

1 Program EUROfusion

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

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

Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPS1: Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns oraz WPER: Development of soft X-ray GEM based detecting system for tomographic tungsten focused transport monitoring

1.1 Rozwój diagnostyki z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonych detektorów półprzewodnikowych pracujących w reżimie zliczania kwantów dla stellaratora W7-X. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS1 "Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns"

Spektrometr PHA został zainstalowany w stellaratorze Wendelstein 7-X (W7-X) w 2015 roku. Jego przeznaczeniem jest badanie zanieczyszczeń plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego. W 2018 roku przeprowadzonych został szereg prac mających na celu usprawnienie działania diagnostyki PHA, jak i poprawę jakości otrzymanych widm promieniowania rentgenowskiego. Wykonane prace pozwoliły na dostosowanie aparatury do obserwacji interesującego zakresu widmowego oraz pozwoliły znacząco przyspieszyć proces analizy danych.

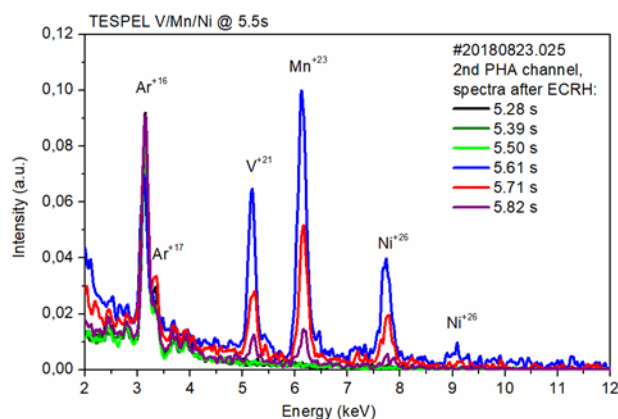
W 2018 r. naukowcy z IFPiLM brali czynny udział w kampanii eksperymentalnej na W7-X. Prace skupiły się na obsłudze diagnostyki, a więc doborze odpowiednich parametrów układu w zależności od scenariusza wyładowania (m.in. szerokość szczeliny, zakres energetyczny poprzez dobór filtra), jak również wstępnej analizie widm.

W 2018 roku zespół z IFPiLM uczestniczył również w kampanii eksperymentalnej na stellaratorze LHD w NIFS w Japonii. Ponadto, w 2018 r. dokonano analizy zarejestrowanych we wcześniejszej kampanii sygnałów. Analiza miała na celu badanie transportu zanieczyszczeń w plazmie deuterowej (dane z pierwszej kampanii deuterowej przeprowadzonej w 2017 roku) oraz wodorowej (2018). Naukowcy z IFPiLM skupili się na badaniach akumulacji takich elementów jak Mn, V oraz Fe w plazmie LHD.

Kampania eksperymentalna OP1.2b na W7-X, miała na celu dalszą optymalizację urządzenia, wydłużenie czasu wyładowania oraz uruchomienie dodatkowego grzania plazmy NBI. Diagnostyka PHA działała poprawnie, dzięki zastosowaniu odpowiednich filtrów berylowych udało się zoptymalizować wszystkie trzy kanały do badań ciężkich zanieczyszczeń (kanał pierwszy), średnich (2 kanał) oraz lekkich (3 kanał), wnoszących największy wkład do tzw. efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} . Ze względu na fakt, że dostarczane przez diagnostykę PHA dane wymagają wstępnej obróbki i normalizacji, tak aby można było w sposób jakościowy porównywać promieniowanie z plazmy przy różnych warunkach eksperymentalnych (temperatura, gęstość, moc grzania itp.), w 2018 r. stworzono szereg skryptów ulepszających analizę danych. Jeden z nich to program, który w oparciu o zadaną geometrię diagnostyki PHA (odległość plazma-szczelina L_{pp} , odległość plazma-detektor L_{pd} , rozmiary szczeliny poziomej i pionowej ustawionej dla danego detektora, średni promień plazmy R) wyznacza czynnik geometryczny, który jest wykorzystany do szacowania

całkowitej emisji z plazmy w kąt bryłowy obejmujący obszar rejestracji PHA. Poza uwzględnieniem geometrii układu przy szacowaniu średniej emisji z plazmy znaczącą rolę odgrywa poprawka wynikająca z tzw. czasu martwego detektora (uwzględniająca czas potrzebny na przetworzenie aktualnie przychodzącego impulsu). W stworzonym programie zaimplementowano wyznaczenie czasu martwego detektora 2 metodami. Czas martwy liczony jest w sposób przybliżony na podstawie analitycznego wzoru lub też poprzez zastosowanie odpowiedniej poprawki do liczby fotonów rejestrowanych przez detektor poprzez odczyt rzeczywistej liczby fotonów docierających do detektora (ICRt – true input count rate) oraz liczby fotonów zarejestrowanych i przetworzonych przez analizator (OCR – output count rate). Ta druga metoda została zaimplementowana w dwóch ostatnich tygodniach kampanii eksperymentalnej na W7-X, dlatego też analiza wcześniej zarejestrowanych widm może odbywać się tylko z wykorzystaniem pierwszej metody.

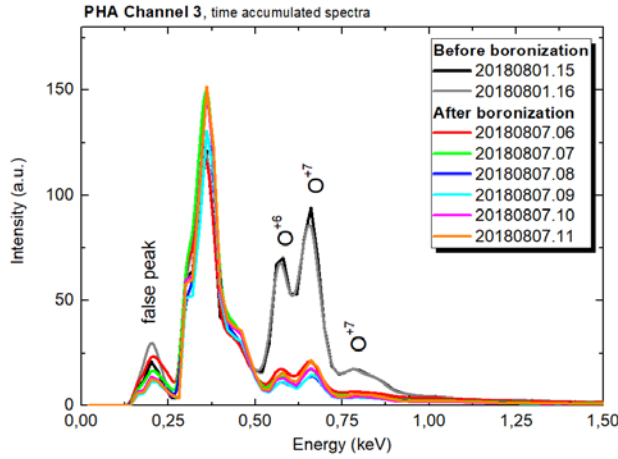
Rysunek 1.1.1 przedstawia przykład zarejestrowanego widma PHA w eksperymencie, podczas którego do plazmy w określonym czasie wstrzyknięto kapsułkę z zanieczyszczeniem tzw. TESPEL (z ang. tracer-encapsulated solid pellet).



Rys.1.1.1 Przykład zarejestrowanego przez drugi detektor widma PHA w wyładowaniu z wstrzyknięciem za pomocą TESPELA do plazmy dodatkowego zanieczyszczenia.

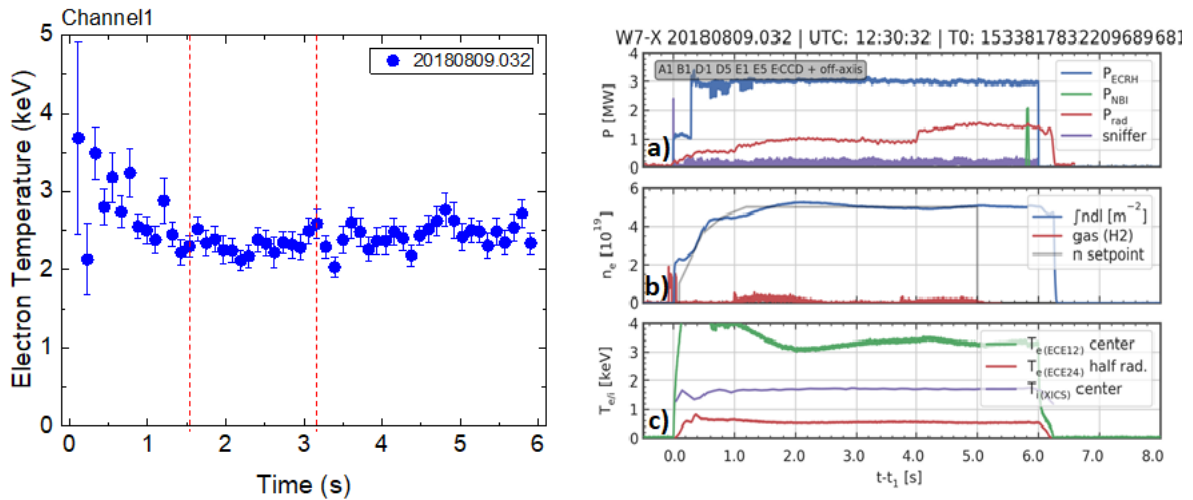
Szczegółowe analizy zarejestrowanych widm pozwolą następnie na określenie czasu zaniku zanieczyszczeń w zależności od rodzaju materiału, koncentracji elektronowej, grzania plazmy itp., a w konsekwencji badanie transportu zanieczyszczeń w plazmie W7-X.

Podczas kampanii eksperymentalnej w 2018 r. pierwszy raz miała miejsce boronizacja wewnętrznych elementów stellaratora, która ma na celu zmniejszenie promieniowania pochodzącego od zanieczyszczeń ścian (głównie węgiel, tlen). Pierwsza analiza pokazuje skuteczność metody, co przedstawia rys. 1.1.2. Przedstawione tu widmo zarejestrowano detektorem trzecim, któremu odpowiada zakres energii od ok. 350 do 5000 eV. Widać wyraźnie, że po zastosowaniu boronizacji intensywność linii spektralnych pochodzących od tlenu maleje. Odnośnie węgla sytuacja tu jest trudna do szybkiej interpretacji, ponieważ w obszarze występowania linii węgla (250-450 eV) wydajność detektora jest dość skomplikowana i posiada minima. W tym przypadku niezbędna jest głębsza analiza i dokładne opracowanie danych.

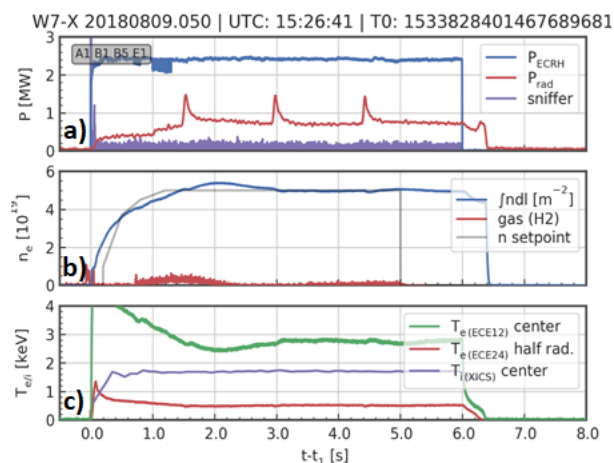
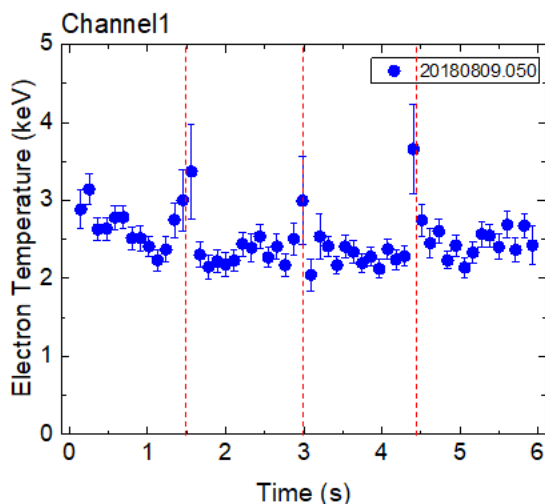


Rys. 1.1.2. Przykład zarejestrowanych widm PHA przed i po procesie boronizacji.

W celu obliczenia wartości temperatury elektronowej (T_e) w plazmie W7-X w roku 2018 przeanalizowane zostało promieniowanie ciągłe (Bremsstrahlung) stanowiące część składową widm zarejestrowanych przez system PHA. W przeciwieństwie do wyników dostarczanych przez układy diagnostyczne, które bezpośrednio służą do pomiarów T_e , takich jak diagnostyka Thomson Scattering (TS), czy Electron Cyclotron Emission (ECE), system PHA pozwala na określenie uśrednionej wartości T_e wzdłuż linii patrzenia diagnostyki. Po ulepszeniach wprowadzonych do układu w początkowej fazie kolejnej kampanii eksperymentalnej OP1.2b, mających na celu zwiększenie statystyki oraz lepszą synchronizację czasową, możliwe były dokładniejsze pomiary T_e w porównaniu z tymi, które miały miejsce w trakcie pierwszej kampanii eksperymentalnej (OP1.1). Zwiększona statystyka rejestrowanych zliczeń, jak i również satysfakcjonująca synchronizacja każdej ramki czasowej z czasem UTC, pozwoliły na wyznaczenie dokładnych przebiegów zmian temperatury elektronowej w czasie, w ramach eksperymentów bazujących na zastosowaniu systemów do iniekcji dodatkowych zanieczyszczeń, takich jak TESPEL czy LBO (laser blow-off). Rysunki 1.1.3 i 1.1.4 przedstawiają wstępne i zarazem przykładowe wyniki wyznaczonej T_e dla dwóch wyładowań, w trakcie których wykorzystano system LBO do iniekcji tytanu (Ti) i żelaza (Fe).



Rys.1.1.3. Przebieg czasowy T_e oszacowany na podstawie widm PHA dla wyładowania #20180809.032 z iniekcją Ti (LBO) w 1.53 s. i 3.8 s. (czerwone linie), w zestawieniu z przebiegami czasowymi takich parametrów jak: a) moc ECRH, NBI, promieniowania, b) liniowo zintegrowana gęstość elektronowa, c) temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE.

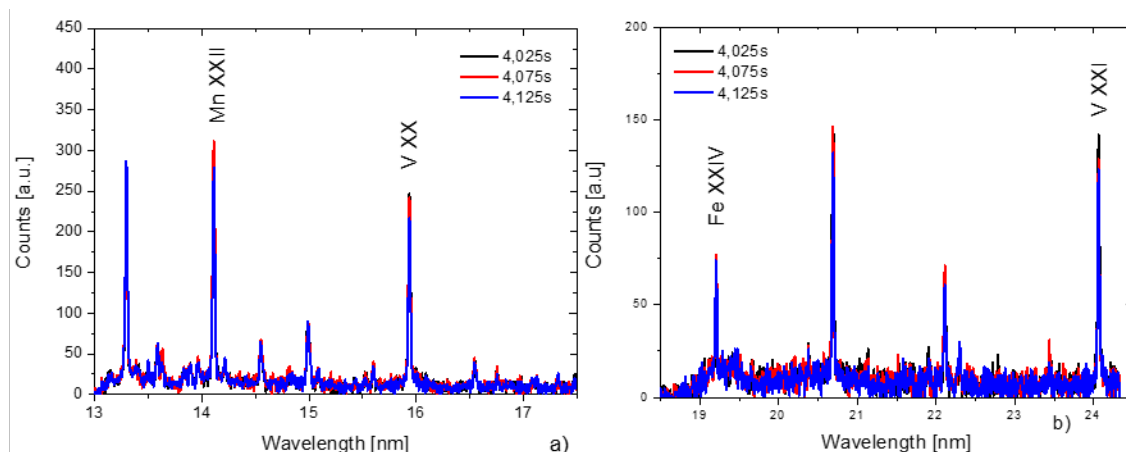


Rys.1.1.4. Przebieg czasowy T_e oszacowany na podstawie widm PHA dla wyładowania #20180809.050 z iniekcją Fe (LBO) w 1.5 s., 2.95 s. i 4.4 s. (czerwone linie), w zestawieniu z przebiegami czasowymi takich paramterów jak: a) moc ECRH i promieniowania, b) liniowo zintegrowana gęstość elektronowa, c) temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE.

Z wyników widać, że uzyskane wartości T_e wyznaczone z widm PHA są zbliżone do tych, które zostały dostarczone przez system ECE, jednak osiągają wartość nieco mniejszą. Przykładowo, w wyładowaniu #20180809.050 dla $t = 2$ s od startu ECRH, oszacowana wartość T_e z PHA wynosi ok. 2.4 keV, podczas gdy w tym samym czasie, system ECE wskazuje na wartość ~ 2.7 keV. Różnica ta prawdopodobnie wynika z faktu, że system PHA dostarcza informacje na temat wartości T_e średniej wzdłuż linii patrzenia, podczas gdy ECE odzwierciedla wartość temperatury centralnej plazmy. Dodatkowo, w prezentowanych wyładowaniach udało się zaobserwować zmiany w T_e pod wpływem iniekcji zanieczyszczeń.

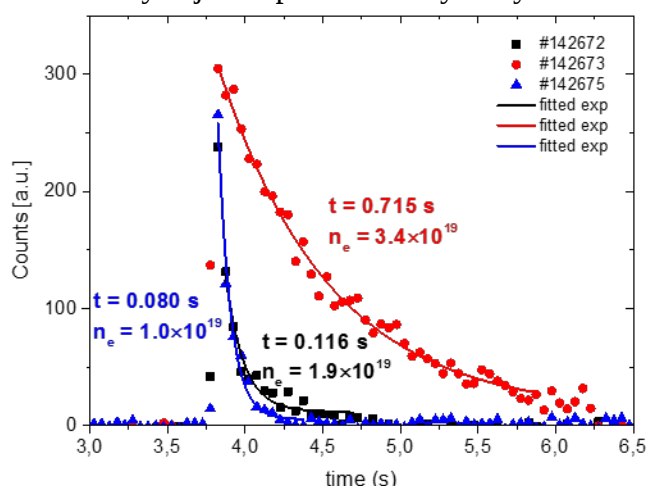
W ramach współpracy międzynarodowej IFPiLM – NIFS i analizy uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnych na LHD danych, przeprowadzona została analiza porównawcza danych z plazmy wodorowej i deuterowej. Plazma była grzana przy użyciu Electron Cyclotron Heating (ECH) o mocy 2.1 MW w przypadku plazmy wodorowej oraz 1.7 MW w przypadku plazmy deuterowej. W celu badania transportu i akumulacji do plazmy wstrzykiwane były zanieczyszczenia z zewnątrz za pomocą układu TESPEL (tracer-encapsulated solid pellet), a jako materiału użyto V i Mn.

Zanieczyszczenia były wprowadzane do plazmy w czasie 3,75 s zaś dane były zbierane co 50 ms. Z tego względu badanie zachowania się zanieczyszczeń w plazmie przeprowadzane było od 3.75 s. Rysunek 1.1.5 przedstawia przykładowe widma zarejestrowane przy użyciu spektrometru VUV SOXMOS na LHD wraz z zaznaczonymi liniami MnXXII (14.11 nm), VXXI (24.04 nm) oraz V XX (15.94 nm), które podlegały dalszej analizie.



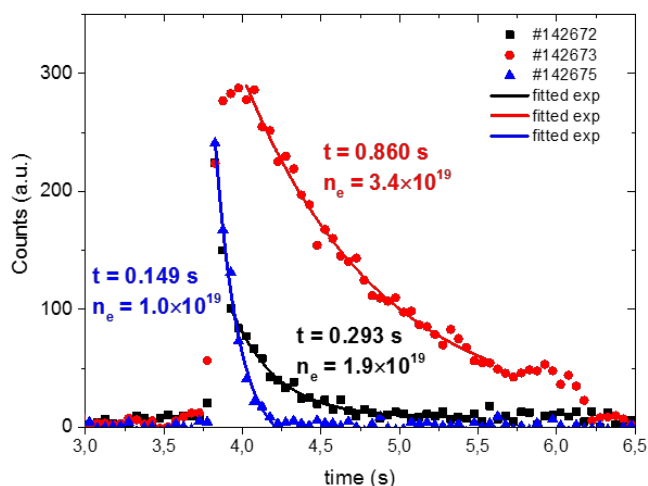
Rys. 1.1.5. Przykład widma zebranego przez spektrometr SOXMOS dla wyładowania 142673 (a) oraz wyładowania 142667 (b) między 4,025 – 4,125 s.

W pierwszej części niniejszego eksperymentu porównano plazmę wodorową z małą i wysoką gęstością elektronową, n_e . Sprawdzono, czy akumulacja zanieczyszczeń zależy od koncentracji n_e . W tym celu przeprowadzono analizę czasu zaniku obserwowanych wstrzykiwanych zanieczyszczeń. Czas zaniku linii V XX (15.94 nm) dla różnych gęstości elektronowych jest zaprezentowany na rys. 1.1.6.



Rys 1.1.6. Czas zaniku linii V XX w plazmie wodorowej dla różnych gęstości elektronowych.

Jak można zauważyć czas zaniku linii V XX spada wraz z spadkiem gęstości elektronowej plazmy. Podobne wyniki uzyskano w plazmie wodorowej podczas badania linii Mn XXII (14,11 nm) co przedstawia rys 1.1.7.



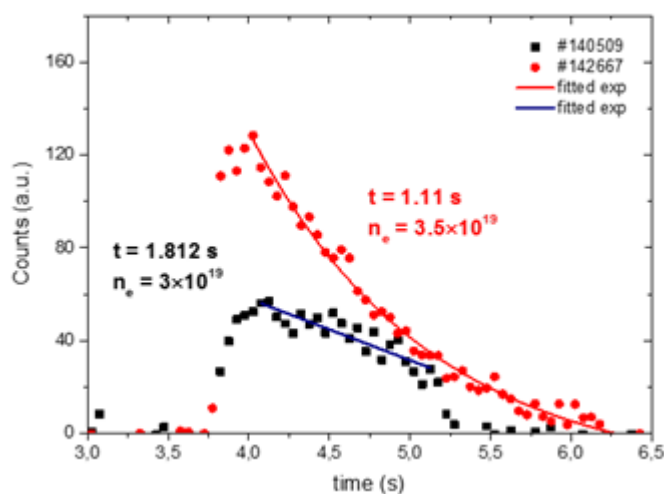
Rys. 1.1.7. Czas zaniku linii Mn XXII dla różnych gęstości elektronowych.

Dla rozpatrywanych wyładowań wstrzyknięte kapsułki TESPELa zawierały dwa materiały (V oraz Mn) z identyczną ilością materiału. W analizowanych przypadkach nie zaobserwowano akumulacji zanieczyszczeń zarówno dla plazmy o niskiej jak i wysokiej gęstości elektronowej.

W plazmie deuterowej kapsułki TESPELa zostały zaimplementowane poprawnie jedynie w przypadku plazmy o wysokiej gęstości (#140509; $n_e = 2.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) (w innych przypadkach wystąpił problem z systemem TESPEL). W tym przypadku znaczący wzrost mocy promieniowania plazmy miał miejsce w okolicach 5.2 s co spowodowało nagłe zakończenie wyładowania przed zadany czas grzania ECH określony na 6.1 s.

Kolejną linią badaną w trakcie tego eksperymentu była linia V XXI, której odpowiada długość fali $\lambda = 24.04 \text{ nm}$. W celu jej zbadania konieczne było przestawienie zakresu obserwacji spektrometru SOXMOS, dlatego też niemożliwe było uzyskanie porównywalnych danych dla obu jonów V z tego samego wyładowania.

Na rysunku 1.1.8 przedstawiono przebieg intensywności linii V XXI podczas wyładowania zarówno w plazmie wodorowej jak i deuterowej.



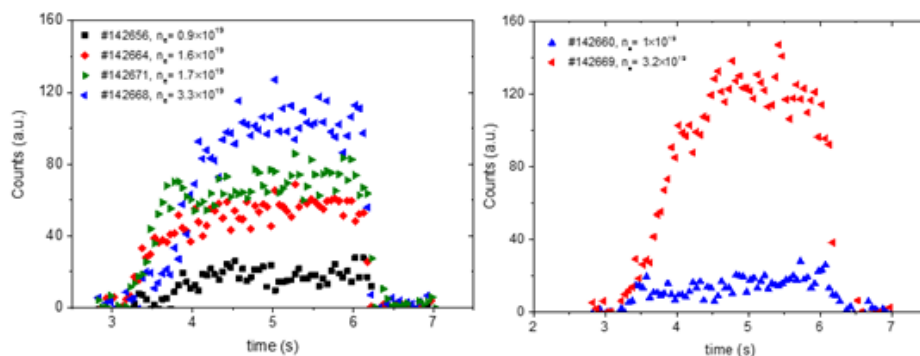
Rys. 1.1.8. Czas zaniku linii V XXI dla różnych gęstości elektronowych.

Czas zaniku linii V XXI w plazmie deuterowej LHD został oszacowany na 1.812 s, podczas gdy dla plazmy wodorowej na 1.11 s. Oba pomiary były przeprowadzone dla plazmy

o wysokiej gęstości elektronowej – wyładowanie 142667 z $n_e = 3.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ oraz wyładowanie 140509 z $n_e = 2.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$.

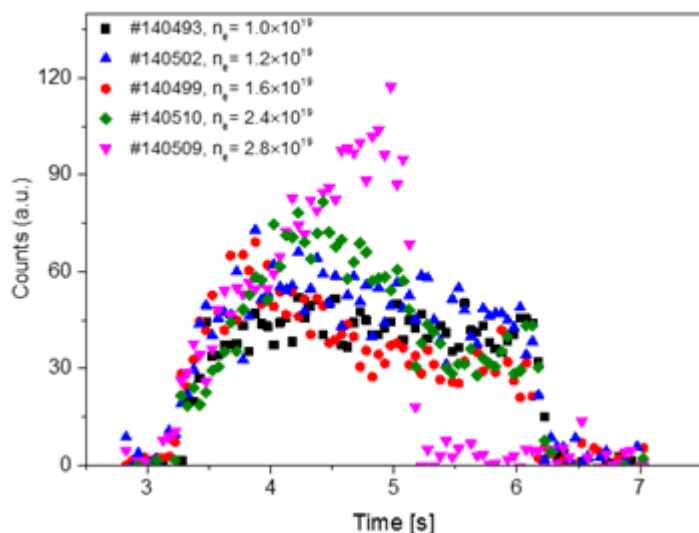
Uzyskane wyniki pokazują, że charakterystyka transportu zanieczyszczeń w plazmie deuterowej jest znacząco różna od tej w plazmie wodorowej.

Następnym krokiem było sprawdzenie różnic w zachowaniu się zanieczyszczeń jonu Fe XXIV (19.20nm) dla plazmy wodorowej i deuterowej. Fe jest wewnętrznym zanieczyszczeniem pochodzącym z elementów wewnętrznych komory LHD. W tym celu przeprowadzono skan przez poszczególne gęstości elektronowe od $n_e = 0.9 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ do $n_e = 3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$. W plazmie wodorowej nie zaobserwowano akumulacji zanieczyszczeń nawet przy wysokiej gęstości elektronowej sięgającej $n_e = 3.3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ (rys. 1.1.9).



Rys. 1.1.9. Wykres zmian intensywności linii Fe XXIV w czasie dla różnych gęstości elektronowych w plazmie wodorowej.

W plazmie deuterowej poziom zanieczyszczeń wewnętrznych, jak Fe XXIV stale wzrastał wraz z wzrastającą gęstością elektronową. Dla wyższej gęstości elektronowej ($2.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$) zaobserwowano akumulacje zanieczyszczeń (# 140509), co przedstawia rys. 1.1.10.



Rys. 1.1.10. Czas zaniku linii Fe XXIV dla różnych gęstości elektronowych.

W zależności od zastosowanego paliwa, wodoru czy deuteru, czas zaniku zanieczyszczeń znacząco się zmienia. Dla plazmy deuterowej czas zaniku jest znacząco wydłużony w podobnych warunkach wyładowania (temperatura i gęstość elektronowe) niż w plazmie wodorowej. Wyniki otrzymane z eksperymentu przeprowadzonego we współpracy IFPILM z NIFS (LHD) pozwoliły na ocenienie wpływu składu plazmy (wodór bądź deuter) na

zachowanie się zanieczyszczeń w plazmie LHD ogrzewanej przy użyciu ECH. Uzyskane wyniki sugerują, że charakterystyka transportu zanieczyszczeń w plazmie deuterowej oraz wodorowej różni się znacząco. W plazmie wodorowej nie występowała akumulacja zanieczyszczeń, zarówno w przypadku plazmy o niskiej jak i wysokiej gęstości elektronowej, natomiast w przypadku plazmy deuterowej o wysokiej gęstości elektronowej ($n_e = 2.8 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$) akumulacje zaobserwowano. Eksperyment pokazał, że utrzymanie zanieczyszczeń jest znacznie lepsze w przypadku plazmy deuterowej niż wodorowej. Jednak ze względu na małą ilość wyładowań mogących potwierdzić zaobserwowane zachowanie, eksperyment wymaga powtórzenia i weryfikacji. W kolejnych latach naukowcy z IFPiLM dalej będą uczestniczyć w kampaniach eksperymentalnych na LHD w celu potwierdzenia postawionej tezy.

W 2018 roku przeprowadzonych zostało kilka operacji, których celem było usprawnienie pracy diagnostyki PHA zainstalowanej na stellaratorze W7-X. Pierwszą z nich było zaimplementowanie specjalnie zaprojektowanego modułu elektronicznego, którego celem było wyłapanie docierającego sygnału wyzwającego tzw. triggera z systemu Wendelstein 7-X i jego wydłużenie do czasu 100ms. Dzięki temu rozwiązaniu, system PHA mógł efektywnie wykrywać docierające do detektorów promieniowanie i rozpoczynać akwizycje danych samoczynnie niwelując potrzebę ingerencji użytkownika w obsługę systemu. Dodatkowo rozwinięto oprogramowanie w celu poprawy synchronizacji zarejestrowanych ramek czasowych PHA z czasem UTC. Modyfikacja ta pomogła uzyskać dane, które nie wymagają dodatkowych czynności synchronizujących z innymi diagnostykami. Dzięki temu otrzymane dane można łatwo zestawiać z konkretnymi zjawiskami, które miały miejsce w plazmie. Bardziej precyzyjne informacje o czasie akwizycji danych w odniesieniu do odczytanego czasu iniekcji zanieczyszczeń do komory plazmy pozwalają na przeprowadzenie dokładniejszej analizy danych np. czasu zaniku zanieczyszczeń i ich transport w plazmie. Co więcej, zaimplementowano również możliwość ustawienia dodatkowego opóźnienia triggera, dzięki czemu możliwe jest ustawienie konkretnego opóźnienia rozpoczęcia akwizycji danych w odniesieniu do odczytanego sygnału wejściowego uruchamiającego system.

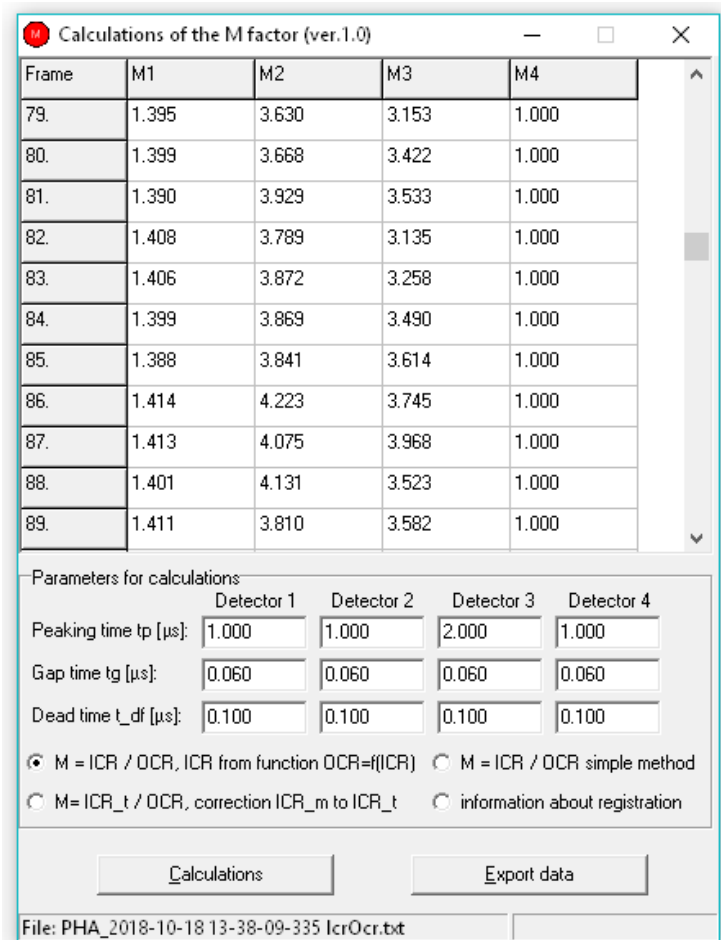
W 2018 r. zamontowano również nowy zestaw filtrów berylowych dla wszystkich kanałów PHA. Zamontowane filtry miały grubości odpowiednio: kanał 1 - 25, 500 i 1000 μm , podczas gdy kanał 2 i 3 zostały wyposażone w zestawy 3 filtrów berylowych o grubościach 0, 25 i 500 μm . Dzięki temu kanał pierwszy dedykowany został do obserwacji cięższych jonów zanieczyszczeń, natomiast drugi i trzeci do obserwacji jonów lekkich pierwiastków.

Podczas kampanii eksperymentalnej na Wendelstein 7-X OP1.2b w 2018 r. przeprowadzono również szereg testów mających przygotować diagnostykę PHA do poprawnej pracy. W okresie od lipca do października 2018 r. zespół z IFPiLM brał czynny udział w kampanii przy obsłudze PHA oraz wstępnej analizie otrzymanych wyników w IPP (Greifswald, Niemcy).

W celu poprawy precyzji analizy otrzymanych danych z diagnostyki PHA wprowadzono modyfikacje w oprogramowaniu sterującym system. Jako pierwsze, stworzone zostało nowe oprogramowanie dla odczytu ilości kwantów promieniowania docierających do detektorów, jak również odczytanych. Znajomość tej wartości dla każdego z detektorów i każdej ramki czasowej pozwala obecnie na znaczne podniesienie dokładności wyników otrzymywanych podczas analizy danych, gdyż parametry te mają wpływ na tzw. efekt pile-up, a więc nakładania się kwantów i ze względu na dużą częstotliwość zliczeń, niemożność ich odseparowania. Zaimplementowane rozwiązanie pozwoliło na obliczenie emisyjności widm ze znacznie większą dokładnością.

Kolejną modyfikacją oprogramowania było usprawnienie modułu wysyłającego dane eksperymentalne do bazy danych W7-X, tzw. archive database. Opracowana modyfikacja pozwoliła na znaczącą oszczędność czasu oraz precyzję w opracowywaniu wyników. Obecnie

zarejestrowane dane mogą być przesyłane do bazy W7-X bezpośrednio po wyładowaniu lub też sekwencją na zakończenie dnia eksperymentalnego.



Rys. 1.1.11. Interfejs opracowanego w 2018 r. kodu do wyznaczania ilości docierających i odczytywanych fotonów przez diagnostykę PHA na W7-X.

1.2 Przygotowanie spektrometru C/O Monitor do pomiarów linii spektralnych lekkich zanieczyszczeń plazmy w stellaratorze W7-X. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS1 "Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns"

„C/O Monitor” jest dedykowanym urządzeniem diagnostycznym dla stellaratora W7-X przeznaczonym do badania czterech linii widmowych Lyman- α – B V, C VI, N VII oraz O VIII. Uzyskane informacje pozwolą ocenić stan ścian wewnętrznych stellaratora, ewentualnego ich lokalnego przegrzania oraz możliwego rozszczelnienia układu próżniowego. W 2018 roku prace nad urządzeniem diagnostycznym „C/O Monitor” skupione były głównie na przygotowaniu dokumentacji na wykonanie pierwszej komory próżniowej. W związku z tym zostały poprawione rysunki techniczne poszczególnych elementów diagnostyki w celu optymalizacji kosztów ich produkcji.

W celu rozpoczęcia produkcji flansz izolacyjnych, zamówiony został przez IPP odpowiedni materiał PEEK potrzebny do ich wykonania. Prace wykonawcze zostaną rozpoczęte wraz z dostarczeniem materiału do Instytutu w Greifswaldzie. W 2018 r. zostały również rozpoczęte prace wykonawcze niektórych elementów systemu np. stolików do elementów dyspersyjnych czy kolimatora. W celu zakupu odpowiednich mieszkań i napędów piezoelektrycznych odpowiedzialnych za pozycjonowanie kryształów, zebrano kilka

specyfikacji technicznych wraz z ofertami producentów. Kolejnym krokiem będzie wybór producenta dostarczającego sprzęt.

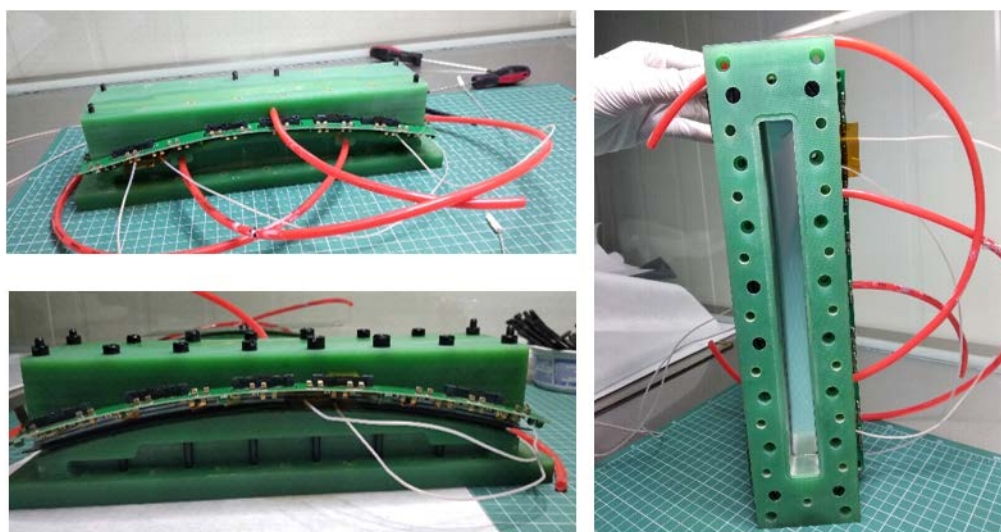
Bardzo ważną kwestią jest wybór odpowiednich detektorów dla systemu „C/O Monitor”. W tym celu przeprowadzono szczegółową analizę czterech różnych typów detektorów: kamera CCD, Multichannel plate (MCP), Multistrip Gaseous Chamber (MSGC) oraz Gaseous Electron-Multiplier (GEM). Po uwzględnieniu wszystkich wad i zalet uwzględnionych systemów detekcyjnych, głównym kandydatem w pierwszej fazie działania diagnostyki została kamera CCD.

Zwieńczeniem prac nad diagnostyką „C/O Monitor” było ukończenie dwóch artykułów naukowych. W pierwszym przedstawiono projekt koncepcyjny diagnostyki, zaś w drugim opisano analizę różnych typów detektorów, których zastosowanie w przypadku opisywanego urządzenia diagnostycznego było brane pod uwagę.

W 2018 r. prace nad diagnostyką CO monitora dla stellaratora W7-X w Greifswaldzie skupiały się głównie nad przygotowaniem dokumentacji technicznej i rysunków wykonawczych komory próżniowej. Projekt i rysunki zostały poprawione w ten sposób, aby zoptymalizować koszt produkcji poszczególnych elementów. W 2018 r. IPP-Greifswald ogłosiło konkurs na wykonanie jednej z komór systemu CO monitor i pod koniec roku został wybrany wykonawca.

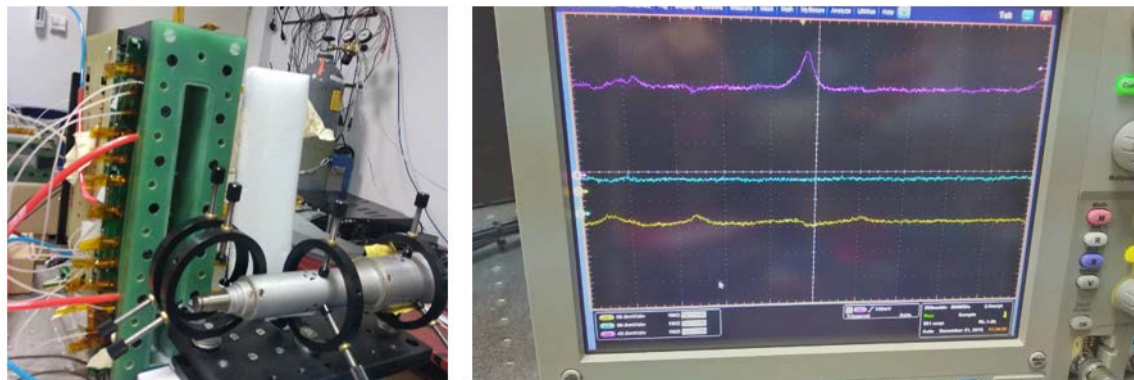
1.3 Diagnostyki do pomiarów miękkiego promieniowania rentgenowskiego w zakresie kilku keV z wykorzystaniem detektorów gazowych GEM. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPER: Development of soft X-ray GEM based detecting system for tomographic tungsten focused transport monitoring

Głównym celem grupy naukowców pracujących nad zadaniem było sfinalizowanie skonstruowania drugiego detektora finalnego o zakrzywionej powierzchni detekcji wraz z finalnym układem akwizycji danych. Prace zespołu skupiły się w 2018 r. nad dopracowaniem konstrukcji komory czulej na promieniowanie rentgenowskie oraz sfinalizowaniem oprogramowania służącego do odczytu i obróbki danych z detektora dla celów laboratoryjnych i tokamakowych. W tym celu została zoptymalizowana mechaniczna konstrukcja komory oraz połączenia elektryczne oraz została przygotowana następna wersja akwizycji sygnałów bazująca na seryjnym odczytywaniu sygnałów ze wszystkich torów odczytu (pasków anody odczytu). Rysunek 1.3.1 przedstawia widok skonstruowanej komory detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji.



Rys. 1.3.1. Zdjęcia komory detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji.

Po dopracowaniu wyżej wymienionych elementów układu, detektor o zakrzywionej powierzchni detekcji został przetestowany ze źródłem promieniowania ^{55}Fe oraz testowym odczytem analogowym używając szybkiego oscyloskopu (rys.1.3.2). Zaobserwowane sygnały były zgodne z przewidywaniami potwierdzając poprawne działanie detektora. Dalsze testy tego detektora dotyczyć będą integracji komory z układem odczytującym oraz zbadanie pozostałych parametrów pracy detektora, takich jak, np. zjawisko paralaksy.



Rys.1.3.2. Zdjęcia pokazujące testy detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji wraz z sygnałem na oscyloskopie wywołanym przez rejestrację fotonów z lampy rentgenowskiej.

Ze względu na opóźnienia w przygotowaniu instalacji kompletnego systemu do tomografii promieniowania rentgenowskiego po stronie francuskiej, w 2018 roku nie nastąpiła instalacja detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji na tokamaku WEST we Francji. Natomiast w porcie tokamaka został zainstalowany detektor o płaskiej powierzchni detekcji i pierwsze wyniki z plazmą zostały zebrane w drugiej połowie grudnia z kilku wyładowań plazmowych. Po weryfikacji otrzymanych i przyszłych danych z następnej kampanii eksperymentalnej oraz walidacji tej części układu następnie będzie można zastąpić obecne detektory miękkiego promieniowania rentgenowskiego (system DTOMOX) poprzez drugi detektor gazowy o zakrzywionej powierzchni detekcji.

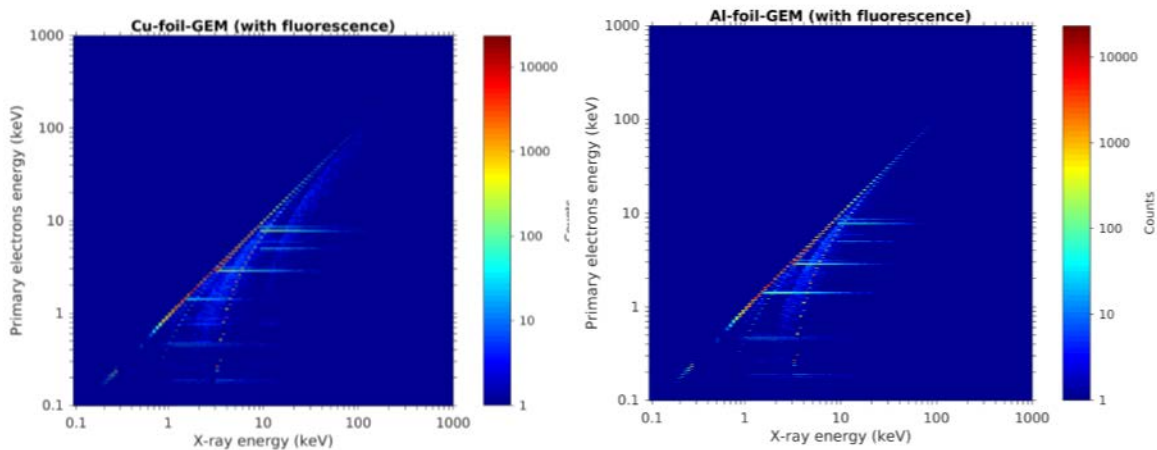


Rys.1.3.3. Zdjęcia pokazujące system detekcji miękkiego promieniowania X oparty o detektor gazowy GEM (z wyjątkiem elektroniki do procesowania danych) nad portem (po lewej) i w porcie (po prawej).

W ramach zadania kontynuowane były również wspólne prace z zespołem z CEA nad ostateczną integracją modułów detekcyjnych na bazie detektorów typu GEM uwzględniając optymalizowaną aktualnie reorganizację portu. Rysunek 1.3.3 pokazuje elementy systemu w i nad portem diagnostycznym. Został zoptymalizowany bufor helowy pod względem szczelności gazowej oraz opracowana koncepcja układu ekstrakcyjnego detektora o płaskiej powierzchni detekcji z portu tokamaka w razie niebezpiecznych zmian temperatury w porcie.

Znaczna część prac dotyczyła optymalizacji pierwszego detektora układu w celu zwiększenia przepustowości systemu danych. W 2018 r. wykonane zostały liczne testy z lampą rentgenowską o dużej intensywności promieniowania. Zostały zaobserwowane problemy techniczne, nad którymi trwały prace w celu osiągnięcia granicznych strumieni promieniowania.

Równolegle do prac eksperymentalnych kontynuowane były symulacje procesów zachodzących w detektorze gazowym pod wpływem promieniowania jonizującego. Prace wykonane w 2018 roku miały na celu symulację wpływu materiałów, z których zrobiona jest komora detektora GEM, na powstawanie widma elektronów pierwotnych w detektorze z obszaru dryfu. Widmo to jest bezpośrednio odpowiedzialne za dystrybucję sygnałów mierzonych na wyjściu detektora. W szczególności dokonano obliczeń pokazujących, w jaki sposób zmienia się widmo, gdy miedź, która jest podstawowym elementem folii GEM, zastępowana jest aluminium.



Rys. 1.3.4. Rozkład intensywności elektronów delta (w skali logarytmicznej) w funkcji energii fotonów rentgenowskich oraz ich sumarycznej energii dla detektora GEM z foliami Cu (po lewej) i z foliami aluminiowymi (po prawej).

Ponadto wyniki detekcji promieniowania z laboratoryjnych źródeł promieniowania zostały porównane z wynikami kodu numerycznego do symulacji sygnałów z detektora. Dodatkowo w ramach zadania wykonany został prototypowy detektor GEM-owy, w którym po raz pierwszy na świecie użyto aluminiowych (Al) folii GEM-owych zamiast tradycyjnych miedzianych (Cu). Ten kierunek badań został wybrany ze względu na dużą wydajność i ekscytację miedzi oraz powstanie niepożądanego fluorescencji miedzi przy oświetleniu detektora poprzez promieniowanie o energii większej niż 9 keV (próg absorpcji K-krawędzi miedzi). Wyniki rozkładów intensywności elektronów delta w funkcji energii dla detektora z foliami Cu i Al przedstawiono na rys. 1.3.4. W ten sposób skonstruowany detektor został gruntownie przebadany dla różnych energii padającego promieniowania - powyżej oraz poniżej progu absorpcji miedzi. Uzyskane wyniki są pomocne w wyborze materiałów wchodzących w skład komory detektora.

W 2018 roku toczyły się również prace nad opracowaniem kodów do obróbki danych w przypadku detektorów dwuwymiarowych dla dużych intensywności promieniowania padającego. Dotyczyły one szeregowego gromadzenia danych w oparciu o układ FPGA w celu przetwarzania i analizy sygnału, obliczenia ładunku i operacji pamięci. Został zaimplementowany nowy algorytm, który pozwala na separację nakładających się sygnałów spowodowanych stosunkowo wolnym kształtowaniem. Procedura identyfikacji klastra za pomocą jego wartości ładunku i estymacji położenia została przygotowana dla reprezentacji odczytowej o wielu współrzędnych. Zunifikowany algorytm grupowania, identyfikujący sąsiadujące wirtualne piksele w wielowymiarowej przestrzeni, może być zastosowany do wszystkich typów struktur odczytu. Opracowano również nowe narzędzia diagnostyczne dla systemu detekcji promieniowania. Pozwala to na lepszą analizę sygnału i kształtowanie charakterystyk detektora w przestrzeni ładunkowej, przestrzeni i czasu. Pierwsze testy znacznika czasu w układzie elektronicznym zostały przeprowadzone w środowisku tokamakowym, co pozwoli na analizę danych w warunkach ekstremalnej intensywności.

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

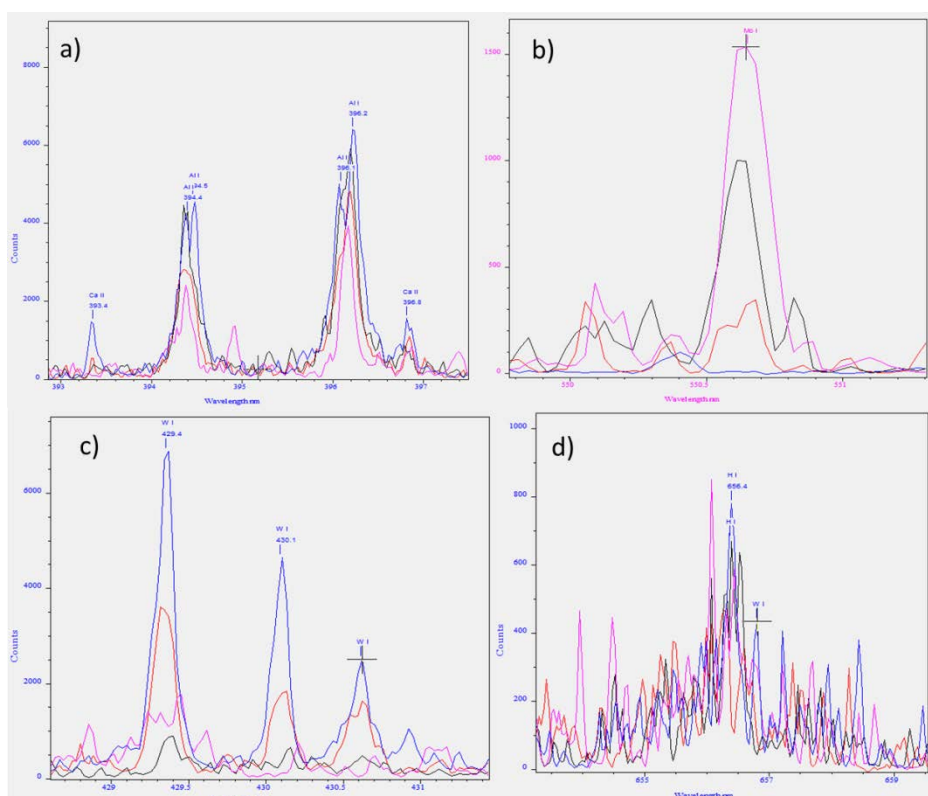
Osoba kontaktowa: M. Kubkowska, monika.kubkowska@ifpilm.pl

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

2.1. Badania oddziaływania plazmy i impulsów laserowych z materiałami. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO

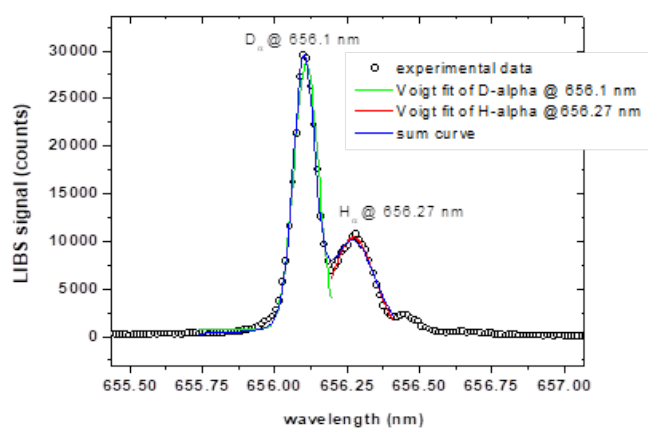
Prace wykonywane w ramach projektu Eurofusion WPPFC: *Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO* prowadzone były w laboratoriach IFPiLM (Warszawa) oraz ENEA (Frascati) na próbkach zawierających materiały odpowiadające przewidywanemu składowi pierwszej ściany przyszłych reaktorów termojądrowych oraz zdemontowanych bezpośrednio z toroidalnego limitera tokamaka FTU znajdującego się we Frascati. Eksperymenty były prowadzone zarówno w warunkach atmosferycznych o różnym ciśnieniu jak i w warunkach próżniowych przy ciśnieniu rzędu 5×10^{-5} mbarr. Z punktu widzenia użytkowego miały one na celu sprawdzenie i zoptymalizowanie pomiarów dla nowych próbek oraz zbadanie możliwości separacji składników widmowych odpowiadających wodorowi i deuterowi. Z punktu widzenia naukowego zrealizowane prace posłużyły szczegółowemu zbadaniu różnych aspektów dwuimpulsowego oddziaływania z lasera z materiałem takich jak wpływ odstępu między-impulsowego nie tylko na sygnały spektroskopowe lecz również impulsy jonowe oraz przepływ ładunku przez target i plazmę.

Wyniki uzyskane w eksperymentach potwierdziły zdolność metody DP LIBS do skutecznej identyfikacji materiałów przewidywanych do użycia we wewnętrznej ścianie urządzeń termojądrowych, w szczególności izotopów wodoru, przy różnych ciśnieniach jak i w próżni. Przykładowe wyniki pomiarów przedstawione są na rysunku 2.1.1, który pokazuje zachowanie linii poszczególnych składników molibdenowej próbki pokrytej 2 μm warstwą wolframu zmieszanego z aluminium (45:45 %), która była domieszkowana deuterem (10%). Widoczne jest szybkie usunięcie powierzchniowego zanieczyszczenia wapniem a), a następnie, w kolejnych stabilny spadek składników widmowych odpowiadających aluminium i wolframowi a), b), przy czym linie aluminium są bardziej trwałe. Zjawisko to zostało później potwierdzone przez współpracowników przez wykonanie pomiarów GDOES (Glow Discharge Optical Emission Spectroscopy) i najprawdopodobniej wiąże się z dyfuzją aluminium do podłoża molibdenowego, którego wkład w widmo optyczne rośnie co widać na rys. 2.1.1c. Wraz z kolejnymi impulsami laserowymi usuwane są również izotopy wodoru, przy czym szerokopasmowy spektrometr nie zapewnia wystarczającej zdolności rozdzielczej by bez dodatkowej obróbki odróżnić linie wodoru i deuteru (rys.2.1.1d).



Rys. 2.1.1. Ewolucja linii a) aluminium i wapnia b) wolframu, c) molibdenu, d) wodoru i deuteru. Kolejność oddawania impulsów laserowych kolor niebieski – czerwony – czarny – różowy.

Rozróżnienie takie jest możliwe przy wykorzystaniu wąskopasmowego spektrometru dostępnego w ENEA Frascati, który został wykorzystany we wspólnym eksperymencie. Przykładowe widmo dla zakresu odpowiadającego liniom deuteru i wodoru przedstawione jest na rys.2.1.2.

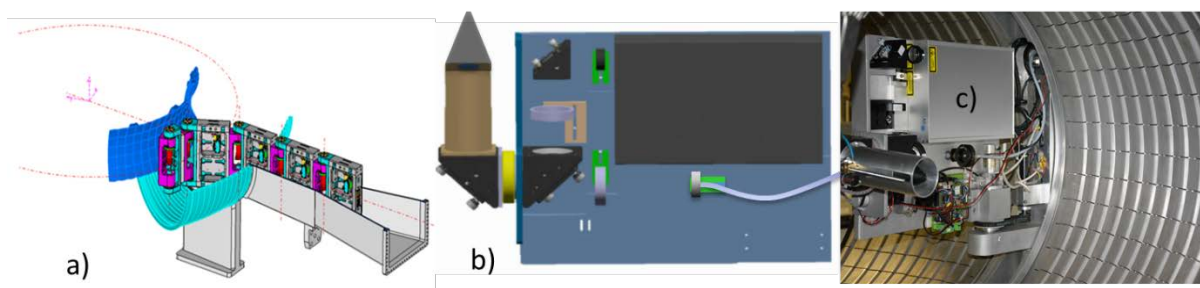


Rys.2.1.2. Rozdzielenie linii wodoru i deuteru uzyskane za pomocą spektrometru o wysokiej rozdzielczości.

Laboratoryjne badania wykonane przy współpracy IFPiLM i ENEA dały przekonujące wyniki, które pozwoliły na przeprowadzenie kolejnych prac wykonanych już na modelu tokamaka FTU we Frascati, które są opisane w punkcie 2.2, który odpowiada projektowi implementacji metody LIBS na urządzeniu fuzyjnym.

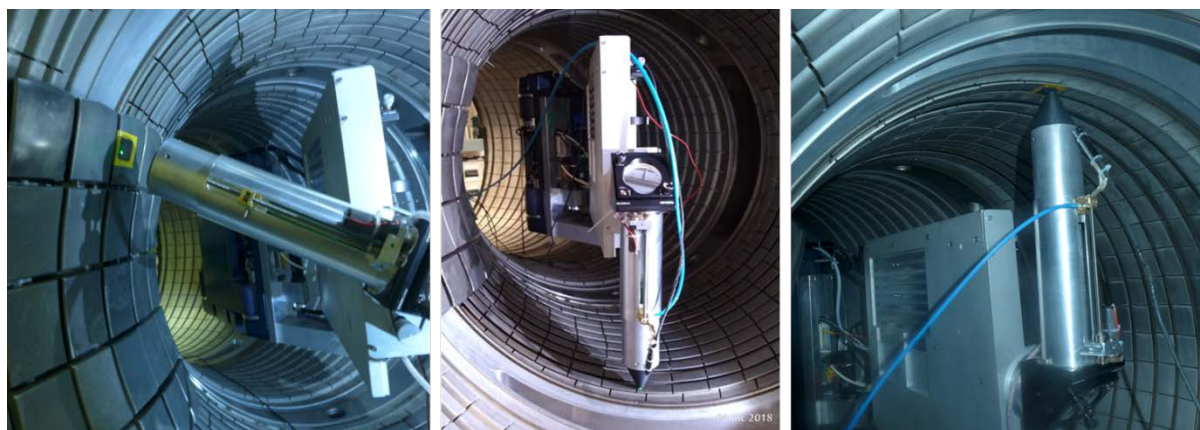
2.2. Przystosowanie aparatury LIBS do wykorzystania na wielozadaniowym zdalnie sterowanym manipulatorze wewnątrz komory próżniowej średniej wielkości tokamaka - FTU, Frascati, Włochy. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPMST2: Preparation of exploitation of MSTs

Eksperyment na modelu (mock-up) tokamaka FTU został wykonany we Frascati w listopadzie 2018 roku i był poprzedzony pracami przygotowawczymi mającymi na celu zaprojektowanie i budowę systemu pomiarowego złożonego z dwuimpulsowego lasera, automatycznego ramienia, na którym zamontowana została głowica laserowa wraz z układem zbierania systemu optycznego oraz dwóch spektrometrów, szeroko i wąskopasmowego. Rysunki oraz zdjęcie elementów automatycznego ramienia oraz głowicy przedstawione są na rys.2.2.1.



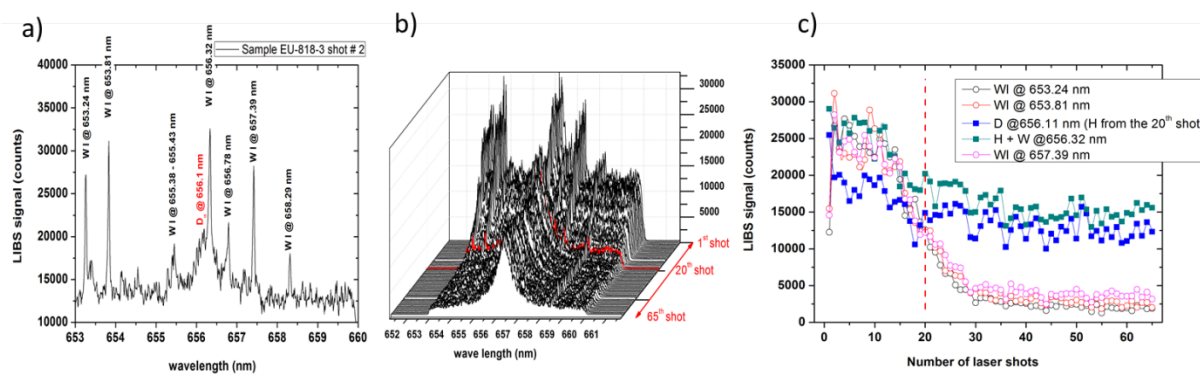
Rys. 2.2.1. Elementy systemu DP LIBS zbudowanego w ENEA Frascati a) rysunek automatycznego ramienia współpracującego z modelem FTU, b) rysunek głowicy laserowo-pomiarowej, c) zdjęcie zbudowanego systemu.

Głowica laserowo-pomiarowa umożliwiała skanowanie całej powierzchni wewnętrznej modelu, czego przetestowanie było istotnym elementem sprawdzenia użyteczności metody w przyszłych urządzeniach. Zdjęcia ilustrujące możliwość skanowania powierzchni wewnętrznej znajdują się na rys.2.2.2.



Rys.2.2.2. Kolejne etapy skanowania powierzchni wewnętrznej modelu FTU.

Przykładowe widmo, ewolucja widma w trakcie kolejnych impulsów laserowych oraz wyznaczona na ich podstawie zależność intensywności linii wodoru, deuteru oraz wolframu od ilości impulsów przedstawione są na rys.2.2.3.



Rys.2.2.3. Przykładowe widmo a), ewolucja widma w trakcie kolejnych impulsów laserowych b) oraz zależność intensywności poszczególnych linii od ilości impulsów laserowych.

Mimo, że prace są kontynuowane, a wraz z nimi analiza i interpretacja wyników, ma tym etapie projektu można być pewnym, że pomiary są skuteczne, a dalsze prace mające na celu zastosowanie metody już we wnętrzu pracującego urządzenia, są zasadne.

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

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

W 2018 roku zespół analiz neutronowych IFPiLM uczestniczył w przygotowaniach tokamaka JET do kampanii eksperymentalnej DTE2, 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).

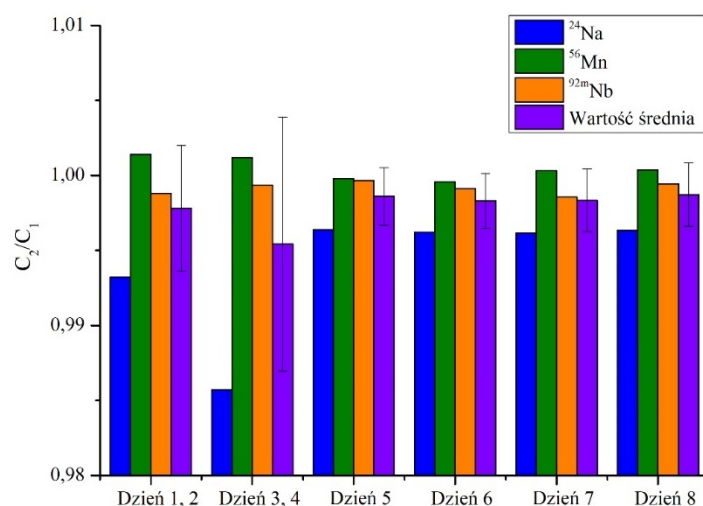
W 2018 roku zespół IFPiLM brał także udział w przygotowaniu projektu koncepcyjnego intensywnego źródła neutronów do badań materiałowych w ramach zadania Eurofusion WPENS (Early Neutron Source Definition and Design).

3.1 Kalibracja systemu diagnostyk neutronowych JET dla energii 14 MeV

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

Głównym celem kalibracji „in-vessel” diagnostyk neutronowych tokamaka JET, wykonanej za pomocą 14-MeV generatora neutronów, było wyznaczenie współczynników kalibracyjnych dla komór rozszczepieniowych (system KN1) oraz współczynników aktywacyjnych dla Al oraz Nb (system KN2) dla plazmy deuterowo-trytowej. Jednym z wyzwań, z którym należało się zmierzyć w trakcie tej kalibracji, było scharakteryzowanie generatora neutronów oraz umieszczenie go wewnątrz komory próżniowej tokamaka JET. Wspomniany generator neutronów został scharakteryzowany pod kątem wydajności emisji neutronów i jej anizotropii w trakcie kampanii dwóch kampanii charakteryzacyjnych przeprowadzonych w National Physical Laboratory w Teddington. Jedną z metod monitorowania wydajności emisji neutronów była metoda aktywacyjna.

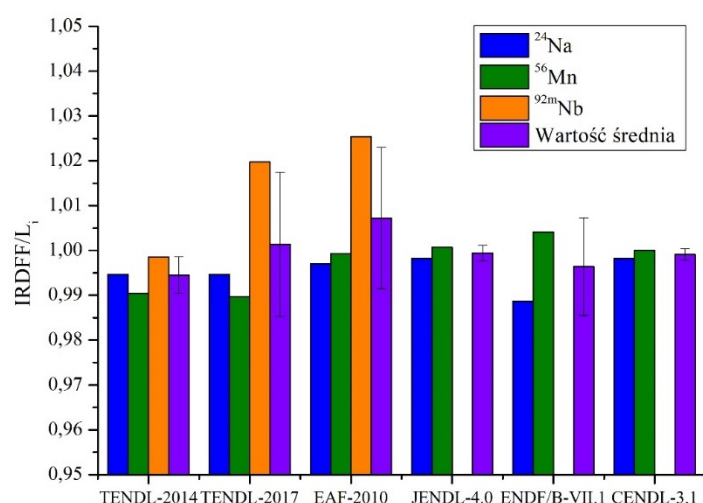
W 2018 roku przeprowadzono analizę danych eksperymentalnych zebranych podczas kampanii charakteryzacyjnych generatora neutronów oraz w trakcie kalibracji „in-vessel” diagnostyk neutronowych tokamaka JET z zastosowaniem 14-MeV generatora neutronów. Głównym celem tej analizy było porównanie dwóch niezależnych metod wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów na podstawie wyników pomiarów aktywacyjnych. Wydajność emisji generatora neutronów dla pierwszej metody (C_1) była wyznaczana w oparciu o szybkość reakcji jądrowych dla próbek aktywacyjnych, obliczonej za pomocą kodu MCNP, przekrój czynny na daną reakcję jądrową pochodzący z biblioteki IRDFF (v.1.05) oraz zaprojektowane specjalnie do tego celu narzędzie numeryczne. Druga metoda (C_2) była oparta o symulacje numeryczne przeprowadzone za pomocą kodu FISPACT-II. Porównanie wyników dla obu metod dla przypadku kalibracji „in-vessel” diagnostyk neutronowych tokamaka JET przedstawiono na Rys. 3.1.1.



Rys. 3.1.1. Porównanie dwóch metod wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów dla kalibracji „in-vessel” diagnostyk neutronowych tokamaka JET.

Największe rozbieżności pomiędzy wartościami wydajności emisji generatora neutronów wyznaczonymi dwiema metodami zanotowano dla radionuklidu ^{24}Na i były one mniejsze od 1,5%. W przypadku pozostałych radionuklidów, rozbieżności pomiędzy wynikami otrzymanymi dla obu metod były mniejsze od 0,1%.

W 2018 roku zbadano również wpływ zastosowania przekrojów czynnych danej reakcji jądrowej, pochodzących z różnych bibliotek danych jądrowych, na otrzymane wartości wydajności emisji neutronów. W tym celu użyto przekrojów czynnych pochodzących z bibliotek: International Reactor Dosimetry and Fusion File (IRDF-1.05), Talys-based Evaluated Nuclear Data Library (TENDL-2014, TENDL-2017), European Activation File neutron-induced cross section library (EAF-2010), Japanese Evaluated Nuclear Data Library (JENDL-4.0), the Evaluated Nuclear Data Library (ENDF/B-VII.1) oraz Chinese Evaluated Nuclear Data Library (CENDL-3.1). Wyniki zostały przedstawione na Rysunku 3.1.2.



Rys. 3.1.2. Wpływ zastosowanych przekrojów czynnych, pochodzących z różnych bibliotek danych jądrowych, na wartości wydajności emisji generatora neutronów.

Przeprowadzona analiza wykazała, że obie metody wyznaczania wydajności emisji generatora neutronów są jednakowo dobre i mogą być stosowane zamiennie. Wykazano również, że wpływ zastosowanej biblioteki danych jądrowych na otrzymane wartości wydajności emisji generatora neutronów może być znaczący (ok. 2%).

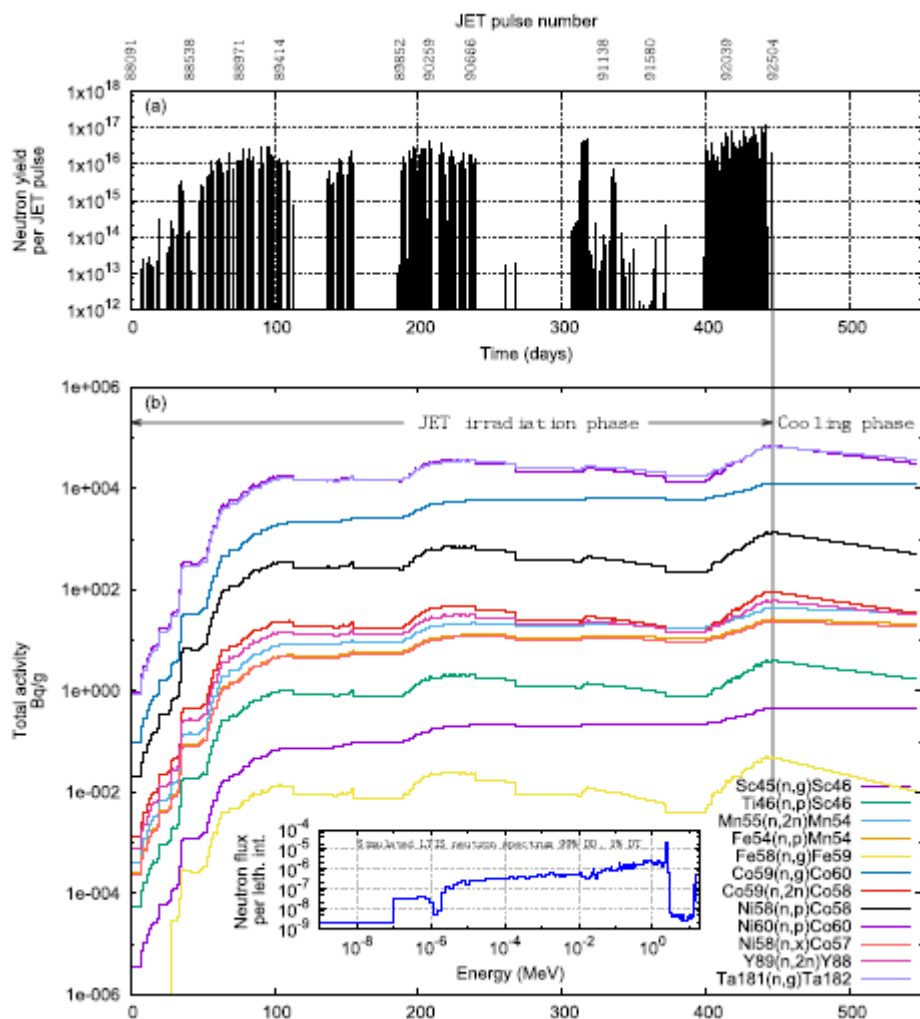
Współczynniki kalibracyjne dla systemu KN1 i plazmy deuterowo-trytowej zostały wyznaczone z niepewnością $\pm 4,2\%$. Jeśli chodzi o współczynniki aktywacyjne dla $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ dla plazmy deuterowo-trytowej, to zostały one wyznaczone z niepewnością $\pm 8\%$ (Al) i $\pm 6\%$ (Nb). Otrzymane współczynniki kalibracyjne miały zostać zweryfikowane w trakcie kampanii eksperymentalnej DT na tokamaku JET planowanej na drugą połowę 2018 roku. Weryfikacja miała nastąpić poprzez porównanie emisji neutronów wyznaczonej na podstawie wskazań komór rozszczepieniowych, systemu aktywacyjnego i innych diagnostyk (np. monitora profilu emisji neutronowej). Przygotowano zestawy składające się z próbek Al oraz Nb oraz opracowano sekwencję pomiarów promieniowania gamma emitowanego przez zaaktywowane próbki. Zaplanowano również wykonanie napromieniowań próbek aktywacyjnych (Al, Nb) w pozycji eksperymentalnej KN2 3U w trakcie kampanii DD. Wyznaczenie ilości 14-MeV neutronów emitowanych w trakcie każdego z wyładowań plazmowych miało zostać wykonane w oparciu o wyniki pomiarów aktywacyjnych oraz wyniki symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu MCNP. Otrzymane rezultaty miały zostać porównane z wynikami uzyskanymi dla innych diagnostyk neutronowych (np. monitora profilu emisji neutronowej - KN3). W związku z tym, że zarówno kampania eksperymentalna DD oraz DT została przesunięta z powodów technicznych na rok 2019, nie było możliwe przeprowadzenie wspomnianej weryfikacji w roku 2018.

3.2 Pomiary aktywacyjne materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER.

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET3 „Technical Exploitation of DT Operation”, zadanie ACT.

W 2018 roku zespół pracowników naukowych z Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy kontynuował prace przewidziane w ramach projektu „ACT – Pomiary aktywacji neutronami materiałów przewidzianych do budowy tokamaka ITER” należącego do projektu Eurofusion WPJET3 Technical Exploitation of DT Operation. Wszystkie zadania zaplanowane do wykonania w 2018 roku zostały zrealizowane.

Przeprowadzono analizę numeryczną z wykorzystaniem kodu FISPACT-II. Pozwoliła ona na wyznaczenie spodziewanej aktywności właściwej produktów reakcji jądrowych powstających w próbkach, które były napromieniowane w trakcie kampanii DD na tokamaku JET. Rezultaty przedstawione na Rys. 3.2.1., zostały opublikowane w referencji [5].



Rys. 3.2.1. Spodziewana radioaktywność produktów powstających w próbkach aktywowanych w trakcie kampanii DD na tokamaku JET i wyznaczona za pomocą kodu FISPACT-II [5].

Jednym z zadań, przewidzianych w roku 2018, było przeprowadzenie aktywacji próbek w pozycji eksperymentalnej KN2 3U. Do tego celu przygotowano zestawy próbek aktywacyjnych składających się z Al, Fe, Nb oraz opracowano sekwencję pomiaru promieniowania gamma emitowanego z zaaktywowanych produktów. W związku z faktem, że kampania eksperymentalna DD na tokamaku JET została przesunięta z powodów technicznych na rok 2019 – nie było możliwe przeprowadzenie aktywacji wymienionych powyżej próbek. Zadanie to będzie kontynuowane w 2019 roku. Z powodu braku danych eksperymentalnych nie było możliwe również przeprowadzenie analiz porównawczych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Zadanie to będzie również kontynuowane w 2019 roku.

Przygotowano również zestawy próbek aktywacyjnych, które zostaną napromieniowane w trakcie kampanii DT oraz TT w pozycji eksperymentalnej KN2 3U. W skład każdego zestawu wchodzić będą następujące próbki: Al, Fe, Nb. Każda z nich ma średnicę 18 mm oraz grubość 1 mm. Parametry materiału tarczy oraz produktów wybranych reakcji jądrowych przedstawiono w Tabeli 3.2.1.

Tabela 3.2.1. Parametry materiału tarczy i produktów reakcji jądrowych, które zostaną zastosowane podczas kampanii DT oraz TT.

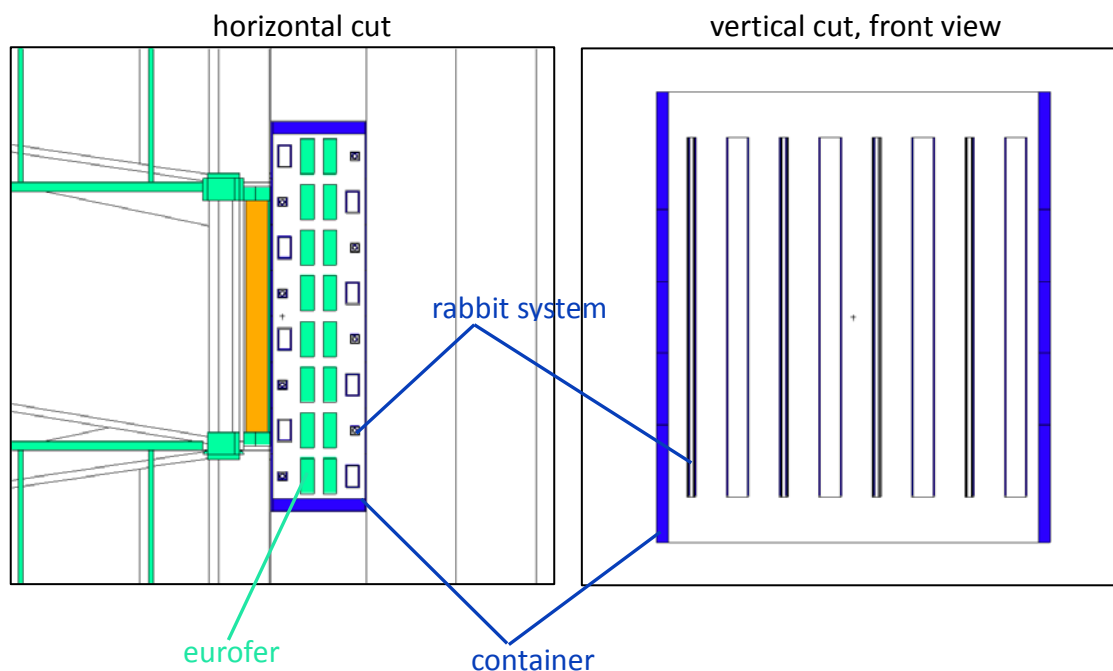
Reakcja	Abundancja	Energia progowa [MeV]	Czas połowicznego rozpadu	Energia kwantów gamma [keV]	Intensywność kwantów gamma [%]
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	1,00	1,9	9,46 minut	843,8	71,8
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	1,00	3,3	15,00 godzin	1368,6	99,9
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$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

3.3 Analizy neutronowe dla potrzeb projektu WPENS – Early Neutron Source

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 the design optimisation of STUMM”. 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-4.4.1.1-T10-03 „Conceptual design of STUMM”.

Tak jak w poprzednich latach zadanie to wykonywano za pomocą kodu MCNP5 z użyciem dystrybuowanych w ramach projektu WPENS modelu geometrycznego (inputu) urządzenia DONES oraz dodatkowo kodu McDeLicious symulującego źródło neutronów w urządzeniu DONES. W roku 2018 w projekcji modułu DONES nastąpiła istotna zmiana – usunięto z niego system N-16. Zmianę tę wprowadzono do inputu geometrycznego, dołożono również system poczty pneumatycznej (rabbit system).



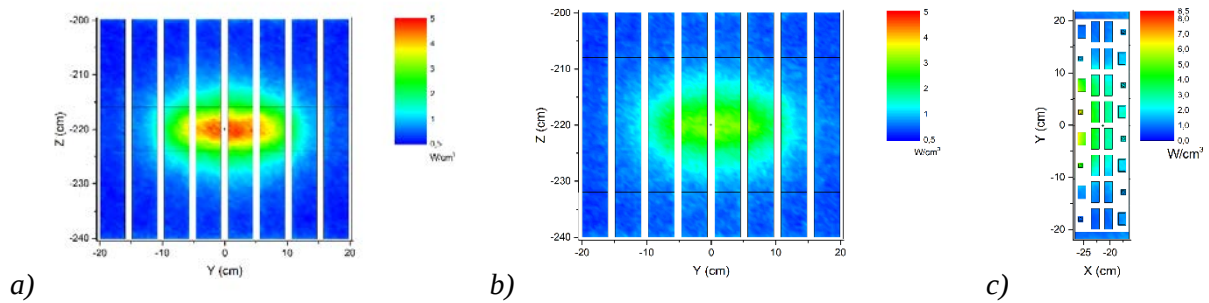
Rys. 3.3.1. Zmodyfikowany input geometryczny MCNP wykorzystywany w obliczeniach MCNP.

Rysunek 3.3.1 przedstawia zmodyfikowany input geometryczny dla kodu MCNP urządzenia DONES w otoczeniu modułu STUMM. Widoczne są sztabki stali eurofer oraz rurki pocztu pneumatycznej (rabbit system) zamknięte w pojemniku (container).

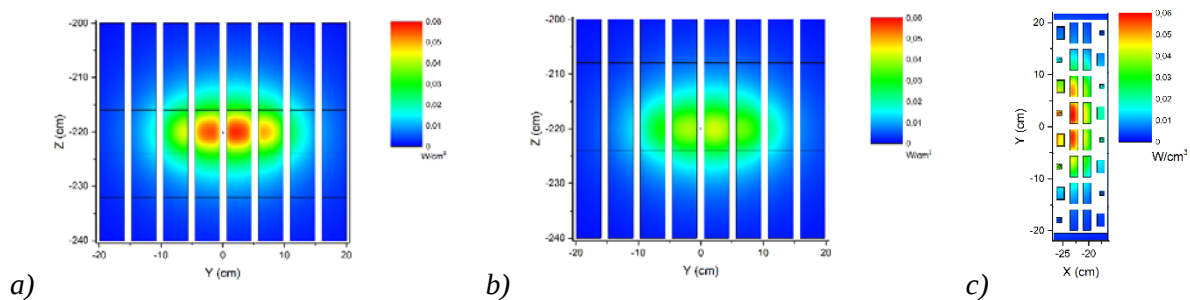
Zgodnie z założeniem projektu WPENS moduł STUMM ma być rodzajem bardzo złożonego detektora promieniowania neutronowego i gamma. W fazie rozruchowej urządzenia DONES zostanie umieszczony w miejscu, gdzie docelowo ma się znaleźć moduł HFTM. Jego zadania to: dokładny pomiar pola promieniowania, które w 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 diagnostyki, które będzie zawierał. W roku 2018 kontynuowano obliczeniach grzania jądowego generowanego w STUMM, oraz wytypowano przekroje czynne na reakcje aktywacji planowane w systemie pocztu pneumatycznej.

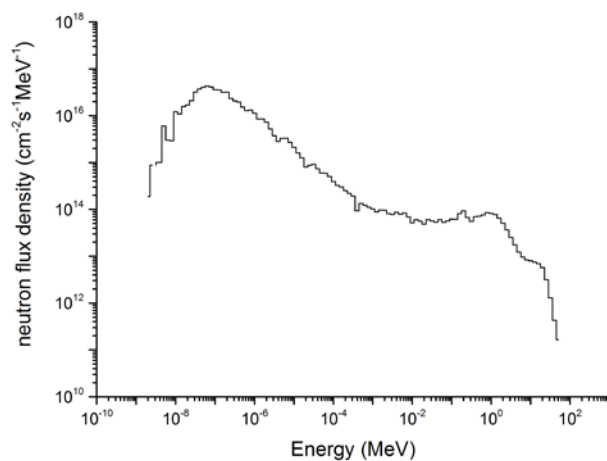
W 2018 r wykonano obliczenia przestrzennego rozkładu grzania jądowego stali eurofer w STUMM. Rozdzielczość obliczeń wynosi 0,5 cm. Te wyniki posłużą do porównania z analogicznymi mapami wykonanymi dla modułu HFTM (High Flux Test Module) przez inne zespoły. Na rysunku 3.3.2 przedstawiono mapy grzania jądowego od neutronów w przednim i tylnym euroferze. Rysunek 3.3.3 przedstawia analogiczne mapy dla promieniowania gamma.



Rys. 3.3.2. Przestrzenny rozkład grzania jądrowego od neutronów w przednim (a) i tylnym (b) euroferze oraz widok w przekroju poziomym (c).



Rys. 3.3.3. Przestrzenny rozkład grzania jądrowego od promieniowania gamma w przednim (a) i tylnym (b) euroferze oraz widok w przekroju poziomym (c).



Rys. 3.3.4. Przykładowe widmo neutronów w systemie poczty pneumatycznej policzone za pomocą kodu MCNP.

W 2018 roku do inputu geometrycznego MCNP dodano system poczty pneumatycznej (rabbit system). Na rysunku 3.3.4 przedstawiono przykładowe, policzone widmo neutronów w jednym z fragmentów tego systemu. Biorąc pod uwagę to widmo wytypowano szereg reakcji jądrowych, które pozwolą na prowadzenie efektywnych pomiarów widma neutronów metodą aktywacyjną. Reakcje te wymieniono w tabeli 3.3.1.

Tab. 3.3.1. Reakcje jądrowe wytypowane na podstawie policzonego widma neutronów

Reaction	Threshold [MeV]
In-115 (n,n') In-115m	0.4
Ni-58 (n,p) Co-58	1.0
Ti-47 (n,p) Sc-47	1.5
Ti-46 (n,p) Sc-46	3.5
Ti-48 (n,p) Sc-48	7.0
Nb-93 (n,2n) Nb-92m	8.9
Ni-58 (n,2n) Ni-57	12.4
Cu-63 (n,3n) Cu-61	20.0
Y-89 (n,3n) Y-87m	21.5
Bi-209 (n,4n) Bi-206	22.6
Tm-169 (n,4n) Tm-166	23.7

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

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

Eksperymenty plazmowe prowadzone w toroidalnych pułapkach magnetycznych, a w szczególności w urządzeniach tokamak i stellerator wydają się stwarzać najbardziej realną perspektywę realizacji kontrolowanej syntezy termojądrowej. Rozwój teorii plazmy oraz budowa i eksploatacja kodów numerycznych stanowią jeden z zasadniczych filarów europejskiego programu fuzyjnego. Modelowanie komputerowe przyczynia się do lepszego zrozumienia zjawisk zachodzących w plazmie w różnych układach termojądrowych. Jest istotnym wsparciem dla badań eksperymentalnych prowadzonych na dużych tokamakach, takich jak JET, ASDEX-U i WEST. Umożliwia ono również projektowanie przyszłych urządzeń termojądrowych takich jak ITER, JT60SA oraz reaktora DEMO.

Zespół teoretyczny IFPiLM od wielu lat aktywnie uczestniczy w tych pracach, wnosi znaczący wkład w rozwój nowych modeli teoretycznych i kodów numerycznych.

W roku 2018 kontynuowano prace rozpoczęte w latach poprzednich, a w szczególności realizowano następujące zadania szczegółowe.

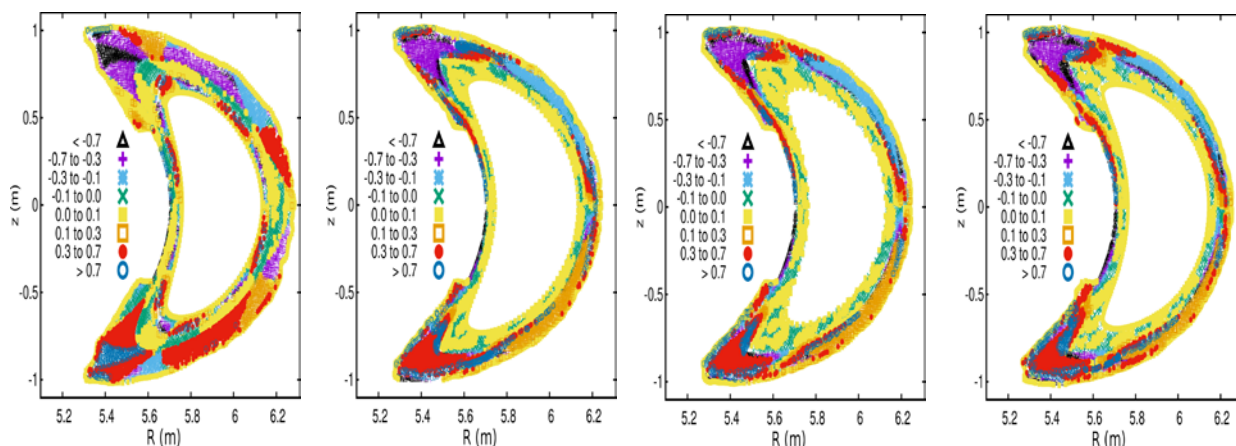
4.1 Badania i modelowanie plazmy brzegowej w tokamakach i stelleratorze W-7X

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPS2: Stellarator optimization

Przygotowane w latach ubiegłych siatki obliczeniowe i podstawowa wersja programu trójwymiarowego kodu płynowego FINDIF wraz z narzędziami do rozwiązywania równań transportu energii wystarczają jedynie do ocen rozkładu temperatur (elektronowej T_e i jonowej T_i) w warstwie brzegowej stellaratora. W roku 2018 dodaliśmy do kodu możliwość rozwiązywania równań dla gęstości plazmy n i jej prędkości przepływu ($v_{||}$) wzdłuż linii pola magnetycznego.

Jest to minimalny zestaw wielkości, który pozwala symulować rzeczywiste wyładowania w urządzeniach takich jak Wendelstein 7-X. Ten największy na świecie stellarator zlokalizowany w niemieckim Greifswaldzie jest obiektem naszych badań. Testowe obliczenia prowadziliśmy dla rzeczywistej geometrii urządzenia w pierwszej sesji eksperymentalnej (OP 1.1) i dla rzeczywistej konfiguracji pola magnetycznego (otrzymanych od pracowników IPP).

W badanych układach z bardzo silną anizotropią (np. $\sim 10^4$ razy większe przewodnictwo cieplne wzdłuż linii pola, niż w poprzek) stosowanie kodów komercyjnych używanych do obliczania przepływów gazów wprowadzałoby bardzo duże błędy. Kod FINDIF jawnie wyróżnia kierunek wzdłuż pola magnetycznego (już na poziomie siatki obliczeniowej) i posługuje się równaniami transportu zdyskretyzowanymi w tzw. lokalnych układach współrzędnych magnetycznych.



Rys.4.1.1a. M na przekr. 0° , standardowe pole magnetyczne

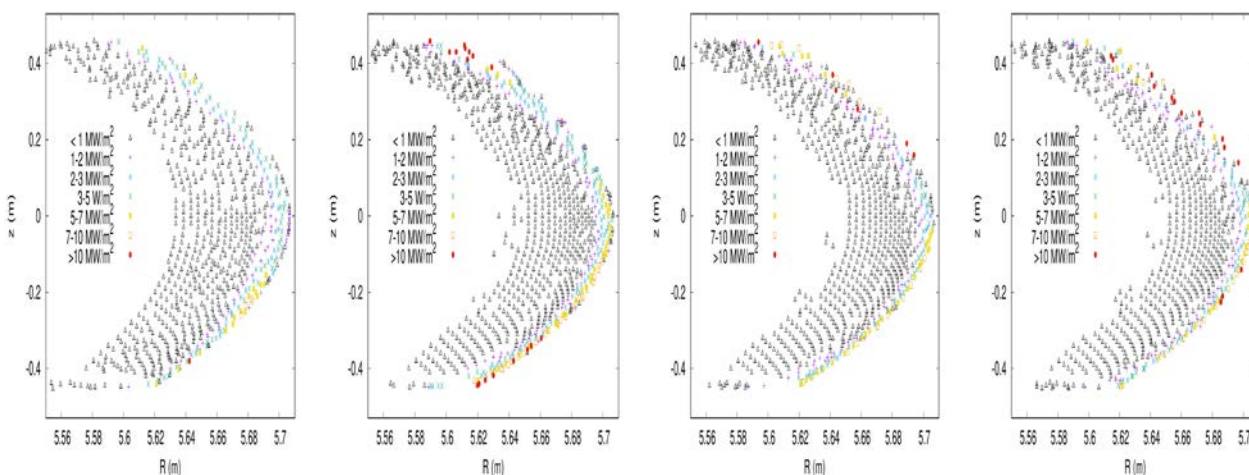
Rys. 4.1.1b. M na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magnetycznym, $\beta=0$

Rys. 4.1.1c. M na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magn., $\beta\approx 0.84\%$

Rys. 4.1.1d. M na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magn., $\beta\approx 1.7\%$

Obliczenia prowadziliśmy na siatkach obliczeniowych wygenerowanych dla czterech konfiguracji pola magnetycznego. Standardowej (z łańcuchem wysp 5/6 w centrum i 5 dużymi wyspami – tu „odcięty” przez limity), bez uwzględnienia prądów plazmy i konfiguracji z silnym lustrem magnetycznym w 3 przypadkach: bez plazmy, dla współczynnika $\beta\approx 0.84\%$ i $\beta\approx 1.7\%$. Z przyczyn technicznych nie udało się nam uzyskać zbieżności w trójwymiarowych obliczeniach uwzględniających lepkościowe grzanie plazmy. Jednowymiarowe symulacje wskazują jednak, że to źródło energii nie zmienia jakościowo wyników, choć temperatury plazmy stają się nieco wyższe. Prace nad włączeniem grzania lepkościowego będą prowadzone w 2019 roku.

Na Rys.4.1.1 prezentujemy rozkład prędkości plazmy (w sensie liczby Macha M danej jako stosunek prędkości wzdłuż pola do lokalnej prędkości dźwięku). Na Rys. 4.1.2 pokazujemy rozkład gęstości strumienia energii Φ_E (MJ/m²) na jednej stronie limitera.



Rys. 4.1.2a. Φ_E na przekr. 0° , standardowe pole magnetyczne

Rys. 4.1.2b. Φ_E na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magnetycznym, $\beta=0$

Rys. 4.1.2c. Φ_E na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magn., $\beta\approx 0.84\%$

Rys. 4.1.2d. Φ_E na przekr. 0° , pole z silnym lustrem magn., $\beta\approx 1.7\%$

Mimo dużej ilości punktów obliczeniowych ($> 4 \cdot 10^5$) uzyskiwaliśmy rozwiązania po co najwyżej dwóch dniach na komputerze osobistym (kod przed zrównolegleniem).

4.2 Udział w projekcie ITM (Integrated Tokamak Modelling)

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 i współautorem szeregu elementów tego systemu: solver, moduły dla domieszek i neutralów.

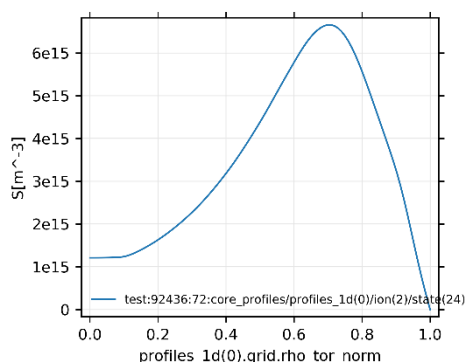
ITER (ang. *International Toroidal Experimental Reactor*) jest to projekt największego na świecie tokamaka, który jest obecnie w fazie konstrukcji w Cadarache we Francji i ma być istotnym kamieniem milowym na drodze do realizacji projektu komercyjnej fuzji jądrowej. IMAS (ang. *Integrated Modelling and 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 2018 r. prowadzono następujące prace:

- adaptacja modułów dla domieszek i neutralów z workflow z ETS do IMAS i stworzenie kodu liczącego transport jonów domieszek i atomów zanieczyszczeń z uwzględnieniem struktury danych opracowanej dla tokamaka ITER – IMAS,
- kontynuacja rozwoju i integracji kodów COREDIV i TECXY 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.

Adaptacja modułów dla domieszek i neutralów z workflow z ETS do IMAS i stworzenie kodu liczącego transport jonów domieszek i atomów zanieczyszczeń z uwzględnieniem struktury danych opracowanej dla tokamaka ITER – IMAS

Należy podkreślić, że struktura interfejsu danych IMAS nie jest skończona i cały czas ewoluje. Obecnie (koniec grudnia 2018) aktualną wersją jest wersja 3.20.0. Pojawiły się nowe struktury danych (IDS-y), których w poprzednich wersjach nie było. Na przykład „Radiation”, który zawiera informacji o promieniowaniu dla każdego stopnia jonizacji różnych domieszek.



Rys.4.2.1. Rozkład gęstości Ni^{24+} dla JET ILW wyładowania #92436.

Prace nad kodem liczącym transport jonów domieszek i atomów zanieczyszczeń z uwzględnieniem struktury danych opracowanej dla tokamaka ITER - IMAS trwają. Najnowsza wersja kodu dla domieszek jest gotowa i działa dla najnowszej wersji IMAS: 3.20.0.

Przykładowy rozkład domieszki Ni: 24-krotny zjonizowany Ni^{24+} dla JET ILW wyładowane w strukturze IMAS jest pokazany na Rys. 4.2.1

Kontynuacja rozwoju i integracji kodów COREDIV i TECXY z platformą IMAS

W poprzednim sprawozdaniu za rok 2017 wskazano, że prace nad dostosowaniem kodu COREDIV do środowiska IMAS zakończyły się odwzorowaniem danych dla trzech grup zmiennych specyficznych dla kodu do trzech podtypów IDS: core_profiles, core_transport i edge_profiles. Kolejnym etapem było skompilowanie programu, tzw. aktora dla workflow Keplera (Kepler jest zintegrowaną platformą informatyczną służącą do analizy i modelowania zagadnień naukowych). Zanim zadanie to zostało zrealizowane, zaktualizowano kod do nowszych wersji IMAS i UAL (Universal Access Layer): 3. 20. 0 i 3. 8. 3 oraz dostosowano do nowego środowiska IMAS stworzonego na nowym klastrze ITER'a.

Rozpoczęto prace nad uruchomieniem kodu COREDIV w środowisku Kepler. Aktorzy są generowani przy użyciu dedykowanego narzędzia fc2k (kod napisany w języku FORTRAN). Zanim jednak wygenerowanie kodu było możliwe, konieczne było wykonanie prac przygotowawczych nad samym kodem. Najważniejszą z nich było wprowadzenie pliku konfiguracyjnego XML, który jest niezbędny do przeglądania i edycji parametrów kodu bezpośrednio na poziomie workflow Keplera. Wszystkie pliki ze startowymi parametrami dla kodu z rozszerzeniem.dat musiały zostać zastąpione przez pliki XML-owe. W tym celu połączono w jednym pliku pliki IPARCORE_EXT. DAT i IPARSOL_N. DAT (pliki startowe kodu COREDIV). Następnie ten plik został wyeksportowany do pliku XML. Wymagało to również napisania całkowicie nowego podprogramu wprowadzania danych. Obecnie wszystkie parametry mogą być przeglądane i edytowane bezpośrednio w środowisku Keplera.

Po wprowadzeniu wyżej opisanych zmian kod COREDIV został zmodyfikowany tak, aby stał się osobnym podprogramem i mógł być skompilowany do pliku bibliotecznego. Po zakończeniu tych trzech etapów utworzono aktora COREDIV.

4.3 Analiza stacjonarnych reżimów pracy reaktora

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

Projekty przyszłych reaktorów termojądrowych zakładają użycie elementów wolframowych (ściany, 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 separatrycę aż do rdzenia plazmy. Celem jest określenie warunków, przy których promieniowanie wolframu w centrum jest zminimalizowane, a jednocześnie promieniowanie w obszarze brzegowym za pomocą domieszki dodatkowej osiąga maksymalną wartość. W roku 2018 wykonane zostały następujące zadania szczegółowe:

- poszukiwanie optymalnej kombinacji domieszek zewnętrznych, która pozwoliłaby na pracę urządzenia DEMO (konfiguracje DEMO1 i DEMO2) w pożądanym reżymie H (wysokiego utrzymania plazmy) przy jednoczesnej redukcji strumienia mocy do płyt dywertora do technologicznie akceptowalnej wartości gęstości strumienia mocy
- analiza sprzężenia między rdzeniem, warstwą brzegową (SOL - Scrape Off Layer) i dywertorem – symulacje wpływu gęstości plazmy głównej i poziomu zanieczyszczeń na warunki pracy urządzenia

Analizy były przeprowadzone dla układu DEMO1 2018. Porównanie parametrów nowej (2018) konfiguracji z analizowaną w latach poprzednich (DEMO1 2015) jest zamieszczone w Tabeli 4.3.1.

Tabela 4.3.1. Podstawowy parametry reaktora DEMO1 2018 i DEMO1 2015

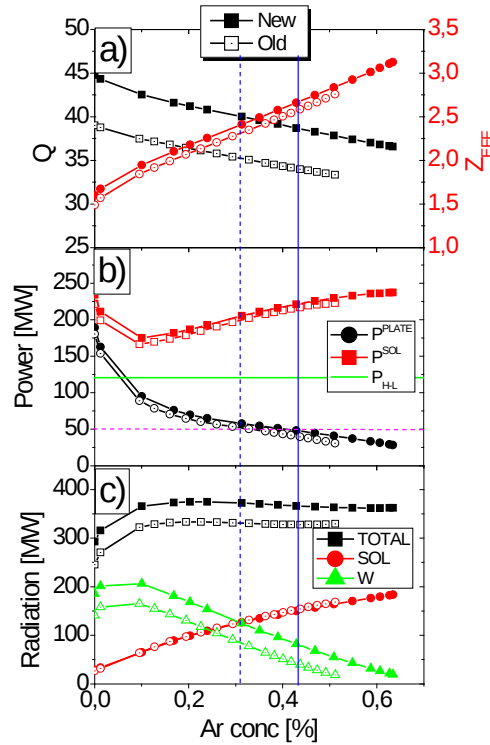
Parametry\konfiguracja	DEMO1	DEMO1
	2018	2015
Toroidalny promień: R_T [m]	9.002	9.072
Promień plazmy: a , [m]	2.904	2.927
Prąd plazmy: I_p [MA]	17.75	19.6
Toroidalne pole magnetyczne: B_T [T]	5.885	5.667
Elongacja	1.65	1.59
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}$, [$\times 10^{20} m^{-3}$]	0.7261	0.798
Moc wydzielana do warstwy brzegowej (P_{L-H}) [MW]	120.8	132.8
Moc fuzji [MW]	2012	2037

W obu konfiguracjach, gęstość elektronowa na separatrysie (n_e^{sep}) wynosi 40% średniej gęstości objętościowej ($n_e^{sep} = 0.4 \langle n_e \rangle_{VOL}$), grzanie zewnętrzne jest takie same: 50 MW. Zaobserwowano, że gęstość plazmy w DEMO1 2018 jest o 10% niższa w porównaniu z poprzednią konfiguracją, ale moc fuzji, która zależy od kwadratu gęstości pozostaje na tym samym poziomie. Po analizie obliczeń zrobionych przez współpracowników z Wielkiej Brytanii (CCFE) za pomocą kodu PROCESS, okazało się, że moc fuzji jest uzyskana przy nowych założeniach tj. 71.6% mocy pochodzącej od cząstek alfa (P_α) grzeje elektrony, a 28.4% służy podgrzaniu jonów. Obliczenia kodem PROCESS w poprzednich latach były wykonane przy założeniu, że 100% P_α grzeje elektrony. Profil helu w plazmie tokamakowej zależy od następujących czynników:

1. od źródeł, które zależą od gęstości i temperatury jonów w plazmie
2. od transportu do brzegu helu wyprodukowanego w centralnej części plazmy

3. od warunków brzegowych,
4. od recyrkulacji helu w dywertorze.

Przeprowadzono analizy wpływu nowego sposobu grzania cząstkami alfa (grzane elektrony i jony) na parametry plazmy. Porównanie parametrów plazmy w przypadku domieszkowania z argonem (Ar) dla obu mechanizmów dystrybucji grzania: nowego (New) i starego (Old) jest przedstawione na Rys 4.3.1. Pionowe linie oznaczają punkty, dla których możliwa jest praca w reżymie wysokiego utrzymania plazmy tzw. modzie H.



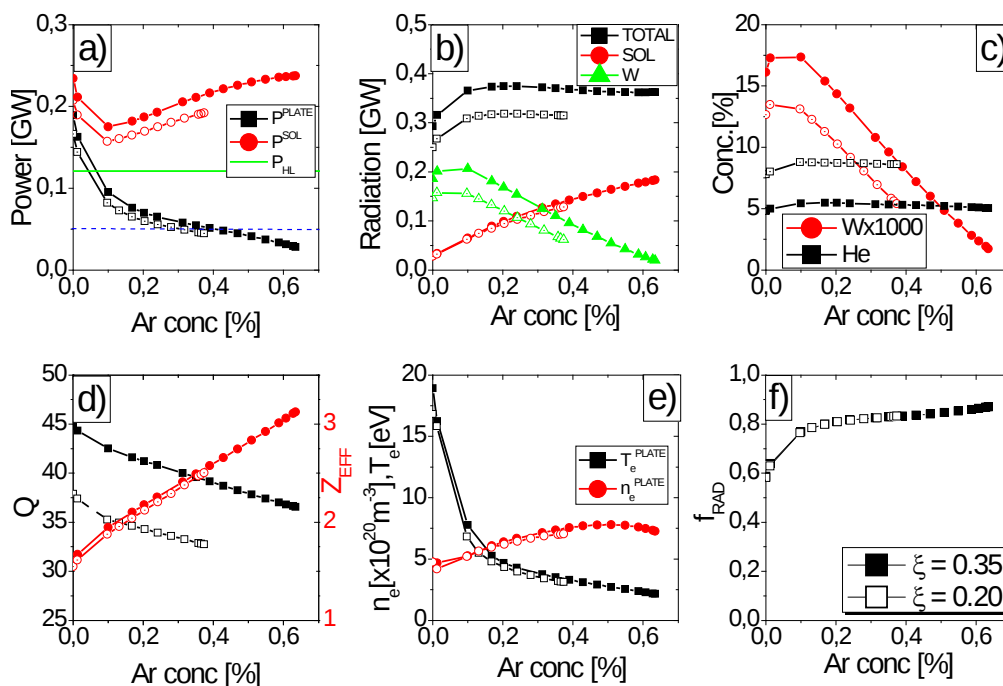
Rys.4.3.1. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszki Ar: Q -faktor i Z_{EFF} , moc do płyty (P^{PLATE}) i SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL)

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 dywertora (P^{PLATE}), i do plazmy brzegowej (P^{SOL}) oraz moc konieczna do pracy w modzie H (P_{H-L}). W przypadku nowego mechanizmu grzania, współczynnik Q jest około 10% wyższy, co jest rezultatem wyższej temperatury jonowej. W tym przypadku obserwowana jest wyższa moc przez separatryse i do płyty dywertora. Dla nowych założeń grzania punkt pracy w modzie H istnieje dla koncentracji argonu powyżej 0.42%. Musimy zaznaczyć, że dla maksymalnej koncentracji Ar, koncentracja wolframu (W) w tym przypadku wynosi tylko 1.7×10^{-5} , a jego promieniowanie w plazmie jest mniejsze niż 20 MW.

Badanie utrzymania helu

W zastosowanym modelu transportu przyjmujemy, że współczynników transportu anomalnego są takie same dla wszystkich jonów: $D_i = \zeta \chi_{e,i}$; gdzie, D to współczynnik dyfuzji, $\chi_{e,i}$ to współczynnik przewodnictwa cieplnego, a ζ to swobodny parametr startowy. W praktyce, wartości ζ mają słaby wpływ dla symulacji dla działających obecnie tokamaków JET i ASDEX. Sytuacja ta drastycznie zmienia się w przypadku reaktora termojądrowego,

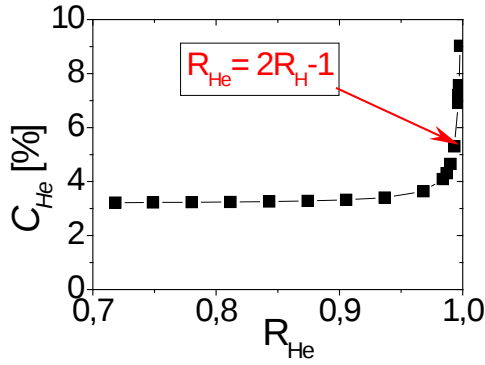
gdzie utrzymanie helu jest kluczowe. W tym celu, wykonaliśmy obliczenia dla dwóch wartości proporcji pomiędzy współczynnikami dyfuzji i przewodnictwa cieplnego: $\zeta = 0.2$, i 0.35 dla nowej konfiguracji DEMO1 2018. Analizę przeprowadzono dla przypadku domieszkowania argonem. Główne parametry plazmy przedstawiono j na Rys.4.3.2 w funkcji koncentracji Ar. Jeśli transport He jest mały (niskie ζ), wtedy rośnie koncentracja helu w plazmie centralnej, co doprowadza do rozcieńczenia plazmy i obniżenia mocy pochodzącej z reakcji syntezy termojądrowej o około 25%. Dla obu wartości ζ jest możliwa praca w modzie H.



Rys.4.3.2 Parametry plazmy jako funkcja koncentracji Ar dla różnych współczynników: $\zeta = 0.2$ i 0.35 : (a): moc docierająca do płyty (P_{PLATE}), i do brzegu (P_{SOL}) oraz minimalna moc przechodząca przez separatrycę konieczna do pracy w modzie H ($P_{\text{L-H}}$), (b): promieniowanie całkowite (TOTAL) promieniowanie w warstwie brzegowej (SOL) i promieniowanie wolframu w centrum (W), (c): koncentracja helu i wolframu; (d): współczynniki Q and Z_{EFF} ; (e): temperatura i gęstość elektronowe na płycie (f): stosunek mocy wypromieniowanej do całkowitej mocy reaktora (f_{RAD})

Badania wpływu transportu helu w diwertorze - rola tzw.współczynnika recyrkulacji

Głównym celem tego zadania było zbadanie wpływu współczynnika recyrkulacji na utrzymanie helu. W kodzie COREDIV, współczynnik recyrkulacji plazmy głównej (wodoru) R_H jest wybrany tak, by gęstość na separatrysie była stała (równa zadanej wartości). Współczynnik recyrkulacji jest zdefiniowany jako $R = 1 - \Gamma_{\text{sep}}/\Gamma_{\text{DIV}}$, gdzie Γ_{DIV} to strumień cząstek do dywertora, a Γ_{sep} jest strumieniem cząstek przechodzących przez separatrycę.

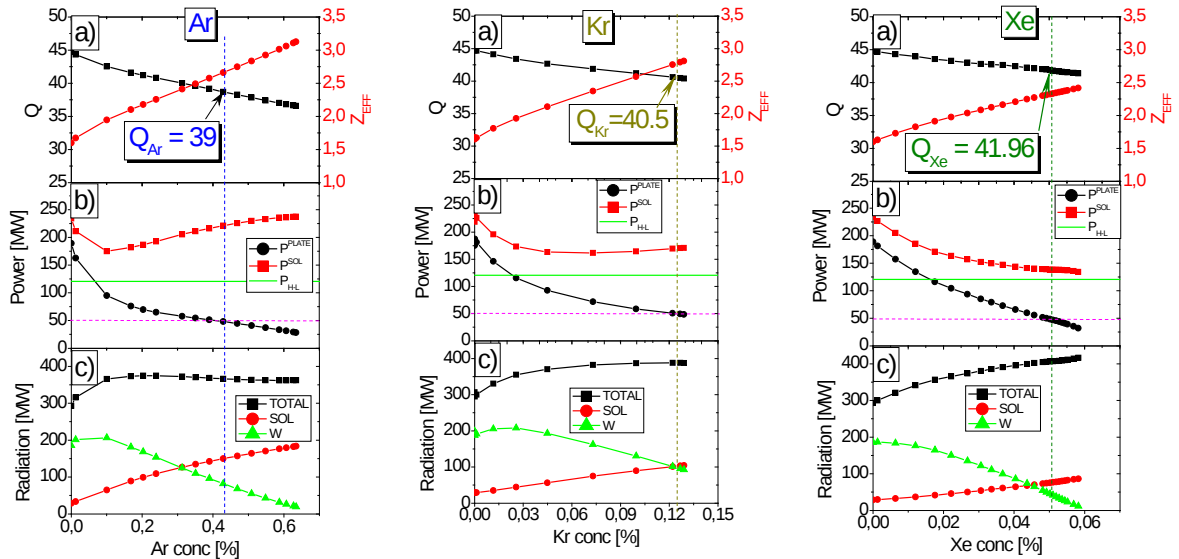


Rys. 4.3.3. Koncentracja Helu w zależności od współczynnika recyrkulacji

Zależność współczynnika recyrkulacji helu R_{He} od R_H dana jest w kodzie wyrażeniem $R_{He} = mR_H - (m-1)$, gdzie m jest parametrem wejściowym. Standardowo przyjmuje się, że $m=2$. Zmieniając wartość parametru m przeprowadzono analizę zależności koncentracji helu (C_{He}) od wartości współczynnika recyrkulacji helu (R_{He}) dla ustalonej wartości domieszkowania argonem $\Gamma_{Ar} = 5 \times 10^{21}$ 1/s. Koncentracja helu w zależności od współczynnika recyrkulacji R_{He} jest pokazana na Rys. 4.3.3. Strzałką zaznaczono wartość C_{He} dla której $m=2$. Obserwowany jest silny wzrost koncentracji helu dla wartości współczynnika recyrkulacji helu większych niż 0.96. Ponadto, współczynnik recyrkulacji helu ma silny wpływ na czas utrzymania He, który zwiększa się z 7.25s do 27s wraz z R_{He} , podczas gdy moc fuzji spada tylko o 20%.

Poszukiwanie optymalnej domieszki zewnętrznych

Przeanalizowano wpływ domieszek (Ar, Kr i Xe) na parametry plazmy. Przykładowe wyniki obliczeń są pokazane na Rys. 4.3.4



Rys.4.3.4. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek Ar (lewy panel), Kr (środkowy panel) i Xe (prawy panel): współczynnik Q i Z_{EFF} , moc do płyty (P^{PLATE}) i moc do SOL (P^{SOL}); limit mocy do pracy w modzie H (P_{H-L}); promieniowanie w SOL (SOL), promieniowanie wolframu w centrum (W), i promieniowanie całkowite (TOTAL)

Zasadnicze wnioski z tych symulacji są następujące:

- głównym źródłem promieniowania w obszarze centralnym jest wolfram dla niskiego poziomu domieszkowania.
- dla każdej z trzech domieszek (Ar, Kr, Xe) istnieje minimalny poziom domieszkowania, powyżej którego spełnione są warunki pracy w wysokim reżymie utrzymania.
- najwyższy współczynnik Q otrzymano w przypadku domieszkowania ksenonem

4.4 Samouzgodniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT60SA

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

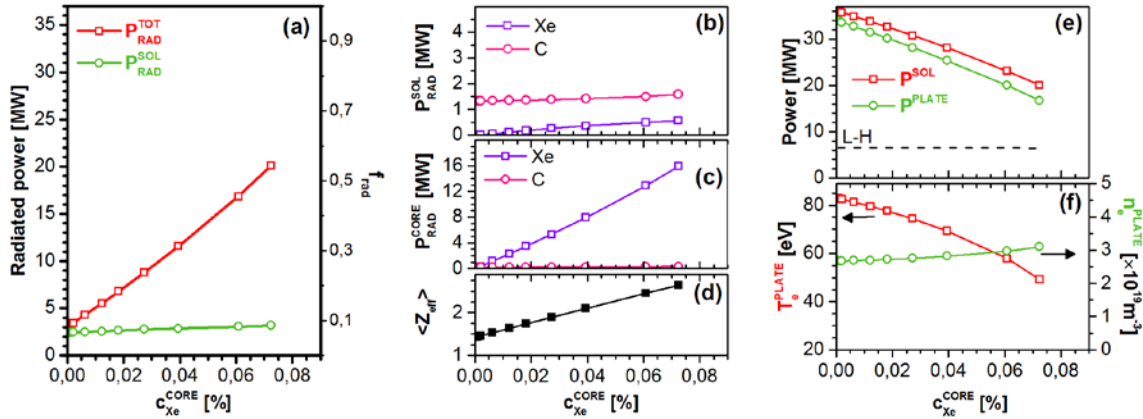
Tokamak JT60-SA jest ulepszoną wersją tokamaka JT-60U z cewkami nadprzewodzącymi. Obecnie jest on w budowie w miejscowości Naka w Japonii. Jest to wspólny projekt Japonii i Unii Europejskiej. Jego rolą ma być uzupełnienie programu badawczego eksperymentu ITER. W ub. roku ukazał się zaktualizowany harmonogram Programu Badawczego, z którego wynika, że planowane uruchomienie tokamaka nastąpi w drugiej połowie roku 2020. Początkowo będzie on wyposażony w dywertor węglowy, który w zaawansowanej fazie badań, czyli około roku 2030 zostanie wymieniony na dywertor wolframowy. Obecne działania, w które zaangażowany jest m.in. IFPiLM, mają na celu przeanalizowanie przygotowanych scenariuszy operacyjnych pod kątem odprowadzenia mocy.

W roku 2018 modelowanie na potrzeby przygotowania eksperymentu JT-60SA sprowadziło się do wykonania w Instytucie następujących zadań:

- Analiza scenariusza nr 5 z dywertorem węglowym i jedną domieszką
- Analiza scenariusza nr 5 z dywertorem wolframowym i jedną domieszką
- Analiza scenariusza nr 5 z dywertorem węglowym i kombinacją dwóch domieszek
- Wykorzystanie kodu EDGE2D-EIRENE do modelowania scenariusza nr 3

Dla pierwszych dwóch zadań wykonano serie obliczeń z rosnącą koncentracją domieszek: Ne, Ar, Kr, Xe. Ponadto, w przypadku dywertora wolframowego dodatkowo przeanalizowano cynę i wolfram. W punkcie 4. wykonano obliczenia wykorzystując kod brzegowy z rzeczywistą geometrią i dokładnym modelem neutralów (EDGE2D-EIRENE). Wyniki porównano z uprzednio otrzymanymi za pomocą kodu COREDIV.

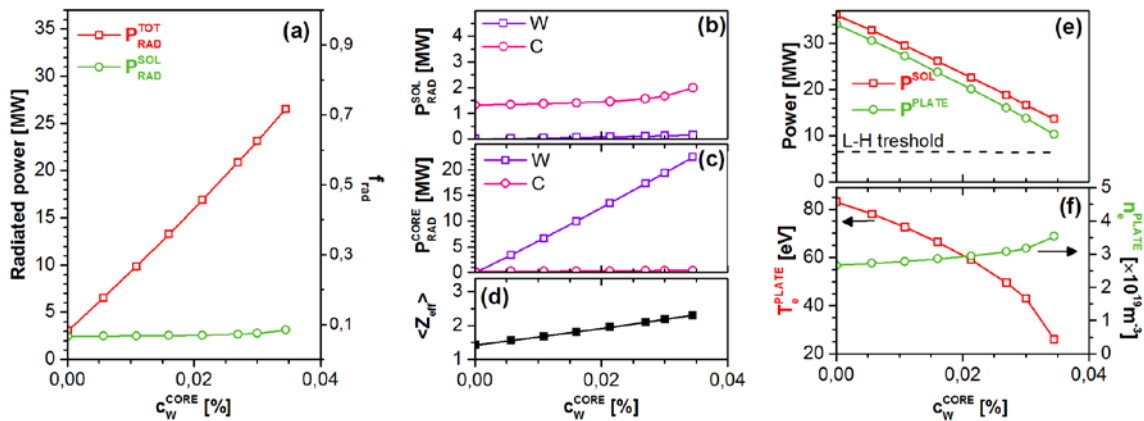
Po wykonaniu obliczeń z gazami szlachetnymi dla scenariusza nr 5 z dywertorem węglowym (pkt 1) można stwierdzić, iż tylko Xe umożliwił przekroczenie wartości 0.5 dla współczynnika wypromieniowania f_{rad} . Pozostałe domieszki cechują się mniejszym promieniowaniem przy równoczesnym bardzo wysokim średnim ładunku efektywnym ($\langle Z_{eff} \rangle$) oznaczającym rozrzedzenie plazmy. Spośród gazów szlachetnych Xe wykazał najlepsze własności, dlatego ograniczymy się do omówienia tego przypadku, dla którego $\langle Z_{eff} \rangle$ wyniósł 2,64. Wyniki zaprezentowano na rysunku 4.4.1. Xe jest domieszką o stosunkowo dużej liczbie atomowej ($Z=54$), co powoduje, że w tym scenariuszu Xe silnie promieniuje w obszarze centralnym.



Rys. 4.4.1 Wyniki dla scenariusza nr 5 z dywertoem węglowym przy domieszkowaniu Xe. Wykresy przedstawiają: promieniowanie całkowite (TOT) i w warstwie brzegowej (SOL) oraz współczynnik wypromieniowania f_{rad} (a), promieniowanie domieszek w warstwie brzegowej (b) i obszarze rdzeniowym (c), średni ładunek efektywny (d), całkowitą moc do warstwy brzegowej i do płyty dywertora wraz z progiem przejścia L-H (e), oraz gęstość i temperaturę elektronową przy płycie (f)

Moc doprowadzona do płyty dywertora P^{PLATE} nie jest wystarczająco silnie rozproszona, co skutkuje wysoką temperaturą elektronową przy płycie $T_e^{\text{PLATE}} \approx 50$ eV. W omawianym przypadku nie ma problemu z pozostaniem w reżimie wysokiego utrzymania (H-mode), co ilustruje położenie czerwonej linii (P^{SOL}) z Rys. 4.4.1.(e) względem przerywanej, oznaczającej próg energetyczny pracy w H-mode.

Z powodu niewystarczająco dobrych wyników otrzymanych dla gazów szlachetnych postanowiono powtórzyć obliczenia dla metali Sn i W z uwagi na wysoką liczbę atomową oraz inną recykulację. Zrozumiałym jest, że dostarczenie kontrolowanej ilości metalu do centrum tokamaka następuje większych trudności technicznych, niż napuszczenie gazu szlachetnego przez zawór, nie jest jednak zadaniem niewykonalnym. W przypadku Sn ($Z=50$) wyniki były zbliżone do Xe. Wyniki w przypadku wolframu prezentuje Rys. 4.4.2.

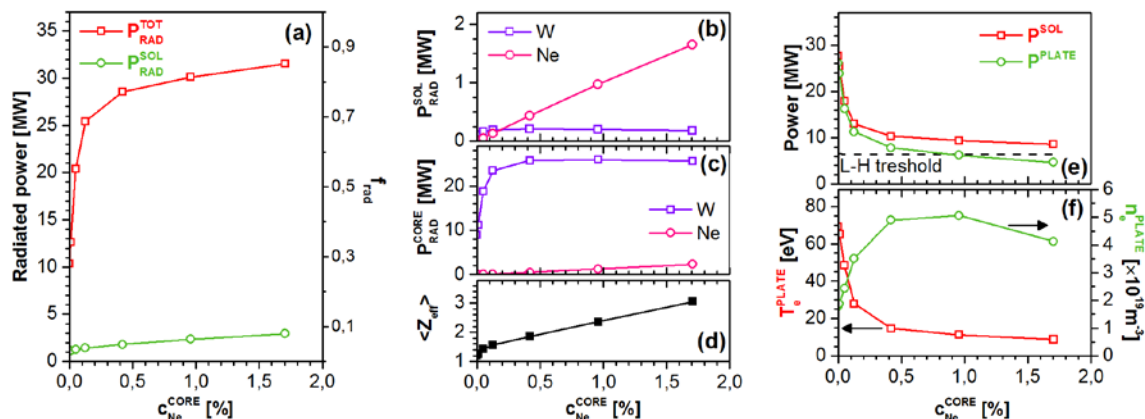


Rys.4.4.2 Wyniki dla scenariusza nr 5 z dywertoem węglowym przy domieszkowaniu W. Wykresy przedstawiają: promieniowanie całkowite (TOT) i w warstwie brzegowej (SOL) oraz współczynnik wypromieniowania f_{rad} (a), promieniowanie domieszek w warstwie brzegowej (b) i obszarze rdzeniowym (c), średni ładunek efektywny (d), całkowitą moc do warstwy brzegowej i do płyty dywertora wraz z progiem przejścia L-H (e), oraz gęstość i temperaturę elektronową przy płycie (f)

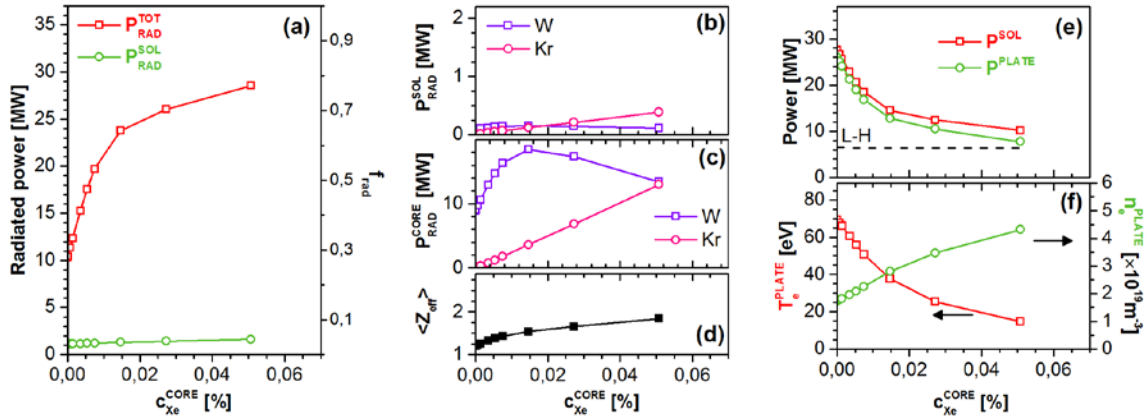
Widać z nich, że W bardzo silnie promieniuje przy umiarkowanym rozcieńczeniu plazmy. Z powodu niskiego promieniowania w warstwie brzegowej moc P^{PLATE} jest niewiele mniejsza od mocy dostarczonej do warstwy brzegowej P^{SOL} i jest na granicy dopuszczalnej maksymalnej średniej mocy do płyty $P^{PLATE}|_{MAX} = 10 \text{ MW/m}^2$ przy założeniu całkowitej powierzchni zwilżanej dywertora równej 1m (w zgodzie z dotychczasowymi obserwacjami na JET). Skutkuje to około dwukrotnie większym obniżeniem $T_e^{PLATE} \approx 25 \text{ eV}$ niż w przypadku z Xe. Na podstawie otrzymanych wyników proponuje się dwa rozwiązania:

1. Zastosowanie oprócz domieszki o wysokim Z (np. W) drugiej domieszki, silnie promieniującej w warstwie brzegowej (bardziej niż C), która pozwoliłaby na działanie w reżimie o wysokim utrzymaniu przy jednoczesnym dalszym zmniejszeniu P^{PLATE} . Przykładowe pary: (W+Ne), (Xe+Ne), (Sn+Ar). Powinno się mieć na uwadze, iż ze względów technicznych łatwiejsze do zrealizowania będą pary składające się z dwóch gazów.
2. Zmiana dywertora na W. Obliczenia prezentowane poniżej pokażą, że w tym przypadku problemy z odprowadzeniem mocy są dużo mniejsze. Może się jednak okazać, że trudność przeniesiona została na utrzymanie w eksperymencie kontroli nad poziomem domieszki samoistnej, jaką w tym przypadku jest wolfram.

W nawiązaniu do zad. 2 przeprowadzono analogiczne, jak poprzednio obliczenia dla JT-60SA z dywertorem W. Praktycznie dla każdej z domieszek Ne, Ar, Kr, Xe otrzymano takie same bądź lepsze wyniki, jak dla przypadku z dywertorem C i W jako domieszką z opisanych wyżej obliczeń. Wynika to z faktu, że to promieniowanie W jest głównym kanałem odprowadzania energii, a w bieżącym przypadku domieszki zewnętrzne pełnią rolę „regulatora” jego produkcji przez mechanizm wybijania (ang. *sputtering*) z płyty. Postanowiono zaprezentować dwa przypadki domieszkowania: Ne ($Z=10$) i Kr ($Z=36$). Wyniki przedstawiają Rys. 4.4.3. i Rys. 4.4.4..



Rys.4.4.3 Wyniki dla scenariusza nr 5 z dywertorem wolframowym przy domieszkowaniu Ne. Wykresy przedstawiają: promieniowanie całkowite (TOT) i w warstwie brzegowej (SOL) oraz współczynnik wypromieniowania f_{rad} (a), promieniowanie domieszek w warstwie brzegowej (b) i obszarze rdzeniowym (c), średni ładunek efektywny (d), całkowitą moc do warstwy brzegowej i do płyty dywertora wraz z progiem przejścia L-H (e), oraz gęstość i temperaturę elektronową przy płycie (f)



Rys.4.4.1. Wyniki dla scenariusza nr 5 z dywertorem wolframowym przy domieszkowaniu Kr. Wykresy przedstawiają: promieniowanie całkowite (TOT) i w warstwie brzegowej (SOL) oraz współczynnik wypromieniowania f_{rad} (a), promieniowanie domieszek w warstwie brzegowej (b) i obszarze rdzeniowym (c), średni ładunek efektywny (d), całkowitą moc do warstwy brzegowej i do płyty dywertora wraz z progiem przejścia L-H (e), oraz gęstość i temperaturę elektronową przy płycie (f)

W obu przedstawionych przypadkach f_{rad} przekracza 75%. Jak wspomniano, jest to spowodowane silnym promieniowaniem W w centralnej plazmie. Jedynie domieszka o wysokim Z zastępuje częściowo W, w związku z czym dla wysokich koncentracji Kr promieniowanie W i Kr w centrum jest na porównywalnym poziomie. We wszystkich przypadkach udało się ograniczyć P_{PLATE} poniżej 10 MW. Jedynym problemem jest dość wysokie rozcieńczenie dla domieszek o niskim Z oraz niebezpieczeństwo zbyt niskiej P_{SOL} , uniemożliwiającej pracę w H-mode.

Tab. 4.4.1 Porównanie wyników obliczeń dwoma kodami: EDGE2D-EIRENE (pierwsze trzy wiersze) i COREDIV (ostatnie trzy wiersze). Przedstawione wielkości dotyczą jedynie warstwy brzegowej. Na czerwono zaznaczono parametry ustawione ręcznie. n_e^{sep} gęstość elektronowa na separatrixie, P_{SOL} – moc do warstwy brzegowej, Y_{chem} – stały współczynnik wybijania chemicznego, Y_{sputt} – efektywny współczynnik wybijania węgla, P_{rad}^C – promieniowanie całkowite C, P_{rad}^H – promieniowanie całkowite H, T_e^{sep} – temperatura elektronowa na separatrixie, T_i^{sep} – temperatura jonowa na separatrixie, F_i^{SOL} – strumień jonów plazmy głównej do warstwy brzegowej, F_i^{PLATE} – strumień jonów plazmy głównej do płyty dywertora, T_e^{PLATE} – temperatura elektronowa na płycie, n_e^{PLATE} – gęstość elektronowa na płycie dywertora.

n_e^{sep} [$10^{19}m^{-3}$]	P_{SOL} [MW]	Y_{chem}	Y_{sputt} %	P_{rad}^C [MW]	P_{rad}^H [MW]	T_e^{sep} [eV]	T_i^{sep} [eV]	F_i^{SOL} [$10^{20}s^{-1}$]	F_i^{PLATE} [$10^{22}s^{-1}$]	T_e^{PLATE} [eV]	n_e^{PLATE} [$10^{19}m^{-3}$]
2.7	28	0.01	2.1	6.5	1.2	110	230	56	90/80	6.5/1.8	120/110
3.6	28	0.01	2.7	7.5	2.0	107	230	55	120/95	1.5/1.3	120/110
4.5	28	0.01	2.75	6.5	2.5	100	190	65	150/120	1.15/1.05	120/110
2.7	27.3	-	2.6	6.8	1.3	106	256	48	78	7.5	40
3.6	27.9	-	1.6	6.6	1.6	98	231	43	102	5.3	44
4.5	28.3	-	1.0	6.0	1.9	93	211	37	129	4.4	48

Jeśli chodzi o zad. 3 rozpoczęto prace nad użyciem kombinacji dwóch domieszek do maksymalizacji współczynnika f_{rad} . Jednak obliczenia nie dały dotychczas jednoznacznych wyników i będą kontynuowane w najbliższym czasie. Pierwszą z analizowanych par jest, jak sugerowano w pkt. 1 powyżej (Ne+W), następnie planuje się przeprowadzić kompleksowe obliczenia dla (Ne+Xe).

Ostatnim zadaniem było wykonanie obliczeń scenariusza nr 3 za pomocą kodu EDGE2D-EIRENE, opartych o wyniki wcześniejszych obliczeń przy pomocy kodu COREDIV, w obecnej konfiguracji bez domieszek zewnętrznych, jedynie z samoistnie produkowanym węglem (wybijanie z płyty dywertora). Wykonano serie obliczeń, aby dla obu kodów uzyskać zbliżony efektywny współczynnik wybijania C oraz szereg innych parametrów. Następnie wykonano serię obliczeniową z trzema wartościami parametru gęstości elektronowej na separatrixie n_e^{sep} . Wyniki zebrane zostały w Tab. 4.4.1.

Pierwszym wnioskiem jest dobra zgodność wyników, a przynajmniej trendów, poza parametrami plazmy przy płycie dywertora, na co ma wpływ fakt, iż COREDIV jest kodem z uproszczoną geometrią obszaru brzegowego. Można zauważyć, że lepsza zgodność jest dla niższych wartości n_e^{sep} . Scenariusz #3 cechuje się podatnością na pracę w reżimie odłączenia (tzw. detachment), widać to np. po szybkim zmniejszeniu T_e^{PLATE} przy wzroście promieniowania C. Planowane są dalsze prace mające ustalić poziom i typ domieszki, dla którego najłatwiej i najbezpieczniej będzie osiągnąć detachment. W dalszej perspektywie wyniki posłużą przygotowaniu symulacji pakietem obliczeniowym JINTRAC (EDGE2D-EIRENE zintegrowane z 1-wymiarowym kodem JETTO dla centralnej plazmy).

4.5 Badanie alternatywnych koncepcji dywertora dla reaktora termojądrowego

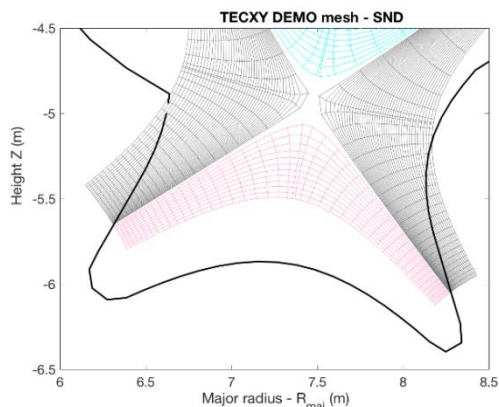
Zadanie realizowane w ramach projektów Eurofusion WPDTT1: Assessment of alternative divertor geometries and liquid metals for DEMO i WPDTT2: Definition and design of the Divertor Tokamak Test facility

Dyssypacja energii pochodzącej z centrum w obszarze brzegowym jest kluczowym problemem przyszłego reaktora termojądrowego DEMO. W związku z tym konieczna jest obecność mechanizmu absorpcji i rozpraszania napływającej energii w obszarze SOL, zanim dotrze do ściany i dywertora. Aby zmniejszyć obciążenia dywertora wprowadzamy domieszki do obszaru Scrape-Off Layer (SOL) oraz badamy różne konfiguracje dywertorowe. W ramach analizy różnych konfiguracji dywertora zrealizowano następujące zadania:

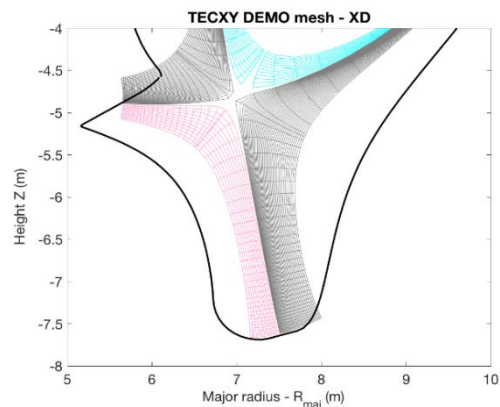
- Opracowanie siatki obliczeniowej dla trzech nowych konfiguracji dywertorowych
- Określenie wpływu różnych konfiguracji dywertorowych na plazmę brzegową
- Ocena wpływu dodatkowego domieszkowania na parametry plazmy

Opracowanie siatki obliczeniowej dla trzech nowych konfiguracji dywertorowych

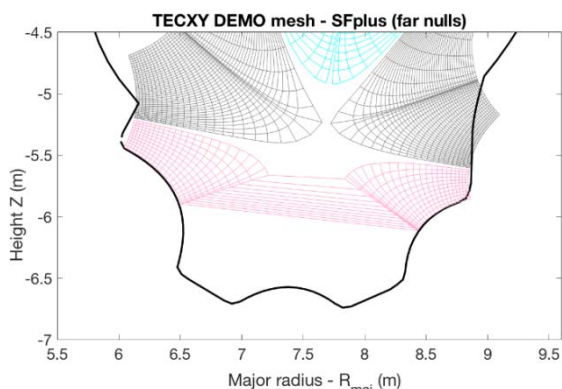
Siatki obliczeniowe dla zaproponowanych w 2018 roku konfiguracji Single Null Divertor (SND), X-divertor (XD), Snowflake plus Divertor (SF+) oraz Super X-divertor (SXD) zostały przedstawione odpowiednio na Rys.4.5. 1–4. Rysunki ukazują najistotniejszą część poszczególnych konfiguracji – obszar dywertorowy. Przy konstrukcji siatek numerycznych oprócz Scrape-off Layer (SOL, szare linie siatki) został dodatkowo uwzględniony obszar Private Flux Region (purpurowy) oraz obszar centralny tokamaka przylegający do separatrixy (niebieski).



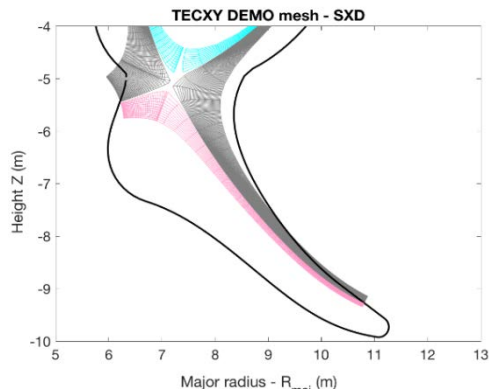
Rys. 4.5.1. Siatka numeryczna w konfiguracji dywertorowej Single Null dla programu TECXY.



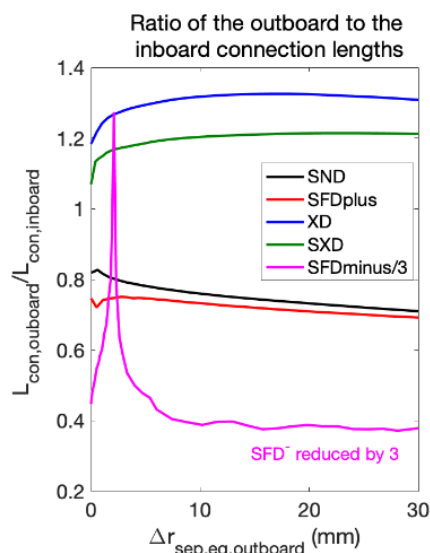
Rys. 4.5.2. Siatka numeryczna w konfiguracji X-divertor.



Rys. 4.5.3. Siatka obliczeniowa w konfiguracji dywertorowej Snowflake plus.



Rys. 4.5.4. Siatka obliczeniowa w konfiguracji Super X-divertor



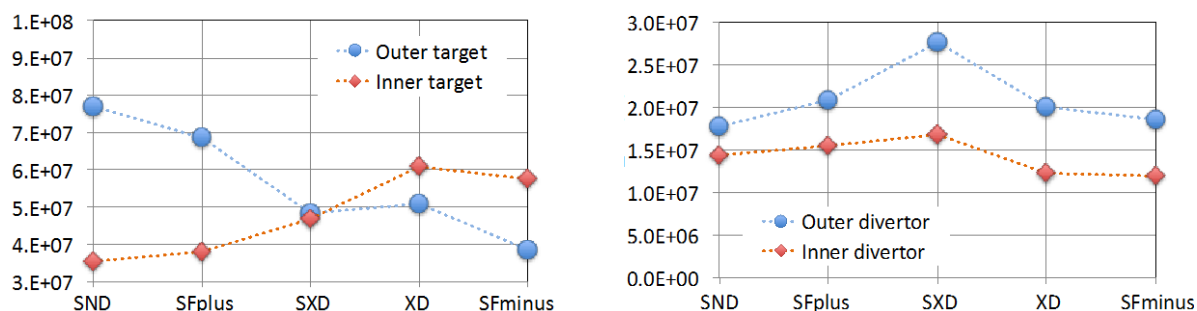
Rys. 4.5.5. Stosunek wartości connection lengths dla płyty zewnętrznej i wewnętrznej w różnych konfiguracjach dywertorowych.

Ważną wielkością jest najkrótsza odległość wzdłuż linii pola magnetycznego łączącej plazmę w punkcie stagnacji z powierzchnią dywertora (ang. *Connection Length*). Stosunek odległości wzdłuż linii pola magnetycznego łączącej plazmę w punkcie stagnacji z płytą wewnętrzną do

odległości do zewnętrznej płyty, który ma istotny wpływ na podział obciążenia cieplnego pomiędzy płyty dywertorowe: wewnętrzną i zewnętrzną. Rys. 4.5.5. przedstawia ww. stosunek wartości connection lengths w funkcji odległości radialnej od separatrysy, Δr . Zauważmy, że największe zmiany względem konfiguracji SND są obserwowane dla konfiguracji: XD i SXD. Dla porównania, kolorem purpurowym została przedstawiona konfiguracja Snowflake minus (SFDminus), której stosunek connection lengths względem SND jest trzykrotnie większy dla małych wartości Δr . Z porównania wyraźnie dostrzegamy, iż w konfiguracjach XD and SXD obciążenie cieplne wewnętrznej płyty powinno być większe w stosunku do płyty zewnętrznej.

Wpływ różnych konfiguracji dywertorowych na plazmę brzegową

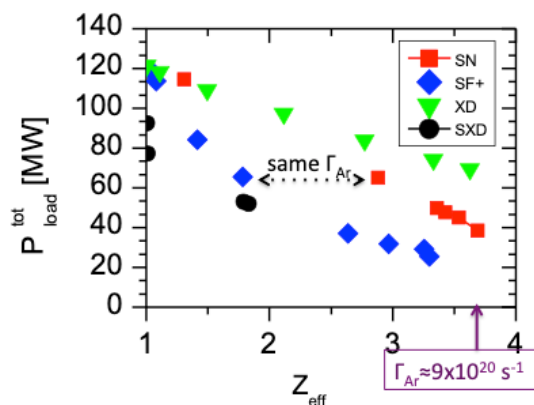
Zastosowanie różnych konfiguracji dywertorowych istotnie wpływa na globalne i lokalne parametry plazmy obszaru brzegowego. W tym celu przeprowadziliśmy symulacje numeryczne z wykorzystaniem kodu TECXY, służącym do badania transportu plazmy w obszarze brzegowym. W rezultacie symulacji numerycznych uzyskaliśmy wyniki pozwalające określić różnice pomiędzy poszczególnymi konfiguracjami pola magnetycznego dla ustalonej gęstości elektronowej na separatrysie, $n_e = 2.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, i mocy docierającej do SOL równej 150 MW. Rys 4.5.6. prezentuje całkowite obciążenie (panel lewy) oraz straty objętościowe (panel prawy) dla obu płyt dywertorowych: zewnętrznej (niebieskie symbole) i wewnętrznej (czerwone symbole). Omawiane konfiguracje dywertorowe wyszczególnione są na osi rzędnych. Zauważmy, iż konfiguracje dywertorowe alternatywne w stosunku do SND charakteryzują się mniejszym obciążeniem zewnętrznej płyty dywertorowej i większym obciążeniem płyty wewnętrznej. Wiąże się to min. ze zauważalnym wzrostem strat objętościowych plazmy obszaru zewnętrznego dywertora (panel prawy) dla wszystkich alternatywnych konfiguracji. Największy wzrost strat objętościowych obserwowany jest dla konfiguracji SXD, co jest wynikiem dużej objętości obszaru zewnętrznego dywertora i niskimi temperaturami plazmy w ww. obszarze.



Rys. 4.5.6. Całkowita moc (panel lewy) oraz straty objętościowe (panel prawy) dla płyt dywertorowych: zewnętrznej (niebieskie symbole) i wewnętrznej (czerwone symbole).

Wpływ dodatkowego domieszkowania

Symulacje numeryczne wpływu domieszkowania zostały przeprowadzone dla atomów Ar.



Rys. 4.5.7 – Całkowite obciążenie płyt dywertorowych (P_{load}^{tot}) dla różnych konfiguracji dywertorowych w funkcji ładunku efektywnego uśrednionego wzdłuż separatrysy

Wraz ze wzrostem wartości strumienia domieszek, Γ_{Ar} , obserwujemy spadek mocy docierającej do płyt dywertorowych. Rys. 4.5.7 przedstawia całkowitą moc docierającą do dywertora w zależności od ilości atomów argonu, wyrażonej przez uśrednioną wzdłuż separatrysy wartość ładunku efektywnego, Z_{eff} , dla różnych konfiguracji. Wprowadzenie domieszki do plazmy obszaru brzegowego spowodowało istotną redukcję mocy docierającej do płyt dywertorowych. Dla konfiguracji SF+ i SND, P_{load}^{tot} spada poniżej 50 MW, podczas gdy w konfiguracji XD moc docierająca do płyty może być zredukowana zaledwie do 70 MW. Zwróćmy uwagę, iż redukcja mocy docierającej do dywertorów w konfiguracjach SND, SXD i SF+ jest ograniczona przez niskie wartości temperatury elektronowej na wewnętrznej płycie, zaś w przypadku XD przez dużą koncentrację domieszek. Wyniki naszych obliczeń oraz badania przeprowadzone w poprzednich latach trwania projektu, sugerują konieczność zwiększenia gęstości plazmy na separatrysie w celu poprawy redukcji P_{load}^{tot} przy zastosowaniu domieszki argonu.

Analiza użycia ciekłometalicznego dywertora w reaktorze DEMO

Możliwość zastosowania w reaktorze termojądrowym dywertorów z ciekłym metalem tworzącym powierzchnię wystawioną na oddziaływanie plazmy zyskuje w ostatnich latach coraz większe zainteresowanie. Użycie ciekło-metalicznego dywertora może rozwiązać niektóre problemy klasycznego dywertora zbudowanego z ciała stałego (np. wolfram, molibden) związane z erozją materiału oraz dużymi gradientami temperatury powstającymi pod napływem strumieni mocy rzędu od kilku do kilkudziesięciu megawatów. Pokrycie podstawy dywertora warstwą ciekłego metalu oraz stałe uzupełnianie ubytku materiału w czasie działania reaktora pozwoliłoby na wydłużenie czasu eksploatacji dywertora. Jednakże, parowanie powierzchni ciekłego metalu jest jedną z niewiadomych związanych z użyciem ciekłych metali przy konstrukcji dywertora. Parowanie jako dodatkowe źródło domieszkowania plazmy ma wpływ na promieniowanie plazmy w centrum i w warstwie brzegowej a tym samym na warunki pracy reaktora. Jednocześnie parowanie może zmienić wartości maksymalnych dopuszczalnych strumieni ciepła, modyfikując parametry w samym rejonie dywertora.

Aktualnie rozważanymi kandydatami na materiał ciekło-metalicznego dywertora są lit i cyna. Cechy tych dwu pierwiastków, niska temperatura topnienia litu oraz wysoka temperatura wrzenia cyny wyznaczają duże przedziały robocze obu pierwiastków. Podstawowe różnice pomiędzy litem a cyną zostały podsumowane w następujących punktach:

1. Zakres temperatur roboczych cyny jest większy niż litu. Lit wymaga niższej temperatury chłodziwa.

2. Lit łatwo wchodzi w związki z trytem, co może rodzić problemy natury bezpieczeństwa w związku z retencją trytu.
3. Cyna w wysokich temperaturach powoduje korozję materiału ścianki (nie dotyczy wolframu).

Ponadto, uwolnione domieszki promieniają w warstwie brzegowej tokamaka (SOL ang. *scrape-off layer*). Ze względu na niską liczbę atomową litu (Li, $Z=3$), pierwiastek ten nie promieniuje liniowo w centrum. Cyna (Sn, $Z=50$) natomiast promieniuje zarówno w SOL jak i w centrum tokamaka.

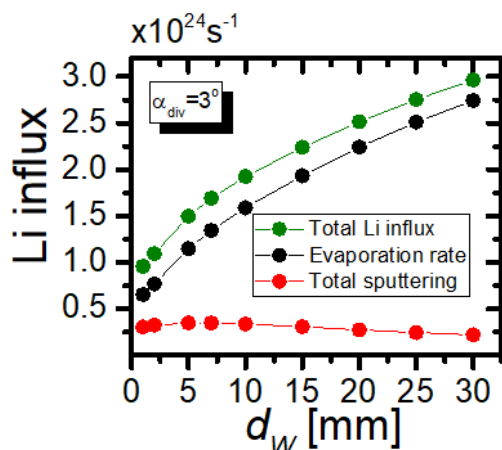
Obliczenia wykonano przy użyciu kodów COREDIV I TECXY. COREDIV jest kodem modelującym plazmę w centrum tokamaka (model jednowymiarowy) i warstwie brzegowej (model dwuwymiarowy w geometrii prostokątnej). Centrum i warstwa brzegowa są sprzężone ze sobą, co pozwala oszacować wpływ domieszek, których źródło zlokalizowane jest w warstwie SOL na warunki w centrum (promieniowanie, temperaturę, gęstości). Równocześnie obliczona moc przechodząca przez separatrycę ma wpływ na warunki w warstwie brzegowej oraz pozwala oszacować obciążenie cieplne płyty dywertora. Kod TECXY jest kodem modelującym plazmę w warstwie brzegowej w geometrii rzeczywistej, co pozwala z kolei na precyzyjniejsze w stosunku do kodu COREDIV oszacowanie warunków panujących w SOL a także na obliczenie profili strumienia mocy docierającej do płyt dywertora.

Celem pracy w 2018 roku była analiza zachowania się ciekło-metalicznego dywertora litowego lub cynowego pod napływem dużych strumieni mocy. Analiza obejmowała także wpływ domieszek pochodzących z dywertora lub też nadmuchiwanych do warstwy brzegowej tokamaka (SOL ang. *Scrape-Off Layer*) na plazmę w warstwie brzegowej a także na warunki pracy reaktora.

W roku 2018 wykonano symulacje dla reaktora DEMO z ciekłym litem (COREDIV, TECXY) i ciekłą cyną (TECXY). W przypadku kodu TECXY obliczenia wykonano dla konfiguracji pola magnetycznego *Single-null* (SN). W celu przeprowadzenia obliczeń wykorzystano jednowymiarowy model parowania powierzchni ciekłego metalu zaimplementowany w kodach COREDIV I TECXY w roku 2016 i 2017. W modelu tym tempo odparowania ciekłego metalu (Γ [atom/s/m²]) obliczana jest w funkcji padającego strumienia mocy (q [MW]). Parametrami modelu są grubość warstwy ciekłego metalu (d_{mesh}), grubość warstwy metalu stanowiącego podstawę (d_w) oraz temperatura spodu płyty (T_0). Dodatkowym parametrem wprowadzonym podczas implementacji modelu jest nachylenie płyty względem linii pola magnetycznego (α_{div}).

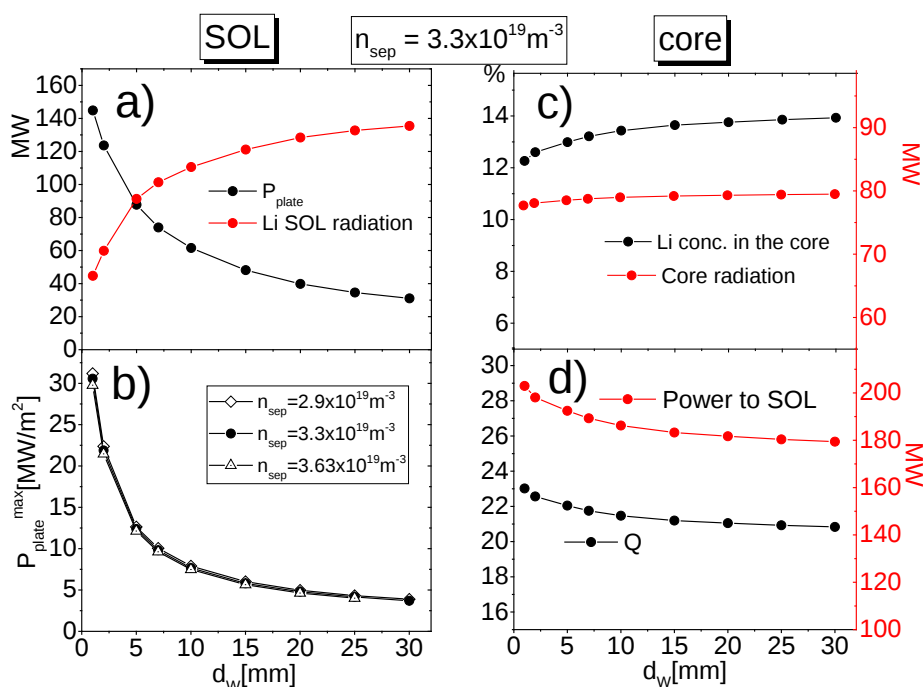
Symulacje kodem COREDIV

W 2018 roku przeprowadzono symulacje kodem COREDIV dla reaktora DEMO z dywertorem z ciekłym litem. Symulacje miały na celu oszacowanie wpływu użycia dywertora z ciekłym litem na warunki pracy reaktora (moc fuzji, temperatura, gęstość i promieniowanie w centrum) oraz na warunki panujące w warstwie brzegowej i w regionie dywertora. Na Rys.4.5.8. przedstawiono zależność źródeł litu, parowania i wybijania, od grubości podstawy dywertora (d_w) dla ustalonego kąta $\alpha_{div} = 3^\circ$. Parowanie zwiększa się o jeden rząd wielkości, od wartości $\sim 6 \times 10^{23} \text{s}^{-1}$ do $\sim 3 \times 10^{24} \text{s}^{-1}$ dla d_w w zakresie od 1mm do 30mm, podczas gdy wybijanie pozostaje na poziomie $2 \div 3 \times 10^{23} \text{s}^{-1}$.



Rys.4.5.8. Strumień litu do plazmy: całkowity (zielony), wskutek parowania (czarny), wskutek wybijania (czerwony).

Zwiększenie strumienia litu do plazmy wraz z grubością podstawy dywertora ma zasadnicze znaczenie dla warunków panujących w warstwie brzegowej i centrum plazmy. Zależność podstawowych parametrów plazmy centralnej (core) i brzegowej (SOL) dla gęstości na separatrysy $n_{sep} = 3.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, została zamieszczona na Rys.4.5.9. Koncentracja litu w centrum osiąga 14%. Zidentyfikowano dwa reżymy pracy reaktora. Reżym, któremu odpowiadają wartości grubości d_w do ok. 5mm charakteryzuje się niskim promieniowaniem litu w warstwie brzegowej oraz dużą całkowitą mocą do płyty sięgającą 150MW. Natomiast dla wartości grubości d_w powyżej 10mm całkowita moc do płyty spada do wartości poniżej 60MW aż do 40MW dla $d_w = 30\text{mm}$.



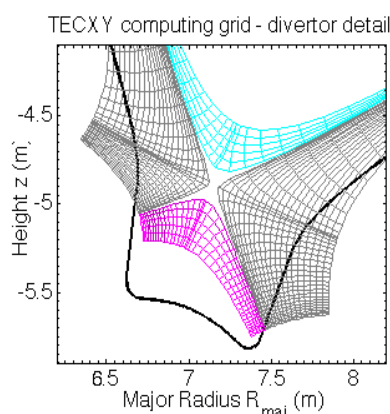
Rys.4.5.9. Zależność podstawowych parametrów plazmy od grubości podstawy płyty dywertora (a): Całkowita moc do płyty (P_{plate}) oraz promieniowanie litu w SOL. (b): Całkowita lokalna moc do płyty (P_{plate}^{max}). (c): Koncentracja litu w centrum (Li conc. in the core) i promieniowanie w centrum (core radiation). (d) Współczynnik Q oraz moc przez separatrycę (Power to SOL).

Promieniowanie litu w SOL rośnie do wartości ok. 140MW. Wartość maksymalnej lokalnej mocy do płyty nie zależy od gęstości na separatrysie (Rys. 4.5.9b), a jedynie od ustawień parametrów dywertora. Jej wartość jest tym mniejsza im większa jest grubość d_w i spada

poniżej 5MW/m^2 . Omawiane reżymy pracy odpowiadają wartości parowania porównywalnej z wartością wybijania ($d_w < 5\text{MW}$, pierwszy reżym) oraz sytuacji, kiedy parowanie jest głównym źródłem litu w plazmie ($d_w > 10\text{MW}$, drugi reżym). Niezależnie od wielkości strumienia litu do plazmy, wartość strumienia mocy przez separatrycę jest wyższy od progu L-H (120MW) wyznaczającego możliwość pracy reaktora w trybie wysokiego utrzymania plazmy tzw. modzie H. Przy czym, jedynie praca reaktora w reżymie wysokiego parowania jest w ogóle możliwa ze względu na znacznie zredukowane obciążenie cieplne płyty. Obciążenie cieplne dywertora w przypadku reżymu niskiego parowania przekracza istniejące ograniczenia technologiczne.

Symulacje kodem TECXY

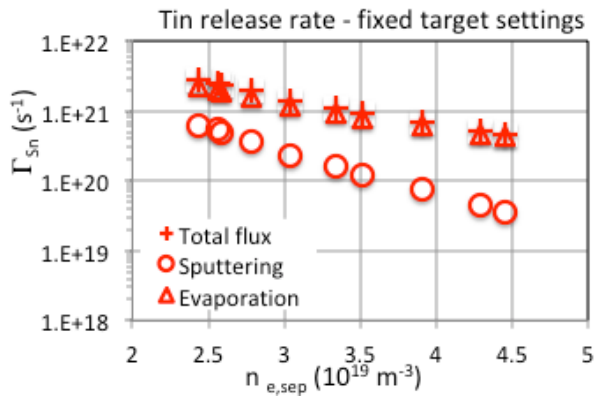
Przeprowadzono symulacje dla reaktora DEMO z litowym i cynowym ciekłym dywertorem. Symulacje wykonano dla różnych wartości gęstości na separatrysie ($n_{e,omp}$), grubości podstawy płyty dywertora (d_w) i temperatury spodu płyty (T_0). Moc przez separatrycę jest parametrem kodu. Jej wartość wynosiła $P_{SOL}=150\text{MW}$ w trakcie symulacji i nie była zmieniana podobnie jak wartość transportu radialnego.



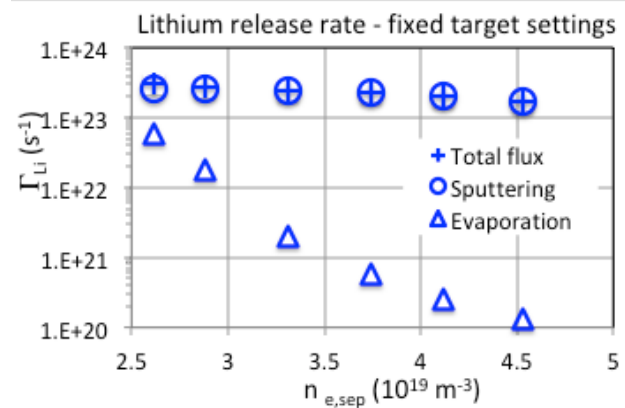
Rys.4.5.10. Konfiguracja pola magnetycznego typu Single Null

Obliczenia wykonano dla konfiguracji pola magnetycznego typu single null (SND) (patrz Rys. 4.5.10). Parametry modelu parowania były zmieniane w następujących zakresach: $1 < d_{Sn/Li} < 2\text{ mm}$, $0.2 < d_w < 12\text{ cm}$, $0 < T_0 < 700\text{ °C}$. Natomiast nie każda możliwa podprzestrzeń parametrów została zbadana ze względu na granice wyznaczone przez możliwość zbiegania kodu oraz ograniczenia stosowalności założeń użytych w kodzie. To oznacza np., że temperatura na płycie dywertora musiała być wyższa niż 2.5eV . Poniżej tej temperatury wyniki modelu zbyt odbiegają od rzeczywistych warunków fizycznych plazmy i nie jest uzasadnione jego stosowanie. W przypadku litu symulacje zostały przeprowadzone jedynie dla wartości parowania rzędu wartości wybijania ($\leq 10^{23}\text{ s}^{-1}$). Związane jest to z faktem, że kod TECXY jest kodem brzegowym i jedynie sprzęgnięcie modelu plazmy brzegowej z modelem centrum plazmy pozwala na stabilizację kodu, ze względu na to, że duża koncentracja litu w SOL ma istotny wpływ na warunki w centrum plazmy i na moc przez separatrycę (parametr wejściowy dla kodu TECXY) oraz na strumienie plazmy przez separatrycę.

Na Rys. 4.5.11 pokazano parowanie i wybijanie cyny dla ustalonych parametrów dywertora w funkcji gęstości na separatrysie. W porównaniu z litem strumień cyny do plazmy jest o rząd wielkości mniejszy niż litu (Rys. 4.5.12).

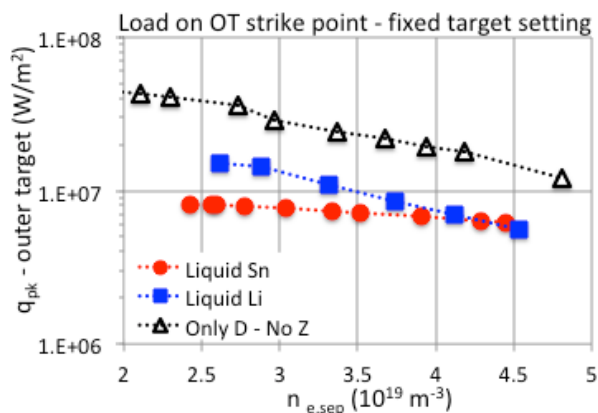


Rys 4.5.11. Strumienie cyny do plazmy. Całkowity strumień (total flux), wybijanie (sputtering), parowanie (evaporation)



Rys. 4.5.12. Strumienie litu do plazmy. Całkowity strumień (total flux), wybijanie (sputtering), parowanie (evaporation)

Niższa emisja cyny nie przekłada się jednak na niższe możliwości rozproszenia energii w porównaniu z litem (patrz Rys. 4.5.13.). Cyna jako pierwiastek o liczbie atomowej $Z=50$, promieniuje intensywnie zarówno w SOL jak i w centrum. W związku z tym, cyna rozprasza energię głównie poprzez promieniowanie liniowe, a nie poprzez rozcieńczenie plazmy i promieniowanie liniowe tak jak w przypadku litu. Dla obu pierwiastków maksymalne lokalne obciążenie cieplne zewnętrznej płyty dywertora spada do wartości poniżej 10 MW/m^2 , co nie wyklucza możliwości zastosowania każdego z tych metali do konstrukcji ciepłego dywertora.



Rys. 4.5.13. Lokalny strumień ciepła na zewnętrzną płytę dywertora w punkcie maksymalnego strumienia plazmy (strike point)

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

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

Program EUROfusion obejmuje z pośród wielu dwa pakiety robocze WPJET1: *JET Campaigns & JET Analysis* oraz WPMST1: *Medium size tokamak campaigns*.

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

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPJET1: JET Campaigns & JET Analysis

Tokamak JET w Wielkiej Brytanii jest obecnie największym na świecie, eksperymentalnym urządzeniem termojądrowym. Celem prowadzonych tam badań jest opracowanie scenariuszy operacyjnych na rzecz przyszłej kampanii deuterowo-trytowej (DTE2), która planowana jest na 2020 r. W szczególności ma to przysłużyć się optymalizacji działania urządzeń termojądrowych kolejnej generacji takich jak ITER (eksperymentalny reaktor budowany na południu Francji), czy DEMO (pierwsza prototypowa elektrownia termojądrowa). Oszacowania prowadzone dla tokamaka ITER pokazują, że bilans energetycznego z fuzji będzie $Q > 10$. Znaczna część czasu eksperymentalnego w JET poświęcona jest przygotowaniu scenariusza podstawowego (ang. baseline scenario) oraz scenariusza hybrydowego (ang. hybrid scenario), w celu uzyskania podczas kampanii DTE2, 10-15 MW mocy z fuzji w stanie stacjonarnym trwającym ~5 s. Opracowywane scenariusze w JET mają być kompatybilne z materiałami pierwszej ściany w ITER. Tokamak JET z ILW (ang. *ITER-like wall*), wyposażony jest w wolframowy dywertor i berylowy limiter. W związku z tym, głównym wyzwaniem jest integracja operacji o wysokim utrzymywaniu plazmy, przy zastosowaniu pełnej mocy dodatkowego grzania, z ograniczeniami wynikającymi z pracy wolframowego dywertora. Wolfram, jako pierwiastek o wysokim liczbie atomowej Z, powoduje duże straty radiacyjne w plazmie, a tym samym jej wychładzanie. Akumulacja zanieczyszczeń może również prowadzić do słabego utrzymywania plazmy a także do zerwania sznura plazmowego. Kontrola zachowania wolframu w plazmie oraz opracowanie zintegrowanych metod do utrzymywania jego koncentracji na niskim poziomie w dużym stopniu przyczyni się do osiągnięcia wysokiej wydajności energetycznej z syntezy termojądrowej. Ostatnie badania na JET wykazały, że jednym ze sposobów kontrolowania wolframu w centrum plazmy jest zastosowanie grzania ICRH (ang. Ion Cyclotron Resonance Heating). Scenariusze grzania ICRH na rzecz przyszłej kampanii DT oraz dla ITER są optymalizowane, w celu zwiększenia jego wydajności przy jednoczesnej minimalizacji produkcji zanieczyszczeń. Ponadto, aby uniknąć miejscowego przegrzania i uszkodzenia dywertora, opracowywane są metody z zewnętrznym domieszkowaniem (ang. impurity seeding). Do plazmy wprowadza się zewnętrzne zanieczyszczenia np. azot, neon, krypton, które na skutek promieniowania radiacyjnego powodują lokalne wychładzanie plazmy. Skutki zewnętrznego domieszkowania badane są na podstawie obserwacji eksperymentalnych oraz modeli analitycznych w świetle przyszłych wymagań w ITER.

Modelowanie numeryczne zjawisk zachodzących w plazmie, ma się przysłużyć ekstrapolacji uzyskanych wyników w celu określenia optymalnych warunków pracy przyszłych urządzeń termojądrowych. W 2018 naukowcy z IFPiLM uczestniczyli w kampaniach analiz i modelowania na tokamaku JET. Z powodu problemów technicznych planowana kampania eksperymentalna C38 nie odbyła się i została przesunięta na rok 2019. Od 2017 roku powierzono nam koordynację zadania T17-06 Impact of ICRH on impurities for optimisation of scenarios.

Symulacje wyładowań w tokamaku JET miały na celu wsparcie i przeprowadzenie

ekstrapolacji wyników teoretycznych dla scenariusza deuter-tryt (DT) z dywertorem wolframowym i ścianką berylową na potrzeby planowanej kampanii eksperymentalnej DTE2. Stanowiły istotną rolę w procesie optymalizacji zewnętrznego domieszkowania i przy określeniu rozkładu promieniowania oraz mocy docierającej do płyt dywertora w zadanych warunkach. Przyczyniły się także do określenia wpływu produkcji i transportu zanieczyszczeń na parametry wyładowania w plazmie. Stanowiły wsparcie na etapie przygotowywania sesji eksperymentalnych w kampanii C38 (M18-01, M18-02, M18-38, M18-39).

Naukowcy z IFPiLM uczestniczyli w kilku zadaniach związanych z tym problemem:

- 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

W 2018 roku przeprowadzono serię symulacji komputerowych za pomocą kodu COREDIV. Analizie poddano wyniki eksperymentalne uzyskane podczas poprzednich kampanii z plazmą deuterową. W szczególności przeanalizowano:

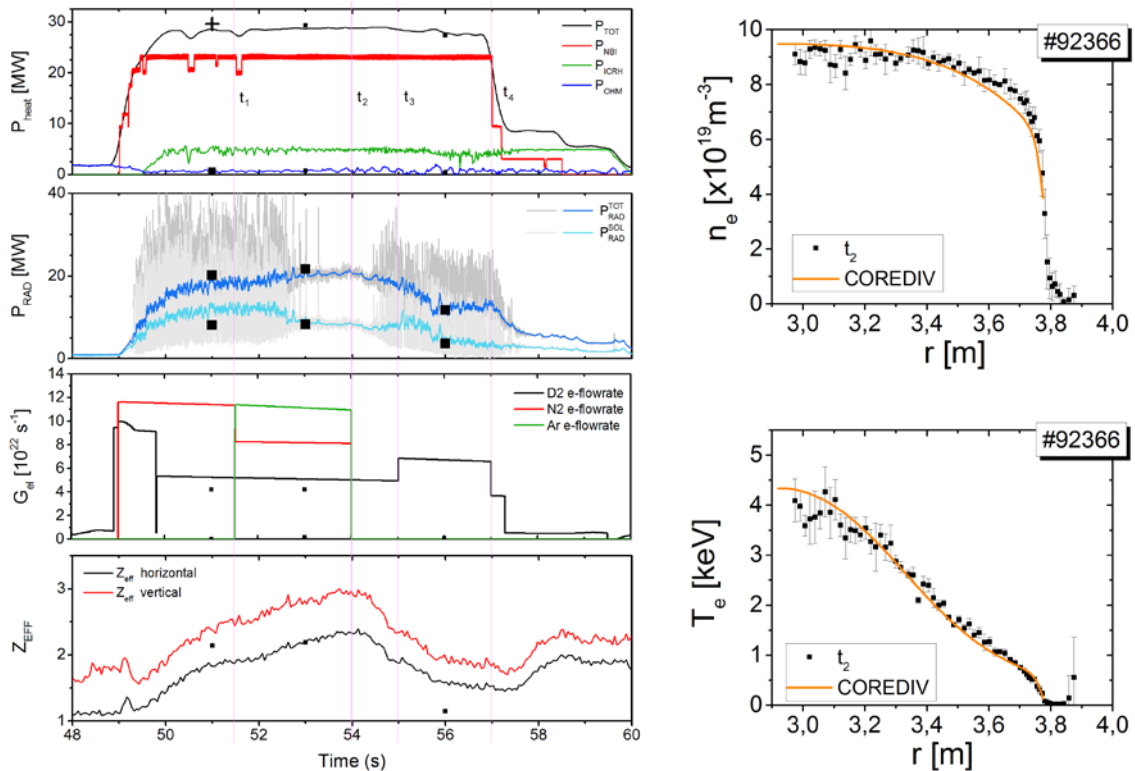
- wyładowania w H – modzie : #92432, #92436, #92375, #92376
- wyładowania hybrydowe:
 - o z niską mocą grzania (16,5 MW) i różnym poziomem domieszkowania zewnętrznego (neon) #90279; 90280; #90287; #90336
 - o z dużą mocą grzania (30,5 MW): #92398

Na tokamaku JET-ILW przeprowadzono wiele interesujących eksperymentów z dużą mocą grzania. Gęstość plazmy była podtrzymywana w nich, albo tylko poprzez dopuszczanie gazu (ang. fuelling), albo w połączeniu napuszczania gazu z dodatkowym wstrzeliwaniem cząstek w postaci drobinek zamrożonego paliwa tzw. peletów. Oprócz rozmaitych problemów związanych z techniczną wykonalnością tego zadania, istotną sprawą jest utrzymanie maksymalnych parametrów plazmy przez czas 5 s w stacjonarnym reżymie oraz związanego z tym długotrwałego obciążenia płyty dywertora. Zrealizowanie zrównoważonego obciążenia do płyty zostało osiągnięte poprzez przesuwanie w trakcie wyładowania punktu oddziaływania plazmy z dywertorem. Pojawia się jednak pytanie, czy technika ta może być wystarczająca dla plazmy DT w związku z dodatkowym wkładem do obciążenia dywertora pochodzącego od fuzji termojądrowej oraz wyższym poziomem mocy grzania i planowaną dłuższą fazą utrzymania plazmy w reżymie stacjonarnym. W tym celu przeanalizowano dwa wyładowania o średniej gęstości elektronowej ($n_e = 6,5 \div 7 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$), charakteryzujących się:

- różnym stosunkiem temperatury jonowej do elektronowej
- temperaturą w centrum plazmy około 7 keV
- grzaniem zewnętrznym przekraczającym 30 MW.

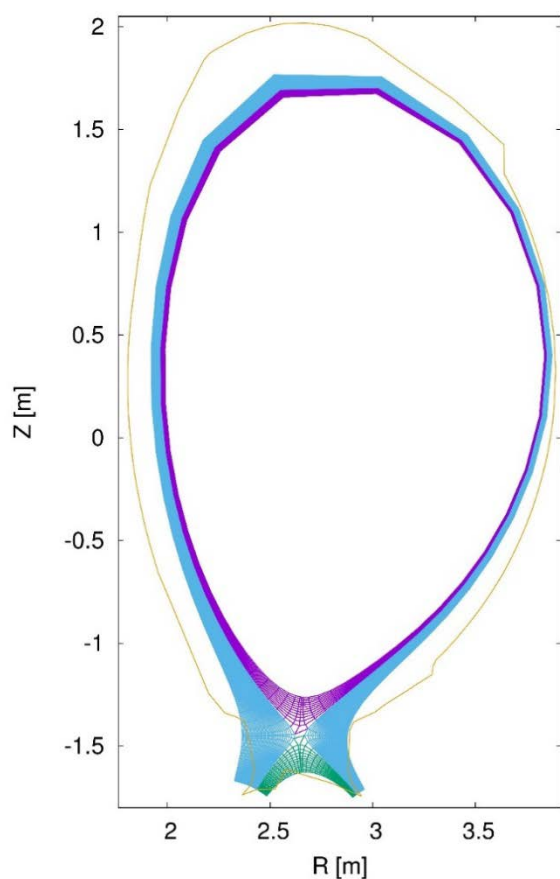
Dla jednego z tych wyładowań (#92436), zarejestrowano rekordowy strumień neutronów. Współczynnik H_{98} (stosunek czasu utrzymania plazmy eksperymentalnej do teoretycznej) wynosił 1,1. Uzupełnienie gęstości plazmy uzyskano w pierwszym z wyładowań przez połączenie niskiego dopuszczania gazu i wstrzeliwania peletów, podczas gdy dla drugiego wyładowań (bez wstrzeliwania peletów, $H_{98} = 1$) dopuszczanie paliwa gazowego było na średnim poziomie: $1,8 \times 10^{22} \text{e/s}$. O ile te dwa impulsy są podobne po względem mocy wejściowej, oraz mocy promieniowania (13-14 MW), to główna różnica między nimi jest związana z gęstością na separatrixie, która w impulsie z peletem jest niższa, niż w przypadku tylko z samy zasilaniem gazem, co powoduje nieznacznie wyższą temperaturę płyty: 19 eV. Ekstrapolacja do plazmy DT, przy zachowaniu niezmiennionej mocy wejściowej, prowadzi do

niewielkiej różnicy w odniesieniu do zrekonstruowanych impulsów DD. Najistotniejszy wynik ekstrapolacji impulsów DD na plazmę DT ze zwiększonym do 40 MW grzaniem zewnętrznym, przy pierwotnym prądzie plazmy 3 MA pokazuje niewielką moc cząstek alfa (59 MW i 0,85 MW). Wszystko to razem wzięte zwiększa moc dochodzącą do płyty dywertora, która w symulacjach przekracza 21 MW. W rezultacie, dla obu scenariuszy stosunkowo niewielki wzrost mocy promieniowania nie jest wystarczający, aby skompensować wzrost grzania zewnętrznego. Konieczne jest, więc domieszkowanie plazmy. W tym celu wykonano numeryczny skan z dodatkowym domieszkowaniem plazmy z neonem, pokazujący możliwość zmniejszenia obciążenia na płycie poniżej 15 MW dla obu scenariuszy. Niestety zaobserwowano wzrost efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} do 2,6. Pomimo tego, że wyładowanie z połączonym niskim napełnianiem gazu i wstrzeliwaniem peletu wykazuje znacznie wyższą wydajność w eksperymentach dla plazmy DD jak również w symulacjach dla DT, to wymagane jest wyższe promieniowanie z plazmy centralnej, aby zmniejszyć moc dochodzącą do płyty dywertora. Kontrola mocy na płycie dywertora będzie bardziej krytyczna dla wyładowań z peletami, niż dla wyładowań zasilanych tylko gazem. Wykonano także symulacje kodem COREDIV dla strzałów 92366 i 92368 domieszką N i Ar. W każdym z nich wyróżniono punkty czasowe w stanie stacjonarnym wyładowania, z różną ilością napełnianych domieszek. Pierwszym celem było dopasowanie głównych parametrów plazmy, w szczególności profili gęstości i temperatury elektronowej. Pełne symulacje uwzględniające dwie domieszki zakończono dla chwil t_1 i t_2 dla wyładowania nr 92366 oraz t_1 dla wyładowania nr 92368. Wybrane wyniki zaprezentowano na Rys. 5.1.



Rys. 5.1 Po lewej: przebieg czasowy dla wyładowania nr 92366 wraz z zaznaczonymi wybranymi chwilami. Wykresy przedstawiają, kolejno od góry: moc grzania całkowita (P_{TOT}), wiązki neutralów (P_{NBI}), jonowego rezonansu cyklotronowego (P_{ICRH}) oraz grzanie omowe (P_{OHM}); moc promieniowania całkowita (P_{RADTOT}) i w plazmie brzegowej (P_{RADSOL}) – przebiegi rzeczywiste i uśrednione; tempo napełniania w elektronach na sekundę dla deuteru (D_2), azotu (N_2) i argonu (Ar); średni ładunek efektywny z kanału horyzontalnego i wertykalnego. Po prawej: dopasowane profile gęstości elektronowej (góra) i temperatury elektronowej (dół) dla momentu t_2 z domieszkowaniem Ar na

poziomie $1 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ i N_2 na poziomie $6 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$.

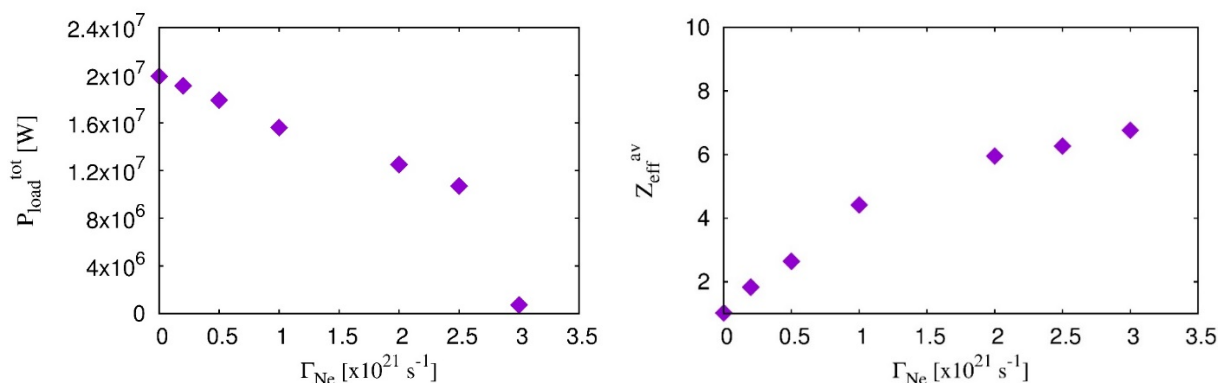


Rys. 5.2. Siatka obliczeniowa dla wyładowania 92432 w urządzeniu DEMO

Dalsze prace miały na celu odtworzenie profili promieniowania w centrum dla wybranych chwil i zbadanie mechanizmu transportu domieszek, jak również określenie ich optymalnej kompozycji. Ponadto, bazując na wynikach uzyskanych kodem COREDIV rozpoczęto symulacje dwuwymiarowym kodem EDGE2D, który zajmuje się częścią brzegową plazmy (SOL) z uwzględnieniem realistycznej geometrii. Aby zbadać wpływ domieszek na parametry SOL zaplanowano przeprowadzenie obliczeń przy różnych poziomach domieszek N i Ar w celu znalezienia kombinacji optymalnej ze względu na warunki panujące na płycie dywertyora. Jak dotychczas zakończono skany z pojedynczymi domieszkami. Dalsze prace mapowania przestrzeni rozwiązań dla różnych kompozycji (N, Ar) są w trakcie realizacji.

W celu opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym urządzenia JET wykonano także symulacje numeryczne dla silnie promieniującej plazmy domieszkowanej neonem. Wyniki symulacji będą stanowiły materiał porównawczy bardziej złożonych modeli, a także pozwolą na weryfikację poprawności stosowanych modeli fizycznych. W ramach projektu przystąpiono do wykonania modelu plazmy obszaru brzegowego urządzenia JET dla wyładowań numer 92432 i numer 92436, które stanowią wyładowania wzorcowe dla przyszłych wyładowań w kampanii deuterowo-trytowej. W tym celu sporządzono siatki obliczeniowe na podstawie konfiguracji pola magnetycznego dla ww. wyładowań (Rys. 5.2) oraz ustalono parametry plazmy i warunki brzegowe na podstawie danych eksperymentalnych. Do badań zastosowano dwuwymiarowy, wielopłynowy kod TECXY stosujący zaawansowane modele fizyczne oraz metody numeryczne dedykowane transportowi plazmy w obszarze brzegowym tokamaka. Na wstępie zostały wykonane obliczenia dla czystej plazmy deuterowej, a następnie do plazmy wprowadzono domieszkę neonu poprzez

wpuszczanie atomów neonu zgodnie z założeniami eksperymentu. W wyniku symulacji numerycznych dla czystej plazmy deuterowej określano zależność całkowitej mocy docierającej do płyty dywertora od strumienia plazmy docierającej z centrum do obszaru brzegowego. Zauważamy, że plazma deuterowa obszaru brzegowego jest w stanie wypromieniować jedynie 7 MW przy mocy docierającej do SOL (ang. Scrape-off Layer) równej 23 MW. Ustalono również, iż detachment, (czyli oderwanie plazmy) w urządzeniu JET dla omawianej konfiguracji pola magnetycznego zachodzi najpierw na wewnętrznej płycie dywertora nawet bez udziału domieszek. Tym samym, strumienie cieplne padające na zewnętrzną płytę są kilkukrotnie większe w porównaniu do wewnętrznej płyty dywertora urządzenia JET. Dalsze symulacje ukazały, iż zastosowanie domieszki neonu powoduje zwiększenie promieniowania plazmy, tym samym redukując moc docierającą do płyt dywertora. Jednakże redukcja mocy padającej na dywertor poprzez promieniowanie atomów neonu jest niewystarczająca. Całkowita moc docierająca do płyty spada do około 12 MW (Rys. 5.3, lewy panel). Dodatkowo wprowadzenie do plazmy atomów neonu spowodowało wzrost efektywnego ładunku plazmy, który pozwala określić stopień zanieczyszczenia plazmy domieszkami. Prawy panel rys. 5.2 przedstawia zmianę wartości ładunku efektywnego uśrednionego wzdłuż separatory. W omawianym przypadku domieszkowanie doprowadziło do wzrostu ładunku efektywnego do wartości równej 6,6, zanim nastąpi detachment. Podobnie jak w przypadku czystej plazmy deuterowej, zewnętrzna płyta dywertora jest zdecydowanie bardziej obciążona wysokimi wartościami strumienia plazmy, zaś zjawisko detachmentu zaobserwowano na wewnętrznej płycie dywertora.



Rys. 5.3. Całkowita moc docierająca do dywertora (lewy panel) oraz ładunek efektywny uśredniony wzdłuż separatory (prawy panel) w zależności od strumienia domieszki neonu.

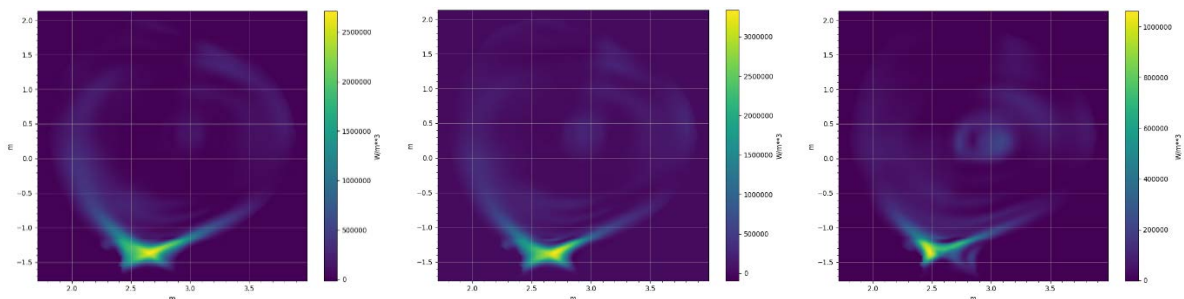
Przeprowadzone obliczenia numeryczne umożliwiły weryfikację poprawności modeli fizycznych transportu plazmy zastosowanych w symulacjach oraz umożliwiły określenie wpływu domieszkowania neonem na parametry plazmy w urządzeniu JET dla wyładowań stanowiących wzorzec przyszłych wyładowań w kampanii deuterowo-trytowej.

Uzyskane wyniki teoretyczne były porównywane z wynikami eksperymentalnymi. Porównywano między innymi koncentracje metalicznych zanieczyszczeń w plazmie oraz moc promieniowania plazmy. Koncentracje zanieczyszczeń o średnim Z (takich jak Ni, Fe, Cu, Mo) wyznaczono na podstawie promieniowania liniowego rejestrowanego przy pomocy diagnostyki spektroskopowej w zakresie promieniowania VUV. Koncentrację wolframu wyliczono na podstawie promieniowania ciągłego i liniowego mierzonego za pomocą spektroskopii zakresu EUV. Na podstawie danych z diagnostyki miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) wyznaczono profile koncentracji wolframu w plazmie oraz dwuwymiarową rekonstrukcję promieniowania wolframu w plazmie. Poza oceną wpływu zewnętrznego domieszkowania plazmy, koncentrację zanieczyszczeń wyznaczono także dla

wielu innych wyładowań. Miało to na celu kontrolę i badanie zachowania zanieczyszczeń i) podczas optymalizacji scenariusza podstawowego i hybrydowego na rzecz przyszłej kampanii DT, ii) kontrolę i badanie zanieczyszczeń plazmy podczas optymalizacji scenariuszy grzania ICRH na rzecz przyszłej kampanii DT oraz scenariuszy grzania dla ITER, iii) określenie wpływu ELM-ów na produkcję zanieczyszczeń. Zwrócono uwagę na kwestie związane z kontrolą zanieczyszczeń podczas kończenia fazy wysokiego reżimu utrzymywania plazmy (ang. H-mode). Faza ta jest szczególnie problematyczna w środowisku ściany Be / W na JET i będzie ważnym aspektem operacji w ITER. Przeprowadzone doświadczenia wykazały, że poprzez kontrolę częstotliwości modów brzegowych (ang. ELM) można utrzymać stacjonarne warunki bez akumulacji zanieczyszczeń. Częstotliwość ELM-ów może być kontrolowana między innymi za pomocą wpuszczanego gazu deuterowego do komory próżniowej, wertykalnych ruchów plazmy (ang. vertical kicks) oraz za pomocą peletów. Wraz ze wzrostem ilości wstrzykiwanego gazu rośnie częstość ELM-ów. Okazało się, że kiedy gaz wpuszczany był z górnej części komory próżniowej, częstość ELM-ów była wyższa w porównaniu, gdy gaz wpuszczany był z obszaru dywertora. Okazało się, że wraz ze wzrostem częstości ELM-ów koncentracja zanieczyszczeń w plazmie centralnej malała. Eksperymenty wykazały, że bez kontroli modów brzegowych, podczas przejścia H-L z modu H do modu z niskim utrzymywaniem plazmy (ang. L-mode) pojawiały się długie okresy bez ELM-ów. Taka sytuacja prowadziła do niekontrolowanej akumulacji zanieczyszczeń. Rozwój długich faz bez ELM-ów skutecznie zahamowano uruchamiając dodatkowe ELM-y poprzez 'vertical kicks', czyli szybkie ($\sim 2-3$ ms) pionowe ruchy plazmy. Ta metoda była bardziej efektywna od generowania ELM-ów za pomocą peletów. Zarówno przy opracowywaniu scenariusza podstawowego jak i hybrydowego badano wpływ zewnętrznego domieszkowania jako technikę do zmniejszania obciążeń cieplnych dywertor. Domieszkowanie neonem jest testowane na JET ze względu na jego operacyjną kompatybilność z trytem. W plazmie hybrydowej grzanej wiązką neutralną NBI na skutek zewnętrznego domieszkowania osiągnięto znaczne obniżenie temperatury płyt dywertora bez istotnego pogorszenia utrzymywania plazmy. Niemniej jednak moc promieniowania w plazmie rosła wraz z ilością wpuszczanego neonu. Analiza spektroskopowa wykazały jednoczesny wzrost W i M_0 w plazmie centralnej. Przyczyną zwiększonej koncentracji zanieczyszczeń o wysokim Z było zwiększenie wybijania wolframu i molibdenu z obszaru dywertora na skutek zewnętrznego domieszkowania oraz rola ELM-ów, których częstotliwość spadała wraz ze wzrostem ilości gazu.

Ilościowe określenie promieniowania z różnych obszarów plazmy było niezbędne w zrozumieniu wielu zjawisk zachodzących w tokamaku. W tym celu niezbędna była analiza danych z diagnostyki bolometrycznej. Prace te miały duże znaczenie w eksperymentach z zewnętrznym domieszkowaniem poprzez demonstracje tolerancji obciążeń cieplnych dywertora. Przeprowadzono także prace w ramach zadań: T18-01(Improved diagnostic analysis and intershot codes), M18-01 (Baseline scenario development for DT), M18-02 (Hybrid scenario development for DT), M18-14 (Isotope effects on L-H transition power threshold), M18-26 (Isotope effect on H-mode detachment and density limit), M18-34 (Radiation asymmetry for SPI-mitigated disruptions), M18-38 (Max divertor radiation), M18-45 (H-mode exit in support of ITER) oraz w ramach przygotowań do eksperymentu SPI dla zadań: M18-36 (Run-away electron suppression with the SPI) oraz M18-37 (Run-away electron avoidance and formation conditions). Zapoznano się z metodą rekonstrukcji tomograficznej TOMO5 dla bolometrii w celu porównania otrzymanych wyników z różnymi metodami tomograficznymi. Przeprowadzone rekonstrukcje tomograficzne dla różnych wyładowań plazmy. Tak np. w zadaniu M18-38 wiązało się to ze sprawdzeniem całkowitej mocy promieniowania w 100 ms odstępach czasowych podczas całego wyładowania. Ewolucja ta brana była pod uwagę do porównywania wyładowań o różnym domieszkowaniu.

Celem tego badania było sprawdzenie, dlaczego przy najwyższych mocach grzania zwiększone domieszkowanie neonem prowadzi tylko do niewielkich zmian w profilach piedestału i całkowitej mocy promieniowania, ale równocześnie prowadzi do zniknięcia ELM-ów. Zakładano, że na dystrybucję promieniowania wpływa neon. Na rys. 5.4 przedstawiono przykładowe rekonstrukcje bolometryczne dla 3 punktów czasowych w badanym wyładowaniu.



Rys. 5.4 Przykładowe rekonstrukcje tomograficzne wykonane dla wyładowania 92118 w różnych sekundach wyładowania.

W ramach zadania M18-14 oprócz przygotowania licznych rekonstrukcji tomograficznych z danych uzyskanych poprzez detektory bolometryczne, został zbadany też wpływ parametrów rekonstrukcji na tendencje zmian całkowitej mocy promieniowania. Oprócz tego została przeanalizowana lista wyładowań dla toroidalnego pola magnetycznego $B_T \sim 1,8$ T dla dwóch gazów roboczych, deuteru oraz wodoru, w celu określenia tendencji w zachowaniu plazmy przed przejściem z reżimu L do H oraz z powrotem. W ramach zadania M18-34 dla różnych narzędzi numerycznych zostały porównane całkowite moce promieniowania otrzymane na podstawie opracowanych rekonstrukcji bolometrycznych. Wynik ten pozwolił określić najbardziej odpowiednie narzędzie do obróbki danych w ramach tego zadania.

W celu przeprowadzenia analizy korelacji parametrów plazmy z temperaturą jonową mierzoną przy pomocy różnych metod diagnostycznych (np. miękkiego promieniowania X (KX1), rekombinacji z wymianą ładunku (CXRS), promieniowania widzialnego (KS5), rozpraszania Thomsona (HRTS), lidar (LIDR)) prowadzono prace nad dalszą rozbudową bazy JETPEAK. Prace te były wykonywane w ramach zadania T18-01. Baza JETPEAK zawiera uśrednione wartości głównych parametrów wyładowań z JET dla wybranych, stacjonarnych okresów czasowych (~ 1 s). Prace wykonywane w 2018 r. objęły dwa cele. Pierwszym celem było dodanie do bazy JETPEAK profili temperatur elektronowych z diagnostyki KK3. W tym celu stworzono procedurę do automatycznego pobierania danych KK3 z bazy danych JET i konwersji ich na postać według standardu bazy JETPEAK, czyli na 21 równomiernie rozłożonych punktów wzdłuż promienia ρ (pierwiastek znormalizowanego strumienia toroidalnego). Procedura została przetestowana, a następnie wyniki temperatur elektronowych KK3 zostały zaimportowane do formatu JETPEAK. Drugim wykonanym zadaniem było dodanie do bazy JETPEAK nowych próbek czasowych, obejmujących 604 strzały (1-3 próbki na strzał) nieobecne dotychczas w bazie, a znajdujących się na liście żądań osób korzystających z bazy JETPEAK. W praktyce oznaczało to wybór stacjonarnych przedziałów czasowych na podstawie wzrokowej obserwacji przebiegów głównych parametrów strzałów i wykorzystanie istniejącej procedury do zapisu ich jako dane TIME i TWIN do JETPEAK. Wykonane prace pozwoliły znacząco rozbudować bazę JETPEAK, która pozwala w bardzo szybki i prosty sposób (za pomocą matlab lub python) uzyskać informacje dotyczące dużej ilości strzałów jednocześnie, co znacznie upraszcza różne analizy statystyczne, np. dotyczące poprawności i zgodności wyników z różnych diagnostyk. W dalszej perspektywie pozwala to również lepiej zaplanować przyszłe eksperymenty i poprawić działanie niektórych systemów pomiarowych.

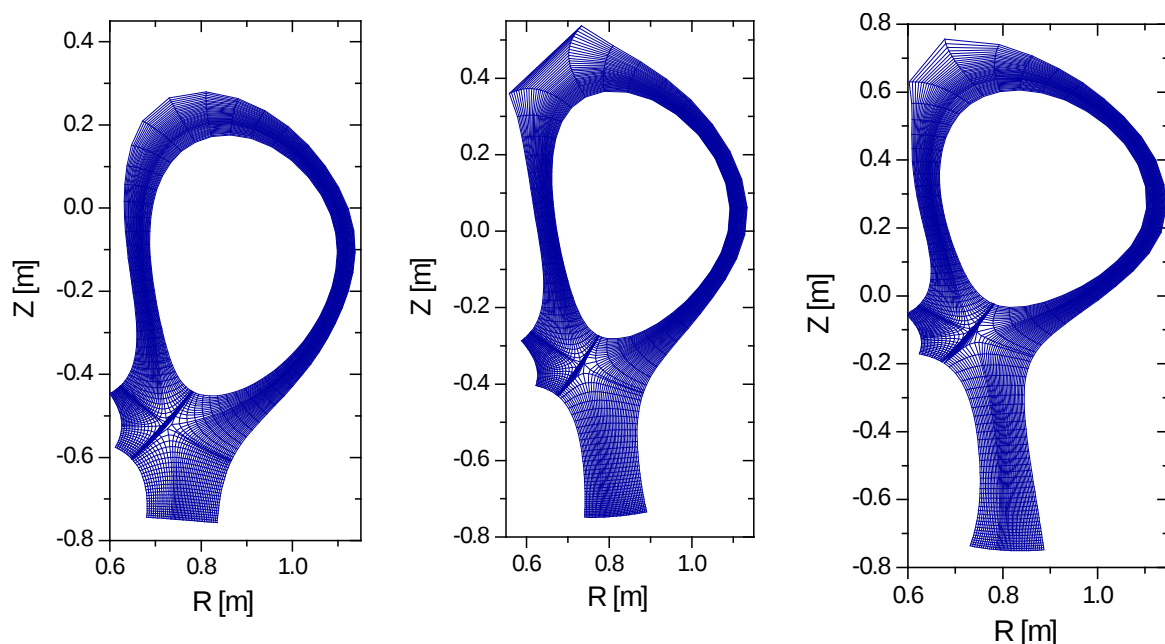
W 2018 r. w JET odbył się kurs na stanowiska w pokoju kontrolnym (np. wsparcie diagnostyczne, liderzy sesji, analiza międzysesyjna). W zakresie analiz i modelowania w 2018 r. odbyły się dedykowane działania w zakresie szkolenia kodowego (JOREK, SOLPS, SOLEDGE2D i ETS) w celu zwiększenia liczby użytkowników do modelowania plazmy w tokamaku JET. Pracownicy IFPiLM uczestniczyli w szkoleniu na operatora VSO (Viewing System Operator). Umożliwi to pracę w pokoju kontrolnym (ang. Control Room) tokamaka przy systemach rejestracji promieniowania w celu określenia przyczyny zerwania sznura plazmowego w trakcie sesji eksperymentalnych. Uczestniczyli także w szkoleniu dotyczącym obsługi kodu numerycznego JOREK oraz ETS w celu przeprowadzenia symulacji komputerowych wyładowań w plazmie. W ramach zadania T17-05 oraz M18-08 przeprowadzone zostały obliczenia przy wykorzystaniu 3-wymiarowego nieliniowego kodu hydrodynamicznego JOREK. Głównym celem było zbudowanie równowagi magnetohydrodynamicznej dla wybranych wyładowań, w których zaobserwowano obecność nieliniowych niestabilności ELM typu II oraz dla wyładowań z domieszkowaniem zanieczyszczeń. W tym celu uwzględnione zostały rzeczywiste profile temperatury i gęstości elektronowej z diagnostyki Thomson Scattering na tokamaku JET oraz rzeczywiste konfiguracje pola magnetycznego. Ponadto stworzone zostały ortogonalne trójwymiarowe siatki obliczeniowe, na których mogą być prowadzone dalsze badania nieliniowych niestabilności plazmy pod kątem wpływu domieszek i paliwa na stabilność piedestału w plazmie brzegowej tokamaka JET. Modelowanie obserwowanych eksperymentalnie niestabilności plazmy jest kluczowe dla zrozumienia procesu przerywania sznura plazmowego (a w efekcie przerywania wyładowania, którego ciągłość jest podstawą działania przemysłowego reaktora termojądrowego) oraz określenia dopuszczalnych możliwych strumieni ciepła, które mogą być wydzielane w trakcie pracy takiego reaktora. Zrozumienie nieliniowych perturbacji w plazmie wnosi wkład w rozwój metod właściwego modelowania złożonych równań magnetohydrodynamiki oraz zakresu stosowalności pewnych modeli i przybliżeń.

5.2. Udział w badaniach na tokamakach ASDEX-U i TCV i analizy wyników eksperymentalnych. Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPMST1: *Medium size tokamak campaigns*

Celem eksperymentów na średnich tokamakach, takich jak ASDEX-Upgrade (Garching, Niemcy), czy TCV (Lozanna, Szwajcaria) jest uzupełnienie badań prowadzonych na tokamaku JET. Urządzenia te posiadają unikalne możliwości eksperymentalne i celem prowadzonych badań jest zapewnienie efektywnego wykorzystania doświadczeń i ekstrapolacja wyników do przyszłych urządzeń termojądrowych ITER i DEMO. Prowadzone tam badania obejmują obszary i reżimy, w których średniej wielkości tokamaki mają wyjątkowe możliwości eksperymentalne. W 2018 naukowcy z IFPiLM uczestniczyli w kampaniach eksperymentalnych na tokamaku ASDEX-Upgrade oraz TCV.

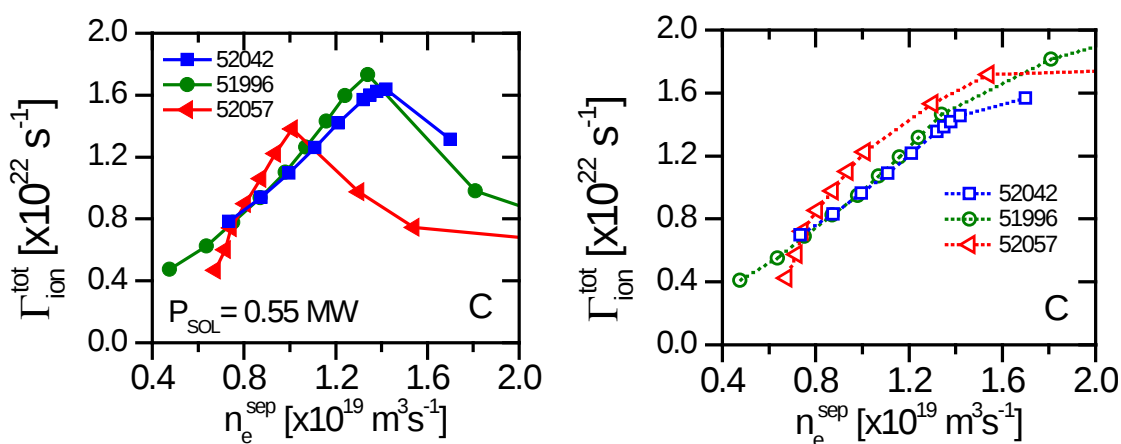
W ramach projektu badano przebieg zjawiska oderwania się plazmy od płyty dywertora (ang. detachment) dla konfiguracji pola magnetycznego o różnych wartościach odległości pomiędzy punktem zerowego pola magnetycznego (ang. X-point) i zewnętrzną płytą dywertora, $d_{X-target}$. W tym celu zostały przeprowadzone symulacje numeryczne z zastosowaniem dwuwymiarowego, wielopłynowego kodu numerycznego TECXY dla trzech wyładowań przeprowadzonych w urządzeniu TCV o różnych odległościach pomiędzy X-point i zewnętrzną płytą dywertora, $d_{X-target}$. Chcąc określić przebieg zjawiska detachment'u w urządzeniu TCV dla różnych wartości $d_{X-target}$ zostały skonstruowane siatki obliczeniowe obejmujące obszar Scrape-Off Layer (SOL), obszar prywatny dywertora i brzeg centrum. Do plazmy wodorowej wprowadzona została domieszka atomów węgla po przez wybijanie jonów węgla (ang. sputtering) z płyty dywertora. Do symulacji numerycznych zostały

zastosowane dane eksperymentalne dla wyładowania o małej odległości $d_{X\text{-target}}$ numer 52042, wyładowania numer 51096 o standardowej odległości $d_{X\text{-target}}$ oraz wyładowania numer 5205, gdzie odległość $d_{X\text{-target}}$ jest największa. Skonstruowane siatki zostały przedstawione na Rys. 5.5.



Rys. 5.5. Siatki obliczeniowe dla konfiguracji 52042 (lewy panel), 51096 (środkowy panel) i 52057 (prawy panel), charakteryzującymi się różnymi odległościami pomiędzy X -point i zewnętrzną płytą.

Na podstawie wyników eksperymentalnych, przeprowadzono symulacje numeryczne, w których odtworzono przebieg zjawiska detachmentu. W tym celu wykonano szereg obliczeń dla różnych wartości strumienia deuteru wpływającego do SOL z centrum, Γ_D . Wyniki naszych obliczeń numerycznych pozwoliły dokładnie określić poszczególne etapy odrywania się plazmy od płyt dywertora oraz procesy im towarzyszące. Zauważmy, że wraz ze wzrostem gęstości na separatrixie, spowodowanym wzrostem wartości strumienia



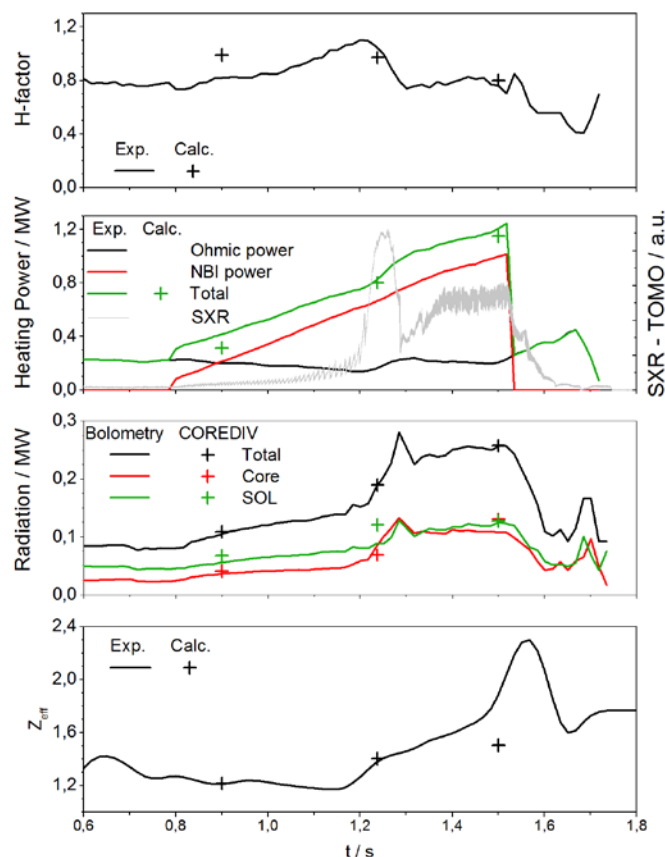
Rys. 5.6. Strumień jonów plazmy padający na zewnętrzną płytę (lewy panel) i wewnętrzną płytę (prawy panel) dla różnych konfiguracji pola magnetycznego.

deuteru do SOL, następuje spadek temperatury elektronowej na płytach dywerta. Gdy temperatura na płycie osiągnie kilka eV następuje oderwanie się maksimum gęstości elektronowej od powierzchni płyty i gwałtowny spadek gęstości na płycie. Wraz ze wzrostem strumienia deuteru obserwujemy przemieszczanie się maksimum gęstości elektronowej wzdłuż separatrysy od płyty w kierunku X-point. W momencie detachment'u zachodzi również, gwałtowny spadek wartości strumienia jonów docierającego do płyt dywerta. Rys. 5.6. przedstawia porównanie strumieni jonów docierających do zewnętrznej (panel lewy) i wewnętrznej płyt dywerta dla różnych konfiguracji pola magnetycznego. Dostrzegamy, że niezależnie od konfiguracji obniżenie wartości strumienia jonów padających na płytę ma miejsce wyłącznie w przypadku zewnętrznej płyty dywerta, natomiast na wewnętrznej płycie strumień jonów plazmy dalej wzrasta. Ponadto możemy zaobserwować, iż detachment w konfiguracji charakteryzującej się największą wartością odległości $d_{X-target}$ zachodzi przy znacznie mniejszych wartościach strumienia deuteru do SOL w porównaniu ze standardową odległością pomiędzy płytą, a X-point dla których zachodzi przy zbliżonych wartościach strumienia deuteru. Rezultaty symulacji numerycznych uzyskanych w przedstawionych badaniach w pełni potwierdzają wyniki eksperymentalne (Holger et al., 2018).

W 2018 roku realizowano także zadania

- T10/AUG: Analysis and modelling of W transport in different plasma scenarios
- T02/TCV: ITER/DEMO compatible integrated impurity seeded scenarios development by optimisation of pedestal performance, divertor cooling and core radiation maintaining $HH(98,y2) \geq 1$ in conjunction with high radiation fraction studies
- T17/TCV: Optimisation of seeded detachment regimes with multiple species towards high confinement, high radiation and robust control using ITER/DEMO relevant observers and actuators

Wybrano wyładowania interesujące pod kątem transportu domieszek. Dla zadań T02 i T17 wykonane zostały następujące prace przygotowawcze. Dla tokamaka TCV wykonano analizę wyładowania #57466 pod kątem obecności domieszek innych, niż zamierzone. Wybrano 3 momenty czasowe, różniące się mocą grzania (wiązką neutralów NBI, moc 0,22 MW, 0,6 MW i 0,99 MW) i przy użyciu kodu COREDIV przeprowadzono obliczenia, najpierw jedynie z domieszką węgla (C). Okazało się, że nie udało się odtworzyć eksperymentalnych poziomów promieniowania, dla każdej wybranej chwili. Pomiary bolometryczne wskazywały na dużo wyższe promieniowanie w plazmie centralnej. Na bazie dotychczasowych doświadczeń zasugerowano, iż zwiększone promieniowanie w plazmie centralnej może pochodzić od dodatkowej, niekontrolowanej domieszki o średniej liczby atomowej (Z). Sugerując się składem materiałowym elementów konstrukcji i wyposażenia tokamaka TCV, przeprowadzono ponownie obliczenia z dodatkową domieszką w postaci żelaza (Fe) (skan dla różnych poziomów źródła Fe). Wyniki przedstawia rys. 5.7.



Rys. 5.7 Wyniki symulacji dla tokamaka TCV, wyładowanie nr 57466. Od góry: Współczynnik utrzymania energii, Moc grzania (omowa, NBI i suma) oraz promieniowanie z diagnostyki miękkiego promieniowania X (SXR), moc promieniowania (całkowita, centrum, brzeg), oraz średni efektywny ładunek w plazmie centralnej. Wyniki obliczeniowe naniesiono w postaci krzyżyków, eksperymentalny przebieg – linią ciągłą.

Po uwzględnieniu domieszki o średnim Z , którego reprezentantem jest Fe zgodność wyników obliczeniowych z danymi eksperymentalnymi znacząco wzrosła. Szacowane poziomy koncentracji domieszki Fe wynoszą 0,078 %, 0,040 % i 0,072 % dla kolejnych wyróżnionych chwil. Dla ostatniego momentu czasowego widać dosyć dużą rozbieżność średniego efektywnego, Z , która może wynikać z niedoskonałości modelu obliczeniowego (mogły się zmienić parametry uznane wcześniej za stałe) lub niedoskonałości diagnostyki. Mimo to, z dużą dozą prawdopodobieństwa można stwierdzić, że plazma TCV zawiera w tym przypadku zanieczyszczenia pierwiastkami o Z zbliżonym do Fe. Powód zanieczyszczenia jest ustalany, hipotetycznie źródłem atomów żelaza (TCV to urządzenie ze ścianą węglową) mogą być pochodzące z metalowych elementów wyposażenia diagnostyk tokamaka lub/i kanału wiązki NBI. Zaplanowano również serię obliczeń dla czterech wyładowań (60915, 57751, 57785 i 58182) z taką samą mocą grzania NBI (0,9 MW), zbliżoną konfiguracją pola magnetycznego i różnymi wartościami nominalnymi prądu w plazmie (140 kA, 170 kA, 210 kA i 360 kA). Jedynie w ostatnim wyładowaniu obniżono moc grzania dodatkowego do 0,2 MW. Celem jest przeanalizowanie wpływu domieszki o średnim Z na możliwość pracy w modzie z wysokim utrzymaniu w każdym z wariantów (zadanie T02). Praca w modzie H wymaga określonej minimalnej całkowitej mocy przechodzącej przez separatrycę P_{sep} . Obecność domieszek mogących promieniować w plazmie centralnej powoduje obniżenie P_{sep} . Wstępne obliczenia wskazują, że problemy mogą pojawić się dla przypadku z największym prądem w plazmie. Prace będą kontynuowane pod kątem ustaleniu górnej granicy stężenia

domieszki, w której możliwe jest wysokie utrzymanie plazmy i przeanalizowaniu mechanizmu transportu domieszek w warstwie brzegowej. Powyższe prace są istotne w punkcie widzenia projektów zajmujących się uzyskaniem stabilnych i powtarzalnych warunków do pracy w modzie o wysokim utrzymaniu (modzie H), który miałby być jednym z bazowych scenariuszy badań w TCV, zwłaszcza dla eksperymentów z domieszkowaniem plazmy. Zidentyfikowanie źródła zanieczyszczeń pozwoli na wyeliminowanie go w przyszłości, albo opracowanie takiego scenariusza wyładowania, który zminimalizowałby wpływ domieszki o średnim Z na wyniki przyszłych eksperymentów.

W ramach udziału w kampanii eksperymentalnej na tokamaku TCV po raz pierwszy do modelowania plazmy został użyty i dostosowany nieliniowy kod magnetohydrodynamiczny JOEKE. W celu przystosowania kodu do geometrii reaktora, możliwych konfiguracji pola magnetycznego zaimplementowano szereg modyfikacji dedykowanych dalszemu używaniu kodu na tym tokamaku. Kolejnym krokiem było zbudowanie równowagi magnetohydrodynamicznej dla wyładowania, w których zaobserwowano nieliniowe zaburzenia plazmy w trakcie H-modu. W tym celu zbudowana została od podstaw ortogonalna 3-wymiarowa siatka obliczeniowa, która następnie została użyta do przeprowadzenia wstępnych symulacji plazmy (równowaga magnetohydrodynamiczna) oraz generowania toroidalnych modów zaburzeń plazmy. Symulacje uwzględniały rzeczywiste profile temperatury i gęstości elektronowej, dane o polu magnetycznym oraz informacje o obserwowanych częstotliwościach wzbudzanych modów. W efekcie możliwe jest obecnie kontynuowanie pełnych nieliniowych symulacji magnetohydrodynamicznych dla tokamaku TCV. Badania plazmy w tokamaku TCV poszerzają możliwości analizy plazmy w różnych konfiguracjach pola magnetycznego, co jest możliwe w przypadku dużej komory tego tokamaku. Analiza niestabilności w plazmie wiąże się z dwoma najważniejszymi wymaganiami: ciągłość działania przyszłego reaktora termojądrowego oraz dostosowanie materiałów konstrukcyjnych do wydzielanych strumieni ciepła. Te podstawowe cele nie mogą być osiągnięte bez gruntownego zrozumienia mechanizmów powstawania takich niestabilności oraz znalezienia skutecznych sposobów na minimalizowanie zaburzeń..

W roku 2018, w ramach kampanii eksperymentalnej na tokamaku ASDEX-Upgrade przeprowadzono pierwszą część eksperymentu zatytułowanego „W sputtering in ICRF-heated plasmas and development of novel ICRF schemes”. Stanowił on kontynuację badań dotyczących tzw. nowego trzy-jonowego scenariusza grzania plazmy antenami ICRF (ITER-relevant ion cyclotron resonance frequency). Przeprowadzone badania wykazały, że prezentowany scenariusz może korzystnie wpływać na działanie ICRF w urządzeniach fuzyjnych z uwagi na większą absorpcję mocy RF odbywającej się przy stosunkowo niskiej koncentracji mniejszościowych jonów. Planowane zadania w trakcie omawianej sesji eksperymentalnej sprowadzały się do czterech głównych założeń

- Charakterystyka zjawiska „RF sheaths” w trakcie pracy anten ICRF w konfiguracji z nową 3-członową anteną RF i rozwinięcie modeli, które będą pomocne przy objaśnieniu otrzymanych rezultatów.
- Badanie wydajności trzy-jonowego scenariusza grzania antenami ICRF w plazmie wodorowej (D-H-³He) oraz generacji prędkich jonów w plazmie
- Ocena potencjału scenariusza grzania wykorzystującego trzecią harmoniczną D przy pracy ICRF na poziomie 55,1 MHz
- Zamodelowanie wydajności grzania, parametrów plazmy i wynikających profili prędkich jonów różnych scenariuszy

W celu realizacji przedstawionych założeń konieczne było ustalenie tzw. zadań o wysokim stopniu ważności. Związane to było głównie z optymalizacją wydajności trzy-jonowego

scenariusza poprzez zwiększenie wydajności grzania i jednocześnie obniżenie koncentracji zanieczyszczeń. Zademonstrowaniem wydajnego scenariusza grzania przy wartościach B_0 z zakresu od 2,9 T do 3 T. Próba rozróżnienia czy obserwowane pikowania profili temperatury wynikają z grzania ICRH. Zbadanie, czy dochodzi do akumulacji wolframu oraz przeprowadzeniem pierwszego testu ^3He trzy-jonowego scenariusza ICRH w plazmie zbliżonej do tej, która planowana jest w ITER (nieaktywna H- ^4He). W trakcie sesji eksperymentalnej w 2018 r. zrealizowano pięć udanych wyładowań, które następnie zostały poddane analizie dotyczącej zachowania wolframu w plazmie brzegowej i centralnej. Do badania źródła W wykorzystano dane zarejestrowane przez diagnostykę spektroskopową z zakresu promieniowania widzialnego o liniach patrzenia skierowanych na divertor oraz na ramy anteny ICRH. Ponadto wykorzystano spektroskopię z zakresu promieniowania VUV, w celu określenia koncentracji wolframu w plazmie centralnej. Ze wstępnych analiz wynika, że wzrost koncentracji W (liniowego i quasicontinuum) był ściśle sprzężony z mocą ICRH. Obserwacje te dodatkowo zostały potwierdzone przez badanie wyników pochodzących z rejonu anteny a4 pokrytej W. Również w tym przypadku strumień zanieczyszczeń W był wprost skorelowany z mocą emitowaną przez system ICRH. Dużym osiągnięciem eksperymentu było, że, w co najmniej dwóch wyładowaniach (#35211 i #35212) zaobserwowano emisję cyklotronową jonów (ang. Ion cyclotron emission), która może świadczyć o występowaniu prędkich jonów ^3He . Jony te finalnie przyczyniają się do lepszego utrzymania plazmy poprzez zwiększoną temperaturę elektronów. Wynik ten potwierdził słuszność realizowanych badań, które w konsekwencji mogą się przyczynić do zoptymalizowania efektywnego scenariusza plazmy dla przyszłym elektrowni termojądrowych.

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

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

6.1 Badania eksperymentalne i symulacje numeryczne laserowej akceleracji wiązek jonów o parametrach istotnych dla syntezy termojądrowej z inercyjnym utrzymaniem plazmy.

Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion - CfP-AWP17-IFE-CEA-01: Preparation and Realization of European Shock Ignition Experiments

6.1.1 Szybki zapłon jonowy z wykorzystaniem wiązki lasera KrF.

6.1.1.a Część teoretyczno-numeryczna

Szybki zapłon jonowy (ang. ion fast ignition – IFI) fuzji inercyjnej wymaga wiązki jonów o niezwykle wysokich parametrach, nieosiągalnych w konwencjonalnych akceleratorach. W świetle obecnej wiedzy, wartości parametrów wiązki jonów umożliwiające zapłon odpowiednio skompresowanego paliwa DT są następujące: a) natężenie wiązki $I_b \sim 10^{20}$ W/cm², (b) fluencja $F_b \sim 1$ GJ/cm², (c) energia wiązki $E_b \geq 10$ kJ, (d) czas trwania impulsu jonowego $\tau_b \sim 1$ -10 ps, (e) gęstość jonów $n_i \sim 10^{22}$ cm⁻³, (f) średnia energia jonów (w wiązce o możliwie wąskim widmie) $E_i \sim 10 - 40$ MeV/amu. Jak pokazują dotychczasowe badania teoretyczne i numeryczne jednoczesne spełnienie tych wymagań przez lasery generujące wiązki o długości fali ~ 1 μm (zwykle stosowane w symulacjach IFI) jest trudne, przede wszystkim dlatego, że wysokie natężenie wiązki laserowej wymagane do spełnienia warunków (a), (b), (e) skutkuje znacznie większymi niż wymagane (optymalne) energiami jonów, a tym samym znacznym obniżeniem sprawności deponowania energii wiązki jonów w tarczy fuzyjnej. Obecna wiedza o laserowej akceleracji jonów pozwala przypuszczać, że trudności te mogą być pokonane przez zastosowanie lasera krótkofalowego (tj. o długości fali λ z zakresu UV), w przypadku którego natężenia wiązki takie jak dla lasera długofalowego powinny skutkować znacznie mniejszymi energiami jonów, lepiej dopasowanymi do wymaganych (E_i rośnie szybciej niż liniowo z λ). Obiecującym rodzajem lasera UV, który mógłby być użyty do tego celu jest laser ekscymerowy KrF ($\lambda = 0.25$ μm), między innymi ze względu na jego wysoką sprawność energetyczną i możliwość pracy z dużą częstotliwością repetycji

- niezbędnymi cechami drivera laserowego w reaktorze termojądrowym. Głównym celem niniejszego zadania było sprawdzenie hipotezy o możliwości wykorzystania lasera KrF jako efektywnego drivera wiązki jonów dla IFI, a w szczególności:
- zbadanie własności wiązki jonów przyspieszanych laserem KrF i procesu ich akceleracji w warunkach adekwatnych dla IFI,
- zbadanie możliwości wytworzenia laserem KrF wiązki jonów węgla o parametrach wymaganych dla IFI przy założeniu realistycznych parametrów lasera i tarczy węglowej.

Dla realizacji tego celu opracowano zaawansowany kod numeryczny typu particle-in-cell (PIC) i procedury numeryczne umożliwiające wykonanie w/w badań oraz przeprowadzono szczegółowe badania numeryczne akceleracji jonów C laserem KrF w w/w warunkach.

1. Rozwój kodu komputerowego

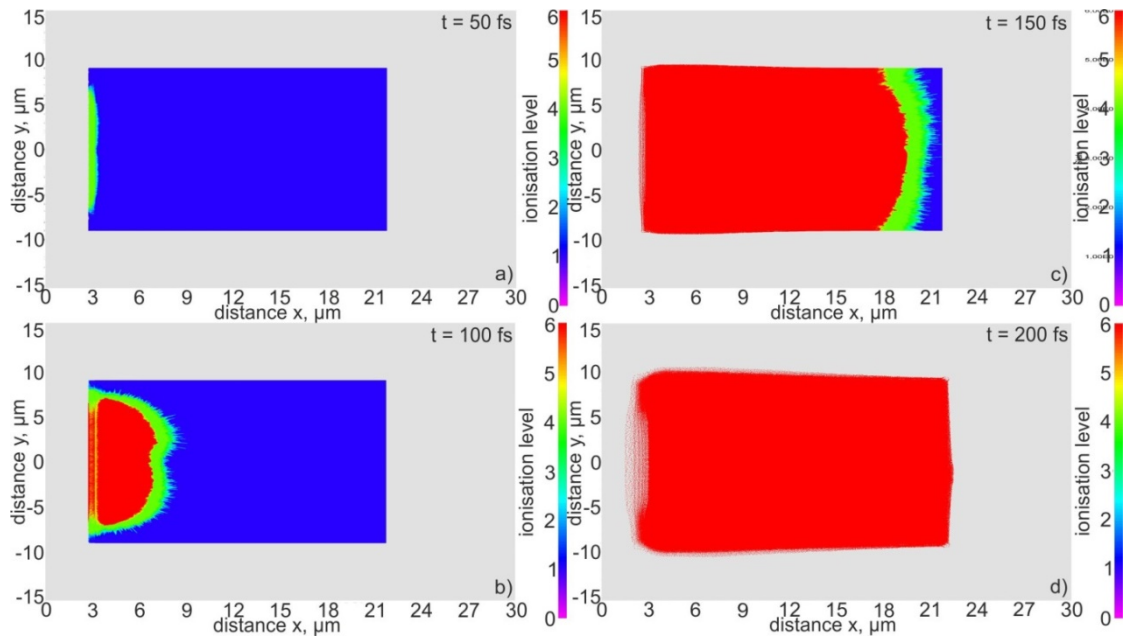
Opracowany dla realizacji tego zadania kod komputerowy bazuje na wielowymiarowym (2D3V) relatywistycznym kodzie PIC opracowanym wcześniej w IFPiLM. Najbardziej istotnym elementem rozszerzenia fizycznej strony kodu było włączenie do kodu procesu dynamicznej jonizacji atomów tarczy co umożliwiło obserwowanie on-line widma jonizacji oraz przestrzennego rozkładu stopnia jonizacji tarczy i generowanej wiązki jonów w dowolnej chwili procesu akceleracji jonów. Jest to szczególnie istotne w przypadku tarcz złożonych z atomów wieloelektronowych (do których należy węgiel), w których, w wyniku działania silnych pól elektrycznych indukowanych laserem, może być wytworzonych wiele rodzajów jonów o różnych stanach ładunkowych (w odróżnieniu od tarcz protonowych). Wykonanie symulacji komputerowych akceleracji jonów węgla przy realistycznych parametrach impulsu laserowego i tarczy umożliwiających uzyskanie wiarygodnych wyników ilościowych oraz wystarczającej dokładności obliczeń wymagało również rozwoju kodu od strony programistycznej, a w szczególności procedur umożliwiających jednoczesne prowadzenie obliczeń na dużej ilości węzłów rdzeni superkomputera. Dzięki temu możliwe było wykonanie symulacji na superkomputerze HYDRA w Interdyscyplinarnym Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego (ICM) Uniwersytetu Warszawskiego przy wykorzystaniu 512 rdzeni tego komputera. Pomimo tych udoskonaleń kodu, bardzo krótkie kroki czasowe (kilka attosekund) oraz bardzo duża ilość makrocząstek (100 – 200 milionów) niezbędne do wykonania precyzyjnych symulacji sprawiły, że jeden cykl obliczeń (jeden przypadek) mógł być wykonany w czasie nie krótszym niż 4 tygodnie. Ponadto, opracowano procedury numeryczne pozwalające na wyznaczanie rozmaitych charakterystyk wytworzonej wiązki jonów nie tylko w obszarze symulacji, a więc w bliskich odległościach od tarczy, ale również poza tym obszarem, w odległościach odpowiadających realnym rozmiarom tarcz fuzyjnych.

2. Wyniki badań numerycznych

Badania numeryczne wykonano dla ustalonych wartości energii i czasu trwania impulsu lasera KrF wynoszących, odpowiednio, 100 kJ i 1 ps. Zmieniano natężenie wiązki laserowej na tarczy poprzez zmianę jej apertury $d_L = 10\mu\text{m}$, $15\mu\text{m}$ lub $20\mu\text{m}$. Grubość płaskiej tarczy węglowej L_T o gęstości odpowiadającej gęstości diamentu zmieniano w granicach od $3\mu\text{m}$ do $30\mu\text{m}$. Przedstawione niżej, przykładowe wyniki symulacji dotyczą przypadku $d_L = 10\mu\text{m}$ i $L_L = 18\mu\text{m}$, który to przypadek można uznać za zbliżony do optymalnego w badanym obszarze zmian parametrów lasera i tarczy.

2.1. Jonizacja tarczy

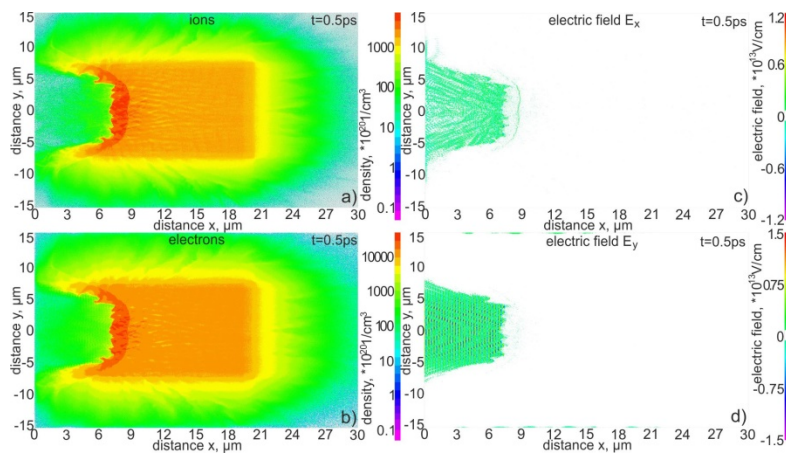
Proces jonizacji tarczy w trakcie oddziaływania impulsu laserowego z tarczą ilustruje rys. 6.1.1.a.1. Rozkład stopnia jonizacji w tarczy jest niejednorodny i zmienia się w czasie aż do ok. 200 fs od początku oddziaływania lasera z tarczą. Po tym czasie tarcza jest całkowicie zjonizowana i stopień jonizacji tarczy (atomów węgla) osiąga maksymalną możliwą wartość $z = 6$. Na początku oddziaływania tarcza jest jonizowana polem elektrycznym fali świetlnej, a następnie (po $t > 50$ fs) silnym lokalnym polem elektrycznym wytworzonym w tarczy przez gorące elektrony częściowo odseparowane od jonów.

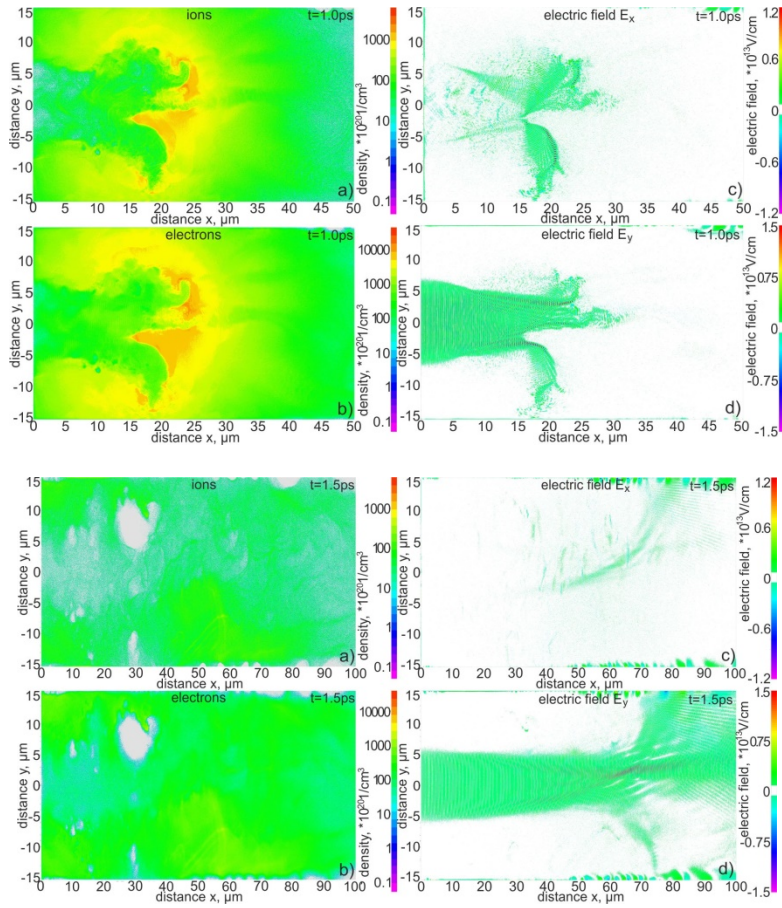


Rys. 6.1.1.a.1. Przestrzenny rozkład stopnia jonizacji tarczy węglowej w różnych chwilach oddziaływania impulsu laserowego z tarczą.

2.2. Przestrzenne rozkłady gęstości jonów i elektronów oraz pól elektrycznych w plazmie

Przestrzenne rozkłady gęstości jonów i elektronów oraz pola E_y i E_x (pole przyspieszające jony wzdłuż kierunku propagacji wiązki laserowej) w trzech różnych chwilach czasu przedstawia Rys. 6.1.1.a.2.. W początkowej fazie akceleracji (przed maksimum impulsu laserowego), pod wpływem ciśnienia światła impulsu laserowego formuje się zwarty blok jonów o bardzo dużej gęstości (kilkakrotnie wyższej od początkowej gęstości tarczy). W kolejnych fazach akceleracji struktura wiązki jonów staje coraz bardziej złożona i niejednorodna i jej gęstość maleje. W fazie końcowej ($t > 1.5$ ps) średnia gęstość wysokoenergetycznej części wiązki jonów w obszarze symulacji spada do $n_i \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. W czasie oddziaływania impulsu z tarczą ($t < 1.5$ ps) jony są przyspieszane tzw. mechanizmem RPA (od ang. Radiation Pressure Acceleration) w reżimie nazywanym „hole boring”. Po zakończeniu tego oddziaływania jony są w dalszym ciągu przyspieszane polem elektrycznym wytworzonym przez gorące elektrony oderwane od jonów siłami ponderomotorycznymi.

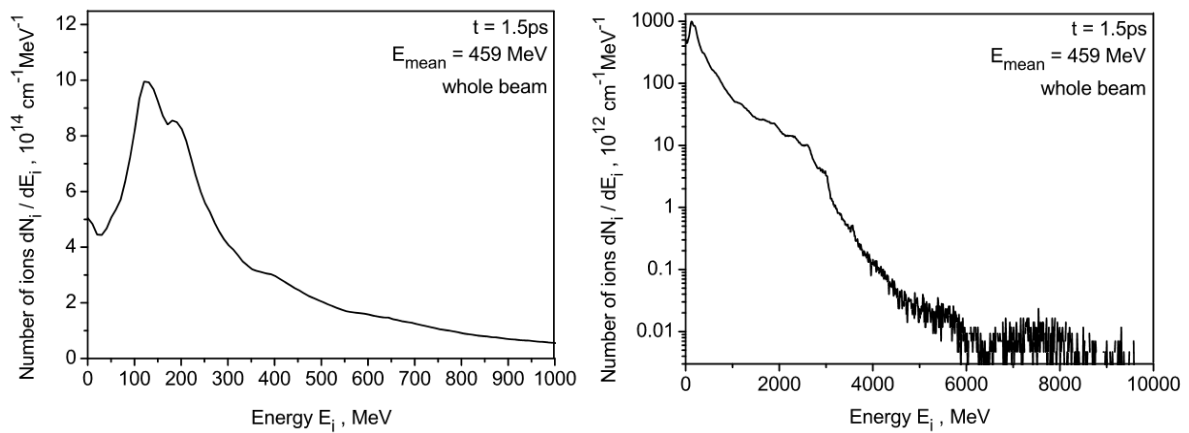




Rys. 6.1.1.a.2. Rozkłady przestrzenne gęstości jonów i elektronów oraz pól elektrycznych indukowanych laserem w plazmie tarczy w różnych fazach akceleracji.

2.3 Widmo energetyczne jonów

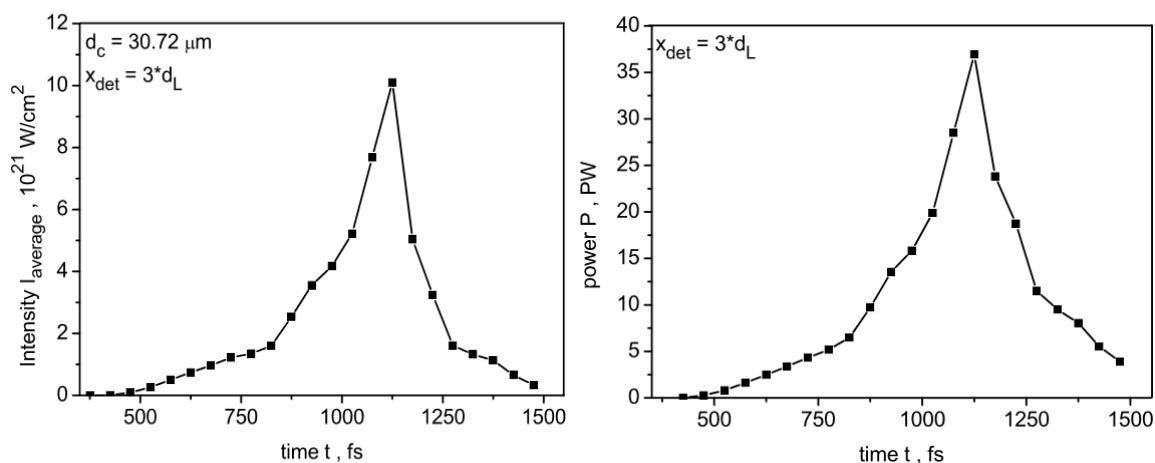
Widmo energetyczne przyspieszonych jonów w skali liniowej i logarytmicznej (w szerokim zakresie energetycznym) ilustruje rys. 6.1.1.a.3. Widmo to jest bardzo szerokie, ale posiada wyraźny pik w obszarze 100 – 200 MeV. Średnia energia jonów ok. 460 MeV jest dobrze dopasowana do wymagań IFI.



Rys. 6.1.1.a.3. Widmo energetyczne jonów w końcowej fazie akceleracji w skali liniowej (rysunek lewy) i logarytmicznej (rysunek prawy).

2.4. Rozkłady czasowe natężenia i mocy wiązki jonów w strefie bliskiej

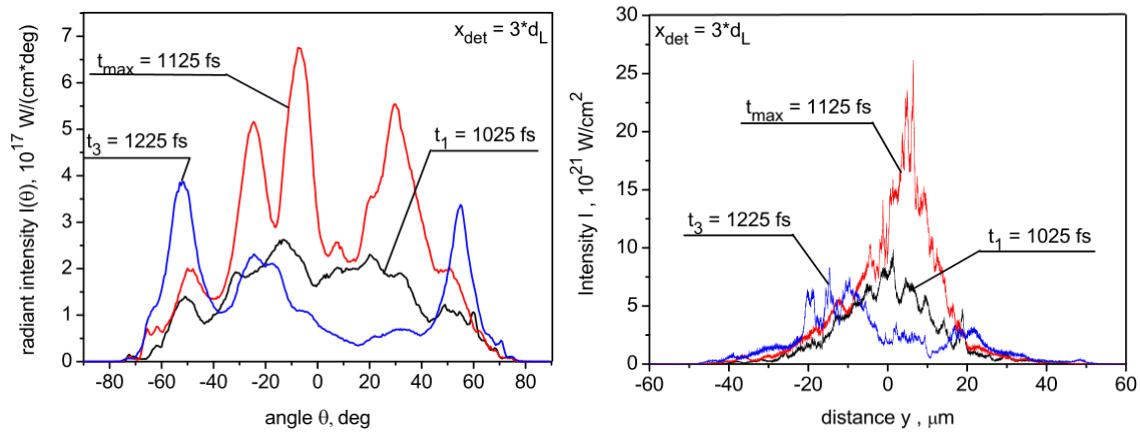
Rozkład czasowy średniego natężenia wiązki jonów w obszarze o aperturze 30 μm oraz mocy wiązki w bliskiej odległości od tarczy ($x = 3d_L = 30\mu\text{m}$) przedstawia rys. 6.1.1.a.4. Szczytowe natężenie impulsu jonowego jest bardzo wysokie $\sim 10^{22} \text{ W/cm}^2$, a więc wyższe o dwa rzędy wielkości od natężenia wymaganego dla IFI. Również moc wiązki jest bardzo duża, $> 30 \text{ PW}$, wyższa od wymaganych w IFI. Impuls jonowy jest bardzo krótki - jego efektywny czas trwania jest $\sim 0.5 \text{ ps}$.



Rys. 6.1.1.a.4. Rozkład czasowy natężenia wiązki jonów w obszarze o aperturze 30 μm oraz rozkład mocy wiązki w strefie bliskiej.

2.5. Rozkłady przestrzenne natężenia wiązki jonów w strefie bliskiej

Rozkład kątowy natężenia wiązki jonów na przednim zboczku (t_1) impulsu jonowego przedstawionego na rys. 6.1.1.a.4 oraz w maksimum impulsu (t_{max}) i na jego tylnym zboczku (t_3) przedstawia rys. 6.1.1.a.5, zaś rys. 6.1.1.a.6 prezentuje przestrzenny rozkład natężenia w wymienionych chwilach czasu w kierunku prostopadłym (oś y) do kierunku propagacji wiązki laserowej (oś x). Zarówno rozkłady kątowe jak i rozkłady poprzeczne natężenia w różnych chwilach czasu różnią się istotnie. Wiązkę jonów o najmniejszej rozbieżności kątowej i największym rozkładzie poprzecznym obserwuje się w maksimum impulsu jonowego. Nawet jednak w tym przypadku efektywna rozbieżność kątowa wiązki jest znaczna ($\sim 60 \text{ deg}$), a rozmiar poprzeczny wiązki jest ok. trzykrotnie większy od rozmiaru poprzecznego wiązki laserowej. Świadczy to między innymi o silnym wpływie radialnych sił ponderomotorycznych na proces akceleracji i formowania wiązki jonowej.

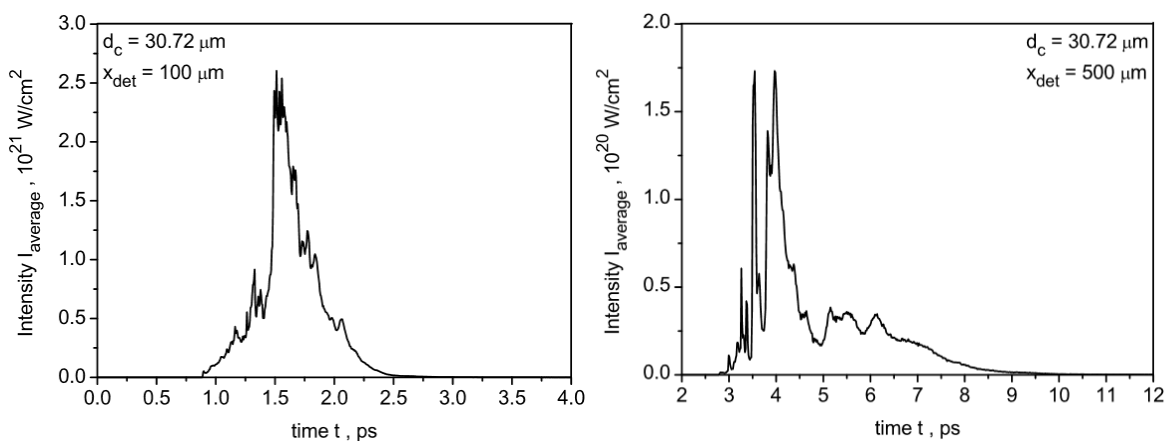


Rys. 6.1.1.a.5. Rozkład kątowy natężenia wiązki jonów w strefie bliskiej w trzech chwilach czasu: na przednim zboczu impulsu jonowego ($t_1 = 1025\text{fs}$), w maksimum impulsu ($t_{\max} = 1125\text{fs}$) i na tylnym zboczu impulsu ($t_3 = 1225\text{fs}$) (rysunek lewy).

Rys. 6.1.1.a.6. Rozkład poprzeczny (wzdłuż osi y) natężenia wiązki jonów w strefie bliskiej w trzech chwilach czasu: na przednim zboczu impulsu jonowego ($t_1 = 1025\text{fs}$), w maksimum impulsu ($t_{\max} = 1125\text{fs}$) i na tylnym zboczu impulsu ($t_3 = 1225\text{fs}$) (rysunek prawy).

2.6. Charakterystyki wiązki jonów w strefie dalekiej

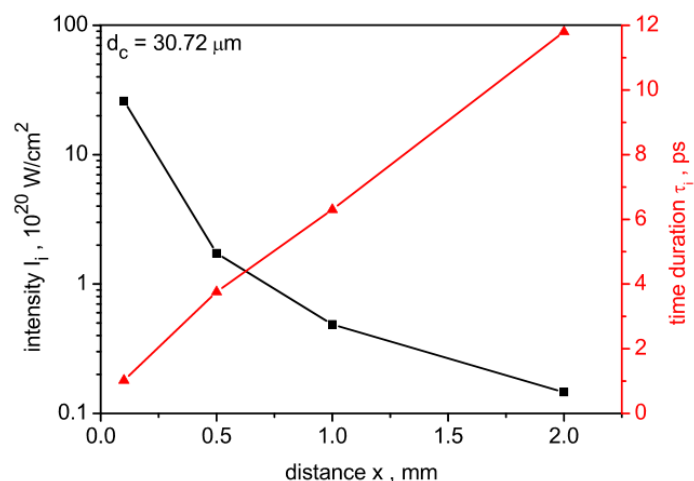
O możliwości skutecznego wykorzystania wiązki jonów do IFI decydują jej parametry w tzw. strefie dalekiej tzn. w odległości od tarczy jonowej $x \gg d_L$. W przypadku, gdy wiązka jonowa jest kątowno rozbieżna i/lub widmo prędkości jonów jest szerokie (niemonochromatyczne) charakterystyki wiązki jonów w strefie dalekiej mogą znacznie różnić się od charakterystyk wiązki w strefie bliskiej ($x \sim d_L$). Rozkłady czasowe natężenia wiązki jonów w strefie dalekiej w dwu odległościach od tarczy przedstawia rys. 6.1.1.a.7. Przy obliczaniu bezwzględnych wartości natężenia uwzględniono korektę wynikającą z trójwymiarowości wiązki (korektę 3D), która jest istotna w przypadku wiązek kątowno rozbieżnych. Korektę 3D uwzględniono również przy wyznaczaniu innych charakterystyk prezentowanych niżej. Jak widać, prezentowane rozkłady (impulsy jonowe) różnią się nie tylko natężeniem szczytowym i efektywną szerokością, ale również kształtem.



Rys. 6.1.1.a.7. Rozkłady czasowe natężenia wiązki jonów w obszarze o aperturze $30\mu\text{m}$ w odległości $100\mu\text{m}$ i $500\mu\text{m}$ za tarczą.

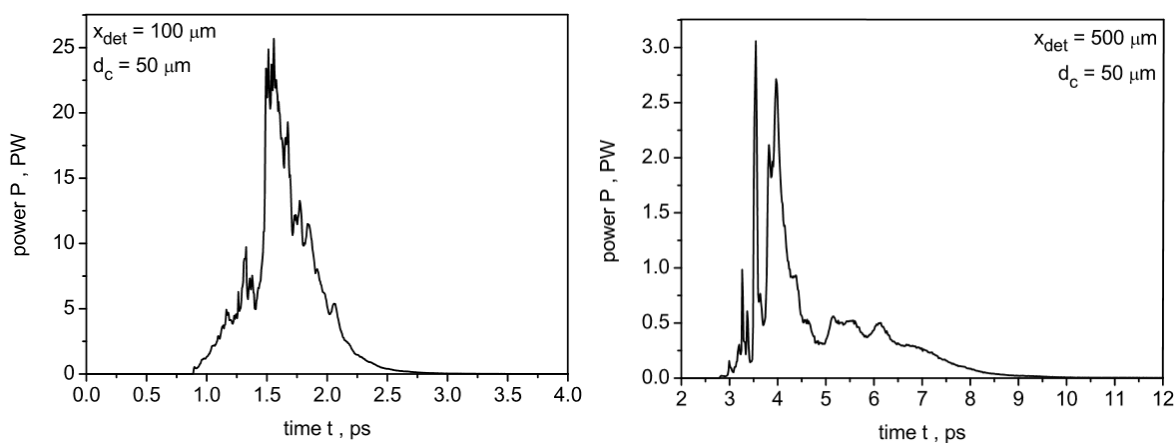
Zależność natężenia szczytowego impulsu jonowego oraz jego efektywnego czasu trwania od odległości od tarczy ilustruje rys. 6.1.1.a.8. Czas trwania impulsu jonowego rośnie w przybliżeniu liniowo ze wzrostem odległości od tarczy, a główną tego przyczyną jest

dyspersja prędkości jonów. Natężenie szczytowe dość gwałtownie maleje ze wzrostem x . Ten gwałtowny spadek natężenia jest wynikiem dwu czynników – kątowej rozbieżności wiązki jonów i dyspersji prędkości jonów, przy czym ten pierwszy ma znaczenie decydujące. Wartości natężenia szczytowego wymagane dla IFI są możliwe do osiągnięcia przy odległościach od tarczy mniejszych od ~ 0.5 mm.



Rys. 6.1.1.a.8. Szczytowe natężenie i efektywny czas trwania impulsu jonowego w funkcji odległości od tarczy. Czas trwania określono na wysokości 1/10 natężenia szczytowego.

Rozkład czasowy mocy impulsu w obszarze o aperturze $d_c = 50\mu\text{m}$, w którym powinna być zdeponowana energia wiązki jonów, w odległości 100 μm i 500 μm od tarczy przedstawia rys. 6.1.1.a.9. W przypadku mniejszej z tych odległości, moc wiązki jest zbliżona do wymaganej dla IFI, natomiast w drugim z tych przypadków moc impulsu jonowego jest znacznie mniejsza od wymaganej przy obserwowanym czasie trwania impulsu.



Rys. 6.1.1.a.9. Rozkłady czasowe mocy wiązki jonów w obszarze o aperturze 50 μm w odległości 100 μm i 500 μm od tarczy.

Wartości fluencji energetycznej wiązki jonów oraz całkowitej energii wiązki w obszarach o aperturze 30 μm i 50 μm i w dwu odległościach od tarczy przedstawiają tabele 1 i 2. Widać, że tylko w odległości od tarczy $< 100\mu\text{m}$ możliwe jest osiągnięcie wartości fluencji $\sim 1\text{GJ}$ i energii wiązki $\sim 10\text{kJ}$ wymaganych dla IFI, natomiast przy odległościach $\sim 500\mu\text{m}$ wartości te są prawie o rząd wielkości mniejsze od wymaganych.

Tabela 1. Fluencja wiązki jonów [GJ/cm²]

	x = 100 um	x = 500 um
Obszar d _C = 30um	1.05 GJ/cm ²	0.18 GJ/cm ²
Obszar d _C = 50um	0.44 GJ/cm ²	0.11 GJ/cm ²

Tabela 2. Energia wiązki jonów [kJ]

	x = 100 um	x = 500 um
Obszar d _C = 30um	7.41 kJ	1.29 kJ
Obszar d _C = 50um	8.64 kJ	2.2 kJ

2.7. Wnioski

Dominującym mechanizmem akceleracji jonów C przez impuls lasera KrF przy realistycznych parametrach lasera i tarczy adekwatnych dla IFI jest mechanizm RPA (w reżimie „hole boring”), jednakże w końcowej fazie akceleracji (po zakończeniu działania impulsu laserowego) istotny wpływ na parametry wiązki jonów ma akceleracja polem wytworzonym przez gorące elektrony odseparowane od jonów. Ten hybrydowy mechanizm akceleracji prowadzi do wytworzenia wiązki jonów o złożonej, niejednorodnej strukturze przestrzennej, stosunkowo szerokim widmie energetycznym i dużej rozbieżności kątowej.

W strefie bliskiej (w bezpośredniej bliskości tarczy) parametry wiązki jonów są zbliżone do wymaganych dla IFI (natężenie wiązki – znacznie wyższe od wymaganego). Jednakże w strefie dalekiej, bardziej odpowiedniej dla zastosowania wiązki jonów w IFI, parametry wiązki jonów są niższe od wymaganych głównie za sprawą dużej rozbieżności kątowej wiązki.

Uzyskanie parametrów wiązki jonów w strefie dalekiej spełniających wymogi IFI wydaje się możliwe przy zastosowaniu bardziej złożonych układów akceleracyjnych (np. typu LICPA), pozwalających na kompensację lub zmniejszenie roli radialnych sił ponderomotorycznych w procesie akceleracji, a tym samym zmniejszenie rozbieżności kątowej wiązki. Alternatywnym rozwiązaniem, mniej korzystnym od strony technologicznej i kosztowej, jest znaczące (dwukrotne ?) zwiększenie energii lasera KrF. Oba te rozwiązania wymagają dalszych szczegółowych badań.

3. Analiza możliwości zastosowania lasera KrF do akceleracji wiązki protonów dla IFI

Wykorzystując wyżej omówione wyniki badań przeanalizowano celowość zastosowania lasera KrF do akceleracji wiązki protonów dla potrzeb IFI. Wnioski z tej analizy przedstawiono poniżej.

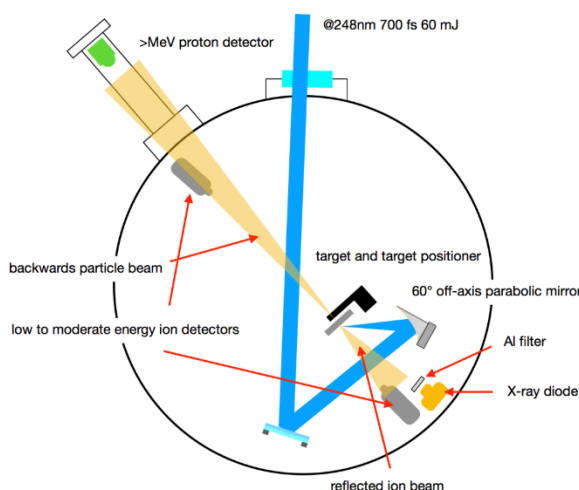
W odróżnieniu od zjonizowanej tarczy węglowej, w której gęstość elektronów jest wysoka, $\sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$, gęstość elektronów w tarczy protonowej (stałej lub ciekłej) jest stosunkowo niewielka, $< 5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Gęstość ta jest o rząd wielkości mniejsza od tzw. relatywistycznej gęstości krytycznej elektronów dla wiązki lasera KrF o wymaganym dla IFI natężeniu. Oznacza to, że w trakcie oddziaływania lasera z tarczą, w wyniku efektu relatywistycznej przezroczystości plazmy (ang. relativistic plasma transparency – RPT) tarcza protonowa staje się przezroczysta dla promieniowania laserowego już na przednim froncie impulsu laserowego. Tym samym, tylko niewielka część energii impulsu może być wykorzystana do akceleracji protonów, natomiast zdecydowana większość tej energii nie zostanie zaabsorbowana przez tarczę. W efekcie, sprawność energetyczna akceleracji będzie bardzo niska i zarówno fluencja jak i energia całkowita wiązki protonowej, nawet w strefie bliskiej, będzie znacznie niższa od wymaganej dla IFI (przy założeniu racjonalnej energii lasera $\sim$

100kJ). Ponadto, łatwość penetracji wiązki laserowej w głąb tarczy skutkuje zwiększeniem roli radialnych sił ponderomotorycznych w procesie akceleracji i w konsekwencji emisją większości protonów pod dużymi kątami do osi wiązki laserowej (efekt często obserwowany przy oddziaływaniu silnych wiązek laserowych z tarczami plazmowymi o gęstości zbliżonej do gęstości krytycznej). Oznacza to generację wiązki protonów o bardzo dużej rozbieżności kątowej, która, jak pokazano w rozdz. 2, jest głównym czynnikiem utrudniającym osiągnięcie wysokiej koncentracji energii wiązki jonowej w strefie dalekiej, pożądanej w IFI. Niska sprawność energetyczna akceleracji wynikająca z efektu RPT w połączeniu z dużą rozbieżnością kątową wiązki protonów uniemożliwia zatem uzyskanie parametrów wiązki protonów wymaganych dla IFI przy racjonalnych energiach lasera KrF.

Mając na uwadze powyższe przesłanki fizyczne oraz wysokie koszty i dużą czasochłonność wymaganych obliczeń numerycznych na dostępnym superkomputerze (rozdz. 2) uznano za niecelowe prowadzenie symulacji numerycznych akceleracji protonów laserem KrF.

6.1.1.b Część doświadczalna

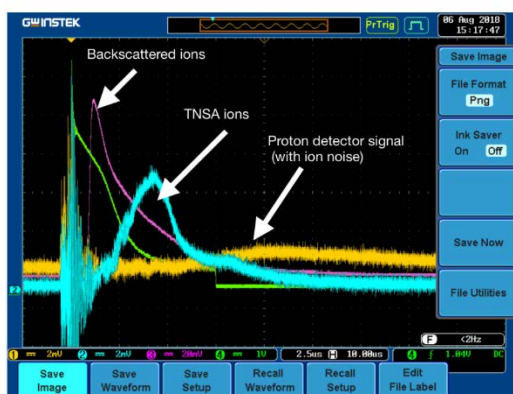
Plan badawczy przewidywał wykonanie na układzie laserowym KrF w Szegedzie eksperymentu poświęconego laserowemu napędzaniu protonów. W eksperymencie wykonanym na przełomie lipca i sierpnia 2018 roku uczestniczyli M. Rosiński i D. Makaruk z IFPiLM oraz I. Foldes i Z. Kovacs z instytutu HAS i uniwersytetu w Szegedzie. Laser na uniwersytecie w Szegedzie dostarcza wiązki o długości fali 248 nm, czasie trwania impulsu 700 fs i energii 60 mJ. Schemat układu jest przedstawiony na rysunku 6.1.1.b.i.



Rys. 6.1.1.b.i Schemat układu laserowego na uniwersytecie w Szegedzie.

Wiązka jest ogniskowana przy użyciu pozaosiowego zwierciadła parabolicznego f/2 firmy Janustek, które daje natężenie wiązki w ognisku $5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Dzięki zastosowaniu nowej techniki czyszczenia impulsu otrzymano kontrast rzędu 10^{11} . Dzięki użyciu fotodiody rentgenowskiej i wykorzystaniu silnej zależności sygnału rentgenowskiego od położenia ogniska względem tarczy udało się określić położenie ogniska z dokładnością $\sim 2 \mu\text{m}$, co jest ważne, ponieważ długość Rayleigha przy tej długości fali to zaledwie $1.8 \mu\text{m}$. Wiązka padała na tarczę pod kątem 15° . Jako tarczy użyto folii aluminiowych i polistyrenowych o grubościach $0,5\text{-}5 \mu\text{m}$. Do detekcji jonów użyto skonstruowanych w IFPiLM detektorów krzemowych, przesłoniętych foliami o różnej grubości dla zapewnienia czułości w różnych przedziałach energii. Energię rejestrowanych jonów wyznaczano metodą czasu przelotu. Podczas eksperymentu zaobserwowano dla tarcz o grubości $4 \mu\text{m}$ i cieńszych jony o energii rzędu 100 keV napędzane w kierunku przeciwnym do wiązki laserowej oraz wolne jony

o energii 1—20 keV napędzane w kierunku zgodnym z wiązką lasera (Rys. 6.1.1.b.ii). Nie zarejestrowano jednak szybkich protonów napędzanych do przodu. Był to pierwszy eksperyment tego typu po bardzo dużej przebudowie układu i jego wykonanie wiązało się z koniecznością rozwiązania wielu problemów technicznych typowych dla układu w rozruchu. Dodatkowym utrudnieniem była niezbyt stabilna praca lasera. W najbliższej przyszłości planowane jest zainstalowanie nowego zwierciadła parabolicznego, zapewniającego natężenie wiązki w ognisku przekraczające 10^{18} W/cm². Na podstawie uzyskanych wyników można przypuszczać, że z nowym zwierciadłem, przy większym kącie padania wiązki na tarczę, przy bardziej stabilnej pracy lasera i zastosowaniu szerszej gamy detektorów jonów zarejestrowanie szybkich protonów napędzanych do przodu będzie możliwe.

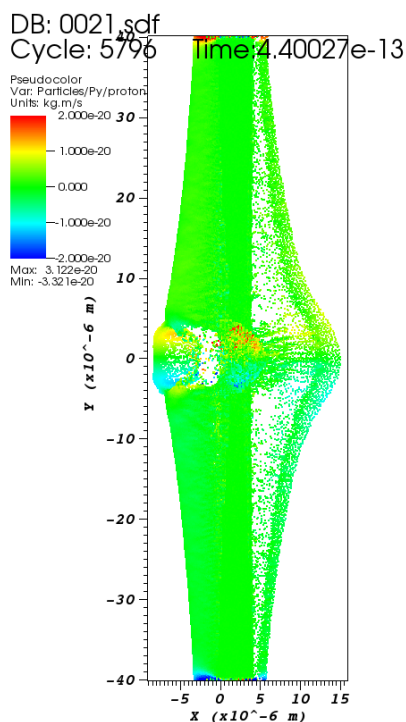


Rys. 6.1.1.b.ii Widma czasu przelotu zarejestrowane przy użyciu detektorów krzemowych.

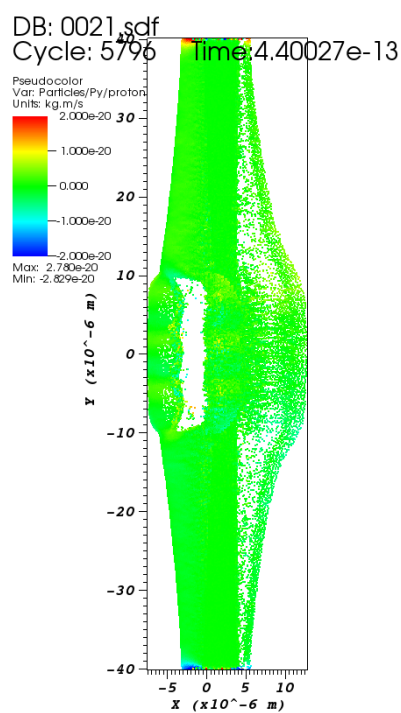
6.1.2 Optymalizacja wiązek protonów napędzanych laserem do badania zachowania materiałów pod wpływem impulsowego strumienia protonów o dużym natężeniu

Jednym z ważnych zastosowań wiązek protonów napędzanych laserem są badania nad gorącą gęstą materią (Warm Dense Matter) i badania materiałowe oddziaływania intensywnych wiązek protonów z ciałami stałymi. Z punktu widzenia takich badań dużym utrudnieniem jest znaczna rozbieżność kątowa wiązek protonów napędzanych laserem, sięgająca nawet 60° , co nakłada duże ograniczenia na geometrię układu doświadczalnego. Jednym ze sposobów na pokonanie tej trudności, rozważanym od jakiegoś czasu przez zespół układu laserowego PHELIX (GSI, Darmstadt) jest stosowanie wiązek laserowych o spłaszczonym, niegaussowskim rozkładzie natężenia promieniowania w płaszczyźnie prostopadłej do wiązki lasera. Planowanie eksperymentów z takimi nietypowymi wiązkami wymaga szczególnie starannych symulacji komputerowych, które jednak w przypadku układów z długim impulsem laserowym, takich jak PHELIX (500 fs) są bardzo kłopotliwe. Powszechnie stosowane bowiem modelowanie przy użyciu dwuwymiarowych (2D) kodów Particle-in-Cell prowadzi do zawyżonych wartości na energie napędzanych protonów, w oczywisty sposób niezgodnych z doświadczeniem. Wynika to ze specyfiki oddziaływań elektrostatycznych w 2D, zupełnie innych niż w 3D. Z kolei modelowanie PIC 3D daje bardziej realistyczne wyniki, ale jest na granicy możliwości współczesnych superkomputerów (bo długi impuls wymusza uwzględnienie dużego obszaru symulacji); jest to technicznie możliwe, ale z pewnością nie jest to droga do symulacji parametrycznych, w których poszukuje się optymalnych ustawień wiązki i tarczy. Jako możliwe wyjście P. Rączka zaproponował przeprowadzenie symulacji 3D przy parametrach identycznych jak dla układu PHELIX, jednak dla blisko trzykrotnie krótszego impulsu laserowego (160 fs), co pozwala ograniczyć zasoby obliczeniowe niezbędne do wykonania obliczeń. Takie parametry dla symulacji mają tę dodatkową zaletę, że odpowiadają charakterystyce innego istniejącego układu laserowego,

zatem wyniki skróconych symulacji można w zasadzie poddać bezpośredniej weryfikacji doświadczalnej. Podążając w tym kierunku, P. Rączka wykonał symulacje PIC 2D i 3D dla tarczy plastikowej (CH) i dla wiązki o rozkładzie gaussowskim oraz wiązki ze spłaszczonym rozkładem poprzecznym, korzystając z kodu EPOCH i zasobów obliczeniowych ośrodka AGH Cyfronet. S. Jabłoński wykonał porównawcze symulacje PIC 2D w zredukowanej skali, dla wiązki gaussowskiej, przy użyciu stworzonego przez siebie kodu i przy wykorzystaniu stacji roboczej w IFPiLM. Wyniki pozwalają ocenić wiarygodność wyników z kodów 2D przy określaniu stopnia rozbieżności wiązki napędzanych protonów. Na podstawie uzyskanych wyników przygotowywany jest artykuł.



(a)



(b)

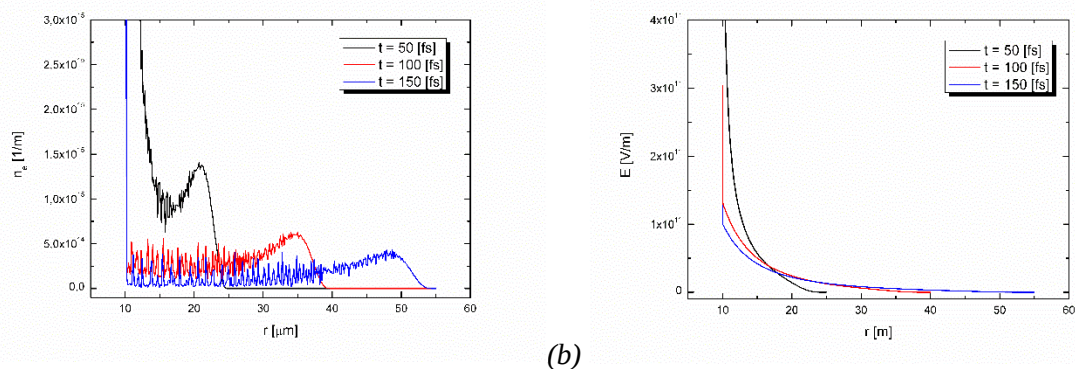
Rys. 6.1.2 Rozkład wartości pędu protonów w kierunku prostopadłym do wiązki laserowej, otrzymany w symulacji EPOCH 2D, dla wiązki o gaussowskim rozkładzie natężenia na tarczy (a) i wiązki niegaussowskiej, o spłaszczonym rozkładzie (b). Natężenie wiązki laserowej $8 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, grubość tarczy $4 \mu\text{m}$, szerokość połówkowa impulsu 160 fs, energia impulsu 5 J. W przypadku wiązki niegaussowskiej populacja napędzanych protonów o pędzie poprzecznym bliskim zeru jest wyraźnie większa.

6.1.3 Badanie silnych impulsów elektromagnetycznych powstających w oddziaływaniu impulsów laserowych z materią.

6.1.3.a Część teoretyczno-numeryczna

Ważnym zjawiskiem związanym z oddziaływaniem wiązki lasera wielkiej mocy z tarczą stałą jest elektryczna polaryzacja tarczy, wynikająca z ucieczki tzw. szybkich elektronów. Ładunek elektryczny zgromadzony na tarczy powoduje z kolei pojawienie się silnego prądu neutralizacji, który w przypadku dużych układów laserowych może osiągnąć wartość rzędu kiloamperów. Prąd neutralizacji jest z kolei jednym z głównych źródeł silnych impulsów elektromagnetycznych towarzyszących oddziaływaniu wiązki laserowej z tarczą. Teoretyczne przewidywanie ładunku zdeponowanego na tarczy jest trudne. Zasadniczo powinno to być możliwe przez wykonanie symulacji PIC 3D dla danej sytuacji fizycznej, jednak takie

symulacje są kłopotliwe (obliczenia 1D i 2D nie mogą dać tu dobrych wyników ze względu na specyfikę oddziaływań elektrostatycznych w wymiarach innych niż 3D). W tej sytuacji P. Rączka i S. Jabłoński zaproponowali model, który łączy w sobie prostotę i łatwość obliczeń z właściwym potraktowaniem elektrostatyki. W modelu tym, nazwanym *Electron_escape*, traktuje się tarczę laserową jako naładowaną sferę, z której wyrzucane są szybkie elektrony o rozkładzie energetycznym takim, jaki mają elektrony wyrzucone pod wpływem wiązki laserowej z przedniej powierzchni tarczy i docierające do tylnej powierzchni tarczy. Cały układ ma symetrię sferyczną, w której możliwa jest ucieczka części ładunku. Model ma charakter kinetyczny, ładunki elektryczne są w nim bowiem przenoszone w formie swobodnie poruszających się sfer, jednak jest dużo prostszy niż standardowe modele PIC 1D, ponieważ natężenie pola elektrycznego jest znaną funkcją położeń wszystkich sfer. Przy odpowiednim doborze parametrów model ten powinien być użyteczny przy przewidywaniu ładunku elektrycznego wyrzucanego z tarczy w układach, w których spełniony jest warunek $c\tau < 3d$, gdzie d jest grubością tarczy, a τ jest długością impulsu laserowego (tzn. wtedy, gdy efekt recyrkulacji elektronów wewnątrz tarczy jest zaniedbywalny). Rozkład ładunku wyrzucanego z tarczy i rozkład natężenia pola elektrycznego za tarczą ilustruje rysunek poniżej. Na podstawie uzyskanych wyników przygotowywany jest artykuł.



(a) (b)
Rys. 6.1.3.1 Radialna gęstość ładunku i rozkład natężenia pola elektrycznego w funkcji zmiennej radialnej, obliczone na podstawie sferycznie symetrycznego modelu ucieczki *Electron_escape*, przy promieniu wyjściowej sfery $r = 10 \mu\text{m}$. Przyjęte parametry odpowiadają strumieniowi szybkich elektronów wyrzucanych z przedniej części tarczy o grubości $20 \mu\text{m}$, przy długości trwania impulsu laserowego 50 fs, energii impulsu 100 mJ i promieniowi plamki lasera $4 \mu\text{m}$.

6.1.3.b Część doświadczalna

Badania doświadczalne nad EMP były prowadzone we współpracy z J.-L. Dubois i D. Khaghani z CELIA, Bordeaux, z udziałem pracowników IFPiLM T. Chodukowskiego, Z. Rusiniak, A. Zaraś-Szydłowskiej, D. Makaruk, P. Tchórza, M. Piotrowskiego, J. Makowskiego. Koledzy z CELIA uczestniczyli w eksperymencie w IFPiLM przeprowadzonym w październiku, a także udostępnili zespołowi IFPiLM wysokiej jakości sondy B-dot dla kontynuowania pomiarów. Badania objęły trzy zagadnienia.

- i. Badanie wpływu obecności preplazmy na poziom emisji EMP. Wyniki dotyczące EMP uzyskane w pracy [P. Rączka et al., *Laser and Particle Beams* 35, 677 (2017)] wskazały na możliwość znacznego zwiększenia amplitud EMP w przypadku, kiedy na tarczy laserowej przed dotarciem głównego impulsu zostaje wytworzona warstwa plazmy (np. pod wpływem tzw. piedestału poprzedzającego impuls główny). Dla zbadania tego zjawiska ważna jest możliwość wytworzenia preplazmy w sposób kontrolowany, wymaga to jednak dodatkowej wiązki o małym natężeniu i dobrej synchronizacji z wiązką główną, która w układzie IFPiLM nie jest dostępna. Koledzy z CELIA zaproponowali oryginalne rozwiązanie, w którym impuls wyprzedzający

generujący preplazmę powstaje na skutek odbicia impulsu głównego o małego zwierciadła pomocniczego, ustawionego przed ostatnim zwierciadłem kierującym wiązkę na zwierciadło paraboliczne. Do monitorowania wielkości preplazmy planowano użyć układ interferometryczny, będący oryginalną konstrukcją grupy prof. T. Pisarczyka. Badania pokazały, że pomysł z użyciem zwierciadła pomocniczego jest dobry, tzn. udało się tak wytworzoną wiązkę skupić na tarczy w miejscu oświetlanym przez wiązkę główną. W ograniczonym czasie, jaki można było poświęcić na to zagadnienie nie udało się jednak uzyskać dobrych obrazów interferometrycznych preplazmy, a niestabilna praca lasera nie pozwoliła na uzyskanie wiarygodnych statystycznie danych o wpływie impulsu wyprzedzającego na poziom EMP. Wykonane badanie pokazały jednak, że przy niedużym nakładzie pracy wykonanie takiego eksperymentu w IFPiLM jest całkowicie możliwe.

- ii. W czasie pomiarów wykonanych wcześniej w IFPiLM, dotyczących możliwości ekranowania impulsów elektromagnetycznych przy niezburzonej laserowej akceleracji protonów [J.-L. Dubois et al., Rev. Sci. Instr. 89, 103301 (2018)] zauważono ciekawe zjawisko, że przy ekranowaniu EMP wiązki laserowo napędzanych protonów mają większe natężenie. Jest to nieintuicyjne, bo ekran EMP raczej ogranicza rozłot protonów. Możliwym wyjaśnieniem jest oddziaływanie poruszających się protonów z oscylacjami EMP, oba zjawiska mają bowiem podobną skalę czasową ok. 200 ns. Wychwycenie tego efektu wymaga jednak dłuższej serii pomiarów w warunkach stabilnej pracy lasera, czego nie udało się w ograniczonym czasie uzyskać. Przy pewnym nakładzie pracy wykonanie takiego eksperymentu w IFPiLM jest jednak całkowicie możliwe.
- iii. Większość pomiarów szybkozmiennego pola indukcji magnetycznej EMP wykonywana jest przy użyciu sond czułych jedynie na składową pola równoległą do osi sondy. W IFPiLM wykonana została sonda w postaci dwóch pętli o topologii Moebiusa, ustawionych prostopadłe do siebie. Taki układ pozwala na wyznaczenie jednoczesnej zależności czasowej dwóch składowych indukcji magnetycznej względem osi prostopadłych. Taki pomiar jest ważny, stanowi bowiem ważny test dla modeli generacji EMP, które przewidują dominujący wkład od jednej składowej. Wykonano pierwsze pomiary z użyciem takiej dwuosiowej sondy i przeprowadzono jej wstępną kalibrację.

6.1.4 Badanie procesu deponowania energii w gęstej plazmie przez jony napędzane laserem

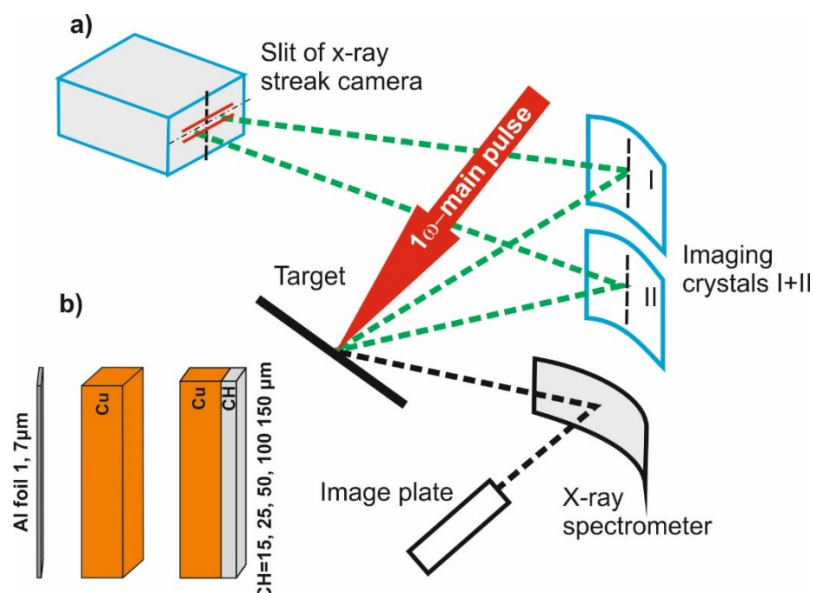
Badania miały być wsparciem teoretycznym dla eksperymentu w GSI, Darmstadt. Eksperyment jednak został odwołany z powodu pożaru w laboratorium i odbędzie się przypuszczalnie w 2019 roku. W związku z tym zadanie zostało anulowane.

6.2 Przygotowanie i realizacja eksperymentów związanych z koncepcją udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej

Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion - CfP-AWP17-IFE-CEA-01: Preparation and Realization of European Shock Ignition Experiments

Zgodnie z planem zadaniowym projektu w 2018 roku kontynuowane były na eksperymencie PALS badania parametrów plazmy ablacyjnej i emisji elektronów i jonów, przy oświetleniu tarcz laserowych 1-harmoniczną lasera jodowego. W celu przygotowania sesji pomiarowej na PALS odbyło się w lutym 2018 spotkanie robocze w ośrodku CELIA w Bordeaux z udziałem

grupy z IFPiLM, na którym prezentowane były rezultaty uzyskane w dotychczasowych eksperymentach [1, 2]. Dyskusja pokazała, że pomimo uznanego znaczenia roli szybkich elektronów w opracowaniu podejścia „*shock ignition*”(SI) do realizacji fuzji inercyjnej, szczegółowe mechanizmy generacji szybkich elektronów oraz ich wpływ na dynamikę zapalającej fali uderzeniowej nie są jeszcze w pełni poznane, a jedną z kluczowych kwestii jest poznanie czasowych relacji pomiędzy emisją szybkich elektronów generowanych w wyniku różnych mechanizmów (w szczególności niestabilności parametrycznych), a profilem czasowym impulsu laserowego.



Rys. 6.2.1 Schemat optyczny diagnostyk spektroskopowych do pomiaru emisji linii K_{α} i parametrów plazmy (temperatury i gęstości).

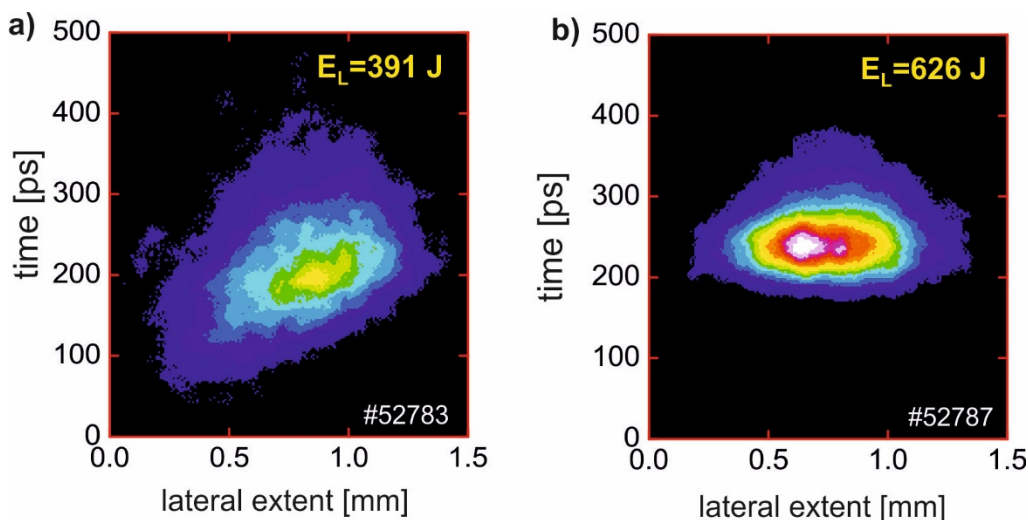
Z tego powodu podjęto próbę zrealizowania pomiarów, których celem było badanie czasowej ewolucji szybkich elektronów z energią kilkudziesięciu keV. W tym celu, podczas jesiennej sesji na PALS, został zainstalowany układ spektroskopowy do dwuwymiarowego zobrazowania linii K_{α} z miedzi, składający się z dwóch sferycznie wygiętych kryształów z kwarcu (422), w połączeniu z rentgenowską kamerą smugową, pracującą z sub-nanosekundową rozdzielczością czasową, którego schemat optyczny pokazany jest na rys. 6.2.1a. Dodatkowo, aby monitorować parametry w koronie plazmy ablacyjnej (jej temperaturę oraz koncentrację), wykorzystywany był spektrometr rentgenowski wyposażony w kryształ z miki, umożliwiający rejestrację widm z rozdzielczością przestrzenną. Widok aparatury spektroskopowej zainstalowanej w komorze eksperymentalnej pokazany jest na rys. 6.2.2



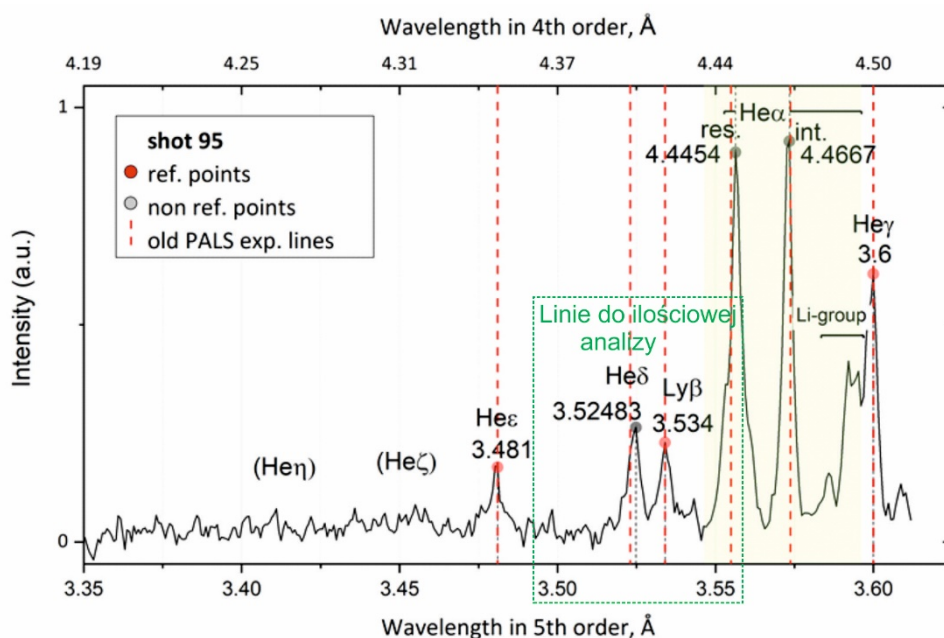
Rys. 6.2.2 Widok aparatury spektroskopowej zainstalowanej w komorze eksperymentalnej.

Badania prowadzone były przy oświetlaniu płaskich tarcz masywnych oraz folii (1 i 7 μm) z miedzi (rys. 1b), za pomocą 1-harmonicznej lasera jodowego PALS ($\lambda=1.315\text{ }\mu\text{m}$, $\Delta t=250\text{ ps}$) 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 masywnej płaskiej tarczy miedzianej pokrytej cienką folią plastikową o różnych grubościach: 15, 25, 50, 100 i 150 μm , rys. 1b. Aby rejestrować widma za pomocą spektrografu rentgenowskiego folie plastikowe były specjalnie domieszkowane chlorem.

Przykładowe zdjęcia z rentgenowskiej kamery smugowej ilustrujące rozwinięcia czasowe emisji K_{α} z miedzi, pokazane są na rys. 6.2.3. Rys. 6.2.3 a przedstawia emisję fotonów z folii miedzianej o grubości 1 μm , oświetlanej wiązką laserową o energii 391 J, natomiast rys. 6.2.3. b ilustruje wynik otrzymany przy oświetleniu płaskiej tarczy masywnej z Cu pokrytej 25 μm warstwą z plastiku impulsem o energii 626 J. Jak wynika z rys.6.2.3a, przestrzenny wymiar o szerokości FWHM około 650 μm , odpowiada poprzecznej ekspansji gorących elektronów wzdłuż powierzchni tarczy w czasie o szerokości FWHM 98 ps. Podobne dane były otrzymane w kilku seriach pomiarowych, zarówno dla folii jak i masywnych tarcz miedzianych pokrytych warstwami z plastiku o różnych grubościach.



Rys. 6.2.3 Przykładowe zdjęcia z rentgenowskiej kamery smugowej ilustrujące rozwinięcia czasowe emisji $K\alpha$ z miedzi: a) dla folii miedzianej o grubości $1\ \mu\text{m}$, oraz b) płaskiej tarczy masywnej z Cu pokrytej warstwą $25\ \mu\text{m}$ z plastiku.

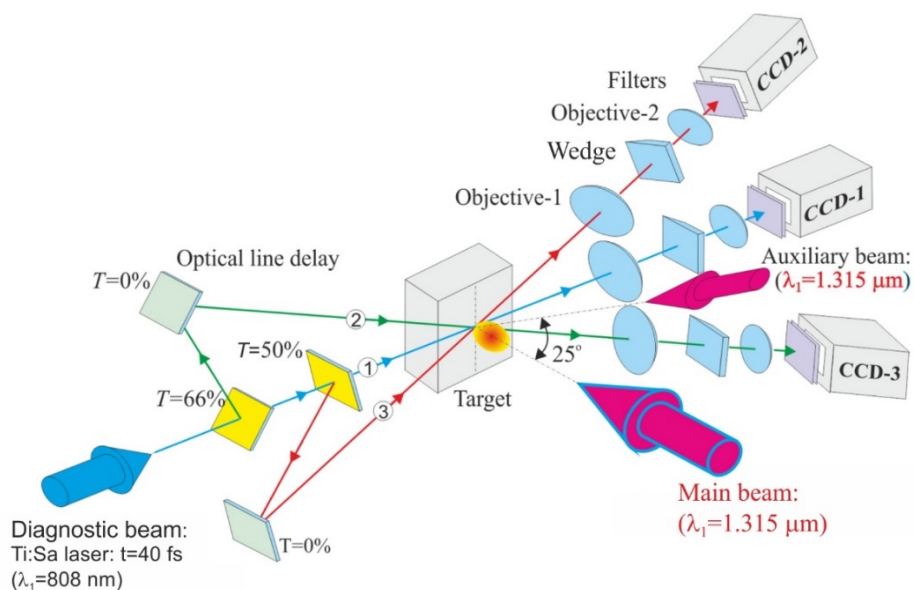


Rys. 6.2.4 Widmo jonów H- i He- podobnych chloru (powłoki K) otrzymane przy oświetleniu płaskiej tarczy masywnej z Cu pokrytej warstwą plastiku o grubości $25\ \mu\text{m}$ domieszkowanego chlorem.

Przykładowe widmo jonów H- i He- podobnych chloru w otrzymane za pomocą spektrografu rentgenowskiego przedstawia rys. 6.2.4. W celu otrzymania informacji o koncentracji i temperaturze plazmy ablacyjnej na podstawie profilów linii He δ i Ly β , widma będą porównane z symulacjami za pomocą kodu PrismSpect. Wstępna analiza otrzymanych widm pokazuje, że efektywna temperatura korony plazmowej jest w zakresie 550 – 950 eV, natomiast gęstość 5-50 mg/cm³. Pełna analiza uzyskanych widm jest obecnie prowadzona.

Razem z pomiarami zobrazowania emisji szybkich elektronów prowadzone były przestrzenno-czasowe pomiary koncentracji elektronowej za pomocą 3-kadrowego, femtosekundowego interferometru, które pozwalają wyznaczyć zmiany czasowe maksymalnego gradientu koncentracji elektronowej oraz tzw. scalelength, parametrów szczególnie przydatnych z punktu widzenia identyfikacji mechanizmów generacji szybkich

elektronów. Schemat optyczny 3-kadrowego układu interferometrycznego do pomiaru przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej pokazany jest na rys. 6.2.5.



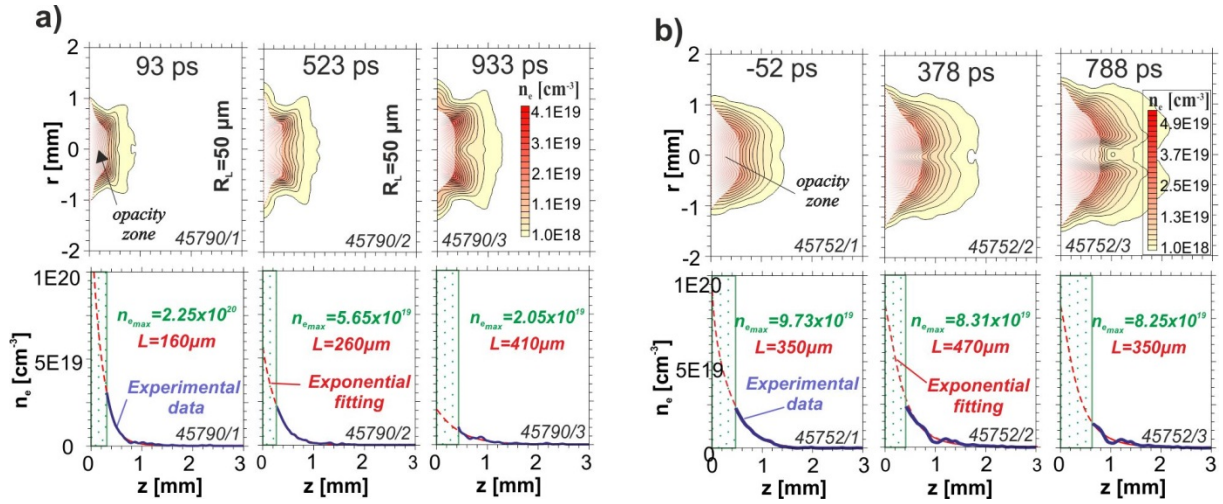
Rys. 6.2.5 Schemat optyczny 3-kadrowego interferometru.



Rys. 6.2.6 Widok układu rejestracji 3-kadrowego interferometru zainstalowanego na PALS

Natomiast rys. 6.2.6 przedstawia widok układu rejestracji interferometru zainstalowanego na eksperymencie PALS.

Przykładowe rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące proces ekspansji plazmy ablacyjnej generowanej przy oddziaływaniu wiązki laserowej 1-harmonicznej, o energii około 250 J, z płaską tarczą masywną z miedzi pokrytą warstwą 25 μm plastiku, przedstawia rys. 6.2.7.



Rys. 6.2.7 Rozkłady koncentracji elektronowej i „scale-length” w różnych chwilach ekspansji plazmy generowanej z płaskich tarcz podwójnych (Cu + Plastik) przy oświetlaniu: a) 1-wiązkowym za pomocą 1-harmonicznej lasera jodowego oraz b) 2-wiązkowym, za pomocą 1-harmonicznej z pre-impulsem 1-harmonicznej o niskiej energii.

Na rys. 6.2.7a przedstawione są rozkłady otrzymane przy jedno-wiązkowym oświetleniu tarczy, natomiast rys. 6.2.7b pokazuje rozkłady uzyskane przy oświetleniu dwu-wiązkowym, symulującym warunki „shock ignition”, co wyjaśnione jest w pracy [1], dołączonej do raportu. Na podstawie rozkładów koncentracji zostały otrzymane profile osiowe plazmy ablacyjnej, a następnie drogą eksponencjalnego dopasowania tych profili wyznaczono „scalelength” koncentracji elektronowej, który jest jednym z kluczowych parametrów branych pod uwagę przy identyfikacji mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialnych za generację i transport z udziałem szybkich elektronów. Z przedstawionych rozkładów wynika, że w przypadku 1-harmonicznej scalelength umiarkowanie rośnie z czasem ekspansji plazmy w przypadku jednowiązkowego oświetlenia, natomiast wyraźnie pogarsza się w przypadku dwu-wiązkowego oświetlenia z pre-impulsem. Sugeruje to w przypadku pre-plazmy wyraźną zmianę mechanizmu absorpcji odpowiedzialnego za generację szybkich elektronów. Jednakże, aby rozstrzygnąć kwestię alternatywnych mechanizmów generacji gorących elektronów w przypadku 1-harmonicznej wymagana jest pełna analiza wyników ze wszystkich diagnostyk stosowanych w eksperymencie. Szczególnie ważnym parametrem który będzie uzyskany z pomiarów emisji $K\alpha$, jest energia szybkich elektronów, której wyznaczenie wymaga stosowania skomplikowanej i pracochłonnej metodologii.

W związku z powyższym oczekuje się, iż uzyskane zależności zintegrowanej emisyjności linii Cu $K\alpha$ od długości impulsu laserowego oraz opóźnienia względem maksimum intensywności impulsu laserowego, a także informacje z dodatkowych diagnostyk spektroskopowych monitorujących emisję szybkich elektronów, w połączeniu z parametrami plazmy ablacyjnej, uzyskanymi z pomiarów interferometrycznych, pozwolą uzyskać informacje odnośnie mechanizmów absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialnych za generację i transport energii z udziałem szybkich elektronów.

Wyniki eksperymentu są obecnie analizowane i opracowywane i będą interpretowane w oparciu o dwuwymiarowe symulacje numeryczne i analizy teoretyczne prowadzone przez grupę teoretyczną z Fizycznego Instytutu im Lebedieva w Moskwie.

6.3 Kompleksowe badania plazmy termojądrowej ukierunkowane na opracowanie uniwersalnego kodu do analizy wyników z diagnostyk spektroskopowych opartych na efekcie Starka-Zeemana.

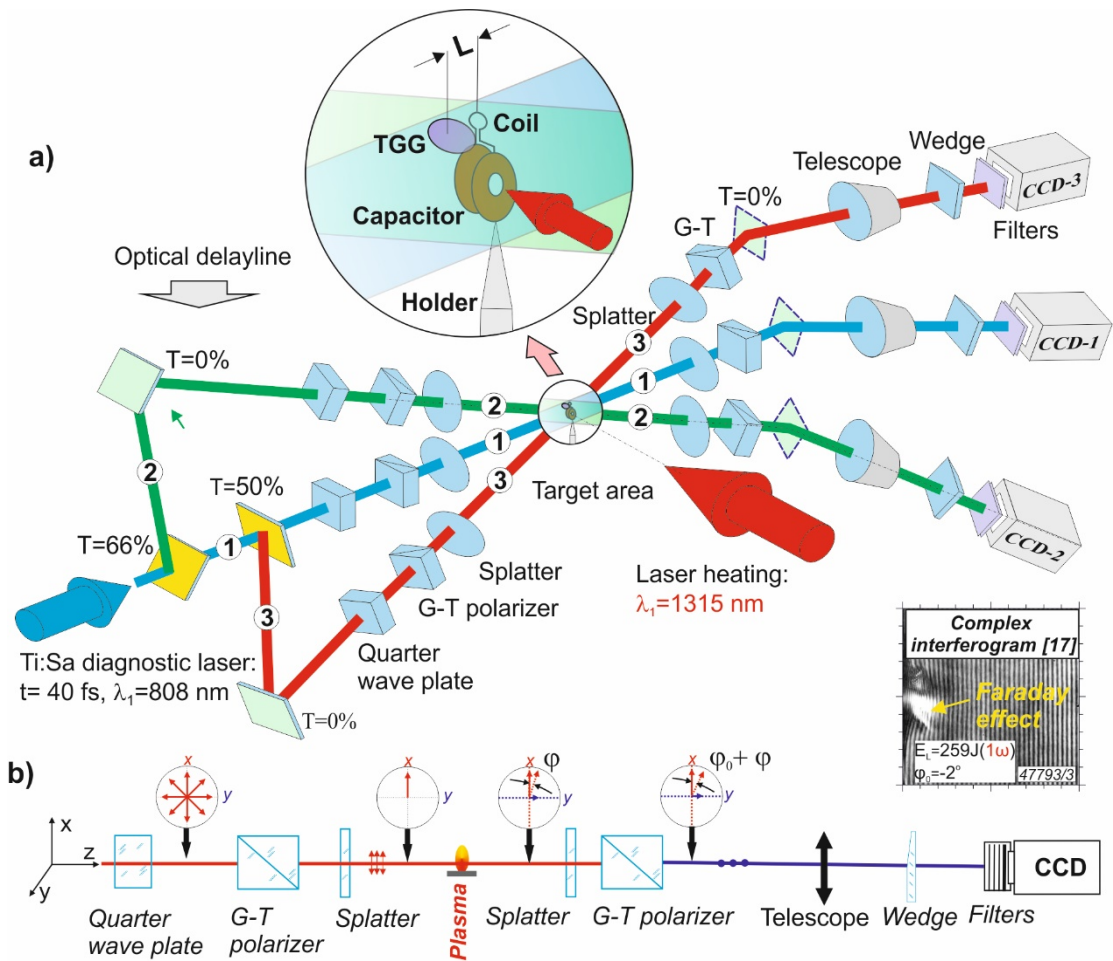
Zadania realizowane w ramach projektu Eurofusion - CfP-AWP17-IFE-CEA-02: "Towards a universal Stark-Zeeman code for spectroscopic diagnostics and for integration in transport codes"

Zgodnie z planem zadaniowym projektu w 2018 roku kontynuowane były na eksperymencie PALS badania polaro-interferometryczne tarcz typu capacitor-coil (C-C), których celem jest optymalizacja warunków pracy tych tarcz, żeby uzyskać maksymalny prąd w cewce sprzężonej z kondensatorem tarczy (diodą), biorąc pod uwagę zarówno jej konstrukcję jak i warunki oświetlenia promieniowaniem laserowym. W celu przygotowania sesji pomiarowej na PALS odbyło się w lutym 2018 spotkanie robocze w ośrodku CELIA w Bordeaux z udziałem grupy z IFPiLM, na którym prezentowane były rezultaty uzyskane w dotychczasowych eksperymentach na PALS, w celu określenia szczegółowego zakresu badań w eksperymentach planowanych w 2018r.

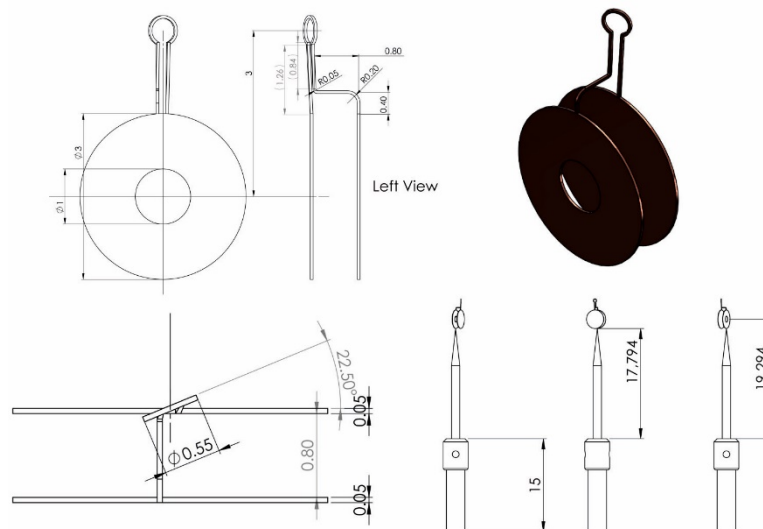
W sesji pomiarowej na PALS, która się odbyła w listopadzie 2018 po raz pierwszy zastosowany był 3-kadrowy polaro-interferometr, pracujący w opcji kompleksowej interferometrii, którego schemat optyczny rys. 6.3.1. Aby uzyskać przestrzenne rozdzielenie kadrów z ekstremalnie wysoką rozdzielczością czasową, polaro-interferometr oświetlany jest poprzez optyczną linię opóźniającą impulsem lasera femtosekundowego (Ti:Sa) o szerokości $\Delta t = 40$ fs. Linia optyczna zsynchronizowana z laserem głównym umożliwiała zarejestrowanie 3 kadrów z odstępem czasowym między kadrami 400 ps w wybranym momencie w stosunku do maksimum intensywności impulsu lasera oświetlającego tarczę C-C.

Ta unikalna diagnostyka umożliwiała jednoczesny pomiar indukcji pola magnetycznego (IPM) w cewce tarczy C-C oraz spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w diodzie między okładkami kondensatora. Pomiar IPM w cewce były realizowane wykorzystując efekt Faradaya w kryształach TGG (o stałej Verdet: 60 rad/T/m) umieszczonym w pobliżu cewki. Tarcze C-C oświetlane były 1-harmoniczną lasera jodowego PALS o energii w zakresie 250-500 J w impulsie 350 ps, co pozwalało osiągnąć (przy zogniskowaniu wiązki laserowej do minimalnej średnicy) intensywność na płycie diody 2×10^{16} W/cm².

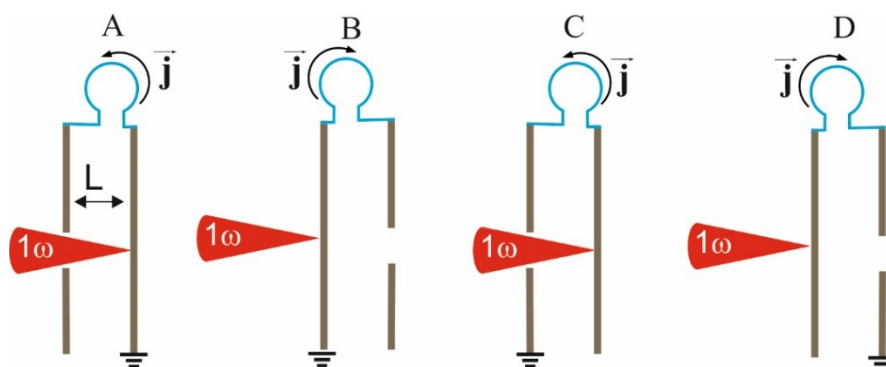
W badaniach optymalizacyjnych wykorzystywane były tarcze C-C typu GSI 2016, z ośrodka CELIA Uniwersytetu w Bordeaux, których konstrukcja przedstawiona jest na rys. 6.3.2. Przedmiotem pomiarów były 4 konfiguracje tarcz C-C, pokazane na rys. 6.3.3, różniące się między sobą wariantem uziemienia tarcz oraz sposobem ich oświetlenia promieniowaniem laserowym. Testowane były tarcze z różnym odstępem między okładkami kondensatora dla różnych energii promieniowania laserowego.



Rys. 6.3.1 Schemat optyczny 3-kadrowego polo-interferometru pokazujący rozmieszczenie elementów (a) i wyjaśniający zasadę pracy jednego z kanałów (b).

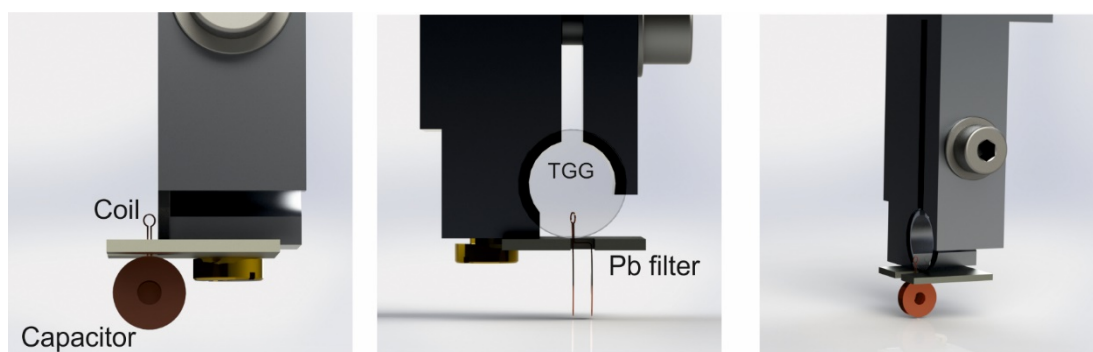


Rys. 6.3.2 Konstrukcja tarcz C-C wykorzystywana w badaniach.



Rys. 6.3.3 Konfiguracje pomiarowe tarcz C-C wykorzystywane w badaniach optymalizacyjnych.

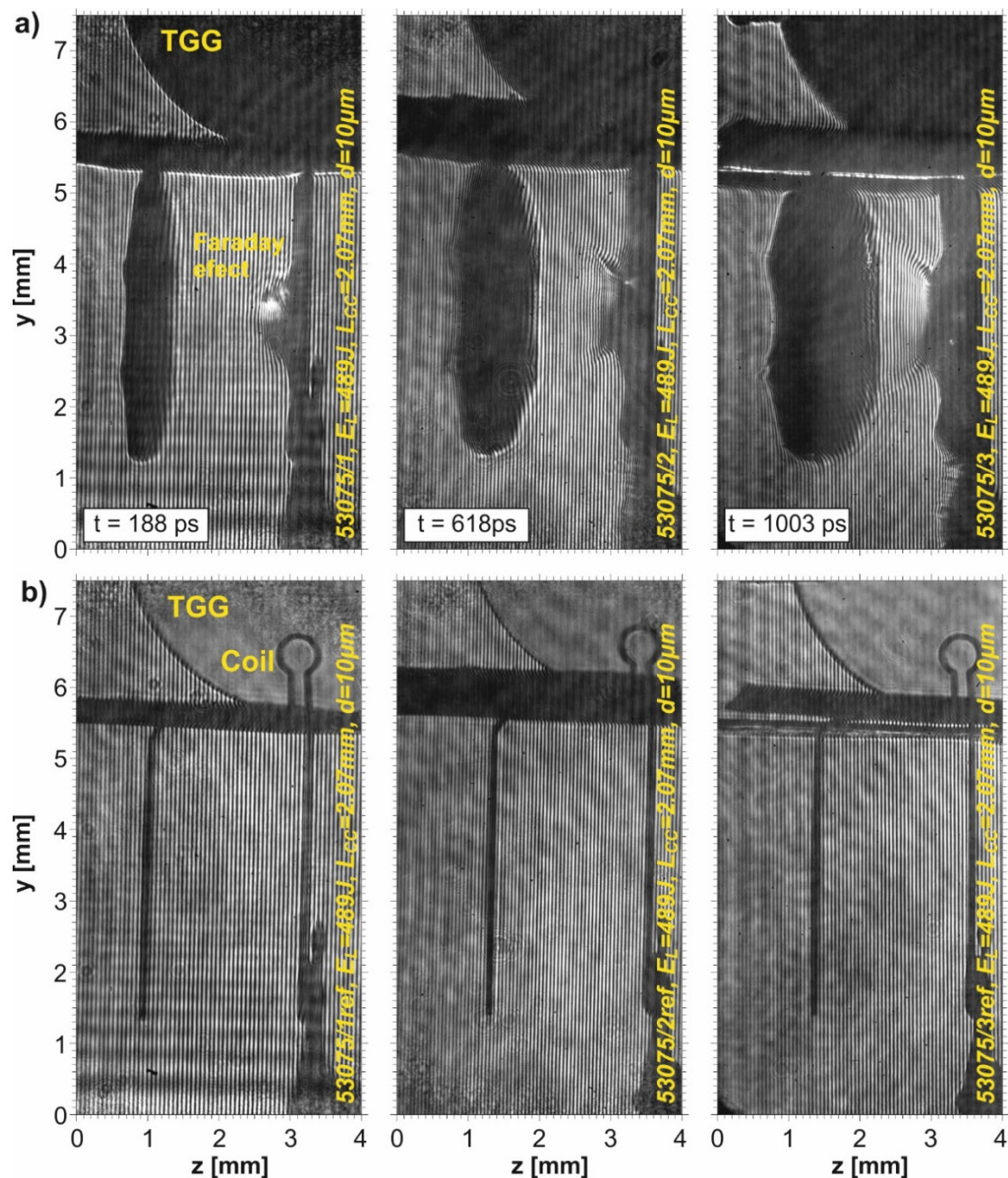
Rozważając wpływ promieniowania rentgenowskiego na degradację kryształu TGG (stwierdzony w badaniach wstępnych prowadzonych na PALS w 2017), szczególnie ważnym zadaniem było zaprojektowanie odpowiedniej konstrukcji uchwytu do zamocowania tarczy C-C, kryształu TGG, oraz odpowiedniego filtra, który zapewniłby wyeliminowanie wpływu emisji rentgenowskiej z plazmy kreowanej między okładkami kondensatora tarczy C-C na kryształ. Ponadto, uchwyt powinien zapewniać zamocowanie kryształu w wymaganej odległości od cewki tarczy C-C oraz zasłonięcie części referencyjnej wiązki diagnostycznej, żeby przez kryształ i cewkę przechodziła tylko wiązka przedmiotowa, umożliwiającą uzyskanie polarogramu. Widok holdera wykorzystywanego w pomiarach pokazany jest na, rys. 6.3.4. W przedstawionej konstrukcji zastosowano filtr Pb o grubości około 1 mm, żeby skutecznie ograniczyć wpływ promieniowania rentgenowskiego na degradację kryształu.



Rys. 6.3.4 Widok uchwytu do zamocowania tarczy C-C, kryształu TGG oraz filtra odcinającego promieniowanie rentgenowskie z plazmy generowanej w tarczy.

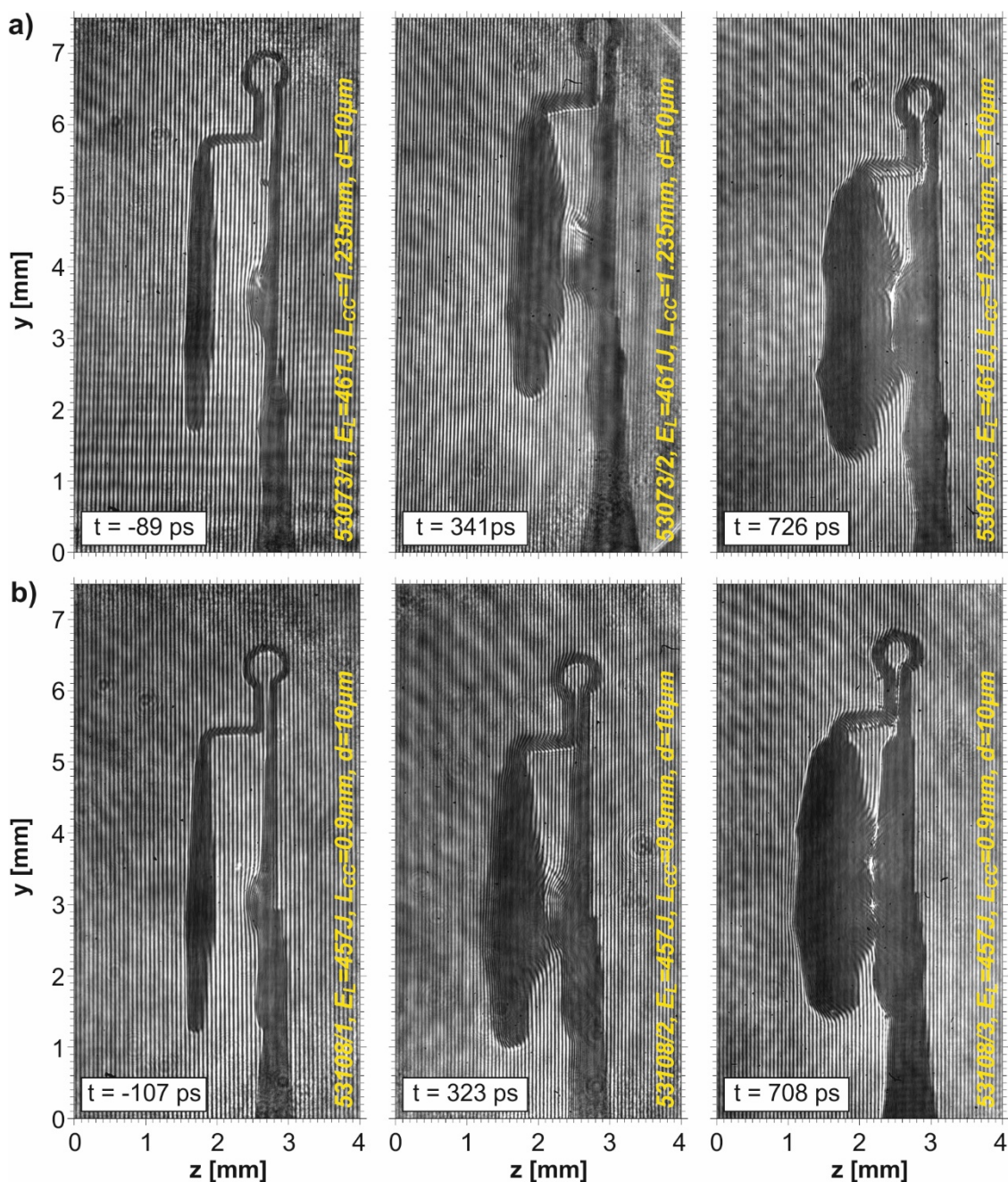
Przykładowe sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy między okładkami kondensator tarczy C-C w konfiguracji A (pokazanej na rys. 6.3.3) przedstawia rys. 6.3.5a. Rys. 6.3.5b przedstawia sekwencję referencyjną interferogramów zarejestrowaną przed „strzałem lasera”, która jest niezbędna z punktu widzenia ilościowej analizy interferogramów kompleksowych, zarówno w celu uzyskania informacji o spontanicznym polu magnetycznym (SPM) w plazmie, jak i indukcji pola magnetycznego w cewce.

Na interferogramach wyraźnie widoczny jest efekt Faraday jako modulacja intensywności prążków interferencyjnych w górnej połowie strumienia plazmy ablacyjnej. Ta asymetria intensywności potwierdza azymutalną geometrię SPM w plazmie. Jednakże, dla tej konfiguracji tarczy C-C nie udało się wyeliminować wpływu promieniowania rentgenowskiego na degradację kryształu TGG, który pod jego wpływem staje się nieprzeźroczysty, co ilustruje wyraźnie pokazana sekwencja zdjęć, rys. 6.3.5a.



Rys. 6.3.5 Sekwencja interferogramów kompleksowych pokazująca ekspansję plazmy ablacyjnej w tarczy C-C (o konfiguracji A) w przypadku dużego dystansu między płytami kondensatora tarczy, a także wpływ promieniowania rentgenowskiego na degradację kryształu tarczy C-C (L - dystans między płytami kondensatora, d -odległość cewki od kryształu TGG, oraz EL =energia lasera).

Przedstawiona sekwencja demonstruje, że w przypadku dystansu $L = 2.07$ mm ekspansja plazmy nie jest ograniczana (w obserwowanym przedziale czasu) plazmą generowaną z przeciwległej okładki kondensatora pod wpływem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy pierwotnej z pierwszej okładki. Ograniczenie ekspansji plazmy ablacyjnej odgrywa rolę dla mniejszych dystansów L , co demonstrują sekwencje interferogramów kompleksowych przedstawione na rys. 6.3.6a i b.

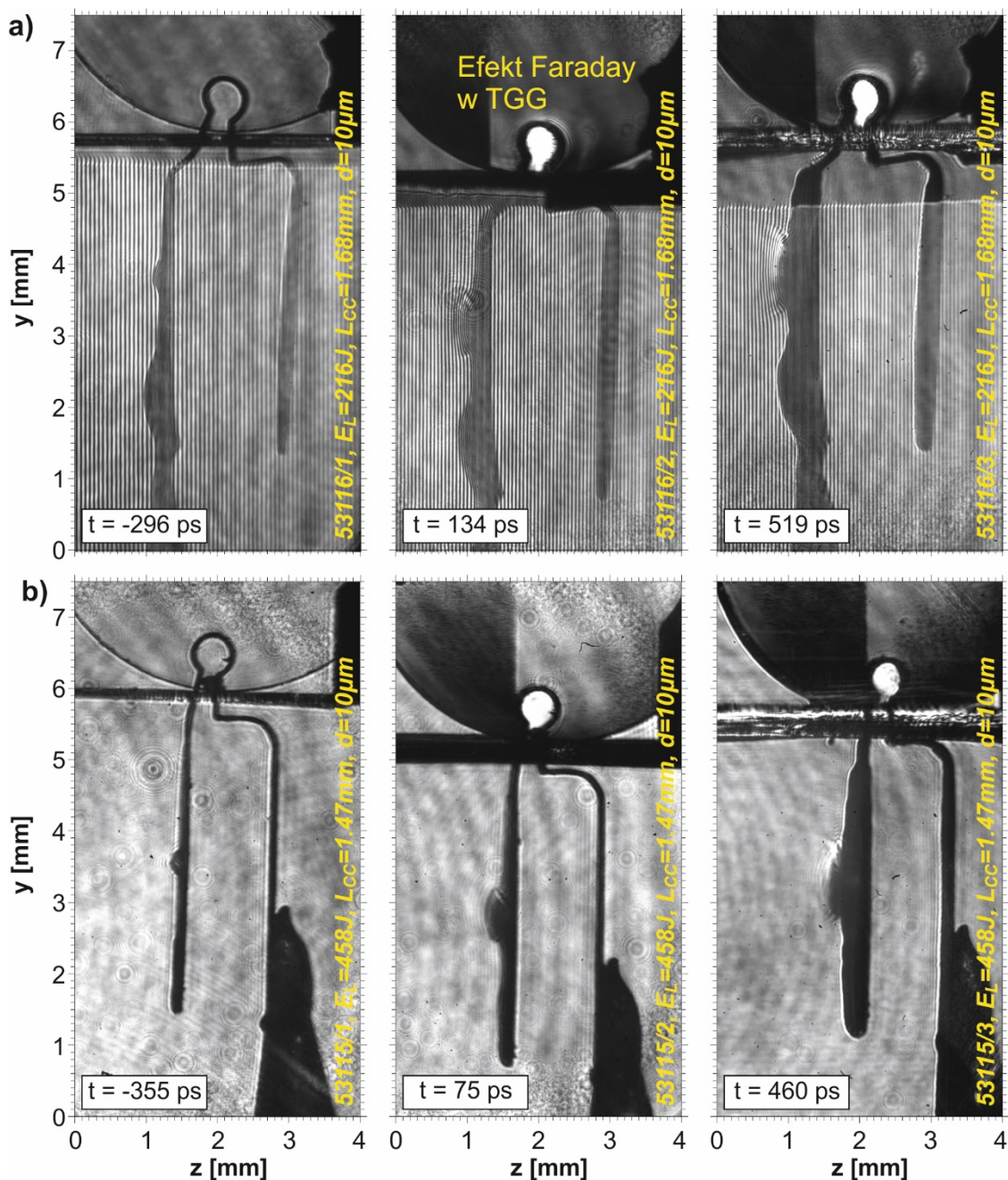


Rys. 6.3.6 Ilustracja ograniczenia ekspansji plazmy, plazmą generowaną z przeciwległej okładki kondensatora w tarczy o konfiguracji A..

To ograniczenie swobodnej ekspansji plazmy przez kondensator, modyfikuje rozkład gęstości prądu związany z przyływem szybkich elektronów w plazmie kreowanej między okładkami kondensatora, i w rezultacie prowadzi do zmniejszenia całkowitego prądu, w porównaniu do prądów generowanych w plazmie ekspandującej swobodnie. Z tego powodu, odległość między okładkami kondensatora tarczy C-C, powinna być jednym z parametrów, który należy brać pod uwagę przy optymalizacji warunków pracy tarcz C-C.

Zarejestrowanie sygnałów Faraday'a w kryształ TGG okazało się możliwe w przypadku garcz o konfiguracji B i D, gdy plazma generowana jest z pierwszej płyty kondensatora, co demonstrują sekwencje interferogramów kompleksowych i cieniogramów przedstawione na rys. 6.3.7. W odróżnieniu od konfiguracji A, gdy osiowa ekspansja plazmy nie jest ograniczana, emisja promieniowania rentgenowskiego staje się bardziej ukierunkowana

osiowo niż w kierunku prostopadłym, i z tego powodu ma mniejszy wpływ na degradację kryształu TGG.

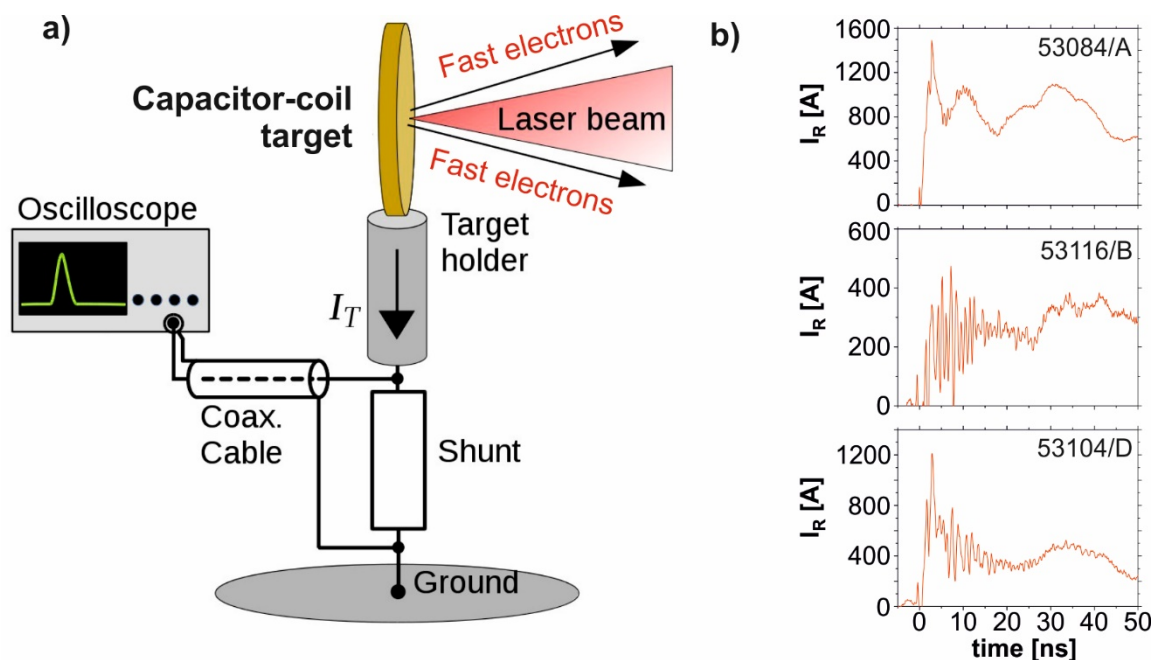


Rys. 6.3.7 Przykładowe sekwencje interferogramów kompleksowych-(a) oraz cieniogramów-(b) ilustrujące efekt Faraday'a, zarówno w plazmie ablacyjnej jak i w kryształach TGG.

Jednakże, jak wynika z przedstawionych na rys. 6.3.7 sekwencji interferogramów i cieniogramów istotnym czynnikiem jest lokalizacja cewki względem plazmy. W przypadku gdy promieniowaniem laserowym oświetlana jest pierwsza płyta kondensatora, promieniowanie rentgenowskie zaburza tylko część kryształu TGG, bezpośrednio zlokalizowanego nad plazmą. Granica między obszarem zaburzonym i nie zaburzonym jest wyraźnie widoczna na rys. 6.3.7 dla czasów ekspansji po maksimum intensywności lasera. Ten wynik eksperymentalny wyraźnie sugeruje niezbędne modyfikacje konstrukcji tarcz w konfiguracji A, w kontynuowaniu przyszłych badań.

Wyniki uzyskanych badań polaro-interferometrycznych dla tarcz o konfiguracji B i D, są obecnie przedmiotem ilościowych analiz w celu uzyskania informacji o rozkładach SPM, oraz indukcji pola magnetycznego w cewce tarczy C-C.

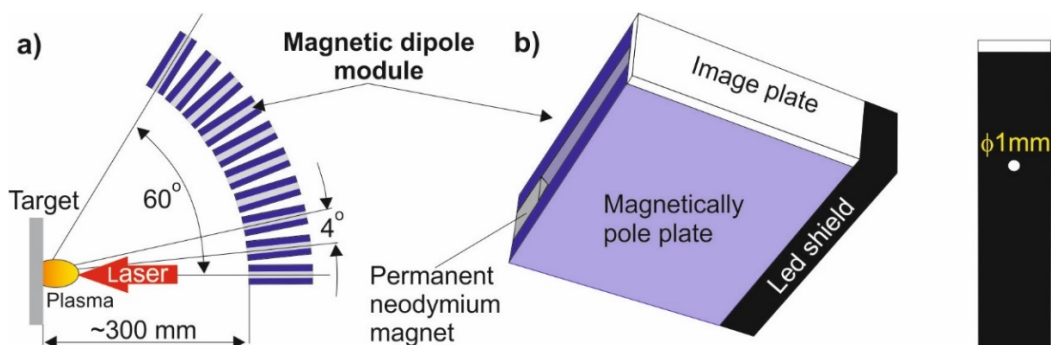
Jednocześnie z pomiarami polar-interferometrycznym stosowana była sonda prądowa, w celu uzyskania informacji o całkowitym prądzie zwrotnym związanym z emisją elektronów z plazmy ablacyjnej generowanych w kierunku od tarczy. Schemat układu pomiarowego wyjaśniający zasadę pomiaru prądu zwrotnego przedstawia rys. 6.3.8a., natomiast przykładowe sygnały prądowe uzyskane dla optymalizowanych konfiguracji (A, B i D) pokazane są na rys. 6.3.8b.



Rys. 6.3.8 Schemat układu pomiarowego wyjaśniający zasadę pomiaru prądu zwrotnego oraz przykładowe sygnały prądowe odpowiadające poszczególnym konfiguracjom.

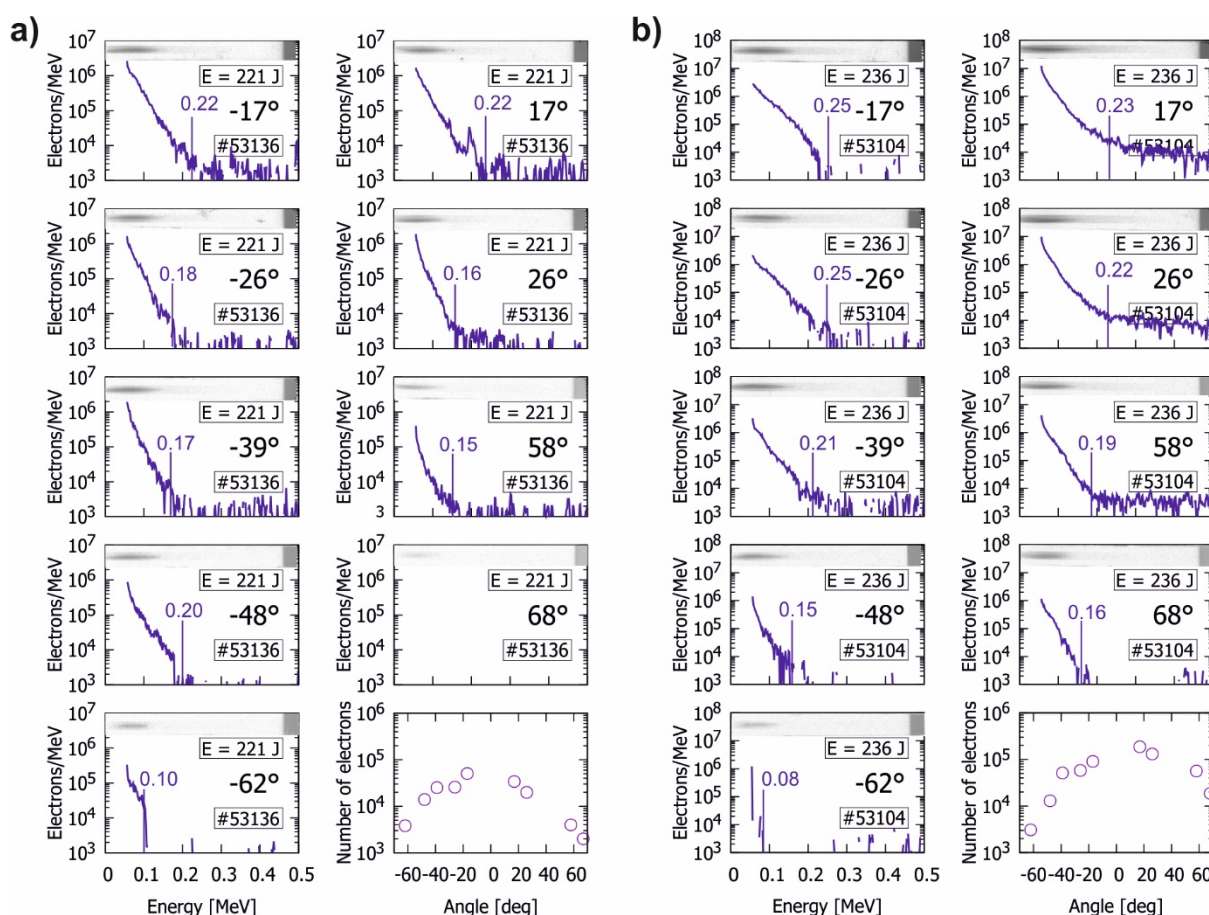
Jak wynika z wstępnej oceny uzyskanych sygnałów prądów zwrotnych, największy prąd występuje w przypadku tarcz o konfiguracji A, co pokazuje, że emisja elektronów emitowanych w kierunku od tarczy (opuszczających obszar plazmy) powinna być największa.

W celu powiązania sygnałów prądu zwrotnego z emisją elektronów skorelowanych z nimi, rejestrowane było widmo elektronów pod różnymi kątami w stosunku do kierunku lasera za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów, który był skonstruowany pod kątem badań przewidzianych w projekcie. Schemat optyczny tego spektrometru oraz konstrukcja indywidualnego modułu dipola magnetycznego przedstawione są na rys. 6.3.9. Każdy magnes modułu dipola składa się ze stałego magnesu neodymowego i osłony ołowianej z otworem do kolimacji elektronów. Konstrukcje modułu umożliwia pomiar energii elektronów w zakresie: 30 keV-1 MeV, z rozdzielczością kątową 4 stopni. Elektrony są rejestrowane za pomocą płytek obrazowych (tzw. *image plate*).



Rys. 6.3.9 Wielokanałowy magnetyczny spektrometr: a) rozmieszczenie matrycy modułów dipoli na eksperymencie PALS oraz b) konstrukcja modułu indywidulanego dipola magnetycznego.

Przykładowe porównanie widm energetycznych emitowanych elektronów (konfiguracje B i D) przedstawione jest na rys. 6.3.10.



Rys. 6.3.10 Przykładowe widma energetyczne elektronów emitowanych z tarcz pod różnymi kątami: a) dla konfiguracji B oraz b) dla konfiguracji D.

Wyniki z pomiarów polaro-interferometrycznych są obecnie przedmiotem ilościowych analiz w celu uzyskania informacji o rozkładach gęstości prądu w diodzie oraz prądzie płynącym w cewce tarczy C-C. Oczekuje się, że powyższe informacje w połączeniu z pomiarami widm elektronów i prądu zwrotnego będą kluczowe dla optymalizacji pracy tarcz C-C.

Wyniki tych badań stwarzają możliwość bezpośredniej konfrontacji i weryfikacji z wynikami kodów numerycznych opracowywanych w ramach projektu. Numeryczny model

weryfikujący powstanie na podstawie wyników uzyskanych w projekcie oraz na dedykowanym eksperymencie: na układzie LULI2000 (gdzie zostaną przeprowadzone badania rozszczepienia Zeemana linii emisyjnych UV z wysoce zjonizowanego gazu o niskiej liczbie atomowej Z) na który został przyznany czas laserowy w drodze konkursu na wrzesień 2019 r., przez międzynarodowy panel selekcyjny.

Udział grupy IFPiLM na układzie LULI2000 jest kluczowy do scharakteryzowania plazmy laserowej wytwarzanej w tarczach C-C za pomocą kompleksowej interferometrii. Należy zaznaczyć, iż data eksperymentu uzależniona jest od harmonogramu właściwego temu układowi. Problem ten został przedstawiony w raporcie końcowym, ENR-IFE17.CEA-02-T002-D001.