

1 Program EUROfusion

1. Diagnostyki miękkiego promieniowania X emitowanego z plazmy w stellaratorze W7-X

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

Zadania zrealizowane w ramach pakietu Eurofusion WPS1 „Preparation and Exploitation of W7-X Campaigns”

I. Opis

1.1 Przygotowanie układu diagnostycznego z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów dla stellaratora W7-X

W 2016 r. uruchomiono i przetestowano diagnostykę PHA (ang. Pulse Height Analysis) w warunkach działania stellaratora W7-X, która wykorzystuje analizę amplitudową rejestrowanych impulsów. Diagnostyka ta została zainstalowana na urządzeniu w czerwcu 2015 r., ale dopiero w 2016 r. sprawdzono jej działanie podczas pierwszej kampanii eksperymentalnej OP1.1. Podczas prawie trzech miesięcy działania urządzenia W7-X, system PHA był optymalizowany w celu uzyskania widm o dobrej statystyce (z dużą ilością zliczeń). Ostatecznie pierwszy kanał, który mierzy widma w zakresie 1-20keV został zoptymalizowany, natomiast pozostałe dwa kanały wymagają dalszej optymalizacji, która będzie możliwa podczas kolejnej kampanii eksperymentalnej w 2017 r.

Uruchomienie i testy diagnostyki PHA nie byłyby możliwe bez opracowania specjalnego kodu, który posłużył do ustawienia parametrów systemu (rozmiar szczelin, wybór dodatkowego filtra Be) oraz do akwizycji danych.

Ponadto w 2016 r. rozpoczęto rozwój specjalnego kodu do symulacji widm przy wejściowych parametrach skorelowanych z eksperymentalnymi.

Wyniki prac zrealizowanych w 2016 r. zaprezentowane zostały w 2016 r. na międzynarodowej konferencji SOFT w Pradze, Czechy jak również na licznych spotkaniach roboczych i seminariach.

1.2 Przygotowanie wielokanałowego układu diagnostycznego do pomiarów promieniowania rentgenowskiego z plazmy w stellaratorze W7-X

W 2016 r. prace związane z projektowaną dla stellaratora W7-X diagnostyką MFS (ang. Multi-foil system), skupiły się głównie na pracach projektowych. W styczniu 2016 r. projekt systemu wielokanałowego, uwzględniający geometrię układu, został przedstawiony Radzie Projektowej IPP w Greifswaldzie na tzw. spotkaniu CDR (z ang. Conceptual Design Review), a następnie został zaakceptowany do dalszej realizacji. W 2016 r. przygotowano również niezbędną dokumentację, która obejmowała specyfikację diagnostyki oraz tzw. dokument bezpieczeństwa. Ponieważ główna komora próżniowa diagnostyki MFS zlokalizowana jest bardzo blisko głównej komory stellaratora, zostały opracowane 3 warianty lokalizacji układu próżniowego, uwzględniając wpływ pola magnetycznego na pompy turbomolekularne.

Ze względu na wyższy priorytet diagnostyk PHA i C/O monitor w 2016 r. system MFS został odłożony w czasie i planowany jest do zamontowania na W7-X w przyszłej kampanii OP2.

1.3 Przygotowanie spektrometru C/O Monitor do pomiarów linii spektralnych głównych zanieczyszczeń plazmy w stellaratorze W7-X

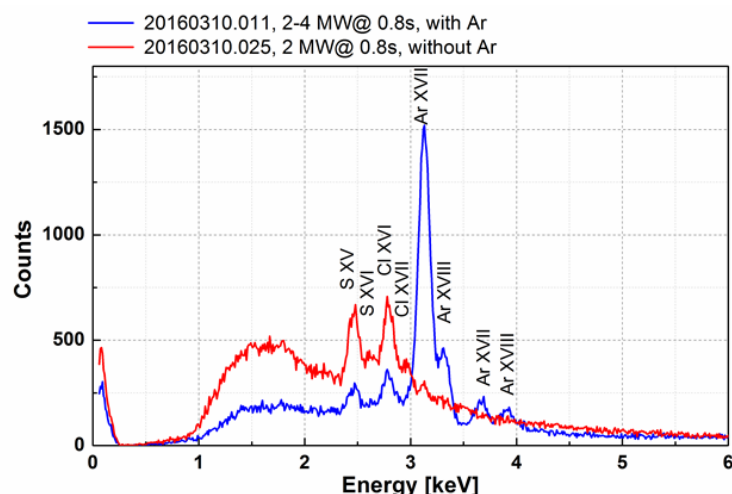
Spektrometr C/O monitor jest przewidywany do pomiarów linii spektralnych lekkich pierwiastków takich jak C, O, B i N, które świadczą o jakości plazmy w stellaratorze W7-X. Projekt ten jest realizowany we współpracy z Uniwersytetem Opolskim. W 2016 r. zaprojektowano finalne komory próżniowe, które zawierać będą elementy dyspersyjne. Przetestowano również w polu magnetycznym, do którego wykonana została specjalna cewka magnetyczna, specjalny stół przesuwany z piezo-sterownikami, który docelowo służyć będzie do precyzyjnego ustawiania zwierciadeł i kryształów. Zaprojektowana została flansa główna systemu, do którego przyłączony będzie cały spektrometr. Po oszacowaniu masy diagnostyki, zaprojektowano również cały układ wsparcia, uwzględniając przy tym miejsce zarezerwowane wokół portu oraz wymagania co do lokalizacji pomp próżniowych uwzględniając rozkład i wysokość pola magnetycznego.

II. Wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

- a) rozwiązanie problemu naukowego,

Widma zarejestrowane w 2016 r. z plazmy na urządzeniu W7-X wymagały następnie sprawdzenia pod względem kalibracji energetycznej jak i identyfikacji zarejestrowanych linii. Rys. 1.1. przedstawia przykład zarejestrowanych sygnałów dla wyładowania z plazmą wodorową i dodatkowo z napuszczonym Argonem. W obu przypadkach widoczne są linie tzw. wewnętrznych zanieczyszczeń plazmy S i Cl, których źródło jest wciąż dyskutowane.

Podczas pierwszej kampanii eksperymentalnej OP1.1 na stellaratorze W7-X, diagnostyka PHA zarejestrowała w sumie 12 linii spektralnych, zebranych w tabeli 1. Badania zmian natężenia obserwowanych linii w czasie, z rozdzielczością 100ms, pozwoliły następnie na badanie czasu zaniku i utrzymania niektórych zanieczyszczeń w plazmie.



Rys.1.1. Przykład zintegrowanych w czasie całego wyładowania widm bez (kolor czerwony) i z napuszczonym dodatkowo argonem (kolor niebieski) wraz ze zidentyfikowanymi liniami zanieczyszczeń plazmy.

Tabela 1. Lista wszystkich zidentyfikowanych linii widmowych zarejestrowanych przez diagnostykę PHA podczas kampanii OP1.1 na stellaratorze W7-X.

typ linii	Energia [keV]	Długość fali [Å]
He-like S XV	2.460	5.04
H-like S XVI	2.662	4.66
He-like Cl XVI	2.789	4.45
H-like Cl XVII	2.961	4.19
He-like Ar XVII	3.123	3.97
He-like Cl XVI	3.267	3.80
He-like Cl XVII	3.508	3.53
H-like Ar XVIII	3.321	3.73
He-like Ar XVII	3.678	3.37
H-like Ar XVIII	3.935	3.15
H-like Ne X	1.022	12.13
H-like Ne X	1.211	10.24

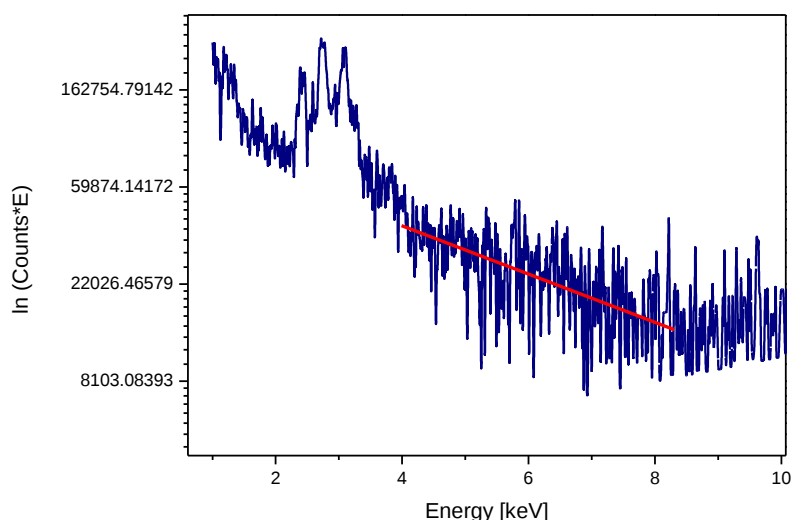
Diagnostyka PHA poprzez to, że dostarcza widmo plazmy w szerokim przedziale energetycznym (1-10keV podczas OP1.1), daje możliwość poprzez analizę widma ciągłego, wyznaczenie temperatury elektronowej plazmy. Z równania na promieniowanie Bremsstrahlung:

$$\frac{dE_{ff}}{d\omega dt dV} = \sum_j \frac{16}{3} \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{1/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c} \right)^3 \frac{n_e n_j Z_j^2}{m_e^{3/2} (k_B T_e)^{1/2}} G_{ff} e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T_e}},$$

gdzie suma jest po wszystkich jonach; m_e , v , T_e są odpowiednio masą, prędkością i temperaturą elektronową, $\hbar\omega$ jest wartością emitowanej energii, n_j jest koncentracją jonów o stopniu Z_j , natomiast G_{ff} jest średnią wartością współczynnika Gaunta; po przekształceniu otrzymujemy następującą zależność:

$$\frac{dE_{ff}}{d\omega dt dV} = A(n_e, n_j, Z_j, T_e) e^{-\frac{E}{k_B T_e}},$$

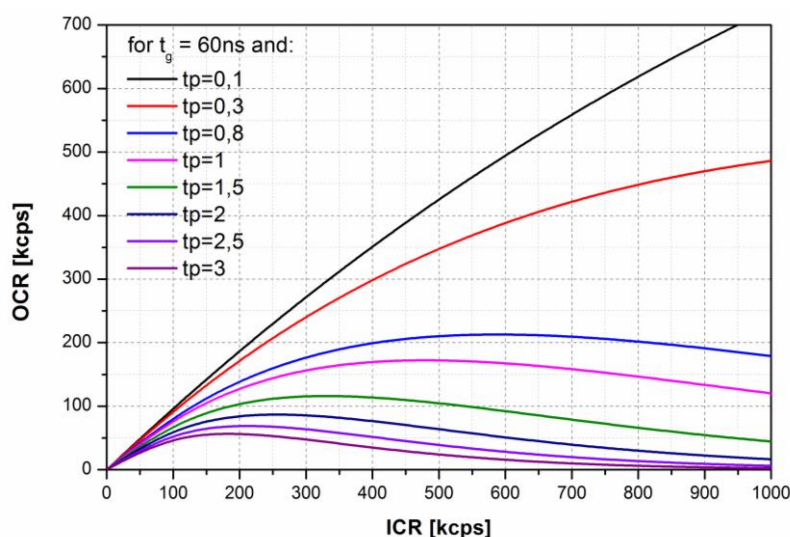
która w skali logarytmicznej przedstawia zależność liniową. Rysunek 1.2 przedstawia widmo w odpowiedniej skali wraz z prostą, której współczynnik nachylenia wynosi $(1/k_B T_e)$.



Rys.1.2. Przykład widma i sposób wyznaczenia temperatury elektronowej na podstawie sygnałów zarejestrowanych przez diagnostykę PHA.

b) rozwiązanie problemu technologicznego,

Głównym problemem technologicznym podczas uruchamiania i optymalizacji diagnostyki PHA na W7-X było znalezienie odpowiednich wartości takich parametrów jak tzw. peaking time, szerokość szczeliny i próg wyzwalania. Było to związane z obserwacją takiej samej ilości fotonów wyjściowych co padających na detektor. Pierwsze rejestracje widm rozpoczęto przy maksymalnie otwartych szczelinach 1.2mm oraz ustawień fabrycznych analizatora impulsów – peaking time $t_p = 20.2\mu s$ i próg wyzwalania = 1000eV. Ustawienia te dawały widma o bardzo małej ilości zliczeń. Wobec powyższego, biorąc pod uwagę zależność ilości fotonów wyjściowych do padających na detektor przedstawioną na rys. 1.3, stopniowo zmniejszano wartość peaking time oraz szerokość szczeliny.

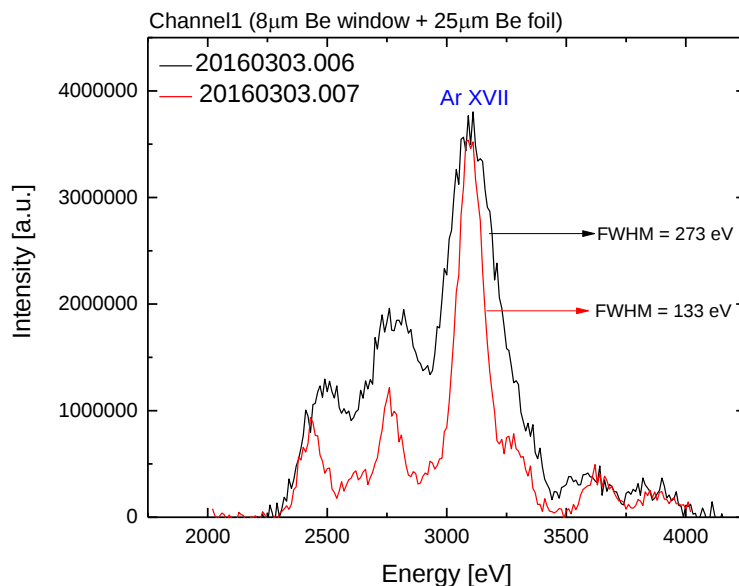


Rys.1.3. Zależność liczby wyjściowych fotonów do liczby fotonów padających na detektor przy tzw. gap time równym 60 ns i dla różnych czasów 'peaking time'.

Badania pokazały, że dla pierwszego kanału diagnostyki PHA najbardziej odpowiednie są następujące parametry: peaking time = $1\mu s$, szerokość szczeliny $300 \times 300 \mu m^2$ oraz próg wyzwalania równy 1000eV. Takie ustawienia dają możliwość rejestracji widm o dobrej

zdolności rozdzielczej jak również satysfakcjonującej ilości zliczeń. Rysunek 1.4 przedstawia widma zarejestrowane dla dwóch różnych wartości peaking time, które widocznie wpływają na szerokość połówkową linii.

W przypadku diagnostyki MFS, zaproponowano trzy rozwiązania technologiczne co do układu próżniowego. Pierwszy z nich polega na umieszczeniu pompy turbomolekularnej w odległości ok. 7m od centrum plazmy poprzez podłączenie do głównej komory próżniowej, długie portu. Takie rozwiązanie wykorzystane jest obecnie w diagnostyce HEXOS zainstalowanej na W7-X, jednak wymaga ono dodatkowego opracowania wsparcia całego układu, tymbardziej, że system MFS zlokalizowany będzie na porcie, który jest umieszczony pod kątem do komory. Drugim rozwiązaniem jest zastosowanie ruchomego układu próżniowego, który byłby podłączany do komory MFS przed włączeniem pola magnetycznego i po uzyskaniu odpowiedniego ciśnienia w komorze, odłączany i usuwany na odpowiednią odległość, aby nie zaburzać pola. Trzecim i za razem najbardziej preferowanym rozwiązaniem, jest zlokalizowanie na stałe blisko komory systemu MFS małej pompy turbomolekularnej, która włączana byłaby tylko w momencie wyłączonego pola magnetycznego, ale umieszczona byłaby na stałe przy komorze. Takie rozwiązanie jest najbardziej odpowiednie, ponieważ w razie spadku ciśnienia w komorze MFS, istnieje szansa bezpośredniego dostępu do diagnostyki, ponownego uruchomienia zdalnie pompy. Jest to o tyle istotne, ponieważ w kolejnych kampaniach eksperymentalnych na W7-X dostęp do hali stellaratora będzie ograniczony lub też zabroniony podczas eksperymentów. W sytuacji problemów z próżnią, zdalne obsługiwanie pompy, zlokalizowanej na stałe przy diagnostyce, daje możliwość szybkiej reakcji i nie spowoduje odcięcia całkowicie układu MFS. Rozwiązanie to będzie w kolejnym etapie szczegółowo przedstawione i dyskutowane.

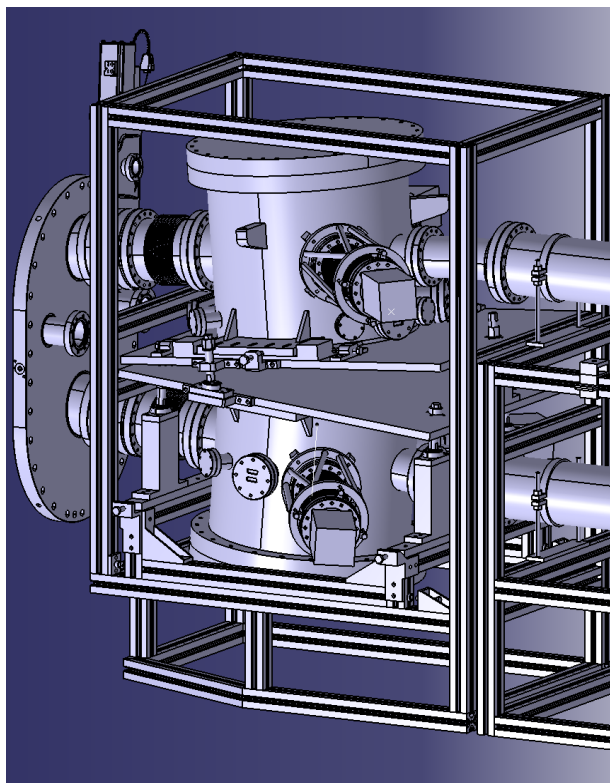


Rys.1.4. Przykład zarejestrowanych przez pierwszy kanał diagnostyki PHA widm dla wartości peaking time $t_p = 1 \mu s$ (czerwone widmo) i $t_p = 0.3 \mu s$ (czarne widmo), I dla wartości progu wyzwalania 1000 eV oraz szerokości szczeliny $300 \times 300 \mu m^2$.

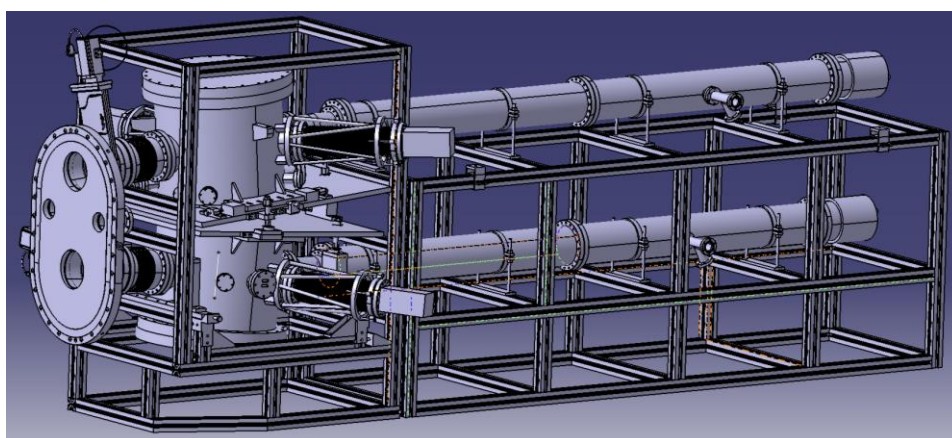
W przypadku projektowanego spektrometru CO-monitor, w 2016 r. problem technologiczny dotyczący precyzyjnego pozycjonowania układu, który związany jest z odpowiednim dobraniem kątów między plazmą, elementem dyspersyjnym i detektorem, został rozwiązany

poprzez zastosowanie odpowiedniej konstrukcji całego układu diagnostycznego. Rozwiązanie przedstawione jest na rys. 1.5.

W 2016 r. również rozwiązano problem technologiczny związany z mocowaniem i wsparciem całej konstrukcji diagnostyki CO-monitor uwzględniając wymagania W7-X i dostępne wokół stellaratora miejsce. Rys. 1.6 przedstawia projekt systemu wsparcia, który obecnie jest diskutowany z inżynierami z IPP w Greifswaldzie.



Rys. 1.5. Projekt diagnostyki CO-monitor zamontowanej na porcie AEK30 wraz z mechanizmem do precyzyjnego ustawiania.



Rys.1.6. Projekt mocowania i lokalizacji diagnostyki CO-monitor przyłączonej do portu AEK30 na stellaratorze W7-X.

2. Badanie i optymalizacja procesów oddziaływania impulsów laserowych i strumieni plazmy z materiałami przewidzianymi, jako element wewnętrzny komory tokamaka oraz badania pyłu powstającego w tych procesach

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

I. Opis

2.1 Zastosowanie metody LIBS w wariancie dwuimpulsowym (DP-LIBS) w celu sprawdzenia możliwości metody dla monitorowania składu chemicznego ściany reaktorów termojądrowych.

W roku 2016 badania w ramach projektu EUROfusion WPPFC: Preparation of efficient PFC operation for ITER and DEMO skupiły się na analizie możliwości zastosowania dwuimpulsowego wariantu metody LIBS (Laser Induced Breakdown Spectroscopy) w celu detekcji izotopów wodoru (wodoru i deuteru) w materiałach zgodnych z wymaganiami stawianymi materiałom mającym posłużyć za elementy ściany wewnętrznej tokamaków nowej generacji. Za próbki posłużyły elementy wolframowe i stalowe, płytki grafitowe pokryte warstwami ze stali i wolframu oraz molibdenowe pokryte warstwami tzw. Mixed materials, czyli wolfram + glin + węgiel (WAlC) lub wolfram + glin (WAl). Próbkę te zawierały izotopy wodoru poprzez wcześniejsze poddanie ich oddziaływaniu z plazmą w tokamaku (COMPASS) lub urządzeniu plazmowym (DPF-1000) lub dzięki zastosowaniu specjalnych procesów technologicznych.

Eksperymenty prowadzone były w IFPiLM w Warszawie, natomiast analizy we współpracy z ENEA, Frascati we Włoszech. Podstawowy sprzęt eksperymentalny stanowiły:

- dwuimpulsowy system laserowych Nd:YAG (impuls o czasie trwania 8-12 ns o energii do 0.2 J, na długości fali 1064 nm, i częstotliwości repetycji do 10)
- spektrometr Mechelle 5000 z kamerą wyposażoną we wzmacniacz obrazu ISTAR (IFPiLM) oraz ISA Jobin-Ivon 550 ($\lambda/\Delta\lambda = 50000$)
- spektrometr Czerny-Turner z kamerą ANDOR DH520/18mm F-03 CCD (ENEA).

Dzięki zastosowaniu DDG (Digital Delay Generator) dostępnego w spektrometrze z kamerą ISTAR możliwa była synchronizacja układu sygnałem Q-switch w praktycznie niezależny sposób dla obu spektrometrów. Umożliwiło to rejestrację widm, zarówno w szerokim zakresie spektralnym (300-900nm), jak i bardzo wąskim, ale za to o bardzo dobrej rozdzielczości, w zakresie odpowiadającym blisko położonym liniom wodoru i deuteru (652-659nm). Zgodnie z planem, istotą badań była optymalizacja czasu opóźnienia między impulsami laserowymi, która miała umożliwić skuteczne oszacowanie retencji paliwa oraz składu chemicznego badanej próbki (a w przyszłości również obecności zanieczyszczeń) za pomocą metody CF (Calibration Free) lub PCF (Partial Calibration Free).

Pod koniec 2016r. we Frascati przeprowadzono również wstępne próby zastosowania metody LIBS na tokamaku FTU, jednak bez udziału pracowników IFPiLM. Wspólny eksperyment został przesunięty na kolejną kampanię eksperymentalną na tym urządzeniu.

Innym istotnym elementem badań w 2016 r. były eksperymenty mające na celu potwierdzenie możliwości skutecznej obserwacji retencji izotopów wodoru w warunkach atmosferycznych. Doświadczenia takie wykonano w laboratorium w IFPiLM na próbkach poddanych oddziaływaniu plazmy w tokamaku COMPASS.

Po przeprowadzeniu eksperymentów laserowych kratery powstałe na skutek oddziaływań były poddawane badaniom za pomocą mikroskopii optycznej, elektronowej oraz SEM.

2.2 Badanie efektów zoptymalizowanego usuwania paliwa pod kątem uszkodzeń powierzchni, skłonności do reabsorpcji paliwa oraz emisji pyłów

W ramach projektu WP15-ER-01/IPPLM-06 (Laser fuel removal; optimization and concept study of the device dedicated for ITER-like tokamak) prowadzone w 2016 r. eksperymenty wykorzystywały impulsowy laser światłowodowy Yb:fiber IPG Photonics pozwalający na uzyskanie impulsów 100 ns, 1 mJ o długości fali 1080 nm i repetycji do 100 kHz, co przekładało się na średnią moc do 100 W. Impulsy były ogniskowane na badanej tarczy (czystej bądź pokrytej warstwą zawierającej izotopy wodoru), która umieszczana była na stoliku o regulowanej prędkości przesuwu w kierunku x. Ruch tarczy był programowany przed uruchomieniem lasera, co umożliwiało wielokrotne skanowanie poszczególnych segmentów ścieżki, przy czym dla kolejnych segmentów ilość skanowań różniła się o 1.

W czasie skanowania proces monitorowany był za pomocą pirometrii możliwej do zastosowania dzięki wykorzystaniu w porcie komory próżniowej okna ze specjalnego szkła. Należy zaznaczyć, że pomiary pirometryczne nie miały charakteru bezwzględnego pomiaru temperatury, lecz służyły określeniu dynamiki zmian podczas procesu usuwania paliwa.

Jako badanych próbek użyto materiały poddane oddziaływaniom z plazmą w urządzeniach DPF-1000U i PF-6 w IFPiLM, natomiast diagnostyką służącą weryfikacji procesu usuwania była metoda dwuimpulsowa LIBS.

II. Wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu, takich jak:

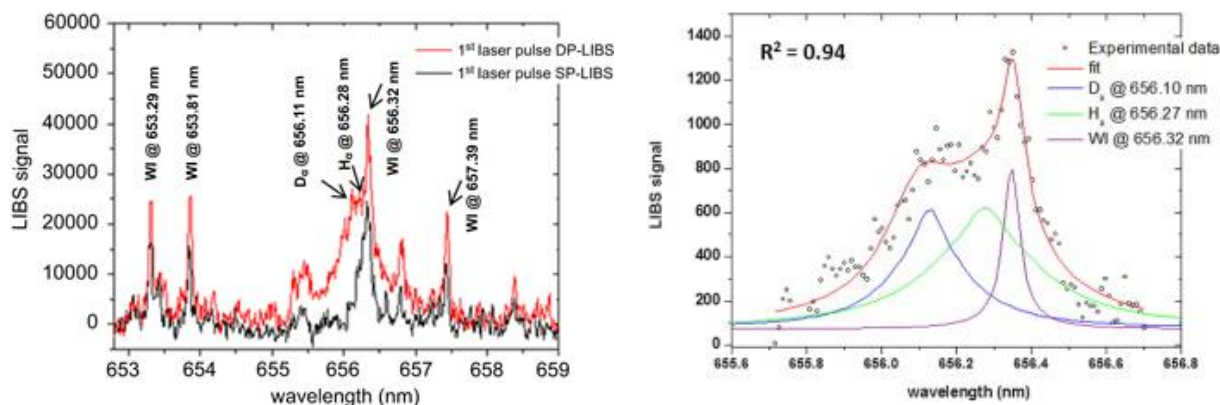
- a) rozwiązanie problemu naukowego,

Zastosowanie metody LIBS w wariancie dwuimpulsowym (DP-LIBS) w celu sprawdzenia możliwości metody dla monitorowania składu chemicznego ściany reaktorów termojądrowych

Optymalizacja parametrów wzbudzenia

Podstawowym problemem naukowym było znalezienie odpowiednich parametrów wzbudzenia (energii impulsów laserowych oraz opóźnień) między nimi oraz obserwacji (opóźnienie oraz czas akwizycji). Czynnikiem mającym wpływ na relatywne trudności ze znalezieniem odpowiednich parametrów było prowadzenie badań w próżni, co po pierwsze, znacznie utrudniało swobodę w manipulacji elementami mechanicznymi i opto-mechanicznymi, a po drugie miało istotny wpływ na dynamikę plazmy oraz jej zmienność, szczególnie charakterystyczną w przypadku oddziaływań dwuimpulsowych. Dzięki przeprowadzeniu eksperymentów ustalona została optymalna wartość najbardziej kluczowego parametru – opóźnienia między impulsami laserowymi na 300 ns. Czas akwizycji ustalony został natomiast na 500 ns, a opóźnienie czasu rejestracji widm na 650 ns. Porównanie widm uzyskanych z pojedynczego i podwójnego impulsu, dla impulsu laserowego o optymalnych ustawieniach przedstawione na rys. 2.1.1 świadczy jednoznacznie o przewadze badanego i rozwijanego w ramach projektu wariantu.

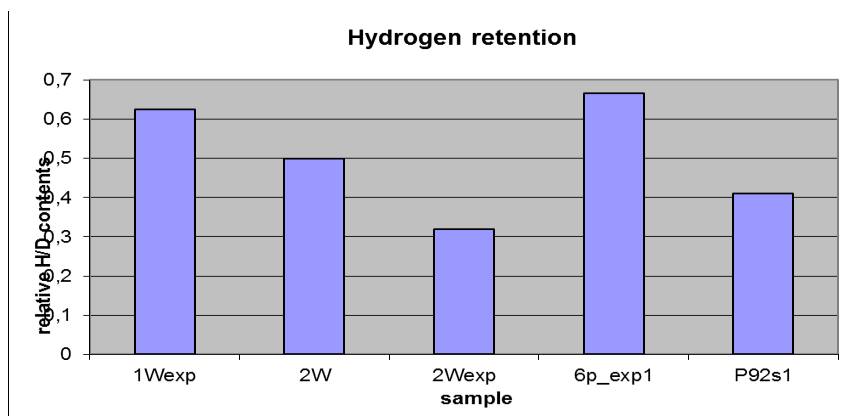
Na podstawie otrzymanych wyników przeprowadzono ilościowe analizy składu chemicznego próbek, które okazały się zgodne z ich składem otrzymanym metodą RBS.



Rys. 2.1.1.1. Porównanie widm SP i DP LIBS (z lewej) oraz interpretacji sygnały DP LIBS (z prawej).

Obserwacja retencji izotopów wodoru w powietrzu

Kolejnym istotnym problemem, z którym wstępnie zmierzono się w roku 2016 była obserwacja retencji izotopów wodoru w warunkach atmosferycznych, które wnoszą tę trudność, że sygnał odpowiadający retencji jest zakłócony przez sygnał wodoru odpowiadający parze wodnej obecnej w powietrzu. Wstępne wyniki badań przeprowadzonych na próbkach tokamaka COMPASS (we współpracy z IPP, Praga, Czechy) potwierdziły, że dzięki optymalizacji opóźnienia między impulsami laserowymi możliwa jest ocena zawartości izotopów wodoru w próbkach. W celu wstępnej oceny ilościowej intensywności linii wodorowych zostały odniesione do intensywności linii tlenowych, które w ogólności mogą być uznane za miarę intensywności świecenia plazmy. Przedstawione na rys. 2.1.2 przykładowe wyniki dla różnych próbek o zawartości izotopów deuteru zależnej od warunków jakich doświadczyły w tokamaku są zgodne z przewidywaniami.



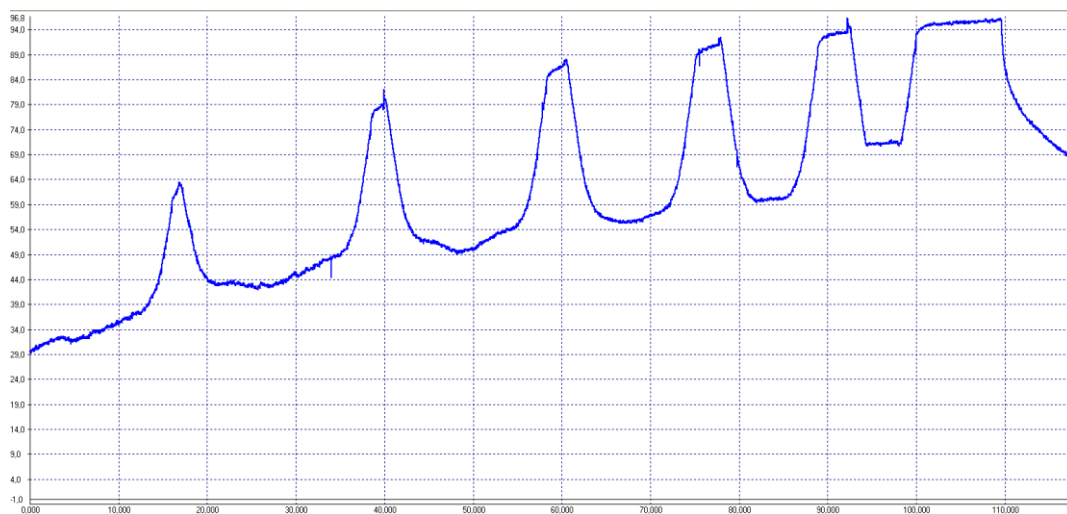
Rys.2.1.2. Zawartość izotopów wodoru w próbkach materiałowych zbadanych w warunkach atmosferycznych.

Badanie efektów zoptymalizowanego usuwania paliwa pod kątem uszkodzeń powierzchni, skłonności do reabsorpcji paliwa oraz emisji pyłów

Problem naukowy polegający na sprawdzeniu możliwości bezpyłowego usuwaniu kodepozytu za pomocą lasera światłowodowego znalazł zasadniczo rozwiązanie w badaniach w latach poprzednich. W roku 2016 proces był optymalizowany pod względem możliwości nieuszkodzania oryginalnej powierzchni materiału, dzięki zmniejszaniu gęstości mocy i przyspieszaniu procesu skanowania. Dla skanowania z prędkością rzędu 2mm/s i ogniskowaniu wiązki do średnicy ~1 mm udało się osiągnąć satysfakcjonujące wyniki.

Ważnym problem była korelacja sygnału pirometrycznego z rzeczywistym przebiegiem usuwania. Wstępne wyniki oraz przewidywania teoretyczne pozwalały przypuszczać, że w czasie usuwania warstwy temperatura będzie wzrastać szybciej niż w przypadku oddziaływania z oczyszczonym materiałem. Sytuacja taka powinna mieć miejsce na skutek słabszej przewodności termicznej warstwy oraz barierą transportu ciepłego na jej granicy z materiałem. Badania wykonane w roku 2016 wskazały, że przewidywane korelacje w rzeczywistości są obecne.

Wstępne, teoretyczne rozważania wskazały na możliwość zastosowania modułów VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser) do czyszczenia laserowego, jednak dalsze wnioski wymagałyby potwierdzenia eksperymentalnego, które stanowi oddzielne zadanie i wymaga dodatkowych nakładów finansowych.



Rys.2.2.1. Zmiany temperatury charakterystyczne dla usuwania warstwy z płytki wolframowej.

3. Rozwój diagnostyk dla układów z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

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

I. Opis

W ramach europejskiej przestrzeni badawczej EURATOM Instytut rozwija diagnostyki do badania plazmy deuterowej lub deuterowo-trytowej, utrzymywanej polem magnetycznym, która będzie paliwem przyszłego doświadczalnego reaktora termojądrowego ITER.

Plazma deuterowa lub deuterowo-trytowa wytwarzana w układach z magnetycznym utrzymaniem plazmy jest grzana do temperatury rzędu kiloelektronowoltów (ok. kilka 10^7 do 10^8 Kelwinów) i emituje, w wyniku zachodzących w niej procesów, promieniowanie elektromagnetyczne w szerokim zakresie widma (od widzialnego po promieniowanie gamma). Jednocześnie w wyniku reakcji syntezy lekkich jąder emitowane są produkty tych reakcji, które z jednej strony niosą informację o szybkości reakcji w plazmie (neutrony), a z drugiej o czasie utrzymania i przekazie energii do plazmy cząstek naładowanych (trytony, cząstki alfa).

Promieniowanie elektromagnetyczne i korpuskularne emitowane z istniejących układów eksperymentalnych takich jak JET, czy znajdującego się w IFPiLM układzie DPF-1000U, jak również te, które będą emitowane w budowanych obecnie urządzeniach W7-X czy ITER, są nie tylko źródłem informacji o zjawiskach fizycznych zachodzących w plazmie wytwarzanej w tych układach, ale również informacji o ich parametrach energetyczno-technologicznych. Wobec powyższego, pomiary widm energetycznych, strumieni kwantów, czy wysokoenergetycznych cząstek są bardzo istotne i dostarczają bezpośredniej informacji o parametrach plazmy oraz szybkości reakcji termojądrowej, czyli mocy urządzenia. Pomiary emisji promieniowania w szerokim zakresie spektralnym, wskazują na skuteczność grzania plazmy, czy to omowo – prądem płynącym w plazmie, czy zewnętrznymi źródłami fal elektromagnetycznych dużej mocy, lub też wiązkami cząstek neutralnych – deuteronów albo trytonów.

Na wszystkich działających obecnie na świecie tokamakach o termojądrowych parametrach plazmy, takich jak JET, MAST (Wielka Brytania) czy ASDEX-Upgrade (Niemcy), odpowiednie diagnostyki monitorują promieniowanie w zakresie miękkiego i twardego promieniowania X, jak również produktów reakcji syntezy jądrowej. Wymienione diagnostyki będą również zainstalowane w przyszłym termojądrowym reaktorze badawczym ITER (Francja).

Przedmiotem prac pracowników Instytutu w roku 2016 było podjęcie badań związanych z rozwojem diagnostyk dedykowanych do pomiarów procesów fizycznych zachodzących w plazmie utrzymywanej polem magnetycznym, z dużą szybkością reakcji termojądrowych, mianowicie:

3.1 Diagnostyki do pomiarów miękkiego promieniowania rentgenowskiego w zakresie kilku keV z wykorzystaniem detektorów gazowych GEM

Realizowany w roku 2016 projekt dotyczy globalnego rozwoju pomiaru miękkiego promieniowania rentgenowskiego na rzecz realizacji projektów ITER i DEMO i uzupełnia projekty *Enabling Research WP14-ER-01/IPPLM-04* oraz *Complementary Research CR-WP15_IPPLM-04 (Development of soft X-ray GEM based detecting system for tomographic*

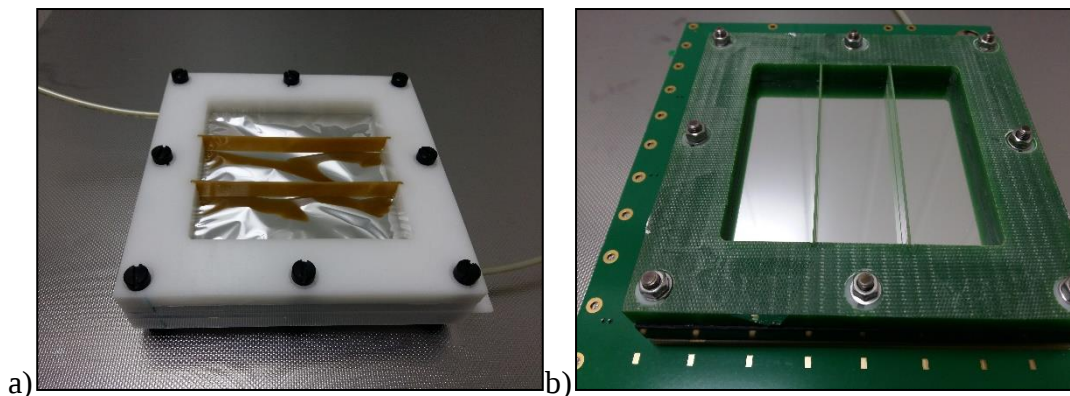
tungsten focused transport monitoring), które zostały złożone i zaakceptowane do realizacji w latach 2015-2017. Celem jest badanie wpływu wolframu na charakterystyki plazmy poprzez rozwój i budowę nowych detektorów w oparciu o technologię GEM (Gas Electron Multiplier). Diagnostyka zostanie wykorzystana do badań tomograficznych transportu wolframu w tokamakach zorientowanych na ITER – takich jak projekt WEST.

Generalnie detektory GEM są wykorzystywane do celów obrazowania, a nie w trybie detekcji tomograficznej w systemie zliczania pojedynczych fotonów, co czyni ten projekt znacząco innowacyjnym przedsięwzięciem. Większa uwaga poświęcana wolframowi jest związana z faktem, iż materiał ten stał się głównym kandydatem na materiał pierwszej ściany oddziałującej z plazmą w reaktorze ITER oraz przyszłych reaktorach syntezy termojądrowej. Pomiar miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) w zakresie 0.1-20 keV z plazmy o magnetycznym utrzymaniu jest standardowym sposobem dostarczania cennych informacji na temat transportu cząstek i konfiguracji magnetycznej. Odnosimy się w tym projekcie do opracowania koncepcji, rozwoju i budowy systemu opartego o detektory GEM. System ma na celu badania tomograficzne ukierunkowane na emisję promieniowania wolframu z plazmy dla przyszłych ITER-podobnych maszyn – np. projekt WEST. W ramach tego projektu chcielibyśmy zrealizować trzyletni plan, który obejmuje finalizację projektowania, rozwój, budowę i wytwarzanie końcowych detektorów wraz z zintegrowaną elektroniką. A co za tym idzie, realizację pierwszego prototypu modułu detekcji opartej o technologię GEM dla dwuwymiarowej tomografii poloidalnej do badań transportu zanieczyszczeń w plazmie dla projektu WEST. Projekt, realizowany we współpracy z Komisariatem Energii Atomowej (Commissariat à l'Énergie Atomique, CEA) w Cadarache, Francja, Instytutem Fizyki Plazmy w Garching, Niemcy, Uniwersytetem Mikołaja Kopernika w Toruniu oraz Politechniką Warszawską, dotyczył będzie przygotowania dwóch komplementarnych układów detekcyjnych (diagnostyczny port pionowy i poziomy) miękkiego promieniowania rentgenowskiego w celu uzyskania dwuwymiarowej poloidalnej tomografii rentgenowskiej na tokamaku WEST.

W roku 2016 prace zespołu skupiały się nad przygotowaniem projektu i konstrukcji końcowego detektora wraz z kasetą do ulokowania modułów elektroniki analogowej oraz testowej instalacji przygotowanego systemu w warunkach eksperymentalnych. Faza pierwszych testów zaplanowana została do przeprowadzenia na tokamaku WEST w celu finalnego dostosowania detektora do warunków panujących w środowisku tokamakowym.

W ramach tego zadania zostało sfinalizowane wykonanie ostatecznych projektów detektorów GEM (o płaskiej oraz cylindrycznie wykrzywionej powierzchni detekcji) z odczytem jednowymiarowym do 128 kanałów rejestracji. Zaprojektowano i wykonano kasety do ulokowania modułów elektroniki analogowej. Opracowano i przygotowano połączenie mechaniczne bufora helu oraz komory detektora, wykonano zaprojektowaną przejściową ramkę z uszczelnieniem gazowym i elementami do pozycjonowania bufora i detektora względem siebie. Następnie, skupiając się na dopracowaniu technologii składania detektorów GEM poprawiono metodę klejenia okna detektora, wybrano lepszy materiał na komorę detektora jak również zmodernizowano czyste laboratorium, w którym przeprowadzano montaż detektorów. Na początku roku zostały przetestowane ramki okna wykonane z dwóch różnych materiałów, które zostały wybrane wcześniej na podstawie badań literaturowych: ERTACETAL C biały oraz szkło epoksydowe (Voltadur, ISOVAL). Ponadto, zastosowano inną technikę rozciągania i klejenia okna detektora - folii Mylar. Cały proces rozciągania i klejenia odbywa się bez udziału pieca, a mimo to tak cienka (5 μm , 12 μm) folia Mylar pozostaje gładka i płaska. Sposób ten wydaje się prostszy, szybszy i bardziej skuteczny, jeśli chodzi o płaskość folii okna. Następnym krokiem było przetestowanie dwóch ram okiennych z folią Mylar, jak zachowuje się materiał ramek po wygrzewaniu w piecu w temperaturze

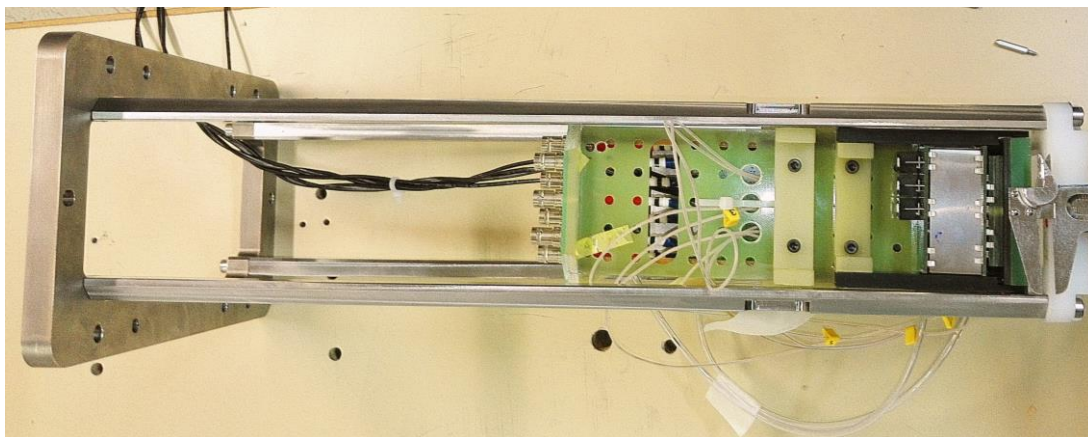
80°C: ramka z polioksymetylen (ERTACETAL C-biały) oraz ramka ze szkła epoksydowego (voltadur). Testy pokazały, że szkło epoksydowe jest lepszym materiałem dla okna detektora. Ramka z wykonana z Ertacetalu C, jak widać na Rys. 3.1.1, pod wpływem ciepła uległa odkształceniu, to znaczy, że współczynnik rozszerzalności cieplnej tego materiału jest gorszy niż szkła epoksydowego, z którego została wykonana druga ramka.



Rys. 3.1.1. Detektor prototypowy po wygrzewaniu w piecu w temperaturze 80°C: a) ramka okna z Ertacetalu C, b) ramka okna wykonana ze szkła epoksydowego (Voltadur).

Początkowo prototypowy detektor pracował na ramkach z Ertacetalu C, jednakże przeprowadzone testy, które wykazały zbyt dużą rozszerzalność cieplną tego materiału, rozstrzygnęły by zastąpić Ertacetal C szkłem epoksydowym.

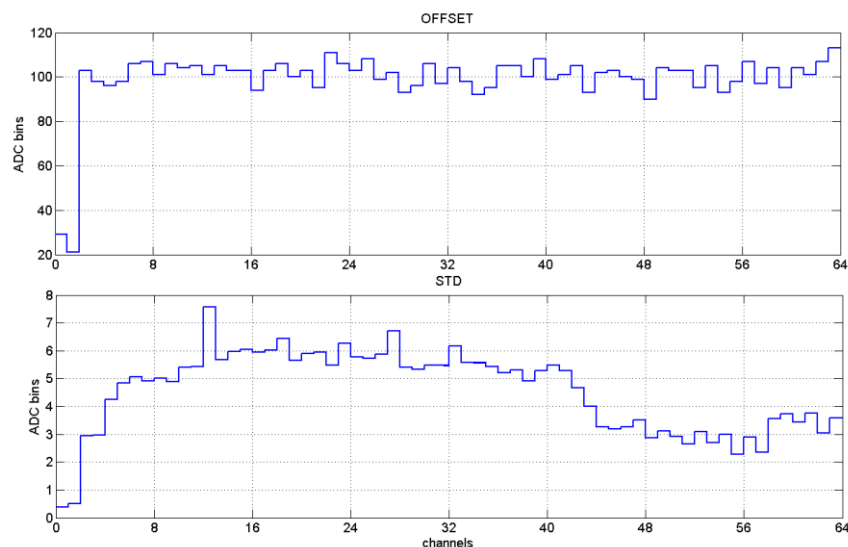
Na podstawie tych danych wykonano pierwszy prototyp detektora o płaskiej powierzchni detekcji (Rys. 3.1.2). Po zbudowaniu prototypowego detektora finalnego oraz wcześniej przygotowanego detektora prototypowego o identycznej konstrukcji przeprowadzono



Rys. 3.1.2. Zdjęcie detektora o płaskiej powierzchni detekcji z kasetą dla elektroniki analogowej umieszczonego w koszu do instalacji całego systemu w diagnostycznym porcie tokamaka.

testy używając prototypowego systemu elektroniki finalnej. W ramach testów został przetestowany nowy elektroniczny system dedykowany dla projektu w zestawie 64 kanałów. Sygnałowa akwizycja danych A-DAQ wyzwalana jest sygnałem ADC przekraczającym poziom triggera globalnie dla wszystkich kanałów. W wyniku dla każdego kanału rejestrowane jest 40 próbek z częstotliwością 75 MHz z rozdzielczością 12 bitów. System interfejsu z wykorzystaniem programu Matlab został zaimplementowany do rozruchu,

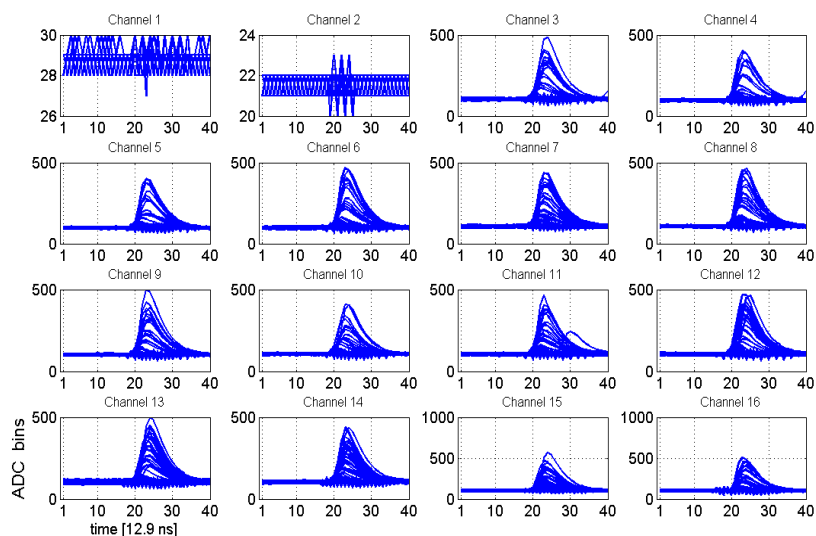
inicjowania, konfiguracji, akwizycji i przetwarzania danych. Dodatkowe opracowane funkcje OFFSET i OFFGET służą do ustawiania zadanych poziomów ADC oraz odczytu tych wartości. Przykładowe wartości poziomów ADC i odchylenie standardowe szumu są przedstawione na Rys. 3.1.3 dla 64 kanałów. Typowe sygnały ADC dla źródła ^{55}Fe są przedstawione przykładowo na Rys. 3.1.4 dla wybranych 16 kanałów.



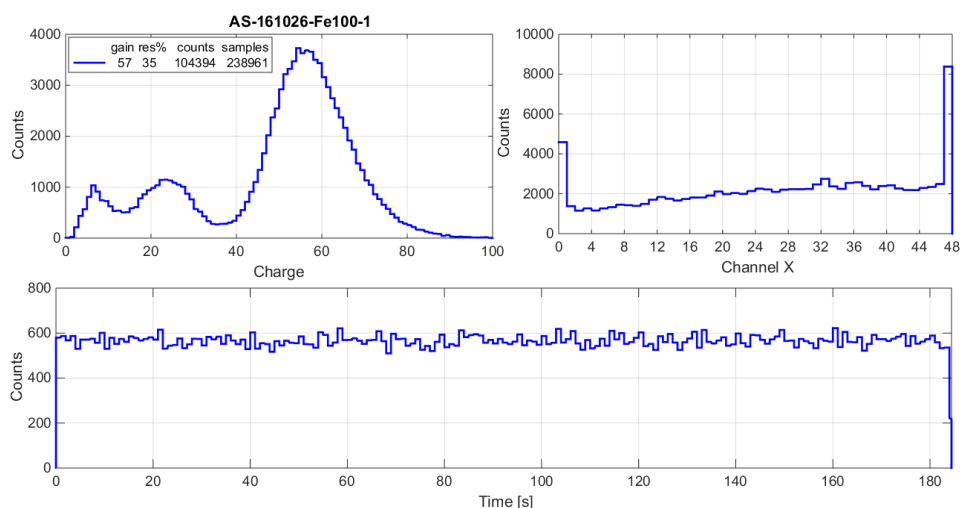
Rys. 3.1.3. Rozkład poziomów ADC (offset) i odchylenie standardowe (szum) dla 64 kanałów.

W ramach testów laboratoryjnych kontynuowano prace nad identyfikacją klastra (zbiór sygnałów na sąsiednich pikselach odczytu pochodzących od jednego fotonu) i histogramowaniem otrzymywanych danych z detektora. Zbiór impulsów zgodnych w czasie lub przesuniętych wzajemnie nie więcej niż jeden cykl stanowi zbiór zdarzeń w koincydencji. Podzbiór tych zdarzeń zwartych w przestrzeni detektora tworzy klastery. Klasyfikacja zliczana są z określoną rozdzielczością w kolejnych przedziałach wartości ładunku, czasu i przestrzeni detektora tworząc trzymiarowe histogramy. Zmodyfikowana akwizycja sygnałowa została uzupełniona o znaczniki czasowe dla zdarzeń wyzwalanych sygnałem przekraczającym poziom triggera. Umożliwia to jednoznaczność identyfikację czasową zdarzeń i tworzenie rozkładów czasowych. Przykładowe rozkłady skumulowanych zliczeń dla wartości ładunku, pozycji i czasu przedstawia Rys. 3.1.5 dla źródła ^{55}Fe .

Kolejnym ważnym celem w ramach rozwoju i opracowania oprogramowania do odczytu i przetwarzania danych dla finalnego detektora dla akwizycji w warunkach plazmy tokamakowej generującej strumienie fotonów o ekstremalnie wysokiej intensywności była kontynuacja prac nad separacją nakładających się sygnałów, które dla dużych intensywności promieniowania stwarzają problem identyfikacji klastra. Okres ~ 0.5 us dla 40 cykli określa rozdzielczość czasową i ogranicza częstotliwość rejestrowanych impulsów opracowywanego detektora. Ogólną ideę i warunki separacji impulsów przedstawia Rys. 3.1.6. Hipotetyczny pierwotny impuls z detektora GEM wchodzi na wejście układu wzmacniacza i filtru. Mierzony sygnał dyskretny przetwornika ADC jest wyjściem z tego układu. Dwie części sygnału ADC wyraźnie wyróżniają się na rysunku 3.1.6. Rosnąca część sygnału jest uzależniona od pierwotnego krótkiego impulsu detektora. Druga część, po zakończeniu impulsu GEM, jest opadającym ogonem, określonym wartością początkową i charakterystyką układu elektroniki.

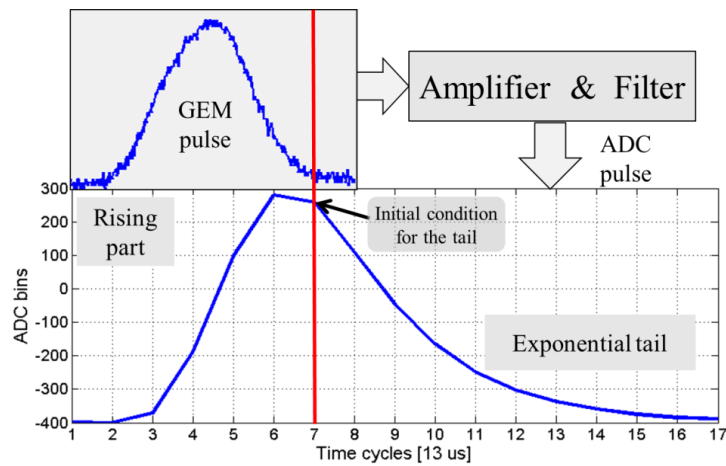


Rys. 3.1.4. Sygnały ADC dla 1000 zdarzeń – kanały 1:16.



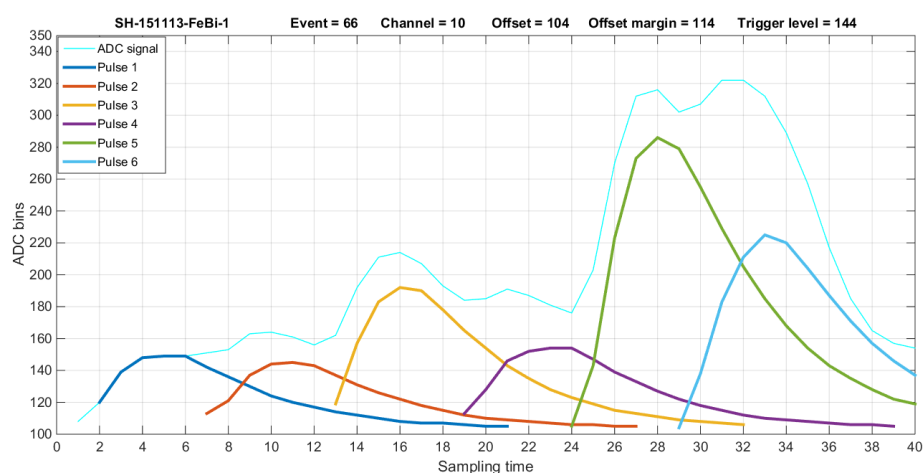
Rys. 3.1.5. Histogramy dla wartości ładunku, pozycji i czasu dla 100000 zdarzeń.

Nakładające się sygnały można więc zrekonstruować pod warunkiem, jeśli pierwotne impulsy detektora nie pokrywają się. W takim przypadku rosnąca część sygnału ADC nie jest zakłócona a końcowa część sygnału, jeśli jest zakłócona następnym impulsem, może zostać unormowane charakterystyki czasowe z serii pomiarów regularnych impulsów detektora. odtworzona na podstawie znanej charakterystyki układu elektroniki dla danego kanału pomiarowego. Dla każdego kanału pomiarowego zostały wyznaczone uśrednione i unormowane charakterystyki czasowe z serii pomiarów regularnych impulsów detektora.



Rys. 3.1.6. Impuls detektora GEM i sygnał ADC jako odpowiedź układu wzmacniacza i filtru.

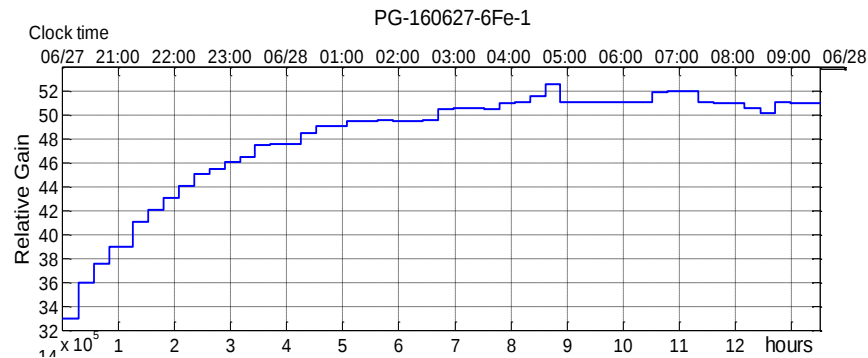
Eksperymentalne badania potwierdzają, że jedna próbka po osiągnięciu maksimum jest dobrym oszacowaniem wartości początkowej opadającego ogona. Główne kroki iteracyjnej metody dla danego kanału p są następujące: (i) Wyznaczenie czasu t początku impulsu z przejścia marginesu offsetu; (ii) Selekcja sygnału po przekroczeniu progu triggera; (iii) Detekcja punktu charakterystycznego – lokalne maksimum lub punkt przegięcia; (iv) Predykcja opadającej części impulsu poprzez przeskalowanie charakterystyki danego kanału; (v) Estymacja wartości ładunku q dla zidentyfikowanego impulsu. Przykładową serię nakładających się wzajemnie impulsów po procesie separacji przedstawia Rys. 3.1.7 dla akwizycji sygnałowej S-DAQ. Korekcja sygnału ADC poprzez odjęcie wyznaczonego ogona celem uzyskania następnego impulsu. W rezultacie wyodrębniony impuls opisany jest jednoznacznie trójką wartości [q -ładunek, p -kanał, t -czas]. Algorytm dla separacji nakładających się impulsów został zmodyfikowany i zoptymalizowany do szybkiej implementacji w plikach typu MEX i autonomicznej wersji C++. Możliwa jest również realizacja metody w czasie rzeczywistym w układach FPGA. Sposób i układ do separacji nakładających się impulsów zgłoszony został jako wynalazek w Urzędzie Patentowym RP w dniu 07.06.2016 pod nr P-417461.



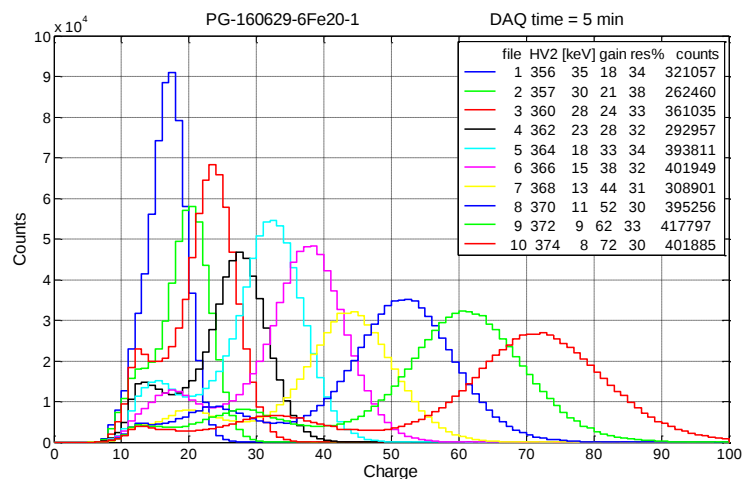
Rys. 3.1.7. Seria nakładających się sześciu impulsów po procesie separacji.

W ramach testów laboratoryjnych prototypowy detektor GEM został zbadany również dla folii GEM z cylindrycznymi otworami dla dwuwymiarowej struktury odczytu. Badania

przeprowadzono dla źródła ^{55}Fe i lampy rentgenowskiej dla różnych przepływów gazu: 10, 20, 40, 60 ml/min. Stabilizację w czasie parametru *Gain* od momentu włączenia detektora przedstawia Rys. 3.1.8. Podstawowe charakterystyki detektora – rozkład wartości ładunku klastra, dla różnych napięć HV przedstawia Rys. 3.1.9 dla przepływu gazu 20 ml/min. Zależność od napięcia HV podstawowych parametrów detektora – *Gain* i rozdzielczość przedstawia Rys. 3.1.10 dla wybranych przepływów gazu. Zależność wielkości klastra od ładunku przedstawia Rys. 3.1.11 dla wybranych przepływów gazu. Rozmycie ładunku na brzegach powoduje, że estymacja wielkości klastra zależy od poziomu nastawy progu wyzwalania sygnału - *trigger*.



Rys. 3.1.8. Ewolucja w czasie parametru *Gain* po włączeniu detektora.

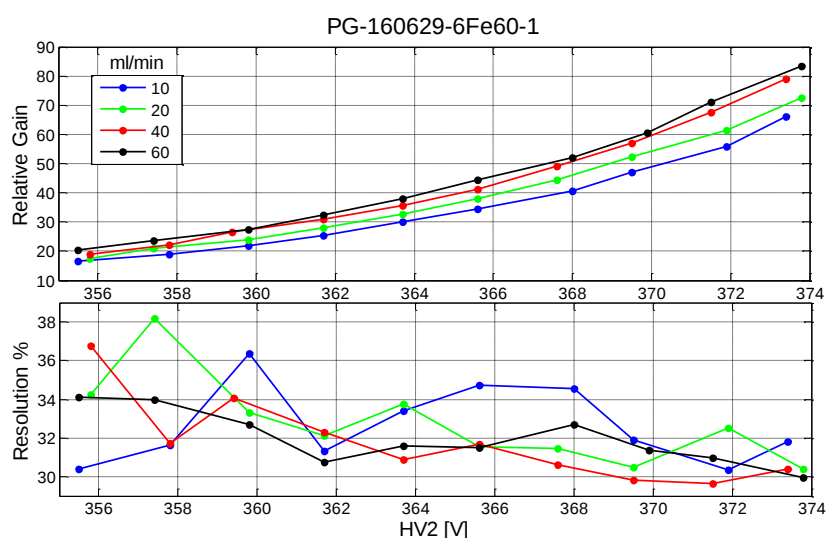


Rys 3.1.9. Charakterystyki rozkładu ładunku klastra dla różnych napięć HV.

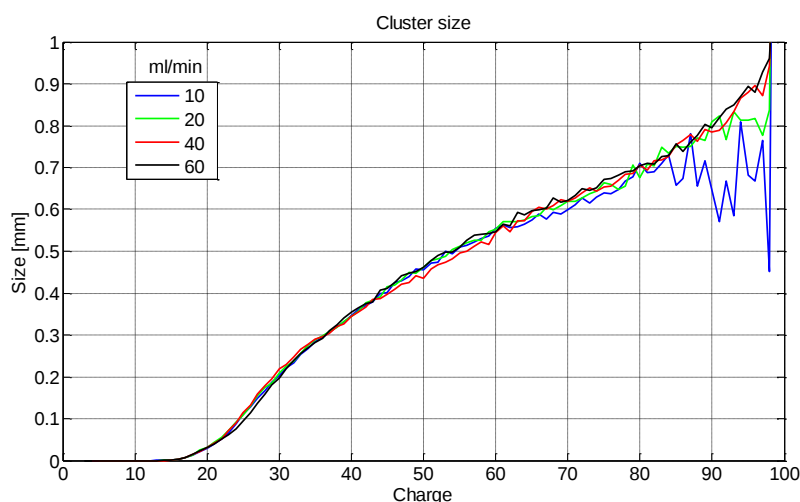
Komplementarnie do testów eksperymentalnych kontynuowano prace obliczeniowe, skierowane na symulacje procesów zachodzących w detektorze gazowym typu GEM. Przeprowadzono bardzo obszerne i czasochłonne badania wpływu różnych wartości wysokich napięć zasilających detektor GEM na parametry detektora. W pierwszym etapie wykonano obliczenia mające na celu wybór optymalnej siatki (dla której wykonywane są później obliczenia wartości natężenia pola elektrycznego w programie Elmer) w komórce modelu detektora GEM. Z jednej strony dla znaczącego przyspieszenia długich czasów symulacji propagacji lawin elektronowych należałoby używać jak najrzadszej siatki obliczeniowej, a z drugiej – jak najgęstszej, gdyż zwiększa to dokładność wyników. Dodatkowo zmniejszono o połowę rozmiar komórki modelu detektora GEM, wykonanej za pomocą programu Gmsh, w stosunku do stosowanej wcześniej. W programie Garfield++ komórki te składane są lustrzanie w kierunkach x i y tworząc model całego detektora. Zostały przyjęte standardowe wymiary folii GEM: odległość pomiędzy otworami 140 um, otwory w kształcie dwużłkowym (klepsydry) o średnicy 50 um (w środku) i 70 um (na zewnątrz), grubość folii: Kapton 50 um

+ elektrody miedziane po 5 μm , obszar przed folią (dryf) 5 mm, obszar za folią (transfer/indukcja) 2 mm. Zastosowana siatka pozwoliła uzyskać bardzo dobrą dokładność symulacji pracy detektora, a czasy obliczeń nie były zbyt długie ($\sim 30\text{s}$ dla pojedynczego startowego elektronu, zależnie od wartości napięć). W symulacjach zastosowano jednofoliowy model detektora, jednak otrzymane wyniki dla zestawu natężeń pola elektrycznego przed folią (dryft/transfer), na folii i za folią (transfer/indukcja) są uniwersalne i mogą być wprost zastosowane przy strukturach kilkustopniowych.

Obliczenia przeprowadzono dla czterech wartości napięć na folii GEM: 360V, 380V, 400V i 420V, co odpowiadało maksymalnym wartościom natężenia pola na osi otworków: $\sim 49\text{kV/cm}$, $\sim 52\text{kV/cm}$, $\sim 55\text{kV/cm}$, $\sim 57\text{kV/cm}$. Ogólnie symulacja polegała na obliczeniu lawiny elektronów powstałej od pojedynczego elektronu startowego przy ustalonych wartościach napięć na detektorze. Dla każdej konfiguracji napięć (ogólnie 250 punktów dla każdej wartości VGEM) wykonano 1000 takich prób. Podstawowe parametry symulacji przedstawiono w Tabeli 3.1.1.



Rys. 3.1.10. Zależność od napięcia na pierwszej folii GEM podstawowych parametrów detektora - *Gain* i rozdzielczość dla wybranych przepływów gazu.



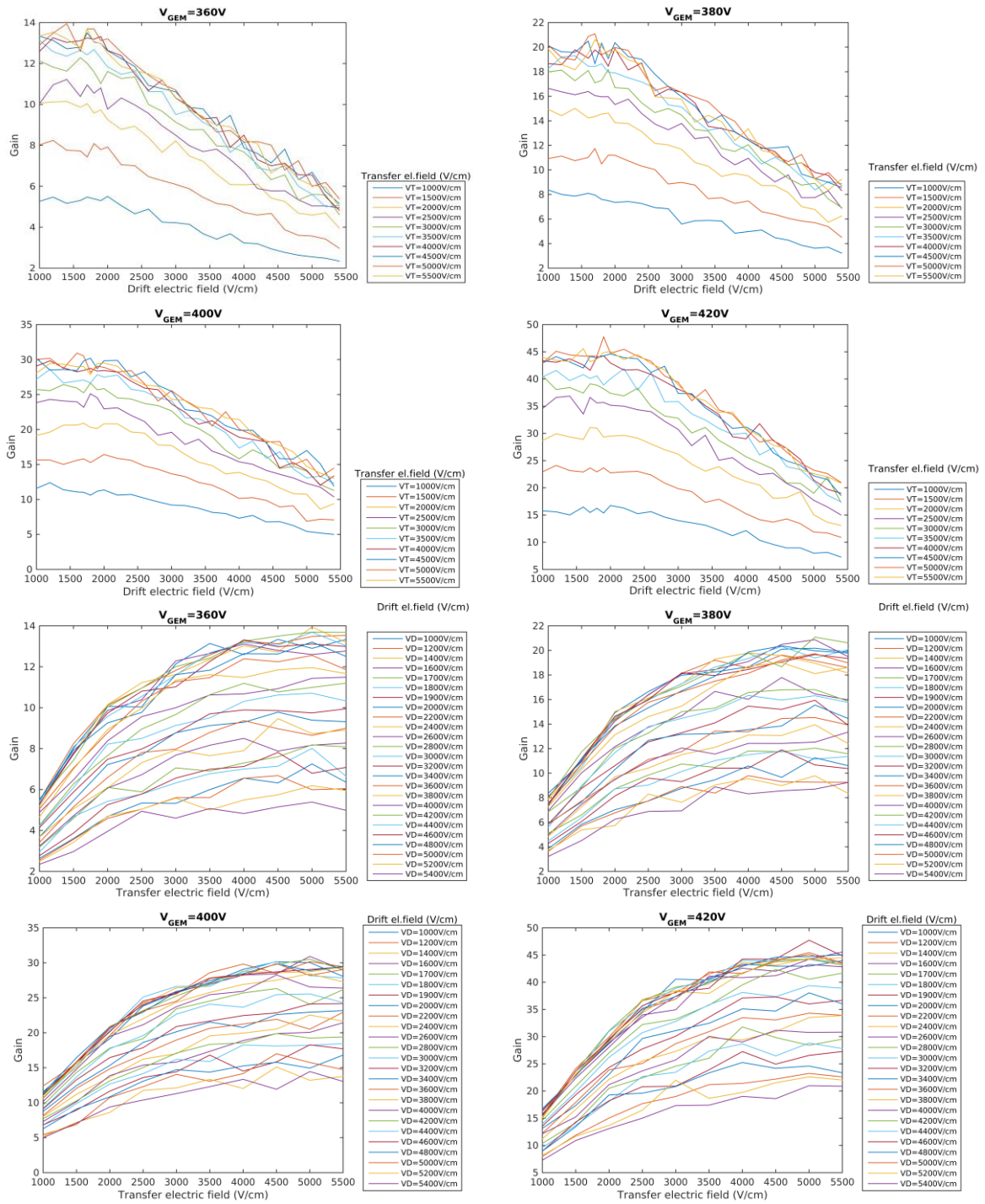
Rys. 3.1.11. Zależność wielkości klastra od ładunku dla wybranych przepływów gazu.

Tabela 3.1.1. Parametry symulacji.

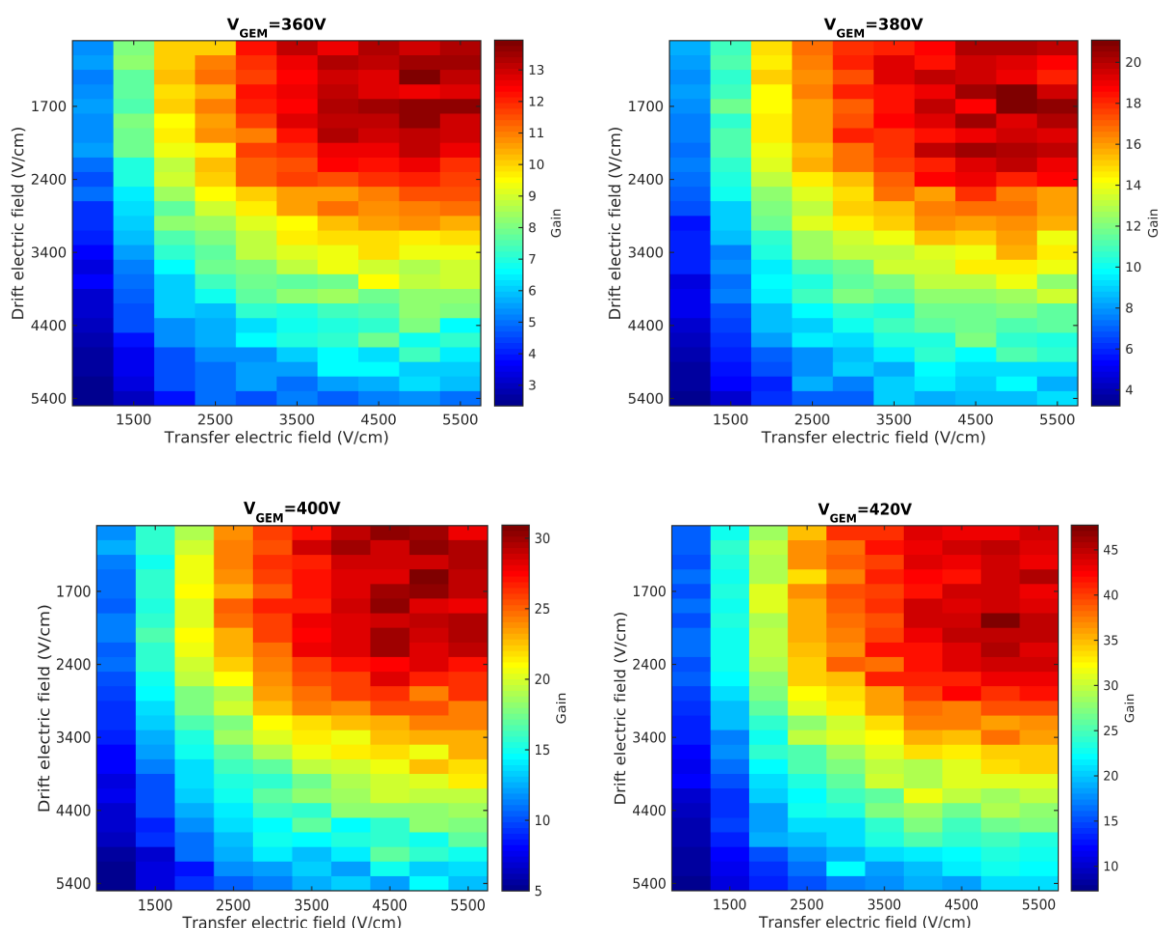
Wymiary detektora (wzdłuż osi Z)	Dryft	5mm
	Folia GEM: Cu/Kapton/Cu	5um/50um/5um
	Transfer	2mm
Folia GEM	Rozstaw dziurek	Heksagonalnie co 140 um
	Kształt dziurek	Podwójnie stożkowy
	Średnica dziurek: mała/duża	50 um/70 um
Gaz	Rodzaj mieszanki	Ar/CO ₂ 70/30
	Ciśnienie	740 Tr
	Temperatura	293.15 K
Napięcia	GEM	360, 380, 400, 420 V
	Dryft	1000÷5400 V/cm (500÷2700 V na 5mm dryfcie), 25 punktów
	Transfer/Indukcja	1000÷5500 V/cm (200÷1100 V na 2mm transferze), 10 punktów
Elektron startowy	Położenie	X=0, Y=0, Z=49 mm od środka folii GEM
	Energia	0 eV
Liczba symulacji (powtórzeń)	Dla każdego punktu (V_D, V_{GEM}, V_T)	1000

Jak wiadomo, tworzeniu lawiny elektronowej w badanym detektorze towarzyszy powstawanie takiej samej ilości jonów, które następnie przyciągane są do elektrody okna oraz pozostałych elektrod na folii GEM. W tym celu zostały obliczone frakcje procentowe ilości jonów docierających do elektrody okna, elektrody Cu1 na folii GEM (od strony okna/dryfu) oraz osadzające się na Kaptonie wewnątrz otworków w zależności od różnych zestawów napięć V_D , V_{GEM} i V_T . Ponieważ symulacja dotyczyła detektora z pojedynczym stopniem wzmacniającym, to nie zaobserwowano wychwytu jonów przez elektrodę Cu2 na folii GEM (od strony przeciwnej do dryfu).

Na rysunkach 3.1.12 i 3.1.13 przedstawiono wzmocnienie elektronowe badanego pojedynczego stopnia wzmacniającego detektora GEM dla różnych wartości napięć V_D , V_{GEM} i V_T . Wzmocnienie zdefiniowano jako stosunek ogólnej liczby elektronów na odczycie (za pojedynczym stopniem wzmacniającym) do liczby elektronów pierwotnych, tj. w tym przypadku 1000.



Rys. 3.1.12. Wzmocnienie elektronowe dla pojedynczego stopnia wzmacniającego detektora GEM dla czterech wartości napięcia V_{GEM} w zależności od napięcia na dryfie (góra) i napięcia na transferze (dół).



Rys. 3.1.13. Wzmocnienie elektronowe dla pojedynczego stopnia wzmacniającego detektora GEM dla czterech wartości napięcia V_{GEM} w zależności od napięcia na dryfie i napięcia na transferze.

Kolejnym symulowanym parametrem była przezroczystość (transparentność) elektronowa, rozumiana jako procentowa ilość elektronów, które wpadły do dziurek w folii GEM i zostały powielone, tzn. liczba elektronów w lawinie dla pojedynczej symulacji była większa od 1, oraz wydajność transportu elektronów (w procentach), rozumianą jako stosunek liczby elektronów na odczycie do liczby wszystkich elektronów w lawinie.

Obliczono również średnie czasy powstawania lawin elektronowych, liczone od momentu startu elektronu pierwotnego ($z = -0.49$ cm) do momentu osiągnięcia powierzchni odczytu ($z = 0.203$ cm) oraz czasy przelotu lawin przez obszar transferu dla różnych wartości badanych napięć.

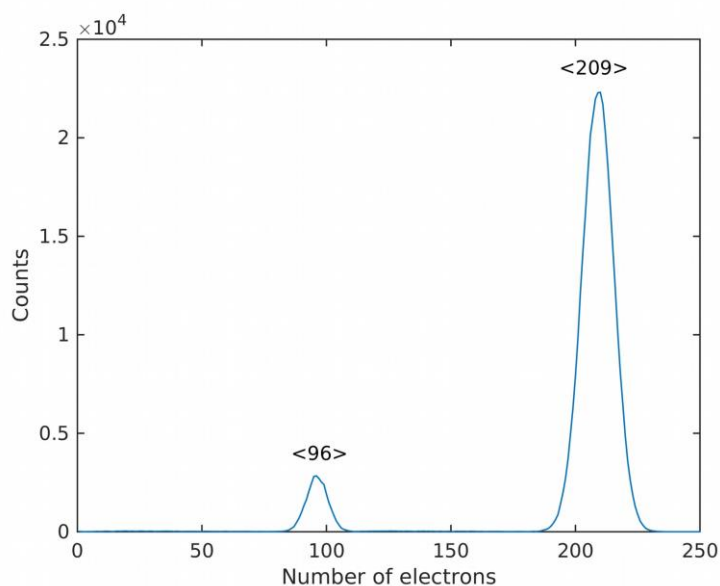
Na podstawie otrzymanych wyników można przyjąć, że dla detektorów GEM z kilkoma stopniami wzmacniającymi wartości pola elektrycznego przed i za folią powinny zawierać się pomiędzy 2000 i 2500 V/cm.

W ostatnim okresie minionego roku wykonano serię symulacji związaną z generacją elektronów pierwotnych w gazie. Elektrony te stają się później źródłem lawin elektronowych w detektorze GEM. Symulacje wykonano przy użyciu programu Garfield++, gdzie przez oddziaływanie 10^6 fotonów promieniowania X o energii 5.9 keV (jak w źródle ^{55}Fe) z mieszką gazową Ar/CO₂ 70/30 otrzymano liczbę i położenie wygenerowanych elektronów pierwotnych.

Program Heed, będący częścią programu Garfield++, napisany przez I. Smirnova, jest implementacją modelu fotoabsorpcji jonizacji (PAI – ang. photo-absorption ionization).

W programie tym, między innymi, w wyniku fotoabsorpcji promieniowania X tworzone są „pierwotne” elektrony (δ elektrony), tzn. fotoelektrony i elektrony Augera, które następnie w wyniku wewnętrznego algorytmu transportu δ powodują powstanie elektronów kondukcyjnych (nazywanych dalej u nas elektronami pierwotnymi w symulacji lawin elektronowych), których położenia są zwracane przez program. Jak dotąd metoda ta nie dostarcza informacji o energii i kierunku tych elektronów.

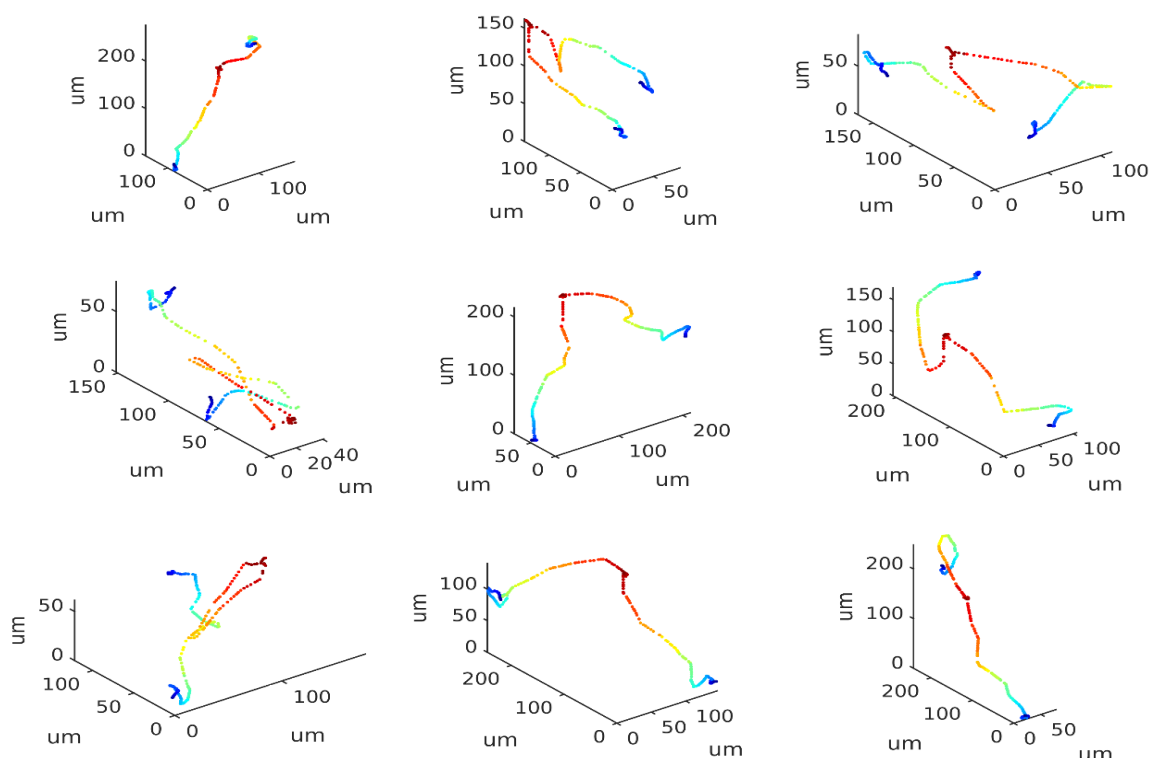
Na Rys. 3.1.14 przedstawiono rozkład liczby elektronów pierwotnych (kondukcyjnych) powstających w zastosowanej mieszance gazowej w wyniku oddziaływania z fotonami ze źródła ^{55}Fe . Z wykresu widać, że fotoelektrony generują średnio 209 elektronów pierwotnych, a elektrony Augera średnio 96.



Rys. 3.1.14. Liczba elektronów pierwotnych generowanych w mieszance gazowej Ar/CO₂ 70/30 przez fotony ze źródła ^{55}Fe .

W wyniku symulacji uzyskano informacje o konfiguracjach przestrzennych elektronów pierwotnych powstałych od pojedynczych kwantów promieniowania X o energii 5.9 keV w gazie Ar/CO₂ 70/30, Rys. 3.1.15, kolor czerwony oznacza elektrony powstające wcześniej, niebieskie później. Widać, że elektrony te powstają wzdłuż trajektorii δ elektronów (tj. fotoelektronów i elektronów Augera).

Na Rys. 3.1.16 (a) przedstawiono mapę gęstości położenia przestrzennych elektronów pierwotnych pochodzących od fotoelektronów, powstałą poprzez nałożenie na siebie ich centrów masy. Foton generujący elektrony poruszał się wzdłuż osi Z, od dodatnich wartości z do ujemnych. Widać, że obszar powstających elektronów jest około 1.5 razy dłuższy w kierunku zgodnym z kierunkiem padającego kwantu X w stosunku do kierunku prostopadłego. Na rysunku 3.1.16 (b) przedstawiono rozkład wielkości pierwotnej chmury elektronowej powstałej od fotoelektronów, który definiuje pierwotną rozdzielczość przestrzenną detektora gazowego. Rozmiar chmury liczony był jako odległość pomiędzy skrajnymi elektronami. Widać, że średni rozmiar chmury pierwotnych elektronów wynosił około 220 μm .



Rys. 3.1.15. Przykłady położeń elektronów pierwotnych powstających od pojedynczych kwantów promieniowania X o energii 5.9 keV w gazie Ar/CO₂ 70/30, kolor czerwony oznacza elektrony powstające wcześniej, niebieskie później.

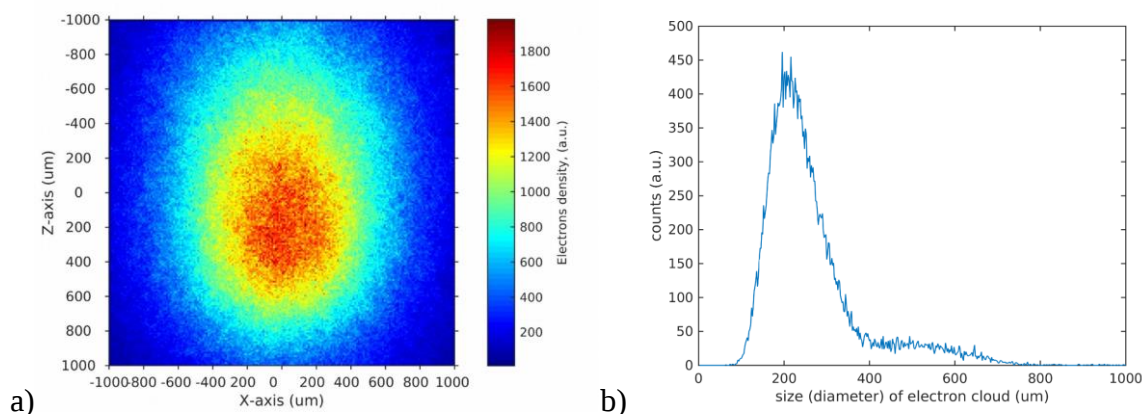
Wspólne wyniki testów laboratoryjnych oraz symulacji pozwoliły na optymalizację punktu pracy detektora. Kontynuacja testów na tokamaku ASDEX na początku roku dostarczyła wielu informacji o zachowaniu detektora w warunkach wysokiego poziomu promieniowania jonizującego oraz strumieni neutronów. Natomiast prace montażowe przez cały rok prowadziły do udoskonalenia konstrukcji detektora i kasety, oraz wyboru materiałów.

Na końcu minionego roku zbudowany prototyp detektora finalnego o płaskiej powierzchni detekcji został zainstalowany na tokamaku WEST we Francji w celu przeprowadzenia pierwszych technicznych testów podczas rozruchu urządzenia po jego zasadniczej modernizacji (wcześniej tokamak Tore Supra). Rozpoczęto również testy kalibracyjne detektora w laboratorium francuskiego ośrodka CEA ze źródłem ⁵⁵Fe. W trakcie instalacji zaobserwowano kilka niedogodności związanych z kasetą detektora jak i samą komorą detektora co zobligowało grupę do poprawy pewnych elementów. Ponadto, podjęto decyzję o optymalizacji kasety dla elektroniki analogowej i wykonaniu jej również w wersji metalowej w celu zaekranowania modułów elektroniki analogowej.

W minionym roku kontynuowano również postępowania w celu zbadania wykonalności ewentualnego ekranu chroniącego od neutronów, w związku z tym zakupiono materiały o wysokiej absorpcji neutronów i rozpoczęto przygotowania do testów laboratoryjnych ze źródłem promieniowania jonizującego i neutronów AmBe.

Podsumowując prace w minionym roku w ramach zadania 3.1, warto podkreślić, iż większość postawionych celów została osiągnięta z powodzeniem. Natomiast z przyczyn nie leżących po stronie zespołu naukowców nie została rozpoczęta budowa prototypowego detektora finalnego o zakrzywionej powierzchni detekcji i co za tym idzie, nie doszło do wstępnej instalacji tego detektora na tokamaku WEST. W związku z trudnościami i opóźnieniami administracyjnymi nie udało się w tym roku zrealizować zamówienia dotyczącego ramek dla detektora o zakrzywionej powierzchni detekcji oraz zamówić finalnych folii GEM dla obu

detektorów, co zatrzymało prace nad przygotowaniem detektorów finalnych zarówno o płaskiej jak i zakrzywionej powierzchni detekcji.



Rys. 3.1.16. a) Mapa gęstości położenia przestrzennych elektronów pierwotnych pochodzących od fotoelektronów z oddziaływania fotonów 5.9 keV z mieszkanką gazową Ar/CO₂ 70/30. b) Rozkład wielkości pierwotnej chmury elektronowej powstałej od fotonów 5.9 keV w mieszkance gazowej Ar/CO₂ 70/30.

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

W 2013 roku podjęto ważną z punktu widzenia realizacji europejskiego programu fuzyjnego decyzję o przeprowadzeniu na tokamaku JET kampanii trytownej (DET2), drugiej w historii tego największego, fuzyjnego urządzenia badawczego w świecie. Kampania ta, przewidywana aktualnie na lata 2019-2020, rozpocznie się po zakończeniu eksperymentów związanych z badaniami wpływu nowej, wykonanej z berylu powierzchni wewnętrznej torusa (ITER-like wall) na parametry uzyskiwanej plazmy. Kampania eksperymentalna DET2 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 2016 roku zespół IFPiLM brał także udział w opracowaniu koncepcji Spektrometru Promieniowania Gamma o Wysokiej Rozdzielczości (High Resolution Gamma Spectrometer) dla tokamaka ITER oraz Eurofusion WPENS: Early Neutron Source Definition and Design.

3.2.1 Kalibracja systemu detektorów neutronów w JET dla energii 14 MeV (projekt NC14)

Zadanie realizowane w ramach pakietu Eurofusion WPJET3: Technical Exploitation of DT Operation

Celem zadania, będącego elementem przygotowań do zbliżającej się kampanii trytownej na tokamaku JET, jest przeprowadzenie precyzyjnej kalibracji systemu detektorów promieniowania neutronowego zainstalowanych na JET, dla energii 14 MeV, czyli energii neutronów emitowanych w wyniku reakcji syntezy jądrowej DT. Kalibracja przeprowadzona zostanie w styczniu 2017 roku za pomocą generatora neutronów (NG) ciągłego działania (o całkowitej emisji $\sim 2 \cdot 10^8$ neutronów/s), umieszczonego we wnętrzu komory tokamaka JET i przemieszczanego w ściśle określone miejsca za pomocą specjalnego robota.

Emisja neutronów z takiego generatora silnie zależy od napięcia przyspieszającego deuterony, składu tarczy zawierającej tryt, stopnia zużycia tarczy oraz kąta emisji. Z tego względu przed

rozpoczęciem procesu kalibracji systemu detektorów neutronowych niezbędne było przeprowadzenie precyzyjnych pomiarów charakterystyk generatorów neutronów. Pomiary te przeprowadzone zostały w specjalistycznym laboratorium w National Physical Laboratory w Teddington, Anglia (NPL), dysponującym odpowiednimi warunkami do ich wykonania (specjalne pomieszczenia wyłożone materiałami zapewniającymi niski stopień rozpraszania neutronów), wynajętym na okres badań przez JET.

W obydwu kampaniach charakterystycznych NG zespół JET (w skład, którego wchodził pracownicy naukowcy IFPiLM) wykorzystywał następujące detektory promieniowania neutronowego: SCDD (Single Cristal Diamond Detectors) oraz zestaw 12 folii aktywacyjnych, natomiast strona NPL zapewniła pomiar ciągły emisji neutronów za pomocą absolutnie skalibrowanego tzw. „licznika długiego” (long counter).

Po szczegółowej analizie parametrów reakcji jądrowych następujące reakcje zostały wybrane do monitorowania emisji neutronów z generatorów ING-17: $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$.

W wyniku dwóch kampanii przeprowadzonych w NPL (jesienią 2015 roku oraz na początku 2016 roku) dwa generatory neutronów (NG-1 oraz NG-2) zostały w pełni w zbadane w zakresie emisyjności neutronów oraz ich rozkładów kątowych.

Technika aktywacyjna została zastosowana do określenia wydajności neutronowej i porównane z wynikami uzyskanymi za pomocą detektorów SCDD w celu zbadania spójności tych pomiarów, ponieważ w trakcie przewidzianej kalibracji detektorów w JET obydwie te metody posłużą do monitorowania emisji NG (zamontowane zostaną na głowicy generatora przemieszczanego wewnątrz torusa tokamaka za pomocą robota).

W czasie kampanii eksperymentalnych wykonanych w NPL aktywność produktów reakcji mierzona była spektrometrycznie z nieoznaczonością niższą od 5%. Wydajność emisji neutronów była wyznaczana poprzez prędkości reakcji wyliczaną za pomocą symulacji MCNP a błąd oszacowanie tej wielkości był na poziomie 2,3-4,3 %.

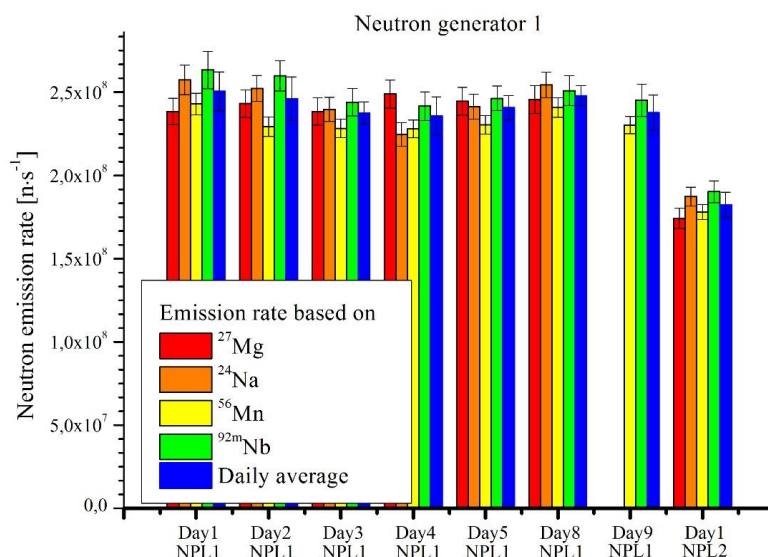
Do obliczania emisyjności wykorzystano teoretyczne spectrum neutronów uzyskane za pomocą symulacji NCMP (Rys. 3.2.1.1.)

W 2016 roku, opracowano także szczegółowy plan trzeciej sesji testowania generatorów neutronów, która przeprowadzona zostanie w NPL po zakończeniu kalibracji detektorów neutronowych tokamaka JET.

3.2.2 Pomiary aktywacji neutronami materiałów przewidzianych do budowy tokamaka ITER (projekt ACT)

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

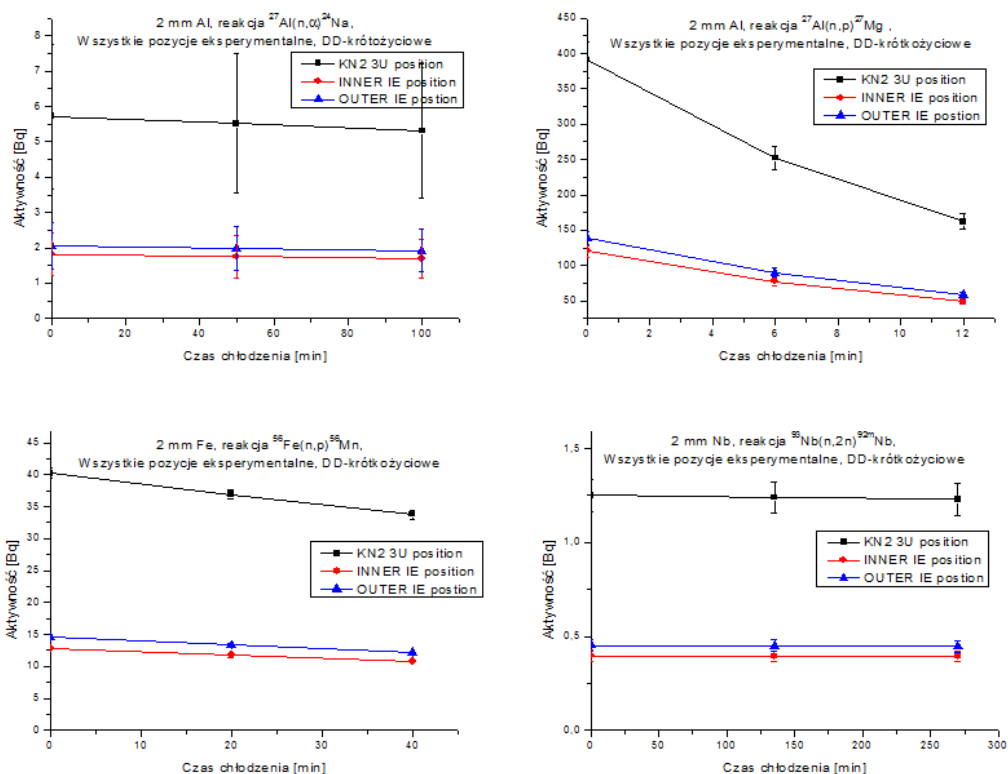
W ramach projektu „ACT - Pomiary aktywacji neutronami materiałów przewidzianych do budowy tokamaka ITER” zrealizowane zostały wszystkie zadania zaplanowane na rok 2016. Wybrane zostały folie aktywacyjne z krótkim czasem połowicznego rozpadu produktów aktywacji, które zostaną napromieniowane zarówno podczas kampanii DD jak i DT na tokamaku JET – aluminium, żelazo, niob oraz ind. Podczas procesu wyboru reakcji brano pod uwagę wiele parametrów m. in. czas połowicznego rozpadu produktu aktywacji, intensywność i energię kwantów gamma emitowanych przez produkty, wartość przekroju czynnego dla neutronów o energii 2.5 MeV oraz 14 MeV, położenie progu energetycznego reakcji i wiele innych.



Rys. 3.2.1.1. Zmiany emisyjności neutronów generatora NG1 w kolejnych dniach sesji pomiarowej w NPL.

Część teoretyczna zadania dotyczyła przeprowadzenia obliczeń numerycznych z zastosowaniem kodu FISPACT-II, mających na celu przewidzenie radioaktywności wywoływanej neutronami w materiałach składowych ITERa. Do analizy wzięto pod uwagę następujące reakcje jądrowe: $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$. Obliczenia z użyciem kodu FISPACT-II zostały wykonane dla folii Al, Fe, Nb oraz In o grubościach 0,5, 1, 1,5 oraz 2 mm i pozycji eksperymentalnych KN2 3U, Inner IE, Outer IE. Do obliczeń wykorzystano widmo neutronów dla wymienionych pozycji eksperymentalnych uzyskane za pomocą modelowania MCNP, będące rezultatem prac realizowanych w podprojekcie JET-3 NCAL. Założono wydajność emisji neutronów równą $2 \cdot 10^{16} \text{ n} \cdot \text{s}^{-1}$ i czas wyładowania 3 s. Rezultaty obliczeń spodziewanej aktywności wykonanych z użyciem kodu FISPACT-II dla wszystkich rozważanych reakcji i pozycji eksperymentalnych przedstawione zostały opublikowane w raporcie technicznym JET.

Kolejnym zadaniem było scharakteryzowanie pozycji eksperymentalnej KN2 3U, przetestowanie reakcji jądrowych oraz wybranej metodologii. W ramach części eksperymentalnej wykonane zostały pomiary aktywności ^{27}Mg , ^{24}Na , ^{56}Mn , $^{92\text{m}}\text{Nb}$ powstałych w wyniku napromieniowania folii aktywacyjnych Al, Fe i Nb w pozycji eksperymentalnej KN2 3U podczas kampanii eksperymentalnej DD na tokamaku JET. Folie aktywacyjne umieszczane były w kapsule, napromieniowane, a następnie przesyłane do laboratorium, w którym mierzona była ich radioaktywność za pomocą detektora HPGe. W 2016 roku udało się przeprowadzić aktywację podczas wyładowań #90380, #90592, #90650, #92129 oraz #92136. Radioaktywność ^{27}Mg wahała się w granicach $74,55 - 354,29 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$ z niepewnością mniejszą niż 7%. Radioaktywność ^{24}Na mieściła się w przedziale $0,83 - 5,45 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$. Niepewność oznaczenia aktywności dla tego produktu była niższa niż 6%. W przypadku ^{56}Mn aktywność wahała się w granicach $12 - 34 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$ z niepewnością rzędu 4%. Aktywność $^{92\text{m}}\text{Nb}$ wynosiła $0,07 - 0,38 \text{ Bq} \cdot \text{g}^{-1}$. Niepewność wyznaczenia aktywności $^{92\text{m}}\text{Nb}$ była niższa niż 8% (Rys. 3.2.2.1.).



Rys. 3.2.2.1. Rezultaty obliczeń spodziewanej aktywności wykonanych z użyciem kodu FISPACT-II dla rozważanych reakcji i pozycji eksperymentalnych

Aktywność poszczególnych produktów była ściśle związana z parametrami plazmy, które różniły się w poszczególnych wyładowaniach. Na wielkość wzbudzonej radioaktywności wpływ miała także moc dodatkowego grzania generatorami NBI i ICRH. W dalszym etapie prac w projekcie przeprowadzone zostaną obliczenia mające za zadanie wyznaczenie całkowitego wydatku neutronowego dla poszczególnych wyładowań na podstawie zmierzonych radioaktywności. Do tego celu konieczne jest wyznaczenie współczynników aktywacyjnych dla wszystkich próbek i pomiarów z użyciem kodu MCNP. Obliczenia te zostaną wykonane przez zespół specjalistów realizujących podprojekt JET-3 NCAL.

3.2.3 Badania wykonalności oraz badania koncepcyjne diagnostyki twardego promieniowania rentgenowskiego oraz promieniowania gamma emitowanego w tokamakach

Zadanie zrealizowane w ramach pakietu Eurofusion WPJET3: Technical Exploitation of DT Operation

W roku 2016 zespół naukowców Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy we współpracy z naukowcami z Narodowego Centrum Badań Jądrowych oraz asocjacji włoskiej, ENEA Frascati, i angielskiej, CCFE (Culham Centre for Fusion Energy) kontynuował pracę nad diagnostyką twardego promieniowania rentgenowskiego/promieniowania gamma dla potrzeb przyszłych reaktorów termojądrowych, w szczególności dla budowanego badawczego reaktora termojądrowego ITER

W roku 2016 w ramach niniejszego zadania przeprowadzono studium funkcjonalności diagnostyki gamma dla ITER-a oraz studium porównawcze detektorów scyntylacyjnych oraz detektorów germanowych (HPGe) pod kątem możliwości użycia ich w systemie diagnostycznym reaktora ITER. W ramach projektu zostały określone parametry krytyczne,

które będą monitorowane przez diagnostykę promieniowania gamma, w szczególności charakterystyczne linie gamma związane z oddziaływaniami cząstek α z plazmą ITER-a oraz maksymalne energie twardego promieniowania rentgenowskiego indukowanego przez tzw. elektrony ucieczki. W wyniku przeprowadzonych analiz ustalono, że maksymalne energie promieniowania indukowanego przez elektrony ucieczki zawierają się w szerokim przedziale pomiędzy 1-100 MeV. Zostały też określone podstawowe wymagania dla diagnostyki promieniowania gamma dotyczące oczekiwanych energetycznych zdolności rozdzielczych, wydajności, czasowych funkcji odpowiedzi oraz wymagania dotyczące odporności na zniszczenia radiacyjne. Ponadto określono minimalne rozdzielczości czasowe proponowanej diagnostyki ($\Delta t \sim 10$ ms), minimalną dokładność pomiaru ($< 20\%$) oraz konieczność zastosowania komplementarnej diagnostyki monitorującej poziom zanieczyszczenia Be z dokładnością nie gorszą niż 0.02% wartości gęstości elektronowej. Studia porównawcze pozwoliły określić najważniejsze właściwości poszczególnych detektorów scyntylacyjnych oraz detektora germanowego pod kątem wyżej wymienionych wymagań dla diagnostyki promieniowania gamma dla reaktora ITER. W szczególności zarekomendowano użycie kryształów LaBr_3 lub CeBr_3 , które charakteryzują się najlepszymi parametrami spośród rozważanych detektorów scyntylacyjnych i są bardziej odporne na wysokie dawki promieniowania w porównaniu z detektorem germanowym.

3.2.4 Analizy neutronowe dla potrzeb projektu WPENS – Early Neutron Source

Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion WPENS: Early Neutron Source Definicja Założeń i projekt

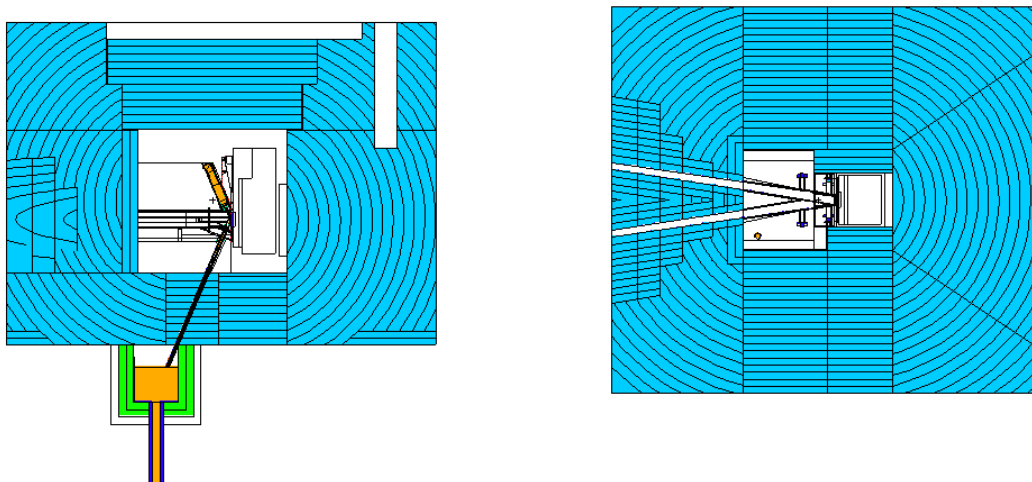
W ramach projektu WPENS zespół IFPiLM zaangażowany był w realizację zadania nr. 2.2.5.1 (Project Level Analyses - Neutronics), które obejmuje analizy jądrowe niezbędne dla określenia parametrów projektowanego źródła neutronów DONES oraz jego optymalizacji. Zadanie realizowane było wspólnie z zespołami z Karlsruhe Institute of Technology (KIT), Niemcy, oraz IFJ Kraków.

W ramach powyższego zadania zespół IFPiLM prowadził obliczenia rozkładu neutronów w komorze badawczej (Test Cell) przy pomocy kodu MCNP-5. Do obliczeń użyto dystrybuowanych w ramach projektu WPENS modelu geometrycznego urządzenia DONES (Rys. 3.2.4.1) oraz dodatkowo kodu McDeLicious – symulującego źródło neutronów w urządzeniu DONES. Skorzystanie z w/w kodów oraz modelu geometrycznego wymagało wykonania szeregu prac związanych z dostosowaniem ich do lokalnych maszyn obliczeniowych (kompilacja, instalacja, inicjalizacja zmiennych, napisanie odpowiednich programów sterujących, testowanie, itp.).

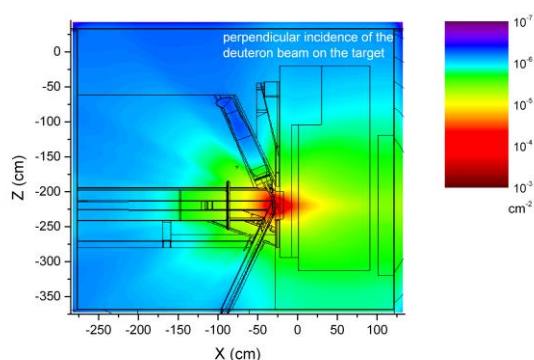
Zgodnie z założeniami urządzenie DONES ma być uproszczoną wersją urządzenia IFMIF którego budowa planowana jest w Japonii. Zamiast dwóch wiązek deuteronów uderzających w tarczę litową pod kątem 9° będzie tylko jedna wiązka. W związku z tym postanowiono zbadać różnicę w rozkładach pola generowanych neutronów w przypadku jednej wiązki uderzającej pod standardowym kątem 9° oraz prostopadle do tarczy.

Obliczono przestrzenny rozkład gęstości strumienia neutronów w komorze badawczej urządzenia (Test Cell). Porównano dwa warianty: 1 - wiązka deuteronów pada na tarczę prostopadle, 2 - wiązka deuteronów pada na tarczę pod standardowym kątem 9° .

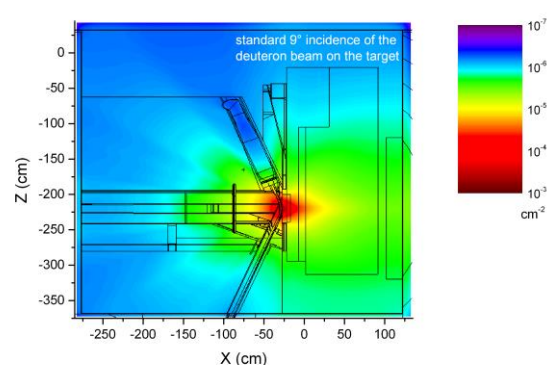
Mapy rozkładu przestrzennego gęstości strumienia neutronów w przekroju pionowym komory badawczej urządzenia DONES dla wariantu 1 i 2 są przedstawione odpowiednio na Rys. 3.2.4.2 oraz Rys. 3.2.4.3. Natomiast na rysunku 3.2.4.4 przedstawiono względną różnicę między wynikami z obu obliczeń.



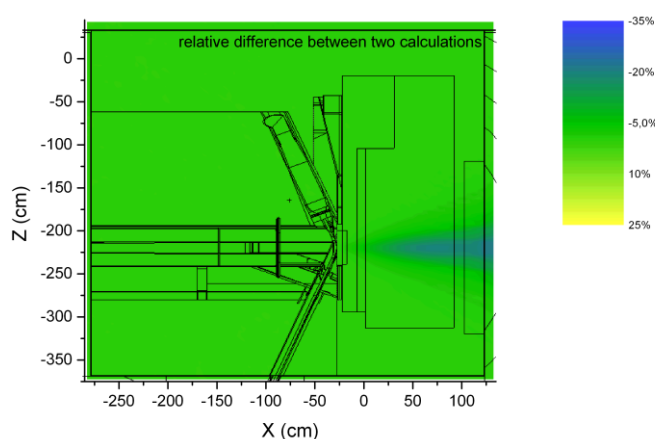
Rys. 3.2.4.1. Przekrój pionowy i poziomy geometrycznego modelu MCNP urządzenia DONES



Rys. 3.2.4.2. Rozkład gęstości strumienia neutronów w przekroju pionowym komory badawczej urządzenia DONES; wariant 1.

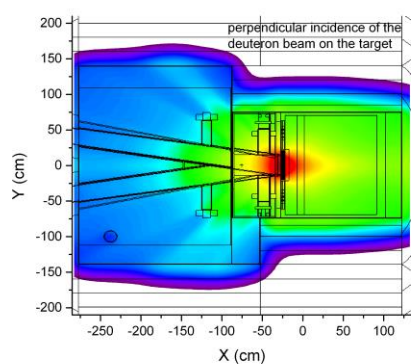


Rys. 3.2.4.3. Rozkład gęstości strumienia neutronów w przekroju pionowym komory badawczej urządzenia DONES; wariant 2.

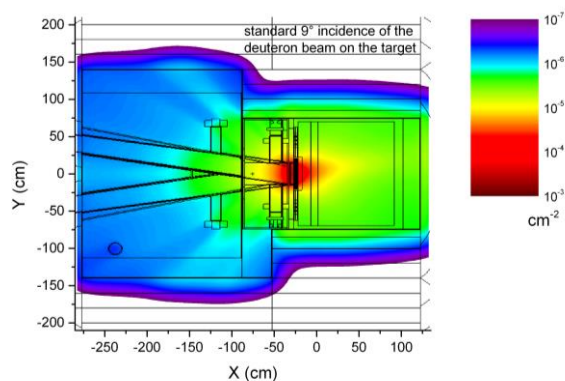


Rys. 3.2.4.4. Względna różnica między wynikami obliczeń dla obu wariantów w przekroju pionowym.

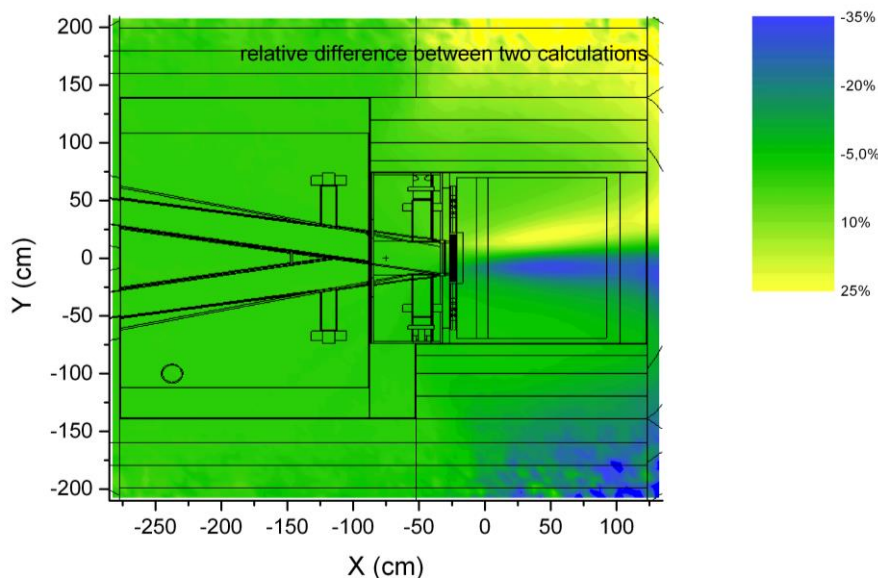
Mapy rozkładu przestrzennego gęstości strumienia neutronów w przekroju poziomym komory badawczej urządzenia DONES dla wariantu 1 i 2 są przedstawione odpowiednio na Rys. 3.2.4.5 oraz Rys. 3.2.4.6. Natomiast na rysunku 3.2.4.7 przedstawiono względną różnicę między wynikami z obu obliczeń.



Rys. 3.2.4.5. Rozkład gęstości strumienia neutronów w przekroju poziomym komory badawczej urządzenia DONES; wariant 1.



Rys. 3.2.4.6. Rozkład gęstości strumienia neutronów w przekroju poziomym komory badawczej urządzenia DONES; wariant 2.



Rys. 3.2.4.7. Względna różnica między wynikami obliczeń dla obu wariantów w przekroju poziomym.

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

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

I. Opis

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 lub ASDEX. Umożliwia ono również projektowanie przyszłych urządzeń termojądrowych takich jak ITER, JT60SA i WEST oraz reaktora DEMO. W celu efektywnego wykorzystania istniejących kodów numerycznych tworzona jest zintegrowana platforma numeryczna w ramach inicjatywy ITM (ang. Integrated Tokamak Modelling). Będzie ona umożliwiała kompleksowe modelowanie plazmy na różnych urządzeniach typu tokamak, za pomocą wielu kodów opartych o różne modele fizyczne.

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

W roku 2016 kontynuowano prace rozpoczęte w latach poprzednich, a w szczególności realizacja następujących zadań szczegółowych.

4.1 Badania i modelowanie plazmy brzegowej w tokamakach i stelleratorze W7-X

Zadanie realizowane w ramach pakietu Eurofusion WPS2: Stellarator optimization.

W 2016 roku trwały dalsze prace nad siatki numerycznej (z dużą liczbą punktów do obliczeń docelowych oraz z ograniczoną liczbą punktów – do testów kodu) oraz uruchomienie kodu dla aktualnej konfiguracji urządzenia. Ubiegłoroczne prace nad przystosowaniem programu FINDIF do symulowania zachowania plazmy w warstwie brzegowej niemieckiego stelleratora Wendelstein7X (obecnie: w konfiguracji z limiterem) pokazały, że konieczne jest napisanie narzędzia do półautomatycznego tworzenia siatek obliczeniowych. Wytwarzane narzędzia winny dawać się stosować i do innych urządzeń termojądrowych.

Trójwymiarowy kod FINDIF, którego podstawowym zastosowaniem są symulacje dla urządzeń nieposiadających osi symetrii toroidalnej (m. in. stelleratorów). Olbrzymia anizotropia współczynników transportu (typowo 4 do 7 rzędów wielkości większe przenoszenie wzdłuż linii pola) powoduje, że obliczenia na siatce niezgodnej z liniami pola musiałyby być obarczone dużymi błędami dyskretyzacji, przejawiającymi się jako niefizycznie duża dyfuzja w poprzek linii pola magnetycznego. Dlatego kod pracuje na siatkach obliczeniowych otrzymanych wóznym procesie śledzenia linii magnetycznych. Punkty siatki znajdują się na przecięciach tych linii z płaszczyznami o zadanym kącie toroidalnym $\varphi = \text{const}$ (przekrojach poloidalnych) lub powierzchniami materialnymi.

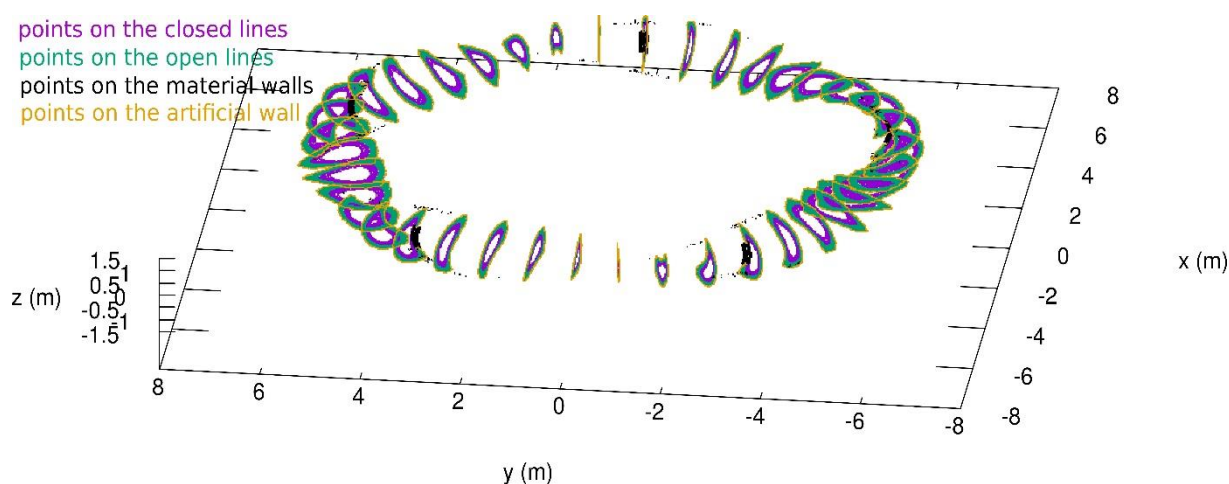
W stelleratorze wiele linii pola nie leży na tzw. powierzchniach magnetycznych. Ten brak uporządkowania nie pozwala łatwo wybrać punktów startowych dla śledzonych linii tak, aby równomiernie pokrywały cały symulowany obszar (równomierny rozkład na jednej płaszczyźnie $\varphi = \text{const}$ typowo będzie nierównomierny na kolejnych, potrzeba też zadowalająco pokryć powierzchnie materialne, z którymi plazma ma kontakt).

Zastosowanym rozwiązaniem jest prześledzić wiele linii (wydajny kod śledzący linie i sprawdzający przecięcia z ponad milionem elementów powierzchni powstał w ubiegłym roku) i wybrać niewielką ilość zapewniającą podstawowe pokrycie powierzchni

materialnych. Większość linii należy dobrać kierując się ich wzajemnymi odległościami --- im dalej punkty na nich leżące od siebie, tym lepiej. Wyboru małej grupy „podstawowych” punktów na powierzchniach materialnych dokonaliśmy ręcznie, opierając się na kształtach części urządzenia. Również nieliczne linie leżące na zamkniętych powierzchniach magnetycznych (i niemające kontaktu ze ściankami) dobraliśmy ręcznie, co nie było bardzo czasochłonne. Automatyzacji wymagało wybranie kilku - kilkunastu tysięcy tzw. linii otwartych (łączących punkty na powierzchniach materialnych) z wielotysięcznej bazy. Ograniczenie czasu obliczeń było tu kluczowe.

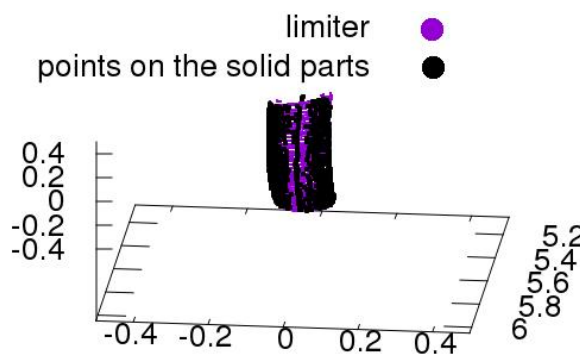
Z myślą o przyszłych obliczeniach wprowadziliśmy sztuczną ścianę - niepokrywający się ze ściankami stellaratora brzeg siatki ograniczający obszar obliczeń. W konfiguracji limiterowej należy bowiem spodziewać się, że większość zjawisk fizycznych zachodzić powinna w bezpośredniej bliskości obszaru centralnego i limiterów. Resztę objętości należało odciąć od obszaru obliczeń.

Przedstawiona na Rys.4.1.1 siatka obliczeniowa składa się z około 170 tys. punktów (w większości) położonych na 40 przekrojach poloidalnych. Skrajne punkty dla linii otwartych (na wykresie: czarne) leżą w znakomitej większości na pięciu limiterach. Siatka nie ma pięciokrotnej symetrii urządzenia (choć w małym powiększeniu ją dobrze odwzorowuje).

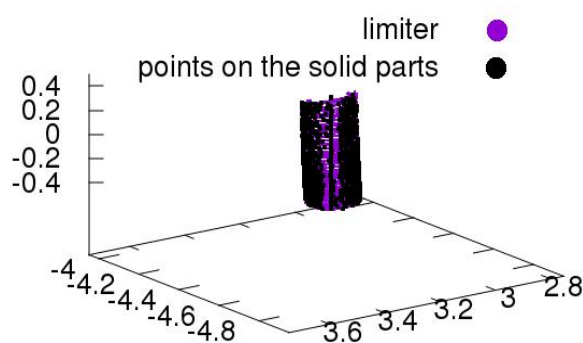


Rys. 4.1.1. Trójwymiarowy obraz całości siatki obliczeniowej

Osiągnięte pokrycie powierzchni limitera (Rys.4.1.2a-b) jest stosunkowo równomierne, ale w obszarze środkowym znajdują się tylko punkty z linii „włożonych ręką” - jest to skutkiem tego, że linie pola są tam prawie równoległe do powierzchni limitera. Spodziewane strumienie energii docierające do tej części limitera są więc małe. Siatka nie musi tam być gęsta. Pokrycie silnie obciążonych powierzchni bocznych jest duże.

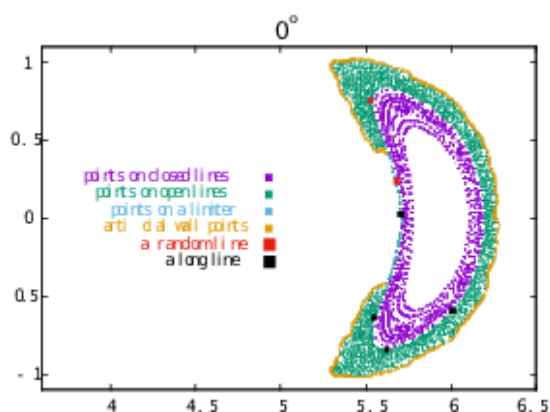


Rys. 4.1.2a: Pokrycie pierwszego limitera punktami siatki

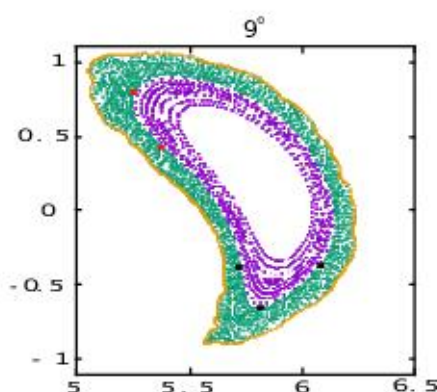


Rys. 4.1.2b: Pokrycie innego limitera punktami siatki

Automatycznie wygenerowana sztuczna ściana położona jest blisko „prawdziwych” punktów siatki, które rozłożone są bez większych przerw (por. Rys.4.1.3a-b). Długość linii otwartych wynosiła zwykle 1-2 obiegów wokół urządzenia. Przedstawiona siatka została otrzymana dla próżniowej konfiguracji pola magnetycznego. Pokazujemy obraz siatki na dwóch przekrojach poloidalnych.



Rys. 4.1.3a Punkty na pierwszym przekroju poloidalnym



Rys. 4.1.3b: Punkty na kolejnym przekroju poloidalnym

4.2 Udział w projekcie ITM (ang. Integrated Tokamak Modelling)

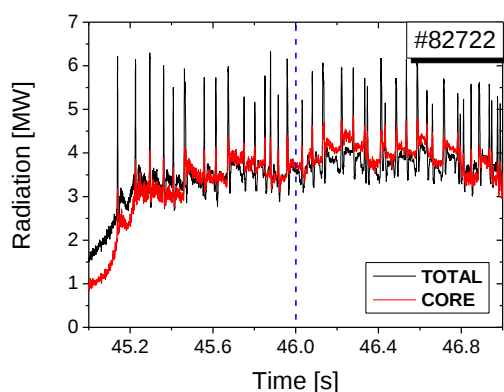
Zadanie realizowane w ramach pakietu Eurofusion WPCD: Integrated Tokamak Modelling Code

W ramach europejskiej inicjatywy ITM (ang. Integrated Tokamak Modelling Task Force) powstaje zintegrowany system kodów numerycznych, bibliotek danych eksperymentalnych oraz danych atomowych opisujących istniejące i przyszłe układy typu tokamak. Całość systemu działa w ramach platformy informatycznej Kepler. Podstawowym elementem systemu ITM jest symulator transportu energii i cząstek w rdzeniu tokamaka (ETS – European Transport Solver).

Aktualizacja modułów dla domieszek i gazu niejonizowanego uwzględniająca zmiany wprowadzone w systemie KEPLER (np. nowe definicje CPO) była robiona na bieżąco.

Głównym celem wykonanych prac nad kodem ETS było zweryfikowanie kodu w oparciu o wyniki z tokamaka JET ILW (ITER-Like Wall). Tokamak JET ILW jest tokamakiem ze ścianą berylową (Be) i wolframowym (W) dywertorem. W celu weryfikacji działania kodu ETS z domieszkami berylu i wolframu użyto danych ze strzału #82722, ponieważ dane właśnie z tego wyładowania były wcześniej przygotowane w formacie danych startowych ETS. Obliczenia wykonano na klastrze komputerowym GATEWAY.

Na Rys.4.2.1 są pokazane profile czasowe promieniowania w obszarze centralnym i w całości dla wyładowanie #82722.



Rys. 4.2.1. Profile czasowe promieniowania dla wyładowania #82722

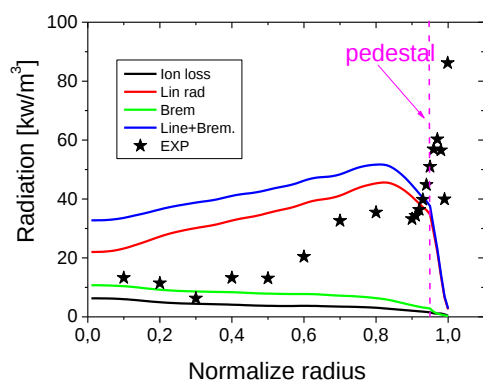
Celem było dopasowanie wartości ładunku efektywnego (Z_{eff}) i profili promieniowania dla chwili $t = 46$ s (niebieska przerywana linia na Rys.4.2.1.). Zostały wykonane obliczenia dla różnych gęstości wolframu (n_W) i berylu (n_{Be}). Uzyskane profile promieniowania porównano z danymi eksperymentalnymi (Rys. 4.2.2.) dla dwóch wybranych gęstości wolframu. Stwierdzono, że dla wartości $n_W=2.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ i $n_{Be}=6.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, wyniki symulacji numerycznych są najbardziej zgodne z danymi eksperymentalnymi. Dla powyższej gęstości wolframu mamy też bardzo dobrą zgodność nie tylko dla ładunku efektywnego, ale również dla koncentracji wolframu.

Główne wnioski to:

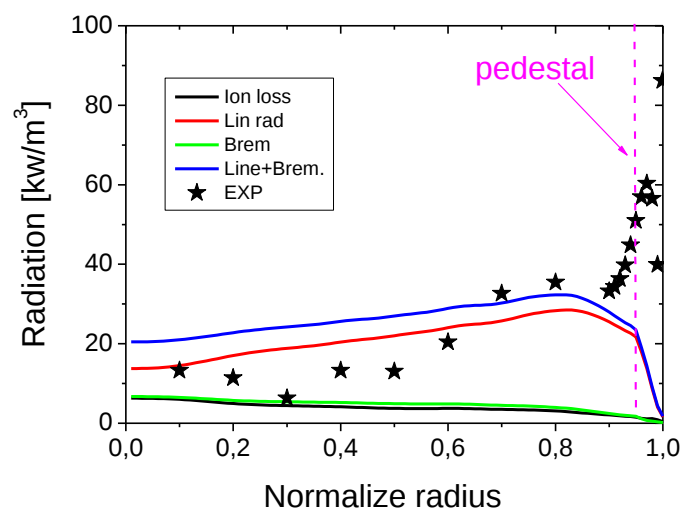
- Dobra korelacja między eksperymentem, a symulacją dla promieniowania w obszarze $0.7 < r_{norm} < 0.9$.
- Problem z zewnętrzną barierą transportu: jest tylko kilka punktów siatki w obszarze od piedestału do separatrysy (dla $R=0.95$ tylko 5 punktów). Powinno się przetestować ETS z nierównomierną siatką: zagęszczoną w obszarze piedestału.

Do pełnego opisu plazmie brzegowej konieczne jest uwzględnienie nie tylko obszaru brzegowego, pomiędzy separatryszą (ostania zamknięta powierzchnia magnetyczna), a dywertorem i ścianą, ale również obszaru „prywatnego” dywertora, (ang. private region), który znajduje się pomiędzy dywertorami i punktem X (ang. X-point, punkt przecinania się separatrysy). Ponadto włączona została krawędź obszaru centralnego, pomiędzy separatryszą i piedestałem. Obszar ten charakteryzuje się bardzo silnymi zmianami gradientów gęstości, temperatury elektronowej i jonowej, które silnie wpływają na radialny i poloidalny transport plazmy. Stąd, ważne jest modelowanie tego obszaru w dwuwymiarowych modelach oraz w pełnej geometrii.

Dlatego też, kolejnym zadaniem tego projektu jest rozwój kodu TEXCY poprzez włączenie do obszaru obliczeń części centralnej plazmy oraz części dywertora. W tym celu opracowano program generujący pełne siatki numeryczne, uwzględniające wymienione obszary. Tak wygenerowana siatka z konfiguracją pola magnetycznego jest przedstawiona na Rys. 4.2.3. Krawędź obszaru centralnego zaznaczono kolorem zielonym, a obszaru „prywatnego” kolorem czerwonym.



a) $n_W = 4.0 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$



b) $n_W = 2.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$

Rys.4.2.2. Profile promieniowania w centrum jako funkcje znormalizowanego promienia dla czasu $t=46\text{s}$ dla dwie różne gęstości wolframu.

Kod TECXY rozbudowano tak, aby możliwe były symulacje dla kilku rodzajów domieszek jednocześnie. Zmodyfikowano równania dla gęstości jonowej oraz temperatury elektronowej i jonowej, biorąc pod uwagę gęstości i promieniowanie każdej z domieszek. Stworzono również nowy interface wejścia/wyjścia uwzględniający wszystkie rodzaje domieszek. Obecnie trwają prace nad weryfikacją wprowadzonych zmian.

4.3 Analiza stacjonarnych reżymów pracy reaktora.

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

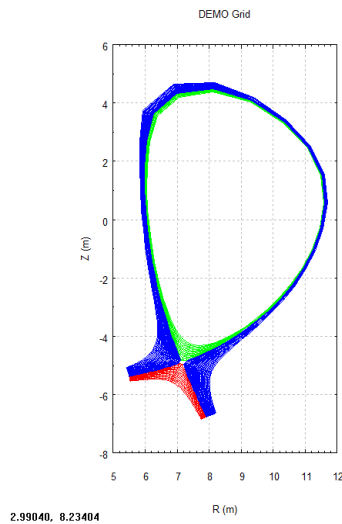
W ramach projektu były przeprowadzone symulacje z wykorzystaniem kodu COREDIV dla reaktora fuzyjnego DEMO. Wykonane zostały następujące zadania szczegółowe:

1. Analiza wpływu zanieczyszczeń (głównie wolframu) na dynamikę plazmy w fazie początkowej i końcowej wyładowania (ramp-up, ramp-down)
2. Przeprowadzenie analizy optymalnych warunków pracy reaktora DEMO1 (konfiguracja z kwietnia 2015 roku) i DEMO2 (konfiguracja z maja 2015 roku).

Planowane analizy dotyczyły w szczególności:

- symulacji rozkładu promieniowania, wybijania wolframu i jego akumulacji w plazmie centralnej,

- badania wpływu domieszek na moc przekazywaną do warstwy brzegowej i porównanie z teoretyczną mocą na przejścia PL-H w reżymie wysokiego utrzymania (H-mode),
- badania wpływu domieszek na moc dopływającą do płyty dywertora i do ścianek,
- opracowania scenariuszy pracy urządzenia zapewniających pracę w reżymie H przy jednoczesnej redukcji mocy do płyt dywertora to technologicznie akceptowalnego poziomu (<30MW) oraz analiza wpływu różnych domieszek (Ar, Kr, Xe) na parametry plazmy,
- badania wpływu zjawiska prompt re-deposition (redukcja wybijania na skutek bezpośredniego osadzania wybitych jonów) na parametry pracy reaktora w przypadku domieszkowanie ksenonem,
- badania wpływu transportu neoklasycznego na parametry wyładowania.



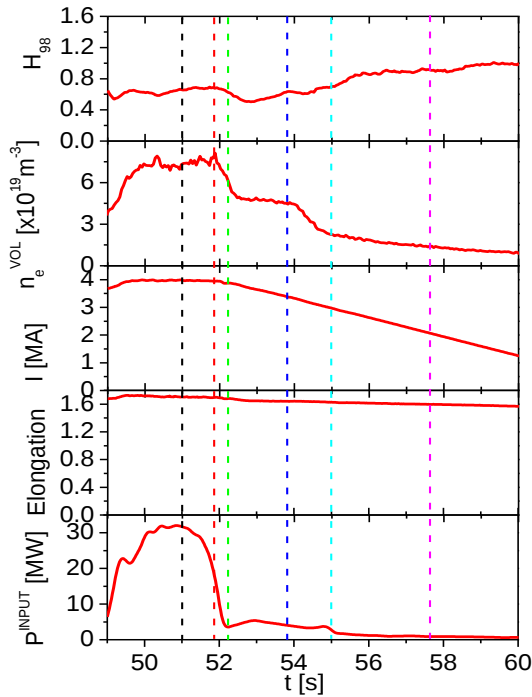
Rys.4.2.3. Siatka numeryczna stosowana w kodzie TECXY zawierająca obszar prywatny dywertora (kolor czerwony) i krawędź obszaru centralnego (kolor zielony).

Analizy były przeprowadzone dla układów DEMO 1 i DEMO 2 o parametrach podanych w Tabeli 4.3.1.

Parametry/konfiguracja	DEMO1	DEMO2
	April 2015	May2015
Toroidalny promień: R_T [m]	9.073	7.5
Promień plazmy: a , [m]	2.926	2.419
Prąd plazmy; I_p [MA]	19.6	18.04
Toroidalne pole magnetyczne : B_T [T]	5.667	6.5
Elongacja	1.59	
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}$, [$\times 10^{20} m^{-3}$]	0.7926	1.004
Gęstość na separatrixie n_{es} , [$\times 10^{20} m^{-3}$]	0.317	
H-factor (IPB98(y,2))	1.1	1.4
Grzanie zewnętrzne P_{aux} , [MW]	50	120.5

Tabela 4.3.1. Podstawowy parametry reaktora DEMO1 i DEMO2

Analiza wpływu zanieczyszczeń (głównie wolframu) na dynamikę plazmy w fazie początkowej i końcowej wyładowania (ramp-up, ramp-down)



Rys.4.3.1. Przebieg czasowy głównych parametrów plazmy dla wyładowania #87393: H_{98} , gęstość elektronowa (n_e^{VOL}), prąd plazmowy (I), elongacja i grzanie zewnętrzne (P^{INPUT}).

Analiza została przeprowadzona za pomocą kodu COREDIV, który był używany do tej pory do symulacji fazy równowagowej, tzw. „stady state”. Aby można było użyć tego kodu do analizy fazy końcowej, tzw. fazy ramp-down, na tokamaku DEMO przeprowadzono serię obliczeń testowych dla największego obecnie tokamaka JET. Porównano uzyskane wyniki eksperymentalne z obliczeniami. Analiza ta pozwala na ekstrapolację dynamikę końcowej fazy wyładowania dla DEMO.

W tym roku bardzo dokładnie zostało przeanalizowane wyładowanie #87393 dla 6 różnych czasów: 51s, 51.9s, 52.5s, 53.8s, 55s i 57.7s.

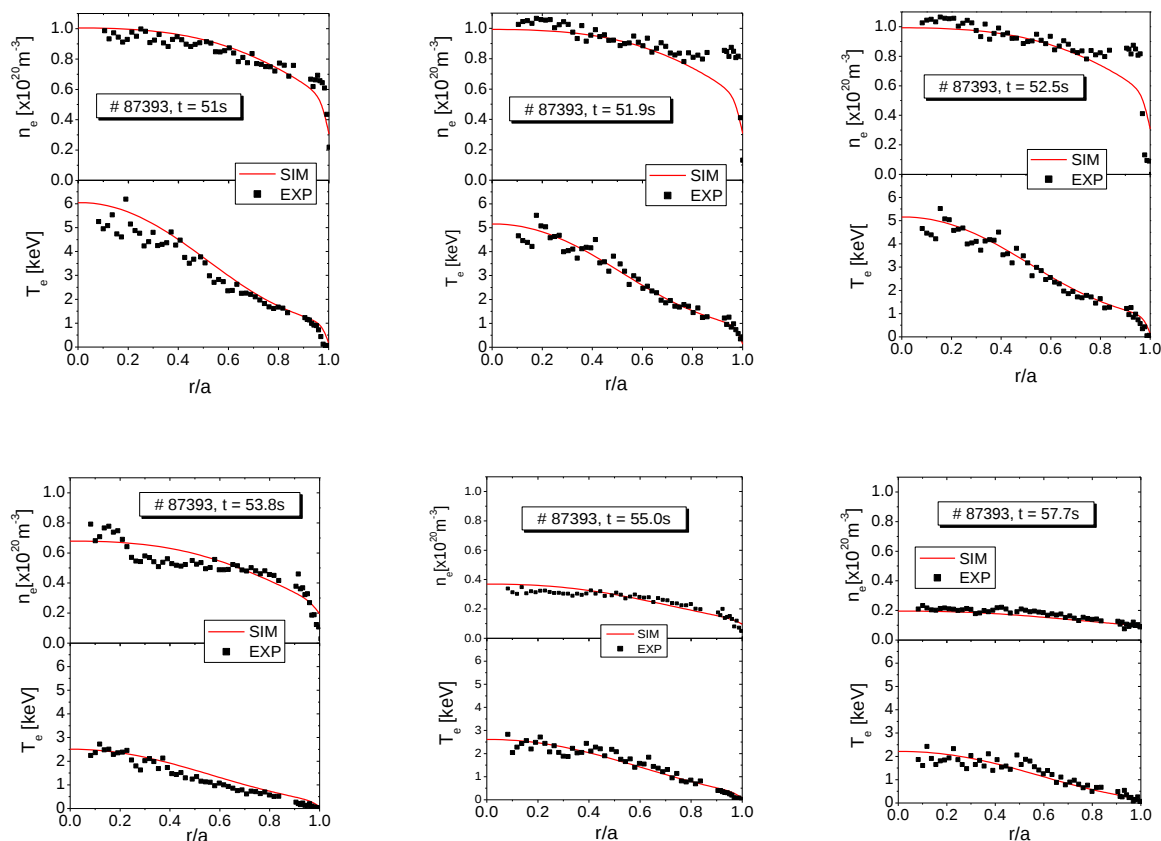
Przebieg czasowy głównych parametrów plazmy (wyładowanie #87393), które w naszym kodzie są używane jako parametry startowe, przedstawione są na Rys.4.3.1. Pionowe, przerywane linie oznaczają wybrane czasy, dla których były przeprowadzone obliczenia.

Aby odtworzyć w obliczeniach eksperymentalne profile temperatury elektronowej został skorygowany współczynnik H_{98} (stosunek czasu utrzymania plazmy eksperymentalnego do teoretycznego). W Tabeli 4.3.2 przedstawione są eksperymentalne i symulowane wartości dla współczynnika H_{98} i koncentracji wolframu (C_W).

Parametr	t=51.0s	t=51.9s	t=52.5s	t=53.8s	t=55.0s	t=57.7s
$n_e^{VOL} [x10^{19} m^{-3}]$	7.8	7.8	5.1	4.7	2.3	1.4
H_{98}^{SIM}	0.65	0.68	0.55	0.4	0.35	0.35
H_{98}^{EXP}	0.65	0.68	0.55	0.6	0.65	0.8
$C_W [x10^{-5}]$	9	3.4	0.6	0.73	4.3	0.4
$C_W^{EXP} [x10^{-5}]$	8	5.5	1	no	10	no

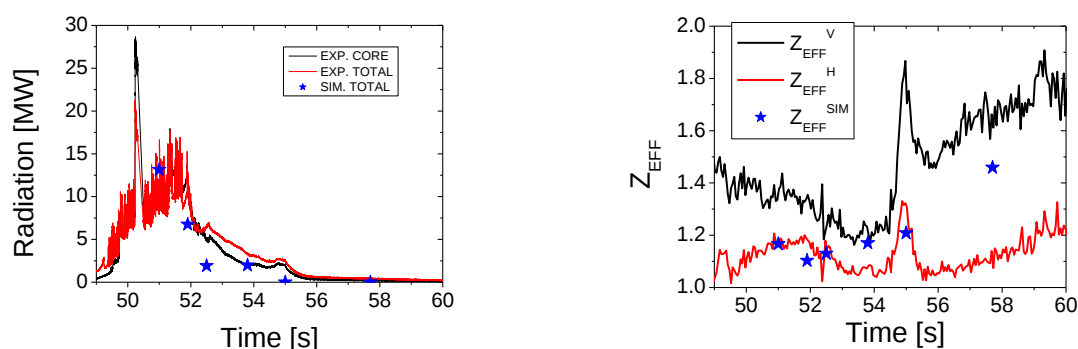
Tabela 4.3.2. Parametry plazmy dla różnych czasów wyładowania

Porównanie eksperymentalnych i symulowanych profili elektronowej temperatury i gęstości dla tych 6 czasów pokazane są na Rys.4.3.2.



Rys.4.3.2. Eksperymentalnych i symulowanych profili elektronowej temperatury i gęstości dla 6 czasów: $t=51.0, 51.9, 52.5, 53.8, 55.0$ i $57.7s$

Rys.4.3.3 przedstawia eksperymentalne i obliczone w wyniku symulacji profile promieniowania i ładunku efektywnego (Z_{EFF}).



Rys.4.3.3 Profile eksperymentalne i symulowane promieniowania (panel lewy) i efektywnego ładunku (Z_{EFF}) (panel prawy)

Należy podkreślić, że po redukcji współczynnika H_{98} otrzymujemy bardzo dobrą zgodność obliczeń numerycznych z eksperymentem i to nie tylko dla temperatury elektronowej (Rys.4.3.2), ale również dla koncentracji wolframu (Tabela 4.3.2), promieniowania i ładunku efektywnego. Obliczenia pokazują, że COREDIV z powodzeniem może być zastosowany do

analizy fazy ramp-down, pod warunkiem że współczynnik H będzie zmniejszony o 30-60%, co ma związek z szybką ewolucją parametrów plazmy (sytuacja daleka od stacjonarnej).

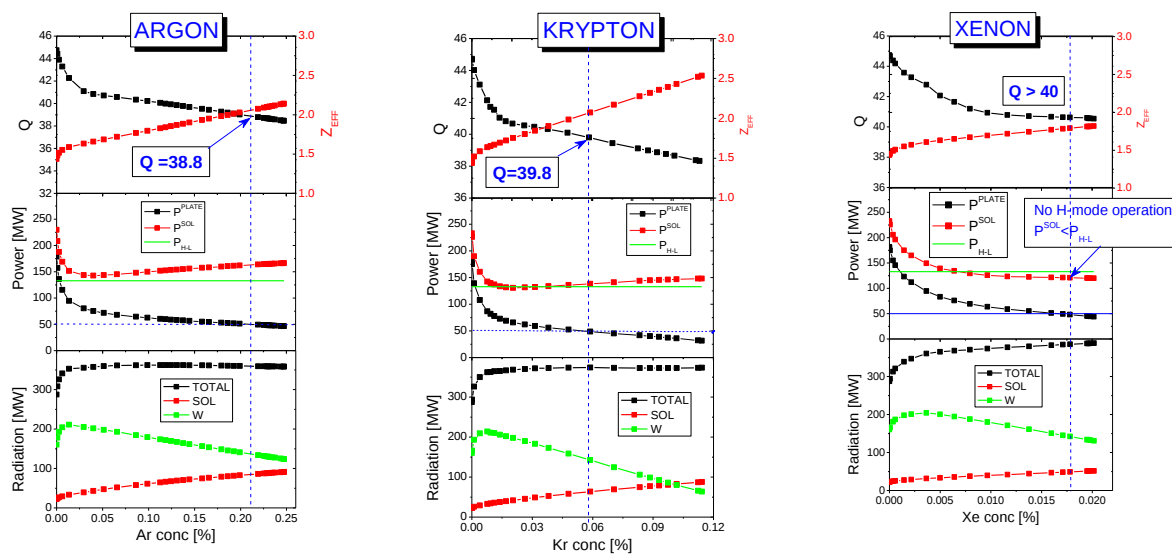
Przeprowadzenie analizy optymalnych warunków pracy reaktora DEMO1 (konfiguracja z kwietnia 2015 roku) i DEMO2 (konfiguracja z maja 2015 roku)

W roku 2016 kontynuowano prace rozpoczęte w latach poprzednich. W 2015 roku zostały wykonane analizy dla trzech rodzajów domieszek: Ne, Ar i Kr. W tym roku zbadano wpływ ksenonu (Xe) dla nowej konfiguracji DEMO1 (kwiecień 2015). Aby reaktor termojądrowy pracował w odpowiednim reżymie, wymagane jest by moc docierająca do płyty dywertaora była odpowiednio niska (w tym przypadku $< 50\text{MW}$), a z drugiej strony moc wydzielana do warstwy brzegowej (P_{L-H}) była wyższa, niż ta podawana przez prawo Martina określające graniczną moc przechodzącą przez separatory umożliwiającą wystąpienie reżimu z dobrym utrzymaniem plazmy tzw. H-modu (w tym przypadku 132.8MW , dla konfiguracji z kwietnia 2015),

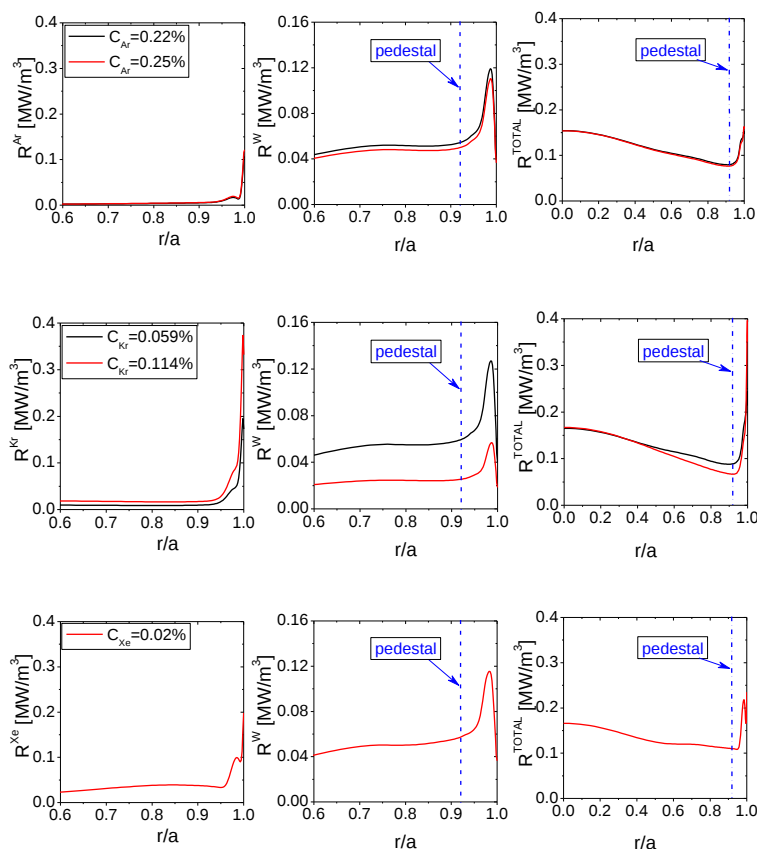
W ramach tego zadania została przeprowadzana analiza wpływu różnych domieszek na optymalne warunki pracy reaktora. Główne parametry plazmy dla reaktora to: tzw. parametr Q (Q-factor) – stosunek energii wydzielonej w reakcji syntezy do energii dostarczonej do plazmy, efektywny ładunek plazmy (Z_{eff}), moc docierająca do płyty (P_{PLATE}), i do brzegu (P_{SOL}) oraz moc konieczna do pracy w wymaganym reżymie H (P_{L-H}), promieniowanie całkowite (P_{TOT}), promieniowanie w obszarze brzegowym (SOL) i promieniowanie wolframu (W).

Wymienione powyżej parametry w zależności od ilości domieszkowania są pokazane na Rys.4.3.4 dla różnych domieszek: Ar, Kr i Xe.

Rozkład promieniowania w obszarze centralnym dla różnych domieszek jest zaprezentowany na Rys.4.3.5.



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



Rys. 4.3.5 Profile promieniowania w obszarze centralnym dla różnego rodzaju domieszkowania: Ar (górną), Kr(środek) i Xe (dół).

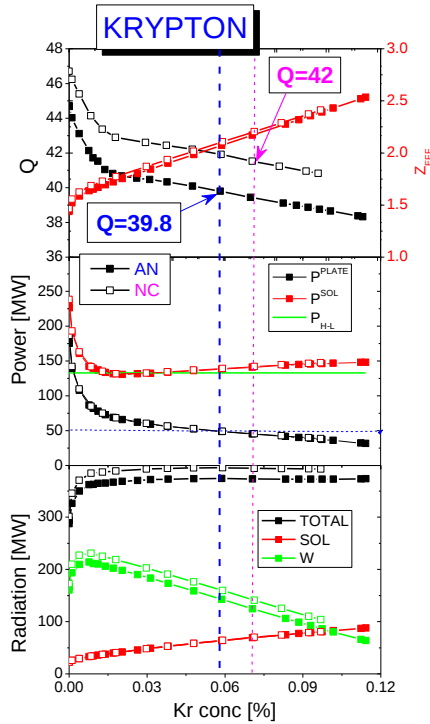
Można zauważyć, że jeśli liczba atomowa (A) domieszki jest duża (np. $A_{Xe} = 54$), to promieniuje ona silniej w obszarze centralnym niż domieszka o małej wartości liczby atomowej ($A_{Ar} = 18$). Zauważmy, że krypton promieniuje bardzo silnie tylko na granicy plazmy brzegowej i centralnej ($r/a = 1$) (Rys. 4.3.5, panel centralny). Z drugiej strony, promieniowanie ksenonu jest intensywne w całym obszarze (panel dolny).

Zostały wykonane obliczenia ze zredukowanym współczynnikiem wybijania (prompt re-deposition). Wyniki pokazują, że redukcja wybijania nie ma wpływu na pracę reaktora DEMO w H-mod dla plazmy domieszkowanej argonem, kryptonem i ksenonem.

Badania wpływu transportu neoklasycznego na parametry wyładowania przeprowadzono dla przypadku domieszkowania z kryptonem. Porównanie parametrów plazmy dla obu modeli transportu: anomalnego (AN) i neoklasycznego (NC) przedstawione są na Rys.4.3.6. Można zauważyć, że transport neoklasyczny ma pozytywny efekt na transport helu (He) - zmniejsza ilość He w obszarze centralnym. W efekcie mamy mniejsze rozcieńczenie plazmy i większą produkcję cząstek alfa oraz wyższy współczynnik Q .

Transport neoklasyczny nie wpływa na:

- promieniowanie w obszarze brzegowym (SOL)
- moc dopływającą do SOL
- moc dostarczaną do płyty dywertyora.



Rys. 4.3.6. Parametry plazmy, w funkcji koncentracji domieszek dla dwóch różnych modeli transportu: anormalnego (AN) i neoklasycznego (NC).

zaplanowanych scenariuszy pracy pod kątem odprowadzania energii z plazmy na drodze wypromieniowania jej przez jony wprowadzanych do plazmy domieszek, aby chronić dywertor przed nadmierną koncentracją mocy.

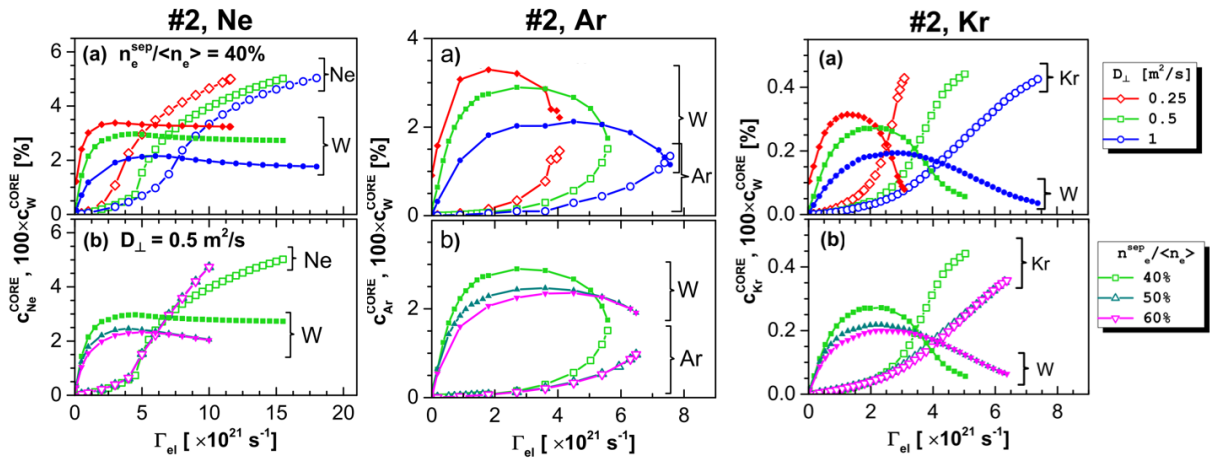
W tym roku w Instytucie zostały przeprowadzone obliczenia za pomocą samouzgdnionego kodu COREDIV dla JT-60SA wyposażonego w dywertor wolframowy. Badano dwa scenariusze pracy urządzenia, scenariusz nr 2 (niska gęstość plazmy, wysoka moc grzania) i 3 (wysoka gęstość plazmy, średnia moc grzania) z domieszkami napuszczanymi Ne, Ar i Kr. W szczególności, przeanalizowano każdy wariant dla różnych wartości dwóch parametrów plazmy: współczynnika dyfuzji radialnej dla jonów plazmy głównej w warstwie brzegowej (ang. *scrape off layer*, SOL) $D_{\perp}$, oraz stosunku gęstości elektronowej na separatrixie do średniej gęstości elektronowej w plazmie głównej $n_e^{sep}/\langle n_e \rangle$. Obliczenia miały na celu znalezienie odpowiednich zakresów domieszkowania, aby warunki panujące na płycie dywertora pozwalały na stabilną pracę tokamaka.

Na samym początku wykonano serię obliczeń mającą na celu dostosowanie parametrów bariery transportowej tak, aby odtworzyć profile temperatury i gęstości elektronowej, jakie zostały uzyskane za pomocą kodu JETTO, który uwzględnia zaawansowany model transportu. Udało się to zrealizować. Następnie przeprowadzono 3 serie obliczeń dla scenariusza 2 (domieszkowanie Ne, Ar oraz Kr) i 1 serię dla scenariusza 3 (domieszkowanie Ne). Dla każdej serii oprócz zmiany poziomu domieszkowania zmieniano dwa wymienione wyżej parametry w zakresie $D_{\perp} \in \{0.25, 0.5, 1\}$ [m²/s] i $n_e^{sep}/\langle n_e \rangle \in \{0.4, 0.5, 0.6\}$. Główną obserwacją jest to, że zwiększanie każdego z tych parametrów skutkuje zwiększonym ekranowaniem jonów domieszek (obniżeniem strumienia jonów domieszek docierających do plazmy centralnej), dotyczy to zwłaszcza W i Kr. Na Rys. 4.4.1 można zobaczyć ten efekt: różne wartości parametrów $D_{\perp}$ i $n_e^{sep}/\langle n_e \rangle$ prowadzą do różnych stężeń równowagowych domieszek w plazmie centralnej tokamaka.

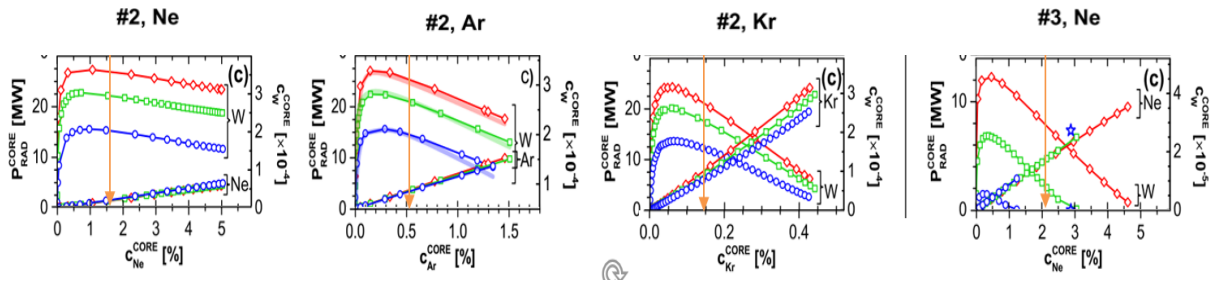
4.4 Samouzgdniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT-60SA.

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

Tokamak JT-60SA jest budowanym obecnie tokamakiem w Japonii z cewkami nadprzewodzącym mającym komplementarnie uzupełnić program badawczy tokamaka ITER. Jest to wspólny projekt Japonii i Unii Europejskiej; uruchomienie tokamaka planowane jest na rok 2019. Początkowo będzie on wyposażony w dywertor węglowy, lecz w zaawansowanej fazie badań planowana jest wymiana na dywertor wolframowy. Prowadzone obecnie intensywne działania, w które zaangażowany jest również IFPiLM, mają na celu m.in. przeanalizowanie

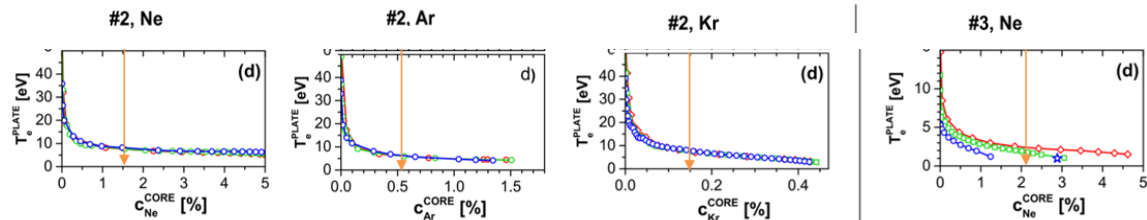


Rys. 4.4.1 Równowagowe stężenia domieszek w rdzeniu w funkcji tempa domieszkowania (przeliczonego na ilość elektronów/s) dla scenariusza 2.



Rys. 4.2.2 Wpływ ekranowania domieszek (przy pomocy zmiany parametru $D_{\perp}$) na całkowite promieniowanie w plazmie głównej w funkcji koncentracji domieszki w plazmie centralnej. Analogiczne wyniki uzyskano dla $n_e^{\text{sep}}/\langle n_e \rangle$ z widoczną saturacją powyżej poziomu 50 % (brak istotnych różnic pomiędzy $n_e^{\text{sep}}/\langle n_e \rangle = 50\%$ i $n_e^{\text{sep}}/\langle n_e \rangle = 60\%$). Pionowa strzałka odpowiada $\langle Z_{\text{eff}} \rangle = 3$.

Promieniowanie Ne jest skoncentrowane w SOL, temperatura na płycie dywerta maleje poniżej 5 eV (Rys. 4.4.2.) i produkcja wolframu (wybijanie przez padający strumień jonów/cząstek) spada, co pozwala na uzyskanie reżimu odłączenia (ang. *detachment*) dla stosunkowo niskich wartości koncentracji Ne w centrum ($c_{\text{Ne}} < 0.69\%$). Sytuacja jest najkorzystniejsza w przypadku $D_{\perp} = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. W przypadku scenariusza 2 temperatura na płycie spada do około 8 eV w przypadku Ne, i około 5 eV dla Ar i Kr (Rys. 4.4.3), co sugeruje użycie w eksperymencie tych dwóch ostatnich domieszek. Jest to spowodowane większą mocą grzania dodatkowego niż w scenariuszu 3 i jednocześnie niższą gęstością elektronową.



Rys. 4.2.3 Temperatura elektronowa na płycie dywerta w funkcji koncentracji domieszki w plazmie centralnej. Strzałką pionową zaznaczono $\langle Z_{\text{eff}} \rangle = 3$.

4.5 Badanie alternatywnych koncepcji dywertora reaktora termojądrowego

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

Ponieważ zakładana moc docierająca do obszaru brzegowego (ang. *Scrape off Layer*, SOL) jest znacznie większa dla przyszłego reaktora DEMO, aniżeli dla współcześnie pracujących tokamaków, ważnym zagadnieniem jest wypromieniowanie jak największej ilości energii w obszarze SOL zanim osiągnie ona powierzchnie dywertorów. Ustalony limit technologiczny wartości strumienia ciepła docierający do dywertora wynosi 5 MWm^{-2} . Z tego względu domieszkowanie jest niezbędne by zredukować całkowitą moc docierającą do płyt dywertora, P_{load} .

Głównym celem planowanych badań jest określenie wpływu zanieczyszczeń powstających w wyniku wybijania materiału ciekło-metalicznego dywertora oraz dodatkowych domieszek wprowadzanych do plazmy brzegowej, dla różnych konfiguracji pola magnetycznego, na zmianę parametrów plazmy centralnej, w której zachodzą reakcje termojądrowe.

Zrealizowano następujące zadania:

- Określenie wpływu różnych typów zanieczyszczeń (Ne, Ar, Kr) na własności plazmy brzegowej
- Badanie własności plazmy brzegowej reaktora DEMO dla różnych warunków brzegowych
- Modelowanie zanieczyszczeń pochodzących z ciekło-metalicznego dywertora w obszarze SOL

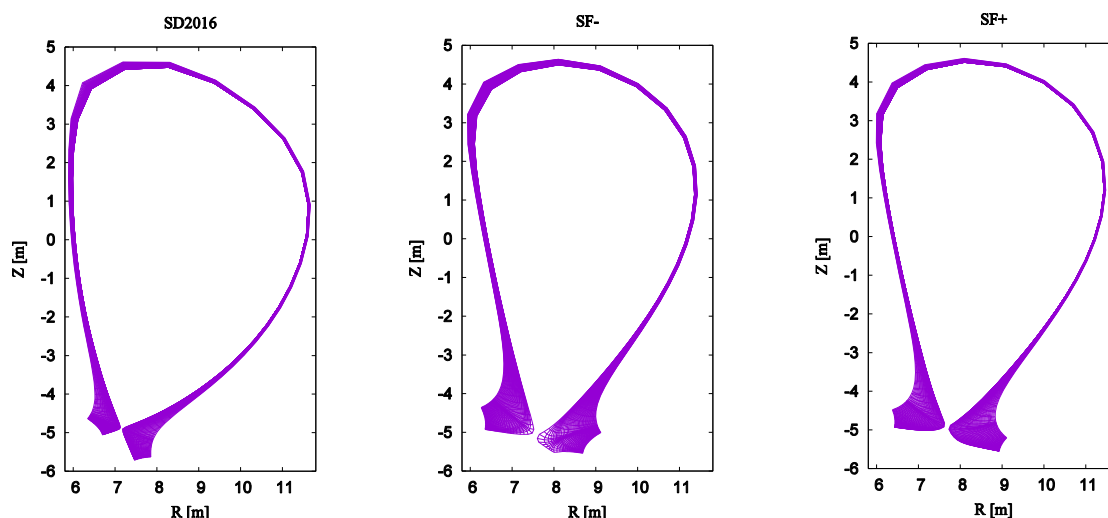
Określenie wpływu różnych typów zanieczyszczeń (Ne, Ar, Kr) na własności plazmy brzegowej

Analiza była zrobiona za pomocy kodu TECXY, w którym stosujemy model transportu plazmy w obszarze SOL opisany układem równań Bragińskiego dla plazmy wieloskładnikowej, w której temperatura elektronowa i jonowa są sobie równe.

Obszar SOL jest pokryty niejednorodną siatką, zagęszczoną w obszarze dywertorów i separatrysy oraz rozrzedzoną poza dywertorem (obszar *mid plane*) i w pobliżu ścian tokamaka. Rozważamy różne typy dywertorów: standardowy układ dywertorów (SD) i dwie konfiguracje płata śniegu (SF- i SF+). Przedstawione są one w płaszczyźnie R - Z współrzędnych toroidalnych na Rys.4.5.1. Różnice w rozkładzie przestrzennym siatek dywertorów SF i SD są szczególnie widoczne w obszarze zerowego pola magnetycznego (ang. *null point*). W przypadku konfiguracji SF linie pola magnetycznego są znacznie bardziej odgięte, a obszar zerowego pola rozleglejszy aniżeli dla przypadku SD, gdzie ostatnia zamknięta linia magnetyczna przebiega blisko *null point* (Rys.4.5.1., środkowy panel).

Wyniki obliczeń numerycznych ukazują, iż wzrost promieniowania w obszarze brzegowym SOL można uzyskać poprzez domieszkowanie. W naszych symulacji używaliśmy różnych domieszek: azot(N), neon (Ne), argon (Ar) i krypton (Kr). W efekcie domieszkowania, następuje spadek całkowitej mocy docierającej do płyt dywertora (P_{load}). Moc docierając do płyt dywertorów niemal liniowo maleje wraz ze wzrostem strumienia domieszek, osiągając wartości bliskie 50 MW. Porównując różne atomy domieszek, nie zauważamy znaczących różnic w spadku P_{load} dla argonu i kryptonu. Wartości mocy do płyty w przypadku domieszkowania argonem maleją w podobnym tempie jak przy domieszkowaniu atomami kryptonu dla konfiguracji SF. Obserwujemy nieznacznie większy spadek mocy płynącej do

dywertorów dla domieszkowania Kr w konfiguracji SD, w której P_{load} spada poniżej 50 MW (patrz Rys.4.5.2, panel a).

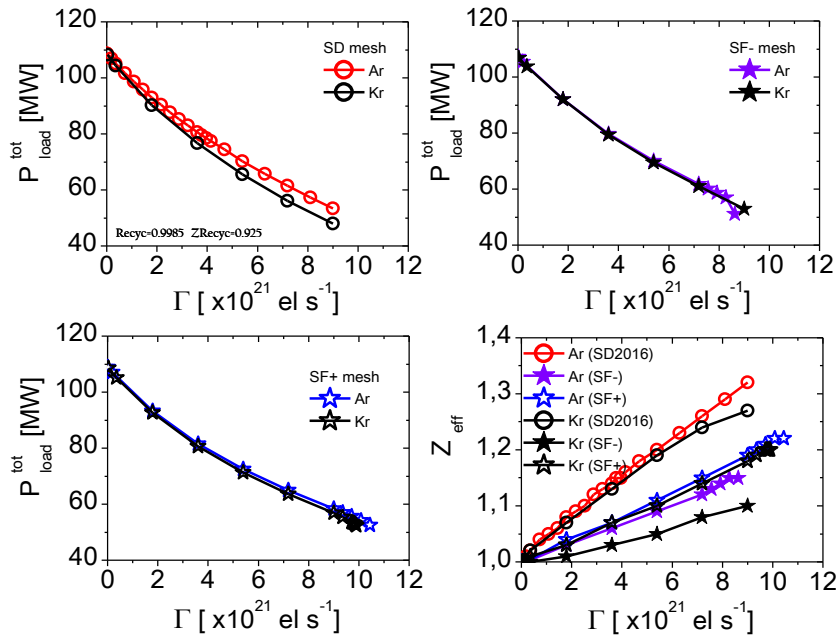


Rys.4.5.1 Siatki numeryczne dla standardowej konfiguracji dywertorowej (lewy panel), konfiguracji płatka śniegu minus (środkowy panel) i płatka śniegu plus (prawy panel).

Z drugiej strony, wartości ładunku efektywnego różnią się znacząco w zależności od typu dywertora. Zależność ładunku efektywnego, Z_{eff} , od domieszkowania jest przedstawiona na Rys.4.5.2 (d). Wartości Z_{eff} dla Ar i Kr w przypadku konfiguracji SD osiągają wartości około 1.3 i 1.1 (1.2), w przypadku konfiguracji SF- (SF+). Pomimo, że ładunek efektywny jest większy dla siatki SD w porównaniu z siatką SF, w ogólności nie jest na tyle duży by można było mówić o istotnym rozcieńczeniu plazmy głównej. Tylko w przypadku układu SF- jest znacząca różnica w Z_{eff} dla różnych domieszek (Ar i Kr).

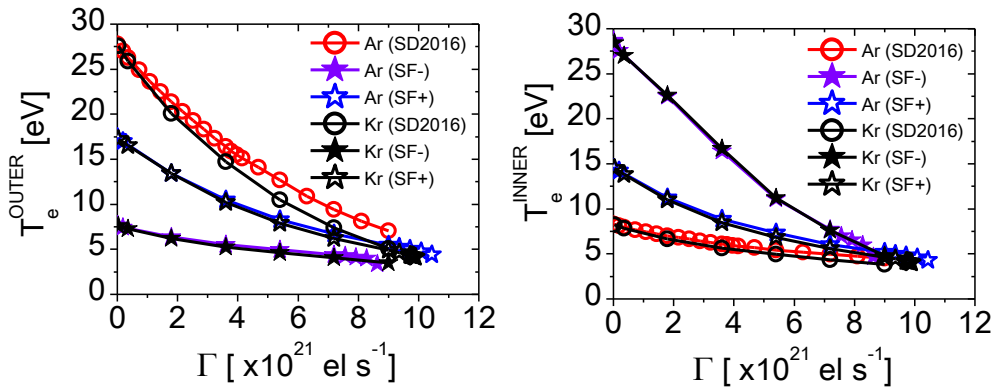
Wraz ze spadkiem mocy obciążającej płyty, obserwujemy spadek temperatury elektronowej na płycie dywertora, przedstawiona na Rys. 4.5.3. Analizując temperatury elektronowe plazmy przy zewnętrznej (Rys.4.5.3, lewy panel) i wewnętrznej (Rys.4.5.3, prawy panel) płycie, dostrzegamy, że T_e szybko spada wraz ze wzrostem strumienia domieszek i osiąga wartość około 5 eV. Zauważmy, że temperatura elektronowa przy zewnętrznej płycie jest najwyższa dla konfiguracji SD, a jej wartość równa się 28 eV, podczas gdy najniższa jest dla siatki SF-, gdzie osiąga około 8 eV. Przeciwnie, T_e na płycie wewnętrznej jest największa dla przypadku SF- i najniższa dla SD.

Wprowadzając domieszkowanie, jesteśmy w stanie znacząco zredukować temperaturę na płytach. Najniższa temperatura elektronowa jest osiągana na zewnętrznej płycie przy domieszkowaniu kryptonom w konfiguracji SF-. Profile temperatur elektronowych na zewnętrznej płycie (Rys. 4.5.4) wskazują, że w przypadku niewielkiego strumienia domieszek (czerwona linia) temperatura na płycie osiąga około 10 eV w wierzchołku zlokalizowanym w połowie długości dywertora. Wyższy strumień atomów kryptonu (Rys. 4.5.4, niebieska i czarna linia) jak również wyższy strumień atomów argonu (nie przedstawiono) powoduje wygładzenie profili T_e i spadek temperatury elektronowej do około 5 eV.

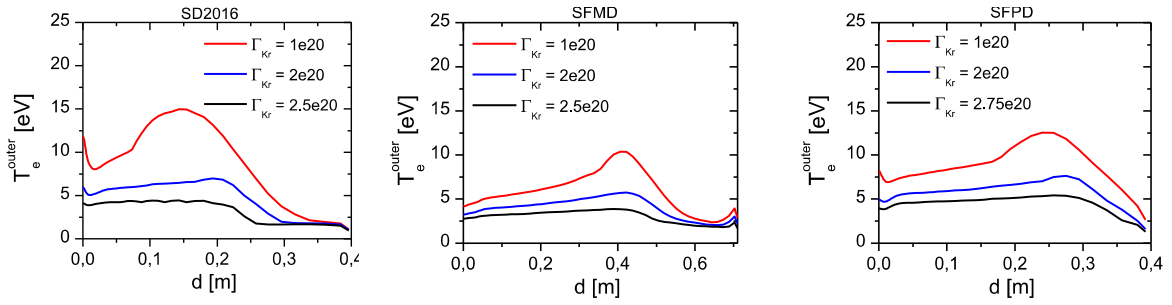


Rys.4.5.2 Moc całkowita obciążająca płyty dywertora w zależności od strumienia atomów argonu (kolorowe symbole) i kryptonu (czarne symbole). Koła, otwarte gwiazdki i pełne gwiazdki odpowiadają konfiguracji standardowej (panel a), płatka śniegu minus (panel b) i płatka śniegu plus (panel c), odpowiednio. Panel d przedstawia wartości ładunków

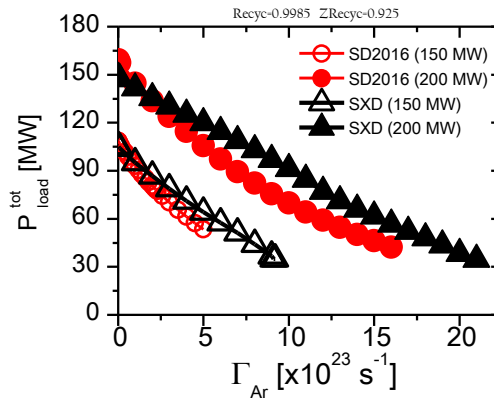
efektywnych dla wyżej wymienionych konfiguracji i domieszek. Moc wpływająca do SOL jest równa 150 MW.



Rys. 4.5.3. Temperatura elektronowa na zewnętrznej (lewy panel) i wewnętrznej (prawy panel) płycie dywertora dla konfiguracji SD (koła), SF- (pełne gwiazdki) i SF+ (pełne gwiazdki). Kolorowe linie odpowiadają domieszkowaniu argonem, zaś czarne linie domieszkowaniu kryptonem.



Rys. 4.5.4 Profile temperatur elektronowych na zewnętrznej płycie dywertora w konfiguracji SD (lewy panel), SF- (środkowy panel) i SF+ (prawy panel). Czerwona linia odpowiada niskiemu strumieniowi domieszek, $\Gamma = 1 \times 10^{20}$, niebieska linia $\Gamma = 2 \times 10^{20}$ i czarna linia wysokiej wartości strumienia domieszek Γ , dla domieszkowania kryptonem.



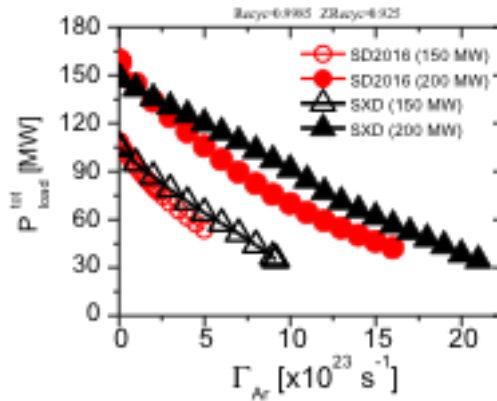
Rys. 4.5.5 Całkowita moc obciążająca płyty dywertora w zależności od strumienia gazu atomów argonu dla konfiguracji SD (koła) i super X-dywertor (trójkąty). Otwarte symbole odpowiadają $P_{SOL} = 150$ MW, zaś pełne symbole $P_{SOL} = 200$ MW.

Badanie własności plazmy brzegowej reaktora DEMO dla różnych warunków brzegowych

Badanie własności plazmy brzegowej dla różnych warunków brzegowych zostało zrealizowane dla:

- różnych mocy wyjściowych (moc przez separatrycę)
- różnych współczynników recyrkulacji plazmy

Symulacje numeryczne zostały przeprowadzone dla następujących wartości strumienia ciepła przechodzącego przez separatrycę, P_{SOL} : 150 MW i 200 MW. Otrzymane wyniki wskazują, że redukcja całkowitej mocy docierającej do płyt dywertora, w przypadku domieszkowania argonem (Rys.4.5.5) i kryptonem (nie pokazano), postępuje z jednakową szybkością niezależnie od mocy wejściowej P_{SOL} . Na Rys.4.5.5 przedstawiona jest zależność mocy docierającej do dywertora od wartości strumienia atomów argonu wprowadzanego do SOL dla $P_{SOL} = 150$ MW (otwarte symbole) i $P_{SOL} = 200$ MW (pełne symbole) w konfiguracji SD (czerwone koła) i super X-dywertor (czarne trójkąty).



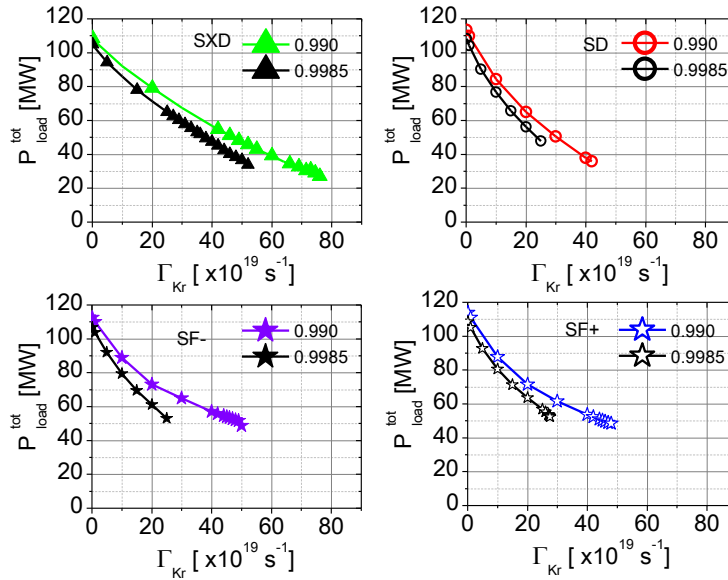
Rys. 4.5.5 Całkowita moc obciążająca płyty dywertora w zależności od strumienia gazu atomów argonu dla konfiguracji SD (koła) i super X-dywertor (trójkąty). Otwarte symbole odpowiadają $P_{\text{SOL}} = 150$ MW, zaś pełne symbole $P_{\text{SOL}} = 200$ MW.

Na obniżenie mocy osiągniętej dywertor silny wpływ ma proces recyrkulacji plazmy przy płycie. Wyniki symulacji numerycznych wskazują, że niewielka zmiana stopnia recyrkulacji plazmy głównej, zdefiniowanego poprzez współczynnik recyklingu R_{rec} , ma istotny wpływ na obniżenie mocy i temperatury na płytach dywertora. Rysunek 4.5.6., ilustruje zależność P_{load} od strumienia gazu domieszek kryptonu dla współczynnika $R_{\text{rec}} = 0.99$ i $R_{\text{rec}} = 0.9985$ w różnych konfiguracjach dywertorowych: SXD (lewy górny panel), SD (prawy górny panel), SF- (lewy dolny panel) i SF+ (prawy dolny panel). Zauważamy, iż zmniejszenie współczynnika R_{rec} z 0.998 do wartości 0.99 powoduje konieczność zwiększenia ilości domieszek wprowadzanych do SOL, aby zredukować P_{load} do podobnych wartości, jak w przypadku $R_{\text{rec}} = 0.9985$ (Rys. 4.5.6). Obniżenie stopnia recyrkulacji spowodowało wolniejszy spadek mocy osiągniętej płytę dywertora. Z drugiej strony, minimalne wartości P_{load} są wyraźnie mniejsze dla mniejszego współczynnika recyrkulacji. Osiągają one wartości poniżej 50 MW dla konfiguracji SF-, SF+, SXD i XD (nie pokazano), a dla konfiguracji SD nawet poniżej 40 MW, w przeciwieństwie do wyższego współczynnika R_{rec} , gdzie minimalna wartość P_{load} jest powyżej 50 MW dla SF-, SF+, SXD i XD oraz powyżej 40 MW dla konfiguracji SD.

Modelowanie zanieczyszczeń pochodzących z ciekło-metalicznego dywertora w obszarze SOL

Przedmiotem badań jest opracowanie koncepcji ciekło-metalicznego dywertora przyszłego reaktora termojądrowego, alternatywnego w stosunku do obecnej koncepcji dywertora stałociałowego. Pokrycie powierzchni dywertora warstwą ciekłego litu lub cyny pozwoli na ochronę płyty dywertorowej przed dużym strumieniem energii z obszaru centralnego. Atomy ciekłometalicznej cyny przedostają się do SOL i obszaru plazmy centralnej. Promieniowanie cyny i wolframu jest pokazane na Rys. 4.5.7.

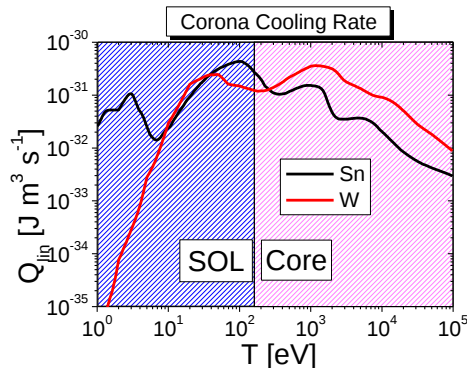
Istotne jest, że cyna (Sn) w przeciwieństwie do wolframu (W) promieniuje bardzo silnie zarówno w obszarze centralnym, jak i w SOL. Modelowanie plazmy w tokamaku z ciekłokrystalicznym dywertorem wymaga więc uwzględnienia transportu plazmy w obszarze centralnym (core) i obszarze brzegowym (SOL), ponieważ równowaga energii w tokamakach zależy silnie od sprzężenia pomiędzy core i SOL, analiza została przeprowadzona z wykorzystaniem kodu COREDIV, modelującym w sposób samouzgodniony własności plazmy w obszarze centralnym i brzegowym.



Rys.4.5.6. Moc całkowita obciążająca płyty dywertora w zależności od strumienia atomów kryptonu. Pełne trójkąty, koła, otwarte gwiazdki i pełne gwiazdki odpowiadają konfiguracji super X-dywertor (lewy górny), standardowej (prawy górny), płatka śniegu minus (prawy dolny) i płatka śniegu plus (lewy dolny), odpowiednio. Kolorowe symbole przedstawiają wartości P_{load} dla współczynnika $R_{rec}=0.99$, zaś czarne dla współczynnika $R_{rec}=0.9985$. Moc wpływająca do SOL jest równa 150 MW.

W celu badania wpływu zanieczyszczeń napływających z brzegu, które wpływają na warunki plazmy centralnej, został stworzony model parowania dla dywertora ciekło-metalicznego. Jest to jednowymiarowy model liczący strumień cząstek odparowanych w zależności od temperatury powierzchni płyty dywertora. Rozkład temperatury od powierzchni płyty dywertora do jego spodu jest funkcją strumienia ciepła padającego na płytę. Model zakłada, że strumień ciepła przechodzący przez płytę do spodu dywertora jest stały i równy strumieniu ciepła padającemu na płytę. Temperatura spodu płyty jest stała i wynosi T_0 . Przyjęto, że jest to temperatura chłodziwa.

Zbadana została zależność procesu parowania cyny od temperatury chłodziwa T_0 dla 100°C, 300°C, 500°C i 700°C oraz dla grubości warstwy cyny równej 2mm i wolframowej podstawy równej 50 mm. Przyjęty kąt nachylenia linii pola magnetycznego do powierzchni dywertora został przyjęty równy 3°. Wyniki symulacji prezentuje Tabela 4.5.1. Wraz ze wzrostem temperatury T_0 wartość P_a i Q nie zmienia się znacząco, a moc przechodząca przez separatryse P_{SOL} jest poniżej progu L-H (132.8MW), który określa graniczną moc przechodzącą przez separatryse umożliwiającą wystąpienie reżimu z dobrym utrzymaniem plazmy tzw. modu H. Zauważmy, że proces parowania jest znaczący dla $T > 500^\circ\text{C}$, a moc obciążająca płytę dywertora jest niższa niż 40MW. Ponadto koncentracja Sn w centrum nie przekracza 0.06%. Mała wartość P_{SOL} wynika z promieniowania cyny w centrum.



Rys. 4.5.7 Równowaga koronowa.

$T_0 [^{\circ}\text{C}]$	100	300	500	700
P_{α}	396.4	393.7	393.1	391.9
$P_{\text{plate}} [\text{M}]$	52.8	47.0	38.1	28.0
$P_{\text{SOL}} [\text{M}]$	124.1	119.2	124.3	119.9
Q	39.6	39.4	39.3	39.2
T_e^{plate}	3.6	3.1	2.6	1.95
Γ_u^{sputt}	6.2E+	5.3E+21	3.8E+21	2.6E+21
Γ_u^{vap}	3.9E+	1.8E+21	3.7E+21	6.2E+21
c_{Sn}	5.5E-2	5.5E-2	5.4E-2	5.4E-2
f_{rad}	0.853	0.865	0.854	0.868

Tabela 4.5.1. Parametry plazmy dla różnych wartości temperatur chłodziwa T_0

Zbadany został również wpływ domieszek na parametry plazmy brzegowej w tokamaku (DEMO) z ciekło-metalicznym, cynowym dywertorem. Plazma została domieszkowana atomami argonu.

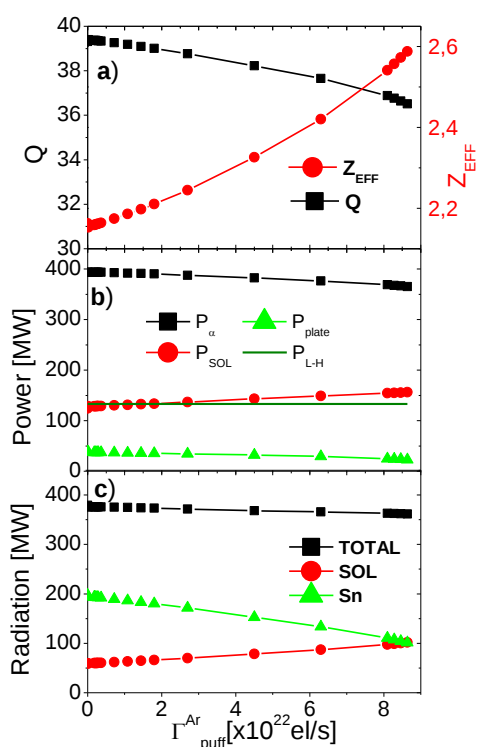
Zależność kluczowych parametrów plazmy od strumienia atomów Ar (Γ_{Ar}) zostały przedstawione na Rys. 4.5.8. Dla dużych wartości $\Gamma_{\text{Ar}} > 2.5 \times 10^{22}$ el/s moc do plazmy brzegowej (P_{SOL}) przekracza próg L-H i pozwala na pracę w pożądanym reżymie (H-mod). W wyniku domieszkowania Ar została uzyskana nieznaczna redukcja całkowitego promieniowania. Wartość współczynnika Q spada jedynie o 4%, a promieniowanie cyny jest niewielką częścią całkowitego promieniowania w centrum. Promieniowanie cyny w SOL stanowi 50% całkowitego promieniowania w SOL przy niskim poziomie strumienia atomów Ar o około 20% przy dużym strumieniu Ar. Następuje redukcja promieniowania cyny w SOL na rzecz wzrostu promieniowania argonu, powodując redukcję mocy docierającej do płyt dywertora do 23 MW. W przypadku braku domieszkowania argonem proces wybijania i parowania z płyty ma jednakowy wkład do strumienia atomów wychodzących z dywertora. Wraz ze wzrostem strumienia domieszek parowanie spada przestając odgrywać znaczącą rolę, a strumień atomów wybijanych pozostaje niezmienny.

4.6 Modelowanie scenariuszy pracy ze spalaniem termojądrowym w reaktorze ITER

Zadanie realizowane w ramach pakietu Eurofusion WP-ER: *Integrated core-SOL modelling of plasma evolution and performance for burning plasma regimes in ITER*.

Głównym celem tego zadania była analiza wpływu różnych parametrów plazmy na transport domieszek (wolframu pochodzącego z płyty dywertora i domieszek dodatkowych) w warstwie brzegowej i poprzez separatory – do rdzenia plazmy w reaktorze ITER. Służyć ma to do określenia warunków, przy których promieniowanie wolframu w centrum jest zminimalizowane, i jednocześnie promieniowanie domieszki w obszarze brzegowym jest możliwie jak największe. Czynnikiem regulującym to jest koncentracja napuszczanej dodatkowo domieszki. Żeby określić wpływ różnych rodzajów domieszek (Ne, Ar, Kr) na parametry wyładowania a w szczególności na akumulację wolframu w obszarze centralnym i na parametry pracy dywertora, była przeprowadzona symulacja za pomocą kodu COREDIV

dla urządzenia ITER dla induktywnego reżymu, przy następujących parametrach: $I_{pl}=15$ MA, $B_{tor}=5.3$ T, $P_{AUX}=52$ MW, gdzie I_{pl} jest to prąd w plazmie, B_{tor} jest to toroidalne pole magnetyczne, P_{aux} to grzanie zewnętrzne plazmy. Obliczenia były wykonane dla gęstości elektronowej $\langle n_e \rangle_{line}=1.01 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, przy założeniu, że domieszkowanie berylu, pochodzącego ze ścianki, wynosi $\Gamma^{Be}=1 \times 10^{21} \text{ 1/s}$. Ze względu na obecność ograniczenia (10 MW/m^2) maksymalnej mocy dochodzącej do płyty dywertora, urządzenie ITER musi pracować z dodatkowym domieszkowaniem. W naszych obliczeniach, wykonanych w ubiegłym roku (2015) jako domieszki przyjmowaliśmy neon (Ne) i argon (Ar). W tym roku skupiliśmy się na domieszkowaniu cięższym gazem - kryptonem (Kr).



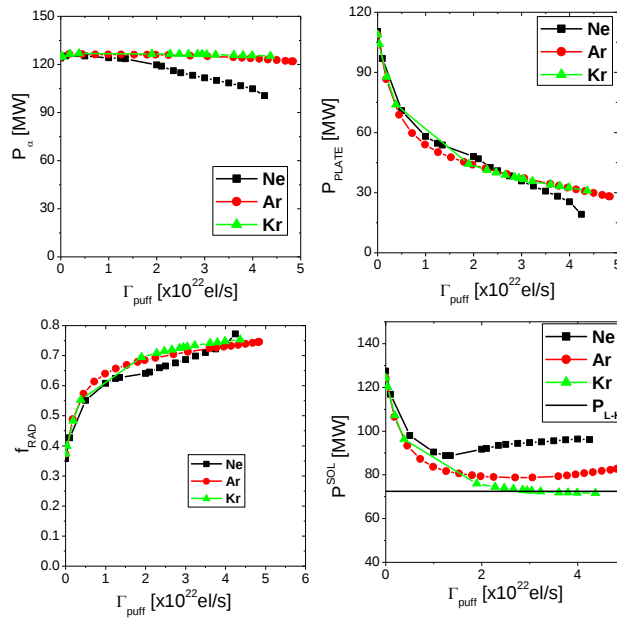
Rys.4.5.8 Parametry plazmy w zależności od strumienia atomów argonu

Porównanie głównych parametrów plazmy dla różnego rodzaju domieszkowania: Ne, Ar i Kr przedstawione jest na Rys.4.6.1. Moc pochodząca z reakcji syntezy jest większa dla domieszki z większą liczbą atomową (największa dla kryptonu), a najniższa w przypadku neonu. Dla Ne obserwujemy silne rozrzedzenie plazmy. Moc grzania termojądrowego maleje w tym przypadku o około 20%.

Obserwujemy, że dla różnego rodzaju domieszkowania efektywność promieniowania jest taka sama, ale widoczna jest duża różnica w mocy dostarczanej do obszaru brzegowego, która jest kluczowa dla pracy reaktora. Moc transmitowana przez separatoryse do obszaru brzegowego jest dużo powyżej mocy granicznej wymaganej dla pracy w modzie H w przypadku neonu. W przypadku kryptonu, widzimy, że jest ona poniżej tego limitu. Dla kryptonu nie jest więc możliwa praca w pożądanym reżymie.

Różne rodzaje promieniowania plazmy przedstawione są na Rys.4.6.2.

Najwięcej w brzegu promieniuje neon, a najmniej krypton. W obszarze centralnym (dolny lewy rysunek) jest na odwrót. Widzimy, że neon bardzo efektywnie zastępuje promieniowanie wolframu. Głównym wnioskiem z tej serii obliczeń jest stwierdzenie, że optymalną domieszką dla ITER-a przy tych gęstościach plazmy to neon.



Rys.4.6.1 Parametry plazmy dla różnych ilości domieszkowania neonu, argonu i kryptonu dla $\zeta=0.35$: alfa power (P_α), moc do płyty dywertora (P_{PLATE}), efektywność promieniowania (f_{RAD}) moc do obszaru brzegowego (P^{SOL}) i graniczna moc ($P_{\text{L-H}}$) i radialna dyfuzji w obszarze brzegowym: $D^{\text{SOL}}_{\text{rad}}=0.5\text{m}^2/\text{s}$.

W modelu, używanym w kodzie COREDIV, stosunek pomiędzy dyfuzją cząstek i przewodnictwem cieplnym jest swobodnym parametrem ($\zeta = D/\chi_e$). W działających tokamakach, wielkość ta ma mały wpływ na ich pracę, ale w reaktorze fuzyjnym (ITER), gdzie produktem syntezy jest hel sytuacja może być inna. Aby to sprawdzić przeanalizowaliśmy wpływ parametru ζ na pracę reaktora dla dwóch jego wartości: 0.100, i 0.350. Główne parametry plazmy są przedstawione na Rys.4.6.3.

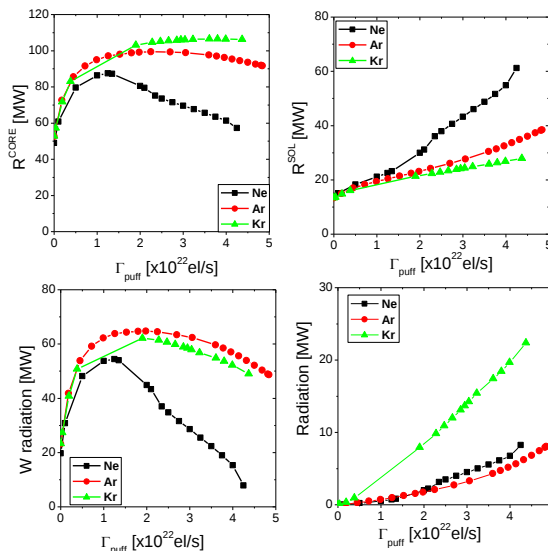
Parametr ζ , od którego zależy transport helu, bardzo silnie wpływa na pracę ITER-a: dla małych współczynników, obserwowana jest akumulacja helu (dochodzi do 7%), rozcieńczenie paliwa i dużo niższa energia z reakcji syntezy o 20%. W konsekwencji maleje moc przechodząca przez separatryse.

Trwają testy modelu dla ELM-ów do oceny wpływu ELM-ów na produkcję domieszek w eksperymencie ITER.

4.4 Samouzgodniona analiza transportu plazmy w tokamaku JT-60SA

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń stwierdzono, iż w badanych scenariuszach bez użycia domieszek napuszczających moc docierająca do płyty jest zbyt duża (powodowałaby zniszczenie płyty dywertora) i ich użycie jest nieuniknione. Istotnym źródłem strat jest promieniowanie W, które może być zastąpione częściowo promieniowaniem Ne (scenariusz 3) lub Kr (scenariusz 2). Zwłaszcza ten pierwszy wariant prezentuje szeroki zakres akceptowalnych wartości domieszkowania z powodu wyższej zaplanowanej gęstości elektronowej.

Należy zaznaczyć, iż akceptowalne warunki na płycie dywertora osiągane są dopiero dla wariantów ze stosunkowo dużym średnim ładunkiem efektywnym ($\langle Z_{\text{eff}} \rangle \sim 3$), co powoduje dość duże rozcieńczenie plazmy głównej przez domieszki. Z uwagi na ten fakt zastosowanie tego scenariusza z Kr i Ar dla potrzeb fuzyji jądrowej jest ograniczone ($\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ nie powinno



Rys.4.6.2. Różne rodzaje promieniowania: w obszarze centralnym (core) (R_{CORE}) i brzegowym (SOL) (R_{SOL}); promieniowanie wolframu (W) w obszarze centralnym i promieniowanie różnych napuszczanych domieszek: Ne, Ar i Kr w obszarze centralnym przekraczać 1.8).

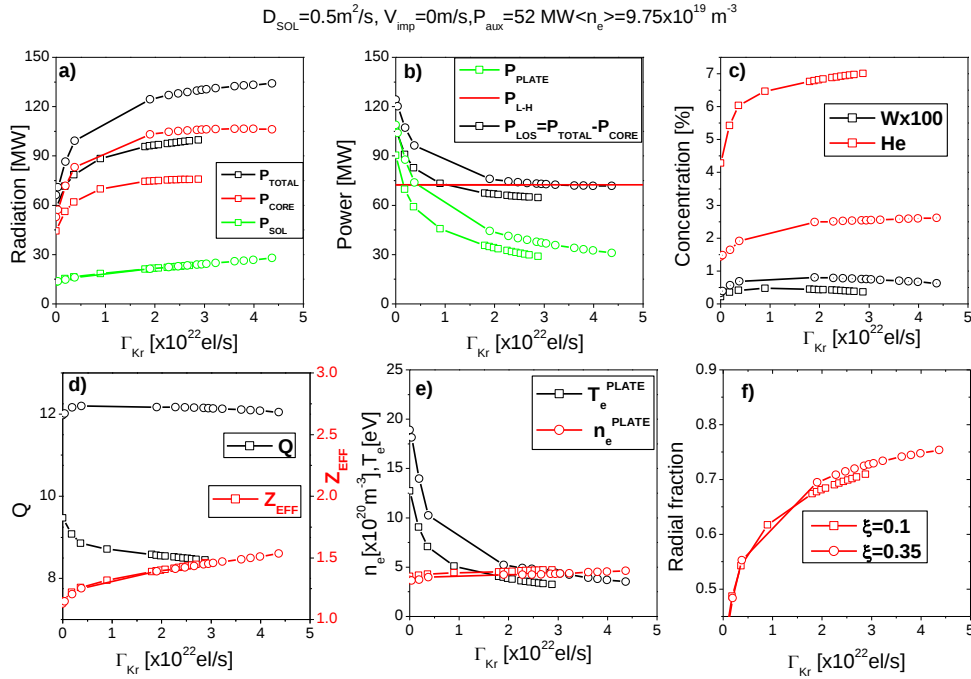
W porównaniu z poprzednimi obliczeniami dla konfiguracji z dywertorem węglowym można zauważyć, że domieszki zachowują się analogicznie w odpowiadających sobie wariantach. Kluczową różnicą jest brak ciężkiej domieszki, takiej jak W. Przez to w przypadku z dywertorem węglowym nie można było uzyskać wystarczającego obniżenia mocy docierającej do płyty dywertora. Zastosowanie W jako dywertora wydaje się rozwiązywać ten problem.

4.5 Badanie alternatywnych koncepcji dywertora reaktora termojądrowego

Na podstawie symulacji numerycznych z zastosowaniem kodu TECXY dla różnych zanieczyszczeń i konfiguracji dywertorowych zauważamy, że:

- Domieszkowanie kryptonem i argonem ma podobny efekt na redukcję całkowitej mocy docierającej do płyt dywertorów, choć w przypadku układu SD krypton pozwala zredukować moc poniżej 48 MW, podczas gdy domieszki Ar do około 54 MW.
- Plazma tokamaka DEMO nie doświadcza rozcieńczenia w przypadku domieszkowania argonem i kryptonem. Wzrost ładunku efektywnego przy domieszkowaniu atomami Ar i Kr jest obserwowany dla wszystkich konfiguracji i osiąga wartość maksymalną około 1.35
- Narastający strumień domieszek powoduje znaczący spadek temperatury elektronowej na płytach dywertora do około 5 eV dla SF- i SF+ konfiguracji
- Konfiguracja SF- wydaje się najodpowiedniejszą konfiguracją dywertorową dla tokamaka DEMO z przeanalizowanych tu konfiguracji. Zauważmy, że wartości T_e na wewnętrznej i zewnętrznej płycie nie wahają się znacznie w przypadku małego domieszkowania.
- Domieszkowanie Ar i Kr pozwala osiągnąć wartość temperatury elektronowej spełniającej wymagania technologiczne stawiane reaktorowi DEMO.
- Współczynnik recyrkulacji istotnie wpływa na domieszkowanie. Jego wzrost powoduje zwiększenie szybkości redukcji mocy docierającej do płyty (P_{load})

strumieniem atomów domieszek oraz wzrost wartości minimalnej P_{load} osiąganą przez domieszkowanie.



Rys.4.6.3. Parametry plazmy dla różnych wartości domieszkowania kryptonu: (a) całkowita moc promieniowania (P_{TOTAL}), moc promieniowania w obszarze centralnym (core) (P_{CORE}) i brzegowym (SOL) (P_{SOL}); (b) moc do płyty (P_{PLATE}), do obszaru brzegowego (P_{LOSS}), graniczna moc (P_{L-H}); (c) koncentracja W and He (d), efektywny ładunek (Z_{EFF}) i fuzyjny zysk Q ; (d) temperatura i gęstość elektronowa na płycie dywerta i (e) efektywność promieniowania dla dwóch różnych współczynników $\zeta=0.100, 0.350$ i dyfuzji radialna w obszarze brzegowym : $D_{rad}^{SOL}=0.5m^2/s$

Nasze wyniki dla cynowego dywerta są bardzo optymistyczne, uzyskany rozwiązania pokazują możliwości pracy w porzadnym reżimie dla reaktora i ograniczenie mocy dopływająca do płyty dywerta.

Został opracowany i zaimplementowany do kodów COREDIV i TEXCY model, opisujący parowanie z płyty dywerta ciekło-metalicznego.

4.6 Modelowanie scenariuszy pracy ze spalaniem termojądrowym w reaktorze ITER

Obliczenia kodem COREDIV dla tokamaka ITER pokazują, że:

- dla $\zeta = 0.1$ i domieszkowania ($\Gamma_{Kr} > 2.5 \times 10^{22} \text{el/s}$) istnieje możliwość pracy w modzie H, ale parametr $Q < 9$.
- dla $\zeta = 0.35$ nie możliwa jest praca tokamaka ITER w reżimie z dużym utrzymaniem tzw. H-mod.

5. Udział w eksperymentach na tokamaku JET i ASDEX-U

A. Czarnecka, agata.czarnecka@ifpilm.pl

I. Opis

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

Zadanie realizowane w ramach pakietu Eurofusion WPJET1: JET Campaigns & JET analysis.

Joint European Torus (JET) zlokalizowany w Wielkiej Brytanii jest obecnie największym na świecie urządzeniem fuzyjnym, wykorzystywanym wspólnie przez ponad 40 laboratoriów europejskich. Eksploatacja naukowa JET jest organizowana przez konsorcjum EUROfusion i zarządzana przez Programme Management Unit (PMU). Program naukowy i technologiczny JET jest podzielony na cztery pakiety robocze (WP). Pierwszym z nich jest pakiet Eurofusion WPJET1: JET Campaigns & JET analysis. Kampania eksperymentalna na układzie JET w 2016 roku poświęcona była optymalizacji reżimów pracy ITER-a (budowanego eksperymentalnego reaktora termojądrowego) oraz optymalnego przygotowania kampanii DT z deuterem i trytem na tokamaku JET. W 2016 po raz pierwszy zastosowano ponad 30 MW mocy dodatkowego grzania (NBI+ICRH) w obecności tzw. ITER-like wall, czyli pierwszej ściany tokamaka wykonanej z komponentów berylowych i wolframowych. Aby pokryć całą gamę gazów roboczych przewidzianych dla ITER-a, na tokamaku JET przeprowadzono oprócz kampanii z deuterem także kampanię z wodorem i helem. Obszar badań o wysokim priorytecie dotyczył tzw. disruption mitigation, czyli łagodzenie przyczyn odpowiedzialnych za zerwanie sznura plazmowego, wysoko radiacyjnej plazmy z zewnętrznym domieszkowaniem (tzw. impurity seeding), kontroli zanieczyszczeń w plazmie centralnej pochodzących z komponentów pierwszej ściany, skalowania przejścia z L do H modu (reżimu z niskim i wysokim utrzymywaniem plazmy), fizyki neutronów i szybkich cząstek. Wraz z opracowaniem scenariuszy plazmy i grzania, duży nacisk kładziony był na opracowanie podstaw fizycznych, w celu ekstrapolacji poprzez zintegrowane modelowanie wyników z JET do ITER-a i DEMO (prototypowej elektrowni termojądrowej).

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

Zadanie było realizowane w ramach pakietu Eurofusion WPMST1: Medium Size Tokamak campaigns.

Eksperymenty na tokamakach średnich rozmiarów (tzw. medium-size tokamaks MST) stanowiły uzupełnienie badań prowadzonych na tokamaku JET. Aktywność w ramach zadań MST obejmowały obszary, gdzie urządzenia te mają unikatowe możliwości. W 2016 roku w ramach pakietu roboczego WPMST1: Medium Size Tokamak campaigns przeprowadzono eksperymenty na dwóch tokamakach ASDEX-Upgrade (AUG) i TCV. Tokamak ASDEX-Upgrade (Axially Symmetric Divertor Experiment) zlokalizowany jest w Garching (Niemcy) i prowadzony przez Max-Planck-Institute für Plasma Physics. Tokamak TCV (Tokamak à Configuration Variable) znajdujący się w Lozannie (Szwajcaria) jest prowadzony przez Swiss Plasma Centre. AUG wraz ze swoją wolframową pierwszą ścianą odgrywa ważną rolę w eksperymentach z metalicznymi komponentami. Zyskuje także w wyniku instalacji nowej anteny grzania ICRH (tzw. three straps ICRH antenna), która ma pozwolić na zwiększenie mocy grzania przy jednoczesnej minimalizacji wolframu w plazmie uwalnianego na skutek rektyfikowanego efektu *RF sheath*. Główny celem kampanii MST1 w 2016 r. była kontrola obciążeń termicznych dywertora z wysoką frakcją promieniowania (>80%), uzyskaną dzięki

zewnętrznemu domieszkowaniu plazmy w odpowiednich scenariuszach dla ITER-a. Zademonstrowanie tłumienia ELM-ów (edge localized modes). Badanie i optymalizacja technik iniekcji gazów, w celu zwiększenia wydajności grzania.

II. Wykaz osiągnięć będących efektem realizacji projektu

Udział w badaniach na tokamaku JET i analizy wyników eksperymentalnych

W ramach badań na tokamaku JET przeprowadzone zostały symulacje komputerowe wyładowań (strzałów) uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnej C35-C36. Dla różnych scenariuszy wyładowań w obszarze plazmy centralnej i w warstwie brzegowej (obszar SOL – Scrape Off Layer) dokonana została analiza transportu występujących w plazmie jonów zanieczyszczeń: wolframu, berylu. Przeprowadzono symulacje komputerowe dla wyładowań z zewnętrznym domieszkowaniem plazmy za pomocą azotu (N), neonu (Ne), argonu (Ar) i kryptonu (Kr). Wyniki analiz numerycznych zostały porównane z danymi eksperymentalnymi.

W szczególności, pod kątem domieszkowania było analizowane wyładowanie eksperymentalne #87194. Główne parametry to: prąd w plazmie $I_p = 2.6$ MA, toroidalne pole magnetyczne $B_T = 2.5$ T, moc grzania zewnętrznego przy pomocy wiązki atomów neutralnych (ang. NBI) $PNBI = 20$ MW, moc grzania falami elektromagnetycznymi $PICRH = 5$ MW, średnia objętościowa gęstość elektronowa plazmy $\langle n_e \rangle = 6.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (elektronowa gęstość na separatrixie (ostatnia zamknięta magnetyczna powierzchnia) $n_{es} = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Obliczenia przeprowadzono za pomocą kodu COREDIV dla różnych rodzajów domieszkowania: N, Ne, Ar i Kr.

Stwierdziliśmy, że:

- maksymalne promieniowanie było uzyskane w przypadku neonu: 80%
- dla wszystkich domieszek przy maksymalnej ilości gazu moc do płyty dywertora spada do około 2-4 MW
- temperatura na płycie dochodzi do 2 eV, co oznacza osiągnięcie warunków tzw. „semi-detachment”-u
- promieniowanie wolframu maleje ze wzrostem liczby atomowej domieszki, w przypadku domieszkowania Kr promieniowanie wolframu jest na poziomie 10% całości strat radiacyjnych
- tylko w przypadku azotu promieniowanie jest zlokalizowane przy separatrixie
- krypton promieniuje silnie w obszarze piedestału, dlatego należy oczekiwać, iż będzie miał wpływ na warunki tam panujące
- tylko w przypadku Kr obserwuje się, że wybijanie wolframu z płyty dywertora jest prawie zerowe ($CW \sim 2 \times 10^{-5}$)

Analizowano również wyładowanie #82722 przy pomocy kodu ETS (European Transport Solver). Uzyskano dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi dla koncentracji wolframu i efektywnego ładunku.

Do przygotowania kampanii eksperymentalnej deuter-tryt (DT), potrzebna jest analiza wyników z eksperymentalnych strzałów z samym deuterem (DD). Symulacje wyładowań w tokamaku JET miały również na celu:

- wsparcie na etapie przygotowywania sesji eksperymentalnych,
- przeprowadzenie ekstrapolacji wyników teoretycznych dla scenariusza deuter-tryt (DT) w JET z dywertorem wolframowym i ścianką berylową na potrzeby planowanej kampanii eksperymentalnej DTE2,

- zrozumienie wpływu produkcji i transportu zanieczyszczeń na parametry wyładowania w plazmie.

Została dokonana analiza scenariuszy przy następujących parametrach: prąd w plazmie $I_p=2.5; 3; 3.5; 4$ i 4.5 MA, toroidalne pole magnetyczne BT, które jest funkcją prądu plazmowego, otrzymano poprzez wyrażenie $BT [T]=(3.8/4.5) \times I_p [MA]$, przy stałym współczynniku linowej gęstości elektronowej do tzw. gęstości Greenwalda wynoszącym 0.62. W kolejnych symulacjach dla różnych prądów w plazmie zastosowano grzanie zewnętrzne $P_{aux}=15.2; 20.5; 26.4; 32.9$ oraz 40 MW, odpowiednio, bez domieszkowania zewnętrznego. Obliczenia za pomocą kodu COREDIV pokazały, iż: moc promieniowania plazmy w stosunku do mocy wejściowej (f_{RAD}) nie zależy od czynnika H98 i prądu plazmowego

W następnym etapie przeanalizowano wyładowania z domieszkowaniem plazmy za pomocą neonu. Główne wnioski to:

- ze zwiększaniem ilości domieszki następuje degradacja utrzymania plazmy
- domieszki nie mają wpływu na parametr β
- dla wszystkich analizowanych scenariuszy koncentracja wolframu jest $\ll 10^{-4}$

Symulacje za pomocą kodu TECXY nie były przeprowadzone z powodu problemów z generacją siatki numerycznej dla konfiguracji magnetycznej tokamak JET.

Poza modelowaniem numerycznym prowadzone były badania spektroskopowe plazmy w zakresie VUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR). Dokonana została odpowiednia analiza danych uzyskanych z różnych diagnostyk spektroskopowych w ramach kampanii eksperymentalnych C35&C36 (2015/2016 r.) oraz C37 (2016 r.) na tokamaku JET. Prace te pozwoliły wyznaczyć skład zanieczyszczeń plazmy poprzez analizę widm rejestrowanych za pomocą diagnostyk KT2 (VUV broadband spectroscopy), KT7D (divertor VUV and XUV spectroscopy) i kamer SXR. Dane z SXR pozwoliły także na uzyskanie rekonstrukcji 2D promieniowania plazmy w tym zakresie. W trakcie kampanii prowadzono prace nad wykonaniem cross-kalibracji diagnostyki KT1 z wcześniej wykalibrowanymi diagnostykami spektralnymi KT7/1 i KT7/2. Kalibracja wykonywana była w oparciu o intensywności linii Niklu (Ni XVIII) o długości fali 29.2 nm oraz 32.0 nm. Otrzymane wyniki okazały się istotnym postępem w kwestii kalibracji urządzenia diagnostycznego KT1. Będą one miały wpływ na dokładność uzyskiwanych danych podczas kolejnych eksperymentów.

Na podstawie linii spektralnych pochodzących od różnych pierwiastków dokonano identyfikacji zanieczyszczeń występujących w plazmie oraz wyznaczono koncentrację metalicznych zanieczyszczeń plazmy, takich jak W, Ni, Cu, Mo. Prace prowadzono dla dwóch alternatywnych scenariuszy plazmy tzw. baseline scenario (eksperyment M15-01), a także hybryd scenario (eksperyment M15-02) w obecności ITER-Like Wall (ILW). W przypadku obu scenariuszy przeprowadzone zostały badania w następujących obszarach:

- Badanie wpływu zewnętrznego domieszkowania plazmy na wewnętrzne zanieczyszczenia.

W trakcie eksperymentu badany był wpływ iniekcji Ne na obserwowane zanieczyszczenia plazmy takie jak W, Mo, Cu, Ni, W. Zaobserwowano wzrost mocy promieniowania, efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} , jak i również koncentracji metalicznych zanieczyszczeń wraz ze wzrostem ilości Ne. W trakcie eksperymentu badany był także wpływ iniekcji N na obserwowane zanieczyszczenia plazmy. Większą moc promieniowania w centrum obserwowano w wyładowaniach bez N. Ocena ta została dokonana na podstawie rekonstrukcji promieniowania plazmy przy użyciu kamer SXR.

- Badanie wpływu różnych częstotliwości modów brzegowych ELM (Edge Localized Mode) na zanieczyszczenia obserwowane w plazmie.

Dla pięciu różnych częstotliwości ELM z zakresu 40 – 80 Hz przeprowadzono analizy mające na celu ocenę ich wpływu zarówno na koncentrację występujących zanieczyszczeń, jak i całkowitą moc promieniowania. Dla wyższych częstotliwości ELM obserwowano niższą koncentrację Ni i W w rdzeniu plazmy oraz wyższą koncentrację Ni na jej brzegu. Jednocześnie obserwowano mniejsze promieniowanie plazmy w zakresie SXR oraz niższą moc promieniowania mierzonego przez detektory bolometryczne.

- Aktywność MHD, a zanieczyszczenia plazmy.

Kolejnym analizowanym zagadnieniem była ocena występowania modów magneto hydrodynamicznych (MHD) na akumulację zanieczyszczeń w plazmie. Porównano dwa wyładowania o jednakowej mocy grzania NBI i ICRH, które charakteryzowały się zbliżonymi parametrami plazmy. W wyładowaniu #89293 obserwowano mod MHD $n=2$, natomiast w wyładowaniu #89299 obserwowano mod MHD $n=1$. W czasie występowania niestabilności MHD porównano koncentracje zanieczyszczeń oraz dokonano 2D rekonstrukcję promieniowania. W badanych wyładowaniach większą moc promieniowania i koncentrację zanieczyszczeń obserwowano podczas występowania modu MHD. Wzmocniona akumulacja zanieczyszczeń podczas niestabilności MHD wymaga dalszych badań.

- Divertor strike-point sweeping.

Kolejny obszar badań obejmował zmianę pozycji tzw. strike-pointu na płycie divertorowej nr 6. W przeprowadzonym eksperymencie dokonano zmiany położenia o 3 cm- i 6 cm- w stosunku do układu z wyładowania referencyjnego. Dla wyższej wartości sweeping'u udało się uzyskać niższą temperaturę płyty divertorowej. Wraz ze sweeping'iem obserwowano wyższą koncentrację zanieczyszczeń i promieniowania w SXR w obszarze plazmy centralnej. Ponadto, prowadzone były badania zachowania zanieczyszczeń w eksperymentach mających na celu optymalizację jonowego grzania cyklotronowego ICRH w tokamaku w reżimie modu H oraz dla przyszłej plazmy deuterowo-trytowej (DT). Porównano produkcję zanieczyszczeń podczas działania dwóch typów anten, tzw. anteny A2 (składającej się z 4 anten o nazwie A, B, C, D) oraz ITER-like anteny (ILA). Okazało się, że ILA produkuje około 20 % mniej zanieczyszczeń wolframu i promieniowania z plazmy dla jednakowej mocy grzania. Zaobserwowano różnice w poziomie zanieczyszczeń plazmy przy działaniu różnych kombinacji anten A2 na jeden MW mocy grzania. W innym eksperymencie, w którym różne anteny (ILA, D, A+B) działały naprzemiennie, zmieniano współczynnik q_{95} określający stosunek między toroidalnym polem magnetycznym a prądem plazmy. Okazało się, że moc promieniowania oraz koncentracja W i Ni wzrastała wraz ze spadkiem q_{95} . Najmniejsza moc promieniowania oraz koncentracja zanieczyszczeń obserwowana była podczas działania anteny ILA, potem anteny D, a największa dla działających jednocześnie anten A+B. Podobne wnioski wysunięto na podstawie 2D tomografii promieniowania SXR. W celu optymalizacji grzania ICRH w modzie H, badano wpływ iniekcji deuteru do plazmy. Okazało się, że koncentracja zanieczyszczeń maleje wraz ze wzrostem ilości wstrzykiwanego gazu. Miejsce, z którego gaz jest wstrzykiwany ma wpływ zarówno na wydajność grzania jak i na koncentrację zanieczyszczeń. Najlepsze wyniki osiągnięto, kiedy deuter był wpuszczany z modułów umieszczonych w tzw. środkowym planie (mid-plane) komory próżniowej urządzenia. W celu opracowania scenariuszy grzania ICRH w plazmie DT, testowano grzanie ICRH o częstotliwościach rezonansowych różnych pierwiastków składu mniejszościowego paliwa. Był to H, ^3He oraz $\text{H}+^3\text{He}$. W trakcie eksperymentów zmieniano koncentrację tych pierwiastków. Badania przeprowadzono dla plazmy deuterowej oraz wodorowej. Dla każdego z tych scenariuszy obserwowano inne zachowanie zanieczyszczeń. Ich koncentracja rosła

wraz z mocą grzania i największa była w przypadku rezonansowego grzania jonów H, mniejsza w przypadku ^3He i najmniejsza dla $\text{H}+^3\text{He}$. Było to zgodne z wynikami promieniowania plazmy uzyskanymi z bolometru i diagnostyki SXR.

Po raz pierwszy testowano tzw. three ion ICRH scenario D-(^3He)-H, w którym zmieniano kompozycję plazmy (H/H+D między 75-92 % i $^3\text{He}<0.3$ %) oraz fazę anteny ICRH (dipol, $+\pi/2$). Dla większych mocy grzania, koncentracja W i Ni bliżej plazmy brzegowej była mniejsza w przypadku fazy $+\pi/2$ w porównaniu do fazy dipolowej. W przeszłości obserwowano, na różnych urządzeniach, sytuację odwrotną. Świadczy to o odmienności tego scenariusza grzania i dobrej absorpcji fali elektromagnetycznej w plazmie.

Dla różnych scenariuszy plazmy w ramach eksperymentu M15-26 "Isotope effect on edge and core transport" zostały wykonane także rekonstrukcje tomograficzne danych z detektorów bolometrycznych. Uzyskane parametry plazmy przyczyniły się do analizy wyników eksperymentu pod względem zmian radiacyjnych zachodzących w plazmie.

W ramach wspomnianych kampanii eksperymentalnych przeanalizowano wiele wyładowań. Prace w tej tematyce są nadal kontynuowane. Mają one na celu zoptymalizowanie scenariuszy operacyjnych. Przeprowadzone badania przyczyniają się do opracowania technik chroniących przed akumulacją ciężkich zanieczyszczeń w plazmie, które mają negatywny wpływ na przebieg procesu syntezy termojądrowej.

W ramach kampanii eksperymentalnej DD na tokamaku JET przeprowadzone zostały także pomiary aktywacyjne z użyciem wytypowanych wcześniej materiałów: aluminium, żelaza i niobu. Folie aktywacyjne zastosowane do pomiarów charakteryzowały się krótkim czasem połowicznego rozpadu produktów aktywacji, dużą intensywnością kwantów gamma o danej energii emitowanych przez produkty, wysoką wartością przekroju czynnego dla neutronów o energii 2.5 MeV oraz 14 MeV oraz odpowiednim położeniem progu energetycznego reakcji. Przeprowadzone zostały obliczenia numeryczne z zastosowaniem kodu FISPACT-II mające na celu przewidzenie radioaktywności wywoływanej neutronami podczas kampanii eksperymentalnej. Do analizy wzięto pod uwagę następujące reakcje jądrowe: $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$. Obliczenia z użyciem kodu FISPACT-II zostały wykonane dla folii Al, Fe, Nb oraz In o grubościach 0,5, 1, 1,5 oraz 2 mm i pozycji eksperymentalnych KN2 3U, Inner IE, Outer IE. Zamodelowano również widmo neutronów uwzględniające udział neutronów pochodzących z reakcji burn-up (kod numeryczny Gravel) dla pozycji eksperymentalnej KN2 3U. Rezultaty obliczeń spodziewanej aktywności wykonanych z użyciem kodu FISPACT-II dla wszystkich rozważanych reakcji i pozycji eksperymentalnych oraz obliczenia dotyczące modelowania widma neutronów przedstawione zostały w raporcie technicznym JET. W 2016 roku udało się przeprowadzić aktywację rozważanych materiałów podczas wyładowań #90380, #90592, #90650, #92129 oraz #92136. Wyniki przedstawia Tabela 1.

Tabela 1. Wyniki aktywacji dla próbek Al, Fe, Nb napromieniowanych podczas kampanii eksperymentalnej C-36 na tokamaku JET.

JET puls	Produkt	Aktywność spec. [Bg/g]	Niepewność aktywności [%]	Całkowity wydatek neutronowy [n]	Prąd plazmy I_p [MA]	Moc NBI [MW]	Moc ICRH [MW]
#90380	^{27}Mg	74.55	6.48	$7.8 \cdot 10^{15}$	2.0	12.0/10.0	-
	^{24}Na	0.829	5.98				
	^{56}Mn	18.34	3.85				
	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	0.07	8.10				

#90592	27Mg	168.35	4.88	$1.3 \cdot 10^{16}$	2.0	8.2	2.8
	24Na	1.70	5.45				
	56Mn	34.13	3.19				
	92mNb	0.15	6.43				
#90650	27Mg	220.52	6.82	$1.5 \cdot 10^{16}$	2.0	10.4	1.8
	24Na	2.88	4.79				
	56Mn	11.92	3.59				
	92mNb	0.24	6.26				
	115mIn	1259.47	7.67				
#92129	27Mg	354.29	3.82	$2.8 \cdot 10^{16}$	1.97	15.8	-
	24Na	5.45	4.13				
	56Mn	20.37	2.84				
	92mNb	0.38	4.79				
#92136	27Mg	348.08	5.24	$2.8 \cdot 10^{16}$	1.97	17.3	-
	24Na	4.52	6.00				
	56Mn	19.56	4.38				
	92mNb	0.34	4.79				

Aktywność poszczególnych produktów była ściśle związana z parametrami plazmy, które różniły się w poszczególnych wystrzałach. Na wielkość wzbudzonej radioaktywności wpływ miała także moc NBI i ICRH. W dalszym etapie prac zaplanowano obliczenia mające za zadanie wyznaczenie całkowitego wydatku neutronowego dla poszczególnych wystrzałów na podstawie zmierzonych radioaktywności. Do tego celu konieczne jest wyznaczenie współczynników aktywacyjnych dla wszystkich próbek i pomiarów z użyciem kodu MCNP. Obliczenia te zostaną wykonane przez zespół badaczy z podprojektu NCAL. Uzyskane wyniki mają fundamentalne znaczenie w dziedzinie badań nad zastosowaniem metody aktywacyjnej do wyznaczania wydatku neutronowego urządzenia plazmowego. Badania te pozwoliły na potwierdzenie wystąpienia zjawiska burn-up zachodzącego w plazmie deuterowej i poszerzenie wiedzy oraz doświadczenia związanego z pomiarem neutronów pochodzących z tej reakcji. Dzięki udziałowi badaczy realizujących projekt NCAL i przygotowaniu obliczeń numerycznych MCNP będzie możliwe oszacowanie ilości neutronów powstających w reakcji dopalania trytu, która zmienia podczas poszczególnych wyładowań na JET.

Udział w badaniach na tokamakach ASDEX-U i TCV i analizy wyników eksperymentalnych

W ramach projektu Eurofusion WPMST1 kontynuowane były symulacje komputerowe wyładowań w plazmie na tokamaku ASDEX-Upgrade. Wykorzystano do tego celu kod numeryczny COREDIV bazujący na samouzgodnionej metodzie rozwiązywania stanu stacjonarnego plazmy. Zostały przeprowadzone analizy wpływu jonów wolframu na parametry plazmy w centrum i w obszarze brzegowym. Prace nad optymalizacją zewnętrznego domieszkowania plazmy (tzw. impurity seeding) były kontynuowane. W tym celu przeanalizowano analizę wyładowań z tzw. domieszkowaniem mieszanym, w którym były użyte dwie różne domieszki jednocześnie: z małą liczbą atomową (azot (N)), która promieniuje głównie w obszarze brzegowym (SOL) i z dużą liczbą atomową (krypton (Kr)), która promieniuje silnie w obszarze tzw. piedestału. Badania te miały na celu zrozumienie

równowagi pomiędzy promieniowaniem w obszarze brzegowym i w centrum plazmy. Chcemy podkreślić, że przy tych samych warunkach, lekka domieszka wybija mniejszą ilość wolframu w porównaniu do ciężkiej domieszki. Z tego powodu, w wyładowaniu najpierw stosowano lekką domieszkę i dopiero po obniżeniu temperatury na płycie dywertora do około 10 eV, (wybijanie wolframu od ciężkiej domieszki nie jest już tak duże) następowała wymiana domieszkowania: stopniowo zmniejszano udział lekkiej domieszki jednocześnie zwiększając ilość domieszki ciężkiej - kryptonu. Jedno z takich wyładowań (#30503) zostało zasymulowane za pomocą kodu COREDIV dla 3 różnych czasów wyładowania: $t=2.5$ s (tylko domieszkowanie N), $t=4.2$ s (domieszkowanie N i Kr) i $t=5.2$ s (domieszkowanie tylko Kr). Stosunek promieniowania w rdzeniu do promieniowania w warstwie brzegowej jest wyższy w przypadku azotu i maleje ze zwiększaniem ilości kryptonu.

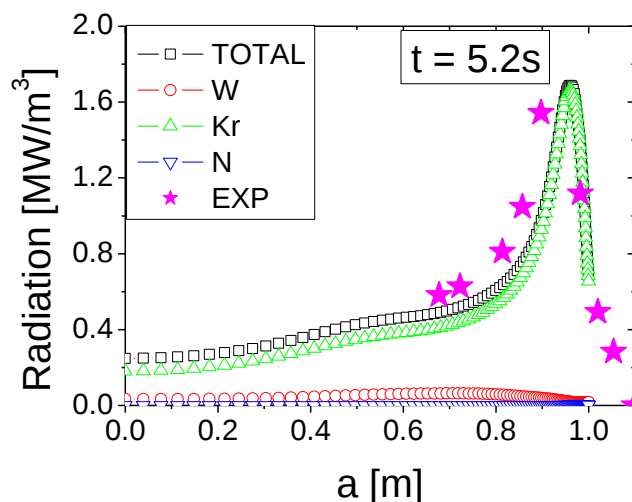
W przypadku domieszkowania tylko kryptonem ($t=5.2$ s), uzyskaliśmy bardzo dobrą zgodność nie tylko dla koncentracji wolframu z danymi eksperymentalnymi, ale też dla profilu promieniowania. Porównanie symulowanych profili promieniowania z eksperymentem pokazano na Rys. 5.2.2.1.

Potwierdziło się, to co obserwowano w eksperymencie, że krypton bardzo silnie promieniuje w obszarze piedestału, przy czym obszar intensywnego promieniowania tworzy pas w kształcie obwarzanka otaczający sznur plazmowy (radiating belt).

W porównaniu z przypadkiem w którym użyto domieszkowania azotem, możemy potwierdzić że krypton promieniuje silniej.

Temperatura na płycie dywertora w tym przypadku dochodzi do 2 eV. Zaobserwowano odłączenie plazmy (ang. detachment), oraz bardzo niskie obciążenia termiczne płyty dywertora.

Wyniki pozwalają na bardziej dokładne przewidywania parametrów plazmy dla powstających urządzeń i przyszłego reaktora DEMO.



Rys.5.2.2.1. Profile promieniowania w obszarze centralnym

Na tokamaku TCV kontynuowane były prace dotyczące wpływu poloidalnej asymetrii na transport zanieczyszczeń w plazmie. Do badania zachowania zanieczyszczeń zastosowana była diagnostyka CXRS (Charge Exchange Recombination Spectroscopy). Diagnostyka ta składa się z 3 systemów (Low Field Sight, High Field Sight, Vertical) pozwalających na

monitorowanie plazmy w różnych kierunkach patrzenia. Na podstawie uzyskanych danych wyznaczona została temperatura jonowa, prędkości rotacji w kierunku toroidalnym i poloidalnym, Z_{eff} oraz gęstość berylu w funkcji promienia i czasu życia plazmy. Dodatkowo dokonano analizy widm spektralnych w zakresie światła widzialnego (100-1100 nm). W eksperymencie badano transport zanieczyszczeń z iniekcją neonu i kryptonu do plazmy grzanej przy pomocy Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH). Badano wpływ poziomu mocy grzania, jego depozycję (on/off axis) oraz naturę wstrzykiwanego gazu, (lekkiego Ne i ciężkiego Kr) na wyznaczane z CXRS profile. Analiz dokonano dla czasów przed, w trakcie i po iniekcji gazu. Poloidalna asymetria trwała tylko kilka ms po wstrzyknięciu gazu i tylko podczas grzania ECRH. Po 10 ms obserwowano akumulację zanieczyszczeń w plazmie centralnej. Przypuszcza się, że powodem obserwowanej asymetrii jest pole elektrostatyczne wytwarzane na skutek depozycji mocy ECRH, jej lokacji i mocy oddawanej elektronom lub jonom. Zrozumienie mechanizmów prowadzących do tego typu zjawisk przyczyni się do kontrolowania transportu ciężkich zanieczyszczeń w plazmie termojądrowej.

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

J. Badziak, jan.badziak@ifpilm.pl

I. Opis

Zadania realizowane w ramach trzyletniego (2015-2017) projektu EUROfusion AWP15-ENR-01/CEA-02 pt. Towards demonstration of Inertial Fusion for Energy (ToIFE).

6.1 Badania spontanicznych pól magnetycznych w plazmie ablacyjnej oraz ich wpływu na generację szybkich elektronów

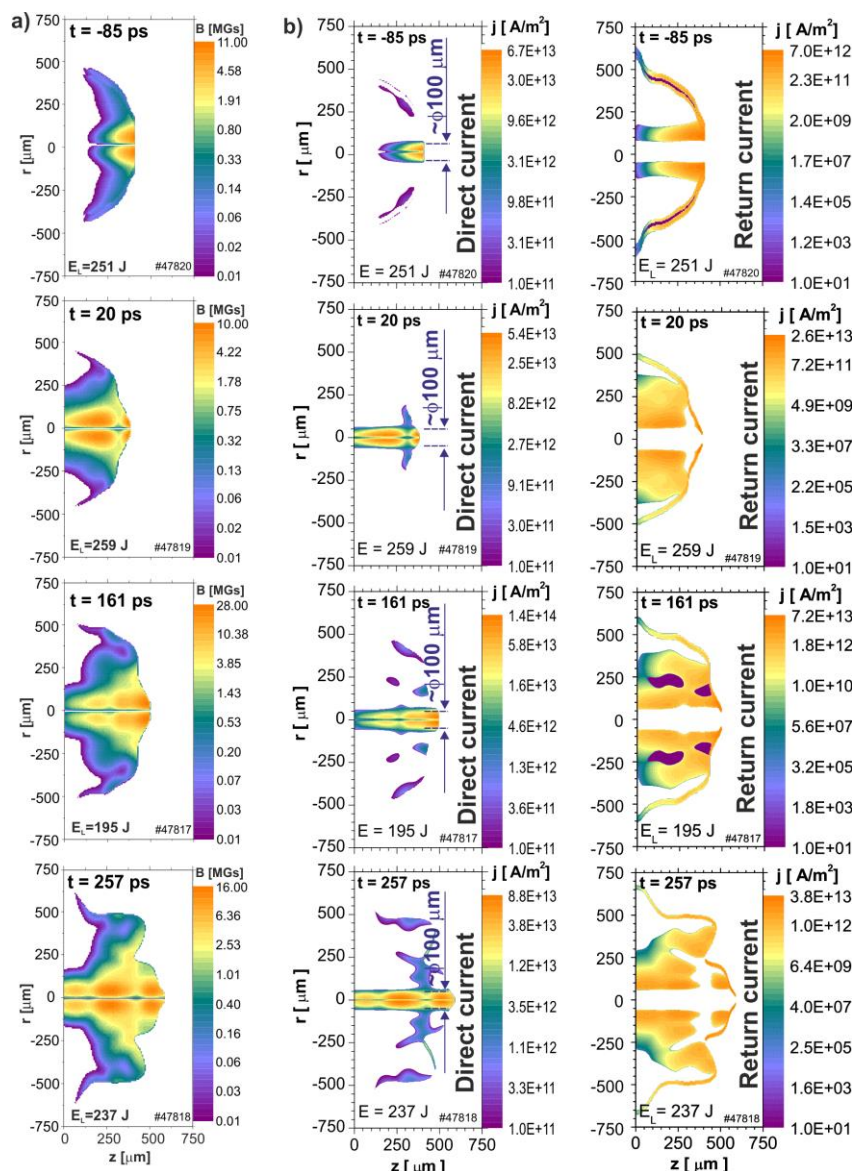
Przeprowadzona została analiza wyników pomiarów wykonanych na laserze PALS w Pradze dla plazmy wytworzonej przy użyciu wiązki lasera jodowego o długości fali 1,315 μm , o polaryzacji liniowej, zogniskowanej na płaskiej tarczy masywnej z Cu do plamki o promieniu około 50 μm . Dzięki zastosowaniu dwu-kanalowego polaro-interferometru oświetlanego impulsu lasera Ti:Sa o długości fali 808 nm i czasie trwania 40 fs możliwe było uzyskanie przestrzennych rozkładów spontanicznych pól magnetycznych (SPM), podczas oddziaływania impulsu laserowego z tarczą w charakterystycznych fazach ekspansji plazmy ablacyjnej: (i) w początkowej fazie - przed osiągnięciem maksimum intensywności impulsu laserowego, (ii) w momencie odpowiadającym jego maksymalnej intensywności, (iii) po osiągnięciu maksymalnej intensywności, oraz (iv) w momencie odpowiadającym jego zakończeniu. Rozkłady SPM odpowiadające tym charakterystycznym fazom przedstawia rys. 6.1.1.a.

Jak wynika z przedstawionych rozkładów, SPM są zlokalizowane na froncie ekspandującej plazmy ablacyjnej, a ich amplituda rośnie wraz z odległością od tarczy, osiągając wartość ok. 28 MG w momencie odpowiadającym końcowi impulsu laserowego. Biorąc pod uwagę, że konfiguracja SPM ma symetrię azymutalną, takie rozkłady SPM odpowiadają osiowym przepływowi elektronów.

Uzyskane przestrzenno-czasowe rozkłady SPM były podstawą do obliczenia rozkładów gęstości prądu, rys. 6.1.1.b. oraz energii promieniowania laserowego zdeponowanego w polu magnetycznym, rys. 6.1.2, w różnych fazach ekspansji plazmy ablacyjnej, podczas oddziaływania laser-tarcza. Zarówno, z rozkładów gęstości prądu jak i energii zdeponowanej w SPM wynika, że energia wiązki laserowej jest konwertowana do obszaru cienkiego cylindra o średnicy około 100 μm , w którym prawie cały bezpośredni prąd (tzw. *direct current*) jest przenoszony przez szybkie elektrony, które stanowią zaledwie 3,5 – 8 % całkowitej populacji elektronów. Maksymalna energia promieniowania laserowego zdeponowana w SPM odpowiada czasowi ekspansji $t = 161$ ps, i stanowi około 2 % całkowitej energii wiązki laserowej. Dane interferometryczne dotyczące rozkładów koncentracji elektronowej, $n_e(r,z)$, oraz rozkładów gęstości prądu, $j(r,z)$, pozwoliły, wykorzystując zależność: $j(r,z) = e \cdot n_e(r,z) \cdot v_z$ (gdzie: v_z - średnia prędkość elektronów w kierunku osiowym), dokonać przybliżonej oceny energii kinetycznej szybkich elektronów związanych z przepływem, zarówno prądu bezpośredniego (*direct current* – rys. 6.1.1b) jak prądu zwrotnego (*return current*- rys. 6.1.1b).

Oszacowania te pokazują, że energie elektronów związanych z przepływem bezpośredniego prądu mogą osiągać wartości powyżej kilkuset keV w czasie oddziaływania impulsu laserowego z tarczą (dla $t = 85$ ps oraz $t = 161$ ps), podczas gdy energie elektronów związane z prądem zwrotnym są dużo mniejsze [1, 2]. Należy podkreślić, że wyniki oszacowań energii szybkich elektronów uzyskane z pomiarów polaro-interferometrycznych są w dużej zgodności z

pomiarami widm elektronów uzyskanymi na PALS za pomocą magnetycznego spektrometru elektronów przedstawionymi [3].

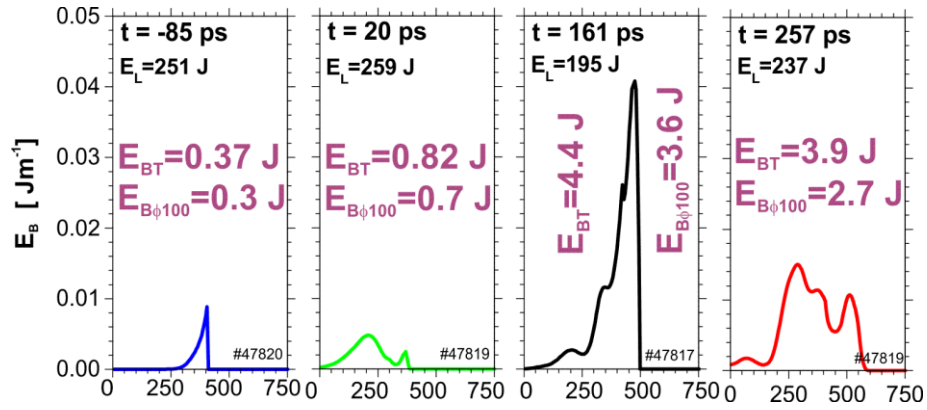


Rys. 6.1.1 Rozkłady spontanicznych pól magnetycznych (a) oraz obliczone na ich podstawie rozkłady gęstości prądu (b) dla różnych momentów ekspansji plazmy wytworzonej podczas oddziaływania wiązki laserowej z masywną płaską tarczą Cu.

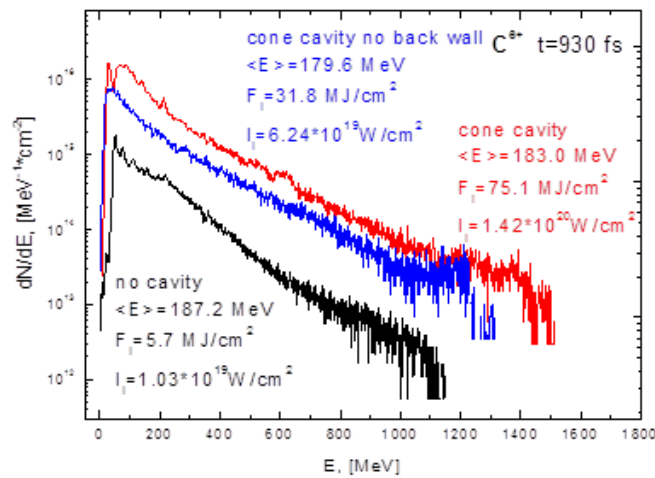
6.2 Symulacje numeryczne laserowej akceleracji wiązek jonów o parametrach odpowiednich do zainicjowania szybkiego zapłonu

Ważnym problemem w dziedzinie laserowej akceleracji jonów jest kwestia uzyskania dużej sprawności energetycznej. W szczególności, dla realizacji tzw. szybkiego zapłonu jonowego (fast ion ignition) konieczne jest uzyskanie sprawności przekraczającej 10%. Jednym z mechanizmów akceleracji stwarzających nadzieję na uzyskanie takiej sprawności jest zaproponowany w IFPiLM tzw. mechanizm LICPA (od ang. Laser Induced Cavity Pressure Acceleration), w którym folia, z której napędzane są jony, jest otoczona wnęką kierującą wiązkę odbitą od folii z powrotem w kierunku folii. W celu zbadania takiego mechanizmu napędzania jonów przeprowadzone zostały symulacje dwuwymiarowe typu particle-in-cell dla impulsu laserowego o długości

fali 1064 nm, czasie trwania 100 fs i natężeniu 10^{22} W/cm², padającego na tarczę węglową o grubości 100 nm, umieszczoną w odległości 20 μ m od wlotu o szerokości 4 μ m do zwężającej się wnęki o długości 60 μ m i szerokości otworu wylotowego 2 μ m. Dla porównania wykonano także symulacje dla napędzania jonów węgla przy użyciu takiej samej tarczy bez wnęki i tarczy umieszczonej we wnęcie pozbawionej ścianki odbijającej. Rozkłady energii wiązki jonów są przedstawione na rys. 6.2.1.



Rys. 6.1.2 Rozkłady energii zdeponowanej w SPM na jednostkę długości strumienia plazmy ablacyjnej dla różnych momentów ekspansji plazmy. E_{BT} - oznacza całkowitą energię SPM zdeponowaną w całym strumieniu plazmy ablacyjnej, natomiast E_{Bφ100} – odpowiada energii SPM zdeponowanej w obszarze cylindra o promieniu 100 μ m.

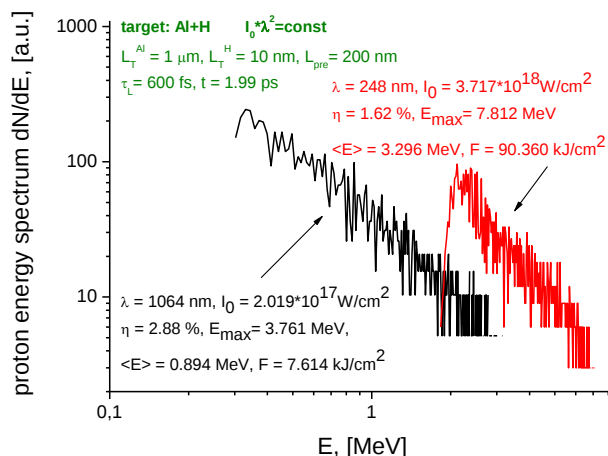


Rys. 6.2.1. Widma energii jonów węgla napędzanych impulsem laserowym o czasie trwania 100 fs i natężeniu 10^{22} W/cm², po upływie 930 fs od momentu pierwszego oddziaływania wiązki z tarczą, uzyskane przy użyciu wnęki zwężającej się (kolor czerwony), wnęki zwężającej się, ale pozbawionej ścianki odbijającej (kolor niebieski), oraz bez wnęki (kolor czarny).

Symulacja napędzania jonów w obecności wnęki daje stosunek energii jonów do energii impulsu laserowego na poziomie 16%, a przy braku tylnej ścianki odbijającej uzyskuje się sprawność ok. 10%. Wskazuje to, że tarcze typu LICPA w postaci folii umieszczonej we wnęcie są bardzo obiecujące z punktu widzenia realizacji szybkiego zapłonu jonowego. Wyniki tych symulacji zostały opisane w pracy [4].

Przeprowadzono także symulacje PIC napędzania jonów przy użyciu wiązki lasera KrF, który charakteryzuje się małą długością fali $\lambda = 248$ nm oraz specyficzną długością impulsu $\tau_L = 600$ fs. Ze względu na większą gęstość krytyczną dla takich wiązek oczekuje się, że lasery KrF

pozwolą wytworzyć strumień jonów o większym natężeniu i fluencji niż jest to możliwe przy użyciu bardziej popularnych laserów o większej długości fali, np. 800 nm czy 1064 nm. Symulacje przeprowadzono dla natężenia wiązki lasera $3,7 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, co odpowiada warunkom eksperymentu planowanego w laboratorium w Szegedzie. Symulacje jednoznacznie wskazały na przewagę lasera KrF nad laserem o długości fali 1064 nm, co ilustruje rys. 6.2.2. Przykładowo, średnia energia protonów napędzanych wiązką KrF to 3,3 MeV, natomiast w przypadku lasera o długości fali 1064 nm i tej samej wartości $I \lambda^2$ jest to tylko 0,9 MeV. Wyniki symulacji zostaną opublikowane razem z wynikami doświadczalnymi po wykonaniu eksperymentu w Szegedzie.



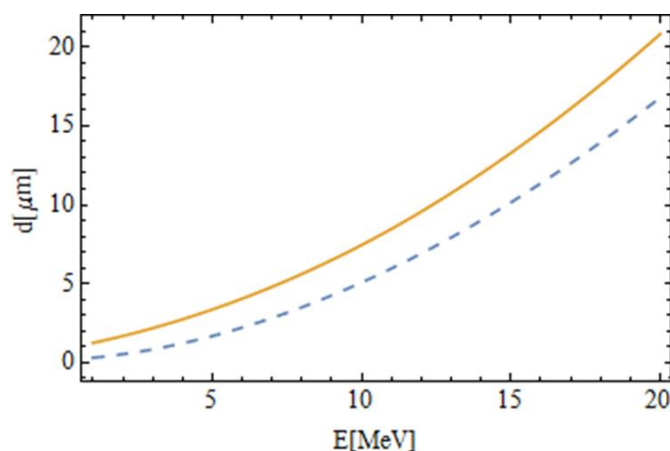
Rys. 6.2.2. Porównanie wyników symulacji PIC dla rozkładów energii protonów napędzanych przy użyciu wiązki lasera KrF i wiązki lasera o długości fali $\lambda = 1064 \text{ nm}$, przy tej samej wartości $I \lambda^2$. Tarczą jest folia Al o grubości $1 \mu\text{m}$ z warstwą wodoru o grubości 10 nm na tylnej ścianie i preplazmą o skali długości 200 nm na przedniej ścianie. Wyraźnie widać wyższe energie i wyższą fluencję strumienia protonów uzyskiwanego w przypadku lasera KrF.

6.3 Symulacje numeryczne i analizy teoretyczne dotyczące możliwości realizacji szybkiego zapłonu termojądrowego przy użyciu napędzanej laserowo wiązki jonów

We wszelkich analizach dotyczących szybkiego zapłonu jonowego, w którym wiązka jonów o energiach rzędu kilkunastu MeV/amu zostaje skupiona na skompresowanej kapsułce paliwa DT, bardzo ważny jest właściwy opis procesu podgrzewania plazmy przez hamujące jony. Trudność polega jednak na tym, że w warunkach odpowiadających początkowej fazie szybkiego zapłonu plazma jest częściowo zdegenerowana: np. przy gęstości mieszaniny DT 450 g/cm^3 i temperaturze 100 eV parametr degeneracji $D = E_F/kT$, gdzie E_F to energia Fermiego, przyjmuje wartość $8,3$. To zaś oznacza, że opis hamowania jonów musi uwzględniać efekty kwantowe, na ogół pomijane w tradycyjnych formułach plazmowych. W ramach zadania 6.3 zostały przeprowadzone obliczenia hamowania jonów uwzględniające częściową degenerację plazmy, w których użyto formuł odwołujących się do funkcji dielektrycznej plazmy. Okazało się, że obliczenia zasięgu protonów w tym przybliżeniu dają wyniki zauważalnie większe niż wyniki otrzymywane przy użyciu tradycyjnych formuł plazmowych dla plazmy idealnej (rys. 6.3.1). To zaś oznacza, że konieczne może być zrewidowanie wniosków dotyczących optymalnych warunków dla metody szybkiego zapłonu jonowego, dotychczasowe analizy były bowiem oparte na kodach numerycznych opisujących hamowanie jonów przy użyciu formuł dla plazmy idealnej.

Samo uwzględnienie częściowej degeneracji plazmy nie wystarcza do uzyskania w pełni wiarygodnego opisu hamowania jonów w warunkach szybkiego zapłonu, konieczne jest bowiem uwzględnienie faktu, iż plazma w tych warunkach jest nie tylko częściowo zdegenerowana, ale

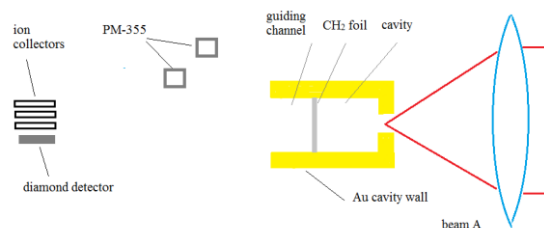
także umiarkowanie sprężona. Przeprowadzono analizę kilku modeli funkcji dielektrycznej plazmy, w których uwzględnia się zarówno częściową degenerację, jak i sprężenie plazmy. Otrzymane wyniki zostały przedstawione na konferencji w Bordeaux [5]. Praca opisująca te obliczenia jest w przygotowaniu.



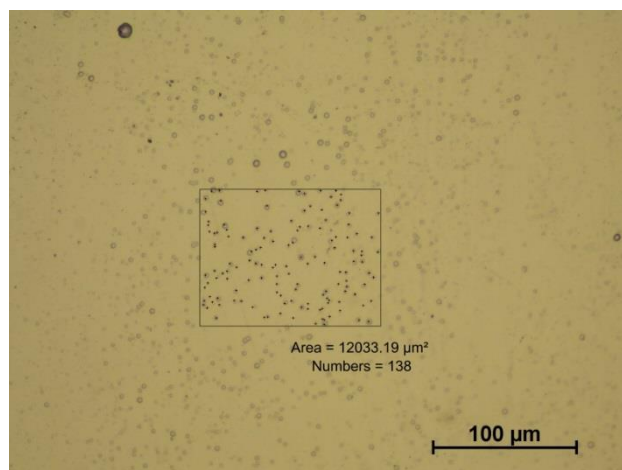
Rys. 6.3.1 Zasięg protonów w plazmie DT o gęstości 450 g/cm^3 i temperaturze 100 eV, w funkcji energii protonów, obliczony przy użyciu standardowych formuł plazmowych (krzywa przerywana) oraz formuły uwzględniającej degenerację w przybliżeniu przypadkowych faz (linia ciągła).

6.4 Badanie procesów fuzji jądrowej p-11B w plazmie laserowej

Plan pracy w ramach tego zadania przewidywał wykonanie w 2016 r. eksperymentu na laserze ABC we Frascati, Włochy, który miał być uzupełnieniem i domknięciem eksperymentu wykonanego w poprzednim roku. Niestety, ze względu na awarię układu laserowego ABC eksperyment został anulowany i zostanie zrealizowany w późniejszym czasie. W tej sytuacji kontynuowano analizę uzyskanych wcześniej danych doświadczalnych i analizę teoretyczną mającą na celu wyjaśnienie uzyskanych wyników. W szczególności szukano modelu wyjaśniającego stosunkowo duże energie protonów uzyskiwane przy oddziaływaniu wiązki lasera ABC z tarczą typu LICPA (rys. 6.4.1.). Przykładowy wynik rejestracji protonów przy użyciu detektorów śladowych PM-355 jest pokazany na rys. 6.4.2. Biorąc pod uwagę, że detektor był przesłonięty folią Al o grubości $1,5 \text{ μm}$, protony musiały mieć energię co najmniej 240 keV.



Rys. 6.4.1. Schemat układu doświadczalnego do badania fuzji p-11B przy użyciu lasera ABC, z wykorzystaniem tarczy typu LICPA do napędzania protonów.



Rys. 6.4.2. Przykładowe ślady protonów zarejestrowane przy użyciu detektora śladowego PM-355, przesłoniętego folią filtrującą Al o grubości 1,5 μm . Detektor znajdował się w odległości 5,4 cm od tarczy typu LICPA z folią CH_2 o grubości 5 μm , pod kątem 34° do osi układu. Gęstość śladów odpowiada ok. 3×10^7 cząstek na steradian.

6.3 Symulacje numeryczne i analizy teoretyczne dotyczące możliwości realizacji szybkiego zapłonu termojądrowego przy użyciu napędzanej laserowo wiązki jonów

Wskazano metodą obliczeń numerycznych, że formuły używane w wielu kodach numerycznych do obliczania zasięgu jonów w warunkach szybkiego zapłonu jonowego mogą dawać zaniżone wyniki.

Zadanie 6.3

Otrzymane wyniki wskazują, iż konieczna może być rewizja przyjmowanych do tej pory ustaleń co do optymalnych warunków do zrealizowania szybkiego zapłonu jonowego. Ma to duże znaczenie dla przygotowywanych doświadczeń w tym zakresie na dużym układzie laserowym, m.in. PETAL/Laser Megajoule w Bordeaux, Francja lub układzie OMEGA EP w Rochester, USA.

2 Projekty Fusion for Energy

2.1 Radialny Spektrometr Promieniowania Gamma: projekt koncepcyjny diagnostyki dla ITERa

R. Miklaszewski, rysard.miklaszewski@ifpilm.pl

I. Opis

Głównym zadaniem RGRS (Radialny Spektrometr Promieniowania Gamma), jako jednej z podstawowych diagnostyk tokamaka ITER jest monitorowanie cząstek alfa poprzez detekcję promieniowania gamma o energii 4.44 MeV, pochodzących z reakcji ${}^9\text{Be}(\alpha, n\gamma){}^{12}\text{C}$, przy czym beryl jest zanieczyszczeniem plazmy pochodzącym ze ścian komory tokamaka. Jednocześnie detektory RGRS powinny być w stanie rejestrować promieniowanie bremsstrahlung powstające w wyniku oddziaływania z plazmą elektronów ucieczki (runaway electrons).

W ramach projektu zespół IFPiLM uczestniczył razem z pozostałymi uczestnikami konsorcjum w realizacji następujących zadań:

- Opracowanie specyfikacji pomiarów przewidzianych dla pomiaru emisji promieniowania gamma indukowanego przez cząstki alfa oraz elektrony ucieczki.
- Identyfikacja wymagań stawianych Radialnemu Spektrometrowi Promieniowania Gamma (RGRS) przez ITER IO, możliwych do spełnienia w trakcie wyładowań prowadzonych w reżimie podstawowym oraz zaawansowanym (basic and advanced mode of operation), takich jak spektralna i czasowa zdolność rozdzielcza, odporność na zniszczenia radiacyjne, itp.

Odpowiednie raporty z wykonania powyższych zadań zostały przesłane przez kierownika projektu do F4E.

W ramach kontraktu głównym zadaniem zespołu IFPiLM porównanie własności różnych typów detektorów promieniowania z punktu widzenia ich zastosowania dla potrzeb (RGRS). Realizując zadanie zespół dokonał analizę dostępnych w literaturze danych i bazując na bogatym doświadczeniu wykonawców projektu przygotował obszerny raport, którego końcowe wnioski pozwolą na opracowanie finalnej koncepcji diagnostyki RGRS.

RGRS powinna charakteryzować się następującymi właściwościami:

- Zdolnością do działania w szerokim zakresie częstości rejestracji (do 2 MHz),
- Wysoką odpornością na działanie promieniowania gamma oraz promieniowania neutronowego (radiation hardness).
- Wysoką energetyczną zdolnością rozdzielczą (<10% w wersji podstawowej oraz < 5% w wersji zaawansowanej).
- Wysokim poziomem sygnału do szumów.
- Wysoką czasową zdolnością rozdzielczą (0,01s – 1s).

Jednocześnie detektory zainstalowane w RGRS powinny charakteryzować się krótkim czasem narastania sygnału (< 20ns) oraz krótkim czasem trwania rejestrowanego sygnału (< 100 ns).

Celem zespołu IPPLM było zaproponowanie detektora promieniowania gamma najlepiej spełniającego wymagania związane z wypełnianiem wyżej opisanych zadań RGRS.

Wstępna analiza pokazała, że przedmiotem dalszych rozważań powinna być grupa scyntylatorów (NaI(Tl), CsI (Tl, LaBr₃(Ce), LaCl₃(Ce), CeBr₃) oraz detektory na bazie kryształów germanu.

Badania literaturowe pozwoliły zebrać podstawowe parametry charakteryzujące w/w detektory, ważne z punktu widzenia zadań RGRS (Tabela 1).

Table 1. Podstawowe parametry analizowanych scyntylatorów i oraz detektorów germanowych

Detector	NaI(Tl)	CsI(Tl)	LaBr ₃ (Ce)	LaCl ₃ (Ce)	CeBr ₃	Ge-detector
Light output [ph/MeV]	38,000	63,000	72,000	49,000	60,000	3.38×10^5 e-h/MeV
Energy resolution at 662 keV	6.1 – 6.5 %	5.7%	< 3%	< 4%	< 4%	2 keV or 0.3%
Density [g/cm ³]	3.67	4.51	5.08	3.85	5.2	5.32
Effective atomic number	50	54	46.9		47.5	32
Decay time [ns]	250	680/3000	16	28	19	Charge collection time of 200 -600 ns for a large Ge-detectors
Peak emission [nm]	420	650	380	350	380	-

Wszystkie rozpatrywane detektory promieniowania gamma charakteryzują się dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą. Najwyższą zdolność rozdzielczą $\Delta E/E < 0.3$ (dla E=662 keV) wykazują detektory germanowe (HPGe). Niestety detektory te wymagają skomplikowanego i energochłonnego układu chłodzenia oraz są wrażliwe na uszkodzenia radiacyjne. Obydwe te cechy praktycznie eliminują zastosowania detektorów HPGe w RGRS.

Detektory scyntylacyjne oparte na lantanie i cecie mają mniejszą zdolność rozdzielczą niż detektory HPGe (rzędu 3%), lecz nadal spełniają w tym względzie wymagania stawiane RGRS.

Dla zapewnienia wysokiej efektywności detekcji promieniowania gamma konieczny jest materiał charakteryzujący się wysoką gęstością oraz wysoką liczbą atomową. Z tego punktu widzenia najbardziej obiecującymi scyntylatorami są umieszczone w Tabeli 1: CsI(Tl), LaBr₃ oraz CeBr₃.

Ponieważ statystyka fotoelektronów odgrywa kluczową rolę w dokładnym określeniu energii promieniowania gamma stąd preferowane są detektory o dużej świetlności. Także pod tym względem materiały scyntylacyjne: CsI(Tl), LaBr₃ oraz CeBr₃ wykazują najlepsze własności (60,000 – 70,000 ph/MeV).

Następne bardzo ważne kryterium szybkiego zaniku impulsu świetlnego, niezbędne dla zapewnienia wysokiej częstości rejestrowania impulsów, sugeruje wybór kryształów: LaBr₃ lub CeBr₃. Obydwa te kryształy charakteryzują się czasem zaniku poniżej 20 ns zapewniając wysoka częstość zaliczeń rzędu 2 MHz bez znaczącego udziału nakładania się impulsów (pile-up).

W klasycznych detektorach scyntylacyjnych, sygnały optyczne rejestrowane są za pomocą fotopowielaczy (PMT). W ostatnich latach powstało szereg nowych rozwiązań, które są w stanie wykonywać identyczne funkcje (PD – fotodiody krzemowe, APD – lawinowe diody krzemowe, SDD – krzemowe detektory dryfowe, SiPP – foto-powielacze krzemowe). W Tabeli 2. przedstawiono podstawowe parametry i charakterystyki różnych foto-detektorów.

Tabela 2. Porównanie różnych foto-detektorów używanych w spektroskopii scyntylacyjnej

	PMT	PD	APD	SDD	SiPM
Active area	$\Phi = 10 \text{ mm} - 5''$	$5 \text{ mm}^2 - 20 \text{ mm}^2$	$5 \text{ mm}^2 - 20 \text{ mm}^2$	6 mm	$3 \times 3 \text{ mm}$ (single) – $50 \times 50 \text{ mm}^2$ (array)
Gain	$10^5 - 10^7$	1	50 – 300	1	$10^5 - 10^6$
Bias voltage [V]	600 – 2000	20 – 50	200 – 1800		30 – 100
Quantum efficiency (QE) or Photon detection efficiency (PDE)	20 – 35%	67% at 380 nm	67% at 380 nm	70% at 380 nm	PDE = 25 – 70%
Spectral response range [nm]	200 – 600	350 – 800	300 – 800	350 – 800	350 – 900
Linearity	Good/moderate	excellent	Excellent	excellent	poor
Noise or Dark counts [c/s]	1000 – 10000 c/s	340 RMS electrons	40 RMS electrons	45 RMS electrons	
Radiation damage	none	weak	Large	?	
Immunity to magnetic field	Very weak	excellent	Very good	Very good	Very good
Temperature instability of gain	-0.4%/1°C	none	-2.2%/°C	none	
Manufacturers	Hamamatsu, Electron Tubes, Adit	Hamamatsu	Hamamatsu, Advanced Photonix		Hamamatsu, SenseL, and others

W wyniku przedstawionych powyżej analiz zespół IFPiLM zaproponował wykorzystanie do budowy RGRS scyntylatorów LaBr₃ lub CeBr₃, natomiast jako elementy rejestrujące sygnały optyczne nowoczesne wersje klasycznych foto-powielaczy (PMT) lub fotopowielacze krzemowe (SiMP).

Przed podjęciem ostatecznej decyzji niezbędne będzie przeprowadzenie szeregu testów zaproponowanych konkretnych rozwiązań, co zostanie uwzględnione w trakcie przygotowywania założeń następnego kontraktu.