

1 Program EUROfusion

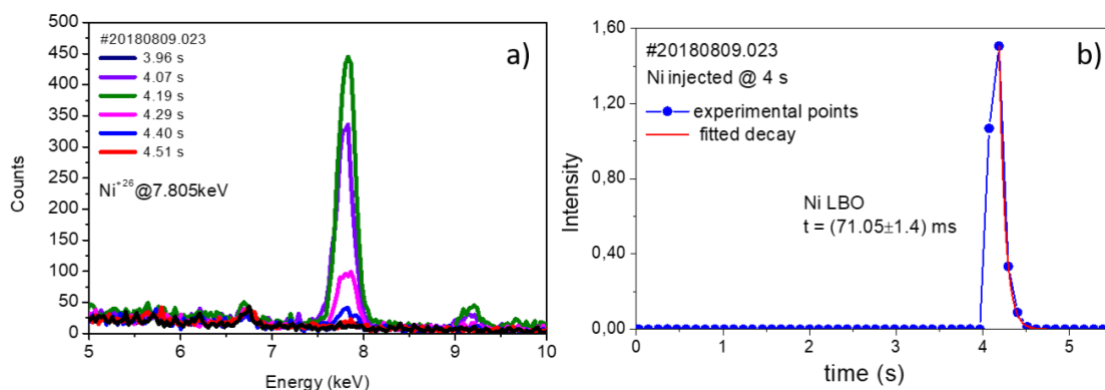
1. Rozwój i zastosowanie diagnostyk VUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego w układach z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

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

W 2020 r. kontynuowano analizę widm PHA zebranych podczas ostatniej kampanii eksperymentalnej na stellaratorze W7-X. Badania dotyczyły wybranych wyładowań, w których występowało dodatkowe wstrzykiwanie zanieczyszczeń poprzez system laserowego odparowania materiału (LBO, z ang. laser blow-off). Analiza miała na celu zbadanie zachowania się domieszek w zależności od rodzaju wstrzykniętego materiału, od jej liczby atomowej Z , co ma związek z rodzajem transportu jonów w plazmie. Ponadto wyznaczono średnią temperaturę elektronową plazmy z widma promieniowania ciągłego dla wybranych wyładowań w celu porównania otrzymanych wyników z tymi uzyskanymi z innych diagnostyk. Badania pokazały wpływ profili temperatury i koncentracji elektronowej na uzyskiwane z widma PHA rezultaty. Cała analiza była podstawą pracy doktorskiej mgr Natalii Wendler, która uzyskała tytuł doktora w listopadzie 2020 r. W ramach prac nad rozwojem detekcji miękkiego promieniowania X rejestrowanego przy użyciu diagnostyki PHA zainstalowanej na układzie W7-X w 2020 r. dokonano szeregu usprawnień w zakresie funkcjonalności pakietu softwarowego do interpretacji rejestrowanych widm. Dodatkowo, zrealizowano szereg prac związanych z usprawnieniem i rozbudową narzędzi programistycznych używanych do analizy i interpretacji danych rejestrowanych przy użyciu diagnostyki PHA. W ramach zadania kontynuowano również prace złożeniowe urządzenia diagnostycznego „C/O Monitor”, którego zadaniem będzie monitorowanie lekkich zanieczyszczeń w plazmie stellaratora W7-X. Prace złożeniowe przeprowadzane w laboratorium IPP w Greifswaldzie (Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald), uwzględniały skompletowanie struktury podtrzymującej diagnostykę, a także szczegółowe testy kolimatora. Dostarczone również zostały kamery CCD, napędy piezoelektryczne a także wybrano i zakupiono odpowiednie modele pomp próżniowych.

Główne wyniki badawcze

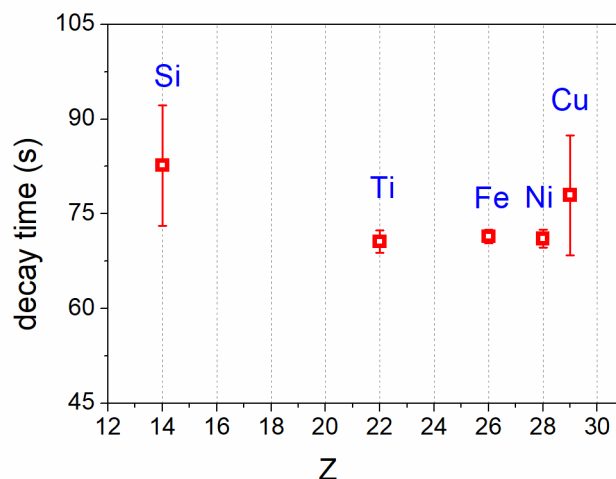
W ramach zadania kontynuowano badania transportu zanieczyszczeń w plazmie W7-X. Analizie poddano 7 wyładowań, które miały takie same warunki eksperymentalne: moc grzania plazmy $P^{\text{ECRH}} = 3\text{MW}$, koncentrację elektronową $N_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ i temperaturę elektronową $T_e^{\text{cent}} = 5 \text{ keV}$. W każdym wyładowaniu do plazmy w danym momencie wstrzykiwany był inny element za pomocą systemu LBO (z ang. laser blow-off), co następnie umożliwiło zbadanie zachowania się różnych zanieczyszczeń w plazmie. Rys. 1.1.1a przedstawia zarejestrowane widmo PHA dla czasu wstrzyknięcia do plazmy niklu. W tym przypadku, obserwujemy wyraźną obecność tego elementu w plazmie objawiającą się pojawieniem się w widmie linii Ni XXVII. Analiza zmiany intensywności linii spektralnej w czasie pozwoliła następnie na wyznaczenie czasu zaniku tego elementu w plazmie (rys. 1.1.1b).



Rys. 1.1.1. Widma PHA uzyskane podczas wstrzyknięcia Niklu do plazmy za pomocą systemu LBO (a); przebiegi czasowe intensywności linii widmowych obserwowanych przez system PHA dla linii Ni⁺²⁶

Analizując w ten sposób wszystkie wyładowania, możliwe było przedstawienie zależności czasu zaniku od liczby atomowej Z danego zanieczyszczenia. Rys. 1.1.2 przedstawia wyznaczone czasy dla poszczególnych

zanieczyszczeń. W przypadku molibdenu i wolframu, trudno było wyznaczyć czas zaniku, jako że w przypadku molibdenu w widmie widoczne były dwie słabo rozdzielone linie, natomiast w przypadku wolframu intensywność linii była niewystarczająca, co może świadczyć o zbyt małej ilości odparowanego elementu przez system LBO. Z rysunku trudno jest znaleźć jakąkolwiek zależność czasu zaniku od konkretnego elementu, co może sugerować występowanie transportu turbulentnego. W przypadku transportu zanieczyszczeń neoklasycznego, zanik ten jest malejący wraz ze wzrostem liczby Z. Potwierdza to wyniki otrzymane dla eksperymentu z wstrzykiwanymi TESPELami (specjalnymi kulkami zawierającymi zanieczyszczenia), gdzie zaobserwowano podobną zależność.



Rys. 1.1.2. Czas zaniku w zależności od liczby atomowej (Z) pierwiastka podczas eksperymentu z LBO

W 2020 r. kontynuowano prace nad wyznaczaniem temperatury elektronowej z widm rentgenowskich, co było tematem pracy doktorskiej obronionej w listopadzie. Podstawę do wyznaczania temperatury elektronowej (T_e) plazmy z widma zarejestrowanego przez diagnostykę PHA w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego stanowi promieniowanie ciągłe. Metoda ta bazuje na wykładniczej zależności opisującej promieniowanie hamowania (promieniowanie bremsstrahlung), którego intensywność definiuje się jako moc wypromieniowaną przez konkretny element (np. jon zanieczyszczeń) z danej objętości plazmy do konkretnego przedziału energetycznego. Zależność ta opisana jest następująco

$$\varepsilon = \left(\frac{dP_{ff}}{dVdE} \right) ff = 3 \cdot 10^{-15} n_e \sum_i n_i Z_i^2 T_e^{-\frac{1}{2}} g_{ff} e^{\frac{-E}{k_B T_e}}$$

gdzie:

ε – intensywność promieniowania bremsstrahlung, n_e - koncentracja elektronowa, n_i – koncentracja jonowa, Z_i – ładunek jonu, T_e - lokalna temperatura elektronowa, g_{ff} - parametr Gaunta, E – energia fotonu, k_B – stała Boltzmanna.

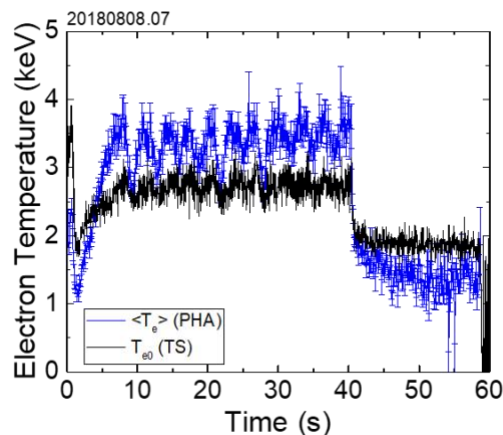
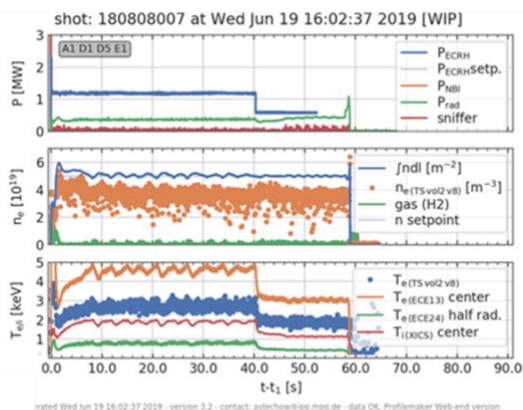
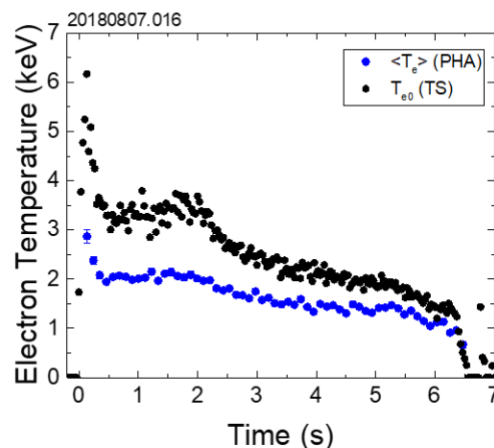
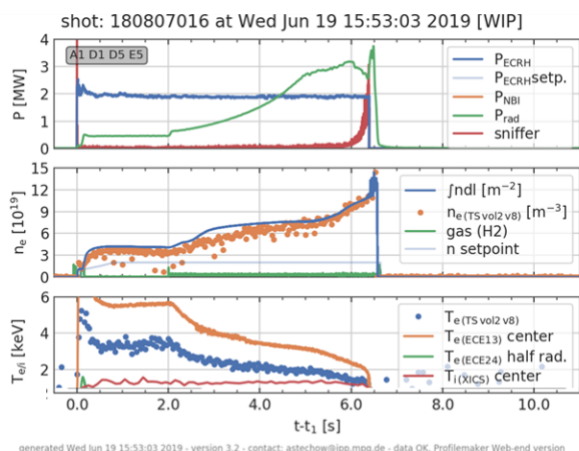
W równaniu opisującym intensywność promieniowania bremsstrahlung możemy założyć, że parametry takie jak na przykład gęstość elektronowa i jonowa, ładunek jonów, czy parametr, będą przyjmowały w określonych warunkach eksperymentalnych stałą wartość liczbową. Co w konsekwencji prowadzi do uproszczenia powyższego równania do następującej postaci:

$$\varepsilon = \left(\frac{dP_{ff}}{dVdE} \right) ff = A T_e^{-\frac{1}{2}} e^{\frac{-E}{k_B T_e}}$$

W kolejnym kroku, celem wyznaczenia T_e , zarejestrowane widmo przez system PHA przedstawiane jest w skali logarytmicznej. Zabieg ten ma przede wszystkim uwidocznienie promieniowanie ciągłe, z którego wyznaczony zostanie interesujący nas parametr. Do tak przygotowanego widma, dopasowana zostaje prosta, z której następnie możemy wyznaczyć średnią temperaturę elektronową plazmy.

W przypadku zastosowania przedstawionej powyżej metody należy zwrócić szczególną uwagę na istotny aspekt, który okaże się kluczowy w przypadku interpretacji późniejszych wyników. A mianowicie, jak już wspomniano, pomiar (widmo) uzyskiwane za pomocą układu PHA jest pomiarem wzdłuż linii patrzenia danego detektora. W praktyce, oznacza to, że finalne spektrum składa się z wielu nałożonych na siebie widm, które pochodzą z różnych regionów plazmy, charakteryzujących się różnymi wartościami koncentracji i temperatury elektronowej. Zatem emisyjność przedstawiona w równaniu, w przypadku całego zakresu energetycznego, do którego zostanie dopasowana prosta, będzie definiowana jako suma emisyjności, które pochodzą ze wszystkich regionów plazmy

na drodze linii patrzenia wybranego detektora. W konsekwencji dopasowana prosta do promieniowania bremsstrahlung interpoluje lokalnie sumę logarytmów z funkcji wykładniczej, stanowiąc przybliżenie średniej temperatury elektronowej $\langle T_e \rangle$ po rozkładzie koncentracji elektronowej (różne wartości n_e dla każdego punktu plazmy).



Rys.1.1.3. Przykładowa ewolucja czasowa dla dwóch wybranych wyładowań średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA ($\langle T_e \rangle$ PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system Thomson Scattering (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($fndI$), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_e(TS vol2v8)$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_e(ECE13)center$), jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_i(XICS)center$).

Przykład wyznaczonych opisaną powyżej metodą uzyskanych parametrów temperatury z widm PHA przedstawiony jest na rys. 1.1.3. Zaprezentowane wyładowania dowodzą, że układ PHA, pomimo swojego głównego przeznaczenia, jakim jest identyfikacja zanieczyszczeń, bardzo dobrze się sprawdza również przy wyznaczaniu przebiegów $\langle T_e \rangle$ w czasie. Trendy zmian $\langle T_e \rangle$ są w pełni zgodne z tymi, które powstają na podstawie wyników z układów TS, czy ECE.

W ramach pracy doktorskiej, przeprowadzono badania dotyczące wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $\langle T_e \rangle$ z widm PHA. W tym celu przeprowadzono szereg symulacji komputerowych za pomocą powstałego w IFPiLM kodu RayX, który generuje przewidywane widma miękkiego promieniowania X z systemu PHA.

W analizie dotyczącej odstępstwa $\langle T_e \rangle$ od temperatury centralnej T_{e0} wykazano, że niezależnie od kształtu profili zadanych do symulacji (liniowych i parabolicznych), tendencje zmian, a więc i sama analiza jakościowa danego zjawiska pozostaje taka sama dla obu badanych grup. To co je różni, to stopień odstępstwa. W przypadku wyników bazujących na scenariuszach definiowanych przez profile liniowe, odstępstwo $\langle T_e \rangle$ od T_{e0} jest większe o ok. 10 % w porównaniu z wynikami opartymi na symulacjach wykorzystujących profile paraboliczne.

Głównym wnioskiem przeprowadzonych badań był fakt, że im niższa temperatura centralna plazmy ($>2\text{keV}$) tym większa jest zgodność z wartością temperatury wyznaczonej z widm PHA. W przypadku wyższych temperatur, kształt profili zarówno temperatury jak i gęstości elektronowej zaczyna odgrywać rolę i obserwuje się większe odstępstwo od wyznaczanych temperatur. Powodem jest większy zakres przestrzenny plazmy, który ma wpływ na obserwowane widmo PHA, gdzie wyznaczona temperatura z promieniowania ciągłego zaczyna bardziej odpowiadać średniej temperaturze wzdłuż linii patrzenia niż temperaturze centralnej plazmy.

W ramach niniejszego zadania, w styczniu 2020 roku w ramach współpracy pomiędzy IFPiLM a NIFS (National Institute for Fusion Science) w Japonii przeprowadzono analizę danych spektroskopowych uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnej na heliotronie LHD (Large Helical Device). Naukowcy z IFPiLM wykonali analizę dotyczącą transportu zanieczyszczeń w plazmie zarówno wodorowej jak i deuterowej z kampanii eksperymentalnej, która odbyła się na przełomie roku 2019/2020. Skupiono się w szczególności na zbadaniu zachowania zanieczyszczeń w plazmie oraz ich akumulacji, której objawem jest nagły wzrost intensywności linii jonu badanego zanieczyszczenia, powodując w rezultacie niekontrolowany wzrost gęstości elektronowej i mocy promieniowania.

Dane eksperymentalne zostały zarejestrowane za pomocą spektrometru promieniowania VUV SOXMOs, zaprojektowanego do pomiaru długości fal w zakresie 2 - 130 nm, przy jednoczesnej rozdzielczości czasowej 0.05s oraz widmowej 0.01nm. Uzyskane dane powiązane zostały również z informacjami dostarczonymi przez diagnostykę Thomson Scattering w celu wykrycia zależności pomiędzy gęstością i temperaturą elektronową plazmy a zachowaniem rozpatrywanych zanieczyszczeń. Rys nr 1.1.4 przedstawia przykładowe parametry plazmy w trakcie trwania eksperymentu, w którego trakcie wstrzyknięto kapsułkę TESPEL z zanieczyszczeniami (3.75s), natomiast na rysunku nr 1.1.5 przedstawiono intensywności linii V XXI w kolejnych ramkach czasowych.

Głównym celem przeprowadzonej analizy było zbadanie zachowania cięższych pierwiastków takich jak V, Ni oraz Ti zarówno w plazmie deuterowej, jak i wodorowej w odniesieniu do gęstości oraz temperatury plazmy. W przypadku analizowanych wyładowań energia do plazmy dostarczana była za pomocą mikrofalowego grzania ECH (Electron Cyclotron Heating).

Ze względu na trwające podczas kampanii eksperymentalnej problemy techniczne, osiągnięte gęstości elektronowe plazmy oscylowały w okolicach wartości $n_e \approx 2\text{--}2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ w przypadku plazmy deuterowej oraz nieco wyższych wartości ($n_e \approx 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) dla plazmy wodorowej. Zbadano czasy zaniku poszczególnych elementów dla danych parametrów plazmy, a także sprawdzono, czy wystąpił proces akumulacji badanych zanieczyszczeń w zależności od uzyskiwanych koncentracji elektronowych. Zanieczyszczenia wprowadzano do plazmy poprzez ich iniekcję za pośrednictwem urządzenia TESPEL (z ang. Tracer Encapsulated Solid Pellet injector).

W przypadku plazmy deuterowej przeprowadzono analizę czasu zaniku linii V XXI (24.04 nm) oraz Ni XVII (24.92 nm) w odniesieniu do koncentracji elektronowej plazmy. Niestety ze względów technicznych uzyskane wartości koncentracji elektronowej plazmy nie przekroczyły $n_e = 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Po przeanalizowaniu danych w zakresie $n_e \approx 2\text{--}2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ nie zaobserwowano żadnych oznak zaistnienia akumulacji zanieczyszczeń. Jednocześnie, w tak wąskim zakresie rozpatrywanych gęstości elektronowych nie zaobserwowano również tendencji w zmianie czasu zaniku poszczególnych jonów, co prezentuje rys. 1.1.6.

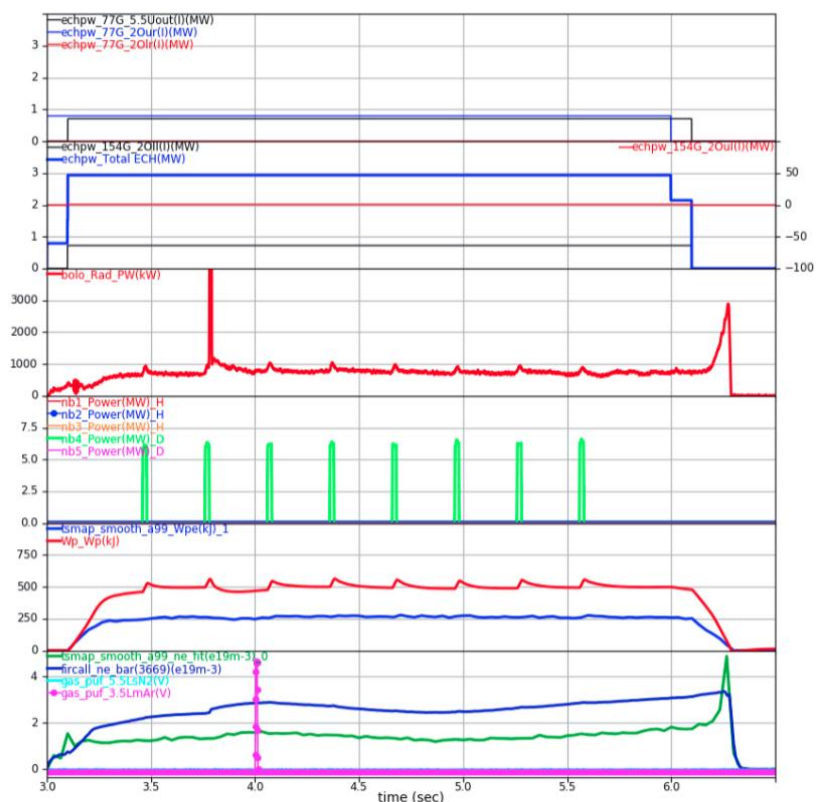
Kolejną częścią było przeprowadzenie analiz danych uzyskanych podczas eksperymentów z plazmą wodorową. Pierwszym punktem było rozpatrzenie czasu zaniku linii V XXI (24.04 nm) w zakresie koncentracji elektronowej od $n_e \approx 1\text{--}4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Zaobserwowano jasną zależność pomiędzy gęstością elektronową plazmy a wzrostem czasu zaniku linii V XXI, jednocześnie bez oznak jej akumulacji (rys 1.1.7).

Podobne analizy przeprowadzono dla jonu tytanu (Ti XX – 25.92 nm) wprowadzonego do plazmy również za pomocą TESPELa. Rysunek 1.1.8 przedstawia przykładowe przebiegi czasowe dla linii Ti XX w plazmie wodorowej. Również i w tym przypadku zaobserwowano wzrost czasu zaniku badanego jonu w plazmie o wyższej koncentracji elektronowej (rys. 1.1.9). Niemniej jednak ze względu na niewielką ilość użytecznych danych eksperymentalnych, konieczne jest przeprowadzenie dodatkowych eksperymentów w celu potwierdzenia uzyskanej zależności oraz zapewnienia jej większej dokładności.

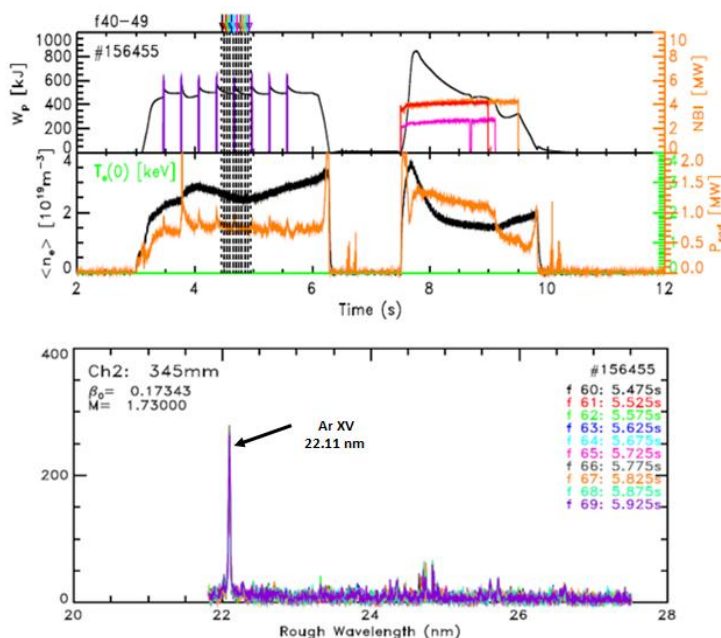
Zbadano również wpływ poziomu koncentracji elektronowej na przebieg linii Ar XV (22.11 nm). Eksperyment przeprowadzono w plazmie deuterowej przy stałej mocy grzania ECH równej 3MW. Głównym celem analizy było porównanie scenariuszy o różnych gęstościach elektronowych plazmy. Iniekcja argonu następowała w czasie 4.25s. Przeprowadzony skan gęstości objął zakres od $n_e = 0.85 \times 10^{19}$ do $n_e = 2.85 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (rys. 1.1.10).

LHD**156455**

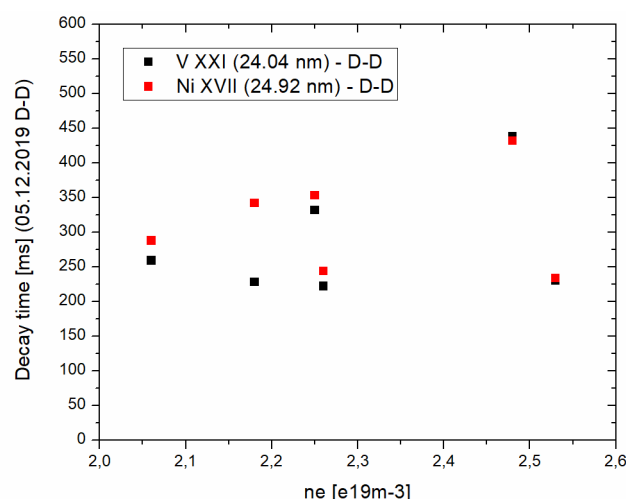
(Bt, Rax, gamma, Bq) = (-2.75, 3.6, 1.2538, 100)



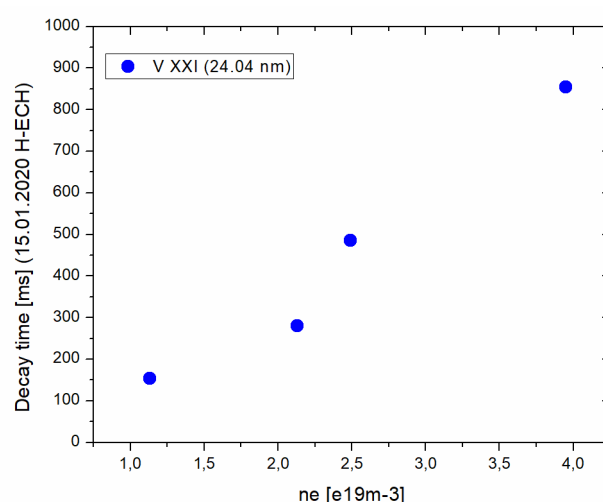
Rys. 1.1.4. Przebiegi czasowe parametrów plazmy LHD dla wyladowania 156455.



Rys. 1.1.5. Intensywność linii V w poszczególnych ramkach czasowych zarejestrowana przez spektrometr SOXMOS w przedziale czasowym 4.475 – 4.925 s dla wyladowania 156455.



Rys. 1.1.6. Czasy zaniku linii *V XXI* oraz *Ni XVII* w plazmie deuterowej w funkcji gęstości elektronowej.



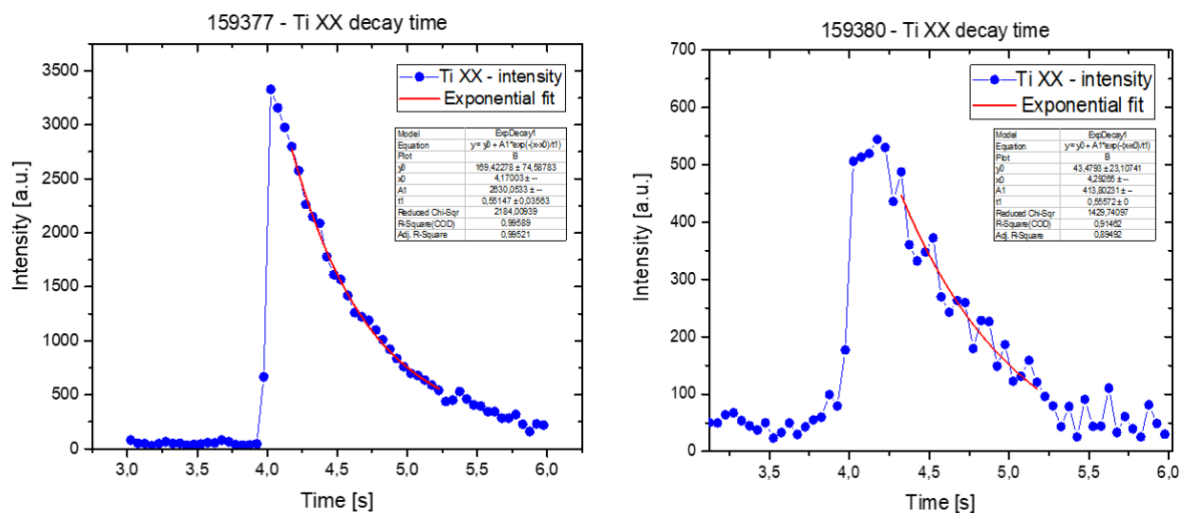
Rys. 1.1.7 Zależność czasu zaniku od gęstości elektronowej dla linii *V XXI* w plazmie wodorowej.

Ze względu na niskie wartości gęstości uzyskane podczas tego eksperymentu, nie zaobserwowano żadnych oznak akumulacji zanieczyszczeń, co pozostaje w zgodzie z założeniami teoretycznymi. Niniejsze badanie stanowi uzupełnienie analizy wykonanej w roku 2019, w trakcie którego przeprowadzono pomiar zależności dla gęstości elektronowych w zakresie $n_e = 3.7 - 4.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

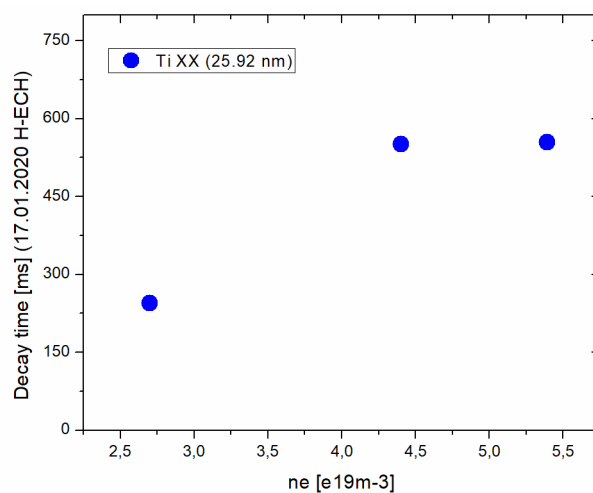
W roku 2020 kontynuowano również prace złożeniowe urządzenia diagnostycznego „C/O Monitor”, którego zadaniem będzie monitorowanie lekkich zanieczyszczeń w plazmie stellaratora Wendelstein 7-X (W7-X). Prace złożeniowe przeprowadzane w laboratorium IPP w Greifswaldzie (Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald), uwzględniały skompletowanie struktury podtrzymującej diagnostykę, a także szczegółowe testy kolimatora. Dostarczone również zostały kamery CCD, napędy piezoelektryczne a także wybrano i zakupiono odpowiednie modele pomp próżniowych.

Zespół z IFPiLM brał udział w licznych dyskusjach dotyczących wyboru stacji roboczych, jak i specyfikacji dedykowanych szaf elektronicznych, w których umieszczone zostaną wszystkie podzespoły elektroniczne niezbędne do obsługi diagnostyki „C/O Monitor”. Ponadto wprowadzano również udoskonalenia do już istniejących projektów podzespołów spektrometru.

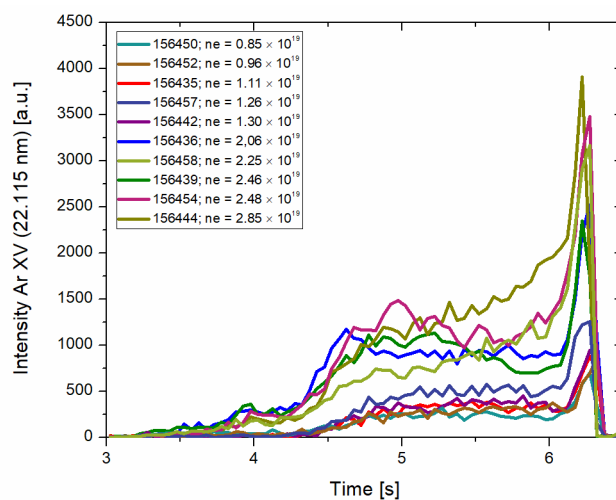
Jednym z tych komponentów był kolimator, którego wstępne testy wykonane były w roku 2020, jednak, w którym zaobserwowano niewielkie odkształcenia siatki kolimatora będącego efektem niedostatecznej dokładności jej wykonania. Przeprowadzono więc szczegółową analizę transmisji światła, której przykładowe wyniki przedstawiono na rysunku numer 1.1.11.



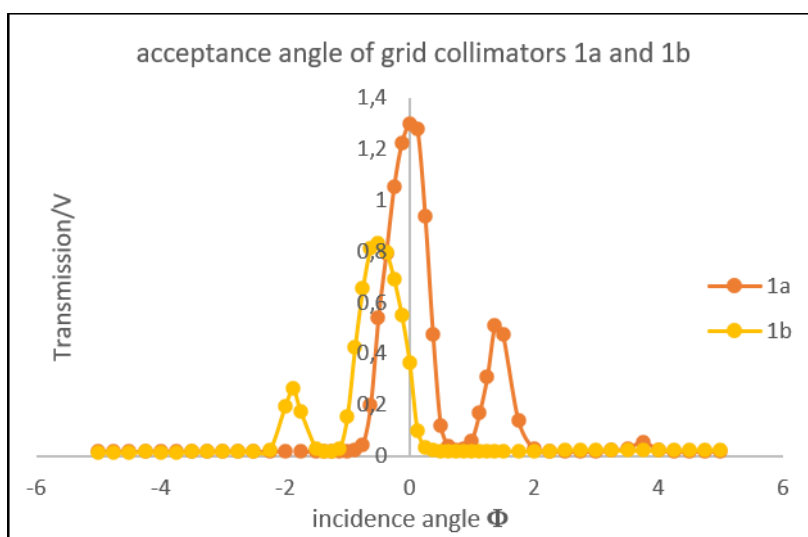
Rys. 1.1.8. Zmiany intensywności linii Ti XX w czasie w plazmie wodorowej.



Rys 1.1.9. Zależność czasu zaniku od gęstości elektronowej dla linii Ti XX w plazmie wodorowej.



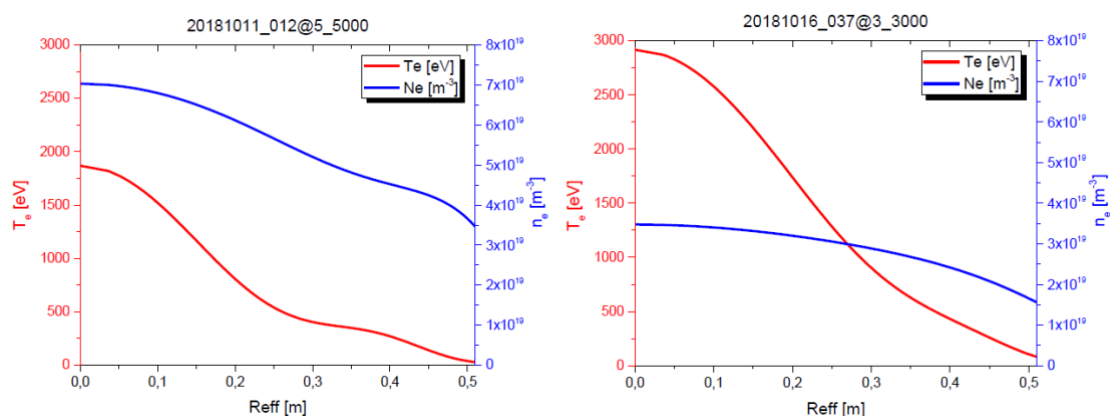
Rys. 1.1.10. Przebieg linii argonu w plazmie deuterowej dla różnych gęstości elektronowych (n_e).



Rys. 1.1.11. Transmisja światła przez siatki kolimatora w funkcji kąta padania wiązki laserowej

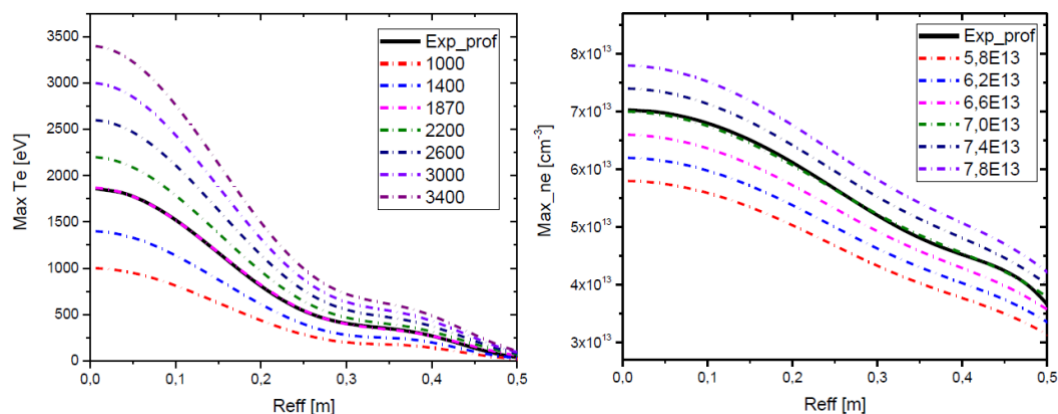
Na rysunku przedstawiono dwa główne piki transmisji światła dla kąta wynoszącego 0 stopni (kolimator 1a) jak i w okolicach -0.5 stopnia (kolimator 1b). Uwzględnione zostały również boczne piki w okolicach 1.5 oraz -2 stopnie dla obu kolimatorów. Wyniki te udowadniają, że obecna wersja kolimatora przepuszczałaby nie tylko światło padające prostopadłe do powierzchni kolimatora, co może niekorzystnie wpłynąć na jakość uzyskiwanych wyników. Informacja ta jest bardzo istotna z punktu widzenia przyszłej eksploatacji diagnostyki oraz analizy uzyskanych danych. Aby zbadać wpływ transmisji bocznej na wynik końcowy intensywności promieniowania, rozwinięto specjalne moduły do kodu numerycznego (opisany w części poświęconej narzędziom informatycznym), który uwzględniając informacje o transmisji promieniowania w zależności od kąta jego padania, wyznacza zakres plazmy, z którego promieniowanie to pochodzi jednak który nominalnie nie jest w obszarze obserwacji.

W roku 2020 rozwinięto również kod numeryczny, którego założeniem jest wyznaczanie emisyjności plazmy dla czterech lekkich pierwiastków (boru, węgla, azotu oraz tlenu), będących w obszarze zainteresowań diagnostyki „C/O Monitor” (szczegóły w sekcji poświęconej narzędziom informatycznym). Za jego pomocą wykonano szereg analiz jakościowych uwzględniających parametry plazmy zaobserwowanych podczas wyładowań 20181011.012 oraz 20181016.037. Charakteryzowały się one odpowiednio niższą temperaturą, wyższą gęstością elektronową (20181011.012) oraz wyższą temperaturą i niższą gęstością elektronową (20181016.037) (rys. 1.1.12).



Rys. 1.1.12. Profile temperatury oraz gęstości elektronowej w funkcji $Reff$ dla obu scenariuszy plazmy

Na podstawie powyższych profili wyznaczono rozkłady profili temperatury w zakresie 1-9 keV z krokiem 0,4keV. Podobne rozkłady wyznaczono dla profili gęstości elektronowej - rozkłady z krokiem 0.4E13 w zakresie 1-9E13m⁻³. Na rysunku nr 1.1.13 przedstawiona jest część omawianych profili.



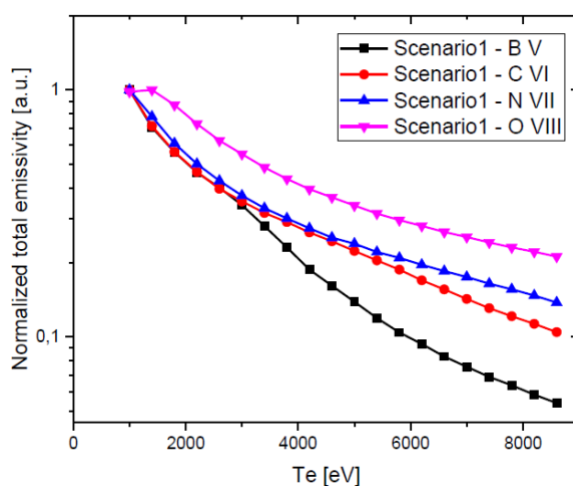
Rys. 1.1.13. Rozkład profili T_e (lewy) oraz n_e (prawy) zastosowanych do wykonanych obliczeń

Na tej podstawie wykonano szereg obliczeń mających na celu zbadanie zależności pomiędzy emisyjnością danego jonu w plazmie w odniesieniu do jej parametrów (n_e , T_e) zakładając koronowy model plazmy. Na rysunku 1.1.14 przedstawiono przykładowy wynik analizy emisyjności rozpatrywanych jonów zanieczyszczeń w funkcji temperatury plazmy. Każdy punkt na wykresie przedstawia całkowitą emisyjność konkretnego jonu z rozpatrywanego obszaru plazmy.

Wynioskować z niego można, że dla niższych temperatur elektronowych zachowanie jonów B V, C VI oraz N VII jest niemal identyczne do momentu, w którym plazma osiąga temperaturę około 3 keV. Powyżej tej temperatury całkowita emisyjność linii boru znacząco spada w przeciwieństwie do pozostałych jonów. Ponadto emisyjność linii O VIII wzrasta dla najniższych rozkładów temperatury w zakresie 1-1.4 keV.

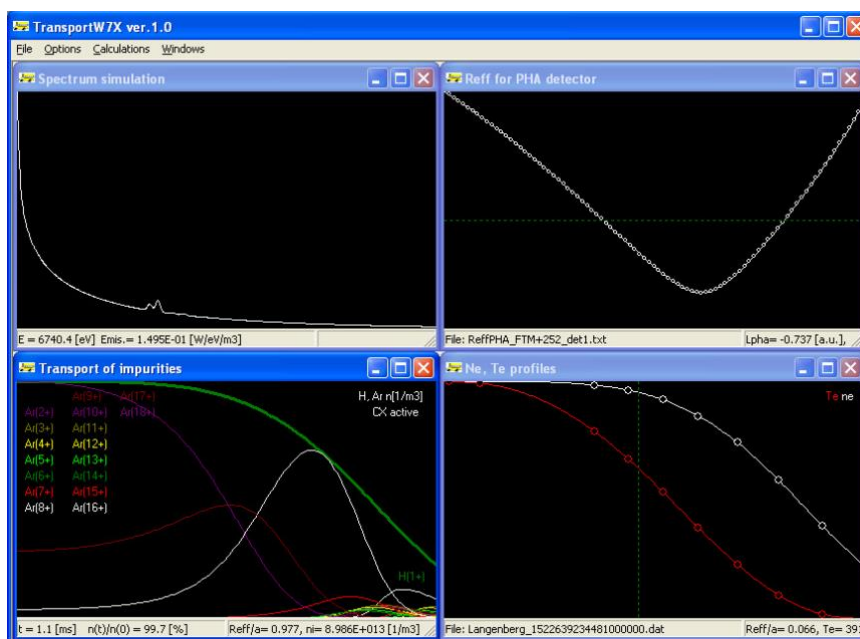
Podobne zależności wyznaczono wykonując obliczenia emisyjności obserwowanych jonów w funkcji gęstości elektronowej.

Powyższe (oraz nie przytoczone tutaj) wyniki zostały przedstawione podczas 15. Wirtualnej edycji letniej szkoły fizyki plazmy Kudowa Summer School – Towards Fusion Energy.



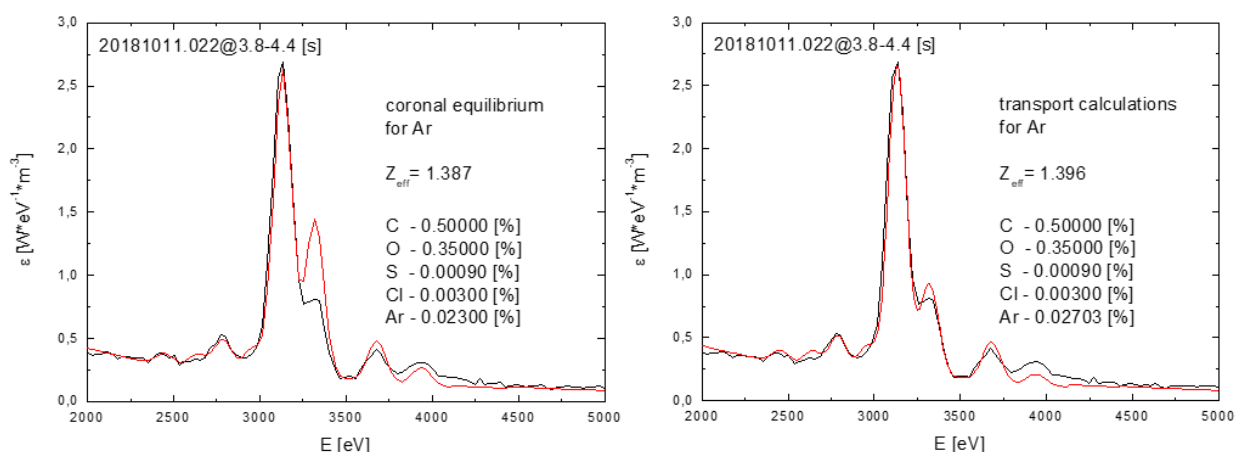
Rys. 1.1.14. Emisyjność poszczególnych jonów zanieczyszczeń w plazmie W7-X w funkcji temperatury elektronowej – scenariusz plazmy 1

W celu uzyskania wglądu w fizykę procesów związanych z transportem oraz szacowaniem zawartości zanieczyszczeń w plazmie wytworzonej na stellaratorze W7-X, w 2020 r. kontynuowano prace nad kodem komputerowy działający w systemie Windows. Rys.1.1.15 przedstawia interfejs kodu.



Rys.1.1.15. Interfejs użytkownika kodu TransportW7X. Okienka z symulacją widma, linią patrzenia detektora PHA, liniami koncentracji składu jonowego podczas symulacji transportu i profilami temperatury i gęstości elektronowej

W ramach tego programu możliwa jest symulacja procesów transportu z uwzględnieniem realnych profili współczynników dyfuzji i prędkości konwekcji jonów jak też wykorzystanie w toku analizy realnych profili temperatury T_e oraz gęstości elektronowej n_e . W ramach uwzględnianych danych brane są fizycznie poprawne (zgodne z konfiguracją pól magnetycznych) linie patrzenia diagnostyki PHA. Ostatnim z wprowadzonych udoskonaleń był moduł do symulacji eksperymentów typu TESPEL, w którym można było obserwować zmiany w czasie wprowadzanych do plamy zanieczyszczeń z uwzględnieniem prędkości pocisku TESPEL oraz czasu opóźnienia wynikającego z rozpadem jego osłony. Moduł TESPEL ma w tej chwili charakter eksperymentalny i poddawany jest testom. Jednocześnie rozpoczęte zostały prace na odwzorowaniu wprowadzania zanieczyszczeń przy użyciu techniki LBO. W chwili obecnej został wykonany i zaprezentowany podczas seminarium Transport Group Meeting na W7-X, wynik użycia omawianego kodu w celu poprawy dopasowania wyników symulacji widm domieszki Ar do widm rejestrowanych przez diagnostykę PHA (rys.1.1.16).

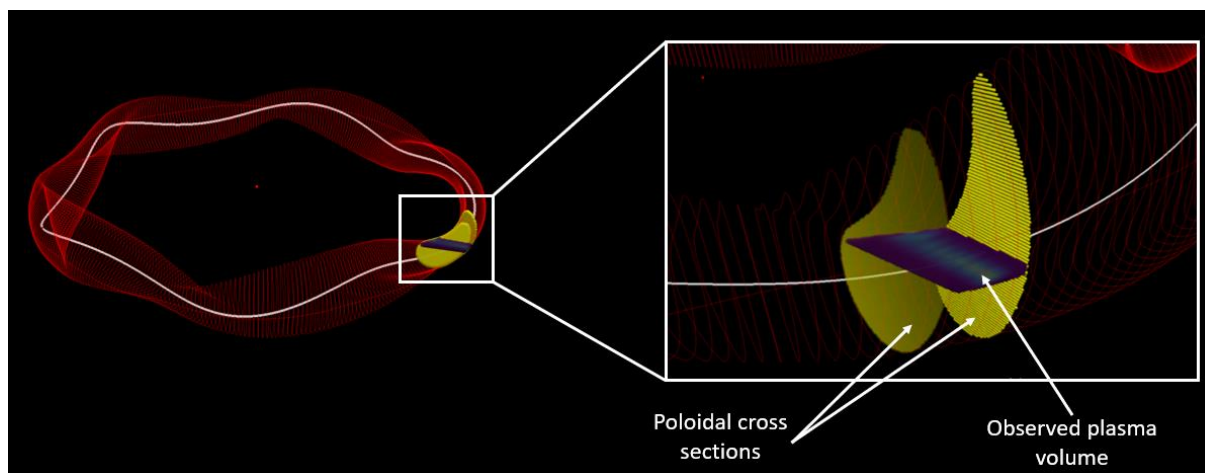


Rys.1.1.16. Przykładowe wyniki działania kodu TransportW7X prezentujące wpływ uwzględniania transportu jonów Ar na zgodność widma symulowanego z widmami rejestrowanymi przez diagnostykę PHA.

Rozwój narzędzi informatycznych

W roku 2020 rozwinięto kod numeryczny którego głównym założeniem jest dokładna estymacja intensywności docierającego do detektorów promieniowania z uwzględnieniem geometrii każdego z kanałów energetycznych. Niniejszy kod pozwala wyznaczyć intensywność linii Lyman- α węgla, boru, tlenu oraz azotu zakładając koronowy model plazmy. Kod ten dokładnie reprezentuje geometrię układu – precyzyjnie określa obszar obserwowalnej plazmy indywidualnie dla każdego z kanałów energetycznych uwzględniając rozmiary portów, kolimatorów wraz z przesłonami do redukcji intensywności docierającego doń promieniowania, a także elementów dyspersyjnych wraz z informacjami o kącie odbicia czy odległości danego obszaru plazmy od punktu na kryształ.

W celu obliczenia całkowitej emisyjności rozpatrywanego obszaru plazmy, jest on wstępnie definiowany w kartezjańskim układzie współrzędnych. Na rysunku numer 1.1.17 zaprezentowana jest wizualizacja obliczeń numerycznych obszaru plazmy mierzonego za pośrednictwem kanału dedykowanego do pomiaru intensywności linii węgla.



Rys. 1.1.17. Wizualizacja przedstawiająca plazmę stellaratora Wendelstein 7-X, a także obszar plazmy obserwowalny przez diagnostykę „C/O Monitor”

Tak rozwinięte narzędzie umożliwia wyznaczenie intensywności emitowanego promieniowania dla każdego z kanałów energetycznych osobno. Niniejszy kod nie bierze pod uwagę transportu zanieczyszczeń, niemniej jednak jego implementacja będzie rozważana w dalszym etapie rozwoju oprogramowania.

W celu zbadania wpływu „pików bocznych” promieniowania wynikających z niedokładności wykonania siatek kolimatora, nie będących w nominalnym obszarze obserwowalnej plazmy – rozwinięto oraz zaimplementowano specjalny moduł obliczeniowy dla niniejszego zagadnienia. Moduł ten został już częściowo wdrożony, jednak wymaga dodatkowych nakładów pracy oraz przeprowadzenia odpowiednich testów.

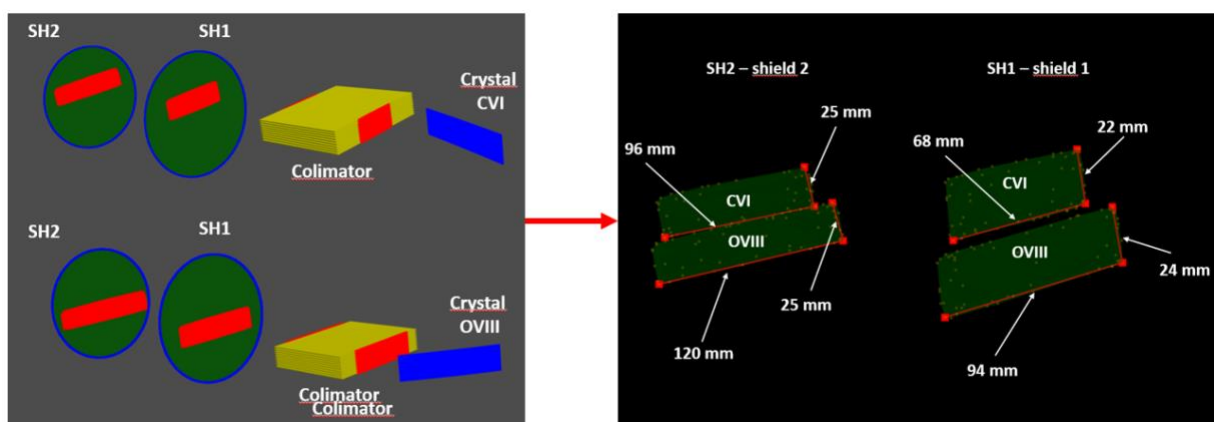


Fig. 1.1.18. Wizualizacja siatek ECRH wraz z wynikami obliczeń stanowiących wymiary otworów siatki ECRH

Ze względu na bliskość położenia komór spektrometrów „C/O Monitora” w stosunku do portu łączącego diagnostykę z komorą W7-X (około 3 m od centrum plazmy), istniało ryzyko, że promieniowanie mikrofalowe

ECRH wraz z promieniowaniem optycznym mogłyby doprowadzić do przegrzania komponentów wewnątrz komory oraz ich uszkodzenia. Aby uniknąć tego scenariusza zaprojektowano zestaw siatek ochronnych, które umieszczone będą wewnątrz mieszka łączącego diagnostykę z portem W7-X. W celu zapewnienia jak najwyższej dokładności, rozwinięto również moduł pozwalający dokładne określenie wymiarów powierzchni transmisji promieniowania przechodzącej przez obie siatki (rys. 1.1.18).

Uzyskane wyniki pozwoliły na wykonanie projektu siatek ECRH zapewniając wysoką precyzję, jednocześnie redukując ryzyko przesłonięcia przezeń padającego światła danej linii spektralnej na powierzchnię kryształu.

Ponadto, w ramach zadania, w celu przeprowadzenia analiz dla stellaratora LHD, konieczne było stworzenie dedykowanego oprogramowania do wstępnej obróbki eksperymentalnych danych. Rozwinięcie niniejszego kodu pozwala obecnie na szybką wstępną analizę danych oraz wyznaczenie intensywności linii dla każdej z poszczególnych ramek czasowych. Uzyskane w ten sposób dane służą następnie do dalszych analiz m.in. do wyznaczenia czasu zaniku poszczególnych zanieczyszczeń.

W ramach prac nad rozwojem detekcji miękkiego promieniowania X rejestrowanego przy użyciu diagnostyki PHA zainstalowanej na układzie stellaratora W7-X w Greifswaldzie dokonano szeregu usprawnień w zakresie funkcjonalności pakietu softwarowego do interpretacji rejestrowanych widm. W rozwijanym od kilku lat kodzie dodano możliwość wprowadzania danych pozwalających na uwzględnienie efektywnego poziomu emisji fotonów z plazmy z uwagi na efekty pileup-u i ustawiania parametrów elektroniki rejestratora Mercury. Wprowadzenie specjalnego parametru M uzyskanego z oprogramowania sterującego diagnostyką umożliwiło skorygowanie wartości rejestrowanej ilości fotonów do wartości rzeczywistej. W odróżnieniu od dotychczasowej metody korekcji w wersji najnowszej kodu możliwe jest automatyczne wczytywanie parametru M dla każdej ramki czasowej i dla każdego z detektorów. Aby osiągnąć ten cel program został wyposażony w specjalną opcję o nazwie „Create/edit structure file” oraz „Open structure file”. „Structure file” umożliwia zautomatyzowanie wiązania parametru M z konkretną ramką czasową a także określenie i zapamiętanie podstawowych parametrów detektorów służących do kalkulowania widm emisyjnych plazmy znajdującej się w stożkach widzenia każdego z detektorów. Pierwsza z wymienionych opcji stworzenie pliku „Structure”, natomiast druga umożliwia jego aktywację. Na rys.1.1.19 przedstawiony jest arkusz danych wspomnianego pliku.

W dotychczas istniejącej wersji kodu startowe zawartości zanieczyszczeń używanych do symulacji widm były ustalane w toku długotrwałego, ręcznego wprowadzania danych i sprawdzania zgodności generowanych widm z widmami rejestrowanymi. W obecnej chwili przy wykorzystaniu specjalnego modułu o nazwie „Automation” wystarczy kursorem myszki zaznaczyć maksima linii wybranych zanieczyszczeń z zarejestrowanego przez diagnostykę widma i uruchomić wyznaczanie składu plazmy przyciskiem „Calculate plasma composition”.

Wyznaczone wartości mogą od tej pory zostać użyte do wykonania docelowej symulacji i po ewentualnych, drobnych ręcznych korektach przyjęte jako ostateczne. Na rys.1.1.20 zaznaczony został omawiany moduł.

W dotychczasowej wersji programu schemat porównywania wyników rejestrowanych z symulowanymi odbywał się w następujących etapach:

- a. rejestracja ilości fotonów w funkcji energii;
- b. w oparciu o parametry geometryczne diagnostyki (szerokości szczelin, odległość szczelin od detektorów, rozmiar detektorów, odległość od centrum plazmy itd.) obliczany był specjalny parametr geometryczny A, który w połączeniu z parametrem M pozwalał na przeliczenie ilości zarejestrowanych kwantów na średnią emisyjność plazmy $\epsilon[W/m^3/eV]$ w obszarze stożków widzenia detektorów;
- c. z tak przygotowanym widmem porównuje się widma symulowane w celu ustalenia zawartości zanieczyszczeń i Z_{eff} .

W nowej wersji kod został wyposażony w alternatywną metodę porównywania widm rejestrowanych z symulowanymi. Kroki postępowania są następujące:

- a. rejestracja ilości fotonów w funkcji energii;
- b. normalizacja ilości fotonów względem powierzchni detektora;
- c. symulacja ilości fotonów jakie docierają do detektora i ich porównanie z wartościami zarejestrowanymi. W celu precyzyjnego wyznaczenia ilości docierających do detektora kwantów stworzono nowy i dokładny algorytm uwzględniania geometrii układu pomiarowego na wyniki, który nie jest powtórzeniem podejścia z pierwszej metody.

Edition of the structure file

Data for structure file

Detector 1
 JSON filename: det1.json M divisor: 1.0000
 Slits widths: W/h: 1.200 [mm] W/v: 1.200 [mm]
 Energy channel width: 30.000 [eV] Filter symbol: Ch1_Filter3

Detector 2
 JSON filename: det2.json M divisor: 1.0000
 Slits widths: W/h: 0.602 [mm] W/v: 0.602 [mm]
 Energy channel width: 30.000 [eV] Filter symbol: Ch2_Filter3

Detector 3
 JSON filename: det3.json M divisor: 3.5000
 Slits widths: W/h: 0.089 [mm] W/v: 0.091 [mm]
 Energy channel width: 10.000 [eV] Filter symbol: Ch3_Filter1

Dane dodatkowe
 M filename: tablica_M_038.txt
 Plasma - pinhole distance: 740.000 [cm] Plasma radius: 40.000 [cm]
 Pinhole-detector distance: 970.000 [mm] Det. diameter: 3.200 [mm]
 Time length of frame: 0.100 [s] LCMS a: 49.000 [cm]
 T1 (19 digits UTC): 1539787947240392501 - 2018-10-17 14:52:27.240

New file Open file Save file Close window

Rys.1.1.19. Moduł tworzenia pliku struktury

Simulation of the average plasma emission

Plasma composition

nH/ne: 0.0000E+00 [%]
 nHe/ne: 0.0000E+00 [%]
 nBe/ne: 0.0000E+00 [%]
 nB/ne: 0.0000E+00 [%]
 nC/ne: 1.0000E+00 [%]
 nN/ne: 0.0000E+00 [%]
 nO/ne: 9.0000E-02 [%]
 nNe/ne: 0.0000E+00 [%]
 nS/ne: 6.0000E-03 [%]
 nCl/ne: 9.5000E-03 [%]
 nAr/ne: 6.4620E-02 [%]
 nCr/ne: 0.0000E+00 [%]
 nFe/ne: 0.0000E+00 [%]
 nNi/ne: 0.0000E+00 [%]
 nCu/ne: 0.0000E+00 [%]
 nW/ne: 0.0000E+00 [%]
 Main element: H

Linked PHA and Simulation
 Line width for E=3.0 [keV]
 Δw [eV]: 120.000
 Pmax = Po * 1.0

Data export Clear data
 Calculations Exit
☒ ff+fb+bb ☐ ff,fb,bb

Set/remove markers for automatic calculations of plasma composition

	H	He	Be	B	C	N	O
P[W/eV/m3]					3.2233E+01		4.5565E+0
E[eV]					359.9		680.9
nX/ne[%]	0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	0.0000E+00	1.0000E+00	0.0000E+00	9.0000E-02

Remove marker Remove all markers Calculate plasma composition Ion: All OK Cancel

Tilt [°]: 0.000 PHA BIN width: ΔE * 1.020 Go Show simulation results from 10 eV to 10240 eV

Shape of the plasma used for calculations
☒ circular plasma shape ☐ real plasma shape Load definition of the real plasma ☐ Gif=Gib=1

Automation
 Save sim data
 Load sim data

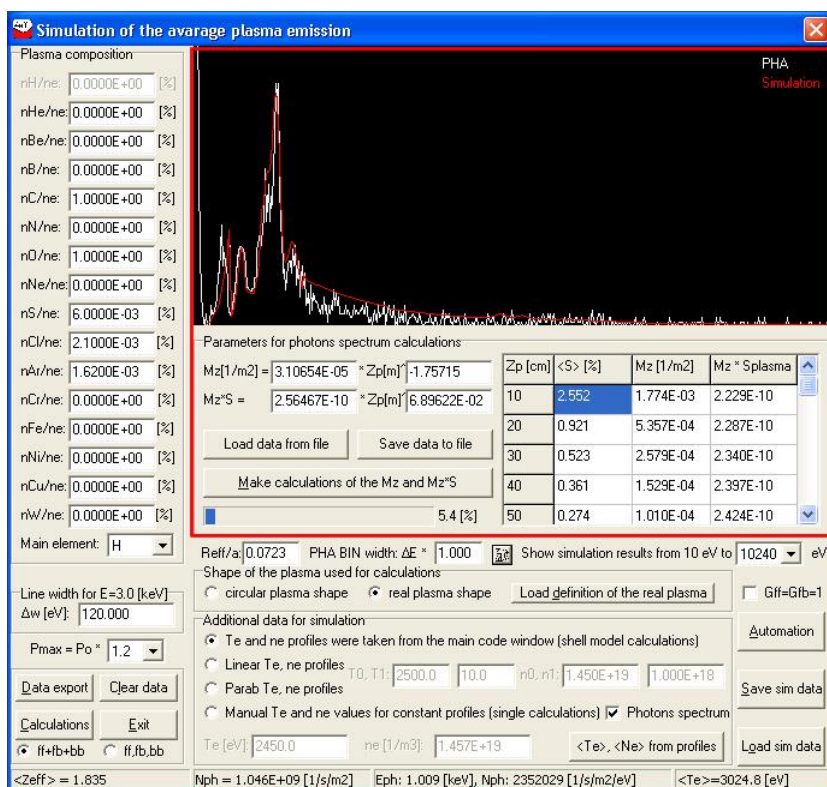
Additional data for simulation
☐ Te and ne profiles were taken from the main code window (shell model calculations)
☐ Linear Te, ne profiles
☐ Parab Te, ne profiles
☒ Manual Te and ne values for constant profiles (single calculations) ☐ Photons spectrum

Te [eV]: 2450.0 ne [1/m3]: 1.457E+19 <Te>, <Ne> from profiles Load sim data

Eph: 2.471 [keV], P: 3.375E+01 [W/(m3*eV)]

Rys.1.1.20. Moduł automatyzacji wyznaczania poziomu zanieczyszczeń (czerwony prostokąt)

W obu wypadkach wyniki symulacji prowadzą do dobrej zbieżności wyznaczonej zawartości zanieczyszczeń. Na rys.1.1.21 przedstawiony został przykładowy wynik symulacji w oparciu o drugą metodę.



Rys.1.1.21. Przykładowe okienko z symulacją w oparciu o metodę 2 (czerwony prostokąt)

1.2. Rozwój diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA

W roku 2020 grupa naukowców z IFPiLM kontynuowała uczestnictwo w projekcie EUROfusion WPSA, dotyczącym zaprojektowania i wykonania spektrometru promieniowania VUV dla dywertora (tytuł projektu: “Design and procurement of the divertor VUV spectrometer for JT-60SA”). W tym roku ten dwuletni projekt miał na celu rozpoczęcie prac konstrukcyjnych i montażowych przy komorze spektrometru. Dotyczyło to również selekcji i przygotowania do kupna dwóch detektorów CCD dla dwóch wybranych zakresów energetycznych 10-40 nm i ~30-125 nm. Elementem dyspersyjnym układu będą dwie specjalnie zaprojektowane siatki dyfrakcyjne. Głównym zadaniem grupy naukowców z IFPiLM było przygotowanie informacji niezbędnych do kupna odpowiednich detektorów CCD i układu próżniowego, jak i sam zakup kamer i elementów próżniowych. Ze względu na sytuację pandemiczną część prac, a mianowicie uruchomienie przetargu i zakupu, została przesunięta na następny rok. Niemniej jednak, w 2020 roku udało się uzyskać niezbędne informacje i dokonać selekcji dla detektorów CCD oraz podstawowych elementów układu próżniowego. Ten ostatni będzie się składał z pomp próżniowych znanej firmy SAES Group przy wykorzystaniu nowoczesnych elementów absorbujących, getterów. W tym celu w roku 2019 został nawiązany kontakt z producentem, co pozwoliło na zebranie odpowiednich informacji. Jednak ze względu na opóźnienia w realizacji projektu, niezależne od pracowników IFPiLM, ostateczna decyzja co do elementów układu nie została podjęta i zakup odpowiedniego systemu próżniowego oraz detektorów CCD został przeniesiony na rok 2021.

W przypadku układu detekcyjnego przyszłego spektrometru to następujące specyfikacje miały być uwzględnione przy wyborze modelu i producenta detektora CCD: rozmiar detektora: ok. 27x7 mm², liczba pikseli: 2048x512 lub 1024x256 pikseli, czułość: odpowiednia do obserwacji w zakresie długości fal: 10-125 nm, zakres dynamiczny: 16 bitów lub lepszy, częstotliwość odczytu: kilka MHz, czas przesuwu rzędu pikseli w pionie: kilka mikrosekund, dostępna opcja tzw. binning’u, grupowania pikseli, wirtualny chip: możliwość ograniczenia odczytu do niewielkiej części chipa detektora, a tym samym zwiększenie częstotliwości odczytu, chłodzenie: powietrze lub woda, próżnioszczelne połączenia z kołnierzami 100 DN CF, sterowniki oprogramowania: do komputerowej kontroli ustawień detektorów i wyszukiwania danych, łączność: USB lub Ethernet, wyzwalanie i synchronizacja wejścia zewnętrznego: TTL lub podobny do wyzwalania akwizycji danych i synchronizacji

interwałów czasowych z eksperymentem, itd. W badaniach nad syntezą jądrową częstotliwość odświeżania detektora spektroskopowego powinna być zwykle najwyższa z możliwych, zgodnych z ustawieniami i możliwościami detektora, w celu wychwycenia wysokiej dynamiki często występującej w plazmie fuzyjnej, a zatem bliższej 100 Hz niż 1.

W przypadku JT-60SA spektrometr będzie miał możliwości obrazowania, a odczyt detektora będzie ułożony w postaci szeregu pionowych pasków, które będą odpowiadać równej liczbie przestrzennych obszarów plazmy. Kierunek poziomy będzie zawierał informacje spektralne. Liczba pasków będzie się różnić w zależności od konkretnego zakresu pomiaru i poziomu sygnału, ale typowa liczba powinna wynosić około pięciu. Detektory zostaną umieszczone dość blisko plazmy i będą musiały wytrzymać pewien poziom promieniowania neutronowego, dlatego informacja dotycząca zastosowania proponowanych detektorów poddanych działaniu strumieni neutronów była bardzo istotna.

W oparciu o powyższe specyfikacje pracownikom IFPiLM udało się dokonać oceny dostępnych kamer trzech różnych producentów: ANDOR, Greateyes i Teledyne Princeton Instruments. Po licznych dyskusjach z ekspertami z tych firm, udało się wyłonić grupę odpowiednich detektorów, spośród których zostanie wybrany jeden do użycia w przyszłym spektrometrze na tokamaku JT-60SA. Dane te zostały zebrane w tabeli poniżej.

Parameters	Greateyes			Teledyne Princeton Instruments		Andor	
Camera Model:	ALEX-s 2k512 BI	ALEX-s 2k512/BI UV1	ALEX-s 1k256 BI UV1	PIXIS-XO: 400B	PIXIS-XO: 2KBV	NewtonSO DO920P-BEN	NewtonSO DO940P-BEN
Detecting surface:	27.6×6.9 mm ²	27.6×6.9mm ²	26.6×6.7m m ²	26.8x8mm ²	27.6x6.9 mm ²	26.7x 6.7mm ²	27.6x6.9m m ²
Number of pixels:	2048 × 512	2048 × 512	1024 x 256	1340 x 400	2048 x 512	1024 x 255	2048 x 512
Sensitivity:	~10 eV- 20 keV	~10 eV- 20 keV	~10 eV- 20 keV	~10 eV- 20 keV	~10 eV-20 keV	~10 eV- 10 keV	~10 eV- 10 keV
Dark current:	~0.00025 e ⁻ /pixel/s (typical) at -100°C	~0.00025 e ⁻ /pixel/s (typical) at -100°C	The read noises are slightly higher than for 2k512	0.001 e ⁻ /p/sec (typical) at -75C with ambient air at +20C	0.001 e ⁻ /p/sec (typical) at -75C with ambient air at +20C	0.0003 e ⁻ /p/sec (typical) at -100C	0.0002 e ⁻ /p/sec (typical) at -100C
Dynamic range:	18-bit	18-bit	18-bit	16-bit	16-bit	16 bit	16 bit
Readout frequency:	50 kHz, 250kHz, 1 MHz, 3 MHz (5 MHz for visualization mode; up to 6 speeds)	50 kHz, 250kHz, 1 MHz, 3 MHz	50 kHz, 250kHz, 1 MHz, 3 MHz	100 kHz and 2 MHz	100 kHz and 2 MHz	3, 1 and 0.05 MHz	3, 1 and 0.05 MHz

<i>Vertical (row) shift speed:</i>	15 μ s/row	15 μ s/row	15 μ s/row	<15 μ s/row (programmable)	15.2 μ s/row (programmable)	12.9 μ s	12.9 μ s
<i>Binning and grouping:</i>	fully flexible	fully flexible	fully flexible	flexible	flexible	flexible	flexible
<i>Cooling:</i>	-100°C to 20°C, forced air or liquid cooling	-100°C to 20°C, forced air or liquid cooling	-100°C to 20°C, forced air or liquid cooling	Thermoelectric air or liquid cooling (CoolCUBE II required)	Thermoelectric air or liquid cooling (CoolCUBE II required)	Air and liquid cooled; Coolant recirculator; Coolant chiller, coolant @ 10°C, 0.75 l/min	Air and liquid cooled; Coolant recirculator; Coolant chiller, coolant @ 10°C, 0.75 l/min
<i>Maximum bakeout temperature:</i>	+80°C	+80°C	+80°C	+70°C	+70°C	+55°C	+55°C
<i>Vacuum tight connections:</i>	ISO-F DN63, knife-edge sealed CF DN63, CF DN100, CF DN160	ISO-F DN63, knife-edge sealed CF DN63, CF DN100, CF DN160	(?)	4.5'' CF flange	4.5''/6'' CF flanges	DN100CF / 6'' CF / CF-152 flange and knife-edge sealing	DN100CF / 6'' CF / CF-152 flange and knife-edge sealing
<i>Software/drivers. Software development kit (SDK):</i>	greateyes Vision software for Windows 7 / 10. Python SDK	greateyes Vision software for Windows 7 / 10. Python SDK	greateyes Vision software for Windows 7 / 10. Python SDK	Flexible software packages for data acquisition, display and analysis with built in math engine; LightField® (for Windows 10/8/7, 64-bit) Or WinView/Spec (for Windows	Flexible software packages for data acquisition, display and analysis with built in math engine; LightField® (for Windows 10/8/7, 64-bit) Or WinView/Spec (for Windows	Solis for Spectroscopy A 32-bit and fully 64-bit enabled application for Windows (8, 8.1 and 10). Andor SDK available as 32/ 64-bit libraries for Windows (8, 8.1 and 10) and	Solis for Spectroscopy A 32-bit and fully 64-bit enabled application for Windows (8, 8.1 and 10). Andor SDK available as 32/ 64-bit libraries for Windows (8, 8.1 and 10) and

				8/7/XP, 32-bit). PICAM (64-bit)/PVCA M (32-bit) SDKs.	8/7/XP, 32-bit). PICAM (64-bit)/PVCA M (32-bit) SDKs.	Linux. Compatible with C/C++, C#, Delphi, VB.NET, LabVIEW and Matlab.	Linux. Compatible with C/C++, C#, Delphi, VB.NET, LabVIEW and Matlab.
<i>Supported interfaces:</i>	USB 3.0 (3 m cable provided); Gigabit Ethernet (10 m cable provided)	USB 3.0 (3 m cable provided); Gigabit Ethernet (10 m cable provided)	USB 3.0	USB2.0 (5m interface cable provided); Optional Fiberoptic interface is available for remote operation	USB2.0 (5m interface cable provided); Optional Fiberoptic interface is available for remote operation	USB 2.0 interface	USB 2.0 interface
<i>External input Trigger and Syncs:</i>	TTL interface signals, Sync out, shutter out, external trigger in	TTL interface signals, Sync out, shutter out, external trigger in	TTL interface signals, Sync out, shutter out, external trigger in	External Trigger input with programmable polarity; TTL output with exposure or readout monitor	External Trigger input with programmable polarity; TTL output with exposure or readout monitor	TTL / Logic: Connector type: SMB, provided with SMB - BNC cable, Fire (Output), External Trigger (Input), Shutter (Output)	TTL / Logic: Connector type: SMB, provided with SMB - BNC cable, Fire (Output), External Trigger (Input), Shutter (Output)
<i>Distance between front flange plane and detector surface</i>	6 mm for CF DN63, 8 mm for CF DN100 (can be customized)	6 mm for CF DN63, 8 mm for CF DN100 (can be customized)	6 mm for CF DN63	0.0 (?) (from the drawings)	0.0 (?) (from the drawings)	3.3 mm (?) (from the drawings)	3.3 mm (?) (from the drawings)
<i>Frame rate (imaging):</i>	0.05fps @50kHz readout rate, 0.91fps	0.05fps @50kHz readout rate, 0.91fps @ 1MHz	0.19 fps @50kHz readout rate, 3.67fps @	~3.6 fps @2MHz: estimated from the readout	~1.9 fps @2MHz: estimated from readout	~11 fps @3MHz: estimated from the readout	~2.82 fps @3MHz: estimated from the readout

	@ 1MHz readout rate, and 2.69fps @3MHz readout rate	readout rate, and 2.69fps @3MHz readout rate	1MHz readout rate, and 10.62fps @3MHz readout rate	time + 1 ms exposure	time + 1 ms exposure.	time + 1 ms exposure.	time + 1 ms exposure.
<i>Frame rate (Full Vertical Binning):</i>	100 fps @3MHz (FVB); ~83 fps @3MHz for 5 stripes binning. Exposure time should be at least 1 ms.	100 fps @3MHz (FVB); ~83 fps @3MHz for 5 stripes binning. Exposure time should be at least 1 ms.	~193 fps @3MHz (FVB) (estimated) ~153 fps @3MHz for 5 stripes binning: estimated from the readout time + 1 ms of exposure time	315 fps @2MHz (FVB) ~96 fps @2MHz for 5 stripes: estimated from the readout time + 1 ms of exposure time	90 fps @2MHz (FVB) ~70 fps @2MHz for 5 stripes estimated from the readout time + 1 ms of exposure time	273 fps (FVB) @3MHz; 1612 fps (Crop Mode - 20 rows) ~166 fps @3MHz for 5 stripes: estimated from the readout time + 1 ms of exposure time	122 fps (FVB) @3MHz; 943 fps (Crop Mode - 20 rows) ~90 fps @3MHz for 5 stripes: estimated from the readout time + 1 ms of exposure time
<i>Neutron flux:</i>				>10 ¹⁴ n/cm ² irreversible damage	>10 ¹⁴ n/cm ² irreversible damage		
<i>Saturation (full well), single pixel:</i>	100 ke ⁻ (typical)	100 ke ⁻ (typical)	500 k e ⁻	100 ke ⁻ (typical), 60 ke ⁻ (minimum)	100 ke ⁻ (typical), 60 ke ⁻ (minimum)	400 ke ⁻ (typical)	100 ke ⁻ (typical)
<i>Dimensions/Weight:</i>	8.3 cm × 10.0 cm × 10.9 cm / 4.3 kg (with CF DN100 flange)	8.3 cm × 10.0 cm × 10.9 cm / 4.3 kg (with CF DN100 flange)	8.3 cm × 10.0 cm × 10.9 cm / 2.9 kg (with CF DN63 flange)	16.59cm x 11.81 cm x 11.38 cm/2.27 kg	15.1cm x 11.81cm x 11.45cm / 3.2 kg	~15.1 cm x 19.3 cm x 9.4 cm / 4.9 kg	~15.1 cm x 19.3 cm x 9.4 cm / 4.9 kg
<i>Operating environment:</i>	0°C to 35°C ambient, relative humidity <80% (non-	0°C to 35°C ambient, relative humidity <80% (non-condensing)	0°C to 35°C ambient, relative humidity <80% (non-	+5°C to +30°C, non-condensing	+5° C to +30° C, non-condensing	0°C to +30°C ambient; Relative Humidity: < 70% (non-	0°C to +30°C ambient; Relative Humidity: < 70% (non-

	condensing)		condensing)			condensing)	condensing)
<i>Representatives in Poland</i>	no	no	no	yes	yes	yes	yes
<i>Costs (net):</i>	24 780.00 EUR	26 020 EUR	21 230 EUR	51 100 USD	68 100 USD	~23 000 EUR	~29 500 EUR

Bardzo ważną uzyskaną informacją były dane o wpływie promieniowania neutronowego na wydajność i funkcjonalność detektorów CCD. Dowiedziano się, że nieodwracalne uszkodzenia neutronowe są obserwowane przy strumieniach neutronów od około 10^{14} n/cm²/s. Niemniej jednak, detektor powinien znajdować się w strumieniach znacznie poniżej tej liczby, a zatem powinien być osłonięty przed działaniem neutronów. Następną informacją, która powinna być brana pod uwagę, to, że detektor może być uszkodzony przez działanie lokalnej wiązki promieniowania o gęstości mocy 0.8 W/cm², powyżej której uszkodzenie jest nieodwracalne z powodu przebiccia termicznego.

Na podstawie uzyskanych informacji oraz ofert w roku 2021 dojdzie do zakupu dwóch identycznych kamer do rejestracji promieniowania VUV dla spektrometru na JT-60SA.

1.3. Rozwój diagnostyk miękkiego promieniowania rentgenowskiego dla tokamaka DTT

Urządzenie o nazwie DTT (ang. *Divertor Tokamak Test*), będzie tokamakiem w pełni nadprzewodzącym, przeznaczonym do integracji najbardziej istotnych zagadnień fizycznych i technologicznych niezbędnych dla przyszłych elektrowni termojądrowych. Wraz z wprowadzeniem najlepszej koncepcji dywerta, kolejnym ważnym celem jest zbadanie problemu cząstek stałych i odprowadzania mocy w dwóch podstawowych warunkach, tj. środowisku zintegrowanym i warunkach odpowiednich do DEMO.

Problem odprowadzania mocy (ang. *Power Exhaust*) jest pilnym problemem do rozwiązania dla urządzeń następnej generacji. Choć rozwój technologii monitorowania promieniowania z plazmy nie jest bezpośrednio związany z problemem odprowadzania mocy i cząstek, jest jednak pomocny w badaniu specyficznych problemów powodowanych przez erozję materiału narastającą w wyniku interakcji z plazmą. Taka wiedza jest dość istotna w przypadku materiałów opartych na W, ponieważ tylko niewielkie ilości W mogą być tolerowane w plazmie termojądrowej ze względu na jego wysoką wydajność radiacyjną. Powstawanie w plazmie zanieczyszczeń metalicznych i dalsze wzajemne oddziaływanie między transportem cząstek a aktywnością MHD może prowadzić do gromadzenia się zanieczyszczeń, a ostatecznie do przerwania reakcji fuzji termojądrowej. Maszyny zorientowane na ITER i DEMO są projektowane ze zoptymalizowanym rozkładem przestrzennym pola magnetycznego, mającym na celu zminimalizowanie obszaru interakcji między zamkniętą plazmą a elementami PFC (ang. *Plasma-Facing Components*). Doprowadzi to do zmniejszenia strumienia mocy na PFC i zwiększy wydalenie cząstek poprzez osiągnięcie korzystnych warunków plazmy na dywercorze. Ponadto, jeśli gęstość plazmy na krawędzi zostanie zwiększona i zanieczyszczenia zostaną wprowadzone w obszar warstwy SOL (ang. *Scrape-Off Layer*), moc grzewcza, która osiąga PFC/dywercor, może zostać obniżona osiągając strategiczne wartości 5-10MW/m², tj. wartości, z którymi mogą sobie poradzić obecne lub przyszłe materiały.

W związku z powyższym, przez grupę naukowców z IFPiLM została zaproponowana nowa technologia monitorowania promieniowania plazmy, dedykowana do pomiarów SXR, która będzie miała stosunkowo duże znaczenie dla urządzeń testowych ITER/DEMO. Dzięki możliwości monitorowania i zrozumienia zachowania W lub innych zanieczyszczeń w plazmie, technologia ta może pomóc w rozwiązaniu niektórych kluczowych problemów, takich jak: wpływ skażenia plazmy rdzeniowej przez zanieczyszczenia na wydajność syntezy jądrowej i sposoby ich neutralizacji; możliwość uzyskania przez plazmę centralną bardzo wysokiej frakcji promieniowania; wpływ erozji i temperatury; itd.

Dodatkowo, procesy zachodzące podczas interakcji promieniowania z materią w urządzeniach fuzyjnych wymagają, aby materiały stosowane w takich urządzeniach miały doskonałą stabilność radiacyjną. Wymóg ten dotyczy materiałów ścian, a także innych materiałów będących komponentami detektorów. Na przykład duże strumienie neutronów w środowisku tokamaka mogą prowadzić do szybkiej degradacji obecnych detektorów

promieniowania X. Stąd rozwój nowych technologii w dziedzinie tej diagnostyki plazmy jest mocno pożądanym, a ostatecznym zamiarem jest zastosowanie tej technologii w przyszłych reaktorach termojądrowych.

Niniejszy projekt dotyczy tego konkretnego zadania. Proponowane opracowanie służyć ma wykonaniu ogólnego obrazowania 2D w zakresie miękkiego promieniowania X (SXR), które może dostarczyć cennych informacji na temat transportu cząstek i konfiguracji magnetycznej przekraczającej możliwości istniejących systemów tomografii 1D w zakresie SXR. Istotnym elementem takiego systemu obrazowania jest nowoczesny detektor typu GEM (ang. *Gas Electron Multiplier*) przystosowany do rejestracji miękkiego promieniowania X (~2-15 keV) pochodzącego z plazmy tokamaka. Zdolność rozróżniania energii (z rozdzielczością około 17-25%) padających absorbowanych fotonów jest jedną z mocnych stron takiego systemu detekcyjnego, wraz z możliwością lokalizacji ich pozycji na anodach odczytowych detektora (możliwe jest osiągnięcie rozdzielczości przestrzennej do 100 μm). Wśród innych zalet można również wymienić dobrą rozdzielczość czasową (około 1 ms), dostępność różnorodnych rozmiarów i kształtów) oraz lepszą odporność na neutrony (wytrzymywanie wyższych dawek niż detektory półprzewodnikowe).

W ramach tego zadania zaplanowano zaprojektowanie najbardziej kluczowego dla obrazowania 2D elementu komory detekcyjnej, który ma skupiać się na emisji W i domieszkowanych zanieczyszczeń oraz pokrywać zakres fotonów odpowiedni do monitorowania w rejonie SXR. W tym celu zaprojektowano i przebadano strukturę odczytową 2D, starając się zweryfikować jej przydatność jako diagnostyki do patrzenia na dywertyor tokamaka DTT. Aby określić jej przydatność do efektywnego obrazowania promieniowania plazmowego przez detektor typu GEM, uwzględniono zarówno oczekiwane najwyższe intensywności strumieni fotonów, jak i maksymalną osiągalną rozdzielczość przestrzenną. Ma to pozwolić na skuteczne monitorowanie plazmy rdzeniowej, promieniowanie w punkcie X i badanie różnych zjawisk, takich jak na przykład transport wolframu i jego wzajemne oddziaływanie z MHD w plazmie tokamaka. W połączeniu z zaawansowaną, szybką i wysokowydajną elektroniką, system taki mógłby monitorować promieniowanie plazmy, oferując doskonałą rozdzielczość przestrzenną i dobrą rozdzielczość czasową, a także widmo ładunków, z którego można dokonać dekonwolucji widma fotonów.

W ramach tego zadania grupa naukowców z IFPiLM wykonała systematyczne obliczenia i analizy, które dotyczyły symulacji spodziewanych widm oraz przestrzennych i widmowych rozkładów strumienia natężenia promieniowania plazmy, który będzie dochodził do okna detektora. Uwzględniając te dane i biorąc pod uwagę właściwości fizyczne detektora typu GEM, dokonana została ocena rozkładów przestrzennego i czasowego chmury ładunku, która osiągnie płaszczyznę odczytu. Aby zapewnić efektywne zbieranie nadchodzącej chmury ładunków, zaproponowano specjalną konstrukcję struktury odczytu wraz z oceną ostatecznej skuteczności detektora typu GEM.

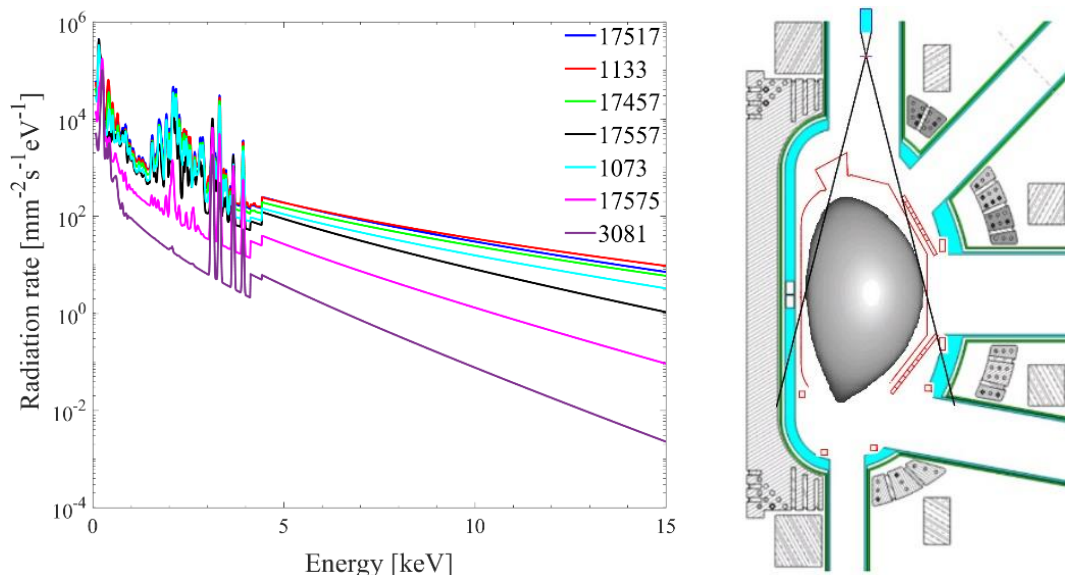
Na Rysunku 1.3.1 (a) pokazano przykładowe widma, które zostały obliczone na podstawie otrzymanych profili gęstości oraz temperatury elektronowej przewidywanych dla tokamaka DTT, oraz rozkładzie powierzchni pola magnetycznego razem ze schematem rozważanego, wstępnego układu eksperymentalnego ustawienia detektora (Rys. 1.3.1 (b)).

Te dane zostały użyte do symulacji sygnałów detektora pod wpływem zaabsorbowanego promieniowania (Rys. 1.3.2 (a)) i są pokazane na Rys. 1.3.2 (b).

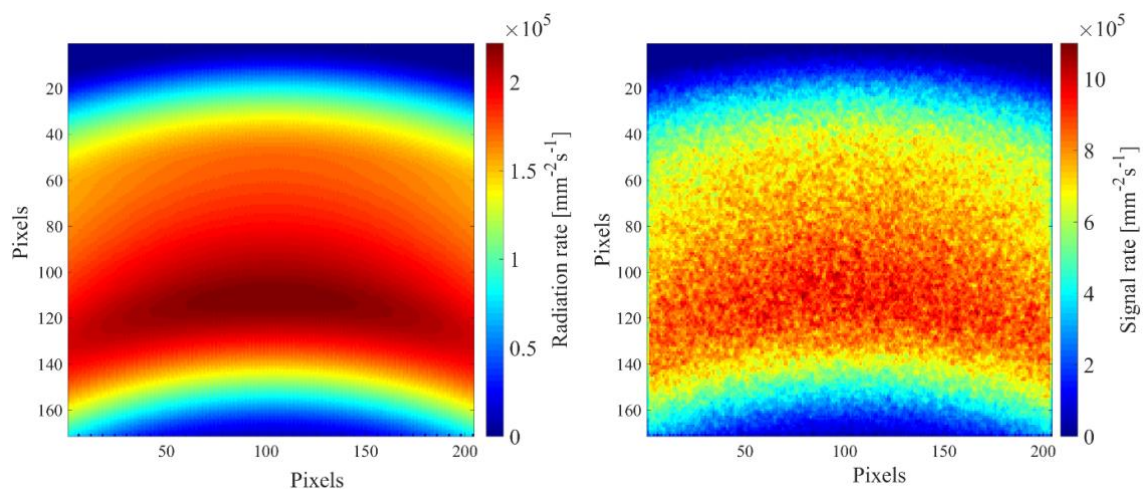
Jak wspomniano, celem niniejszego zadania było uzyskanie takiej struktury odczytu, która jest w stanie spełnić oba warunki: zebrać (tj. określić energię i położenie) jak najwięcej zaabsorbowanych fotonów, aż do granicy możliwości poprawnej pracy detektora, wynoszącej 10^5 fotonów/ mm^2/s oraz mieć rozsądną liczbę niezależnych kanałów elektroniki. W sumie, jeśli jeden niezależny kanał jest przypisany do pojedynczego piksela, detektor z 34,816 pikselami wymagałby 34,816 kanałów, co jest znacznie większą liczbą niż obecna elektronika może obsłużyć. W celu zmniejszenia liczby kanałów stosuje się połączenia między pikselami w taki sposób, aby uwzględnić spiętrzenie sygnałów i zmaksymalizować efektywność płytki. W tym przypadku, biorąc pod uwagę symetrię lawiny detektora oraz obliczony rozkład przestrzenny promieniowania plazmowego, zaproponowano następujący schemat połączeń między pikselami.

Do pokrycia heksagonalnego wzoru płytki odczytowej wybrano osiem podstawowych, niezależnych grup pikseli (tzw. multipikseli), z których skomponowano niezależne kanały elektroniki. Wzór ten przedstawiony jest na Rysunku 1.3.3 (a). W celu szczegółowego wyjaśnienia tego układu skoncentrujemy się najpierw na 408 multipikselach należących do grup XT i XB (gdzie XT/XB oznacza podział góra/dół całego obszaru odczytu dla zmiennej X). Patrząc na pierwszą kolumnę, piksel numer 1 (numeracja globalna) odpowiada multipikselowi XT1,

piksel 3 - XT2, i ten wzór XT1/Y.../XT2/Y... powtarza się aż do końca górnej połowy tej kolumny. Następnie wzór XB2/Y.../XB1/Y... powtarza się do końca dolnej połowy tej kolumny (patrz Rys. 1.3.3 (a)). Kolejne multipiksele XT/XB są przypisywane do następnej kolumny, która jest przesunięta w poziomie o pół podziałki względem tej kolumny (np. dla trzeciej kolumny wprowadzane są nowe niezależne multipiksele XT3, XT4, XB3 i XB4 itd.) Schemat ten jest powtarzany co drugą kolumnę.



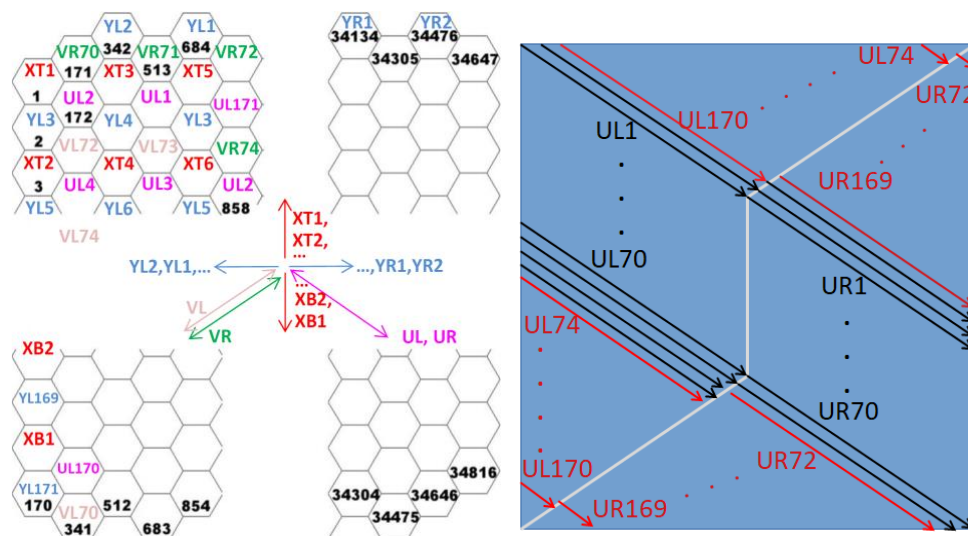
Rys. 1.3.1. (a) Obliczone widma SXR dla kilku pikseli o różnym ładunku intensywności, w tym dla pikseli poddanych największemu i najmniejszemu strumieniowi fotonów. (b) Schemat rozważanego, wstępnego układu eksperymentalnego ustawienia detektora (nie w skali)



Rys.1.3.2. (a) Spodziewane promieniowanie plazmy przefiltrowane przez $50 \mu\text{m Be}$ i przetworzone przy pomocy GEM DQE. Mapa intensywności 2D zaabsorbowanych fotonów o wartości średniej i maksymalnej 1.42 i $2.22 \cdot 10^5 \text{ cps} \cdot \text{mm}^{-2}$, odpowiednio. (b) Mapy 2D uzyskanej intensywności sygnału przy odczycie pojedynczego piksela z uwzględnieniem rozchodzenia się lawiny na kilka sąsiednich pikseli

W sumie całkowita liczba multipikseli dla XT/XB wynosi 408. Jak widać na Rysunku 1.3.3(a), podobne układy są zorganizowane dla grup YL i YR (gdzie YL/YR oznacza podział całego obszaru odczytu dla zmiennej Y na lewo/prawo). W przypadku multipikseli, które należą do grupy UL/UR, podział lewego/prawego obszaru odczytu jest nieco bardziej skomplikowany (patrz Rysunek 13.3 (b) dla zmiennej U). Każdy multipiksel jest teraz utworzony z pikseli, które leżą na tych samych heksagonach zmiennej U (np. patrz piksele #172 i #858, które należą do tego samego multipikselu UL2 na Rysunku 1.3.3 (a)). W tym przypadku jednak, aby zachować podobną liczbę pikseli w każdym multipiksle, należy utworzyć zarówno multipiksele nieprzerwane, jak i przerwane, jak pokazano na Rysunku 1.3.3 (b). Na przykład w przypadku grupy UL mamy 74 nieprzerwane multipiksele (wszystkie od UL1 do UL73 i UL171), a całkowita liczba multipikseli wynosi 171. Multipiksele dla grup VL/VR

są konstruowane w podobny sposób jak dla grup UL/UR z uwzględnieniem różnego kierunku heksagonalnej zmiennej V. Ogólnie rzecz biorąc, najczęściej jest to 21/22 i 25/26 pikseli połączonych ze sobą w celu utworzenia dowolnego multipikselu, czyli pojedynczej ścieżki akwizycji.



Rys. 1.3.3. (a) Mapa 2D odczytu pikseli pokazująca wszystkie 34816 pikseli połączonych w 1434 niezależne multipiksele. Każdy multipiksel odpowiada konkretnej niezależnej ścieżce/kanałowi elektronicznemu. Wszystkie multipiksele są podzielone na osiem niezależnych grup oznaczonych jako: X (góra/dół), Y (lewa/prawa), U (lewa/prawa) i V (lewa/prawa). Liczby w czarnym kolorze oznaczają numer piksela. Numery w innych kolorach oznaczają piksele należące do tego samego multipikselu w danej grupie. (b) Rozmieszczenie 342 multipikseli dla grupy U (lewy/prawy). Biała linia pokazuje podział całego obszaru odczytu na lewo/prawo. Nieprzerwane multipiksele są reprezentowane przez czarne linie; przerwane multipiksele są reprezentowane przez czerwone linie. Całkowita liczba pikseli w danym multipikselu mieści się w przedziale 24-26 w zależności od jego położenia. Łącznie w grupach UL/UR znajduje się 171 multipikseli

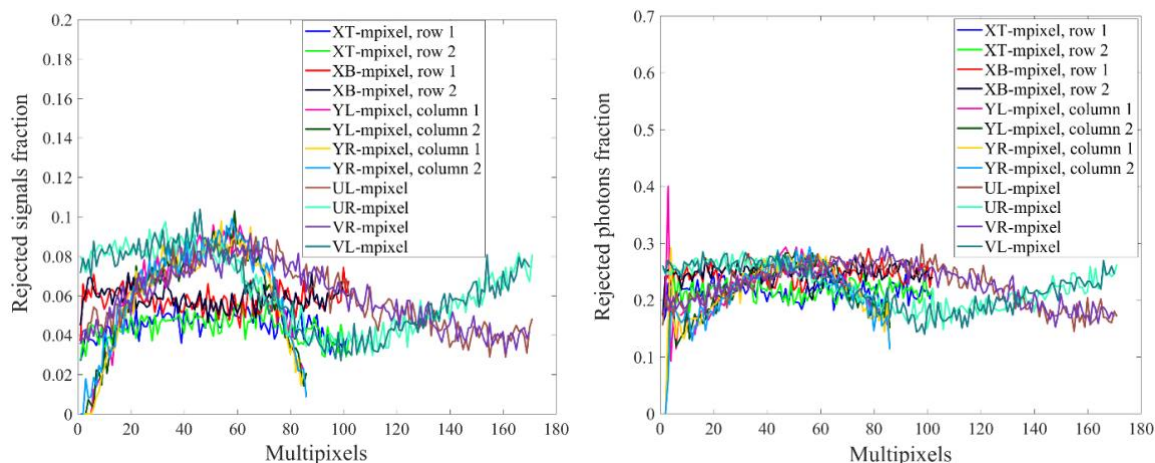
W sumie na płycie odczytowej, z pikselami rozmieszczonymi w ten sposób na multipikselach X, Y, U i V, znajduje się 1434 niezależnych kanałów elektronicznych. Ta liczba niezależnych kanałów jest rozsądnie/bezpiecznie niższa niż limity ostatnio opracowanych modułów przetwarzających. Jednocześnie taka liczba powinna umożliwić efektywne działanie szybkiej elektroniki i systemu akwizycji danych.

W ten sposób opracowana struktura została poddana ocenie pod względem efektywności zaproponowanego schematu odczytu oraz określenia ilości traconej informacji. Obliczono przewidywaną ilość sygnałów w czasie na każdym multipiksle. Stwierdzono, że osiągnięto poziom $1.7 \cdot 10^6$ cps na powierzchnię multipikselu dla grup multipikseli Y, U i V, przy czym dla grup X wskaźnik ten był nieco niższy i wynosił do $1.2 \cdot 10^6$ cps na multipiksel. Określono również ilość odrzuconych sygnałów nakładających się na siebie. Jest ona przedstawiona na Rysunku 1.3.4 dla wszystkich multipikseli wraz z obliczoną frakcją wykrytych fotonów, które zostały odrzucone z analizy z powodu nałożenia się któregoś ze składowych sygnałów.

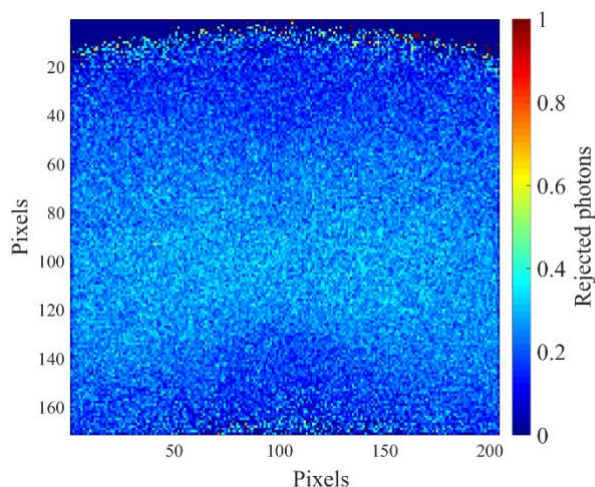
Mapa wszystkich odrzuconych fotonów przedstawiona jest na Rysunku 1.3.5. Stwierdzono, że średni procent nakładających się sygnałów jest na poziomie 25% dla środkowej, najbardziej intensywniej części powierzchni detekcyjnej (w rzędach od 40 do 140). Należy nadmienić, że uzyskane liczby utraconych fotonów (do około 25%) są dość obiecujące. Porównując ostatnio uzyskane wyniki i biorąc pod uwagę znacznie mniejszą powierzchnię napromieniowaną w opisanym tam eksperymencie, można stwierdzić, że proponowana konstrukcja może spełnić wysokie wymagania stawiane przy pomiarach promieniowania plazmowego. Warto przypomnieć, że badania przeprowadzono dla granicznych intensywności promieniowania dla poprawnej pracy detektora GEM. Dalsza optymalizacja rozmiaru pikseli i ich wzajemnego połączenia mogłaby jeszcze bardziej poprawić uzyskane wyniki.

Zastosowanie detektora opartego na GEM w fizyce plazmy wymaga jego pracy z dużą szybkością, bliską granicy ładunku przestrzennego ($\sim 10^5$ Hz/mm²). W ramach tego zadania, w przypadku scenariusza pełnej mocy, oczekiwana intensywność promieniowania znacznie przekracza tę granicę. Dlatego podjęto wysiłek opracowania struktury anody odczytowej odpowiedniej do obrazowania plazmy w tokamaku przy wartościach granicznych dla rozważanych detektorów.

Podsumowując osiągnięcia pracy w ramach danego zadania, warto zauważyć, że dla rozważanej struktury odczytu całkowita ilość odrzuconych zliczeń z powodu nakładania się sygnałów detektora była na poziomie około 25% dla centralnej, najbardziej napromieniowanej części obszaru detekcji. Na podstawie doświadczeń autorów, zaproponowana struktura anodowa powinna zapewnić dość efektywne obrazowanie promieniowania plazmowego. Dalsza optymalizacja płytki anodowej może być przeprowadzona dla konkretnych scenariuszy plazmowych i ewentualnego układu eksperymentalnego. Dodatkowo, można by również przeprowadzić pewne dostosowanie wielkości pikseli i dalszą optymalizację grup multipikseli.



Rys. 1.3.4 (a) Frakcja nałożonych sygnałów w każdej grupie multipikseli. (b) Frakcja odrzuconych fotonów dla każdej grupy multipikseli



Rys. 1.3.5 Mapa 2D odrzuconych fotonów dla rozpatrywanych multipikseli. Średnia wartość dla środkowej, najbardziej intensywnej części wynosi około 25%

Badania przeprowadzone w ramach rozwoju diagnostyk dla tokamaka DTT posłużą opracowaniu nowych technologii w obszarze detekcji promieniowania rentgenowskiego dla przyszłych reaktorów termojądrowych, dla których zastosowanie konwencjonalnych detektorów półprzewodnikowych jest ograniczone ze względu na przewidywane warunki dużych strumieni neutronów.

2. Badanie procesów oddziaływania plazma-ściana zachodzących w reaktorach termojądrowych

2.1. Badania oddziaływania plazmy i impulsów laserowych z materiałami

Oddziaływania plazma-ściana, jak również związane z nimi zagadnienia transportu paliwa i zanieczyszczeń oraz odprowadzenia energii termicznej mają kluczowe znaczenie w reaktorach termojądrowych nowej generacji, takich jak budowany obecnie w Cadarache ITER.

Prace realizowane w ramach niniejszego zadania zorganizowane są w ramach wieloletniego wspólnego projektu polegającego zarówno na prowadzeniu uzupełniających się badań, jak i porównywaniu oraz weryfikacji ich wyników. W realizacji projektu poza IFPiLM biorą udział ENEA (Włochy), FZJ (Niemcy), CU (Słowacja), Differ (Niderlandy), ISSP-UL (Łotwa), UT (Estonia) i VTT (Finlandia)).

Głównym tematem badań jest zastosowanie diagnostyki LIBS (ang. *Laser Induced Breakdown Spectroscopy* – Laserowa Spektroskopia Wzbudzeniowa) do pomiarów retencji paliwa (izotopów wodoru) oraz składu chemicznego materiałów oddziałujących z plazmą w reaktorach typu tokamak. Badania te prowadzone są na elementach ściany wewnętrznej tokamaków, jak również na specjalnie przygotowanych próbkach kalibracyjnych.

Spośród wariantów metody LIBS testowane są metody jednoimpulsowe przy użyciu laserowych impulsów nanosekundowych i pikosekundowych, metoda dwuimpulsowa (będąca specjalnością IFPiLM i ENEA Frascati), metoda z uśrednieniem po dużej ilości impulsów oraz metoda bezkalibracyjna CF (ang. *Calibration Free*). Wszystkie z nich wymagają optymalizacji szeregu parametrów, takich jak własności wiązki laserowej, opóźnienie akwizycji i czasu jej trwania, geometrii układu, itd. Ponadto, parametry te zmieniają się w zależności od typu warstw, co pociąga za sobą konieczność wykonywania wielu eksperymentów. Badania wykonywane są w atmosferze różnych gazów: powietrza, azotu, helu i argonu i przy różnych ciśnieniach.

W roku 2020 ze względu na sytuację epidemiologiczną poważnie ograniczone zostały prace eksperymentalne oraz związane z przygotowywaniem i dystrybucją próbek. W związku z tym akcent przesunięty został na analizę oraz interpretację wyników uzyskanych w poprzednich eksperymentach jak również opracowanie i doskonalenie metod badawczych, m.in. algorytmów do przygotowywania, konwersji, analizy i wizualizacji danych pomiarowych. Dzięki temu poczynione znaczne postępy w rozumieniu i przewidywaniu zjawisk związanych z retencją paliwa oraz erozją i depozycją materiałów w komorze reaktorów termojądrowych, jak również przygotowano narzędzia służące efektywnemu przetwarzaniu danych pomiarowych oraz ich analizie i interpretacji.

Główne wyniki badawcze

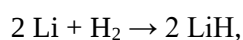
Interesujący problem naukowy, który został rozwiązany w 2020 roku, dotyczył badań prowadzonych we współpracy z ENEA Frascati i dotyczył nietypowego profilu koncentracji izotopów deuteru na powierzchni limitera FTU. Profil ten zmierzony został za pomocą metody LIBS podczas wspólnego eksperymentu wykonanego we Frascati jesienią 2019 roku.

W większości pomiarów wykonywanych na próbkach kalibracyjnych zawartość izotopów wodoru osiąga wartość maksymalną na powierzchni, a zatem amplituda linii spektralnych im odpowiadających jest największa w przypadku pierwszego impulsu laserowego oddanego w badane miejsce. Taka sama sytuacja miała miejsce w przypadku poprzedniej sesji eksperymentalnej, w której wykonano pomiaru na próbkach zdemontowanego limitera FTU po poprzedniej kampanii [G. Maddaluno et al., Nucl. Mat. En. 18 (2019) 208] oraz dla próbek kalibracyjnych zamontowanych w komorze FTU w aktualnym eksperymencie.

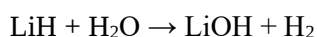
W przypadku pomiarów wykonanych dla limitera FTU za pomocą zdalnie sterowanego ramienia, w przeciwieństwie do przytoczonych wcześniej wyników, zawartość izotopów wodoru zdawała się być marginalnie mała na powierzchni w porównaniu do jej koncentracji zmierzonej na pewnej głębokości, po oddaniu kilku do kilkunastu laserowych impulsów, a zatem profil głębokościowy zawartości tych izotopów posiadał całkowicie odmienny charakter. Ewolucji widm uzyskiwanych w kolejnych impulsach dla limitera FTU przedstawiona jest na Rysunku 2.1.1.

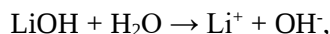
Pozorna sprzeczność z oczekiwaniami została wyjaśniona dzięki pomiarom profilu zawartości litu pochodzącego z eksperymentów z ostatniej sesji eksperymentalnej na FTU i stanowiącego zanieczyszczenie powierzchniowe komory. Profil koncentracji litu przedstawiony jest na Rysunku 2.1.2.

Jako wyjaśnienie niskiej retencji zaproponowano zatem występowanie reakcji chemicznej wodoru (i deuteru) z litem, która przebiegała według schematu:



a następnie prowadziła do kolejnych reakcji:

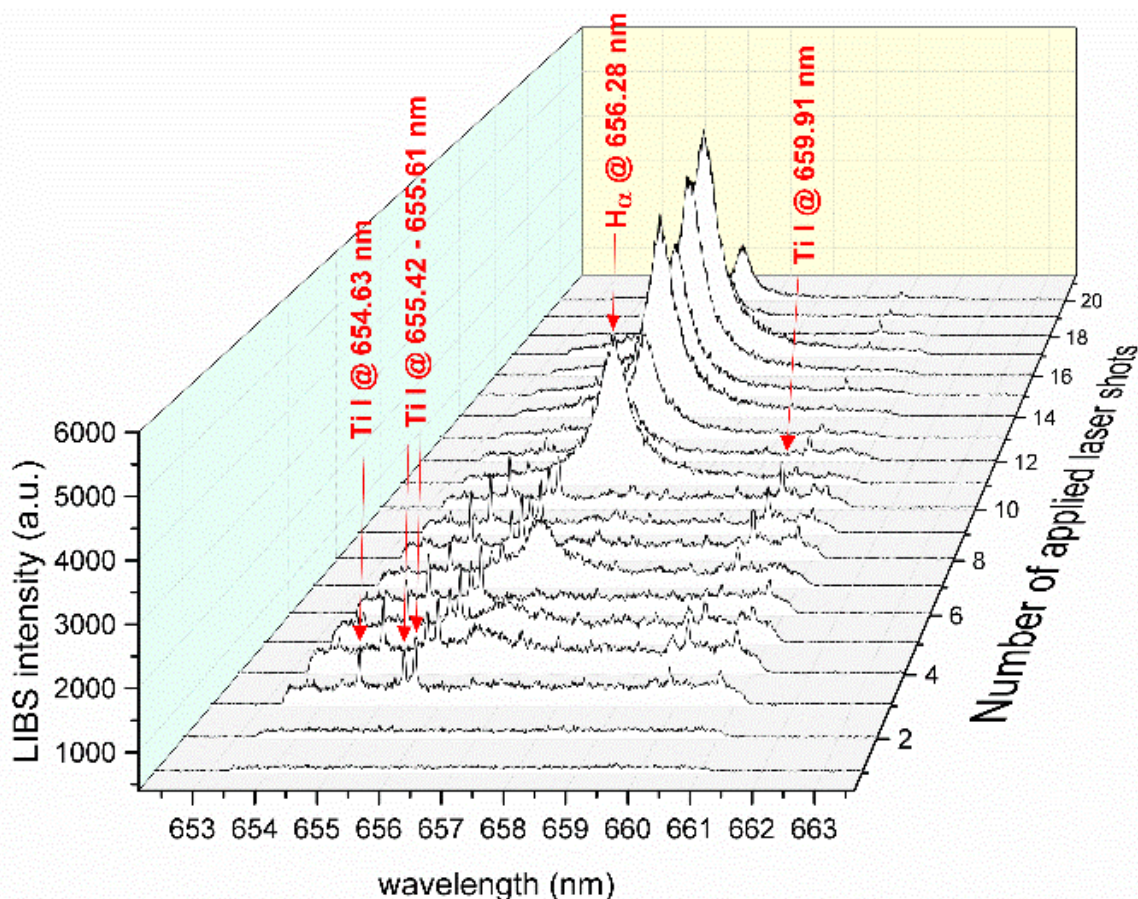




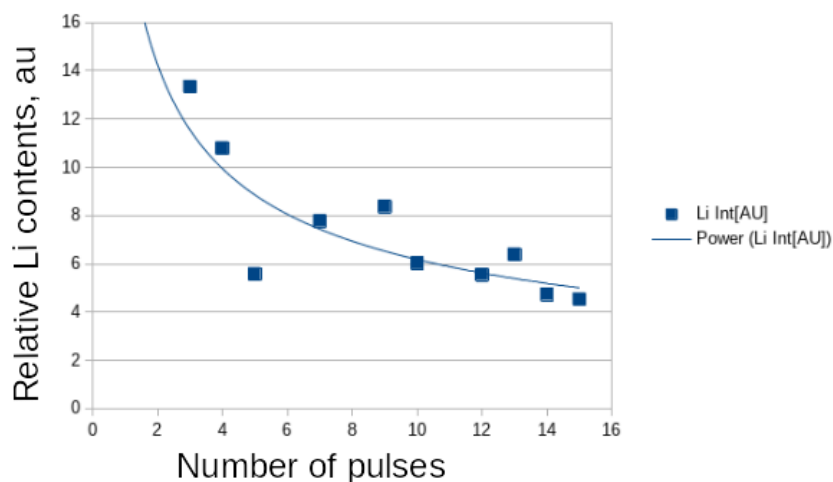
na skutek których do atmosfery uwalniany był cząsteczkowy wodór (w tym przypadku także deuter oraz HD).

Poza analizą zachowania zawartości izotopów wodoru, szczegółowej analizie poddana została również obecność innych zanieczyszczeń na tle zawartości żelaza będącego głównym składnikiem stali stanowiącej materiał konstrukcyjny badanego elementu. Za pomocą dwuimpulsowego LIBS wykryto i zmierzono chemiczne profile żelaza, molibdenu, manganu, tytanu, chromu i wymienionego już wcześniej litu. Przykładowe zmierzone profile przedstawione są na Rysunku 2.1.3. Warty odnotowania jest, że składniki stali (żelazo i mangan) zwiększają swoją zawartość wraz z kolejnymi impulsami, zaś molibden i tytan, będące zanieczyszczeniami, tę zawartość zmniejszają, co jest zgodne z przewidywaniami.

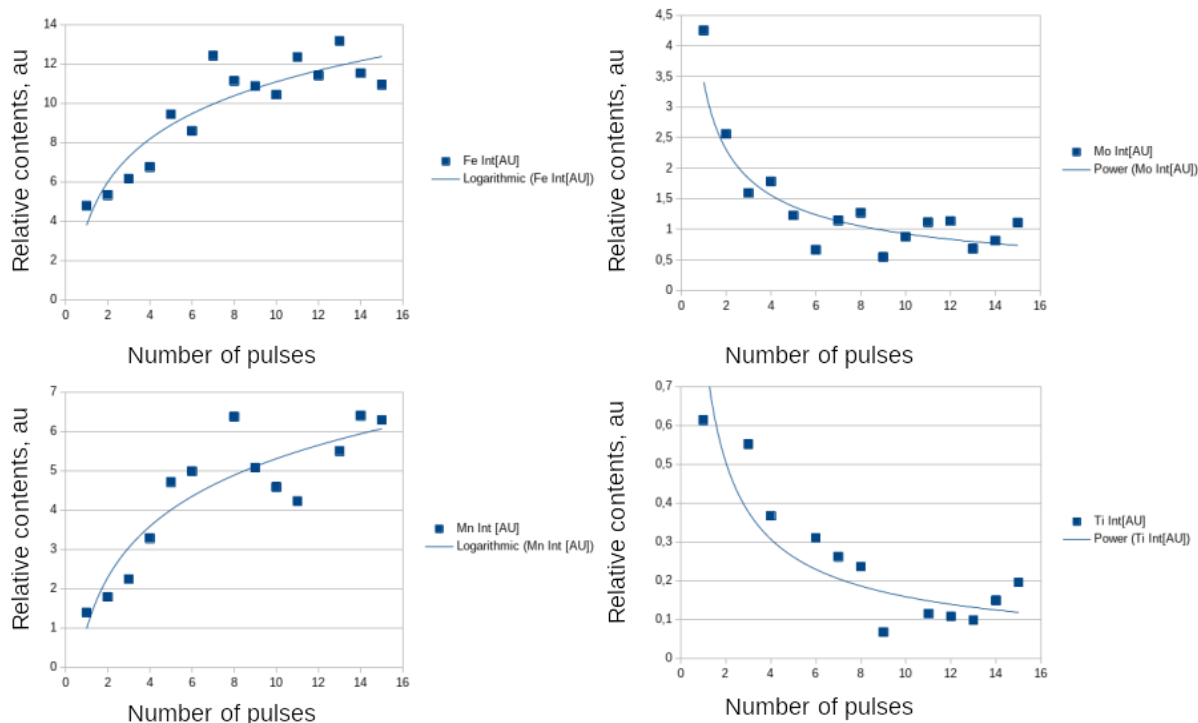
Ostatnimi kwestiami wymagającymi wyjaśnienia była nieobecność w widmach boru oraz cyny, których można było się spodziewać np. ze względu na procedurę boronizacji zastosowaną przed kampanią eksperymentalną na FTU. Nieobecność boru wytłumaczono jednak ulatnianiem się tego pierwiastka w warunkach atmosferycznych, natomiast w przypadku cyny, jej linie spektralne, w uzyskanych warunkach plazmowych mieściły się w zakresie UV oraz długości fali silnie tłumionych w układzie pomiarowym. W przyszłych układach pomiarowych jest to wada możliwa do wyeliminowania przez zastosowania odpowiednich elementów optycznych, które są dostępne na rynku.



Rys. 2.1.1 Ewolucja widm LIBS uzyskanych dla limitera FTU.



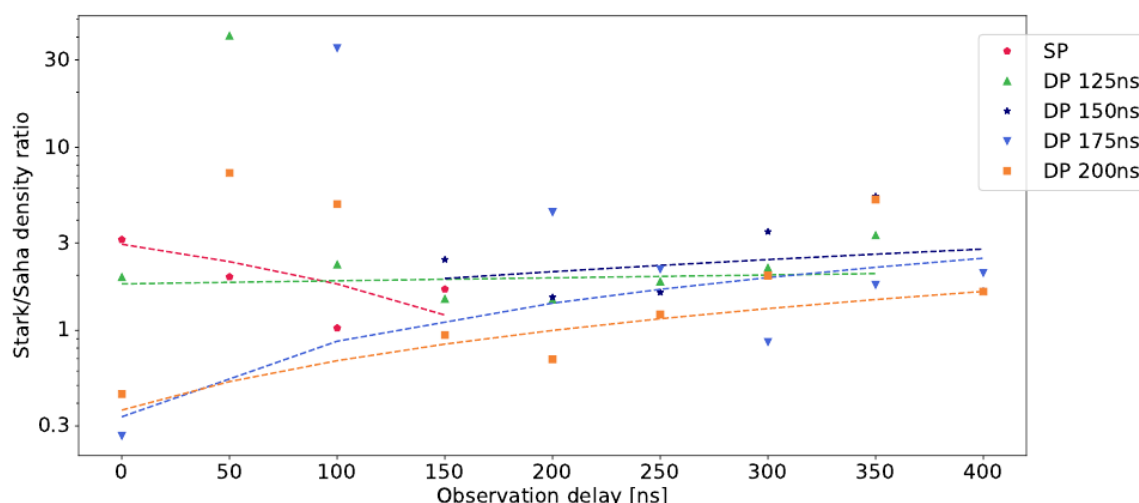
Rys. 2.1.2. Zawartość litu w kolejnych impulsach laserowych.



Rys. 2.1.3. Profile chemiczne zawartości żelaza, molibdenu, manganu i tytanu.

Wyjaśnienie tych zagadnień było istotne z punktu widzenia badań nad materiałami poddawanymi oddziaływaniu plazmy wewnątrz eksperymentalnych reaktorów typu tokamak, co było zgodne z założeniami prac na 2020 rok.

Z punktu widzenia planów na rok 2020 istotna była również pogłębiona analiza zachowania się plazmy wolframowej w warunkach oddziaływań dwuimpulsowych. W tym celu przeprowadzono analizę ewolucji temperatury i koncentracji plazmy dla szerokiego przedziału opóźnień międzyimpulsowych. Porównano ponadto koncentracje elektronowe wyznaczone różnymi metodami: z poszerzenia Starka oraz równania Saha. Głównym powodem tego porównania było zbadanie dla jakich opóźnień międzyimpulsowych i przy jakich opóźnieniach akwizycji występuje stan równowagi LTE, którego obecność jest istotna dla możliwości stosowania metody bezkalibracyjnej LIBS. Badania wykazały, że w przypadku DP LIBS czas trwania plazmy jest znacznie dłuższy, a czas równowagi (odzwierciedlony stosunkiem koncentracji Starka do Saha bliskim jedności) jest znacznie trwalszy. Przykładowe wyniki przedstawione są na Rys. 2.1.4.



Rys. 2.1.4. Zależność stosunku koncentracji elektronowej wyznaczonej metodą poszerzenia Starka oraz z równania Saha dla różnych odstępów międzyimpulsowych

Podsumowując, mimo okoliczności niesprzyjającym badaniom eksperymentalny rok 2020 przyniósł liczne interesujące osiągnięcia naukowe i pozwolił na realizację założeń podjętych w planach z roku ubiegłego.

Główne wyniki techniczne

Za problem technologiczny (a właściwie techniczny) można uznać adaptację nowego spektrometru typu OEM do współpracy ze stanowiskiem pomiarowym. W tym celu należało skonstruować system wyzwalania przy użyciu lasera Nd:YAG, obudować urządzenia oraz przetestować jego działania. Pomiar w spektrometrze IBSEN wyzwalany jest za pomocą zwarcia pinów interfejsu sterującego, zaś zarówno laser Nd:YAG jak i cyfrowy generator opóźnienia współpracujący z kamerą ICCD spektrometru Mechelle dysponują elektronicznymi impulsami wyzwalającymi w standardzie TTL. W celu połączenia ze sobą tych urządzeń należało zatem skonstruować elektroniczny obwód przełącznika, który zrealizowano za pomocą tranzystora polowego.

Następnie urządzenie zostało zamknięte w standardowej obudowie, której wyprowadzono zasilanie, interfejsy do podłączenia komputera i wyzwalania oraz światłowód stanowiący interfejs pomiarowy. Za pomocą urządzenia, którego zdjęcie przedstawione jest na Rysunku 2.1.5 (a) wykonano pomiary rtęciowo-argonowej lampy kalibracyjnej pokazane na Rysunku 2.1.5 (b).

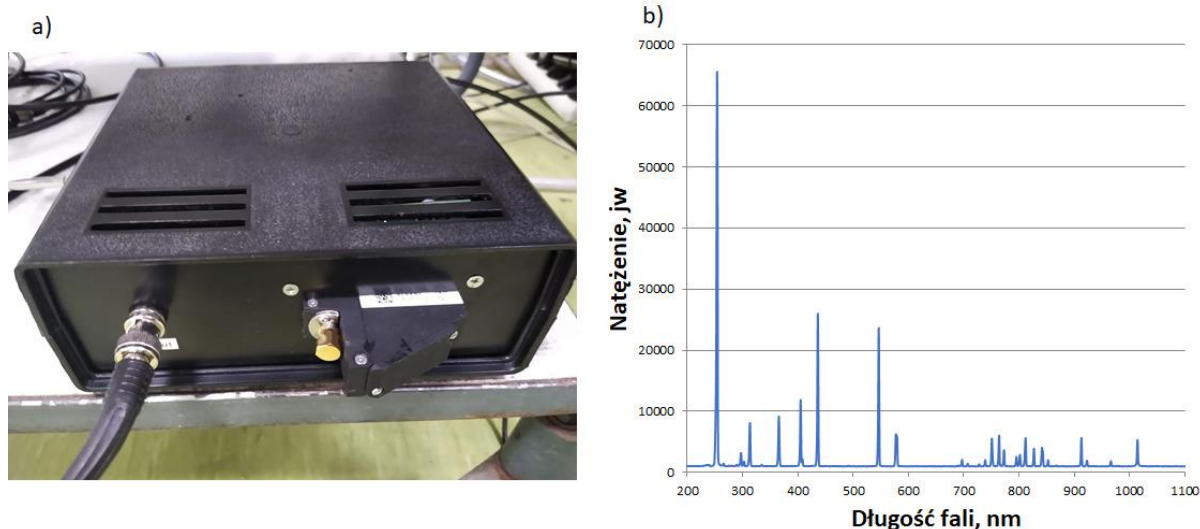
Dokonano również pomiary widma lampy wolframowo deuterowej (DT), które przedstawione są na rysunku 2.1.6. Rysunek (a) przedstawia widmo w pełnym zakresie. Z założenia grubość linii odpowiada przybliżonemu błędowi pomiarowemu, jednak na wykresie w tak szerokim przedziale długości fali i mierzonych wartości, ocena tego błędu jest właściwie niemożliwa. Aby ją ułatwić, na Rysunkach 2.1.6 (b-d) przedstawione są wycinki wykresu w trzech obszarach długości fali, tak aby słupki błędów były dobrze widoczne. Rysunki wskazują na wysoką dokładność pomiarów w przedziałach średnich i dużych długości fali. W zakresie fal krótkich pomiary są mniej dokładne, nie wynika to jednak ze słabości spektrometru, lecz niskiego natężenia promieniowania w tym zakresie.

Dzięki opisanym pracom zrealizowany został główny cel technologiczny na rok 2020, czyli przygotowanie do pomiarów próbek za pomocą spektrometru IBSENa.

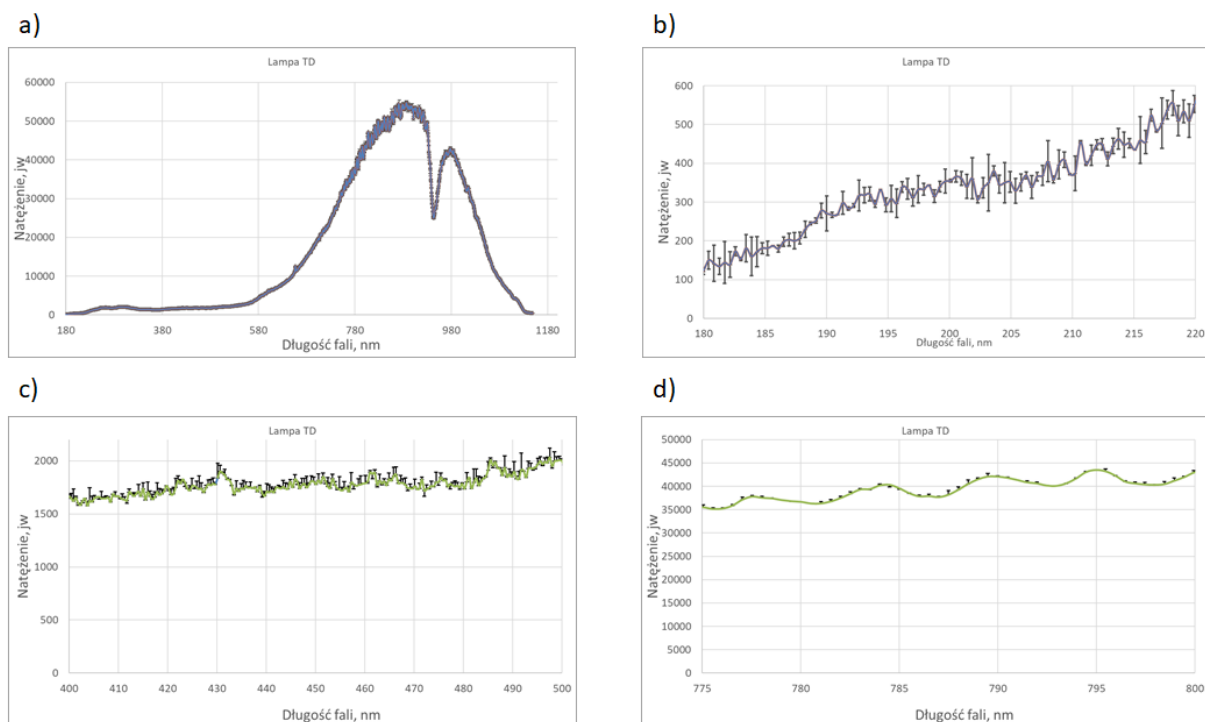
Rozwój narzędzi informatycznych

W roku 2020 powstał zestaw skryptów napisanych w języku Python, który służy wsadowej konwersji, kalibracji, analizie oraz wizualizacji wyników LIBS uzyskanych za pomocą spektrometru MEHELLE 5000.

Po wybraniu katalogu z wynikami pomiarowymi jest dzięki temu możliwa konwersja zawartych w nich plików z formatu sprzętowego (.sif) na dane stabelaryzowane, możliwe do dalszego przetwarzania zarówno przez skrypty, jak i inne programy użytkowe do analizy danych, jak Origin Lab. Po konwersji możliwa do wykonania jest kalibracja natężeniowa na podstawie krzywych kalibracyjnych uzyskanych w specjalnie temu służących eksperymentach. Dane po kalibracji mogą być używane do wizualizacji, tworzenia dopasowań linii oraz automatycznych wyliczeń parametrów plazmowych takich jak koncentracja i temperatura elektronowa oraz wykreślaniu odpowiednich zależności służących ich wyznaczaniu (tzw. Boltzmann plot).



Rys. 2.1.5. (a) Spektrometr IBSN w obudowie oraz (b) widmo lampy rtęciowo argonowej zmierzone za jego pomocą.



Rys. 2.1.6. Widma lampy wolframowo deuterowej uzyskane (a) w pełnym zakresie długości fali, (b-d) w zakresach krótko-, średnio- i długo-falowych.

Dzięki opracowaniu skryptów możliwe staje się elastyczne operowanie danymi, m.in. przez zastosowanie metod uczenia maszynowego, do którego przygotowanie również znalazło się w planach na rok 2020. W raportowanym okresie zespół nabierał kompetencji w tym zakresie, a obecnie w pracowni prowadzona jest praca magisterska „Application of machine learning methods for analysis of LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) spectra of materials relevant for fusion technology”, której podjął się inż. Adam Kwaśnik, student Wydziału Fizyki PW

2.2. Badania plazmy na tokamaku WEST

Jednym z zadań związanych z badaniem oddziaływania plazmy ze ścianami w tokamakach jest badanie procesu powstawania i zachowania zanieczyszczenia plazmy wywołanego tą interakcją. Należy zauważyć, że zanieczyszczenie plazmy może powodować wiele niestabilności, a nawet doprowadzić do zerwania plazmy. W tym przypadku szczególnie interesujący jest wolfram, który ma być używany jako materiał dywertyora w reaktorze ITER. Podstawowe informacje o zanieczyszczeniach uzyskuje się na ogół badając liniową emisję ich atomów i jonów. Rozwiązanie większości problemów zanieczyszczeń zależy w decydującym stopniu od znajomości

dynamiki emisji zanieczyszczeń w czasie i przestrzeni (w przekroju plazmy). Dlatego jednym z zadań na rok 2020 była kontynuacja prac z poprzednich lat: badanie zachowania się domieszek w poszczególnych scenariuszach plazmy tokamakowej na tokamaku WEST. Projekty przyszłych reaktorów termojądrowych zakładają użycie wolframowych elementów konstrukcyjnych (ściany, płyty dywertora). Dlatego tak ważne są eksperymenty na tokamaku WEST, który jest wyposażony w taką ścianę i dywertor.

W ramach tego zadania celem było między innymi określenie transportu domieszek w plazmie brzegowej urządzenia WEST dla wybranego wyładowania. W 2020 roku przeprowadzono analizy numeryczne określając wpływ dodatkowego domieszkowania na transport plazmy do dywertora w zadanej konfiguracji pola magnetycznego. Prace badawcze zostały wykonane z zastosowaniem kodu TECXY rozwijanego w IFPiLM oraz przy współpracy z Laboratorium Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) w Cadarache we Francji.

W ramach tych prac kontynuowano ubiegłoroczne badania, które bazowały na wykonanym modelu plazmy obszaru brzegowego urządzenia WEST dla wzorcowego wyładowania #52698 na podstawie ustalonych parametrów plazmy i warunków brzegowych opartych na danych eksperymentalnych. Wartość mocy docierającej z centrum do SOL przyjęto w modelu równą 1 MW. Do badań zastosowano wielopłynowy kod TECXY stosujący zaawansowane modele fizyczne oraz metody numeryczne umożliwiające rozwiązywanie dwuwymiarowych równań transportu plazmy w obszarze brzegowym tokamaka. Wykonano szereg symulacji numerycznych plazmy deuterowej z dodatkowym domieszkowaniem. W poprzednich badaniach, jako dodatkową domieszkę, zastosowano atomy tlenu, które to były powszechne w plazmie w początkowej fazie pracy urządzenia WEST. Obecne badania skoncentrowane były nad wpływem atomów argonu na efektywność promieniowania plazmy w tokamaku WEST. W tym celu uwzględniono strumień atomów argonu wpuszczanych ze ściany do obszaru SOL w obszarze dywertorowym. Wykonano skan dla różnych koncentracji argonu w plazmie. Obliczenia przeprowadzono dla kilku wybranych wartości strumienia deuteru do SOL, Γ_D .

Wyniki przeprowadzonych symulacji numerycznych plazmy deuterowej z domieszką argonu umożliwiły określenie promieniowania plazmy przy różnej koncentracji domieszki oraz efektywności promieniowania plazmy domieszkowanej argonem w zależności od strumienia plazmy przez separatrycę.

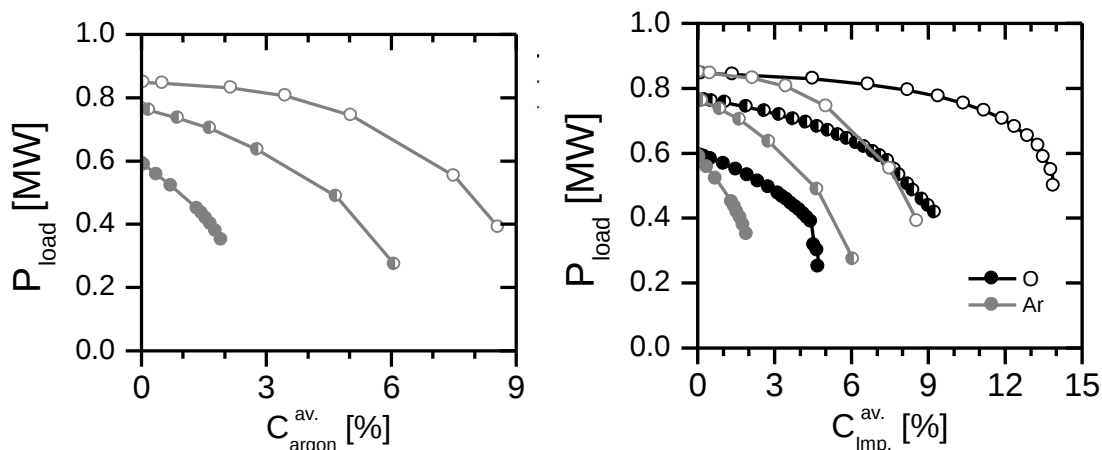
Na podstawie symulacji zaobserwowano znaczący wzrost promieniowania plazmy wraz ze wzrostem koncentracji argonu w plazmie. Zauważono, iż domieszkowanie atomami argonu może prowadzić do zmniejszenia obciążenia cieplnego dywertora nawet do około 0.2 MW dla scenariusza o gęstości plazmy na separatrysie równej $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Wraz ze wzrostem wartości Γ_D obserwujemy wzrost promieniowania plazmy deuterowej, a jednocześnie spadek koncentracji atomów argonu niezbędnych do dyssypacji energii w obszarze brzegowym do porównywalnego poziomu.

Porównanie wpływu domieszkowania na moc docierającą do dywertora przy różnych strumieniach do SOL dla argonu i tlenu przedstawiono na prawym panelu Rys. 2.2.1. Stwierdzono znacznie większą skuteczność dyssypacji energii w obszarze brzegowym tokamaka WEST przy domieszkowaniu argonem w porównaniu do domieszkowania atomami tlenu. Jednocześnie wyniki symulacji numerycznych wskazują większą efektywność promieniowania plazmy domieszkowanej argonem dla małych wartości strumienia deuteru przez separatrycę. Największy spadek całkowitej mocy docierającej do płyt dywertorowych otrzymano dla $\Gamma_D = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$.

Na podstawie przeprowadzonych symulacji numerycznych ustalono, że domieszkowanie atomami argonu przyczynia się do znacznego wzrostu promieniowania plazmy, powodując redukcję całkowitej mocy docierającej do płyt dywertorowych o ponad 0.5 MW dla $n_{e,sep} = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Obliczenia numeryczne wskazują, iż domieszkowanie argonem plazmy tokamaka WEST zwiększa rozpraszanie energii w obszarze brzegowym i jest efektywniejsze dla niższych i średnich wartości gęstości elektronowych na separatrysie w porównaniu do plazmy domieszkowanej atomami tlenu.

W ramach niniejszego zadania prace naukowców z IFPiLM skupiały się również nad opracowaniem wyników systemu do pomiarów promieniowania plazmy w projekcie WEST. Ze względu na sytuację pandemiczną w tym roku nie doszło do uczestnictwa w kampanii eksperymentalnej na miejscu we Francji, co niemniej nie przeszkodziło w opracowaniu i analizie uzyskanych poprzednio danych.

W ramach tego zadania wykonano symulacje numeryczne za pomocą kodu COREDIV (opracowanego i rozwijanego w IFPiLM). Użyty w kodzie model obejmuje zarówno plazmę centralną, jak i warstwę brzegową SOL. Sprzężenie między tymi obszarami odbywa się poprzez zachowanie warunku ciągłości dla różnych wielkości fizycznych na tzw. separatrysie.



Rys. 2.2.1. Całkowita moc docierająca do dywertyora dla gęstości elektronowej na separatrysie równej $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (otwarte koło), $5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (połówka koła) i $10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (pełne koło) w zależności od koncentracji atomów argonu (lewy) oraz porównanie z atomami tlenu (prawy)

W obszarze rdzenia rozwiązywane są jednowymiarowe równania transportu dla gęstości i temperatur, natomiast w SOL rozwiązywane są dwuwymiarowe równania magnetohydrodynamiczne. Model COREDIV jest samouzgodniony, kod zastosowano w celu odtworzenia eksperymentalnych parametrów plazmy, takich jak temperatura, gęstość i promieniowanie plazmy, aby uzyskać informacje o niemierzonych koncentracjach zanieczyszczeń plazmy i ich wkładzie w moc promieniowania. Wyniki te użyto jako dane wejściowe w symulacji widm promieniowania plazmowego.

Przygotowany, oparty na GEM, system diagnostyczny został zastosowany na WEST podczas kampanii eksperymentalnej C4 w roku 2019. Widma zostały zebrane przez 47.3 cm warstwę powietrza pomiędzy pinholem a oknem detektora, co narzuciło próg energetyczny około 4 keV. Górna zarejestrowana granica energii fotonów ograniczana jest wydajnością detektora i przyłożeniem wysokich napięć do folii GEM (stopień wzmocnienia detektora). Środek detektora (pozycja pinhola) przesunięty był na zewnątrz o ~ 3 cm w stosunku do środka plazmy. Akwizycja danych systemu uruchamiana była przez dostarczony zewnętrzny sygnał wyzwalający, który zsynchronizowany był z innymi diagnostykami WEST. Uzyskane dane dotyczące promieniowania plazmy można było przetwarzać z dowolną rozdzielczością czasową (od 10 μs) systemu dostosowaną do obserwowanych statystyk. Do kalibracji energii wykorzystano dwa źródła gamma ^{55}Fe , zamontowane na stałe z przodu detektora. Kilka analizowanych impulsów charakteryzowało się stabilnym wzmocnieniem detektora, weryfikowanym przez kalibrację widm promieniowania wykonanych przed i po impulsie. Wszystkie dane plazmy zostały zebrane z zachowaniem podobnych wartości HV detektora (zapewniających współczynnik wzmocnienia $\sim 2 \cdot 10^4$) oraz głównych parametrów elektroniki akwizycji. Bardziej szczegółowo przeanalizowano dwa impulsy #54981 i #55166, wybrane bardziej w oparciu o poprawne działanie diagnostyki, a nie szczegółową analizę fizyczną.

Symulacje COREDIV dla każdego z rozpatrywanych impulsów zostały przeprowadzone przy założeniu, że w plazmie występują tylko trzy główne zanieczyszczenia (obserwowane doświadczalnie), a mianowicie N, O i W, z nieznaczną ilością Ni. Ponieważ bilans energetyczny zależy w dużym stopniu od sprzężenia pomiędzy rdzeniem a plazmą brzegową, modelowanie wymaga rozwiązania problemu transportu w obu obszarach jednocześnie. Jest to szczególnie ważne w przypadku projektu WEST, w którym wolfram jest wytwarzany w wyniku oddziaływania plazma-ściana i jest źródłem emisji promieniowania z plazmy centralnej.

Analiza została przeprowadzona dla wyładowania #54981, w którym zastosowano grzanie zewnętrzne LHCD (ang. *Lower Hybrid Current Drive*). W tym wyładowaniu toroidalne pole magnetyczne wynosiło $B_t = 3.6 \text{ T}$, prąd plazmy - $I_p = 0.4 \text{ MA}$, elongacja - 1.27, $q_{95} = 4.85$. Analizowano też wyładowanie #55166, gdzie zastosowano grzanie zewnętrzne ICRH (ang. *Ion Cyclotron Resonance Heating*). W obu wyładowaniach plazma znajdowała się w reżymie słabego utrzymania, tzw. L-mode,

Można było zauważyć pewne różnice w podobnych symulacjach dla różnych tokamaków. Dla grzania zewnętrznego (P_{AUX}) w kodzie przyjmowany jest paraboliczny profil grzania: $P_{\text{AUX}} = P_0(1-r^2/a^2)^y$, gdzie r jest współrzędną promieniową, a - promieniem plazmy, a y jest zwykle w zakresie 1.5-3 dla wyładowań na tokamaku JET-ILW i ASDEX-Upgrade. Do przedstawionych tu symulacji użyto $y = 30$ dla wyładowania #54981 (grzanie

zewnątrzne LHCD) oraz $y = 10$ dla #55166 (grzanie zewnętrzne ICRH). Te wartości y wybrano, tak, by otworzyć profile temperatury elektronowej i jonowej. Konieczne też było założenie, że 90% lub 80% grzania zewnętrznego jest pochłanianie przez elektrony odpowiednio dla wyładowań #54981 i #55166.

Obliczenia zostały wykonane dla gęstości na separatrixie (parametr wejściowy do symulacji) równej 30% średniej objętościowej gęstości elektronowej. Radialną dyfuzję w obszarze SOL przyjęto $D_{\text{SOL}} = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$. Rozpatrzono trzy główne zanieczyszczenia: N, O, W (wraz z bardzo niskim stężeniem niklu $1\text{--}5 \times 10^{-4}$, aby uwzględnić obecność zanieczyszczeń od pierwiastków ze średnią liczbą atomową). Założono, że stosunek N do O wynosi 10%. Przyjęte założenia, co do proporcji pomiędzy różnymi zanieczyszczeniami, miały na celu odtworzenie eksperymentalnej mocy promieniowania w plazmie centralnej i w brzegowej oraz efektywnego ładunku plazmy.

Do numerycznych symulacji dla wyładowania #54981 wybrano 2 czasy: $t_1=5\text{s}$ i $t_2=8\text{s}$, dla których wielkości grzania wynosiły odpowiednio: 1.5MW i 2.5MW. Analizę dla wyładowania #55166 wykonano dla czterech różnych czasów: $t_1=4.0\text{s}$; $t_2=5.35\text{s}$, $t_3=6.8\text{s}$ i $t_4=8\text{s}$.

Na rys. 2.2.2 przedstawiono rozkłady promieniowania w plazmie centralnej według stopni jonizacji dla różnych domieszek odpowiednio dla impulsów #54981 i #55166.

Dla dwóch porównywanych czasów dla impulsu #54981, które różnią się mocą grzania LHCD, średnia gęstość elektronowa plazmy pozostaje prawie taka sama przy zwiększonej temperaturze elektronowej dla większej mocy. Całkowite promieniowanie z plazmy centralnej jest zdominowane przez promieniowanie liniowe wolframu W dla obu przedziałów czasowych. Maksimum promieniowania dla #54981 występuje w połowie promienia plazmy ($r/a \approx 0,35$ dla 5s i 0.45 dla 8s, Rys. 2.2.2 (a)). Przesunięcie maksimum promieniowania dla tych dwóch czasów jest zgodne z profilami temperatury elektronowej, biorąc pod uwagę, że W promieniuje najbardziej w zakresie 1-2 keV. Wzrost koncentracji W z 1.36×10^{-2} do 2.14×10^{-2} odpowiednio dla $t_1=5\text{s}$ i $t_2=8\text{s}$ związane jest ze wzrostem grzania LHCD z 1.5 MW do 2.5 MW.

Dla drugiego wyładowania, #55166, koncentracja W wynosi 1.26×10^{-3} dla $t_2=5.35\text{s}$ i jest $10^2\text{--}10^3$ razy wyższa niż dla pozostałych przedziałów czasowych. Dlatego też promieniowanie plazmy centralnej jest zdominowane przez promieniowanie liniowe W tylko dla tego czasu. Dla $t_1=4\text{s}$ i $t_4=8\text{s}$ promieniowanie plazmy centralnej jest określane przez promieniowanie hamowania, które jest konkurencyjne w stosunku do promieniowania liniowego dla $t_3=6.8\text{s}$. Jak widać na Rys. 2.2.2 (a-b) górne panele) najbardziej promieniają jony $\text{W}^{+31}\text{--}\text{W}^{+34}$ dla obu wyładowań.

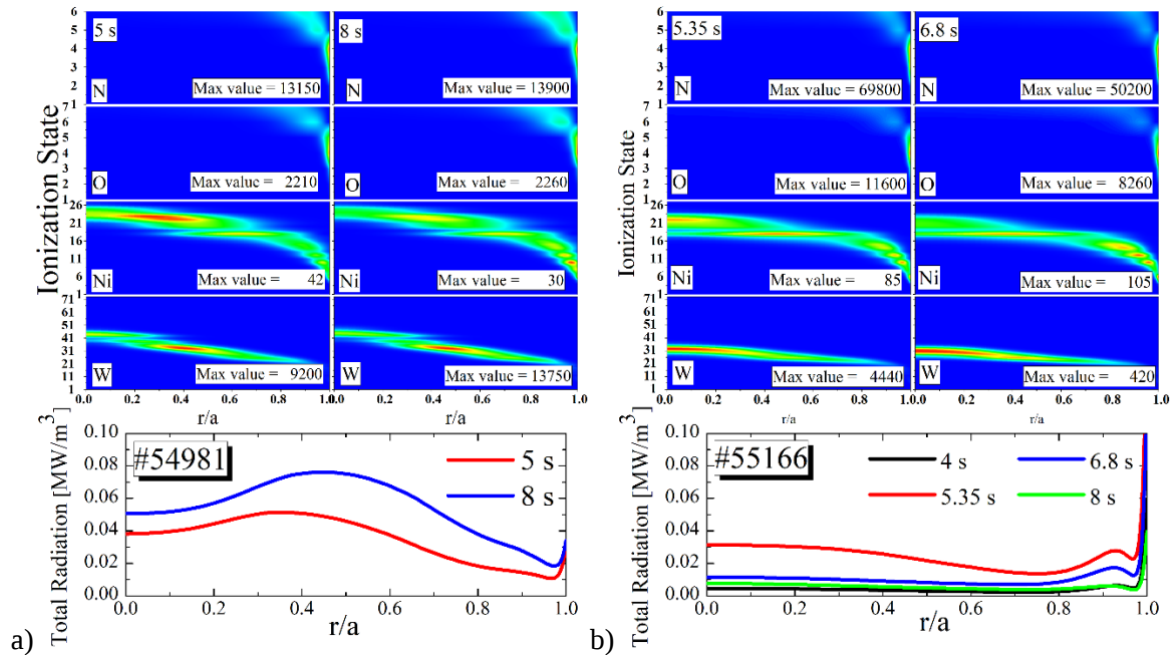
W ramach przeprowadzonego modelowania uzyskano dobrą zgodność pomiędzy eksperymentem i obliczeniami. Ważne było, aby uzyskać zgodność pomiędzy symulacjami a wynikami eksperymentalnymi nie tylko dla profili gęstości, temperatury i stosunku temperatury elektronowej do jonowej w centrum plazmy, ale i dla efektywnego ładunku plazmy, promieniowania w obszarach centralnym i brzegowym.

Przyjmując założenie modelu koronowego, można dokonać ogólnej oceny fotonów obserwowanych przez każdą z diagnostyki LOS (ang. *Line of Sight*). W przypadku bardziej zaawansowanych obliczeń, jak np. w tomograficznych rekonstrukcjach parametrów plazmy, gdzie ważna jest szczegółowa wiedza o rozmieszczeniu zanieczyszczeń, należy wziąć pod uwagę efekty transportu. Jest to szczególnie ważne, ale trudne do zrealizowania w przypadku modelowania transportu wolframu, gdzie bardzo często stosuje się zaawansowane obliczenia GKW i neoklasyczne. Jednak nawet uproszczone, ale szybkie obliczenia, oparte na modelu równowagi koronowej, mogą dostarczyć odpowiedzi na pytania związane z obciążeniem pikseli diagnostycznych przez SXR, a tym samym przyczynić się do fazy rozwoju i uruchomienia nowych typów detektorów budowanych dla konkretnych urządzeń plazmowych. Mając to na uwadze, w celu oszacowania przewidywanych widm SXR na detektorze, wykorzystano uzyskane za pomocą symulacji COREDIV profile zanieczyszczeń wraz z danymi eksperymentalnymi gęstości elektronowej n_e i temperatury elektronowej T_e .

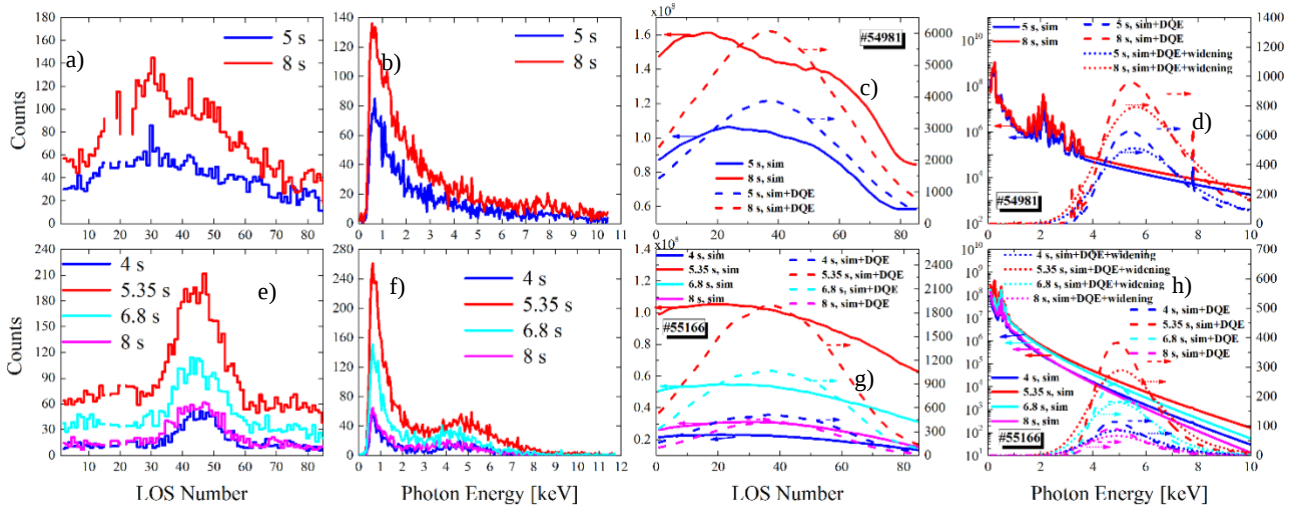
Na rys. 2.2.3 przedstawiono rozkład przestrzenny i widmowy promieniowania, zarówno eksperymentalnego, jak i symulowanego, dla dwóch rozważanych wyładowań.

Rozkłady widmowe dla obu wyładowań, zintegrowane po całym detektorze, mają ramięiskoenergetyczne (Rys. 2.2.3 (b, f)), które może wynikać z interakcji wysokoenergetycznego promieniowania jonizującego z gazem i materiałami roboczymi detektora. Jest ono szersze w przypadku #54981, sugerując bardziej intensywne promieniowanie tła. Wyższa wartość HXR dla tego impulsu jest również potwierdzona przez regularną diagnostykę HXR na WEST, w przeciwieństwie do #55166 z grzaniem ICRH. Natomiast dla #55166 rozkład

widmowy nie ujawnia tak szerokiego ramienia o niskiej energii, jak w przypadku #54981. Wskazuje to na znacznie słabszą obecność promieniowania o wyższej energii, co potwierdza również porównanie dostępnych danych HXR dla tych wyładowań. Szeroki pik rozpoczynający się przy około 4 keV może być powiązany z promieniowaniem bremsstrahlung z przebiegiem czasowym podążającym raczej zgodnie z danymi SXR.



Rys. 2.2.2. (a) Wyladowanie #54981: (górny wykres) radialne rozkłady stanów jonizacji zanieczyszczeń (skala barw: niebieski - 0; czerwony - określona wartość maksymalna); (dolny wykres) profile promieniowania całkowitego. (b) Wyladowanie #55166: (górny wykres) radialne rozkłady stanów jonizacji zanieczyszczeń (skala barw: niebieski - 0; czerwony - określona wartość maksymalna); (dolny wykres) profile promieniowania całkowitego



Rys. 2.2.3. Eksperymentalne rozkłady widmowe i przestrzenne promieniowania o czasie ekspozycji 50 ms, zebrane za pomocą diagnostyki GEM, dla dwóch rozważanych impulsów (a, b, e, f) razem z symulowanymi danymi (c, d, g, h). „Sim” odnosi się do obliczonych wejściowych widm i rozkładów przestrzennych, „sim + DQE” - do widm wejściowych, na które ma wpływ transmisja warstwy powietrza/okna Be oraz wydajność detektora GEM i „sim + DQE + widening” - do końcowego rozszerzenia widm ze względu na rozdzielczość energetyczną detektora. Pierwszy kanał odpowiada HFS (ang. High Field Side), ostatni 85-ty kanał – LFS (ang. Low Field Side). Oś Y na wszystkich rysunkach dotyczy zliczeń w czasie trwania 50 ms

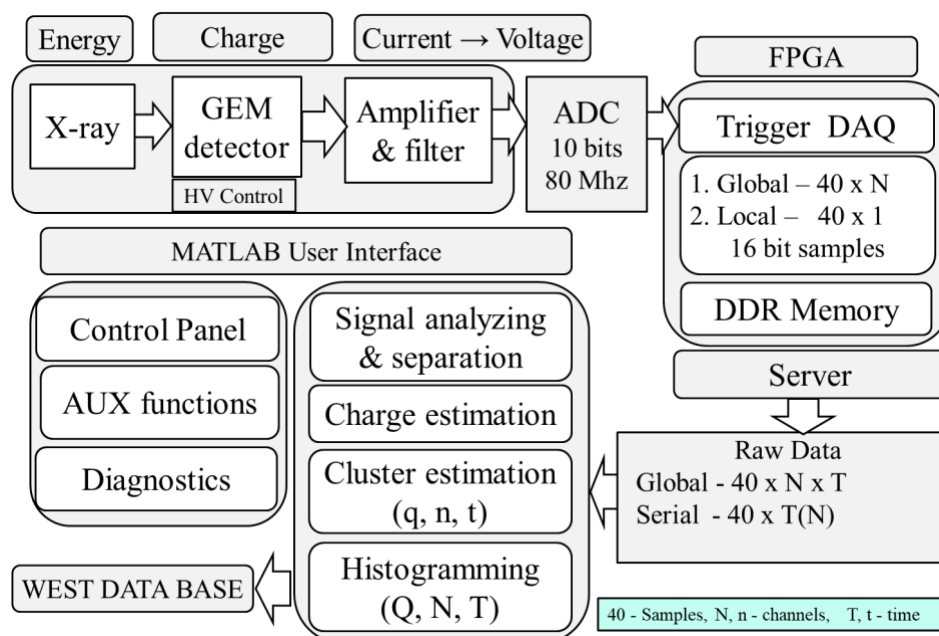
W rezultacie w tym roku uzyskano pierwsze wyniki z diagnostyki SXR dla projektu WEST, opartej na nowym typie detektorów gazowych. Wykazano, że można było rejestrować skalibrowane dane zarówno w rozdzielczości przestrzennej, jak i spektralnej. Na poparcie uzyskanych wyników eksperymentalnych przeprowadzono symulacje parametrów i widm zanieczyszczeń plazmy. Zmierzone widma przedstawiają łączny udział

promieniowania SXR i wysokoenergetycznego promieniowania jonizującego. Porównanie z innymi diagnostykami WEST świadczy o dobrej zgodności trendów. W obecnej konfiguracji diagnostyki system rejestruje dość wysokoenergetyczną część SXR i jest wrażliwy na promieniowanie wysoko jonizujące. Zebrane dane, pokazane dla dwóch wybranych wyładowań, zgodne były z zachowaniem bremsstrahlung i promieniowania wysokoenergetycznego. W następnym roku planowane są bezpośrednie pomiary SXR podczas kolejnej kampanii eksperymentalnej z wykorzystaniem opracowanej diagnostyki syntetycznej.

W ramach kontynuacji przygotowania układu tomograficznego zasadnicza działalność w roku 2020 dotyczyła analizy poprawności danych zebranych podczas plazmowej kampanii pomiarowej. Pomiary przeprowadzone zostały z wykorzystaniem techniki akwizycji sygnałowej z triggerem globalnym. Przekroczenie poziomu triggera dla dowolnego kanału skutkuje rejestracją 40 próbek sygnału ze wszystkich kanałów w danej chwili czasu. Ostateczny format danych jest tablicą 3D $[40 \times N \times M]$, gdzie N - liczba kanałów, M - liczba zdarzeń czasowych. Oprogramowanie w środowisku MATLAB analizuje 40 próbek sygnałowych z kolejnych kanałów z każdego zdarzenia. Następuje identyfikacja pojedynczych impulsów z ewentualną separacją w przypadku koincydencji oraz estymacja ich ładunku. Sąsiednie i jednoczesne ładunki stanowią klastery, którego całkowity ładunek odpowiada energii pierwotnego fotonu promieniowania. Ostatecznym zobrazowaniem detekcji promieniowania jest histogram zliczenia klastrow w formie tablicy 3D $[Q \times N \times T]$, gdzie Q jest liczbą podziałów zakresu ładunkowego (np. 200), N - liczbą kanałów (np. 80), T - liczbą przedziałów czasowych (np. dla interwału 1s dla Fe i 10 ms dla plazmy). (Rys.2.2.4).

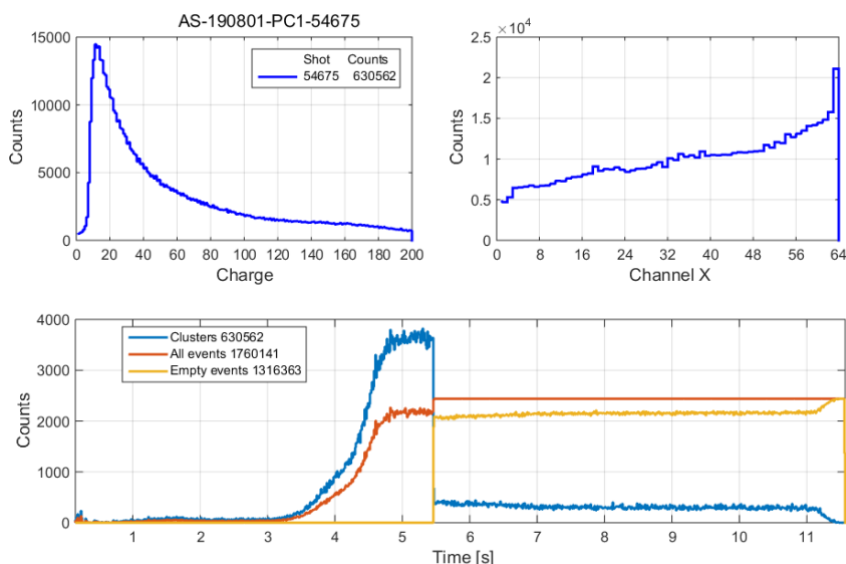
Podczas pomiaru wyładowań plazmowych zarejestrowane zostały dwa rodzaje ograniczeń w zakresie akwizycji zdarzeń:

- Ograniczenie intensywności zdarzeń do poziomu nasycenia 328 cykli zegara (2439 zdarzeń na 10 ms). Spowodowane jest to nadmiarem informacji w akwizycji globalnej. Rozwiązaniem problemu jest kolejna wersja akwizycji sygnałowej z triggerem lokalnym, która rejestruje tylko kanały aktywne sygnałowo. Akwizycja ta przeszła już pozytywne testy w warunkach laboratoryjnych.
- Generowanie tak zwanych pustych zdarzeń bez żadnych impulsów. Jest to bezpośrednia przyczyna gwałtownego spadku liczby ładunków. Wydaje się, że ten przypadek jest wynikiem błędnego obliczenia offsetu dla każdego kanału pomiarowego w obecności zakłóceń.



Rys.2.2.4. Schemat funkcjonalny systemu akwizycji i przetwarzania danych.

Dokonano analizy poziomu offsetu na podstawie danych pomiarowych systemu WEST wobec ograniczeń wydajności akwizycji i zakłóceń triggerowania sygnałowego. Przykładowe charakterystyki ukazujące powyższe ograniczenia przedstawia Rys. 2.2.5.



Rys.2.2.5. Charakterystyki detektora z gwałtownym spadkiem zliczenia zdarzeń

Estymacja offsetu w czasie rzeczywistym celem ustalenia poziomu wyzwalania triggera, odbywa się w marginesie szum - sygnał i wahania kilku binów nie są krytyczne. Można więc przyjąć bezpieczną tablicę offsetów, która może być aktualizowana off-line pomiędzy strzałami. Natomiast bardziej istotna jest estymacja offsetu w procesie przetwarzania sygnału, bo wpływa bezpośrednio na estymację ładunku. Z regularnego rozkładu wartości offsetów (w zbiorze eventów) wynika wartość średnia jako najbardziej prawdopodobna dla danego kanału.

Szczegółowa analiza danych pomiarowych systemu WEST dotyczyła wybranych strzałów plazmy i badania charakterystyk promieniowania: rozkład energii i rozkład pozycji w wybranych wąskich przedziałach czasu z korekcja wzmocnień kanałów pomiarowych.

W tym roku przeprowadzony został również montaż, diagnostyka i wstępne testy układu nowej wersji systemu pomiarowego na bazie detektora GEM z geometrią walcową (drugi detektor z układu).

Główne wyniki badawcze

Tomografia rentgenowska i spektroskopia pozwalająca na poznanie dynamiki emisji zanieczyszczeń w czasie i przestrzeni (w przekroju plazmy) są uznanymi i skutecznymi narzędziami diagnostyki plazmy. Dostarczają praktycznych środków do badania erozji wolframu, jego konsekwencji dla parametrów plazmy, a także pozwalają śledzić przemieszczanie samego materiału. W związku z rozwojem urządzeń do syntezy jądrowej, szczególnie istotne stało się badanie procesów zachodzących podczas oddziaływania promieniowania z materią. Poszukiwanie nowych technologii w dziedzinie diagnostyki plazmy pociąga za sobą rosnące wymagania w zakresie stabilności radiacyjnej także materiałów stosowanych do konstrukcji detektorów. Przeprowadzone badania w ramach niniejszego zadania mają na celu przygotowanie diagnostyki tomograficznej SXR opartej o technologię GEM. Na potrzebę tego zadania przeprowadzono analizę pierwszych wyniki z zainstalowanego detektora z układu tomograficznego na tokamaku WEST. Zostały one wsparte symulacjami numerycznymi, które pozwoliły na zidentyfikowanie źródła zanieczyszczeń. Takiego rodzaju badania pozwolą w przyszłości na opracowanie scenariuszy wyładowania, które zminimalizowałyby niekorzystny wpływ domieszek o średnim Z. Wyniki te mogą być pomocne również dla innych eksperymentów prowadzonych przez EUROfusion na tokamaku WEST.

Wyniki przeprowadzonych badań numerycznych wskazują, iż domieszkowanie atomami argonu w tokamaku WEST znacząco zwiększa rozpraszanie energii w obszarze brzegowym i pozwala efektywniej obniżyć obciążenie cieplne dywertyora w porównaniu z plazmą domieszkowana atomami tlenu.

Na potrzeby finalizacji pracy diagnostyki zainstalowanej na tokamaku WEST pracownicy z IFPiLM służyli również pomocą kolaborantom z CEA, we Francji, w rozwiązywaniu problemów technicznych napotykanych podczas ponownej instalacji systemu po jego demontażu w przerwie między kampaniami eksperymentalnymi, jak np. poprawa szczelności bufora helowego, optymalizacja połączeń mechanicznych, przeprowadzenie

kalibracji. W ramach pracy nad finalizacją akwizycji sygnałów z detektora przeanalizowano problemy napotkane podczas pomiarów eksperymentalnych w trakcie kampanii na WEST. Zidentyfikowano źródło problemu i zaproponowano ewentualne rozwiązania dla procesowania sygnałów pomiędzy wyładowaniami plazmy.

Rozwój narzędzi informatycznych

Obliczenia przeprowadzone za pomocą rozwijanego kodu COREDIV wskazują, że kod ten z powodzeniem może być stosowany do analizy wpływu domieszek na produkcji wolframu na tokamaku WEST. W ramach tego zadania został zmodyfikowany rozwijany w IFPiLM kod RayX, służący do obliczeń emisji plazmy w modelu koronowym, który uwzględniał geometrię układu eksperymentalnego. W ramach optymalizacji systemu przetwarzania danych dokonano wdrożenia algorytmów przetwarzania w środowisku MATLAB do szybkiej wersji plików „mex” kodowanych w języku C.

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

W 2020 roku zespół pracowników z Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych kontynuował prace przewidziane w projekcie WPJET3 NC14 dotyczącym kalibracji systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV, WPJET3 ACT obejmującym pomiary aktywacyjne materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER oraz WPDTT1/ADC w ramach którego przeprowadzono analizy neutronowe alternatywnych konfiguracji dwertora dla DEMO.

3.1. Kalibracja systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV

W 2020 roku kontynuowano prace przewidziane w projekcie dotyczącym kalibracji diagnostyk neutronowych tokamaka JET z zastosowaniem 14-MeV generatora neutronów. Głównym celem projektu jest wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych (system KN1) oraz współczynników aktywacyjnych dla Al, Fe oraz Nb (system KN2) dla plazmy deuterowo-trytowej. Kalibracja ta została przeprowadzona w 2017 roku z udziałem pracowników Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych.

Tabela 3.1.1. Parametry wybranych reakcji jądrowych.

Próbka	Reakcja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	9	10,15 d	934
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1.8	312 d	835
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	7	2,58 h	847
Al	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	5.4	15 h	1368,9
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	5	15 h	1368,9

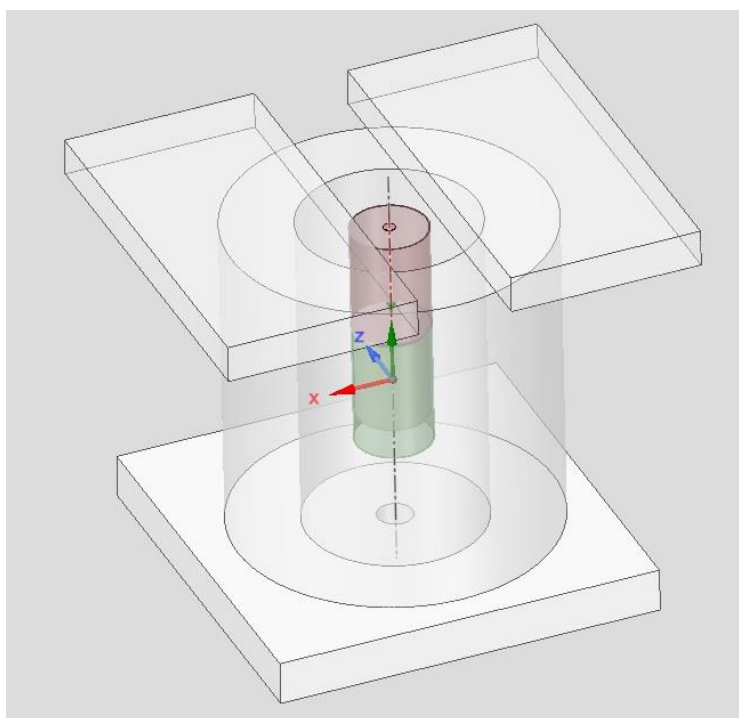
Jednym z głównych zadań przewidzianych do realizacji w 2020 roku było napromieniowanie próbek Al, Fe, Nb (użytych w trakcie kalibracji diagnostyk neutronowych za pomocą 14-MeV generatora neutronów) w trakcie kampanii TT i DT na tokamaku JET. W związku z pandemią COVID-19 obie kampanie z zastosowaniem trytu zostały przesunięte na rok 2021. W ramach wymienionego powyżej zadania przygotowano szczegółowy plan pomiarów dla kampanii TT i DT, uwzględniający zawartość każdej kapsuły aktywacyjnej, kolejność próbek w kapsule, zalecany czas pomiaru zaaktywowanych próbek czy też odległość pomiędzy detektorem a próbkami. Parametry wybranych reakcji jądrowych zostały przedstawione w Tabeli 3.1.1. Natomiast zawartość kapsuł aktywacyjnych oraz zalecany czas pomiaru promieniowania gamma emitowanego z próbek dla kampanii TT i DT na tokamaku JET znajdują się w Tabeli 3.1.2.

Po każdym wyładowaniu plazmowym w trakcie kampanii TT i DT na tokamaku JET, kapsuły z próbkami napromieniowanie w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U, będą transportowane do laboratorium, w którym nastąpi pomiar promieniowania gamma emitowanego z próbek za pomocą detektora HPGe o wydajności 190%. Próbkę z danej kapsuły będą mierzone jednocześnie przez około 12 godzin. Pomiar powinien rozpocząć się 1 godzinę po zakończeniu każdego z wyładowań plazmowych. W przypadku kampanii TT, zalecany dystans pomiędzy próbkami a detektorem wynosi 5 cm. Odległość ta powinna wynosić 10 cm dla próbek napromieniowanych w trakcie kampanii DT.

Tabela 3.1.2. Zawartość kapsuł aktywacyjnych oraz zalecany czas pomiaru.

Kampania	Nr wyładowania	Kolejność próbek w kapsule	Zalecany czas pomiaru [h]
TT	1 – KN2 6U	Al (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	2 – KN2 6U	Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
DT	1 – KN2 6U	Al (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	2 – KN2 6U	Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	3 – KN2 6U	Mg (1mm), Nb (2mm)	> 12 h

Kolejnym z zadań przewidzianym do wykonania w 2020 roku było wyznaczenie wydajności rejestracji promieniowania gamma dla każdej z rozważanych próbek w oparciu o modelowanie z zastosowaniem kodu MCNP oraz pomiary z użyciem źródła kalibracyjnego. W tym celu przygotowano model CAD detektora HPGe (Rysunek 3.1.1) uwzględniający docelową geometrię pomiarową. Model ten przekonwertowano za pomocą oprogramowania SuperMC i użyto do wyznaczenia wydajności rejestracji promieniowania gamma z użyciem kodu MCNP.



Rys. 3.1.1. Model CAD detektora HPGe wraz z obudową zastosowany do obliczenia wydajności rejestracji promieniowania gamma

W 2020 roku zaplanowano również wyznaczenie radioaktywności produktów powstałych w napromieniowanych próbkach. W celu oszacowania spodziewanej radioaktywności nuklidów powstających w próbkach, które zostaną zaaktywowane w trakcie kampanii TT i DT na tokamaku JET, wykonano obliczenia z zastosowaniem kodu FISPACT-II. W przypadku kampanii TT, do obliczeń przyjęto następujące założenia: całkowita wydajność neutronów rzędu $1 \cdot 10^{17}$, czas napromieniowania 5 s oraz stosunek TT:DT wynoszący 50:50. Dla kampanii DT przyjęto następujące założenia: całkowita wydajność neutronów rzędu $5 \cdot 10^{18}$, czas napromieniowania 5 s. W obliczeniach zastosowano widma neutronów względem energii dla każdej z próbek obliczone z zastosowaniem kodu MCNP oraz wartości przekrojów czynnych dla danych reakcji z biblioteki danych jądrowych TENDL-2017. Wyniki obliczeń zostały przedstawione w Tabeli 3.1.3. Zostaną one porównane z wartościami radioaktywności nuklidów wyznaczonych eksperymentalnie podczas kampanii TT i DT w 2021 roku.

Tabela 3.1.3. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla rozważanych reakcji jądrowych oraz obu kampanii eksperymentalnych

Próbka	Produkt reakcji	TT		DT	
		Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]
Al	^{24}Na	2,27E+03	8,98	2,18E+05	9,32
Mg	^{24}Na	3,20E+03	9,78	3,03E+05	10,21
Nb	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	1,38E+02	15,77	1,38E+04	15,77
Fe	^{56}Mn	5,43E+03	7,94	5,05E+05	8,25

Kolejnym z zadań przewidzianych do wykonania w 2020 roku było oszacowanie wydajności emisji neutronów dla danego wyładowania plazmowego. Z powodu przesunięcia obu kampanii eksperymentalnych z użyciem trytu oraz braku danych eksperymentalnych niezbędnych do zrealizowania tego zadania podjęto decyzję o przesunięciu wyżej opisanego zadania na rok 2021 oraz zdefiniowaniu nowego, którym było oszacowanie wpływu zawartości neutronów pochodzących z reakcji DT w plazmie TT na wartości radioaktywności poszczególnych nuklidów. W tym celu przeprowadzono symulacje z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Do obliczeń przyjęto następujące założenia: całkowita wydajność neutronów rzędu $1 \cdot 10^{17}$, czas napromieniowania 5 s oraz rozważono następujące stosunki TT:DT dla kampanii TT: 50:50, 60:40, 75:25, 90:10 oraz 99:1. Wyniki obliczeń zostały przedstawione w Tabeli 3.1.4.

Tabela 3.1.4. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla różnych stosunków TT:DT dla kampanii TT

Próbka	Reakcja	TT:DT 50:50		TT:DT 75:25		TT:DT 90:10	
		Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	1,38E+02	15,77	6,91E+01	15,77	2,76E+01	15,77
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	7,62E-01	8,07	6,60E-01	8,54	5,98E-01	9,33
	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	5,43E+03	7,94	3,09E+03	7,64	1,69E+03	7,77
Al	$^{27}\text{Al}(n,a)^{24}\text{Na}$	2,27E+03	8,98	1,23E+03	8,38	6,04E+02	7,45
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	3,20E+03	9,78	1,78E+03	9,12	9,22E+02	7,87

Główne wyniki badawcze

Głównym rezultatem prac wykonanych przez naukowców z Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych w ramach projektu WPJET3 NC14 jest wyznaczenie współczynników aktywacyjnych dla systemu KN2 oraz plazmy deuterowo trytowej. Pomiary przeprowadzone w trakcie kampanii DD, TT oraz DT na tokamaku JET pozwolą

na zweryfikowanie otrzymanych współczynników kalibracyjnych dla systemu KN2 oraz weryfikację współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych (system KN1). Kolejnym z rezultatów prac wykonanych w 2020 roku jest model CAD detektora HPGe, który pozwoli na wyznaczenie wydajności rejestracji kwantów gamma dla każdej rozważanej konfiguracji pomiarowej. Przygotowano również szczegółowy plan pomiarowy, który zostanie zastosowany podczas kampanii eksperymentalnych TT oraz DT na tokamaku JET w 2021 roku.

3.2. Pomiary aktywacyjne dla materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER

W 2020 roku kontynuowano prace przewidziane w projekcie WPJET3 ACT dotyczącym aktywacji materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER podczas kampanii eksperymentalnych na tokamaku JET. Jednym z zadań przewidzianych do wykonania było przeprowadzenie wzajemnej kalibracji zakończenia aktywacyjnego KN2 3U i 6U poprzez napromieniowanie próbek wybranych materiałów w trakcie kampanii deuterowej na tokamaku JET. W tym celu wybrane zostały progowe reakcje jądrowe pokrywające pełny zakres energii neutronów. Wybrane reakcje jądrowe i ich parametry zostały przedstawione w Tabeli 3.2.1.

Tabela 3.2.1. Parametry reakcji jądrowych wybranych do wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U i KN2 6U.

Próbka	Reakcja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	11	12,7 h	511
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	9	10,15 d	934
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	7	2,58 h	847
Al	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	5.4	15 h	1368,9
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	1.8	3,3 d	159
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	5	15 h	1368,9
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$	0.5	4,49 d	336
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	1.8	12,7 h	511
Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	13	78,4 h	909

Próbki wybranych materiałów, umieszczone wewnątrz plastikowej kapsuły, napromieniowano równolegle w obu zakończeniach aktywacyjnych podczas kampanii DD na tokamaku JET. Po zakończeniu każdego z wyładowań próbki były transportowane za pomocą systemu poczty pneumatycznej do laboratorium, gdzie następował pomiar promieniowania gamma emitowanego z próbek z użyciem detektora HPGe. Na podstawie zebranych danych wyznaczono współczynnik KN2 3U/6U dla każdej z rozważanych reakcji jądrowych. Uzyskane wyniki przedstawiono w Tabeli 3.2.2. W ramach tego zadania wykonano również obliczenia z zastosowaniem kodu FISPACT-II. W pliku wejściowym odwzorowano warunki eksperymentalne dla każdego z wyładowań plazmowych tj. czas napromieniowania, całkowitą wydajność neutronów itp. Porównanie współczynników KN2 3U/6U wyznaczonych eksperymentalnie oraz obliczonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II przedstawiono w Tabeli 3.2.2.

Tabela 3.2.2. Porównanie współczynników KN2 3U/6U wyznaczonych z zastosowaniem kodu FISPACT-II oraz wyznaczonych eksperymentalnie.

#95899						
Nuklid	KN 2 3U/6U na podstawie obliczeń	Błąd [%]	KN2 3U/6U na podstawie pomiarów	Błąd [%]	Współczynnik C/E 3U/6U	Błąd [%]
^{64}Cu	1,22	1,88	1,11	1,70	1,10	2,53

⁵⁶ Mn	2,34	11,83	2,30	1,58	1,02	11,94
^{92m} Nb	2,43	22,44	1,64	10,15	1,48	24,63
²⁴ Na	2,40	13,34	2,26	7,26	1,06	15,19
#96099						
Nuklid	KN 2 3U/6U na podstawie obliczeń	Błąd [%]	KN2 3U/6U na podstawie pomiarów	Błąd [%]	Współczynnik C/E 3U/6U	Błąd [%]
⁵⁶ Mn	2,37	11,72	1,91	15,18	1,24	19,18

Kolejnym z zadań przewidzianym do realizacji w ramach projektu WPJET3 ACT w 2020 roku było napromieniowanie próbek materiałów, z których wykonane będą elementy tokamaka ITER, w trakcie kampanii eksperymentalnej TT i DT na tokamaku JET. W związku z przesunięciem kampanii eksperymentalnych TT i DT, zadanie to zostanie zrealizowane w 2021 roku. W ramach tego zadania przeprowadzona zostanie również wzajemna kalibracja zakończeń aktywacyjnych KN2 3U i 6U (dla plazmy TT i DT). Podobnie jak w przypadku projektu WPJET3 NC14, przygotowano szczegółowy plan pomiarów uwzględniający zawartość każdej kapsuły aktywacyjnej, kolejność próbek w kapsule, zalecany czas pomiaru zaaktywowanych próbek czy też odległość pomiędzy detektorem a próbkami. Szczegóły dotyczące zawartości kapsuł aktywacyjnych dla obu kampanii eksperymentalnych przedstawiono w Tabeli 3.2.3.

Tabela 3.2.3. Zawartość kapsuł aktywacyjnych oraz zalecany czas pomiaru.

Kampania	Nr wyladowania	Kolejność próbek w kapsule	Zalecany czas pomiaru [h]
TT	1 - KN2 3U	Al (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	4 h
	1 – KN2 6U	Al (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	2 - KN2 3U	Mg (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	4 h
	2 – KN2 6U	Mg (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
DT	1 - KN2 3U	Al (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	4 h
	1 – KN2 6U	Al (1 mm), Fe (1 mm), Nb (2 mm)	> 12 h
	2 – KN2 6U	Materiał konstrukcyjny ITER (tbd)	> 12 h
	3 – KN2 6U	Materiał konstrukcyjny ITER (tbd)	> 12 h

Kolejnym z zadań przewidzianych do realizacji w 2020 roku było wykonanie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II mających na celu wyznaczenie spodziewanej radioaktywności produktów powstałych w próbkach jak również wyznaczenie współczynnika KN2 3U/6U dla każdej z rozważanych reakcji jądrowych. Do obliczeń przyjęto następujące założenia: całkowita wydajność neutronów ok $1 \cdot 10^{17}$ w przypadku kampanii TT oraz $5 \cdot 10^{18}$ w przypadku kampanii DT, czas napromieniowania 5 s, widma neutronów dla każdej z próbek obliczone za pomocą kodu MCNP oraz wartości przekrojów czynnych pochodzące z biblioteki TENDL-2017. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla kampanii TT i DT przedstawiono w Tabelach 3.2.4 oraz 3.2.5.

Tabela 3.2.4. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla kampanii TT.

Próbka	Produkt reakcji	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	KN2 3U/6U	Błąd [%]
---------------	----------------------------	---	---------------------	---	---------------------	------------------	---------------------

Al	24Na	5,30E+03	9,07	2,27E+03	8,98	2,33	12,77
Mg	24Na	7,52E+03	9,95	3,20E+03	9,78	2,35	13,95
Nb	92mNb	3,35E+02	15,95	1,38E+02	15,77	2,42	22,43
Fe	56Mn	1,33E+04	7,98	5,43E+03	7,94	2,45	11,26
Zr	89Zr	5,48E+02	7,22	2,32E+02	7,20	2,36	10,20

Tabela 3.2.5. Wyniki obliczeń z zastosowaniem kodu FISPACT-II dla kampanii DT.

Próbka	Produkt reakcji	Aktywność właściwa KN2 3U [Bq/g]	Błąd [%]	Aktywność właściwa KN2 6U [Bq/g]	Błąd [%]	KN2 3U/6U	Błąd [%]
Al	24Na	5.04E+05	9.50	2.18E+05	9.32	2.32	13.31
Mg	24Na	7.02E+05	10.49	3.03E+05	10.21	2.32	14.64
Nb	92mNb	3.35E+04	15.95	1.38E+04	15.77	2.42	22.43
Fe	56Mn	1.22E+06	8.35	5.05E+05	8.25	2.42	11.74
Zr	89Zr	5.48E+04	7.22	2.32E+04	7.20	2.36	10.20

Wyniki przedstawione w Tabelach 3.2.4 oraz 3.2.5 zostaną porównane z wartościami radioaktywności właściwej nuklidów wyznaczonymi eksperymentalnie.

Główne wyniki badawcze

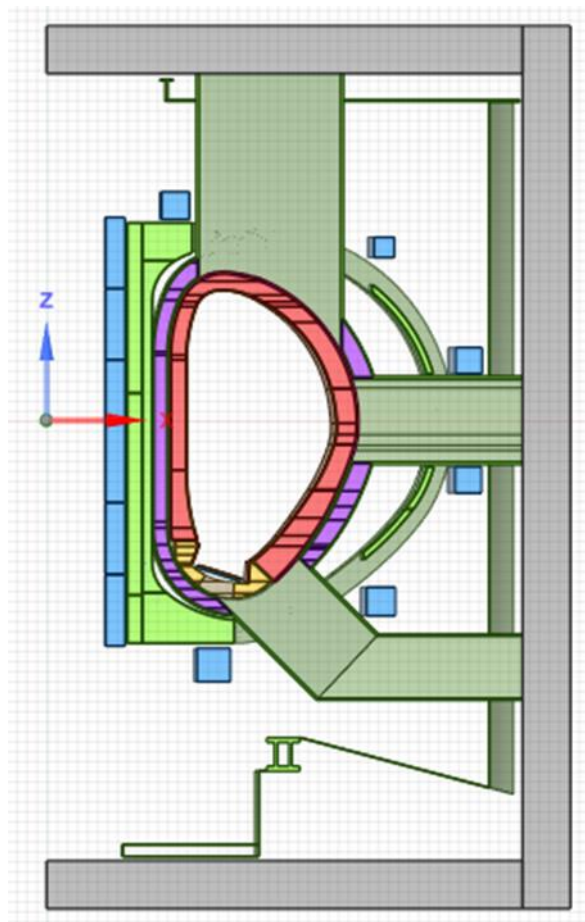
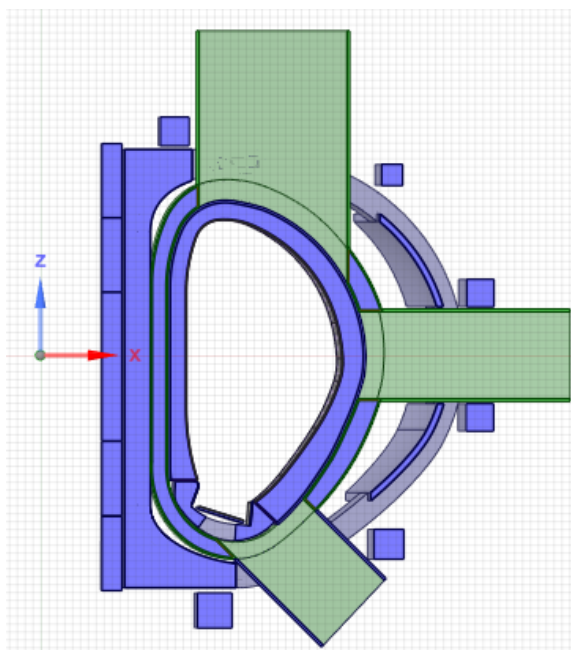
Jednym z głównych rezultatów prac wykonanych w 2020 roku w ramach projektu WPJET3 ACT jest wykonanie wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U. Wyznaczone zostały współczynniki KN2 3U/6U dla każdej z rozważanych reakcji jądrowych dla kampanii DD. Zostały one również porównane ze współczynnikami KN2 3U/6U wyznaczonymi za pomocą symulacji numerycznych za pomocą kodu FISPACT-II. Zaproponowano kontynuację wzajemnej kalibracji zakończeń aktywacyjnych KN2 3U oraz 6U w trakcie kampanii eksperymentalnych TT oraz DT na tokamaku JET. Do tego celu przygotowano szczegółowy plan pomiarowy uwzględniający zawartość próbek oraz ich rozmieszczenie w kapsule aktywacyjnej, zalecany czas pomiaru promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek jak również zalecaną odległość pomiędzy próbkami a detektorem.

3.3. Analiza neutronowa alternatywnych konfiguracji dywertora dla DEMO

W 2020 roku zespół pracowników z Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych uczestniczył w projekcie WPD TT1-ADC dotyczącym analiz neutronowych alternatywnych konfiguracji dywertora dla DEMO: Single Null Divertor (SN), X Divertor (XD) oraz Super-X Divertor (SXD).

Jednym z zadań zaplanowanych do wykonania w 2020 roku była modyfikacja modeli CAD poszczególnych alternatywnych konfiguracji dywertora dla DEMO z użyciem oprogramowania Space Claim. W każdym z modeli dokonywano odpowiednich modyfikacji m.in. przekształcano elementy opisane za pomocą wielomianów, dokonywano podziału elementów itp. Zmodyfikowane modele CAD dla poszczególnych konfiguracji dywertora zostały poddane konwersji za pomocą oprogramowania SuperMC, w wyniku której otrzymano pliki wejściowe opisujące geometrię dla każdej z konfiguracji dla kodu MCNP. Porównanie wejściowego modelu CAD dla konfiguracji SN oraz modelu CAD przekształconego do potrzeb obliczeń z zastosowaniem kodu MCNP przedstawiono na Rysunku 3.3.1.

Jednym z zadań naukowców z IFPiLM było przygotowanie definicji materiałów dla wszystkich elementów składowych oraz wszystkich konfiguracji. W otrzymanych plikach wejściowych dla każdej z rozważanych konfiguracji dywertora zdefiniowano materiały oraz Tally. Jednym z zadań naukowców z IFPiLM było przygotowanie definicji MCNP materiałów dla wszystkich elementów składowych oraz wszystkich rozważanych konfiguracji dywertora. Skład oraz parametry każdego z materiałów przedstawiono w Tabeli 3.3.1.



Rys. 3.3.1. Porównanie wejściowego modelu CAD dla konfiguracji SN oraz modelu CAD przekształconego do potrzeb obliczeń z zastosowaniem kodu MCNP

Tabela 3.3.1. Skład oraz parametry materiałów dla DEMO i różnych konfiguracji dywertyora.

Nr materiału	Skład	Gęstość atomowa [atom/barn cm]	Objętość [%]	Komponenty
1	r-epoxy: 18%, Nb ₃ Sn: 2.895%, Bronze (Cu+Sn): 7.35%, Cu: 11.69%, He (liq.): 16.82%, SS 316L(N): 43.19%, Void: 0.055%.	7.194E-02	99.945	PF coils, TFC magnets, Central solenoid
2	SS 316L(N)- IG: 100 %	8.592E-02	100	TFC casing, VV shell, Ports Cryostat
3	SS 316L(N): 60%, H ₂ O (31 bar, 200C): 40%.	8.614E-02	100	VV body
4	Tungsten, W: 100%	6.239E-02	100	First wall – blanket, 1 st and 3 rd layer of divertor,

				1 st layer of divertor liner.
5	W: 39.41%, CuCrZr: 15.92%, H ₂ O: 28.31%, Void: 16.35%.	6.447E-02	83.65	2 nd layer of divertor
6	Eurofer97 steel: 54%, H ₂ O: 46%.	8.850E-02	100	Divertor cassette
7	Eurofer97 steel: 53%, H ₂ O: 47%.	8.835E-02	100	Divertor liner dome
8	Eurofer97 steel: 60.57%, Void: 39.43%.	5.160E-02	60.57	Blanket: Front plate, Side walls
9	Eurofer97 steel: 20.39%, Be ₁₂ Ti: 39.37%, Li with impurities (KALOS): 9.14%, Void: 31.9%.	7.375E-02	68.9	Homogenized mixture for Blanket: Breeder zone, Back Support Structure and Manifold
10	Eurofer97 steel	8.516E-02	100	Blanket – Back plate
11	Steel: 0.5%, Concrete: 99.5%.	6.974E-02	100	Bioshield

Przeprowadzono zaawansowane obliczenia z zastosowaniem kodu MCNP w wyniku których obliczono między innymi Tritium Breedin Ratio (TBR), grzanie jądrowe w cewkach poloidalnych, toroidalnych i dywertorze, rozkład strumienia neutronów oraz fotonów w różnych komponentach składowych dla wszystkich rozważanych konfiguracji dywertora, parametr DPA (Displacements per atom), produkcję He itp. Rozkłady strumienia neutronów dla rozważanych konfiguracji dywertora przedstawiono na Rysunku 3.3.2.

Otrzymane rezultaty pozwoliły dokonać oceny poszczególnych rozważanych konfiguracji dywertora dla DEMO. Szczegółowa analiza została przedstawiona w raporcie technicznym „E5 Neutronics assessment of alternative divertor configurations (ADC)” (Report IDM reference No. EFDA_D_2N3BXS) znajdującym się w bazie IDM Eurofusion.

Główne wyniki badawcze

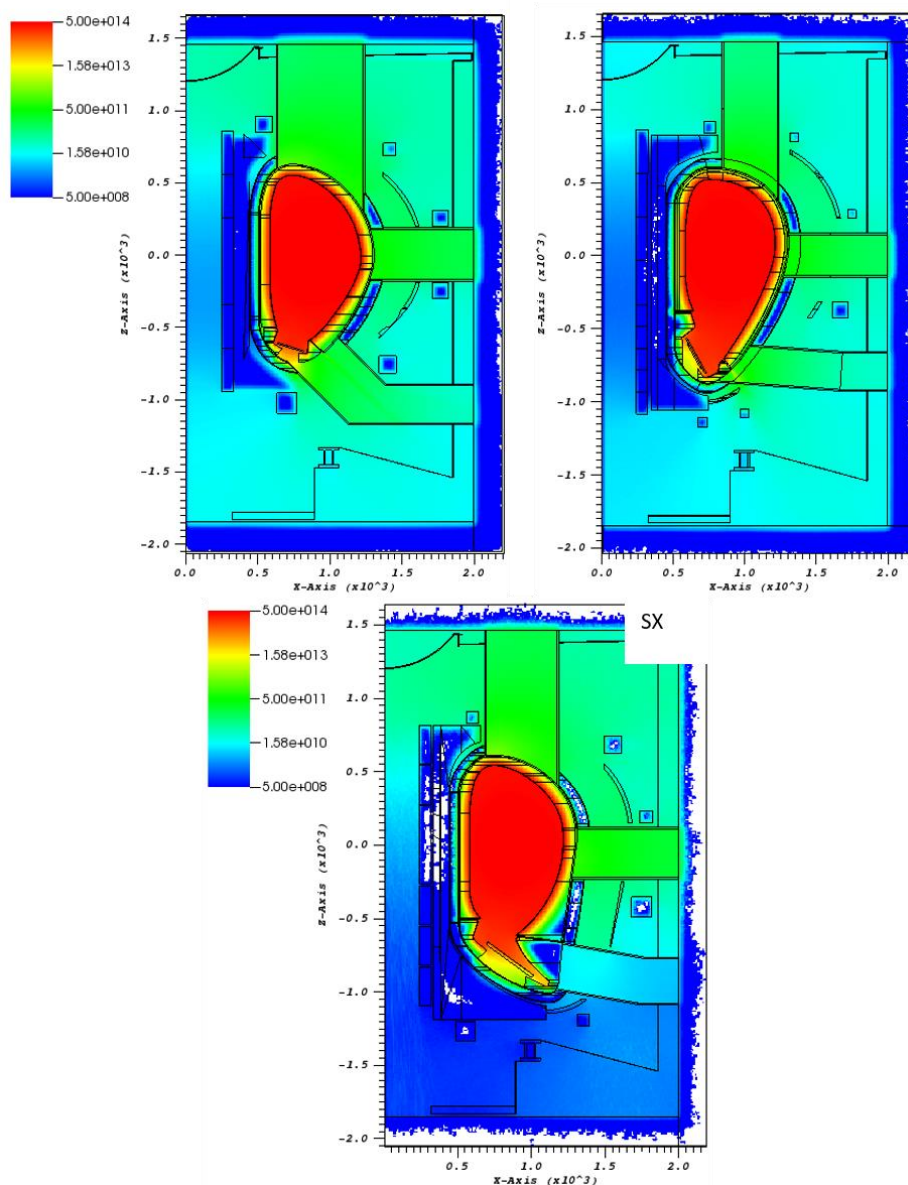
Analizy neutronowe przeprowadzone w 2020 roku przez zespół pracowników z Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych w ramach projektu WPDTT1/ADC pozwoliły dokonać oceny poszczególnych alternatywnych konfiguracji dywertora dla DEMO (SN, SXD, XD). Do rozważań brano pod uwagę zarówno wartości rozkładu strumienia neutronów, grzania jądrowego, produkcji He, TBR czy też DPA.

4. Rozwój i zastosowanie programów numerycznych, modelujących procesy fizyczne w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy

4.1. Udział w projekcie ITM (Integrated Tokamak Modelling)

European Transport Simulator (ETS) jest systemem kodów (ang. *workflow*) połączonych ze sobą w celu umożliwienia zintegrowanego modelowania plazmy w tokamaku. Poszczególne kody (moduły) tego systemu numerycznego komunikują się pomiędzy sobą za pomocą zdefiniowanych interfejsów, tzw. Consistent Physical Objects (CPO). Najlepiej rozwiniętą i przetestowaną wersją ETS jest ETS5, która używa struktury danych opartych na interfejsie danych CPO. Aktualnie trwa adaptacja ETS do infrastruktury IMAS (ang. *Integrated Modelling and Analysis Suite*), która wiąże się ze stworzeniem od podstaw nowego symulatora transportu, ETS6. Obie wersje działają w ramach platformy informatycznej Kepler. Symulator ETS6 używa analogicznych kodów numerycznych jednak zaadaptowanych do przynależącej do IMAS struktury interfejsu danych IDS (ang. *Interface*

Data Structure). Dane w wersji IDS są transformowane do formatu CPO i używają programu ids2cpo. Pomimo wielu podobieństw w założeniach konstrukcyjnych symulatory ETS5 i ETS6 różnią się od siebie chociażby użyciem odmiennej infrastruktury i sposobu rozwiązywania równań dla gęstości i temperatury.



Rys.3.3.2. Rozkłady strumienia neutronów dla 3 rozważanych konfiguracji dywertora ($Y=0$)

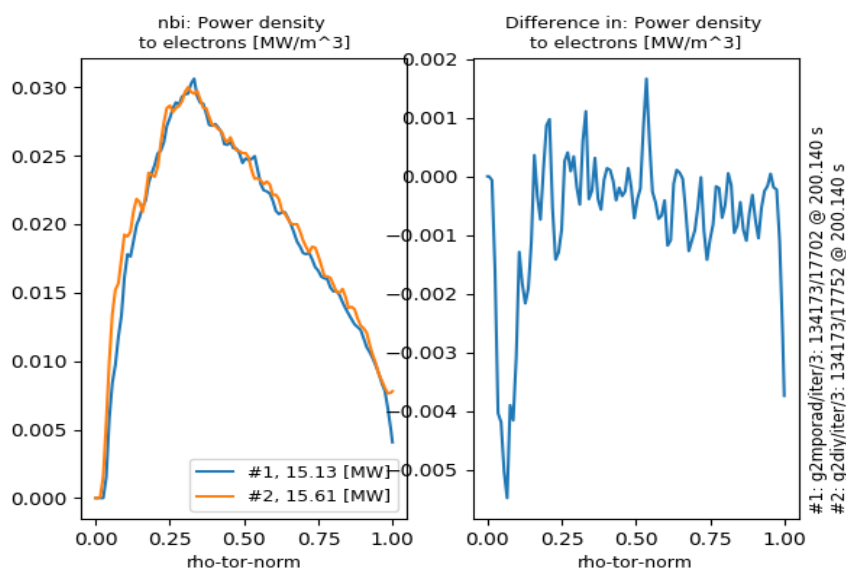
W 2020 r. planowano kontynuację prac rozpoczętych w 2019 roku. Wykonano adaptację modułów dla domieszek i neutralów dla nowej wersji IMAS 3.8.26. Moduły dla domieszek i neutralów zostały stworzone dla wersji IMAS 3.8.29, ale ich testowanie się nie odbyło. W trakcie analiza wyładowań dla tokamaka JET okazało się, że jest duża różnica pomiędzy danych atomowych dla wolframu z ADAS i najnowszymi danymi eksperymentalnymi dla tokamaka ASDEX, które zostały wprowadzone do obu wersji kodów: ETS5 i ETS6.

Wykonano również weryfikację ETS dla referencyjnego scenariusza dla urządzenia ITER. Zadanie opierało się na porównaniu działania obu symulatorów poprzez użycie tych samych danych wejściowych. Analiza została przeprowadzona dla scenariusza wyładowania o numerze #134173, przygotowanego przy użyciu kodu JINTRAC. Natomiast w celu porównania wyników, dane w formacie CPO zostały transformowane do wersji IDS używając dostępnego programu cpo2ids.

Zweryfikowano następujące komponenty symulatorów ETS:

- grzanie NBI (ang. *Neutral Beam Injection*),
- grzanie IC (ang. *Ion Cyclotron*),
- grzanie EC(ang. *Electron Cyclotron*),
- równanie gęstości elektronowej i jonowej,
- równania temperatury elektronowej i jonowej.

Ponadto przeprowadzono testy zintegrowane dla transportu gęstości i temperatury oraz dla transportu z różnymi źródłami grzania (NBI, ICRH oraz EC). W celu weryfikacji wybrano fazę *flat-top* scenariusza 134173. Modelowany czas wyładowania wynosił najczęściej 200 ms począwszy od $t=199.96$ s, zaś krok czasowy wynosił 50 ms. Dla każdego z testów stworzono plik z parametrami, który mogą być użyty po każdej aktualizacji symulatora w celu umożliwienia powtarzalności porównania symulatorów ETS5 i ETS6. Przykładowe porównanie wyników modelowania grzania NBI zostało zamieszczone na Rys. 4.1.1. W większości przypadków porównanie przebiegło pomyślnie. Tam, gdzie obserwowano odstępstwa w wynikach między symulatorami ETS5 i ETS6 identyfikowano źródło różnic. Zazwyczaj były to różnice w ustawieniach parametrów działających kodów. Inną przyczyną były też błędy w kodzie, które były nieuniknione ze względu, iż oba symulatory były jednocześnie intensywnie rozwijane. Tym samym, zostały wykonywane regularnie testów regresji w celu sprawdzenia powtarzalności wyników modelowania po wprowadzeniu zmian w jednym lub obu symulatorach.



Rys. 4.1.1. Panel lewy: Porównanie profili energii przekazanej elektronom przez grzanie NBI. Niebieski: ETS6; pomarańczowy: ETS5. Użyto kodów BBNBI i NBISIM2. Panel prawy: Różnice bezwzględne w mocy grzania elektronów pomiędzy ETS5 i ETS6

Główne wyniki badawcze

Efekt weryfikacji symulatora ETS dla scenariusza referencyjnego ITER było sprawdzenie spójności i powtarzalności działania symulatorów ETS5 i ETS6. Oba symulatory były rozwijane jednocześnie, więc weryfikacja jednocześnie obu na jednym scenariuszu wyładowania służyła również jako testy regresji przeprowadzanych po zmianach wprowadzanych w kodzie każdego z symulatorów.

4.2. Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora

Pierwsze z największych wyzwań dla przyszłego reaktora DEMO jest związane z ograniczeniem strumieni mocy i cząstek do płyty dywertora. Wyładowania z obecnością małych i trawiastych (ang. *Grassy*) ELM-ów (ang. *Edge Localized Modes*) praktycznie wyeliminowałyby te problemy, ale niższy czas utrzymania cząstek w rdzeniu wymagałby zwiększenia wymiarów reaktora w celu zachowania akceptowalnej wydajności syntezy. Hel jako tzw. „popiół” syntezy D-T, jest nieuniknionym składnikiem zanieczyszczenia w reaktorze DEMO. Drugim wyzwaniem jest wydajne usunięcie helu ze strefy spalania reaktora termojądrowego. Ponieważ bilans energetyczny w tokamakach z metalowymi ściankami w dużym stopniu zależy od sprzężenia pomiędzy plazmą centralną i plazmą brzegową, modelowanie wymaga rozwiązania problemu transportu helu w obu tych obszarach jednocześnie. W roku 2020 zostały wykonane prace studyjne nad koncepcją reaktora termojądrowego ze zredukowanym utrzymaniem energii (tzw. L-mode). W tym celu poddano analizie reaktor DEMO ze stopniem

utrzymania plazmy równym $H_{98}=0.6$ oraz silnie pikowanym profilem gęstości plazmy.

Pierwszy krok stanowiło przygotowanie analizy dla głównych parametrów tokamaka: geometrii (promień), różnych wartości pola magnetycznego i ich wpływu na reakcję syntezy, oraz dla mocy docierającej do warstwy brzegowej SOL (ang. *Scrape-off Layer*) i do płyty dywertora. W tym celu zbadano różne koncepcje reaktora DEMO z niskim utrzymaniem plazmy przy zastosowaniu kodu COREDIV, który został stworzony w IFPiLM. Scenariuszem referencyjnym był scenariusz obecnej wersji EU DEMO (2018) o stałym współczynniku stabilności $q_{95}=3,5$ i stałym stosunku promienia tokamaka. W obliczeniach duży promień tokamaka, R , był zwiększany o 1 m skokowo od 9 m do 12 m, zaś toroidalne pole magnetyczne (B_t) o 1 T od 6 T do 8 T. Gęstość elektronów została ustalona w taki sposób, aby była równa gęstości Greenwalda, ($\langle n_{e,line} \rangle / n_{GR} = 1$). Współczynnik utrzymania plazmy H_{98} równa się 0,6, a moc grzania zewnętrznego (P_{aux}) 50 MW. W symulacji została wzięta pod uwagę tylko standardowa konfiguracja dywertorowa, tzw. single null. Zależność prądu plazmowego (I_p) i średniej gęstości liniowej plazmy (dla przypadku $n_e^{sep} = \langle n_{e,line} \rangle / 3$) od dużego promienia tokamaka i pola magnetycznego została przedstawiona w Tabeli 4.2.1.

Tabela 4.2.1. Gęstość plazmy i prąd dla różnych pól magnetycznych i toroidalnego promienia

Major radius R [m]	I_p [MA]			$\langle n_{e,line} \rangle$ [$\times 10^{20} m^{-3}$]		
	$B_t = 6T$	$B_t = 7T$	$B_t = 8T$	$B_t = 6T$	$B_t = 7T$	$B_t = 8T$
9	20.48	23.89	27.31	0.945	1.1	1.26
10	22.76	26.55	30.34	0.85	0.99	1.13
11	25.03	29.21	33.38	0.773	0.9	1.03
12	27.31	31.86	36.41	0.708	0.826	0.945

Zastosowany kod COREDIV obejmuje zarówno plazmę centralną, jak i warstwę brzegową SOL. 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: $\chi_{e,i}^{an} = CE(a^2/\tau_e) \times F(r)$, 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.

W kodzie COREDIV bariera transportu w rejonie piedestału jest generowana przy użyciu formuły analitycznej. Współczynniki transportowe w strefie piedestału zostały zmodyfikowane przez funkcję bariery: $F(r) = (1-A) \exp(-(r/a/r_{ped})^{EX}) + A$, gdzie parametrem r_{ped} określana jest lokalizacja piedestału, A jest współczynnikiem redukcji głębokości bariery dla współczynników transportu, a parametrem EX określa nachylenie piedestału. Należy pamiętać, że dla modu H i symulacji hybrydowych przyjmuje się współczynnik redukcji głębokości bariery $A = 0,15$. Te symulacje dla niskie utrzymanie plazmy były wykonane przy brak piedestału (wysokość bariery $A = 0.85$). Dla wszystkich jonów w kodzie COREDIV używamy współczynników transportu anomalnego $D_i = \zeta \times \chi_{e,i}$; gdzie, D to współczynnik dyfuzji, $\chi_{e,i}$ to współczynnik przewodnictwa cieplnego, a ζ to swobodny parametr startowy.

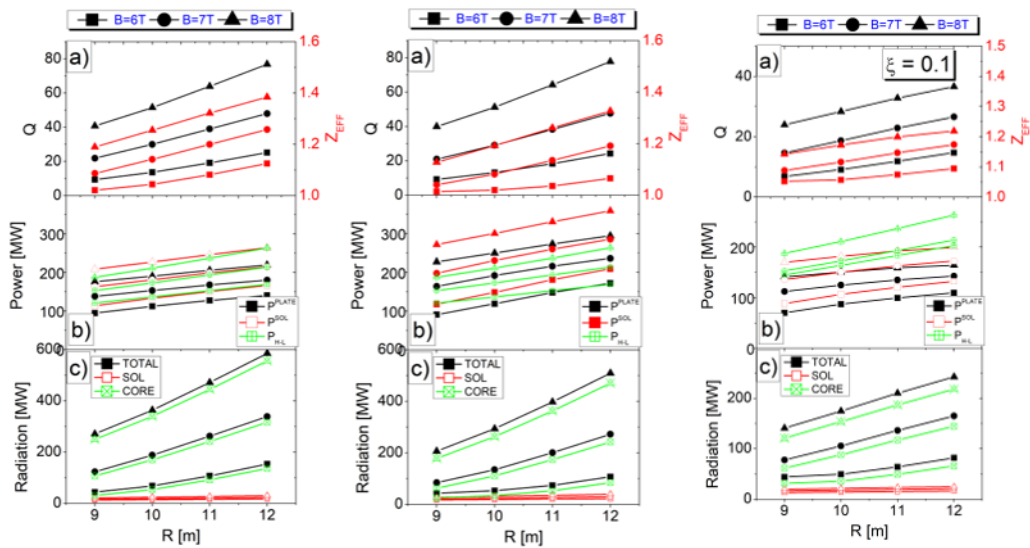
Model domieszek w kodzie COREDIV jest spójny zarówno pod względem wpływu zanieczyszczeń na poziom mocy syntezy (P_a), jak i interakcji pomiędzy domieszkami napuszczanymi (np. Ar) jak i wewnętrznymi (wolfram, hel). W kodzie COREDIV współczynnik recyklingu plazmy głównej R_H jest wybrany tak, by gęstość na separatrix była stała. Współczynnik recyklingu jest zdefiniowany jako $R = 1 - \Gamma_{sep}/\Gamma_{DIV}$, gdzie Γ_{DIV} to strumień cząstek do dywertora, a Γ_{sep} jest strumieniem cząstek przechodzących przez separatrixę. Zależność współczynnika R_{He} od R_H dana jest w kodzie wyrażeniem $R_{He} = mR_H - (m-1)$, gdzie m jest parametrem kodu. Standardowo przyjmuje się, że $m=2$.

Określenie warunków niezbędnych do osiągnięcia samowystarczalności paliwa deuteru i trytu w reaktorach termojądrowych uzyskuje się poprzez szeroko zakrojone modelowanie i obliczenia jako funkcji wielu parametrów

reaktora. Na przykład, uzupełnienie trytu może zostać zmniejszone poprzez osiągnięcie wysokiego współczynnika uzupełniania paliwa. Ocena ilości paliwa i frakcji spalania wymaga złożonych i zintegrowanych modeli ze względu na silne sprzężenie pomiędzy uzupełnieniem paliwem, a helem i mocą wyjściową plazmy.

Pierwsze analizy przeprowadzono dla przypadku braku domieszkowania zewnętrznego. Na początku badano wpływ transportu w rdzeniu i w plazmie brzegowej (SOL) na przestrzeń roboczą parametrów DEMO. W praktyce, wartość proporcji pomiędzy współczynnikami dyfuzji i przewodnictwa cieplnego, ma słaby wpływ dla symulacji dla działających obecnie tokamaków: JET, ASDEX-U. Sytuacja ta drastycznie zmienia się w przypadku reaktora termojądrowego, gdzie utrzymanie helu jest kluczowe. W tym celu, wykonano obliczenia dla dwóch wartości proporcji pomiędzy współczynnikami dyfuzji i przewodnictwa cieplnego: $\zeta = 0.1$ i 0.35 . Aby zbadać wpływ radialnego transportu w SOL przeprowadziliśmy symulacje dla dwóch różnych wartości dyfuzji radialnej $D^{SOL} = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ i $1,0 \text{ m}^2/\text{s}$.

Główne parametry plazmy dla reaktora to: tzw. parametr Q (ang. *Q-factor*) – stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy; efektywny ładunek plazmy (Z_{EFF}); moc docierająca do płyty dywertora (P^{PLATE}) i do plazmy brzegowej (P^{SOL}) oraz moc konieczna do pracy w modzie H (P_{L-H}). Te parametry plazmy dla różnych wartości transportu w centrum i SOL, dla różnych promieni tokamaka i toroidalnych pól magnetycznych pokazano na Rys. 4.2.1



Rys. 4.2.1. Parametry plazmy, w funkcji dużego promienia tokamaka: Q -faktor i Z_{EFF} ; moc do płyty (P^{PLATE}) i SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), centrum (CORE), i promieniowanie całkowite (TOTAL) dla różne wartości toroidalnego pola magnetycznego i dla dwie dyfuzji radialnej w SOL: $D_{SOL} = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$ (lewy i prawy panel) i $D_{SOL} = 1,0 \text{ m}^2/\text{s}$ (środkowy panel) i dwa współczynniki transportu w rdzeniu $\zeta=0,35$ (lewy i środkowy panel) i $\zeta=0,1$ (prawy panel)

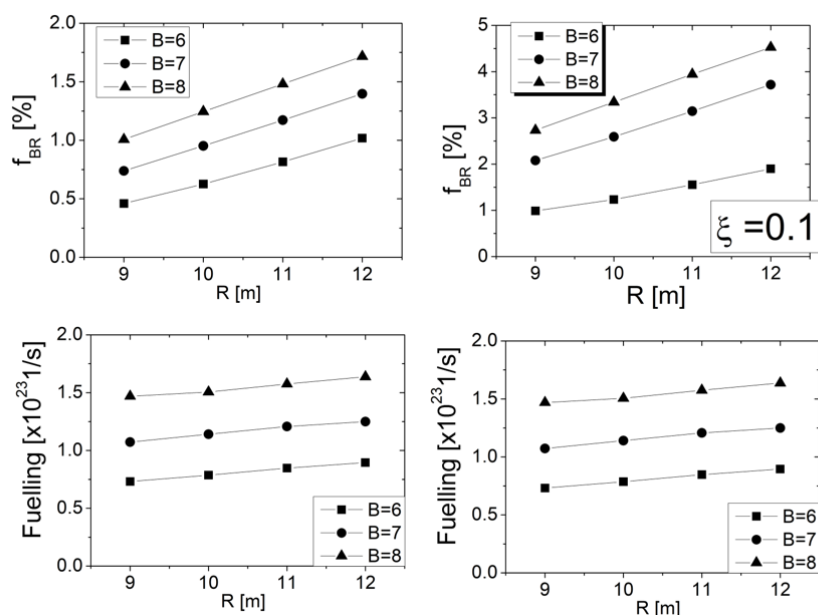
Główny efekt zwiększonego radialnego transportu w SOL (porównanie panelu lewego ze środkowym, Rys. 4.2.1) jest związane z poprawą skuteczności ekranowania domieszki w brzegu, co ma istotne konsekwencje dla mocy docierający do plazmy brzegowej (P^{SOL}) i do płyty (P^{PLATE}). Zaobserwowano wzrost P^{SOL} w przypadku większej dyfuzji radialnej, który jest efektem niższego promieniowania w rdzeniu, ale ma niewielki wpływ na fuzję (współczynnik Q).

Symulacje ukazują, że ważniejszym parametrem jest transport w plazmie centralnej (ζ). Porównując panel centralny i prawy, zaobserwowano niższe wartości ζ , które mogą spowodować silne nagromadzenie się popiołów helu i obniżenie wydajności plazmy (dla $\zeta = 0,1$ wartości Q -faktor są około połowę niższe niż w przypadku $\zeta = 0,35$).

Transport radialny w SOL ma niewielki wpływ na frakcję wypalenia (f_{BR}) i uzupełnienie paliwa (ang. *fuelling*). Na Rys. 4.2.2 przedstawiono frakcję wypalenia i uzupełnienia paliwa w stosunku do głównego promienia dla dwóch różnych wartości ζ w przypadku $D_{SOL} = 0,5 \text{ m}^2/\text{s}$. Frakcja wypalona zależy liniowo od głównego promienia i toroidalnego pola magnetycznego. Jej wartość jest równa około 0,5%-1,75% dla przypadku z wyższym ζ i około 1%-4,5% dla przypadku z niższym ζ . Strumień uzupełniający frakcję wypalenia słabo zależy od promienia, ale mocno zależy od pola magnetycznego w przypadku niższych wartości ζ .

We wszystkich przypadkach wysoka wartość mocy docierającej do płyt dywertora ($P^{\text{PLATE}} > 80 \text{ MW}$) sprawia, że dodatkowe domieszkiwanie jest niezbędne. Zauważono, iż przypadek o $R=11 \text{ m}$ i $B_t = 7 \text{ T}$ jest bardzo optymistyczny, ponieważ Q wynosi około 40, co jest zbliżone do wyników wcześniejszych symulacji dla reaktora DEMO, wykonanych specjalnie dla konfiguracji z 2018 roku.

W następnym kroku została przeprowadzona analiza wpływu pikowania profili gęstości na główne parametry plazmy dla wybranego scenariusza z $R = 11 \text{ m}$ i $B_t = 7 \text{ T}$. Współczynniki pikowania profili gęstości k zdefiniowane są jako stosunek gęstość elektronowa w centrum plazmy $n_e(0)$ do uśredniona gęstość elektronowa n_e . Parametry plazmy, takie jak Q -faktor, moc do plazmy brzegowej, koncentracja helu (C_{He}), frakcji wypalania (f_{BR}), uzupełnienie paliwa, czy pikowanie temperatury elektronowej ($T_e(0)/T_e$) dla różnych współczynników pikowania profili gęstości k ($k=n_e(0)/n_e$) są podane w Tabeli 4.2.2.



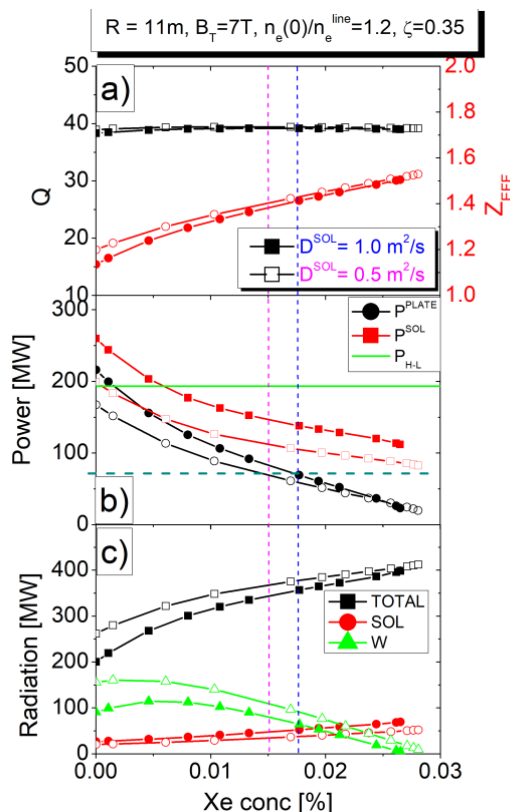
Rys. 4.2.2. Strumień uzupełniający i frakcja wypalania w funkcji promieni dla dwóch różnych wartości $\xi=0.35$ (lewe panele) and $\xi=0.1$ (prawe panele) dla trzech różnych wartościach pola magnetyczne: 6T, 7T i 8T.

Tabela 4.2.2. Parametry plazmy dla różnych współczynników pikowania.

Parametry	Współczynnik pikowania			
	$k = 1.35$	$k = 1.21$	$k = 1.16$	$k = 1.1$
Q	43.2	38.96	36.86	34.75
P^{SOL} [MW]	217	199	190	182
C_{He} [%]	3.11	2.3	2.2	2.14
f_{BR} [%]	3.63	1.17	0.9	0.72
Fuelling [$\times 10^{23} \text{ 1/s}$]	0.44	1.2	1.48	1.75
$T_e(0)/\langle T_e \rangle$	2.98	3.19	3.28	3.37

Stwierdzono, iż wzrost współczynnika pikowania z 1,1 do 1,35 ma pozytywny wpływ na produkcję cząstek alfa, która wzrasta o około 20%. Bardzo silny wpływ współczynnika pikowania został zaobserwowany dla frakcji spalania (wzrost o czynnik 5) i źródła paliwa, które zmniejsza się około czterokrotnie.

Następnie zostały przeprowadzone symulacje mające określić wpływu zewnętrznego domieszkowania na syntezę termojądrową oraz na ograniczenie mocy docierającej do płyty dywertora. Badania skoncentrowane były na najbardziej optymistycznym przypadku z $R=11$ m i $B_t = 7$ T. Symulacje zostały wykonane dla domieszkowania dwoma różnymi gazami: kryptonem (Kr) i ksenonem (Xe) przy różnych założeniach transportu plazmy w rdzeniu i brzegu tokamaka. Główne parametry plazmy jako funkcja koncentracji Xe dla dwóch wartości transportu radialnego w SOL: $0,5\text{m}^2/\text{s}$ i $1,0\text{m}^2/\text{s}$ przedstawiono na



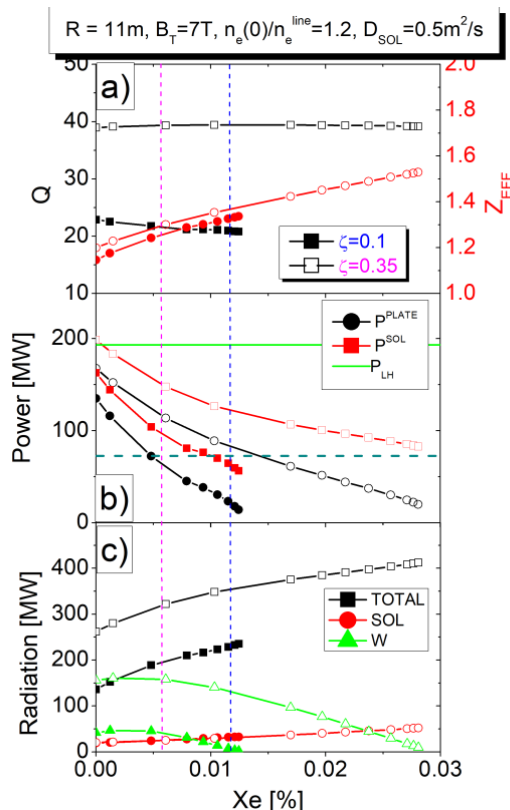
Rys. 4.2.3. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji Xe: Q -faktor i Z_{EFF} , moc do płyty (P^{PLATE}) i SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H ($P_{\text{H-L}}$); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL) dla $D^{\text{SOL}}=1.0\text{ m}^2/\text{s}$ (pełne symbole) i $D^{\text{SOL}}=0.5\text{ m}^2/\text{s}$ (puste symbole)

Rys. 4.2.3, zaś na Rys. 4.2.4, dla dwóch wartości proporcji pomiędzy współczynnikami dyfuzji i przewodnictwa cieplnego: $\zeta = 0.1$ i $\zeta = 0.35$. Linie pionowe oznaczają początek przestrzeni roboczej, gdzie moc do płyty dywertora wynosi poniżej 75MW. Przestrzeń robocza rozciąga się na prawo od linii dla wybranych wartości współczynnika dyfuzji.

W wyniku przeprowadzonych badań stwierdzono, że różne współczynniki dyfuzji radialnej w SOL słabo wpływają na wzmocnienie fuzji. Punkt pracy dla przypadku z większą radialną dyfuzją w SOL tylko nieznacznie przesuwają się w kierunku koncentracji Xe. Jednak w przypadku niższej wartości ζ okno pracy pod względem koncentracji zanieczyszczeń jest mocno zawężone. Zauważono, iż transport ma mały wpływ na promieniowanie w plazmie brzegowej w przypadku domieszkowania atomami Xe. Należy zauważyć, że domieszkowanie atomami Xe nieznacznie wpływa na wydajność syntezy (moc alfa, współczynnik Q), a jednocześnie frakcja promieniowania wyższa niż 88% może być osiągnięta. Na Rys. 4.2.5 i Rys. 4.2.6, pokazano frakcję wypalenia, uzupełnienie paliwa, koncentrację He i W oraz czas utrzymania helu (τ_{He}) w porównaniu z koncentracją ksenonu odpowiednio dla różnych transportów SOL i rdzenia.

Stężenie Xe oraz transport w plazmie brzegowej w niewielkim stopniu wpływają na frakcję wypalenia i źródło paliwa (strumienia uzupełniającego). W przypadku rdzenia, transport ma silny wpływ na obie wielkości.

Symulacja kodem COREDIV została przeprowadzona dla różnych poziomów domieszkowania atomami kryptonu oraz dla różnego transportu radialnego w plazmie brzegowej. Porównanie domieszkowania dla obu gazów Xe i Kr w przypadku $\zeta = 0.35$: zostało przedstawione na Rys. 4.2.7. Pionowa linia (różowa dla Xe i niebieska dla Kr) oznacza początek przestrzeni roboczej, rozciągającej się na prawo od danej linii, gdzie moc do płyty jest mniejsza niż 75MW. Wykazano, że w przypadku domieszkowanie kryptonem przestrzeń robocza zaczynała się od koncentracji równej 0,031%, zaś dla Xe wartość ta wynosi 0,0175%. Dodatkowo stwierdzono, iż Q-factor zarówno dla Kr i Xe jest na podobnym poziomie.



Rys.4.2.4. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji Xe: Q-faktor i Z_{EFF} ; moc do płyty (P^{PLATE}) i SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H ($P_{\text{H-L}}$); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL) dla dwie wartości $\zeta=0.1$ (pełne symbole) i $\zeta=0.35$ (puste symbole)

W kolejnym etapie przeprowadzono badania wpływu współczynnika recyklingu (R_{He}). W tym celu wykonano symulacje z ustalonym poziomem domieszkowania Xe, $\Gamma_{\text{Xe}} = 2,0 \times 10^{20}$ 1/s dla różnych wartości współczynnika recyklingu helu.

Na rys. 4.2.8. przedstawiono koncentrację helu w funkcji współczynnika recyklingu. Na czerwono zaznaczono wartość współczynnika recyklingu użytego w standardowej symulacji kodem COREDIV. Wykazano, że współczynnik recyklingu helu ma duży wpływ na czas utrzymania helu, który wzrasta liniowo od 9s do 30s dla wartości R_{He} od 0,5 do 0,9985.

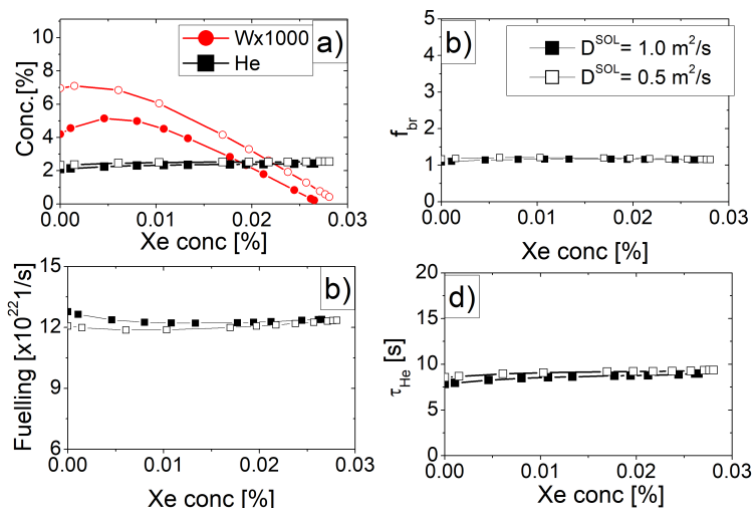
Wyniki symulacji dla wybranych parametrów głównych plazmy przedstawiono na Rys. 4.2.9. Niebieska pionowa linia odnosi się do przypadku standardowego ze względu na współczynnik recyklingu. Stosunek $\tau_{\text{He}}/\tau_{\text{E}}$ zmienia się z 7,9 do 2,5 (zaledwie trzykrotnie) (Rys. 4.2.9e). W konsekwencji, moc fuzji (współczynnik Q) obniża się o około 20%, wskutek rozcieńczenia plazmy przez hel. Ponadto, moc do płyt dywertora maleje o około 20%. W efekcie, mniejsza moc docierająca do płyt dywertora przekłada się na obniżenie produkcji wolframu z płyty dywertorowej. Wykazano, iż wpływ R_{He} na ładunek efektywny Z_{EFF} (rys. 4.2.9d) i promieniowanie w SOL (Rys. 4.2.9a) jest mały.

Główne wyniki badawcze

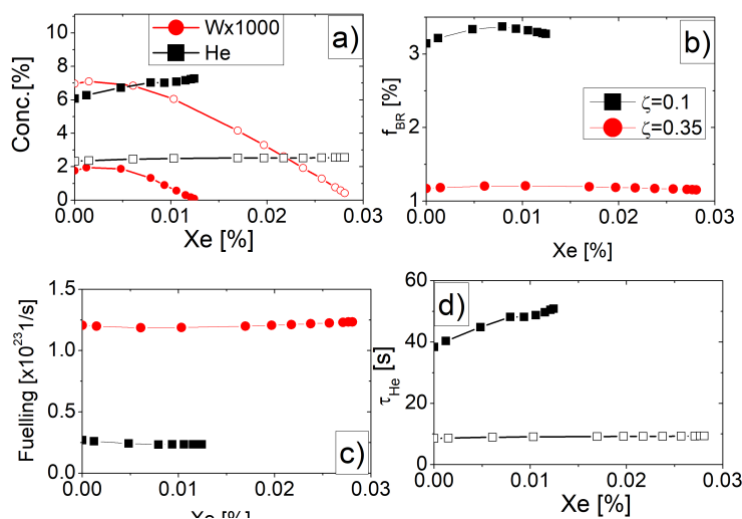
Symulacje trybu DEMO L przeprowadzone dla pomocniczej mocy grzewczej 50MW, o różnym polu magnetycznym, promieniu i prądzie plazmy, wykazały, że konieczne jest zastosowanie dodatkowych

zanieczyszczeń, takich jak krypton i ksenon, w celu zmniejszenia mocy płyty. Współczynnik pikowania, ma bardzo silny wpływ na frakcję spalania.

W symulacjach ze stałą gęstością elektronów w separatrysie stwierdzono, że domieszkowanie zanieczyszczeń ma niewielki wpływ na frakcję spalania, która pozostaje na poziomie około 1%.



Rys. 4.2.5. Koncentracja He i W, strumień uzupełniający, frakcja wypalenia i czas utrzymania He w funkcji koncentracji Xe dla $D^{SOL}=1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ (pełne symbole) i $D^{SOL}=0.5 \text{ m}^2/\text{s}$ (puste symbole)



Rys.4.2.6. Koncentracja He i W, strumień uzupełniający, frakcja wypalenia i czas utrzymania He w funkcji koncentracji Xe dla dwóch różnych wartości $\zeta=0.35$ (puste symbole) and $\zeta=0.1$ (pełne symbole)

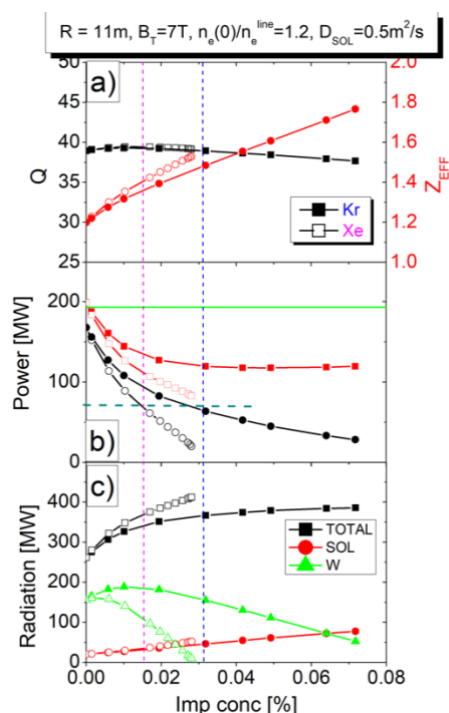
4.3. Badanie alternatywnych koncepcji dywertora dla reaktora termojądrowego

Celem zadania było badanie możliwości zastosowania ciekłych metali w konstrukcji dywertora w planowanym reaktorze DEMO. Wśród analizowanych metali rozważanymi kandydatami były lit i cyna. Podczas wyładowania materiał płyty dywertora, wskutek procesów fizycznych takich jak wybijanie lub parowanie, emitowany jest do plazmy, co ma wpływ na działanie reaktora. W celu analizy wpływu użycia litu lub cyny na działanie reaktora DEMO konieczne jest opracowanie źródła tych domieszek i ich zależność od parametrów plazmy takich jak strumień jonów plazmy głównej oraz jej domieszek do płyty dywertora, ich energia oraz strumień ciepła do płyty dywertora.

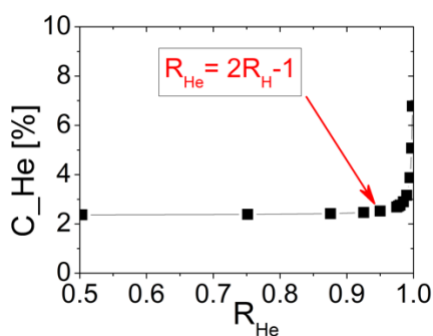
W ostatnich latach został opracowany w IFPiLM model wybijania i parowania litu i cyny. Model wybijania litu i cyny był już wcześniej zaimplementowany w kodach COREDIV i TECXY, nie był jednak zweryfikowany z dostępnymi danymi eksperymentalnymi. Ponadto, w celu modelowania powierzchni ciekłych metali koniecznym było uwzględnienie także parowania oraz zależności współczynnika wybijania (ang. *sputtering yield*) od

temperatury powierzchni ciekłego metalu. Model parowania został opracowany i stosowano już od 2016 roku. W 2019 roku dołączono model termicznego wybijania litu.

W 2020 roku planowano wykonanie symulacji działania reaktora DEMO wyposażonego w dywertor projektowany w ramach pakietu WP LMD.



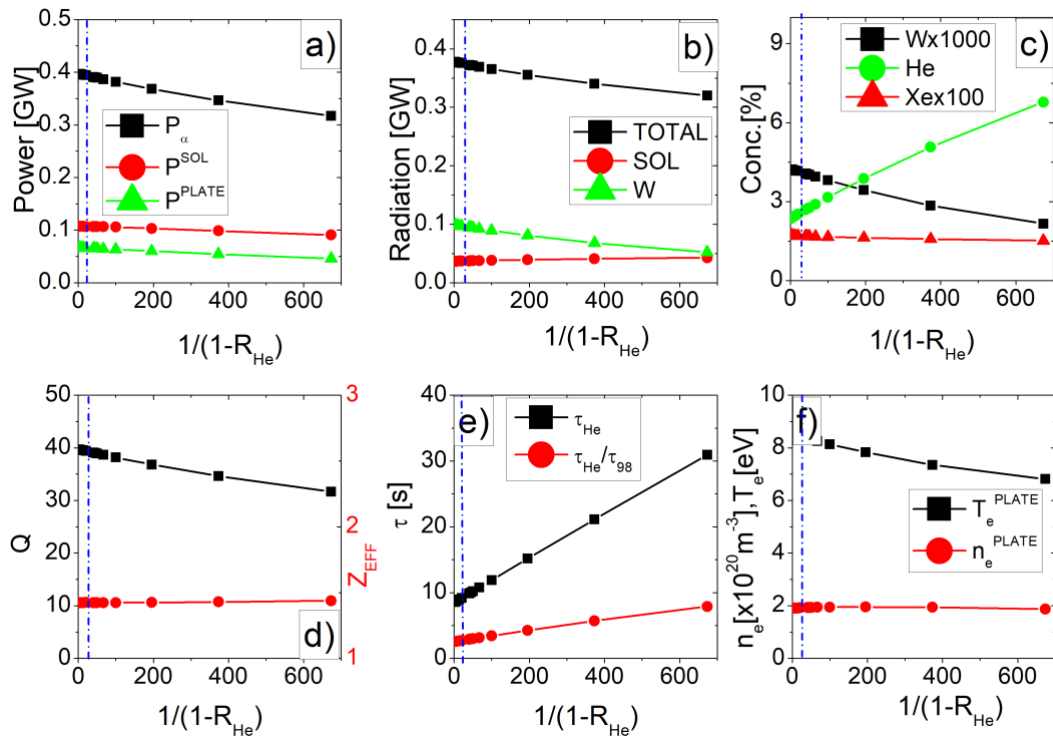
Rys.4.2.7. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek: Q -faktor i Z_{eff} ; moc do płyty (P^{PLATE}) i SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL)



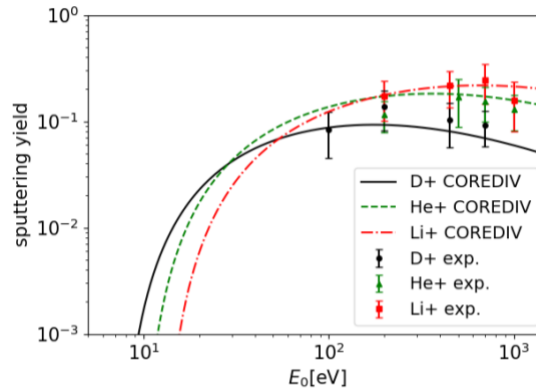
Rys.4.2.8. Koncentracja helu w zależności od współczynnika recyklingu

Wyniki modelowania kodem COREDIV

Ze względu na brak dokumentacji opisującej zaimplementowane w kodach COREDIV i TECXY modele wybijania materiału płyty dywertora w postaci stałej, przeprowadzono kwerendę i zweryfikowano równania użyte do opisu wybijania litu oraz cyny. Po odbytej kwerendzie i zidentyfikowaniu literatury, z której pochodzą użyte równania, zweryfikowano wartości opisywane przez model z dostępnymi danymi eksperymentalnymi [1]. W celu weryfikacji użyto danych eksperymentalnych, w których badano wybijanie atomów litu zarówno w temperaturze pokojowej jak również w temperaturach przekraczających temperaturę topnienia ($T_{melt} = 180.54C$) i sięgających 450C. Wartość 450C jest niższa od wartości przewidywanych w modelowaniu. Jest ona wyznaczona przez warunki eksperymentu, w których dla temperatur wyższych parowanie litu uniemożliwia skuteczny pomiar strumienia cząstek wybitych.



Rys.4.2.9. Parametry plazmy w funkcji współczynnika recyklingu helu: (a) P_α , P^{SOL} , P^{PLATE} koncentracja helu i wolframu; (b) promieniowania w całości (TOTAL), w plazmie brzegowej (SOL) i wolframu (W); (c) koncentracja helu, wolframu i ksenonu, (d) Q-faktor i Z_{EFF} , (e) czasy utrzymania i (f) gęstość i temperatura elektronowa na płycie



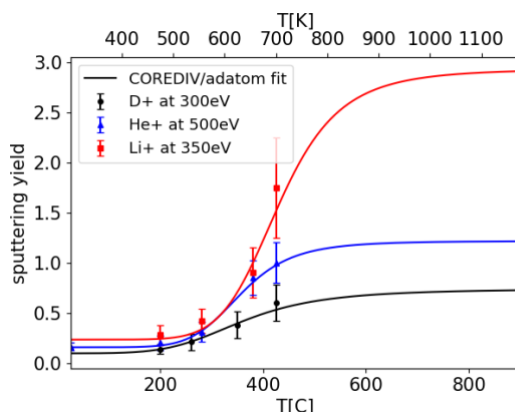
Rys. 4.3.2. Zależność wybijania atomów litu z powierzchni w stanie stałym w warunkach normalnych od energii cząstek padających deuteru (D), helu (He) oraz litu (Li). Model użyty w kodzie COREDIV (linie) dopasowano do dostępnych danych eksperymentalnych

W związku brakiem danych eksperymentalnych dla temperatur powierzchni litu większych niż 450C, wartości wybijania podane są przez model fizyczny użyty do ekstrapolacji wyników eksperymentalnych. W tym celu użyto modelu ADATOM. Wyniki dopasowania przedstawiono na Rysunku 4.3.2.

Warto dodać, że w eksperymencie powierzchnia próbki litu została nasycona jonami deuteru poprzez wcześniejszą ekspozycję na strumień deuteru. Miało to na celu zbliżenie warunków eksperymentalnych do tych panujących w eksperymencie tokamakowym, gdzie jony plazmy głównej składają się z deuteru lub deuteru i trytu.

Wykorzystując aktualny model źródła litu powtórzono serię obliczeń wykonaną w 2019 roku i przedstawioną na konferencji International Symposium for Liquid Metal Applications in Fusion (ISLA 2019, Urbana-Champaign, USA). Opis modelu wybijania i parowania litu wraz z wynikami modelowania pracy reaktora DEMO

wyposażonego w ciekłometaliczny dywertor zamieszczono w artykule [2], który został wysłany do czasopisma Journal of Fusion Energy. Po uwzględnieniu uwag recenzentów artykuł czeka obecnie na publikację.



Rys. 4.3.3. Dopasowanie modelu wybijania termicznego litu (model ADATOM) użytego w kodzie COREDIV do danych doświadczalnych

Drugą częścią pracy planowanej w 2020 był rozwój modelu termicznego wybijania z powierzchni ciekłej cyny. Pomiary eksperymentalne wskazują na wzrost współczynnika wybijania tylko dla lekkich padających atomów. Zaobserwowano wzrost dla atomów deuteru i helu. Dopasowanie modelu ADATOM do danych doświadczalnych zamieszczono na Rys. 4.3.3, gdzie można zaobserwować, że dane eksperymentalne, podobnie jak w przypadku litu, temperatura powierzchni ciekłego metalu nie przekracza 400 stopni Celsjusza. Fakt ograniczonego zakresu temperatur podczas eksperymentu pomiaru współczynnika przyczynia się do potrzeby ekstrapolacji dopasowanych danych do temperatur przewidywanych w reaktorze DEMO. Ponadto ograniczony zakres temperatur użytych w eksperymencie nie wyklucza zwiększenia wartości współczynnika wybijania dla cięższych atomów padających w tym samowybijania. Brak jednak danych na ten temat. Aktualnie trwają symulacje kodem COREDIV dla reaktora DEMO z cynowym dywertorem. Przy czym parametry dywertora odpowiadają parametrom dywertorów projektowanych w ośrodkach DIFFER w Eindhoven (Holandia) oraz ENEA we Frascati (Włochy). Pierwsze wyniki wskazują na duże znaczenie wzrostu współczynnika wybijania cyny przez jony deuteru. Praca reaktora DEMO z cynowym dywertorem zachodzi w warunkach częściowego lub całkowitego detachmentu. Wiąże się to z niską temperaturą plazmy przy płycie dywertora (<5eV). Zwiększenie źródła emisji cyny wybijanej przez duży strumień jonów deuteru dodatkowo obniża temperaturę plazmy w rejonie dywertora. Ten wstępny wynik jest argumentem za uwzględnieniem wpływu temperatury powierzchni płyty dywertora na emisję cyny do plazmy głównej.

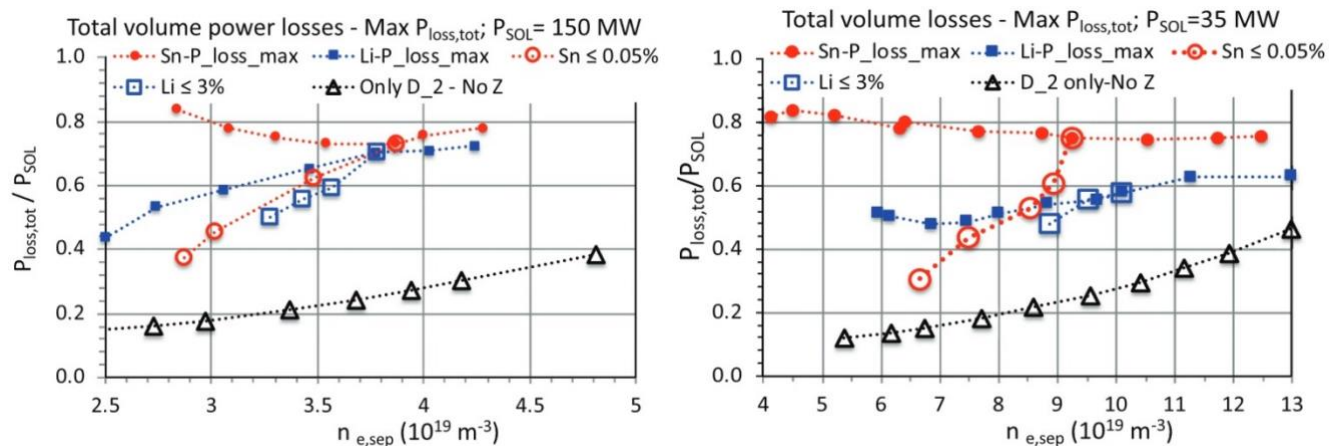
Wyniki modelowania kodem TECXY

W roku 2020 modelowanie kodem TECXY było skoncentrowane na kontynuowaniu analizy porównawczej litu i cyny w zastosowaniu w planowanym reaktorze EU-DEMO oraz projektowanym tokamaku I-DTT [3]. Tokamak i-DTT ma służyć sprawdzeniu różnych wariantów konstrukcji i materiałów mających zostać użytych do budowy dywertora dla reaktora DEMO. Modelowanie wykonane w poprzednich latach zostało uzupełnione o serię symulacji plazmy brzegowej (SOL ang. *Scrape-Off Layer*) mających na celu wykonanie skanów kluczowych parametrów plazmy. Wykonano także modelowanie plazmy w SOL w obecności domieszkowania argonem dla cynowego dywertora.

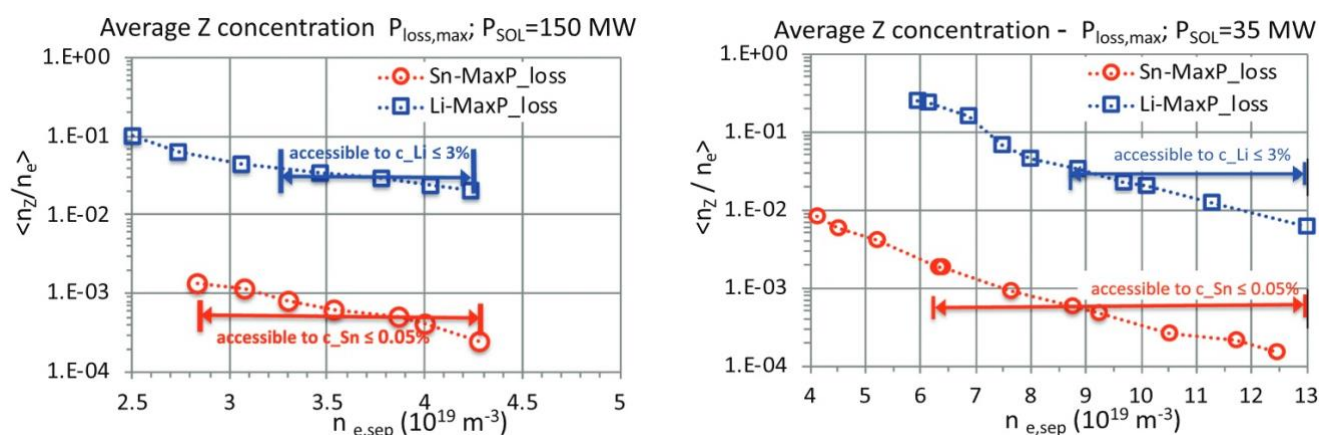
W pierwszej kolejności wykonano skan gęstości na separatrysie $n_{e,sep}$ w sytuacji, w której dla każdej wartości $n_{e,sep}$ parametry na płycie zostały dopasowane do zmaksymalizowania promieniowania domieszek (Rys. 4.3.4).

Wyniki zamieszczone na Rys. 4.3.4 i Rys. 4.3.5 ilustrują ogólną tendencję wspólną dla litu i cyny dobrych warunków pracy cechujących się wysokim promieniowaniem i niską koncentracją domieszki dla wyższych wartości gęstości na separatrysie. Niska wartość gęstości na separatrysie, a zatem niższa gęstość plazmy w SOL oznacza także niższą zawartość domieszek przy założonej stałej koncentracji, a w związku z tym również niższą zdolność do rozpraszania strumienia energii do płyty. Konsekwencją wyższego strumienia do płyty jest większa emisja domieszki i zwiększenie jej koncentracji powyżej ustalonej wartości granicznej wynoszącej 3% i 0.05% odpowiednio dla litu i cyny (patrz Rys. 4.3.4). Zwiększenie gęstości plazmy w SOL poprzez zwiększenie gęstości

na separatrysie oznacza większą bezwzględną ilość domieszki przy ustalonej gęstości, a co za tym idzie także większe możliwości rozpraszania energii. Odwracając tę zależność można zaobserwować spadek koncentracji domieszki wraz ze wzrostem gęstości na separatrysie (Rys. 4.3.4) przy niemal stałej wartości promieniowania cyny i rosnącej wartości promieniowania litu.



Rys. 4.3.4. Stosunek całkowitego promieniowania do moc przez separatrycę dla litu (kolor niebieski) i cyny (kolor czerwony) dla reaktora DEMO (lewo) i projektowanego tokamaka i-DTT (prawo) względem gęstości na separatrysie. Puste znaczniki oznaczają wartości promieniowania w przypadku, gdy koncentracja domieszki pozostaje poniżej 3% (lit) i 0.05% (cyna). Dla porównania przedstawiono także wyniki symulacji plazmy deuterowej bez domieszek (kolor czarny)



Rys.4.3.4. Zależności koncentracji domieszek litu (niebieski) i cyny (czerwony) od gęstości na separatrysie dla DEMO (lewo) i i-DTT (prawo). Zaznaczono również przedział, w którym koncentracja litu i cyny pozostaje odpowiednio poniżej 3% i 0.05%

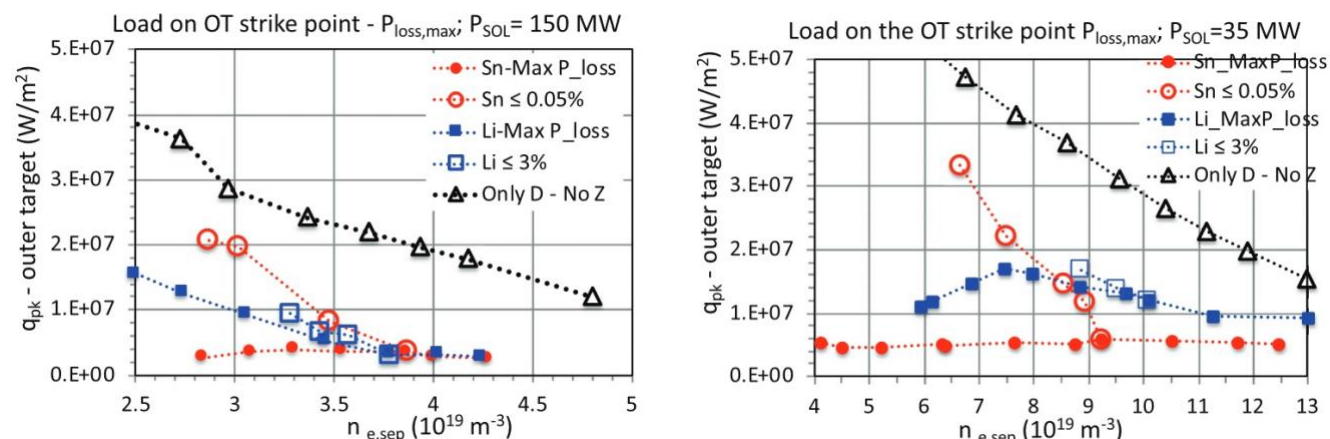
Następnie wykonano skany gęstości na separatrysie przy ustalonych parametrach dywertora (Rys. 4.3.6) Tutaj również można zaobserwować zwiększenie możliwości rozpraszania energii wraz ze zwiększeniem gęstości na separatrysie.

Przeprowadzono także symulacje reaktora DEMO i tokamaka i-DTT wyposażonych w dywertor z ciekłej cyny w obecności domieszkowania argonem. Wyniki pokazują, że użycie argonu wpływa korzystnie na promieniowania plazmy w SOL (Rys. 4.3.7) oraz, że wraz ze wzrostem koncentracji argonu spada koncentracja cyny (Rys. 4.3.8), co jest konsekwencją obniżenia temperatury powierzchni płyty i zmniejszenia emisji cyny na skutek parowania.

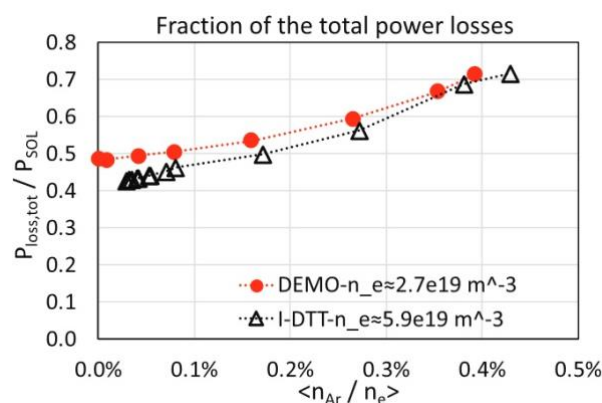
Szczegółowe wyniki pracy wykonanych przy użyciu kodu TECXY w roku 2020 zostały przedstawione w dwóch artykułach opublikowanych w wysoko punktowanych czasopismach Physics of Plasmas i w czasopiśmie Nuclear Fusion.

Zarówno lit jak i cyna są rozważanymi kandydatami do użycia w ciekłometalicznym dywertorze. Każdy z materiałów inaczej wpływa do pracę reaktora. Oba rozważane materiały wpływają pozytywnie na rozproszenie energii w SOL, ale różnią się wpływem na pracę w centrum rdzenia reaktora. To, który z materiałów zostanie wybrany do zastosowania w budowie dywertora oraz reaktora będzie raczej zależało od decyzji, jaką charakterystyką pracy ma się cechować reaktor oraz szczegółowych rozwiązań technologicznych dostępnych w

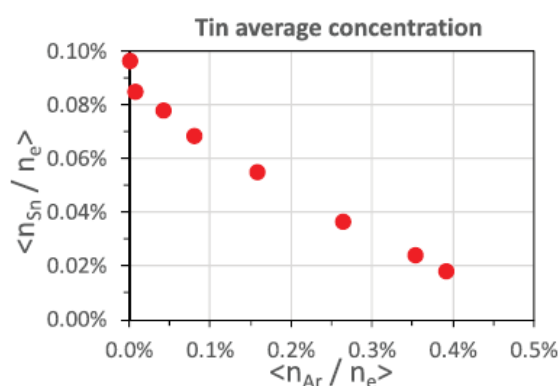
momencie podejmowania decyzji. Modelowanie użycia ciekłych metali w warunkach pracy reaktora pozwala na poznanie charakterystyki pracy reaktora wymuszonej przez emisję litu lub cyny z powierzchni płyty dywertora. Jest zatem nieodzownym elementem w procesie projektowania reaktora.



Rys. 4.3.5. Maksymalny strumień mocy do płyty w zależności od gęstości na separatrixie dla lit (niebieski) i cyny (czerwony) dla DEMO (lewo) i i-DTT (prawo). Punktem odniesienia są analogiczne symulacje wykonane dla czystej plazmy deuterowej (czarny).



Rys. 4.3.6. Stosunek całkowitego promieniowania w SOL do mocy przez separatrixę w zależności od średniej koncentracji argonu dla DEMO (czerwony) i i-DTT (czarny)



Rys. 4.3.7. Koncentracji cyny w zależności od koncentracji argonu dla reaktora DEMO

Główne wyniki badawcze

Porównano zastosowanie litu i cyny w koncepcji alternatywnego dywertora z powierzchnią płyty z ciekłego metalu.

Ponadto badano zastosowanie ciekłej cyny w koncepcji reaktora ze zredukowanym czasem utrzymania.

Zastosowanie cyny w tej koncepcji pozwala na stabilną pracę w reżymie detachment albo częściowego detachmentu. Korzystna jest także redukcja obciążenia cieplnego płyty wskutek wybijania i parowania cyny z powierzchni płyty dywertora.

Kontynuowano prace nad rozwojem modelu emisji litu oraz cyny w powierzchni ciekłego dywertora. Zweryfikowano i uaktualniono model wybijania użyty w kodach COREDIV i TECXY.

4.4. Badania i modelowanie plazmy brzegowej w stellaratorze W7-X

FINDIF jest trójwymiarowym, wielopłynowym kodem służącym do symulowania zjawisk zachodzących w plazmie brzegowej urządzeń termojądrowych. Kod używa prostej metody różnic skończonych. Program ściśle uwzględnia ogromną anizotropię plazmy w polu magnetycznym, gdzie transport w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku pola jest silnie stłumiony w porównaniu z transportem równoległym do kierunku pola.

Do symulacji stosowane są siatki obliczeniowe oparte na śledzeniu linii pola, których węzły znajdują się na przecięciach linii pola ze zbiorem wybranych płaszczyzn poloidalnych lub elementów tzw. pierwszej ściany (PFC, ang. *Plasma Facing Components*). Bez zderzeniowy transport zachodzi wyłącznie wzdłuż linii pola. Zapewniono to dyskretyzując równania płynowe Braginskiego w tzw. lokalnych współrzędnych magnetycznych. Uwzględniono również pełny tensor metryczny.

Mały transport poprzeczny jest w dużej mierze turbulentny. Z tego powodu wyrażony jest poprzez wprowadzenie tzw. dyfuzji anomalnej, której współczynnik ustalono doświadczalnie. Pochodne na przekrojach poloidalnych obliczane są tzw. metodą punktów swobodnych Djaczenki, która choć niezachowawcza, łatwo daje się zastosować nawet na silnie nieuporządkowanych siatkach.

Kod rozwiązuje w sposób samo uzgodniony cztery równania dla gęstości plazmy, prędkości wzdłuż linii pola, temperatury elektronowej i jonowej. Wszystkie równania zapisane są we wspólnym schemacie konwekcji – dyfuzji. Obliczenia prowadzone są ze zwiększonym krokiem czasowym dzięki niejawnemu schematowi Eulera zastosowanemu do ewolucji pseudoczasowej. Słaby transport poprzeczny liczony jest metodą jawną. Dzięki temu nie występuje zwiększone zużycie pamięci, a obliczenia udało się prosto i efektywnie zrównoleglić na poziomie OpenMP. Dzięki temu czas trwania obliczeń wynosi obecnie około jednej doby.

Niezbędnymi danymi wejściowymi jest geometria urządzenia oraz konfiguracja pola magnetycznego. Wpływ obszaru centralnego na brzeg symulowany jest poprzez postawienie odpowiednich warunków brzegowych na styku obszaru brzegowego i centralnego.

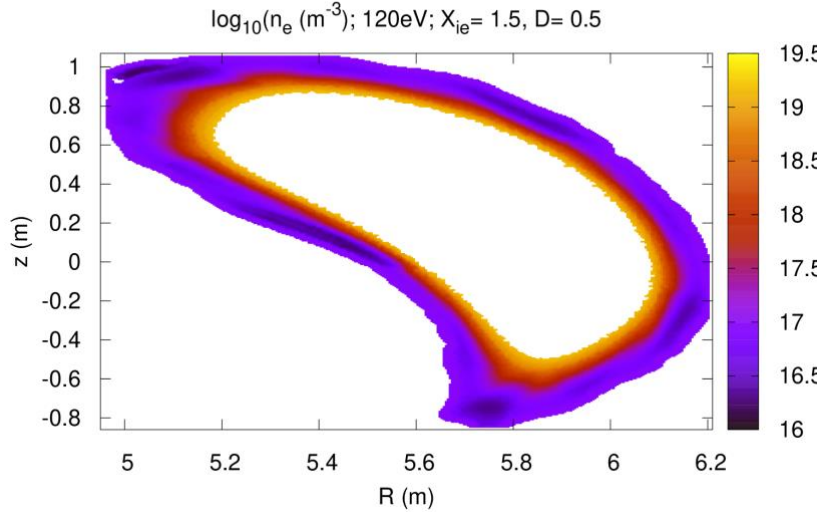
Siatka numeryczna obejmuje warstwę brzegową (SOL - ang. *Scrape-off Layer*) i kilka powierzchni centralnych. Mimo znacznej automatyzacji obliczeń, interwencja operowa jest niezbędna dla zapewnienia szczególnie gęstego pokrycia krytycznych obszarów urządzenia. Większość gorącej plazmy w istocie płynie do PFC wąskim kanałem. Przecięcie tego kanału i pierwszej ściany musi być szczególnie gęsto pokryte punktami siatki dla uzyskania zadowalającego opisu zachodzących tam zjawisk.

Tworzenie siatki sprowadza się do wybrania podzbioru linii siatki z dużej bazy prześledzonych linii pola. Obszary urządzenia, w których jest niewielka gęstość plazmy, a zjawiska zachodzą z niską intensywnością odcina się od obszaru obliczeniowego tzw. sztuczną ścianą. Tworzenie siatki jest (tak jak kod główny) zrównoleglone na poziomie OpenMP. Zaletą jest możliwość szybkiego wytworzenia kilku siatek, dla różnych konfiguracji pola, pod warunkiem zachowania niezminionej geometrii urządzenia.

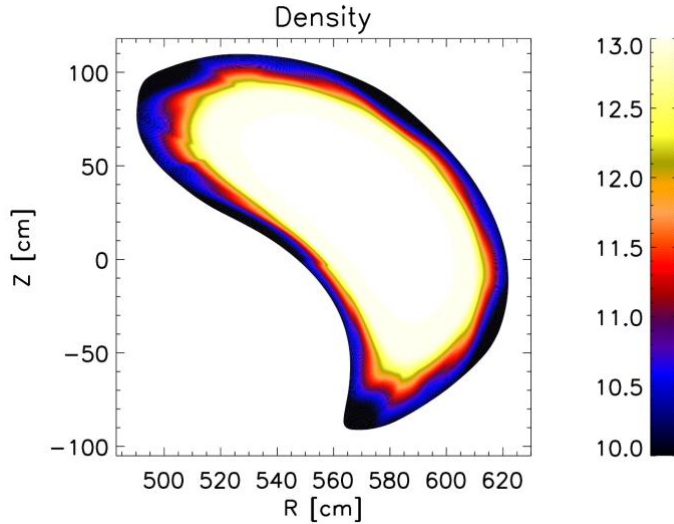
Pracę wykonaną w roku 2020 została podzielona na dwie części: a) rozwój narzędzi dodatkowych wyznaczających wielkości globalne z rozwiązania wyznaczonego przez FINDIF oraz b) poszerzenie zakresu zastosowań narzędzi tworzących siatki. Wymienione kierunki rozwoju zostały zasugerowane przez eksperymentatorów pracujących przy stellaratorze W7-X. Dzięki temu FINDIF szybciej będzie mógł służyć wsparciem pracom badawczym. Kod był rozwijany na przykładzie konfiguracji limiterowej, która z uwagi na bliskość obszaru centralnego do zimnego limitera, jest potencjalnie bardziej wymagająca od dywertorowej.

Naturalnymi wielkościami, którymi operuje kod FINDIF, są wielkości intensywne – lokalne gęstości (cząstek, pędu) i temperatury. W niektórych pomiarach istotnie wyznaczane są rozkłady ww. parametrów. Często jednak dostępne są wartości uśrednione (np. średnia gęstość elektronowa na separatrixie) bądź ekstensywne (jak całkowity strumień energii do PFC). Jakkolwiek możemy zauważyć jakościowe podobieństwo rozkładu gęstości na przekroju poloidalnym obliczonego przez FINDIF (Rys. 4.4.1) i kod EMC3-EIRENE (Rys. 4.4.2), ocena wizualna może mylić i należy wyznaczyć wielkości całkowite do późniejszego porównania. Konieczne jest

wyposażenie kodu w dodatkowe procedury służące całkowaniu po (zakrzywionych) powierzchniach magnetycznych i objętościach ograniczonych przez te powierzchnie.



Rys. 4.4.1. Rozkład gęstości obliczony przez kod FINDIF

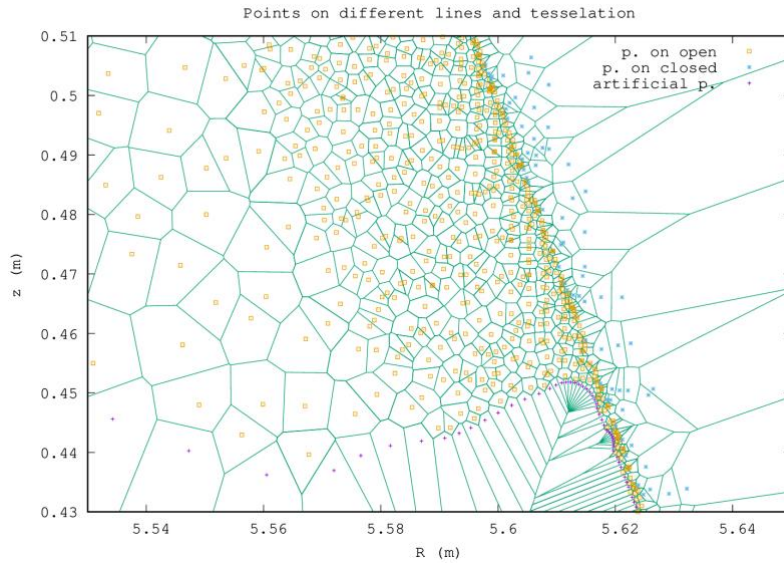


Rys. 4.4.2. Rozkład gęstości obliczony przez kod EMC3-EIRENE)

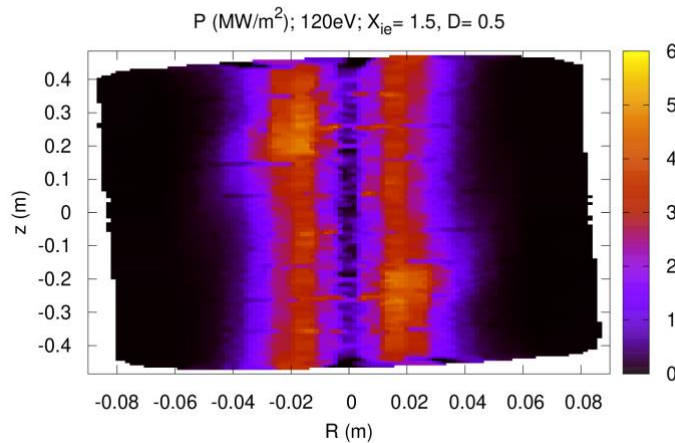
Uśredniania na powierzchni magnetycznej dokonuje się standardową metodą sumowania z wagą $1/B$ (Helander, *Rep. Prog. Phys.* **77** (2014) 087001), gdzie B jest lokalną wartością indukcji pola magnetycznego $\langle f \rangle = \sum f_i / B_i \sum (1/B_i)$. Strumień przez powierzchnię magnetyczną $\sum \vec{T}_i \cdot \vec{w}_i \Delta s_i$, dyskretyzowany jest jako sumę po elementach tej powierzchni. $\vec{T}_i$ jest wektorem gęstości strumienia w i , $\vec{w}_i$ jest wersorem prostopadłym do powierzchni magnetycznej, zaś Δs_i jest i -tym elementem powierzchni. W praktyce powierzchnia magnetyczna może jednoznacznie zostać pokryta trójkątami rozpiętymi między odpowiednimi punktami siatki. Należy uśrednić wartość normalnej składowej strumienia po punktach-wierzchołkach i -tego trójkąta $\vec{T}_i \cdot \vec{w}_i = \frac{1}{3} \sum \vec{T}_j \cdot \vec{w}_j$.

Obliczenie strumienia padającego na PFC jest wykonywane poprzez sumowanie wkładów od płaskiej powierzchni – części przekroju poloidalnego. Jednoznaczne określenie otoczenia punktu sieci na niepłaskich PFC, może być niewykonalne. Powierzchnia PFC jest bowiem dana w postaci sumy trójkątów o różnych orientacjach. Łatwo za to przypisać punktom otaczające je wielokąty dzięki wyznaczeniu diagramu Woronoja. W rzeczywistości w obliczeniach niezbędne jest tylko pole powierzchni przekroju rurki pola $\vec{B}$. Z powierzchnią wielokątą otaczającą punkt na diagramie, przekrój rurki łączy cosinus kąta między polem magnetycznym, a normalną do powierzchni przekroju $\Delta S_{\perp,pc} = S_{\text{polygon}} |B_\phi|/B$. Przekrój rurki strumienia tam, gdzie znajduje się PFC $\Delta S_{\perp,PFC} = \Delta S_{\perp,pc} B_{pc}/B_{PFC}$ wyznaczany jest ze stałości $B\Delta S_{\perp}$ na długości danej rurki (jest to bezpośrednia

konsekwencja prawa $\nabla \cdot \vec{B} = 0$). Mając $\Delta S_{\perp, PFC}$, wartość odpowiedniej składowej strumienia odczytywana jest wprost z danych.



Rys. 4.4.3. Diagram Woronoja na przekroju poloidalnym (widoczny „cień” limitera)



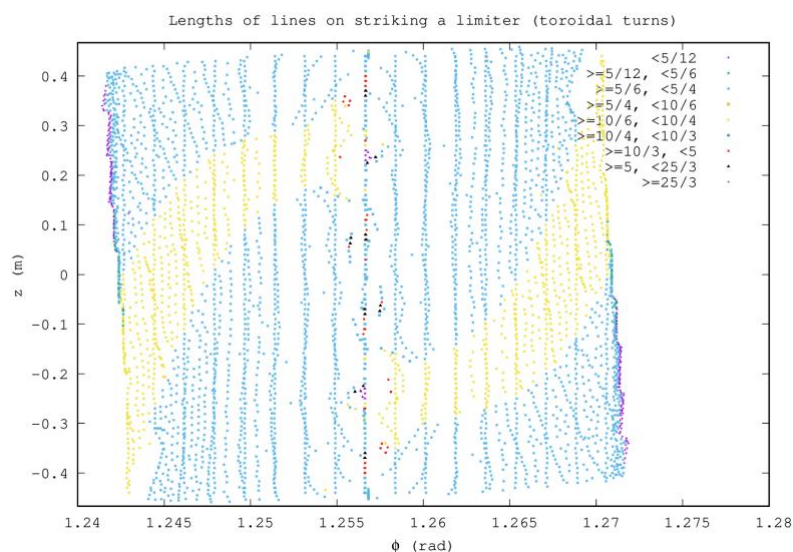
Rys. 4.4.4. Gęstość strumienia energii

Ponadto, jeżeli w przyszłości FINDIF będzie rozwijany w kierunku zachowawczej metody skończonych objętości, to diagram Woronoja zyska dodatkowe zastosowanie. Dzięki temu, że diagram jest obliczany raz, np. na etapie tworzenia siatki, używanie go nie spowalnia następnych obliczeń.

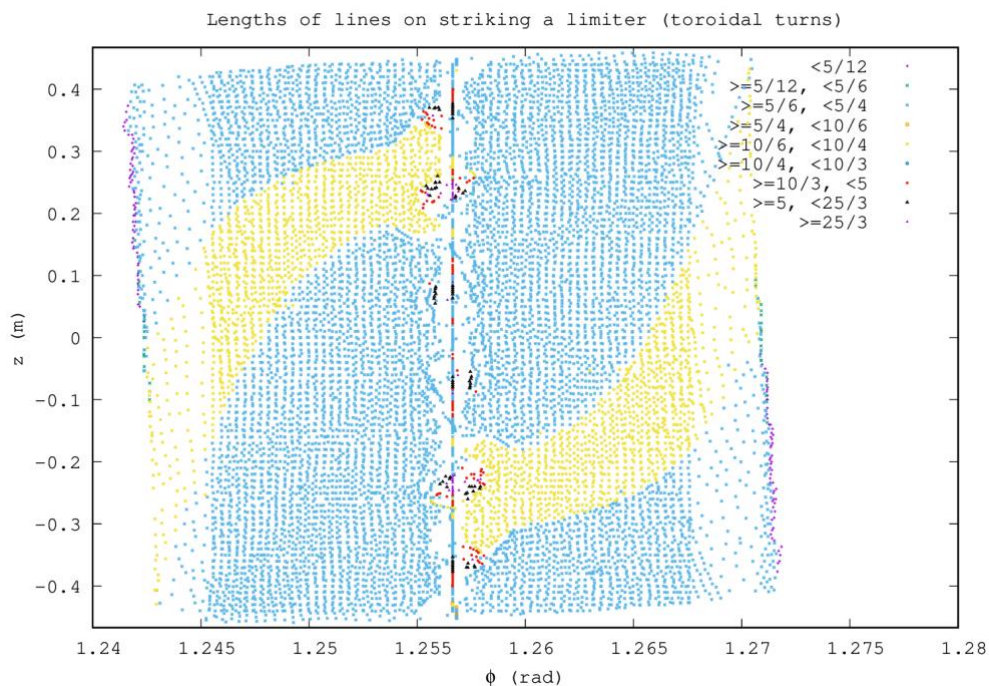
Metoda tworzenia siatki nie prowadzi do siatek odbijających symetrię urządzenia. Tym niemniej można się spodziewać, że obliczone całkowite strumienie do kolejnych limiterów powinny być bliskie sobie. Obliczone po symulacjach na starych siatkach, duże różnice strumieni ($> 20\%$) sugerują, że stare siatki mogły źle odwzorowywać kluczowe obszary limiterów.

Punkty siatki rozłożone jak najbardziej jednorodnie na przekrojach poloidalnych pozwalają osiągnąć największą stabilność numeryczną i precyzję. Dotychczasowe metody prowadziły do rzadkiego pokrycia PFC i nie pozwalały w żaden sposób zagęścić siatki w kluczowych obszarach. Niezbędne było dodanie narzędzia do częściowo manualnego zagęszczania. Spowodowało to podwojenie liczby punktów siatki tak, że najnowsza siatka obliczeniowa ma ich około 6 milionów. Możliwe stało się obliczenie długości zaniku gęstości w poprzek PFC. Alternatywna metoda automatycznego, jednorodnego zagęszczenia całej siatki spowodowałaby dalsze kilkukrotnie powiększenie liczby węzłów siatki i wprowadziłaby na tyle duży narzut czasowy, że pozbawiłby FINDIF dotychczasowej zalety — szybkości.

Szczególnie dokładne pokrycie PFC powoduje powstanie bardzo gęstych obszarów na przekrojach poloidalnych. Utrudnia to działanie kolejnym narzędziom, które dodają sztuczną ścianę i dobierają punktom zbiory sąsiadów. Te procedury zostały przepisane by unieważlić je na duże niejednorodności siatki.



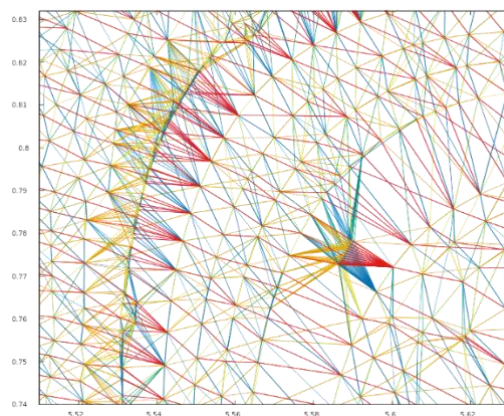
Rys. 4.4.5. Siatka obliczeniowa FINDIF (rzadsza)



Rys. 4.4.6. Siatka obliczeniowa FINDIF (zagęszczona)

Główne wyniki badawcze

Dokonano rozwoju narzędzi dla obliczania dodatkowych wielkości fizycznych wychodząc z wyników symulacji kodem FINDIF niezbędnych do porównywania i weryfikacji wyników symulacji numerycznych z wynikami eksperymentalnymi lub wynikami symulacji innych kodów (np. EMC3-EIRENE). Rozwinięto i udoskonalono narzędzia do tworzenia siatek obliczeniowych dla kodu FINDIF tak, aby zapewniały poprawny opis obszaru bombardowania pierwszej ściany przez intensywne strumienie plazmy.



Rys. 4.4.7. Punkty i sąsiedzi w przekroju poloidalnym

5. Udział w eksperymentach na tokamakach JET, ASDEX-U, TCV, MAST-U

5.1. Udział w badaniach na tokamaku JET i analizy wyników eksperymentalnych

Od wielu lat naukowcy z IFPiLM uczestniczą w eksperymentach prowadzonych na tokamaku JET, w Anglii. W roku 2020 prace w ramach tego pakietu roboczego były prowadzone w ramach różnorodnych zadań objętych programem przygotowania (kampanie C38b&c oraz C39) do kampanii deuterowo-trytowej DT (C41). Znaczna część czasu eksperymentalnego w JET poświęcona została przygotowaniu scenariusza podstawowego (ang. baseline scenario) oraz scenariusza hybrydowego (ang. hybrid scenario) zarówno dla plazmy deuterowej jak i DT. Opracowywane były scenariusze grzania ICRH (ang. Ion Cyclotron Resonance Heating) na rzecz podtrzymywania reakcji w plazmie deuterowej lub trytowej. Prowadzone były również badania cząstek energetycznych oraz powodowanych przez nie niestabilności w plazmie DT. Podjęto badania w ramach podstawowego eksperymentu na JET w celu zbadania wpływu paliwa i wstrzykiwania peletów na obszar SOL (ang. Scrape-off-layer) i piedestał niezbędnych do opracowania scenariuszy wyładowań w reaktorze ITER. Kontynuowano badania wpływu izotopów wodoru na próg mocy przejścia z reżimu, tzw. L-mode do H-mode oraz na warunki utrzymania plazmy i transport domieszek, jak i wiele innych badań i eksperymentów. Badania eksperymentalne zostały wsparte poprzez modelowanie numeryczne zjawisk zachodzących w plazmie, które mają się przysłużyć ekstrapolacji uzyskanych wyników w celu określenia optymalnych warunków pracy przyszłych urządzeń termojądrowych.

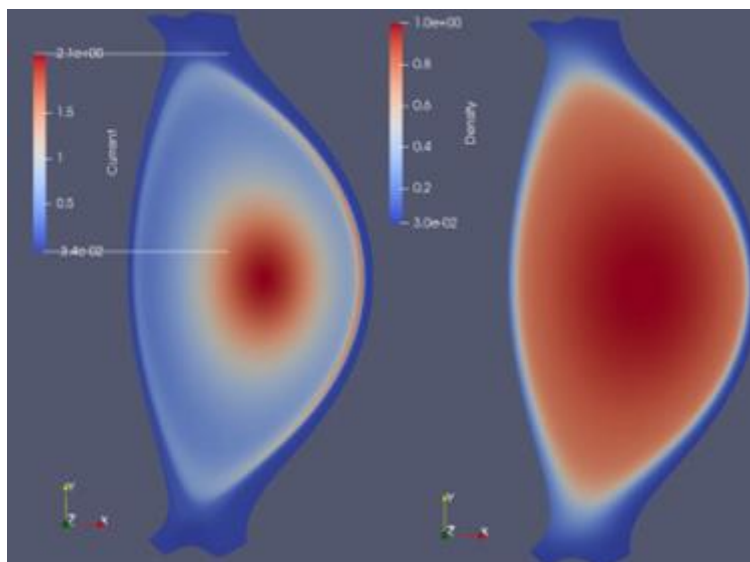
W roku 2020 naukowcy z IFPiLM brali udział w kampaniach eksperymentalnych na tokamaku JET również na stanowisku operatora systemu VSO (ang. Viewing System Operator, system ochronny ILW, ang. ITER-like Wall) w pokoju kontrolnym podczas sesji eksperymentalnych. Do zadań należało, między innymi, pomoc liderowi sesji oraz głównemu inżynierowi odpowiedzialnemu w interpretacji alarmów (i powiązanych danych) otrzymanych z kamer ochronnych PIW oraz informowanie o stanie systemu i jego wpływie na dalsze działanie eksperymentu; rozwiązywanie problemów związanych z systemem kamer oraz udział w przygotowaniu eksperymentu (C38c i C39), zaznajomienie się z nowymi narzędziami pomocnymi przy analizie obrazu jak również zanieczyszczeń pojawiających się w plazmie.

Główne wyniki badawcze

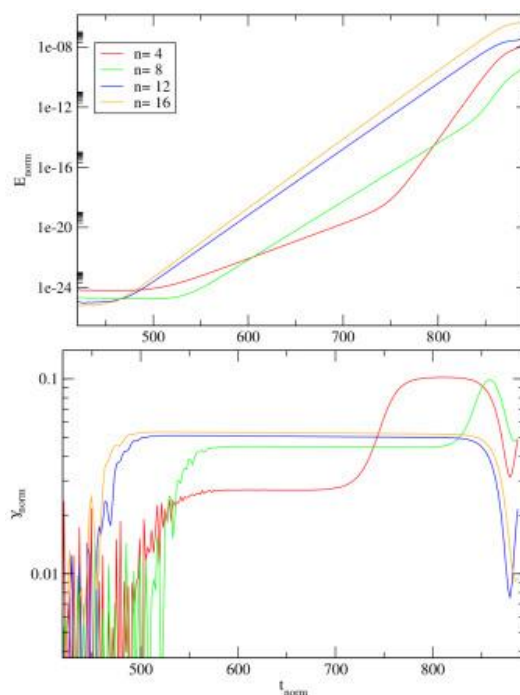
W ramach zadania T17-05 przeprowadzono nieliniowe symulacje magnetohydrodynamiczne z wyższymi modami toroidalnymi dla wyładowania na tokamaku JET. Ich celem było zrozumienie, jak przebiega ewolucja ELM-ów typu II (tzw. małe zaburzenia brzegowe) i typu I (duże zaburzenia brzegowe w gęstości, temperaturze) oraz jakie strumienie ciepła na płyty dywertora są wydzielane w trakcie wyładowania. Wykonano szereg symulacji 3D na klastrze obliczeniowym Marconi przy użyciu kodu JOREK. Na rys. 5.1.1 przedstawiono równowagę MHD dla analizowanego wyładowania (prąd i gęstość elektronową).

W ramach pracy wykonane zostały symulacje dla wybranych modów zaburzeń toroidalnych ($n = 4, 8, 12, 16$). Wyniki są przedstawione na Rys.5.1.2. Z wykonanych symulacji wynika, że dominujące są niższe mody toroidalne ($n = 4$, kolor czerwony), które mogą odpowiadać za szybkie narastanie niestabilności magnetohydrodynamicznej, a w efekcie za generowanie ELM-ów.

Przeprowadzone symulacje nieliniowe wykazały, że po fazie tzw. pre-ELM, gdzie gęstość i prąd wykazują oscylacje w warstwie brzegowej, pojawia się narastające zaburzenie (amplituda zależna od czasu), które powoduje wygenerowanie ELM-u typu II (tzw. małego zaburzenia typu ballooning). Na Rys. 5.1.3 przedstawiony jest przekrój poprzeczny plazmy, gdzie widoczne są zaburzenia w strumieniu pola magnetycznego (czerwone i niebieskie obszary). W kolejnym kroku zostaną wyznaczone straty ciepła w wyniku strumieni ciepła docierających do dywertorów oraz porównane z danymi eksperymentalnymi.



Rys. 5.1.1. Równowaga MHD dla analizowanego wyladowania na tokamaku JET

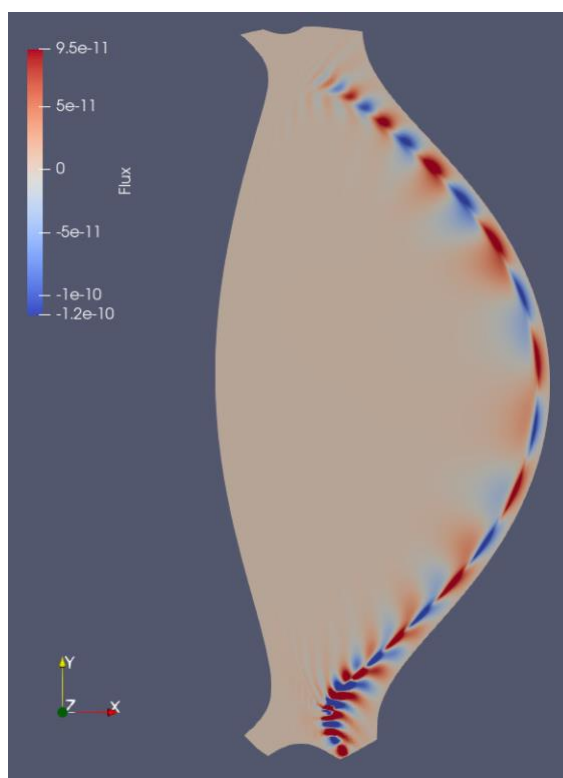


Rys. 5.1.2. Ewolucja energii kinetycznej i magnetycznej i tempo wzrostu dla wybranych modów toroidalnych

W ramach zadań M18-01, M18-02, M18-14, M18-18, M18-26, M18 -38, M18-45 kontynuowano przygotowanie tomograficznych rekonstrukcji danych bolometrycznych. Rekonstrukcje tomograficzne wykonywano również dla innych zadań w miarę zapotrzebowania lub zaległych impulsów wciąż oczekujących na rekonstrukcje bolometryczne. W ramach tych zadań wykonano rekonstrukcje topograficzne m.in. dla strzałów: 94749, 94750, 94753, 94754, 94755, 94756, 94605, 95125, 95128, 95135, 96486, 96481, 96382, 96378, 96375, 96480, 96537, 96731, 96730, 96177, 96175, 96729, 96714, 96713, 96536, 96482, 91015, 91597, 87879, 87872, 87871, 87870,

87874, 87875, 87877, 87879, 81886, 81884, 94027, 81239, 94031, 98049, 98042, 98044, 98045, 98046, 98048, 98047, 97825, 98004, 98005, 98043, 91597.

Przykłady rekonstrukcji tomograficznej dla strzałów 94749 oraz 94754, które zostaną zaprezentowane podczas konferencji: 28th IAEA Fusion Energy Conference w maju 2021, są przedstawione na Rys. 5.1.4. Na obu rysunkach pokazana jest tomograficzna rekonstrukcja bolometryczna dla wyładowania przy największym strumieniu elektronów dla gaz puff'u # 94749 ($N_e = 6.8 \cdot 10^{22}$ e/s) oraz dla wyładowania z wykorzystaniem peletów przy najmniejszym strumieniu elektronów #94754 ($N_e = 2.2 \cdot 10^{22}$ e/s).



Rys. 5.1.3. ELM typu II uzyskany w ramach symulacji nieliniowych dla tokamaka JET

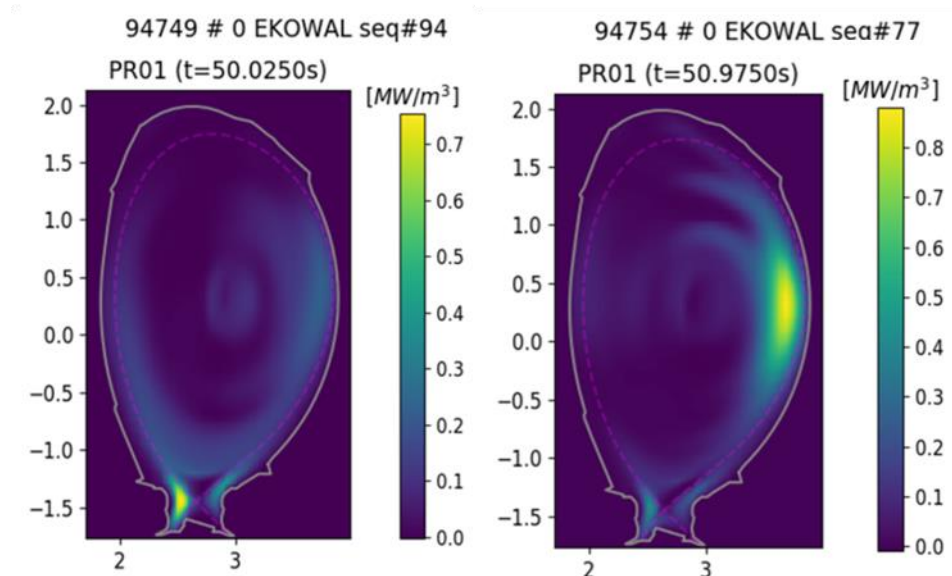
Oba wykresy pokazują dość wyraźnie różnicę w rozmieszczeniu promieniowania obu wyładowań, które charakteryzują się $P_{\text{tot}}^{\text{rad}} = 7.7$ MW i $P_{\text{tot}}^{\text{rad}} = 11.1$ MW oraz $P_{\text{DIV}}^{\text{rad}}/P_{\text{tot}}^{\text{rad}} = 0,265$ i $P_{\text{DIV}}^{\text{rad}}/P_{\text{tot}}^{\text{rad}} = 0,149$ odpowiednio dla strzałów z gas puff'em i wyładowań z pelletami.

W roku 2020 w ramach eksperymentu M18-01 prowadzono również prace nad rozwinięciem oprogramowania (w języku Python) do automatycznej obróbki danych eksperymentalnych z urządzenia diagnostycznego KX1 służącego do pomiaru temperatury jonowej domieszek (takich jak nikiel lub wolfram), wyznaczania koncentracji jonów oraz prędkości rotacji plazmy. Głównym celem niniejszego zadania było zautomatyzowanie procesu identyfikacji maksimów linii niklu oraz dostarczenie informacji o jej intensywności. Tak rozwinięte narzędzie było w stanie aktualizować informacje w plikach DDA zawartych wewnątrz systemu danych JET.

Prace nad diagnostyką KX1 toczyły się również w ramach zadania T18-01. Zostało przeprowadzone zdalne monitorowanie procesu pomiarowego w oparciu o detektor GEM systemu diagnostycznego. Wprowadzono zmiany w wybranych parametrach akwizycji danych: większy przepływ gazu, obniżenie poziomu wyzwalania sygnału, zmiana parametrów czasowych procesu skalowania i kalibracji. Potwierdziło to poprawę jakości informacyjnej danych pomiarowych. Niemniej jednak system wymaga czasowej (~6 miesięcy) korekty tych parametrów i weryfikacji procedury automatycznej regulacji wzmocnienia detektora poprzez korektę wysokiego napięcia.

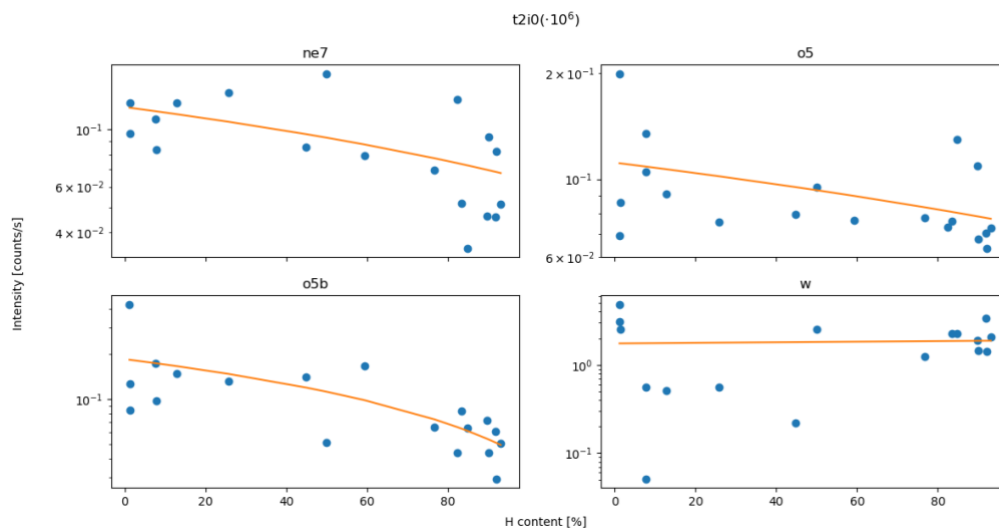
W trakcie udziału w kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET zapoznano się z diagnostykami i oprogramowaniem do analizy danych z eksperymentów takim jak IDL i JETSPEC. Narzędzia te są niezbędne do uzyskiwania danych eksperymentalnych, zaś biblioteka JETSPEC pozwala na tworzenie własnych narzędzi przy

użyciu języka Python. Realizowano zadania związane z eksperymentami M18-14, M18-21 i M18-29, skupiono się na diagnostykach spektroskopowych z zakresu widzialnego i VUV.



Rys. 5.1.4. Przykładowe rekonstrukcje tomograficzne dla wyładowań #94749 oraz 94754.

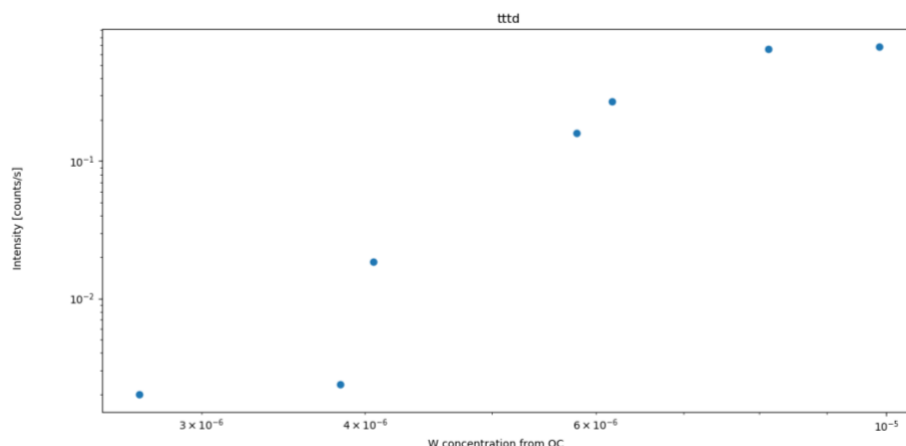
W ramach eksperymentu M18-21 badano zależność zanieczyszczeń (np., O, Ne, W) od stosunku wodoru do sumy wodoru i deuteru. Badanie prowadzono dla różnych diagnostyk dostępnych na tokamaku JET (KT7, KT2 i KS3). Na rysunku 5.1.5 przedstawiono zależności intensywności wybranych linii w zależności od składu mieszanki dla diagnostyki KT2. W wykresach wykorzystano stabilne wyładowania wykonane w ramach eksperymentu dla pola magnetycznego $B_T=2.3$ T oraz prądu $I_p=2.3$ MA. Uzyskane zależności nie pozwoliły na jednoznaczne określenie zależności pomiędzy wartościami.



Rys. 5.1.5. Przykładowe zależności intensywności emisji zanieczyszczeń od zawartości wodoru.

W ramach prac związanych z eksperymentem M18-29 został napisany skrypt do wychwytywania przypadków, gdy obliczona wartość Z_{eff} jest mniejsza od 1. Przeanalizowane zostały wyładowania w przedziale #80000-98199. Utworzona baza danych pokazała skalę czasową problemu, co zostało przekazane osobom odpowiedzialnym za niniejsze wyniki. Badano również przyczynę nieprawidłowej wartości Z_{eff} poprzez analizę linii obserwacji zbliżonych do tej, na podstawie której jest wyznaczana wartość. Analiza nie wskazała przyczyn błędu. Dodatkowo opracowano skrypt służący do odzyskiwania właściwej amplitudy nasyconych linii berylu z diagnostyki KSRA. Skrypt ten został zaakceptowany, niemniej z oczywistych względów nie pozwala on na odzyskiwanie właściwej amplitudy w przypadku linii pozbawionych profilu przez zbyt duże nasycenie, tj., gdy kształt linii widmowej można opisać rozkładem prostokątnym.

W ramach ostatniej kampanii w grudniu 2020 r. analizowano wartości Z_{eff} oraz zanieczyszczeń w trakcie pierwszych dni wykorzystania trytu na tokamaku JET w ramach eksperymentu M18-14. Efektem tych prac było określenie zależności mierzonej intensywności linii trytu za pomocą diagnostyki KT5P od koncentracji atomowej wolframu określonej przez innych naukowców. Zależność ta została przekazana kierownikowi eksperymentu i zaakceptowana (Rys. 5.1.6).



Rys. 5.1.6. Przykładowe zależności intensywności linii trytu od zawartości wolframu w plazmie.

W 2020 r. w ramach pakietu WP JET1 pełniono rolę koordynatora naukowego zadania T17-06: Impact of ICRH on impurities for optimisation of scenarios. Jednym z kluczowych celów tego zadania na rok 2020 była kontynuacja modelowania pola elektromagnetycznego oraz tzw. zjawiska RF sheaths wytwarzanego przez anteny ILA i A2 oraz znalezienie parametrycznych zależności tych wielkości dla warunków dedykowanych badań eksperymentalnych i scenariuszy DT. Innym celem była weryfikacja modeli erozji berylu i wolframu pierwszej ściany w JET wywołanej grzaniem ICRH. A przy wykorzystaniu zweryfikowanych kodów dla RF sheaths i erozji wywołanej falami radiowymi, wykonanie prognozy tych zjawisk dla tokamaka ITER.

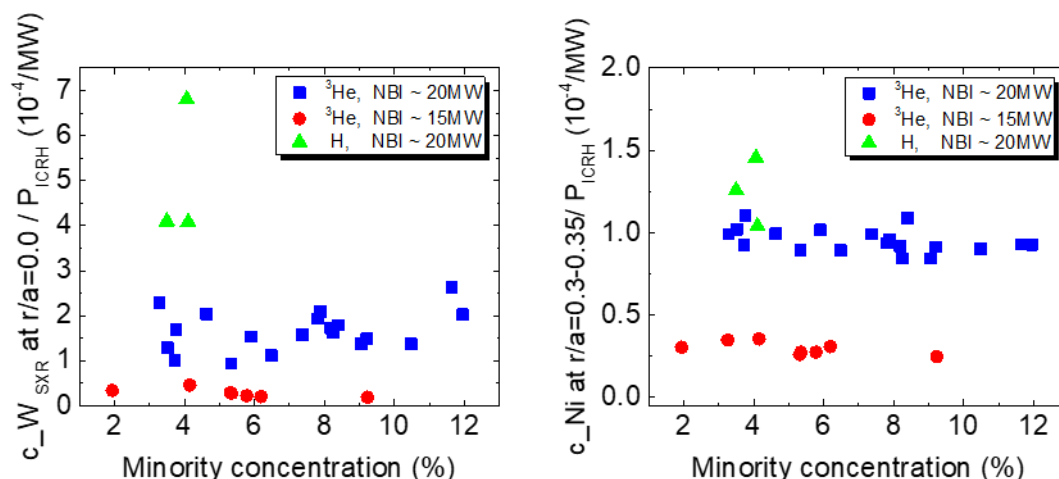
Podczas eksperymentów z plazmą deuterową na układzie JET przeprowadzono badania zachowania metalicznych zanieczyszczeń. Do wyznaczenia koncentracji Ni, Cu, Fe i Mo, czyli pierwiastków o średniej liczbie atomowej Z , wykorzystano dane z diagnostyki spektroskopowej z zakresu VUV. Koncentrację wolframu wyznaczono na podstawie spektroskopii EUV oraz diagnostyki promieniowania SXR. Badania te realizowano w ramach kilku eksperymentów tematycznych. W ramach eksperymentu M18-05: ICRH scenario support in D and T plasmas, wykonano obliczenia mające na celu porównanie zachowania zanieczyszczeń podczas zmiany koncentracji helu-3 i wodoru. ^3He i H nazywane były jako składniki mniejszościowe plazmy. Rozpatrzono wyładowania w plazmie z dodatkowym grzaniem wiązką neutralną NBI o mocy 15 i 20 MW. Jak to zostało przedstawione na Rys. 5.1.7, większą koncentrację W i zanieczyszczeń o średnim- Z przypadającą na 1 MW mocy grzania ICRH uzyskano dla wyładowań o większej mocy grzania NBI. Natomiast dla wyładowań z H zaobserwowano większą koncentrację wolframu w centrum plazmy w porównaniu do wyładowań z ^3He . Nie zaobserwowano znaczących różnic w koncentracji zanieczyszczeń przy zwiększaniu koncentracji ^3He od 3 % do 12 %.

W eksperymencie M18-18: Determine the W source including ELM, RF and isotope effects, wyznaczono koncentracje metalicznych zanieczyszczeń dla wyładowań w plazmie deuterowej z grzaniem ICRH. Badania te miały na celu określenie wpływu różnych anten ICRH na sprzężenie fali RF oraz na procesy oddziaływania plazmy ze ścianą spowodowanymi zjawiskiem RF sheaths. W późniejszym okresie, po przeprowadzeniu odpowiednich eksperymentów zostanie wykonane porównanie koncentracji zanieczyszczeń w plazmie deuterowej, wodorowej i trytowej.

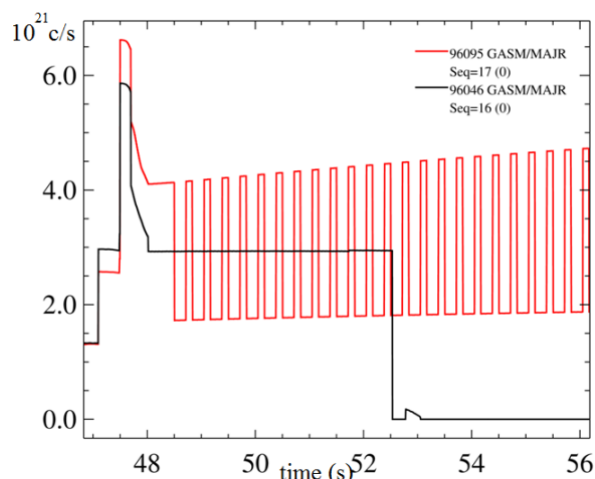
W eksperymencie M18-24: Particle transport in pure and mixed isotopes, przeprowadzono analizy zachowania zanieczyszczeń w wyładowaniach #96046 i #96095. W wyładowaniu drugim zastosowano modulowaną iniekcję gazu deuterowego, której przebieg w czasie przedstawiono kolorem czerwonym na Rys. 5.1.8. Eksperyment miał na celu określenie eksperymentalnych wartości współczynników transportu D i v dla tych dwóch podobnych plazm.

W wyniku przeprowadzonych analiz wyciągnięto następujące wnioski. Przy większej ilości wstrzykiwanego gazu D koncentracja zanieczyszczeń, efektywny ładunek plazmy Z_{eff} i moc promieniowania malała, przy czym rosła częstotliwość modów brzegowych ELM. W obszarze centralnym ($r/a=0$), w wyładowaniu z modulacją gazu,

zaobserwowano wyższą koncentrację zanieczyszczeń w centrum plazmy, podczas, gdy z dala od centrum koncentracje były porównywalne.



Rys. 5.1.7. Koncentracja W i Ni na 1 MW grzania ICRH w funkcji koncentracji mniejszościowych składników paliwa 3He i H dla wyładowań w plazmie z różną mocą grzania NBI



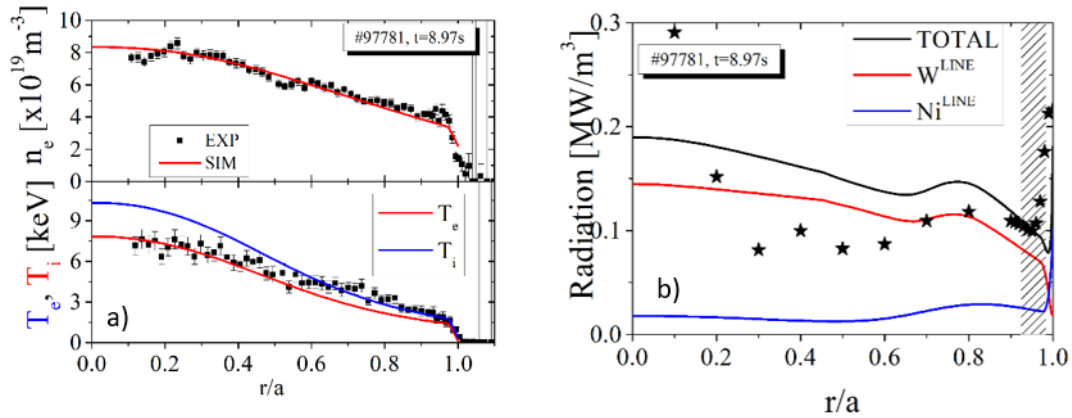
Rys. 5.1.8. Przebieg iniekcji gazu D w wyładowaniu bez i z modulowaną iniekcją gazu D

W ramach eksperymentów na tokamaku JET zostały przeprowadzone symulacje komputerowe wyładowań w plazmie z wykorzystaniem kodu COREDIV (narzędzie numeryczne do samouzgodnionego modelowania własności plazmy w obszarze centralnym i brzegowym) w ramach zadania M18-02: Hybrid scenario development for DT, dla tokamaku JET. Analizy numeryczne miały na celu:

- sprawdzenie i przeprowadzenie ekstrapolacji wyników teoretycznych dla scenariusza plazmy deuterowo-trytowej i całkowicie trytowej,
- optymalizację zewnętrznego domieszkowania oraz ocenę jego wpływu na moc reakcji syntezy, rozkład promieniowania i moc docierającą do płyty dywerta itd.,
- analizę wpływu helu, trytu na wybijanie cząstek i wpływu na całkowitą moc promieniowania z plazmy i promieniowanie zanieczyszczeń,
- określenie wpływu promieniowania wolframu i domieszek na tzw. piedestał,
- porównanie z wynikami eksperymentalnymi.

W tym roku skupiono się na analizowaniu wyładowań hybrydowych, w tym specjalnie na wyładowaniu #97781, które się charakteryzowało wysokim wyjściem neutronowym, większym toroidalnym polem magnetycznym ($B_t=3.4T$), prądem plazmowym ($I_p = 2.24 \text{ MA}$) w porównaniu z wcześniej analizowanymi wyładowaniami. Trzeba podkreślić, że wyładowanie #97781 wykazało się bardzo dobrym utrzymaniem plazmy, a współczynnik H_{98} (stosunek czasu utrzymania plazmy eksperymentalnej do teoretycznej) wynosił 1.18. Analizy zostały

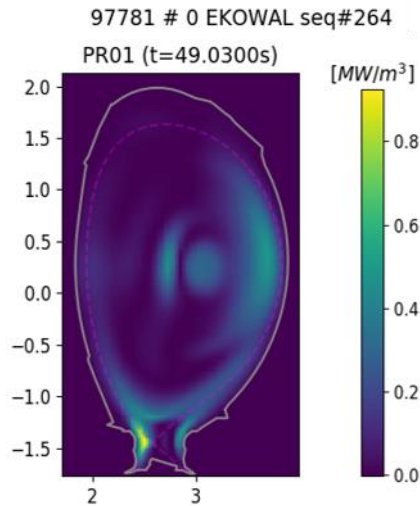
przeprowadzone dla czasu $t = 8.97\text{s}$. Uzyskano dobrą zgodność profili gęstości elektronowej i temperatury plazmy (przetawione na Rys. 5.1.9 (a)).



Rys. 5.1.9. (a) Eksperymentalne i symulowane profile dla wylabowania #97781 i czasu $t = 8.97\text{s}$. (b) Profile promieniowania z eksperymentu (★★★) i symulacji (—) w plazmie centralnej tokamaka dla #97781 w czasie $t = 8.97\text{s}$

Na Rys. 5.1.9 (b) pokazano profile promieniowania w plazmie centralnej z symulacji numerycznej: promieniowanie całkowite (TOTAL), promieniowanie liniowe wolframu (W^{LINE}) i niklu (Ni^{LINE}). Gwiazdkami zaznaczono promieniowania zmierzone w eksperymencie za pomocą detektorów bolometrycznych. Okazało się, że maksimum promieniowania niklu występuje przy separatyście, w obszarze piedestałowym (zaznaczonym na wykresie jako obszar kreskowany) promieniowanie z W jest dużo wyższe. Zaobserwowano podobne wartości dla koncentracji Ni zarówno w symulacjach (7.5×10^{-4}) jak i w eksperymencie (7.21×10^{-4}). To samo odnosi się i do wolframu w obszarze ($r/a > 0.8$). Warto podkreślić, że uzyskano bardzo dobrą zgodność z eksperymentem dla całkowitego promieniowania, niemniej jednak widoczna jest duża rozbieżność w profilach dla $r/a < 0.2$.

Na Rys. 5.1.10 przedstawiono rekonstrukcję bolometryczną dla tego samego wyladowania w tym samym czasie. Jak widać, dla promieniowania w centrum plazmy istnieje silna asymetria między obszarami LFS i HFS (centrum jest położone przy $x = 2.96\text{m}$). W kodzie COREDIV równania dla plazmy centralnej są jednowymiarowe i taka asymetria nie jest uwzględniana. To może być jedną z przyczyn rozbieżności w profilach promieniowania.



Rys. 5.1.10. Bolometryczna rekonstrukcja promieniowania dla #97781 dla $t = 9.03\text{s}$

Zrealizowanie zrównoważonego obciążenia do płyty dywertora w rozpatrywanym wyladowaniu zostało osiągnięte poprzez przesuwanie w trakcie wyladowania punktu oddziaływania plazmy z dywertorem (ang. *strike point*). Okazało się, że dodatkowe domieszkowanie plazmy w tym wyladowaniu nie jest potrzebne i dlatego nie było analizowane.

W ramach zadania T17-07 zostały przeprowadzone ekstrapolacje z plazmy DD do plazmy DT przy tej samej mocy grzania zewnętrznego (34MW). Ekstrapolacja do plazmy DT, przy zachowaniu niezmienną mocy

wejściowej, prowadzi do niewielkiej różnicy w odniesieniu do zrekonstruowanych dla plazmy DD profili promieniowania i koncentracji domieszek.

W tokamaku rozpatrywane są dwa główne mechanizmy generacji neutronów z reakcji DT: termiczny i tzw. beam-target (BT). W kodzie COREDIV do tej pory uwzględniano tylko neutrony z reakcji termicznej. Na podstawie symulacji kodem TRANSP, stwierdzono, że 50% neutronów pochodzi z reakcji termicznych, a drugie 50% z reakcji beam-target. Na tej podstawie, przeprowadzono symulacje za pomocą kodu COREDIV przy takich samych założeniach.

W Tabeli 5.1.1 przedstawiono wyniki symulacji dla plazmy DT dla różnych proporcji D/T. Oznaczenie DT(BT) oznacza, że w reakcji DT uwzględniono również mechanizm beam-target.

Tabela 5.1.1. Moc cząstek alfa (P_α), koncentracja helu (C_{He}), wybijanie z płyt dywertora wskutek D/T (W_D), helu (W_{He}), niklu (W_{Ni}) i wolframu (W_W) dla różnych proporcji D/T.

Parametry	DD	DT	DT (BT)	DT (BT)	DT (BT)	DT (BT)
D/T [%]	100	50	50	40	30	20
P_α [MW]	0	0.92	1.84	1.77	1.55	1.18
C_{He} [%]	0	0.19	0.37	0.35	0.31	0.24
W_D [1/s]	0	1.8×10^{17}	2.9×10^{17}	3.2×10^{17}	3.3×10^{17}	3.1×10^{17}
W_{He} [1/s]	0	1.2×10^{17}	2.7×10^{17}	2.6×10^{17}	2.2×10^{17}	1.6×10^{17}
W_{Ni} [1/s]	1.3×10^{19}	1.3×10^{19}	1.35×10^{19}	1.34×10^{19}	1.33×10^{19}	1.31×10^{19}
W_W [1/s]	3.1×10^{19}	3.14×10^{19}	3.38×10^{19}	3.35×10^{19}	3.3×10^{19}	3.2×10^{19}

Uwzględniając mechanizm oddziaływania beam-target moc syntezy wzrasta z 4.6MW do 9.8MW, a koncentracja He z 0.19% do 0.37%. Takie niskie ilości helu bardzo słabo wpływają na produkcję wolframu. W procesie wybijania główną rolę odgrywają wolfram i nikiel.

W ramach zadania T17-07 postanowiono również przeprowadzić symulacje dla najlepszych pod względem emisji neutronów wyładowań deuterowych #96994 typu baseline oraz #97781 typu hybrid w sytuacji, w której plazmę główną stanowiłby deuter i tryt w stosunku 50:50. Zadanie miało na celu wykonanie obliczeń przewidujących otrzymaną moc fuzji jądrowej w analogicznych wyładowaniach w nadchodzącej kampanii DT. Innym celem zadania było sprawdzenie, czy dostępne modele fizyczne są w stanie trafnie obliczyć moc fuzji jądrowej w wyładowaniu DT. Te same obliczenia wykonywano jednocześnie różnymi rodzajami kodów tzn. TRANSP, JINTRAC oraz ETS. Postanowiono użyć równoległe dwóch modeli transportu plazmy głównej w centrum TGLF oraz Qualikiz. Grupa naukowców IFPiLM została zaproszona do wykonania modelowania kodem ETS-TGLF dla wyładowania #96694 typu baseline.

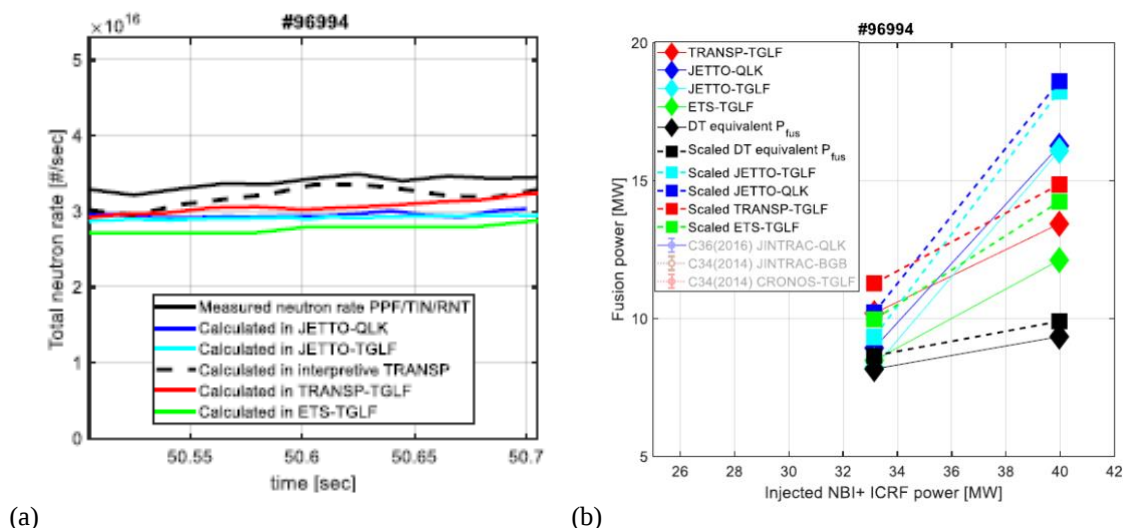
Znaczną część zadania pochłonęło przygotowanie danych wejściowych oraz rozwiązywanie problemów z przepływem informacji w systemie kodów (workflow) w obrębie ETS, a także włączenie kodu TGLF do platformy ETS. Kod TGLF był już wcześniej dostępny w ETSie, jednakże to był pierwszy raz, kiedy TGLF został szczegółowo przetestowany.

Zadanie zostało podzielone na trzy etapy:

- 1) Odtworzenie obserwowanych wartości strumienia neutronów - modelowanie DD, stanowi punkt odniesienia dla ekstrapolacji
- 2) Ekstrapolacja do DT bez zwiększania mocy grzania (33MW) – wariant prawdopodobny
- 3) Ekstrapolacja do DT ze zwiększeniem mocy grzania do 40MW – wariant optymistyczny.

Wszystkie zespoły korzystały z tych samych danych wejściowych wyprodukowanych przez kod TRANSP. Warunki początkowe w postaci rekonstrukcji równowagi, profili gęstości i temperatur oraz składu domieszek były takie same. Różnice dotyczyły profili promieniowania oraz kodów obliczających grzanie plazmy ICRH i NBI. W grupie używającej ETS promieniowanie obliczano na podstawie składu domieszek dostępnych w danych wejściowych. Ponadto kodami liczącymi grzanie ICRH były Cyrano i StixReDist, grzanie NBI obsługiwały kody BBNBI, Ascot oraz AFSI.

W pierwszym etapie obliczono strumień neutronów i porównano do wartości obserwowanych w wyładowaniu #96994 (Rys. 5.1.11 (a)). Wszystkie grupy obliczeniowe przewidywały wartości poniżej wartości obserwowanego strumienia neutronów. Ze względu na brak czasu trudno było na tym etapie wnioskować, co jest przyczyną zaniżenia wartości strumienia neutronów. Ze względu na fakt, że wszystkie obliczone wartości mieściły się w przedziale 15% od wartości obserwowanej, postanowiono przeskalować wyniki w następnych etapach o różnicę względną otrzymaną podczas weryfikacji w etapie 1. Główny wynik etapów 2) i 3) został przedstawiony na Rys. 5.1.11 (b). Wszystkie trzy etapy zostały ukończone w terminie, a wyniki zostały zaprezentowane na spotkaniu Task Force Meeting.



Rys. 5.1.11. (a) Obliczony strumień neutronów (ETS-TGLF - zielona linia) w porównaniu z wartością mierzoną - linia czarna. Różnica między wartością przewidywaną kodem ETS a wartością mierzoną wynosi ok. $0.4 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$. (b) Przewidywana moc fuzji. Wyniki ekstrapolacji do DT z wykonaniem różnych kodów (ETS na zielono). Wartości przeskalowane o różnicę w stosunku do wartości mierzonej w wyładowaniu referencyjnym #96994 (widoczna na (a)) zaznaczona linią przerywaną.

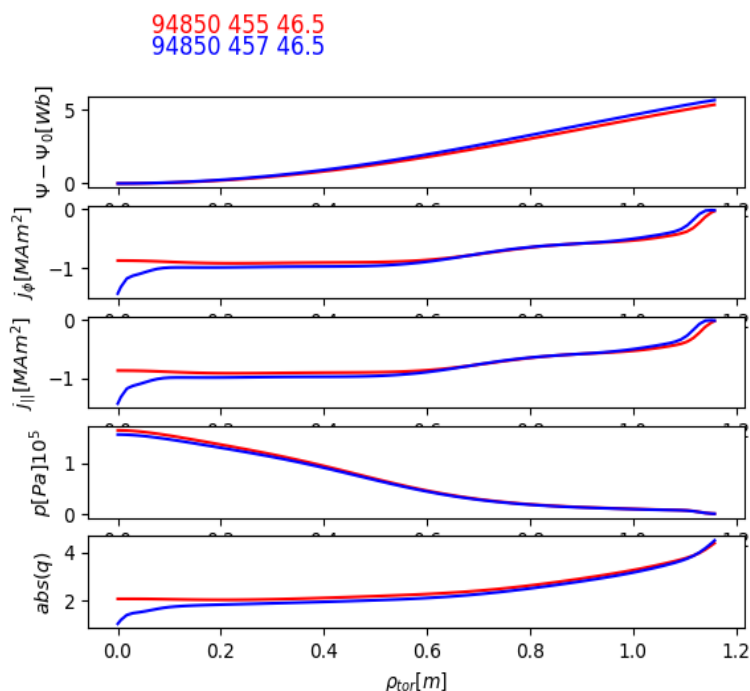
W ramach eksperymentu M18-03 wykonano modelowanie ewolucji profilu współczynnika q dla wyładowania #94850. W wyładowaniu #94850 po włączeniu maksymalnej mocy grzania NBI w $t = 45.5 \text{ s}$ zaobserwowane zostało powstanie wewnętrznej bariery transportu (ITM – ang. *Internal Transport Barrier*), skutkującej wzrostem temperatury elektronowej i jonowej, przy czym temperatura jonowa osiągnęła po sekundzie ($t = 46.5 \text{ s}$) w centrum wartości rzędu 12 keV natomiast temperatura elektronowa wzrosła do 8 keV. Wyładowanie #94850 zakończyło się nagłym przerwaniem sznura plazmy nazywanym z ang. *disruption*. Scenariusz powstawania wewnętrznej bariery transportu jest bardzo interesujący ze względu na wzrost reakcji fuzji DD następujący wraz ze wzrostem gęstości i temperatury plazmy w centrum. Nie jest jednak w pełni znany mechanizm powstawania takiej bariery.

W celu zbadania zjawisk zachodzących w plazmie postanowiono najpierw zbadać ewolucję współczynnika q który jest miarą stosunku składowej toroidalnej do składowej poloidalnej pola magnetycznego. Wartość współczynnika q (a zwłaszcza jego wartości wymierne m/n , gdzie m, n są liczbami całkowitymi) ma kluczowe znaczenie dla stabilności plazmy. W tym przypadku badana jest możliwość przekroczenia wartości 2. Możliwość ewolucji współczynnika q podczas wyładowania może wskazać czy istnieje związek przyczynowy między osiągnięciem wartości $q=2$, a powstaniem wewnętrznej bariery transportu. Niestety w zależności od wersji rekonstrukcji równowagi plazmy współczynnik q osiąga wartość równą 2 albo tuż przed pojawieniem się ITB albo tuż przed końcem wyładowania. Składową poloidalną można, stosując prawo Ampera, wyznaczyć z prądu plazmy I . Ewolucja prądu ma zatem kluczowe znaczenie dla przebiegu profilu współczynnika q i wyznacza się go rozwiązując równanie dyfuzji prądu.

W celu wyznaczenia profilu q dla wyładowania #94850 wykonano serię symulacji dyfuzji prądu kodem ETS (ang. *European Transport Simulator*). W celu określenia kluczowych czynników mających wpływ na kształt profilu współczynnika q sprawdzono zależność od modelu obliczającego przewodnictwo plazmy. Użyto albo tylko oporności Spitzera albo modelu NCLASS, w którym wzięta jest pod uwagę obecność domieszek mających wpływ na przewodnictwo. Otrzymane profile porównano na Rys. 5.1.12.

Widać, że zależnie od zastosowanego modelu kształtu profilu q w wewnętrznej części rdzenia może być diametralnie inny. W przypadku modelu NCLASS profil opada w centrum przekraczając wartość 2 i dąży do

wartości 1, co może oznaczać pojawianie się zjawiska sawteeth. Innym czynnikiem mającym wpływ na kształt profilu q była rekonstrukcja równowagi plazmy oraz czas rozpoczęcia symulacji. Cofnięcie czasu rozpoczęcia symulacji przyczynia się do zwiększenia czasu dyfuzji prądu, tym samym profil współczynnika q jest bardziej rozmyty.



Rys. 5.1.12. Profile, strumienia magnetycznego, prądu poloidalnego i równoległego, ciśnienia plazmy oraz współczynnika q w $t = 46.5s$ w przypadku użycia oporności Spitzera (czerwony) oraz modelu NCLASS (niebieski). W przypadku użycia modelu NCLASS do obliczeń przewodnictwa plazmy profil q przekracza wartość 2 w punkcie $\rho_{tor} = 0.3$.

W wyniku dyskusji podczas spotkania grupy M18-03 przyjęto wytyczne, żeby rozpocząć ewolucję prądu w momencie włączenia grzania NBI. Warunki początkowe dla prądu i współczynnika q dane są przez rekonstrukcję równowagi. Pomiaru profilu współczynnika q przeprowadza się za pomocą pomiarów MSE (ang. *Motional Stark Effect*). Zgłoszono (w systemie Recqo na eksperymencie JET) zapotrzebowanie na rekonstrukcję równowagi wykonaną z uwzględnieniem pomiarów MSE. Zażądana rekonstrukcja równowagi okazała się niezwykle skomplikowana i zajęła drugą połowę roku. Obliczenia zostały zakończone w połowie stycznia roku 2021, a ostateczny wynik składa się z dwóch części równowagi plazmy dla czasu od 44.5s do 45.5s oraz drugiej rekonstrukcji dla przedziału od 45.5s do 46.5s. W roku 2021 planowana jest kontynuacja modelowania kodem ETS-TGLF na podstawie otrzymanej rekonstrukcji plazmy.

Brano też udział w eksperymencie M18-21, który miał na celu zbadanie różnic w czasie utrzymania plazmy dla różnego składu izotopowego plazmy. Celem było wykonanie podobnych wyładowań pod kątem wielkości piedestału i współczynnika β . Główną przeszkodą w wykonaniu modelowania w eksperymencie M18-21 był brak modelu przewidującego transport w okolicach bariery transportu/piedestału oraz relegacja czasu pracy do wykonania zadania T17-07. Pozytywnym aspektem jest fakt, że w listopadzie 2020 r. w kodzie ETS zaimplementowany został model piedestału oparty na sieci neuronowej szkolonej na bazie danych z wyładowań w ramach eksperymentów na JET. Nie jest to model fizyczny z tego względu, że jego przewidywalność nie jest oparta na podstawach fizycznych a jedynie na dostępnej bazie danych. Pozwolił on jednak na wykonanie symulacji transportu plazmy w centrum sznura plazmowego.

W ramach pakietu WP JET1 pracownicy IFPLM zapewnili wsparcie na miejscu w roli Lidera Sesji podczas większości kampanii C38B i C38C, oferując wyjazdy do Culham na dłuższe okresy (kilka miesięcy) pomimo ryzyka pandemii, aby pomóc w realizacji kampanii eksperymentalnych na JET. Niedobór Liderów Sesji na miejscu podczas pandemii, który musiał polegać w dużej mierze na lokalnym personelu, stał się prawdziwym „wąskim gardłem” dla operacji JET podczas kampanii eksperymentalnych. W wyniku czego eksperyment na tokamaku został ograniczony do 6 zmian (3 dni) tygodniowo zamiast zwykłych 10 zmian (5 dni) w tygodniu. Wprowadzenie Lidera Sesji z grona pracowników IFPLM znacząco zmniejszyło obciążenie pracą lokalnego zespołu i spowodowało stworzenie dodatkowych zmian operacyjnych podczas kampanii eksperymentalnej C38c.

Na dodatek w 2020 roku pracownicy IFPLM wspierali eksperymentalne prace na tokamaku JET poprzez objęcie roli referencyjnego Lidera Sesji w ramach głównego eksperymentu JET - M18-20: Dependence of pedestal structure on fuelling at constant beta. Przygotowane typy wyładowań zostały poddane przeglądowi przez Komitet Wykonawczy Programu JET w dniu 19 stycznia 2021 roku, gdzie zostały zatwierdzone do wykonania.

Po wdrożeniu zmian i ulepszeń w ramach oprogramowania CODAS, przeprowadzono testy i uruchomienie nowych trybów działania FILD (ang. *Fast Ion Losses Detector*) (np. szybsza częstotliwość klatek kamery Photron, większe wykorzystanie pamięci, akwizycja w oknie czasowym) w ramach przygotowań do DT. Testy te ujawniły kilka ukrytych błędów w oprogramowaniu CODAS, które trzeba było rozwiązać krok po kroku. Ostatecznie testowanie i naprawianie błędów zajęło kilka rund, które zostały rozłożone na większą część 2020 r., a nawet kontynuowane do stycznia 2021 r. Częściowo z powodu ograniczeń kadrowych CODAS, a częściowo dlatego, że część testów można było przeprowadzić tylko przy odpowiednich wyładowaniach plazmy (w szczególności z dostatecznym grzaniem zewnętrznym i które nie musiały polegać na danych FILD do celów naukowych). Na początku roku 2021 ostatnie testy zostały zakończone dla prędkości kamer do 1 kHz. Prędkości kamery wyższe niż 1 kHz nie będą potrzebne. Głównym wnioskiem z tych testów uruchomieniowych jest to, że wszystkie błędy zostały zidentyfikowane i że diagnostyka FILD jest gotowa do operacji z trytem.

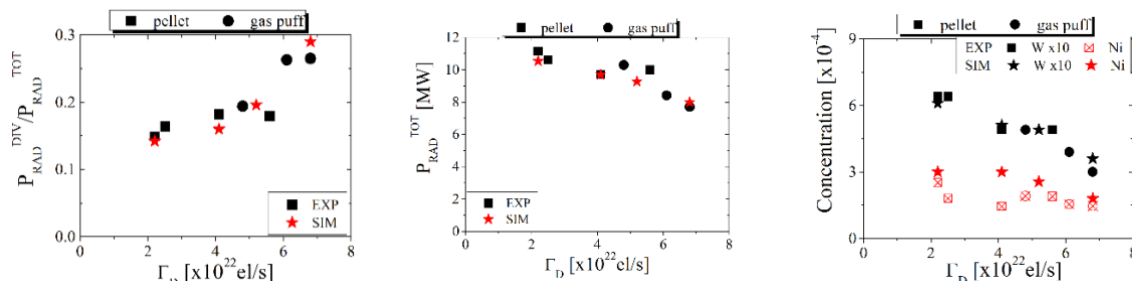
W 2020 r. pracownicy IFPLM nadal byli odpowiedzialni za naukową koordynację eksperymentu M18-08: Impact of fuelling and pacing pellets on SOL and pedestal. W tym eksperymencie przydzielono szereg przesunięć eksperymentalnych w 2019 r. i przewidziano dodatkowe wyładowania w ramach zapasowej listy eksperymentów w 2020 r., aby zrealizować jego cele naukowe. Prace w ramach M18-08 w 2020 r. skupiły się na następujących zadaniach:

- Zaprojektowanie i przygotowanie nowych typów wyładowań do wykonania w 2020 r. W tym porównania peletów gazowych ze zoptymalizowaną pozycją punktu uderzenia z najlepszymi możliwymi informacjami diagnostycznymi na temat dywertora, aby umożliwić szczegółowe modelowanie w obszarze SOL.
- Koordynacja/kontynuacja analizy danych w ramach M18-08 zebranych w 2019 roku, w tym modelowanie profili ablacji i depozycji peletów za pomocą JINTRAC (w toku) oraz modelowanie TRANSP (zakończony) oraz rozbudowa bazy danych w dodatkowe wyładowania z eksperymentu M18-01: High performance baseline for DT.

Niestety, ostatecznie nowo przygotowane typy wyładowań w ramach M18-08 nie mogły zostać faktycznie wykonane w 2020 roku z przyczyn niezależnych od IFPLM, głównie z powodu braku czasu maszyny. Pomimo tego braku ilość i jakość zebranych danych o peletach jest nadal dość obszerna i planuje się opublikować wyniki z M18-08 w roku 2021. Uzyskane dane pokazują, że plazma w obszarze SOL staje się mniej gęsta przy zasilaniu peletem niż przy zasilaniu gazem, ale szczegółowa analiza zanieczyszczeń pokazuje, że nie spowodowało to drastycznej zmiany w transporcie zanieczyszczeń z obszaru SOL do plazmy. Ponadto, względne przesunięcie między profilami w obszarze piedestału dla n_e i T_e , a także gęstość przy separatrixie, n_{sep} , zmniejsza się, gdy gaz jest zastępowany peletami. A priori, niższe względne przesunięcie powinno być korzystne z punktu widzenia stabilności MHD i w teorii powinno prowadzić do wyższego ciśnienia piedestału. Jednak w przeciwieństwie do tych rozważań, eksperymenty wykazały, że nie zaobserwowano wzrostu wysokości ciśnienia piedestału przy zasilaniu peletami.

W ramach zadania M18-08 były prowadzone także prace poświęcone modelowaniu parametrów plazmy. W wyniku tych prac zaobserwowano z jednej strony, że przy bardzo dużej mocy grzewczej NBI (rzędu 30 MW) dostarczanie paliwa za pomocą pelletów prowadzi do zwiększonego utrzymania plazmy w stosunku do zasilania gazem, z drugiej prowadzi do wyższego stężenia W w rdzeniu plazmy, a zatem do wyższych strat na promieniowanie. Te konkluzje przydały się też w ramach eksperymentu M18-01, które wymagają stosowania paliwa w postaci peletów w celu uzyskania wysokiej wydajności, dużej gęstości i długich wyładowań bez wysokiego stężenia W i ze zrównoważonym obciążeniem płyty dywertora. W ramach prowadzonych eksperymentów naukowcy z IFPLM odbyły owocne dyskusje z kolegami zajmującymi się diagnostyką. W szczególności wyczerpująco omówiono pewne rozbieżności w wartościach stężeń wolframu według różnych metod oceny. Głównym zadaniem było sprawdzenie, czy dane z różnych diagnostyk są zgodne, co powinno doprowadzić do klarownego zbioru parametrów plazmy. W rzeczywistości ten przejrzysty zbiór wszystkich parametrów wyładowania jest warunkiem wstępnym do modelowania peletów i plazmy z napuszczaniem gazów za pomocą kodu COREDIV.

Analiza danych i modelowanie zaowocowały przygotowaniem manuskryptu złożonego do publikacji w Nuclear Fusion. Główny punkt pracy można podsumować na poniższym rysunku (Rys. 5.1.13), na którym przedstawiono eksperymentalne i symulowane parametry siedmiu impulsów identycznych pod względem mocy wejściowej i zmagazynowanej energii, trzech z napuszczaniem gazu (gas puff) i czterech ze wstrzykiwaniem peletów, wszystkie wykreślone razem zgodnie z całkowitą liczbą elektronów w strumieniu. Pomimo tego samego współczynnika utrzymania i bardzo podobnego strumienia wolframu z targetu, wyładowania z wykorzystaniem peletów wykazują wyższe stężenie W i straty promieniowania.



Rys. 5.1.13. Zależności stosunku mocy, całkowitej mocy promieniowania i koncentracji W od strumienia gazu.

Jest to skorelowane z niższym przepływem elektronów i niższym stosunkiem $P_{\text{RAD}}^{\text{DIV}}/P_{\text{RAD}}^{\text{TOT}}$ dla wyładowań z wykorzystaniem peletów, jak pokazano na Rys. 5.1.13. W przeciwieństwie do ogólnie przyjętej teorii, że akumulacja W jest zdeterminowana neoklasycznym transportem zanieczyszczeń i zmniejszoną aktywnością ELM, w ramach tej pracy wykazano, że ekranowanie dywertora poprzez zanieczyszczenia plazmy jest głównym mechanizmem wyjaśniającym skłonność wyładowań z wykorzystaniem peletów do akumulacji W. Wynik ten, który został osiągnięty na podstawie eksperymentów M18-08, ale ma ogólną ważność dla wyładowań z wykorzystaniem peletów, został uzyskany poprzez bardzo dokładną analizę danych oraz ciągłe i intensywne modelowanie numeryczne.

W 2020 r. naukowcy z IFPLM w ramach zadania T17-05 z wykorzystaniem doświadczenia w analizie fluktuacji magnetycznych skonstruowali nową bazę danych łączącą tzw. *washboard mode* i piedestał. Baza danych zawiera dużą ilość informacji na temat właściwości trybu typu *washboard* i tego, jak różnią się one w zależności od profili piedestału, dla łącznie 70 wyładowań wykazujących interesujące cechy trybu *washboard*, które zostały wybrane z bazy danych piedestału zawierającej 500 wyładowań dla JET-ILW i JET-CFC. Ta baza danych została wykorzystana jako podstawa do dalszych symulacji GENE, które są obecnie w toku.

Rozwój narzędzi informatycznych

W ramach prac nad optymalizacją narzędzi numerycznych do diagnostyki KX1, jednego z największych spektrometrów na świecie, przeprowadzono rozwinięcie oprogramowania (w języku python) do automatycznej obróbki danych eksperymentalnych. Wykonanie tego zadania pozwoliło na zaktualizowanie informacji w plikach DDA (danych pobieranych z diagnostyki i procesowanych w celu uzyskania fizycznych parametrów plazmy) zawartych wewnątrz systemu danych JET, CODAS.

W ramach M18-14, M18-21 i M18-29 podjęte działania służyły do tworzenia narzędzi mogących umożliwić dalsze badania. Skrypt do regeneracji nasyconych linii jest tego przykładem, choć jak wspomniano ma on też swoje ograniczenia związane z ograniczeniami aparatury na tokamaku JET.

Dostępne środowisko oprogramowania do konfigurowania detektora do pomiaru strat jonów prędkich FILD na JET i szybkiej analizy zmierzonych danych po impulsie nie było odpowiednie dla nadchodzących kampanii trytowej.

W 2020 roku pracownicy IFPLM, wraz z personelem CODAS i JOC koordynowali również kilka ulepszeń diagnostyki FILD w ramach przygotowań do operacji trytowych i deuterowo-trytowych polegających na:

- przygotowaniu nowej (zrównoleglonej) wersji kodu analitycznego efipdesign do automatycznego obliczania map jonów prędkich pomiędzy wyładowaniami;
- dostosowaniu interfejsu graficznego kodu efipdesign aby zawierał ulepszoną funkcjonalność map i został udostępniony innym użytkownikom z poziomu głównego menu kodów do analizy;

- koordynowanie rozwojem nowego interfejsu CODAS do sterowania ustawieniami kamery KA3 za pośrednictwem interfejsu „Diagnostic Coordinator”, aby uwzględnić dodatkowe funkcje potrzebne dla kampanii DT.

Pracownicy IFPLM z powodzeniem uruchomili diagnostykę za pomocą nowych narzędzi oprogramowania. W rezultacie diagnostyka FILD jest teraz uważana za gotową do operacji podczas kampanii trytownej.

Przetestowano i debugowano implementację w platformie (workflow) ETS, kodu TGLF, obliczającego transport turbulentny w plazmie centralnej tokamaka w ramach zadania M18-03.

5.2. Udział w badaniach na tokamakach ASDEX-U, TCV i MAST-U – analizy wyników eksperymentalnych

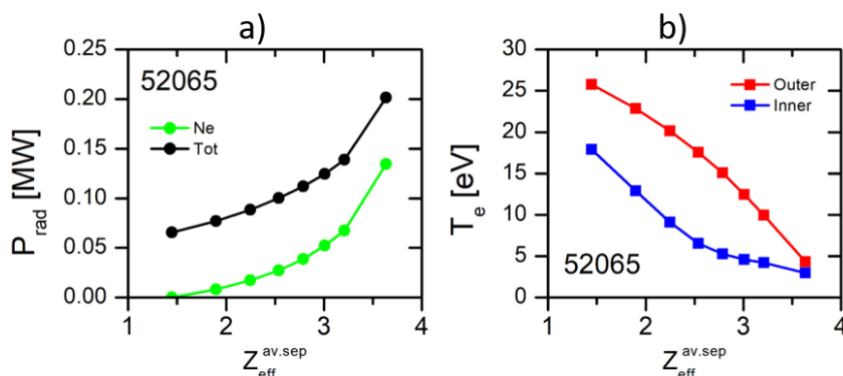
Celem eksperymentów na tokamakach średniego rozmiaru, takich jak ASDEX-Upgrade (Garching, Niemcy), TCV (Lozanna, Szwajcaria), MAST-Upgrade (Culham, Wielka Brytania) jest zdobycie doświadczenia, rozwinięcie modeli teoretycznych, opracowanie efektywnych scenariuszy pracy reaktora termojądrowego oraz ekstrapolacja wyników do przyszłych urządzeń termojądrowych ITER i DEMO. Prowadzone badania naukowe obejmują zakresy parametrów technologicznych, w których średniej wielkości tokamaki mają wyjątkowe możliwości eksperymentalne. W 2020 naukowcy z IFPiLM uczestniczyli w kampaniach eksperymentalnych na tokamaku ASDEX-Upgrade oraz TCV jedynie w formie zdalnej, gdyż z powodu epidemii Covid-19 wszelkie wyjazdy na eksperymenty, spotkania zostały odwołane. Kampania eksperymentalna na tokamaku MAST-Upgrade została odwołana ze względów technicznych i przesunięta na 2021 rok. Badania realizowane w ramach pakietu WPMST1, obejmowały 9 tematów, które stanowiły uzupełnienie badań prowadzonych na tokamaku JET.

Główne wyniki badawcze

Celem pracy na tokamaku TCV w 2020 roku był m.in. opis mechanizmu transportu zanieczyszczeń w plazmie tokamaka, uwzględniający rozpraszanie energii w obszarze brzegowym plazmy tokamakowej oraz oderwanie się plazmy od dywertora (ang. *detachment*). W ramach zadania kontynuowano analizę zjawiska detachmentu dla dwóch konfiguracji pola magnetycznego o różnych wartościach poszerzenia odległości pomiędzy powierzchniami strumienia w obszarze zewnętrznego dywertora, L, (ang. flux expansion). Przeprowadzono analizę dyssypacji energii dla wyładowania o małej wartości L (52063) i dużej wartości L (52067) na podstawie szeregu obliczeń numerycznych dla różnych wartości gęstości plazmy na separatrysie oraz różnych strumieni energii docierającej z centrum sznura plazmowego do obszaru SOL (ang. Scrape-off Layer) z zastosowaniem wielopłynowego kodu numerycznego TECXY, dedykowanemu obliczeniom transportu w obszarze brzegowym plazmy tokamakowej. W analizach dla tokamaka TCV uwzględniono wybijanie atomów węgla z powierzchni płyt dywertorowych. Badania potwierdziły poprzednie analizy, z których wynika, że dodatkowe poszerzenie odległości pomiędzy powierzchniami magnetycznymi w obszarze dywertorowym jest bardzo efektywną metodą dyssypacji energii w brzegu, w porównaniu do standardowych konfiguracji pola magnetycznego. Uzyskane wyniki pozwoliły stwierdzić, iż zarówno zwiększenie jak również zmniejszenie wartości strumienia energii wchodzącego z centrum do obszaru brzegowego wpływa jedynie na zmianę gęstości na separatrysie przy, której zachodzi zjawisko oderwania się plazmy od płyty. Również wartości promieniowania plazmy i wybijanych atomów węgla rosną lub maleją proporcjonalnie do zmienionej wartości strumienia energii do SOL, nie wpływając natomiast na ewolucję zjawiska. Przeprowadzono również analizę wpływu dodatkowej domieszki wdmuchiwanej (ang. gas puff) do plazmy. W tym celu wykonano szereg symulacji numerycznych dla różnych wartości strumienia dodatkowej domieszki – neonu (Ne). Badania przeprowadzono dla referencyjnej konfiguracji pola magnetycznego odpowiadającej polu równowagowemu w 0,7 sekundzie eksperymentu numer 52065 i ustalonej wartości strumienia plazmy z centrum do Scrape-off Layer.

Na podstawie wykonanych badań numerycznych, oszacowano wpływ atomów neonu na podstawowe parametry plazmy w obszarze brzegowym. Analiza wyników pozwoliła ustalić, iż wprowadzenie dodatkowej domieszki neonu spowodowało spadek energii docierającej do płyt dywertora (Rys. 5.2.1a). Przy koncentracji neonu równej 3% promieniowanie liniowe plazmy brzegowej wzrosło dwukrotnie. Choć zaobserwowano zwiększoną dyssypację energii w SOL wynikającą z wprowadzenia dodatkowej domieszki, obciążenie cieplne dywertora spadło jedynie o 10%. Dalsze zwiększanie domieszkowania powoduje niemal dwukrotny spadek strumienia ciepła do dywertora oraz spadek temperatury dywertora do około 5 eV (Rys. 5.2.1b). Jednakże prowadzi również do znaczącego rozcieńczenia plazmy elektronami z atomów domieszki neonu, której koncentracja uśredniona wzdłuż separatrysy osiąga wartość ponad 6%, zaś ładunek efektywny plazmy osiąga wartość ponad 3,5. Dla przyjętych parametrów plazmy brzegowej, wraz ze wzrostem koncentracji neonu nie zaobserwowano zjawiska oderwania się plazmy od dywertora. Ustalono również, iż przy zastosowaniu dodatkowego domieszkowania neonem, niezbędne jest

wcześniejsze obniżenie strumienia energii do płyt dywertora przez zwiększenie promieniowania plazmy głównej i domieszki atomów węgla wybijanych z powierzchni dywertora.



Rys. 5.2.1. a) Całkowita wartość strat promienistych (●) oraz straty promieniste dla jonów neonu (●) w zależności od wartości ładunku efektywnego. b) Temperatury elektronowe plazmy na wewnętrznej (■) i zewnętrznej (■) płycie dla różnych wartości ładunku efektywnego

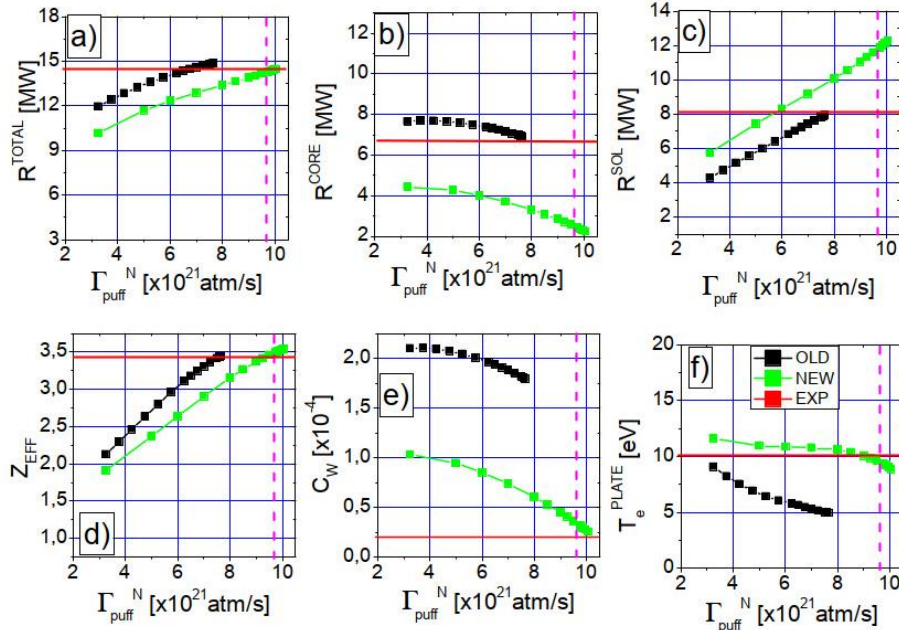
W ramach projektu kontynuowane były również symulacje komputerowe wyładowań w plazmie na tokamaku ASDEX-Upgrade w ramach zadania T01: ITER H-mode scenario operating space oraz T10: Transport and control of W and heavy impurities in the core and SOL. Wykorzystano do tego celu kod numeryczny COREDIV bazujący na samouzgodnionej metodzie rozwiązywania stanu stacjonarnego plazmy. Zostały przeprowadzone analizy wpływu jonów wolframu na parametry plazmy w centrum i w obszarze brzegowym. Z poprzednich obliczeń za pomocą kodu COREDIV i ETS zaobserwowano rozbieżność pomiędzy eksperymentalną i symulowaną koncentracją wolframu. Powstała nowa wersja kodu COREDIV, uwzględniająca nowe dane atomowe. Wykonano ponowne obliczenia dla wyładowania #30503, które charakteryzuje się bardzo dużym domieszkowaniem azotem. Porównanie wyników dla najważniejszych parametrów plazmy z obu wersji kodu przedstawiono na Rys. 5. 2.2.

Nowa wersja kodu daje dużo niższą koncentrację wolframu (Rys 5.2.2e), przy takim samym promieniowaniu w całości (Rys. 5.2.2a). Czerwoną linią na Rys. 5.2.2 zaznaczono eksperymentalne wartości dla poszczególnych parametrów. Różową pionową linią na Rys. 5.2.2 zaznaczono wyniki dla strumienia napuszczanego gazu $\Gamma_{\text{puff}}^{\text{N}} = 9.85 \times 10^{21} \text{ atm/s}$. Zaobserwowano bardzo dobrą zgodność dla promieniowania plazmy w całości, efektywnego ładunku, koncentracji wolframu i temperatury elektronowej na płycie dywertora. Występuje rozbieżność w podziale promieniowania plazmy na centrum i brzeg. Warto zaznaczyć, że bardzo trudno w eksperymencie określić, gdzie dokładnie leży separatorysa, która rozdziela centrum od brzegu plazmy. Na Rys. 5. 2.3a i b porównano profile wyznaczone z eksperymentu, w plazmie centralnej uwzględniono w symulacji jako domieszkę zewnętrzną tylko azot. Można zauważyć, że pojawia się niezgodność profili dla $r/a = 0.9$. Wolfram i azot promieniają słabo w tym rejonie, dlatego przeprowadzono symulacje z dodatkową domieszką, obserwowaną w trakcie wyładowań. Okazało się, że uwzględniając niedużą ilość żelaza (Fe) (4.4×10^{-4}) zaobserwowano dużo lepszą zgodność nie tylko w profilu promieniowania, ale i w promieniowaniu w plazmie centralnej.

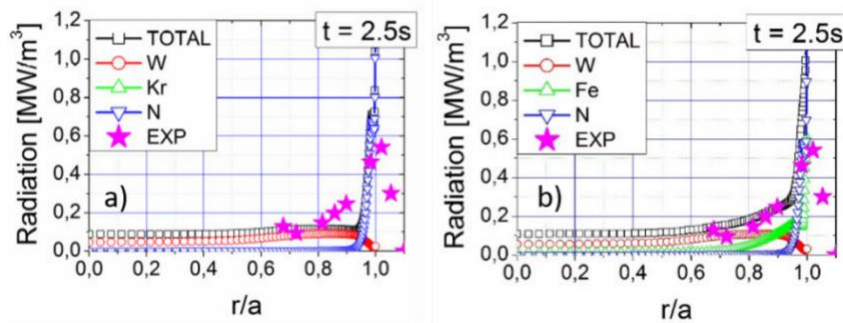
W ramach zadania T10 rozpoczęto również symulacje przy pomocy kodu ETS dla tego samego wyładowania. Wygenerowano za pomocą oprogramowania TRVIEW pliki startowe. W trakcie analiz okazało się, że moduł odpowiadający za cyklotronowe grzanie rezonansowe elektronów nie działa poprawnie. W ramach dalszej pracy będzie to weryfikowane. Konieczna jest weryfikacja diagnostyki bolometrycznej i diagnostyk spektroskopowych oceniających koncentrację domieszki ze średniej liczby atomowej, takie jak: Fe, Ni, Cu w plazmie centralnej.

Kolejnym zadaniem realizowanym przez naukowców z IFPiLM w 2020 roku była praca nad rozwijaniem scenariuszy wyładowań dla powstającego tokamaka ITER, które są określane jako IBL Scenarios (ang. ITER BaseLine Scenarios). Praca odbywała się w ramach zadania T01: ITER H-mode scenario operating space. W tym celu przeprowadzono symulacje wyładowania 64770 dla tokamaka TCV. Zaplanowano także uczestnictwo w eksperymentach na tym tokamaku, jednakże z powodu pandemii wszystkie wyjazdy na eksperymenty zostały anulowane. W ramach wideokonferencji z Task Force Liderami (TFL) pakietu MST1 ustalono, że modelowane będzie wyładowanie 64770. Wyładowanie 64770 cechuje się obecnością bariery transportu w okolicach $\rho_{\text{tor}}^{\text{norm}} = 0.4$, co odpowiada promieniowi $\rho_{\text{tor}} = 0.12 \text{ m}$ (Rys. 5. 2.4). W przypadku powstawania wewnętrznej bariery transportu pierwszym etapem jest analiza ewolucji prądu i związanego z tym współczynnika bezpieczeństwa q . Symulacje rozpoczęto w czasie wyładowania $t_{\text{start}} = 0.65 \text{ s}$. Krok czasowy został ustalony na

$dt=100ms$ z czasem końcowym $t_{end}=1.35s$. Oprócz deuteru w skład plazmy głównej wchodził także węgiel. Konsekwencją uwzględnienia węgla jako składnika plazmy głównej, a nie jako domieszki, jest obecność jonów węgla w postaci całkowicie zjonizowanej. Jest to dopuszczalne w przypadku lekkich domieszek, jeśli nacisk kładziony jest na modelowanie centralnych warstw plazmy głównej, a nie okolic piedestału czy separatory. Koncentracja węgla została obliczona tak, żeby profil ładunku efektywnego Z_{eff} był płaski i miał wartość 1.8.

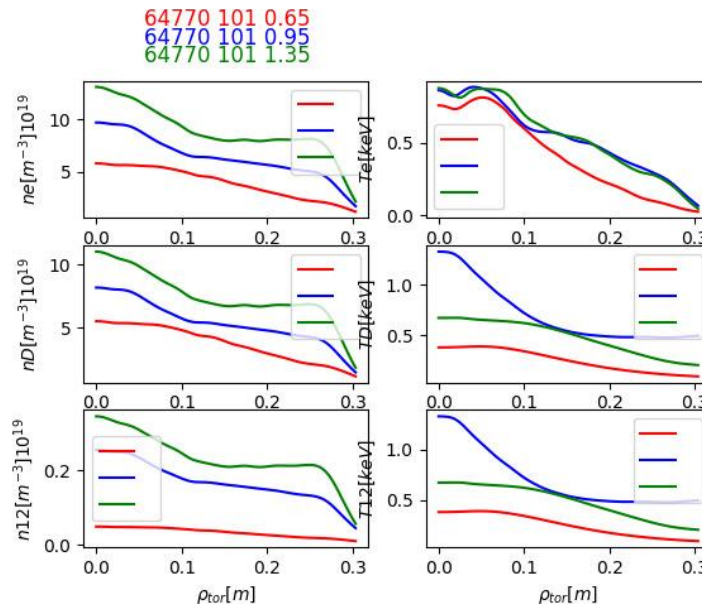


Rys. 5.2.2: Parametry plazmy jako funkcja strumienia napuszczanego azotu: a) promieniowanie plazmy w całości (R_{TOTAL}), b) promieniowanie plazmy w centrum (R_{CORE}), c) promieniowanie w plazmie brzegowej (R_{SOL}); d) efektywny ładunek (Z_{EFF}) e) koncentracja wolframu (C_W), f) temperatura elektronowa na płycie dywertyora (T_e^{PLATE}) dla nowej (NEW) i starej (OLD) wersji kodu

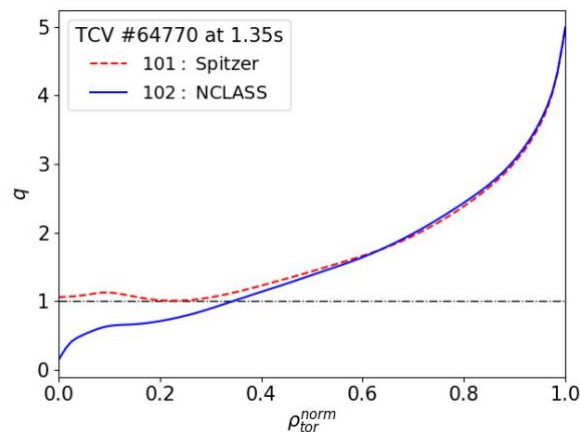


Rys.5.2.3: a) Profile promieniowania z symulacji: w całości (TOTAL), wolframu (W), azotu (N) i eksperymentu (gwiazdki) w centrum plazmy dla wyladowania #30503 dla czasu $t=2.5s$. b) Profile promieniowania z symulacji: w całości (TOTAL), wolframu (W), azotu (N), żelazo (Fe) i z eksperymentu (gwiazdki) w centrum plazmy dla wyladowania #30503 dla czasu $t=2.5s$

Jak widać na Rysunkach 5. 2.5 i 5.2.6 w zależności od użytego modelu przewodnictwa plazmy, wyniki ewolucji prądu mogą się zasadniczo różnić. Model NCLASS przewiduje większe wartości przewodnictwa plazmy dla wartości $p_{tor}^{norm} < 0.4$, co przekłada się na mniejsze od jedności wartości współczynnika q w tym rejonie. Jest to wynik zasadniczo inny od tego przewidywanego przez model Spitzer. Dalsze badania przewidują zbadanie zależności ewolucji prądu od wartości efektywnego ładunku (Z_{eff}) oraz modelowanie powstawania wewnętrznej bariery transportu przy użyciu kodu ETS-TGLF. Użycie kodu TGLF możliwe się stało jednak dopiero pod koniec roku 2020 po intensywnych pracach nad wdrożeniem kodu TGLF do platformy ETS oraz pracach modelujących w ramach zadania 5.1 i udziału w pakiecie WPJET1.



Rys. 5.2.4: Profile gęstości i temperatury elektronowej (e), jonowej (D) oraz węgla (12) dla trzech czasów wyładowania TCV 64770

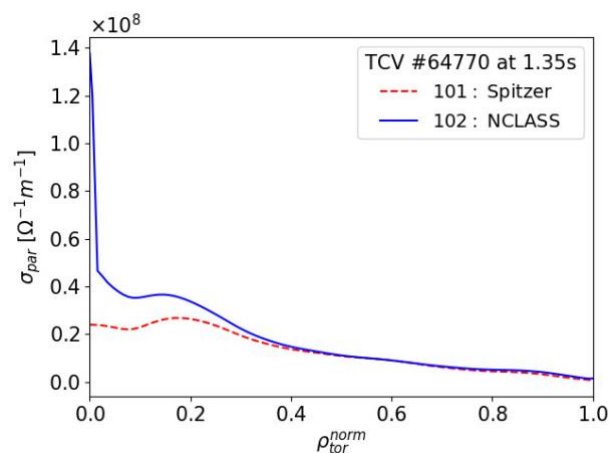


Rys. 5.2.5: Profile współczynnika bezpieczeństwa q dla wyładowania 64770 w przypadku, gdy przewodnictwo było obliczane z modelu Spitzer (linia czerwona przerywana) oraz przez model NCLASS (linia niebieska)

W 2020 ramach zadania T13 przeprowadzone miały zostać eksperymenty mające na celu:

- Opracowanie zaawansowanego scenariusza plazmy charakteryzującego się parametrem $BT > 2.5$
- Badanie fizycznych mechanizmów sprzyjających kontroli niestabilności MHD (magneto-fluid dynamics)
- Porównanie scenariuszy plazmy o wysokim BT między tokamakami TCV, a MAST-U
- Ocenę aktualnych wymagań realizowanych scenariuszy plazmy w kontekście scenariuszy planowanych na DEMO
- Pomoc w walidacji kodów i modeli numerycznych stosowanych na TCV, AUG i MAST-U (poprzez ich systematyczne porównywanie) oraz wyjaśnienie roli mechanizmów stabilizujących transport anomalny, a także aktywność MHD.
- W pierwszej sesji eksperymentalnej zamierzano zrealizować dwa możliwe scenariusze plazmy odpowiednio w reżimach L-mode z ITB (Internal transport barrier), oraz H-mode. Aby osiągnąć zamierzone cele konieczne było wykorzystanie danych z wielu układów diagnostycznych, w tym systemu CXRS (Charge Exchange Recombination Spectroscopy), który służy głównie do wyznaczenia wielu podstawowych parametrów plazmy, takich jak temperatura jonowa, prędkość rotacji w kierunku poloidalnym oraz toroidalnym, a także Z_{eff} . Już pierwsza sesja eksperymentalna w roku 2020 na tokamaku TCV napotkała na wiele usterek sprzętowych, nie dając tym samym żadnych użytecznych wyników.

- Badania prowadzone w ramach zadania T10 na tokamaku ASDEX-Upgrade związane były również z pracami eksperymentalnymi w ramach analizy danych dotyczących transportu i kontroli zanieczyszczeń (takich jak np. wolfram) w plazmie centralnej, jak i również obszarze SOL (Scrape-Off Layer). Wyniki uzyskane w ramach tych prac miały przyczynić się do zmniejszenia produkcji wspomnianych zanieczyszczeń plazmy, a następnie pomóc w optymalizacji realizowanych scenariuszy plazmy bazujących na grzaniu antenami ICRF (Ion cyclotron range of frequencies). Analizy dotyczące zachowania wolframu (W) oraz wyznaczania jego koncentracji na tokamaku ASDEX-Upgrade zwykle opierają się na danych rejestrowanych przez diagnostyki spektroskopowe z zakresu widzialnego o liniach patrzenia skierowanych na obszary limitera i dywertora, jak i również systemy przeznaczone do obserwacji zakresu VUV, które umożliwiają obserwacje wolframu w centrum plazmy.

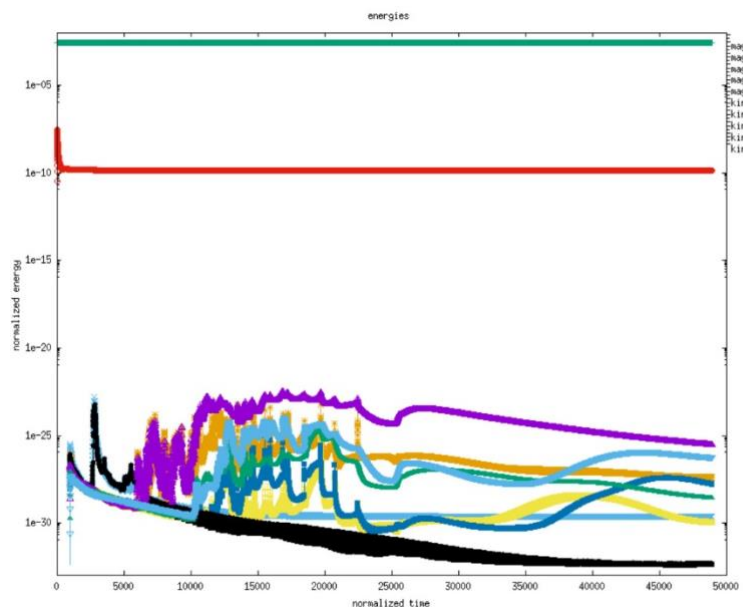


Rys. 5.2.6: Przewodnictwo plazmy wzdłuż linii sił pola dla wyładowania 64770 obliczona wg. modelu Spitzer (czerwony) oraz wg. modelu NCLASS (niebieski)

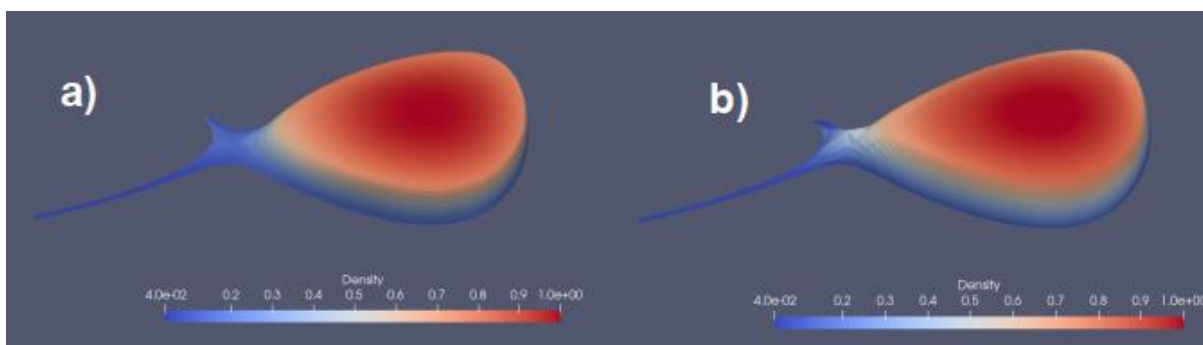
Celem pracy na tokamaku TCV i ASDEX-Upgrade w 2020 roku było również modelowanie ELMów (nieliniowych zaburzeń pola magnetycznego) przy pomocy kodu magnetohydrodynamicznego JOREK w ramach zadania T05: Validation of high-density small ELM regimes for ITER & DEMO. Przeprowadzono nieliniowe symulacje MHD dla szerokiego zakresu modów toroidalnych (zaburzeń), w celu zrozumienia mechanizmu generacji typu ELMu w zależności od kształtu plazmy. Na Rys. 5.2.7 przedstawiono ewolucję energii (całkowita zmagazynowana energia kinetyczna i magnetyczna) wybranego modu ($n = 0, 2, 4, 6, 8$) dla plazmy o tzw. niskiej trójkątności.

Z otrzymanych wyników widać, że mody $n = 4, 8, 2$ wykazują największą niestabilność. W celu zbadania struktury zaburzenia sporządzono trójwymiarowe przekroje poloidalne gęstości elektronowej. Na Rys. 5.2.8 można zauważyć, że w chwili czasu $t = 0$ w pobliżu dywertora gęstość była zbliżona do 0, natomiast na koniec symulacji w pobliżu X-point uwypuklił się znaczny wzrost gęstości, który w efekcie doprowadził do przerwania sznura plazmowego.

Przeanalizowano również wydzielone strumienie ciepła na dywertor w zależności od wartości dyfuzji (3 różne wartości) i przy stałym grzaniu ECRH (w znormalizowanych jednostkach). Wyniki przedstawione są na Rys. 5.2.9. Zaobserwowano dużą zgodność modelowania z wynikami eksperymentalnymi – dla tego wyładowania do dywertora docierały stosunkowo duże strumienie ciepła (ELMy typu I, tzw. duże ELMy, które powodują większe straty ciepła) przy jednoczesnej większej dyfuzji w warstwie brzegowej. Porównaniem dla wyładowania z tokamaka TCV było wyładowanie na tokamaku ASDEX-Upgrade, w którym zaobserwowano również ELMy typu I. W celu uruchomienia kodu JOREK dla wyładowania z tokamaka ASDEX-Upgrade stworzono ortogonalną siatkę obliczeniową, która jest przedstawiona na Rys. 5.2.10.



Rys. 5.2.7. Zależność energii wybranych modów zaburzeń od czasu dla wyładowania 61057 tokamaka TCV



Rys. 5.2.8. Porównanie gęstości elektronowej dla a) $t = 0$ oraz b) końca symulacji, w wyładowaniu TCV o niskiej trójkątności plazmy

Przygotowano profile eksperymentalne (gęstość i temperatura elektronowa z diagnostyki Thomson Scattering) oraz przeprowadzono szereg skanów parametrów wyładowania, które nie były możliwe do pozyskania z diagnostyk. W dalszych krokach uruchomione zostaną symulacje magnetohydrodynamiczne w celu porównania generacji ELMów.

Rozwój narzędzi informatycznych

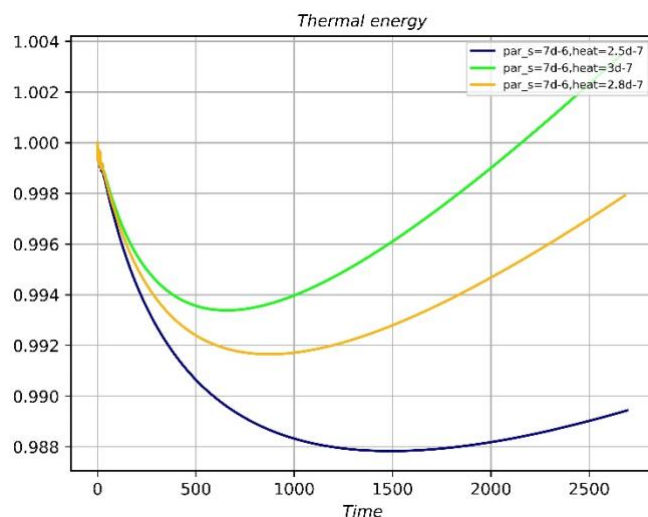
W 2020 roku zaimplementowano i zastosowano nową wersję kodu COREDIV, dzięki której uzyskano wartości koncentracji wolframu, które są dużo bardziej zbliżone do wartości eksperymentalnych. Przetestowano również solver dyfuzji prądu w kodzie ETS w trybie interpretacyjnym wartości brzegowej prądu.

6. Analiza najnowszych wariantów syntezy termojądrowej z inercyjnym utrzymaniem plazmy na podstawie wyników eksperymentów i symulacji numerycznych

6.1. Badania nad wariantami fuzji inercyjnej charakteryzującymi się dużym zyskiem energetycznym

Głównym celem prac zaplanowanych w ramach tego zadania na rok 2020 było zbadanie mechanizmu akceleracji i własności wiązek jonów węgla (C) generowanych laserem w warunkach występowania strat radiacyjnych przy realistycznych parametrach lasera i tarczy węglowej adekwatnych dla fuzyjnych układów inercyjnych z jonowym szybkim zapłonem (ang. ion fast ignition – IFI). Dla realizacji tego celu model fizyczny oddziaływania laser-tarcza oraz wielowymiarowy (2D3V) kod komputerowy PICDOM opracowany w IFPiLM został rozbudowany o człony tzw. sił reakcji promieniowania, odpowiedzialnych za generację promieniowania synchrotronowego i odpowiednio zaadaptowany do symulacji numerycznych na superkomputerach w Poznańskim Centrum Sieciowo-Superkomputerowym i Interdyscyplinarnym Centrum Modelowania Matematycznego i

Komputerowego Uniwersytetu Warszawskiego (symulacje numeryczne były prowadzone w obu tych ośrodkach na podstawie przyznanych zespołowi IFPiLM grantów obliczeniowych). Przeprowadzone zostały badania numeryczne wpływu parametrów pikosekundowego (1 ps) impulsu laserowego (energii, długości fali) i tarczy węglowej (grubości, kształtu) na rozmaite charakterystyki wiązki jonów istotne dla IFI (natężenie, moc, fluencja, energia wiązki jonów, widmo energetyczne, rozkłady przestrzenne natężenia i fluencji), a także zbadana została zależność parametrów wiązki jonowej od odległości od tarczy. Określone zostały warunki, w których możliwe jest uzyskanie parametrów wiązki jonowej wymaganych dla zapłonu paliwa DT. Zbadany został również wpływ ww. parametrów lasera i tarczy na moc emitowanego promieniowania synchrotronowego, przestrzenną strukturę źródła promieniowania oraz sprawność konwersji energii lasera w to promieniowanie.



Rys. 5.2.9. Energia termiczna od czasu w zależności od profilu dyfuzji przy stałym grzaniu



Rys. 5.2.10. Siatka obliczeniowa dla tokamaka ASDEX-Upgrade

Przykładowe rozkłady przestrzenne gęstości jonów, gęstości elektronów, pola elektrycznego E_y (w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagacji wiązki) i gęstości mocy promieniowania synchrotronowego w plazmie (w źródle) dla lasera podczerwonego (IR, $\lambda = 1.05 \mu\text{m}$), widzialnego (VIS, $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$) i ultrafioletowego (UV, $\lambda = 0.248 \mu\text{m}$) przedstawiają poniższe rysunki.

Wpływ energii impulsu laserowego na wybrane charakterystyki wiązki jonów przedstawiają rysunki 6.1.4-6.1.6.

Wpływ grubości tarczy węglowej na wybrane charakterystyki wiązki jonów przedstawiony jest na rys. 6.1.7-6.1.9.

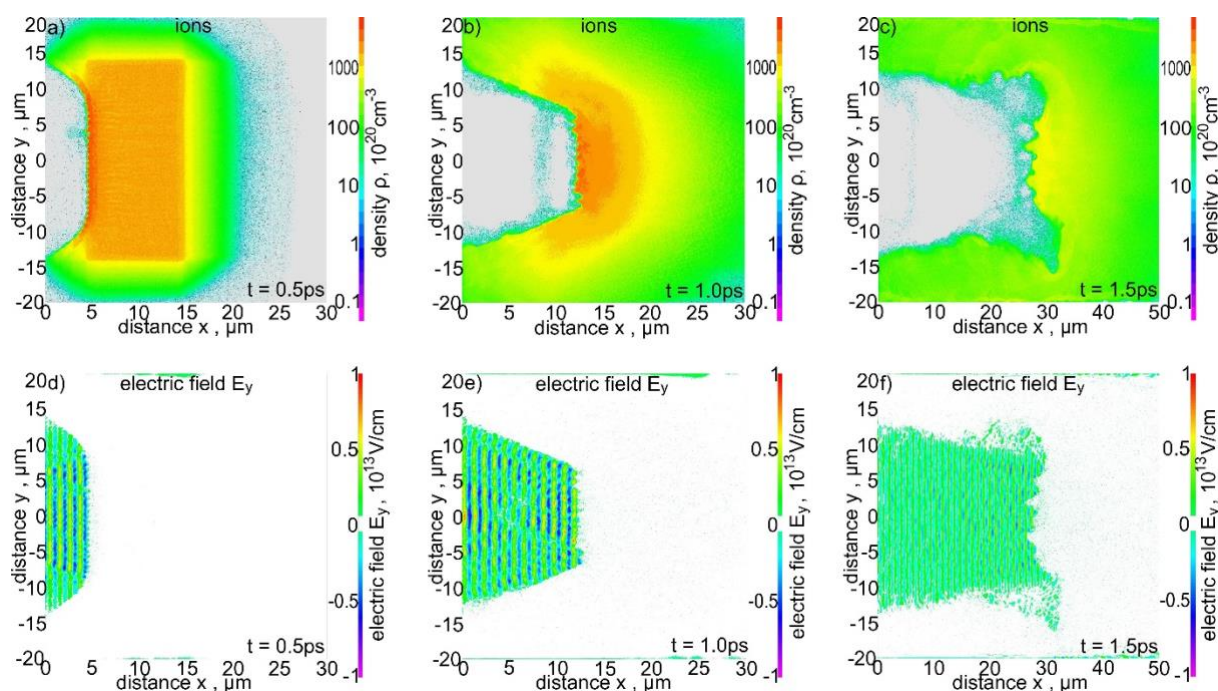
Wpływ kształtu tarczy węglowej na wybrane charakterystyki wiązki jonów przedstawiają rys. 6.1.10-6.1.12.

Wpływ długości fali lasera na wybrane charakterystyki wiązki jonów zaprezentowane są na rys. 6.1.13.

Porównanie parametrów wiązek jonów generowanych laserami o różnej długości fali dla energii 150 kJ prezentuje Tabela 1.

Zależność wybranych parametrów wiązki jonowej od odległości od tarczy zaprezentowana jest na rys. 6.1.14-6.1.15.

Rys. 6.1.16 przedstawia promieniowanie synchrotronowe generowane w procesie akceleracji jonów.



Rys. 6.1.1. Rozkłady 2D gęstości jonów węgla i pola elektrycznego w plazmie w różnych stadiach akceleracji jonów 1-ps laserem IR o energii 150 kJ. Tarcza węglowa o grubości $LT = 12 \mu\text{m}$.

Wykonano systematyczne i szczegółowe badania numeryczne laserowej akceleracji jonów węgla dla potrzeb szybkiego zapłonu (IFI) fuzji w termojądrowych układach inercyjnych. Badania przeprowadzono przy użyciu udoskonalonego, wielowymiarowego (2D3V) kodu PICDOM (typu „particle-in-cell”) uwzględniającego m. in. dynamiczną jonizację tarczy oraz generację promieniowania synchrotronowego przy oddziaływaniu ultraintensywnego lasera z tarczą. Szczegółowo zbadano wpływ energii i długości fali lasera oraz grubości i kształtu tarczy na różne charakterystyki generowanej laserem wiązki jonów oraz ich zależność od odległości od tarczy. Zidentyfikowano główne mechanizmy akceleracji jonów występujące w badanych warunkach oraz określono warunki, w których wiązka jonów spełnia wymagania szybkiego zapłonu paliwa termojądrowego. Wykazano w szczególności, że pikosekundowy laser IR o energii $\sim 200 \text{ kJ}$ umożliwia osiągnięcie parametrów wiązki jonowej wymaganych dla fuzji o dużym wzmocnieniu w scenariuszu IFI, nawet przy prostej nieoptymalizowanej tarczy węglowej, ale tylko przy małych odległościach ($\leq 100 \mu\text{m}$) od tarczy. Przy takich odległościach energia „użyteczna” wiązki jonów osiąga wartości bliskie 30 kJ, podczas gdy natężenie szczytowe i fluencja wiązki przekraczają odpowiednio $5 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$ i 2 GJ/cm^2 . Parametry wiązki jonowej można znacznie podwyższyć (natężenie i fluencję wiązki można zwiększyć nawet o czynnik ≥ 5) poprzez staranny dobór grubości tarczy i dostosowanie jej kształtu do rozkładu natężenia w wiązce lasera. Jednak nawet przy zoptymalizowanej tarczy osiągnięcie wartości parametrów wiązki jonowej wymaganych dla IFI jest możliwe tylko przy odległości od tarczy nie większej niż kilkaset mikrometrów. Osiągnięcie takich wartości parametrów wiązki przy większych odległościach ($\sim 1 \text{ mm}$), co jest pożądane w układach fuzji z IFI, wydaje się możliwe, ale wymagałoby zastosowania wyższych energii lasera i / lub bardziej wyrafinowanych schematów akceleracji

zapewniających większą koncentrację energii jonów w pobliżu osi wiązki oraz redukcji rozbieżności kątowej wiązki. Parametry wiązki jonowej zależą od długości fali λ drivera laserowego, ale zależność uśrednionych (w przestrzeni) parametrów wiązki od λ jest stosunkowo niewielka. Jednakże w przypadku lasera UV obserwuje się silne niestabilności plazmowe towarzyszące akceleracji jonów, w wyniku których rozkład poprzeczny fluencji i natężenia wiązki jonowej jest silnie niejednorodny. Niestabilności te mogą być także przyczyną znacznych fluktuacji parametrów wiązki od strzału do strzału, co w układach fuzyjnych jest wysoce niepożądane. Z powyższych względów laser UV wydaje się mniej przydatny dla IFI niż lasery IR i VIS.

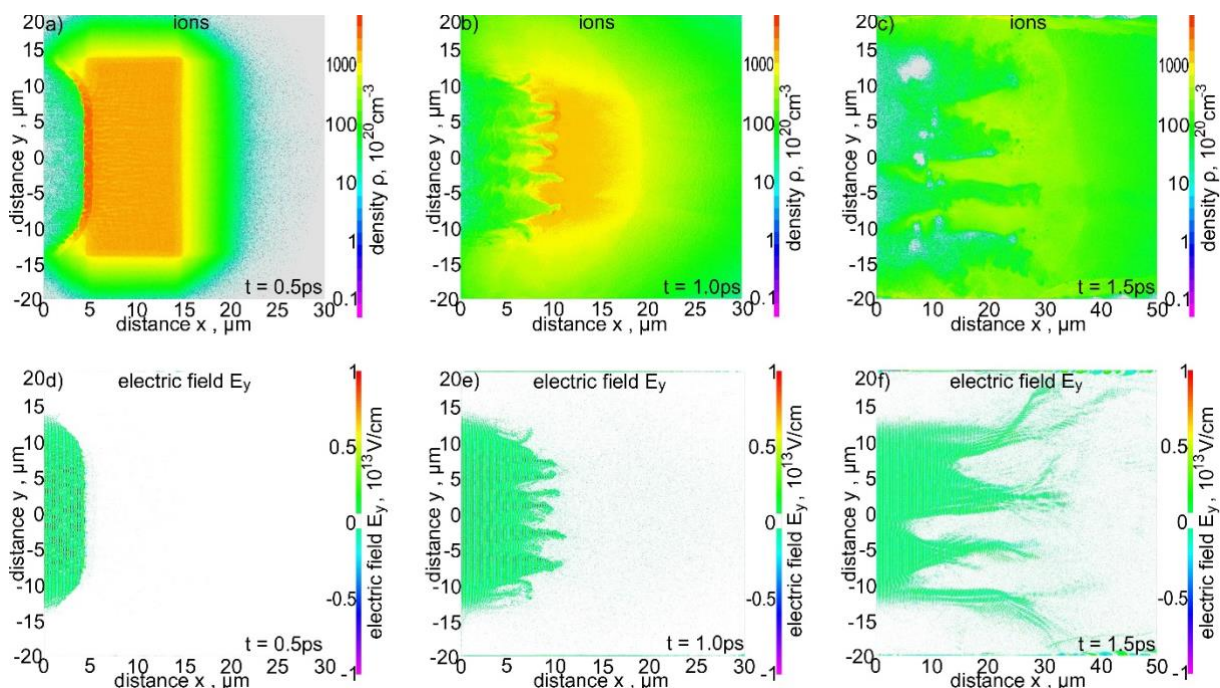
Wykazano, po raz pierwszy, że akceleracji jonów w warunkach odpowiednich dla IF towarzyszy emisja pikosekundowych impulsów krótkofalowego promieniowania synchrotronowego o bardzo dużej mocy (dziesiątki PW) i energii (dziesiątki kJ). Efektywność generacji promieniowania synchrotronowego istotnie zależy od długości fali lasera i jest najwyższa dla lasera UV. Emisja tego promieniowania jest źródłem znacznych strat energii w wiązce jonów. Ponadto, tak silne impulsy promieniowania krótkofalowego mogą znacząco zakłócać diagnostyki stosowane w układach fuzyjnych IFI, a fotony gamma z wysokoenergetycznej części widma promieniowania mogą być potencjalnie niebezpieczne dla infrastruktury fuzyjnej i powodować niszczenie strukturalnych i optycznych materiałów tej infrastruktury.

Zademonstrowane w badaniach niezwykle intensywne pikosekundowe wiązki jonów są nieosiągalne w konwencjonalnych akceleratorach RF. Ich szczytowa fluencja, natężenie i moc są co najmniej o 2-3 rzędy wielkości wyższe, ich czasy trwania są o 3-4 rzędy wielkości krótsze, a ich gęstość jest o 10 rzędów wielkości większa niż osiągnięte w największych akceleratorach konwencjonalnych. Poza ich zastosowaniem w fuzji termojądrowej istnieje więc potencjalna możliwość ich wykorzystania w nowych, do tej pory nieeksplorowanych obszarach fizyki jądrowej, fizyki wysokich gęstości energii i badań materiałowych.

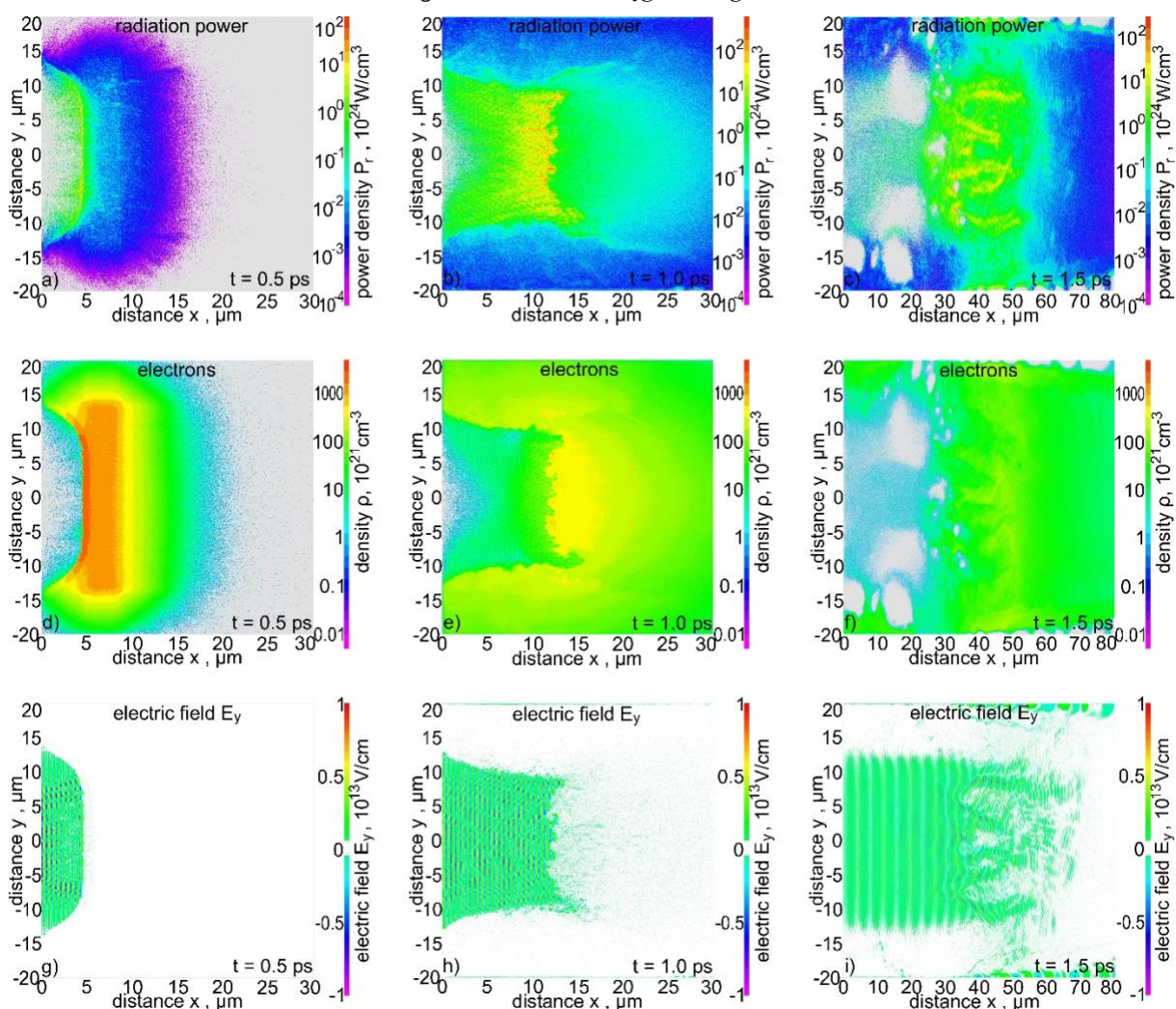
W eksperymentach dotyczących oddziaływania wiązek laserowych z tarczami stałymi obserwuje się powstawanie silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) z zakresu od kilkudziesięciu MHz do kilku GHz, których amplitudy sięgają setek kV/m. Tak silne IEM zaburzają pracę elektronicznych urządzeń pomiarowych wykorzystywanych w eksperymentach laserowych i mogą utrudnić lub wręcz uniemożliwić prowadzenie eksperymentów, w szczególności z laserami wykorzystywanymi w badaniach związanych z fuzją inercyjną. Dlatego zagadnienia odpowiedniego scharakteryzowania tych impulsów w zależności od parametrów wiązki laserowej i tarczy, zidentyfikowania mechanizmów odpowiedzialnych za ich powstawanie i stworzenia modeli pozwalających na szybkie przewidywanie ich widma i amplitudy są obecnie przedmiotem intensywnych badań. W opinii wielu badaczy dominującym mechanizmem powstawania silnych IEM jest przepływ prądu zwrotnego do tarczy, wywołanego przez elektryczną polaryzację tarczy w wyniku ucieczki wysokoenergetycznej składowej populacji tzw. szybkich elektronów, jednak pogląd ten jest wciąż poddawany weryfikacji. W ramach projektu przeprowadzono badania silnych IEM na laserze PALS (Praga) oraz laserze femtosekundowym 10 TW w IFPiLM.

Badania silnych IEM na układzie PALS jest interesujące z dwóch powodów. Po pierwsze, parametry wiązki laserowej tego układu - z czasem trwania impulsu laserowego rzędu 300 ps, energią impulsu rzędu 600 J i natężeniem wiązki w ognisku rzędu 10^{16} W/cm² – odpowiadają parametrom istotnym z punktu widzenia zapłonu udarowego w fuzji inercyjnej i na układzie tym przeprowadzono wiele eksperymentów inspirowanych potrzebami badań nad zapłonem udarowym. Po drugie, parametry tego układu leżą powyżej progu na szereg niestabilności w plazmie laserowej, które mogą powodować zwiększoną produkcję szybkich elektronów. Emisja silnych IEM na układzie PALS była już wcześniej przedmiotem badań, ale zastosowane sondy pętlowe miały ograniczone pasmo i nie dawały możliwości określenia bezwzględnych wartości pól. Poza tym badacze sygnalizowali trudności z uzyskaniem stosunku sygnału do szumu poniżej 5:1. Celem eksperymentów zrealizowanych przez IFPiLM było zbadanie możliwości poprawienia stosunku sygnału do szumu i wykonanie pomiarów przy użyciu sond D-dot Prodyn FD5C o szerokości pasma nominalnie do 50 GHz, pozwalających na bezpośrednie określenie wartości natężenia pola elektrycznego w komorze eksperymentalnej.

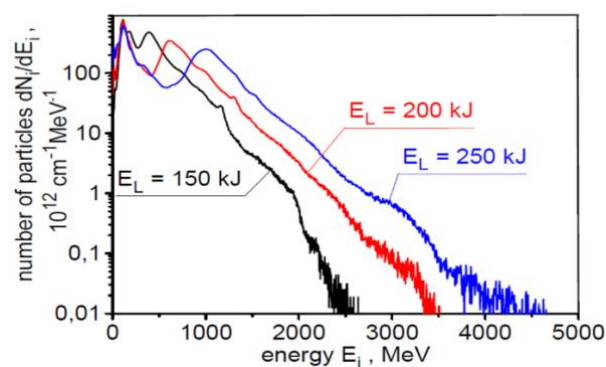
Opracowane zostały wyniki dwóch sesji pomiarowych IEM na PALS. Schemat układu doświadczalnego w pierwszej sesji przedstawiony jest na Rys. 6.1.17.



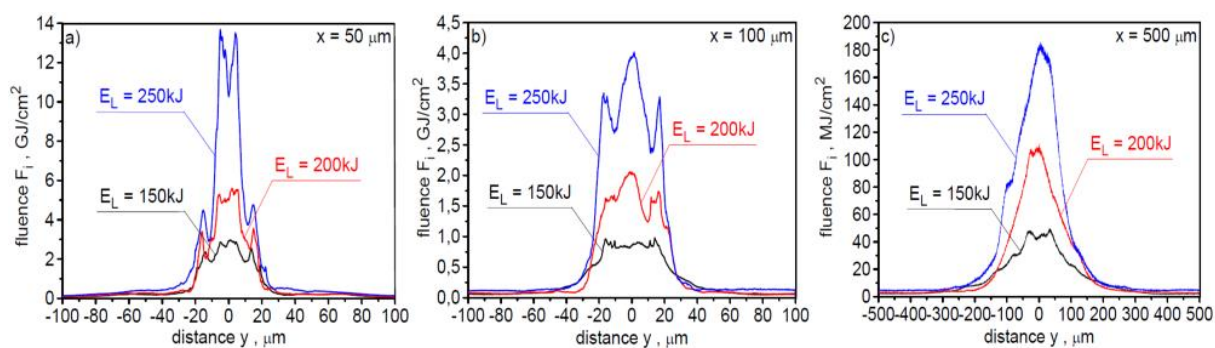
Rys. 6.1.2. Rozkłady 2D gęstości jonów węgla i pola elektrycznego w plazmie w różnych stadiach akceleracji jonów 1-ps laserem UV o energii 150 kJ. Tarcza węglowa o grubości $LT = 12 \mu\text{m}$.



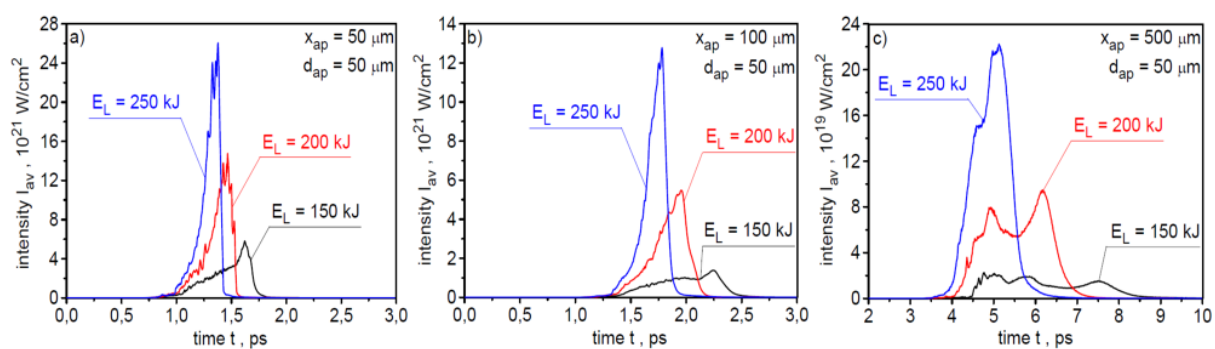
Rys. 6.1.3. Rozkłady 2D gęstości jonów węgla i pola elektrycznego w plazmie w różnych stadiach akceleracji jonów 1-ps laserem VIS o energii 150 kJ. Tarcza węglowa o grubości $LT = 6 \mu\text{m}$.



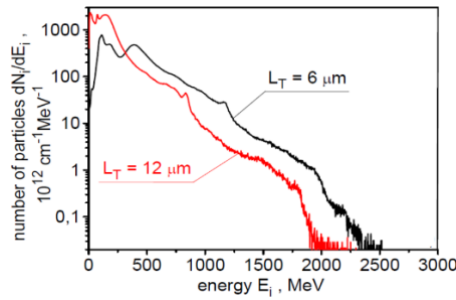
Rys. 6.1.4. Widma energetyczne jonów przyspieszanych laserem IR o różnej energii E_L . Tarcza węglowa o grubości $L_T = 6 \mu\text{m}$.



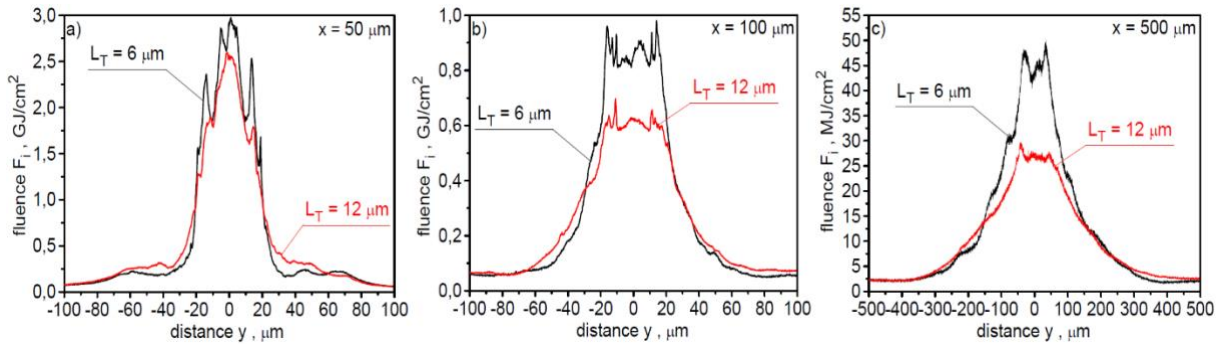
Rys. 6.1.5. Przestrzenne rozkłady fluencji energetycznej wiązki jonów przyspieszanych laserem IR o różnej energii E_L rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy. Tarcza węglowa o grubości $L_T = 6 \mu\text{m}$.



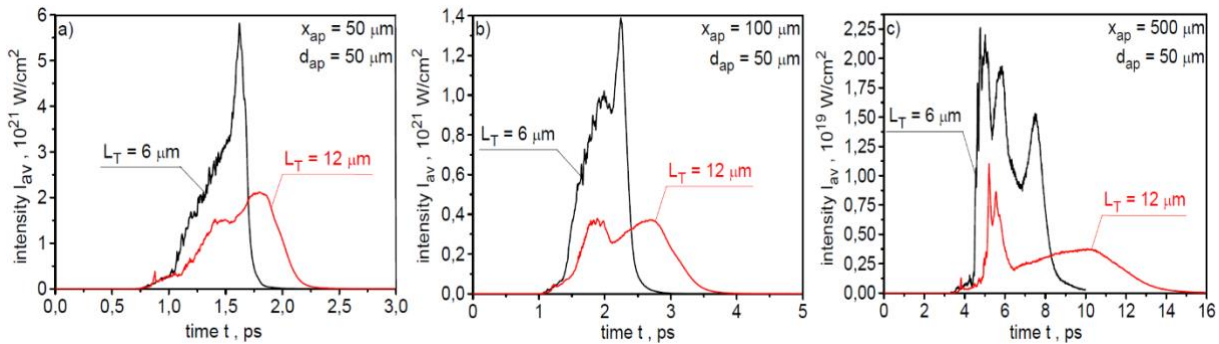
Rys. 6.1.6. Kształty czasowe impulsów jonowych przyspieszanych laserem IR o różnej energii E_L rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy. Tarcza węglowa o grubości $L_T = 6 \mu\text{m}$.



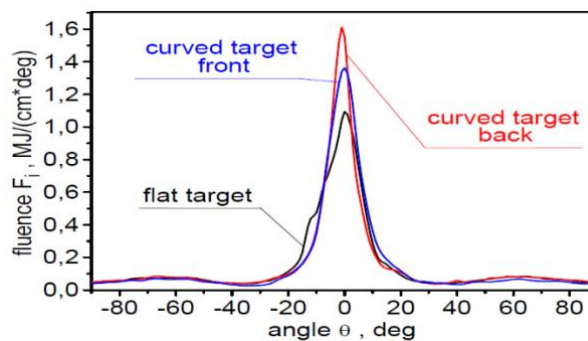
Rys. 6.1.7. Widma energetyczne jonów generowanych laserem IR o energii $E_L = 150$ kJ z tarcz węglowych o różnych grubościach.



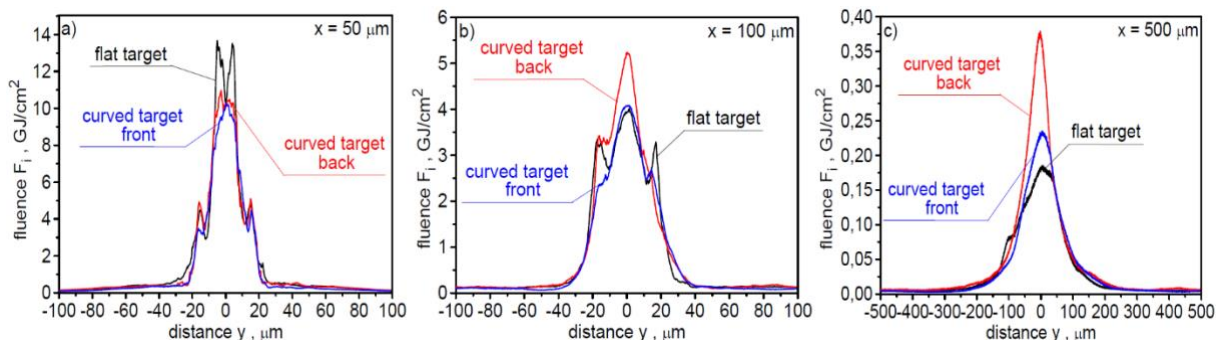
Rys. 6.1.8. Przestrzenne rozkłady fluencji energetycznej wiązki jonów generowanych laserem IR o energii $E_L = 150$ kJ z tarcz węglowych o różnych grubościach rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy.



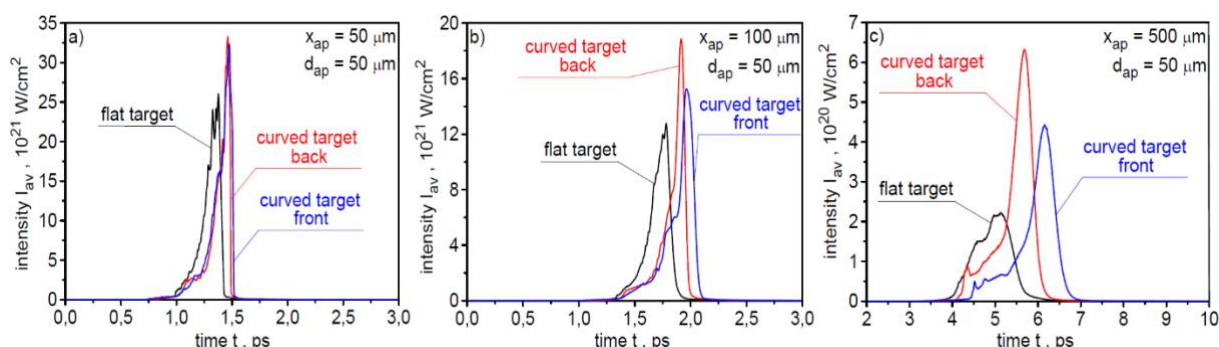
Rys. 6.1.9. Kształty czasowe impulsów jonowych generowanych laserem IR o energii $E_L = 150$ kJ z tarcz węglowych o różnych grubościach rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy.



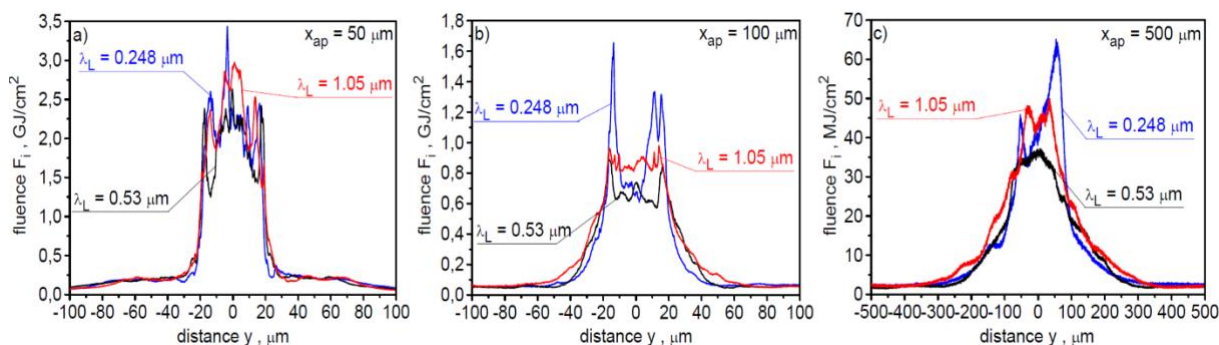
Rys. 6.1.10. Kątowe rozkłady fluencji energetycznej wiązki jonów generowanych laserem IR o energii $E_L = 250$ kJ z tarcz węglowych o różnych kształtach: płaskiej, z zakrzywionym przodem i z zakrzywionym tyłem tarczy. Grubość tarczy węglowej płaskiej $L_T = 6$ μm.



Rys. 6.1.11. Przestrzenne rozkłady fluencji energetycznej wiązki jonów generowanych laserem IR o energii $E_L = 250$ kJ z tarcz węglowych o różnych kształtach rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy.



Rys. 6.1.12. Kształty czasowe impulsów jonowych generowanych laserem IR o energii $E_L = 250$ kJ z tarcz węglowych o różnych kształtach rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy

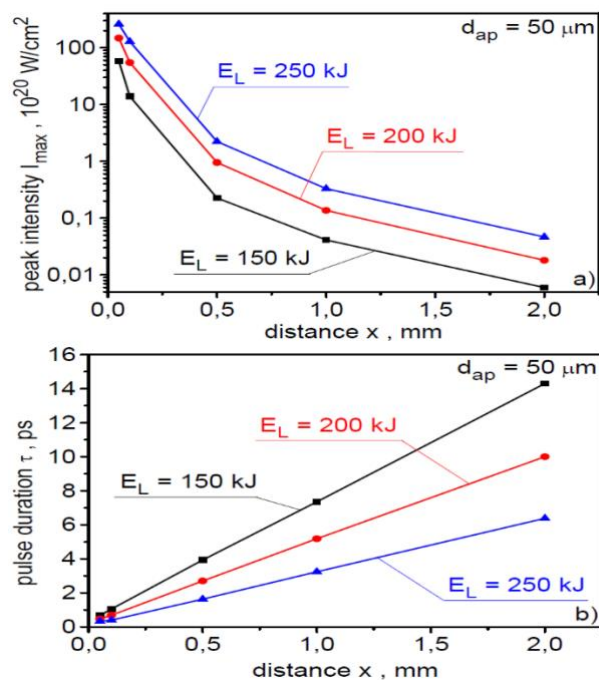


Rys. 6.1.13. Przestrzenne rozkłady fluencji energetycznej wiązki jonów generowanych laserem IR (1.05 μm), VIS (0.53 μm) lub UV (0.248 μm) o energii $E_L = 150$ kJ rejestrowane w różnych odległościach x od tarczy. Grubość tarczy węglowej $L_T = 6$ μm

Tabela I. Porównanie parametrów wiązek jonów generowanych laserami o różnej długości fali. Energia lasera 150 kJ. $L_T = 6$ μm .

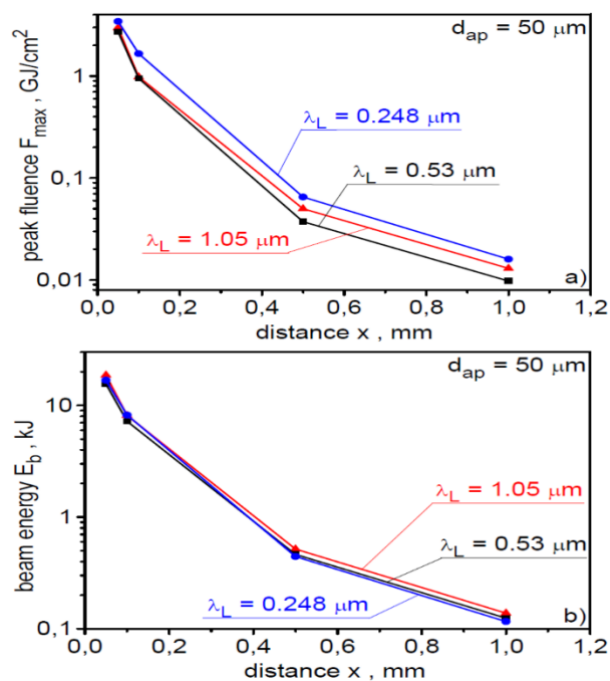
	x = 50 μm						x = 500 μm					
	E_{mean} MeV	E_{max} GeV	I_{max} 10^{20} W/cm 2	F_{max} GJ/cm 2	E_b kJ	P_b PW	E_{mean} MeV	E_{max} GeV	I_{max} 10^{20} W/cm 2	F_{max} GJ/cm 2	E_b kJ	P_b PW

IR laser	526	2.82	58.2	2.98	18.7	57.5	561	2.65	0.225	0.050	0.517	0.229
VIS laser	508	3.25	67.2	2.72	15.6	66.4	525	2.55	0.361	0.037	0.463	0.357
UV laser	538	3.17	50.6	3.44	16.9	50.0	711	2.53	0.563	0.065	0.444	0.557

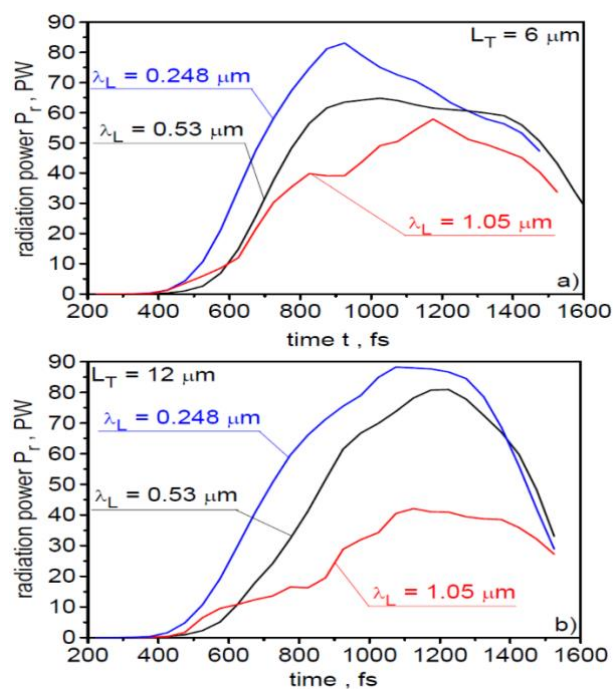


Rys. 6.1.14. Zależność szczytowego natężenia (a) i długości impulsu jonowego (b) generowanego laserem IR o różnej energii od odległości od tarczy węglowej o grubości $6 \mu\text{m}$

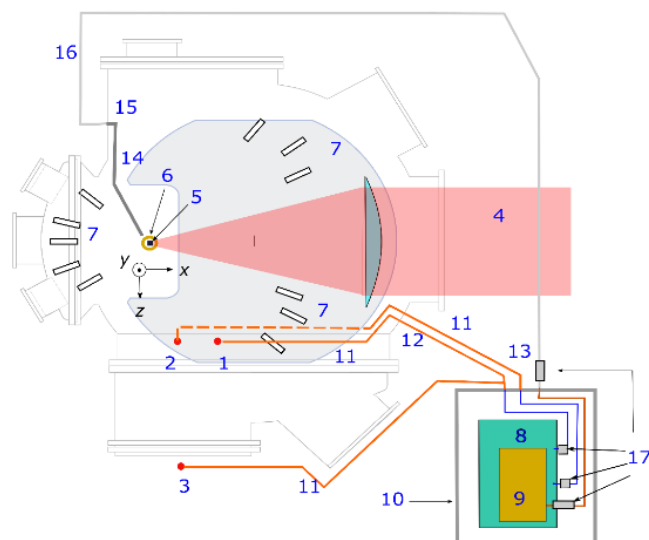
W pierwszej sesji przeprowadzono przy użyciu sond FD5C pomiary składowej pionowej natężenia pola elektrycznego w pozycjach 1 i 2 wewnątrz komory eksperymentalnej i punkcie 3 na zewnątrz komory, w oknie o średnicy 40 cm przesłoniętym szkłem BK7 o grubości 3 cm. (Wybór składowej pionowej wynika stąd, że przy założeniu, iż IEM powstają na skutek przepływu prądu zwrotnego do tarczy składowa ta powinna być dominująca.) Pierwszym etapem pomiarów było zbadanie niskiego stosunku sygnału do szumu przez porównanie sygnałów z sondy umieszczonej w pozycji 1 z sygnałem z sondy zaekranowanej, umieszczonej w pozycji 2. Stwierdzono, że przyczyną słabego stosunku sygnału do szumu jest wyciekanie promieniowania mikrofalowego z komory eksperymentalnej do hali eksperymentalnej i bezpośrednie zaburzanie pracy oscyloskopów. Po zastosowaniu rygorystycznych środków izolacji elektromagnetycznej oscyloskopów w szafie Faradaya udało się poprawić stosunek sygnału do szumu do wartości rzędu 18:1 (Rys. 6.1.18).



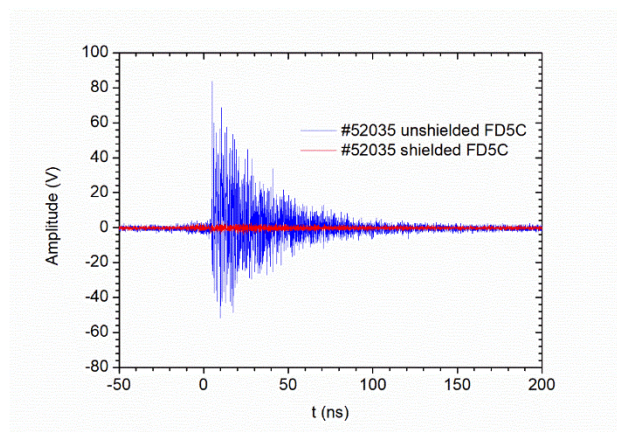
Rys. 6.1.15. Zależność szczytowej fluencji i energii wiązki jonów generowanej laserem IR, VIS lub UV o energii 150 kJ od odległości od tarczy węglowej o grubości $6 \mu m$



Rys. 6.1.16. Impulsy synchrotronowego promieniowania gamma generowanego w trakcie akceleracji jonów laserem IR, VIS lub UV z tarczy węglowej o grubości $6 \mu m$ lub $12 \mu m$. $E_L = 150 kJ$



Rys. 6.1.17. Schematyczny obraz układu pomiarowego IEM w komorze lasera PALS: 1) sonda FD5C w pozycji 1; 2) sonda FD5C w pozycji 2; 3) sonda FD5C w pozycji 3; 4) wiązka lasera; 5) tarcza; 6) sonda indukcyjna do pomiaru prądu zwrotnego; 7) spektrometry elektronowe z magnesem stałym; 8) oscyloskop 6 GHz; 9) oscyloskop 3 GHz; 10) szafa Faradaya; 11) wysokiej jakości kable koncentryczne; 12) przepust próżniowy koncentryczny z izolowanym płaszczem; 13) przepust koncentryczny z uziemionym płaszczem; 14) kabel koncentryczny; 15) przepust próżniowy koncentryczny z uziemionym płaszczem; 16) kabel koncentryczny; 17) attenuatory.



Rys. 6.1.18. Stosunek sygnału z sondy FD5C ustawionej pionowo do góry w pozycji 1 do sygnału z sondy zaekranowanej, ustawionej w pozycji 2

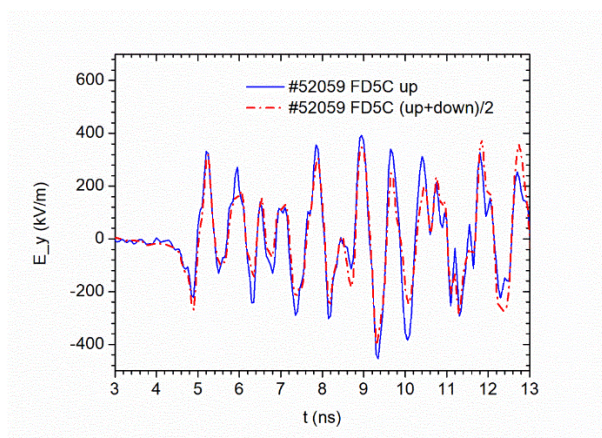
W następnym kroku przeprowadzono pomiary z dwiema sondami w pozycji 1, ustawionymi pionowo przeciwstawnie do siebie. Przy idealnym pomiarze wskazania obu sond powinny być takie same co do wartości bezwzględnej, ale przeciwnego znaku, co pozwala na ocenę jakości pomiaru. Okazało się, że w naszych pomiarach ta reguła była spełniona z dobrą dokładnością, co ilustruje Rys. 6.1.9. Wynik pomiaru natężenia pola elektrycznego przez sondę FD5C ustawioną pionowo do góry w pozycji 1 jest w dobrej zgodności z uśrednionym wynikiem pomiarów z dwóch sond skierowanych przeciwstawnie, co dowodzi, iż pomiar jest wiarygodny.

Widmo zarejestrowanych sygnałów ma szerokie maksimum w przedziale od 0.5 GHz do 2.4 GHz, z mniejszym lokalnym maksimum w okolicy 3.6 GHz, co pokazuje Rys. 6.1.20.

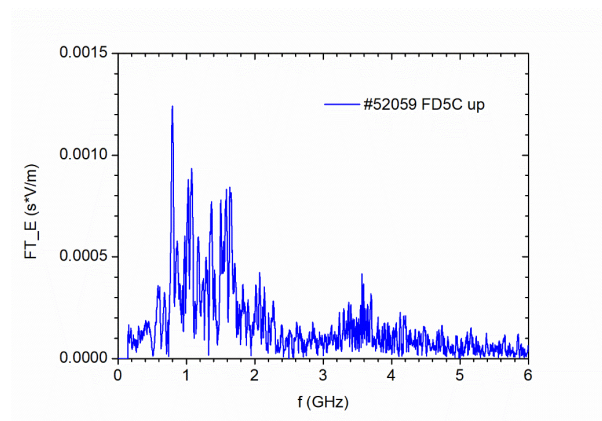
Maksymalne wartości składowej pionowej pola elektrycznego uzyskane w komorze układu PALS, zarejestrowane w pozycji 1 i pozycji 3 na zewnątrz komory eksperymentalnej są przedstawione na Rys. 6.1.21. Największa zarejestrowana wartość wewnątrz komory to ~ 620 kV/m, a na zewnątrz ~ 130 kV/m. Są to wartości duże, co ilustruje wagę problemu silnych IEM.

Interesujące jest porównanie widma IEM przedstawionego na **Error! Reference source not found.** z wynikami dotyczącymi prądu zwrotnego na PALS, dostępnymi w literaturze. Okazuje się, że widmo prądu zwrotnego ma bardzo małą składową powyżej 1 GHz. To może oznaczać, iż generacji silnych IEM w PALS i układach

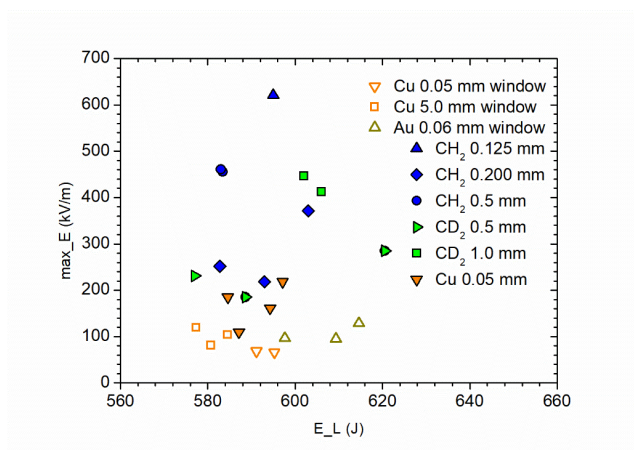
pokrewnych nie da się w pełni wytłumaczyć przepływem prądu zwrotnego i konieczne jest uwzględnienie innych mechanizmów.



Rys. 6.1.19. Porównanie wyniku pomiaru natężenia pola elektrycznego przez sondę FD5C ustawioną pionowo do góry w pozycji 1 z uśrednionym wynikiem pomiarów z dwóch sond skierowanych przeciwnie



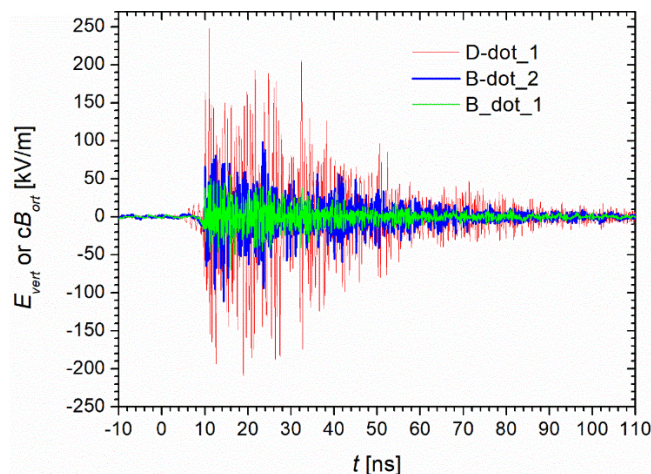
Rys. 6.1.20. Typowe widmo silnego IEM rejestrowanego w komorze lasera PALS



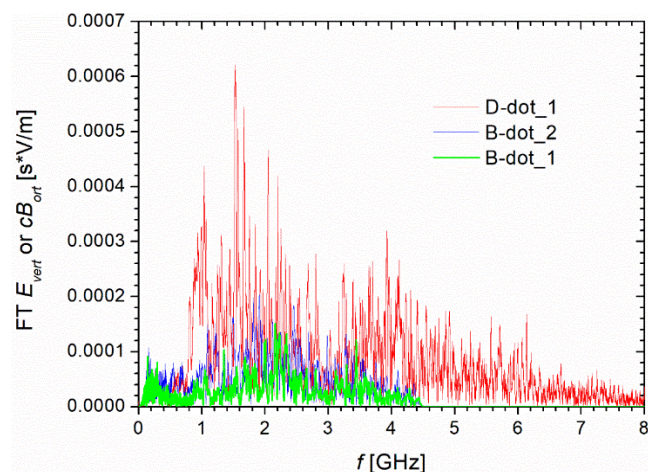
Rys. 6.1.21. Maksymalne wartości składowej pionowej pola elektrycznego w pozycjach 1 i 3, dla różnych parametrów tarczy, z zaznaczeniem faktycznej energii wiązki laserowej. Wartości uzyskane w pomiarach na zewnątrz komory eksperymentalnej są oznaczone otwartymi symbolami

Pomiary przeprowadzone w drugiej sesji miały na celu skonfrontowanie wyników uzyskiwanych przy użyciu sond D-dot Prodyn FD5C, rejestrowanych na oscyloskopie 8 GHz, z wynikami uzyskanymi przy użyciu sondy B-dot Prodyn RB230, rejestrowanymi na oscyloskopie 4 GHz. Na rys. 6.1.22 porównano wynik pomiaru

składowej pionowej natężenia pola elektrycznego w pozycji 1 z wynikiem pomiaru składowej tangencjalnej wektora indukcji magnetycznej, a na rys. 6.1.23 porównano widma obu przebiegów. Amplitudy sygnałów i widm dla pola elektrycznego i magnetycznego różnią się o czynnik $\sim 2-3$ (w idealnym przypadku fali płaskiej powinny być równe) co może wynikać z niejednorodności amplitud IEM wewnątrz komory, sondy B-dot były bowiem bliżej ścianek niż sondy D-dot, ale także silnych efektów bliskiego pola (odległość sondy od źródła impulsu nie jest dużo większa od długości fali). Wszystkie trzy przebiegi charakteryzuje jednak ten sam czas trwania i szerokopasmowy charakter widma, co w najogólniejszym sensie potwierdza wiarygodność pomiarów wykonywanych przy użyciu sond FD5C.



Rys. 6.1.22. Porównanie pomiarów składowej pionowej natężenia pola elektrycznego, zmierzonej przy użyciu sondy FD5C, oraz składowej poziomej pola magnetycznego, zmierzonej przy użyciu dwóch sond Prodyn RB230, umieszczonych w dwóch różnych punktach w komorze eksperymentalnej.



Rys. 6.1.23. Porównanie widm sygnałów przedstawionych na Rys. 6.1.22.

W trakcie tej sesji przeprowadzono także jednoczesny pomiar składowej pionowej i tangencjalnej natężenia pola elektrycznego w tym samym punkcie komory. Okazało się, iż wbrew naiwnemu obrazkowi składowa tangencjalna ma podobną wartość co składowa pionowa, co jest kolejną wskazówką, iż prąd neutralizacji może nie być dominującym źródłem IEM na laserze PALS.

W ramach badań na femtosekundowym laserze IFPiLM przeprowadzono analizę pomiarów indukcji pola magnetycznego przy użyciu sond Prodyn RB230 i RB270, w powiązaniu z pomiarami prądu zwrotnego do tarczy. Uzyskane wyniki są podstawą tworzonego modelu formowania i ewolucji silnych IEM w komorze lasera IFPiLM, co jest z kolei punktem wyjścia dla dalszych badań w IFPiLM, dotyczących kalibracji sond elektromagnetycznych i poszukiwania metod ograniczania emisji IEM w warunkach naświetlania tarcz laserowych impulsami o relatywistycznym natężeniu i czasie trwania rzędu 40 fs.

Główne wyniki badawcze

Zbadano, po raz pierwszy, własności wiązek jonów generowanych laserem IR, VIS lub UV w warunkach adekwatnych dla szybkiego zapłonu termojądrowej fuzji inercyjnej, zidentyfikowano warunki, w których

możliwe jest uzyskanie parametrów wiązki jonowej wymagane dla zapłonu paliwa oraz zademonstrowano generację niezwykle silnych impulsów synchrotronowego promieniowania gamma towarzyszącą akceleracji jonów.

Wykazano, iż oddziaływanie wiązki lasera sub-nanosekundowego o energii rzędu kJ z tarczą stałą powoduje emisję silnych IEM o amplitudach sięgających nawet 600 kV/m i widmie sięgającym powyżej 4 GHz. Jest to pierwszy pomiar podający konkretne wartości pól IEM w komorze eksperymentalnej lasera tej kategorii.

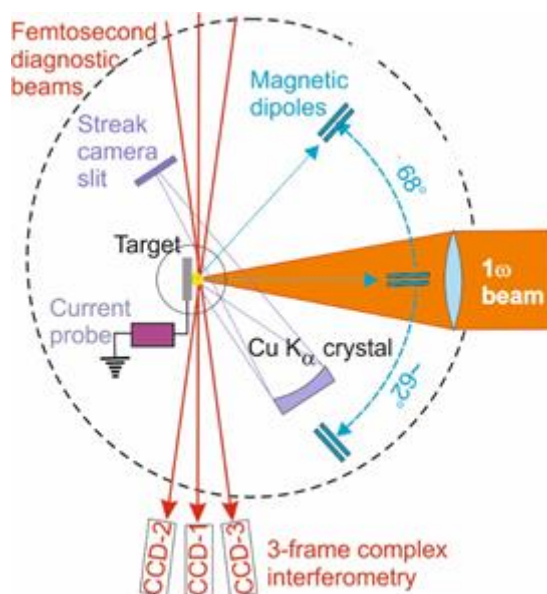
Wykazano również, wbrew wątpliwościom wyrażanym w literaturze, iż możliwe jest prowadzenie pomiarów silnych IEM w komorze eksperymentalnej lasera dużej mocy przy użyciu sond przewodzących typu D-dot.

Uzyskanie danych wskazujących, że prąd zwrotny do tarczy może nie być główną przyczyną emisji silnych IEM w układach typu PALS.

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

Generowanie gorących elektronów należy do najważniejszych efektów towarzyszących oddziaływania intensywnego impulsu laserowego z tarczami z ciała stałego lub gazowymi. Oprócz badań podstawowych, ukierunkowanych na badanie własności gorących elektronów, gorące elektrony (dalej HE) stanowią bardzo ważny czynnik w rozwoju alternatywnych schematów realizacji fuzji inercyjnej [D. Batani et al. Nucl. Fusion 59, 032012 (2019)], a w szczególności dotyczących koncepcji udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej (shock ignition-SI). Głównym celem tych badań jest poznanie mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialnych za transport energii promieniowania laserowego do fali uderzeniowej z udziałem HE, dla różnych warunków oświetlania i konstrukcji tarcz oraz zrozumienie roli HE (generowanych w wyniku różnych mechanizmów) w uzyskaniu wymaganego ciśnienia ablacyjnego (>300 MBar) fali uderzeniowej, do zapoczątkowania zapłonu termojądrowego. Sprawność czyli konwersja promieniowania laserowego na HE, ich widmo i propagacja w tarczach były przedmiotem wielu badań, również tych prowadzonych na PALS [G. Cristoforetti et al. High Power Laser Science and Engineering 7, e51 (2019); T. Pisarczyk et al. PPCF 62, 115020 (2020)] są wciąż przedmiotem intensywnych badań. Mimo to wiele aspektów wytwarzania i transportu HE w zimnej i zjonizowanej materii nie zostało dostatecznie wyjaśnionych.

Badania emisji gorących elektronów na eksperymencie PALS prowadzone są kompleksowo razem z innymi diagnostykami: optycznymi, spektroskopowymi oraz jonowymi. Rozmieszczenia poszczególnych diagnostyk w komorze eksperymentalnej przedstawia rys. 6.2.1.



Rys. 6.2.1. Rozmieszczenie diagnostyk w komorze eksperymentalnej PALS

Oprócz pomiarów $K\alpha$, wykorzystywana jest 3-kadrowa interferometria kompleksowa umożliwiająca pomiar rozkładów spontanicznych pól magnetycznych (SPM) oraz koncentracji elektronowej w plazmie ablacyjnej. Istotnym uzupełnieniem zestawu diagnostycznego są: (i) wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów do pomiaru kątowych widm elektronów, (ii) zestaw kolektorów jonowych do pomiarów rozkładów kątowych

emisji jonów oraz (iii) sonda prądowa do pomiaru prądu zwrotnego związanego z emisją elektronów mierzona za pomocą spektrometru magnetycznego.

Przedmiotem badań była plazma ablacyjna wytwarzanej z płaskich tarcz masywnych z Cu i dwuwarstwowych składających się z części masywnej z Cu pokrytej warstwą z plastiku. Tarcze oświetlane były 1-harmoniczną lasera jodowego PALS o intensywności do 10^{16}W/cm^2 , uzyskiwanej przy zogniskowaniu wiązki laserowej o energii około 500 J do minimalnego promienia 50 μm .

Uzyskane informacje o populacji i rozkładzie energii elektronów w obszarze oddziaływania materiałem tarczy z pomiarów Ka (Fig. 6.2.2), oraz kątowych rozkładach widm elektronów z pomiarów za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów (Fig. 6.2.3), w powiązaniu z rozkładami prądu w plazmie ablacyjnej (Fig. 6.2.4), uzyskanych z pomiarów za pomocą interferometrii kompleksowej, były podstawą do formułowania wniosków odnośnie retencji szybkich elektronów w plazmie ablacyjnej.

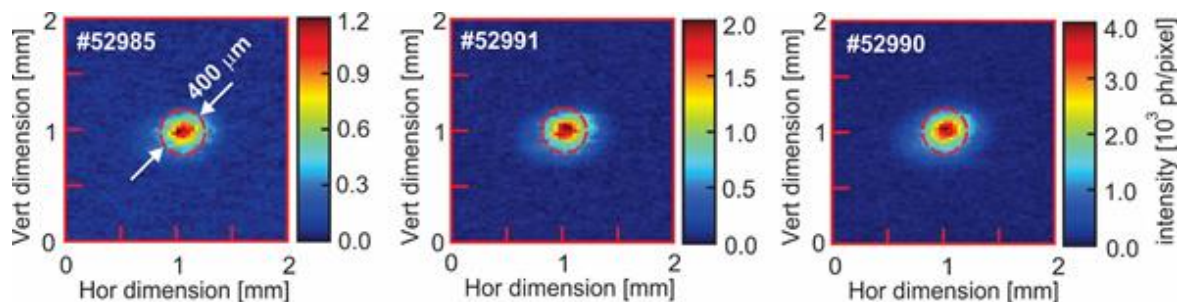


Fig.6.2.2. Wymiary obszaru emisji szybkich elektronów ilustrujące ich oddziaływanie z materiałem tarczy uzyskane na podstawie pomiarów 2D-zobrazowania emisji linii Ka miedzi, dla strzałów odpowiadających rozkładom prądu z rys. 6.2.4.

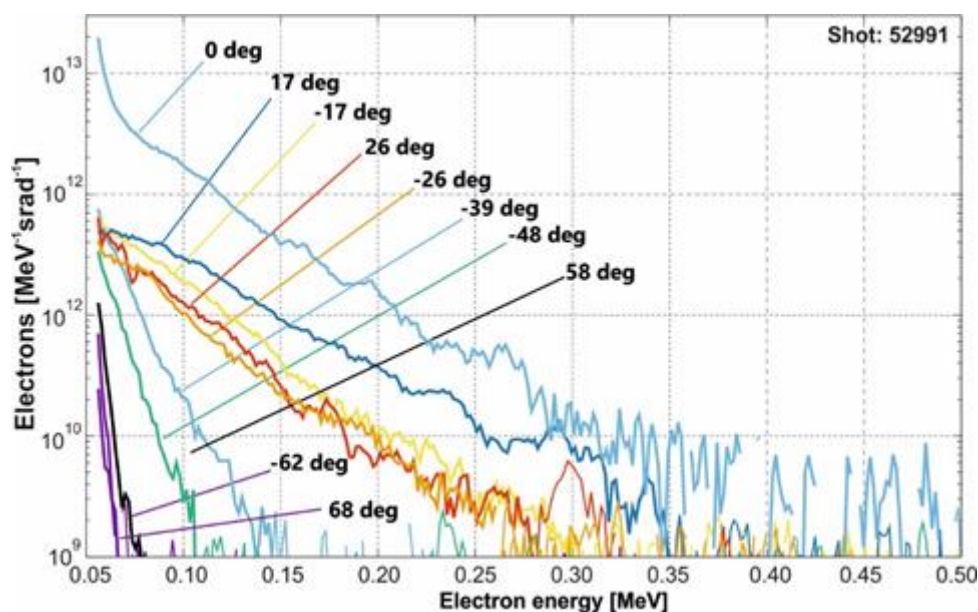


Fig. 6.2.3. Widma energii elektronów emitowanych pod różnymi kątami względem normalnej do powierzchni tarczy uzyskane na podstawie pomiarów za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów

Wyniki trzech różnorodnych metod diagnostycznych stosowanych do charakteryzacji gorących elektronów, a mianowicie: (1) dwuwymiarowego (2D) zobrazowania emisji Ka, (2) trzy-kadrowej interferometrii kompleksowej oraz (3) wielokanałowych pomiarów emisji elektronów za pomocą magnetycznego spektrometru elektronów, były przedmiotem interpretacji w oparciu o jednowymiarowy model PIC za proponowany w pracach A.V. Gurevich, et al. J. Expt. and Theoret. Phys. 49, 647 (1966) i P. Mora, Phys. Rev. Lett. 90, 18500 (2003).

Wyjaśnienie w oparciu o model wyraźnej różnicy między liczbą gorących elektronów w ekspandującej plazmie wynikającą z diagnostyk: optycznej i 2D zobrazowania emisji Ka, a liczbą gorących elektronów rejestrowanych poza obszarem plazmy ablacyjnej za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego potwierdziło, że emisja elektronów w kierunku od tarczy jest silnie tłumiona przez potencjał elektrostatyczny ekspandującej plazmy. Z tego powodu tylko około 1 % całej populacji elektronów zawartych w plazmie, których energia

przewyższa barierę potencjału opuszcza obszar plazmy ablacyjnej, natomiast pozostała część jest zawracana w kierunku do tarczy. Te informacje są ważne z punktu widzenia różnych aplikacji plazm laserowej, a w szczególności w zastosowaniu do ICF oraz optycznych generatorów pola magnetycznego. Uzyskane dane eksperymentalne definiują warunki teoretycznego modelowania przestrzenno-czasowych rozkładów gorących elektronów, które są kluczowe dla realizacji tych zastosowań. Szczegóły zrealizowanych badań zostały opublikowane w pracy T. Pisarczyk et al. "Hot electron retention in laser plasma created under terawatt subnanosecond irradiation of Cu targets", PPCF 62, 115020 (2020).

Nowym obszarem kompleksowych badań realizowanych na eksperymencie PALS w 2020r. było uzyskanie informacji o emisji gorących elektronów z rozwinięciem czasowym. Aby osiągnąć ten cel, zastosowano dobrze przetestowany system diagnostyczny oparty na zasadzie czasowego rozwinięcia zobrazowania emisji Cu K α powstałej w wyniku interakcji wiązki gorących elektronów z masywnymi tarczami miedzianymi.

Emisję promieniowania rentgenowskiego obserwowano pod kątem $\psi = 56,8 \pm 0,5^\circ$ od powierzchni celu. W przeciwieństwie do poprzednich eksperymentów, sygnał był rejestrowany za pomocą kamery Hamamatsu High Dynamic Range X-ray Streak Camera (XSC) czulej na 3-harmoniczną promieniowania laserowego (3ω PALS). Aby zsynchronizować czasowo emisję K α z impulsem laserowym 1-harmonicznej (1ω), w część promieniowania 1ω została oddzielona od głównej wiązki i przekonwertowana na sygnał 3ω , który został dostarczony światłowodem do szczeliny wejściowej XSC. W ten sposób sygnał ten był czasowo powiązany z maksimum światła laserowego 1ω padającego na tarczę, zapewniając wiarygodny punkt odniesienia dla pomiaru opóźnienia czasowego między emisją Cu K α indukowaną przez HE a padaniem lasera głównego na tarczę, rys. 6.2.5.

Przedmiotem pomiarów z rozdzielczością czasową była emisja gorących elektronów, przy oświetleniu promieniowaniem 1-harmonicznej lasera jodowego PALS z masywnych tarcz z Cu oraz dwuwarstwowych (masywnych z Cu pokrytych różnymi warstwami z plastiku).

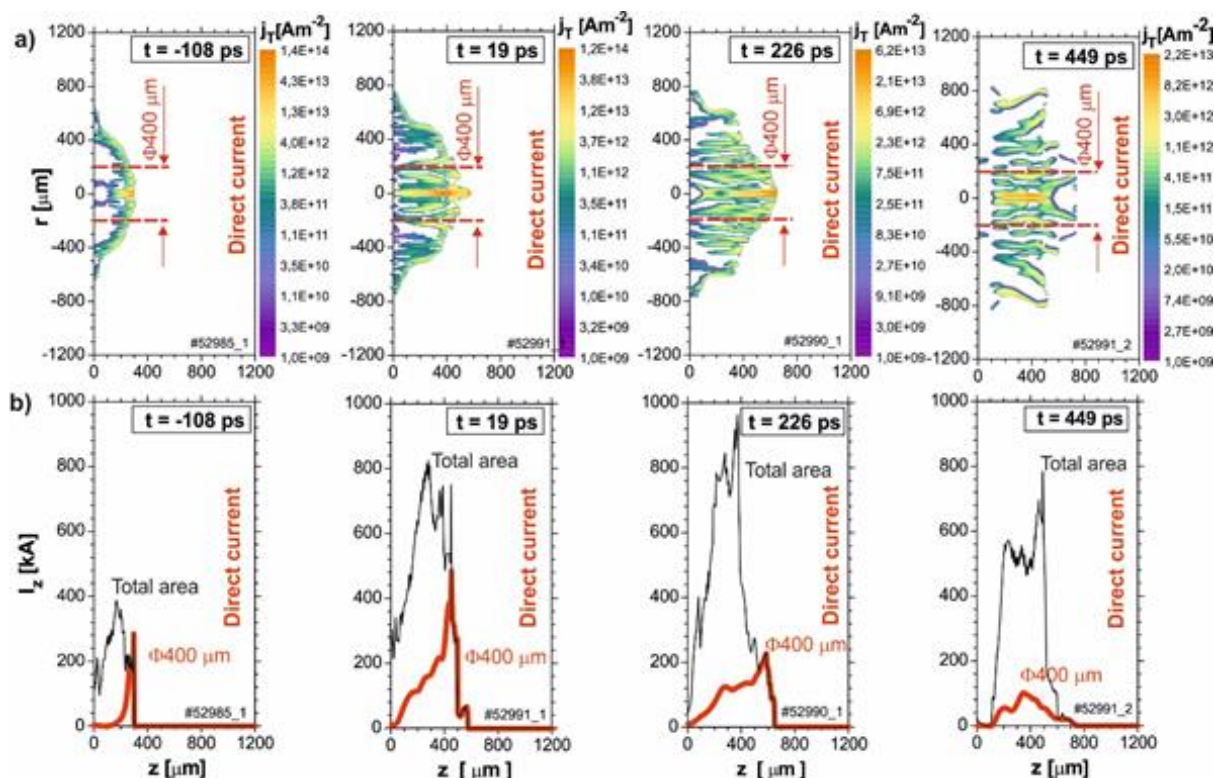
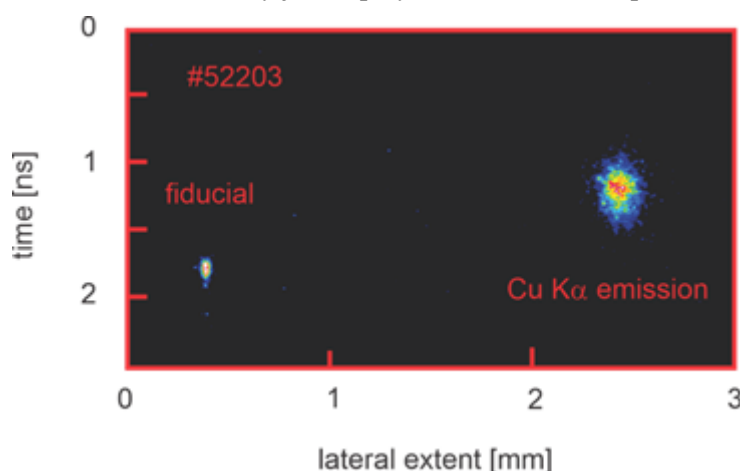


Fig. 6.2.4. Rozkłady gęstości prądu w różnych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej odpowiadające elektronom emitowanym w kierunku od tarczy (a), oraz odpowiadający im zintegrowany prąd płynący w kierunku do tarczy, obliczony na podstawie rozkładów pola magnetycznego z pomiarów. Centralny obszar o średnicy $\Phi = 400 \mu\text{m}$ koresponduje z obszarem emisji K α na rys. 6.2.2.

Powiększony obraz obszaru emitującego Cu K α był rzutowany na szczelinę wejściową (o szerokości $80 \mu\text{m}$) XSC, i rejestrowany następnie za pomocą optycznie sprzężonej kamery CCD o rozdzielczości 1392×1040 pikseli co zapewnia rozdzielczość przestrzenną $3,92 \mu\text{m}$ wzdłuż powierzchni tarczy (biorąc pod uwagę powiększenie

obrazu i korektę kąta obserwacji) oraz rozdzielczość 5,35 ps na osi czasowej. Czasowe okno rozmazania sygnału spowodowane skończoną szerokością szczeliny jest w przybliżeniu równe 33 ps.



Rys. 6.2.5. Przykład zapisu z kamery rentgenowskiej charakteryzującej ewolucję generacji HE na masywnym tarczy z Cu. Przestrzenny zasięg i czas trwania działania HE jest wizualizowany poprzez obrazowanie emisji Cu K α z powierzchni tarczy, a jej opóźnienie względem maksimum wiązki laserowej jest określone z położenia punktu odniesienia światła 3 ω padającego na szczelinę kamery

Wybrane przykłady zarejestrowanej czasowej emisji sygnałów K α z tarcz jedno i dwuwarstwowych przedstawiono na rys. 6.2.6.

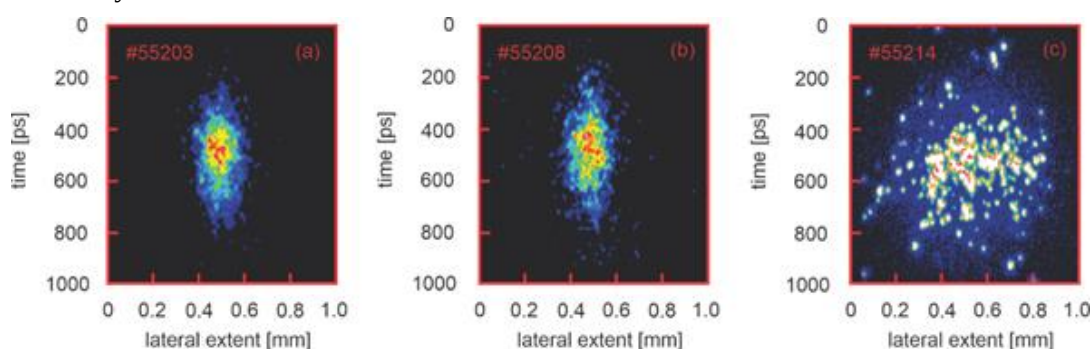
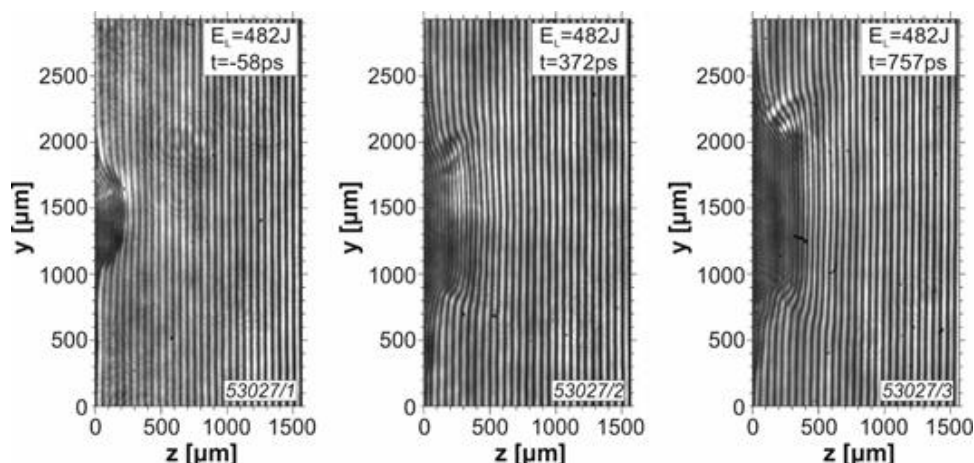


Fig. 6.2.6. Przestrzenno-czasowe obrazy emisji Cu K α z tarcz z Cu: (a) masywnych, (b) o grubości 50 μm oraz (c) masywnych z Cu porytych warstwą CH.

Tarcze oświetlane były pojedynczą wiązką 1-harmonicznej lasera jodowego PALS energii około 530 J i czasie trwania impulsu 350 ± 20 ps. We wszystkich przypadkach czas trwania FWHM produkcji HE jest znacznie krótszy niż długość impulsu laserowego. W przypadku tarcz z Cu niepokrytych warstwą plastiku, rys. 6.2.6a i rys. 6.2.6b, czas trwania emisji HE (FWHM) wynosi około 256 ps, jego maksymalne opóźnienie względem impulsu lasera osiąga wartość 165 ps, a zasięg przestrzenny FWHM jest około 134 μm . Dla tarcz z Cu pokrytych warstwą plastiku o grubości 50 μm , rys. 6.2.6c, wyżej wymienione parametry są bardzo podobne (274 ps, 143 ps i 135 μm). Zasięg przestrzenny HE mierzony zarówno dla tarczy z Cu jak i pokrytej plastikiem o grubości 50 μm jest nieco większy niż szerokość FWHM lokalnej plamki lasera na powierzchni tarczy (~ 100 μm), a jego wzrost można przypisać zależnemu od energii zakresowi hamownia elektronów wewnątrz zimnego podłoża miedzianego. Jednakże dla tarcz z Cu pokrytych plastikiem o grubości 100 μm , parametry emisji K α są znacząco różne. Czas trwania emisji HE wydłuża się do około 173 ps, co w konsekwencji powoduje kilkukrotne zwiększenie zasięgu przestrzennego do wartości 418 μm . Znacznie większy zasięg przestrzenny emisji HE stwierdzony w tarczach miedzianych pokrytych plastikiem o grubości 100 μm może wskazywać na ograniczoną kolimację elektronów przenoszonych przez tworzywo sztuczne. Trafność tego wniosku jest jednak ograniczona przez słabe statystyki wykonanych strzałów (liczba dostępnych tarcz powlekanych tworzywem sztucznym była ograniczona - w sumie zrealizowanych zostało tylko 6 udanych strzałów).

Aby powiązać parametry czasowej emisji HE uzyskane z pomiarów K α z rozkładami prądu związanymi z przepływem elektronów w plazmie ablacyjnej, wykorzystywana była trzy-kadrowa interferometria kompleksowa, rys. 6.2.1. Przykładowa sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca ekspansję plazmy ablacyjnej w

różnych chwilach, w przypadku oświetlenia tarczy masywnej z Cu pokrytej warstwą z plastiku o grubości 50 μm wiązką laserową 1-harmoniczną, przedstawiona jest rys. 6.2.7.



Rys. 6.2.7. Przykładowe sekwencja interferogramów ilustrująca plazmę ablacyjną w charakterystycznych chwilach ekspansji w przypadku oświetlenia tarczy dwuwarstwowej (składającej się z części masywnej Cu pokrytej warstwą plastiku o grubości 50 μm), wiązką laserową 1-harmoniczną lasera jodowego PALS.

Jak wynika z rys. 6.2.7, na wszystkich interferogramach widoczny jest efekt Faraday'a w górnej jego połowie. Biorąc pod uwagę kierunek wstępnego skręcenia polaryzatora analizującego w polaro-interferometrze przy rejestracji, który jest przeciwny do ruchu wskazówek zegara oraz kierunek sondowania plazmy w eksperymencie, taka asymetria definiuje azymutalną symetrię pola magnetycznego w plazmie oraz kierunek prądu prostopadły do tarczy związany z ruchem elektronów w plazmie ablacyjnej w kierunku przeciwnym. A zatem uzyskanie informacji o przestrzenno-czasowych rozkładach pola magnetycznego jest kluczowe dla interpretacji pomiarów czasowych emisji $K\alpha$. Oczekuje się więc, że uzyskanie na podstawie rozkładów pola magnetycznego informacji o rozkładach gęstości prądu związanego z ruchem elektronów w różnych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej pozwoli powiązać te rozkłady z czasową emisją HE z pomiarów $K\alpha$, co będzie kluczowe do formułowania wniosków końcowych odnośnie emisji HE z tarcz dwuwarstwowych.

Analiza ilościowa wyników badań uzyskanych za pomocą wielokadrowej interferometrii kompleksowych będzie kontynuowana w 2021. Wsparciem dla interpretacji uzyskanych wyników badań będą również pomiary emisji elektronów za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego oraz pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej.

Główne wyniki badawcze

Efektom realizacji było zrealizowanie kompleksowych pomiarów emisji elektronów z plazmy ablacyjnej wytwarzanej przy oświetleniu promieniowaniem 1-harmoniczną lasera jodowego PALS o intensywności powyżej 10^{16} W/cm^2 , płaskich tarcz jednowarstwowych z Cu oraz dwuwarstwowych składających się z warstw z Cu oraz plastiku o różnej grubości. Osiągnięciem o charakterze technicznym jest kompleksowość pomiarów polegająca na połączeniu danych uzyskanych z dwóch głównych diagnostyk: pomiarów rozkładu przestrzennego emisji gorących elektronów za pomocą 2D zobrazowania linii $K\alpha$ z Cu oraz wielokadrowej interferometrii kompleksowej pozwalającej uzyskać informacje o przestrzenno-czasowych rozkładach spontanicznych pól magnetycznej i rozkładach prądu w plazmie ablacyjnej, związanych z emisją elektronów rejestrowaną za pomocą diagnostyki $K\alpha$ oraz innych diagnostyk stanowiących uzupełnienie zestawu diagnostycznego pokazanych na rys. 1. Dzięki kompleksowym pomiarom został zweryfikowany dotychczasowy obraz retencji gorących elektronów w plazmie ablacyjnej istotny z punktu widzenia potencjalnych aplikacji plazmy laserowej. Nowe informacje o emisji HE uzyskano podejmując próbę zrealizowania pomiarów emisji $K\alpha$ w reżimie czasowym, co pozwoliło uzyskać dane o czasie trwania sygnału $K\alpha$ i czasowych relacjach tego sygnału w odniesieniu do profilu czasowego impulsu oświetlającego tarczę, które są niemiernie istotne dla identyfikacji mechanizmów generacji frakcji szybkich elektronów, które są odpowiedzialne za absorpcję i transport energii promieniowania laserowego do tarczy z ich udziałem.