym oznaczono profile dopasowane do danych eksperymentalnych. Kolorem niebieskim oznaczono profile obliczone p kodem ETS-TGLF.

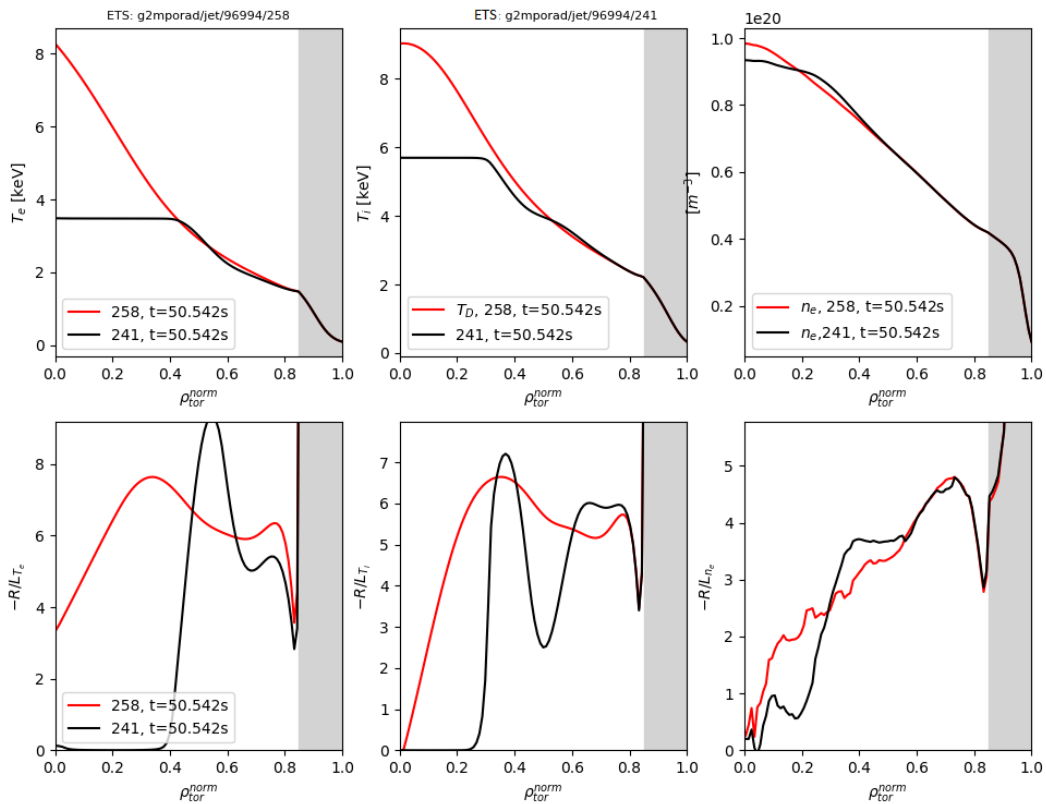


Rys. 4.48. Profile gęstości domieszki niklu (lewa strona) i wolframu (prawa) dla wyładowania 96994.

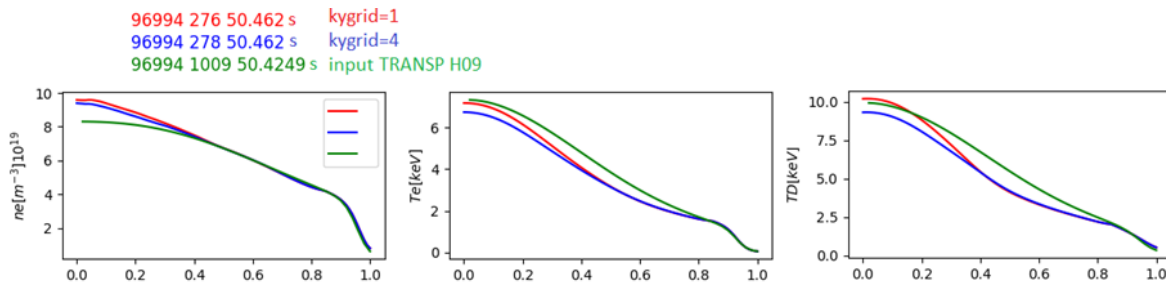
Po analizie wyników symulacji kodem ETS-TGLF, autor kodu znalazł błąd w kodzie polegający na nieprawidłowym potraktowaniu cięższych domieszek, w przypadku, gdy ich profile są wklęsłe w centrum (ang. hollow profiles). Rekonstrukcję profili domieszek niklu i wolframu w wyładowaniu #96994 przedstawiono na Rys. 4.48. Po naprawieniu błędu zaczęto testować nową wersję modelu TGLF SAT2.

Rys. 4.49 zawiera wyniki symulacji po uwzględnieniu poprawki numerycznej (TGLF git commit: ece567d, czerwony). Płaskie profile w centrum zniknęły całkowicie. Pojawił się nawet problem ze zbyt dużym wypikowaniem profilu temperatury elektronowej. Częściowo za ten fakt jest odpowiedzialny brak modelu niestabilności typu sawtooth w kodzie ETS. W wyładowaniu #96994 profil w pochodnej strumienia pola magnetycznego jest bardzo blisko wartości jeden na osi, co jest sygnałem występowania niestabilności typu sawtooth w centrum plazmy. W wyładowaniach, w których nie występują te niestabilności dominującym transportem na osi jest transport neoklasyczny (modelowany w kodzie ETS przy użyciu modelu NCLASS). Model neoklasyczny przewiduje mniejszy transport elektronów w stosunku do transportu jonów. Jednakże ta zależność nie obowiązuje w przypadku występowania niestabilności typu sawtooth, ze względu na zachodzenie dużego mieszania elektronów i jonów oraz wyrzucania ich poza ściśle centrum sznura plazmowego. W celu uwzględnienia ad-hoc tego zjawiska w kodzie ETS, pomnożono ciepłe przewodnictwo elektronowe przez współczynnik 43 ($\approx \sqrt{(m_i / m_e)}$), co zrównało ciepły transport elektronów i jonów. Na wykresach zamieszczonych na Rys. 4.50 widać trafne przewidywanie modelu ETS-TGLF-SAT2 temperatury jonowej i elektronowej w centrum. W zewnętrznych rejonach sznura plazmowego ($\rho_{\text{tor}}^{\text{norm}} > 0.3$) profile temperatur są zaniżone, co znajduje jest przyczyną niedoszacowania emisji neutronów. W przeciwieństwie do profili temperatur, gęstość elektronowa jest dobrze odtworzona w zewnętrznych rejonach sznura plazmowego, natomiast jest przeszacowana na osi. Dobre odtworzenie gęstości elektronowej wynika z uwzględnienia źródła, pochodzącego od wstrzeliwanych kapsulek z paliwem. Źródło to zostało uwzględnione ad-hoc

poprzez narzucenie źródła o profilu gaussowskim w $\rho_{\text{tor}}^{\text{norm}} > 0.9$. Amplituda źródła oraz szerokość zostały zaczerpnięte z modelu peletów używanego w kodzie JINTRAC.

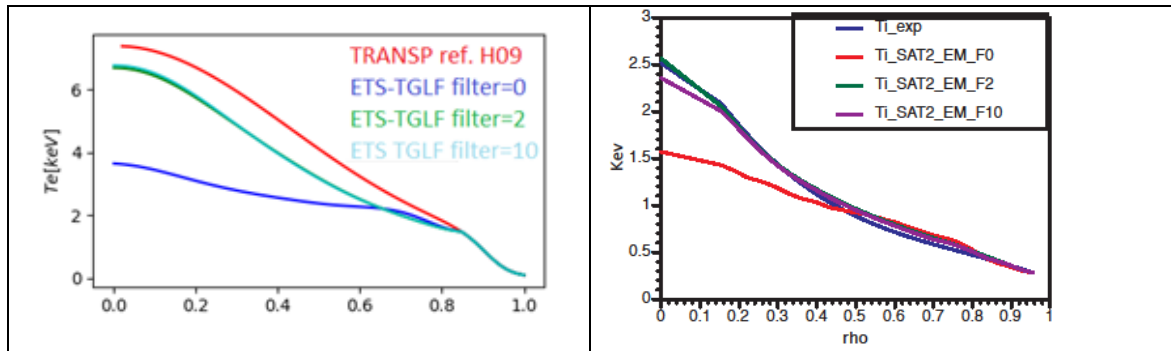


Rys. 4.49. Czerwone: profile temperatur i gęstości (górny rząd) przewidywane przez kod ETS-TGLF po uwzględnieniu poprawek numerycznych do reguły nasycenia SAT2. Dolny rząd zawiera znormalizowane gradienty profile w rzędzie górnym. Kolor czarny odpowiada profilom obliczonym przez naniesionym poprawkami w kodzie TGLF SAT2



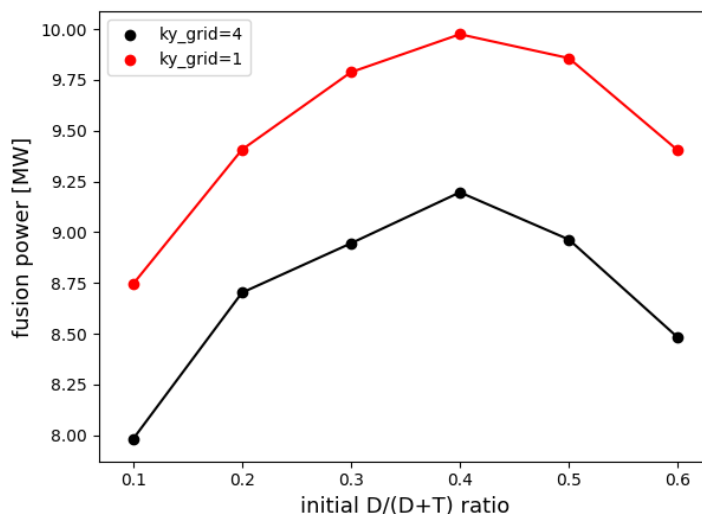
Rys. 4.50. Profile gęstości elektronowej n_e , temperatury elektronowej T_e i temperatury jonowej T_i obliczone kodem ETS po uwzględnieniu niestabilności typu sawtooth. Zielony: profile dopasowane do danych eksperymentalnych

Porównano także przewidywania kodu ETS-TGLF dla wyładowania JET #96994 w zależności od parametru filter modelu TGLF do obliczeń wykonanych przez autora kodu (Gary Staebler) dla tokamak DIID (patrz Rys. 4.51). Parametr filter ma na celu nieuwzględnienie modów, jeśli ich częstotliwość jest większa niż $\text{FILTER} * (\text{maximum drift wave frequency})$ (ang. maksymalna częstotliwość fali dryfu). Tym samym odcinane są niefizyczne mody, które powstały po rozszerzeniu spektrum pędu poprzecznego na mniejsze wartości (kygrid=4). To oznacza, że obliczenia, w którym przyjęto kygrid=4 muszą być wykonane z niezerową wartość współczynnika filter.



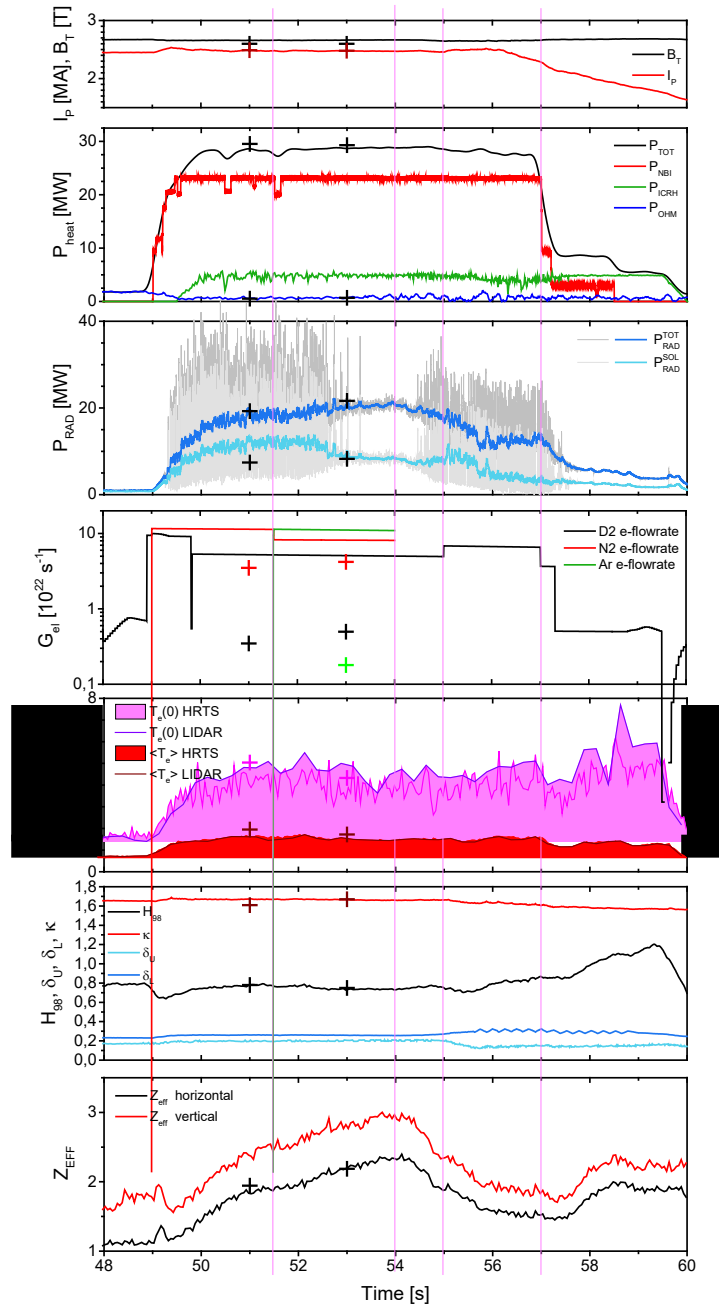
Rys. 4.51. Porównanie modelowania ETS dla JET z modelowaniem TGLF dla tokamaku DIID. Wykonano obliczenia dla wartości filter=0, 2 oraz 10. Symulacje wykonane dla wartości wsp kygrid=4

Po uwzględnieniu poprawek w kodzie TGLF wykonano ekstrapolację wyładowania JET 96994 do wyładowania z paliwem DT przy mocy 33 MW. Rys. 4.52 zawiera zależność mocy pochodzącej od reakcji DT w zależności od początkowej wartości stosunku koncentracji paliwa D do gęstości plazmy głównej, $nD/(nD+nT)$. Obliczenia wykonano dla wartości parametru kygrid=1 i 4 przy wartości parametru filter=2. Z wykresów zamieszczonych na Rys. 4.52 widać, że maksimum mocy osiągane jest dla koncentracji $nD/(nD+nT) = 0.4$ niezależnie od wartości parametru kygrid. W zależności od wartości parametru kygrid moc może wynosić 9 MW (kygrid=4) lub 10 MW (kygrid=1). Podobne przewidywanie zostały wykonane przy pomocy kodów TRANSP i JINTRAC przez innych uczestników grupy T17-07.



Rys. 4.52. Moc pochodząca od reakcji DT w zależności od początkowego stosunku koncentracji paliwa D, $nD/(nD+nT)$

Wykonano dwuwymiarowe symulacje wyładowania #92366 dla urządzenia JET przy pomocy kodu EIRENE, które byłyby pomocne przy przygotowaniu i analizie wyładowań o wysokiej wydajności w kampanii C41 i C42. Przebieg czasowy wyładowania #92366, w którym zastosowano dogrzewanie plazmy $P_{TOT}=29$ MW oraz domieszkowanie N i Ar został przedstawiony na Rys. 4.53. Do modelowania wybrano dwa momenty, $t_1=51$ s i $t_2=53$ s. W pierwszym z nich włączone jest domieszkowanie N, w następnym napuszcza się oba gazy jednocześnie. W celu określenia poprawnych warunków brzegowych do modelowania 2D kodem EDGE2D-EIRENE jako wstępny krok przeprowadzono symulacje przy pomocy zintegrowanego kodu COREDIV.



Rys. 4.53. Przebieg czasowy wyładowania #92366 na, którym zaznaczono momenty wybrane do modelowania: $t_1=51s$ i $t_2=53s$. A) Toroidalne pole magnetyczne i prąd plazmy, B) moc grzania dodatkowego, C) promieniowanie, D) tempo napływu gazów, E) temperatury średnie i maksymalne w plazmie centralnej, F) współczynnik utrzymania plazmy, współczynnik trójkątności (ang. „triangularity”) górny i dolny oraz współczynnik bezpieczeństwa, G) ładunek efektywny Z_{eff} .

Jako dane wejściowe wykorzystano następujące parametry: średnią gęstość elektronową $\langle n_e \rangle = 7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla t_1 i $\langle n_e \rangle = 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla t_2 oraz gęstość elektronową na separatrixie $n_e^{sep} = 3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla t_1 i $n_e^{sep} = 3.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ dla t_2 , współczynnik utrzymania $H^{98} = 0.78$ dla t_1 i $H^{98} = 0.75$ dla t_2 , oraz prąd plazmy $I_p = 2.5 \text{ MA}$, toroidalne pole magnetyczne $B_T = 2.6 \text{ T}$ w obu przypadkach. Dobrą zgodność uzyskano dla obliczonej mocy grzania omowego. Również całkowite poziomy promieniowania zgadzają się z eksperymentem, problemem jest podział promieniowania pomiędzy centrum (CORE) i warstwę brzegową (SOL) dla t_1 . Zastosowane poziomy templa napuszczania domieszek są inne, zwłaszcza dla t_2 – o rząd wielkości, co jest często spotykaną sytuacją z uwagi na zastosowany w kodzie uproszczony model źródeł i rozkładu neutralów, oraz uproszczoną geometrię, która bardzo wpływa na ich zachowanie. Mimo tych ograniczeń, implementacja modelu wybijania domieszek z płyt dywerta (ang.

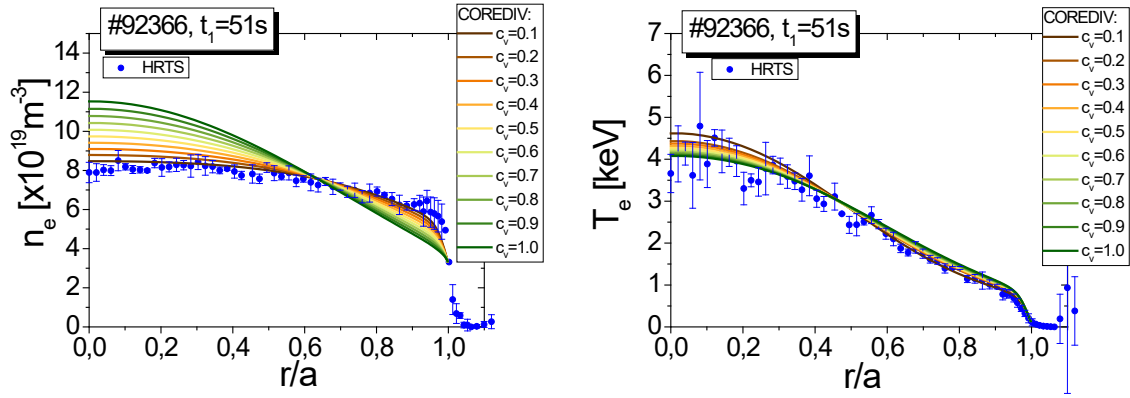
„sputtering”) pozwala na oszacowanie źródeł wolframu, który przez swoją wysoką liczbę atomową determinuje poziom promieniowania wewnątrz separatory. Istotnym jest zatem poprawne oszacowanie stosunku promieniowania w centrum $P_{\text{RAD}}^{\text{CORE}}$ do promieniowania w brzegu $P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}}$, a nie tylko całości promieniowania $P_{\text{RAD}}^{\text{TOT}}$, które dla obu wybranych momentów jest zadowalająco zgodne z eksperymentem. Porównanie tych istotnych parametrów zostało przedstawione w Tabeli 4.2.

Tabela 4.2 Zestawienie wyników eksperymentalnych i symulacji dla bilansu energii i promieniowania. Dla chwili t_1 przedstawiono wyniki uzyskane z dwoma zestawami parametrów wejściowych (na zielono)

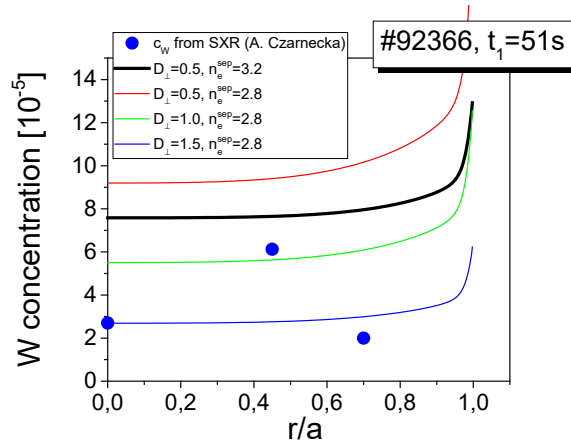
	t_1			t_2	
	Experimental	COREDIV-1	COREIDV-2	Experiment	COREDIV
P_{AUX} [MW]	28.3	29	29	28.7	29.3
$P_{\text{RAD}}^{\text{TOT}}$ [MW]	18	19.3	16.5	20	21.7
$P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}}$ [MW]	11.7	7.5	11.5	8.7	8.3
$P_{\text{RAD}}^{\text{CORE}}$ [MW]	6.3	11.8	5.0	11.3	13.4
$P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}} / P_{\text{RAD}}^{\text{CORE}}$	1.86	0.62	2.3	0.80	0.62
$P_{2\text{SOL}}$ [MW]	22.3	17.2	24.5	17.4	15.9
n_e^{sep} [10^{19} m^{-3}]	3-4	3.5	2.8	3-4	3.5
$D_{\perp}$ [m^2/s]	---	0.5	1.5	---	0.5

Można zauważyć w nich rozbieżność pomiędzy eksperymentem a symulacją dla $P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}}$ i $P_{\text{RAD}}^{\text{TOT}}$ w t_1 . Aby zniwelować tę różnicę przeprowadzono dodatkowe obliczenia przy zmodyfikowanej gęstości na separatrixie $n_e^{\text{sep}} = 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Skutkowało to rzeczywiście uzyskaniem większego promieniowania w centrum, ale i podniosło wartość ładunku efektywnego Z_{eff} dużo powyżej wartości eksperymentalnej. Drugą analizowaną możliwością poprawy zgodności z eksperymentem było podniesienie współczynnika dyfuzji radialnej w warstwie brzegowej $D_{\perp}$ z $0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ do $1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ a następnie $1.5 \text{ m}^2/\text{s}$. Spowodowało to obniżenie napływu W do centrum, co obniżyło promieniowanie w centrum $P_{\text{RAD}}^{\text{CORE}}$ i spowodowało wzrost mocy przechodzącej przez separatrixę $P_{2\text{SOL}}$. Niestety, spowodowało również obniżenie $P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}}$, zatem ich suma również zmalała. Zastosowanie obu zmian równocześnie pozwoliło na zbliżenie się do wartości eksperymentalnych promieniowania, lecz równoczesne dopasowanie innych parametrów wymaga manipulacji również tempem napuszczania gazu, co jest procedurą dość żmudną i czasochłonną. Rozbieżności mogą również wynikać z obecności w eksperymencie nieuwzględnionych lekkich domieszek (np. Be, B, O), które automatycznie zwiększają promieniowanie w SOL. Z drugiej strony, dobre dopasowanie w t_2 sugeruje, że w tym przypadku wartości parametrów wybrano poprawnie bez wprowadzania dodatkowych zmian.

Następnie, dzięki dopasowaniu współczynników transportu w plazmie centralnej udało uzyskać się dobrą zgodność z eksperymentalnymi profilami gęstości elektronowej n_e i temperatury elektronowej T_e (Rys. 4.54). W tym przypadku na wykresach pokazano w jaki sposób na profile wpływa zmiana współczynnika wartości prędkości płynowej dośrodkowej c_v (ang. „inward pinch velocity”). Do dalszych prac przy pomocy EDGE2D-EIRENE używano wartości $c_v = 0.1 \text{ m/s}$.



Rys. 4.54 Porównanie danych eksperymentalnych z obliczeniami dla gęstości elektronowej (po lewej) i temperatury elektronowej (po prawej) dla plazmy centralnej w funkcji parametru prędkości płynowej dośrodkowej.

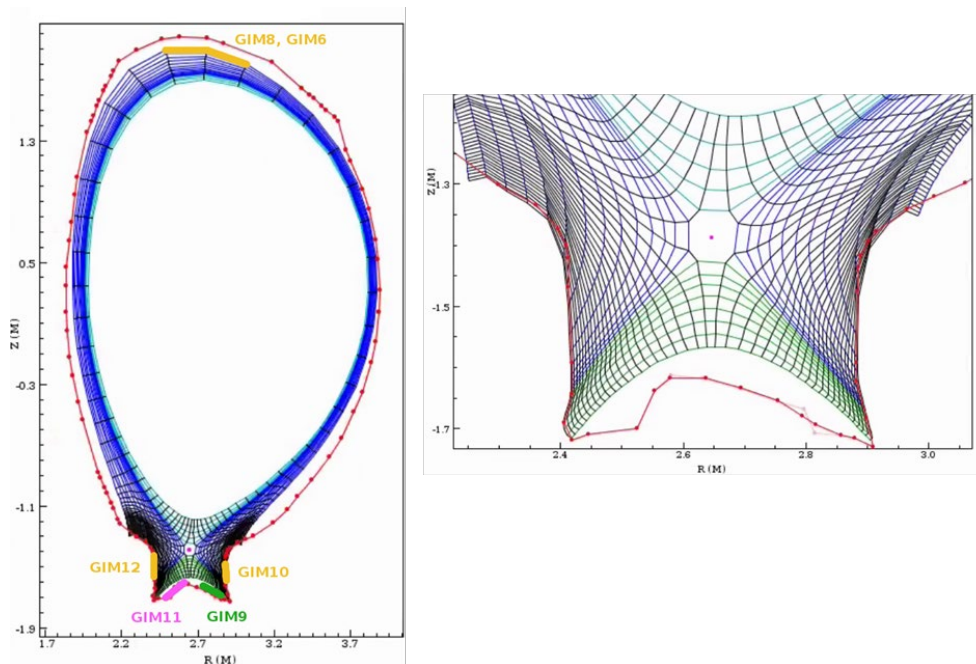


Rys. 4.55 Porównanie obliczonych profili koncentracji W z danymi eksperymentalnymi.

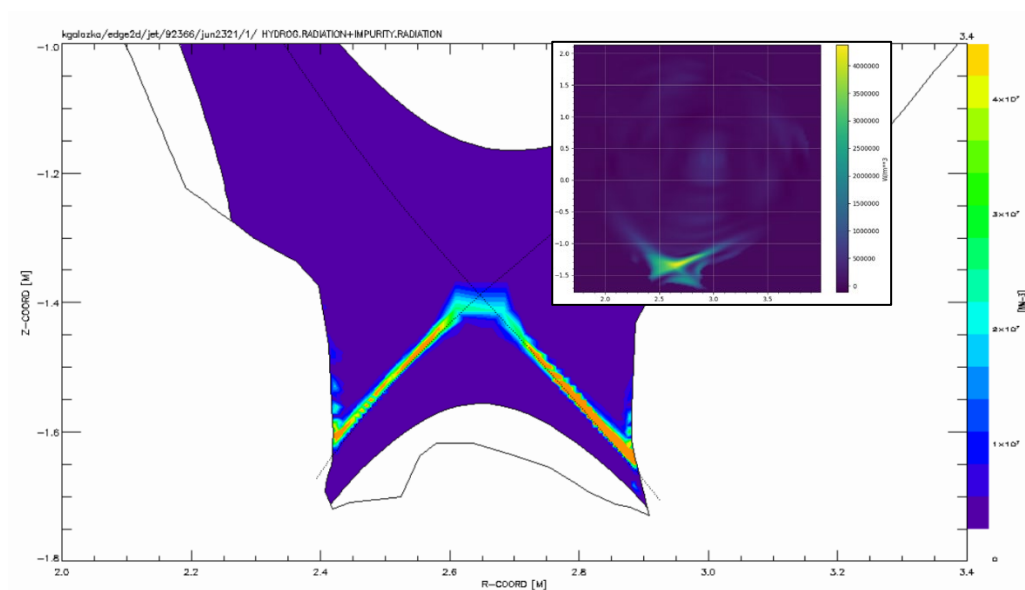
Dla najlepiej dopasowanego przypadku w t_1 przeprowadzono również zgrubne porównanie koncentracji W w centrum, przedstawione na Rys. 4.55. Niestety, nie ma oszacowania błędów dla danych pomiarowych. Najlepszą zgodność uzyskano dla wspomnianych wcześniej parametrów $n_e^{\text{sep}} = 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i $D_{\perp} = 1.5 \text{ m}^2/\text{s}$.

Wykorzystując informacje eksperymentalne i uzyskane w procesie symulacji za pomocą kodu COREDIV wartości parametrów rozpoczęto symulacje kodem EDGE2D-EIRENE dla chwili t_1 . Jest to kod dla plazmy brzegowej, który wykorzystuje model kinetyczny neutralów, dzięki czemu może wziąć pod uwagę geometrię tokamaka. Do obliczeń wykorzystano używany wcześniej profil parametrów transportu w obszarze piedestału (kolor jasnoniebieski na rysunku 4). Konstrukcja siatki obliczeniowej przedstawiona jest na Rys. 4.56, wraz z zaznaczonymi miejscami napuszczania gazów. Użyto eksperymentalnych wartości: D z dysz GIM10 i GIM12, po $1 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ każda, D z dysz GIM8 and GIM6 w tempie $3 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$, co daje w sumie $5 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ napuszczanego deuteru (ang. „fuelling”). Dla momentu t_1 użyto dodatkowo napuszczania N z dyszy GIM9 w tempie $1.7 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ (12×10^{22} elektronów/s). Dla parametrów transportu wykorzystano $D_{\perp} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ oraz wartości przewodności cieplnej dla elektronów (i jonów) $\chi_e = \chi_i = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$, tak jak w symulacjach kodem COREDIV. Wartości warunków brzegowych to: $P_{\text{SOL}} = 22.2 \text{ MW}$ (podzielona po równo na jony i elektrony), całkowity strumień plazmy przez separatoryse $5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$, nieco wyższy niż w COREDIV ($3.5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$). Wartość docelowa gęstości na separatorysie ustawiona została na $n_e^{\text{sep}} = 4.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Jej kontrola zachodziła przez nieznaczne zmiany współczynnika recyklingu (tak, jaki to mechanizm zaimplementowany jest w COREDIV). Albedo powierzchni pompujących, usytuowanych w rogach „nóg” dywertora, wynosiło 0.97. Kod dla

kinetycznych neutralów EIRENE był wywoływany co 5-10 kroków kodu płynowego dla plazmy, analizowanych było 15000 historii. Na chwilę obecną nie zostało uwzględnione wybijanie wolframu, jako że jego rola w SOL sprowadza się do rozcieńczania plazmy, a jego promieniowanie w centrum zostało wcześniej oszacowane i uwzględnione w wartości mocy P_{2SOL} . Pozwoliło to na znaczne skrócenie czasu obliczeń. Chociaż, ze względu na inne własności refrakcyjne dla D zostało uwzględnione przejście materiału ściany komory z W na Be w odpowiednich obszarach. Wykluczono natomiast efekty dryfów i niestabilności brzegowych (ELM-ów). Założono, że jedyną domieszką w chwili t_1 był wspomniany wyżej N.

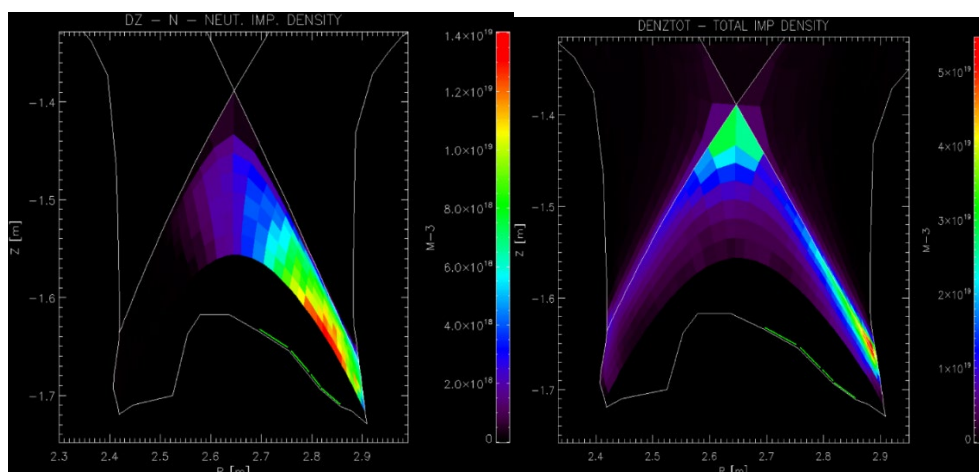


Rys. 4.56. Siatka obliczeniowa używana do symulacji kodem EDGE2D-EIRENE (lewo) wraz z powiększeniem obszaru dywertora (prawo). Strona wewnętrzna tokamaka jest od lewej, zewnętrzna od prawej. Na rysunku zaznaczono umiejscowienie dysz napuszczających gaz



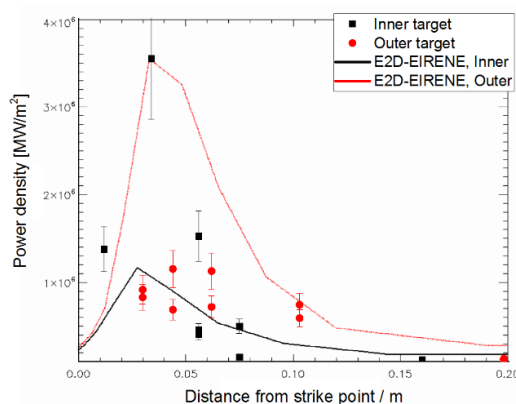
Rys. 4.57. Obliczony kodem EDGE2D-EIRENE rozkład promieniowania dla momentu t_1 wyladowania #92366 wraz z wstawionym rozkładem eksperymentalnym

Uzyskano dobrą zgodność całkowitej wartości promieniowania $P_{\text{RAD}}^{\text{SOL}}$: 11.7 MW w eksperymencie i 10.8 MW w symulacji (z czego 1.5 MW to promieniowanie wodoru a 9.4 MW promieniowanie azotu). Na kolejnym Rys. 4.57 widać jednak, że detale rozkładu promieniowania nie zgadzają się z tomograficzną rekonstrukcją rozkładu promieniowania z danych eksperymentalnych bolometrii. Symulacje wskazują na rozkład promieniowania bardziej zlokalizowany wokół separatrysy z maksimum wynoszącym około 400 kW/m^2 , podczas gdy rekonstrukcja wskazuje na liczbę o rząd wielkości większą. W eksperymencie rozkład ten obejmuje większą powierzchnię przekroju, zwłaszcza po stronie wewnętrznej dywertora (na lewo od punktu X): promieniowanie obejmuje obszar na separatrysie powyżej punktu X, podążając za jej kształtem. Sugeruje to niższe niż w symulacji temperatury w tym obszarze, lub obecność domieszek o małym i/lub średnim Z.



Rys. 4.58. Symulowane rozkłady domieszki: atomy – lewo, wszystkie jony – prawo, Na zielono zaznaczono obszar ściany, z którego następowało domieszkowanie

Umieszczenie dyszy napuszczającej N w rejonie prywatnym dywertora tłumaczy uzyskany rozkład gęstości neutralów zademonstrowany na Rys. 4.58 po lewej. Tłumaczy również asymetrię rozkładu jonów N, pokazaną na Rys. 4.58 po prawej: duża gęstość przy zewnętrznej płycie dywertora. Jest to spójne z uzyskanym wcześniej numerycznie rozkładem promieniowania. Obecność dużej ilości domieszek, rzędu $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ w punkcie X z kolei podpowiada, iż gdyby rzeczywiście temperatura w tym obszarze spadła uzyskałoby się wynik zbliżony do rozkładu eksperymentalnego. Można zastosować podobną strategię, jak w symulacjach kodem COREDIV: modyfikacja n_e^{sep} i $D_{\perp}$, można też zmodyfikować współczynnik albedo, co zmieni gęstość plazmy obszarze bliżej płyt, a nawet wprowadzić model dryfów. Dalsze prace będą postępować w tym kierunku.



Rys. 4.59. Porównane wyników eksperymentalnych (sondy Langmuirowskie) i symulacji dla obciążenia termicznego płyt dywertora. Dla danych dla płyty wewnętrznej zastosowano odbicie lustrzane w $r=0$. Oszacowanie błędów pomiarowych na poziomie 20 %. Powtarzające się punkty dla tej samej współrzędnej odpowiadają sondom umiejscowionym w różnych przekrojach toroidalnych

Na Rys. 4.59 przedstawiono eksperymentalne i symulowane profile obciążenia termicznego dla obu płyt dywertora. W symulacji moc docierająca do płyty zewnętrznej jest większa niż do płyty wewnętrznej (Rys. 4.59): maksimum 3.5 MW w porównaniu do 1 MW. Z danych eksperymentalnych wynika, że powinno być odwrotnie, niż w obliczeniach. Stoi za tym fakt, iż w eksperymencie obszar promieniowania po stronie wewnętrznej jest większy niż po zewnętrznej. Uzyskanie dokładniejszych szacunków obciążeń termicznych jest bardzo istotne dla przyszłych kampanii, zwłaszcza wysoko wydajnych, gdzie przewiduje się dużą moc grzania dodatkowego, jak również mieszkankę D-T.

Osiągnięcia w zakresie technologii

Rozwój detektorów gazowych jest bezpośrednio związany z przygotowaniem nowych technologii dla przyszłych urządzeń termojądrowych. Dlatego opracowanie takiej technologii, która będzie niezbędna dla monitorowania poziomu promieniowania, ma duże znaczenie dla odniesienia sukcesu w tym obszarze.

Rozwój narzędzi informatycznych

Analiza danych neutronowych zarejestrowanych podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku MAST-U wymagała przygotowania specjalnych narzędzi umożliwiających rekonstrukcję dwuwymiarowych rozkładów emisji neutronów dla poszczególnych wyładowań. Do opracowanego wcześniej kodu bazującego na metodzie minimalizacji informacji Fishera dodano możliwość analizy danych z kolejnego tokamaka. Moduł umożliwiający pobieranie danych odpowiadających kamerze neutronowej z MAST-U został przygotowany w języku programowania Python. Kamera neutronowa na tym urządzeniu jest zlokalizowana w nietypowy sposób. Z tego względu dostosowanie kodu komputerowego do tego przypadku wymagało analizy geometrii kamery w trzech wymiarach. Analiza tomograficzna w przypadku tokamaka MAST-U pozwala na rekonstrukcję rozkładu emisji neutronów w dwóch płaszczyznach. Przygotowano również kod komputerowy pozwalający na obliczenie temperatury jonowej na podstawie pomiaru całkowitej wydajności neutronów. Narzędzie opiera się na parametryzacji reaktywności dla oddziaływań deuter-deuter oraz deuter-tryt w zależności od temperatury przy stałych pozostałych współczynnikach. Do wyznaczenia poszukiwanej wartości potrzebna jest również informacja na temat gęstości jonowej paliwa w tokamaku.

Analiza danych neutronowych z kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET wymagała przygotowania specjalnych narzędzi umożliwiających rekonstrukcję dwuwymiarowych rozkładów emisji neutronów dla poszczególnych wyładowań. Pracownicy naukowcy z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma przygotowali do tego celu kod w języku programowania Python. Kod ten umożliwił pobieranie danych eksperymentalnych wraz z dopasowaniem ich struktury do potrzeb analizy. Kod komputerowy do tomografii neutronowej przygotowany specjalnie do analiz dla tokamaka ITER dopasowano do potrzeb kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET. Dopisano specjalny moduł odpowiedzialny za implementację danych z kamery neutronowej dla tokamaka JET. Dodatkowo przeanalizowano geometrię kamery neutronowej składającej się z dwóch części: radialnej i wertykalnej. Pozwoliło to na obliczenie macierzy kontrybucji stanowiącej podstawę obliczeń tomograficznych. Przygotowany kod komputerowy przetestowano dla danych z kamery neutronowej zarejestrowanych podczas poprzednich kampanii eksperymentalnych na tokamaku JET.

W ramach badań „Accompanying Research” w roku 2021 były prowadzone prace w kierunku rozwoju i zastosowania detektorów gazowych typu GEM. W ramach tego zadania prowadzone były prace nad przygotowaniem narzędzi informatycznych do symulacji sygnałów z detektora GEM na bazie kodów numerycznych GEANT4 oraz Garfield++. Oprócz tego nadal były rozwijane narzędzia numeryczne opracowywane w środowisku MATLAB do akwizycji oraz procesowania danych sygnałowych z detektora GEM. Ponadto utworzona została podstawowa biblioteka do pozyskiwania danych spektroskopowych z tokamaka WEST. Została ona oparta o bibliotekę IMAS i umożliwia odczyt oraz porównanie wizualne danych o zanieczyszczeniach w tym tokamaku.

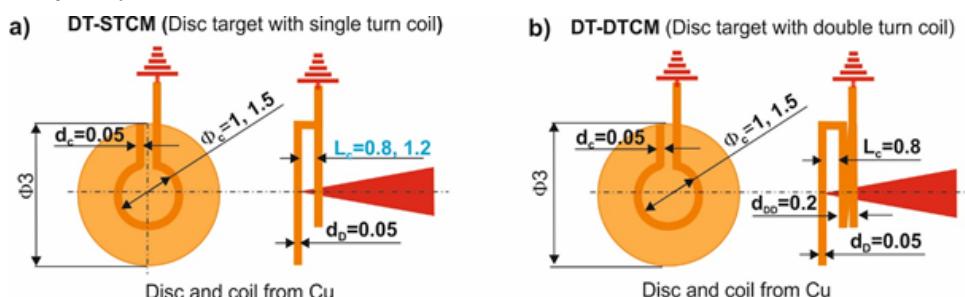
Do eksperymentów na tokamaku JET napisano skrypt do automatycznych obliczeń mocy wypromieniowywanej przez zanieczyszczenia takie jak miedź, nikiel i żelazo. Pozwoliło to na porównanie wkładu każdego z pierwiastków do łącznej mocy wypromieniowywanej przez plazmę. Oprócz tego powstał algorytm do automatycznego obliczania sygnału ‘pikowania’ zanieczyszczeń w

centrum plazmy na podstawie geometrii plazmy oraz położenia linii horyzontalnych diagnostyki w zakresie SXR. Sygnał ten jest wskaźnikiem dotyczącym transportu zanieczyszczeń do centralnego obszaru plazmy, jego poziom zaś jest zależny od ich ilości.

Analiza danych neutronowych z kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET wymagała przygotowania specjalnych narzędzi umożliwiających rekonstrukcję dwuwymiarowych rozkładów emisji neutronów dla poszczególnych wyładowań. Pracownicy naukowcy z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma przygotowali do tego celu kod w języku programowania Python. Kod ten umożliwił pobieranie danych eksperymentalnych wraz z dopasowaniem ich struktury do potrzeb analizy. Kod komputerowy do tomografii neutronowej przygotowany specjalnie do analiz dla tokamaka ITER dopasowano do potrzeb kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET. Dopisano specjalny moduł odpowiedzialny za implementację danych z kamery neutronowej dla tokamaka JET. Dodatkowo przeanalizowano geometrię kamery neutronowej składającej się z dwóch części: radialnej i wertykalnej. Pozwoliło to na obliczenie macierzy kontrybucji stanowiącej podstawę obliczeń tomograficznych. Przygotowany kod komputerowy przetestowano dla danych z kamery neutronowej zarejestrowanych podczas poprzednich kampanii eksperymentalnych na tokamaku JET.

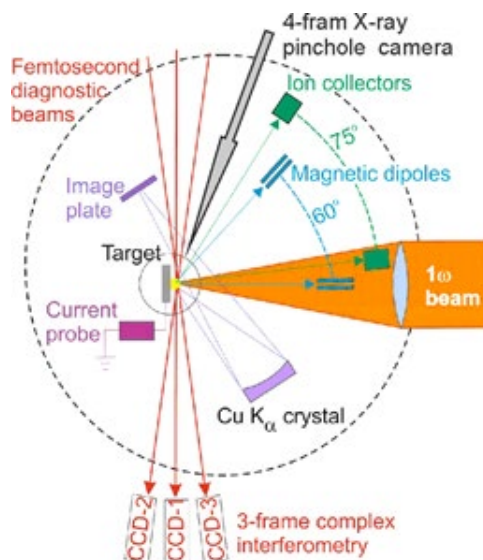
5. Badanie bezpośredniego i udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej: teoria, symulacje, eksperymenty oraz doskonalenie diagnostyk

Tematyką badań zrealizowanych w ramach projektu WPENR-IFE, w tym zadania szczegółowego **WP5: „Magnetic-field-assisted implosion and ignition”** są eksperymenty dotyczące wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz o specjalnej konstrukcji przydatnych, zarówno dla realizacji fuzji inercyjnej ICF jak i badań astrofizycznych. Celem badań jest poznanie wpływu pola magnetycznego na parametry komprymowanej plazmy, a w szczególności na emisję gorących elektronów i jonów odpowiedzialnych za transport energii promieniowania laserowego do fali uderzeniowej, które są istotne z punktu widzenia realizacji ICF zgodnie z koncepcją *shock ignition* (SI). Do generacji pola magnetycznego wykorzystywane były miedziane tarcze dyskowe sprzężone z jedno lub dwuzwojową cewką, działające na zasadzie tarcz typu „capacitor-coi” (CCT), o konstrukcji przedstawionej na rys. 5.1.



Rys. 5.1. Tarcze dyskowe do formowania strumieni namagnesowanej plazmy: a) z cewką jednozwojową oraz b) z cewką dwuzwojową

Źródłem pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę, jest prąd płynący w obwodzie dysk-cewka, będący wynikiem SPM generowanych w plazmie ablacyjnej pod wpływem oświetlenia dysku wiązką laserową. Tarcze oświetlane były wiązką lasera jodowego PALS o energii około 500 J, zogniskowaną do minimalnego promienia (około 50 μm), co pozwalało uzyskać intensywność na tarczy powyżej $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$. Aby zmieniać warunki oddziaływania pola magnetycznego z kreowaną plazmą wewnątrz cewki, stosowano cewki o różnych średnicach (Φ_c), usytuowane na różnych odległościach (L) od dysku.



Rys. 5.2. Lokalizacja diagnostyk w komorze eksperymentalnej PALS

Do testowania przydatności proponowanych konstrukcji tarcz do w/w badań wykorzystywany był kompleksowy układ pomiarowy składający się z diagnostyk, których rozmieszczenie przedstawia rys. 5.2.

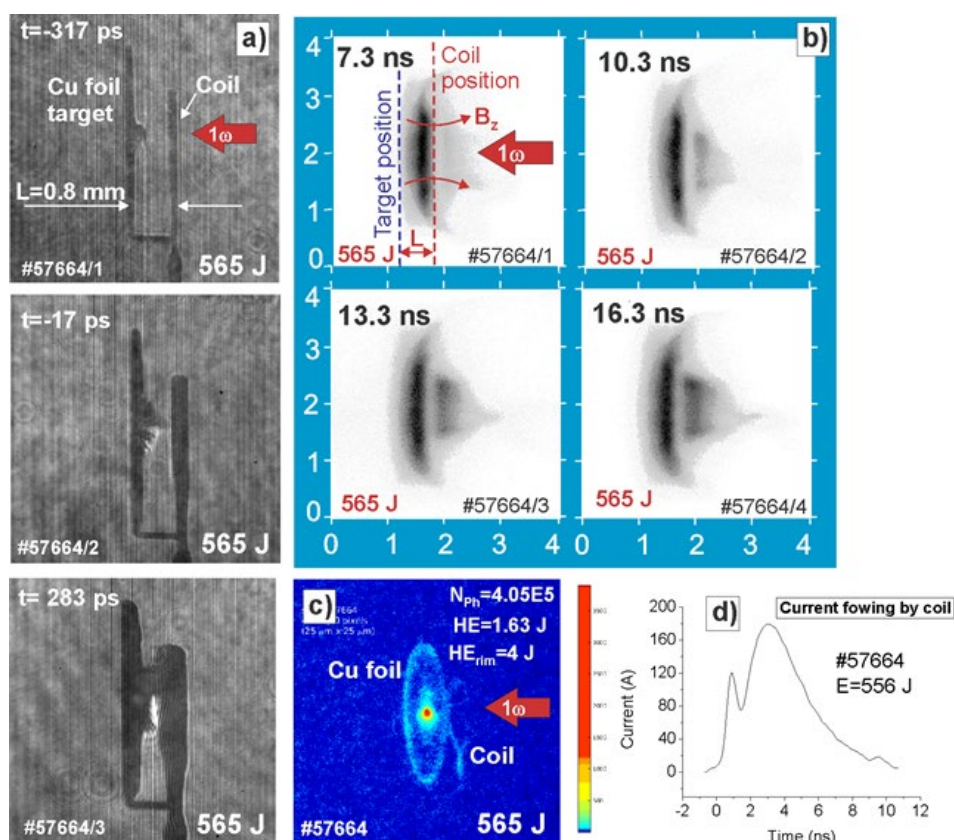
Aby poznać wpływ pola magnetycznego na strukturę plazmy ablacyjnej odnoszącej się zarówno do rozkładu koncentracji elektronowej jak i rozkładu prądów związanych z ruchem elektronów i jonów,

wykorzystywana była 3-kadrowa kompleksowa interferometria w kombinacji z pomiarami rozkładów energii gorących elektronów za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $K\alpha$ z Cu oraz pomiarami rozkładów kątowych elektronów za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów. Jako diagnostyki uzupełniające stosowano: (i) pomiary kątowe emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych, (ii) pomiary energii protonów za pomocą parabolicznego spektrometru Thomsona oraz (iii) pomiary prądu wstecznego (za pomocą sondy prądowej) związanego z emisją elektronów w kierunku od tarczy rejestrowaną za pomocą spektrografu magnetycznego elektronów.

Aby ocenić ilościowo wpływ pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę wyniki pomiarów uzyskane z każdej z diagnostyk porównywane były z pomiarami (referencyjnymi) uzyskanymi przy oświetleniu dysków z folii miedzianej dla takich samych warunków oświetlania jak dla tarcz z cewkami.

Wstępne wyniki pomiarów uzyskanych za pomocą w/w diagnostyk przedstawione są na rys. 5.3 -5.11. Jak wynika z porównania rys. 5.3 i 5.4 wpływ pola magnetycznego wytwarzanego za pomocą jednozwojowej cewki wyraźnie widoczny jest obrazach miękkiego promieniowania rentgenowskiego uzyskanych za pomocą kadrowej kamery otworkowej. W obecności pola magnetycznego strumień plazmy jest kolimowany późnych fazach ekspansji, rys. 5.3b, podczas gdy w przypadku braku pola magnetycznego plazma ablacyjna ekspanduje w stożek, rys. 5.4b.

Pozytywny wpływ pola magnetycznego na emisję gorących, istotny z punktu widzenia realizacji koncepcji SI wynika z pomiarów 2D zobrazowania emisji linii $K\alpha$ -Cu. Obecność pola magnetycznego zwiększa, zarówno emisję gorących elektronów (co odzwierciedla zwiększona emisja fotonów na rys. 5.3c,) jak i energię deponowaną w materiale tarczy co w konsekwencji prowadzi do wzrostu konwersji energii promieniowania laserowego w energię gorących elektronów. Należy przy tym zauważyć, że sumaryczna energia gorących elektronów deponowana w tarczy dyskowej oraz cewce (widoczna na konturach dysku i cewki, rys. 5.3c), jest około dwukrotnie większa od energii gorących elektronów deponowanej w centralnym ognisku.

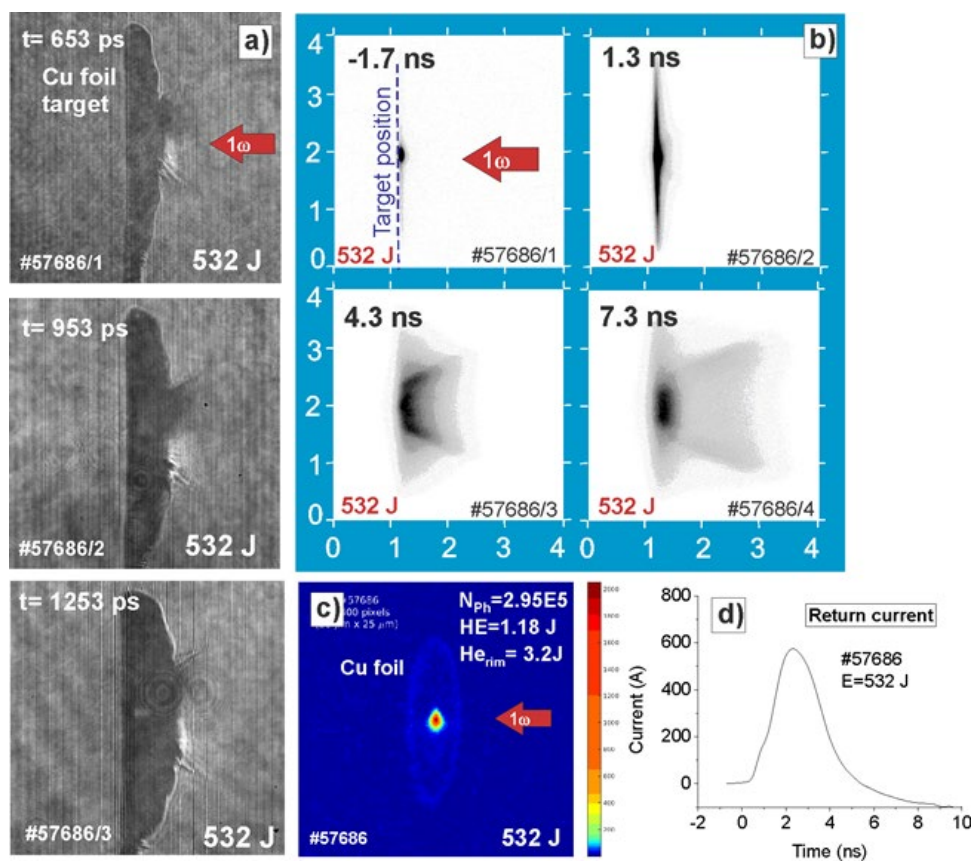


Rys. 5.3. Wyniki pomiarów uzyskane za pomocą: a) kompleksowej interferometrii, b) 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, c) pomiarów emisji $K\alpha$ -Cu oraz d) pomiarów prądu w cewce ilustrujące

wpływ pola magnetycznego generowanego z tarcz dyskowych z pojedynczą cewką przy oświetleniu promieniowaniem 1-harmonicznej lasera PALS o energii około 500 J

Ponadto, z pomiarów prądu za pomocą sondy prądowej wynika, że prąd płynący w obwodzie prądowym dysku i sprzężonej z nim cewki jest prawie o rząd wielkości mniejszy niż prąd mierzony w cewce za pomocą efektu Faradaya w kryształach TGG usytuowanym w pobliżu cewki, co będzie wyjaśnione w dalszej części raportu.

Na rys. 5.5 przedstawione są wstępne wyniki pomiarów uzyskane za pomocą tarcz dyskowych z cewką dwuzwojową. Jednakże, badania te nie przyniosły oczekiwanych rezultatów z powodu trudności związanych z wykonaniem cewek podwójnych o wymaganym kształcie i wymiarach, co demonstrują interferogramy kompleksowe pokazane na rys. 5.5a. Potwierdzają to przede wszystkim pomiary 2D z obrazowania emisji linii $K\alpha$ -Cu, z których wynika, że emisja gorących elektronów i ich energia deponowana w chłodnym materiale dysku z Cu w centralnej części jest wyraźnie mniejsza niż w przypadku tarczy z cewką jednozwojową. Te różnice w emisji gorących elektronów są wyraźnie widoczne na zbiorczych zestawieniach wyników (z kilku strzałów) pokazanych na rys. 5.6, ilustrujących porównanie parametrów emisji $K\alpha$ -Cu pomiędzy tarczami dyskowymi z pojedynczą i podwójną cewką w stosunku do parametrów emisji z dysków z folii Cu.

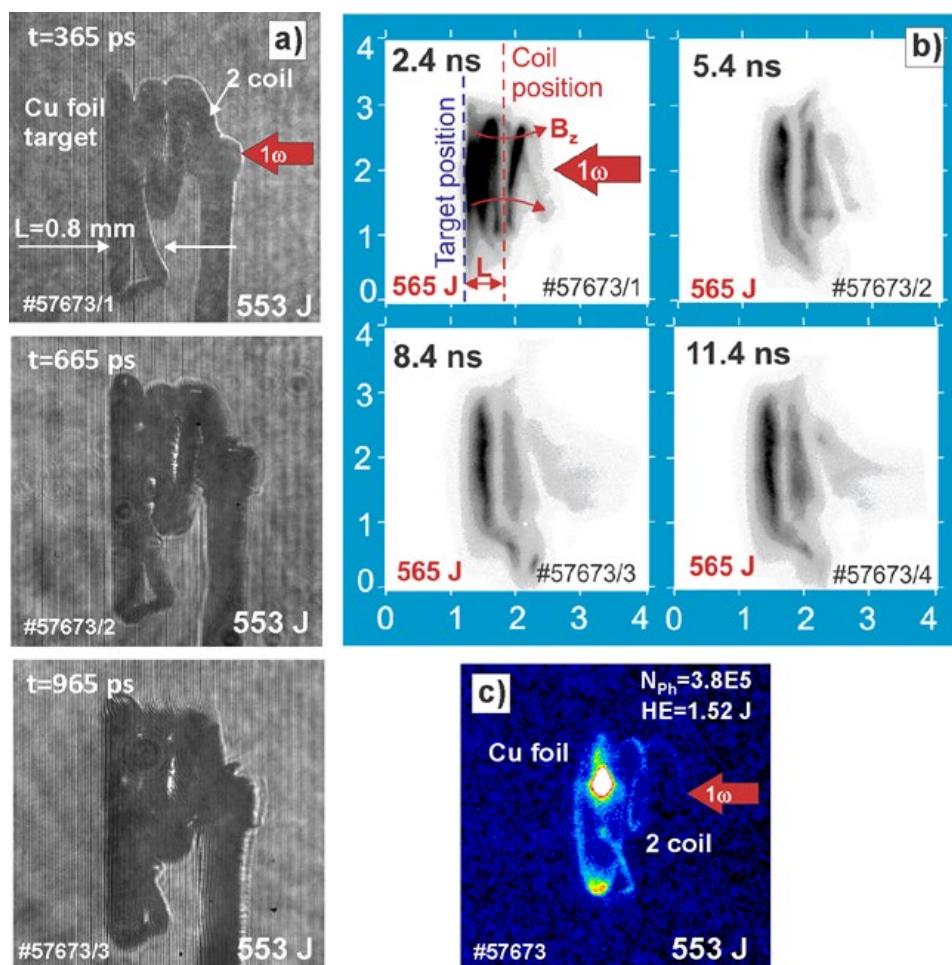


Rys. 5.4. Wyniki pomiarów uzyskane za pomocą: a) kompleksowej interferometrii, b) 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, c) pomiarów emisji $K\alpha$ -Cu oraz d) pomiarów prądu zwrotnego, przy oświetleniu dysku z folii miedzianej promieniowaniem 1-harmonicznej lasera PALS o energii około 500 J

W celu ilościowej oceny wpływ pola magnetycznego na parametry emisji $K\alpha$ -Cu dokonano liniowej regresji wszystkich uzyskanych danych biorąc pod uwagę rozrzut energii lasera oświetlającego (od strzału do strzału). Jak wynika z rys. 5.6 pole magnetyczne generowane przez jedno zwojową cewkę powoduje wzrost emisji gorących elektronów co pokazuje emisja fotonów w jednostkowy kąt bryłowy (rys. 5.6a), wzrost energii gorących elektronów deponowanej w tarczy dyskowej z Cu (rys. 5.6b) oraz

wzrost konwersji promieniowania laserowego w energię gorących elektronów (rys. 5.6c). Ten wzrost parametrów emisji gorących elektronów odnosi się zarówno do tarcz bez cewki jak i tarcz z podwójną cewką. Jednakże, jak wynika z rys. 5.6d, energia gorących elektronów deponowana poza obszarem centralnego „hot spot” jest największa w przypadku dysków z folii miedzianej. Jest to ważny fakt eksperymentalny, gdyż poniekąd potwierdza pozytywny oczekiwany wpływ pola magnetycznego na emisję gorących elektronów, ale to wymaga sprawdzenia dla większej liczby strzałów dla podobnych warunków oświetlenia tarcz dyskowych z cewką oraz dysków z folii.

Różnice w emisji elektronów z plazmy ablacyjnej wywołane wpływem pola magnetycznego wynikają również z kątowych pomiarów widm energii elektronów zarejestrowanych za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów przedstawionych na rys. 5.7-5.9.



Rys. 5.5. Wyniki pomiarów uzyskane za pomocą: a) kompleksowej interferometrii, b) 4-kadrowej kamery rentgenowskiej, oraz c) pomiarów emisji Ka-Cu ilustrujące wpływ pola magnetycznego generowanego z tarcz dyskowych z podwójną cewką przy oświetleniu 1-harmonicznej lasera PALS o energii około 500 J

Przykładowe wyniki ilościowej analizy widma energii elektronów uzyskanego w przypadku oświetlenia tarczy dyskowej z cewką jedno-zwojową promieniowaniem 1-harmonicznej lasera jodowego PALS, przedstawia rys. 5.7. Na rys. 5.7a pokazane są widma energii elektronów zarejestrowane pod różnymi kątami w stosunku do normalnej do tarczy, natomiast uzyskane na ich podstawie rozkłady kątowe: liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, energii i temperatury przedstawiają odpowiednio rys. 5.7b, c i d. Wyniki pomiarów uzyskane dla dysków z folii miedzianej będące odniesieniem dla pomiarów w obecności pola magnetycznego pokazane są na rys. 5.8. Jak wynika z porównania rys. 5.7 i rys. 5.8 obecność pola magnetycznego nie wpływa istotnie na liczbę emitowanych elektronów w zakresie rozrzutów energii lasera (co zgodne jest z oczekiwaniami),

natomiast powoduje zauważalny wzrost energii elektronów emitowanych w kierunku od tarczy jak i ich temperatury. W przypadku obecności pola generowanego przez cewkę jednozwojową maksymalne energie elektronów w pobliżu osi mogą osiągać wartości powyżej 1 MeV, rys. 5.7c, natomiast ich temperatura wartość prawie 100 keV, rys. 5.7d. Do ilościowej analizy widm energii wykorzystywana była metodologia opisana w pracy [M. Krupka et al. Rev. Sci. Instrum. 92, 023514 (2021)].

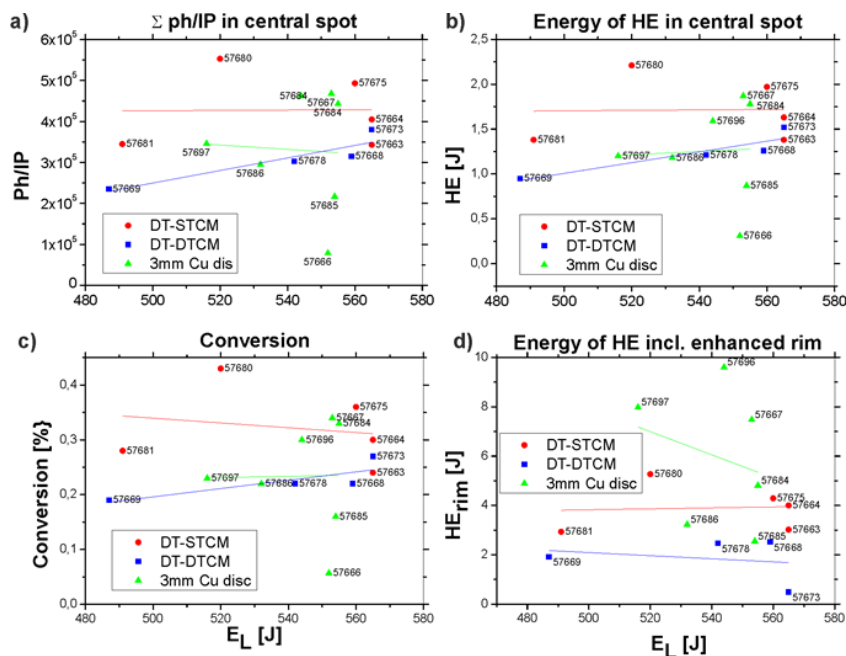
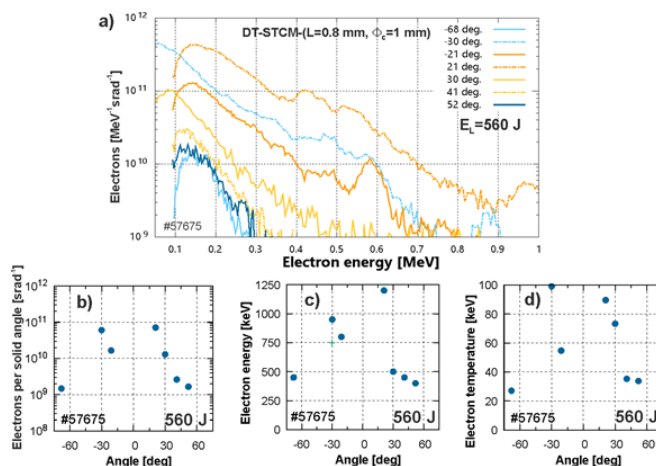
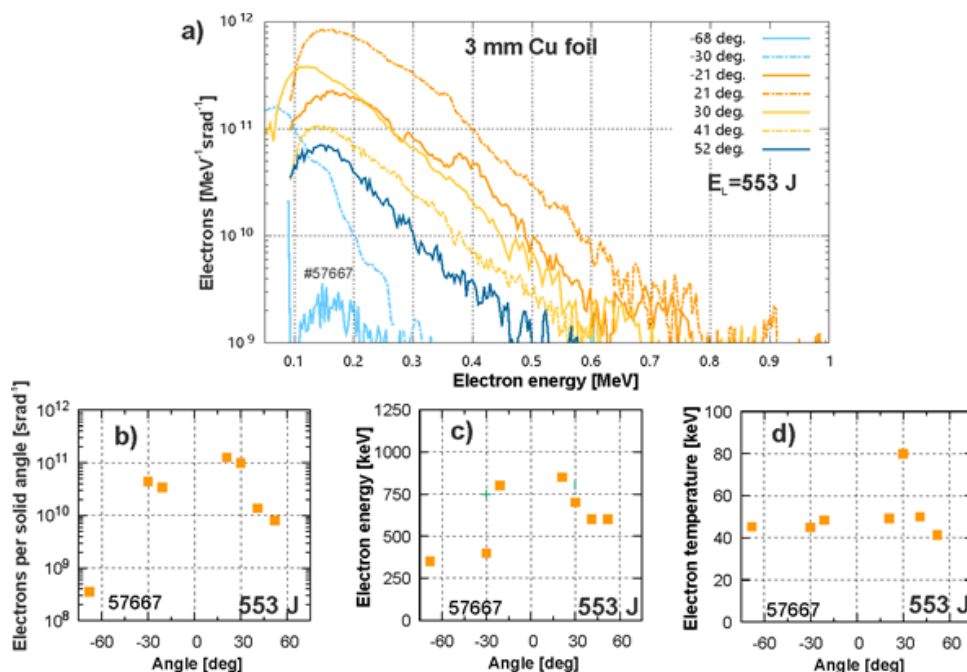


Fig. 5.6. Porównanie parametrów emisji $K\alpha$ -Cu pomiędzy tarczami dyskowymi z pojedynczą i podwójną cewką w stosunku do parametrów emisji z dysków z folii Cu odnoszące się do: a) całkowitej liczby fotonów generowanych w wyniku oddziaływania gorących elektronów z dyskiem miedzianym, b) energii gorących elektronów deponowanej w centralnym „hot spot”, c) ich konwersji oraz d) energii gorących elektronów deponowanych poza centralnym „hot spot”.

Różnice między energią elektronów i ich temperaturą emitowanych z tarcz dyskowych z pojedynczą cewką, w stosunku do elektronów emitowanych z dyskowych z miedzianej folii są wyraźnie widoczne na zbiorczych rozkładach przedstawionych na rys. 5.9, na których dane z kilku strzałów reprezentowane są przez krzywe uzyskane przez dopasowanie funkcją Gaussa.



Rys. 5.7. Kątowe widma energii elektronów dla tarcz dyskowych z 1-zwojową cewką (a) oraz obliczone na ich podstawie kątowe rozkłady: b) całkowitej liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, c) energii elektronów oraz d) ich temperatury



Rys. 5.8. Kątowe widma energii elektronów dla dysków z folii miedzianej (a) oraz obliczone na ich podstawie kątowe rozkłady: b) całkowitej liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, c) energii elektronów oraz d) ich temperatury

Wpływ pola magnetycznego zauważony został również w emisji protonów rejestrowanych z pomocą parabolicznego spektrometru Thomsona usytuowanego pod kątem 30° w stosunku do normalnej do tarczy. Przykładowe parabole Thomsona zarejestrowane w przypadku obecności pola magnetycznego oraz bez pola pokazane są na rys. 5.10, a uzyskane na ich podstawie rozkłady energii protonów przedstawia rys. 5.11.

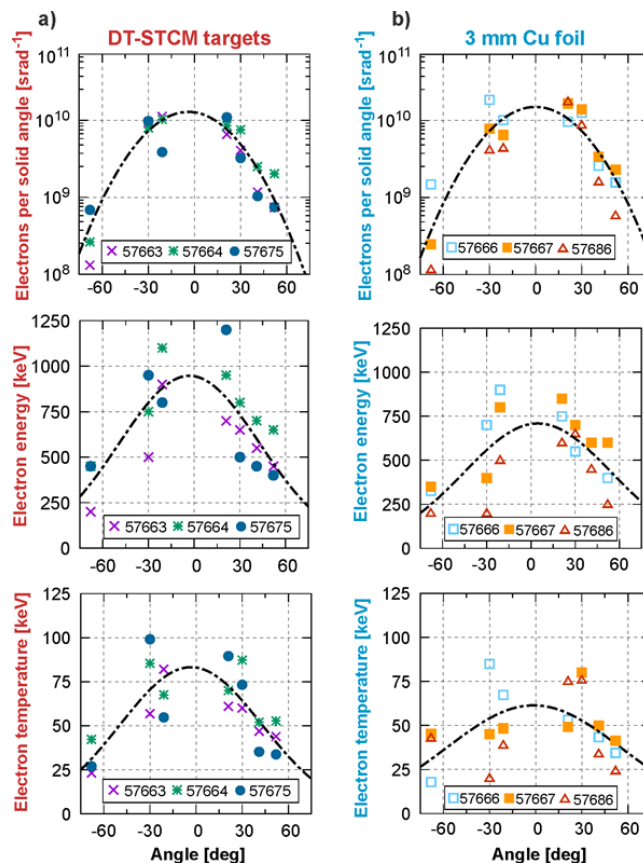
Wstępna analiza danych z kilku strzałów pokazuje wzrost energii protonów, który potwierdza pozytywny wpływ pola magnetycznego generowanego przez jednozwojową cewkę, który wydaje się spójny z obrazem emisji elektronów przedstawionym wyżej. Jak wynika z rys. 5.11, w obecności pola magnetycznego, maksymalne energie protonów mogą osiągać wartości powyżej 1 MeV, natomiast ich średnie energie są odpowiednio mniejsze.

W celu określenia rozkładu pola magnetycznego i prądu w cewce, prowadzone były pomiary efektu Faraday'a w kryształach TGG umieszczonych w odpowiednim miejscu w pobliżu cewki. Wykorzystywane tarcze dyskowe o konstrukcji przedstawionej na rys. 5.12, w których, aby mierzyć efekt Faraday'a w kryształach TGG, cewka była usytuowana prostopadle do dysku w specjalnym uchwycie, który chronił kryształ TGG przed degradującym działaniem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy.

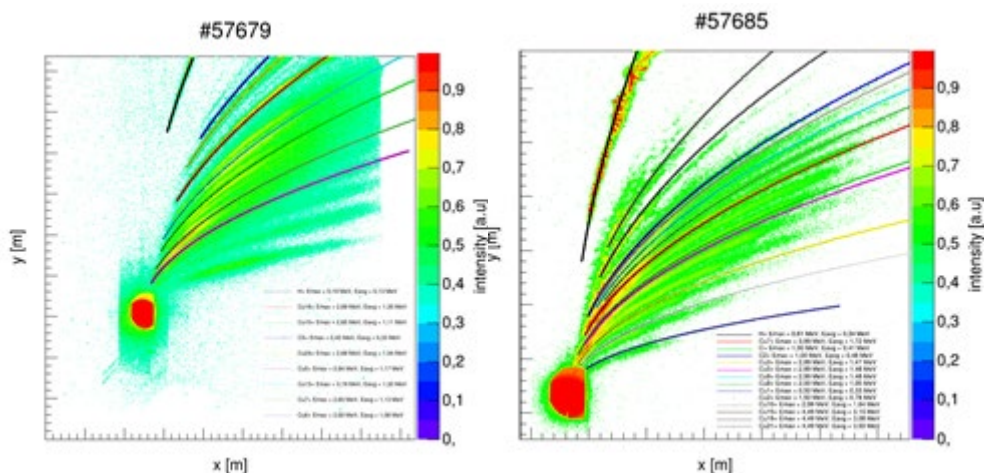
Pomiary prowadzone były dla takich samych warunkach oświetlenia jak w/w badaniach plazmy, wykorzystując ten sam zestaw diagnostyczny, pokazany na rys. 5.2. Sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca efekt w kryształach TGG usytuowanym w pobliżu cewki, skorelowany z efektem Faraday'a w plazmie ablacyjnej generowanej z dysku z folii z Cu przedstawiona jest na rys. 5.13a.

Ponieważ, jak wynika z rys. 5.13a intensywność sygnału w kryształach TGG zmniejsza się ze wzrostem prądu w obwodzie dysk-cewka, dlatego mamy pewną niejednoznaczność związaną z występowaniem dwóch kątów skręcenia płaszczyzny polaryzacji w kryształach TGG dla tej samej intensywności, co wyjaśnia diagram na rys. 5.13b. Z tego powodu mamy dwa możliwe rozkłady pola magnetycznego wewnątrz cewki, co ilustruje rys. 5.14. Właściwy wariant pola magnetycznego jest wybierany biorąc pod uwagę energię i profil czasowy impulsu laserowego oświetlającego tarczę, rozkłady przestrzenno-czasowe SPM w badanej plazmie, symulacje uwzględniające parametry układu prądowego oraz inne przesłanki wynikające z fizyki badanego zjawiska. W celu wyznaczenia rozkładów prądów i pola

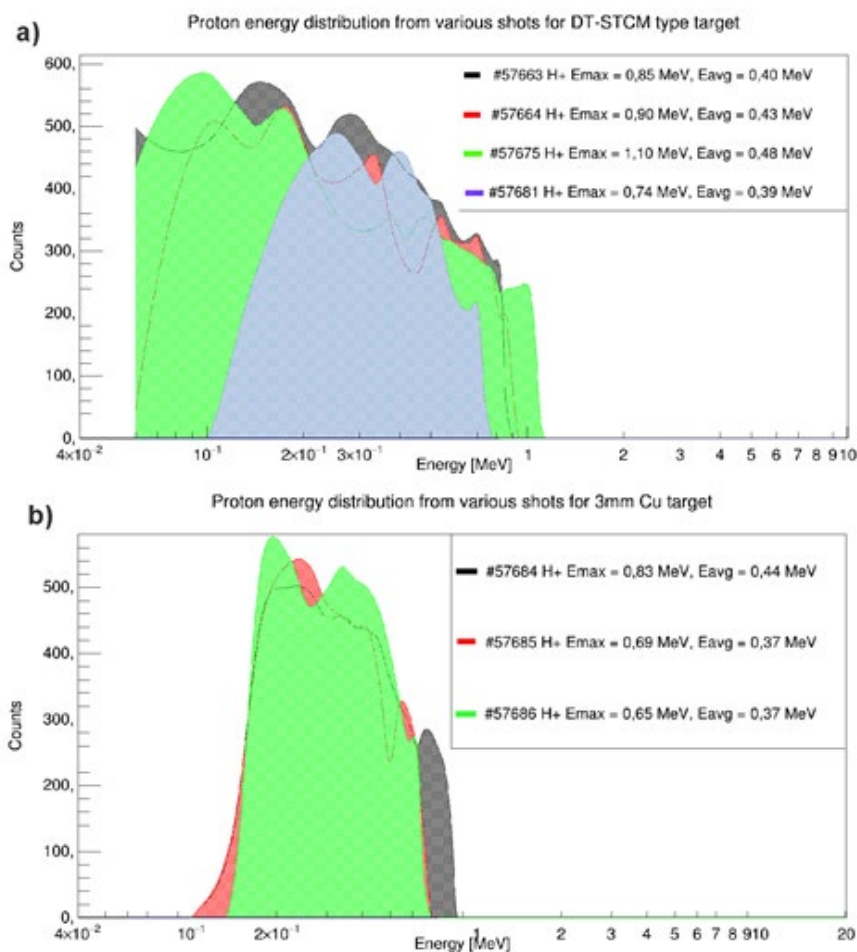
magnetycznego w cewce opracowana została metodologia, której szczegóły przedstawione są w pracy [T. Pisarczyk et al. J. Instrum. 14, C11024 (2019)].



Rys. 5.9. Zbiorcze porównanie parametrów emisji elektronów: (i) całkowitej liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, (ii) energii elektronów oraz (iii) ich temperatury, w przypadku: a) tarcz dyskowych z Cu z pojedynczą cewką oraz b) miedzianej foli dyskowej oświetlanych 1-harmoniczną lasera jodowego PALS o energii około 500 J

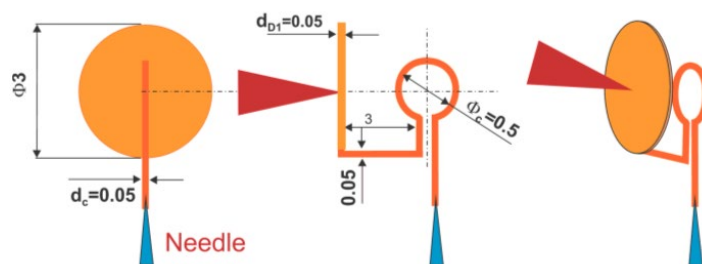


Rys. 5.10. Parabole Thomsona uzyskane przy oświetleniu tarczy dyskowej z cewką jednozwojowej (#57679) oraz z dysku z foli miedzianej (#57685) 1-harmoniczną promieniowania lasera jodowego PALS o energii około 500 J



Rys. 5.11. Rozkłady energii protonów uzyskane na podstawie analizy parabol Thomsona dla różnych strzałów w przypadku oświetlenia: a) tarczy dyskowej z cewką jednozwojową oraz b) dysku z folii miedzianej za pomocą 1-harmoniczną promieniowania lasera jodowego PALS o energii około 500 J

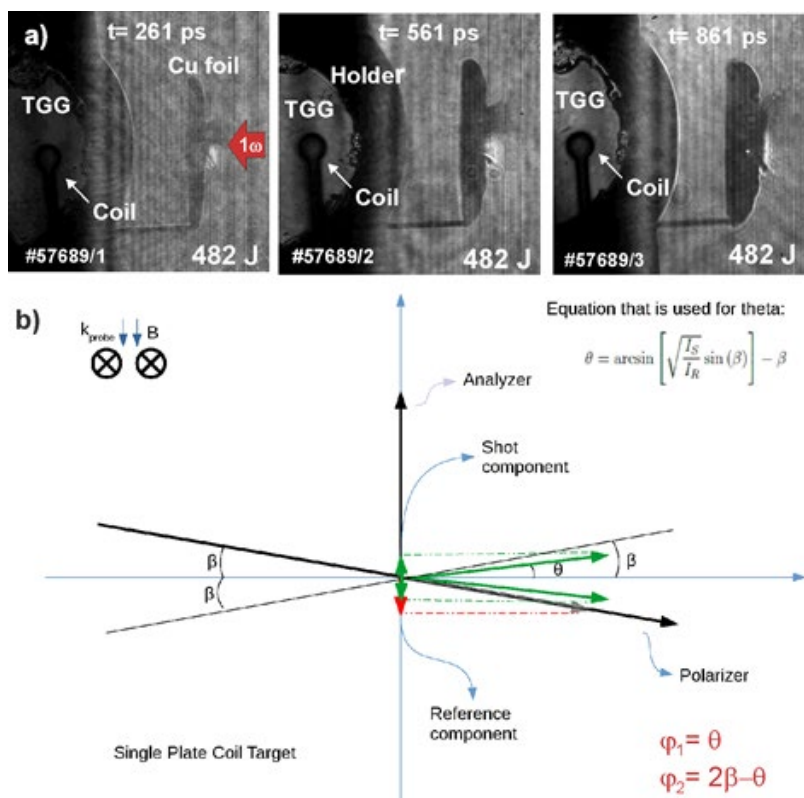
DCT-SC (Disc coil target with the single coil)



Rys. 5.12. Konstrukcja tarczy dyskowej z jednozwojową cewką wykorzystywaną do pomiaru rozkładu pola magnetycznego i prądu w cewce

Podsumowując badania w raporcie należy stwierdzić, że uzyskane wyniki badań wstępnych z użyciem tarcz dyskowych z cewką potwierdzają możliwość generacji pól magnetycznych o indukcji około 20 T, co może być użyteczne w badaniach laserowych plazmy laserowej związanych z realizacją fuzji inercyjnej zgodnie z koncepcją SI.

Materiał przedstawiony w niniejszym raporcie będzie przedmiotem dalszych szczegółowych analiz i formułowania wniosków w celu opublikowania.

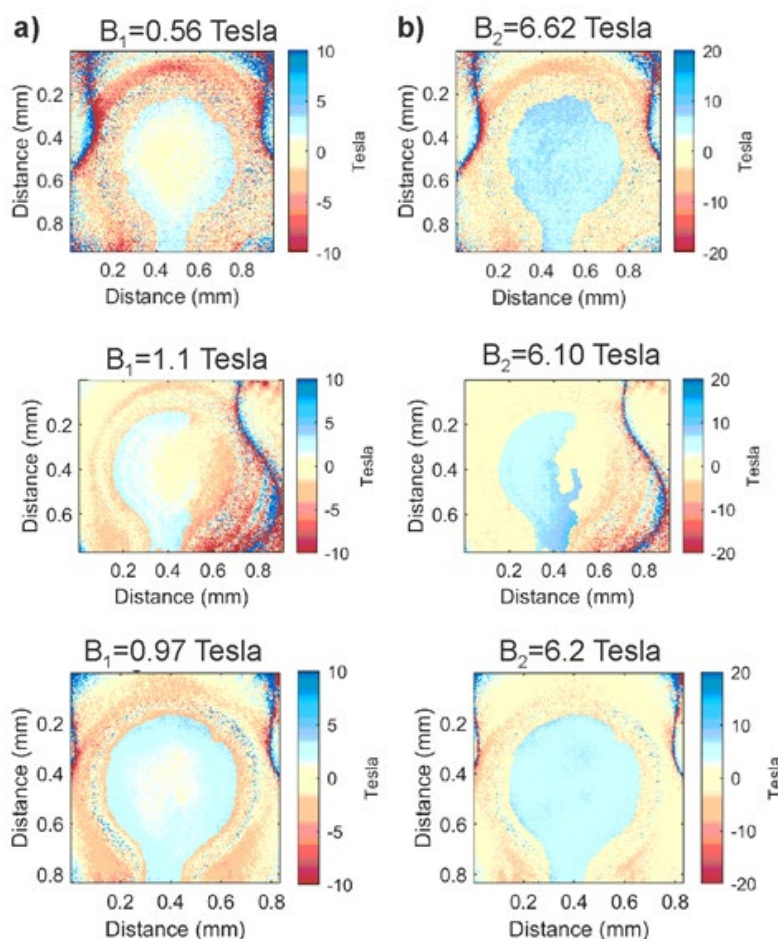


Rys. 5.13. Przykładowa sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca efekt w kryształach TGG usytuowanym w pobliżu cewki, skorelowany z efektem Faraday'a w plazmie ablacyjnej generowanej z dysku z folii z Cu-a) oraz diagram ilustrujący niejednoznaczność pomiaru rozkładu kąta skręcenia w kryształach TGG w przypadku, gdy wzrost prądu w obwodzie dysk-sprężona z nim cewka powoduje zmniejszenie intensywności w kryształach TGG

Wyniki prac badawczych

Tematyką badań realizowanych w projekcie są eksperymenty dotyczące wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz o specjalnej konstrukcji przydatnych, zarówno dla realizacji fuzji (ICF) inercyjnej jak i badań astrofizycznych. Celem zrealizowanych eksperymentów jest poznanie wpływu pola magnetycznego na parametry hydrodynamiczne komprimowanej plazmy oraz na emisję elektronów oraz jonów, a w szczególności gorących elektronów odpowiedzialnych za transport energii promieniowania laserowego do fali uderzeniowej, które są istotne z punktu widzenia realizacji koncepcji SI. Do generacji pola magnetycznego stosowane były tarcze dyskowe z Cu sprzężone z jedno lub dwuzwojową cewką (D-C), działające na zasadzie tarcz capacitor-coil (CCT), w których źródłem pola magnetycznego wytwarzanego przez cewkę, jest prąd płynący w obwodzie dysk-cewka, będący wynikiem SPM generowanych w plazmie ablacyjnej pod wpływem oświetlenia dysku wiązką laserową. Badania testujące przeprowadzono przy oświetleniu tarcz D-C wiązką laserową o energii około 500 J. Do diagnostyki plazmy wytwarzanej w tarczach D-C wykorzystywano kompleksowy układ pomiarowy, w którym do pomiaru SPM generowanych w plazmie ablacyjnej oraz w cewce stosowna była 3-kadrowa kompleksowa interferometria w połączeniu z pomiarami parametrów emisji elektronów za pomocą 2D zobrazowania linii Ka-Cu i wielokanałowego spektrometru elektronów oraz pomiarami emisji jonów z pomocą kolektorów siatkowych oraz spektrometru Thomsona. Dodatkowo do wizualizacji strumienia plazmy w zakresie rentgenowskim stosowana była 4-kadrowa kamera rentgenowska oraz pomiary prądu w cewce za pomocą sondy prądowej. Uzyskane wyniki z diagnostyk potwierdziły możliwość generacji pól magnetycznych w obszarze cewki o indukcji około 20 T za pomocą proponowanych konstrukcji oraz wpływ tego pola na konfigurację formowanej plazmy widoczną w szczególności obrazach z kadrowej kamery rentgenowskiej oraz na emisję elektronów i jonów rejestrowaną za pomocą pomiarów Ka oraz magnetycznego spektrometru elektronów. Badania te wystarczająco potwierdzają przydatność

proponowanych konstrukcji tarcz D-C do wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmy do różnych zastosowań, w szczególności do ICF oraz laboratoryjnej astrofizyki.

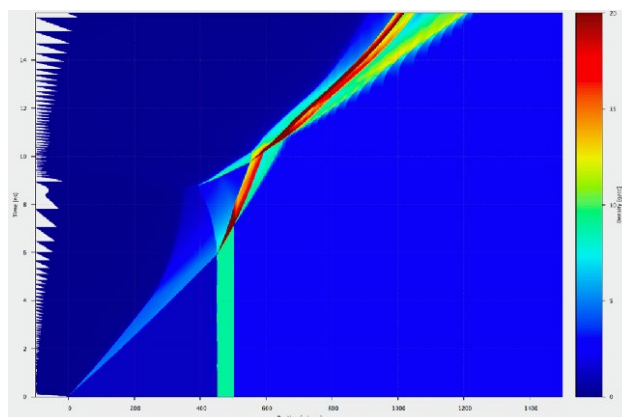


Rys. 5.14: Rozkłady pola magnetycznego wewnątrz cewki obliczone na podstawie interferogramów kompleksowych z rys. 5.13a, odpowiadające dwóch możliwym wariantom kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w kryształ TGG zilustrowanym na diagramie rys. 5.13b. B_1 i B_2 – wartości pola magnetycznego w centrum cewki odpowiadające dwóm w/w wariantom

Innym realizowanym w 2021 r. zadaniem było przygotowanie eksperymentu, który prawdopodobnie zostanie przeprowadzony w czerwcu 2022 roku na systemie laserowym SGII UP w Shanghaju (w zależności od sytuacji pandemicznej). W ramach tego eksperymentu badane będą aspekty fizyki związane z zapłonem przy wykorzystaniu fali uderzeniowej w metodzie inercyjnej w eksperymentach z płaską tarczą. W szczególności zbadany zostanie proces kolizji fal uderzeniowych i związany z tym wzrost ciśnienia w ośrodku podgrzanym przez oddziaływanie gorących elektronów. Równocześnie badana będzie generowana wiązka gorących elektronów, korelacja z niestabilnościami parametrycznymi oraz wpływ gorących elektronów na generację i propagację fali uderzeniowej.

W ramach tego programu wykonane zostały symulacje z wykorzystaniem oprogramowania MULTI1, rys. 5.15. Przeprowadzone symulacje miały na celu określenie momentu zderzenia fali uderzeniowej generowanej przez drugi impuls laserowy z falą uderzeniową odbitą od warstwy miedzi wielowarstwowej próbki oraz optymalizację struktury próbki. Poprzez zmianę parametrów takich jak intensywność głównej wiązki laserowej i wiązki zapłonowej, przesunięcie pomiędzy tymi wiązkami

oraz grubość kolejnych warstw tarczy ustalono wstępnie konstrukcję tarczy oraz parametry wiązek laserowych, które zastosowane zostaną podczas eksperymentu.

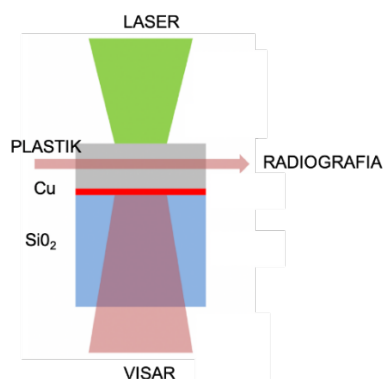


Rys. 5.15. Dynamika fali uderzeniowej zgodnie z symulacją przy wykorzystaniu programu MULTI.

Warstwa miedzi w tarczy będzie służyć zarówno do diagnostyki gorących elektronów (poprzez emisję Ka), jak i jako "ściana" pozwalająca na odbicie pierwszego szoku z powrotem do plastiku, naśladując odbicie pierwszego szoku w SI w centrum kulistego granulatu. Wzmocnienie ciśnienia fali uderzeniowej pochodzącego z kolizji fal uderzeniowych jest kluczowym parametrem dla oceny możliwości zapłonu.

Zgodnie z przeprowadzonymi obliczeniami:

- określona została grubość kolejnych warstw próbki: 450 μm plastik, 50 μm Cu i 1000 μm SiO₂ (rys. 5.16)
- pierwszy impuls laserowy powinien mieć natężenie 5×10^{14} W/cm² wywołując falę uderzeniową, która w ciągu 6 ns dotrze do warstwy miedzi. W tym momencie fala uderzeniowa odbije się od krawędzi miedzi i wróci przez plastik powodując dalszą kompresję materiału.
- W czasie 7 ns fala uderzeniowa dotrze do powierzchni SiO₂.
- druga wiązka oddziaływań ma łączne natężenie około 5×10^{15} W/cm² wywołując w 8 ns drugą silniejszą falę uderzeniową, która zderzy się z odbitą falą uderzeniową w 8.7 ns.



Rys. 5.16. Poglądowy schemat próbki

W tym czasie odległość pomiędzy punktem kolizji fal uderzeniowych, a warstwą miedzi wynosi około 150 μm , co powinno wystarczyć do dobrej detekcji, zakładając, że rozdzielczość przestrzenna radiografii rentgenowskiej wyniesie co najmniej 30 μm .

Dalsze symulacje przy użyciu MULTI 2D będą konieczne do wyciągnięcia ostatecznych wniosków na temat konfiguracji próbki i parametrów wiązek laserowych.

Rozwój narzędzi informatycznych

Do ilościowej analizy danych uzyskanych z pomiarów polar-interferometrycznych oraz spektrometru elektronowego stosowano zmodyfikowane oprogramowanie opracowane przez autorów realizujących projekt.

W przypadku kompleksowej interferometrii stosowano nową wersję software do analizy amplitudowo-fazowej, która minimalizuje błąd wyznaczania rozkładu pola magnetycznego w pobliżu osi symetrii badanej plazmy.

Odnosnie ilościowej analizy danych z wielokanałowego spektrometru elektronów, najnowsze podejście do uzyskania parametrów emisji elektronów na podstawie widm energetycznych przedstawione zostało w pracy [M. Krupka et al. Rev. Sci. Instrum. 92, 023514 (2021); <https://doi.org/10.1063/5.0029849>].