

1 Program EUROfusion

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

Kierownik zadania: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPS1: Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns oraz WPSA: "Preparation of exploitation of JT-60SA"

1) Opis:

1.1. Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora W7-X

Osoba kontaktowa: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS1: Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns

W roku 2019 w IPP w Niemczech, gdzie znajduje się stellarator W7-X, przeprowadzono procedurę przetargową na wykonanie pierwszej z dwóch komór próżniowych dla spektrometru „C/O Monitor”. Główną komorę dostarczono do IPP w Greifswaldzie (Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald), gdzie przeprowadzono jej wstępne pomiary geometryczne oraz testy złożeniowe poszczególnych komponentów. Część elementów (takich jak kolimator, uchwyty elementów dyspersyjnych, czy ramiona wyjściowe) wyprodukowane zostały w warsztacie IPP. Dodatkowo dokonano wyboru producenta napędów piezoelektrycznych (dwóch rotacyjnych oraz dwóch liniowych firmy Smar-act), a także kamer CCD (firmy Greateyes).

Następnie przeprowadzono procedurę testową dostarczonej komory próżniowej.

W trakcie trwania kampanii eksperymentalnej OP1.2b na stellaratorze Wendelstein 7-X (W7-X) uruchomiona została diagnostyka TESPEL (Tracer Encapsulated Solid Pellet), której zadaniem było kontrolowane wprowadzanie zanieczyszczeń do plazmy, w celu dokładniejszego zbadania transportu zanieczyszczeń w plazmie. Analizie poddane zostały takie pierwiastki jak miedź (Cu), wolfram (W), żelazo (Fe), wanad (V), mangan (Mn) oraz nikiel (Ni). Dla każdego z tych pierwiastków helo-podobne linie obserwowane są przez system PHA. Zarejestrowane widma zostały następnie poddane szczegółowej analizie w celu znalezienia zależności zachowania różnych elementów od parametrów plazmy. Zbadano również wpływ boronizacji ściany urządzenia W7-X na ilość obserwowanych w plazmie zanieczyszczeń. Ponadto, na podstawie obserwacji ilości rejestrowanych kwantów promieniowania, w szczególności w 3 kanale PHA, obliczono, a następnie wykonano kolimator o odpowiedniej średnicy, którego celem jest zminimalizowanie efektu tzw. pile-upu i rejestracje jak największej liczby fotonów. W 2019 r. przeprowadzono również testy diagnostyki PHA w nowej konfiguracji z zastosowaniem kolimatora na 3 kanale.

Dane gromadzone za pomocą diagnostyki PHA wymagają specjalnego przetwarzania. Na podstawie tych danych można uzyskać wiele przydatnych informacji na temat plazmy i występujących w niej zjawisk. Punktem wyjściowym wszystkich rozważań jest kwestia prawidłowej symulacji widm rentgenowskich w celu ich porównania z widmami rejestrowanymi przez PHA. W 2019 r. przeprowadzono pewne prace i przeprowadzono kilka operacji w celu poprawy wydajności kodu numerycznego do symulacji widm PHA oraz rozszerzenia możliwości interpretacji danych poprzez opracowanie i wstępne przetestowanie specjalnego kodu do obliczania transportu jonów zanieczyszczeń.

W lutym 2019 roku przeprowadzono analizę danych spektroskopowych uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnej na heliotronie LHD (Large Helical Device, NIFS, Japonia). Naukowcy z IFPiLM w ramach kolaboracji z instytutem NIFS w Japonii, przeprowadzili analizę transportu zanieczyszczeń (argonu) w plazmie zarówno wodorowej jak i deuterowej i szczegółowemu ich porównaniu. W szczególności skupiono się na akumulacji zanieczyszczeń w plazmie, której objawem jest nagły wzrost intensywności jonu danego zanieczyszczenia, co powoduje niekontrolowany wzrost gęstości elektronowej i mocy promieniowania.

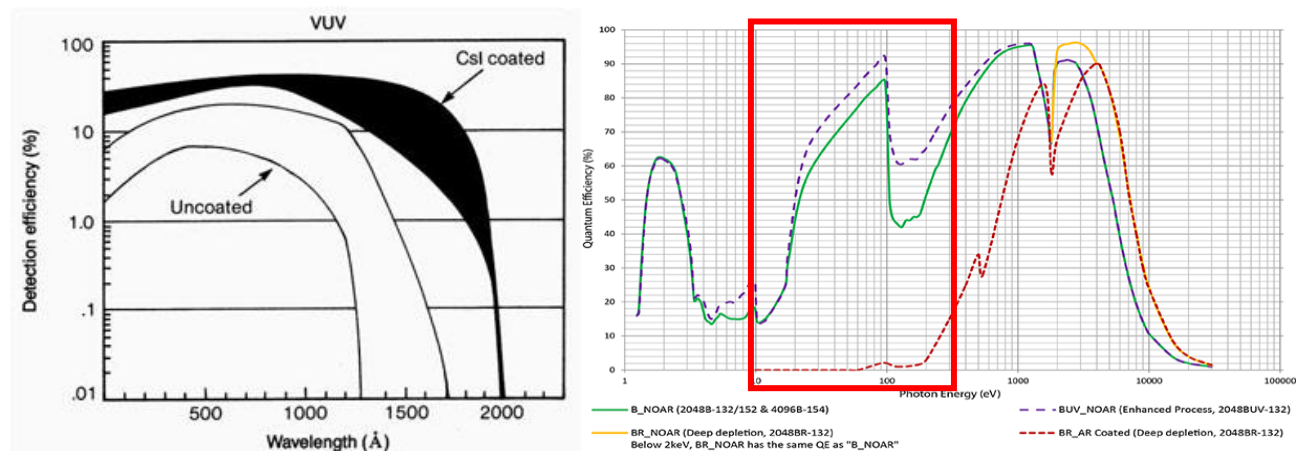
1.2. Rozwój diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA

Osoba kontaktowa: M. Chernyshova, maryna.chernyshova@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: "Preparation of exploitation of JT-60SA" dotyczącym "Design and procurement of the divertor VUV spectrometer for JT-60SA"

W roku 2019 grupa naukowców z IFPiLM uczestniczyła w projekcie EUROfusion WPSA, dotyczącym projektu 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 opracowanie koncepcji spektrometru na promieniowanie w zakresie VUV dla monitorowania promieniowania z dywertora tokamaka JT-60SA zlokalizowanego w Japonii. Głównym zadaniem grupy naukowców z IFPiLM było przygotowanie koncepcji systemu pompującego dla uzyskania odpowiedniej próżni w komorze spektrometru oraz rozpoczęcie doboru detektora do rejestracji kwantów promieniowania na końcu optycznego układu spektrometru. Prace dotyczyły również uczestniczenia w opracowaniu generalnej koncepcji spektrometru, rozeznania co do istniejących detektorów w wybranym zakresie fotonów, wyboru odpowiedniej konstrukcji i parametrów detektora. Grupa uczestniczyła w licznych dyskusjach dotyczących projektowania spektrometru oraz w oszacowaniu niezbędnej wydajności układu próżniowego spełniającego wymagania w odniesieniu do warunków pracy na tokamaku JT-60SA, jak również doborze odpowiednich elementów układu. Tak na przykład, dyskusja co do odpowiedniego doboru mierzalnego zakresu długości fali oparta była o znalezienie kompromisu pomiędzy zdolnością aparaturową rejestracji promieniowania o odpowiedniej energii oraz uzyskaniem niezbędnej informacji przy rejestracji poszczególnych linii promieniowania jonów z plazmy. Rozpatrzono następujące zakresy długości fal: 130–400 Å i 360–1260 Å z intensywną linią 384,1 Å jonu C IV mieszczącą się w zakresie nakładania się obszarów lub 130–480 Å i 440–1260 Å, w tym linię C III przy 459.6 Å mieszczącą się w obu zakresach. Istotne jest, aby linia Lyman- α D I przy 1215.3 Å trafiała w zakres rejestracji oraz to, by rozszerzenie zakresu do 1260 Å pozwoliło na obserwację dubletu N V przy 1238.8/1242.8 Å. Należało również wziąć pod uwagę rozszerzenie zakresu krótkich fal do 100 Å, żeby obserwować też różne linie metali. Jednym z czynników decydujących o zakresie długości fali jest rozdzielczość spektralna, która może być osiągnięta dzięki różnym opcjom. Rozszerzenie zakresu długości fali do 100 Å zmniejsza rozdzielczość widmową widma o krótkiej długości fali tylko o ~10%, a zatem jest preferowaną opcją ze względu na dodatkowe informacje, które można uzyskać poprzez monitorowanie linii metali. Poniżej 100 Å oczekuje się, że czułość spektrometru gwałtownie spadnie i dlatego układ nie będzie miał korzyści z dostępu do krótszych fal.

W ramach tych zadań naukowcy z IFPiLM mieli liczne dyskusje z przedstawicielami firm specjalizujących się w produkcji odpowiednich urządzeń. Tak na przykład, jeszcze przed ustaleniem ostatecznego zakresu długości fal oraz konfiguracji elementów dyspersyjnych, przeprowadzono rozeznanie dotyczące dostępnych detektorów promieniowania VUV. Wzięto pod uwagę detektory MCP (MicroChannelPlate), które wymagają dosyć wysokiej próżni 10⁻⁵ Tr (przy wyższym ciśnieniu detektor zostałby trwale uszkodzony) do wytworzenia w komorze spektrometru, jak i detektory CCD (Rys. 1.2.1).



Rys. 1.2.1. Charakterystyka wydajności detektorów MCP oraz CCD

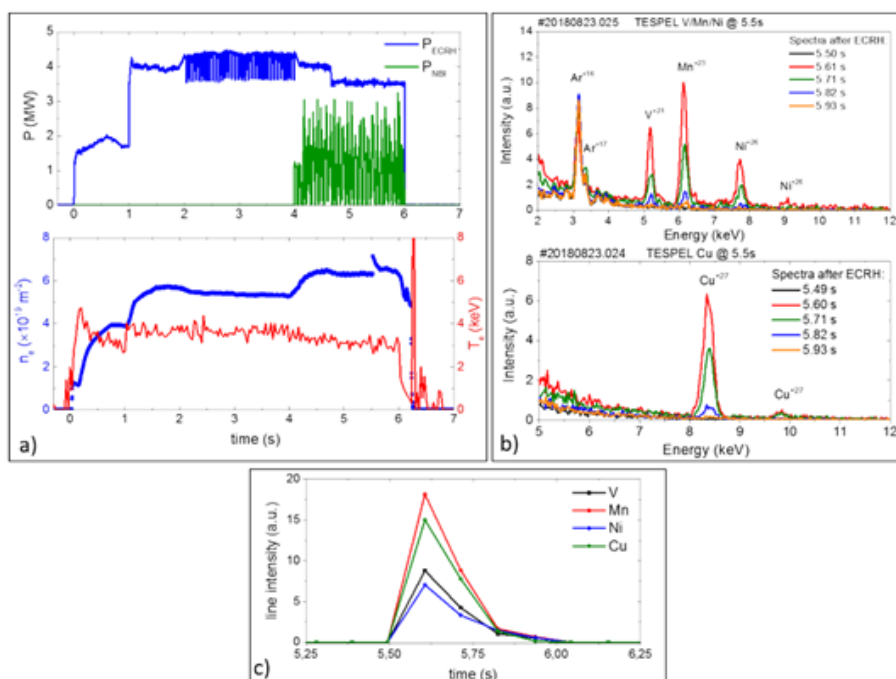
2) wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

a) rozwiązanie problemu naukowego,

1.1. Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora W7-X

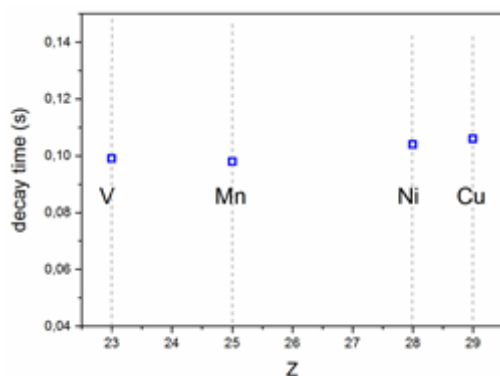
Badanie zachowania zanieczyszczeń (ich transportu) w plazmie stellaratora W7-X ma istotne znaczenie dla zrozumienia procesów zachodzących w tym urządzeniu jak również dla optymalizacji jego pracy. W tym celu diagnostyki spektroskopowe mają istotne znaczenie, ponieważ mogą dostarczyć informacje o zachowaniu się poszczególnych elementów w trakcie wyładowania. Diagnostyka PHA jest systemem, który rejestruje widmo w szerokim zakresie energetycznym, a więc umożliwia badanie różnych zanieczyszczeń dokładnie w tych samych warunkach eksperymentalnych (poprzez obserwacje linii spektralnych).

Rysunek 1.1.1a) przedstawia przykład warunków eksperymentalnych wyładowania, w trakcie którego wstrzyknięto zanieczyszczenia przy użyciu TESPELa. Na rysunku 1.1.1b). przedstawiono widma zarejestrowane w trakcie wyładowania, podczas którego wstrzyknięto kapsułkę z trzema pierwiastkami (V, Mn oraz Ni) a także kapsułkę z miedzią (Cu). We wszystkich przypadkach linie te były wyraźnie widoczne za pomocą systemu PHA. Wstrzyknięcie trzech pierwiastków w jednej kapsułce pozwoliło zbadać zachowanie zanieczyszczeń o różnych liczbach atomowych w plazmie o identycznych parametrach. Na rysunku 1.1.1c) przedstawiono przebiegi czasowe analizowanych linii widmowych prezentowanych na rysunku 1.1.1b).



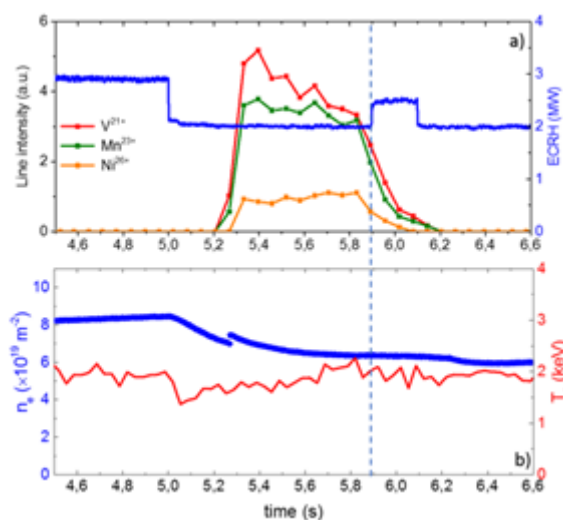
Rys. 1.1.1. (a) Przebiegi czasowe grzania ECRH oraz NBI (wyższy), gęstość oraz temperatura elektronowa (niższy) opisywanego wyładowania W7-X z TESPELEM wstrzykniętym w 5,5 s; (b) Widma PHA uzyskane podczas wstrzyknięcia kapsułki TESPEL zawierającej 3 elementy V/Mn/Ni (wyższy) oraz Cu (niższy); (c) przebiegi czasowe intensywności linii widmowych obserwowanych przez system PHA.

Na rysunku 1.1.2 przedstawiono obserwowany czas zaniku wstrzykniętych zanieczyszczeń w zależności od liczby atomowej pierwiastka Z. Na podstawie 4 punktów eksperymentalnych trudno jest znaleźć w tym przypadku jakąś zależność, co może sugerować turbulentny transport zanieczyszczeń w plazmie (transport neoklasyczny wykazuje zależność czasu zaniku od Z, czas ten maleje z Z). Jednak, aby jednoznacznie potwierdzić tę hipotezę, konieczne jest przeprowadzenie głębszych analiz i symulacji numerycznych. Warto dodać, że wstrzykiwane kapsułki TESPELa zawierały również Si i W, jednak obserwowane linie w widmie PHA nie były He-podobne, tak więc nie zostały uwzględnione w tej analizie.



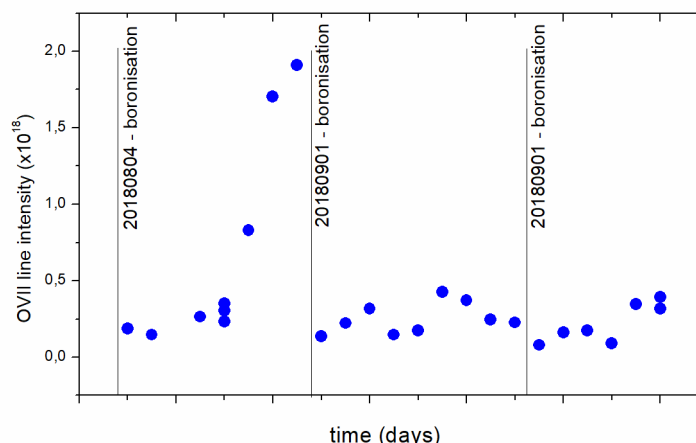
Rys. 1.1.2. Czas zaniku w zależności od liczby atomowej (Z) pierwiastka podczas eksperymentu z TESPElem.

Rysunek 1.1.3 przedstawia przykładowe wyładowanie, w trakcie którego wstrzyknięty został potrójny TESPEL. Długi czas zaniku linii K_α omawianych zanieczyszczeń był również obserwowany w trakcie wyładowania, podczas którego użyto 3MW mocy grzania ECRH, natomiast liniowo zintegrowana gęstość elektronowa wynosiła $7 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Przypadek ten pokazuje szybką zmianę czasowego zachowania się linii K_α spowodowaną prawdopodobnie wzrostem mocy grzania ECRH do 4MW. W efekcie jej dalszej redukcji do pierwotnego poziomu 3MW (5s) temperatura elektronowa stopniowo rosła z poziomu 1.5 do 2.2 keV w 5.8 s. Wzrost temperatury w tym przedziale czasowym wpłynął również na wzrost sygnału linii V, M oraz Ni powodując ich dłuższy czas zaniku. W celu określenia przyczyny tej nagłej zmiany w zachowaniu się emisji linii K_α konieczne jest przeprowadzenie dodatkowych dokładniejszych analiz, szczególnie biorąc pod uwagę fakt, że nie zaobserwowano żadnych zmian w gęstości elektronowej (rys. 1.1.3b).



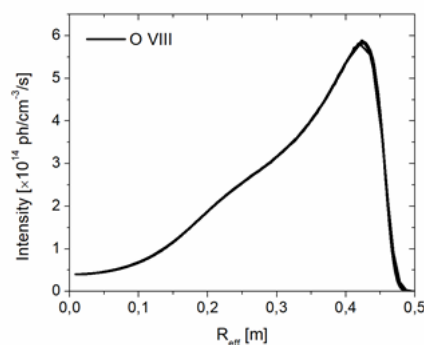
Rys. 1.1.3. (a). Ewolucja czasowa wodoropodobnego jonu wanadu, manganu oraz niklu zarejestrowana przez system PHA w odniesieniu do przebiegu grzania ECRH; (b) liniowo zintegrowana gęstość elektronowa oraz temperatura wyładowania 20180919.043 przeprowadzonego podczas kampanii eksperymentalnej na W7-X. Przerywaną linią zaznaczono wzrost mocy grzania ECRH.

Analizy zarejestrowanych podczas kampanii eksperymentalnych widm PHA pokazały wpływ boronizacji na jakość plazmy. Rysunek 1.1.4. przedstawia zmiany natężenia w czasie całej kampanii eksperymentalnej OP1.2b linii tlenu. Widać, że intensywność, a więc i obecność tlenu malała po zastosowaniu boronizacji ścian wewnętrznych stellaratora, co zresztą było oczekiwane.



Rys. 1.1.4. Zmiany intensywności linii OVII dla wybranych wyładowań w czasie kampanii eksperymentalnej OP1.2b na W7-X.

Kolejną aktywnością naukową w 2019 r. w ramach niniejszego zadania było stworzenie kodu numerycznego pozwalającego na oszacowanie ilości docierających kwantów promieniowania linii spektralnej tlenu (O VIII) do powierzchni czynnej detektora. Celem niniejszej pracy było określenie wymaganej przepustowości detektora dla diagnostyki CO monitor dla W7-X, a także oszacowanie obszaru, z którego przeważała będzie emisja danej linii spektralnej (rys. 1.1.5.).

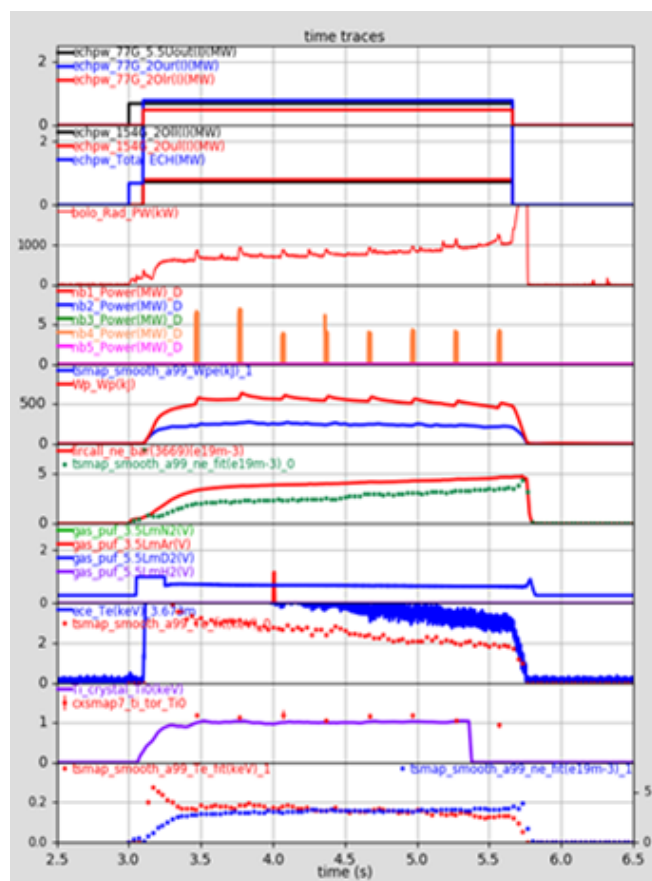


Rys. 1.1.5. Lokalna wartość emisyjności dla linii O VIII w funkcji R_{eff} .

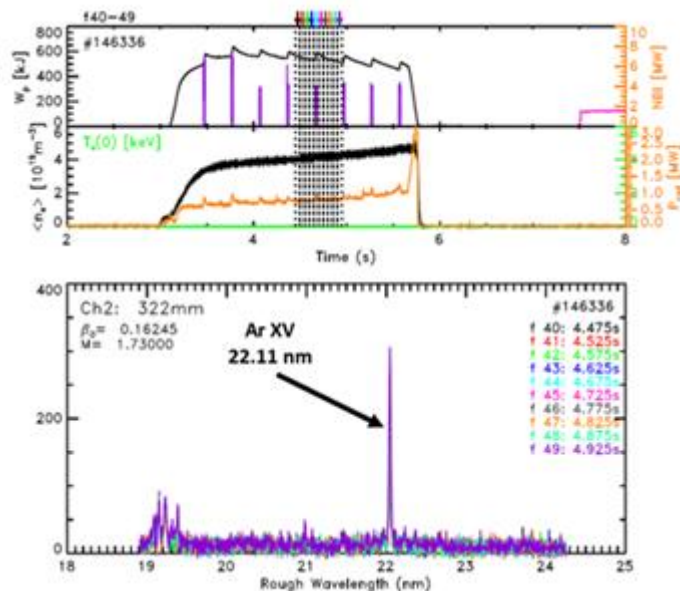
Wyniki niniejszej pracy zaprezentowane zostały na konferencji „PLASMA-2019” w Opolu, natomiast publikacja jest obecnie w druku.

Na początku 2019 roku przeprowadzono analizę danych spektroskopowych uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnej na stellaratorze LHD (Large Helical Device, NIFS, Japonia). Naukowcy z IFPiLM w ramach kolaboracji z instytutem NIFS w Japonii, przeprowadzili analizę transportu zanieczyszczeń (argonu) w plazmie zarówno wodorowej jak i deuterowej i szczegółowemu ich porównaniu. W szczególności skupiono się na akumulacji zanieczyszczeń w plazmie, której objawem jest nagły wzrost intensywności jonu danego zanieczyszczenia, co powoduje niekontrolowany wzrost gęstości elektronowej i mocy promieniowania.

Dane eksperymentalne dostarczone były przez spektrometr SOXMOS, mierzący widmo w zakresie długości fal 2 – 130 nm z rozdzielczością czasową 50 ms i długości fali 0.01 nm. Powiązano je również z informacjami dostarczonymi przez diagnostykę Thomson Scattering w celu powiązania gęstości oraz temperatur elektronowych z zachowaniem poszczególnych zanieczyszczeń w plazmie wodorowej i deuterowej. Na rysunkach 1.1.6 oraz 1.1.7 przedstawiono przykładowy przebieg czasowy podstawowych parametrów plazmy oraz linii Argonu XV w kolejnych ramkach czasowych.



Rys. 1.1.6. Przebiegi czasowe podstawowych parametrów plazmy deuterowej dla wyladowania 146336 w LHD.

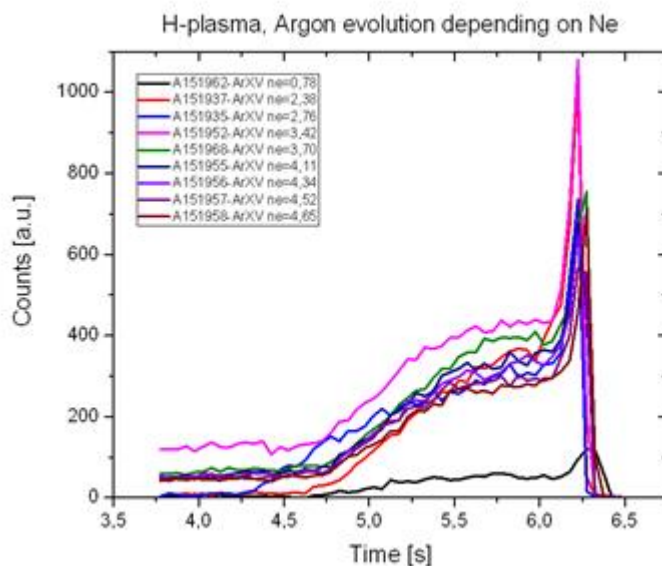


Rys. 1.1.7. Przykładowy schemat grzania plazmy ECH wraz z widmem energetycznym obejmującym linię Ar XV dla różnych ramek czasowych wyladowania 146366 (4.475 – 4.925 s) – plazma deuterowa.

Głównym przedmiotem była linia Argonu XV o długości fali $\lambda=22,11$ nm. Eksperymenty przeprowadzone były zarówno w plazmie deuterowej jak i wodorowej przy mocy grzania (n_e) ECH (Electron Cyclotron Heating) równej 3.5 MW.

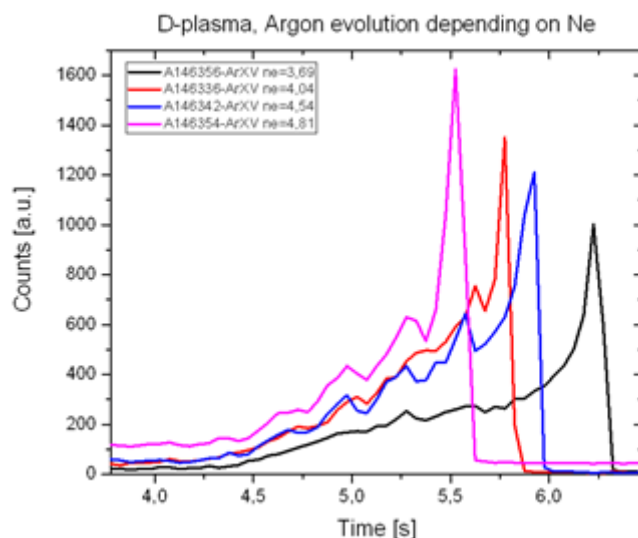
Analiza skupiona była na porównaniu scenariuszy o niskiej i wysokiej gęstości elektronowej plazmy wodorowej. Przeprowadzony skan gęstości objął zakres od $n_e=2,4 \times 10^{19}$ do $n_e=4,65 \times 10^{19}$ (rys. 1.1.8). Sprawdzono, czy proces

akumulacji zanieczyszczeń wystąpił w zależności od osiągniętej gęstości elektronowej. Argon wstrzyknięto w 4 s wyładowania. Przebieg intensywności linii Argonu zarejestrowanej spektrometrem SOXMOS przedstawiony jest na rysunku 1.1.8.



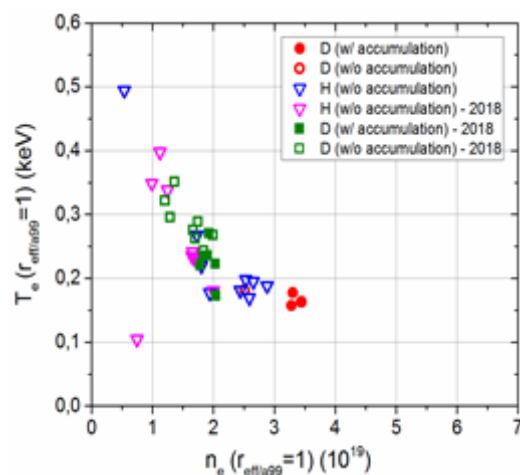
Rys. 1.1.8. Przebieg linii argonu w plazmie wodorowej w zależności od gęstości elektronowej (n_e).

Głównym celem niniejszego eksperymentu było zbadanie zależności pomiędzy zachowaniem się jonów argonu XV w odniesieniu do gęstości elektronowej plazmy wodorowej. Przeprowadzone analizy udowodniły, że akumulacja argonu nie zachodzi w plazmie wodorowej nawet w sytuacji, gdy gęstość elektronowa osiągała poziom $n_e=4,65 \times 10^{19}$. Otrzymane rezultaty następnie porównano z wynikami uzyskanymi podczas poprzedniej kampanii eksperymentalnej przeprowadzonej dla plazmy deuterowej w 2017 roku.



Rys. 1.1.9. Przebieg linii argonu w plazmie deuterowej w zależności od gęstości elektronowej (n_e).

Rysunek 1.1.9 przedstawia przebieg linii Argonu w plazmie deuterowej dla różnych gęstości elektronowych. Niniejsza analiza wykazała, że jedynie w przypadku wyładowania o gęstości elektronowej równej $n_e=3,69 \times 10^{19}$ wyładowanie nie zostało przerwane przez system bezpieczeństwa. W pozostałych analizowanych przypadkach występowała akumulacja zanieczyszczeń prowadząc do przerwania wyładowania. Otrzymane zależności wyraźnie sugerują zależność pomiędzy gęstością elektronową plazmy deuterowej a akumulacją zanieczyszczeń. Powyższe rezultaty zestawiono z wynikami uzyskanymi w latach poprzednich (rys. 1.1.10) na diagramie zależności gęstości elektronowej od temperatury elektronowej (n_e - T_e).



Rys. 1.1.10. Diagram n-T na brzegu plazmy

W pierwszej połowie grudnia 2019 r. naukowcy z IFPiLM uczestniczyli również w kolejnej kampanii eksperymentalnej na LHD, w trakcie której badano zachowanie jonów wanadu (V XXI; $\lambda=24.04$ nm) oraz niklu (Ni XVII; $\lambda = 24.92$ nm). Celem eksperymentu było zbadanie zależności intensywności linii zanieczyszczeń od obszaru, w którym nastąpiła depozycja kapsulek, tzw. TESPELa zawierającymi zanieczyszczenia. Szczegółowa analiza nastąpi w kolejnym roku.

1.2. Rozwój diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA

W ramach tego zadania w 2019 r. przeanalizowano wady i zalety obu typów rozpatrywanych detektorów. Na przykładzie kamery NEWTON firmy ANDOR typu DO920 P BEN (DO940 P BEN) rozpatrzono wady i zalety takiego detektora. Kamera ta ma matrycę CCD (back illuminated) bez powłok antyrefleksyjnych i z podwyższoną efektywnością kwantową w zakresach XUV i SXR. Zalety takiego detektora to:

- Bardzo elegancka konstrukcja zawierająca w sobie zarówno chip detektora (1024x255 pikseli/26.7x6.7 mm) jak i obsługującą go elektronikę, co zapewnia sukcesywną rejestrację obrazów (kadrów) widma w postaci cyfrowej (16 bit);
- Bardzo dobry (ok. 80 dB) stosunek S/N, zapewniający (przynajmniej teoretycznie) poprawną rejestrację sygnałów przy różnym natężeniu promieniowania;
- W rozwiązaniu standardowym możliwość rejestracji do 1612 widm w ciągu jednej sekundy (tzw. Crop Mode - zawierający informację zbieraną z 1024 kolumn i 20 rzędów pikseli – informacja z pozostałych 235 rzędów pikseli jest tracona);
- Bardzo obiecujący przebieg efektywności kwantowej w interesującym zakresie widmowym – 88%-70% dla zakresu 200-400 Å, 70%-20% dla zakresu 400-600 Å, 20%-3% dla zakresu 600-1300 Å;
- Podczas rejestracji eksperymentalnej (wyładowania) należy się spodziewać, że komora próżniowa zostanie wypełniona gazem roboczym – napływającym przez szczeliny spektrometru. Warunki takie nie są żadnym zagrożeniem dla pracy kamery, chociaż obecność gazu roboczego może wpływać na transmisję promieniowania (szczególnie dla najmniej energetycznych kwantów);
- Interfejs komunikacyjny USB – umożliwiający, po zastosowaniu pary standardowych konwerterów E-t-O/O-t-E, wolne od elektrycznego sprzężenia galwanicznego połączenie z komputerem zarządzającym (patchcord światłowodowy);
- Dedykowane oprogramowanie zapewniające bezproblemową integrację z najbardziej popularnymi platformami obliczeniowymi (np. LabView).

Wady i niedogodności w/w kamery:

- Liniowy, poziomy rozmiar matrycy CCD może być trochę krótszy niż wymagany – minimalny rozmiar detektora obliczony na podstawie przedstawionej wcześniej specyfikacji spektrometru. Firma ANDOR nie oferuje detektora o większym rozmiarze liniowym, nie ma także innych dostawców tego typu chipów. Natomiast dwukrotne podwyższenie granicznej rozdzielczości przestrzennej jest możliwe po zastosowaniu chipa CCD typu

940 P, jednakże w tym przypadku możliwa będzie rejestracja powtarzalna z częstotścią 943 Hz (nieco niżej niż zakładany 1 kHz).

- Ze względu na technologię transferu informacji ładunkowej w matrycach CCD, graniczne częstotliwości sekwencyjnego zbierania widm (1.6 kHz i 0.943 kHz dla 920P i 940P, odpowiednio) nie mogą być zwiększone. Oznacza to, że zastosowanie detektora omawianego typu zamknie możliwość skrócenia czasu integracji w przyszłości;

- Pomimo bardzo wysokiej wartości stosunku sygnał/szum i przy niskiej świetlności zastosowanych układów optycznych może się zdarzyć, że natężenie promieniowania padające na detektor będzie leżało poniżej progu efektywnej rejestracji. W matrycy typu 920 P nie ma możliwości podwyższenia wzmocnienia i jedynym antidotum może być rozszerzanie szczeliny wejściowej spektrografu – co oczywiście będzie prowadzić do generalnego pogorszenia parametrów spektralnych. Natomiast matryca 940 P może zostać wprowadzona w tryb pracy z podwyższonym wzmocnieniem;

- Zastosowane matryce CCD są bardzo czułe w zakresach spektralnych NIR-VIS-UV (wartość szczytowa efektywności kwantowej na poziomie 60%). Dlatego też, należy przewidzieć zainstalowanie barier tłumiących promieniowanie rozproszone z tych zakresów widmowych. Brak tego typu światłoszczelności lub jego niedoskonałości będą skutkowały zmniejszeniem kontrastu w rejestrowanych widmach;

- Ze względu na prawie centralne usytuowanie matrycy CCD w stosunku do osi podłużnej komory próżniowej i portu P10, będzie ona siłą rzeczy narażona na ekspozycję silnych wiązek promieniowania jonizującego. W przypadku promieniowania rentgenowskiego/gamma o energii do 30 keV może to prowadzić do rejestracji dodatkowego sygnału szumu, który w oczywisty sposób spowoduje obniżenie kontrastu rejestrowanych obrazów. Wyższe energie kwantów promieniowania oraz strumienie neutronów termojądrowych mogą stopniowo degradować poszczególne piksele matrycy, co może skutkować utworzeniem „martwych” struktur uniemożliwiających efektywną rejestrację widma. Jedynym sposobem jest zaabsorbowanie wiązek promieniowania jonizującego poprzez ustawienie przed matrycą jednocześnie absorberów ciężkich (duże Z) i lekkich (HDPE). Ponieważ w chwili obecnej nie jest znana dokładna topologia komory spektrometru, zatem nie wiadomo czy absorbery o odpowiednich wymiarach i usytuowaniu będą mogły być zainstalowane wewnątrz komory próżniowej.

Zalety zestawu diagnostycznego zawierającego urządzenie z otwartą płytką mikro-kanalikową (ang. MicroChannelPlate, MCP):

- Wydaje się, że najważniejszą cechą zestawu jest jego elastyczność, umożliwiająca konfigurowanie i rekonfigurowanie go zgodnie z aktualnymi potrzebami pomiarowymi i pojawiającymi się nowymi rozwiązaniami technologicznymi;

- Rejestracja obrazów widmowych z częstotścią 1 kHz nie stanowi żadnego problemu dla bloków funkcjonalnych zestawu. Należy oczekiwać, że wraz z rozwojem technologii praca z częstotściami repetycji z zakresu 100-200 kHz stanie się możliwa w niedalekiej przyszłości. Zwiększenie liczby kadrów rejestrowanych w ciągu pojedynczej sekundy z towarzyszącym mu skróceniem czasu ekspozycji pozwoli na uzyskanie bardziej wiarygodnych wyników badań;

- Efektywność kwantowa MCP w interesującym zakresie widmowym (130-1260 Å) ma zadowalający przebieg (16%-7%);

- MCP nie rejestruje promieniowania z zakresów spektralnych NIR-VIS-UV, co oznacza, że elementy próżniowe zestawu nie muszą być chronione przed promieniowaniem rozproszonym;

- Zmiana globalnego wzmocnienia zestawu jest możliwa, a realizuje się ją poprzez zmianę amplitudy impulsów bramkujących lub/i zmianę wzmocnienia w zewnętrznym wzmacniaczu obrazu;

- Kamera CMOS może zostać umieszczona w pojemniku zbudowanym z ciężkiego i lekkiego absorbera (jednocześnie), spoczywającego na własnym suporcie (brak obciążeń przenoszonych na komorę próżniową). Dzięki temu będzie ona bardzo efektywnie chroniona przed silnymi wiązkami promieniowania jonizującego;

- Do bramkowania urządzenia z otwartą płytką mikro-kanalikową (MCP + ekran) niezbędne są impulsy wysokiego napięcia. Oznacza to, że bardzo trudno zakłócić pracę tego urządzenia, zatem przeciwdziałanie zakłóceniom EM w części próżniowej zestawu nie jest nadmiernie skomplikowane.

Wady i niedogodności takiego układu:

- Podstawowym problemem jest konieczność utrzymania warunków wysokiej próżni w otoczeniu urządzenia z otwartą płytką mikro-kanalikową. Podczas rejestracji eksperymentalnej (wyładowania) należy się spodziewać, że komora próżniowa zostanie wypełniona gazem roboczym napływającym przez szczeliny spektrometru. Tradycyjne stanowisko pompowe może nie wystarczyć do skutecznego odpompowywania napływającego gazu. Niewykluczone, że zaistnieje konieczność zastosowania systemu pompowania różnicowego, co może komplikować topologię komory próżniowej i podnieść generalne koszty zestawu. W każdym razie rozwiązanie tego problemu będzie kluczowe dla możliwości wykorzystania urządzeń z otwartym MCP w badaniach plazmy tokamakowej;

- Zastosowanie w zestawie kilku elementów zasilanych dynamicznie spowoduje zwiększenie szumów, w wyniku czego stosunek S/N powinien zawierać się w zakresie 45-55 dB;

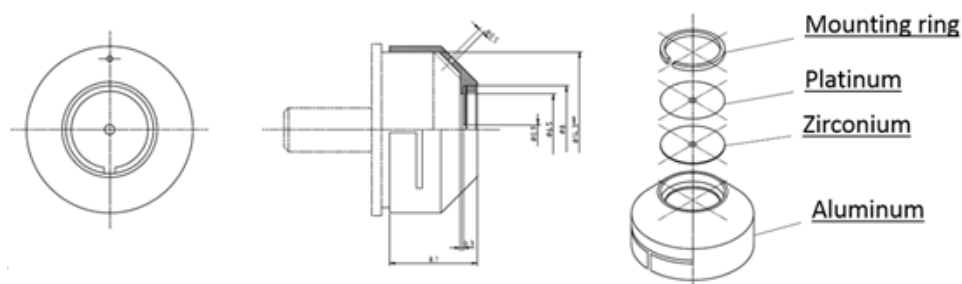
- Przeciwdziałanie silnym wiązkom promieniowania jonizującego wymagało będzie zainstalowania absorberów ciężkich i lekkich przed urządzeniem z otwartym MCP (wewnątrz komory próżniowej).

W chwili obecnej opinia grupy w kwestii wyboru typu detektorów, które będą zamontowane na spektrometrze skłania się ku kamerom CCD.

b) rozwiązanie problemu technologicznego,

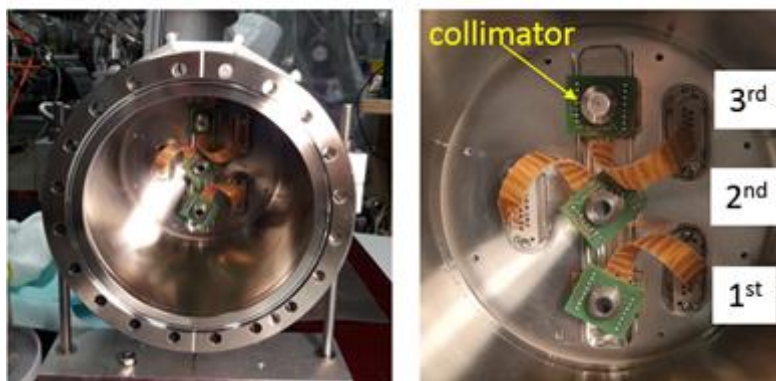
1.1. Rozwój i wykorzystanie diagnostyki dla stellaratora W7-X

Pod koniec roku 2019 przeprowadzonych zostało kilka testów oraz usprawnień systemu diagnostycznego PHA. Wprowadzone udoskonalenia dotyczyły zarówno części mechanicznej jak i softwareowej. W celu oszacowania ilości docierających do detektorów przewidywanej ilości kwantów promieniowania założono, że całkowita moc grzania plazmy wynosiła 10 MW, natomiast geometria systemu PHA (dystans pinhol – plazma oraz pinhol – detektor) pozostała bez zmian. Na podstawie danych uzyskanych podczas poprzednich kampanii eksperymentalnych (parametry ICR oraz OCR (z ang. input count rate i output count rate) wraz z informacją na temat szerokości otwarcia szczelin oraz mocy grzania) możliwe było obliczenie optymalnej średnicy kolimatora dla 3 kanały PHA, który rejestruje widmo w obszarze niskich energii (od ok. 500 eV). W oparciu o powyższe dane ustalono średnice kolimatora na 0.9 mm. W celu eliminacji pasożytniczych sygnałów pochodzących od kolimatora (fluorescencja), konieczne było zastosowanie odpowiednich materiałów oraz ich grubości. Ich właściwy dobór pozwoli na obserwowanie plazmy W7-X bez żadnych dodatkowych sygnałów mogących wpłynąć na jakość obserwowanego widma. Rys. 1.1.11 przedstawia schemat wraz z materiałami zaprojektowanego kolimatora.



Rys. 1.1.11. Rysunek techniczny zaprojektowanego kolimatora.

W listopadzie 2019 roku kolimator dla kanału 3 diagnostyki PHA został zainstalowany, a następnie przetestowany źródłami promieniotwórczymi Fe^{55} oraz Am^{241} . Rysunek 1.1.12 przedstawia zdjęcie trzech detektorów wraz z kolimatorem zamontowanym na detektorze nr 3.

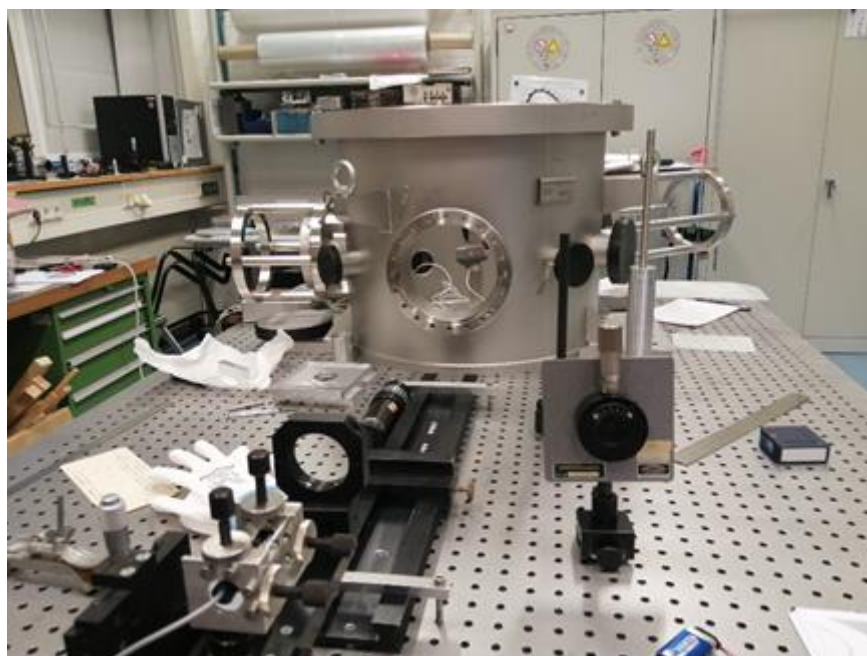


Rys. 1.1.12. Zdjęcie kolimatora zamontowanego na 3 kanale diagnostyki PHA.

Przeprowadzone testy pokazały, że strumień rejestrowanych fotonów został znacząco zredukowany. Podczas ostatniej kampanii eksperymentalnej na W7-X szczeliny dla kanału trzeciego były ustawiane w bardzo niskim zakresie w porównaniu do całkowitych możliwości ($<100\ \mu\text{m}$; całkowity zakres do $1200\ \mu\text{m}$) ze względu na intensywne promieniowanie emitowane z plazmy. Tak niewielka szerokość szczelin mogła powodować duży błąd względny. Zastosowanie omawianego kolimatora pozwoli zredukować strumień docierających fotonów oraz zmniejszyć względny błąd uzyskiwanych wyników.

W 2019 r. podczas testów systemu CO monitor sprawdzono względną pozycję osi komory do otworów przeznaczonych na zamocowanie komponentów (uchwyty elementów dyspersyjnych, kolimatora) wewnątrz komory, co jest istotne ze względu na konieczność precyzyjnego ustawienia pozycji kryształów. Test ten pokazał, że pozycja otworów jest nieco przesunięta w zakresie 1-2 mm w stosunku do osi komory, jednak tak niewielka rozbieżność może być łatwo skompensowana w trakcie dalszych operacji.

Finalnym etapem przeprowadzanych testów było ustawienie optyki wraz z zastosowaniem precyzyjnego napędu piezoelektrycznego a następnie sprawdzenie pozycji odbitego światła lasera oraz punktu skupienia rozszczepionej wiązki (rys. 1.1.13).

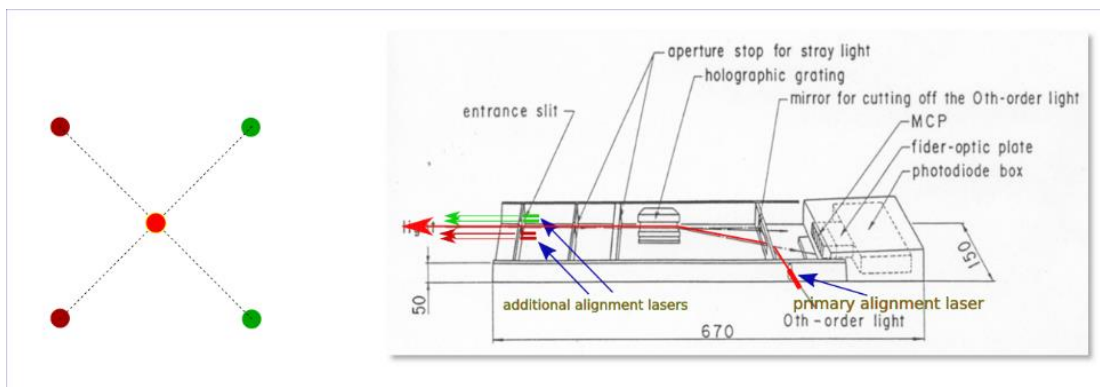


Rys. 1.1.13. Stanowisko pomiarowe komory „C/O Monitora” wraz z wyposażeniem optycznym.

Wyniki niniejszego testu potwierdziły wysoką precyzję wykonania komory oraz poprawnych założeń konstrukcyjnych na etapie projektowania diagnostyki. Wszystkie pozostałe elementy wyposażenia komory zostały sprawdzone zaś jakość ich wykonania jest w zupełności satysfakcjonująca.

1.2. Rozwój diagnostyki VUV dla tokamaka JT-60SA

W ramach tego zadania w 2019 r. zaproponowano również technikę justowania spektrometru za pomocą kilku laserów, które mogłyby być ustawione w taki sposób, aby wiązki były równoległe do podstawowej/pierwotnej wiązki laserowej (jak pokazano na rysunku 1.2.2).



Rys. 1.2.2. Schemat spektrometru VUV dla tokamaka JT-60SA z zaznaczoną koncepcją justowania poszczególnych komponentów za pomocą laserów.

W celu wyboru odpowiednich układów pompujących skontaktowano się z przedstawicielami firm takich jak SAES group i APVACUUM. Uwzględniając warunki pracy elementów układu próżniowego w środowisku tokamakowym ostateczny wybór po konsultacjach z przedstawicielami firm padł na pompy nowej generacji firmy SAES group. Została omówiona możliwość instalacji w obszarze spektrometru dwóch pomp wysokiej próżni NEX Torr® HV (po jednej w każdej komorze krzyżowej) lub dwóch pomp wysokiej próżni Capaci Torr HV (po jednej w każdej komorze krzyżowej) w połączeniu z małą pompą turbomolekularną (TMP), której należy użyć do regeneracji elementu NEG (ang. non evaporable getter). Pompa jonowa NEX Torr® HV może usuwać gazy szlachetne. Przy drugiej opcji, jeśli stosowane są pompy Capaci Torr HV, od czasu do czasu można użyć małej pompy TMP do usunięcia gazów szlachetnych, które będą się gromadzić podczas eksperymentów.

Pompa Capaci Torr HV wykorzystuje innowacyjny stop ZAO (Ti-Zr-V-Al) w postaci bardzo porowatych spiekanych dysków. Taka pompa o bardzo zwartej konstrukcji zapewnia wysoką wydajność pompowania w trybie wysokiej próżni (tj. 10⁻⁷-10⁻⁹ Tr) dla wszystkich możliwych do wychwyty gazów, takich jak H₂, N₂, H₂O, CO/CO₂ i O₂. Osiąga się to poprzez działanie wkładu gettera w umiarkowanej temperaturze (≈200° C). Dzięki wyjątkowo wysokiej zdolności sorpcji gazu pompa może poradzić sobie z dużymi naciekami powietrza lub nagłym wybuchem gazu typowym dla układów o wysokiej próżni. Zastosowanie pompy w zakresie UHV jest również możliwe w przypadku pracy wkładu gettera w pomieszczeniu o temperaturze pokojowej.

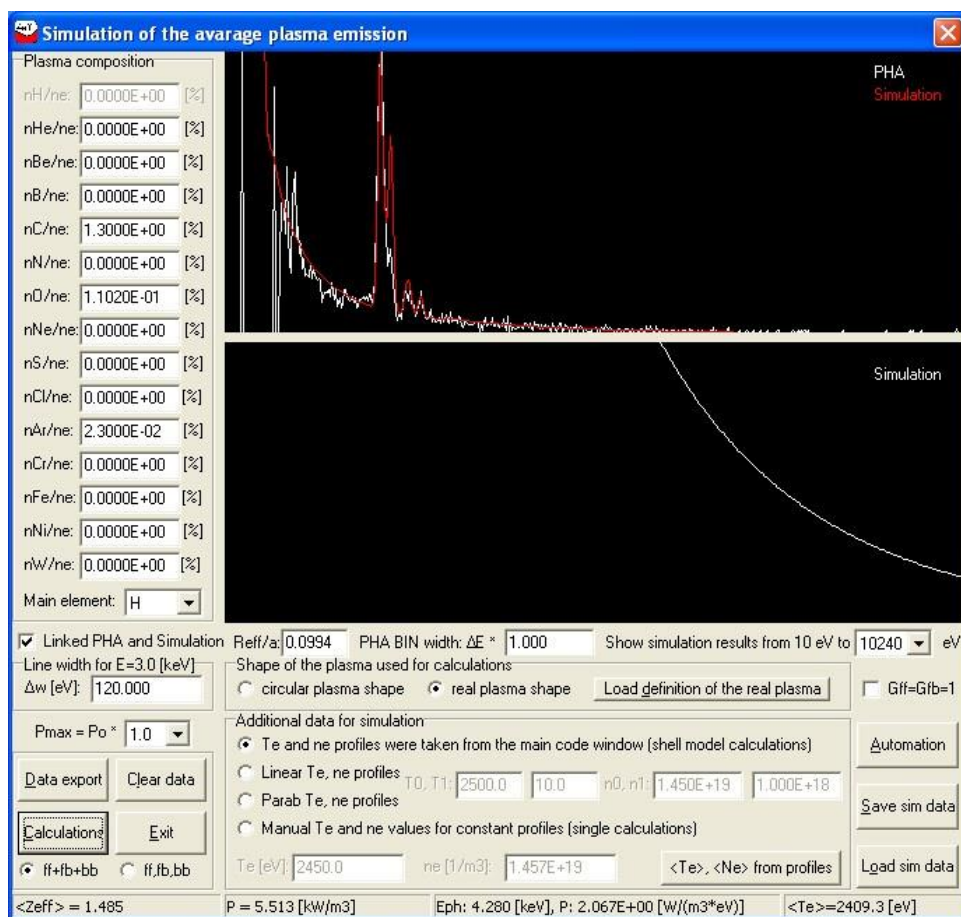
Z kolei NEX Torr® HV jest wyjątkowo kompaktową pompą zdolną do sorpcji gazów bardzo skutecznie i przy dużych wydajnościach przy ciśnieniach operacyjnych typowych dla systemów wysokiej próżni, począwszy od 10⁻⁷ Tr. Wkład gettera składa się z porowatych spiekanych nieparowalnych dysków gettera (NEG) ułożonych w stosy w wysoce wydajnej strukturze wychytującej gaz. Dyski są wykonane z nowego stopu ZAO1. Zintegrowany podgrzewacz pozwala na aktywację pompy (500°C x 1 h) i jej działanie w ciepłych warunkach (≈200° C). Dzięki elastyczności technologii ZAO1, zalety pompowania poprzez wkłady NEG mogą być rozszerzone do reżimu wysokiej próżni (10⁻⁹-10⁻⁷ Tr). Działanie pompy NEX Torr® HV w około 200° C pozwala na to, by aktywny gaz, a także węglowodory dysocjowały na powierzchni dysków ZAO1 i częściowo dyfundowały do wnętrza gettera. W rezultacie NEX Torr® HV może zapewnić duże prędkości pompowania dla H₂, aktywnych gazów, takich jak CO, CO₂, O₂, N₂, H₂O, powietrze i węglowodory w układach próżniowych charakteryzujących się dużymi obciążeniami gazowymi przy minimalnym zapotrzebowaniu na moc (12 W przy ≈200° C). Pompa NEX Torr® HV może być również używana w trybie UHV poprzez prostą obsługę elementu NEG w temperaturze pokojowej (nie wymaga zasilania). Pompa jest zintegrowana z termopara do pomiaru temperatury podczas aktywacji i pracy w 200°C. Po drugiej stronie flanszy do pompowania jest podłączona diodowa pompa jonowa do gazów szlachetnych z prędkością pompowania 14 l/s dla metanu (CH₄) i 6 l/s dla argonu (Ar). Gaz w takim układzie płynie z systemu próżniowego do pompy jonowej z zoptymalizowanym przepływem. Zoptymalizowany przepływ i specjalna wewnętrzna konstrukcja pompy jonowej pozwalają na maksymalne wykorzystanie wydajności sorpcji pompy jonowej. Konfiguracja pompy jonowej względem wkładu gettera zapewnia dodatkową synergii pompowania. Gazy, uwalniane przez pompę jonową podczas jej pracy, są przechwytywane i usuwane przez element gettera, ze znaczną redukcją efektów wstecznego przepływu. Z tych

samych powodów uzyskano zwiększoną wydajność pompowania dla gazów H₂ i CH₄. Bardzo małe cząstki tytanu, o których wiadomo, że są w sposób ciągły emitowane przez pompy jonowe podczas ich działania, są również skutecznie uwięzione przez element pochłaniający, co zmniejsza potencjał zanieczyszczenia układu próżniowego. W przyszłym roku zostanie dokonany ostateczny wybór pomp oraz dojdzie do zakupu kompletnego układu próżniowego i detekcyjnego.

c) rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych,

1.1. Rozwój i wykorzystanie diagnostyk dla stellaratora W7-X

W 2019 r. wprowadzono pewne ulepszenia kodu do symulacji widm PHA. Na samym początku udoskonalono moduł do absolutnej kalibracji danych zebranych przez PHA. W ramach tej poprawy konwersja fotonów na średnią emisyjność plazmy w obszarze linii widzenia diagnostyki została znacznie przyspieszona. Do wyżej wspomnianych obliczeń wykorzystano dane geometryczne systemu PHA (szerokości pinhola, odległość detektor-pinhola, odległość pinhol-plazma, średnica detektora itp.). Prawidłowa kalibracja (konwersja fotonów w emisyjność) ma kluczowe znaczenie dla jakości porównania widm eksperymentalnych i symulacyjnych. Kolejna zmiana dotyczyła poprawy dokładności symulacji, tworząc specjalny moduł umożliwiający obliczania z wykorzystaniem współrzędnych R_{eff} (dla każdego z detektorów) (rys. 1.1.14).



Rys. 1.1.14. Interfejs użytkownika kodu Zeff.exe do symulacji i porównywania widm obserwowanych z symulowanymi.

Dodatkowo, jako dane wejściowe można wybrać następujące parametry: główny składnik plazmy (H, He lub D), szerokość kanału energetycznego, zakres energii i skład zanieczyszczeń plazmy. W obliczeniach, dla każdej ramki czasowej PHA wykorzystuje się profile temperatury i gęstości elektronów. Moduł do symulacji widm przedstawiony na rys. 1.1.15 został wyposażony w specjalne narzędzie do szybkiego określania zawartości zanieczyszczeń (przycisk „Automatyzacja”), dla którego uzyskujemy najlepszą zgodność między spektrum eksperymentalnym i symulowanym. Do tej pory robiono to robić ręcznie, co zajmowało dużo czasu.

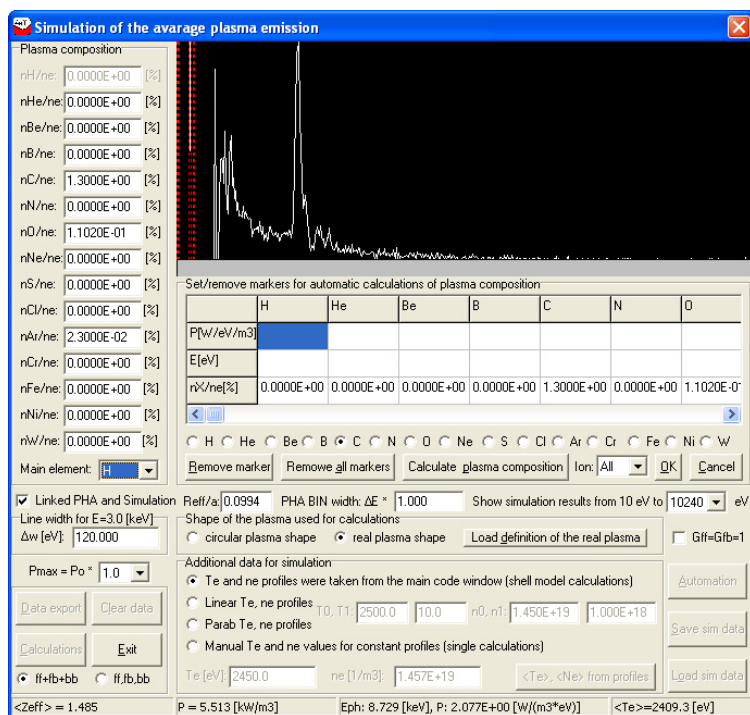
Omawiany kod opiera się na modelu koronowym, co oznacza, że niektóre wyniki symulacji mogą różnić się od wyników uzyskanych z eksperymentu. Podczas eksploatacji kodu Zeff.exe, a szczególnie w przypadku

zanieczyszczeń z więcej niż jedną widoczną linią spektralną (na przykład Ar), czysty model koronowy zastosowany do symulacji nie był w stanie zapewnić wystarczającej zgodności między symulacjami a eksperymentem. Ten problem przedstawiono na rys. 1.1.16, gdzie zobrazowano różnice między symulacjami (czerwona linia) i eksperymentem (czarna linia) dla Ar zaobserwowanym przy analizie wyładowania 20160309.07@0.3s.

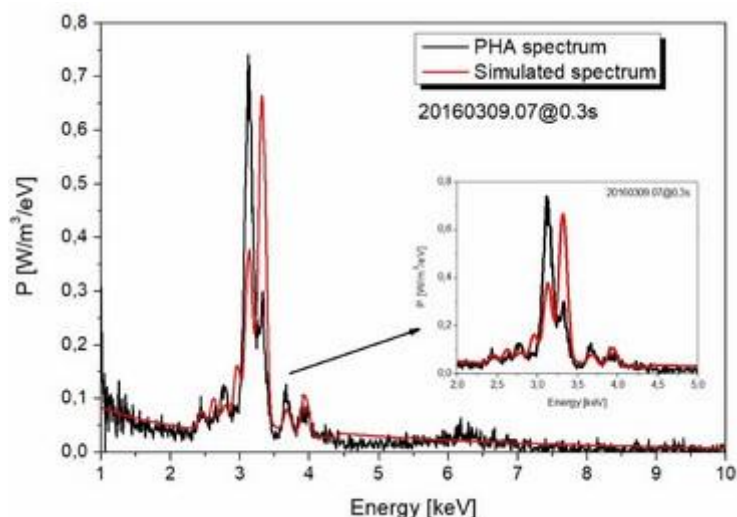
W celu zapewnienia większej zgodności wyników postanowiliśmy zbudować kolejny kod o nazwie TransportW7X.exe, współpracujący z kodem Zeff.exe, w którym można uwzględnić transport jonów.

Główne założenia dla kodu symulującego widma PHA z transportem jonów były następujące:

- moduł transportu jonów powinien być oparty na bieżącym „silniku” symulacyjnym używanym w kodach Zeff.exe i RayX.exe i powinny być przeznaczony dla systemu operacyjnego Windows (kod ma posiadać interfejs użytkownika dostosowany do systemu Windows)
- w celu zapewnienia zgodności kodów TransportW7X i STRAHL wszystkie główne założenia fizyczne stosowane w obu przypadkach powinny być takie same
- moduł liczący transport powinien być zdolny do symulacji 1D ruchu jonów wzdłuż promienia plazmy, gdy znane są takie wartości parametrów takich jak: współczynniki dyfuzji D [m^2 / s] i prędkości konwekcji v [m / s] dla każdego interesującego nas zanieczyszczenia oraz profile temperatury T_e [eV] i gęstości elektronowej n_e [$1 / \text{m}^3$] w zakresie czasowym odpowiadającym wymaganiom symulacji



Rys. 1.1.15. Interfejs użytkownika kodu Zeff.exe do symulacji i porównywania widm obserwowanych z symulowanymi. Widok narzędzia do szybkiego określania zawartości zanieczyszczeń.



Rys. 1.1.16. Porównanie widma obserwowanego (czarna linia) i symulowanego (czerwona linia) dla wybranego wyładowania (20160309.07@0.3s).

- kod powinien opierać się na prawie zachowania cząstek: $(\partial n_{(i,Z)})/\partial t = -\nabla \Gamma_{(i,Z)} + Q_{(i,Z)}$, gdzie: $n_{i,Z}$ – gęstość cząstki „i” o stopniu jonizacji „Z”, Γ – strumień gęstości cząstek, $Q_{i,Z}$ – źródło i pochłaniacze wynikające z jonizacji, rekombinacji i wymiany ładunków
- podczas obliczeń należy stosować bezwarunkowo stabilną i skuteczną metodę dyskretyzacji Cranka - Nicolsona, w której zmianę gęstości definiuje się jako średnią wartość gęstości w zakresie kroku czasowego Dt:

Utworzony kod komputerowy umożliwia jednoczesną wizualizację: kształtu linii widzenia detektora PHA, profilów T_e i n_e uzyskanych z diagnostyki TS, zmian w czasie rozkładu jonowego zanieczyszczeń i wreszcie widma promieniowania X emitowanego dla badanej linii widzenia detektora. Interfejs użytkownika pokazano na rys. 1.1.17.

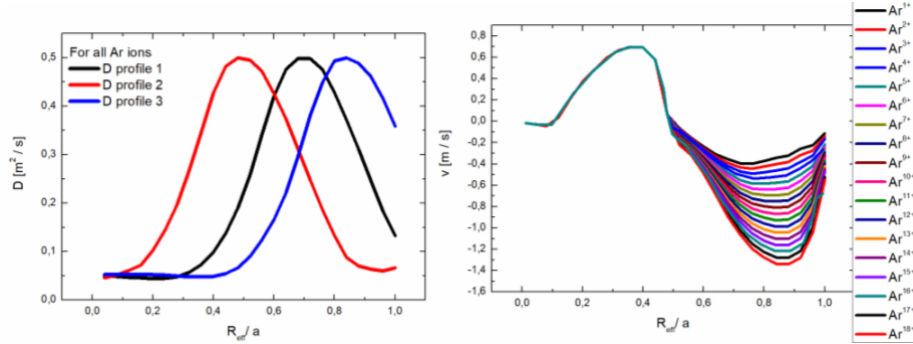


Rys. 1.1.17. Interfejs użytkownika dla kodu TransportW7X - główne okna danych wyjściowych (widmo, linia widzenia detektora, gęstość jonów, profile TS).

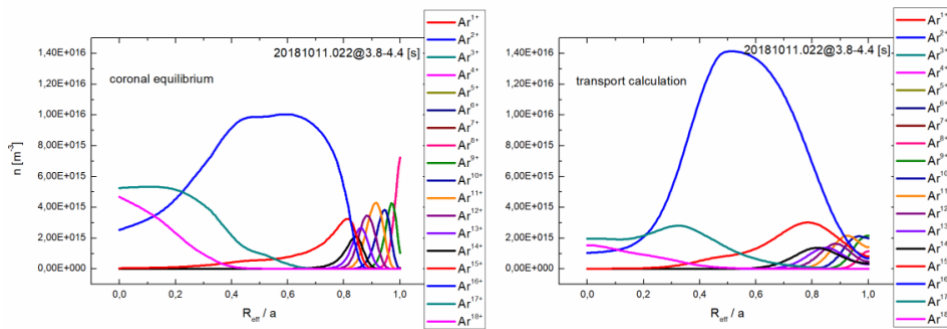
Kod TransportW7X.exe umożliwia ustawienie wielu parametrów fizycznych i numerycznych. Między innymi składu plazmy, głównego składnika plazmy, rodzaju procedur numerycznych stosowanych podczas obliczeń,

wartości kroku czasowego, wartości współczynników dyfuzji i konwekcji, itp. W kodzie można ustawić parametry transportu (D , v) dla wszystkich rodzajów jonów osobno.

Podczas wstępnych testów kodu TransportW7X został zbadano wyładowanie 20181011.22 w zakresie od 3,8 [s] do 4,4 [s] względem początku ECRH. Dla potrzeb testu ramki czasowe zarejestrowane przez PHA zostały przed analizą skumulowane. W analizie skupiono się na transporcie Ar. Dla profili Te i ne TS i dla detektora 2 diagnostyki PHA oraz współczynników dyfuzji konwekcji przedstawionych na rys. 1.1.18 uzyskano zmianę rozkładów jonów Ar pokazaną na rys. 1.1.19.

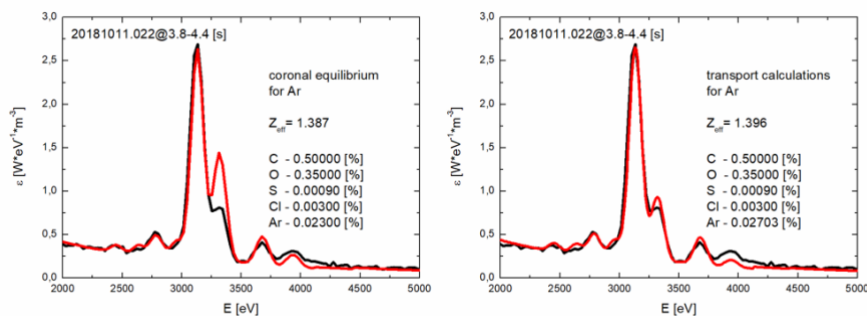


Rys. 1.1.18. (lewy) Trzy wersje profili współczynników dyfuzji wzdłuż promienia. Kształty dla wszystkich stopni jonizacji są identyczne. (prawy) Prędkości konwekcji dla jonów Ar użyte podczas liczenia transportu. Identyczne dla wszystkich symulacji.



Rys. 1.1.19. Rozkłady jonowe dla Ar I równowagi koronowej (lewy) oraz po uwzględnieniu transportu (prawy).

Dla dwóch przypadków (założenie równowagi koronowej i obliczenia transportu) wykonano symulacje widm i porównanie z widmem eksperymentalnym (patrz rys. 1.1.20). W przypadku obliczeń transportowych uzyskano znacznie lepsze dopasowanie między eksperymentem a symulacją



Rys. 1.1.20. Porównanie widm eksperymentalnych (czarny) z symulacjami (czerwony) przy uwzględnieniu modelu koronowego (lewy) i transportu (prawy).

w dodatkowe moduły umożliwiające pełną automatyzację analizy danych.

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

Kierownik zadania: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO oraz WPMST2: Preparation of exploitation of MSTs

1) Opis;

2.1. Badania oddziaływania plazmy i impulsów laserowych z materiałami.

Osoba kontaktowa: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO

W roku 2019 badania prowadzone w IFPILM w ramach projektu Eurofusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO można podzielić na dwie grupy tematyczne: (1) związane z badaniem retencji izotopów wodoru na próbkach symulujących kodepozyt w reaktorach termojądrowych oraz (2) na eksperymenty mające na celu szczegółowe zbadanie dynamiki plazmy wytworzonej za pomocą lasera dwu-impulsowego z próbek wolframowych (symulujących materiał dywertora reaktora ITER), jak również powierzchniowych efektów tych oddziaływań.

W eksperymentach (1) mających za główny cel charakteryzację retencji paliwa oraz jego usuwanie, podczas kolejnych impulsów laserowych badane były próbki wykonane na podłożach wolframowych i molibdenowych, pokryte warstwami z wolframu z domieszką tantalu oraz glinu. Warstwy posiadały grubość od 2 do 5 μm i zawierały od 5 do 10% deuteru (pod względem ilości atomów). Zastosowany został dwu-impulsowy wariant metody LIBS, a pomiary wykonywane były w komorze próżniowej przy ciśnieniu rzędu 10-5 mbar oraz w atmosferze gazów o ciśnieniu od pojedynczych mbar do atmosferycznego. Jako źródło promieniowania wykorzystany został dwu-impulsowy laser LOTIS Tii - pozwalający na zastosowanie impulsów od kilkudziesięciu do ok. 200 mJ z separacją między-impulsową od pojedynczych nanosekund do kilkudziesięciu mikrosekund z rozdzielczością nanosekundową. W badaniach wykorzystano energię impulsu 100 mJ, ze względu na wystarczający poziom sygnału uzyskiwany przy tej energii oraz ograniczone uszkodzenia materiału, które rosną przy zwiększaniu energii. Pomiary wykonywane były za pomocą spektrometru MECHELLE 5000 wyposażonego w kamerę ICCD ISTAR, wyzwalaną za pomocą komórki q-switch pierwszego toru laserowego. Jako punkt odniesienia dla ustalenia zależności czasowych wykorzystywany był sygnał foto-piku detekowany w przypadku pomiarów próżniowych za pomocą puszki Faradaya umieszczonej w odległości 60 cm od miejsca oddziaływania, z której sygnał jonowy rejestrowany był za pomocą 4 kanałowego oscyloskopu cyfrowego na tle sygnałów odpowiadających impulsom wyzwalania komórek q-switch lasera oraz sygnału monitorującego otwarcie bramki kamery ICCD.

Na wstępnym etapie eksperymentu dobrane zostały optymalne parametry czasowe prowadzenia pomiarów, których przybliżone wartości były znane na podstawie badań prowadzonych w latach poprzednich, jednak które wymagają dokładnego wyjustowania na skutek różnic między poszczególnymi próbkami oraz dryftu parametrów oprzyrządowania wynikającego z eksploatacyjnego starzenia elementów. W przypadku pomiarów wykonywanych w próżni, optymalny odstęp między-impulsowy został oszacowany na 150 ns, a opóźnienie akwizycji, przy czasie otwarcia bramki wynoszącym 100 ns, na 200 ns, po drugim impulsie laserowym. Przy takich ustawieniach rejestrowane było widmo liniowe natomiast nieobecny w rejestrowanym sygnale był składnik tła wynikający głównie z promieniowania Bremsstrahlung dominującym w początkowej fazie rozlotu plazmy. Przy pomiarach z rosnącym ciśnieniem optymalne wartości zarówno odstępu między-impulsowego, jak i opóźnienia i czasu akwizycji były większe, i począwszy od ciśnienia rzędu 20 mbar do atmosferycznego wynosiły kolejno 1, 1,5 i 0,5 μs .

Uzyskane wyniki były na bieżąco raportowane i porównywane z wynikami grup pracujących nad podobnymi zagadnieniami w ramach projektu Eurofusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO oraz sfinalizowane na podsumowującym spotkaniu Plasma Wall Interaction Meeting, które odbyło się w Bratysławie w listopadzie 2019. Wyniki uzyskane przez poszczególne grupy były spójne i posłużą do punktu

wyjścia do badań dotyczących dalszego rozwoju zastosowania LIBS dla fuzji termojądrowej, które zostaną nakreślone na spotkaniu na przełomie stycznia i lutego 2020.

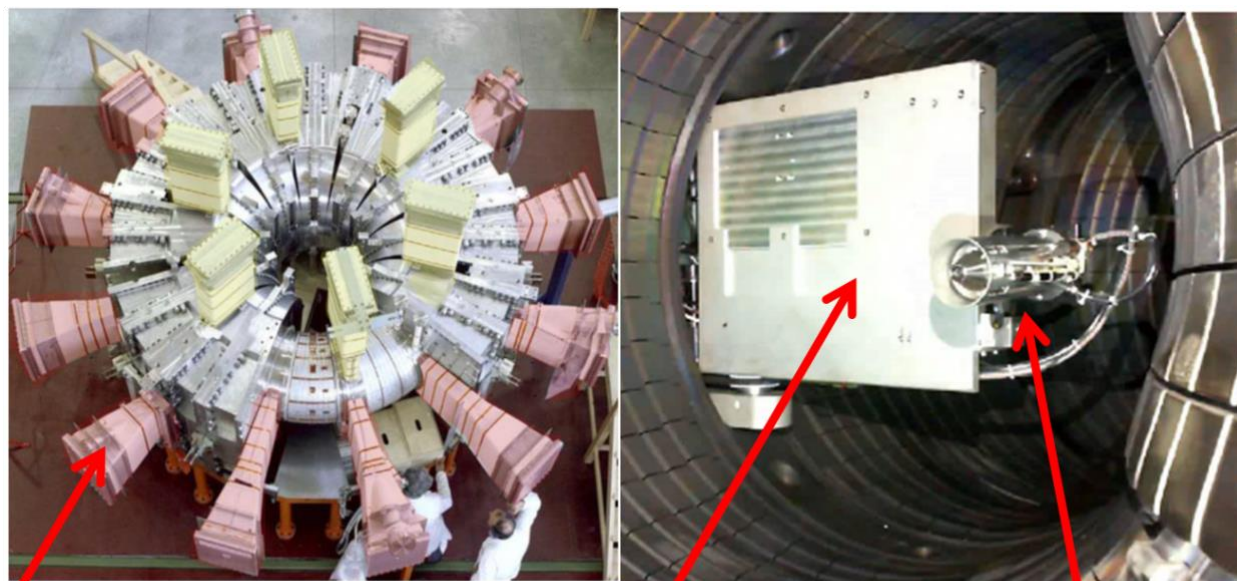
2.2. Przystosowanie aparatury LIBS do wykorzystania na wielozadaniowym zdalnie sterowanym manipulatorze wewnątrz komory próżniowej średniej wielkości tokamaka - FTU, Frascati, Włochy

Osoba kontaktowa: P. Gqsior, pawel.gqsior@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPMST2: Preparation of exploitation of MSTs

Prowadzone w 2019 r. badania w ramach niniejszego zadania były kontynuacją i zarazem ukoronowaniem prac prowadzonych w roku poprzednim, które polegały na wykonaniu pomiarów DP LIBS za pomocą zdalnie sterowanej głowicy na makiecie tokamaka. W roku 2019 wykonany został analogiczny eksperyment, jednak tym razem już wewnątrz tokamaka FTU (Frascati Tokamak Upgrade) w celu uzyskania diagnostyki retencji paliwa. Tym samym były to pierwsze na świecie pomiary LIBS wykonane in-situ za pomocą dedykowanego systemu na układzie eksperymentalnego reaktora termojądrowego.

Wymiernymi efektami eksperymentu była charakteryzacja powierzchni wewnętrznej tokamaka FTU obsługiwanej przez ENEA Frascati oraz przeprowadzenie pomiarów zawartości izotopów wodoru w specjalnie przygotowanych próbkach kalibracyjnych, które zostały zainstalowane w arbitralnie wybranych miejscach na powierzchni wewnętrznej tokamaka. Realizacja tych celów wymagała adaptacji opracowanej wcześniej na makiecie głowicy pomiarowej, przetransportowania jej do hali FTU oraz instalacji jej wewnątrz tokamaka przez jeden z portów. Widok FTU z góry oraz sonda umieszczona w jego wnętrzu przedstawione są na rysunku 2.2.1.



Port przez który wprowadzono manipulator Zdalnie sterowane ramię Głowica pomiarowa

Rys. 2.2.1. Widok FTU z góry oraz zdalnie sterowane ramię z głowicą wewnątrz FTU.

Zakończone sukcesem badania w ramach projektu MST2 potwierdziły możliwość zastosowania DP LIBS w reaktorach termojądrowych, tym samym wypełniając swój cel. Dalszy kierunek prac bazujących na wyżej opisanych osiągnięciach zostanie ustalony na spotkaniu, które odbędzie się na przełomie stycznia i lutego 2020.

2.3. Badania plazmy na tokamaku WEST

Osoba kontaktowa: M. Chernyshova, maryna.chernyshova@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO

W 2019 r. pracownicy IFPiLM uczestniczyli w kampanii eksperymentalnej na urządzeniu WEST zlokalizowanym w Cadarache we Francji. Prace dotyczyły m.in. badań modelowania zanieczyszczeń za pomocą kodu COREDIV, który od lat jest rozwijany w IFPiLM.

Model ten obejmuje zarówno plazmę centralną, jak i warstwę brzegową (SOL, ang. Scrape-off Layer). Sprężenie między tymi obszarami odbywa się poprzez zachowanie warunku ciągłości dla różnych wielkości fizycznych w obszarze separatrysy (ostatniej zamkniętej powierzchni magnetycznej). W obszarze centralnym rozwiązywane są jednowymiarowe równania transportu dla gęstości i temperatur, natomiast w obszarze SOL rozwiązywane są dwuwymiarowe równania magnetohydrodynamiczne. Model w COREDIV jest samo uzgodniony zarówno pod względem wpływu zanieczyszczeń na promieniowania, jak i interakcji pomiędzy napuszczanymi (tlen (O), azot (N) i nikiel (Ni)) i wewnętrznymi (wolfram (W)) domieszkami. Projekty przyszłych reaktorów termojądrowych zakładają użycie elementów wolframowych (ściany, płyty dywertora), dlatego tak ważne są eksperymenty i analizy dla tokamaka WEST, który jest wyposażony w dywertor wolframowy. W ramach projektu i przeprowadzonych badań w 2019 r. uzyskano dobrą zgodność pomiędzy eksperymentem i obliczeniami dla wybranego wyładowania.

W roku 2019 przeprowadzono również analizy numeryczne transportu plazmy za pomocą kodu TECXY w tokamaku WEST dla innego wybranego wyładowania. Celem podjętych prac było określenie parametrów transportu plazmy dla zadanej konfiguracji pola magnetycznego oraz scharakteryzowanie parametrów wyjściowych plazmy wybranego wyładowania, a także określenie wpływu domieszki atomu tlenu obecnej w wyładowaniach na transport plazmy. 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 rezultacie przeprowadzonych symulacji numerycznych plazmy deuterowej zostały określone m.in. wartości temperatur i gęstości plazmy na płytach dywertorowych w zależności od gęstości plazmy na separatrysie w ww. konfiguracji pola magnetycznego. W szczególności została określona efektywność promieniowania plazmy deuterowej w zależności od strumienia plazmy przez separatrycę.

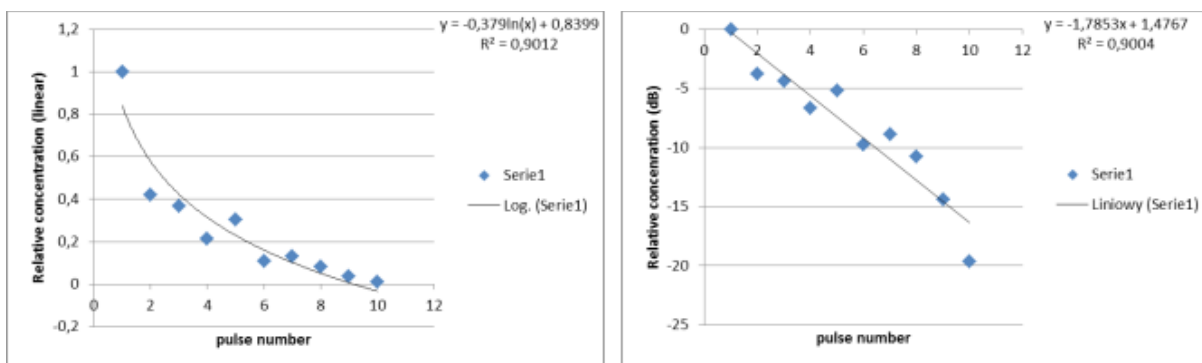
W ramach niniejszego zadania zasadniczą działalność w przygotowaniu systemu diagnostyki plazmy dla tokamaka WEST w roku 2019 dotyczyła udziału w kampanii eksperymentalnej. Prace prowadzone w roku 2019 skoncentrowały się głównie na finalizacji i walidacji pierwszego detektora, zainstalowanego w porcie tokamaka, będącego częścią systemu tomografii rentgenowskiej bazującej na detektorach gazowych typu GEM. W szczególności, przeprowadzona została weryfikacja funkcjonowania detektora zainstalowanego w porcie pionowym podczas kampanii eksperymentalnej w roku 2019, optymalizacja pracy detektora oraz walidacja sygnałów z promieniowania plazmy na tokamaku WEST.

2) wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

a) rozwiązanie problemu naukowego,

2.1. Badania oddziaływania plazmy i impulsów laserowych z materiałami.

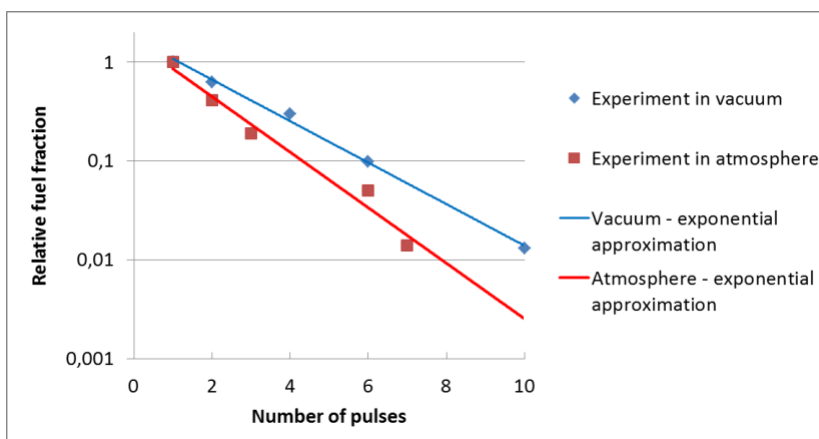
Problem naukowy stanowiła charakteryzacja dynamiki plazmy wolframowej dla laserowych oddziaływań dwuimpulsowych z różną separacją impulsów. Pomiary, poza poprawną identyfikacją pierwiastków obecnych w próbkach, wykazały poprawne zależności ilości cząsteczek paliwa od liczby impulsów laserowych. Przykładowe wyniki dla próbki wolframowej pokrytej 5 μm warstwą wolframowo-aluminiową zawierającą 5% atomowych deuteru przedstawione są na rysunku 2.1.1.



Rys. 2.1.1. Ewolucja zawartości deuteru w zależności od liczby podwójnych impulsów laserowych w skali liniowej (z lewej) i logarytmicznej (z prawej)

Pomiary potwierdzają logarytmiczny spadek koncentracji cząsteczek paliwa w zależności od ilości oddanych impulsów, który łatwo można aproksymować odpowiednią (przedstawioną na wykresie) funkcją. Świadczy to o termicznym charakterze usuwania składnika gazowego z obszarów warstwy położonych poniżej powierzchni oddziaływania.

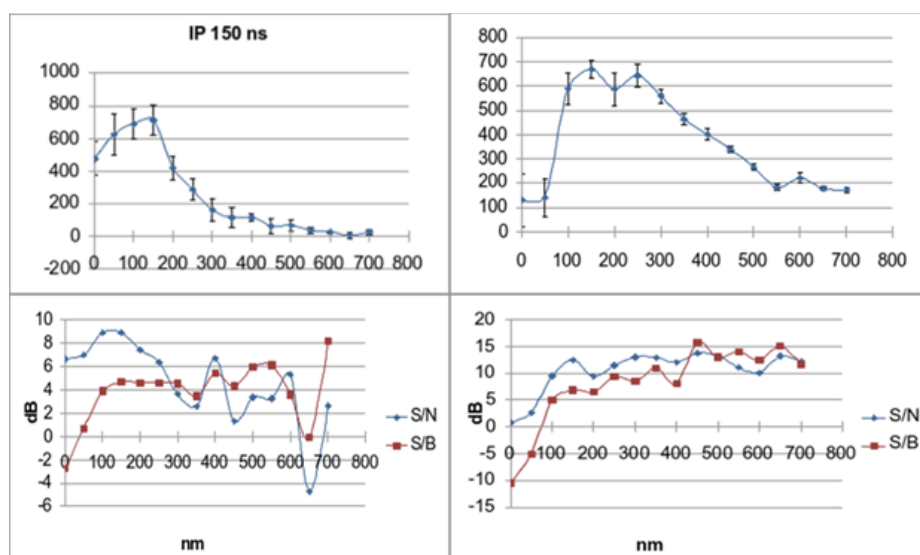
Interesujących wiadomości dostarcza również porównanie tempa usuwania paliwa w próżni oraz w warunkach atmosferycznych przedstawione w skali logarytmicznej na rysunku 2.1.2.



Rys. 2.1.2. Porównanie zawartości deuteru przy kolejnych impulsach laserowych w próżni i w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym

Eksperymenty wykazały, że w warunkach atmosferycznych usuwanie paliwa przebiega nieco szybciej, co ma związek z dłuższym czasem życia plazmy, a co za tym idzie, wydłużeniem oddziaływań termicznych z powierzchnią materiału. Po około 7 impulsach przy ciśnieniu atmosferycznym i 10 impulsach w próżni, poziom sygnału odpowiadającego linii deuteru osiąga poziom tła, co świadczy o całkowitym usunięciu tego izotopu.

Badania mające na celu zbadanie plazmy wolframowej i oszacowanie efektów powierzchniowych oddziaływań dwuimpulsowych prowadzone były w warunkach próżniowych przy użyciu parametrów wiązki laserowej analogicznych do zastosowanych w przypadku badań usuwania paliwa opisanych w poprzednim punkcie. Eksperymenty polegały na rejestracji kolejnych widm z krótkim czasem otwarcia bramki (wynoszącym 50 ns), przy przesuwającym się opóźnieniu otwarcia bramki z krokiem o długości 50 ns w zakresie od 0 do 500 ns. Kolejne serie pomiarowe były wykonywane dla zmieniającego się opóźnienia między-impulsowego wynoszącego od 0 do 650 ns ze zmiennym krokiem. Następnie rozpatrywane były różne linie wolframowe w celu zbadania ewolucji ich natężenia oraz stosunków sygnału do szumu i sygnału do tła (S/N, S/B). Przykładowe wykresy ilustrujące zachowanie się linii WII 364,1 i WI 429,5 nm dla opóźnienia między-impulsowego wynoszącego 150 ns przedstawione są na rysunku 2.1.3.



Rys. 2.1.3. Ewolucja natężenia sygnału odpowiadającego liniom wolframu WII 364,1 i WI 429,5 nm dla separacji między-impulsowej 150 ns (górny rząd) oraz zmiany współczynników sygnału do szumu (S/N) i sygnału do tła (S/B)

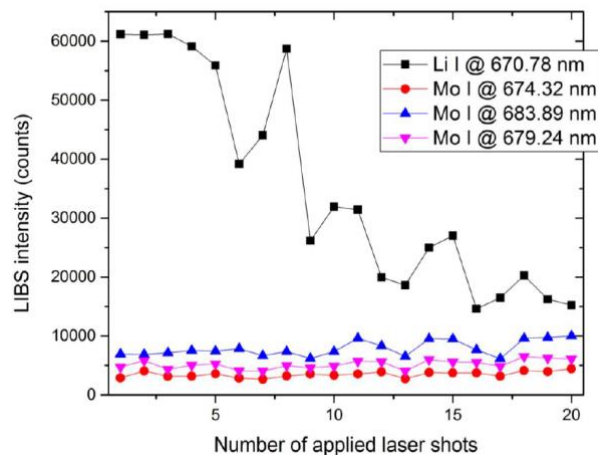
Uchwycone na rysunku różnice ewolucji linii atomowych i jonowych dobrze ilustrują zachowanie plazmy, w której składniki zjonizowane dominują na wczesnym etapie rozlotu, na skutek czego trudniej jest je wyodrębnić z wysokiego na tym etapie tła. Dzięki temu, obserwacja ta umożliwia optymalizację doboru czasu opóźnienia dla pomiarów różnych składników plazmy w zależności od ich stopnia jonizacji. Badania umożliwiły również optymalizację odstępu między-impulsowego dla wolframu na podstawie porównania stosunku sygnału do szumu oraz tła dla kolejnych jego wartości. Przykładowa analiza dla wspomnianych wcześniej przedstawiona jest w poniższej tabeli.

IP ns		0	10	20	50	100	125	150	200	250	300	350	400	650
364.2 nm	SNRm dB	12,1	10,9	10,4	10,7	10,4	10,9	10,1	3,3	12,9	10,5	9,9	13,1	12,1
	SBRm dB	12,1	19	6,3	10	6,3	9,8	13,9	4,4	9,3	9,9	8,1	7,4	9,5
429.5 nm	SNRm dB	14,3	9,9	14,6	13,7	14,6	13,9	14,2	7,9	12,2	14	14,6	13	13,9
	SBRm dB	10,1	8,3	10,6	12,6	10,6	11,6	13,4	7,6	10,6	12	12,7	11,7	11,4

Analiza danych wykazała, że w porównaniu do metody jednoimpulsowej, metoda dwu-impulsowa pozwala na uzyskanie lepszych parametrów sygnału dla wolframu, jednak poprawa nie jest tak duża jak w przypadku badanego rok wcześniej węgla. Wynika to z charakteru materiału, który jest bardzo trudny do rozpylenia i dodatkowo posiada złożone widmo zawierające dużo linii. Pozytywnym aspektem jest to, że trudności z wolframem nie przeszkadzają w pomiarach izotopów wodoru, węgla i innych pierwiastków obecnych w badanych próbkach.

2.2. Przystosowanie aparatury LIBS do wykorzystania na wielozadaniowym zdalnie sterowanym manipulatorze wewnątrz komory próżniowej średniej wielkości tokamaka - FTU, Frascati, Włochy

Badania zostały przeprowadzone po kampanii eksperymentalnej, w której testowano pokrycie limitera litem, a więc za argument potwierdzający ich skuteczność może być również wykrycie litu w powierzchniowej warstwie urządzenia. Co więcej, możliwym okazało się wyznaczenie profilu zawartości chemicznej tego pierwiastka na tle molibdenu, z którego wykonany jest limiter FTU, będący obiektem badania. Profil ten jest przedstawiony na rysunku 2.2.2.



Rys. 2.2.2. Profil zawartości chemicznej litu na tle molibdenu stanowiącego materiał konstrukcyjny limitera FTU

Poza litem w limiterze wykryte zostały również popularne zanieczyszczenia, czyli Fe, Cr, Ti, Ni, Cr, w większości pochodzące ze stali stanowiącej materiał konstrukcyjny komory.

Ostatnim etapem eksperymentu było przeprowadzenie pomiarów dla skalibrowanych próbek zawierających deuter i zainstalowanych wewnątrz komory FTU. Zgodnie z przewidywaniami, udało się uzyskać odpowiednią separację linii odpowiadających wodorowi i deuterowi. Przykładowe widmo przedstawione jest na rys. 2.2.3.

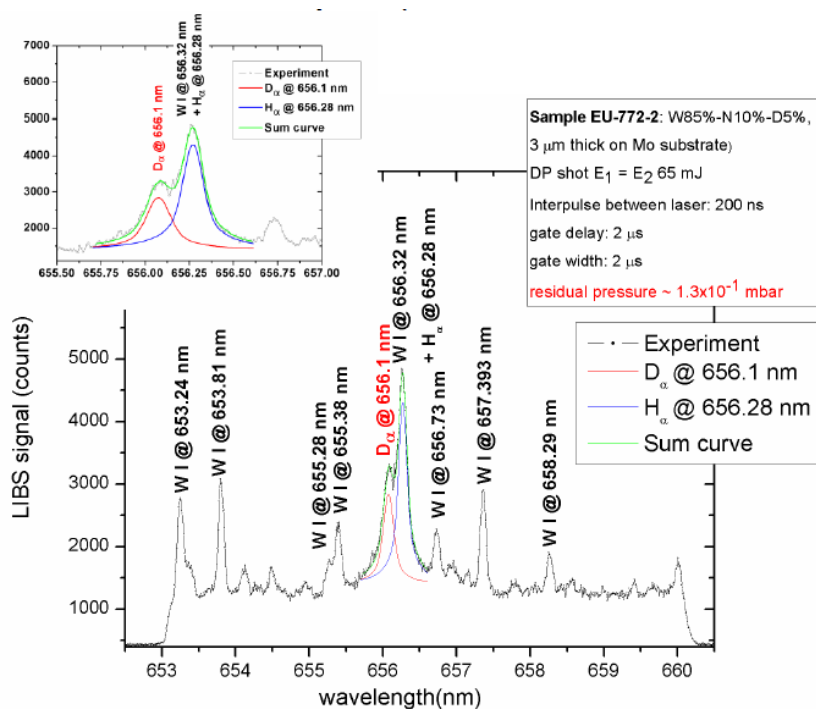
Otrzymane wyniki pozwoliły na analizę składu chemicznego ściany urządzenia oraz próbek kalibracyjnych, co było równoznaczne z realizacją rozwiązania problemu naukowego.

2.3. Badania plazmy na tokamaku WEST

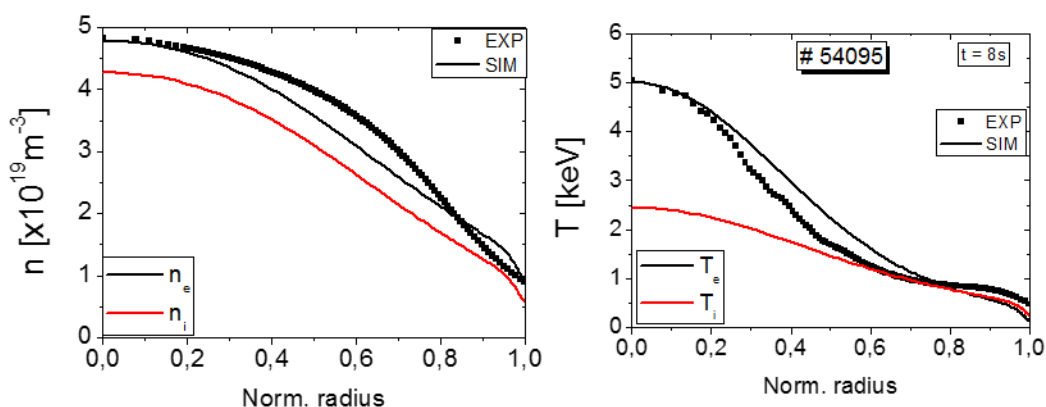
W 2019 r. przeprowadzono szczegółową analizę dla wyładowania #54095 z toroidalnym polem magnetycznym $B_t = 3.84T$, prądem plazmy $I_p = 0.49MA$, elongacją 1.12, $q_{95} = 4.7561$, grzaniem zewnętrznym $PAUX = 5.09MW$, $H_{98} = 0.8$ i średnią objętościową gęstością elektronową $n_{eVOL} = 2.7 \times 10^{19}m^{-3}$. Obliczenia zostały wykonane dla gęstości na separatrixie $n_{es} = 0.89 \times 10^{19}m^{-3}$ i radialnej dyfuzji w obszarze brzegowym $DRADSOL = 0.5m^2/s$. Porównanie profili gęstości i temperatury z eksperymentalnymi jest przedstawione na Rys. 2.3.1.

Uzyskano dobrą zgodność pomiędzy eksperymentem i obliczeniami. Podczas symulacji 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 (T_e/T_i), ale również dla efektywnego ładunku (ZEFF), promieniowania w obszarach centralnym (PRADBULK) i brzegowym (PRADDIV), dla koncentracji wolframu (CW). Takie porównanie jest przedstawione w Tabeli 2.3.1.

Jak widać, uzyskano dobrą zgodność dla promieniowania, niemniej jednak otrzymano dużą różnicę dla koncentracji wolframu. Warto podkreślić, że te obliczenia zostały wykonane przy założeniu, że w plazmie na domieszki się składały tlen i bor (wskutek bozonizacji). Według diagnostyk spektroskopowych zaobserwowano też azot, Ni, Cu, Fe.



Rys. 2.2.3 Przykładowe widmo uzyskane dla próbki kalibracyjnej. W lewym górnym rogu dopasowanie linii wodorowej i deuterowej.



Rys.2.3.1. Profile gęstości (po lewej) i temperatury (po prawej) dla elektronów i jonów dla czasu $t=8s$. Wyniki eksperymentalne przedstawiono punktami, wyniki obliczeń - linią ciągłą.

Tabela 2.3.1. Porównanie pomiędzy eksperymentem a wynikami obliczeń.

Parametr	SYMULACJE	EKSPERYMENT
Z_{EFF}	2.8	2.77
$P_{RADBULK}[MW]$	2.28	2.07
$P_{RADDIV}[MW]$	0.45	0.5
T_e/T_i	1.8	1,8
C_w	3.8×10^{-4}	8.1×10^{-4}

W następnym etapie zostały przeprowadzone analizy wpływu poszczególnych zanieczyszczeń na transport i produkcję wolframu (poprzez wybijanie z płyty dywertora). Jako typowej domieszki o średniej liczbie atomowej (20-30) w obliczeniach użyto niklu. Wyniki analizy wpływu tych domieszek na główne parametry plazmy

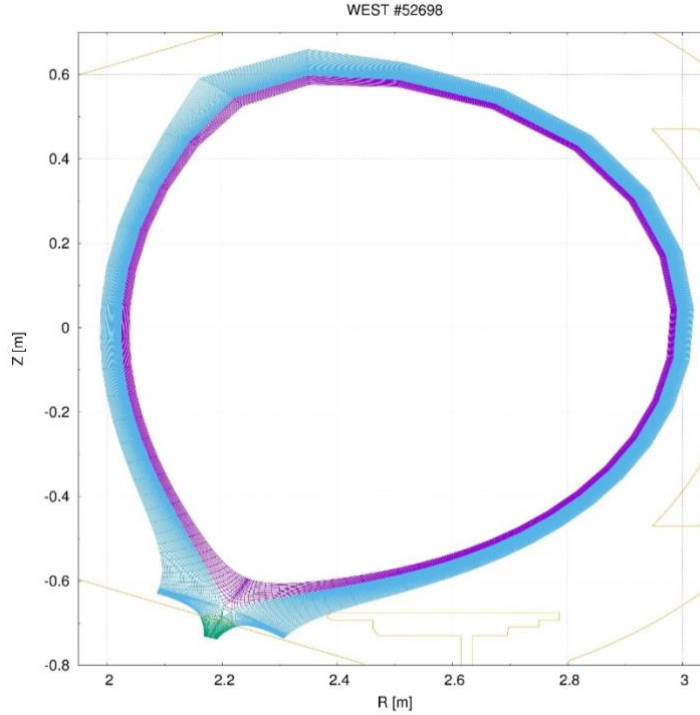
dywertorowej: temperaturę (TePLATE) i gęstość elektronową (nePLATE), strumienie plazmy do płyty dla poszczególnych domieszek i plazmy centralnej (D) są zamieszczone w Tabeli 2.3.2.

Tabela 2.3.2. Parametry plazmy dla różnych domieszek.

Parametr	O	N	Ni
Z_{EFF}	2.77	2.64	2.8
R_{CORE} [MW]	2.07	2.07	1.96
R_{SOL} [MW]	0.51	0.62	0.58
R_{TOTAL} [MW]	2.58	2.69	2.54
C_{W} [$\times 10^{-4}$]	8.1	8.2	5.1
C_{seed} [%]	1.45	1.63	0.26
C_{B} [%]	0.5	0.48	0.73
T_{ePLATE} [eV]	87	82	61.16
n_{ePLATE} [$\times 10^{19} \text{m}^{-3}$]	2.77	2.94	4.3
Γ_{sputD} [$\times 10^{19} \text{s}^{-1}$]	0.18	0.12	0.002
Γ_{sputW} [$\times 10^{19} \text{s}^{-1}$]	18.3	12.5	4.35
Γ_{sputSEED} [$\times 10^{19} \text{s}^{-1}$]	3.6	4.77	2.03
Γ_{sputB} [$\times 10^{19} \text{s}^{-1}$]	0.75	0.74	0.45

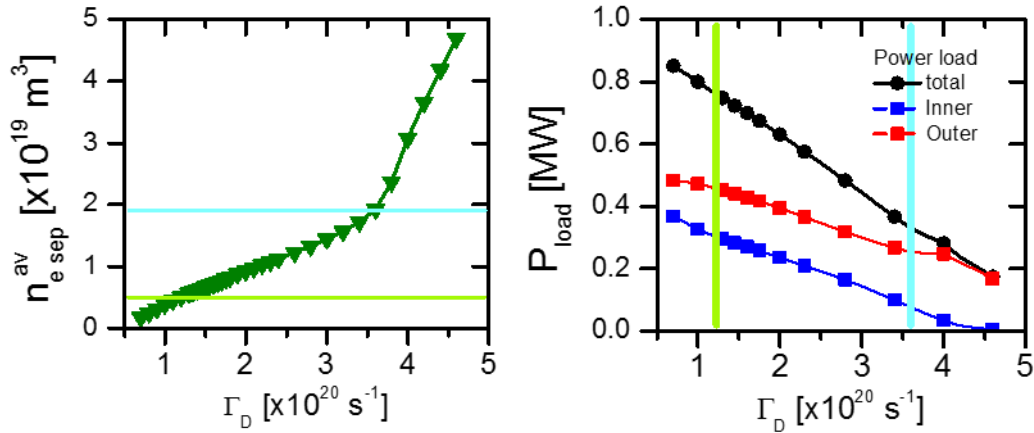
Jak widać, uwzględniając nikiel w obliczeniach koncentracja wolframu zmalała i ma wartości porównywalne do tych z eksperymentu. W tym przypadku można wywnioskować, że dla tokamaka WEST kluczowe do produkcji wolframu są domieszki ze średnią liczbą atomową: Ni, Cu, Fe.

W roku 2019 przeprowadzono również analizy numeryczne transportu plazmy za pomocą kodu TECXY w tokamaku WEST. W ramach niniejszego zadania przystąpiono do wykonania modelu plazmy obszaru brzegowego urządzenia WEST dla wyładowania numer #52698, będącym jednym z wyładowań wzorcowych dla przyszłych kampanii. W tym celu sporządzono siatki obliczeniowe na podstawie konfiguracji pola magnetycznego dla ww. wyładowania (Rys. 2.3.2). Obszar ujęty w obliczeniach obejmuje warstwę SOL, obszar prywatny (ang. private flux region) oraz część centrum przylegającego do separatrysy (Rys. 2.3.2, fioletowy obszar). Ustalono również parametry plazmy i warunki brzegowe na podstawie danych eksperymentalnych. Otrzymana szerokość warstwy SOL wynosi około jednego centymetra. Do badań został zastosowany wieloplłynowy kod TECXY stosujący zaawansowane modele fizyczne oraz metody numeryczne umożliwiające rozwiązywanie dwuwymiarowych równań transportu plazmy w obszarze brzegowym tokamaka.



Rys. 2.3.2. Siatka numeryczna dla wyladowania numer #52698.

W ramach badań przeprowadzono szereg obliczeń numerycznych z wykorzystaniem ww. kodu numerycznego dla plazmy deuterowej. Wartość mocy docierającej z centrum do SOL przyjęto w modelu równą 1 MW. Obliczenia wykonano dla różnych wartości strumienia plazmy deuterowej płynącej do SOL przez separatrycę, Γ_D , a w efekcie dla różnych wartości uśrednionej gęstości na separatrysie, $n_{e,sep}$.



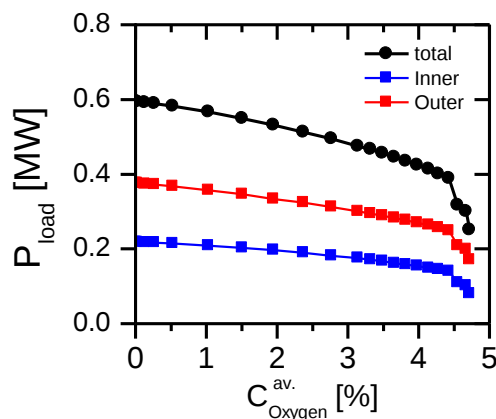
Rys. 2.3.3. Zmiana wartości gęstości na separatrysie (lewy panel) i całkowitej mocy docierającej do dywertora (prawy panel) w zależności od strumienia deuteru do SOL.

W rezultacie przeprowadzonych symulacji numerycznych plazmy deuterowej zostały określone m.in. wartości temperatur i gęstości plazmy na płytach dywertorowych w zależności od gęstości plazmy na separatrysie w ww. konfiguracji pola magnetycznego. W szczególności została określona efektywność promieniowania plazmy deuterowej w zależności od strumienia plazmy przez separatrycę. Obliczenia pokazują, iż wraz ze wzrostem wartości Γ_D następuje linowy wzrost całkowitego strumienia jonów do płyt dywertorowych, $\Gamma_{ion,tot}$, oraz wzrost wartości gęstości elektronowej na separatrysie (Rys. 2.3.3, lewy panel). Równocześnie obserwowany jest spadek całkowitej mocy docierającej do dywertora (Rys. 2.3.3, prawy panel).

Zwróćmy uwagę, iż dla wartości strumienia deuteru przez separatrycę równej $3.5 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ następuje załamanie (ang. flux roll-over) strumienia jonów do wewnętrznej płyty dywertora (nie pokazano), a w konsekwencji następuje oderwanie się plazmy od dywertora (ang. plasma detachment) i spadek wartości $\Gamma_{ion,tot}$. Jednocześnie następuje gwałtowny wzrost gęstości plazmy na separatrysie (Rys. 2.3.3, lewy panel). Zauważmy, iż całkowita moc do dywertora, PSOL, może być zredukowana o około 50% na krótko przed detachmentem na wewnętrznej

plycie dywertora do około 0.4 MW. Wówczas na wewnętrzną płytę pada zaledwie 0.1 MW, zaś na zewnętrzną płytę około 0.3 MW. Wraz ze wzrostem gęstości na separatrysie wartość PSOL maleje osiągając 0.2 MW.

Dodatkowo w ramach projektu rozpoczęto badania nad wpływem jonów tlenu na efektywność promieniowania plazmy w tokamaku WEST. W modelu uwzględniono strumień jonów tlenu wpuszczanych ze ściany do obszaru SOL w obszarze dywertorowym. W tym celu wykonano serię obliczeń przy różnych koncentracjach jonów tlenu w plazmie dla kilku wybranych wartości strumienia deuteru do SOL w porozumieniu z CEA (rys. 2.3.4).



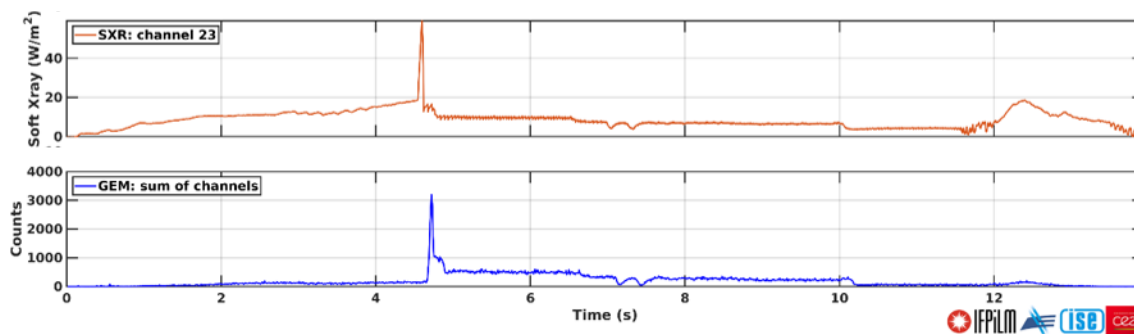
Rys. 2.3.4. Całkowita moc docierająca do dywertora dla $n_{e,sep} = 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$ w zależności od koncentracji jonów tlenu.

Na podstawie wyników symulacji numerycznych stwierdzono, iż wprowadzenie jonów tlenu do plazmy powoduje znaczący wzrost promieniowania o ponad 30% powodując redukcję całkowitej mocy docierającej do płyt dywertorowych o ponad 0.2 MW dla $n_{e,sep} = 10^{19} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$. Uzyskane wyniki wskazują, iż występowanie domieszki tlenu w tokamaku WEST zwiększa rozpraszanie energii w obszarze brzegowym i prowadzi do oderwania się plazmy od wewnętrznej płyty dywertorowej przy niższych wartościach gęstości elektronowej na separatrysie w porównaniu do czystej plazmy wodorowej.

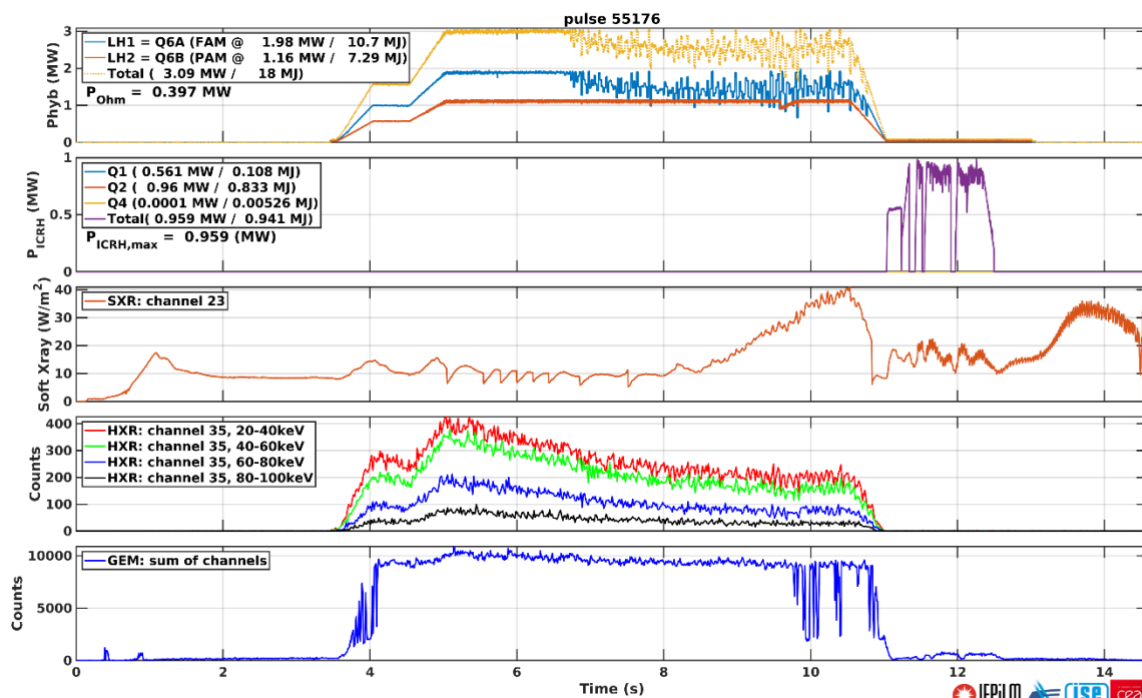
Podsumowując prace nad zidentyfikowaniem źródeł zanieczyszczeń za pomocą kodu COREDIV pozwolą w przyszłości na wyeliminowanie tych źródeł albo opracowanie takiego scenariusza wyładowania, który zminimalizowałby wpływ domieszki o średnim Z na przyszłe eksperymenty. Wyniki mogą być pomocne również dla innych eksperymentów prowadzonych przez EUROfusion na tokamaku WEST.

Z kolei wyniki uzyskane za pomocą kodu TECXY wskazują, iż występowanie domieszki tlenu w tokamaku WEST zwiększa rozpraszanie energii w obszarze brzegowym i prowadzi do oderwania się plazmy od wewnętrznej płyty dywertorowej przy niższych wartościach gęstości elektronowej na separatrysie w porównaniu do czystej plazmy wodorowej.

W ramach rozwijania detektorów typu GEM w 2019 r. podjęte zostały badania podstawowe w celu optymalizacji działania detektora w warunkach intensywnych wiązek fotonów. Prace prowadzone w roku 2019 skoncentrowały się głównie na finalizacji i walidacji pierwszego detektora, zainstalowanego w porcie tokamaka, będącego częścią systemu tomografii rentgenowskiej bazującej na detektorach gazowych typu GEM. W szczególności, przeprowadzona została weryfikacja funkcjonowania detektora zainstalowanego w porcie pionowym podczas kampanii eksperymentalnej w roku 2019, optymalizacja pracy detektora oraz walidacja sygnałów z promieniowania plazmy na tokamaku WEST. W trakcie kampanii eksperymentalnej detektor ten zbierał dane plazmowe, które następnie były porównywane z danymi z innych diagnostyk urządzenia. Otrzymane wyniki z przygotowanej diagnostyki na bazie detektora GEM pokazywały dobrą zgodność z danymi z innych detektorów miękkiego (Rys. 2.3.5) lub twardego (Rys. 2.3.6) promieniowania X na tokamaku WEST.



Rys. 2.3.5. Czasowe zależności gęstości (góra) oraz intensywności (dół) miękkiego promieniowania rentgenowskiego z diagnostyki SXR na tokamaku WEST i GEM dla wyładowania #55147.



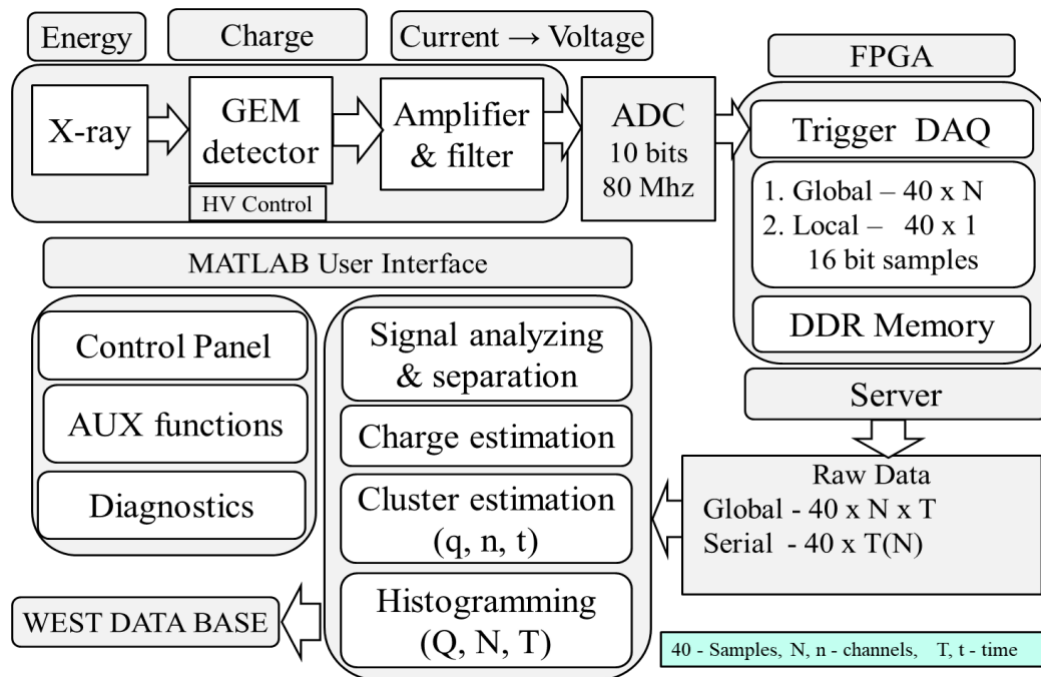
Rys. 2.3.6. Czasowe zależności gęstości oraz intensywności promieniowania rentgenowskiego z diagnostyk na tokamaku WEST i diagnostyki GEM dla wyładowania #55176.

Warto zauważyć, że czułość spektralna oraz efektywność detekcji detektorów SXR i HXR na urządzeniu różni się od czułości zainstalowanego detektora GEM, może to wyjaśnić obserwowane zachowania profili czasowych.

Spora część prac dotyczyła optymalizacji zainstalowanego detektora w celu poprawy połączeń mechanicznych, przepustowości i stabilności systemu zbierania danych. Kontynuowane były przygotowania finalnej wersji akwizycji sygnałów z detektora, oprogramowania służącego do odczytu i obróbki danych z detektora dla celów laboratoryjnych i tokamakowych, i dostosowanie jej do rzeczywistych warunków eksperymentu na tokamaku. Liczne optymalizacje narzędzi numerycznych zostały przeprowadzone w celu dostosowania się do procedur i wymagań strony francuskiej.

Przeprowadzono systemowe testy pracy detektora GEM na finalnym stanowisku dla różnych warunków pomiarowych. Dla referencyjnego źródła promieniowania ^{55}Fe ustalone zostały podstawowe warunki pracy detektora. Niska intensywność oddalonego źródła Fe ~ 10 Hz dla 80 kanałów wymagała długich czasów akwizycji. Dodatkowe ograniczenie stanowiła wolna lokalna sieć do sterowni urządzenia (Control Room) z ograniczeniem transmisji ~ 100 kB/min. Zbadane zostały poziomy szumów i zakłóceń dla wszystkich kanałów pomiarowych. Stwierdzono stosunkowo niski poziom szumów rzędu 2 (wartość średniokwadratowa dla zakresu 10 bitów ADC). Jednak zakłócenia oscylacyjne (~ 10 MHz) zdeterminowały ustawienie triggera sygnałowego na poziomie 40. Ustalone zostały wartości napięć zasilających kolejne elektrody detektora na poziomie [600, 370, 600, 370, 600, 370, 1000] V - licząc od płyty odczytu. Zwiększono przepływ mieszanki gazowej Ar/CO₂ do poziomu ~ 50 ml/min. Pomiary przeprowadzone zostały z wykorzystaniem techniki akwizycji sygnałowej z

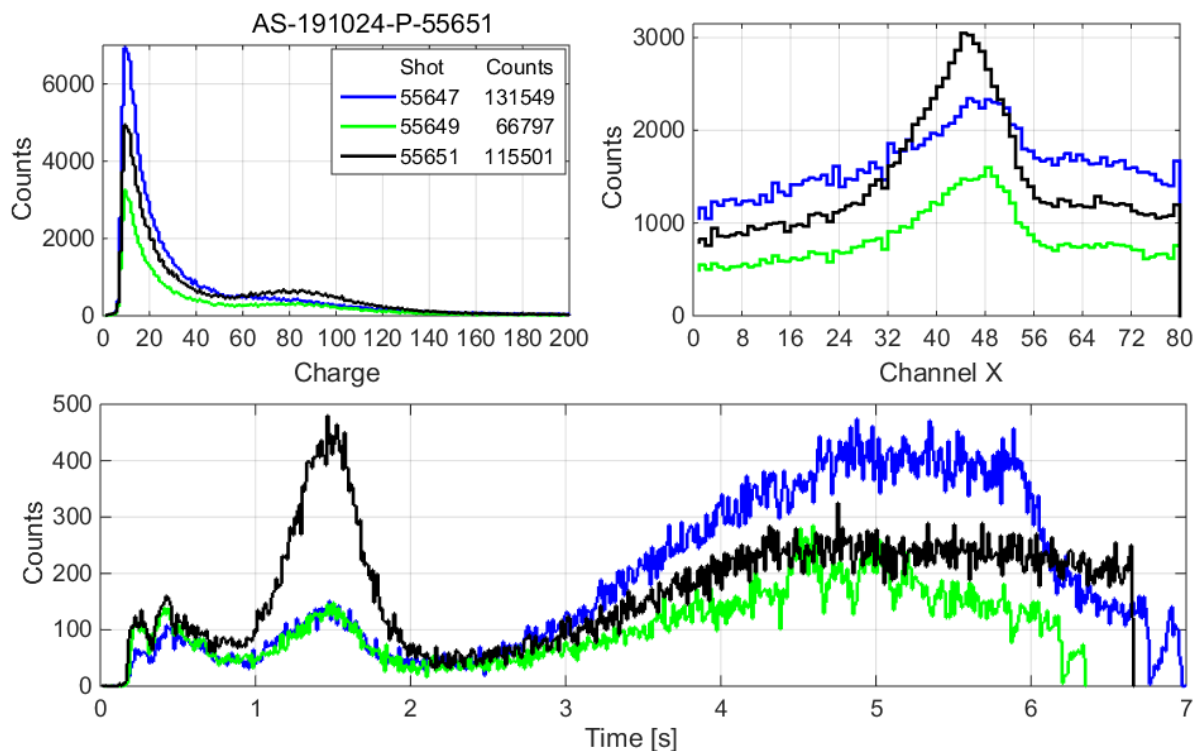
triggerem globalnym. Przekroczenie poziomu triggera dla dowolnego kanału skutkuje rejestracją 40 próbek sygnału ze wszystkich kanałów w danej chwili czasu. Ostateczny format danych jest tablicą 3D $[40 \times N \times M]$, gdzie N - liczba kanałów, M - liczba zdarzeń czasowych. System Matlaba analizował 40 próbek sygnałowych z kolejnych kanałów z każdego zdarzenia. Dalej następowała identyfikacja pojedynczych impulsów z ewentualną separacją w przypadku koincydencji oraz estymacja ich ładunku. Sąsiednie i jednocześnie ładunki stanowią klastery, którego całkowity ładunek odpowiada energii pierwotnego fotonu promieniowania. Ostatecznym zobrazowaniem detekcji promieniowania służył histogram zliczenia klastrów 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. 2.3.7).



Rys. 2.3.7. Schemat funkcjonalny systemu konwersji sygnału i przetwarzania danych.

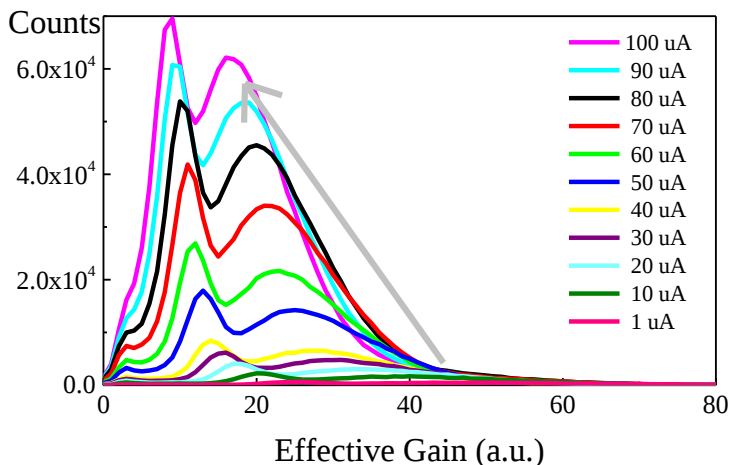
Dla dużych intensywności występowały jednak ograniczenia w akwizycji do poziomu nasycenia ~ 2500 zdarzeń dla 10 ms. Spowodowane to było nadmiarem informacji w akwizycji globalnej. Rozwiązaniem problemu jest kolejna wersja akwizycji sygnałowej z triggerem lokalnym, która rejestruje tylko kanały aktywne sygnałowo. Akwizycja ta przeszła już pozytywne testy w warunkach laboratoryjnych. Testy rejestracji plazmy miały głównie charakter techniczny i były przeprowadzone w różnych nietypowych warunkach eksperymentalnych. Strzały plazmy powtarzały się cyklicznie zazwyczaj z przerwami ok. 20 min. Testowano dwa tryby akwizycji: ciągły (długookresowy) dla wielu strzałów plazmy z limitem liczby zdarzeń (sprzętowy limit 2.25×10^6) oraz okresowy dla jednego strzału plazmy z synchronizacją zewnętrznym sygnałem start i stop. Celem efektywnej automatyzacji całego procesu pomiarowego wydzielono trzy procedury dla kolejnych etapów działania systemu.

1 - DAQ LOOP – pętla pomiarowa serwera naprzemiennie dla plazmy i źródła Fe w przerwach. Dane gromadzone były w pamięci serwera, a każdy odrębny pomiar otrzymywał identyfikator z informacją czasową. 2 – DOWNLOAD LOOP – pętla transmisji danych z serwera do komputera sterującego z Matlabem. Pobierano dane z kompresją i tworzono folder zgodnie z nazwą pomiaru oraz zapisywano plik binarny. 3 – PROCESSING LOOP – konwersja binarna do pliku typu .mat oraz proces analizy danych w Matlabie zakończony histogramowaniem i graficznym zobrazowaniem podstawowych charakterystyk - rozkłady ładunkowe, kanałowe i czasowe (Rys. 2.3.8).



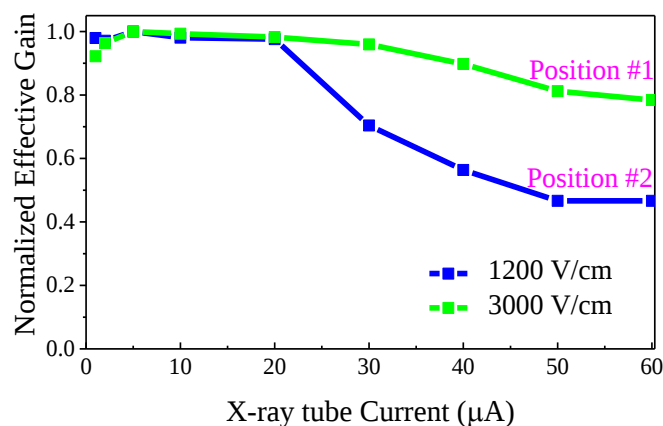
Rys. 2.3.8. Charakterystyki dla wybranych trzech strzałów plazmy.

Równolegle do prac na urządzeniu WEST kontynuowane były badania podstawowe detektorów GEM w celu optymalizacji ich działania na urządzeniach fuzyjnych. Dotyczyło to zagadnienia zmian wzmocnienia detektora przy mocnym obciążeniu go intensywnym promieniowaniem (Rys. 2.3.9).



Rys. 2.3.9. Widma zmierzone przy napromieniowaniu detektora GEM przez lampę rentgenowską o tym samym napięciu i różnym natężeniu prądu (różne natężenie promieniowania do około 0.6 kHz/mm² dla najwyższego prądu lampy).

Przeprowadzone badania wykazały, że detektor ulega lokalnemu zgromadzeniu ładunku na cienkiej folii Mylaru pokrytego Al, która pełni rolę okna i jednocześnie katody detektora. Przy dużych intensywnościach padającego promieniowania (tzn. dużego przepływu ładunku elektrycznego) okno detektora, a mianowicie bardzo cienka warstwa aluminium nie jest w stanie odprowadzić zgromadzonego ładunku prowadząc tym samym do lokalnej zmiany konfiguracji pola elektrycznego (Rys. 2.3.10). Wynik ten jest bardzo ważny dla dalszych zastosowań rozwijanych detektorów w obszarze urządzeń fuzyjnych.



Rys. 2.3.10. Modyfikacja efektywnego wzmocnienia dla detektorów GEM pod wpływem intensywnego promieniowania lampy rentgenowskiej dla dwóch wartości pola elektrycznego obszaru dryftu detektora

Dodatkowo kontynuowane były symulacje procesów zachodzących w detektorze gazowym pod wpływem intensywnego promieniowania jonizującego. Prace rozpoczęte w ubiegłym roku miały na celu określenia wpływu efektu „charging-up” na parametry detektora. Efekt ten przejawia się podczas przepływu sporych gęstości ładunku przez detektor, a mianowicie przez otwórki w foliach GEM wykonane z materiału izolującego, pod wpływem intensywnego strumienia kwantów. Prace te będą kontynuowane w następnym roku ze względu na czasochłonność obliczeń i wysokie wymagania w stosunku do zasobów komputerowych.

Oprócz tego po ukończeniu konstrukcji drugiego detektora finalnego, o zakrzywionej powierzchni detekcji, rozpoczęły się testy powstałego modułu w warunkach laboratoryjnych. Wykonano kilka optymalizacji układu detektora jak również elektrod komory detekcyjnej. Praca ta będzie kontynuowana w następnym roku.

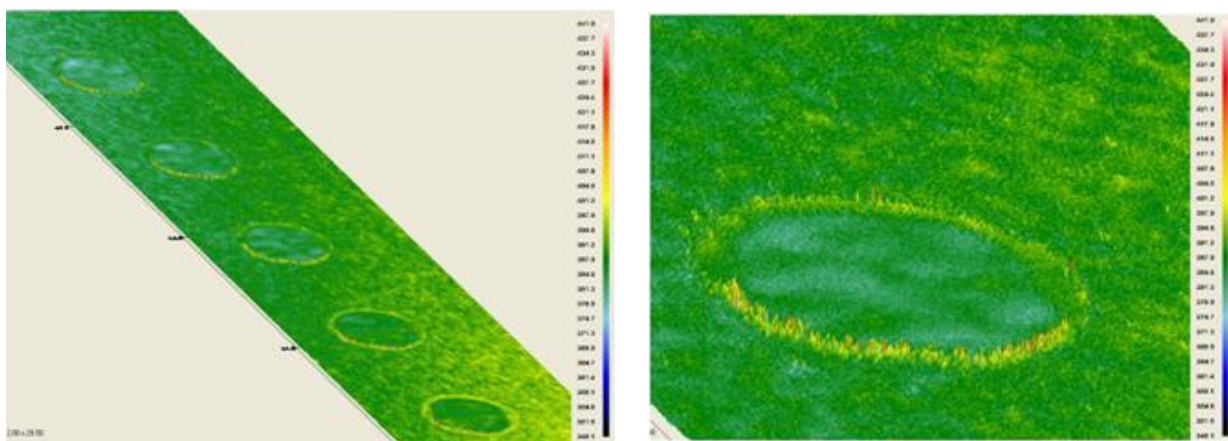
Kontynuowane były również wspólne prace z zespołem z CEA nad ostateczną integracją i optymalizacją modułów detekcyjnych na bazie detektorów typu GEM, m.in. integracją z bazą danych tokamak WEST. Zadanie to było realizowane we współpracy z Laboratorium CEA w Cadarache we Francji oraz Politechniką Warszawską.

b) rozwiązanie problemu technologicznego,

2.1. Badania oddziaływania plazmy i impulsów laserowych z materiałami.

Problem technologicznym było skonstruowanie systemu DP LIBS do charakteryzacji retencji paliwa przy minimalizacji uszkodzeń podłoża. W badaniach nad powierzchniowymi efektami oddziaływania laserowego za pomocą profilometru optycznego NANOVEA stwierdzono, że w fundamentalny sposób różnią się one w przypadku warstw oraz podłoża. W przypadku warstw, współczynnik ablacji dla impulsów rzędu 50 – 100 mJ ma wartość 0,5 do 1 μm , a dla impulsów o wyższych energiach często dochodzi do defoliacji, czyli lokalnej utraty całej warstwy. W przypadku oddziaływania z podłożem wolframowym współczynnik ablacji dla impulsów 100 mJ, w warunkach eksperymentalnych nie przekraczał 100 nm na impuls. Oddziaływania nie prowadziły przy tym do powstawania krateru o kształcie gaussowskim, lecz płaskich, o chropowatości nie odbiegającej od chropowatości otaczającego je obszaru. W największym stopniu modyfikacji ulegał przy tym brzeg krateru, na którym powstawał obszar ostrego zafalowania materiału (tzw. burr), które jest charakterystyczne dla oddziaływań nanosekundowych i rośnie wraz ilością impulsów zdeponowanych w jedno miejsce na skutek akumulacji drobnych efektów związanych z rozszerzalnością termiczną. Głębokość powstałych kraterów w niewielkim stopniu zależała od odstępu między-impulsowego.

Przykładowe mapy kraterów przedstawione są na rysunku 2.1.4.

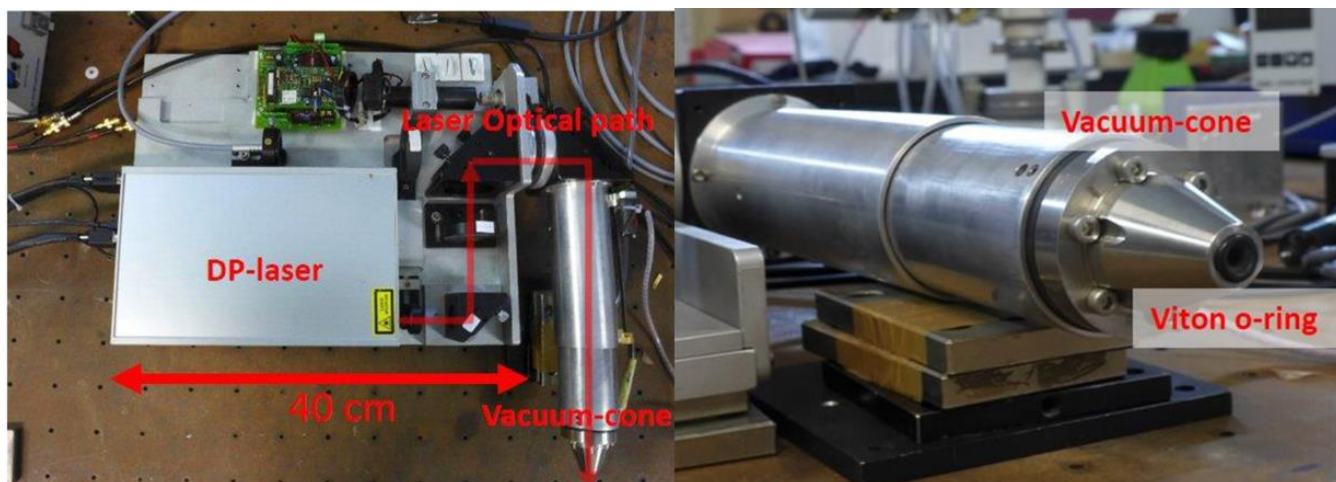


Rys. 2.1.4. Rząd kraterów uzyskanych dla różnych opóźnień między impulsowych oraz powiększony obraz pojedynczego krateru

Wykonane prace wykazały możliwość uzyskania precyzyjnych pomiarów DP LIBS przy minimalizacji uszkodzeń powierzchni, co wypełniło technologiczny cel prac.

2.2. Przystosowanie aparatury LIBS do wykorzystania na wielozadaniowym zdalnie sterowanym manipulatorze wewnątrz komory próżniowej średniej wielkości tokamaka - FTU, Frascati, Włochy

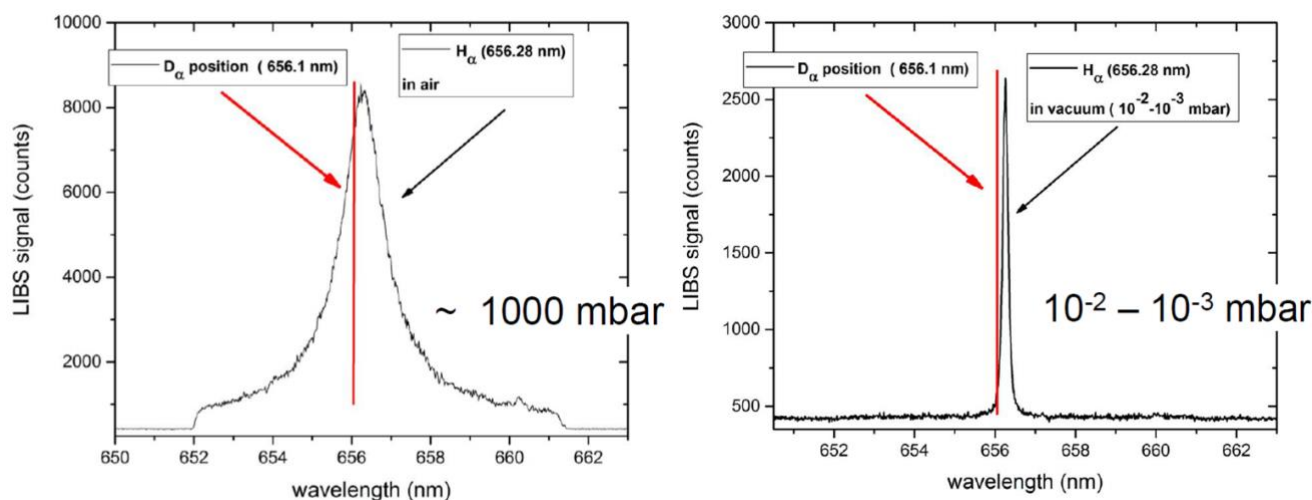
Podstawowym problemem technologicznym było dostosowanie dedykowanej zdalnie sterowanej głowicy do wykonania pomiarów wewnątrz urządzenia tokamak (po raz pierwszy na świecie). Główną modyfikacją układu była wymiana jej końcówki na kompatybilny próżniowo stożek, który teraz pozwolił na szczelny kontakt z badaną powierzchnią umożliwiając odpompowanie jej wnętrza, a tym samym wykonanie pomiarów w warunkach próżniowych, przy których jest możliwa separacji bardzo bliskich sobie linii wodoru, deuteru i trytu, będących obiektem głównego zainteresowania przy pomiarach retencji paliwa. Dzięki tej modyfikacji możliwe stało się uzyskanie ciśnienia rzędu 10^{-2} - 10^{-3} mbarr. Całość głowicy oraz jej stożkowa końcówka przedstawione są na rysunku 2.2.4.



Rys. 2.2.4. Zdjęcie głowicy pomiarowej oraz próżniowej stożkowej końcówki

Do pomiarów zastosowany został laser dwuimpulsowy o energii każdego z impulsów 65 mJ i odstępem między nimi 500 ns. W obu zastosowanych w eksperymencie spektrometrach (wąskopasmowym ENEA i szerokopasmowym IFPiLM) opóźnienie akwizycji wynosiło 2 μ s, a czas otwarcia bramki 750 ns.

Kluczowym wynikiem pomiarów było wykazanie powodzenia modyfikacji głowicy pomiarowej i uzyskanie rozdzielczości pozwalającej na rozróżnienie linii wodoru i deuteru, które byłoby niemożliwe w przypadku ciśnienia atmosferycznego, co przedstawia rys. 2.2.5.



Rys. 2.2.5. Porównanie linii wodorowej uzyskanej przy ciśnieniu atmosferycznym i w obniżonym potwierdzające skuteczność modyfikacji głowicy.

Realizacja systemu umożliwiającego wykonanie pomiarów w arbitralnie wybranym punkcie powierzchni wewnętrznej FTU była wypełnieniem technologicznego celu projektu i wykazała możliwość stosowania tego typu rozwiązania na innych urządzeniach tego typu.

c) rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych,

2.3. Badania plazmy na tokamaku WEST

Prace nad rozwojem kodu i uzyskane wyniki obliczeń pokazują, że kod COREDIV z powodzeniem może być zastosowany do analizy wpływu domieszek na produkcję wolframu.

Prace nad detektorami gazowymi przyczyniły się do rozwoju dostępnych narzędzi numerycznych w celu symulacji procesów zachodzących w komorze detekcyjnej. Ponadto zostały rozwinięte od lat opracowywane narzędzia numeryczne w środowisku Matlab do celów obróbki i procesowania danych.

Prace prowadzone w ramach rozwoju detektorów gazowych dla tokamaka WEST mają duże znaczenie dla nawiązania i rozwoju współpracy międzynarodowej w obszarze fizyki plazmy, elektroniki oraz badań detektorów GEM-owych. Rozpoczęto pierwsze analizy otrzymywanych wyników, na podstawie których przewidywane są wspólne prace naukowe. Ze względu na ukierunkowanie proponowanych detektorów GEM-owych na zastosowanie w przyszłych reaktorach termojądrowych, uzyskane wyniki mają również ważne znaczenie dla fizyki plazmy oraz dla rozwoju technologii detektorów gazowych. Postępy z prowadzonych prac były prezentowane na licznych konferencjach i spotkaniach międzynarodowych, co przyczyniło się do wymiany doświadczeń oraz rozwoju współpracy międzynarodowej w tej kwestii.

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

Kierownik zadania: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPJET3 Technical Exploitation of DT Operation oraz WPENS: Early Neutron Source Definition and Design

W 2019 roku zespół analiz neutronowych IFPiLM uczestniczył w przygotowaniach tokamaka JET do kampanii eksperymentalnej DET2, w trakcie której, komora wypełniona zostanie mieszaniną deuteru i trytu. Kampania ta związana będzie z przygotowaniem do uruchomienia reaktora ITER, a jej program opracowany został w ścisłej współpracy ze specjalistami z ITER Organization (IO) oraz Fusion for Energy (F4E).

W 2019 roku zespół IFPiLM brał także udział w przygotowaniu projektu koncepcyjnego intensywnego źródła neutronów do badań materiałowych w ramach zadania Eurofusion WPENS (Early Neutron Source Definition and Design).

1) Opis;

3.1. Kalibracja systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV

Osoba kontaktowa: S. Jednoróg, slawomir.jednorog@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET3 Technical Exploitation of DT Operation

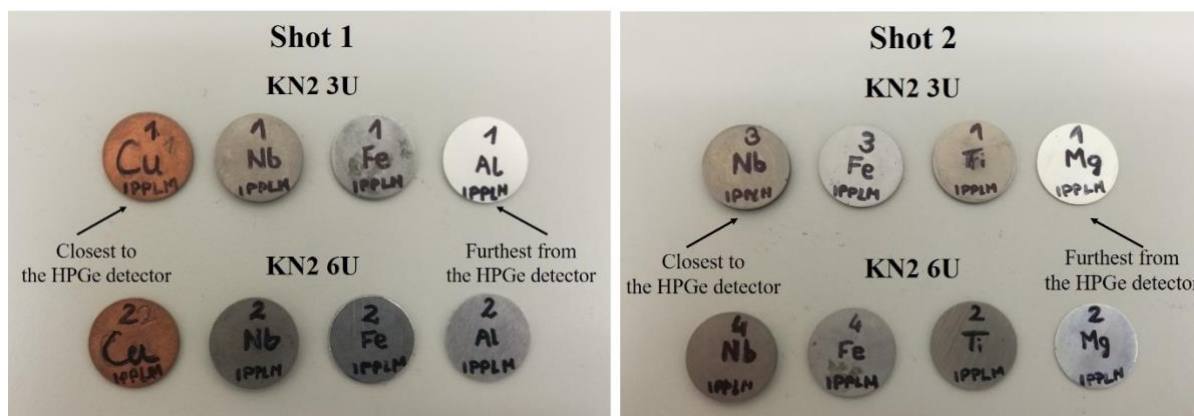
W 2019 roku kontynuowano prace przewidziane w projekcie dotyczącym kalibracji „in vessel” diagnostyk neutronowych tokamaka JET z zastosowaniem 14-MeV generatora neutronów. Głównym celem tego projektu jest wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych (system KN1) oraz współczynników aktywacyjnych dla Al, Fe oraz Nb (system KN2) dla plazmy deuterowo-trytowej. Współczynniki te zostały wstępnie wyznaczone w trakcie kalibracji diagnostyk neutronowych przeprowadzonej w 2017 roku, w której uczestniczyli pracownicy Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych.

Jednym z głównych zadań przewidzianych do realizacji w roku 2019 było wsparcie kampanii eksperymentalnej DD na tokamaku JET z zastosowaniem diagnostyk aktywacyjnych. W związku z dużym obciążeniem pozycji aktywacyjnej KN2 3U oraz detektora półprzewodnikowego HPGe służącego do pomiaru promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek, zdecydowano, że próbki będą napromieniowane również w pozycji KN2 6U a widmo promieniowania gamma będzie mierzone jednocześnie dla wszystkich próbek z danego wyładowania plazmowego. W związku z tym, że jednym z zadań zaplanowanych do wykonania w 2019 roku była weryfikacja współczynników aktywacyjnych dla systemu KN2 za pomocą neutronów powstałych w wyniku dopalania trytu (triton burn-up) w czasie kampanii DD, w kapsułach aktywacyjnych umieszczono między innymi folie wykonane z Al, Fe oraz Nb. Główne parametry wybranych reakcji jądrowych zachodzących w wymienionych wyżej materiałach w wyniku oddziaływania z neutronami zamieszczono w Tabeli 3.1.1.

Tabela 3.1.1. Parametry materiału tarczy i produktów wybranych reakcji jądrowych.

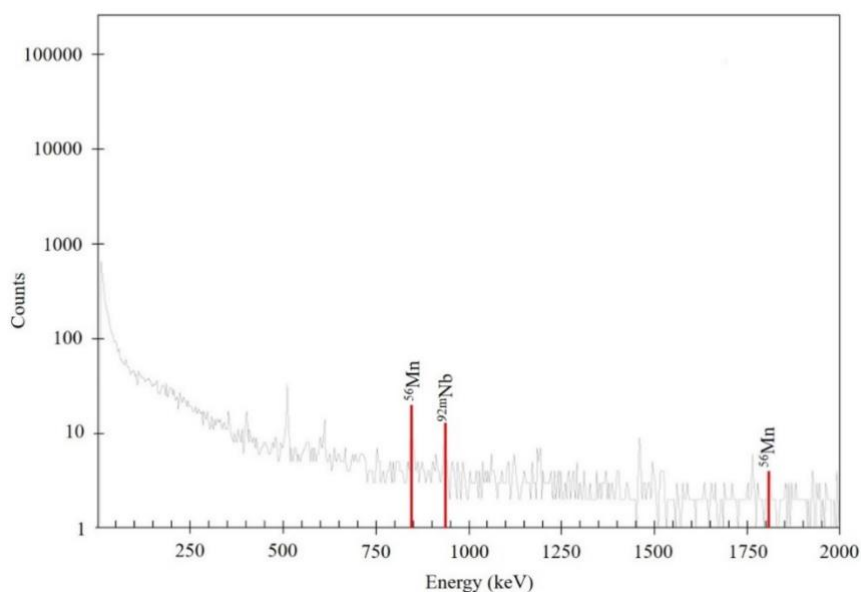
Reakcja	Abundancja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]	Intensywność kwantów gamma [%]
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	1,00	1,90	9,46 minut	843,8	71,8
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1,00	3,25	15,00 godzin	1368,6	99,9
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	0,92	2,97	2,58 godzin	846,8	98,9
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92m}\text{Nb}$	1,00	9,06	10,15 dni	934,4	99,2

Kapsuły zawierające między innymi Al, Fe oraz Nb umieszczono jednocześnie w zakończeniach aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U, a następnie napromieniowano podczas wyładowań plazmowych #95899 oraz #96099 w tokamaku JET. Skład oraz rozmieszczenie folii aktywacyjnych w kapsule przedstawiono na rysunku 3.1.1.



Rys. 3.1.1. Zawartość kapsuł aktywacyjnych napromieniowanych w zakończeniach aktywacyjnych KN2 3U oraz KN2 6U w trakcie wyładowań #95899 oraz #96099.

Po zakończeniu każdego wyładowania plazmowego kapsuły z próbkami przetransportowano do laboratorium metrologicznego. Pomiar promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych próbek wykonywano za pomocą detektora HPGe (firmy ORTEC). Kapsułę napromieniowaną w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U mierzono jako pierwszą ze względu na mniejszą wartość fluencji neutronów docierającą do próbek aktywacyjnych. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane przez detektor HPGe dla kapsuły aktywowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 3U podczas wyładowania plazmowego #96099 na tokamaku JET przedstawiono na rysunku 3.1.2.



Rys. 3.1.2. Widmo promieniowania gamma zarejestrowane przez detektor HPGe dla kapsuły aktywowanej w położeniu aktywacyjnym KN2 3U w trakcie wyładowania plazmowego #96099 w tokamaku JET.

W zarejestrowanych widmach promieniowania gamma znajdują się produkty reakcji jądrowych zachodzących z neutronami o energii ok 14,1 MeV pochodzącymi z reakcji dopalania trytu (^{56}Mn oraz $^{92\text{m}}\text{Nb}$). W celu wyznaczenia radioaktywności powstałych w próbkach nuklidów konieczne jest wyznaczenie wydajności rejestracji kwantów gamma emitowanych z poszczególnych próbek. Do tego celu konieczne jest przygotowanie modelu zastosowanego detektora promieniowania gamma oraz próbek aktywacyjnych, wykonanie obliczeń z zastosowaniem kodu MCNP oraz przeprowadzenie pomiarów z użyciem punktowego źródła kalibracyjnego emitującego promieniowanie gamma o różnych energiach. Wykonanie tego zadania zostało zaplanowane na pierwszy kwartał 2020 roku. Na podstawie wyznaczonych wartości radioaktywności powstałych nuklidów wyznaczona zostanie wydajność emisji neutronów dla każdego wyładowania plazmowego oraz zweryfikowane

zostaną współczynniki aktywacyjne dla Al oraz Nb wyznaczone podczas kalibracji monitorów neutronów z zastosowaniem 14-MeV generatora neutronów.

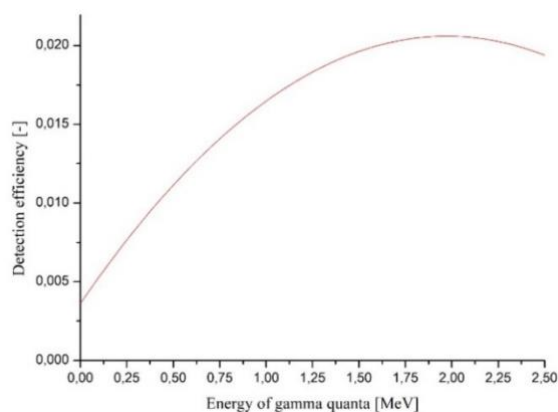
3.2. Pomiary aktywacyjne dla materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER

Osoba kontaktowa: S. Jednoróg, slawomir.jednorog@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET3 Technical Exploitation of DT Operation

W 2019 roku zespół pracowników z Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych kontynuował prace przewidziane w projekcie WPJET3 ACT – pomiary aktywacyjne w strumieniu neutronów dla tokamaka ITER. Jednym z głównych zadań przewidzianych do wykonania w 2019 roku było napromieniowanie materiałów wchodzących w skład elementów konstrukcyjnych tokamaka ITER w trakcie kampanii eksperymentalnej DD na tokamaku JET. Wyniki tych pomiarów miały następnie zostać porównane z wynikami obliczeń wykonanych z zastosowaniem kodu FISPACT-II.

W związku z planowanym dużym obciążeniem pozycji aktywacyjnej KN2 3U w trakcie nadchodzących kampanii TT oraz DT na tokamaku JET, zdecydowano, że pomiary aktywacyjne zostaną wykonane zarówno w pozycji KN2 3U jak również KN2 6U. Dzięki temu możliwe będzie zweryfikowanie poprawności zamodelowanego położenia aktywacyjnego KN2 6U (z zastosowaniem kodu MCNP), a w konsekwencji możliwość jego używania podczas nadchodzących kampanii z użyciem trytu. Przed przystąpieniem do pomiarów aktywacyjnych, wybrano reakcje jądrowe zachodzące w próbkach pod wpływem oddziaływania z neutronami. W trakcie selekcji brano pod uwagę zarówno energię progową danej reakcji, jak również wartość przekroju czynnego danej reakcji dla neutronów prędkich, energię oraz intensywność emitowanego promieniowania gamma oraz czas połowicznego rozpadu. Zawartość każdej kapsuły aktywacyjnej została dobrana tak, aby możliwy był jednoczesny pomiar promieniowania gamma emitowanego z wszystkich zaaktywowanych próbek. W 2019 roku przeprowadzono dwa napromieniowania w trakcie kampanii eksperymentalnej DD. Pierwsza kapsuła zawierająca próbki Cu, Nb, Fe oraz Al była napromieniowana w trakcie wyładowania plazmowego #95899 (całkowita wydajność emisji neutronów ok. $2 \cdot 10^{16}$, czas emisji neutronów ok. 7 s). Kolejna kapsuła zawierająca Nb, Fe, Ti oraz Mg została napromieniowana w trakcie wyładowania plazmowego #96099 (całkowita wydajność emisji neutronów ok. $2,5 \cdot 10^{16}$, czas emisji neutronów ok. 6 s). Po zakończeniu napromieniowania kapsuły były transportowane do laboratorium metrologicznego, gdzie dokonywano pomiaru emitowanego promieniowania gamma za pomocą detektora HPGe. W celu wyznaczenia radioaktywności powstałych nuklidów konieczne jest wyznaczenie wydajności rejestracji promieniowania gamma detektora HPGe dla stosowanych geometrii pomiarowych. W tym celu przygotowano model MCNP stosowanego detektora HPGe oraz zamodelowano punktowe źródło kalibracyjne promieniowania gamma zawierające ^{241}Am , ^{57}Co , ^{51}Cr , ^{85}Sr , ^{54}Mn , ^{133}Ba , ^{60}Co , ^{203}Hg , ^{137}Cs , ^{88}Y . Pomiary mające na celu zweryfikowanie poprawności przygotowanego modelu MCNP detektora z użyciem wspomnianego powyżej źródła kalibracyjnego zostaną przeprowadzone w pierwszej połowie 2020 roku we współpracy z CCFE. Konieczne będzie również wyznaczenie współczynników korekcyjnych na atenuację promieniowania gamma w każdej stosownej próbce aktywacyjnej. Wstępnie obliczona wydajność rejestracji promieniowania gamma dla detektora HPGe w funkcji energii kwantów gamma jest przedstawiona na rysunku 3.2.1.



Rys. 3.2.1. Wydajność rejestracji kwantów gamma obliczona z zastosowaniem kodu MCNP. Nie zawiera ona współczynników korekcyjnych na atenuację promieniowania gamma w próbkach.

W 2019 roku wykonano również obliczenia z zastosowaniem kodu FISPACT-II, których głównym celem było wyznaczenie spodziewanej aktywności właściwej radionuklidów powstających po napromieniowaniu próbek dla wyładowania #95899 oraz #96099 na tokamaku JET. W pliku wsadowym odwzorowano warunki eksperymentalne tj. czas napromieniowania próbek oraz fluencję neutronów. Do obliczeń zastosowano rozkłady strumienia neutronów obliczone dla każdej próbki z zastosowaniem kodu MCNP oraz wartości przekrojów czynnych z biblioteki TENDL-2017. Otrzymane rezultaty przedstawiono w Tabeli 3.2.1.

Tabela 3.2.1. Spodziewane wartości radioaktywności właściwej nuklidów powstających w próbkach Al, Cu, Nb, Fe zaaktywowanych w trakcie wyładowania plazmowego #95899 obliczone z zastosowaniem kodu FISPACT-II.

	Radioaktywność właściwa [Bq/g]		
Produkt	KN2 3U	KN2 6U	KN2 3U/KN2 6U
Al			
27Mg	15783.00	11500.00	1.37
24Na	262.98	192.15	1.37
Cu			
66Cu	523850.00	386210.00	1.36
62Cu	25611.00	18792.00	1.36
64Cu	14637.00	11968.00	1.22
60mCo	1358.70	1007.90	1.35
65Ni	31.65	23.44	1.35
Nb			
92mNb	18.17	13.39	1.36
90mY	15.58	11.44	1.36
Fe			
56Mn	627.44	454.75	1.38

Obliczone z zastosowaniem kodu FISPACT-II wartości radioaktywności nuklidów powstających w próbkach Al, Cu, Nb oraz Fe zostaną porównane z wartościami zmierzonymi za pomocą detektora HPGe. Zadanie to zostanie zrealizowane w pierwszej połowie 2020 roku.

3.3 Analizy neutronowe dla potrzeb projektu WPENS – Early Neutron Source

Osoba kontaktowa: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPENS: Early Neutron Source Definition and Design

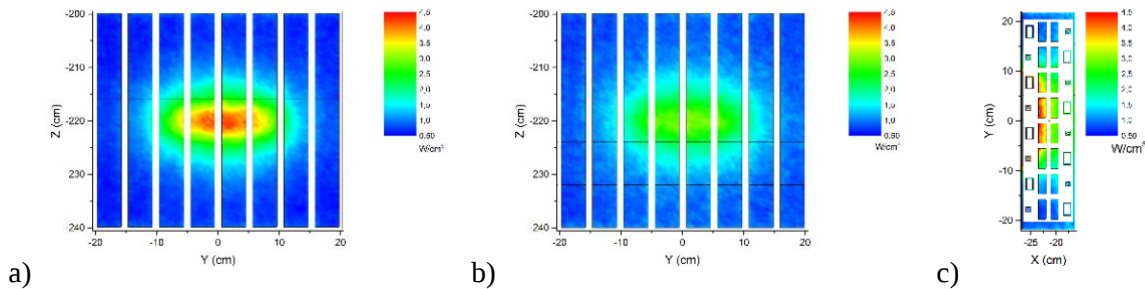
W ramach projektu WPENS zespół IFPiLM zaangażowany był w realizację zadania ENS-2.2.5.1 „Nuclear analyses as requested for performance evaluations and optimization”. Zadanie to polegało na kontynuacji obliczeń transport neutronów dla potrzeb urządzenia STUMM (Start-Up Monitoring Module) projektowanego przez Instytut Fizyki Jądrowej (IFJ) w ramach zadania ENS-4.4.1 „Design proces of STUMM” oraz ENS-4.4.2 „Sensor definitione & development for STUMM”.

Tak jak w poprzednich latach zadanie to wykonywano za pomocą kodu MCNP5 i MCNP6 z użyciem dystrybuowanych w ramach projektu WPENS modelu geometrycznego (inputu) urządzenia DONES oraz dodatkowo kodu McDeLicious symulującego źródło neutronów w urządzeniu DONES.

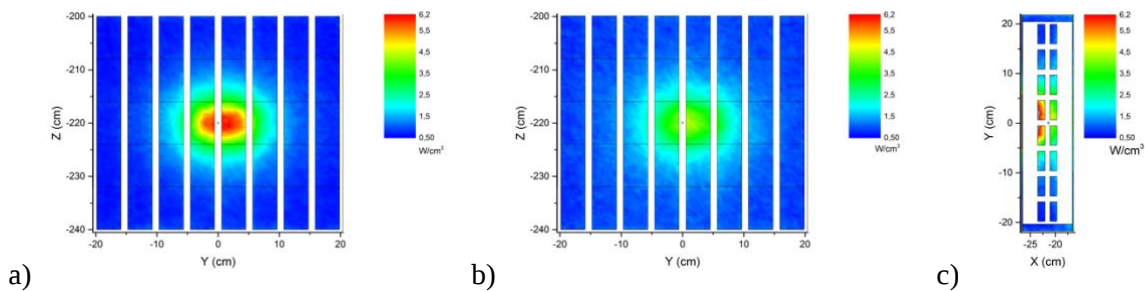
Zgodnie z założeniem projektu WPENS moduł STUMM ma być rodzajem bardzo złożonego detektora promieniowania neutronowego i gamma. W fazie rozruchowej urządzenia DONES zostanie umieszczony w miejscu, gdzie docelowo ma się znaleźć moduł HFTM. Jego zadania to: dokładny pomiar pola promieniowania, które w przyszłości ma oddziaływać na HFTM, weryfikacja obliczeń neutronowych, weryfikacja modelu źródła neutronów McDeLicious.

Wykonywane przez zespół IFPiLM obliczenia transportu neutronów w module STUMM mają wspomagać prace zespołu z IFJ projektującego ten moduł, a w szczególności planowane diagnostyki. W roku 2019 nadal kontynuowano obliczeniach grzania jądrowego generowanego w STUMM. Obliczenia takie są wykonywane po każdej modyfikacji projektu urządzenia STUMM. Dodatkowo w roku 2019 wykonano te obliczenia dla dwóch wariantów tzw. beam footprint. Oprócz standardowego rozmiaru 20 cm x 10 cm, wykonano analogiczne obliczenia dla rozmiaru 5 cm x 10 cm.

Na rysunku 3.3.1 przedstawiono mapy grzania jądrowego od neutronów w przednim i tylnym euroferze dla beam footprint w rozmiarze 10 cm x 20 cm. Rysunek 3.3.2 przedstawia analogiczne mapy dla rozmiaru 5 cm x 10 cm.

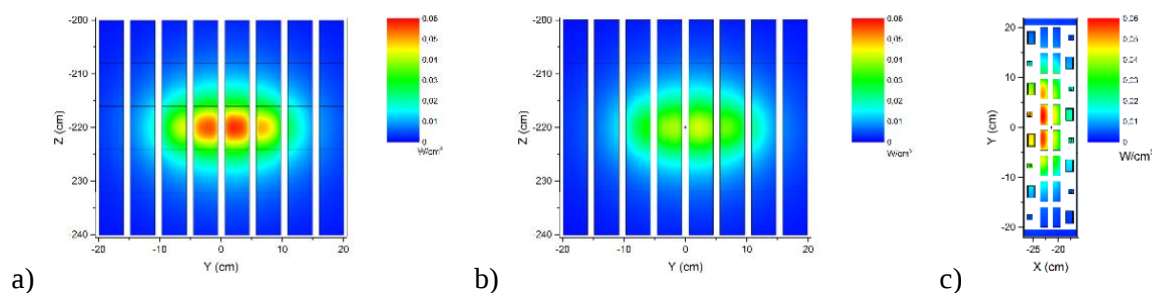


Rys. 3.3.1. Przestrzenny rozkład grzania jądrowego od neutronów w przednim (a) i tylnym (b) euroferze oraz widok w przecięciu poziomym (c); rozmiar beam footprint 10 cm x 20 cm.

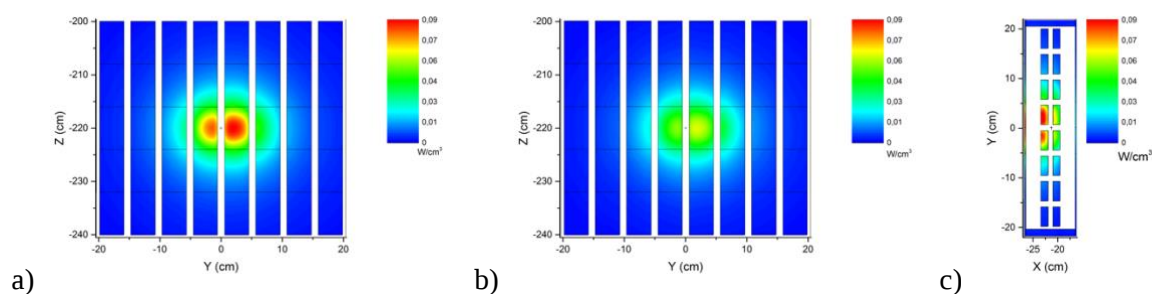


Rys. 3.3.2. Przestrzenny rozkład grzania jądrowego od neutronów w przednim (a) i tylnym (b) euroferze oraz widok w przecięciu poziomym (c); rozmiar beam footprint 5 cm x 10 cm.

Rysunek 3.3.3 przedstawia mapy grzania jądrowego od promieniowania gamma w przednim i tylnym euroferze dla beam footprint w rozmiarze 10 cm x 20 cm, natomiast rysunek 3.3.4 przedstawia analogiczne mapy dla rozmiaru 5 cm x 10 cm.



Rys. 3.3.3. Przestrzenny rozkład grzania jądrowego od promieniowania gamma w przednim (a) i tylnym (b) euroferze oraz widok w przecięciu poziomym (c); rozmiar beam footprint 10 cm x 20 cm.



Rys. 3.3.4. Przestrzenny rozkład grzania jądrowego od promieniowania gamma w przednim (a) i tylnym (b) euroferze oraz widok w przecięciu poziomym (c); rozmiar beam footprint 5 cm x 10 cm.

2) wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

a) rozwiązanie problemu naukowego,

3.1. Kalibracja systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV

Głównym rezultatem prac wykonanych przez zespół Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych w ramach projektu WPJET3 NC14 jest wyznaczenie współczynników aktywacyjnych dla systemu KN2 oraz plazmy deuterowo trytowej. Obliczone współczynniki aktywacyjne były weryfikowane w trakcie pomiarów podczas kampanii deuterowej na tokamaku JET (neutrony o energii 14,1 MeV emitowane z dopalania trytu). Dalsza weryfikacja przeprowadzona zostanie podczas kampanii T-T oraz D-T zaplanowanej w 2020 roku.

3.2. Pomiary aktywacyjne dla materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER

Głównym rezultatem prac wykonanych przez pracowników Laboratorium Pomiarów i Analiz Neutronowych w ramach projektu WPJET3 ACT w 2019 roku było zweryfikowanie poprawności modelu MCNP zakończenia aktywacyjnego KN2 6U w oparciu o przeprowadzone pomiary aktywacyjne oraz obliczenia z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Wykonanie tego zadania pozwoli na wykorzystanie także kanału aktywacyjnego KN2 6U w trakcie kampanii TT oraz DT na tokamaku JET. Umożliwi to przeprowadzenie większej liczby pomiarów w trakcie nadchodzących kampanii z zastosowaniem trytu

3.3 Analizy neutronowe dla potrzeb projektu WPENS – Early Neutron Source

Rezultatem modelowania transportu neutronów oraz grzania jądrowego prowadzonego w ramach Projektu są przestrzenne rozkłady pola neutronowego oraz intensywności grzania jądrowego w obszarze modułu STUMM. Na podstawie tych rozkładów zespół inżynierów IFJ opracowuje system chłodzenia modułu STUMM, którego zadaniem będzie odprowadzenie ciepła generowanego w wyniku oddziaływania neutronów z materiałami konstrukcyjnymi modułu. Koncepty układu detektorów przewidzianych w module STUMM oraz rozmiary aktywnej części tego modułu ulegają zmianom w miarę rozwoju projektu, stąd konieczność wielokrotnego przeliczenia rozkładów grzania jądrowego w systemie.

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

Kierownik zadania: R. Zagórski, roman.zagorski@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPCD: Integrated Tokamak Modelling Code, WPPMI: Plant level system engineering, design integration and physics integration, WPSA: Preparation of the JT-60SA exploitation, WPDTT1: Assessment of alternative divertor geometries and liquid metals for DEMO oraz WPS2: Stellarator optimization.

1) Opis;

4.1. Udział w projekcie ITM (Integrated Tokamak Modelling)

Osoba kontaktowa: I. Ivanova-Stanik, irena.ivanova-stanik@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPCD: Integrated Tokamak Modelling Code

Zespół badaczy z IFPiLM uczestniczy w tym projekcie od samego początku i jest autorem lub współautorem szeregu elementów tego systemu, takich jak solver, moduły dla domieszek i neutralów.

ITER (ang. International Toroidal Experimental Reactor) jest to projekt największego na świecie tokamaka, który jest obecnie w fazie konstrukcji w Cadarache we Francji. IMAS (ang. Integrated Modelling and Analysing Suite) to zintegrowany pakiet modelowania i analizy, którego celem jest obsługa zarówno eksperymentów plazmowych jak i badań nad fizyką plazmy w ramach projektu ITER. W swojej finalnej postaci IMAS ma oferować badaczom kompletne narzędzie pozwalające na symulację różnych przebiegów pracy (tzw. workflows) urządzenia. Istotnym elementem IMAS'a jest integracja niezależnych kodów do symulacji plazmy. Do tej pory były one rozwijane niezależnie lub częściowo w ramach współpracy niewielkich grup naukowców i programistów. Idea IMAS'a opiera się na wdrożeniu jednego, standardowego modelu danych, który obejmuje zarówno dane eksperymentalne jak i te powstałe w wyniku już przeprowadzonych symulacji. Struktury interfejsu danych (IDS z ang. Interface Data Structures) pozwalają na synchronizację rozwijanych oraz już istniejących kodów fizycznych w ramach jednego pakietu danych.

W 2019 r. kontynuowano następujące prace rozpoczęte w 2018 roku:

- adaptacja modułów dla domieszek i neutralów z kodu ETS dla nowej wersji IMAS'a 3.8.21
- stworzenie kodu liczącego transport jonów domieszek i atomów zanieczyszczeń z uwzględnieniem struktury danych opracowanej dla tokamaka ITER - IMAS dla wersja IMAS'a 3.8.21
- kontynuacja rozwoju i integracji kodu COREDIV z platformą IMAS
- prace nad połączeniem części kodu COREDIV, która modeluje plazmę centralną tokamaka z kodem TECXY, który symuluje plazmę brzegową w rzeczywistej konfiguracji pola magnetycznego.
- Opracowanie uproszczonego modułu liczącego transport plazmy i domieszek w obszarze brzegowym tokamaka.

4.2. Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora

Osoba kontaktowa: P. Chmielewski, piotr.chmielewski@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPMI: Plant level system engineering, design integration and physics integration

Uruchomienie produkcji energii elektrycznej w pierwszej elektrowni termojądrowej DEMO z zamkniętym cyklem paliwowym trytu około roku 2050 stanowi główny cel programu rozwoju syntezy jądrowej w Europie. Projekty przyszłych reaktorów termojądrowych zakładają użycie elementów wolframowych w konstrukcji komory reaktora (ściany oraz płyty dywertora). Zasadniczym celem projektu jest analiza wpływu różnych parametrów plazmy na transport domieszek (wolframu pochodzącego z płyty dywertora i domieszek dodatkowych) w warstwie brzegowej i poprzez separatryse aż do rdzenia plazmy. W roku 2019 wykonane zostały następujące zadania:

- Analiza frakcji wypalenia (ang. burn-up fraction, podczas gdy $f_{br} = \Gamma_a / \Gamma_{sep}$, gdzie Γ_a to intensywność źródła cząstek alfa, a Γ_{sep} reprezentuje strumień plazmy przez separatryse. Badanie wpływu różnego rodzaju domieszek na utrzymanie plazmy w reaktorze
- Analiza wpływu transportu atomów paliwa na parametry wyładowania (ang. fuelling)
- Prace studyjne nad koncepcją reaktora termojądrowego ze zredukowanym utrzymaniem energii (tzw. L-mode)

4.3. Samouzgodniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT-60SA

Osoba kontaktowa: K. Gałazka, krzysztof.galazka@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPSA: Preparation of the JT-60SA exploitation

Tokamak JT-60SA jest budowanym obecnie tokamakiem z cewkami nadprzewodzącym mającym w sposób komplementarny uzupełnić program badawczy tokamaka ITER, a także z uwagi na dużo wcześniejsze oddanie do użytku, pomóc w rozstrzygnięciu kilku kwestii techniczno-projektowych ITER-a. Projekt powstający we współpracy Japonii i Unii Europejskiej jest obecnie na etapie finalizowania budowy i sprawdzania (commissioning) podsystemów. W ciągu najbliższego roku ma mieć miejsce ukończenie konstrukcji i start wczesnej fazy eksperymentalnej, która ma na celu osiągnięcie pierwszego wyładowania plazmowego (wodór) i zbadanie przestrzeni operacyjnej w bezpiecznych warunkach. Jak wspomniano w projekcie na tym etapie urządzenie będzie wyposażone w dywertor węglowy. Co warto podkreślić, konstrukcja tokamaka przebiega bez większych opóźnień, co jest wyjątkiem na tle innych przedsięwzięć.

W 2019 roku prace w IFPiLM na rzecz analizy scenariuszy pracy tokamaka JT-60SA skoncentrowane zostały na scenariuszu #5 (pojedynczy X-point, prąd plazmy $I_p = 2.3$ MA wzbudzany nieindukcyjnie, toroidalne pole magnetyczne $B_T = 1.72$ T, grzanie dodatkowe $P_{aux} = 37$ MW, średnia gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle = 4.2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, współczynnik bezpieczeństwa $q_{95} = 5.7$), wymagający ze względu na wysoką moc grzania i niską średnią gęstość elektronową, które nie pozwalają na uzyskanie wysokiego współczynnika wypromieniowania β_{rad} i obniżenie mocy docierającej do płyty P_{plate} . W obliczeniach uwzględniono zarówno opcję z dywertorem węglowym jak i wolframowym.

4.4. Badanie alternatywnych koncepcji dywertora dla reaktora termojądrowego

Osoba kontaktowa: V. Pericoli Ridolfini, vincenzo.pericoli@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPD11: Assessment of alternative divertor geometries and liquid metals for DEMO

Zastosowanie ciekłych metali jako elementów pierwszej ścianki (PFC ang. Plasma Facing Components) w planowanym reaktorze DEMO wymaga postępu zarówno od strony eksperymentalnej jak i od strony modelowania procesów fizycznych zachodzących w rdzeniu reaktora i w systemach go otaczających. Do otwartych kwestii należy wciąż zagadnienie największego akceptowalnego strumienia mocy do płyty dywertora (jeden z elementów PFC najbardziej narażony na strumienie ciepła z rdzenia reaktora) podczas pracy reaktora. Mowa tu zarówno o stałym strumieniu mocy jak i chwilowych wzrostach np. podczas zjawisk zachodzących okresowo takich jak ELMy (ELM ang. Edge Localized Modes). Maksymalna moc do płyty jest powiązana z maksymalną dopuszczalną emisją materiału płyty do plazmy. Obecność domieszki w rdzeniu reaktora ma wpływ na stan plazmy (częstość reakcji fuzji, temperatura) oraz wiąże się z koniecznością odzyskania domieszki w celu ograniczenia jej koncentracji. W skrajnym przypadku zbyt duża koncentracja domieszki prowadzi do zerwania sznura plazmowego i przerwania pracy reaktora. Głównym kandydatem na materiał, z którego byłby zbudowana płyta dywertora jest wolfram ($Z=74$). Do zalet wolframu należy wysoka temperatura topnienia oraz mała zdolność do tworzenia związków z pierwiastkami wchodzącymi w skład plazmy (D,T,He). Do wad należy kruchość materiału po osiągnięciu temperatury granicznej 700°C. Zdolność absorpcji helu i wodoru, co zmienia własności (przewodnictwo cieplne) wolframu w trakcie eksploatacji. Równolegle do badań materiałowych wolframu są prowadzone badania na zastosowaniu ciekłych metali w reaktorze termojądrowym. Obecnie jako materiał pokrywający płytę dywrtora rozważa się użycie litu, cyny lub stopu litu z cyną. Różnice między litem i cyną mające znaczenie w zastosowaniu w fuzji jądrowej mogą być podsumowane następująco:

Przedział temperatur, w którym możliwe jest użycie ciekłego metalu jest większy w przypadku cyny. Przy zastosowaniu litu konieczne jest chłodzenie dywertora.

Lit tworzy związki chemiczne z trytem (LiT) i deuterem (LiD), co zwiększa poziom retencji trytu w licie i może zwiększyć poziom promieniowania.

Cyna koroduje w wysokich temperaturach. Problem ten jednak nie dotyczy wolframu.

Lit, z powodu niskiej liczby atomowej, $Z=3$, promieniuje głównie w warstwie brzegowej tokamaka. Natomiast cyna (Sn, $Z=50$) promieniuje zarówno w warstwie brzegowej jak i w centrum rdzenia tokamaka.

Lit redukuje strumień mocy do płyty poprzez rozcieńczenie paliwa w rdzeniu i tym samym zmniejszenie mocy reaktora. Cyna natomiast redukuje strumień mocy do płyty dywertora poprzez odpromieniowanie w centrum części wyprodukowanej energii.

W ostatnich latach został rozwinięty w IFPiLM model ciekłego dywertora, który z powodzeniem zainstalowano w kodach COREDIV i TECXY. Model ten pozwala na obliczenie temperatury powierzchni ciekłego metalu, a co za tym idzie strumienia cząstek odparowanych. Więcej szczegółów na temat kodu TECXY i modelu ciekłego metalu można znaleźć w poprzednich raportach jak i w publikacjach.

Praca wykonana w roku 2019 stanowiła kontynuację prac wykonanych w latach poprzedzających 2017 i 2018. Badano zachowanie się metali litu (Li, $Z=3$) i cyny (Sn, $Z=50$) w warunkach fuzji jądrowej w planowanym reaktorze DEMO lub w warunkach równoważnych z warunkami, w których zachodzi fuzja jądrowa. W przypadku modelowania z użyciem kodu COREDIV, badania dotyczyły użycia kryptonu (Kr, $Z=36$) jako domieszki celem zmniejszenia rozcieńczenia plazmy w rdzeniu reaktora. Modelowanie kodem TECXY skupione było na analizie scenariuszy, w których warunki w warstwie brzegowej wymagają użycie domieszek w postaci neonu lub argonu. Warunki takie panują, kiedy niewystarczająca część wyprodukowanej energii jest rozproszona w rdzeniu reaktora i większa strumień mocy trafia do warstwy brzegowej (SOL ang. Scrape-Off Layer).

4.5. Badania i modelowanie plazmy brzegowej w stelleratorze W7-X

Osoba kontaktowa: G. Pełka, grzegorz.pelka@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS2: Stellarator optimization

W 2019 r. trójwymiarowy, wielopłynowy kod FINDIF, oparty o metodę różnic skończonych, był wykorzystywany do symulowania rzeczywistych wyładowań (bardzo zgrubną metodą i tylko w warunkach gdy wpływ atomów obojętnych jest zanedbywalny). Prace dotyczyły rozwinięcia narzędzi diagnostycznych pozwalających wyliczać wielkości mierzone z obliczanych rozkładów. Również badania skupiły się na wygenerowaniu nowych, gęstszych siatek obliczeniowych potrzebnych z uwagi na małe długości zaniku atomów obojętnych, które w gorącej plazmie brzegowej są bardzo szybko jonizowane.

2) wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

a) rozwiązanie problemu naukowego,

4.2. Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora

Przeprowadzone analizy zostały przeprowadzone dla układu parametrów DEMO1 2018 zamieszczonych w Tabeli 4.2.1.

Tabela 4.2.1. Podstawowy parametry reaktora DEMO1 2018

Parametry\konfiguracja	DEMO1
	2018
Toroidalny promień: R_T [m]	9.002
Promień plazmy: a , [m]	2.904
Prąd plazmy; I_p [MA]	17.75
Toroidalne pole magnetyczne: B_T [T]	5.885

Elongacja	1.65
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}, [\times 10^{20} m^{-3}]$	0.7261
Moc wydzielana do warstwy brzegowej (P_{L-H}) [MW]	120.8
Moc fuzji [MW]	2012

W symulacjach gęstość elektronowa na separatrixie (n_{sep}) wynosi 40% średniej gęstości objętościowej ($n_{sep} = 0.4 \langle n_e \rangle_{VOL}$), grzanie zewnętrzne jest stałe i 50 MW, a współczynnik utrzymania plazmy (H_{98}) jest 1.1. Model obejmuje zarówno plazmę centralną, jak i warstwę brzegową, tzw. SOL (SOL ang. *Scrape-off Layer*). W modelowaniu użyto empirycznych zależności skalowania współczynników transportu. Transport energii i cząstek jest zdefiniowany przez lokalny model transportu z profilem współczynników uwzględniającym tworzenie się barier w rejonie piedestału. Należy zauważyć, że poziom transportu w rdzeniu jest określony przez wybrane prawo utrzymania energii. Dokładniej rzecz ujmując, przewodnictwo jonowe i elektronowe określa wzór: $\chi_{e,ion} = CE(a_2/\tau_e) \times F(r)$, gdzie a to mały promień tokamaka, τ_e jest czasem utrzymania energii otrzymanym wg prawa skalowania (IPB98(y,2)), natomiast funkcja $F(r)$ opisuje paraboliczny profil współczynników przewodności i ma skok w pobliżu separatrixy, spowodowany tworzeniem się bariery w reżimie wysokiego utrzymania plazmy (tzw. reżimu H-mode).

Rozważono dwa scenariusze modelowania. W pierwszym scenariuszu (stała wartość współczynnika H_{98}) wartość parametru CE jest iterowany w celu dopasowania czasu utrzymania do czasu uzyskanego z prawa skalowania przy braku promieniowania zanieczyszczeń w plazmie centralnej. W drugim scenariuszu przyjmuje się stałą wartość współczynnika CE (a zatem i wartości $\chi_{e,ion}$), zmieniany jest natomiast współczynnik utrzymania energii wraz ze zwiększaniem domieszkiowania. Poprzez zwiększenie promieniowania domieszki, moc grzewcza netto spada, co powoduje, że w pierwszym scenariuszu zmniejszany jest transport, aby utrzymać stałą całkowitą energię plazmy. W drugim scenariuszu, całkowita energia plazmy pozostaje stała, podczas gdy ilość zanieczyszczeń jest zwiększana. W rezultacie czas utrzymania energii netto ($W_{th}/(P_{TOT} - P_{CORE})$) rośnie, gdzie W_{th} jest energią cieplną, P_{TOT} jest całkowitą moc promieniowania, a P_{CORE} jest całkowitą mocą promieniowania w rdzeniu oraz τ_p to efektywny czas utrzymania cząsteczek), ponieważ moc utracona na sposób promieniowania w rdzeniu plazmy wzrasta.

Model domieszki 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 separatrixie 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 fuellingu. Ocena ilości paliwa i frakcji spalania wymaga złożonych i zintegrowanych modeli ze względu na silne sprzężenie pomiędzy uzupełnienia paliwem, a helem i mocą wyjściową plazmy.

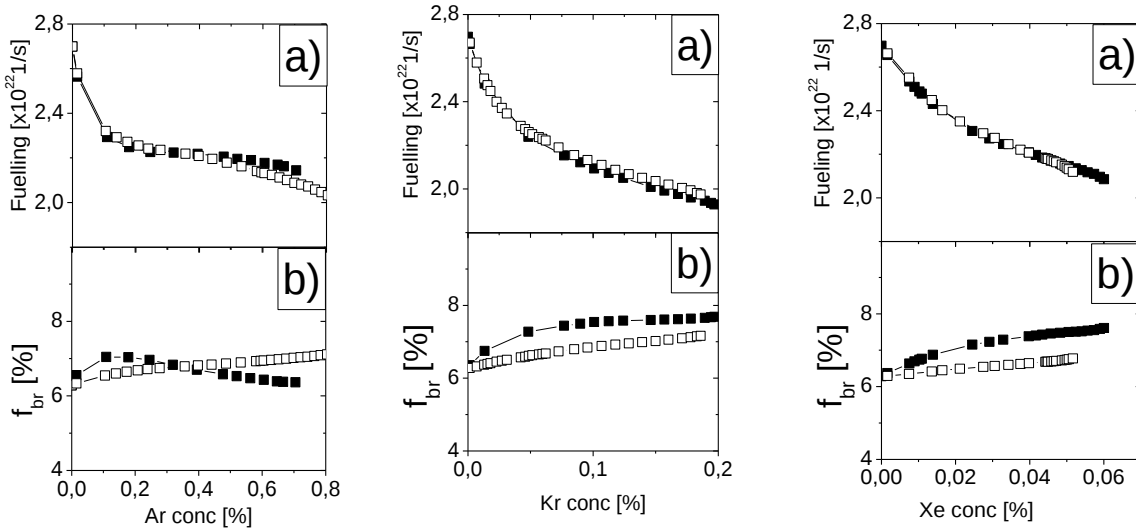
Jednym z kluczowych wyzwań stojących przed elektrownią termojądrową jest konieczność znacznego zwiększenia frakcji wypalenia paliwa (f_{br}) do wartości powyżej 5%, aby energia termojądrowa stanowiła konkurencję dla konwencjonalnych źródeł energii. Niska frakcja wypalenia nie stanowi problemu z punktu widzenia samowystarczalności trytu. Jednakże, jeśli ułamek wypalenia jest zbyt niski, zapas trytu na miejscu staje się ogromny, co stwarza problemy w zakresie bezpieczeństwa jądrowego i wydawania zezwoleń.

Dlatego też, wśród najważniejszych wyzwań przy budowie reaktora DEMO jest zaprojektowanie płaszcza (ang. *blanket*) i systemu produkcji trytu, gdzie jednym z kryteriów przy projektowaniu jest wartość współczynnika f_{br} . Warto zaznaczyć, że trudno jest oszacować ilość trytu potrzebną do rozruchu, ponieważ wartości zależą w dużym stopniu od postępu technologicznego, który pozwala na poprawę parametrów

wydajności frakcji spalania trytu, czasu recyklingu (systemów trytu), wydajności paliwowej i współczynnika powielania trytu (Tritium Breeding Ratio (TBR)).

Analiza frakcji wypalenia

Wpływ różnych zanieczyszczeń domieszkowania (Ar, Kr i Xe) na tempo uzupełnienia paliwa (fuelling) i na wartość frakcji spalania przedstawiono na rys. 4.2.1. Wraz ze zwiększeniem domieszkowania zmniejsza się tempo uzupełnienia paliwa. Przy najwyższym poziomie domieszkowania fuelling osiąga ten samą wartość dla wszystkich trzech zanieczyszczeń. Wydaje się, że transport ma niewielki wpływ na tempo uzupełnienia paliwa.



Rys. 4.2.1. Strumień uzupełniający i frakcja wypalenia w funkcji koncentracji domieszek dla Ar (lewy panel), Kr (środkowy panel) i Xe (prawy panel) dla 2 różnych założeń transportu: $H98(y,2) = 1.1$ (pełne symbole) i $CE = \text{constant}$ (otwarte symbole.)

Frakcja wypalenia pozostaje na tym samym poziomie dla wszystkich zanieczyszczeń i sięga 6%, co stanowi większą wartość w porównaniu z poprzednimi wynikami dla DEMO [L. El-Guebaly and S. Malang (2009)]. Obserwujemy, że w przypadku Kr i Xe wartość f_{br} wzrasta wraz ze wzrostem koncentracji domieszek dla obu schematów transportowych. Różnica we frakcji spalania między obydwooma schematami transportu sięga 0,8%. W większości sytuacji (z wyjątkiem wstępnego domieszkowania argonem), frakcja wypalenia jest wyższa w przypadku scenariusza stałego H_{98} , który jest związany z większym źródłem cząstek alfa.

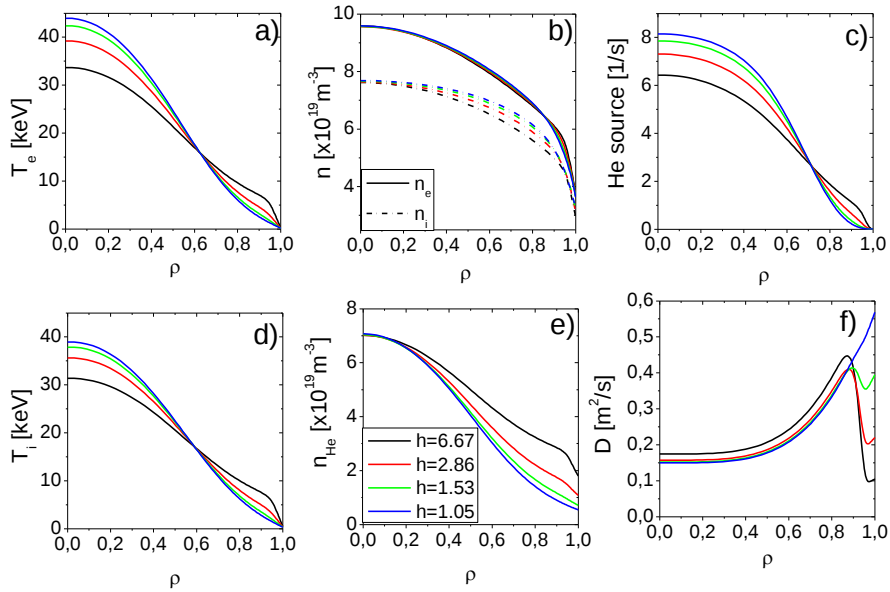
Analiza wpływu wysokości piedestału na fuellingu (uzupełnienia plazmy).

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 $A = 0,15$. Dla wszystkich symulowanych impulsów dla tokamaka JET ILW osiągnięto bardzo dobrą zgodność odtworzonych profili gęstości i temperatury. Gęstość na piedestale jest również określana poprzez dopasowanie uśrednionej elektronowej gęstości plazmy. Zależność współczynnika transportowego od różnej głębokości bariery przedstawiono na rys. 4.2.2f, gdzie $h = 1/A$.

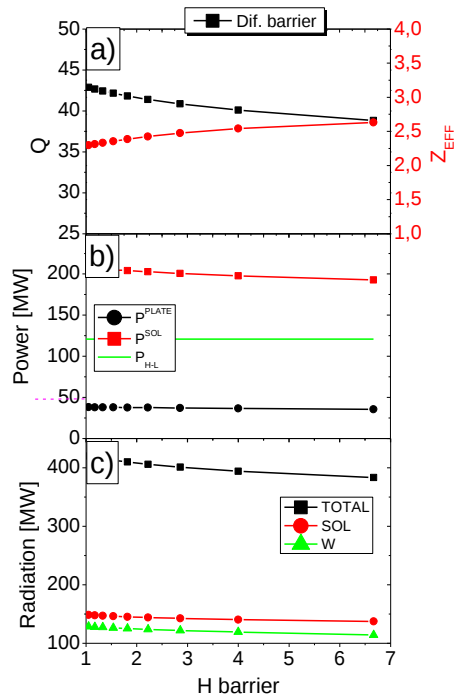
Profile temperatury elektronowej (T_e) i jonowej (T_i), gęstości plazmy i helu oraz źródło helu są przedstawione na rys. 4.2.2 dla przypadku z domieszkowaniem Ar na poziomie 5×10^{21} 1/s. Obserwujemy, że gęstość elektronów zmienia się tylko nieznacznie w obszarze piedestału. Zmiana wysokości bariery wpływa na temperaturę w centrum plazmy (rys. 4.2.2(a) i (d)) oraz w regionie piedestału. Gęstość jonów plazmy (rys. 4.2.2(b)) zależy od wysokości bariery w obszarze $0.2 < \rho < 0.9$.

Główne parametry plazmy dla reaktora to: tzw. parametr Q (Q-factor) – stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy, efektywny ładunek plazmy (Z_{EFF}), moc docierająca do płyty dywertyora (P_{PLATE}) i do plazmy brzegowej (P_{SOL}) oraz moc konieczna do pracy w modzie H (P_{L-H}) w zależności

od wysokości bariery (patrz rys. 4.2.3.). Współczynnik Q zmienia się o 10%, w zależności od wysokości bariery piedestału. Wysokość piedestału ma niewielki wpływ na efektywny ładunek Z_{EFF} , promieniowanie w plazmie brzegowej i na moc do płyty dywertora.

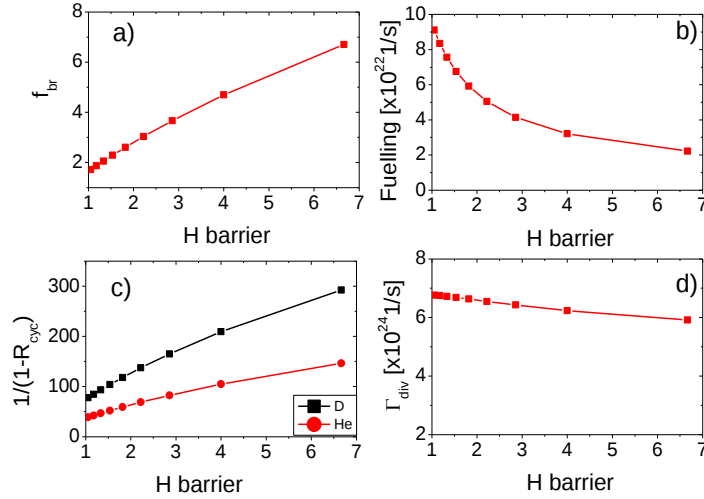


Rys. 4.2.2. Profile temperatury elektronowej(a) i jonowej(d), gęstość plazmy (b) i helu (e), źródło He (c) i dyfuzji plazmy jako funkcja wysokości bariery



Rys. 4.2.3. Parametry plazmy, w funkcji wysokości bariery: 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 ($TOTAL$)

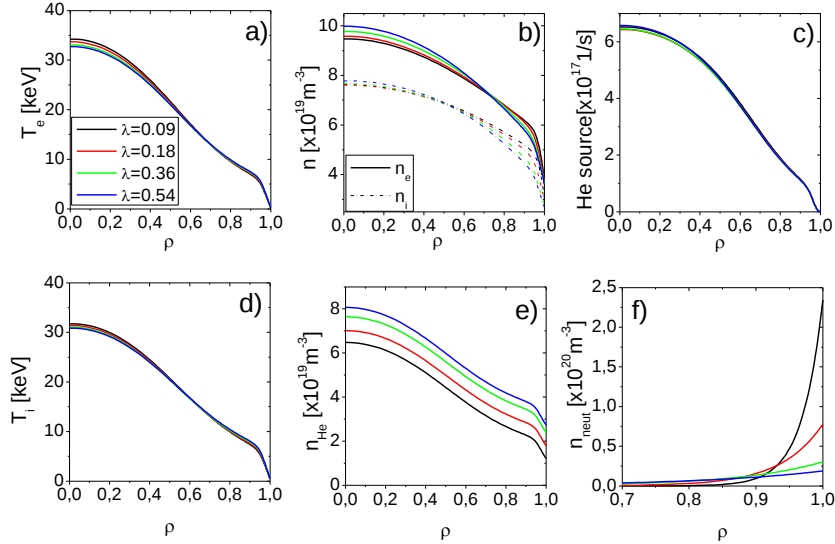
Na rys. 4.2.4. zostały przedstawione frakcja wypalenia, źródło paliwa, współczynnik recyklingu dla D i He oraz strumień cząstek do dywertora (Γ_{DIV}) dla różnych wartości wysokości bariery. Wysokość bariery ma silny dodatni wpływ na frakcję wypalenia. W przypadku niskich wartości wysokości bariery, frakcja wypalenia jest mniejsza niż 4%, natomiast źródło paliwa jest wyższe o 250%.



Rys. 4.2.4 Frakcja spalania, źródło paliwa (fuelling), współczynnik wzmocnienia ($1/(1-R_{cyc})$) dla D i He oraz strumień do przekierowania (Γ_{DIV}) w stosunku do wysokości na barierze.

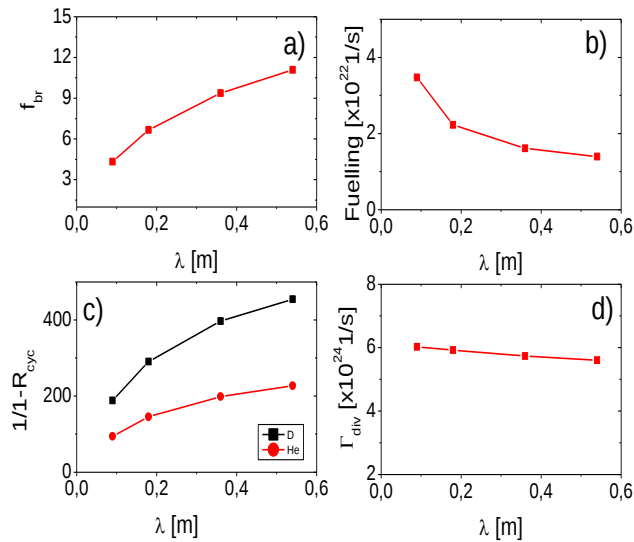
Analiza wpływu długości penetracji neutralów na fuellingu (uzupełnienia plazmy).

Głównym celem tego zadania było zbadanie wpływu długości penetracji neutralów na fuelling. W kodzie COREDIV, źródło neutralów zmniejsza się w wyniku procesów jonizacji: $S_i(r) = S_{i0} \exp[-(a-r)/\lambda]$, gdzie λ jest długością penetracji neutralów. Natężenie źródła S_{i0} jest określone przez wewnętrzną procedurę iteracji w taki sposób, że średnia gęstość elektronów jest stała (parametr wejściowy). W celu analizy wpływu długości penetracji neutralnego gazu na parametry plazmy przeprowadziliśmy symulacje dla wybranych wartości λ : $\lambda = 0,09; 0,18; 0,36; 0,54$.



Rys. 4.2.5. Profile temperatury elektronowej (a) i jonowej (d), gęstości plazmy (b) i helu (e), źródła He (c) i gęstość neutralów (f) jako funkcja wysokości bariery

Profile temperatury elektronowej i jonowej, gęstości plazmy (n_e i n_i), helu i neutralów oraz źródło helu w plazmie rdzeniowej pokazano na rys. 4.2.5. Gęstość elektronów i jonów w obszarze piedestału zmniejsza się wraz ze wzrostem wartości λ . Ponieważ średnia gęstość elektronów jest utrzymywana podczas symulacji na stałym poziomie, zmniejszenie gęstości elektronów na piedestale jest kompensowane przez wzrost gęstości w centrum. Główne parametry plazmy: współczynnik Q, frakcja promieniowania, moc do SOL i do płyty dywertora nie zależą od długości penetracji neutralów.



Rys. 4.2.6. Frakcja spalania, źródło paliwa, współczynnik wzmocnienia ($1/(1-R_{cyc})$) dla D i He oraz strumień do przekierowania (TDIV) w długości penetracji neutralów.

Na rys. 4.2.6. przedstawiono frakcję wypalenia, źródło paliwa, współczynnik amplifikacji $1/(1-R_{cyc})$ dla D i He oraz strumień do dywertora jako funkcji długości penetracji neutralnej. Obserwuje się silniejszy wpływ długości penetracji na recykling plazmy i frakcję wypalenia. Dla rozważanego zakresu wartości λ stężenie helu wzrasta o około 40%, frakcja wypalenia wzrasta 3 razy, a współczynnik wzmocnienia o 100%.

Badanie koncepcji DEMO w reżimie niskiego utrzymania plazmy

Szczególną cechą pracy reaktora w modzie H jest obecność ELM-ów, które charakteryzują się nagłym uwalnianiem do warstwy brzegowej cząstek i energii z obszaru piedestału i separatrysy. Kontrola ELM-ów jest bardzo trudna. Z tego powodu rozważane jest praca reaktora DEMO w reżymie niskiego utrzymania tj. modzie L. Pierwszy krok stanowi przygotowanie analizy głównych parametrów plazmy: geometrii (promień) i różnych wartości pola magnetycznego i ich wpływ na współczynnik Q , mocy do warstwy brzegowej (SOL) i do płyty dywertora. W celu analizy koncepcji reaktora DEMO z niskim utrzymaniem plazmy zastosowano kod COREDIV. Symulacje były wykonane przy następujących parametrach:

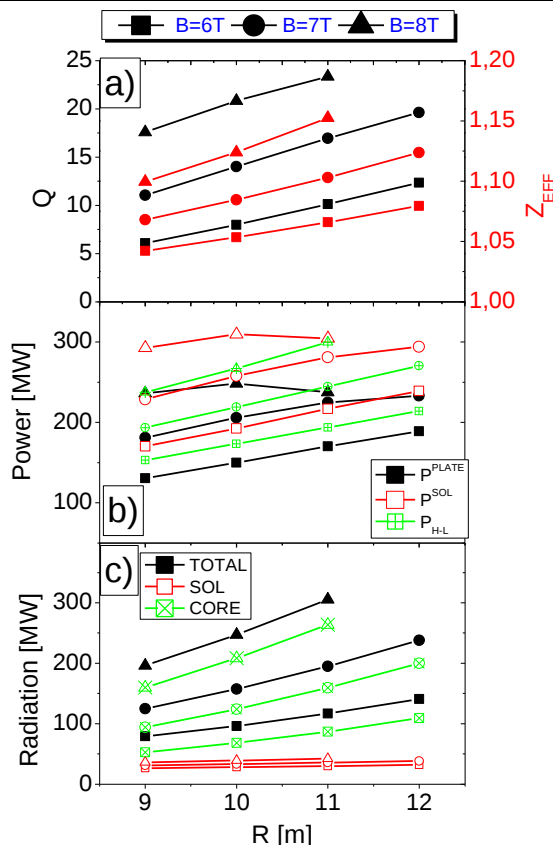
- współczynnik utrzymania plazmy: $H_{98} = 0.5$
- grzanie zewnętrzne: 100MW
- toroidalne pole magnetyczne: $B = 6T; 7T; 8T$
- toroidalny promień: $R = 9; 10; 11m$
- stosunek toroidalny promienia do promienia plazmy: $A = 3.1$
- $\langle n_{e,line} \rangle / n_{GR} = \text{const} = 0.8$
- Elongacja: 1.7
- prąd plazmowy I_p , wyliczony tak, żeby był spełniony warunek $q_{95} = 2.5$
- radialna dyfuzja w obszarze brzegowego: $1m^2/s$
- brak piedestału (wysokość bariery $A = 0.85$)

Zależność prądu plazmowego i średniej gęstości liniowej plazmy (dla przypadku $n_{sep} = \langle n_{e,line} \rangle / 3$) od głównego promienia i pola magnetycznego dla $H_{98} = 0.5$ przedstawiono w Tabeli 4.2.2.

Główne parametry plazmy przedstawiono dla różnych wartości pola magnetycznego w zależności od toroidalnego promienia R na rys. 4.2.7. Wartość współczynnika Q przekracza 20 dla przypadku $B = 7T$ i $8T$ i $R > 10m$ i zależy od pola magnetycznego silniej niż od promienia R . W przypadku gdy $B_t = 8T$ i $R = 12m$ nie znaleziono żadnego rozwiązania z powodu nagromadzenia He (patrz rys. 4.2.8a) w centrum plazmy. Moc do SOL i do płyty dywertora słabo zależy od promienia R . Tylko w przypadku, gdy pole $B = 8T$ i $R = 11m$ moc przez separatrycę P_{SOL} jest mniejsza od wartości progowej P_{LH} . We wszystkich przypadkach moc do płyty jest wyższa niż 50 MW, i dodatkowe domieszkowanie jest nieuniknione w celu redukcji mocy do płyty do wartości limitu technologicznego.

Tabela 4.2.2. Gęstość plazmy i prąd dla różnych pól magnetycznych i toroidalnego promienia.

Major radius	I_p [MA]			$\langle n_{e,line} \rangle$ [$\times 10^{20} m^{-3}$]		
R [m]	$B_t = 6T$	$B_t = 7T$	$B_t = 8T$	$B_t = 6T$	$B_t = 7T$	$B_t = 8T$
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



Rys. 4.2.7. Parametry plazmy: 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 w zależności od pola magnetycznego i toroidalnego promienia plazmy.

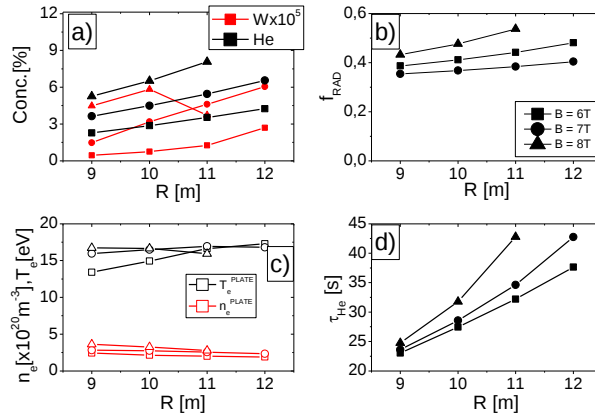
Na rys. 4.2.8. przedstawiono koncentrację He i W, frakcję promieniowania, temperaturę elektronową, gęstość elektronów na płycie dywertora oraz czas utrzymania He (τ_{He}) dla różnych toroidalnych promieni i dla różnych wartości pola magnetycznego. Wraz ze wzrostem pola magnetycznego i promienia, obserwujemy wydłużenie czasu utrzymania He. Koncentracja wolframu jest niższa niż $6 \times 10^{-5}\%$, a promieniowanie wolframu w rdzeniu nie przekracza 3,5 MW. Głównym źródłem promieniowania w rdzeniu reaktora jest promieniowanie bremsstrahlung i synchrotronowe.

Podsumowując, kluczowym problemem dla przyszłego reaktora fuzyjnego jest transport helu w obszarze centralnym. Dla przypadku z $B=8T$ i $R=12m$ nagromadzenie He jest obserwowane i nie ma stacjonarnego rozwiązania. Osiągnięciem naukowym również była symulacja trybu DEMO L-mode, która została wykonana z dodatkowym grzaniem o mocy 100 MW, dla różnych wartości pola magnetycznego, promienia toroidalnego i prądu. Wyniki wskazują, że domieszkowania w celu zmniejszenia mocy do płyty jest nieuniknione w tym scenariuszu pracy reaktora DEMO.

Symulacje ze stałą gęstością elektronów w separatrysie wykazały, że dodatkowe domieszkowanie ma niewielki wpływ na frakcji spalania, która pozostaje na poziomie około 6 - 7%, ale źródło paliwa (fuelling) się zmniejsza z 2,7 do 210²² 1/s przy przejściu z najniższego do najwyższego poziomu domieszkowania.

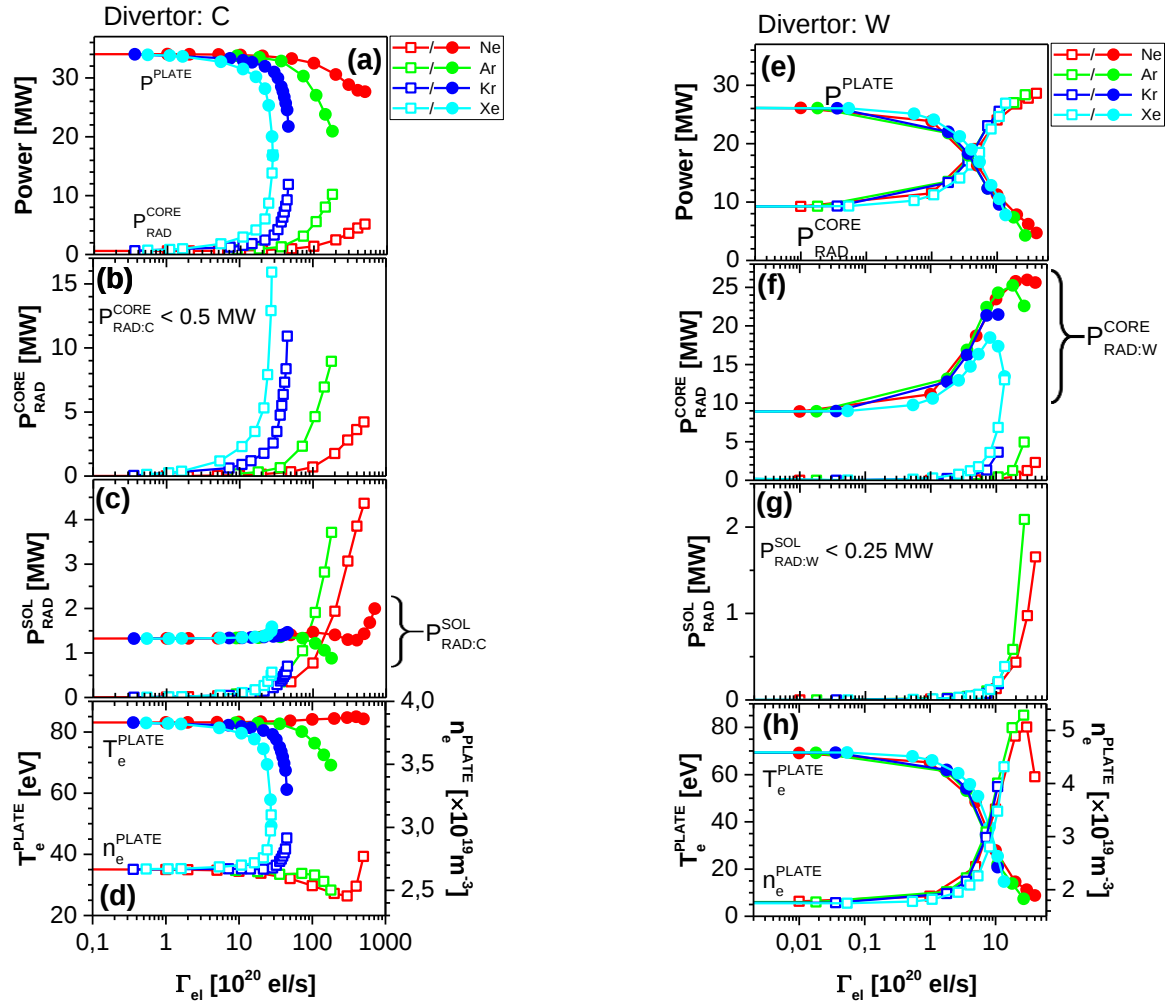
4.3. Samouzgodniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT-60SA

Z uwagi na ograniczone zasoby obliczeniowe i ludzkie, w 2019 r. ograniczono się tylko symulacji z wykorzystaniem scenariusza #5 (pojedynczy X-point, prąd plazmy $I_p=2.3$ MA wzbudzany nieindukcyjnie, toroidalne pole magnetyczne $B_T=1.72$ T, grzanie dodatkowe $P_{aux}=37$ MW, średnia gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle = 4.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, współczynnik bezpieczeństwa $q_{95}=5.7$) z domieszkami: 1) gazy szlachetne Ne, Ar, Kr, Xe; 2) metale Sn i W. W przypadku 1) policzono warianty z każdym z gazów w pełnym dostępnym zakresie domieszkowania dla obu wersji dywertora. W przypadku 2) policzono warianty z każdym z metali jedynie dla dywertora węglowego. Wynika to z faktu, iż dla dywertora wolframowego praktycznie każdy z użytych gazów pozwolił na uzyskanie wystarczającej dyssypacji energii na sposób promieniowania (wypromieniowanie) i co za tym idzie, obniżenie P_{PLATE} . W zbiorze {Ne, Ar, Kr, Xe} nie znaleziono odpowiedniego kandydata, który pozwalałby na odpowiednio duże wypromieniowanie, stąd poszukiwania w zbiorze {Sn, W}. Najistotniejszą różnicą pomiędzy tymi zbiorami domieszek jest to, że metale mają niski współczynnik recyklingu, zaś gazy szlachetne – wysoki. Stąd wynikają duże różnice w ich rozkładach w obszarach centralnym i brzegowym, a co za tym idzie, również różne rozkłady promieniowania. Wybrane wyniki dla przypadku 1) przedstawia Rys. 4.3.1..

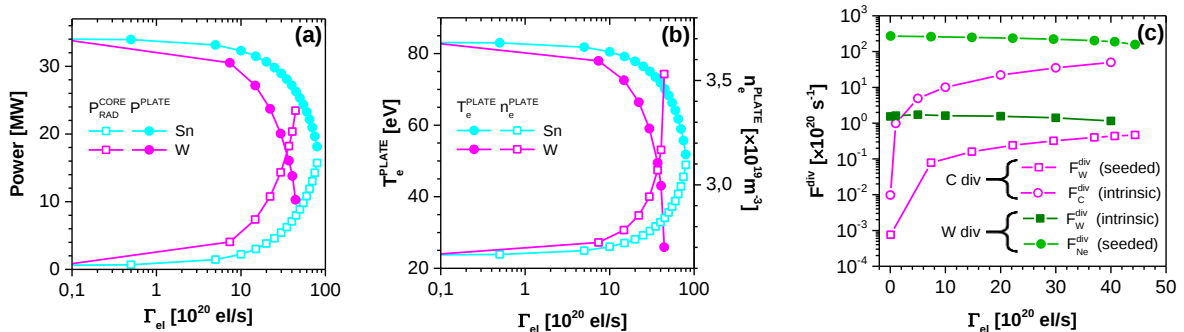


Rys. 4.2.8. Koncentracja He i W (a), frakcja promieniowania (b), temperatura i gęstość elektronów na płycie dywertora (c), czas utrzymania (τ_{95}) (d) jako funkcja toroidalnego promienia dla różnych pól magnetycznych.

Najważniejsze obserwacje: W przypadku dywertora węglowego dyssypacja energii przy domieszkowaniu gazami szlachetnymi silnie zależała od liczby atomowej Z użytego pierwiastka, czego nie widać w przypadku dywertora W. Dla tego ostatniego zasadniczo nie ma znaczenia, który z gazów szlachetnych został użyty: jedyną różnicą jest to, iż gazy o wysokim Z przy dużym Γ_{el} osiągają dużą moc promieniowania w centrum zastępując stopniowo wolfram. Główną rolę w dyssypacji energii w tym przypadku odgrywa wolfram (stąd jego wybór jako domieszki intencjonalnej w dalszych obliczeniach). W kombinacji z dowolną z użytych domieszek pozwala na osiągnięcie P_{PLATE} rzędu 7 MW i T_{ePLATE} rzędu 10 eV. Natomiast w przypadku dywertora węglowego cała moc wypromieniowana w centrum pochodzi od domieszek intencjonalnych, które pozwalają na obniżenie P_{PLATE} do ok 20 MW. Nie dotyczy to Ne, który ze względu na niskie Z stosunkowo słabo promieniuje w centrum. Najlepsze wyniki uzyskano dla Xe: $P_{PLATE}=16.7$ MW i $T_{ePLATE}=49$ eV, niestety nie zapewniają one warunków pozwalających na pracę w trybie ciągłym, stąd dalsze poszukiwania odpowiedniego rozwiązania. Wyniki tych poszukiwań w zbiorze domieszek {Sn, W} przedstawia rys. 4.3.2.



Rys. 4.3.1. Zestawienie wyników dla dwóch materiałów dywertora dla scenariusza #5 dla 4 różnych gazów szlachetnych użytych jako domieszka w funkcji tempa napełniania elektronów Γ_{el} . a) i e) - moc całkowitego promieniowania w centrum $P_{RADCORE}$ (puste symbole) i moc docierająca do dywertora P_{PLATE} (wypełnione symbole); b) i f) - moc promieniowania w centrum dla domieszek samoistnych (wypełnione symbole) i intencjonalnych (puste symbole); c) i g) - moc promieniowania w warstwie brzegowej dla domieszek samoistnych (wypełnione symbole) i intencjonalnych (puste symbole); d) i h) - temperatura płyty dywertora T_{ePLATE} (wypełnione symbole, lewa skala) i gęstość elektronowa przy płycie n_{ePLATE} (puste symbole, prawa skala)



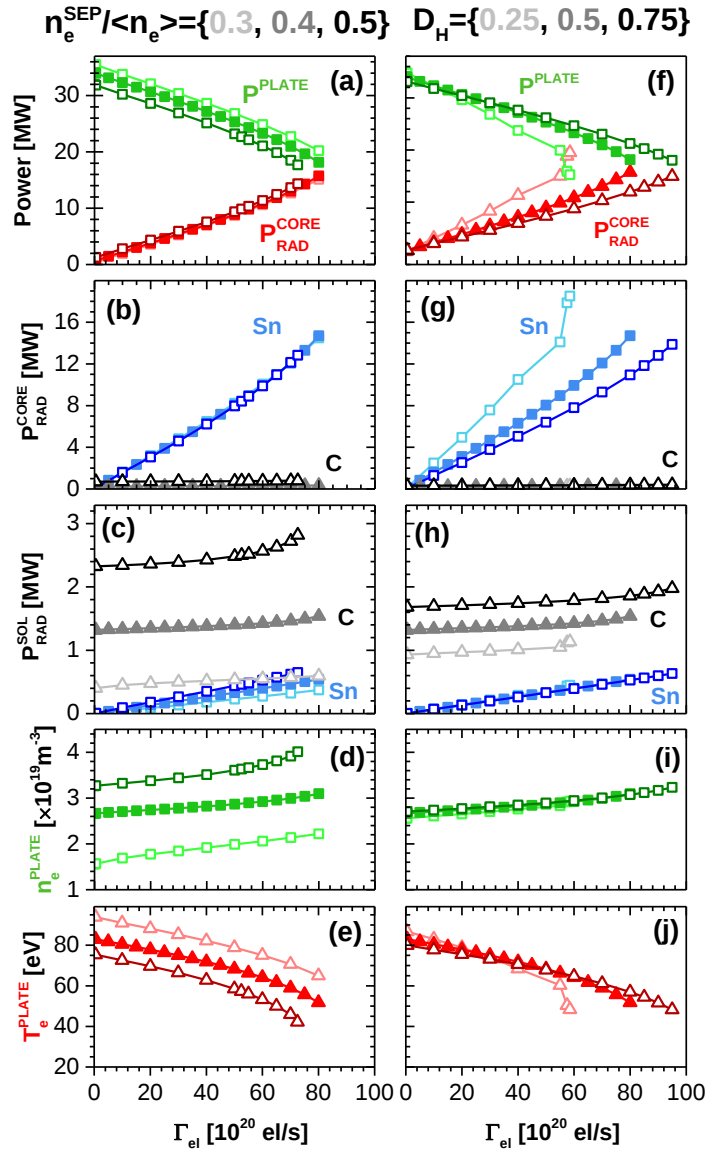
Rys. 4.3.2. Zestawienie wybranych wyników dla dywertora węglowego dla scenariusza #5 przy użyciu dwóch domieszek o niskim współczynniku recyklingu: Sn i W w funkcji tempa napełniania elektronów Γ_{el} . a) - moc całkowitego promieniowania w centrum $P_{RADCORE}$ (puste symbole) i moc docierająca do dywertora P_{PLATE} (wypełnione symbole); b) - temperatura płyty dywertora T_{ePLATE} (wypełnione symbole, lewa skala) i gęstość elektronowa przy płycie n_{ePLATE} (puste symbole, prawa skala); c) całkowite strumienie domieszek do płyty dywertora F_{div} dla poszczególnych domieszek: W i C dla dywertora C i porównanie z przypadkiem W i Ne dla dywertora W.

Wybór domieszek motywowany był ich niskim współczynnikiem recyklingu (w odróżnieniu od uprzednio analizowanych gazów szlachetnych). Wolfram należy traktować bardziej jako domieszkę testową – czy uda się osiągnąć podobne wyniki jak przy domieszkowaniu dla dywertora wolframowego stosując sztuczne źródło W. Cyna natomiast ma $Z=50$ zbliżone do Xe (54), który pokazał najbardziej obiecujące wyniki, zatem powinny mieć zbliżone własności radiacyjne. Jest również perspektywa zastosowania Sn jako materiału dywertora w ciekłym stanie skupienia. O ile taka możliwość nie została ujęta w programie badawczym JT-60SA, z uwagi na małą ilość badań w tym kierunku interesujące jest uwzględnienie właśnie Sn w tym zestawieniu. Dominującym mechanizmem strat radiacyjnych w obu przypadkach pozostaje promieniowanie w centrum, które wynosi maksymalnie 15.7 MW dla Sn (por. 16.9 MW dla przypadku Xe z dywertorem C) i 23.4 MW dla W (por. 28.6 MW dla przypadku Ne z dywertorem W). Wyniki osiągnięte dla tego ostatniego przypadku pokazują, że różnica wynikająca z innego położenia i natury źródła domieszki W (tu – napuszczanie ze ściany tokamaka w obszarze dywertora, uprzednio – wybijanie z płyty dywertora) ma istotny wpływ na poziom tej domieszki w centrum i, co za tym idzie, inny poziom promieniowania. Niższa maksymalna wartość $P_{RADCORE}$ niż w przypadku dywertora W z domieszkowaniem Ne pokazuje, że trudniej jest przeniknąć domieszkę do plazmy centralnej ze ściany, niż z obszaru, gdzie jest wybijana na płycie dywertora. Dobrze obrazują to strumienie domieszek do płyty F_{divW} przedstawione na **Error! Reference source not found.** c) – tylko pod koniec użytego zakresu domieszkowania F_{divW} w przypadku z dywertorem C zbliżają się do poziomów F_{divW} w przypadku, kiedy W jest domieszką samoistną. Różnica, która pozostaje, skutkuje niższym poziomem promieniowania W w centrum i wyższym P_{PLATE} , a także $T_{ePLATE}=25.9$ eV (w poprzednim przypadku ok. 10 eV). Analogiczne wartości dla Sn to $P_{RADCORE}=15.7$ MW, $P_{PLATE}=18.1$ MW i $T_{ePLATE}=51.8$ eV, a więc dwie ostatnie z nich nieco wyższe niż dla domieszkowania Xe dla dywertora C przedstawionego na Rys. 4.3.1. a) i d). Zamiana Xe na Sn nie dała lepszych, w sensie wypromieniowania, wyników.

Dla pełniejszego zrozumienia oba najlepiej rokujące gazy dla dywertora węglowego: Xe i Sn i przeprowadzono analizę pod kątem zmiany dodatkowych, istotnych parametrów wyładowania: stosunku elektronowej gęstości na separatrysie do średniej (ustalonej) gęstości elektronowej w plazmie centralnej $n_e^{SEP}/<n_e>$ oraz współczynnika dyfuzji dla jonów w warstwie brzegowej D_H (w istocie nie tylko dla jonów wodoru, ale też i domieszek). O ile $n_e^{SEP}/<n_e>$ jest w pewnym zakresie parametrem kontrolowalnym (przez zmianę tempa napuszczania wodoru *fuelling rate*) to współczynnik D_H jest wielkością nieznaną, lokalnie mogącą przyjmować wartości od rzędu 0.01 do 100. Do tego momentu w obliczeniach przyjmowano typowe wartości $n_e^{SEP}/<n_e> = 0.4$ i $D_H=0.5$ m²/s, a przeprowadzono dodatkowe obliczenia dla $n_e^{SEP}/<n_e> = 0.3$ i $n_e^{SEP}/<n_e> = 0.5$ nie zmieniając D_H oraz $D_H=0.25$ m²/s i $D_H=0.75$ m²/s nie zmieniając oryginalnie użytej $n_e^{SEP}/<n_e>$. Kluczowe wyniki dla Sn pokazane zostały na rys. 4.3.3. Wyniki dla Xe pominięto z uwagi na jakościowo te same wnioski, zaś wyniki ilościowe są przytoczone w odpowiednich miejscach.

Pierwszą uwagą niech będzie fakt, że zakres Γ_{el} dla Sn wynosił 80×10^{20} el/s, zaś dla Xe Γ_{el} wynosił 28×10^{20} el/s, co wynika bezpośrednio z silnej recyrkulacji Xe.

Z wyników, w których analizowano wpływ $n_e^{SEP}/<n_e>$ wynikają następujące wnioski: Zmiana gęstości na separatrysie zmienia głównie warunki w warstwie brzegowej SOL pozostawiając warunki w centrum niezmienione, patrz np. $P_{RADCORE}$. Podwyższona gęstość elektronowa skutkuje wyższym promieniowaniem, głównie węgla z uwagi na jego własności radiacyjne; Sn i Xe słabo promieniają w zakresie T_e spotykanym w SOL. Podwyższenie $P_{RAD:C}$ SOL jest głównym mechanizmem obniżenia P_{PLATE} wraz z wzrostem $n_e^{SEP}/<n_e>$. Z kolei modyfikacja D_H silnie wpływa na osiągnięty poziom domieszki intencjonalnej w plazmie centralnej: im wyższe D_H tym większego źródła domieszki należy użyć, by osiągnąć ten sam poziom np. $P_{RAD:SnCORE}$. Wpływ D_H na warunki w SOL istnieje (im wyższe D_H tym wyższe P_{RADSOL}), ale jest niższy niż na warunki w centrum (im wyższe D_H tym niższe $P_{RADCORE}$). Sumaryczny efekt na P_{PLATE} jest taki, jak dominujący trend – ten w centrum – im wyższe D_H tym niższe P_{PLATE} . Należałoby napisać, że ze względu na obniżenie mocy do płyty pożądanym jest wysokie D_H , ale w istocie jest to parametr, którym nie można sterować. Dobrym wnioskiem jest to, iż niezależnie od wartości D_H można osiągnąć mniej więcej takie same obniżenie P_{PLATE} i T_{ePLATE} : różnica będzie w wartości Γ_{el} i wynikającego zeń ładunku efektywnego $\langle Z_{eff} \rangle$ przy której się ją osiągnie. Wszystkie te wnioski można powtórzyć dla wyników z Xe.



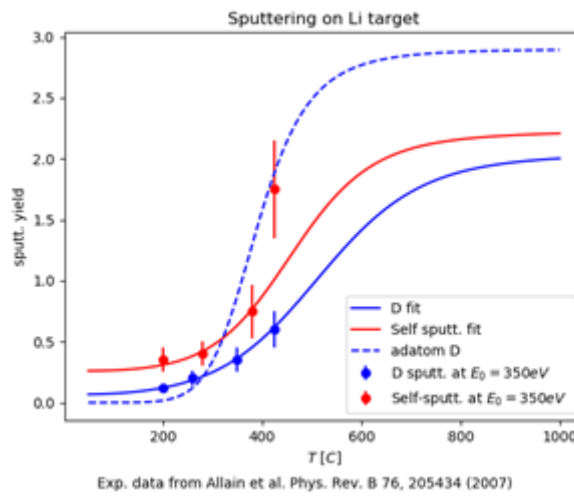
Rys. 4.3.3. Zestawienie wyników dla dywertora C #5 dla domieszki Sn dla zmodyfikowanych dodatkowych parametrów w funkcji tempa napuszczania elektronów Γ_{el} : a-e) stosunek gęstości na separatrixie do gęstości średniej $n_e^{SEP} / \langle n_e \rangle$ oraz f-j) współczynnik dyfuzji jonów w SOL D_H . a) i f) - moc całkowitego promieniowania w centrum P_{CORE} i moc docierająca do dywertora P_{PLATE} ; b) i g) - moc promieniowania w centrum dla domieszek samoistnych (wypełnione symbole) i intencjonalnych (puste symbole); c) i h) - moc promieniowania w warstwie brzegowej dla domieszek samoistnych (wypełnione symbole) i intencjonalnych (puste symbole); d) i i) - temperatura płyty dywertora T_{ePLATE} ; e) i j) gęstość elektronowa przy płycie n_{ePLATE} . Pełnymi symbolami oznaczono wyniki dla parametrów używanych we wszystkich poprzednio opisanych symulacjach.

Najniższe osiągnięte dla przypadku z domieszkowaniem Sn $T_{ePLATE}=42$ eV przy $P_{PLATE}=17.7$ MW i $\langle Z_{eff} \rangle=3.2$ dla $n_e^{SEP} / \langle n_e \rangle = 0.5$, zaś dla przypadku z domieszkowaniem Xe $T_{ePLATE}=45$ eV przy $P_{PLATE}=18$ MW i $\langle Z_{eff} \rangle=3.0$ również dla $n_e^{SEP} / \langle n_e \rangle = 0.5$. Zatem obie domieszki dają zbliżone wyniki, z niewielką przewagą dla Sn, choć przy wyższym średnim ładunku efektywnym. Analiza pokazała również, iż bardzo duży wpływ na promieniowanie domieszek ma lokalna gęstość elektronów. Podwyższenie jej w obszarze centralnym znacznie zwiększyłoby promieniowanie domieszki intencjonalnej, tak jak podwyższenie jej w SOL (przez zmianę warunku brzegowego $n_e^{SEP} / \langle n_e \rangle$, który można zrealizować zwiększając *fuelling*) spowodowało znaczne zwiększenie promieniowania węgla.

Wyniki opisane powyżej stanowią podstawę do publikacji naukowej, która jest w przygotowaniu.

4.4. Badanie alternatywnych koncepcji dywertora dla reaktora termojądrowego

Modelowanie reaktora DEMO wyposażonego w dywertor pokrytego warstwą ciekłego litu wykazało, że zredukowanie mocy do płyty dywertora następuje poprzez rozcieńczenie paliwa jądrowego w rdzeniu przez jony litu oraz następnie poprzez rozproszenie części energii na skutek promieniowania w warstwie brzegowej. Pomimo tego, że cel redukcji mocy do płyty może zostać osiągnięty wiąże się on ze zmniejszeniem mocy reaktora nawet trzykrotnie w porównaniu do przewidywań dla reaktora z wolframowym dywertorem. Wykorzystanie domieszkowania gazem o średnim liczbie atomowej np. kryptonem ($Z=36$) może zredukować rozcieńczenie paliwa w centrum. Zwiększona moc mogłaby być rozproszona na wskutek promieniowania napuszczanej domieszki. W związku z domieszkowaniem konieczne jest zatem odpowiedzenie na pytanie w jakim tempie napuszczona domieszka jest w stanie rozproszyć nadwyżkę mocy uzyskaną dzięki redukcji rozcieńczenia plazmy. Gdyby możliwości rozproszeniowe domieszki były mniejsze niż nadwyżka mocy, wtedy moc do płyty byłaby wyższa od tej w scenariuszu bez domieszkowania i obciążenie cieplne dywertora byłoby wyższe co jest niekorzystne. Ze względu na to, że możliwy jest również scenariusz odwrotny, czyli że temperatura płyty dywertora spadnie konieczne było dodanie do istniejącego modelu wybijania fizycznego (ang. *physical sputtering*) atomów litu z płyty dywertora składowej, która zależy od temperatury powierzchni ciekłego metalu.



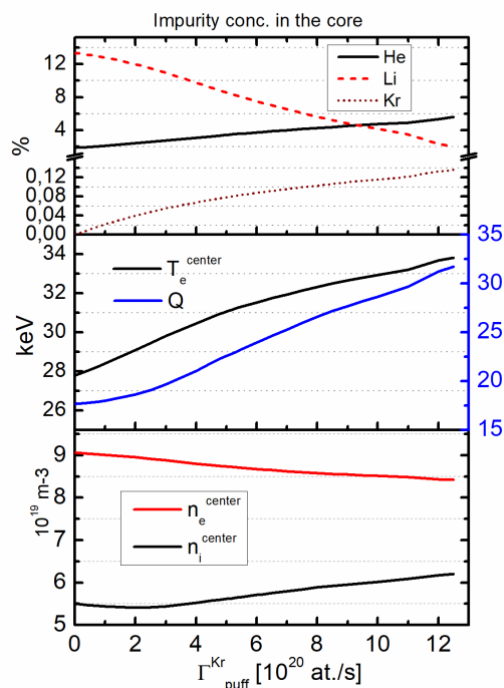
Rys. 4.4.1. Zależność współczynnika wybijania od temperatury powierzchni ciekłego litu. Czerwone punkty: samowybijanie, niebieskie punkty: wybijanie jonami deuteru. Przerywana niebieska linia: dopasowanie semiempirycznym modelem Adatom. Linie ciągłe: dopasowanie funkcji. Dane: Allain et al. Phys. Rev. 8 76, 205434 (2007).

Pomiary wybijania atomów litu pokazały dużą zależność współczynnika wybijania (ang. *sputtering yield*) od temperatury powierzchni wybijanego materiału (patrz rys. 4.4.1). Pomiary wykonano dla wybijania atomów litu atomami deuteru (ang. *Deuterium sputtering*) oraz atomami litu (samowybijanie, ang. *self-sputtering*). W celu uwzględnienia wyników pomiaru w modelu wybijania istniejącym w kodzie COREDIV, dodano składową termiczną $Y_{th}(T)$ współczynnika wybijania do już istniejącej składowej zderzeniowej. Składowa zderzeniowa zależy od energii cząstki padającej (wybijającej) i jej kąta padania, i jest obliczona w oparciu o pomiary wybijania atomów z powierzchni ciała stałego w temperaturze pokojowej. Pomiary wybijania z powierzchni ciekłego metalu wykonano dla kąta $\alpha_{inc} = 45^\circ$ oraz dla energii cząstki padającej $E_{inc} = 350\text{eV}$. Dlatego też wartością dopasowaną do wyników eksperymentalnych jest $Y_{phys}^{exp} = Y_{col}(E_{inc} = 350\text{eV}, \alpha_{inc} = 45^\circ) + Y_{th}^{fit}(T)$, gdzie $Y_{th}^{fit}(T) = \tanh\left(a_1 * \left(\frac{T}{a_2} - 1\right)\right) + 1$. Wartości dopasowanych współczynników wynoszą $a_1 = 4.61$, $a_2 = 773.5\text{ K}$ dla wybijania deuterem oraz $a_1 = 5.07$, $a_2 = 729.3\text{ K}$ dla samowybijania litu. Strumień litu emitowany z dywertora dany jest wyrażeniem

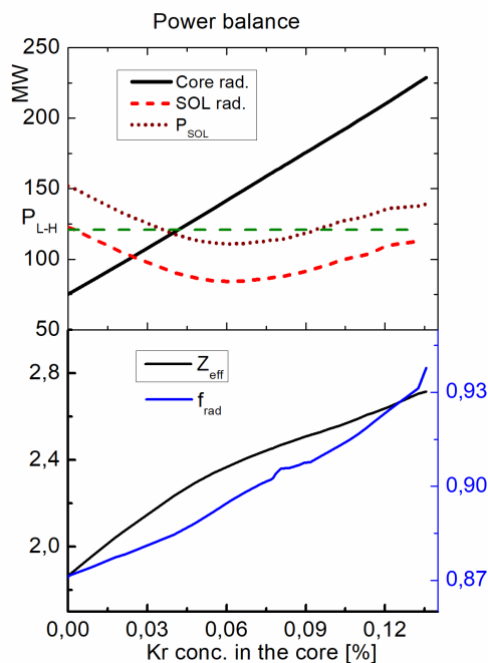
$$\Gamma_{Li} = \Gamma_{inc} * f(\alpha_{inc})Y_{phys} + \Gamma_{vap}$$

gdzie, Γ_{inc} jest strumieniem cząstek padających na płytę, Γ_{vap} jest strumieniem cząstek odparowanych, natomiast $f(\alpha_{inc})$ oznacza zależność współczynnika wybijania od kąta cząstek padających. Pomiar termicznego wybijania został wykonany dla $\alpha_{inc} = 45^\circ$, w związku z tym użyto następującego wzoru $Y_{phys} = 0.33 (Y_{col} +$

$Y_{th}^{fit}/\cos(45^\circ)$). Współczynnik 0.33 został użyty, ponieważ 2/3 wybitych atomów jest zjonizowane i natychmiast zawracane przez pole elektryczne w warstwie przyściennej (ang. *sheath*).



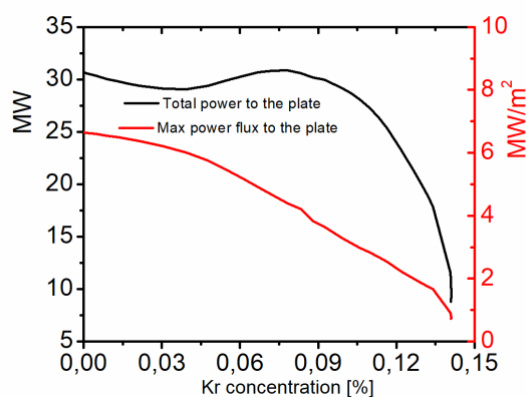
Rys. 4.4.2. Wyniki symulacji w zależności od strumienia napuszczanego kryptonu. Góra: Zależność koncentracji domieszek helu (He), litu (Li) oraz kryptonu (Kr). Środek: Zależność współczynnika bilansu energii oraz temperatury elektronowej w centrum sznura plazmowego. Na dole: Zależność koncentracji elektronowej i jonowej.



Rys. 4.4.3. Wyniki modelowania w zależności od koncentracji kryptonu w rdzeniu reaktora. Góra: Promieniowanie w centrum (czarna linia), moc do warstwy brzegowej (bordowa kropkowana). Promieniowanie w warstwie brzegowej (czerwona przerywana). Dół: Ułamek wypromieniowanej mocy w stosunku do całej mocy reaktora (niebieska linia). Średni ładunek efektywny (czarna linia).

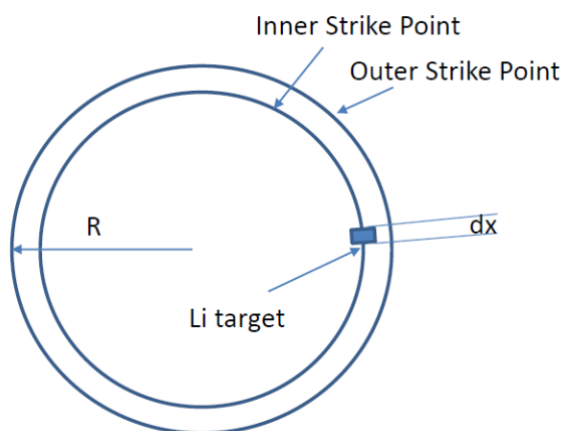
Modelowanie reaktora DEMO z ciekłym litem z domieszkowaniem kryptonem jest kontynuacją pracy wykonanej w roku 2018. Wyniki symulacji (rys. 4.4.2) wskazują korzystny wpływ domieszkowania kryptonem na działanie

reaktora. Koncentracja litu w centrum reaktora maleje wraz z domieszkowaniem z 13.4% do 2%, natomiast koncentracja helu, czyli produktu spalania rośnie 1.8% do 5.6% co znajduje też odzwierciedlenie we wzroście produkowanej mocy z 0.9GW do 1.6GW co odpowiada wzrostowi wartości współczynnika z $Q=18$ do $Q=32.5$. Współczynnik Q jest stosunkiem mocy wyprodukowanej do mocy włożonej w celu grzania i podtrzymania spalania. Jednym z kluczowych parametrów pracy reaktora termojądrowego jest moc P_{SOL} , która przechodzi przez ostatnią zamkniętą powierzchnię magnetyczną, separatrycę. Jeśli wartość P_{SOL} jest większa od progowej wartości P_{LH} , wtedy reaktor może pracować w reżymie wysokiego utrzymania, co jest jednym z warunków efektywnej pracy reaktora. Wartość progową P_{LH} otrzymano z praw skalowania. Wartość P_{SOL} dla małej wartości koncentracji kryptonu jest większa od wartości P_{LH} (rys. 4.4.3, górny). Wraz z domieszkowaniem kryptonu wartość P_{SOL} spada poniżej wartości krytycznej. Jest to związane z rosnącym promieniowaniem kryptonu w rdzeniu reaktora, które początkowo nie jest kompensowane przez wzrost mocy reaktora. Dopiero, kiedy rozcieńczenie plazmy jonami litu spadnie do wystarczająco niskiej wartości, moc reaktora wzrasta szybciej niż promieniowanie kryptonu. W efekcie, dla większych wartości koncentracji kryptonu, moc przez separatrycę wzrasta z powrotem do wartości powyżej wartości krytycznej P_{LH} . Domieszkowanie kryptonem ma też korzystny wpływ na warunki panujące w rejonie dywertora (patrz rys. 4.4.4.). Całkowita moc do płyty zmalała z 30 MW do wartości poniżej 10 MW. Natomiast maksymalny strumień do płyty zmalał z ok. 6 MW/m² do poniżej 1 MW/m². Z uzyskanych wyników można wnioskować, że domieszkowanie kryptonem wpływa korzystnie zarówno na moc reaktora jak i na warunki panujące w rejonie dywertora.



Rys. 4.4.4. Całkowita moc do płyty (czarna linia) oraz maksymalny strumień mocy do płyty w funkcji koncentracji kryptonu w centrum tokamaka.

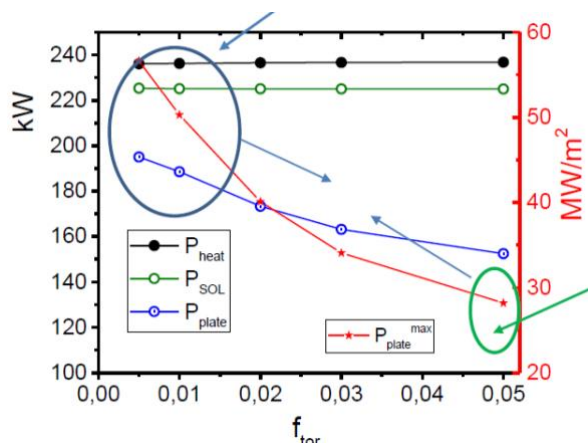
W 2019 r. rozpoczęto modelowanie plazmy w tokamaku COMPASS w eksperymencie z użyciem próbniaka z ciekłym litem. Element rozmiaru 4cmx2cm powleczony siateczką molibdenową zwilżoną litem umieszczono na wewnętrznej linii dywertora (ang. Inner Strike Point, patrz rys. 4.4.5). Symulacje kodem COREDIV miały na celu oszacowanie emisji litu do komory tokamaka podczas wyładowania.



Rys. 4.4.5. Schemat umieszczenia próbki litu na wewnętrznej linii dywertora. dx stanowi rozmiar toroidalny próbki.

Przeprowadzono szereg symulacji mających na celu oszacowanie emisji litu. Głównym zagadnieniem było uwzględnienie łamania symetrii toroidalnej przez umieszczenie próbki wysuniętej ponad powierzchnię

dywertora. Jednym z założeń kodu COREDIV jest toroidalna symetria modelowanego eksperymentu. W związku z tym postanowiono pomnożyć uzyskany wynik emisji litu z powierzchni dywertora przez współczynnik $f_{tor} = dx / (2 \cdot 2\pi R)$, gdzie dx jest rozmiarem toroidalnym próbki litu (patrz rysunek. 4.4.5). Następnie przeprowadzono serię symulacji mających na celu określenie wpływu współczynnika f_{tor} na warunki panujące w tokamaku. Jako dolną granicę wartości f_{tor} przyjęto rzeczywistą wartość, czyli $f_{tor}^{min} = 0.003$. Przyjęto, że próbka jest maksymalnie wysunięta ponad powierzchnię płyty dywertora, co oznacza, że maksymalny kąt linii sił pola magnetycznego wynosi $\alpha_{div} = 45^\circ$. Założono, że domieszki o największej koncentracji to hel, bor i lit. Przyjęto, że moc grzania wynosi 150kW, które jest uzupełnione o grzanie omowe w wysokości 87kW, co daje ostatecznie 237kW widoczne na rysunku 4.4.6. jako P_{heat} .



Rys. 4.4.6. Wyniki symulacji wyładowania w tokamaku COMPASS w zależności od przyjętej wartości współczynnika f_{tor} .

Ze względu na to, że tokamak COMPASS nie jest reaktorem i nie zachodzi reakcja fuzji jądrowej lub też zachodzące procesy D+D są bardzo rzadkie, nie obserwuje się spadku mocy związanego z rozcieńczeniem paliwa przez domieszkowanie litem. Natomiast można zaobserwować, że zwiększenie emisji litu do warstwy brzegowej wpływa na redukcję całkowitej mocy do płyty. Z 200kW do ok. 150kW. Następuje także redukcja maksymalnego strumienia mocy do płyty z ok. 60MW/m² do wartości poniżej 30MW/m². Na rysunku 4.4.6. zaznaczono dwa obszary. Obszar zaznaczony niebieską elipsą jest obszarem rzeczywistej wartości współczynnika f_{tor} , i prawdopodobnie wartości globalne takie jak moce P_{heat} , P_{SOL} oraz P_{plate} będą mierzone właśnie w tym zakresie dla podanych wartości parametrów wyładowania. Zieloną elipsą (prawa strona rys. 4.4.6) zaznaczono wartości lokalne tzn. maksymalny strumień mocy do płyty. Przypuszcza się, że wartości w tym zakresie będą mierzone w eksperymencie w pobliżu próbki litu. Trudno jednak oszacować lepiej podane wartości lokalne, ponieważ zależą one od lokalnych mechanizmów transportu a także o procesów atomowych zachodzących w pobliżu płyty dywertora.

Modelowanie plazmy brzegowej kodem TECXY w 2019 roku zorientowane było na przeszukiwanie przestrzeni parametrów takich jak gęstość plazmy na powierzchni separatrissy po zewnętrznej stronie torusa na wysokości środka rdzenia plazmowego ($n_{e,omp}$, omp ang. Outer MidPlane) oraz sprawdzaniu różnych konfiguracji dywertora w celu porównania działania reaktora dla rozważanych dwóch ciekłych metali litu (Li, $Z=3$) i cyny (Sn, $Z=50$). Szczegóły wyników wykonanej analizy można znaleźć w publikacjach opublikowanych w 2019 roku.

Krótko podsumowując, możliwości rozproszenia energii na sposób promieniowania oraz redukcji maksymalnej mocy do płyty wskazują na przewagę cyny nad litem. Cyna wydaje się również mieć przewagę nad litem pod kątem tempa zużycia materiału. Ze względu na to, że temperatura wrzenia cyny (2602°C) jest znacznie większa od litu (1342°C), tempo parowania cyny w danej temperaturze jest znacznie mniejsze niż litu. W konsekwencji mniejsza ilość pierwiastka jest uwalniana do plazmy. Ponadto cyna, w przeciwieństwie do litu wykazuje mniejsze powinowactwo do wodoru. Lit może tworzyć cząsteczki LiD (deuterku litu) czy też LiT (trytku litu), które mogą wpływać na recykling plazmy a także utrudniać odzysk trytu ze materiału pierwszej ściany.

Reasumując, najważniejszym osiągnięciem naukowym niniejszego zadania jest sprawdzenie z wynikiem pozytywnym możliwości eksploatacji reaktora DEMO wyposażonego w ciekły litowy dywertora wraz z domieszkowaniem kryptonem. Porównano użycie litu i cyny w reaktorze DEMO pod kątem możliwości rozproszenia mocy w warstwie brzegowej reaktora. Wyniki wskazują na cynę jako bardziej obiecujący materiał.

W przypadku modelowania plazmy w tokamaku COMPASS, opracowano sposób na oszacowanie emisji litu do warstwy brzegowej tokamaka. Symulacje pokazały, że spodziewane jest znaczne zredukowanie strumienia mocy do fragmentu dywertora wyposażonego w próbnik litu.

4.5. Badania i modelowanie plazmy brzegowej w stelleratorze W7-X

Tegoroczne prace prowadzone były celem dalszego rozwoju kodu Findif i wykazania jego przydatności do symulowania eksperymentów w urządzeniach termojądrowych na przykładzie konfiguracji limiterowej stellaratora Wendelstein 7-X. Mając siatki obliczeniowe, które otrzymaliśmy w latach ubiegłych i program symulacyjny dla plazmy głównej rozwiązujący 4 równania (dla gęstości, prędkości plazmy wzdłuż linii pola magnetycznego i dwóch temperatur: elektronowej i jonowej), mimo pewnych braków, mogliśmy otrzymywać wstępne wyniki dla rzeczywistego urządzenia. Po usunięciu błędów włączyliśmy wyraz grzania lepkiego do symulacji, przeprowadziliśmy symulacje dla warunków analogicznych jak badane kodem EMC3-EIRENE otrzymując porównywalne wyniki (przynajmniej dla rozkładu gęstości plazmy).

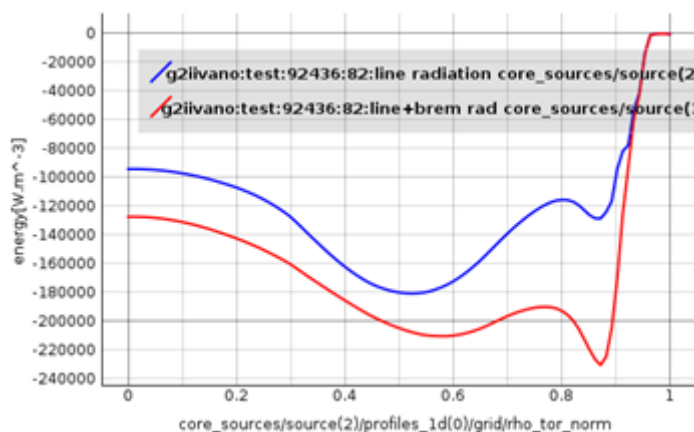
Niedokładności w przystosowywaniu danych o geometrii urządzenia dla procedur tworzących siatkę rachunkową nie pozwoliły otrzymać, zgodnych z eksperymentem i symulacjami kodem EMC3, wartości gęstości strumienia ciepła plazmy na środku limitera. Udało się je poprawić w kolejnych miesiącach.

Kod jest wyposażony w narzędzia do automatycznej diagnostyki wyników (obliczania wartości średnich na separatrixie, strumieni ciepła i cząstek przez separatrixę i na limiter). Budowany w roku 2019 moduł symulacyjny dla atomów obojętnych nie został jeszcze włączony do kodu głównego. Napisaliśmy generator oddzielnej siatki obliczeniowej w pobliżu powierzchni materialnych, gdyż cząstki obojętne emitowane z powierzchni płyt poruszają się niezależnie od pola magnetycznego (= inaczej niż plazma).

b) rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych,

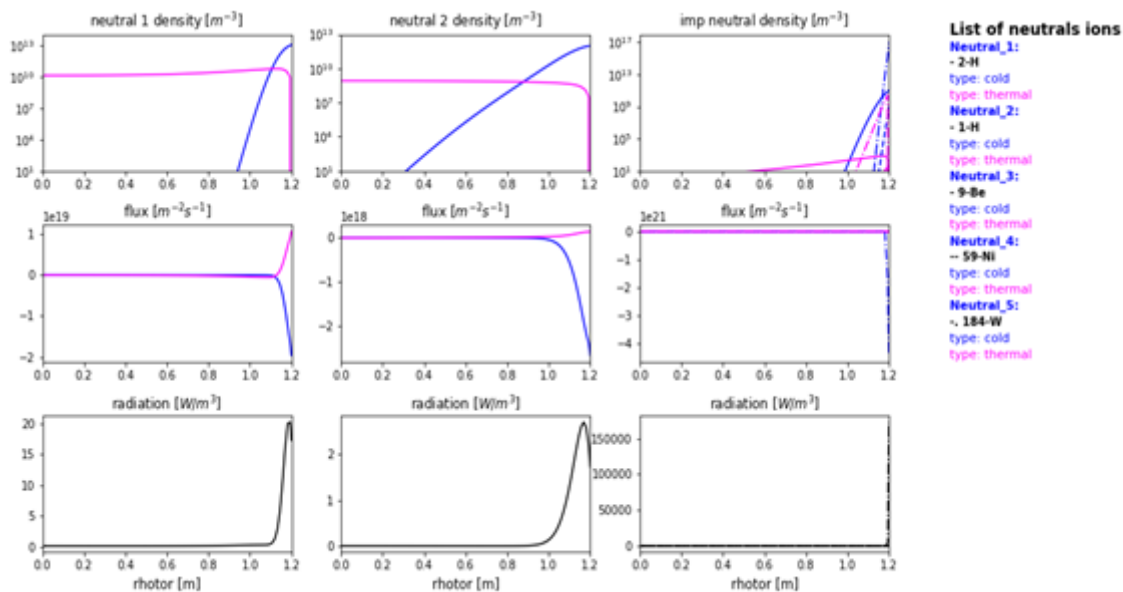
4.1. Udział w projekcie ITM (Integrated Tokamak Modelling)

Struktura interfejsu danych IMAS nie jest skończona i cały czas ewoluuje i obecnie (koniec grudnia 2019) aktualną wersją jest wersja 3.25.0. Do tej najnowszej wersji IMAS-u został zaadaptowany moduł dla domieszek. Jako przykład na Rys. 4.1.1 jest pokazany rozkład gęstości promieniowania linowego i bremstrahlung dla wylądowania #92436 w IMAS 3.25.0.



Rys. 4.1.1. Rozkład gęstości promieniowania linowego i bremstrahlungu dla wylądowania #92436 w IMAS 3.25.0.

Najnowsza wersja kodu dla domieszek jest gotowa i działa dla najnowszej wersji IMAS: 3.8.25. Moduł dla neutralów został zweryfikowany dla wersji ETS 5.0 w Keplerze i działa bez zarzutów. Dodatkowo został zrobiony interfejs w Pythonie, który w trakcie obliczeń pokazuje rozkład gęstości neutralów (plazmy głównej i domieszek), ich strumień i promieniowanie. Przykładowe rozkłady dla wylądowania #92436 jest pokazany na rys. 4.1.2.



Rys. 4.1.2. Rozkład gęstości neutralów (plazmy głównej i domieszek), ich strumień i promieniowanie dla wylądowania #92436.

Prace nad modułem dla neutralów w IMAS-ie 3.25.0. wciąż są kontynuowane.

W poprzednim sprawozdaniu za rok 2018 wskazano, że prace nad dostosowaniem kodu COREDIV do środowiska IMAS zakończyły się odwzorowaniem danych dla trzech zmiennych specyficznych dla kodu do trzech podtypów IDS: core_profiles, core_transport i edge_profiles. W kolejnym etapie w 2019 dane wyjściowe z kodu COREDIV zostały wyprowadzone w czwartym podtypie IDS: core_radiation. W tym podtypie jest przekazywana informacja o promieniowaniu plazmy. Podczas analiz nowej wersji IMAS-u zgłaszano uwagi na temat implementacji struktur danych dla domieszek, na przykład nie były przewidziane źródła zarówno dla promieniowania hamowania jak i rekombinacji. Część czasu pracy zajęło raportowanie oraz uzgadnianie ze współpracownikami budującym struktury IMAS-a dla ITER-a, w jakiej postaci dane struktury mają być zaimplementowane. Ponadto znaleziono także w programie IMAS_viz, który wizualizuje dane ze struktur IMAS-a, błąd w indeksie opisujący stopnie jonizacji dla poszczególnych domieszek. Prosty workflow COREDIV w Keplerze został stworzony.

Pierwsza wersja kodu łącząca kody COREDIV i TECXY już działa i była w trakcie testowania w 2018 roku, natomiast w 2019 roku prace nie były kontynuowane.

4.2. Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora

Obliczenia pokazują, że kod COREDIV z powodzeniem może być zastosowany do analizy przyszłego reaktora DEMO.

4.5. Badania i modelowanie plazmy brzegowej w stelleratorze W7-X

Symulowanie zachowania plazmy za pomocą kodu 3D jest czynnością czasochłonną już nawet na poziomie czterech równań. Dokonaliśmy przekształcenia kodu Findif do postaci umożliwiającej równoległe prowadzenie jak największej ilości obliczeń (zmiana indeksów tablic, zmniejszenie ilości „dużych” pętli, korzystanie jak najczęściej ze zmiennych lokalnych, podział dużych procedur). Do samego zrównoleglenia rachunków użyliśmy biblioteki OpenMP (poziom obliczeń wieloprocessorowych ze współdzieloną pamięcią). Uzyskaliśmy ok. 20-krotne skrócenie czasu obliczeń dla 48-processorowego węzła (24 procesory fizyczne, po 2 hiperwładki na każdy).

To samo podejście przyjęliśmy przy przekształcaniu kodu generatora siatek obliczeniowych. Bardzo korzystne było skrócenie wielodniowego poszukiwania odpowiednich zamkniętych linii pola magnetycznego do zaledwie kilku godzin pracy pojedynczego węzła obliczeniowego. Wykorzystanie mocy klastra na Uniwersytecie Greifswaldzkim było konieczne również ze względu na rozmiar przetwarzanych plików tymczasowych, które nie

mieściły się w pamięci komputera osobistego. Ich wielkość wynikała z podjętej próby gęstego pokrycia siatką obliczeniową limitera. Na tyle gęstego, by móc uwidocznć wąski obszar, na którym odkładane jest gros energii.

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

Kierownik zadania: A. Chomiczewska, agata.chomiczewska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPJET1: JET Campaigns&JET Analysis oraz WPMST1: Medium size tokamak campaigns

1) Opis;

5.1. Udział w badaniach na tokamaku JET i analizy wyników eksperymentalnych Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET1: JET Campaigns&JET Analysis

Osoba kontaktowa: A. Chomiczewska, agata.chomiczewska@ifpilm.pl

W 2019 r. na układzie JET przeprowadzono kampanię eksperymentalną C38 oraz kampanie analiz i modelowania. Najważniejszym celem zarówno kampanii eksperymentalnej jak i kampanii analiz i modelowania było opracowanie scenariuszy operacyjnych na potrzeby planowanej na tokamaku JET kampanii z deuterem i trytem (DTE2) oraz na rzecz tokamaka nowej generacji ITER obecnie budowanego na południu Francji. Głównym celem kampanii DTE2 jest osiągnięcie 15 MW mocy z syntezy termojądrowej w warunkach stacjonarnych utrzymujących się, przez co najmniej 5 s. Opracowywane scenariusze mają być kompatybilne z materiałami pierwszej ściany w układzie ITER, w którym przewiduje się wolframowy dywertor i berylowy limiter. Na tokamaku JET od czasu instalacji tzw. ITER-like wall (ILW) możliwe jest prowadzenie badań w tym kierunku. Kampanię eksperymentalną C38 przeprowadzono z plazmą deuterową. Harmonogram prac realizowanych na układzie JET w 2019 r. zawierał około 47 eksperymentów i 10 zadań tematycznych połączonych ze sobą blokowo. W 2019 r. znaczna część czasu eksperymentalnego poświęcona była optymalizacji scenariusza podstawowego M18-01: *Baseline scenario development for DT* oraz scenariusza hybrydowego M18-02: *Hybrid scenario development for DT*. W ramach pakietu WPJET1 do zadań naukowców z IFPiLM w 2019 r. należało: Uczestnictwo w kampanii eksperymentalnej C38 oraz w kampaniach analiz i modelowania.

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

Osoba kontaktowa: A. Chomiczewska, agata.chomiczewska@ifpilm.pl

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPMST1: Medium size tokamak campaigns

W 2019 r. przeprowadzone zostały eksperymenty na tokamakach o średnich rozmiarach takich jak ASDEX-Upgrade (Garching, Niemcy) i TCV (Lozanna, Szwajcaria). Ze względów technicznych nie wystartowała kampania eksperymentalna na tokamaku MAST-Upgrade (Culham, Wielka Brytania). Badania realizowane w ramach pakietu WPMST1, obejmowały 17 tematów, które stanowiły uzupełnienie badań prowadzonych w układzie JET. Tokamaki średniej wielkości mają wyjątkowe możliwości eksperymentalne. W układzie ASDEX-Upgrade, tzw. pierwsza ściana wykonana jest w całości z komponentów wolframowych, co sprawia możliwość przeprowadzenia wyspecjalizowanych badań oddziaływania plazmy ze ścianą oraz transportu ciężkich zanieczyszczeń. W tokamaku TCV dzięki możliwości kształtowania plazmy w różne konfiguracje magnetyczne prowadzone są między innymi badania nad alternatywnymi koncepcjami dywertora. Integralną częścią pakietów roboczych MST1 i JET1 jest zapewnienie wydajnego wykorzystania eksperymentów do ekstrapolacji dla ITER, JT-60SA, i DEMO. W ramach pakietu WPMST1 do zadań naukowców z IFPiLM w 2019 r. należało:

- Uczestnictwo w kampanii eksperymentalnej na tokamaku ASDEX-Upgrade.
- Uczestnictwo w kampanii eksperymentalnej na tokamaku TCV.

2) wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

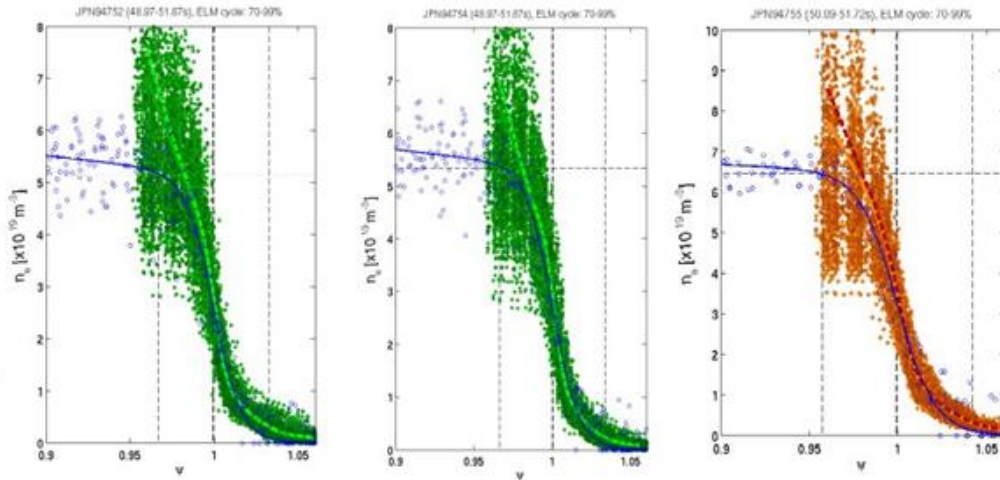
a) rozwiązanie problemu naukowego,

5.1 Udział w badaniach na tokamaku JET i analizy wyników eksperymentalnych

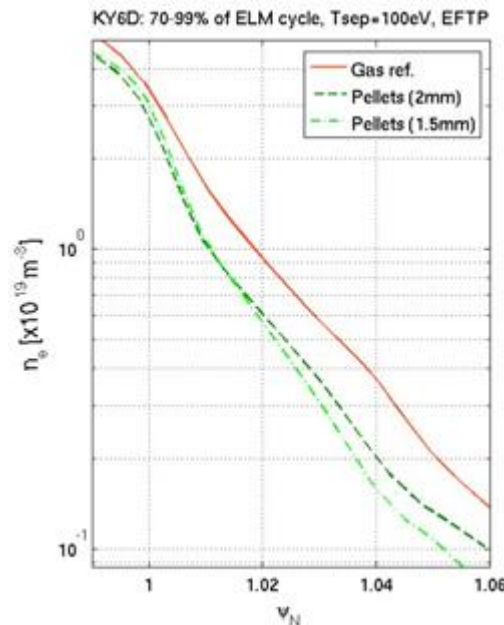
Osoba kontaktowa: A. Chomiczewska, agata.chomiczewska@ifpilm.pl

Aby zwiększyć i kontrolować gęstość plazmy termojądrowej, dostępne są głównie dwie techniczne metody zasilania. Najprostszą i najczęściej stosowaną metodą w dzisiejszych urządzeniach jest wprowadzanie gazu

obojętnego do komory próżniowej poprzez zawory gazowe. Gaz rozprzestrzenia się przez granicę plazmy do plazmy centralnej w wyniku procesów transportu i jonizacji w warstwie SOL. Przewiduje się jednak, że iniekcja gazu w ITER będzie nieefektywna, ponieważ przewiduje się, że warstwa SOL będzie nieprzejrysta dla cząstek neutralnych. Ponadto, powszechną obserwacją w dzisiejszych eksperymentach jest to, że jakość bariery transportu brzegowego (ang. pedestal) w trybie H ulega degradacji wraz z dozowaniem gazu, prowadząc do zmniejszenia globalnej wydajności plazmy. Druga metoda zasilania paliwem - czyli ta, na której opiera się głównie ITER, polega na wtrysku zamrożonych granulek (ang. pellet) wykonanych z H, D lub T. W porównaniu z dozowaniem gazu, pellety ulegają znacznie mniejszym stratom w SOL, a większość paliwa osadza się poprzez ablację w warstwie brzegowej. Stamtąd paliwo jest dalej transportowane wewnątrz objętości plazmy poprzez dryfowanie cząstek. Oprócz zasilania plazmy paliwem, pellety mogą być również wykorzystywane w celu zwiększenia częstotliwości występowania lokalnych modów brzegowych (ELM) (ang. ELM pacing). Wystarczająco duża częstotliwość ELM-ów jest potrzebna w dzisiejszych urządzeniach z metalicznymi PFC, aby wzmocnić usuwanie zanieczyszczeń z plazmy, a tym samym zapobiec ich akumulacji. Ponadto w większych urządzeniach, takich jak ITER, częstotliwość ELM-ów będzie musiała być kontrolowana, aby zapobiec uszkodzeniom PFC spowodowanym obciążeniem cieplnym przez ELM. W ciągu ostatnich lat system JET do produkcji pelletów przeszedł kilka modernizacji w celu zwiększenia jego niezawodności. Generator pelletów może produkować dwa główne rozmiary pelletów (średnice): większe (ang. fuelling pellets), o średnicy 4 mm oraz mniejsze (ang. pacing pellets), o średnicy 2 mm, które również zasilają plazmę, ale w mniejszym stopniu. Dla danej średnicy masa pelletów może być dodatkowo zmieniana poprzez zmianę ich długości. Wykorzystanie pelletów stało się integralną częścią strategii mającej na celu zwiększenie wydajności scenariusza podstawowego (ang. baseline scenario) w JET w latach 2019/2020 w ramach przygotowań do kampanii DT (eksperyment M18-01 Baseline scenario development for DT). Jednym z eksperymentów wspierającym M18-01 jest główny eksperyment M18-08: *Impact of Fuelling and pacing pellets on SOL and posttest*. W 2019 r. personelowi IPPLM powierzono rolę koordynatora naukowego, którego zadaniem jest kierowanie i koordynowanie działań w zakresie M18-08. Jednym z kluczowych celów eksperymentu M18-08 było systematyczne zbadanie właściwości pacing and fuelling pelletów oraz określenie ich wpływu na SOL, piedestał, ELM-y i wydajność plazmy w scenariuszu DT. Ostatecznie, może to być wykorzystane do walidacji fizycznych kodów brzegowych oraz w celu planowania wyładowań plazmy o wysokiej wydajności w celu wsparcia przygotowania do kampanii DT. Eksperyment M18-08 był również koordynowany wspólnie z eksperymentem M18-25: *Pellet injection for ELM pacing and isotope ratio control*, w celu porównania wpływu pelletów wodorowych (stosowanymi w M18-25) z pelletami deuterowymi (stosowanymi w M18-08). W odniesieniu do globalnego utrzymania plazmy, jedną z niespodzianek było to, że wyładowania plazmy w M18-08 i w M18-01 nie wykazały istotnej różnicy przy porównaniu wyładowań, w których zastosowano pellety z paliwem z równoważnymi wyładowaniami z iniekcją gazu. W odniesieniu do piedestału, analiza profili kinetycznych z diagnostyki High Resolution Thomson Scattering (HRTS) wykazała, że na wysokość piedestału nie miało wpływu, gdy iniekcja gazu była zastępowana przez pellety z paliwem. W przypadku pelletów typu pacing, brzegowa temperatura elektronowa (T_e) była podobna do T_e w wyładowaniach z iniekcją gazu, przy stałej częstotliwości ELM-ów. Jednak w przypadku większych pelletów typu paliwowego temperatura brzegowa była zredukowana, a elektronowa gęstość brzegowa wzrosła przy zachowaniu tej samej częstotliwości ELM-ów. Istnieją również przesłanki wskazujące na to, że piedestał przy zasilaniu gazem jest szerszy niż piedestał przy zastosowaniu pelletów, co miałoby wpływ na stabilność MHD piedestału. Ponadto, diagnostyka plazmy z wiązką litową (ang. the Lithium beam diagnostic) wykazała istotną różnicę w zachowaniu się gęstości piedestału w pobliżu separatory i w SOL, jak pokazano na rys. 5.1.1 i rys. 5.1.2.

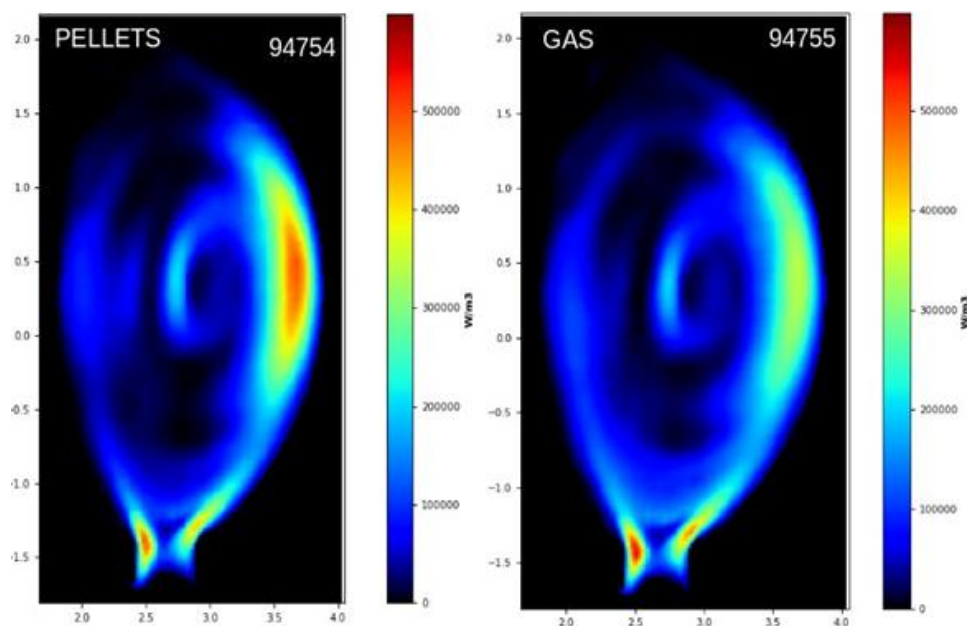


Rys. 5.1.1 Profile gęstości elektronowej dla plazmy zasilanej pelletami o długości $L=2$ mm (po lewej), $L=1,5$ mm (środek) i zasilanej wyłącznie gazem (po prawej), przy stałej częstotliwości ELM-ów ($\sim 25-28$ Hz), w funkcji znormalizowanego strumienia poloidalnego. Niebieskie kółka: gęstość elektronowa z diagnostyki HRTS. Zielone i pomarańczowe punkty: gęstość elektronowa z diagnostyki z wiązką litu. Należy zwrócić uwagę, że w obszarze górnym piedestału tylko dane HRTS są wiarygodne, ponieważ ze względu na zwiększone tłumienie wiązki dane z diagnostyki z wiązką litu mają wysoką niepewność pomiaru. Odwrotnie jest dla dolnej i SOL części piedestału, gdzie dane dotyczące wiązki litu są bardziej dokładne niż dane HRTS.



Rys. 5.1.2 Szczegółowy widok trzech profili gęstości elektronów pokazanych na rys. 5.1.1, uzyskanych z diagnostyki z wiązką litu dla piedestału i SOL.

W przypadku wyładowań z pelletami, stwierdza się krótszy zanik gęstości i mniejszą gęstość na separatrixie. Ma to potencjalnie wpływ na stabilności MHD piedesału a dalej na reżim recyklingu w obszarze dywertora. Ten ostatni aspekt potwierdza również obserwacja, że wyładowania zasilane gazem wykazują na ogół wyższe promieniowanie w obszarze dywertora, podczas gdy w przypadku wyładowań z pelletami promieniowanie w obszarze komory głównej tokamaka jest wyższe, jak pokazano na rys. 5.1.3.

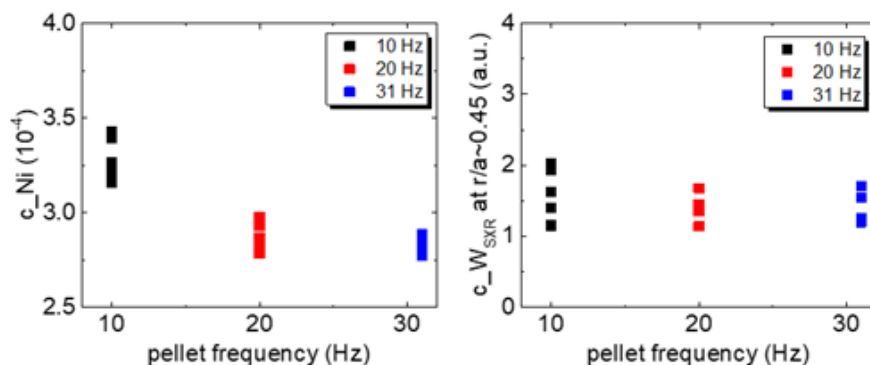


Rys. 5.1.3 Rekonstrukcja tomograficzna całkowitej mocy promieniowania mierzonej przy pomocy bolometrii dla 3 MA wyładowania z pelletami (lewy) i ekwiwalentnego wyładowania z iniekcją gazu (prawy).

Jeśli chodzi o stymulację ELM-ów, różne zachowania stwierdzono przy niskim i wysokim prądzie plazmy I_p . Wszystkie pellety, które docierają do plazmy, są w stanie wyzwolić ELM-y, nawet przy najwyższym $I_p=3$ MA i dla najmniejszych dostępnych rozmiarów granulek. Przy 3 MA wyzwolone ELM-y są zazwyczaj typu złożonego (pojedynczy ELM typu I, po którym następuje kaskada mniejszych ELM-ów typu III). ELM typu III są uważane za napędzane przez skończoną rezystywność plazmy krawędziowej, która staje się większa wraz ze spadkiem T_e . Czas trwania fazy ELM-ów typu III wydłuża się wraz ze wzrostem wielkości pelletów. Przeciwnie, przy $I_p=1,4$ MA, ELM-y wytwarzane przez pellety są zawsze typu I, nawet w przypadku największych pelletów. Jest to prawdopodobnie spowodowane różnymi głębokościami penetracji i profilami ablacji materiału. Przy wysokim I_p depozycja pelletów jest płytsza, a efekt chłodzenia plazmy brzegowej staje się większy dla stałej wielkości pelletów. Przy niskim I_p , granulki wnikają głębiej w plazmę i dlatego chłodzenie plazmy brzegowej jest mniejsze. W latach 2017-2018 w JET, w ramach przygotowań do kampanii TT i DT, zainstalowano nowe moduły wprowadzania gazu kompatybilnego z trytem (TIM). Z technicznego punktu widzenia różnią się one bardzo od standardowych modułów wprowadzania gazu (GIM), ze względu na odmienną konstrukcję zbiorników i zaworów. Jednym z celów M18-08 było porównanie zastosowania standardowych modułów gazowych (GIMs) z nowymi TIMs w celu oceny ich wpływu na iniekcję gazu w plazmie w scenariuszu DT. W trakcie dwóch sesji M18-08 systematycznie testowano różnice operacyjne w wykorzystaniu GIM i TIM w różnych fazach wyładowań hybrydowych. Po raz pierwszy z sukcesem przetestowano sterowanie w czasie rzeczywistym częstotliwością ELM-ów poprzez iniekcję gazu z modułów TIM.

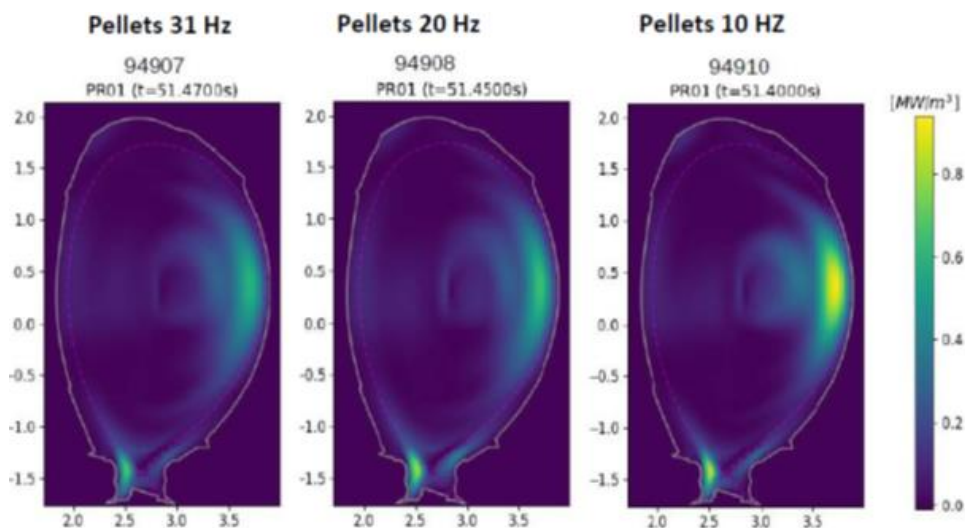
Podczas kampanii deuterowej na układzie JET prowadzono badania nad zachowaniem metalicznych zanieczyszczeń. W tym celu niezbędna była analiza danych eksperymentalnych rejestrowanych za pomocą diagnostyk spektroskopowych z zakresu promieniowania EUV, VUV i oraz sygnałów rejestrowanych za pomocą kamer promieniowania SXR. Na ich podstawie wyznaczono koncentrację zanieczyszczeń takich jak wolfram (W), nikiel (Ni), żelazo (Fe), miedź (Cu) i molibden (Mo). Badania takie realizowano w ramach licznych eksperymentów. W ramach eksperymentu M18-01: Baseline scenario development for DT przebadano zachowanie zanieczyszczeń o średnim i wysokim Z dla dwóch wyładowań (#94777 i #94779), które różniły się ilością napuszczanego gazu D2. Pierwsze wyładowanie (#94777) charakteryzowało się wysokim poziomem gazu, podczas gdy drugie (#94779) definiowane było przez jego brak. Pozostałe, główne parametry plazmy takie jak całkowita moc grzania NBI i ICRH, prąd plazmy (I_p) oraz pole magnetyczne (BT), dla obu wyładowań przyjmowały porównywalne wartości w przedziale czasowym, w którym wyznaczano koncentrację zanieczyszczeń. W wyniku przeprowadzanej analizy, okazało się, że w wyładowaniu bez dodatkowego gazu D2 (#94779) obserwowano znacznie wyższy poziom zanieczyszczeń takich jak Ni, Cu, Fe i Mo oraz W. Trend ten nie był zaobserwowany dla zanieczyszczeń pochodzących z plazmy brzegowej, których poziom w przypadku obu wyładowań był bardzo zbliżony. Przeprowadzono również badania na grupie strzałów bez dodatkowej iniekcji gazu D2 w początkowej fazie wyładowania. Wyładowania te charakteryzowały się stałym prądem plazmy

$I_p=3$ MA oraz zmienną mocą dodatkowego grzania (NBI od 17 do 23 MW i ICRH od 3 do 5 MW). Okazało się, że w fazie w początkowej obserwowano nagły wzrost koncentracji metalicznych zanieczyszczeń w czasie, natomiast po iniekcji gazu następował ich gwałtowny spadek. Ponadto, wzrost zanieczyszczeń, mocy promieniowania (Prad) i efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) obserwowano wraz ze wzrostem mocy dodatkowego grzania. W ramach tego eksperymentu badano również wpływ częstotliwości wstrzykiwania pelletów na parametry plazmy. Częstotliwość pelletów w poszczególnych wyładowaniach wynosiła 10 Hz (#94910), 20 Hz (#94908) i 31 Hz (#94904). Wyładowania te charakteryzowały się stałą iniekcją gazu rzędu $\sim 1.7e22$ el/s, $BT=2.8$ T, $I_p=3$ MA, ICRH=4 MW, NBI $\sim$ 23 MW.



Rys. 5.1.4 Koncentracja Ni i W w funkcji częstotliwości wstrzykiwania pelletów z paliwem.

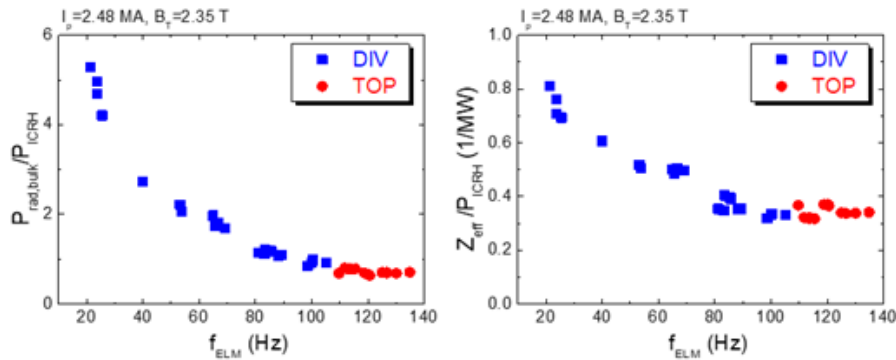
Przeprowadzone analizy wykazały spadek koncentracji zanieczyszczeń wraz ze wzrostem częstotliwości wstrzykiwanych pelletów (zobacz rys. 5.1.4). Spadek ten między 10 a 31 Hz był zaledwie 10 %. Rekonstrukcje bolometryczne przedstawione na rys. 5.1.5 wykazały, że przy niższej częstotliwości pelletów promieniowanie zarówno z obszaru limitera jak i dywertora było większe. Dalsze badania wykazały, że częstotliwość pelletów ma wpływ na częstotliwość (fELM) występowania modów brzegowych ELM (ang. Edge Localized Modes). Przy niższych częstotliwościach pelletów, obserwowano niższe częstotliwości ELM-ów, a wraz ze wzrostem fELM koncentracja zanieczyszczeń, Prad oraz Z_{eff} malały. Dla grupy strzałów z różną ilością wstrzykiwanego gazu (od 0.6 do $1.71.7e22$ el/s) i różną częstotliwością pelletów obserwowano ten sam efekt. Przy czym dla większej ilości wstrzykiwanego gazu, koncentracja zanieczyszczeń Prad oraz Z_{eff} osiągały mniejsze wartości.



Rys. 5.1.5. Tomografia bolometryczna dla wyładowań o różnej częstotliwości wstrzykiwania pelletów z paliwem.

Uzupełnione w 2019 r. analizy wyładowań, których celem była optymalizacja scenariusza podstawowego wykazały, że nie tylko ilość wstrzykiwanego gazu D2, ale także miejsce, z którego jest on wstrzykiwany ma wpływ na zachowanie zanieczyszczeń. Analizy dokonano na podstawie wyładowań, w których gaz D2 napuszczany był z wlotów umiejscowionych w obszarze dywertora oraz w górnej części komory próżniowej tokamaka JET. W oby przypadkach zaobserwowano spadek koncentracji zanieczyszczeń wraz z ilością gazu D2, przy czym koncentracja zanieczyszczeń, Prad, i Z_{eff} były mniejsze, przy iniekcji D2 z górnej części tokamaka. Okazało się, że różnica ta jest spowodowana różną częstotliwością ELM-ów podczas napuszczania gazu z obszaru

dywertora (niższe wartości f_{ELM}) i górnej części komory próżniowej (wyższe wartości f_{ELM}). Rys. 5.1.6 przedstawia Prad i Zeff w funkcji częstotliwości ELM-ów podczas napuszczania gazu z różnych obszarów tokamaka.



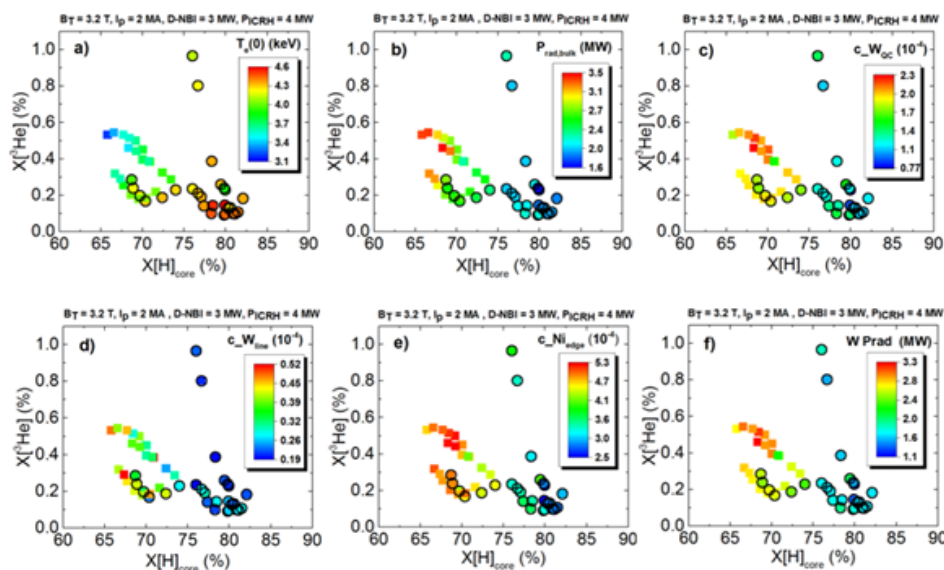
Rys. 5.1.6. Moc promieniowania w obszarze limitera (Prad, bulk) oraz efektywny ładunek plazmy (Zeff) unormowane do 1 MW grzania ICRH w funkcji częstotliwości ELM-ów (f_{ELM}) podczas iniekcji gazu D2 z obszaru dywertora (DIV) i górnej części komory próżniowej tokamaka JET (TOP).

Podczas eksperymentów związanych z optymalizacją scenariusza hybrydowego (ang. hybrid scenario), z powodu podwyższonych przepływów ciepła podczas grzania ICRH lub NBI, na berylowym limiterze i na pionowych ogranicznikach anten ICRH, obserwowano lokalne gorące punkty nazywane (ang. hot-spots). Muszą być one monitorowane, w szczególności pod kątem ITER-a, gdzie obciążenia cieplne na antenach ICRH i sąsiadujących modułach nie mogą być większe niż 5 MW/m². Wyładowania hybrydowe były jedynymi, które z powodu tworzenia się hot-spotów na limiterze zostały zatrzymane przez pracujący w czasie rzeczywistym system ochrony ściany. Równoczesna kontrola temperatury gorących punktów i koncentracji zanieczyszczeń w plazmie centralnej była kluczowa, a to ze względu na fakt, że ten sam mechanizm oddziaływania plazma-ściana był odpowiedzialny za powstawanie hot-spotów i za rozpylanie zanieczyszczeń. Stwierdzono, że lokalna iniekcja gazu D2 łagodzi gorące punkty i pozwala na przebieg wyładowań o akceptowalnej temperaturze komponentów ściany. Przeprowadzone badania wykazały, że na temperaturę gorących obszarów oraz na koncentrację zanieczyszczeń w centrum plazmy mają wpływ: ilość gazu, prąd plazmy, gęstość na separatrysie. Temperatura gorących punktów i koncentracja zanieczyszczeń malała wraz z ilością napuszczanego gazu. Podczas zmian prądu plazmy, modyfikacji ulegała gęstość plazmy na separatrysie. W przypadku mniejszego prądu plazmy powodującego niższą gęstość na separatrysie, temperatura hot-spotów i koncentracja zanieczyszczeń była większa, niż przy większym prądzie plazmy. Mechanizm odpowiedzialny za powstawanie hot-spotów był powiązany z szybkimi jonami. Jednym z możliwych wyjaśnień tego zjawiska jest, to, że wiązka szybkich cząstek, która uderza w określony obszar limitera, jest rozpraszana wskutek większych gęstości brzegowych i ciśnienia neutralów. To powoduje, że szybkie jony mają większe prawdopodobieństwo zderzenia się z jonami lub neutralami przed uderzeniem w ścianę, co jest zjawiskiem pożądanym z perspektywy ograniczenia zanieczyszczeń.

W ramach eksperymentu M18-02: Hybrid scenario development for DT, przebadano również zachowanie zanieczyszczeń dla wyładowań o niskiej i wysokiej delta (δ), definiowanej przez trójkątność plazmy. W ramach dwóch grup wyładowań stworzono zależności koncentracji zanieczyszczeń o średnim i wysokim Z w funkcji mocy NBI oraz diamagnetycznej energii (W_{dia}). W obu przypadkach wykazano, że wraz ze wzrostem mocy NBI, jak i również diamagnetycznej energii, wzrasta koncentracja metalicznych zanieczyszczeń. Co istotne, pomimo podobnego trendu, zaobserwowano, że koncentracja badanych zanieczyszczeń wzrasta nieco szybciej w przypadku wyładowań charakteryzujących się niską δ , w porównaniu z wyładowaniami z grupy opisanej przez wysoką δ . Uzyskane rezultaty pozwoliły wybrać bardziej optymalny scenariusz plazmy pod kątem występowania w plazmie zanieczyszczeń – którym się okazał przypadek oparty na niskiej δ . Dodatkowo porównano kilka wyładowań z obecnego eksperymentu (w ramach kampanii C38) z impulsami plazmowymi pochodzącymi z poprzedniej kampanii eksperymentalnej (C36b).

W ramach kampanii eksperymentalnej na tokamaku JET-ILW testowano pionierski trój-jonowy D-(3He)-H scenariusz grzania ICRH. Scenariusz ten wymaga, aby do grzania plazmy zastosować częstotliwości w zakresie rezonansu cyklotronowego jonów, których stosunek ładunku (Z) do masy (A) leży pomiędzy dwoma głównymi jonami plazmy $(Z/A)_2 < (Z/A)_3 < (Z/A)_1$. W eksperymentach przeprowadzonych w tokamaku JET stosunek H/(H+D) wahał się między 73-92 %, a koncentracja 3He między 0,1-1,5 %. Zarówno wydajność grzania ICRH,

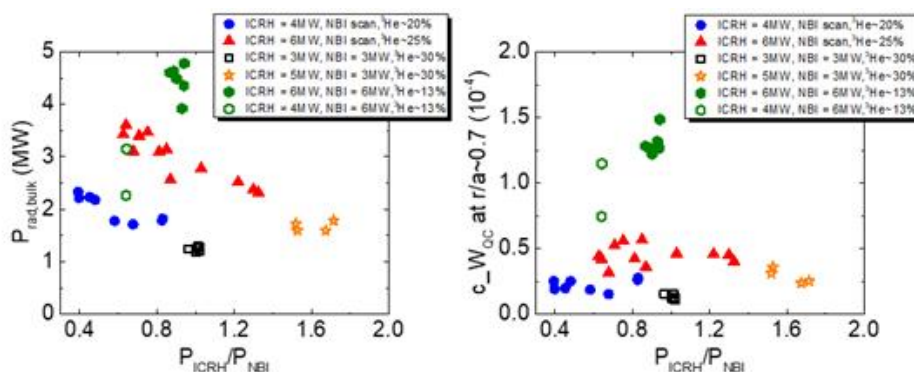
jak i zachowanie zanieczyszczeń zależały od kompozycji plazmy. Okazało się, że niewielka liczba jonów ^3He ($\sim 0,2\%$) może skutecznie ogrzewać plazmę dla szerokiego zakresu stosunku $\text{H}/(\text{H}+\text{D})$. W tym samym czasie zaobserwowałam redukcję metalicznych zanieczyszczeń (zobacz rys. 5.1.7).



Rys. 5.1.7 a) Centralna temperatura elektronowa b) moc promieniowania plazmy, koncentracja wolframu wyznaczona na podstawie c) promieniowania ciągłego i d) liniowego z diagnostyki XUV e) koncentracja Ni, f) moc promieniowania wolframu w funkcji koncentracji wodoru i helu w scenariuszu trój-jonowym. Kwadraty odpowiadają dipolowej fazie grzania ICRF, koła fazie $+90^\circ$.

Scenariusz trój-jonowy grzania był bardzo skuteczny dla stabilizacji niestabilności typu sawteeth. Okres tych niestabilności zależał od fazy anteny ICRH. Zaobserwowano dłuższe okresy i wyższe temperatury centralne $T_e(0)$ dla fazy $+90^\circ$ w porównaniu z fazą dipolową. W tym scenariuszu koncentracja wolframu była wyższa w czasie pomiędzy pojawianiem się kolejnych niestabilności typu sawteeth, które powodowały zmianę transportu zanieczyszczeń.

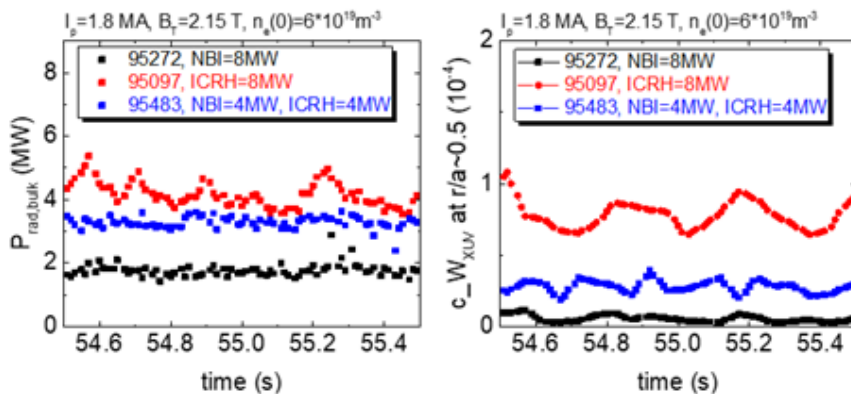
Eksperyment M18-11: *ICRH concept development for JET DT scenarios and for ITER*, przeprowadzony w 2019 r. dedykowany był testowaniu także scenariusza D-(D-NBI)- ^3He . W tym eksperymencie badano wpływ stosunku mocy grzania ICRH do mocy grzania NBI na zachowanie metalicznych zanieczyszczeń. Stosunek $P_{\text{ICRH}}/P_{\text{NBI}}$ traktowany był, jako wskaźnik energii szybkich jonów. Wyselekcjonowane do analizy wyładowania różniły się mocą grzania NBI (od 4 do 10 MW). W każdym z nich moc zastosowano 2 poziomy grzania ICRH (4 i 6 MW) oraz podobną koncentrację jonów mniejszościowych ^3He ($\sim 20\text{--}25\%$). Dodatkowo przeanalizowano wyładowania o stałej mocy grzania NBI=3 MW i dwóch stepach grzania ICRH (3 i 5 MW). Przeprowadzone analizy wykazały, że moc promieniowania plazmy (rys. 5.1.8 lewy) oraz jej efektywny ładunek maleje wraz ze wzrostem stosunku $P_{\text{ICRH}}/P_{\text{NBI}}$. Podobne zachowanie obserwowano dla koncentracji wolframu (rys. 5.1.8 prawy) oraz zanieczyszczeń o średnim Z. Wyższe wartości wymienionych parametrów występowały dla wyższej mocy grzania ICRH. Wyładowania o niższej koncentracji ^3He ($\sim 13\%$) charakteryzowały się większą koncentracją zanieczyszczeń i promieniowaniem plazmy w obszarze komory głównej. Natomiast całkowita moc promieniowania obejmująca także obszar dywertyora była podobna.



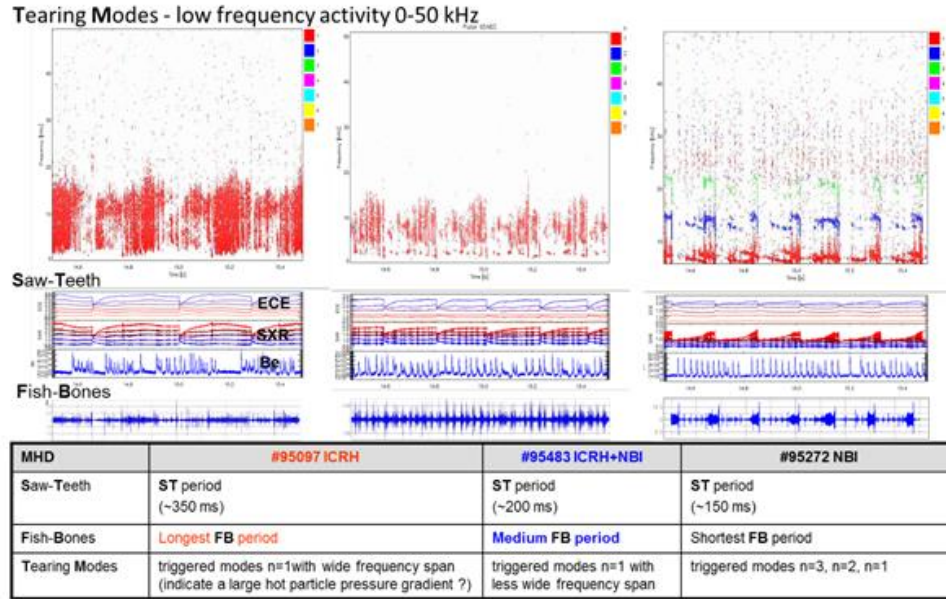
Rys. 5.1.8. Moc promieniowania z obszaru komory głównej oraz koncentracja wolframu w funkcji P_{ICRH}/P_{NBI} .

W eksperymencie M18-24: Particle transport in pure and mixed isotopes, porównywano zachowanie zanieczyszczeń w wyładowaniach w plazmie deuterowej, w których zastosowano 8 MW grzania NBI lub tylko 8 MW mocy grzania ICRH oraz wyładowanie, dla którego zastosowano 4 MW NBI+ 4 MW ICRH. Dla tego samego poziomu mocy grzania 8 MW, w wyładowaniu ICRH obserwowano wyższą moc promieniowania w porównaniu z tylko grzaniem NBI. Po zastosowaniu równowagowej kombinacji mocy grzania NBI i ICRH wartość mocy promieniowania z obszaru komory głównej tokamaka znajdowała się pomiędzy pozostałymi dwoma (rys. 5.1.9 lewy). Zachowanie mocy promieniowania było ściśle skorelowane z zachowaniem wolframu (rys. 5.1.9 prawy) oraz metalicznych zanieczyszczeń o średniej liczbie atomowej Z . Rekonstrukcje tomograficzne z diagnostyki bolometrycznej wykazały, że promieniowanie plazmy w obszarze dywertora było największe dla wyładowania z NBI+ICRH. A najmniejsze w przypadku samego grzania ICRH. Ponadto, każde z 3 wyładowań różniło się zachowaniem niestabilności magnetohydrodynamicznych typu sawteeth, fishbones i tearing modes, które miały znaczący wpływ na zachowanie wolframu w plazmie centralnej (rys. 5.1.10). Koncentracja wolframu jak i temperatura centralna plazmy $T_e(0)$ była ściśle skorelowana z okresem niestabilności typu sawteeth. Największy okres niestabilności typu sawteeth oraz niestabilności typu fishbones obserwowano dla wyładowania z samym grzaniem ICRH. W odróżnieniu do wyładowań z samym ICRH lub NBI+ICRH, dla których występowała niestabilność MHD o $n=1$, wyładowanie z samym NBI charakteryzowało się obecnością niestabilności MHD o $n=1, 2$, i 3 .

W 2019 r. na układzie JET w ramach eksperymentu M18-05: ICRH scenario support in D and T plasmas, przeprowadzono eksperyment, którego celem była kontrola niestabilności piłokształtnych, typu sawteeth, poprzez modulację zastosowanej mocy grzania ICRH. Wskaźnikiem tych niestabilności były zmiany centralnej temperatury elektronowej, jak zostało to przedstawione na rys. 5.1.11. Dla strzałów typu „sawteeth” z zakresu 94082 - 94093 wykonano analizę porównawczą sygnałów temperatury elektronowej (z diagnostyki KK3), miękkiego promieniowania X (SXR) oraz gęstości mocy promieniowania (BOLO) względem dostarczonej do plazmy mocy (NBI i ICRH). Zbadano także zależności wartości sygnału SXR dla okresu trwania niestabilności. Eksperyment wykazał, że naturalny okres niestabilności typu sawteeth (SWT) podczas łączonego grzania NBI + ICRH wynosi 0,5-0,6 s. Krótszy okres SWT $\sim 0,3 / 0,2$ s można było uzyskać dzięki modulacji grzania ICRH z częstością 3 Hz / 4 Hz. Wraz ze wzrostem częstości modulacji, okres SWT malał. Okazało się również, że stosunek mocy NBI do zastosowanej mocy ICRH ma wpływ na okres niestabilności typu sawteeth. Wraz ze wzrostem mocy NBI, okres niestabilności wzrastał. Różnice w długości trwania niestabilności były obserwowane także dla fazy wyładowań w H-modzie i L-modzie. Okres niestabilności typu sawteeth miał bezpośredni wpływ na transport zanieczyszczeń, determinowanym poprzez parametr pikowania zanieczyszczeń. Parametr ten określany jest stosunkiem koncentracji zanieczyszczeń lub promieniowania w centrum plazmy do koncentracji w okolicach połowy małego promienia plazmy. Zmiany wartości parametru pikowania były skorelowane ze zmianami niestabilności typu sawteeth.

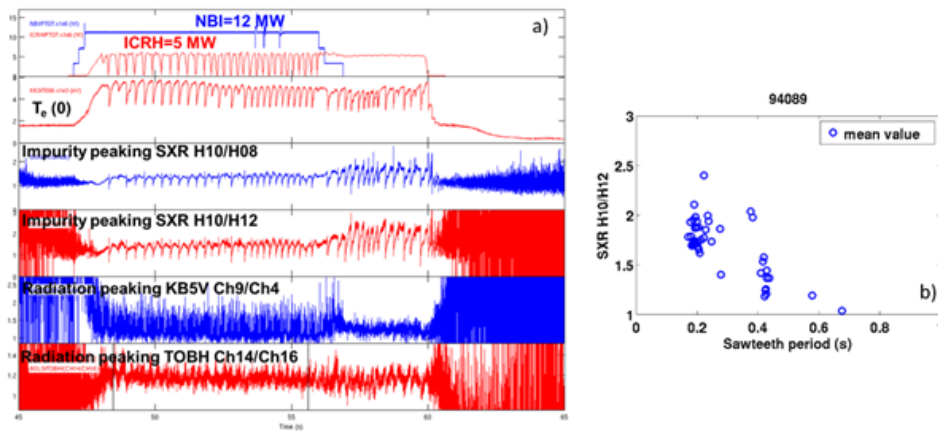


Rys. 5.1.9. Przebieg mocy promieniowania z obszaru komory głównej oraz koncentracji wolframu w czasie wyładowania w plazmie grzanej 8 MW mocy NBI lub ICRH lub z zastosowaniem kombinacji obu typów grzania 4 MW NBI+ 4 MW ICRH.

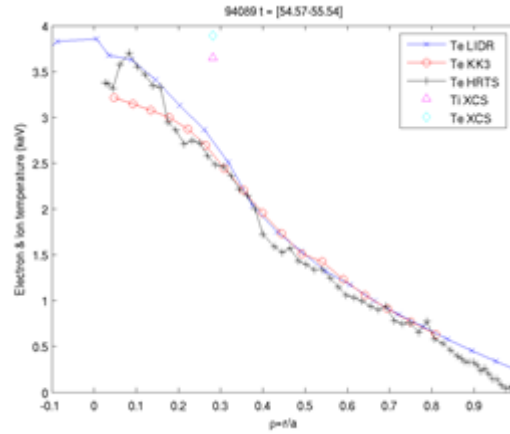


Rys. 5.1.10. Niestabilności MHD występujące dla wyładowań w plazmie grzanej 8 MW mocy NBI lub ICRH lub z zastosowaniem kombinacji obu typów grzania 4 MW NBI+ 4 MW ICRH.

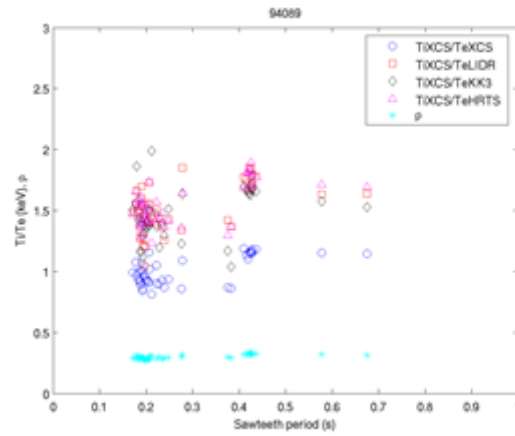
W kolejnym etapie, dla wymienionego wyżej zakresu strzałów, dokonano wyboru quasi-stacjonarnych odcinków czasowych ($\Delta t \approx 1s$), dla których wykonano porównanie zarejestrowanych temperatur elektronowych (LIDR, KK3, HRTS, XCS) oraz jonowych (XCS) wzdłuż znormalizowanego promienia plazmy ρ (rys. 5.1.12). Dokonano analizy zależności stosunków temperatur $T_i(XCS)$ do $T_e(LIDR, KK3, HRTS, XCS)$ w zależności od czasu trwania niestabilności sawteeth dla konkretnego promienia ρ co przedstawia rys. 5.1.13.



Rys. 5.1.11. Przykładowy przebieg w czasie mocy grzania NBI i ICRH, centralnej temperatury elektronowej $T_e(0)$, parametru pikowania promieniowania mierzonego przy pomocy diagnostyki SXR i bolometrii na podstawie wyładowania 94089 (a). Parametr pikowania promieniowania SXR w funkcji okresu niestabilności typu sawteeth dla wyładowania 94089 (b).

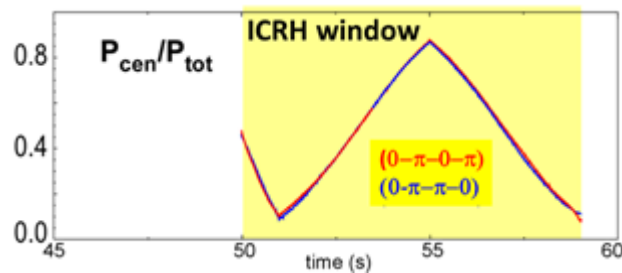


Rys. 5.1.12. *Te (LIDR, KK3, HRTS, XCS) oraz Ti (XCS) wzdłuż znormalizowanego promienia plazmy ρ .*

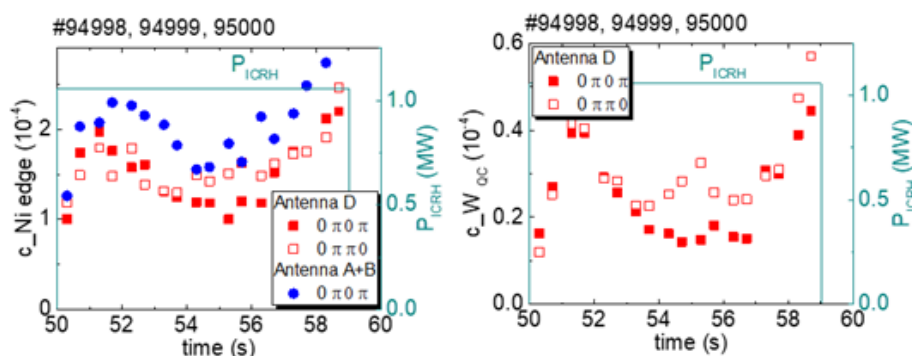


Rys. 5.1.13. *Stosunek $Ti(XCS)$ do $Te(LIDR, KK3, HRTS, XCS)$ w zależności od czasu trwania niestabilności sawteeth dla konkretnego promienia ρ .*

Jedna z sesji eksperymentu M18-05 poświęcona była badaniu dynamiki balansu mocy P_{cen}/P_{total} generowanej przez cztero-modułową (ang. strap) antenę A2 grzania ICRH w JET. Parametr P_{cen}/P_{total} wyrażany jest stosunkiem mocy wyzwolonej przez środkowe moduły anteny P_{cen} do całkowitej mocy wyzwolonej przez antenę P_{total} . Testowano dwie fazy anteny, dipolową $0\pi 0\pi$ oraz $0\pi\pi 0$. Zastosowane wartości P_{cen}/P_{total} przedstawiono schematycznie na rys. 5.1.14.



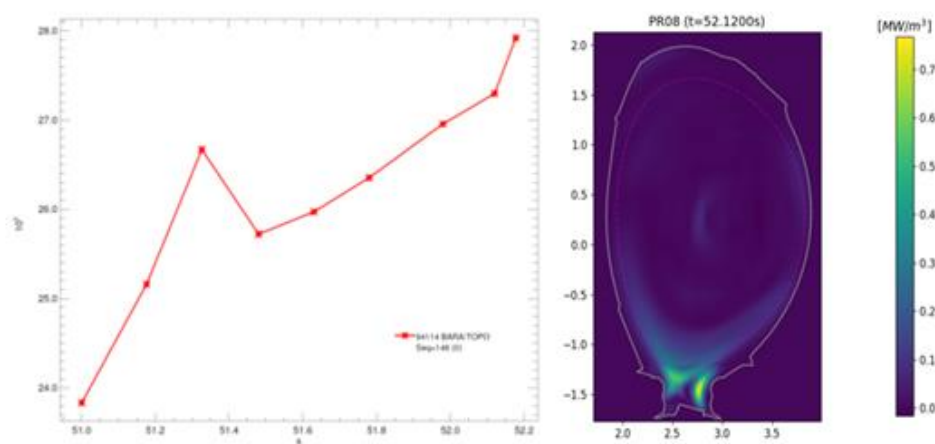
Rys. 5.1.14. *Wartości P_{cen}/P_{total} zastosowane w eksperymencie dla dwóch faz anteny A2 w JET.*



Rys. 5.1.15. Koncentracja Ni i W w czasie dynamicznego skanu balansu mocy z anteny A2 grzania ICRH w JET (Antenna D lub antenna A+D).

Analizy zachowania zanieczyszczeń wykazały (rys. 5.1.15), że dla fazy $0\pi0\pi$ minimum w koncentracji zanieczyszczeń uzyskano dla $P_{cen}/P_{total} \sim 0,7$. W przypadku fazy $0\pi\pi0$ minimum to uzyskano dla $P_{cen}/P_{total} \sim 0,5$, jednakże wartości koncentracji były większe niż w przypadku fazy $0\pi0\pi$. Dla $P_{cen}/P_{total} < 0,3$ nie obserwowano różnic podczas zmiany fazy anteny. Wyniki eksperymentu były zgodne z symulacjami numerycznymi przeprowadzonymi w ramach zadania T17-06.

W ramach prac nad otrzymaniem tomograficznych rekonstrukcji promieniowania plazmy obrobiono dane bolometryczne dla sporej ilości wyładowań plazmowych na tokamaku JET, przede wszystkim w eksperymentach związanych z przejściem z reżimu L do H (M18-14: Isotope effects on L-H transition power threshold). W tym zadaniu określano całkowitą moc promieniowania plazmy z wyjątkiem promieniowania z części dywertorowej w celu uzyskania danych o progowej mocy niezbędnej do osiągnięcia docelowego reżimu przyszłego reaktora ITER. Dane te są niezbędne do efektywnej pracy przyszłego reaktora. Określona została ewolucja całkowitej mocy promieniowania w czasie 1 s przed przejściem do reżimu H, co wiązało się z przygotowaniem licznych rekonstrukcji dla danego wyładowania w małych odstępach czasowych (100 ms). Na rys. 5.1.16 przedstawiono wyniki takiej ewolucji dla wyładowania o numerze #94114 wraz z przykładowym rozkładem dwuwymiarowym mocy promieniowania.

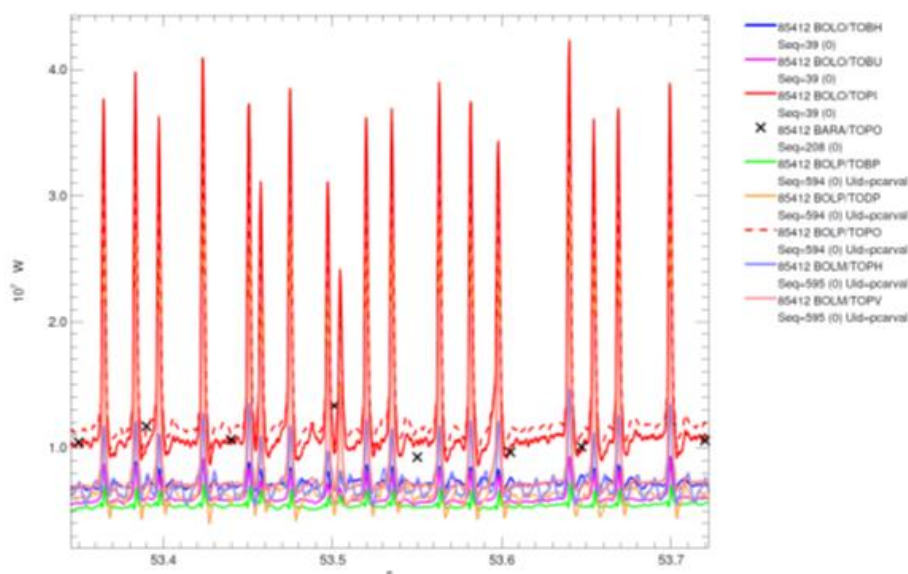


Rys. 5.1.16. Ewolucja całkowitej mocy promieniowania w czasie 1 s przed przejściem do reżimu H wraz z rozkładem dwuwymiarowym mocy promieniowania dla wyładowania 94114.

Prace w ramach tego eksperymentu powiązane były również z walidacją danych bolometrycznych. Polegało to na weryfikacji parametru całkowitej mocy promieniowania z objętości plazmy obliczanego automatycznie.

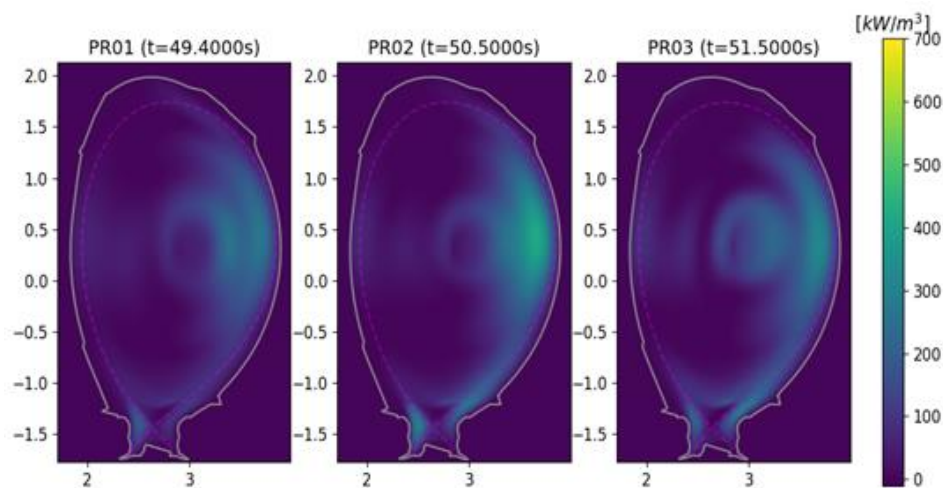
W ramach zadania M18-34: Radiation asymmetry for SPI-mitigated disruptions, porównano wyniki dla całkowitej mocy promieniowania z objętości plazmy na podstawie różnych podejść do procesowania danych bolometrycznych. Porównanie uzyskanych wyników dla wyładowania #85412 dla scenariusza z domieszkowaniem (impurity seeded pulse) w konfiguracji HT3R jest przedstawione na rys. 5.1.17 (dla mocy promieniowania z objętości plazmy (TOBP, TOBH, TOBU z pierwotnych danych bolometrycznych) oraz z obszaru diwertora (TODP), całkowitej mocy promieniowania (TOPI, TOPH, TOPV z danych pierwotnych oraz z rekonstrukcji tomograficznej (TOPO)). Wynik ten pozwolił określić najbardziej odpowiednie narzędzie do

obróbki danych w ramach tego eksperymentu, obejmującego badanie zjawisk utrudniających użycie konwencjonalnego podejścia stosowanego aktualnie w algorytmie TOMO5.



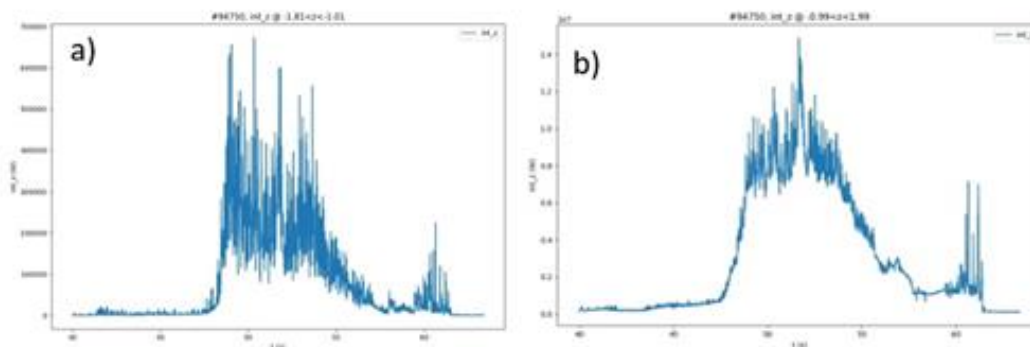
Rys. 5.1.17. Porównanie wyników całkowitej mocy promieniowania z objętości plazmy na podstawie różnych podejść do procesowania danych bolometrycznych dla wyladowania 85412 z zewnętrznym domieszkowaniem w konfiguracji HT3R.

W ramach badań wpływu domieszkowania na rozkład i moc promieniowania z plazmy wykonano także serię rekonstrukcji tomograficznych dla scenariuszy z domieszkowaniem plazmy przez różne gazy (ang. impurity seeding). Przykładowy wynik ewolucji rozkładu mocy promieniowania jest przedstawiony na rys. 5.1.18 dla wyladowania #94442 dla trzech punktów czasowych w badanym wyladowaniu.



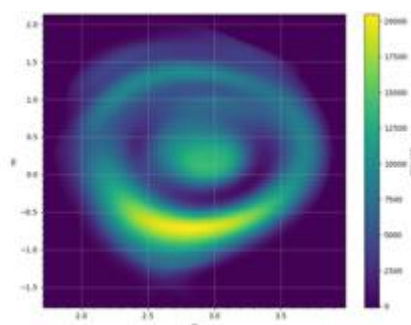
Rys. 5.1.18. Przykładowy rozkład mocy promieniowania w wyladowaniu 94442 dla 3 wybranych punktów czasowych.

Wyznaczono wartość średnią całkowitej mocy promieniowania z rekonstrukcji bolometrycznej oraz sporządzono wykresy w funkcji czasu dla $Z < -1$ oraz dla $Z > 1$ dla kilku wyladowań między innymi dla: 94750, 94749, 95717, 95718 (rys. 15.1.19).



Rys. 5.1.19. Lewy: Całkowita moc promieniowania z $init_Z$, gdzie $-1,81 < Z < -1,01$ #94750, prawy: całkowita moc promieniowania z $init_Z$ gdzie $-0,99 < Z < 1,99$ #94750.

W ramach zadania: T18-01: Improved diagnostic analysis and intershot codes, przy użyciu metody TOMO5 dla bolometrii, wykonano szereg rekonstrukcji tomograficznych promieniowania plazmy. Rekonstrukcje te były dokonane dla wyselekcjonowanych wyładowań w ściśle określonych przedziałach czasowych z pominięciem obszaru dywertora (rys. 5.1.20).



Rys. 5.1.20. Rekonstrukcja tomograficzna wykonana z wyłączeniem obszaru dywertora dla wyładowania 89102.

Przeprowadzone analizy wykazały, że promieniowanie w tokamaku JET jest zdominowane przez obszar dywertora, ma to duży wpływ na pojawianie się artefaktów w rekonstrukcjach bolometrycznych w obszarze rdzenia, które mogą znacznie przekraczać faktyczne promieniowanie rdzenia. W związku z tym znajomość promieniowania rdzenia jest niezbędna do bilansu mocy elektronów, np. do demonstracji ogrzewania alfa.

W ramach eksperymentów M18-36: Run-away electron suppression with the SPI i M18-37: Run-away electron avoidance and formation conditions przeprowadzono analizę zachowania zanieczyszczeń o średnim Z dla wyładowań charakteryzujących się iniekcją różnych gazów takich jak neon (Ne), argon (Ar), czy deuter (D) przy wykorzystaniu różnych „barrelów” – typu A i B. W przypadku zanieczyszczeń takich jak nikiel (Ni), miedź (Cu), żelazo (Fe) i molibden (Mo) z regionu definiowanego przez $r/a = 0.3 - 0.4$ nie zaobserwowano znaczących różnic pomiędzy ich koncentracjami. Z kolei dla tych samych zanieczyszczeń, jednak pochodzących z plazmy brzegowej, zaobserwowano nieco większą koncentrację Ni, Cu i Fe dla wyładowania z iniekcją Ar i barrelem typu B. Dodatkowo, bardziej wnikliwej analizie poddano wyładowania z iniekcją Ar i D metodą SPI (ang. shattered pellet injection). Również w tym przypadku nie zaobserwowano większych różnic między koncentracjami zanieczyszczeń o średnim Z (z regionu $r/a = 0.3 - 0.4$ oraz plazmy brzegowej) między badanymi impulsami plazmowymi.

W celu przygotowania kampanii eksperymentalnej dla mieszaniny deuterowo-trytowe (DT), w 2019 roku przeprowadzono także serię symulacji komputerowych dla wyładowań plazmy z samym deuterem (DD). Analizy numeryczne z użyciem kodu COREDIV przeprowadzono w ramach zadań i eksperymentów:

- JET-T17-07: DT scenario extrapolation
- JET-M18-02: Hybrid scenario development for DT
- JET-M18-01: Baseline scenario development for DT
- JET-M18-39: Integrated high performance seeded scenario
- JET-M18-38: Max divertor radiation

Symulacje wyładowań, wybranych przez poszczególnych kierowników projektów w tokamaku JET miały na celu:

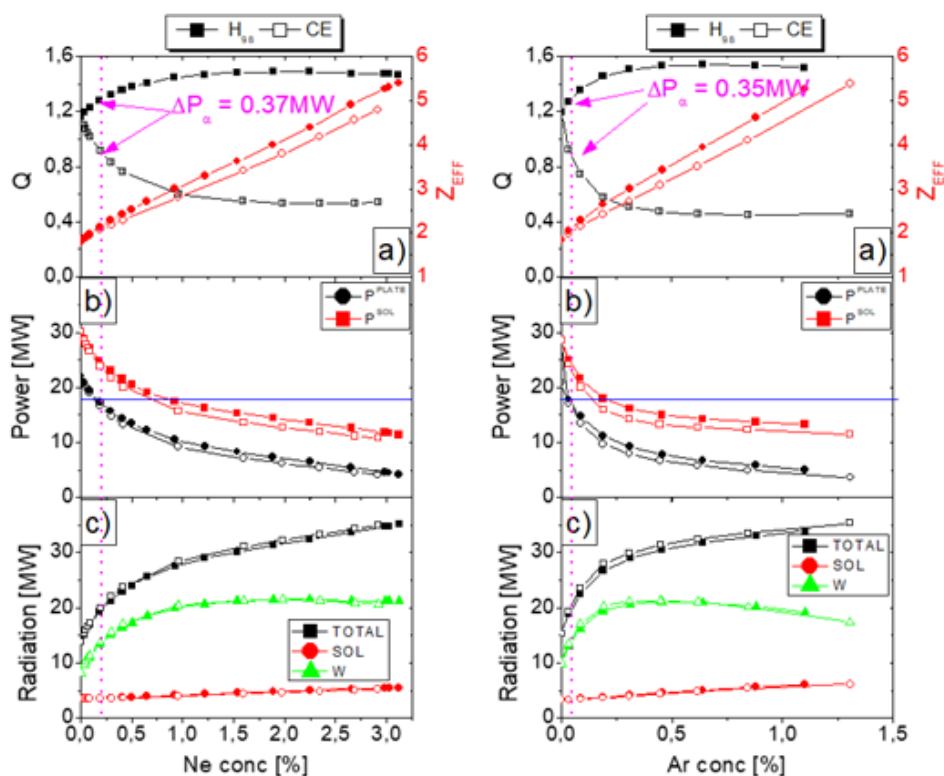
- wsparcie na etapie przygotowywania sesji eksperymentalnych (M18 – 01, M18 – 02, M18 - 38, M18 - 39)
- przeprowadzenie ekstrapolacji wyników teoretycznych dla scenariusza deuter-tryt (DT) w JET z dywertorem wolframowym i ścianką berylową na potrzeby planowanej kampanii eksperymentalnej DTE2, (T17 – 07)
- zrozumienie wpływu produkcji i transportu zanieczyszczeń na parametry wyładowania w plazmie (T17 – 07)

W 2019 r. skupiono się na analizie wyładowania hybrydowego #92398, z dużą mocą grzania (30,5 MW), które charakteryzowało się rekordowym wyjściem neutronowym. Okazało się, że aby prawidłowo otworzyć temperaturę elektronową w plazmie, dla prostego modelu grzania zastosowanego w kodzie COREDIV należało przyjąć różny stosunek grzania pomiędzy elektronami i jonami. Wyniki symulacji dla plazmy DD, wykazały bardzo dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi. Dzięki temu dokonano ekstrapolacji wyników dla plazmy DT i 2 różnych mocy dodatkowego grzania (30 MW i 39 MW). W obu przypadkach założono jednakowe źródło wewnętrznego zanieczyszczenia Ni. Przeprowadzona ekstrapolacja dla plazmy DT wykazała, mocy grzania zewnętrznego, w niewielkim stopniu wpływa na moc cząstek alfa (0.96 MW dla 30 MW mocy grzania i 1.2 MW dla 39 MW mocy grzania). Jednakże wzrasta moc dochodząca do płyty dywerta, która w symulacjach przekraczała 21 MW. W rezultacie, dla obu analizowanych przypadków, stosunkowo niewielki wzrost mocy promieniowania nie jest wystarczający, aby skompensować wzrost grzania zewnętrznego. W takiej sytuacji konieczne jest zewnętrzne domieszkowanie plazmy. Główne pytanie, na które szukano odpowiedzi brzmiało: Jak domieszki wpłyną na utrzymanie plazmy i na moc dopływająca do płyty dywerta? W tym celu wykonano numeryczny skan z dodatkowym domieszkowaniem plazmy neonem (Ne) i argonem (Ar). Wyniki symulacji wykazały zmniejszone obciążenie na płycie dywerta poniżej 15 MW dla obu przypadków. Symulacje wykonano przy zastosowaniu 2 różnych modeli transportu: ze stałą energią w plazmie (H98), ze stałym transportem (CE), ale zmienną energią i utrzymaniem plazmy. Główne parametry plazmy to: tzw. parametr Q (Q-factor) – stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy, efektywny ładunek plazmy (ZEFF), moc docierająca do płyty dywerta (PPLATE), moc docierająca do plazmy brzegowej (PSOL) oraz moc konieczna do pracy w wymaganym reżimie H-modu (PL-H). Wyniki symulacji przedstawiono na rys. 5.1.21. Poziome niebieskie linie oznaczają punkty graniczne dla koncentracji napuszczanej domieszki, która pozwala na bezpieczne obciążenie płyty dywertorowej (PPLATE < 18 MW). Wraz z ilością napuszczanej domieszki zwiększa się efektywny ładunek rozczynienie plazmy. Na rys. 5.1.22 przedstawiono gęstość jonów w centrum plazmy w funkcji mocy docierająca do płyty dywerta dla domieszkowania Ne i Ar. Większe rozczynienie plazmy zaobserwowano w przypadku Ne, natomiast w przypadku Ar mamy do czynienia z gorszym utrzymaniem plazmy.

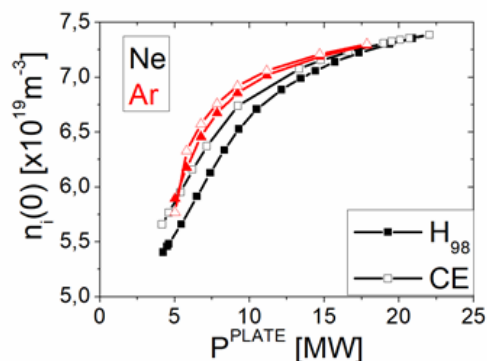
W ramach zadania T17-07, w celu oceny wpływu trytu na produkcję wolframu wykonano ekstrapolacji wyników dla plazmy TT. Przeprowadzone obliczenia numeryczne umożliwiły weryfikację poprawności fizycznych modeli transportu plazmy zastosowanych w symulacjach oraz umożliwiły określenie wpływu domieszkowania Ne i Ar na parametry plazmy w urządzeniu JET dla wyładowań stanowiących wzorzec przyszłych wyładowań w kampanii deuterowo-trytowej. Okazało się, że tryt bardzo słabo wpływa na produkcję W i nie będzie obserwowana duża różnica w jego koncentracji w stosunku do plazmy DT.

Modelowanie numeryczne, przy użyciu kodu transportu COREDIV, wysokiej wydajności wyładowania DD w JET, w którym zastosowano prąd plazmy $I_p = 3$ MA pozwoliło na numeryczną ekstrapolację wyników na rzecz przyszłego eksperymentu w JET z plazmą DT i $I_p = 4$ MA. Wszystkie parametry wejściowe w kodzie, z wyjątkiem prądu plazmy i poziomu dodatkowej mocy grzania zostały utrzymane na stałym poziomie. W ten sposób oszacowano moc cieplną alfa (P_α) przedstawioną na rys. 5.1.23 w funkcji mocy docierającej do płyt dywerta (PPLATE).

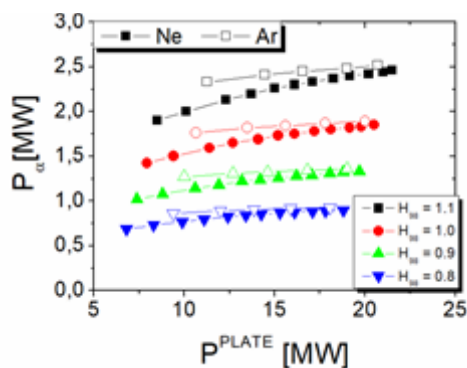
W badaniu tym istotne były dwa aspekty: jak zmienia się poziom mocy cieplnej alfa wraz ze zmianą współczynnika utrzymywania plazmy H98 oraz związek między mocą cieplnej alfa a mocą docierającą do płyt dywerta. Ponadto symulacje przeprowadzono, uwzględniając domieszkowanie plazmy neonem i argonem. Symulacje numeryczne wykazały, że dla dowolnego poziomu P_α , moc docierająca do dywerta maleje wraz ze wzrostem współczynnika H98. Stwierdzono również, że argon byłby (szczególnie przy PPLATE około 10 MW) bardziej korzystnym wyborem, aby osiągnąć akceptowalnie niskie obciążenia na płytach dywerta i najwyższą moc cieplną alfa.



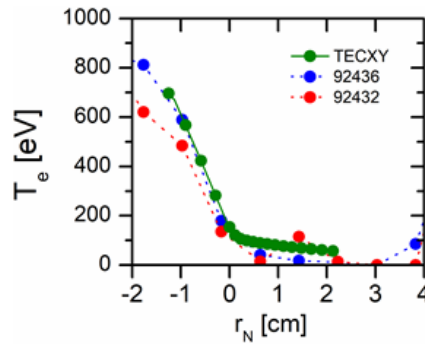
Rys. 5.1.21 Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek: Ne(lewo), Ar(prawo): Q -faktor i Z_{EFF} , moc do płyty (P_{PLATE}) i SOL (P_{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w SOL (SOL), wolfram w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL) dla dwa różne modelu transportu: H98 stale (pełne symbole) i stały transport (otwarte symbole)



Rys. 5.1.22 Gęstość jonowa plazmy centralnej dla domieszkowania Ne i Ar, dla dwóch różnych modeli transportu: H98 stale (pełne symbole) i stały transport (otwarte symbole).



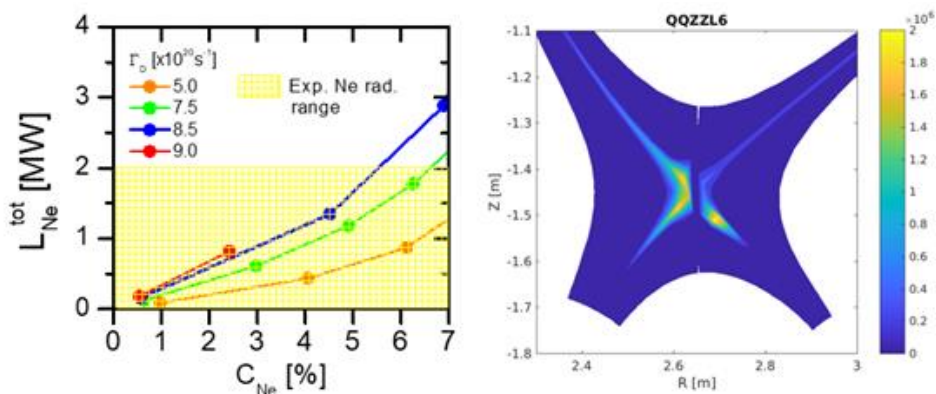
Rys. 5.1.23 Moc cieplna alfa (P_α) w funkcji mocy docierającej do płyt dywertora (P_{PLATE}) dla różnych współczynników H98 i domieszkowania plazmy.



Rys. 5.1.24 Profil temperatury elektronowej w płaszczyźnie środkowej dla wyładowań 92432 (●) i 92436 (●) oraz symulacji numerycznych (●).

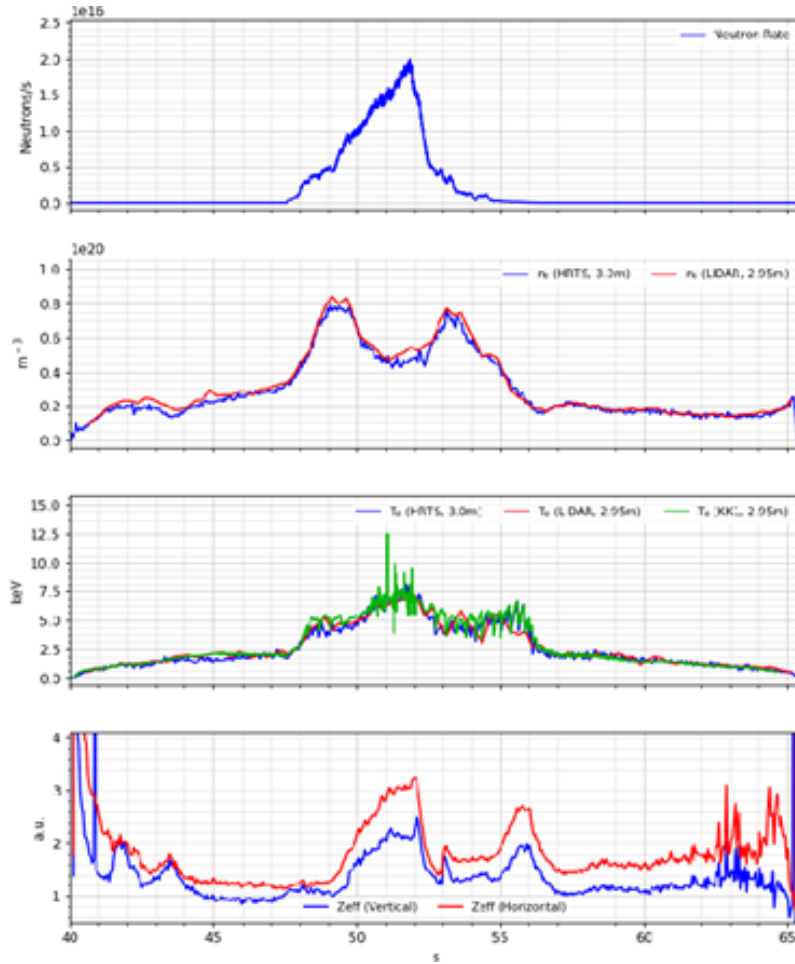
W celu sporządzenia opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym urządzenia JET, zostały przeprowadzone symulacje numeryczne i szczegółowe analizy plazmy deuterowej domieszkowanej atomami neonu. Wyniki obliczeń numerycznych pozwolą określić optymalne parametry plazmy domieszkowanej atomami neonu w eksperymentach DT w urządzeniu JET, pozwolą na weryfikację poprawności stosowanych modeli fizycznych, a także będą stanowiły materiał porównawczy bardziej złożonych modeli. Na podstawie uprzednio sporządzonego modelu plazmy obszaru brzegowego urządzenia JET dla wyładowań o numerach 92432 i 92436 oraz uprzednio sporządzonych siatek numerycznych dla ww. przypadków, rozpoczęto walidację modelu. W tym celu przeprowadzono analizę współczynników transportu poprzecznego w stosunku do powierzchni magnetycznych dla transportu cząstek i ciepła. Podstawą do analizy były symulacje przeprowadzone w ramach omawianego projektu w ubiegłym roku. Wykonano serie symulacji numerycznych dla różnych współczynników transportu poprzecznego cząstek, D , oraz współczynników transportu ciepła, χ . W rezultacie, obrano optymalne parametry transportu dla plazmy obszaru brzegowego urządzenia JET w wyładowaniach numer 92432 i numer 92436, które pozwoliły odwzorować profile m.in. gęstości elektronowej plazmy czy temperatury elektronowej (rys. 5.1.24) w płaszczyźnie środkowej (ang. midplane). Obliczenia numeryczne przeprowadzono przy użyciu wieloplłynowego kodu TECXY, stosującego zaawansowane modele fizyczne oraz metody numeryczne dedykowane transportowi plazmy w obszarze brzegowym tokamaka. Na podstawie zweryfikowanego w powyższy sposób modelu plazmy brzegowej przeprowadzono serię symulacji numerycznych dla plazmy deuterowej domieszkowanej atomami neonu, napuszczanymi do plazmy ze ściany. Obliczenia zostały wykonane dla różnych koncentracji jonów neonu w plazmie przy założeniu czterech różnych wartości strumienia plazmy deuterowej, Γ_D , przenikającego z centrum do warstwy brzegowej SOL (ang. Scrape-off Layer). W efekcie wykonanych symulacji numerycznych plazmy deuterowej domieszkowanej neonem została określona całkowita moc wypromieniowana przez jony zanieczyszczeń w zależności od koncentracji jonów neonu w plazmie dla czterech różnych wartości strumienia plazmy docierającej z centrum do obszaru brzegowego (rys. 5.1.25 lewy). Zwróćmy uwagę, iż choć wkład jonów neonu do promieniowania plazmy jest znaczący to bezwzględne wartości całkowitej mocy promieniowania neonu wynosi zaledwie 3 MW przy koncentracji neonu sięgającej aż 7 %. Powyższe wyniki wskazują, iż wprowadzenie jonów neonu do plazmy nie przyczyni się do znacznego zwiększenia promieniowania plazmy i rozproszenia strumienia energii w SOL zanim osiągnie płyty dywertorowe. Również wartości promieniowania dla omawianych wyładowań, uzyskane na podstawie danych eksperymentalnych, nie przekraczają 2,8 MW. Jednakże, wyniki symulacji numerycznych sugerują, iż zwiększenie wartości strumienia plazmy deuterowej, Γ_D , przenikającego do SOL, co wiąże się z zwiększeniem gęstości na separatrysie, prowadzi do zwiększenia promieniowanie jonów neonu przy ustalonej ich koncentracji.

Analiza promieniowania jonów domieszkowanego neonu w plazmie brzegowej uzyskanego w szeregu obliczeń numerycznych pozwala stwierdzić, iż najefektywniej promieniuje jon neonu siedmiokrotnie zjonizowany, którego rozkład przestrzenny ukazuje znacznie w silniejsze promieniowanie w wewnętrznej części dywertora (rys. 5.1.25 prawy). Analogiczna asymetria promieniowania w obszarze dywertora obserwowana jest również w omawianych eksperymentach.



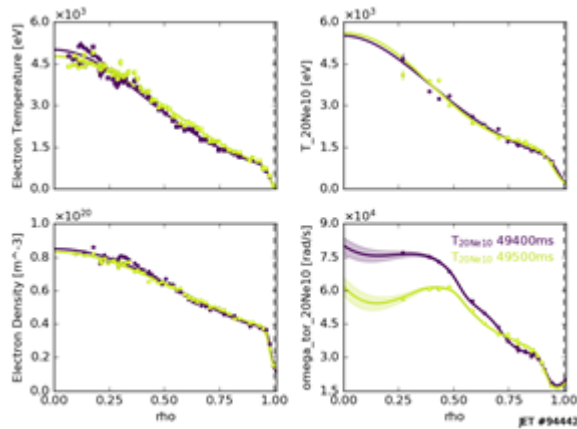
Rys. 5.1.25 Całkowita moc wypromieniowana przez jony neonu w zależności od koncentracji domieszki (lewy panel) oraz profil przestrzenny promieniowania Ne^{7+} w dywertyorze (prawy panel).

Jednym z celów zadania T18-03: Transport modelling with isotopes, była analiza transportu w plazmie centralnej tokamaka. W celu przeprowadzenia symulacji przy użyciu oprogramowania ETS (ang. European Transport Simulator) należy najpierw przygotować dane początkowe dla wybranego wyładowania tokamaka JET. W zależności od analizowanego zjawiska oraz czy symulacje będą przeprowadzane w trybie interpretacyjnym czy też predyktywnym (prognostycznym) do danych jest włączana jeden wycinek czasowy (time slice) lub więcej. W 2019 roku wdrożono i zintegrowano z formatem danych IDS (Interface Data Structure) oraz CPO (Consistent Physical Object) oprogramowanie OMFiT, służące do przygotowania danych startowych do symulacji ETSem korzystając z dostępnych danych eksperymentalnych. Na dane startowe składają się w pierwszej kolejności informacje o równowadze pola magnetycznego plazmy, która wyznacza środek sznura plazmowego oraz położenie powierzchni magnetycznych łącznie z ostatnią zamkniętą powierzchnią magnetyczną tj. separatryszą. Następnie importowane są dane eksperymentalne temperatur i gęstości plazmy głównej i domieszek. Dane eksperymentalne dostępne są we współrzędnych bezwzględnych takich jak odległość od środka torusa (R) oraz wysokość nad płaszczyzną symetrii torusa (z). Mając dostępną rekonstrukcję równowagi plazmy, dane we współrzędnych (R, z) rzutowane są na promień sznura plazmowego dany wzorem, gdzie Φ jest strumieniem toroidalnym pola magnetycznego a B_0 wartością pola w centrum plazmy. Z definicji zmienna ρ_{tor} zależy od dostępnej rekonstrukcji równowagi plazmy. Na przykład, w zależności od jakości rekonstrukcji plazmy wartości temperatury elektronowej na separatrysie dla tego samego wyładowania oraz wycinka czasowego mogą się wahać od ok. 10 eV do ok. 100 eV, co z kolei ma duży wpływ na powodzenie i wynik symulacji przy użyciu kodu ETS. Symulacje transportu plazmy w centrum tokamaka przy użyciu kodu ETS silnie zależą od warunków brzegowych, tzn. wartości temperatur lub gęstości na separatrysie. Ze względu na to, że dotychczasowe rekonstrukcje równowagi wykonywane przy użyciu kodu EFIT nie zwracały fizycznych wartości temperatury i gęstości plazmy na separatrysie, postanowiono ulepszyć i poszerzyć metodę rekonstrukcji równowagi. Ulepszona rekonstrukcja zapisywana jest w bazie danych JET pod nazwą EFTP. Dodatkowo postanowiono przyjąć domyślną wartość 100 eV temperatury elektronowej na separatrysie, narzucaną jak więź (ang. constraint) podczas rekonstrukcji plazmy. Mając nową rekonstrukcję równowagi (EFTP) przygotowano dane startowe dla wyładowania 94442 (rys. 5.1.26). Charakterystyczny dla tego wyładowania jest okres trzech sekund (od 49 s do 52 s), w którym zaprzestano iniekcji (ang. gas puffing) deuteru. Iniekcję wodoru utrzymano na stałym poziomie. W wyniku zaprzestania wprowadzania deuteru, gęstość elektronowa w przeciągi 2,5 s spadła dwukrotnie z $8 \times 10^{19} m^{-3}$ do $4 \times 10^{19} m^{-3}$, natomiast temperatura elektronowa odpowiednio wzrosła z ok. 4 keV do ok. 8 keV. Ponadto wzrosło liniowo tempo produkcji neutronów, osiągając wartość $2 \times 10^{16} s^{-1}$. Jednocześnie wzrosła też koncentracja domieszek, co znajduje swoje potwierdzenie ładunku efektywnym (Z_{eff}), który wzrósł z poziomu 1,1-1,2 przekraczając wartość 2 (pomiar pionowy) oraz 3 (pomiar poziomy). Wyjaśnienie wzrostu ładunku efektywnego było jednym z celów symulacji. Naturalnym wyjaśnieniem tego zjawiska jest to, że koncentracja względna domieszek rośnie, gdy wartość gęstości elektronowej spada, przy założeniu stałej ilości jonów domieszek w plazmie.

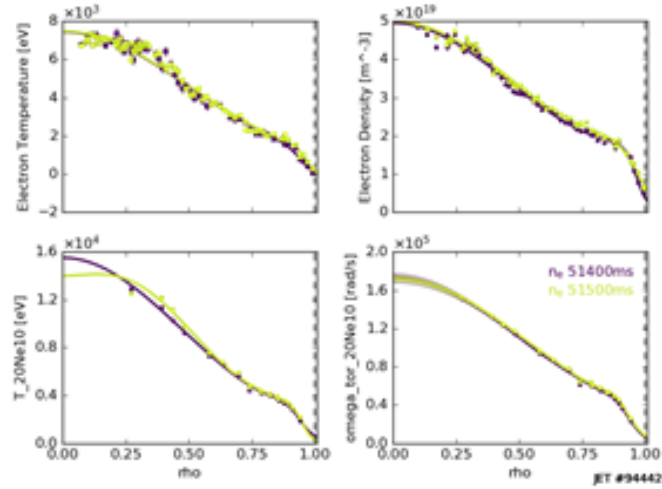


Rys. 5.1.26. Przebieg czasowy, patrząc od góry, produkcji neutronów, gęstości elektronowej, temperatury elektronowej oraz ładunku efektywnego Z_{eff} .

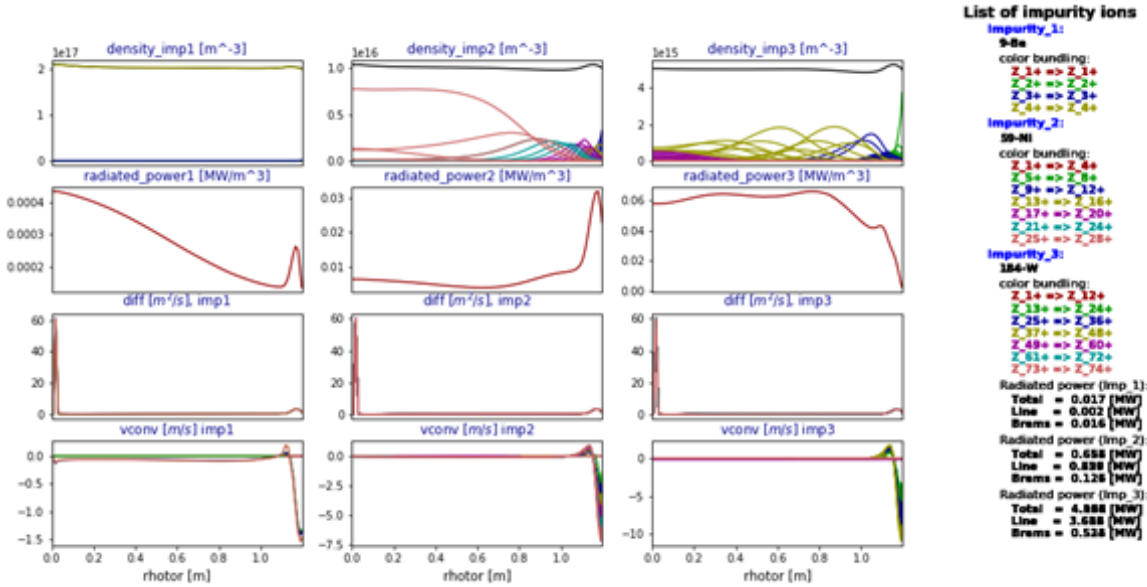
Na podstawie dostępnych danych pomiarowych przygotowano dane wejściowe dla dwóch wycinków czasowych $t = 49,4s$ (rys. 5.1.27) oraz $t = 51,4s$ (rys. 5.5.28). Następnie użyto dopasowanych profili jako danych wejściowych do symulacji kodem ETS w celu dopasowania promieniowania domieszek do wyników pomiarowych. Do symulacji transportu neoklasycznego domieszek użyto modelu NCLASS. Wstępne symulacje (rys. 5.1.29, krok czasowy $dt=1ms$, 50 kroków) miały na celu oszacowanie wielkości konwekcji w rejonie piedestału. Dla wolframu wartość konwekcji sięga 10 m/s. Następnie wykonano symulację dłuższego przedziału czasowego (400 ms, $dt=1ms$), tym razem jednak dodano barierę transportu (ETB) w celu redukcji konwekcji w obszarze piedestału.



Rys. 5.1.27 Dopasowane profile temperatury elektronowej (T_e) i jonowej (T_{20Ne10}), gęstości elektronowej oraz rotacji w płaszczyźnie toroidalnej dla $t=49,4s$.

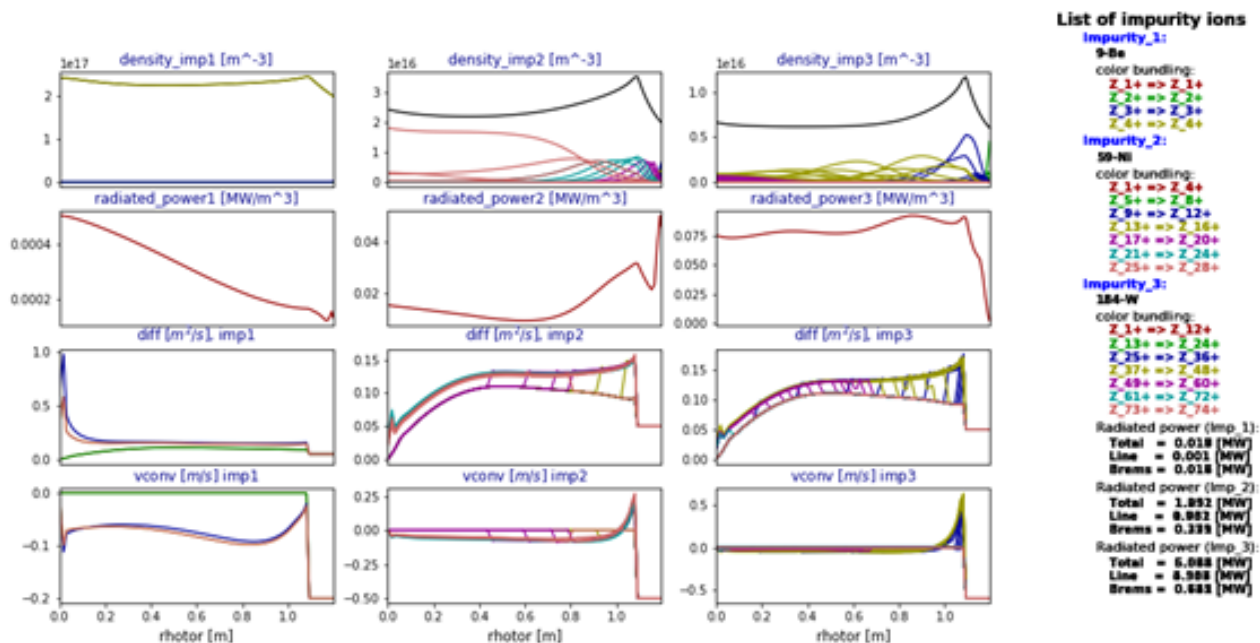


Rys. 5.1.28 Dopasowane profile temperatury elektronowej (T_e) i jonowej (T_{20Ne10}), gęstości elektronowej oraz rotacji w płaszczyźnie toroidalnej dla $t=51,4$ s.



Rys. 5.1.29 Wynik symulacji gęstości domieszek kodem ETS. Zdefiniowano domieszki Be, Ni i W. Symulacja przez 50 ms pokazuje konwekcję przy brzegu w kierunku do centrum.

Wyniki symulacji (rys. 5.1.30) pokazują, że pomimo narzucenia bariery na transport domieszek w obszarze piedestału, widoczna jest akumulacja niklu i wolframu. Akumulacja domieszek o dużej liczbie atomowej (w tym przypadku wolframu) w obszarze piedestału po stronie zewnętrznej torusa (tzw. stronie słabego pola: ang. Low Field Side) jest obserwowana w eksperymentach na tokamaku JET, jednakże dotychczasowe badania wskazują, że odpowiedzialne za nią są zjawiska, nieuwzględnione w modelu NCLASS, który jest kodem jednowymiarowym nieuwzględniającym sytuacji, w której następuje łamanie symetrii poloidalnej. Dodatkowo w powyższych symulacjach nie uwzględniono rotacji toroidalnej, której wpływ na transport domieszek jest tym większy im większa jest masa atomowa domieszki. W celu symulacji ciężkich transportu ciężkich domieszek w centrum tokamaka wykorzystuje się dwuwymiarowy kod NEO, którego implementacja w platformie ETS jest aktualnie testowana.



Rys. 5.1.30 Symulacje domieszek modelem neoklasycznym NCLASS. Krok czasowy $dt=1$ ms, długość symulacji 400 ms. Zastosowano barierę transportu dla domieszek, współczynnik dyfuzji $D=0.05$ dla wszystkich domieszek oraz konwekcja $V = -0,2, -0,5$ oraz $-0,6$ odpowiednio dla Be, Ni i W.

Podczas kampanii eksperymentalnej DD na tokamaku JET było wykonanie pomiarów aktywacyjnych w pozycji eksperymentalnej KN2 3U oraz KN2 6U, które umożliwiłyby przeprowadzenie kalibracji krzyżowej pomiędzy obiema zakończeniami aktywacyjnymi. W tym celu wybrane zostały progowe reakcje jądrowe, których parametry przedstawione są w tabeli 5.1.1.

Tabela 5.1.1 Główne parametry każdej z rozważanych reakcji jądrowych oraz ich produktów.

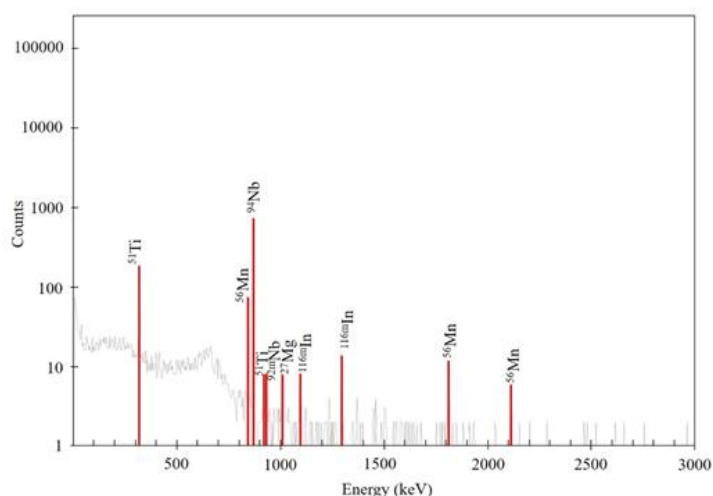
Próbka	Reakcja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]	Nr wyładowania
Cu	$^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$	11	12,7 h	511	1
Nb	$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	9	10,15 d	934	1,2,3,5
Fe	$^{54}\text{Fe}(n,p)^{54}\text{Mn}$	1.8	312 d	835	1,2,3,4,5
Fe	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	7	2,58 h	847	1,2,3,4,5
Al	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	5.4	15 h	1368,9	1
Ti	$^{47}\text{Ti}(n,p)^{47}\text{Sc}$	1.8	3,3 d	159	2,4,5
Mg	$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	5	15 h	1368,9	2,3,4
In	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	0.5	4,49 d	336	3
Zn	$^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$	1.8	12,7 h	511	4
Zr	$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	13	78,4 h	909	5

Zaplanowano przeprowadzenie pięciu napromieniowań próbek podczas wyładowań plazmowych wykonywanych w ramach eksperymentów M18-01: *Baseline scenario development for DT* oraz M18-02: *Hybrid scenario development for DT*. Szczegóły dotyczące zawartości kapsuły aktywacyjnej dla każdego z rozważanych strzałów przedstawiono w Tabeli 5.1.2.

Tabela 5.1.2 Zawartość kapsuły aktywacyjnej dla każdego z rozważanych napromieniowań podczas kampanii eksperymentalnej DD.

Wyładowanie	Próbka	Komentarze
1 - KN2 3U	Cu (1mm), Nb (2mm), Fe (1mm), Al (1 mm)	Kolejność próbek w kapsule: Cu, Nb, Fe, Al
1 – KN2 6U	Cu (1mm), Nb (2mm), Fe (1mm), Al (1 mm)	
2 - KN2 3U	Nb (2mm), Fe (1 mm), Ti (1 mm), Mg (0.5 mm)	Kolejność próbek w kapsule: Nb, Fe, Ti, Mg
2 – KN2 6U	Nb (2mm), Fe (1 mm), Ti (1 mm), Mg (0.5 mm)	
3 – KN2 3U	Nb (2 mm), Fe (1 mm), In (1 mm), Mg (0.5 mm)	Kolejność próbek w kapsule: Nb, Fe, In, Mg
3 – KN2 6U	Nb (2 mm), Fe (1 mm), In (1 mm), Mg (0.5 mm)	
4 – KN2 3U	Fe (1 mm), Zn (1 mm), Ti (1 mm), Mg (0.5 mm)	Kolejność próbek w kapsule: Fe, Zn, Ti, Mg
4 – KN2 6U	Fe (1 mm), Zn (1 mm), Ti (1 mm), Mg (0.5 mm)	
5 – KN2 3U	Nb (2 mm), Fe (1mm), Zr (1 mm), Ti (1 mm)	Kolejność próbek w kapsule: Nb, Fe, Zr, Ti
5 – KN2 6U	Nb (2 mm), Fe (1mm), Zr (1 mm), Ti (1 mm)	

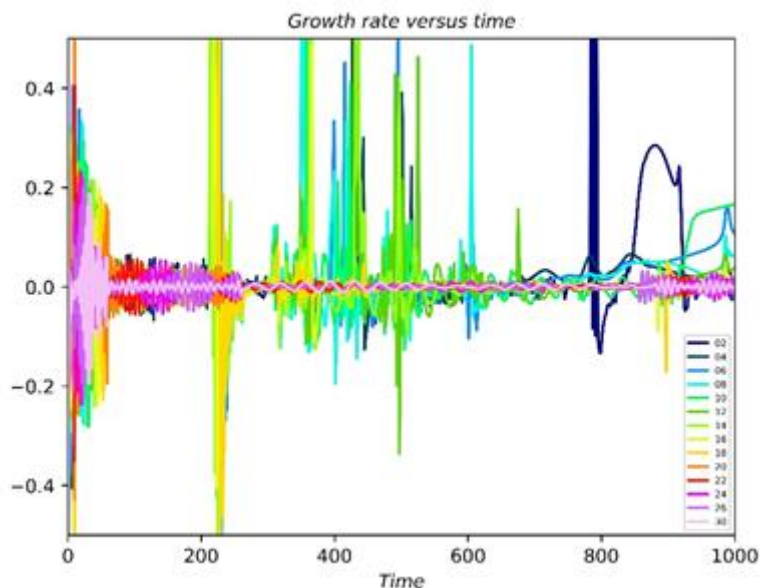
Z powodu dużego obciążenia obu pozycji eksperymentalnych w 2019 roku wykonano jedynie 2 napromieniowania. Pozostałe pomiary zostaną przeprowadzone w drugiej części kampanii DD na tokamaku JET w 2020 roku. Pierwsze dwie kapsuły zawierające identyczne próbki napromieniowano jednocześnie w zakończeniu aktywacyjnym KN2 3U oraz KN2 6U podczas wyładowania #95899 o następujących parametrach: prąd plazmy $I_p=2,0$ MA, moc grzania za pomocą systemu NBI=18,6 MW, moc grzania za pomocą systemu RF=1,8 MW, całkowita ilość wyemitowanych neutronów w trakcie wyładowania plazmowego $2 \cdot 10^{16}$ n. Drugi zestaw folii aktywacyjnych napromieniowano podczas wyładowania #96099 o parametrach: prąd plazmy $I_p=2,2$ MA, moc grzania za pomocą systemu NBI=14 MW, całkowita ilość wyemitowanych neutronów w trakcie wyładowania plazmowego $2,5 \cdot 10^{16}$ n. Po zakończeniu każdego wyładowania kapsuły transportowano do laboratorium, w którym dokonano pomiaru promieniowania gamma emitowanego z próbek za pomocą detektora półprzewodnikowego HPGe (wyprodukowanego przez firmę ORTEC). Widma promieniowania gamma zapisano w formacie .Lis. W celu przeprowadzenia analizy z użyciem oprogramowania GENIE-2000 firmy Canberra, zainstalowanego w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy, opracowano program, który konwertował widma promieniowania gamma zapisane w formacie .Lis na format obsługiwany przez software firmy Canberra (.chn). Widmo promieniowania gamma zarejestrowane za próbek aktywacyjnych napromieniowanych podczas wyładowania #96099 w pozycji eksperymentalnej KN2 6U przedstawiono na rys. 5.1.31



Rys. 5.1.31 Widmo promieniowania gamma zarejestrowane dla próbek aktywacyjnych (Nb, Fe, Ti, Mg) napromieniowanych podczas wyładowania #96099 w pozycji eksperymentalnej KN2 6U.

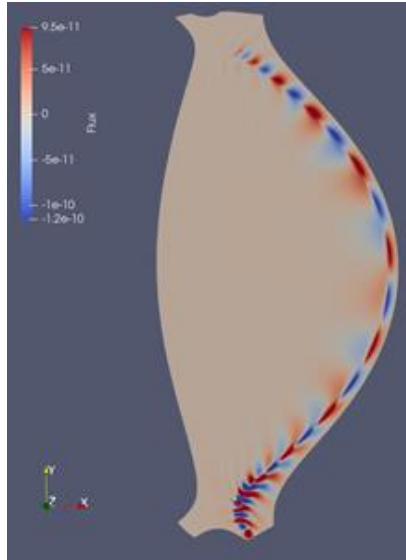
W celu wyznaczenia radioaktywności powstałych radionuklidów konieczne jest wyznaczenie wydajności rejestracji kwantów gamma dla każdego z rozważanych próbek aktywacyjnych. Wydajność ta zostanie wyznaczona w oparciu o model geometryczny zastosowanego detektora i ułożonych względem niego próbek, przeprowadzonych pomiarów kalibracyjnych oraz obliczenia z zastosowaniem kodu MCNP. Wyznaczone wartości radioaktywności powstałych produktów zostaną porównane z wartościami obliczonymi z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Zadanie to jest realizowane wspólnie z zespołem z CCFE i zostanie zakończone w 2020 roku. Zamodelowany za pomocą kodu MCNP rozkład neutronów w funkcji ich energii dla pozycji eksperymentalnej KN2 3U oraz KN2 6U zostanie zweryfikowany w oparciu o wyniki wszystkich pomiarów aktywacyjnych.

W ramach zadania T17-05: *Pedestal analysis and isotope effect*, przeprowadzone zostały symulacje przy użyciu nieliniowego 3-wymiarowego kodu magnetohydrodynamicznego JOREK dla wyładowania, w którym zaobserwowano nieliniowe niestabilności plazmy (ELMs) typu II. Uszkodzenia wynikające ze strumieni ciepła generowanych przez ELMy na PFC (plasma-facing components) nie są dopuszczalne dla przyszłych urządzeń fuzyjnych, gdyż mogą doprowadzić do całkowitego zniszczenia urządzenia. W związku z tym kontrola i zminimalizowanie wydzielanych strumieni ciepła podczas takich niestabilności jest kluczowe dla pracy przyszłych urządzeń fuzyjnych. W 2019 roku dalsze modelowanie przy użyciu kodu JOREK miało na celu określenie najbardziej niestabilnych modów zaburzeń liniowych, które prowadzą do tworzenia i ewolucji ELMów. W tym celu przeprowadzone zostały obliczenia numeryczne na klastrze obliczeniowym Marconi w wyniku, których określono najbardziej niestabilne zaburzenia plazmy. Wyniki symulacji zostały przedstawione na rys 5.1.32.



Rys. 5.1.32 Zależność szybkości narastania niestabilności magnetohydrodynamicznej (growth rate) od czasu dla różnych modów zaburzeń liniowych (od 2 do 30).

Na podstawie wyznaczonego liniowego spektrum niestabilności w plazmie określono, że największy wkład w generowanie i ewolucję perturbacji wnoszą wyższe mody zaburzeń harmoniczných (od $n = 10$ do $n = 20$). Na tej podstawie możliwe będzie przeprowadzenie dalszej analizy nieliniowej dynamiki plazmy, tj. oddziaływanie wzajemne narastających perturbacji wyższych rzędów. Na rys. 5.1.33 przedstawiono generację ELM-ów typu II dla zaburzenia liniowego $n = 6$.



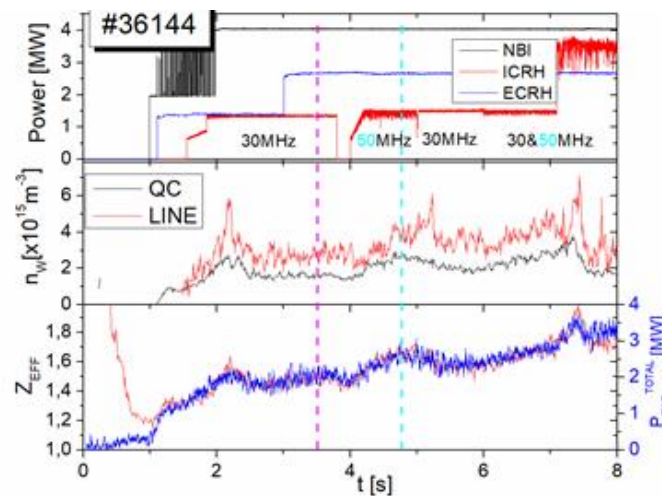
Rys. 5.1.33. Strumień plazmy generowany przy separatrixie w wyniku niestabilności w plazmie dla tokamaka JET. Widoczne są fluktuacje gęstości i prądu indukowane przez wytworzone zmiany pola magnetycznego.

W 2019 r. prowadzono także prace na stanowisku operatora systemu VSO (system ochronnych ILW) w pokoju kontrolnym tokamaka JET podczas sesji eksperymentalnych. Zadaniem operatora była analiza sygnałów pochodzących z kamer PIW oraz informowanie o ewentualnych zagrożeniach osoby odpowiedzialne za bezpieczeństwo i przebieg całego eksperymentu (lider sesji (SL), główny inżynier (EiC), koordynator naukowy). W przypadku wystąpienia alarmu, operator VSO odnajdował kamerę, z której alarm został wysłany, i oceniał, czy alarm jest prawdziwy, czy fałszywy, dostarczał informacje o temperaturze poszczególnych elementów komory tokamaka przy zastosowaniu dostępnych systemów diagnostycznych.

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

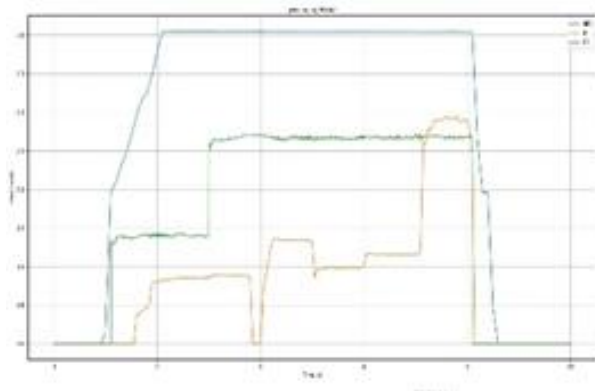
W celu opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń na urządzeniu ASDEX-U, oraz w celu analizy spójności danych i zintegrowanego modelowania rdzenia i piedestału plazmy wykonano symulacje numeryczne za pomocą kodów COREDIV i ETS w ramach zadań:

- T01-AUG: 4. Validate theory-based transport models and estimate ITER fusion performance with the most accurate models.
- T10-AUG: 3. Optimize the radiation patterns of W and heavy impurities in different parts of the plasma to control and mitigate impurity accumulation in the core.



Rys. 5.2.1 Ewolucja w czasie na różnego rodzaju grzania: NBI, ICRH, ECRH, gęstość wolframu (n_W) wyznaczona na podstawie widma ciągłego (QC) i liniowego (LINE), efektywny ładunek plazmy (Z_{EFF}) i całkowite promieniowanie plazmy ($P_{RADTOTAL}$).

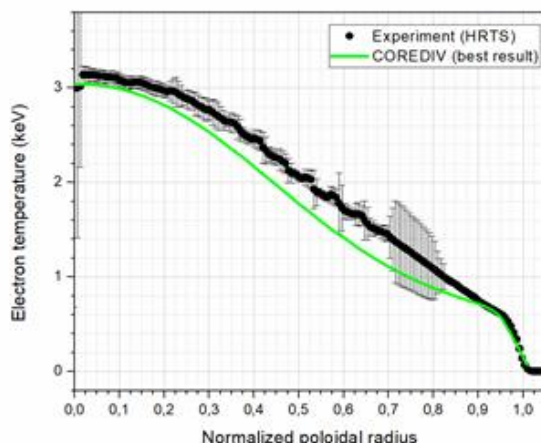
Wyniki symulacji stanowią materiał porównawczy dla bardziej złożonych modeli, a także pozwalają na weryfikację poprawności stosowanych modeli fizycznych. Przeprowadzono symulacje dla wyładowania #36144, w którym zastosowano różne częstotliwości rezonansowe fali emitowanej przez anteny grzania ICRH (30 i 50 MHz). W obu przypadkach do plazmy doprowadzono 1 MW mocy grzania ICRH. Na rys. 5.2.1 przedstawiono ewolucję w czasie doprowadzonej do układu mocy grzania: NBI, ICRH, ECRH, gęstość wolframu (nw) wyznaczonej na podstawie widma ciągłego (QC) i liniowego (LINE), efektywnego ładunku plazmy (Z_{EFF}) i promieniowania plazmy (P_{RADTOTAL}). Rys. 5.2.2 przedstawia moce grzania po wczytane w kodzie ETS, które w przypadku grzania ICRH uwzględniają straty na linii emisyjnej pomiędzy anteną i generatorem.



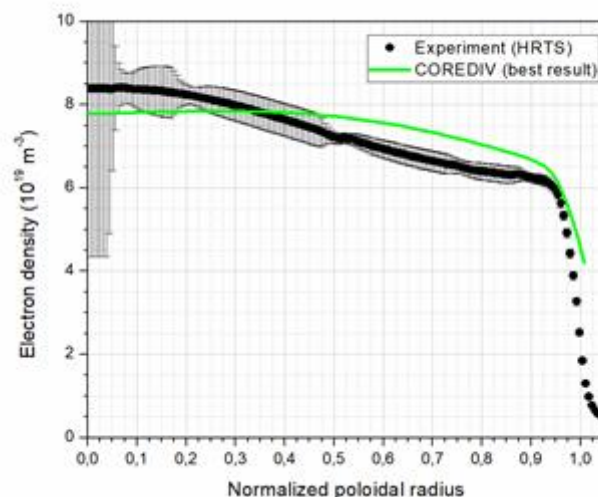
Rys. 5.2.2 Ewolucja mocy grzania wczytana w kodzie ETS: linia niebieska NBI, linia zielona ECRH i linia żółta ICRH.

W kodzie ETS do opisu domieszek używano dla transportu anomального model Bohm-Gyro-Bohm, a dla neoklasycznego kod NCLAS. Oba zastosowane modele okazały się działać, a wyniki symulacji pokazały bardzo dobrą zgodność promieniowania, efektywnego ładunku, lecz sporą rozbieżność w koncentracji wolframu. Wyniki symulacji wykazały, że transport nie wpływa na zmiany koncentracji wolframu w czasie, a głównym powodem tych zmian jest źródło wolframu w plazmie brzegowej.

W celu zbadania współczynników transportu plazmy, w ramach zadania T10-AUG: Transport and control of W and heavy impurities in the core and SOL realizowanego na tokamaku ASDEX-Upgrade, przeprowadzono modelowanie numeryczne wyładowania #31114. Wyładowanie to jest szczególne, gdyż udało się w nim utrzymać przez cały czas trwania pusty profil ładunku efektywnego (ang. hollow profile). Celem niniejszej analizy było odtworzenie tegoż profilu. W tym celu wybrano moment $t=5$ s. Parametry wyładowania: $BT=2,47$ T, $IP=1$ MA, $\langle n_e \rangle_{\text{lin}}=7,27 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $\kappa=1,68$, $q_{95}=3,92$, $H_{98}=0,89$ i całkowita moc grzania $P_{\text{aux}}=8,7$ MW. W obliczeniach uwzględnia się obecność wolframu mającego źródło w procesach wybijania zachodzących na płytach dywertora i obecność lekkiej domieszki zewnętrznej, napuszczanej w kontrolowany sposób z okolicy środka komory próżniowej (ang. midplane). Początkowo przeprowadzono dopasowanie parametrów bariery transportowej i geometrycznych wymiarów warstwy brzegowej (w sumie około 20 symulacji). Uzyskane w ten sposób finalne profile temperatury elektronowej i gęstości elektronowej przedstawiają rys. 5.2.3 i 5.2.4.

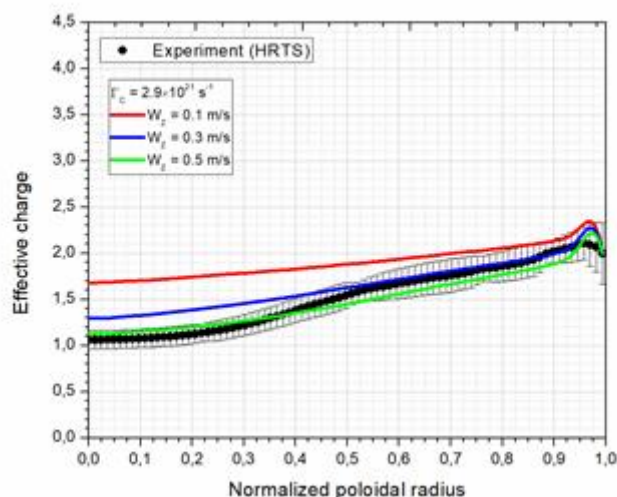


Rys. 5.2.3 Wyniki modelowania kodem COREDIV dla wyładowania #31114 w chwili $t=5$ s – temperatura elektronowa.



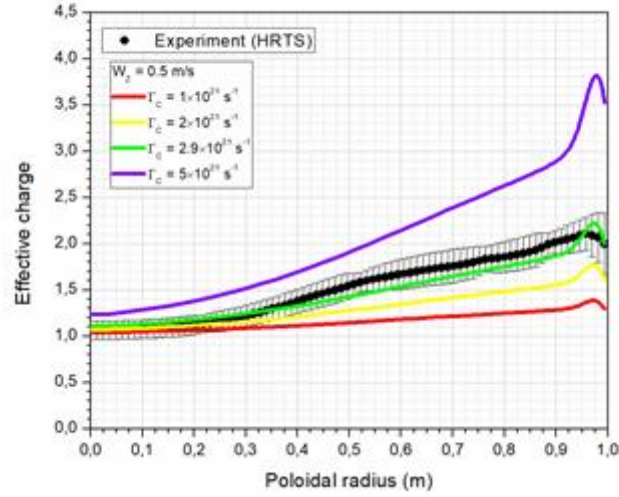
Rys. 5.2.4 Wyniki modelowania kodem COREDIV dla wyladowania #31114 w chwili $t=5s$ – gęstość elektronowa.

Uzyskano dobrą zgodność symulacji z eksperymentem. Lokalne odchylenia nie mają wpływu na wnioski płynące z dalszej analizy. Należy zaznaczyć, że dla dobrej zgodności obniżono H98 do 0.8 oraz zwiększono ułamek mocy grzania doprowadzonego do elektronów do 50 %. Po ustaleniu dobrej zgodności z profilami gęstości i temperatury elektronowej zmieniano wartość prędkości pinchu dla domieszek WZ w zakresie 0 – 0,5 m/s oraz tempo napuszczania domieszki dodatkowej – węgla ΓC . Obecność węgla lub innej podobnej, lekkiej domieszki (np. azot czy tlen) w komorze tokamaka jest niepożądana, ale niestety prawdopodobna. Należy zauważyć, że parametry te mają minimalny wpływ na uzyskane jak do tej pory kształty profili T_e i n_e . Na rys. 5.2.5 przedstawiono wpływ wymienionych parametrów na profil ładunku efektywnego.



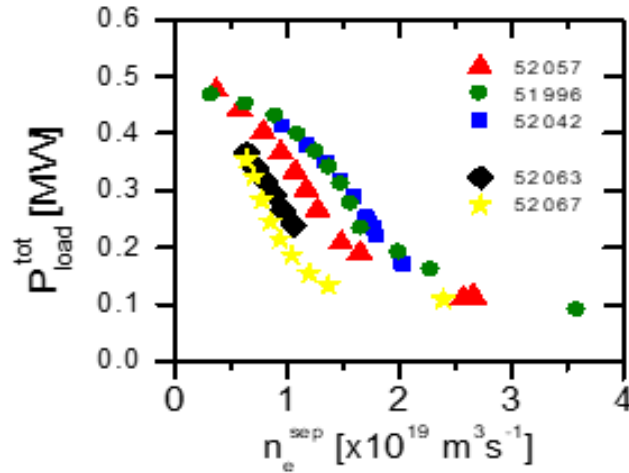
Rys. 5.2.5. Profile ładunku efektywnego dla wyladowania #31114 w chwili $t=5s$ przy ustalonym źródle domieszki napuszczanej (C) – wpływ prędkości pinchu dla domieszek.

Niezerowa wartość pinchu (prędkości radialnej) domieszki może doprowadzić do powstania „pustych” profili ładunku efektywnego. Po ustaleniu wartości $W_Z=0,5$ m/s przeprowadzono skan z tempem napuszczania domieszki dodatkowej. Jak widać z rys. 5.2.6, najlepszą zgodność uzyskano dla $\Gamma C = 2,9 \times 10^{19} s^{-1}$. Wniosek jest następujący: oprócz samoistnie występującej domieszki wolframu (0,0034 %) w plazmie jest obecna również domieszka lekka o charakterystyce zbliżonej do C (ok 2 %). Eksperymentalny profil ładunku efektywnego wytłumaczyć można zakładając obecność transportu radialnego dla domieszek. Z obliczeń wynika również, iż bez żadnej kolejnej domieszki stopień wypromieniowania jest dość wysoki $f_{RAD}=0,47$ (w eksperymencie ok. 0,27). Całkowita moc do płyty wynosiła 4,5 MW a temperatura przy płycie dywertora ok 15 eV.



Rys. 5.2.6 Profile ładunku efektywnego dla wyladowania #31114 w chwili $t=5s$ przy ustalonej prędkości pinchu dla domieszek – wpływ tempa napuszczania domieszki (C).

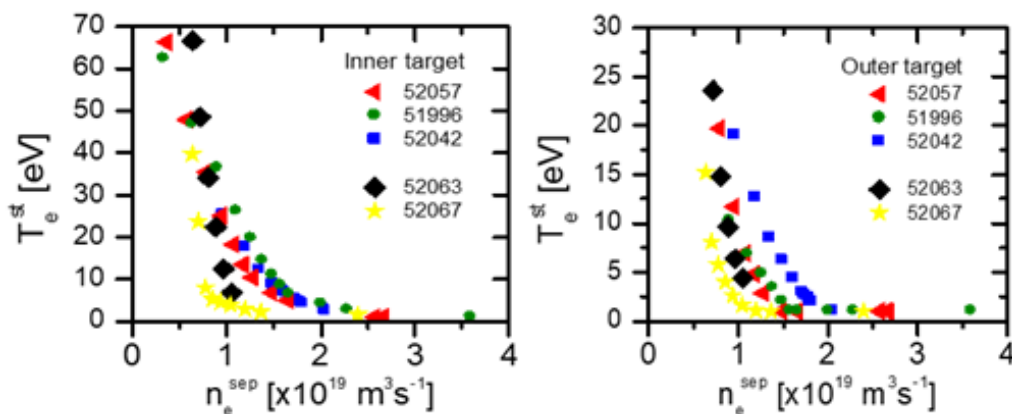
W celu opisu przebiegu zjawiska oderwania się plazmy od płyty dywertora (ang. detachment) w zależności od konfiguracji pola magnetycznego w obszarze dywertora, skonstruowano modele i wykonano szereg symulacji numerycznych na podstawie eksperymentów wykonanych w urządzeniu TCV. Otrzymane rezultaty pozwoliły oszacować skuteczności rozpraszania energii w obszarze brzegowym, strumienie energii docierające do płyt dywertora oraz określić różnice w przebiegu zjawiska odrywania się plazmy od dywertora.



Rys. 5.2.7. Całkowita moc docierająca do płyt dywertora dla wybranych konfiguracji dywertora w zależności od gęstości na separatrixie

W ramach zadania kontynuowana jest analiza numeryczna dotycząca konfiguracji o różnych wartościach odległości pomiędzy punktem zerowego pola magnetycznego (ang. X-point) i zewnętrzną płytą dywertora, dX-target, oraz konstruowane są modele dla dwóch nowych konfiguracji o różnych wartościach poszerzenia odległości pomiędzy powierzchniami strumienia w obszarze zewnętrznego dywertora, L, (ang. flux expansion). W tym celu zostały sporządzone siatki numeryczne obejmujące obszar Scrape-Off Layer (SOL), obszar prywatny dywertora i brzeg centrum dla wyladowania o małej wartości L (52063) i dużej wartości L (52067). Następnie przeprowadzono serię obliczeń numerycznych dla różnych wartości gęstości plazmy na separatrixie z zastosowaniem wielopłynowego kodu numerycznego TECXY, który jest dedykowany obliczeniom transportu w obszarze brzegowym plazmy tokamakowej. W symulacjach uwzględnione zostało wybijanie atomów węgla z powierzchni płyt dywertora. Wyniki przeprowadzonych symulacji numerycznych uwydatniają różnice w efektywności rozpraszania energii w obszarze brzegowym SOL (ang. Scrape-off Layer) pomiędzy konfiguracjami. Porównując konfiguracje pola magnetycznego o różnych odległościach pomiędzy punktem zerowego pola magnetycznego, a zewnętrzną płytą dywertora (ang. divertor leg length, DLL), stwierdzono

najlepszą redukcję całkowitej mocy docierającej do dywertora w przypadku konfiguracji o najdłuższej nodze dywertora (DLL), odpowiadającej wyładowaniu numer 52057 (rys. 5.2.7). Konfiguracje 52042, 51096 i 52057 charakteryzują się różnymi odległościami pomiędzy X-point i zewnętrzną płytą, gdzie najmniejsza odległość jest dla wyładowania 52042, a największa dla wyładowania 52057. Z drugiej strony, w przypadku konfiguracji o zmiennej odległości pomiędzy powierzchniami magnetycznymi L, największą skutecznością w wypromieniowaniu energii w obszarze brzegowym SOL charakteryzuje się konfiguracja numer 52067 o największej wartości L (▲). Wówczas, minimalna wartość całkowitej mocy docierające do dywertora, Ploadtot, tuż przed oderwaniem się plazmy od dywertora, jest równa 190 kW.



Rys. 5.2.8 Temperatury elektronowe plazmy na wewnętrznej (panel lewy) i zewnętrznej płycie dla różnych konfiguracji pola magnetycznego.

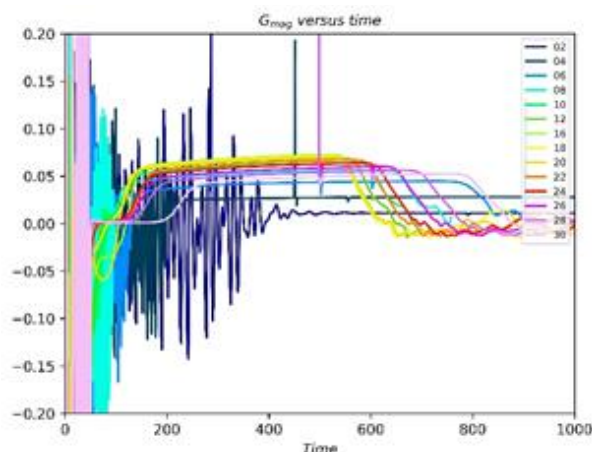
Ponadto zauważamy, iż rozszerzenie odległości pomiędzy powierzchniami magnetycznymi w okolicy zewnętrznego dywertora jest znacznie efektywniejszą metodą dyssypacji energii w SOL, aniżeli stosowanie konfiguracji pola magnetycznego o wydłużonej odległości pomiędzy punktem zerowego pola magnetycznego i zewnętrzną płytą dywertora. Efektywność rozpraszania energii jest w szczególności uwidoczniła dla małych gęstości plazmy na separatrixie przed oderwaniem się plazmy od dywertora. Wartość Ploadtot w konfiguracji o poszerzonej odległości pomiędzy powierzchniami magnetycznymi w wyładowaniu 52067 spada tuż przed oderwaniem się plazmy od dywertora do około 130 kW. Zwróćmy uwagę, że wraz ze wzrostem gęstości na separatrixie, spowodowanym wzrostem wartości strumienia deuteru do SOL, następuje spadek temperatury elektronowej na płytach dywertora (rys. 5.2.8). Wyniki symulacji numerycznych ukazują, iż niezależnie od omawianej konfiguracji temperatura na płycie osiąga wartości poniżej 5 eV na płycie wewnętrznej zanim nastąpi oderwanie się plazmy od płyty zewnętrznej, zaś dla konfiguracji o poszerzonej odległości pomiędzy powierzchniami magnetycznymi spadek temperatury następuje już dla małych gęstości plazmy na separatrixie.

W ramach eksperymentu przeprowadzonego na tokamaku ASDEX-Upgrade badano zachowanie wolframu (W) w trakcie scenariusza opartego o 3 harmoniczną D z wykorzystaniem grzania ICRF o częstotliwości 55,1 MHz. Dla zrealizowanych wyładowań wyznaczono efektywny współczynnik sputteringu wolframu (Y_{eff}), który wyrażany jest poprzez stosunek strumienia wolframu do strumienia deuteru w założonych punktach ich obserwacji. Pomiar cząstek W możliwy był dzięki monitorowaniu promieniowania linii WI, obserwowanej przy długości fali 400,9 nm, natomiast strumień deuteru mierzony był na podstawie linii DI Balmera-d przy długości fali 410,1 nm. Emisje WI i DI zostały zarejestrowane za pomocą spektroskopowej diagnostyki o liniach patrzenia skierowanych na obszar limitera. Na potrzeby tej analizy, parametr Y_{eff} uśredniono względem:

- linii patrzenia skierowanych na anteny a3 (antena pokryta B) i a4 (antena pokryta W).
- kanałów diagnostyki 1-6 i 7-12, których linie patrzenia obejmują antenę a4
- kanałów diagnostyki 13-16, których linie patrzenia obejmują antenę a3.

Zmierzone strumienie fotonów przekształcono następnie w strumienie jonów za pomocą zależności opisującej ilość jonizacji na wyemitowane fotony. Na podstawie przeprowadzonej analizy wykazano, że największą wartość Y_{eff} osiągało się dla kanałów 7-12 (a4) i 13-16 (a3), które niemalże dla każdego wyładowania były bardzo zbliżone, nieco mniejszą wartość obserwowano dla kanałów definiowanych przez anteny a3 i a4 z obszaru limitera, a najmniejszą dla kanałów 1-6 (a4). Spójne rezultaty pozwoliły na ocenę sputteringu wolframu w różnych obszarach ściany tokamaka.

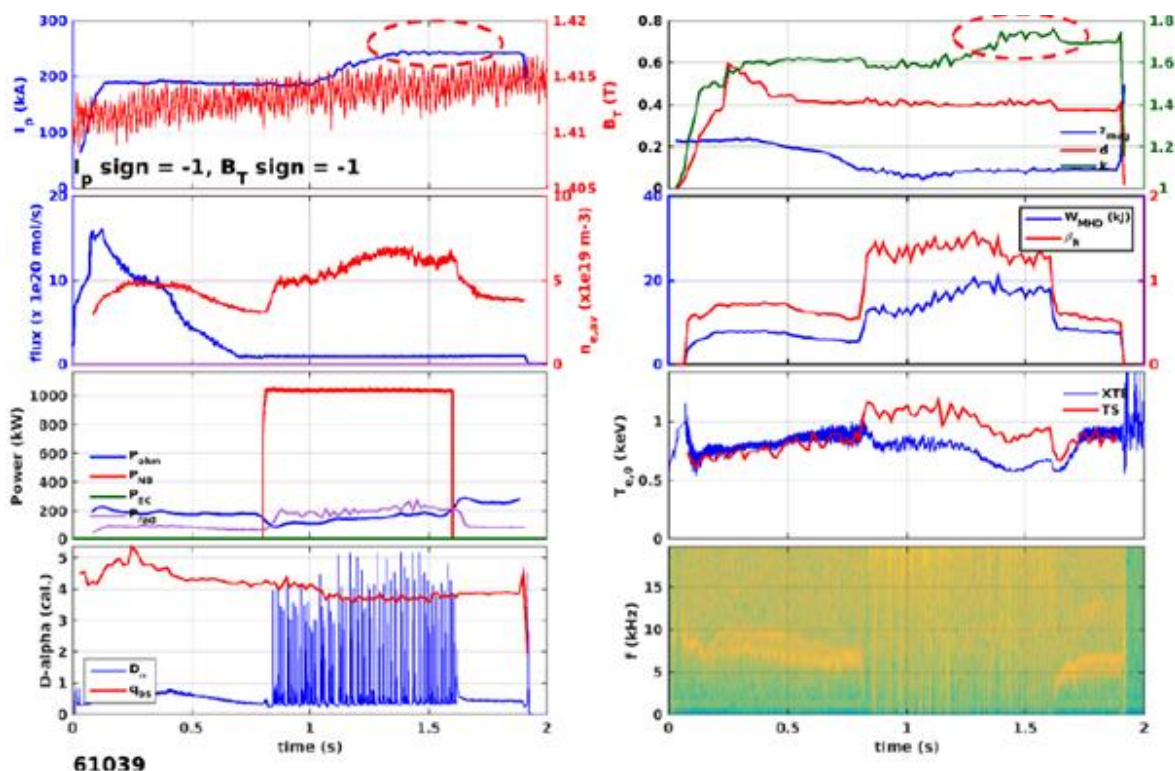
W ramach pracy w projekcie MST1 na tokamaku TCV przeprowadzono symulacje magneto hydrodynamiczne przy użyciu kodu JOREK. Celem symulacji było modelowanie nieliniowych zaburzeń plazmy (ELM-ów) dla wybranych wyładowań, w celu zrozumienia mechanizmu ich generowania oraz kontroli na przyszłych urządzeniach fuzyjnych. W 2019 roku przeprowadzono symulacje ewolucji liniowych modów zaburzeń pola magnetycznego dla szerokiego zakresu parametrów. W wyniku obliczeń wykonanych na klastrze Marconi we Włoszech otrzymano liniowe spektrum narastających zaburzeń w zależności od czasu. Wyniki przedstawiono na rys. 5.2.9.



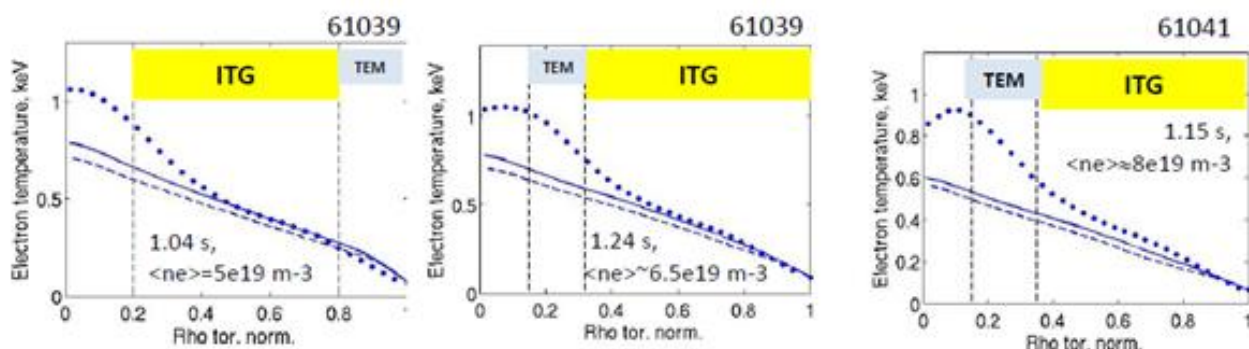
Rys. 5.2.9 Ewolucja narastania zaburzeń magneto hydrodynamicznych dla wybranego wyładowania na tokamaku TCV.

Na podstawie otrzymanych wyników oszacowano, że za generację ELM-ów w tym przypadku odpowiedzialne są najwyższe (od $n = 20$ do $n = 30$) mody zaburzeń. Pozwoliło to na oszacowanie najbardziej niestabilnych modów. Uzyskane wyniki umożliwią przeprowadzenie pełnej nieliniowej analizy powstawania i ewolucji niestabilności w plazmie dla tego wyładowania oraz w dalszych krokach na zrozumienie, jakie parametry (gęstość elektronowa, kształt plazmy) mają kluczowy wpływ na stabilność plazmy.

Jednym z celów na 2019 rok było rozszerzenie możliwości modelowania przy użyciu kodu ETS na tokamaki średniego rozmiaru w tym na tokamak TCV. W tym celu zostały napisane skrypty importujące do formatu IMAS dane eksperymentalne wraz z dopasowanymi profilami oraz dane techniczne maszyny niezbędne do przeprowadzenia modelowania grzania NBI oraz ECRH (ang. Electron Cyclotron Resonance Heating). Wyselekcjonowano wyładowania w plazmie 61039 (rys. 5.2.10) oraz 61041 (rys. 5.2.11) do modelowania przy użyciu kodu ETS. W wyładowaniach tych występowały niestabilności dryfowe w postaci gradientu temperatury jonowej (ang. ITG – Ion Temperature Gradient) oraz półapkopowania elektronów (TEM – ang. Trapped Electron Mode). Celem symulacji było sprawdzenie czy modele transportu zaimplementowane w symulatorze ETS są w stanie odtworzyć profile temperatur i gęstości obserwowanych w eksperymencie. Tym samym celem było sprawdzenie, jakie zjawiska fizyczne dominują w kształtowaniu niestabilności dryfowych typu ITG i TEM. Przygotowano dane wejściowe do symulacji kodem ETS w formacie ids i cpo, wykorzystano dostępne dane wejściowe. Podczas szkolenia ETS-MST1 training session dodano możliwość wizualizacji konwekcji domieszek w kodzie ETSviz. Możliwość śledzenia dyfuzji i konwekcji domieszek podczas symulacji była niezbędna do kontroli działania transportu neoklasycznego domieszek w centrum tokamaka.

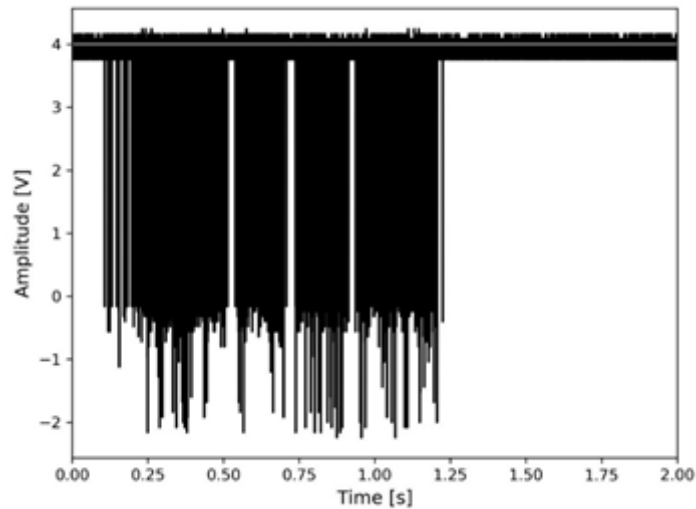


Rys. 5.2.10 Profile eksperymentalne wyładowania nr. 61039 na tokamaku TCV.



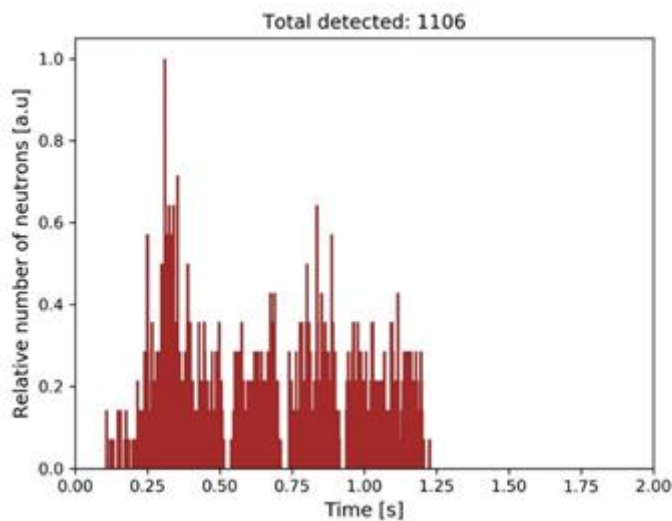
Rys. 5.2.11 Profile temperatur elektronowych dla wyładowań 61039 (lewy i środkowy panel) oraz 61041 (prawy panel). Dane eksperymentalne zaznaczone kropkowanym przebiegiem. Linia ciągła i przerywana pokazuje symulacje kodem ASTRA.

Podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku TCV dokonano analizy danych neutronowych rejestrowanych za pomocą detektora neutronów. Prace te były realizowane w ramach zadania T11-TCV: Fast ion confinement, transport and control under ITER relevant conditions, dotyczącego analizy zachowania szybkich jonów w plazmie przy parametrach operacyjnych tokamaka istotnych dla projektu ITER. W trakcie kampanii eksperymentalnej za pomocą kompaktowego scyntylatora szklanego dokonano akwizycji sygnałów neutronowych dla wyładowań plazmy o numerach 64890, 64892, 64893, 64895, 64897, 64935, 64946, 64949, 64951, 64959, 64961. Przykładowy wykres zależności amplitudy prądu zmiennego scyntylatora od czasu trwania wyładowania przedstawia rys. 5.2.12.



Rys. 5.2.12 Zarejestrowany przebieg zależności napięcia od czasu trwania wyładowania o numerze: 64961.

W ramach uczestnictwa w kampanii eksperymentalnej na tokamaku TCV zaimplementowano algorytm w języku programowania Python, który pozwolił na przetworzenie zarejestrowanego przez scyntylator przebiegu zmienności napięcia na wykres zależności liczby neutronów od czasu. Algorytm ten umożliwił również wyznaczenie całkowitej liczby neutronów zarejestrowanych przez scyntylator dla danego wyładowania plazmowego. Przykładowy wykres zależności emisji neutronów w czasie znajduje się na rys 5.2.13. Tabela 5.2.1 prezentuje całkowitą liczbę neutronów zarejestrowanych dla wymienionych powyżej wyładowań plazmowych.



Rys. 5.2.13 Wykres zależności emisji neutronów w czasie wyładowania plazmowego o numerze: 64961.

Wyznaczenie temperatury oraz gęstości jonów (T_i oraz n_i) nie było możliwe ze względu na brak kalibracji kompaktowego scyntylatora neutronów oraz braku danych z innych diagnostyk neutronowych.

Na tokamaku TCV realizowano eksperyment T10, który dedykowany był badaniom poświęconym ocenie wpływu różnych scenariuszy grzania plazmy oraz niestabilności typu magnetohydrodynamicznego (MHD) na transport ciężkich zanieczyszczeń. Eksperyment stanowił kontynuację badań, zapoczątkowanych w roku 2015. Nadrzędne zadanie podczas tegorocznego eksperymentu sprowadzało się do potwierdzenia asymetrii plazmy obserwowanej w roku 2016 przy grzaniu ECRH w L-modzie, a następnie przejście do H-modu z tzw. sawteeth i ELM-ami. W dedykowanych wyładowaniach, w przeciwieństwie do sesji z poprzednich lat, planowano zrealizować impulsy plazmowe jedynie z iniekcją Neonu przy zastosowaniu DMV, a nie jak to miało miejsce wcześniej – Neonu i Kryptonu. Z uwagi na problemy z utrzymaniem stabilności plazmy, niemal każde wyładowanie charakteryzowało się przedwczesnym zerwaniem sznura plazmowego (ang. disruption). Dodatkowo, położenie plazmy (w górnej części tokamaka) uniemożliwiło pracę diagnostyki CXRS (Chargé Exchange Recombination Spectroscopy), która przeznaczona jest do wyznaczenia temperatury jonowej,

prędkości rotacji w kierunku poloidalnym oraz toroidalnym, jak i również Z_{eff} . W rezultacie nie udało się wykonać planowanych analiz, które miały być oparte na danych zarejestrowanych przez wspomniany system diagnostyczny.

Tabela 5.2.1 Całkowita liczba neutronów zarejestrowana w czasie wyładowań plazmowych na tokamaku TCV.

Day	Shot	Total detected
13.11.2019	64890	71
13.11.2019	64892	74
13.11.2019	64893	84
13.11.2019	64895	80
13.11.2019	64897	1307
14.11.2019	64935	672
15.11.2019	64946	501
15.11.2019	64949	1105
15.11.2019	64951	1101
15.11.2019	64959	1178
15.11.2019	64961	1106

b) rozwiązanie problemu narzędzi informatycznych,

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

W ramach zadania T18-01: Improved diagnostic analysis and intershot codes, stworzono zbiór procedur do automatycznej obróbki danych pochodzących z diagnostyk VUV. Głównym celem prac było zautomatyzowanie wyznaczania wartości położenia maksimum emisyjności Rho dla wybranego jonu zanieczyszczenia (tutaj był to Ni17+). Procedury zostały rozdzielone na sześć współpracujących ze sobą skryptów napisanych w języku IDL o nazwach:

- 1.) get_effective_rho.pro
- 2.) set_line_of_sight.pro
- 3.) read_te_ne_profiles.pro
- 4.) get_fa.pro
- 5.) get_emissivity.pro
- 6.) make_estimation.pro

Skrypt get_effective_rho.pro pełnił rolę nadrzędnej funkcji i służył do wprowadzania wymaganych do pracy danych i zwracanie poszukiwanej wartości Rho do skryptów wyższego rzędu. W skład danych wprowadzanych wchodziła informacja o nazwie jonu badanego elementu, jego stopnia jonizacji, nazwy diagnostyki, z której mają być pobierane informacje o profilach temperatury jonowej (diagTe - do wyboru były dwie opcje: HRTS lub KK3), informacje o numerze wyładowania (shot) oraz o interesującej użytkownika ramce czasu (time).

Wywoływany w pierwszej kolejności skrypt-funkcja set_line_of_sight.pro ustala parametry linii patrzenia diagnostyki VUV. W następnej kolejności skrypt read_te_ne_profiles.pro pobiera dane o profilach T_e i n_e z wybranych baz danych i dokonuje ich interpolacji przy użyciu funkcji zapisanych w skrypcie make_estimation.pro. Postać funkcji interpolacyjnych jest następująca:

$$n_e = \frac{1}{2} \cdot (n_e^{\max} - n_e^{\min}) \cdot (1 + c_0 \cdot r + c_1 \cdot r^2 + c_2 \cdot r^3) \cdot (1 - \tanh(r - \frac{c_4}{c_3})) + n_e^{\min}$$

$$T_e = \frac{1}{2} \cdot (T_e^{\max} - T_e^{\min}) \cdot (1 + c_0 \cdot r + c_1 \cdot r^2 + c_2 \cdot r^3) \cdot (1 - \tanh(r - \frac{c_4}{c_3})) + T_e^{\min}$$

W oparciu o uzyskane dane i przy użyciu skryptu-funkcji `get_emissivity.pro` obliczana jest wartość Rho dla zadanej linii patrzenia. Wartość ta jest zwracana do głównego skryptu-funkcji `get_effective_rho.pro`, a z tego miejsca do skryptów używających Rho do dalszych obliczeń. Opisany zestaw procedur został napisany w taki sposób, aby można było za jego pomocą liczyć wartość Rho nie tylko dla niklu, ale także dla takich zanieczyszczeń w plazmie jak: Ar, Ca, Cr, Fe, Cu, Kr i Mo.

Dodatkowo w ramach kampanii na JET w 2019 r. dokonano przeglądu i serwisu procedur sterowania systemu diagnostyki KX1 – spektrometru wysokiej rozdzielczości na kryształach Braga, zawartych w interfejsie Matlaba.

System interfejsu Matlaba spełnia następujące role:

- ustawianie podstawowych parametrów pracy systemu w pliku `GEM_SETUP`.
- aktywna stabilizacja wzmocnienia detektora i regulacja zakresu energetycznego pomiaru przez korekcję napięcia HV
- kalibracja kanałów pomiarowych poprzez korekcję wzmocnienia ładunkowego
- bieżąca wizualizacja pomiarów.

Optymalizacja parametrów skalowania i kalibracji ma znaczny wpływ na skuteczne działanie systemu. Dane kalibracyjne (pliki serwera) pobierane są cyklicznie cały czas z przerwami na wyładowania plazmy. Proces skalowania i kalibracji wymaga długo okresowych pomiarów ze względu na niską intensywność referencyjnego źródła radioaktywnego izotopu $F55$ o okresie połowicznego rozkładu ok. 2.7 lat.

W wyniku przeprowadzonych testów zostały zmodyfikowane następujące parametry:

- `DAT.P {2,2}` = 600s - czas akwizycji podstawowej jest zwiększony z 5 do 10 minut, a więc mniej plików jest generowanych przez serwer (jeden pomiar pomiędzy strzałami plazmy).
- `DAT.P{2,1}` = 10 - Ilość elementarnych plików danych serwera kumulowanych dla procesu skalowania.
- `DAT.{3,1}` = [200,400] - minimalna i maksymalna liczba plików kumulowanych dla procesu kalibracji (korekcji) kanałów pomiarowych. A więc zwiększona została statystyka pomiaru, a proces kalibracji odbywa się co drugi dzień (zamiast codziennie) o ustalonej godzinie, np. 0:0.

Celem zwiększenia skuteczności procesu regulacji wzmocnienia detektora (zakresu energetycznego) ustalono czułość regulacji 10 V/keV i 15 V/keV dla 1 i 2 systemu odpowiednio (parametry wewnętrzne). Ponadto pamiętane są ostatnie ustawienia napięcia HV po przerwaniu procesu. Energetyczny zakres pomiarowy został ustalony na poziomie 15 keV - parametr `SET.EG(3)`.

Dodatkowo, pojawił się problem z ograniczeniem pamięci operacyjnej w wyniku przetwarzania tablic danych o dużych rozmiarach ($127 - \text{wartości ładunku klastra} \times 256 - \text{liczba kanałów} \times N - \text{liczba interwałów czasowych}$). Zmieniony więc został źródłowy format danych na `uint16` zamiast formatu `double`.

W ramach projektu zweryfikowana została również struktura i konsystencja sygnałów detektora odpowiadających klastrowi ładunku generowanego pojedynczym fotonem. Typowy klaster obejmuje rozmiarem 2-3 kanały pomiarowe.

Wskazana jest regularna okresowa obserwacja i weryfikacja ustawionych parametrów skalowania, kalibracji i regulacji wzmocnienia detektora diagnostyki KX1 na JET.

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

W ramach pracy w projekcie MST1 stworzono nową gałąź kodu JOREK, która została w całości dostosowana do prowadzenia symulacji dla tokamaka TCV (nie było to nigdy wcześniej możliwe). Obecnie repozytorium umieszczone jest na platformie ITER i pozwala na prowadzenie symulacji numerycznych przy użyciu kodu JOREK dla TCV.

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

Kierownik zadania: T. Pisarczyk, tadeusz.pisarczyk@ifpilm.pl

Zadania realizowane w ramach projektów Eurofusion WPENR: ENR-IFE19.CCFE-01 oraz WP-ER: ENR-IFE19.CEA-01

1) Opis;

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

Osoba kontaktowa: J. Badziak, jan.badziak@ifpilm.pl

Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion WPENR: ENR-IFE19.CCFE-01

W fuzji inercyjnej wykorzystującej lasery (w skrócie - fuzji laserowej) energia jest produkowana w krótkotrwałych eksplozjach paliwa termojądrowego (DT lub innego) skupionego w kulistej kapsule i ściśniętego do bardzo dużych gęstości pod działaniem promieniowania laserowego (napędzanie bezpośrednie) lub promieniowania rentgenowskiego wytworzonego przez laser (napędzanie pośrednie). W tradycyjnym wariantcie fuzji laserowej podgrzanie paliwa do wymaganej temperatury (~ 100 mln K) i jego zapłon następuje samoczynnie w wyniku kompresji (ściskania) paliwa. Ten wariant fuzji jest obecnie badany na urządzeniu National Ignition Facility (NIF) w USA, na którym przewiduje się osiągnięcie warunków umożliwiających zapłon paliwa DT i wyprodukowanie energii dziesięciokrotnie wyższej od energii lasera (współczynnika wzmocnienia energii $G \sim 10$). Realizacja fuzji z samoczynnym zapłonem paliwa (motywowana na NIF m.in. potencjalnymi aplikacjami militarnymi) naraża jednak na szereg trudności wynikających m.in. z konieczności zapewnienia bardzo wysokiej symetrii kompresji oraz użycia lasera o bardzo dużej energii (≥ 5 MJ) dla uzyskania wysokiego współczynnika wzmocnienia energii ($G \sim 100$) niezbędnego dla ekonomicznie opłacalnej produkcji energii w reaktorze w warunkach komercyjnych. Z tego względu proponowane są i badane inne warianty fuzji laserowej pozbawione wad opcji tradycyjnej.

Szybki zapłon jonowy (ang. ion fast ignition – IFI) paliwa termojądrowego to obiecujący wariant fuzji laserowej potencjalnie umożliwiający zapłon paliwa przy energiach drivera znacznie mniejszych niż w przypadku tradycyjnego schematu z samoczynnym zapłonem, a jednocześnie zapewniający wyższy współczynnik wzmocnienia G układu termojądrowego. W tym wariantcie zapłon ściśniętego paliwa następuje nie w sposób samoczynny, lecz w wyniku jego gwałtownego podgrzania intensywnym strumieniem energii pochodzącym z zewnętrznego źródła. Według obecnej wiedzy, jonowy zapłon paliwa DT skompresowanego do gęstości $\sim 300 - 400$ g/cm³ wymaga wiązki jonów, której przybliżone parametry są następujące: natężenie wiązki $I_b \sim 1020$ W/cm², fluencja $F_b \sim 1$ GJ/cm², energia wiązki $E_b \geq 10$ kJ, czas trwania impulsu jonowego $\tau_b \sim 1-10$ ps, gęstość jonów $n_i \sim 10^{22}$ cm⁻³, średnia energia jonów (w wiązce o możliwie wąskim widmie) $E_i \sim 10 - 40$ MeV/amu (np. Fernandez et al. Nucl. Fusion 54, 054006, 2014). Uzyskanie takich parametrów wiązki w konwencjonalnych akceleratorach jonów nie jest możliwe i jedynymi znanymi obecnie układami, które potencjalnie mogą wytworzyć takie wiązki jonów są akceleratory laserowe. Jak pokazują dotychczasowe badania teoretyczne i numeryczne jednoczesne spełnienie w/w wymagań przez wiązkę protonów wytwarzaną laserem może być bardzo trudne, głównie ze względu na konieczność wygenerowania bardzo dużej ilości protonów ($\sim 10^{16}$) o odpowiednich energiach i konieczność zogniskowania wiązki do rozmiarów $\sim 20-40$ μ m. W przypadku cięższych jonów takich jak jony węgla – ze względu na znacznie wyższe wymagane energie tych jonów - niezbędne ilości jonów są znacznie mniejsze: $\sim 10^{14}$ dla jonów C, a ponadto ogniskowanie wiązki jonów może nie być w tym przypadku konieczne. Własności wiązek jonów węgla generowanych laserem w warunkach odpowiadających układom IFI są jednak słabo poznane, co w szczególności uniemożliwia przeprowadzenie realistycznych symulacji oddziaływania tych wiązek ze skompresowanym paliwem DT i tym samym realistyczną ocenę parametrów wiązki jonów wymaganych dla zapłonu paliwa.

Głównym celem prac zaplanowanych na 2019r. w tym zadaniu było zbadanie własności wiązek jonów węgla przyspieszanych laserem przy realistycznych parametrach lasera i tarczy węglowej odpowiadających fuzyjnym układom IFI. Dla realizacji tego celu przeprowadzone zostały symulacje numeryczne na superkomputerze Hydra w Interdyscyplinarnym Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego Uniwersytetu Warszawskiego. Symulacje wykonano przy pomocy zaawansowanego, wielowymiarowego (2D3V) kodu

komputerowego PICDOM, typu „particle-in-cell”, opracowanego w IFPiLM. Badania numeryczne procesu laserowej akceleracji jonów węgla oraz różnorodnych charakterystyk generowanych wiązek jonowych (m. in. rozkłady przestrzenne gęstości jonów, elektronów i pól elektrycznych w plazmie, widma energetyczne jonów, rozkłady przestrzenne i kątowne natężenia wiązki jonów, czasowe rozkłady natężenia i mocy wiązki jonów, fluencja i całkowita energia wiązki) przeprowadzono dla laserów o skrajnie różnych długościach fali: lasera podczerwonego Nd o długości fali $\lambda = 1.05 \text{ }\mu\text{m}$ oraz lasera ultrafioletowego KrF o $\lambda = 0.25 \text{ }\mu\text{m}$. Badano w szczególności zależność charakterystyk wiązki jonów od grubości tarczy węglowej LT i odległości od tarczy (m. in. w tak zwanej strefie dalekiej $x \gg LT$) przy ustalonej energii lasera (100 kJ) i czasie trwania impulsu laserowego (1 ps).

W ramach niniejszego zadania wykonano również pomiary silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) wytwarzanych przy oddziaływaniu impulsów laserowych z tarczą stałą na układzie PALS (Praga) i laserze femtosekundowym 10 TW w IFPiLM.

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

Osoba kontaktowa: T. Pisarczyk, tadeusz.pisarczyk@ifpilm.pl

Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion WP-ER: ENR-IFE19.CEA-01

W 2019 r. kontynuowane były kompleksowe badania plazmy ablacyjnej oraz emisji elektronów i jonów na eksperymencie PALS, generowanej przy oświetleniu tarcz jedno- i wielowarstwowych promieniowaniem pierwszej harmonicznej laserowego jodowego. Badania te dotyczą poznania mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialnych za transport energii promieniowania laserowego do fali uderzeniowej z udziałem szybkich elektronów oraz określenia ich roli w uzyskaniu wymaganego ciśnienie ablacyjnego ($>300 \text{ Mbar}$) fali uderzeniowej, do zapoczątkowania zapłonu termojądrowego.

W dotychczasowych badaniach na PALS wykorzystywane były:

- spektroskopowe diagnostyki dostępne na PALS, pozwalające mierzyć zintegrowaną w czasie emisję gorących elektronów, takie jak: (i) 2D zobrazowanie emisji $K\alpha$ z Cu do pomiaru populacji szybkich elektronów i ich energii, oraz (ii) magnetyczny spektrometr elektronów do rejestracji kątowych rozkładów energii elektronów z ekspansji plazmy oraz
- 3-kadrowa interferometria umożliwiająca uzyskać informację o scalelength i maksymalnym gradiencie koncentracji elektronowej w badanej plazmie, parametrach istotnych z punktu widzenia indentyfikacji mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego.

Biorąc pod uwagę dotychczasowe badania na PALS szczególnie interesującym obszarem badań jest poznanie czasowej emisji gorących elektronów generowanych w wyniku różnych mechanizmów w odniesieniu do profilu czasowego impulsu oraz powiązanie tej emisji z rozkładami prądu elektronów emitowanych, zarówno w kierunku od jak i do tarczy. Mechanizmy te zależą od długości fali promieniowania laserowego stosowanego do generacji plazmy.

W związku z powyższym do badań na eksperymencie PALS zaproponowane zostały dwie nowe unikalne diagnostyki, a mianowicie:

- 1) pomiary emisji gorących elektronów za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $K\alpha$ Cu z rozwinięciem czasowym za pomocą smugowej kamery rentgenowskiej,
- 2) pomiary SPM za pomocą 3-kadrowego polaro-interferometru pracującego w opcji kompleksowej interferometrii.

W badaniach stosowane był tarcze jedno- lub wielowarstwowe z warstwą znacznika czułą na różne energie szybkich elektronów.

Istotnym uzupełnieniem tych diagnostyk są:

- pomiary rozkładów kątowych widm elektronów za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów oraz
- pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej.

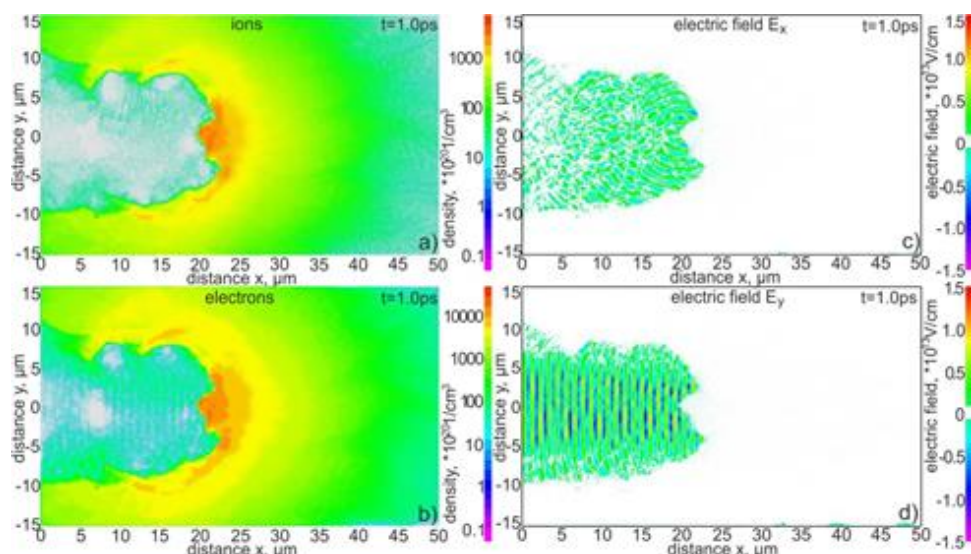
2) wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

a) rozwiązanie problemu naukowego,

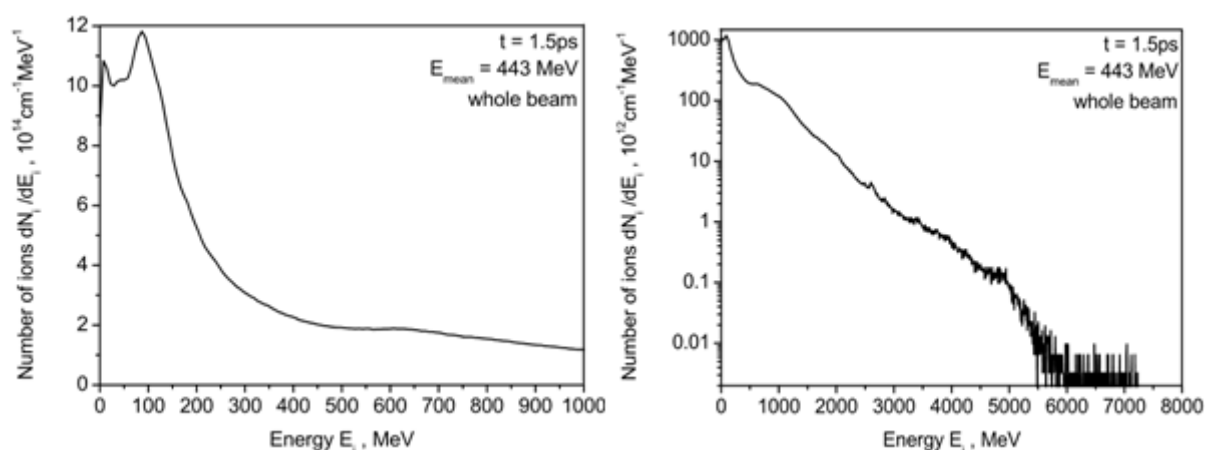
6.1. Badania nad wariantami fuzji inercyjnej charakteryzującymi się dużym zyskiem energetycznym

Symulacje numeryczne wykonano dla ustalonych wartości energii (100kJ) i czasu trwania impulsu (1ps) lasera IR (Nd, 1.05 μm) i lasera UV (KrF, 0.25 μm) przy natężeniach szczytowych impulsu $4.6 \cdot 10^{22} \text{ W/cm}^2$ i $1.0 \cdot 10^{23} \text{ W/cm}^2$ odpowiadających aperturom wiązki laserowej $dL = 15 \mu\text{m}$ i $10 \mu\text{m}$. Grubość płaskiej tarczy węglowej LT o gęstości odpowiadającej gęstość diamentu zmieniano w granicach od $3 \mu\text{m}$ do $30 \mu\text{m}$.

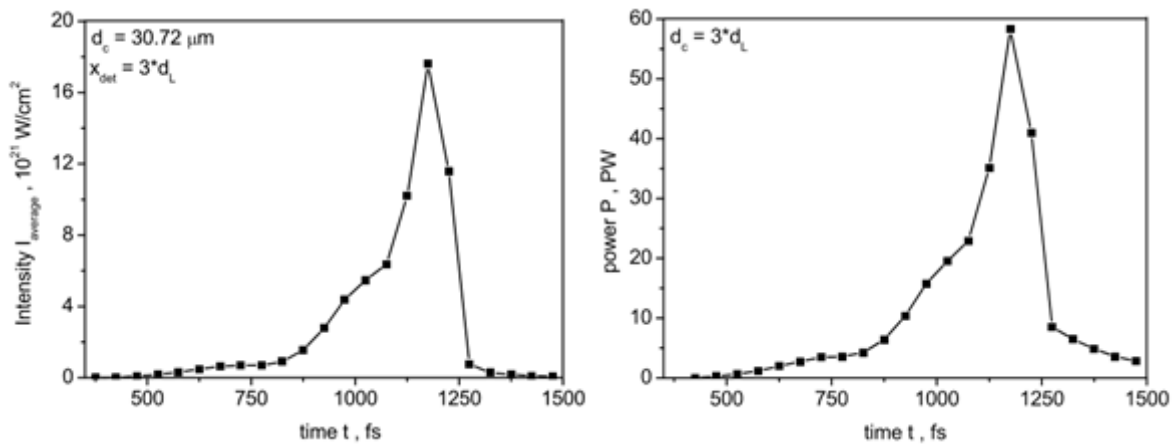
Przykładowe charakterystyki wiązki jonów węgla generowanych laserem IR o natężeniu 10^{23} W/cm^2 z tarczy o grubości $18 \mu\text{m}$ prezentują rysunki od 6.1.1 do 6.1.6 oraz tabele 6.1.1 i 6.1. 2. Charakterystyki te obliczano zarówno w strefie bliskiej (odległość od tarczy $x \sim L_T$) jak i w strefie dalekiej ($x \gg L_T$). W obliczeniach dla strefy dalekiej uwzględniono fakt trójwymiarowego rozlotu wiązki jonowej.



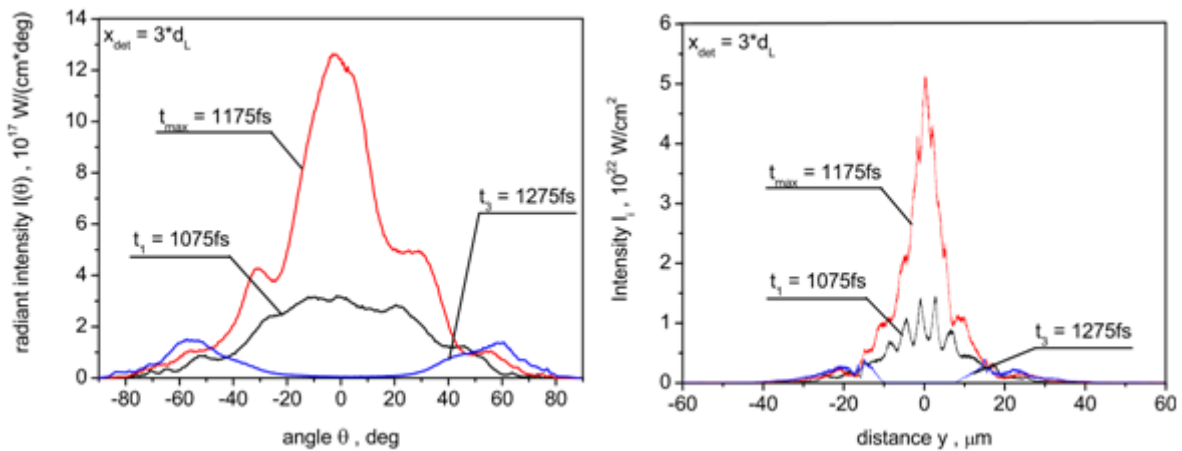
Rys. 6.1.1. Rozkłady przestrzenne gęstości jonów i elektronów oraz pól elektrycznych indukowanych laserem w plazmie tarczy dla wybranej fazy akceleracji jonów. Rozkłady te dowodzą, że podstawowym mechanizmem akceleracji jest tzw. mechanizm RPA, tzn. jony i elektrony są przyspieszane ciśnieniem światła wiązki laserowej. Pod wpływem działania tego ciśnienia gęstość pęku jonów w pobliżu osi akceleracji ($y = 0$) jest w tej fazie akceleracji większa niż gęstość ciała stałego (gęstość tarczy).



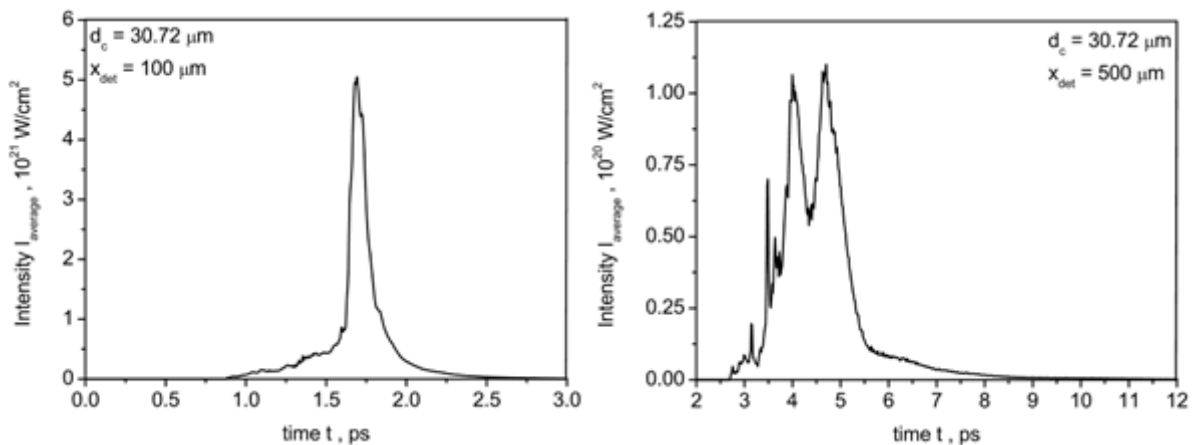
Rys. 6.1.2. Widmo energetyczne jonów w końcowej fazie akceleracji w skali liniowej (rysunek lewy) i logarytmicznej (rysunek prawy). Średnie energie jonów są zbliżone do optymalnych dla zapłonu paliwa DT ($\sim 400 - 600 \text{ MeV}$), ale szerokość widma jest znacznie szersza od optymalnej.



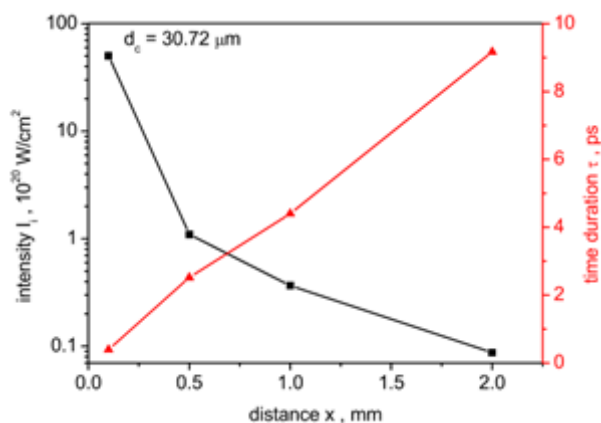
Rys. 6.1.3. Rozkłady czasowe natężenia i mocy wiązki jonowej (impulsy jonowe) w strefie bliskiej ($x = 30 \mu\text{m}$). Wartości szczytowe natężenia i mocy są ekstremalnie wysokie ($> 10^{22} \text{ W/cm}^2$ i $> 50 \text{ PW}$, odpowiednio), znacznie wyższe od wymaganych dla IFI.



Rys. 6.1.4. Rozkład kątowy (rys. lewy) i rozkład przestrzenny (rys. prawy) natężenia wiązki jonów w strefie bliskiej ($x = 30 \mu\text{m}$) w trzech chwilach czasu: na przednim zboczku impulsu jonowego ($t_1 = 1025 \text{ fs}$), w maksimum impulsu ($t_{\text{max}} = 1125 \text{ fs}$) i na tylnym zboczku impulsu ($t_3 = 1225 \text{ fs}$). Najwyższe natężenia obserwuje się w pobliżu osi wiązki laserowej, jednak rozbieżność kątowa wiązki jonowej jest znaczna, $\sim 40 - 50 \text{ deg}$.



Rys. 6.1.5. Rozkłady czasowe natężenia wiązki jonowej w strefie dalekiej: $x = 100 \mu\text{m}$ i $x = 500 \mu\text{m}$. Ze wzrostem odległości od tarczy zmienia się nie tylko natężenie szczytowe (maleje) i długość impulsu jonowego (rośnie), ale również zmienia się kształt impulsu.



Rys. 6.1.6. Zależność natężenia szczytowego i długości impulsu jonowego od odległości x od tarczy. Długość impulsu jonowego rośnie z odległością x ; powodem tego jest dyspersja prędkości jonów. Natężenie szczytowe impulsu gwałtownie maleje ze wzrostem x . Przyczyną tego gwałtownego spadku jest zarówno dyspersja prędkości jonów jak i rozbieżność kątowa wiązki jonów (czynnik główny). Przy stosunkowo dużych odległościach od tarczy ($x > 0.5$ mm), natężenie impulsu jonowego jest niższe od wymaganego dla IFI.

Tabela 6.1.1. Fluencja wiązki jonów [GJ/cm 2] w obszarze o średnicy 30 μ m i 50 μ m zarejestrowana w odległości 100 μ m i 500 μ m od tarczy.

	detector position= 100 μ m	detector position = 500 μ m
detector aperture= 30 μ m	1.01	0.155
detector aperture = 50 μ m	0.93	0.147

Tabela 6.1.2. Energia wiązki jonów [kJ] w obszarze o średnicy 30 μ m i 50 μ m zarejestrowana w odległości 100 μ m i 500 μ m od tarczy.

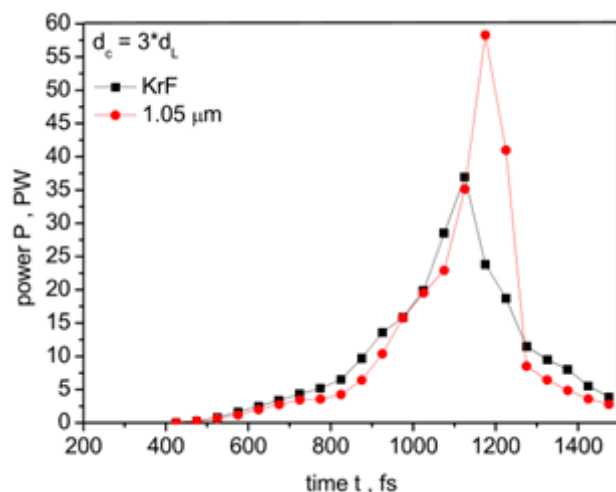
	detector position = 100 μ m	detector position = 500 μ m
detector aperture= 30 μ m	7.14	1.096
detector aperture = 50 μ m	18.26	2.886

Zarówno fluencja wiązki jonów jak i energia wiązki w obszarze użytecznym dla IFI (< 50 μ m) jest niższa od wymaganej przy odległościach od tarczy > 100 μ m. Wielkości te przyjmują wartości zbliżone do wymaganych dla IFI tylko w strefie bliskiej ($x \sim L_T$).

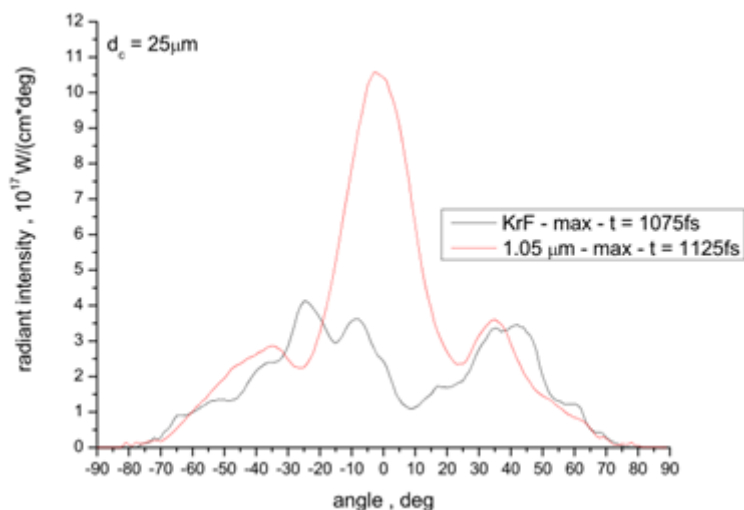
Na rysunkach 6.1.7 – 9 przedstawiono porównanie wybranych charakterystyk wiązki jonowej wytworzonej laserem IR (Nd, 1.05 μ m) lub laserem UV (KrF, 0.25 μ m) z tarczy węglowej o $L_T = 18$ μ m. Natężenia szczytowe impulsów lasera IR i UV są takie same i równe 10^{23} W/cm 2 .

Efektywna (FWHM) szerokość rozkładu kątownego jak i przestrzennego natężenia wiązki jonowej w strefie bliskiej jest mniejsza w przypadku wiązki generowanej laserem IR.

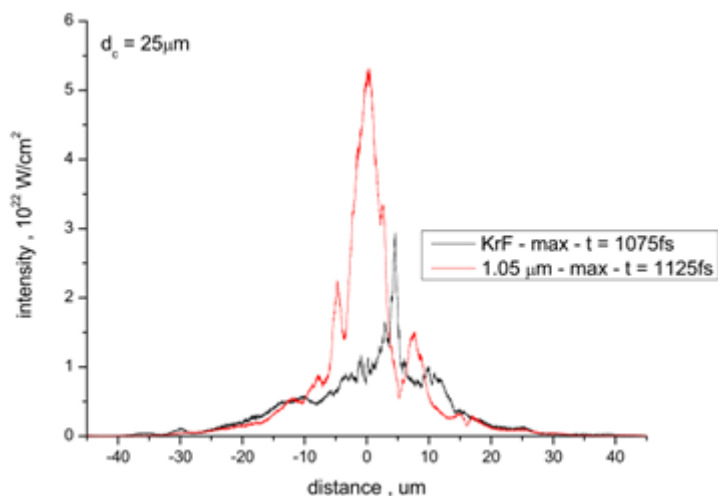
Rysunki 6.1.10 i 6.1.11 prezentują zależność wybranych parametrów wiązki jonów generowanej laserem UV od grubości tarczy węglowej. Na przedstawionych rysunkach szerokość wiązki laserowej d_L w przypadku tarcz o grubościach 3 μ m, 6 μ m i 12 μ m wynosiła 15 μ m zaś w przypadku tarcz o grubościach 18 μ m i 30 μ m przyjęto $d_L = 10$ μ m (zmniejszenie szerokości wiązki, a tym samym zwiększenie natężenia wiązki w przypadku tarcz grubszych było niezbędne dla uzyskania średnich energii jonów użytecznych dla IFI).



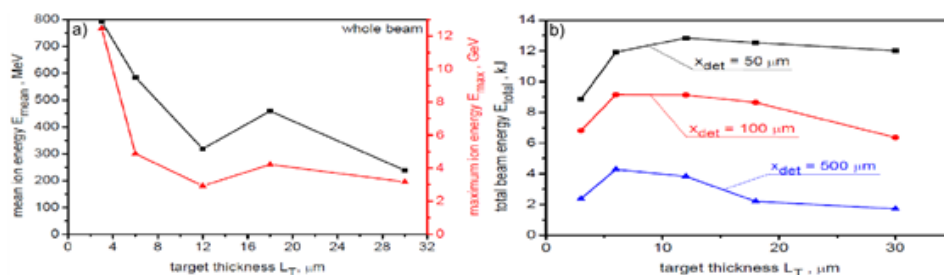
Rys. 6.1.7. Rozkład czasowy natężenia wiązki jonowej w strefie bliskiej ($x = 30 \mu\text{m}$) dla przypadku drivera laserowego IR (czerwony) i UV (czarny). Natężenie szczytowe impulsu jonowego generowanego laserem IR jest około 30% wyższe niż impulsu wytworzonego laserem UV.



Rys. 6.1.8. Rozkład kątowy natężenia wiązki jonowej wytworzonej laserem IR (czerwony) i UV (czarny) zarejestrowany w maksimum impulsu jonowego w strefie bliskiej ($x = 30 \mu\text{m}$).

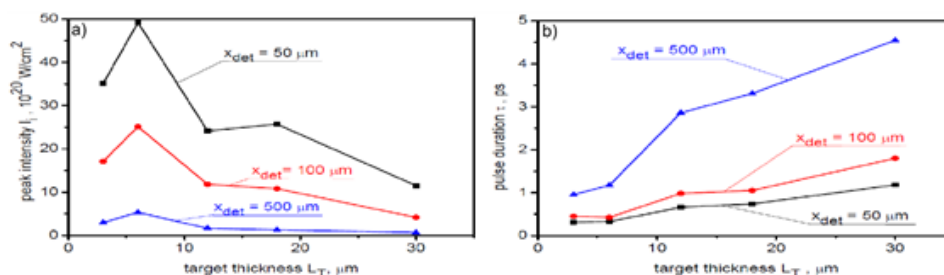


Rys. 6.1.9. Rozkład przestrzenny (wzdłuż osi y) natężenia wiązki jonowej wytworzonej laserem IR (czerwony) i UV (czarny) zarejestrowany w maksimum impulsu jonowego w strefie bliskiej ($x = 30 \mu\text{m}$).



Rys. 6.1.10. Zależność średniej i maksymalnej energii jonów (a) oraz energii wiązki jonowej (b) w obszarze o szerokości 50 μm (użytecznym dla IFI) w strefie bliskiej ($x = 50$ μm) i dalekiej ($x = 100$ μm i 500 μm) od grubości tarczy węglowej.

Przy ustalonym natężeniu wiązki laserowej zarówno średnia jak i maksymalna energia jonów maleje ze wzrostem grubości tarczy. Energia wiązki jonów osiąga maksimum przy grubości tarczy $\sim 5 - 10$ μm . Przy takiej grubości tarczy średnia energia jonów jest zbliżona do optymalnej dla IFI, jednak energia wiązki jest zbliżona do wymaganej dla IFI tylko w strefie bliskiej.



Rys. 6.1.11. Zależność natężenia szczytowego (a) i długości (b) impulsu jonowego od grubości tarczy węglowej w różnych odległościach od tarczy. Natężenie szczytowe osiąga maksymalną wartość w przypadku tarcz o grubości $\sim 5 - 10$ μm , zaś długość impulsu jonowego rośnie ze wzrostem grubości tarczy. Przy optymalnej grubości tarczy natężenie szczytowe impulsu jonowego osiąga wartości wystarczające do zapłonu paliwa DT również w strefie dalekiej przy $x \leq 0.5$ mm.

W 2019 r. przeprowadzono również szereg pomiarów na układzie laserowym PALS w Czechach. Układ laserowy PALS charakteryzuje się czasem trwania impulsu rzędu 300 ps, energią impulsu ~ 600 J i natężeniem promieniowania ~ 1016 W/cm^2 . Takie parametry są zbliżone do parametrów przewidywanych dla dużych laserowych instalacji fuzyjnych, co oznacza, że pomiary IEM na tym laserze mogą mieć potencjalnie duże znaczenie dla przyszłych eksperymentów fuzyjnych.

W 2019 r. przeprowadzono dwie sesje pomiarowe na układzie PALS, w maju i grudniu:

- Majowa sesja pomiarowa została przeprowadzona została gościnnie podczas tygodniowego eksperymentu T. Chodukowskiego i S. Borodziuka poświęconego badaniu akceleracji plazmy przy użyciu tarcz z wnęką. W poprzednich latach przy takich eksperymentach zaobserwowano IEM o bardzo dużej sile, jednak nie były one wówczas przedmiotem pomiarów. Pomiary IEM przeprowadzono przy użyciu sond D-dot Prodyn FD5C oraz pętli Moebiusa wykonanych przez IFPiLM. Postępem w stosunku do wcześniejszych pomiarów IEM na układzie PALS był jednoczesny pomiar dwóch ortogonalnych składowych pól elektromagnetycznych, tangencjalnej i aksjalnej (równoległej do osi tarczy). Według najprostszego obrazu powstawania IEM w przypadku wektora indukcji magnetycznej powinna dominować składowa tangencjalna, a dla natężenia pola elektrycznego – składowa aksjalna. Okazało się jednak, że dla składowej aksjalnej indukcji magnetycznej także uzyskuje się dość mocny sygnał. To oznacza, że dla pełniejszego zrozumienia powstawania silnego IEM w komorze lasera PALS potrzebne jest dokładne modelowanie komputerowe. W trakcie tygodniowej sesji nie zaobserwowano jednak spodziewanych IEM o bardzo dużej sile. Dodatkowo, jakość uzyskanych wyników nie jest najwyższa, gdyż pomiary rejestrowano przy użyciu oscyloskopu o pasmie 3 GHz z częstotliwością próbkowania 10 GSa/s, wobec obawy o zniszczenie kosztownego oscyloskopu o szerokim pasmie.
- Grudniowa sesja pomiarowa, trwająca dwa tygodnie, była międzynarodowym eksperymentem dedykowanym pomiarom IEM w ramach projektu RoHGIFE, w którym uczestniczyli badacze z laboratoriów PALS, ENEA (Frascati), ELI Beamlines (Dolne Brezany) i IFPiLM. Czas pomiarowy na układzie PALS był przydzielony na zasadzie wkładu własnego laboratorium PALS do programu RoHGIFE. Celem sesji było wykonanie kompleksowych pomiarów IEM na laserze PALS z jednoczesnym użyciem wielu sond, z których przynajmniej część powinna być zdolna do rejestracji w zakresie multi-GHz. Do pomiarów użyto sond

D-dot firmy Prodyn (AD80, FD5C), sond B-dot firmy Prodyn (RB230), sond pętlowych wykonanych przez IFPiLM, sondy elektrooptycznej do bezpośredniego pomiaru natężenia pola elektrycznego firmy Kapteos, oraz sondy indukcyjnej do pomiaru prądu zwrotnego do tarczy, skonstruowanej w laboratorium PALS. Dorejestracji wyników użyto oscyloskopów 3 GHz i 6 GHz na wyposażeniu laboratorium PALS, a także 2.5 GHz, 4 GHz i 8 GHz udostępnionych wraz z klatką Faradaya przez laboratorium ELI. Oprócz pomiarów IEM były rejestrowane także widma szybkich elektronów (przy użyciu spektrometrów elektronowych opracowanych w laboratorium PALS) oraz szybkie jony (detektor diamentowy plus kolektor jonów). W ramach sesji oddano 65 strzałów, głównie do tarcz węglowych (2,5 mm, 5 mm) i tantalowych (1 mm), a także kilka strzałów do tarczy miedzianej (5 mm) i tytanowej (250 mikrometrów). Uzyskane wyniki jednoznacznie potwierdziły przydatność sond przewodzących do pomiaru IEM (co było wcześniej kwestionowane, m.in. w oparciu o pomiary z PALS-a). Pokazano także ponad wszelką wątpliwość, że sygnał IEM ma charakter wyraźnego silnego impulsu początkowego, po którym następują zanikające oscylacje, wbrew supozycjom, że jest to sygnał chaotyczny i narastający stopniowo. Zebrany materiał powinien pozwolić na dość dokładne scharakteryzowanie IEM na laserze PALS, co z kolei powinno być dobrym punktem wyjściowym do stworzenia fizycznego modelu powstawania takiego impulsu. Przygotowywany jest artykuł podsumowujący wyniki uzyskane na PALS-ie.

Dodatkowo w 2019 r. przeprowadzono pomiary IEM na laserze femtosekundowym 10TW w IFPiLM. Dla uzyskania dokładnej charakterystyki IEM ważna jest możliwość wyznaczania dwóch prostopadłych składowych pól elektromagnetycznych w tym samym czasie i tym samym punkcie. W tym celu w IFPiLM została skonstruowana w postaci dwóch skrzyżowanych pętli Moebiusa do jednoczesnego pomiaru dwóch prostopadłych składowych wektora indukcji magnetycznej. W 2019 r. wykonano kalibrację tej sondy w komorze bezdechowej przy użyciu komercyjnej sondy B-dot i anteny mikrofalowej jako źródła sygnału. Następnie przy użyciu tej sondy wykonano pomiary silnych IEM generowanych w oddziaływaniu lasera fs 10 TW z tarczą masową. Otrzymane wyniki wskazują na istotną rolę składowej równoległej do podstawki tarczy, przy dominacji składowej tangencjalnej. Uzyskane wyniki będą użyteczne przy opracowywaniu ilościowego modelu generacji IEM na laserze w IFPiLM. Przygotowywany jest artykuł opisujący badanie przeprowadzone na laserze IFPiLM.

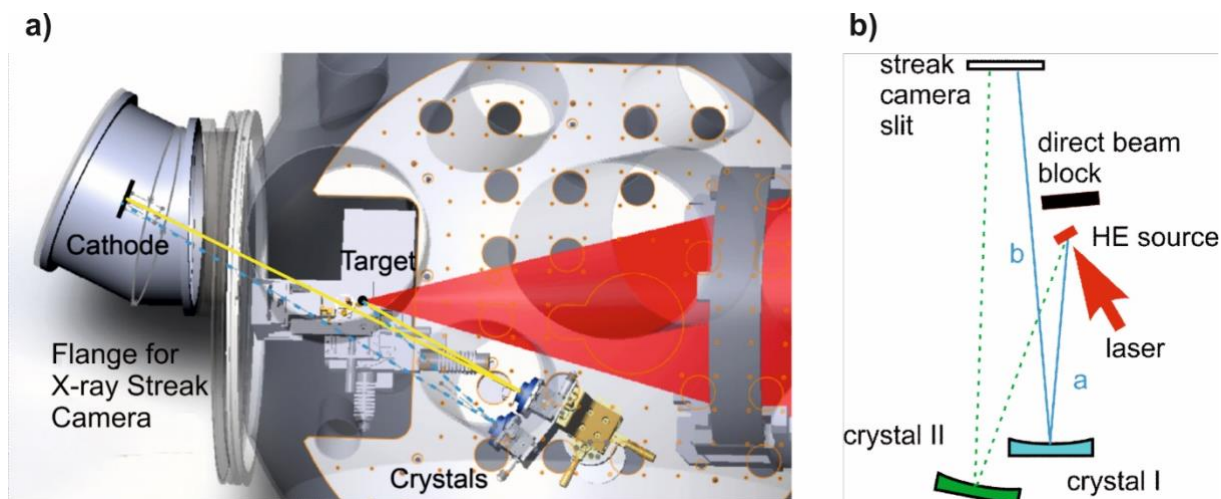
Podsumowując zadania wykonane w 2019 r. jako jedno z największych osiągnięć określić można zbadanie wpływu grubości tarczy na własności wiązek jonów węgla wytwarzanych impulsem laserowym przy realistycznych parametrach drivera laserowego i tarczy adekwatnych dla jonowego szybkiego zapłonu paliwa DT. Uzyskane wyniki umożliwiają optymalizację procesu akceleracji jonów i znaczące podwyższenia parametrów generowanych wiązek jonów.

Przeprowadzony został kompleksowy pomiar IEM na laserze PALS przy użyciu szerokiego zestawu sond zdolnych do rejestracji sygnału w zakresie multi-GHz. Jest to bardzo ważny krok dla pełnego zrozumienia mechanizmów generacji i propagacji IEM w układach laserowych z impulsem o energii rzędu kJ. Przygotowany został artykuł wprowadzający do tematyki IEM na układach laserowych wielkiej mocy.

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

W celu pomiaru czasowej ewolucji szybkich elektronów za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $K\alpha$ z miedzi został zainstalowany układ składający się z dwóch sferycznie wygiętych kryształów z kwarcu (422), w połączeniu z rentgenowską kamerą smugową, pracującą z sub-nanosekundową rozdzielczością czasową, którego widok oraz schemat optyczny pokazany jest na rys. 6.2.1.

Obrazy rentgenowskie powstające w wyniku dyfrakcji emisji linii $K\alpha$ -Cu na kryształach z kwarcu, wygiętego sferycznie na promieniu 380 mm, rejestrowane były za pomocą szybkiej rentgenowskiej kamery smugowej - Kentech. Odbicie promieniowania Cu $K\alpha$ (z energią fotonu $E = 8047.8$ eV) od powierzchni kryształu równoległej do płaszczyzn dyfrakcyjnych (422) odpowiada quasi-normalnej konfiguracji zobrazowania z centralnym kątem Bragga $\theta_B = 88,15^\circ$. W tych warunkach system zapewnia minimalne zniekształcenia geometryczne. Optymalne warunki zobrazowania uzyskano dla odległości tarczy od kryształu, 263,1 mm, oraz odległości kryształu od detektora, 682,5 mm, dla których powiększenie w płaszczyźnie południkowej wynosi $M=2,6$. Emisję promieniowania rentgenowskiego obserwowano pod kątem $\psi=66^\circ$ od powierzchni tarczy. Biorąc pod uwagę kołową aperturę kryształu, $\Phi 24$ mm, zakres energii fotonów odbijanych od powierzchni kryształu jest ograniczony do $\Delta E = 7,32$ eV, co wystarcza do pokrycia pełnego profilu emisji linii $K\alpha_1$ z Cu (przy szerokości FWHM wynoszącej 2,29 eV).



Rys. 6.2.1. Układ spektroskopowy do pomiaru czasowej emisji gorących elektronów oparty na 2D zobrazowaniu emisji K α z miedzi: a) widok poglądowy spektrometru i b) schemat optyczny.

Powiększony obraz obszaru emitującego linię K α -Cu jest rzutowany na szczelinę wejściową kamery o szerokości 120 μm . Odczyt sygnału odbywa się za pomocą optycznie sprzężonej kamery CCD o rozdzielczości 1392×1040 pikseli o wymiarze piksela 6,45 μm co odpowiada przestrzennej rozdzielczości 4,58 μm wzdłuż powierzchni tarczy i czasowej 2,66 ps w kierunku prostopadłym tarczy.

W badaniach stosowane były tarcze masywne oraz folie (o grubości 1 i 7 μm) z miedzi, a także tarcze wielowarstwowe z warstwą znacznika czułą na różne energie szybkich elektronów. Tarcze oświetlane były za pomocą 1-harmonicznej lasera jodowego PALS ($\lambda=1.315 \mu\text{m}$, $\Delta t=350 \text{ ps}$) o energii w zakresie 250 – 700 J, zogniskowanej do ogniska o minimalnej średnicy, co pozwalało uzyskać maksymalną intensywność $> 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Aby uzyskać informacje o energii szybkich elektronów stosowane były tarcze podwójne, składające się z masywnej płaskiej tarczy miedzianej pokrytej cienką folią plastikową o różnych grubościach: 15, 25, 50, 100 i 150 μm . Aby rejestrować widma za pomocą spektrografu rentgenowskiego folie plastikowe były specjalnie domieszkowane chlorem.

Przykładowe przestrzenno-czasowe rozwinięcia emisji K α -Cu obrazujące ewolucję gorących elektronów z tarcz o różnej konstrukcji generowanych przy oświetleniu promieniowaniem laserowym 1-harmonicznej, przedstawia rys. 6.2.2.

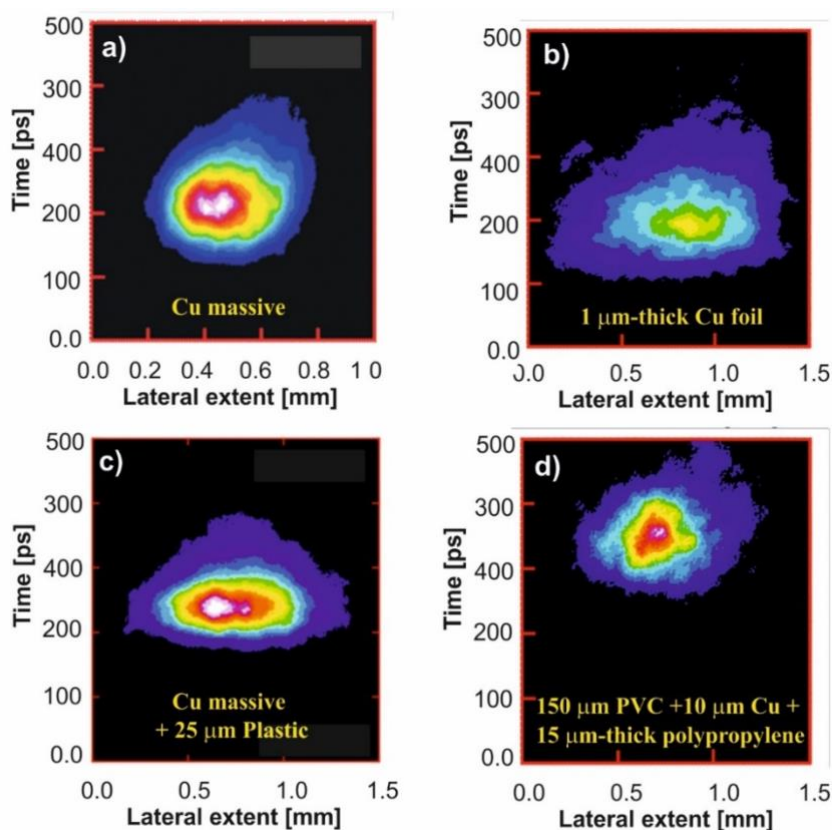
W przypadku tarczy masywnej z Cu, rys. 6.2.2a, oświetlanej wiązką laserową o energii 642 J, szerokość przestrzenna FWHM wynosi 298 μm i wynika z wymiaru wiązki laserowej zogniskowanej do średnicy $\sim 100 \mu\text{m}$ oraz z poprzecznego rozproszenia gorących elektronów na powierzchni tarczy. Czas trwania emisji FWHM wynosi 90 ps i jest znacznie krótszy niż długość impulsu laserowego. Odpowiada to tylko ułamkowi emisji z powłoki K w wyniku oddziaływania gorących elektronów.

Porównanie profilów czasowych emisji K α z tarczy masywnej z Cu z emisją z cienkiej folii z Cu o grubości 7 μm , przedstawiono na rys. 6.2.3. Profile czasowe pokazane na tych wykresach zostały zeskanowane w zakresie przestrzennym blisko maksimum intensywności sygnału. Początek osi czasowej związany jest opóźnieniem rejestracji obrazu przez kamerę, które wynosi 6 ns w stosunku do maksimum impulsu laserowego i jest spowodowane widmowym ograniczeniem czułość zastosowanej fotokatody, co uniemożliwiało precyzyjną absolutną bezwzględną kalibrację czasową sygnału kamery względem maksimum impulsu laserowego. Ostatnie wyniki spektroskopii rentgenowskiej wskazują jednak na opóźnienie czasowe wynosi około 300 ps między maksimum impulsu laserowego, a wytwarzaniem gorących elektronów.

Rys. 6.2.3 pokazuje charakterystyczne cechy produkcji gorących elektronów (HE) - stosunkowo nagły wzrost sygnału i jego wolniejsze wygaszanie. Jest to szczególnie widoczne w przypadku strzałów laserowych o niższej energii. Przy większej energii rozbieżność między czasem narastania i opadania jest mniej wyraźna. We wszystkich przypadkach czas trwania produkcji gorących elektronów jest znacznie krótszy niż długość impulsu FWHM (około 300 ps). Przy większych energiach lasera produkcja gorących elektronów rozpoczyna się wcześniej, co można jakościowo wytłumaczyć szybszym tworzeniem warunków środowiskowych

(w szczególności długości skali plazmy-scalelength) odpowiednich dla wytwarzania gorących elektronów. Z drugiej strony, wcześniejsze wytwarzanie gorących elektronów z cienkich folii jest nieco zagadkowe, jego wyjaśnienie wymaga szczegółowego modelowania hydrodynamicznego obejmującego alternatywne mechanizmy wytwarzania gorących elektronów i uwzględnienia innych zjawisk.

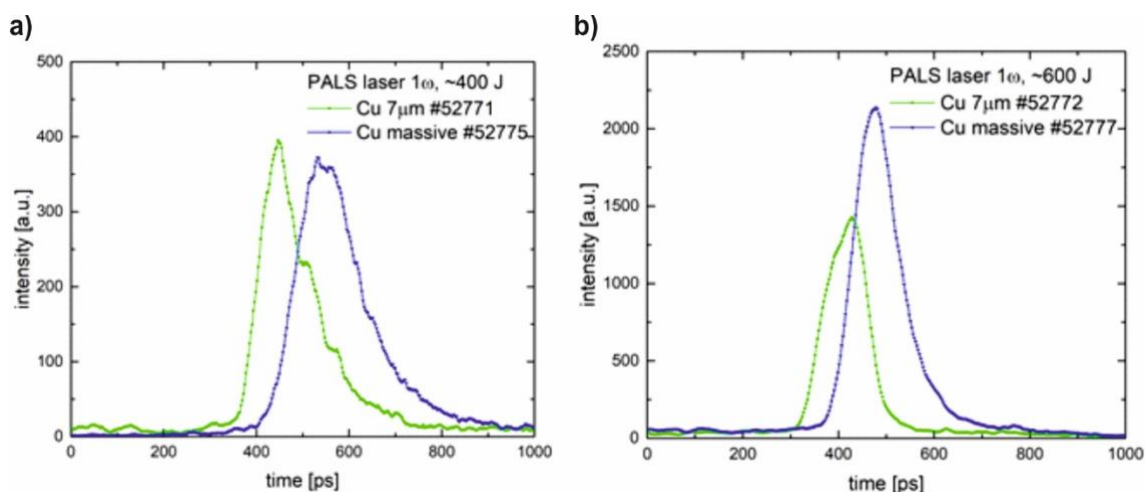
Na rys. 6.2.4 przedstawiono profil czasowy emisji $K\alpha$ z Cu w przypadku masywnych tarcz z Cu pokrytych warstwą plastiku o grubości $25\text{ }\mu\text{m}$. Wyraźne przesunięcie emisji $K\alpha$ -Cu z plastiku w porównaniu z masywnymi tarczami z Cu może wskazywać na prędkość rozprzestrzeniania się (energii) wytworzonych gorących elektronów (ale może również odzwierciedlać różne warunki produkcji gorących elektronów). Jednakże szczegółowa interpretacja tych danych wymaga porównania z teorią.



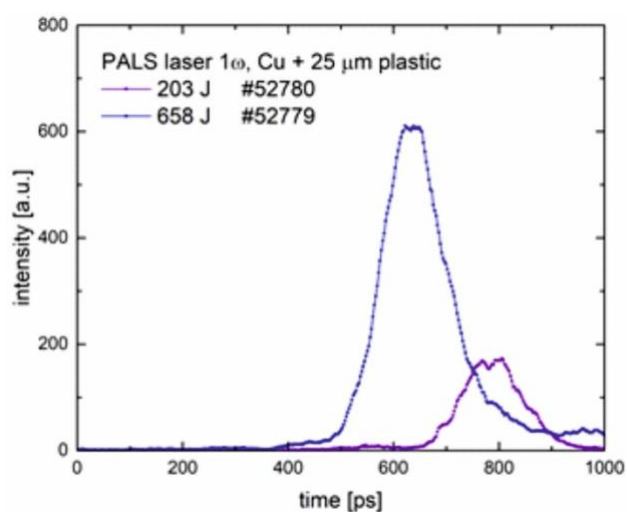
Rys. 6.2.2. Przykładowe przestrzenno-czasowe rozwinięcia emisji linii $K\alpha$ -Cu, obrazujące ewolucję gorących elektronów generowanych w przypadku tarcz: a) masywnej z Cu, b) wykonanej z folii z Cu o grubości $1\text{ }\mu\text{m}$, c) masywnej pokrytej warstwą plastiku o grubości $25\text{ }\mu\text{m}$ oraz d) wielowarstwowej składającej się z warstw: $150\text{ }\mu\text{m}$ PVC, $10\text{ }\mu\text{m}$ Cu, $15\text{ }\mu\text{m}$ polipropylenu, oświetlanych promieniowaniem 1-harmonicznej laser jodowego.

Zbiornicze porównanie parametrów emisji $K\alpha$ -Cu: HE-opóźnienia, FWHM-czasu emisji oraz XSC-zintegrowanego sygnału z kamery dla tarcz masywnych Cu i folii z Cu oraz tarcz masywnych z Cu pokrytych różnymi warstwami z plastiku, przedstawione jest odpowiednio na rys. 6.2.5 i 6.2.6.

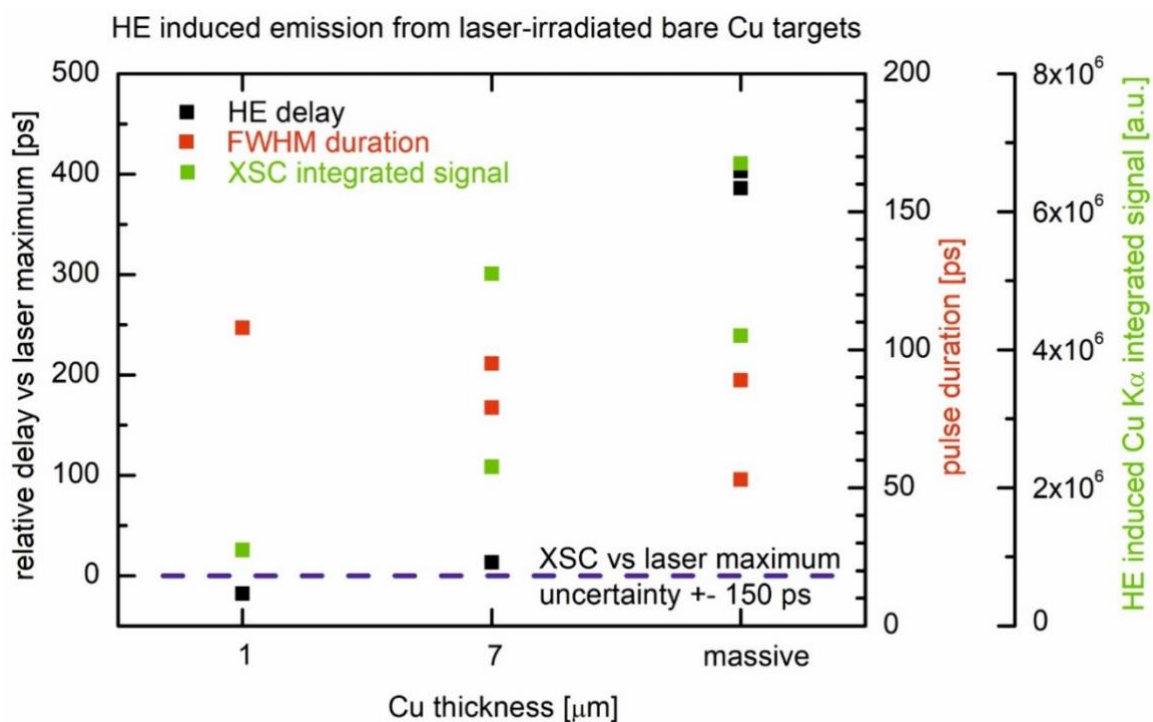
Jak wynika z rys. 6.2.5 zwiększenie grubości folii z Cu powoduje zwiększenie produkcji gorących elektronów i opóźnienia w stosunku do maksimum intensywności lasera oraz skrócenie czasu generacji HE (FWHM) wizualizowanego poprzez emisję $K\alpha$ -Cu. Jednakże w przypadku tarcz masywnych zmiany tych parametrów w stosunku do tarcz wykonanych z folii są bardziej wyraźne, w szczególności dotyczą opóźnienia w emisji i produkcji gorących elektronów. Zmiany te są wydają się być zgodne z oczekiwaniami.



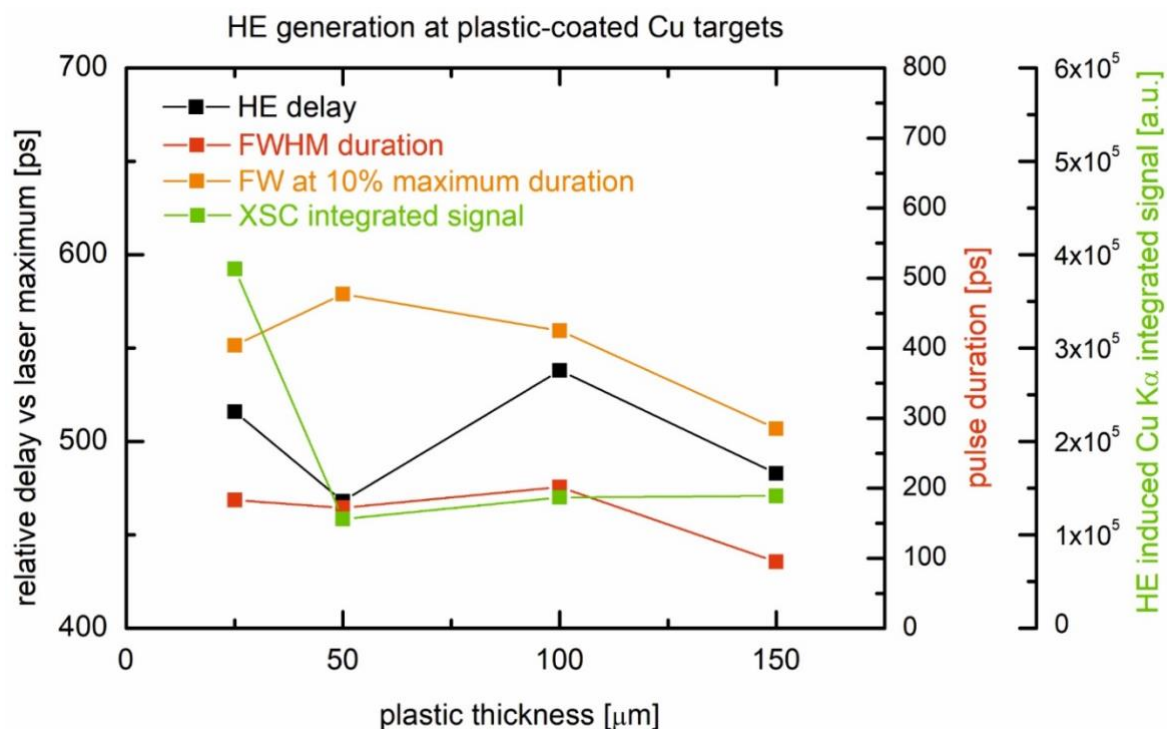
Rys. 6.2.3. Porównanie profilów czasowych emisji Cu K α z tarczy masywnej z profilem czasowym z folii z Cu o grubości 7 μ m przy różnych energiach lasera: (a) 400 i (b) 600 J.



Rys. 6.2.4. Opóźnione profile emisji K α z masywnych tarcz z Cu pokrytych 25 μ m warstwą z plastiku



Rys. 6.2.5. Porównanie parametrów emisji $K\alpha$ -Cu: HE-opóźnienia, FWHM-czasu emisji oraz XSC-zintegrowanego sygnału z kamery w przypadku tarczy masywnej z Cu oraz folii o różnej grubości.



Rys. 6.2.6. Porównanie parametrów emisji $K\alpha$ -Cu: HE-opóźnienia, FWHM-czasu emisji oraz XSC-zintegrowanego sygnału z kamery w przypadku tarcz masywnych z Cu pokrytych warstwą z plastiku o różnych grubościach.

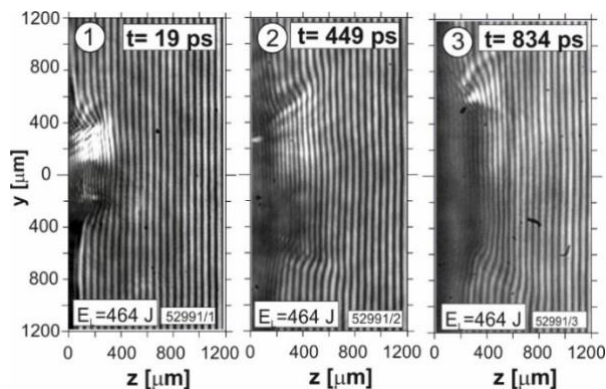
Natomiast, w przypadku tarcz masywnych z Cu pokrytych warstwami o różnej grubości, rys. 6.2.6, zwiększenie grubości warstwy z plastiku nie powoduje istotnego zwiększenia czasu opóźnienia w emisji gorących elektronów względem maksimum intensywności impulsu laserowego. Wyraźny spadek w produkcji gorących elektronów (HE), występuje przy zwiększeniu grubości plastiku do 50 μm , która pozostaje na takim samym poziomie dla większych grubości, w przeciwieństwie do szerokości impulsu od HE, który zmniejsza się dla grubości warstwy plastiku powyżej 100 μm .

Uzyskane wstępne wyniki pomiarów czasowej ewolucji gorących elektronów opartych na 2D zobrazowaniu emisji linii $K\alpha$ z miedzi pokazują ich przydatność w badaniach prowadzonych na PALS dotyczących realizacji fuzji inercyjnej za pomocą koncepcji shock ignition zapłonu termojądrowego. Uzyskane informacje o parametrach emisji gorących elektronów takich jak: opóźnienie, czas trwania oraz intensywność emisji HE w połączeniu z informacjami o ich widmie energii stanowią cenny materiał do identyfikacji mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialnych generację gorących elektronów ich roli w uzyskaniu wymaganego ciśnienia ablacyjnego fali uderzeniowej zgodnie z koncepcją SI. Oczekuje się że implementacja tej diagnostyki w wersji 2 -kanałowej, pokazanej na rys. 6.2.1b, będzie efektywnym narzędziem diagnostycznym do badania korelacji czasowych między frakcjami gorących elektronów generowanych w wyniku różnych mechanizmów (w odniesieniu do profilu czasowego impulsu), które dominują w plazmie ablacyjnej w zależności od długości fali promieniowania laserowego.

W celu zrozumienia związku między spontanicznymi polami magnetycznymi (SPM) a emisją elektronów, prowadzone były na eksperymencie PALS kompleksowe badanie plazmy ablacyjnej wytwarzanej z płaskich tarcz masywnych z Cu i dwuwarstwowych o konstrukcji takiej samej jak w badaniach czasowych pomiarów emisji elektronów przedstawionych w poprzednim paragrafie. 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 . Jako nową diagnostykę w tych badaniach zastosowano po raz pierwszy 3-kadrowy polaro-interferometr pracujący w opcji kompleksowej interferometrii w celu uzyskania informacji o rozkładach gęstości prądu elektronów w plazmie ablacyjnej na podstawie pomiarów rozkładów SPM i koncentracji elektronowej plazmy.

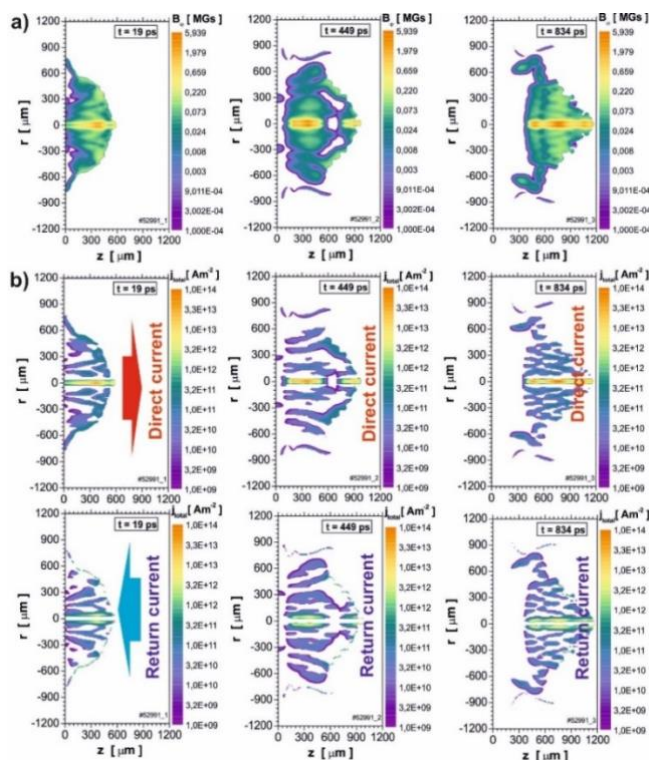
Parametry emisji elektronów mierzone były za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $K\alpha$ z Cu i wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów. Ponadto, za pomocą sondy prądowej mierzono prąd zwrotny związany z elektronami uciekającymi z plazmy, których rozkłady kątowe rejestrowane były za pomocą wielokanałowego spektrometru. Do interpretacji danych eksperymentalnych zastosowano dwuwymiarowe symulacje numeryczne z kodem ATLANT-HE i modelem analitycznym obejmujące generowanie i transport elektronów będących wynikiem różnych mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego.

Przykładowa 3-kadrowa sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca ekspansję plazmy ablacyjnej generowanej z masywnej tarczy z Cu w wyniku jej oświetlenia 1-harmoniczną promieniowaniem lasera jodowego o energii około 500 J, przedstawiona jest na rys. 6.2.7.



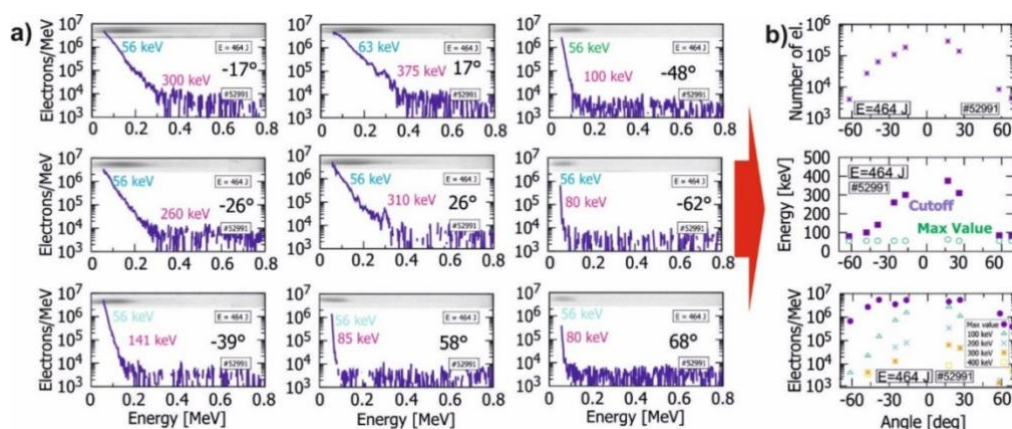
Rys. 6.2.7. Sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca ekspansję plazmy ablacyjnej z płaskiej tarczy masywnej, w różnych chwilach po maksimum intensywności impulsu laserowego.

Aby uzyskać informacje o rozkładach SPM, zastosowano metodologię analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych. Obliczone na podstawie analizy interferogramów z rys. 6.2.7, rozkłady SPM w plazmie ablacyjnej dla różnych czasów jej ekspansji przedstawione są na rys. 6.2.8a. Opierając się na tych rozkładach i wykorzystując prawo Ampera wyznaczone zostały rozkłady gęstości prądu, rys. 6.2.8b. Rozkłady gęstości prądu wyraźnie demonstrują, że prąd główny w plazmie ablacyjnej jest wytwarzany przez elektrony przemieszczające się w kierunku od tarczy (tzw. direct current) w wąskim obszarze w pobliżu osi strumienia plazmy o średnicy porównywalnej do średnicy wiązki laserowej



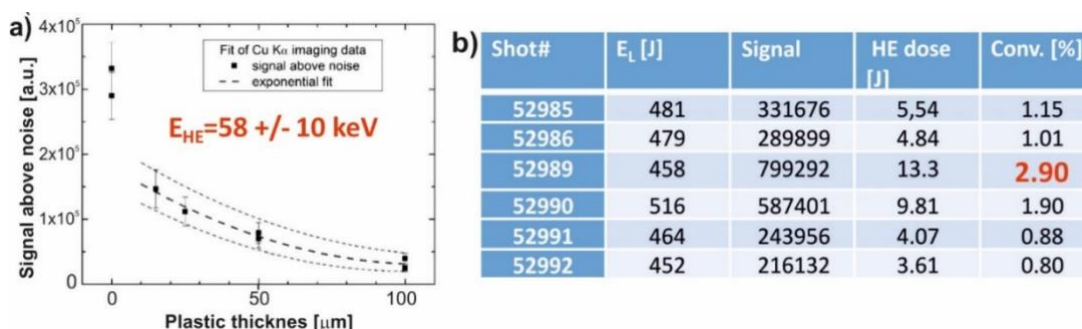
Rys. 6.2.8. Przestrzenno-czasowe rozkłady SPM (a) i odpowiadające im rozkłady gęstości prądu (direct i return) (b) uzyskane na podstawie sekwencji interferogramów z rys. 6.2.7.

Taki rozkład elektronów w plazmie ablacyjnej dobrze koresponduje z widmami energii elektronów rejestrowanymi pod różnymi kątami do normalnej do tarczy za pomocą wielo-kanalowego spektrometru magnetycznego. Jak wynika z rozkładów kątowych energii przedstawionych na rys. 6.2.9, najwięcej elektronów o energiach w zakresie 58 - 400 keV jest emitowanych w kierunku osiowym, przy czym maksymalna populacja elektronów dotyczy energii około 60 keV.



Rys. 6.2.9. Rozkłady kątowe widm energii elektronów (a) oraz porównanie parametrów emisji elektronów (populacji i energii) (b) uzyskanych na podstawie analizy widm dla różnych kątów ich emisji.

Aby uzyskać informacje o energii gorących elektronów, prowadzone były zintegrowane w czasie pomiary 2D-zobrazowania emisji linii Ka z tarcz masywnych z Cu pokrytych warstwami plastiku o różnej grubości. Zgodnie z zastosowaną metodologią, natężenie zintegrowanej w czasie i przestrzeni emisji Ka mierzonej dla tarcz z Cu pokrytych warstwami z plastiku dopasowano funkcją wykładniczą: $I(x) = A \exp(-x/L)$, gdzie: A - stała dopasowania, x- grubość warstwy plastiku i L- współczynnik tłumienia. Współczynnik L i energię gorących elektronów uzyskano z symulacji Monte Carlo wykonanej za pomocą kodu Penelope. Pomiary te identyfikują generację gorących elektronów z energią około 60 keV oraz efektywność konwersji około 3%, rys. 6.2.10.



Rys. 6.2.10. Wykładnicze dopasowanie danych eksperymentalnych jako funkcja grubości warstwy z plastiku (a) oraz konwersja promieniowania laserowego w energię gorących elektronów dla różnych strzałów (b).

Ponadto, pomiary prądu zwrotnego uzyskane za pomocą sond prądowych sugerują, że największy prąd (około 6 kA) związany jest z emisją elektronów o dużych energiach opuszczających plazmę ablacyjną (przekraczającą barierę potencjalną), generowanych w początkowej fazie ekspansji.

Wyniki badań z kompleksowej interferometri oraz emisji gorących elektronów są zgodne z wynikami modelowania numerycznego 2D z wykorzystaniem kodu ATLANT-HE. Obliczenia numeryczne przeprowadzone dla warunków opisanych wyżej eksperymentów, pokazują znaczący wkład mechanizmu rezonansowego w absorpcję promieniowania laserowego. Udział energii lasera pochłoniętej przez plazmę z powodu tego mechanizmu wynosi 4-6%. Jednocześnie do 70% tej energii, tj. 2-4% energii lasera, jest przekształcane w energię szybkich elektronów o charakterystycznej energii 50–70 keV.

b) rozwiązanie problemu technologicznego,

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

Jako osiągnięcia projektu należy traktować implementację dwóch diagnostyk:

- pomiarów czasowych emisji gorących elektronów opartych na 2D zobrazowaniu emisji linii Ka z Cu, które umożliwiły uzyskanie informacji o takich jak parametrach emisji jak: opóźnienie, czas trwania oraz jej intensywność emisji gorących elektronów oraz
- 3-kadrowego polaro-interferometru pracującego w opcji interferometrii kompleksowej, za pomocą którego uzyskano informację o przestrzenno-czasowych rozkładach SPM i koncentracji elektronowej plazmy ablacyjnej stanowiących dane wyjściowe do obliczenia rozkładów gęstości prądów związanych z emisją elektronów mierzonych za pomocą diagnostyk spektroskopowych

Dane z tych dwóch unikalnych diagnostyk stanowią cenny materiał do analizy identyfikacji mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialnych generację gorących elektronów ich roli w uzyskaniu wymaganego ciśnienia ablacyjnego fali uderzeniowej zgodnie z koncepcją SI.