

1 Program EUROfusion

1. Rozwój i zastosowanie diagnostyki promieniowania plazmy w układach z magnetycznym utrzymaniem gorącej plazmy

Wstęp

W 2024 roku przeprowadzono szereg prac związanych z modernizacją systemu diagnostycznego Pulse Height Analyser (PHA) oraz akwizycją danych eksperymentalnych zebranych za jej pośrednictwem. Ponadto przeprowadzono akwizycję danych przy użyciu systemu C/O monitor. Oba narzędzia służą do pomiaru zanieczyszczeń w plazmie stellaratora Wendelstein 7-X. System PHA dostarcza głównie informacje dotyczące zanieczyszczeń o średnich oraz wysokich liczbach atomowych (np. Fe, Cu, W), natomiast C/O monitor umożliwia pomiar zanieczyszczeń lekkich – a dokładniej linii Lyman-alpha C oraz O.

Kolejnym zadaniem zrealizowanym w ramach planów na rok 2024 było przeprowadzenie analizy danych uzyskanych za pomocą systemu PHA oraz wykonanie symulacji przy użyciu dwóch dedykowanych kodów numerycznych: SimXRay, który umożliwia symulacje dla różnych scenariuszy plazmy, oraz Flexible Atomic Code (FAC), służącego do obliczania właściwości atomowych i procesów kolizyjno-radiacyjnych. Dzięki tym narzędziom możliwe było dokładne odwzorowanie widma PHA, szczególnie w kontekście zanieczyszczeń, takich jak wolfram (W). Obliczenia skupiały się m.in. na badaniu zanieczyszczeń podczas uruchamiania systemu grzania jonowego (ICRH), w ramach którego mierzono sygnały m.in. Fe, Ni i Cu. Ponadto przeprowadzono symulacje rentgenowskich linii jonów wolframu (od W^{+31} do W^{+47}), zwracając szczególną uwagę na jony W^{+35} , W^{+38} i W^{+41} , reprezentowane przez linie w zakresie 1.65 keV i 2.1 keV.

W ramach kampanii OP2.2 prowadzono również badania przy zastosowaniu systemu C/O monitor, który zbierał dane o intensywnościach linii węgla oraz tlenu w plazmie. W ramach dedykowanych eksperymentów badano wpływ procesu boronizacji na sygnały uzyskiwane przez oba kanały spektralne, a także przeprowadzono eksperymenty z iniekcją kapsulek TESPEL (Tracer Encapsulated Solid Pellet) zawierającymi węgiel oraz tlen. W związku z wieloletnią (od roku 2015) eksploatacją diagnostyki PHA na stellaratorze W7-X i wynikającą stąd naturalną degradacją detektorów półprzewodnikowych oraz, równolegle, w związku postępującym gwałtownym rozwojem technologii detektorów SDD i towarzyszącym im modułów elektronicznych, pojawiła się konieczność modernizacji używanych detektorów oraz eksploatowanych modułów „detector box” i „electronic box”. Zakres prac wykonany przez IFPiLM dotyczył montażu ostatnich dwóch (z trzech) nowych detektorów krzemowych SDD na zmodernizowanej flanszy, przeprowadzenia kalibracji nowych detektorów, konfiguracji do optymalnej pracy z cyfrowym analizatorem amplitud, skrócenia linii transmisji sygnału w celu zminimalizowania zakłóceń elektromagnetycznych, wykonania nowych zasilaczy do układu, poprawy ekranowania oraz filtracji zakłóceń z sieci. Przeprowadzono również testy nowego modułu i zmodernizowanego układu.

W 2024 roku kontynuowano dalszy rozwój diagnostyki służącej do oceny mocy promieniowania (Prad) oraz pomiaru intensywności miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) z centralnej plazmy reaktora DEMO. Celem tych badań jest monitorowanie strat wypromieniowanej mocy przez separatrycę, co jest kluczowe dla kontroli pracy reaktora DEMO. Diagnostyka ta powinna umożliwić również uzyskanie profili ciężkich zanieczyszczeń plazmy, analizę modów MHD (ang. MagnetoHydroDynamics) i ich lokalizacji oraz określenie pozycji i kształtu plazmy. System pomiarowy powinien dostarczać informacji o profilu emisji plazmy, a dzięki inwersji tomograficznej powinien pozwolić na określenie lokalnej emisyjności i wyznaczenie emitowanej mocy. Głównym celem jest utrzymanie wymaganej mocy przez separatrycę w celu zapewnienia odpowiedniego scenariusza operacyjnego dla DEMO. W 2024 roku badania koncentrowały się na rozwoju systemu detekcji opartego na technologii GEM (ang. Gas Electron Multiplier). Prace obejmowały rozwój koncepcji diagnostyki, opracowanie modelu CAD oraz ocenę dokładności planowanych pomiarów mocy promieniowania dla nowej konfiguracji, uwzględniającej brak okienka berylowego oraz obecność promieniowania tła. Analizowano wpływ wykluczenia poszczególnych kanałów na dokładność rekonstrukcji tomograficznej oraz oddziaływania pola magnetycznego na zmianę pozycji sygnału elektrycznego. Przeprowadzono także badania nad materiałami odpowiednimi do pracy w środowisku DEMO, oceniając ich aktywację właściwą i odporność na uszkodzenia

radiacyjne. W zakresie projektowania mechanicznego celem było określenie dopuszczalnej grubości i kształtu wspornika oraz okna wykonanego z nowych materiałów, takich jak B₄C i grafen, umieszczanych między komorą próżniową tokamaka a komorą diagnostyczną.

Rok 2024 był bardzo istotny w dziedzinie badań nad rozwojem diagnostyki LIBS dla reaktorów termojądrowych. Ukoronowaniem tych wysiłków był przeprowadzony jesienią eksperyment na tokamaku JET, który był poprzedzony przygotowawczymi badaniami wykonanymi w marcu w VTT w Helsinkach. W obydwu eksperymentach uczestniczyły wszystkie zespoły dotychczas zaangażowane w ten projekt, czyli IFPiLM, ENEA, UKAEA, FZJ, CU, VTT, UT, UL. Aktywnościami uzupełniającymi było tworzenie modeli machine learning do analizy danych spektrometrycznych oraz prace nad diagnostyką pyłu dla reaktora DEMO.

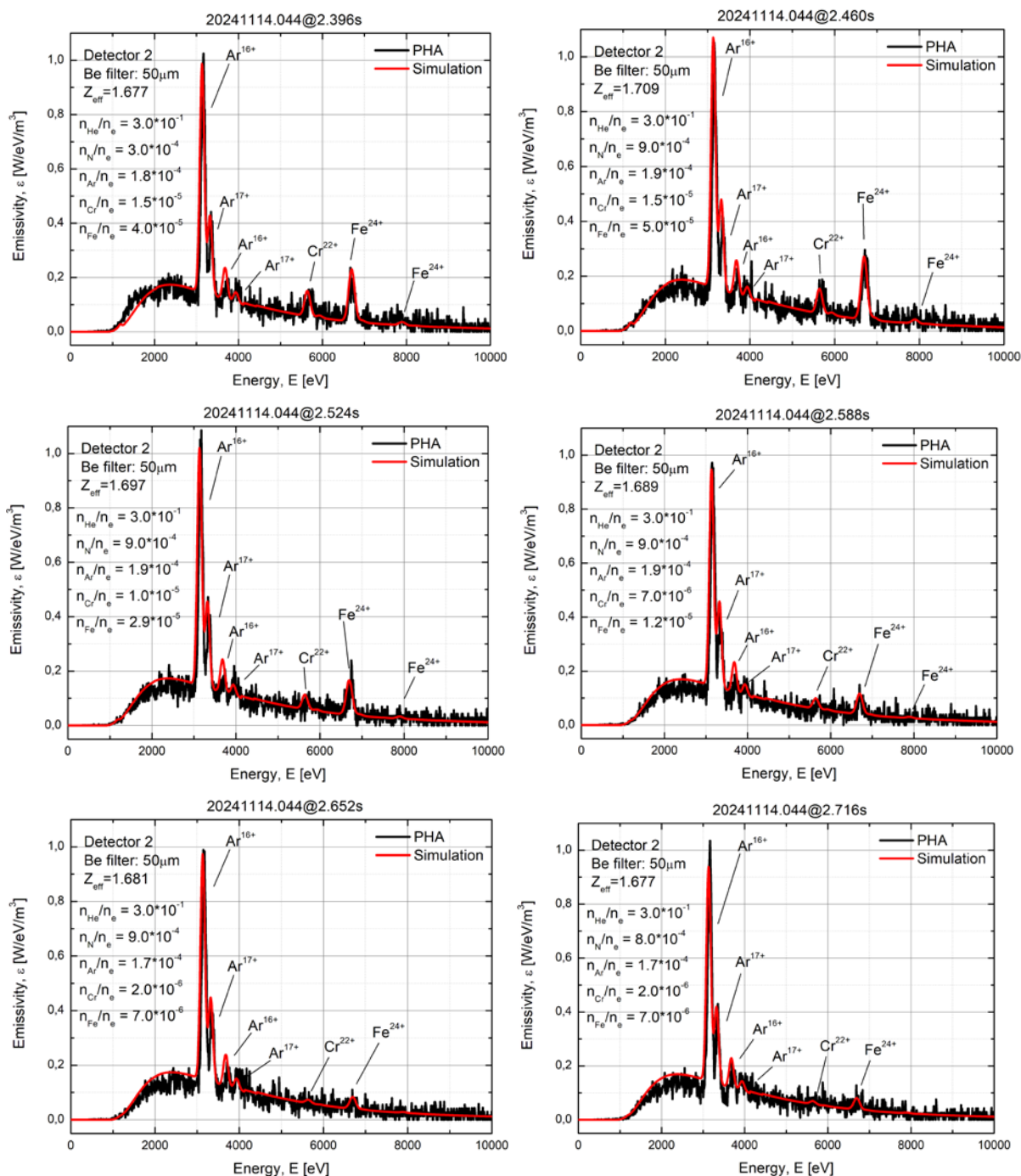
Osiągnięcia naukowe

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

W ramach przygotowań do kampanii eksperymentalnej OP2.2 zespół z IFPiLM opracował szereg propozycji eksperymentów mających na celu zbadanie transportu zanieczyszczeń w zależności od różnych czynników. Uwzględniono m.in. eksperymenty dotyczące wpływu liczby atomowej (Z) na czas zaniku zanieczyszczeń oraz wpływu rodzaju grzania plazmy (ECRH lub ICRH) na ich transport. Szczególną uwagę poświęcono zanieczyszczeniom o wysokiej liczbie atomowej, takim jak wolfram oraz pierwiastkom o średniej liczbie atomowej, takim jak Fe, Cu, Ni czy Ti. Zanieczyszczenia te były wprowadzane do plazmy za pomocą urządzeń diagnostycznych, takich jak LBO (Laser Blow-Off) oraz TESPEL (Tracer Encapsulated Solid Pellet).

Dodatkowo prowadzono badania transportu zanieczyszczeń w długich wyładowaniach trwających około 250–300 sekund. W ich trakcie wykonywano pomiary zarówno przy użyciu systemu PHA, jak i C/O monitor. Uzyskane dane zostaną poddane dalszej analizie, jednak ze względu na ich dużą liczbę oraz złożoność, szczegółowe opracowanie wyników zaplanowano na 2025 rok. W ramach prac zaplanowanych na rok 2024 wykonano szereg analiz wyników eksperymentalnych oraz przeprowadzono dedykowane obliczenia numeryczne sygnałów zebranych za pośrednictwem systemu PHA na stellaratorze Wendelstein 7-X. W niniejszej części przedstawiono przykładowy wynik analizy mającej na celu prezentację danych uzyskanych za pośrednictwem zmodernizowanego systemu diagnostycznego PHA (opis modyfikacji przedstawiony jest w sekcji dotyczącej rozwiązania problemu technologicznego). W analizach tych wykorzystano oprogramowanie do przetwarzania danych w celu zbadania takich parametrów jak Z_{eff} (efektywny ładunek jonowy), ocenę obecności transportu zanieczyszczeń, przestrzenną dystrybucję zanieczyszczeń czy czasu ich zaniku. W przedstawionym przykładzie oparto się na wyładowaniu 20241114.044, dla czasów około 2.4 s, odpowiadających początkowi iniekcji zanieczyszczeń za pośrednictwem systemu LBO (Cr, Fe). W pierwszym etapie analizy zbadano ewolucję zmian poziomu zanieczyszczeń na podstawie wyników zebranych przez detektor nr 2 systemu diagnostycznego PHA. Wyładowanie 20241114.044 zostało przeanalizowane w przedziale czasowym od 2.396 s do 2.716 s, wyznaczonym od początku grzania ECRH (Electron Cyclotron Resonance Heating) wraz z iniekcją zanieczyszczeń przez system LBO. Na Rys. 1.1.1 przedstawiono zmiany w widmach zarejestrowanych (kolorem czarnym) oraz symulowanych (kolorem czerwonym).

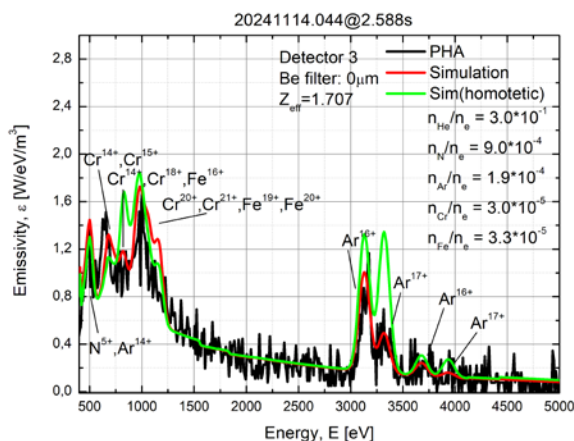
W wyniku symulacji przeprowadzonej za pomocą kodu SimXRay.exe opracowanego w IPPLM, możliwe było określenie składu i zawartości poszczególnych zanieczyszczeń, a także wartości efektywnego ładunku plazmy Z_{eff} dla obszaru obserwacji LOS (tzw. Line of Sight) detektora. Jak można zaobserwować, poziomy intensywności żelaza i chromu z LBO wykazują wyraźną dynamikę zmian, z maksymalnym szczytem występującym w czasie 2.46 s od rozpoczęcia grzania ECRH, tj. po około 160 ms od iniekcji LBO. Wzrost zawartości zanieczyszczeń jest wyraźnie szybszy niż proces ich znikania. W przypadku argonu, poziom pozostawał stały przez całe wyładowanie.



Rys. 1.1.1 Ewolucja widm emisji rentgenowskiej dla wyładowania 20241114.044 po iniekcji zanieczyszczeń za pośrednictwem systemu LBO.

Podczas symulacji użyto nowej opcji w kodzie SimXRay.exe, która umożliwia modyfikację profili zanieczyszczeń wzdłuż promienia plazmy. Jest to szczególnie korzystne w przypadkach, gdy spodziewane są procesy transportu. W klasycznych przypadkach założenie homotetycznej zależności rozkładu zanieczyszczeń od profilu gęstości elektronowej może prowadzić do satysfakcjonujących wyników, ale w przypadkach, gdy mamy do czynienia z procesami turbulentnymi lub procesami charakteryzującymi się obecnością transportu, zależność homotetyczna może nie być spełniona a w konsekwencji może prowadzić do rozbieżności między wynikami symulacji a eksperymentem. Tak było w przypadku omawianego wyładowania. Po ręcznej korekcie rozkładu zanieczyszczeń dla Ar, Fe i Cr uzyskano dobrą zbieżność eksperymentu oraz symulacji. Oczywiście zmiany wprowadzone ręcznie w rzeczywistości wynikają z procesów transportu i dla dokładnej analizy powinny być oszacowane przy użyciu kodów numerycznych do transportu zanieczyszczeń, np. STRAHL. Rys. 1.1.2 pokazuje

widmo zebrane przez detektor 3 z symulacjami wykonanymi dla założenia homotetycznego (zielony wykres) oraz uwzględniające deformację profilu Ar, Cr i Fe wzdłuż promienia plazmy (czerwony wykres).



Rys. 1.1.2 Różnice między symulacjami wykonanymi dla założenia homotetycznych rozkładów zanieczyszczeń Ar, Cr i Fe względem profilu gęstości elektronowej (zielony wykres) oraz zmodyfikowanymi przebiegami tych profili (czerwony wykres).

Na podstawie uzyskanych wyników można więc stwierdzić, że zmodernizowana diagnostyka PHA w połączeniu z opracowanym oprogramowaniem do przetwarzania danych pozwala na uzyskiwanie użytecznych danych, takich jak Z_{eff} , zawartość zanieczyszczeń, określanie dynamiki zmian tej zawartości oraz umożliwia obserwację procesów transportu zanieczyszczeń podczas wyładowań. Wszystko to przy uzyskaniu większej statystyki rejestrowanych zliczeń, a co za tym idzie wyższej jakości uzyskanych wyników eksperymentalnych i ich większej precyzji.

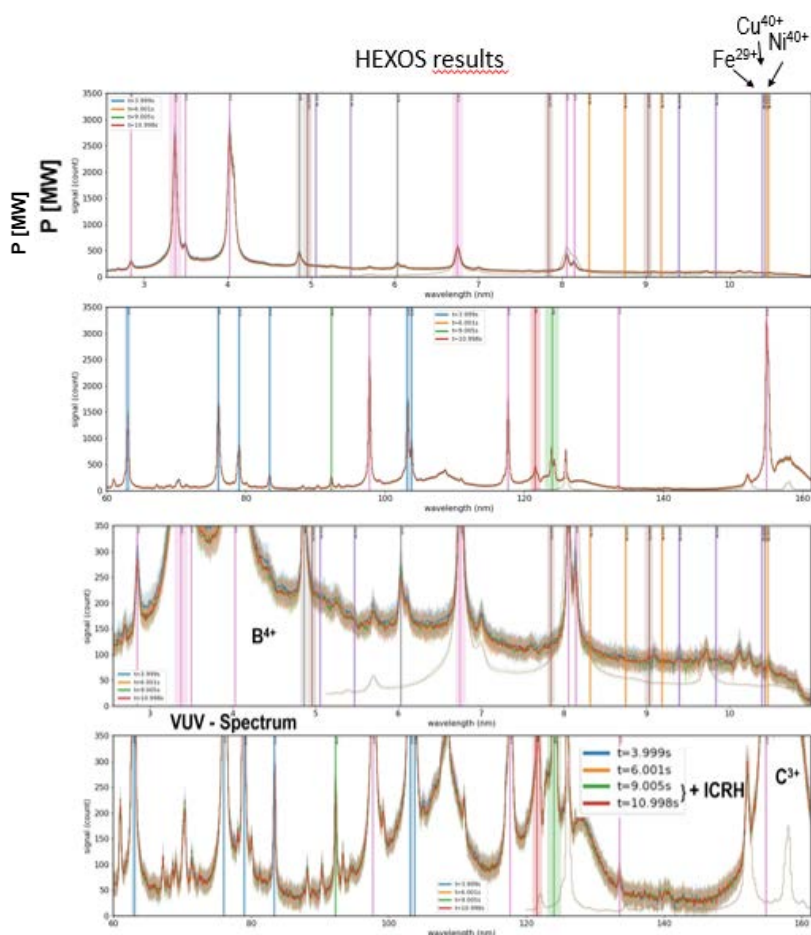
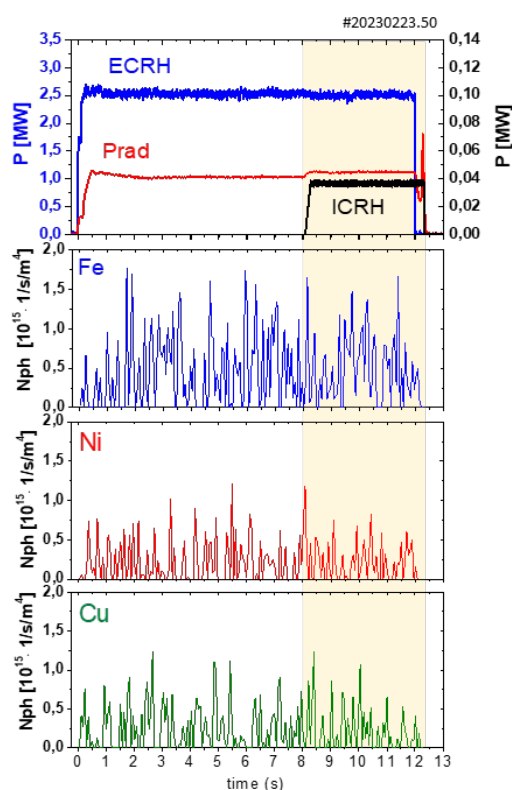
Badanie zachowania zanieczyszczeń w trakcie trwania uruchamiania systemu grzania ICRH na W7-X

System grzania cyklotronowego jonów (ICRH) został uruchomiony w plazmie W7-X podczas kampanii eksperymentalnej OP2.1. Głównym celem systemu ICRH jest dostarczanie do 1,5 MW mocy radio frequency (RF) z czasem trwania impulsu do 10 s w zakresie częstotliwości 25–38 MHz. Antena została wykonana ze stali nierdzewnej 316LN o niskiej zawartości kobaltu, która jest również głównym materiałem konstrukcyjnym W7-X, posiadająca możliwość ruchu radialnego. Dodatkowo, strapy anteny pokryte są cienką warstwą miedzi (Cu), a jej głowica jest chroniona płytkami węglowymi. Zarówno głowica anteny, jak i strapy są chłodzone w celu ograniczenia maksymalnej temperatury materiału anteny, powstałej na skutek oddziaływania strumienia ciepła z plazmy oraz prądów RF indukowanych w strapach. Podczas pierwszej operacji systemu ICRH w lutym i marcu 2023 roku dostarczana moc była stopniowo zwiększana do 700 kW w impulsach trwających około 3 s oraz 360 kW w impulsach do 10 s. Zaobserwowano niewielką liczbę awarii wyładowań, głównie w sytuacjach, gdy antena znajdowała się bliżej LCFS (last closed flux surface).

Głównym celem przedstawionego badania jest analiza zachowania zanieczyszczeń podczas pracy anteny oraz ocena wpływu grzania na plazmę. Główne zanieczyszczenia w W7-X to:

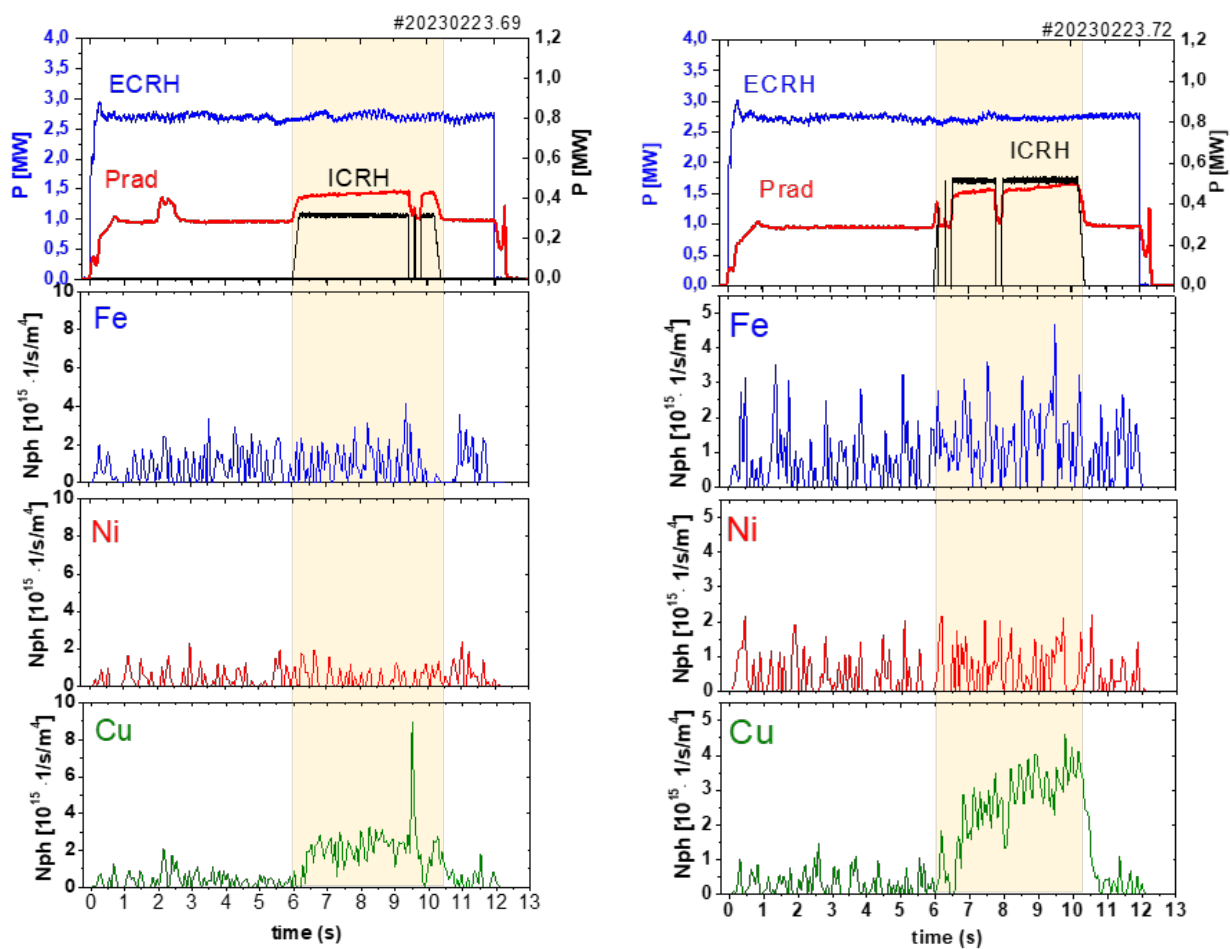
- węgiel (C) – pochodzący z materiału dywertora,
- tlen (O) – pochodzący z wewnętrznych ścian urządzenia, zaadsorbowany podczas wentylacji stellaratora,
- bor (B) – pochodzący z procesu boronizacji.

Wszystkie te pierwiastki są naturalnie emitowane w wyniku erozji materiałów powierzchniowych dywertora i ścian maszyny. Pierwiastki o wysokiej liczbie atomowej Z mogą być obserwowane w wyniku ich zewnętrznej iniekcji lub oddziaływania plazmy z powierzchnią anteny grzewczej. Analiza wykazała, że dla niskiej mocy grzania ICRH na poziomie około 40 kW nie zaobserwowano wzrostu intensywności linii zanieczyszczeń takich jak Cu, Fe, Ni w zakresie promieniowania rentgenowskiego mierzonego przez system PHA oraz w widmach VUV rejestrowanych przez spektrometr HEXOS (Rys. 1.1.3).



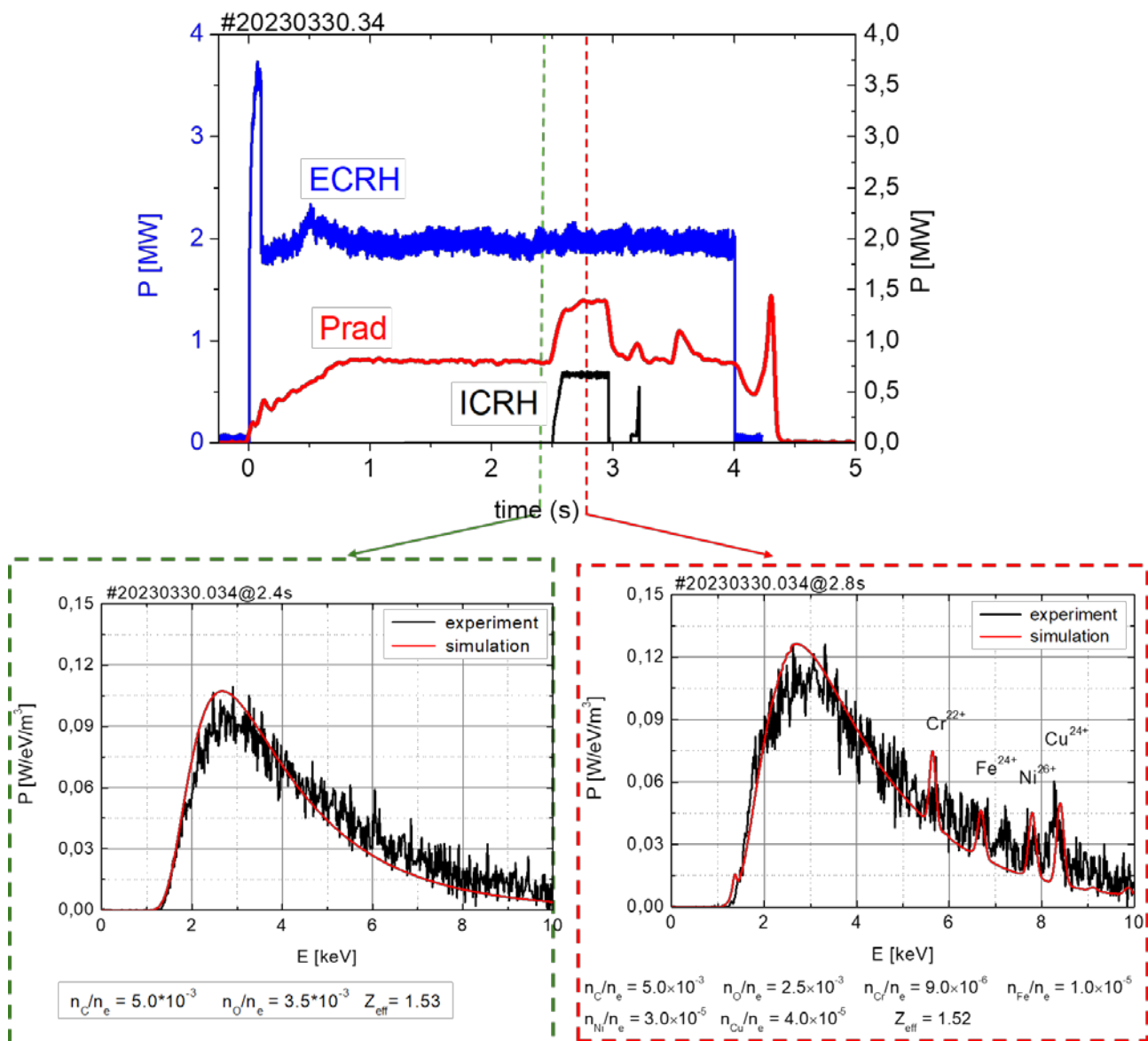
Rys. 1.1.3 Przebiegi czasowe mocy ECRH, ICRH oraz mocy promieniowania (P_{rad}) z wybranego eksperymentu z jednoczesnymi zmianami intensywności linii Cu, Ni i Fe podczas wyładowania (lewa strona). Widma VUV zarejestrowane przez spektrometr HEXOS przed i w trakcie grzania ICRH (prawa strona).

W eksperymencie z wyższą mocą ICRH na poziomie 300-500 kW zaobserwowano wzrost sygnału Cu, co przedstawiono na Rys. 1.1.4. Nie zaobserwowano istotnego wzrostu sygnałów Fe ani Ni.



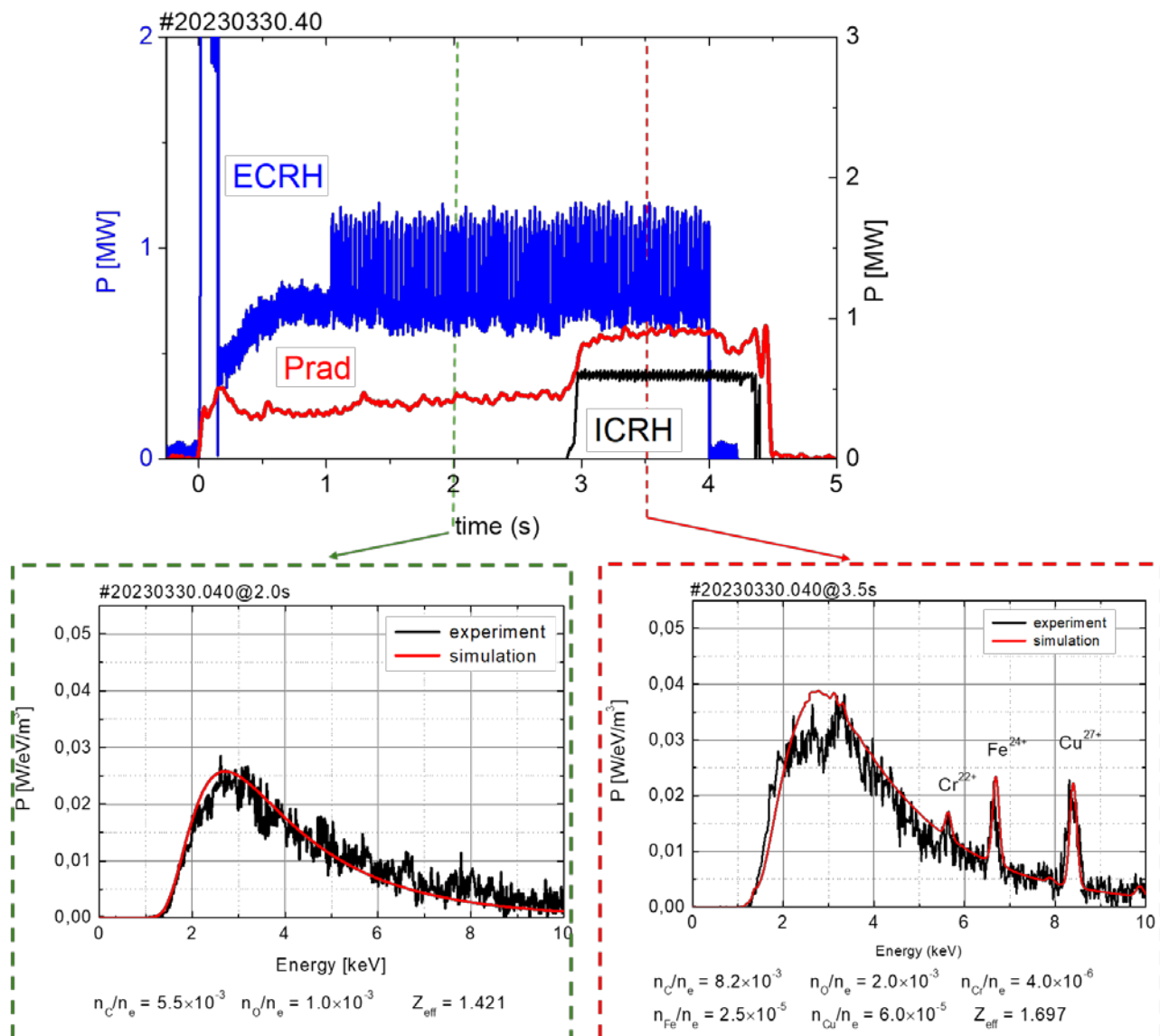
Rys. 1.1.4 Przebiegi mocy ECRH, ICRH oraz mocy promieniowania z wybranych eksperymentów z jednoczesnymi zmianami intensywności linii Cu, Ni i Fe zaobserwowanymi przez system PHA podczas wyładowania.

W ramach badań przeprowadzono szczegółową analizę eksperymentu z mocą grzania ICRH wynoszącą 700 kW. Wybrano dwa wyładowania. W pierwszym przypadku plazma była podgrzewana przez 2 MW ECRH. W 2.5 s włączono grzanie ICRH na okres 500 ms. Jak widać na Rys. 1.1.5, w widmach PHA obserwowane są linie Cu i Ni podczas grzania ICRH, podczas gdy w przypadku samej plazmy ECRH nie są one widoczne. Symulacje widm PHA pozwoliły oszacować stężenie zanieczyszczeń i wartość Z_{eff} . W tym przypadku zawartość zanieczyszczeń nie miała wpływu na tę wartość.



Rys. 1.1.5 Czasowe przebiegi mocy ECRH, ICRH oraz mocy promieniowania z wybranego eksperymentu z zaobserwowanymi i symulowanymi widmami przed i w trakcie grzania ICRH.

Drugi analizowany eksperyment przedstawiono na Rys. 1.1.6. W tym przypadku plazma była podgrzewana przez 800 kW ECRH i zaczęła się od 1s z modulacją. Grzanie ICRH włączono w 3s i trwało 1s. Widma PHA pokazują, że podczas grzania ICRH widoczne są linie spektralne zanieczyszczeń, takich jak Cu, Fe i Cr. Ich zawartość nieznacznie wpływa na wartość Z_{eff} , która wzrasta z 1.4 do 1.7 w trakcie trwania grzania ICRH.



Rys. 1.1.6 Czasowe przebiegi mocy ECRH, ICRH oraz mocy promieniowania z wybranego eksperymentu z zaobserwowanymi i symulowanymi widmami przed i w trakcie grzania ICRH.

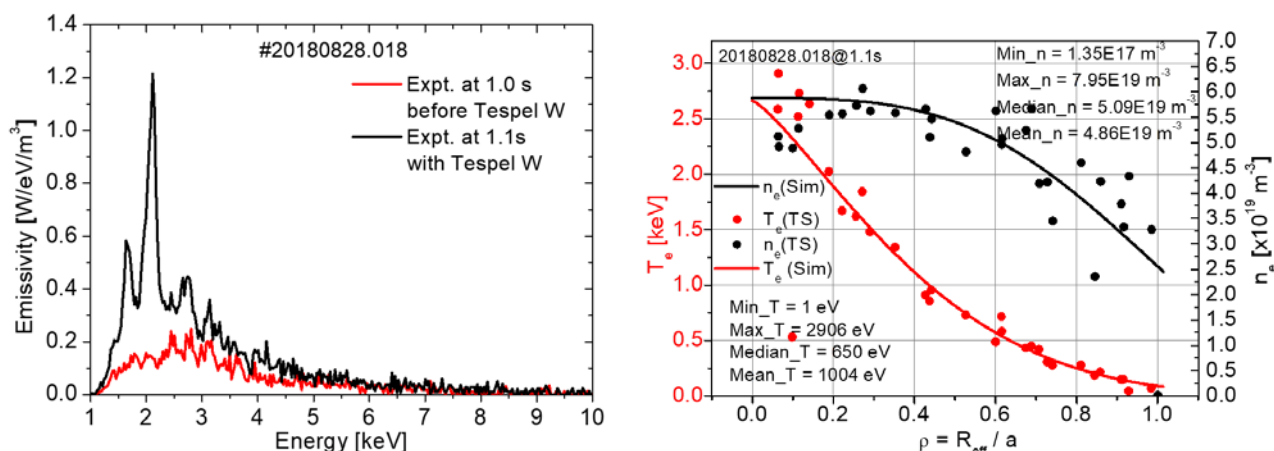
Analiza widm VUV i miękkiego promieniowania rentgenowskiego pokazuje, że chociaż w plazmie zaobserwowano linie spektralne pochodzące od zanieczyszczeń o wyższym Z (głównie Cu), ich zawartość jest na tyle mała, że nie wpływa na średni Z_{eff} . Oznacza to, że system ICRH skutecznie zwiększył moc plazmy podczas fazy uruchamiania, nie zakłócając w znaczący sposób jej składu. Niemniej jednak, konieczna jest dodatkowa analiza, która oceni, jaka część mocy grzewczej została rzeczywiście dostarczona do plazmy.

Badanie linii wolframowych z widm PHA

Interpretacja widm eksperymentalnych zmierzonych za pomocą systemu PHA w odniesieniu do parametrów plazmy wymaga wcześniejszej ich identyfikacji i uwzględnienia wszystkich istotnych czynników wpływających na widmo w ramach teoretycznych modeli promieniowania. W związku z tym w analizach numerycznych zastosowano dwa modele teoretyczne realizowane przez dwa kody numeryczne. Pierwszy z nich - kod SimXRay, umożliwia symulacje dla różnych scenariuszy plazmowych, charakteryzujących się zmiennymi profilami temperatury i gęstości oraz mocą grzania cyklotronowego ECRH w szerokim zakresie, zaś drugi Flexible Atomic Code (FAC), który pozwala obliczać różne właściwości atomowe, takie jak poziomy energetyczne, przekroje czynne na wzbudzenie i jonizację poprzez zderzenia z elektronami, prawdopodobieństwa przejść radiacyjnych i autojonizacji, a także inne parametry niezbędne w podejściu kolizyjno-radiacyjnym.

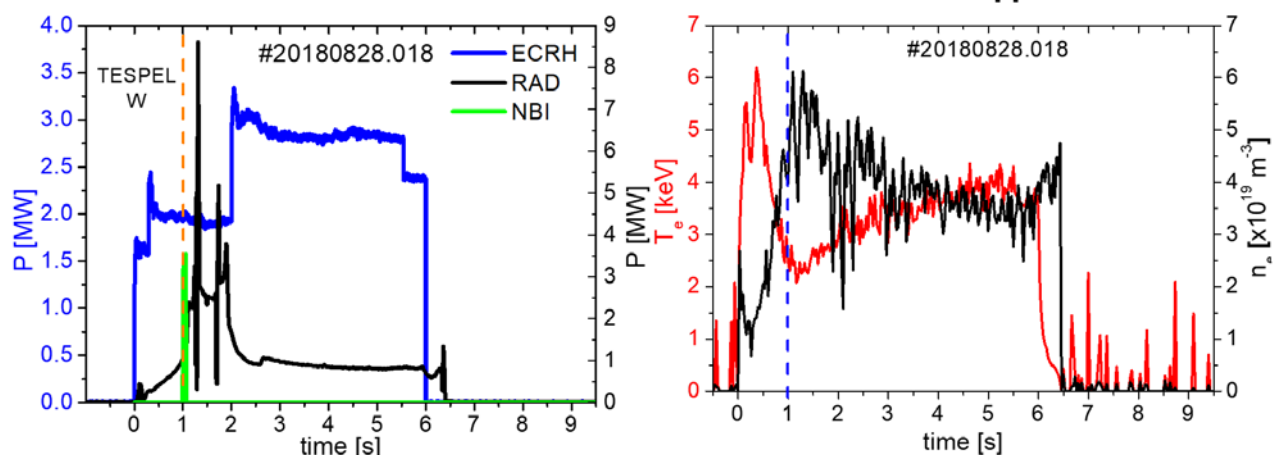
W ramach prac przeanalizowano wybrane widmo zarejestrowane podczas sesji eksperymentalnych w układzie W7-X, dążąc do uzyskania zgodności między widmem zarejestrowanym a symulowanym. To porównanie

umożliwiło wiarygodną interpretację eksperymentalnego widma rentgenowskiego oraz uzyskanie informacji na temat zawartości zanieczyszczeń w plazmie. W tym celu dokonano analizy wyładowania 20180828.018 zarejestrowanego przez system PHA. Aby uzyskać informacje na temat zawartości zanieczyszczeń (głównie wolframu), przeprowadzono symulację z wykorzystaniem wspomnianych kodów SimXRay oraz pakietu FAC.

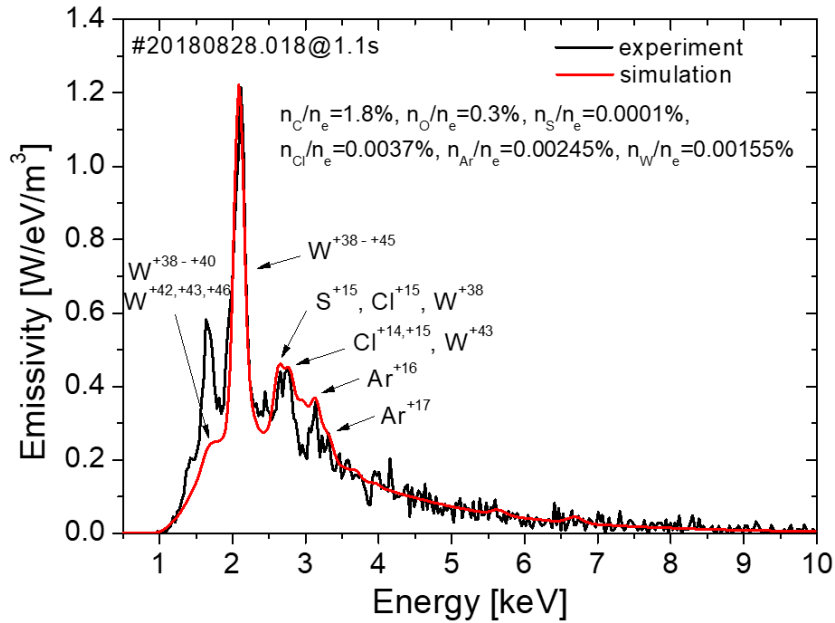


Rys. 1.1.7 Widmo PHA w skali liniowej z wprowadzonymi zanieczyszczeniami wolframu (po lewej), temperaturą elektronową T_e oraz gęstością elektronową n_e wzdłuż promienia plazmy wraz z dopasowanymi krzywymi (po prawej) dla wyładowania 20180828.018.

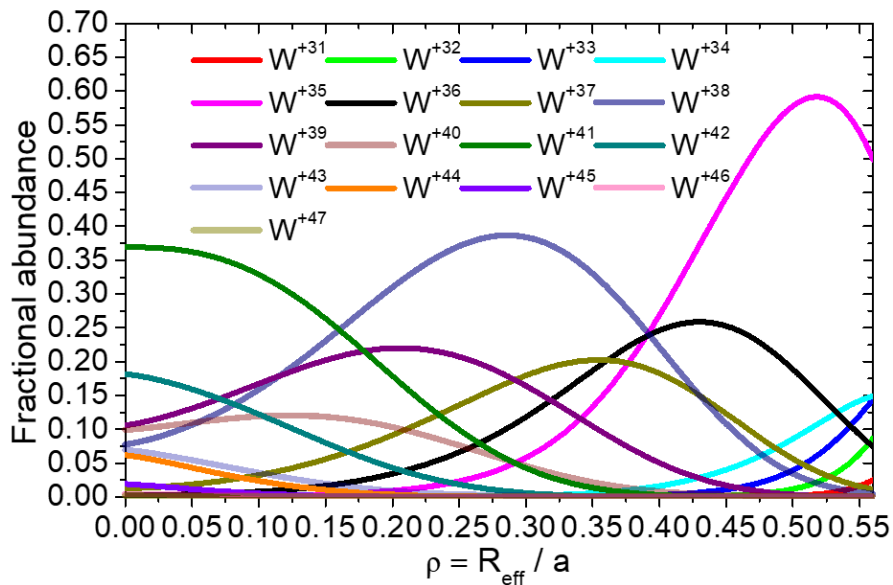
Jak można zaobserwować na Rys. 1.1.7 po lewej stronie pojawiły się piki w okolicach 1.65 keV, około 2.1 keV oraz od około 2.6 do 3.7 keV. Po prawej stronie Rys. 1.1.7 oraz na Rys. 1.1.8 przedstawiono warunki eksperymentalne dla wyładowania 20180828.018 zarejestrowanego na W7-X. Rys. 1.1.9 przedstawia eksperymentalne i symulowane widma. Spektrum syntetyczne zostało obliczone przy użyciu kodu SimXRay w ramach modelu uwzględniającego równowagę koronową. Jak widać, symulacja została przeprowadzona w zakresie od 1.0 keV do 10.0 keV, uwzględniając eksperymentalne profile temperatury i gęstości elektronowej uzyskane za pomocą diagnostyki Thomson Scattering (TS) dla wyładowania 20180828.018. Z analiz wynika, że stężenia zanieczyszczeń wynoszą: C (1,8 %), O (0,3 %), S (0,0001 %), Cl (0,0037 %), Ar (0,00245 %) i W (0,00155 %). Uzyskane wyniki wykazują wysoką zgodność z widmem eksperymentalnym.



Rys. 1.1.8 Przebiegi czasowe ECRH, RAD i NBI z wstrzyknięciem TESPELa zawierającego cząsteczki wolframu w 1.1s (lewy wykres), razem z ewolucją czasową centralnej temperatury (T_e) oraz gęstości elektronowej (n_e) (prawy wykres) dla wyładowania 20180828.018.

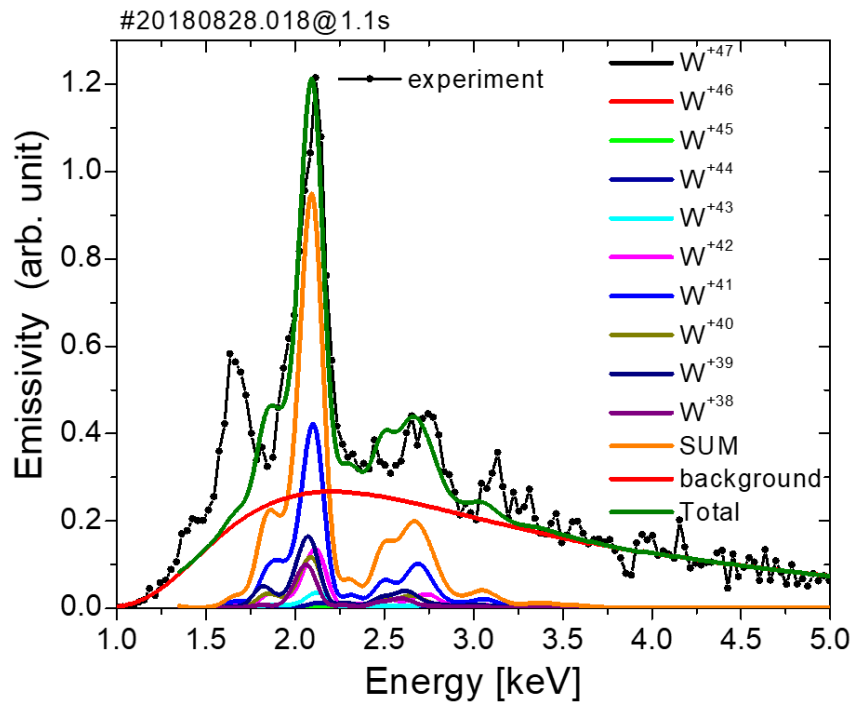


Rys. 1.1.9 Widma eksperymentalne i symulowane uzyskane przy założeniu modelu równowagi koronowej za pomocą kodu SimXRay, wraz z koncentracjami zanieczyszczeń, w zakresie od 1.0 keV do 10.0 keV, uwzględniając profile temperatury i gęstości dla wyładowania 20180828.018.



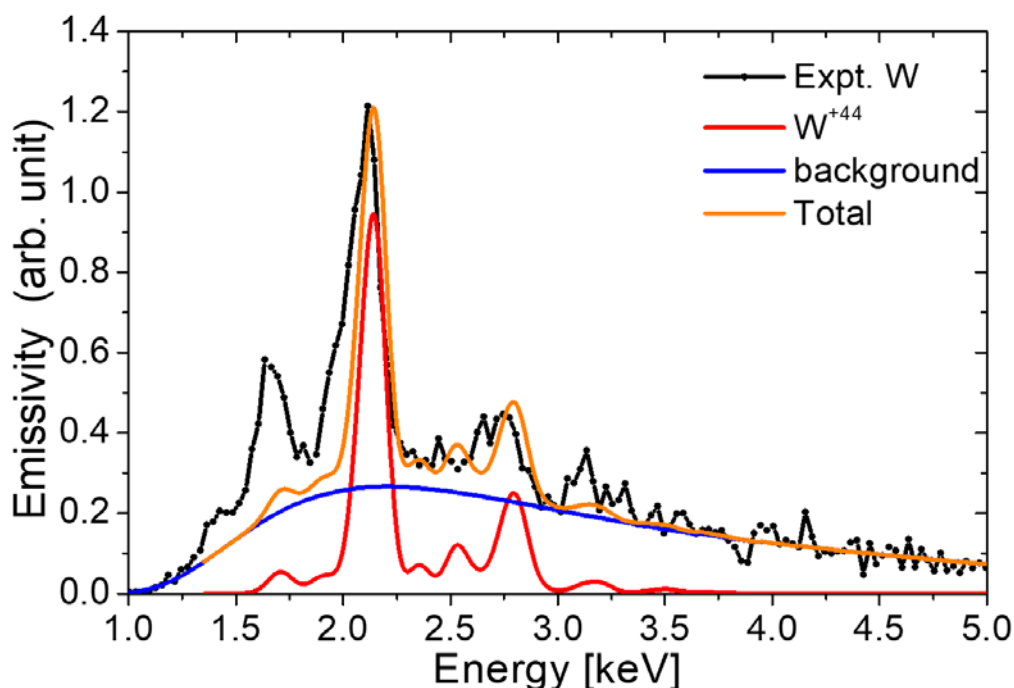
Rys. 1.1.10 Fractional Abundance wolframu (w procentach), wzdłuż promienia plazmy, ograniczone do tego stopnia jonizacji, w który ma największy wpływ na region energii fotonów między 1 a 5 keV.

Udziały procentowe jonów wolframowych od W^{+31} do W^{+47} zostały przedstawione na Rys. 1.1.10. Obliczenia przeprowadzono wzdłuż promienia plazmy dla temperatury elektronowej plazmy zmierzonej podczas wyładowania 20180828.018. Skład jonowy dla wszystkich rodzajów jonów W został obliczony poprzez rozwiązanie układu równań kinetycznych z założeniem modelu plazmy koronowej. Jak widać, największy wkład mają jony W^{+35} , W^{+38} oraz W^{+41} .



Rys. 1.111 Symulowane linie rentgenowskie jonów wolframu od W^{+38} do W^{+47} , tło oraz zsumowane spektrum, uwzględniające eksperymentalne profile T_e i n_e uzyskane za pomocą diagnostyki TS a także udziały procentowe jonów W , razem z widmem eksperymentalnym (wyladowanie 20180828.018).

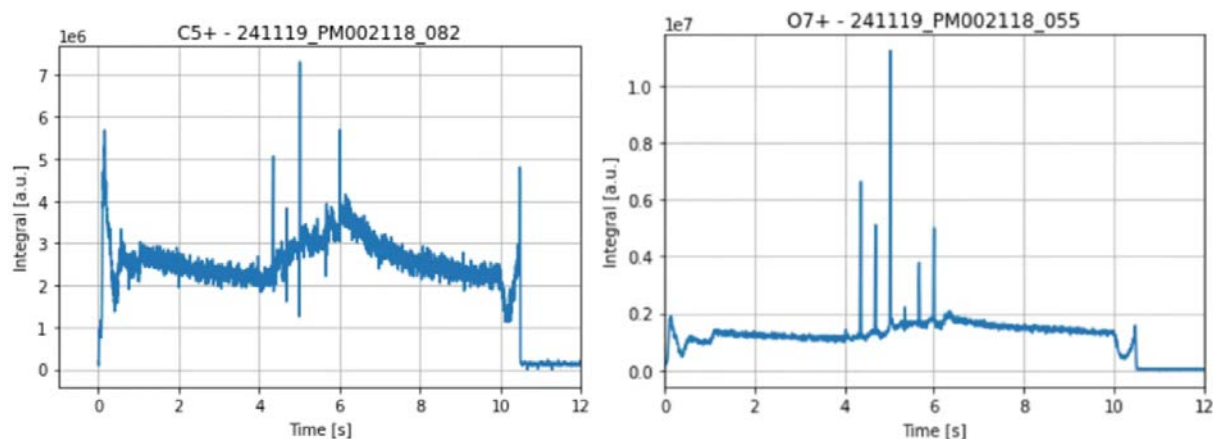
Podczas przeprowadzonych analiz stwierdzono, że po uwzględnieniu udziału procentowego (FA - Rys. 1.1.10), promieniowania bremsstrahlung oraz promieniowania rekombinacyjnego, najniższa energia komponentu, skoncentrowana wokół 1.65 keV, jest przypisana do linii rentgenowskich typu M (przejście z czwartej na trzecią powłokę) głównie w jonach od W^{+48} do W^{+44} . Dominujący komponent wokół 2.1 keV pochodzi z linii rentgenowskich M w jonach W od około W^{+30} do około W^{+50} . Z kolei szczyty od 2.3 do 3.7 keV również pochodzą z linii rentgenowskich M, ale z przejść $5 \rightarrow 3$ w jonach $W^{+30} - W^{+50}$. Najlepsze dopasowanie między wynikami symulacji a widmem eksperymentalnym można uzyskać, uwzględniając jony W w zakresie od W^{+38} do W^{+47} (Rys. 1.1.11). Chociaż analiza linii rentgenowskich W wokół 2.1 keV oraz w zakresie od 2.6 do 3.7 keV wykazała bardzo dobre dopasowanie do widma eksperymentalnego, pik zmierzony eksperymentalnie przy energii 1.65 keV jest zbyt wysoki w porównaniu do wyników symulacji. Powodem tego wydaje się być niedoszacowanie wpływu jonu W^{+44} (Rys. 1.1.12), który prawdopodobnie podczas wstrzyknięcia TESPEL zawierającego W był najbardziej dominujący. W związku z tym konieczne jest przeprowadzenie dodatkowych eksperymentów oraz dalsze badania linii 1.65 keV.



Rys. 1.12 Symulowane linie rentgenowskie dla jonu W^{+44} , tło i podsumowane spektrum, uzyskane przy użyciu T_e i n_e z diagnostyki Thomson Scattering oraz FA dla W^{+44} , razem z widmem eksperymentalnym (wyladowanie 20180828.018).

Uruchomienie systemu diagnostycznego C/O monitor podczas kampanii eksperymentalnej OP2.2 oraz przykład wstępnie uzyskanych wyników

W trakcie trwania fazy uruchomieniowej OP2.2, również system C/O monitor został uruchomiony oraz przetestowany w warunkach eksperymentalnych. Wszystkie jego kluczowe komponenty zostały odpowiednio przetestowane i dostrojone. W fazie tej wprowadzono modyfikacje w systemie rozcieńczania gazów wylotowych pomp próżniowych, a odpowiednie zmiany zostały uwzględnione w dokumentacji technicznej spektrometru. Ponadto w trakcie trwania commissioningu diagnostyki okazało się, że po modyfikacjach niektórych systemów informatycznych konieczne były modyfikacje oprogramowania generatora LTTE. W rezultacie opracowano nowe oprogramowanie i przeprowadzono wszystkie wymagane aktualizacje przed rozpoczęciem programu naukowego OP2.2. Analiza danych zmierzonych podczas OP2.1 wykazała częste nasycenie sygnału. W celu złagodzenia tego problemu przeprowadzono kilka pomiarów podczas fazy uruchamiania, co doprowadziło do dostosowania ustawień apertury wejściowej. W następnej kolejności przeprowadzono szereg pomiarów z zastosowaniem diagnostyki C/O monitor. Jedną z przykładowych wstępnych analiz było zbadanie wpływu iniekcji kapsulek paliwowych tzw. peletów z zamrożonym wodorem na sygnał zbierany przez system C/O monitor. Ze względu na bliskość układu iniekcji peletów do omawianego systemu (obszar plazmy obserwowany przez system C/O monitor pokrywa się z obszarem, w którym pelety są wstrzykiwane) sprawdzono wpływ iniekcji na zmianę tła promieniowania obserwowanego przez oba kanały detekcyjne (C oraz O - Rys. 1.1.13).



Rys. 1.13 Przebieg czasowy intensywności linii C^{5+} (po lewej) oraz O^{7+} (po prawej) zmierzonych za pomocą systemu diagnostycznego C/O monitor.

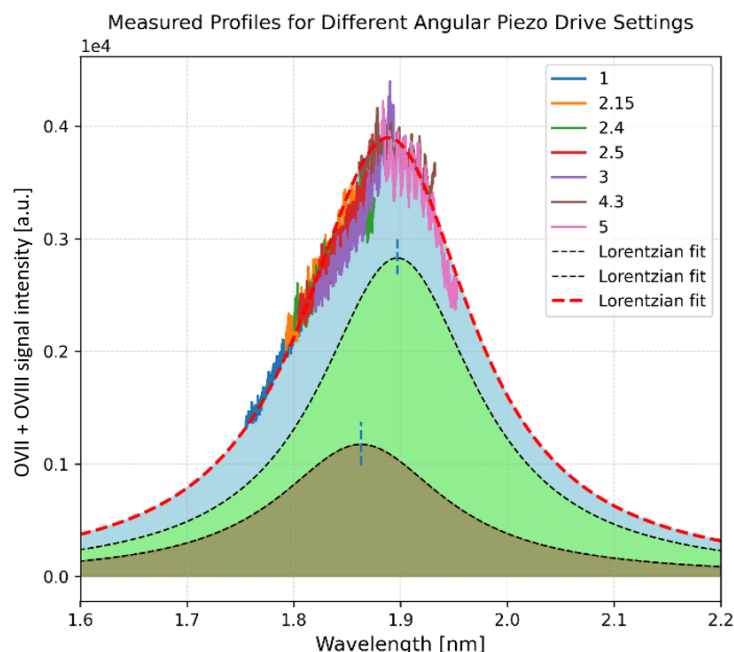
Wyniki tych obserwacji pokazują, że iniekcja pelletów z zamrożonym wodorem nie powoduje wzrostu tła promieniowania, a jej obecność widoczna jest jedynie w postaci pików (widocznych na Rys. między 4 a 6 sekundą). Wzrost intensywności sygnału tła wynika natomiast wyłącznie ze zwiększenia mocy wypromieniowanej z plazmy w przedziale czasowym w którym wstrzykiwane było zamrożone paliwo.

W dalszej kolejności przeprowadzono eksperymenty z iniekcją kapsułek TESPEL zawierających węgiel oraz związki tlenu do centrum plazmy. Kapsułki te miały różne ilości badanych zanieczyszczeń co pozwoli na określenie czułości systemu na wstrzykiwane zanieczyszczenia. Szczegółowa analiza uzyskanych wyników rozpocznie się w roku 2025.

Ponadto w trakcie trwania kampanii OP2.2 dokonano szeregu pomiarów związanych m.in. z wpływem boronizacji na sygnały węgla oraz tlenu. Pomiary wykonywano w ciągu 3 miesięcy podczas tzw. wyładowań referencyjnych prowadzanych na początku każdego dnia eksperymentalnego. Podobny eksperyment prowadzony będzie również w trakcie trwania drugiej części niniejszej kampanii eksperymentalnej - OP2.3 w 2025 roku. Tak zebrany zestaw danych zostanie następnie przeanalizowany, zaś na podstawie uzyskanych wyników wyznaczone zostaną trendy oraz wpływ boronizacji oraz ekspozycji zewnętrznych warstw ściany stellaratora na działanie plazmy.

Bardziej precyzyjne symulacje prowadzone będą po uzyskaniu kluczowych danych z innych urządzeń diagnostycznych takich jak Charge Exchange Recombination Spectroscopy dostarczających radialne rozkłady badanych zanieczyszczeń jak i profili temperatur oraz gęstości elektronowych z systemu Thomson Scattering. Ze względu na trwające eksperymenty niniejsze dane dostępne będą po ukończeniu kampanii eksperymentalnej OP2.3.

Ze względu na niską rozdzielczość energetyczną systemu C/O monitor, kanał dedykowany pomiarowi linii O^{7+} (1.9 nm) uwzględnia również pomiaru linii O^{6+} (1.86nm). Biorąc te czynniki pod uwagę poprawiono część obliczeń związanych z wpływem dodatkowej linii o niższym stopniu jonizację na linie Lyman-alpha, do pomiaru której dedykowany jest niniejszy spektrometr. Wykres na Rys. 1.1.14 przedstawia sygnał zmierzony dla różnych pozycji kątowych elementu dyspersyjnego (1-5 stopni) oraz teoretyczne dopasowanie profili Lorentzowskich w celu odzwierciedlenia profili eksperymentalnych.



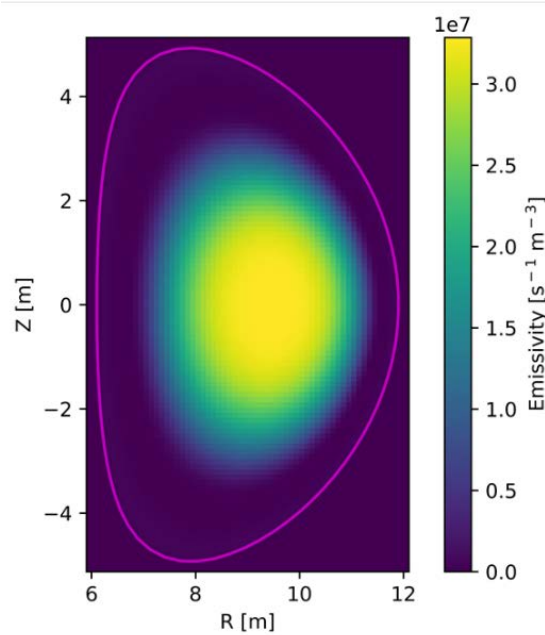
Rys. 1.14 Zmierzony sygnał dla różnych pozycji kątowych elementu dyspersyjnego ($1\text{--}5^\circ$) wraz z teoretycznym dopasowaniem profili Lorentzowskich dla linii O^{6+} oraz O^{7+} .

Biorąc pod uwagę dodatkowe zestawy informacji wprowadzono modyfikacje do wstępnie rozwiniętej publikacji, która obecnie uwzględnia obliczenia o zwiększonej precyzji. Wyniki przedstawione zostaną w publikacji o proponowanym tytule „Assessment of He-like O line impact on the oxygen signal level from the Wendelstein 7-X plasmas measured by the C/O monitor system”, która została w zaawansowanym stopniu rozwinięta w roku 2024 zaś zakończenie prac i jej przesłanie do czasopisma naukowego planowane jest w pierwszym kwartale 2025 roku.

W roku 2024 zespół z IFPILM wziął udział w 25 kampanii eksperymentalnej na heliotronie LHD. W trakcie jej trwania przeprowadzono szereg eksperymentów mających na celu zbadanie zachowania zanieczyszczeń zarówno lekkich takich jak C czy O oraz cięższych jak np. Ca, Fe czy Cu. Prowadzone badania miały na celu zbadanie korelacji w zachowaniu zanieczyszczeń w odniesieniu do różnych parametrów plazmy tj. gęstości oraz temperatur elektronowych. Po zakończeniu kampanii eksperymentalnej na stellaratorze Wendelstein 7-X uzyskane wyniki z LHD będą porównane z tymi uzyskanymi na W7-X. Ponadto zostaną porównane z wynikami uzyskanymi w poprzednich kampaniach eksperymentalnych na LHD.

1.2 Rozwój diagnostyk promieniowania rentgenowskiego dla reaktora DEMO.

W ramach analizy rekonstrukcji tomograficznych celem była ocena odporności parametrów diagnostyki Prad na utratę kanałów pomiarowych podczas rekonstrukcji emisyjności w DEMO. Przeanalizowano wpływ lokalizacji utraconych kanałów na dokładność tomografii. Analiza rekonstrukcji tomograficznej została przeprowadzona na podstawie fantomu emisji mocy promieniowania, przygotowanego w programie CHERAB zgodnie z bazowym scenariuszem EU-DEMO z 2018 roku. Fantom charakteryzuje się rozkładem Gaussowskim emisji i został przedstawiony na Rys. 1.2.1. Dane syntetyczne uzyskano poprzez całkowanie mocy promieniowania w granicach pola widzenia (*ang. Field of View, FOV*) dla kolimatora o średnicy 15 mm, z dodanym losowym szumem Gaussowskim o amplitudzie 5 %. Zastosowana siatka pikseli 116×197 odpowiada przestrzennej rozdzielczości 5 cm.



Rys. 1.2.1. Fantom emisji mocy przygotowany na podstawie scenariusza bazowego EU-DEMO z 2018 roku za pomocą kodu CHERAB.

W celu analizy promieniowania mocy w DEMO zaimplementowano kod oparty na metodzie minimalnej informacji Fishera (*ang. Minimum Fisher Information Regularisation, MFR*), opracowany w Instytucie Fizyki Plazmy Czeskiej Akademii Nauk. Rozszerzono również metodologię stosowaną w iteracyjnej Radialnej Kierownicy Neutronowej dla reaktora ITER.

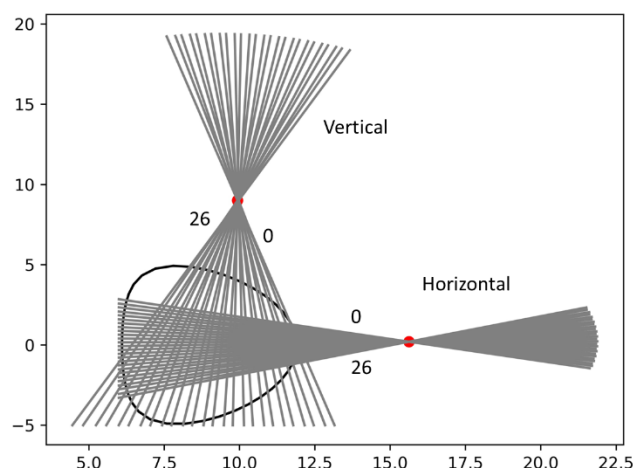
Ostateczne rozwiązanie uzyskano na podstawie 30 rekonstrukcji zbiorów danych, przy czym do każdego dodano losowy szum Gaussowski (5% amplitudy). Liczbę zbiorów zmniejszono ze standardowych 100 do 30 w celu ograniczenia czasu obliczeń. Wynikiem końcowym jest wartość średnia dla każdego piksela.

Jakość rekonstrukcji oceniano poprzez dokładność, definiowaną jako względną różnicę między rozwiązaniem (**m**) a oryginalnym profilem (**Sm**): $Accuracy_j = \frac{(m_j - Sm_j)}{Sm_j}$, gdzie j oznacza indeks piksela.

Dodatkowym parametrem porównawczym jest średni błąd kwadratowy (*ang. Root Mean Square, RMS*): $RMS = \sqrt{\frac{1}{o} (Accuracy_1^2 + Accuracy_2^2 + \dots + Accuracy_o^2)}$, gdzie o oznacza liczbę pikseli.

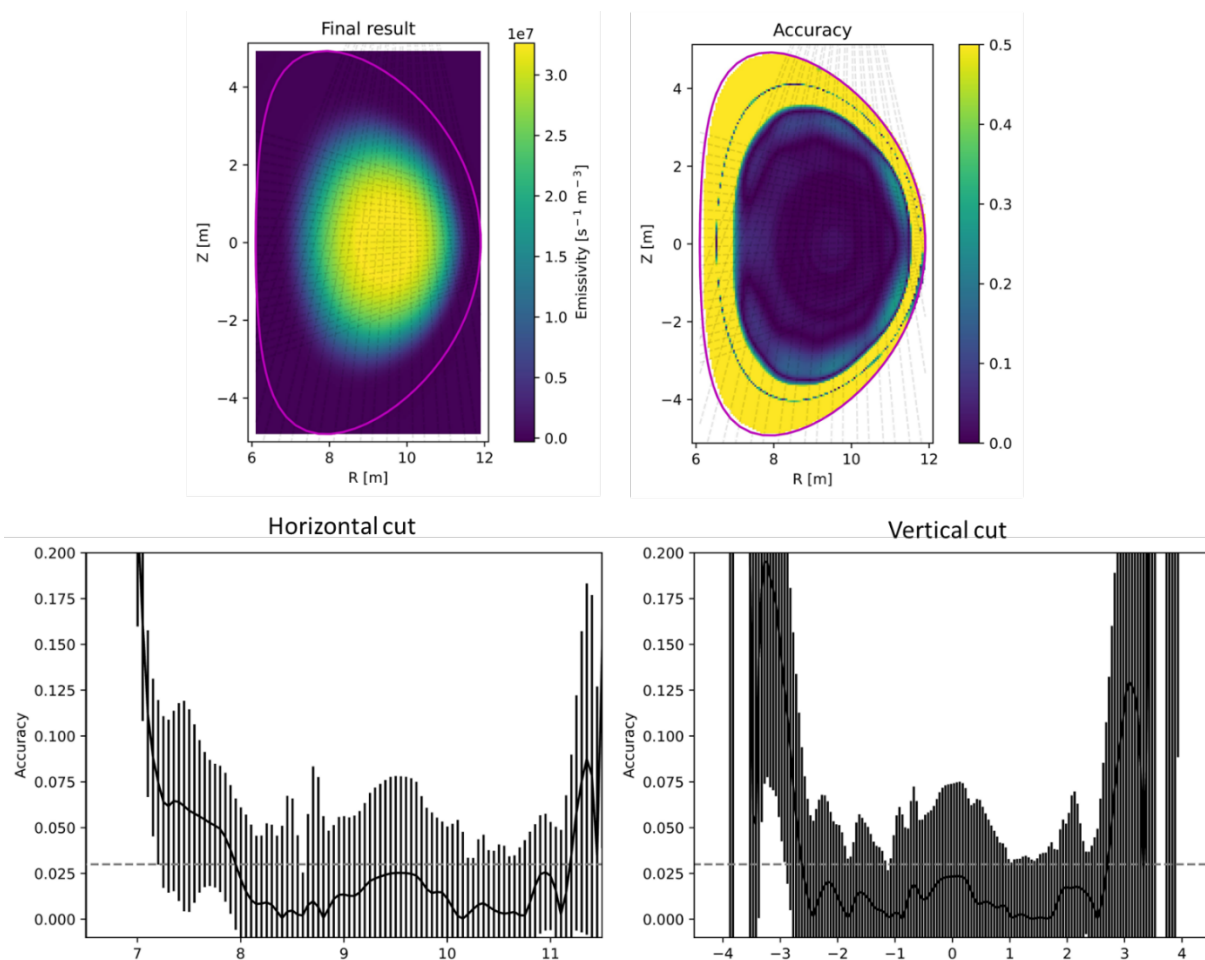
Dla ułatwienia analizy przedstawiono również jedno-wymiarowe przekroje przez centrum plazmy. Poziomy przekrój wykonano wzdłuż $Z = 0.04$ m, natomiast pionowy - wzdłuż $R = 9.45$ m.

Konfiguracja linii patrzenia (*ang. Line Of Sight, LOS*) obejmuje 26 detektorów w kamerze radialnej oraz 26 w kamerze pionowej (Rys. 1.2.2). W obliczeniach tomograficznych zamiast linii patrzenia (LOS) uwzględniono pole widzenia (FOV), które zależy głównie od długości i średnicy kolimatorów.



Rys. 1.2.2. Konfiguracja linii patrzenia.

Wynik rekonstrukcji dla pełnej konfiguracji kamer przedstawiono na Rys. 1.2.3. Posłużył on jako punkt odniesienia do oceny zmian w jakości tomografii po wykluczeniu wybranych kanałów. W porównaniu do wcześniejszych raportów wynik różni się ze względu na redukcję liczby analizowanych zbiorów danych.

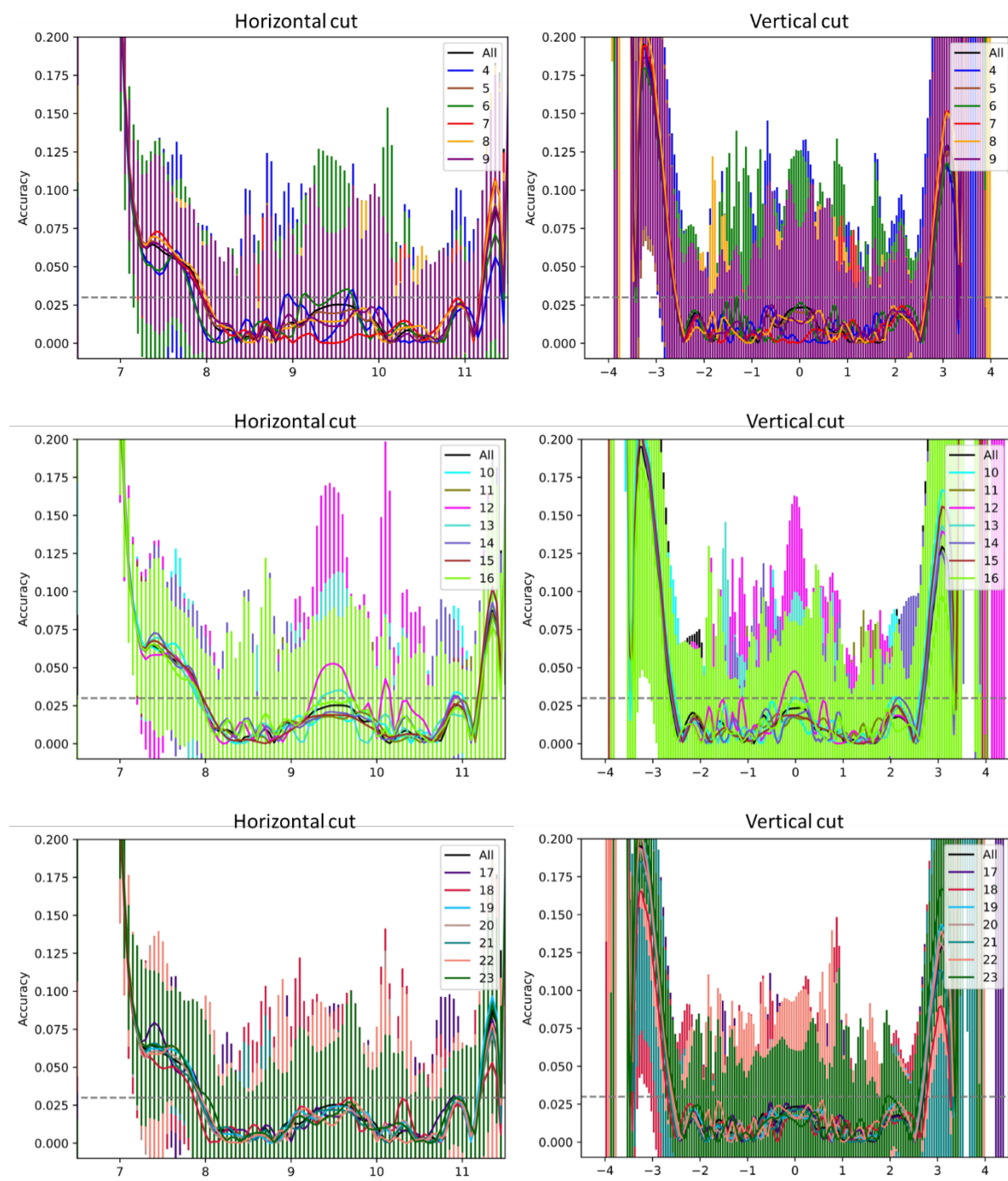


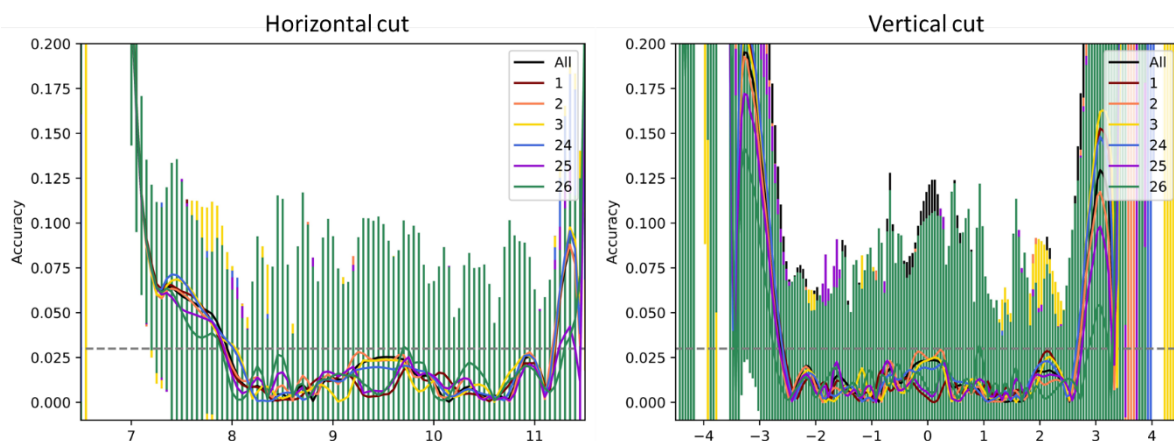
Rys. 1.2.3. Wyniki rekonstrukcji tomograficznej dla pełnego układu (wynik końcowy – lewy górny róg, rozkład dokładności – prawy górny róg, jednowymiarowy (1D) przekrój poziomy – lewy dolny róg, pionowy przekrój 1D – prawy dolny róg).

W kolejnych etapach analizy wykluczano pojedyncze kanały, zgodnie z numeracją przedstawioną na Rys. 1.2.2.

Najpierw rozważono wykluczenie kanałów z części radialnej diagnostyki. Porównania dokonano na podstawie analizy wartości RMS oraz jedno-wymiarowych przekrojów (*ang. 1D cuts*). Dla lepszej wizualizacji przekroje

podzielono na grupy. Przykład takich przekrojów przedstawiono na Rys. 1.2.4. Dla uzyskanych danych zaobserwowano znaczne zmiany w dokładności rekonstrukcji po redukcji liczby kanałów. W niektórych przypadkach dokładność w centrum plazmy była wyższa niż w konfiguracji pełnej kamery, jednak obszar, w którym precyzja rekonstrukcji była lepsza niż 3%, uległ zmniejszeniu.

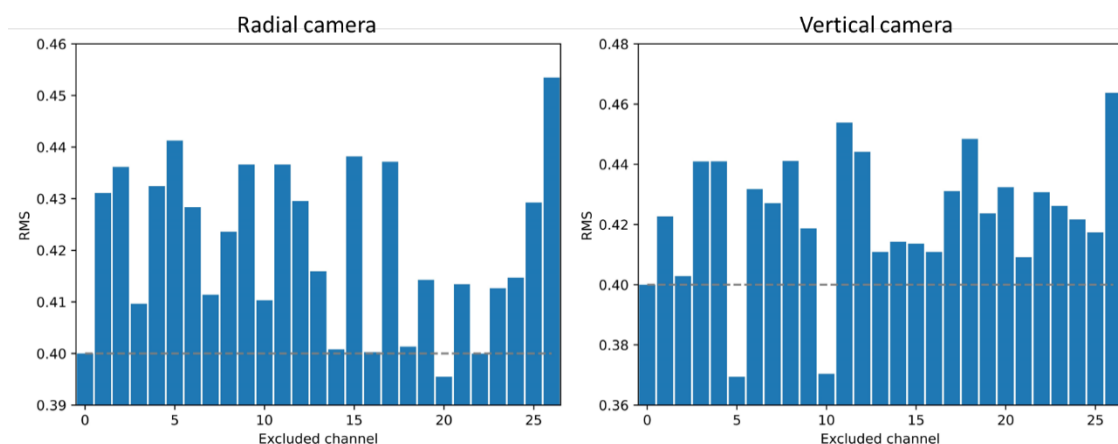




Rys. 1.2.4. Jednowymiarowy przekrój poziomy (po lewej) i pionowy (po prawej) dla wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu o kształcie Gaussa uzyskanych po wykluczeniu pojedynczego kanału z kamery radialnej.

Analogicznie przeprowadzono analizę dla części pionowej systemu diagnostycznego. W tym przypadku zmienność wyników była mniejsza, jednak zmiana wartości RMS sięgała 0.06. Zaobserwowano także wpływ większego szumu losowego oraz zmniejszenie wartości RMS.

Porównanie wartości RMS przedstawiono na Rys. 1.2.5. Wynik rekonstrukcji uległ poprawie po wykluczeniu kanału nr 20, co jest związane z obecnością szumu losowego. Jeśli poziom szumu w danym kanale jest wyższy niż średnia dla pozostałych danych, jego wykluczenie może poprawić jakość rekonstrukcji.



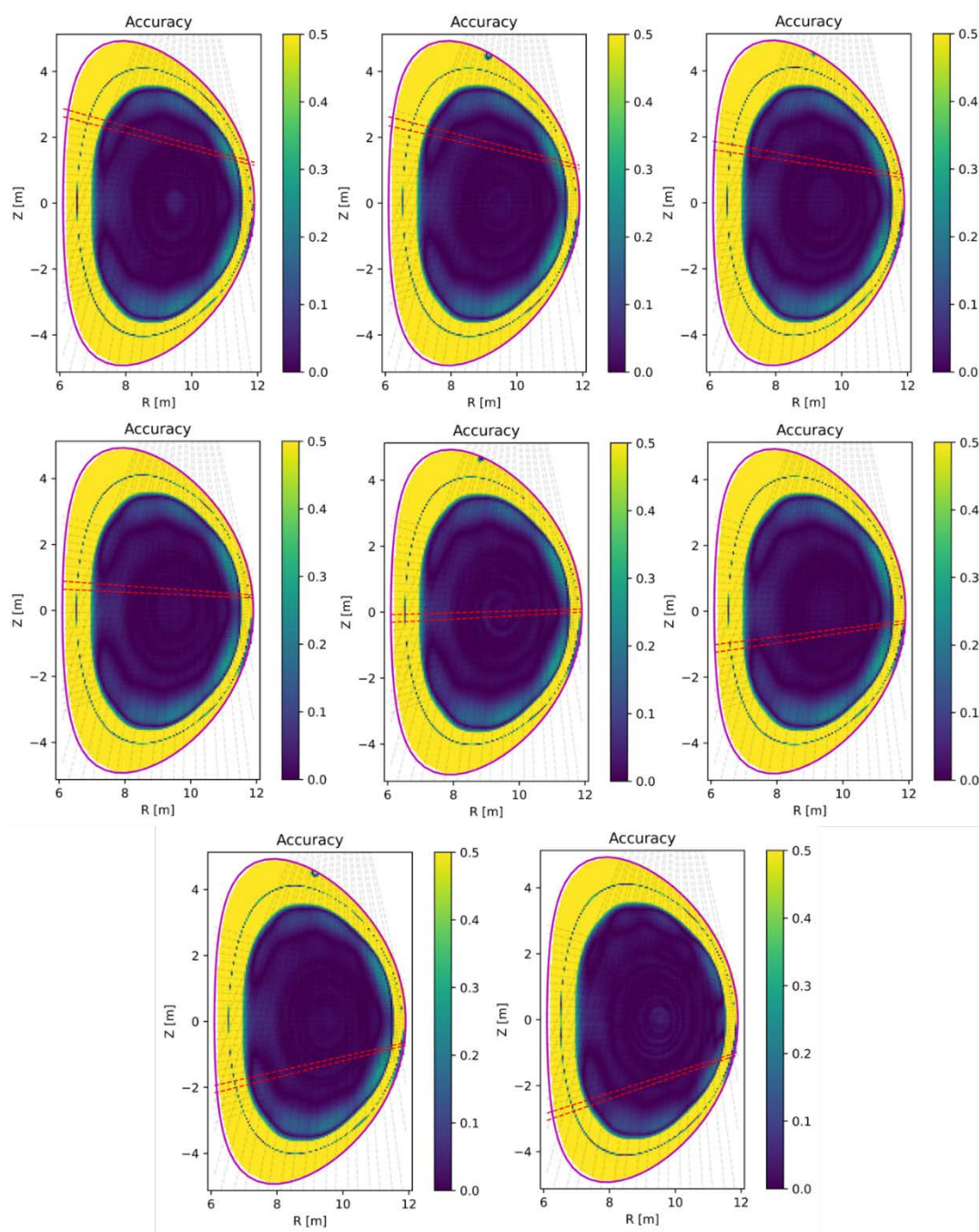
Rys. 1.2.5. RMS dla wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu o kształcie Gaussa uzyskanych po wykluczeniu pojedynczego kanału z kamery radialnej (lewa strona) i kamery pionowej (prawa strona).

Utrata dokładności po wykluczeniu kanału, reprezentowaną przez wartość RMS, jest mniejsza niż odchylenie standardowe. Natomiast po usunięciu centralnego kanału nr 12 dokładność rekonstrukcji w rdzeniu plazmy spadła poniżej wymaganej, 3%.

W kolejnej części analizy z obliczeń wykluczono pary kanałów. Porównanie dwuwymiarowych map dokładności dla poziomej części kamery przedstawiono na Rys. 1.2.6. Utrata kanałów skierowanych na górną część plazmy miała większy wpływ na rekonstrukcję niż wykluczenie dolnych linii patrzenia (LOS).

Dla uzyskanych danych porównano jedno-wymiarowe przekroje, okazało się, że największa redukcja dokładności w centrum plazmy wystąpiła po wykluczeniu kanałów 1–2 oraz 25–26, które obserwują krawędzie plazmy. Jedynie konfiguracje bez par kanałów na obrzeżach umożliwiały zachowanie dokładności rekonstrukcji lepszej niż wymagane 3% w rdzeniu plazmy. Porównując dwuwymiarowe mapy dokładności dla pionowej części kamery zaobserwowano, że wykluczenie kanałów na krawędziach znacząco zmniejszyło obszar, w którym rekonstrukcja osiąga dokładność lepszą niż 3%. Odpowiednie jedno-wymiarowe przekroje wykazały, że największy wpływ na dokładność rekonstrukcji w centrum plazmy miało wykluczenie kanałów obserwujących stronę wysokiego pola magnetycznego (*ang. High Field Side*).

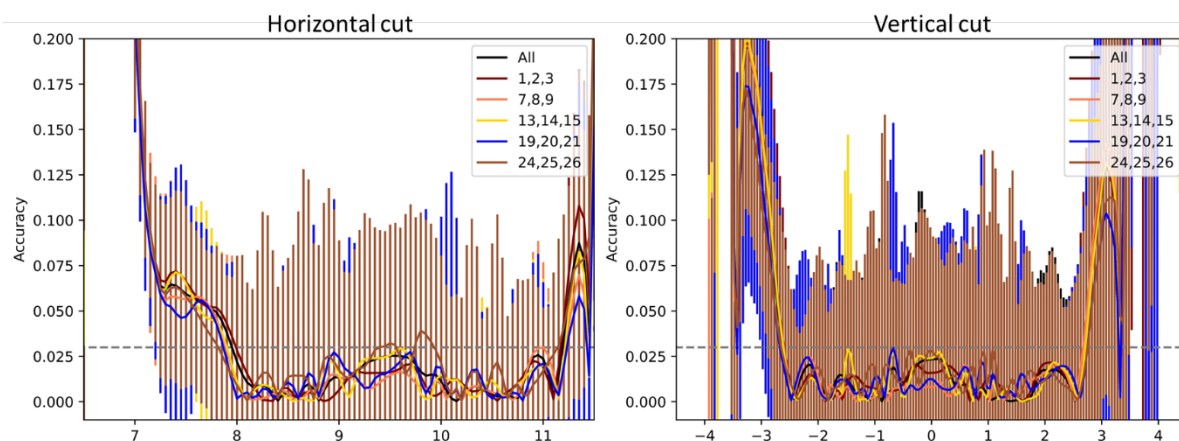
Dla par kanałów wykluczonych z rekonstrukcji tomograficznej większe różnice w RMS zaobserwowano dla pionowej części kamery, gdzie wartość ta wzrosła nawet o 0.07.



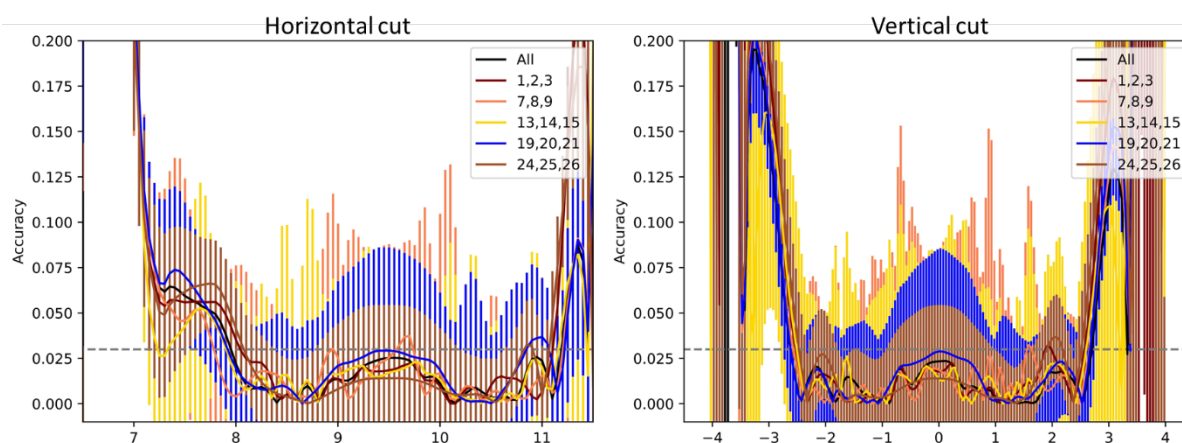
Rys. 1.2.6. Porównanie 2D map dokładności uzyskanych dla poziomej części kamery z wykluczonymi dwoma kanałami (wykluczone linie patrzenia oznaczono na czerwono).

Kolejnym etapem analizy było wykluczenie jednocześnie trzech linii patrzenia (LOS) z danych wejściowych. Porównano dwuwymiarowe mapy dokładności dla kamer radialnej i pionowej, które wykazały zmiany w dokładności rekonstrukcji po wykluczeniu trzech kanałów wyraźnie widoczne jedynie na obrzeżach plazmy. W przypadku utraty kanałów z kamery pionowej dokładność na krawędziach jest gorsza.

Porównania jedno-wymiarowych przekrojów dla różnych kombinacji wykluczonych kanałów przedstawiono na Rys. 1.2.7-1.2.8. Usunięcie trzech kanałów powoduje zwężenie obszaru w poloidalnym przekroju tokamaka, w którym rekonstrukcja osiąga dokładność 3% lub lepszą.



Rys. 1.2.7. Jednowymiarowy przekrój dokładności w kierunku poziomym (lewa strona) i pionowym (prawa strona) dla wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu o kształcie Gaussa uzyskanych po wykluczeniu trzech kanałów z kamery radialnej.

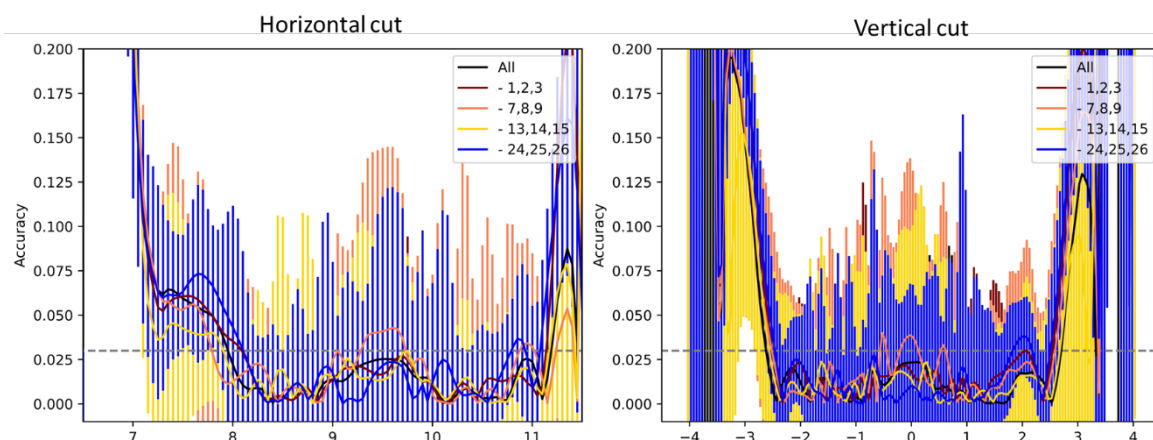


Rys. 1.2.8. Jednowymiarowy przekrój dokładności w kierunku poziomym (lewa strona) i pionowym (prawa strona) dla wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu o kształcie Gaussa uzyskanych po wykluczeniu trzech kanałów z kamery pionowej.

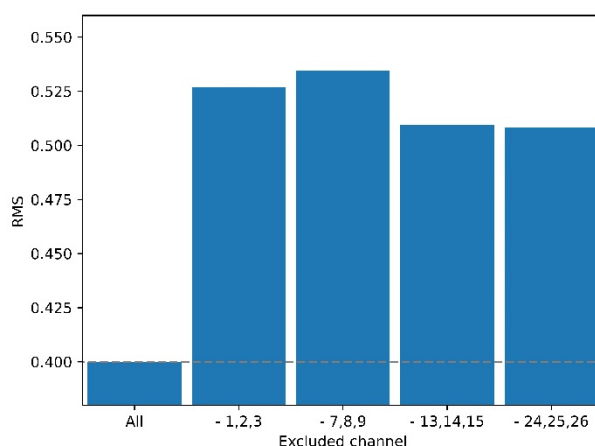
Wszystkie analizowane kombinacje wykluczeń skutkowały pogorszeniem wartości RMS w porównaniu do pełnego zestawu kanałów. Nie zaobserwowano jednak dużych wahań wynikających z wysokiej wartości odchylenia standardowego.

Przeprowadzono również analizę wpływu jednoczesnego wykluczenia dwóch par kanałów LOS. W tej części analizy jednocześnie wykluczono po dwie pary linii patrzenia z części radialnej i pionowej kamery. Analizowane pary pionowe to: 1 i 2, 5 i 6, 9 i 10, 13 i 14, 17 i 18, 21 i 22, 25 i 26. Główne różnice w dokładności rekonstrukcji po wykluczeniu kanałów zaobserwowano na krawędziach plazmy. Największe pogorszenie dokładności w centrum plazmy wystąpiło po usunięciu kanałów 9 i 10 (pionowych) oraz 1 i 2 (radialnych), co uniemożliwiło spełnienie wymogu dokładności rekonstrukcji poniżej 3%. Porównano wyniki dla wykluczonych kanałów 5 i 6 (radialnych) oraz różnych par pionowych, w tym przypadku największy wpływ na wynik miało usunięcie centralnych kanałów. Dla kanałów 9 i 10 (radialnych) oraz różnych par pionowych, najgorsza dokładność w centrum plazmy wystąpiła przy jednoczesnym wykluczeniu kanałów 13 i 14 (pionowych). W przypadku wyników dla kanałów 13 i 14 (radialnych) oraz różnych par pionowych pojawiły się problemy obliczeniowe – macierz utworzona podczas regularyzacji dla par 13 i 14 oraz 21 i 22 nie mogła zostać odwrócona, co pogorszyło wyniki w porównaniu do innych konfiguracji. Dla wykluczonych kanałów 17 i 18 (radialnych) oraz różnych par pionowych, największe pogorszenie dokładności w centrum plazmy wystąpiło po wykluczeniu kanałów 21 i 22 (pionowych). W przypadku kanałów 21 i 22 (radialnych) oraz różnych par pionowych wykluczenie kanałów pozwoliło na spełnienie wymogu dokładności rekonstrukcji poniżej 3%. Dla kanałów 25 i 26 (radialnych) oraz różnych par pionowych, wyniki charakteryzowały się dużą zmiennością, a dokładność rekonstrukcji była najwyższa. We wszystkich przypadkach wykluczenie par kanałów skutkowało wzrostem wartości RMS, o co

najmniej 0.1. Ostatni etap analizy dotyczył wykluczenia trzech sąsiednich kanałów zarówno z części radialnej, jak i pionowej kamery. Porównanie wyników uzyskanych po wykluczeniu kanałów 1, 2 i 3 z części radialnej oraz różnych kombinacji z części pionowej przedstawiono na Rys. 1.2.9-1.2.10. Jedynie wykluczenie kanałów centralnych uniemożliwiło osiągnięcie dokładności rekonstrukcji poniżej 3% w rdzeniu plazmy.



Rys. 1.2.9. Jednowymiarowy przekrój dokładności w kierunku poziomym (lewa strona) i pionowym (prawa strona) dla wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu o kształcie Gaussa uzyskanych po wykluczeniu kanałów 1, 2 i 3 z części radialnej oraz różnych linii patrzenia (LOS) z części pionowej.



Rys. 1.2.10. RMS dla wyników rekonstrukcji tomograficznej profilu o kształcie Gaussa uzyskanych po wykluczeniu kanałów 1, 2 i 3 z części radialnej oraz różnych linii patrzenia (LOS) z części pionowej.

Po wykluczeniu kanałów 7, 8 i 9 nadal możliwe było uzyskanie dokładności lepszej niż 3 % w centrum plazmy.

Wyniki po wykluczeniu kanałów 13, 14 i 15 oraz różnych kombinacji z części pionowej wykazały, że utrata dokładności w centrum plazmy wystąpiła w prawie wszystkich analizowanych przypadkach.

Porównanie jedno-wymiarowych przekrojów dokładności oraz wartości RMS po wykluczeniu kanałów 19, 20 i 21 wykazały fluktuacje wartości obliczeniowych, które były głównie widoczne na krawędziach plazmy. W przypadku wykluczenia kanałów 24, 25 i 26 utrata dokładności w centrum plazmy była wyraźnie widoczna.

Analiza ta wykazuje, że gęsta dystrybucja linii patrzenia w plazmie sprawia, iż obliczenia tomograficzne są odporne na wykluczenie kanałów. Duży wpływ na uzyskane wyniki ma precyzja pomiaru, reprezentowana przez losowy szum w analizie danych syntetycznych. Osiągnięcie dokładności 3% w tomografii jest możliwe jedynie w obszarze centralnym plazmy.

Wyniki analizy pokazują, że utrata dokładności wskutek wykluczenia pojedynczych kanałów z diagnostyki jest statystycznie nieistotna. W przypadku wykluczenia kanału centralnego, wyniki w centrum plazmy są znacznie gorsze, ale dotyczy to tylko kamery radialnej. Nie można zaobserwować wyraźnej tendencji zmian w przypadku wykluczenia pojedynczych kanałów.

Utrata pary linii patrzenia ma większy wpływ na wyniki rekonstrukcji, gdy kanały są skierowane na krawędzie plazmy i w kierunku HFS. Wykluczenie większej liczby kanałów powoduje znaczne pogorszenie precyzji rekonstrukcji (wzrost RMS, o co najmniej 0.1). W przypadku wykluczenia dwóch par kanałów, największy wpływ na wyniki mają kanały centralne oraz najbardziej zewnętrzne z części radialnej kamery. Podobny trend zaobserwowano dla sekwencji trzech kanałów wykluczonych z obu części kamery.

Kolejnym zadaniem w ramach przygotowania diagnostyki było oszacowanie wpływu pola magnetycznego na przesunięcie sygnału detektora GEM, w tym celu zbadano zasięg elektronów pierwotnych w polu magnetycznym.

Wysokoenergetyczne fotony, które przechodzą przez fotojonizację w gazie, generują wysokoenergetyczne elektrony, które mogą wylecieć poza obszar dryfu detektora gazowego. Ma to szczególne znaczenie dla drugiej komory, zoptymalizowanej do detekcji takich wysokoenergetycznych zdarzeń. W wielu przypadkach może to prowadzić do utraty części energii elektronów pierwotnych wskutek kolizji z elementami detektora, co skutkuje zmniejszeniem sygnału dla niektórych fotonów o wyższej energii.

Zanim finalna geometria projektowa została zdefiniowana, przeprowadzono ogólne obliczenia za pomocą programu Heed dla zasięgu elektronów pierwotnych w mieszaninie gazów docelowych (70% Ar, 30% CO₂). Ustawienia symulacji obejmowały fotony o różnych energiach poruszające się wzdłuż osi Z w stałym polu elektrycznym o natężeniu $\mathcal{E} = 300 \text{ V/mm}^{-1}$ skierowanym w przeciwną stronę osi Y oraz pole magnetyczne leżące w płaszczyźnie XZ, pod kątem do osi Z. Energia, pole magnetyczne i kąt między polem magnetycznym a kierunkiem fotonu zostały wybrane w przestrzeni trójwymiarowej przy użyciu sekwencji Sobola. Zamiast energii użyto logarytmu energii, przewidując logarytmiczną skalę energii. Punkty były wybierane z zakresów:

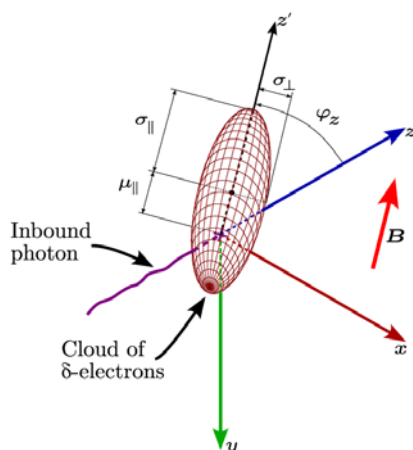
- $\log(E) \in [\log(150 \text{ eV}), \log(150000 \text{ eV})]$ – logarytm energii,
- $B \in [0 \text{ T}, 2 \text{ T}]$ – pole magnetyczne,
- $\varphi_B \in [0^\circ, 180^\circ]$ – kąt pola magnetycznego.

Następnie parametry te przekazywano do programu Heed, który symulował jonizację w blokach 10 000 zdarzeń. Z chmury wygenerowanych elektronów δ obliczano średnią i macierz kowariancji. Macierz kowariancji była diagonalizowana w celu uzyskania kierunku wydłużenia (który dla wystarczająco wysokiej energii i pola magnetycznego powinien leżeć wzdłuż kierunku pola magnetycznego). Symulację powtarzano aż do osiągnięcia zbieżności. Główne parametry wyjściowe to:

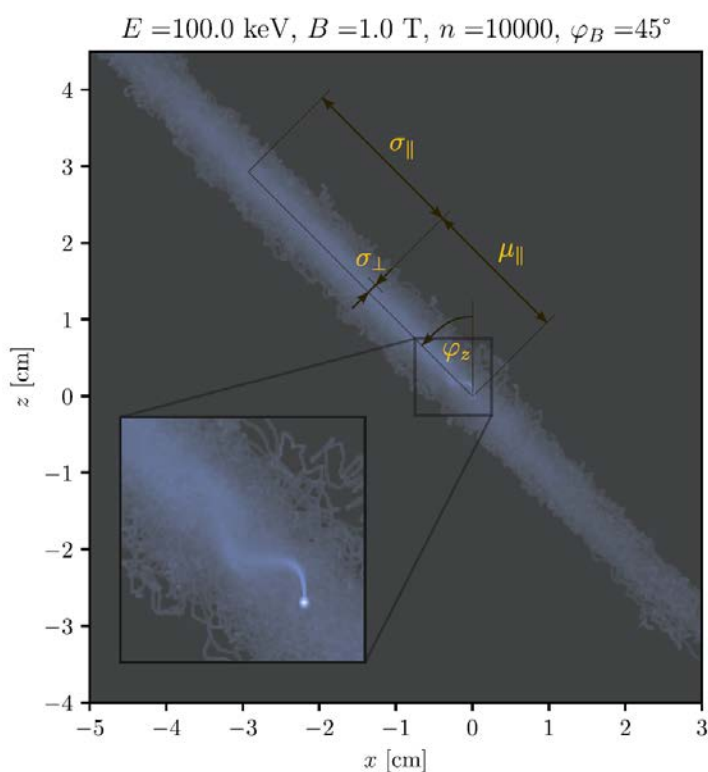
- $\mu_{\parallel}$ – średnia pozycja chmury elektronów wzdłuż kierunku wydłużenia,
- $\sigma_{\parallel}$ – odchylenie wzdłuż kierunku wydłużenia,
- $\sigma_{\perp}$ – odchylenie w dwóch pozostałych kierunkach, obliczane jako pierwiastek średniej wartości wariancji dla odchyleń prostopadłych do kierunku wydłużenia,
- φ_z – (*ang. yaw*) – kąt między kierunkiem fotonu a rzutem kierunku wydłużenia na płaszczyznę XZ.

Parametry te są zaznaczone na Rys. 1.2.11. Dodatkowo, użyta została również relacja $\rho = \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}}$, ponieważ jest parametrem charakterystycznym dla analizy.

Najpierw zbadano alternatywną metodę opartą na dopasowywaniu modelu rozkładu przestrzennego, rozważając kilka kształtów, takich jak sferoid, piramidalny i helikalny „wermiform”. Złożone kształty były wymagane ze względu na wewnętrzną strukturę spowodowaną ruchem spiralnym elektronów pierwotnych, które wychodzą z tej samej początkowej pozycji, jak przedstawiono na Rys. 1.2.12. Metoda ta została porzucona, ponieważ okazała się zbyt skomplikowana dla uzyskania jedynie zasięgu elektronów pierwotnych. Szerokość rozkładu można obliczyć za pomocą diagonalizowanej macierzy kowariancji, niezależnie od jej wewnętrznej struktury.



Rys. 1.2.11. Diagram przedstawiający ustawienie symulacji do analizy zasięgu elektronów pierwotnych w polu magnetycznym. Początek układu współrzędnych jest ustawiony w punkcie fotojonizacji. Elipsoida reprezentuje obwiednię chmury elektronów δ (delta-elektronów) powstałych w wyniku wielu fotojonizacji, z elipsoidą o szerokościach odpowiadających obliczonym odchyleniom.



Rys. 1.2.12. Mapa płaszczyzny XY dla 100 000 przykładowych symulacji jonizacji wysokoenergetycznej za pomocą programu Heed. Oznaczono parametry wyjściowe. W powiększonym wstawionym obszarze widoczna jest wewnętrzna struktura helikalna wokół początkowego etapu jonizacji.

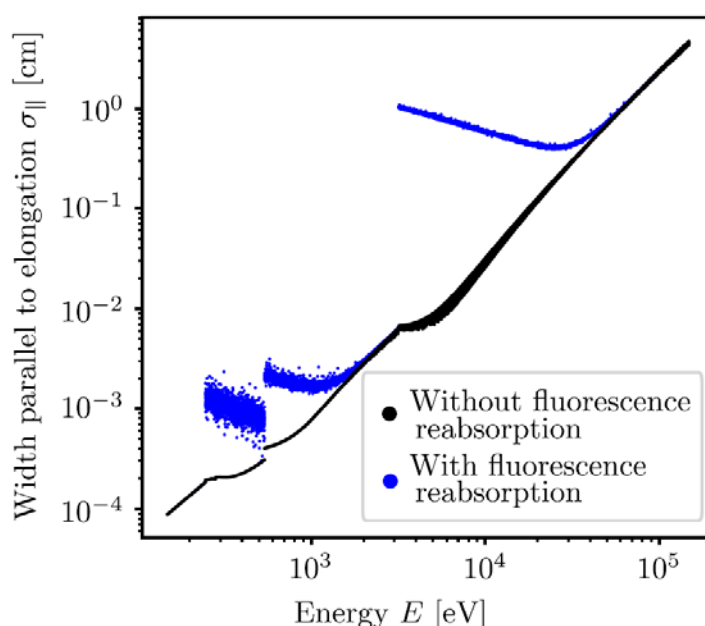
Reabsorpcja fotonów fluorescencyjnych była możliwa podczas symulacji, jednak elektrony δ pochodzące z reabsorpcji fluorescencji były oznaczone tak samo. Uwzględnienie fluorescencji dodaje sferycznie symetryczny komponent do rozkładu elektronów δ o dużym zasięgu. Prawdopodobieństwa i zasięg fotonów fluorescencyjnych w programie Heed były już analizowane w 2023 roku. O ile nie zaznaczono inaczej, przedstawione wyniki odnoszą się do elektronów pochodzących z jonizacji pierwotnej, bez reabsorpcji fluorescencji.

Tabela 1.2.1 przedstawia współczynniki korelacji Pearsona między różnymi parametrami, co daje ogólny pogląd na zależności między nimi.

Tabela 1.2.1. Współczynniki korelacji Pearsona między różnymi parametrami analizy.

	Φ_Z	P	$\Sigma_{\perp}$	$\Sigma_{\parallel}$	M $_{\parallel}$
E	0.0006	-0.79	0.51	0.97	0.85
B	0.0005	-0.23	-0.26	-0.002	-0.005
Φ_B	0.61	-0.0005	0.0007	0.0001	0.0008
M $_{\parallel}$	0.001	-0.59	0.42	0.87	
$\Sigma_{\parallel}$	0.0007	-0.68	0.49		
$\Sigma_{\perp}$	0.006	-0.18			
P	0.003				

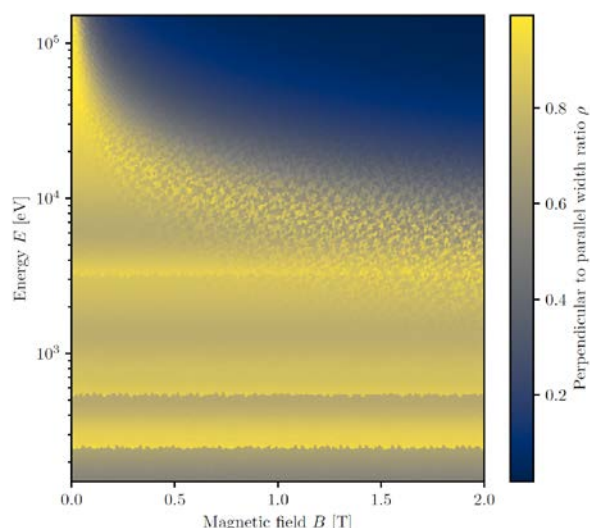
Wnioski, które można wyciągnąć z danych przedstawionych w tabeli, są następujące: po pierwsze, spośród parametrów wejściowych, szerokość równoległą $\sigma_{\parallel}$ silnie koreluje tylko z energią fotonu E. Prosta zależność między tymi parametrami została przedstawiona na Rys. 1.2.13.



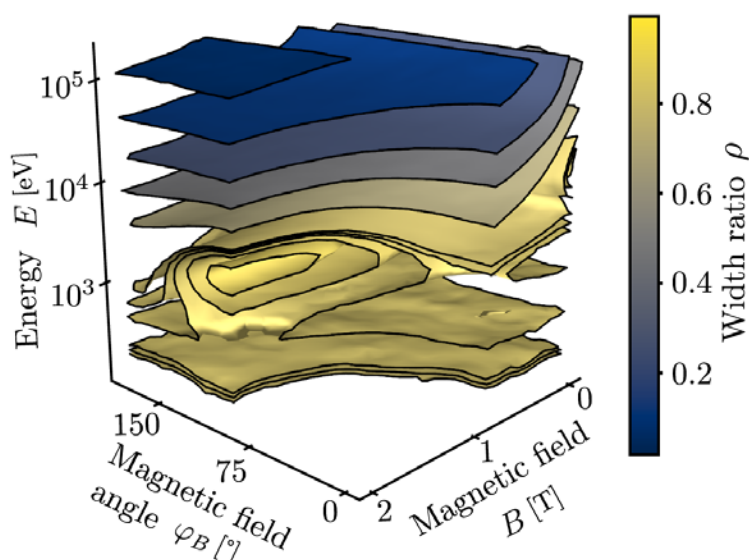
Rys. 1.2.13. Odchylenie równoległe do wydłużenia jako funkcja energii padającego fotonu E. Widoczny jest wpływ poziomów energetycznych fluorescencji, gdzie po przekroczeniu każdego poziomu fluorescencja zaczyna dominować. Korelacja między szerokością równoległą chmury elektronów niefluorescencyjnych a energią jest widoczna, przy niemal całkowitym braku wpływu innych parametrów wejściowych. Ponieważ wkład fluorescencji został już wcześniej przeanalizowany, dalsze rozważania będą prowadzone na danych bez reabsorpcji fluorescencji.

Fluorescencyjne poziomy energetyczne mają zauważalny wpływ, nawet na parametry chmury elektronów pierwotnych. Ponieważ poziomy fluorescencji w programie Heed okazały się nieprawidłowe, istnieją plany powtórzenia analizy z wykorzystaniem oprogramowania Degrad. Szerokość równoległą $\mu_{\parallel}$ także wykazuje dużą korelację z energią, jak można było zaobserwować. Korelacja ta nie jest tak wysoka jak w przypadku $\sigma_{\parallel}$, co wynika z zachowania fotonów pierwotnych dla kątów bliskich $\varphi_z \approx 0$. Szerokość prostopadłą $\sigma_{\perp}$ z kolei koreluje z polem magnetycznym B oraz energią fotonu E.

Stosunek szerokości ρ jest bardziej odpowiednim parametrem opisywania prostopadłej szerokości rozkładu, ponieważ szerokość równoległą zależy wyłącznie od energii. Rys. 1.2.14-1.2.15 pokazują, jak zależy ona od parametrów wejściowych. Tym razem ujawnia się zależność od kąta, która była ukryta w analizie korelacji Pearsona.



Rys. 1.2.14. Mapa najbliższego sąsiada dla ρ jako funkcji energii E i pola magnetycznego B . Niejednorodność wynika z niewielkiej zależności od ϕ_B . Zjawisko to jest dodatkowo zilustrowane na Rys. poniżej.



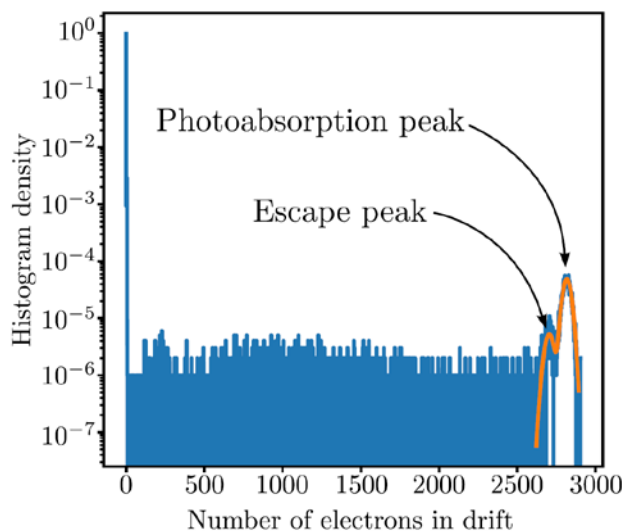
Rys. 1.2.15. Widok 3D Izo powierzchni ρ w sześcianie parametrów z cylindrycznym wycięciem, aby ukazać wewnętrzną strukturę. Parametr ρ zależy od wszystkich trzech parametrów wejściowych. Bardziej szczegółowo, widać wzrost sferyczności wokół $\phi_B = 90^\circ$. Jest to efekt, gdzie elektrony pierwotne uzyskują prędkość równoległą do kierunku pola magnetycznego tylko na skutek ruchu losowego, a zasięg jest mniejszy niż w przypadku, gdy mają one początkowy pęd wzdłuż tej osi.

Kąt wydłużenia φ_z koreluje z kątem pola magnetycznego φ_B , ale nie tak bardzo jak $\sigma_{||}$. Dzieje się tak, ponieważ dla wystarczająco niskich pól magnetycznych elektrony pierwotne nie poruszają się wokół linii pola magnetycznego, a wyrównanie chmury ulega zniszczeniu.

Jak opisano powyżej pole magnetyczne zawęża kształt początkowej jonizacji. Jest to korzystne dla działania detektora, ponieważ zakres elektronów pierwotnych w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego jest w tym przypadku ograniczony. Węższa chmura jonizacyjna zwiększa prawdopodobieństwo, że cały proces jonizacji wystąpi w obrębie regionu dryfu, co z kolei zwiększa szansę na pełne wykrycie energii promieniowania. Aby bardziej wyraźnie to zobrazować, przeprowadzono symulację za pomocą wcześniej opracowanego oprogramowania hybrydowego (opisanego w poprzednich raportach) opartego na oprogramowaniu Geant4 i Garfield++. Etap lawinowy nie jest stosowany w tej analizie, ponieważ tylko interakcje do momentu termalizacji

są istotne. Fotony o energiach od 7 keV do 150 keV początkowo umieszczono na początku drugiej komory, z wybranymi współrzędnymi z przekroju wiązki $8 \times 20 \text{ mm}^2$. Pole magnetyczne było wybierane pseudolosowo w zakresie od 0 T do 1 T, z kątami między 0° a 180° . Te parametry, w połączeniu z energią fotonów, tworzą sekwencję Sobola w sposób analogiczny do opisanej poprzednio. Po wykonaniu 100 000 zdarzeń, liczba elektronów obecnych w komorze dryfu dla każdego zdarzenia jest histogramowana. Następnie dopasowywana jest podwójna funkcja Gaussa do głównego pików i pików fluorescencji pochodzącej z linii K argonu. Całkowita wartość tych dwóch funkcji Gaussa, będąca sumą dopasowanych współczynników normalizacji, stanowi oszacowanie frakcji zdarzeń, które zakończyły się całkowitą jonizacją. Ta liczba jest interpretowana jako frakcja prawidłowych detekcji. W tym kontekście zawartość oznacza zdarzenie, które może, ale nie musi, obejmować pik ucieczki, fluorescencji, w którym wszystkie elektrony wygenerowane w procesie jonizacji przyczyniają się do lawiny, tj. żaden pierwotny elektron nie zostaje utracony na ścianach komory. Kontinuum detekcji nieprawidłowych, charakteryzujące się mniejszą liczbą elektronów w dryfie, składa się ze zdarzeń, w których elektron pierwotny stracił część swojej energii w wyniku zderzenia ze stałymi komponentami detektora. Dodatkowo obejmowało to efekty częściowej jonizacji, takie jak efekty Comptona w gazach i ciałach stałych, oraz fotojonizację w stałych komponentach z wprowadzeniem elektronów do obszaru gazowego i inne efekty. Rys. 1.2.16 przedstawia dopasowanie dla przykładowego zestawu parametrów.

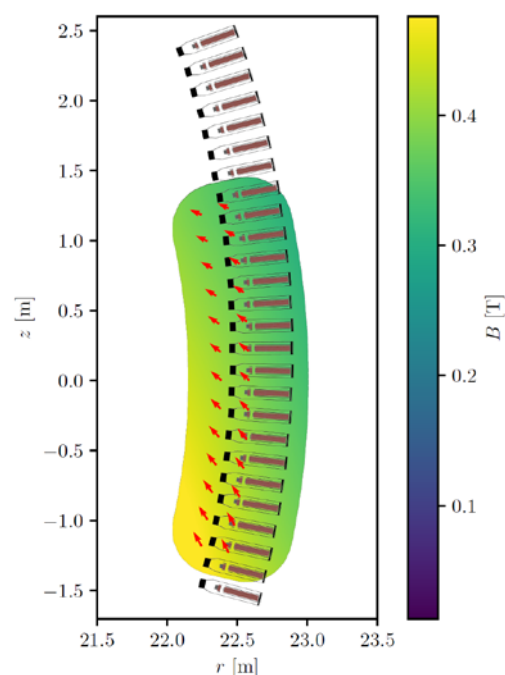
$$E = 80.0 \text{ keV}, B = 1.0 \text{ T}, n = 1000000, \varphi_B = 45^\circ$$



Rys. 1.2.16. Liczba elektronów obecnych w obszarze dryfu po początkowej jonizacji atomów gazu przez fotony, z przykładowymi parametrami, zaczynając od początku drugiej komory, z dopasowaniem rozkładu do podwójnego pików Gaussa.

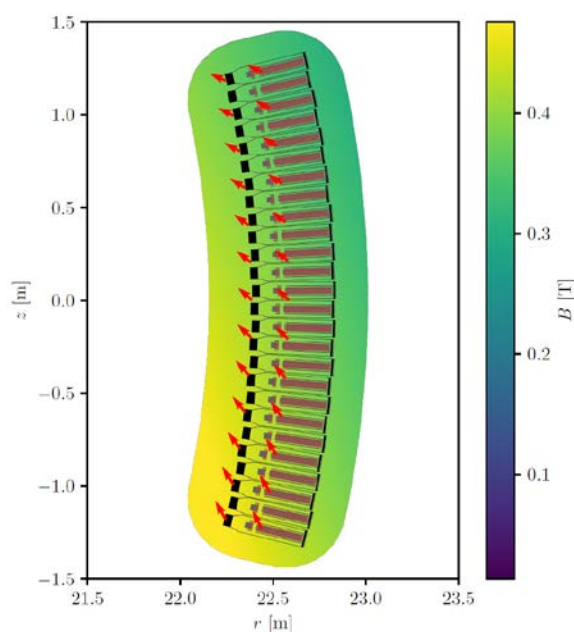
W tej procedurze, frakcje zawartych jonizacji były oceniane w nowym „sześciennym parametrów”. Wraz z energią dochodzącą do 100 keV, na izopowierzchniach w niskich polach magnetycznych zauważalny jest spadek. Dodatkowo, w tym zakresie energii pojawia się dolina wzdłuż kąta $\varphi_B = 90^\circ$. Ilościowo, przy energii 100 keV, frakcja w pełni rejestrowanych jonizacji jest około 100 razy wyższa w obecności pola magnetycznego o wartości 1 T w porównaniu do pola 0 T, oraz 3 razy wyższa dla kątów pola magnetycznego wynoszących około 0° i 180° w porównaniu do 90° . Wyniki tej analizy stanowią bezpośrednie potwierdzenie tezy, że pole magnetyczne, szczególnie przy małych kątach względem kierunku promieniowania padającego, ma wpływ ograniczający na pierwotne jonizacje.

W ramach tej analizy obliczono przesunięcia sygnału w polu magnetycznym dla nowej konfiguracji zespołu detektorów, która została zaktualizowana z geometrii 12×13 do 26×26 dla każdego portu tokamaka. Dodatkowo, zmodyfikowana została geometria modułów. Obecnie istnieje 6 konkurujących konfiguracji dla portu radialnego, które można ogólnie sklasyfikować na dwie kategorie: szerokokątne, asymetryczne zespoły maksymalizujące pole widzenia oraz wąskokątne, symetryczne zespoły, stanowiące bezpośrednią rozbudowę starszej konfiguracji 13-modułowej. Konfiguracja szerokokątna wykraczała poza zakres akceptowalnej ekstrapolacji pola magnetycznego z oryginalnego zbioru punktów, co jest widoczne na Rys. 1.2.17.

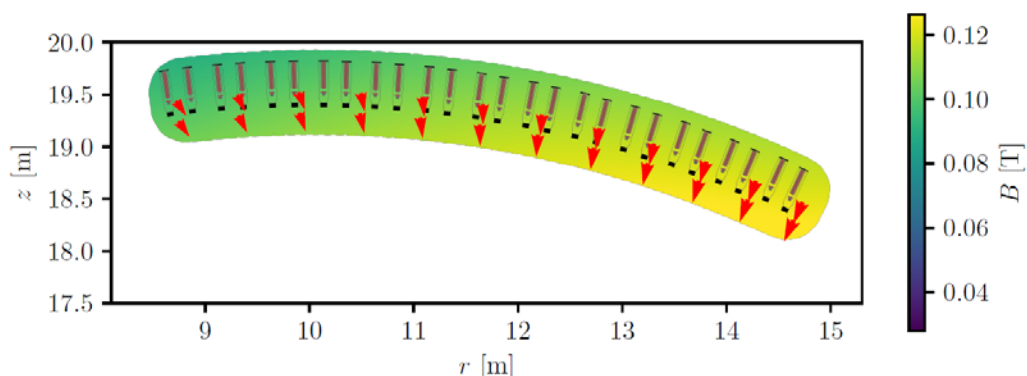


Rys. 1.2.17. Nowa konfiguracja detektorów w porcie poziomym w wariacie szerokokątnym nałożona na obszar interpolacji/ekstrapolacji pola magnetycznego dla konfiguracji równowagowej plazmy (ang. equilibrium) z najwyższą pojedynczą wartością pola magnetycznego.

Ze względu na tę ograniczoną możliwość, do zaktualizowanej analizy wybrano konfigurację wąskokątną. Rys. 1.2.18 ilustruje ekstrapolację dla modułów w konfiguracji wąskokątnej w porcie poziomym, natomiast Rys. 1.2.19 przedstawia ekstrapolację nowych modułów w porcie górnym. Warto zaznaczyć, że ten przypadek wciąż wymaga istotnej ekstrapolacji z powodu wydłużenia modułów.

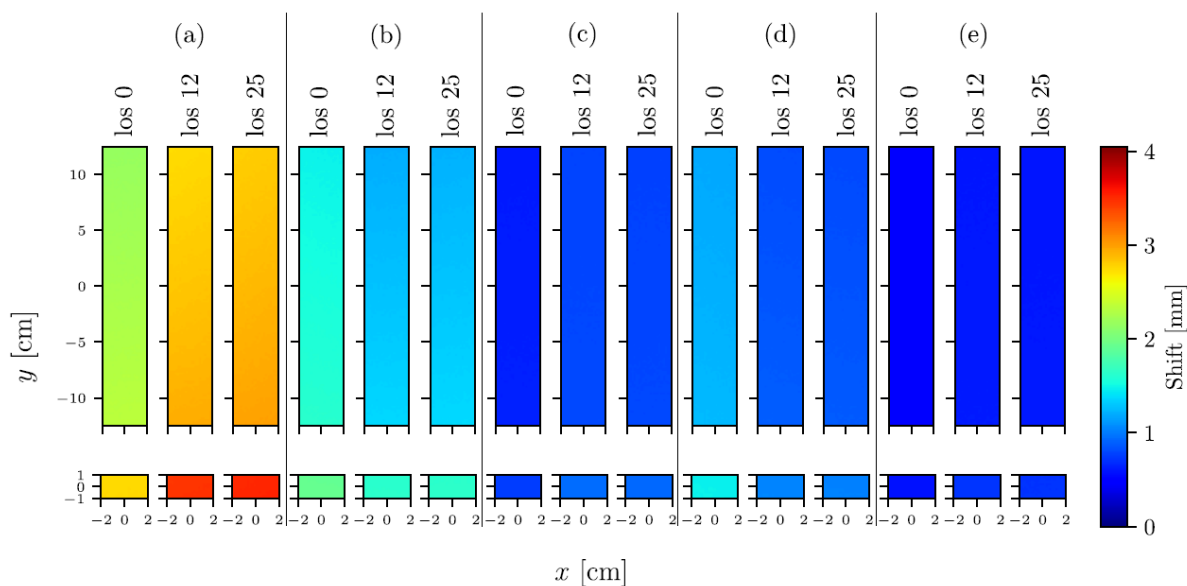


Rys. 1.2.18. Nowa konfiguracja detektorów w porcie poziomym w wariacie wąskokątnym z interpolacją/ekstrapolacją pola magnetycznego, dla takiej samej konfiguracji równowagowej jak na Rys. 1.2.17.



Rys. 1.2.19. Nowy układ detektorów w górnym porcie z interpolacją/ekstrapolacją pola magnetycznego, konfiguracja równowagowa jak na Rys. 1.2.17.

Po przeprowadzeniu interpolacji pola magnetycznego, mapy przesunięć zostały zasymulowane dla podobnego zestawu pozycji i konfiguracji równowagowych plazmy, jak w poprzednim roku dla przypadku detektora ze standardowymi foliami GEM. Dla celów porównawczych użyto warstwy elektronów zaczynającej się 1 mm od katody, która znajduje się najdalej od anody i w związku z tym będzie posiadać najwyższe wartości przesunięcia. Konfiguracja pola elektrycznego w pierwszej komorze nie została do końca zoptymalizowana, dlatego użyto napięć dla drugiej komory. Ponieważ mieszanka neonowa wymaga niższych wartości pola elektrycznego niż mieszanka argonowa, analiza stanowi scenariusz najgorszego przypadku dla tej geometrii. Więcej informacji na temat optymalnych napięć w rzeczywistych warunkach eksperymentalnych zostanie uzyskane podczas testów prototypu detektora. Porównanie map przesunięć przedstawiono na Rys. 1.2.20. Legenda dla używanych równowag plazmowych przedstawiona jest w Tabeli 1.2.2.



Rys. 1.2.20. Mapa przesunięć sygnału dla wybranego zestawu pozycji detektorów i konfiguracji równowagowych dla plazmy.

Tabela 1.2.2. Parametry równowagowych konfiguracji plazmy, gdzie I_p to całkowity prąd plazmy, β_p – poloidalny parametr beta, I_i - indukcyjność wewnętrzna, q_{95} - współczynnik bezpieczeństwa, ψ_b - strumień magnetyczny na brzegu plazmy.

Parametry konfiguracji	I_p [MA]	β_p	I_i	q_{95}	ψ_b [Wb]	Port	
(a)	19	1.14	1.8	2.07	150.2	Radialny	Najwyższe pole magnetyczne
(b)	19	0.1	0.8	2.18	150.2	Radialny	Zmieniający się kierunek pola

(c)	19	1.14	1.8	2.07	150.2	Górny	Taka sama jak (a), ale w górnym porcie
(d)	19	1.14	0.8	3.09	152.4	Radialny	Równowaga bazowa
(e)	19	1.14	0.8	3.09	152.4	Górny	Równowaga bazowa

Wyniki przeprowadzonych symulacji wskazują, że w nowej geometrii przesunięcia mogą osiągać wartość do 4 mm. Podobnie jak w poprzedniej analizie, niejednorodność pola magnetycznego prowadzi do niewielkiego odstępstwa od proporcjonalności między przesunięciem a polem magnetycznym, co można wywnioskować z otrzymanych wyników. Jest to statystycznie istotne, ale numerycznie bardzo małe (do 0.01 mm), więc można to całkowicie zaniedbać.

Przybliżenie proporcjonalne pozwala na oszacowanie przesunięcia elektronów w oparciu o lokalne pole magnetyczne oraz pozycje na osi z. W tym celu uzyskuje się prostą regresję liniową: $\delta = (az + b)B$, gdzie:

- δ jest przesunięciem spowodowanym polem magnetycznym,
- B - wartość pola magnetycznego,
- a i b - parametry dopasowania,
- z - pozycja wzdłuż układu multiplikacji.

W aktualnie stosowanym układzie współrzędnych, obszar dryfu rozciąga się od -7 mm do 7 mm, podczas gdy anoda jest umieszczona w pozycji $-24,79$ mm. Dopasowanie danych symulacyjnych daje wstępne parametry do oceny przesunięcia:

Dla pierwszej komory:

$$a = 2.18127 \pm 0.00070 \text{ T}^{-1},$$

$$b = 5.37052 \pm 0.00028 \text{ mm T}^{-1}.$$

Dla drugiej komory:

$$a = 2.29148 \pm 0.00025 \text{ T}^{-1},$$

$$b = 5.24614 \pm 0.00010 \text{ mm T}^{-1}.$$

Błędy dopasowania są znacznie mniejsze niż błąd wynikający z niejednorodności pola magnetycznego. Warto nadmienić, że parametry kalibracyjne ulegną zmianie, gdy pole elektryczne wewnątrz modułów zostanie zoptymalizowane. Ponadto planowana jest ponowna analiza po uzyskaniu informacji o nowej bazowej konfiguracji DEMO.

W trakcie roku podjęto dalsze próby optymalizacji i rozwoju konfiguracji komory gazowej detektora dla diagnostyki DEMO. W ramach tej działalności podejmowano próby przygotowania akceptowalnej konfiguracji komory gazowej detektora, zgodnej z wymaganiami diagnostycznymi diagnostyki Prad dla DEMO. Rozwój koncepcji wymagał uzyskania dodatkowych danych dla selekcji gazu roboczego detektora, co udało się osiągnąć w 2023 roku oraz przygotowania nowej koncepcji filtrów promieniowania padającego, w tym uwzględnieniu informacji o wykluczeniu Be dla ITER i DEMO. Obliczone parametry gazów dla wszystkich szlachetnych z domieszką CO_2 pozwoliły na dokonanie ostatecznego wyboru głównego składnika mieszanki gazowej, a także na wstępne określenie wartości pola elektrycznego dla folii GEM i odległości pomiędzy nimi.

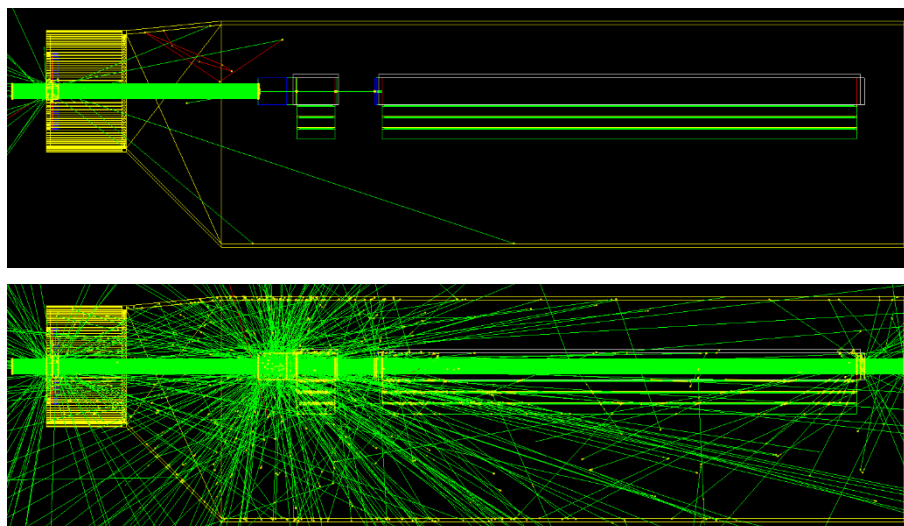
Biorąc pod uwagę duże odległości dla jonów w gazie oraz dużą strefę konwersji, lżejsze gazy mogą być bardziej odpowiednie do skrócenia czasu dryfu jonów i przyspieszenia rozdzielczości czasowej detektora. Dodatkową zaletą jest to, że stosowanie lżejszych gazów, takich jak neon i argon, w porównaniu do gazów cięższych, może zmniejszyć liczbę fotonów fluorescencyjnych i tym samym zredukować niedoszacowanie energii pochłoniętej przez gaz, wynikające z ucieczki części energii na duże odległości od początkowego procesu absorpcji. Takie podejście może pomóc w dokładniejszym określeniu mierzonej mocy promieniowania.

Oczywistym jest, że detektor powinien działać jak najdalej od granicy nasycenia. Kwestia ta musi być uwzględniona przy doborze długości strefy konwersji, którą określa średnica kolimatora. Obliczone wcześniej parametry gazów, zaprezentowane w poprzednim raporcie w roku 2023, stanowiły podstawę do określenia wstępnych optymalnych wartości pola elektrycznego dla maksymalnej prędkości dryfu i poprzecznej dyfuzji, co może pomóc w rozszerzeniu lawiny elektronów i zmniejszeniu lokalnej gęstości elektronów. To z kolei może przeciwdziałać rozwojowi przebieg gazowych przy wysokim stężeniu ładunków w lawinie. Rozszerzenie lawiny

nie powinno jednak wpływać na rozdzielczość energetyczną, ponieważ dodawane odległości są stosunkowo małe, rzędu submilimetrów.

Na podstawie uzyskanych danych, koncepcja detektora została zmodyfikowana: wybrano detektor oparty na technologii GEM, który zawiera dwie komory gazowe we wspólnej obudowie. Każda komora gazowa zawiera odpowiednią mieszankę gazu: mieszankę roboczą opartą na Ne (długość 2 cm) w pierwszej komorze oraz mieszankę opartą na Ar (długość 25 cm) w drugiej komorze.

Zaproponowano filtry wejściowe, które mają na celu zmniejszenie promieniowania padającego do dopuszczalnych wartości, a także zatrzymanie promieniowania z energią progową, wynoszącą ok. 3 keV. Struktura pojedynczego detektora dla pojedynczej LOS, wraz ze strukturą folii GEM i filtrów, pokazana jest na Rys. 1.2.21. Przedstawiono ilustrację interakcji detektora z wiązką fotonów o energii 10 keV oraz 100 keV, padającą prostopadłe do kierunku pola elektrycznego.



Rys. 1.2.21. Ilustracja przedstawiająca interakcję detektora z wiązką fotonów o energii $E=10$ keV (góra) oraz 100 keV (dół), padającą prostopadłe do kierunku pola elektrycznego. Widoczne są dwie komory gazowe (o długości 2 cm i 25 cm), z trzema foliami GEM w każdej komorze.

Dodatkowo przeprowadzono obliczenia dla regionu dywergencji kwantów pochodzących z fluorescencji, aby wspomóc dobór mieszanki gazowej. Okazało się, że region dywergencji kwantów jest znacznie większy przy niższych ciśnieniach gazu, co oznacza, że potencjalne kwanty fluorescencyjne (nawet o energiach w zakresie 1-6 keV) byłyby w znacznym stopniu rejestrowane jako oddzielne sygnały. Jest to szczególnie niekorzystne dla ciśnienia 40 mbar, które początkowo rozważano dla pierwszej konfiguracji (zob. raporty za rok 2022 i 2023).

Uwzględniając uzyskane dane, postanowiono zmienić koncepcję detektora mając na celu zakres ciśnień ok. 1 atm., aby zawęzić i skoncentrować sygnał z pojedynczych fotonów w obszarze pojedynczych pikseli odczytu. Ma to na celu zmniejszenie strat informacji o fotonach pochodzących z fluorescencji gazu, oddzielnie od fotonów pierwotnych, które zostały pochłonięte.

Dane uzyskane dla wszystkich gazów, dla których obliczono zależności przestrzenne dla efektów Comptona i Rayleigha, przedstawiono w Tabeli 1.2.3.

Tabela 1.2.3. Całkowite prawdopodobieństwo interakcji promieniowania przez efekty Comptona i Rayleigha z promieniowaniem o jednorodnym widmie spektralnym w zakresie 0.08-100 keV.

Warstwa gazu o grubości 10 cm o proporcjach 70/30 i ciśnieniu 1 atm.	Efekt Comptona	Efekt Rayleigha
Ne/CO ₂	0.0016	0.00047
Ar/CO ₂	0.0019	0.00075
Kr/CO ₂	0.0019	0.0011
Xe/CO ₂	0.0014	0.0011

Dla obecnej koncepcji detektora diagnostyki wybrano dwie mieszanki gazów, opierając się na rozważaniach dotyczących różnych typów interakcji promieniowania z gazem. Neon został wybrany jako bazowy składnik mieszaniny dla pierwszej komory do niższych energii fotonów (około 3-15 keV), a argon - dla drugiej komory do wyższych energii fotonów (około 10-50 keV).

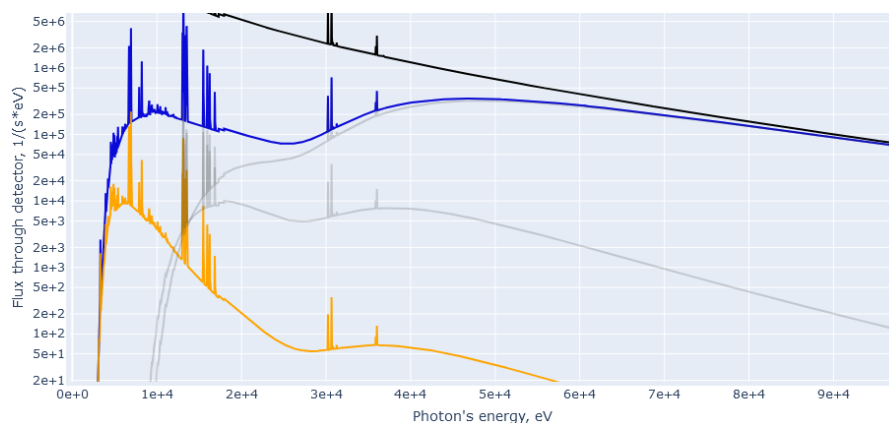
Podobnie obliczono zależności przestrzenne dla efektów Comptona i Rayleigha dla wszystkich gazów. Wiedza ta pozwala na oszacowanie przestrzennego rozprzestrzenienia obszaru, w którym występują różne efekty rozpraszania, oraz odległości, w jakich oczekuje się pojawienia sygnałów z rozproszonych fotonów w detektorze.

W projekcie detektora uwzględniono również dobór materiałów do zastosowania zarówno na zewnątrz, jak i wewnątrz komory gazowej. Głównym wyzwaniem w tym zakresie było zaprojektowanie filtrów, które miały zostać zamontowane w przedniej części komory gazowej, aby zmodyfikować padające promieniowanie w taki sposób, by detektor działał, jeśli nie optymalnie, to przynajmniej w akceptowalnych warunkach, spełniając jednocześnie wymagania pomiarowe dla kontroli plazmy.

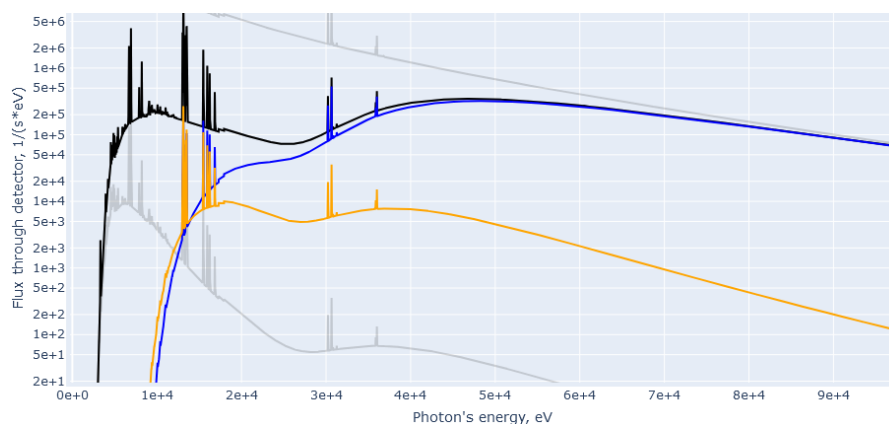
Rozważano kilka materiałów, z których zaprojektowano filtr mający na celu ograniczenie emisji plazmy do poziomu akceptowalnego dla detektora gazowego (w celu stabilizacji wzmocnienia sygnału i identyfikacji energii), jednocześnie zapewniając, że mierzone widmo zawiera wystarczający procent promieniowania o niskiej energii (np. 5-10% całkowitej mierzonej emisji w komorze gazowej).

Początkowo rozważanymi materiałami bazowymi były nikiel, aluminium, beryl, tytan, chrom, Kapton i B4C. W wyniku tego, biorąc pod uwagę ograniczenia materiałowe dla DEMO, zaproponowano filtr składający się z mieszanki Ti, Al, Kaptonu i B4C o zmiennych grubościach i pokryciach okna. Grubości zostały dobrane w taki sposób, aby cała emisja wtórna z poprzedniego materiału była pochłaniana przez kolejny materiał.

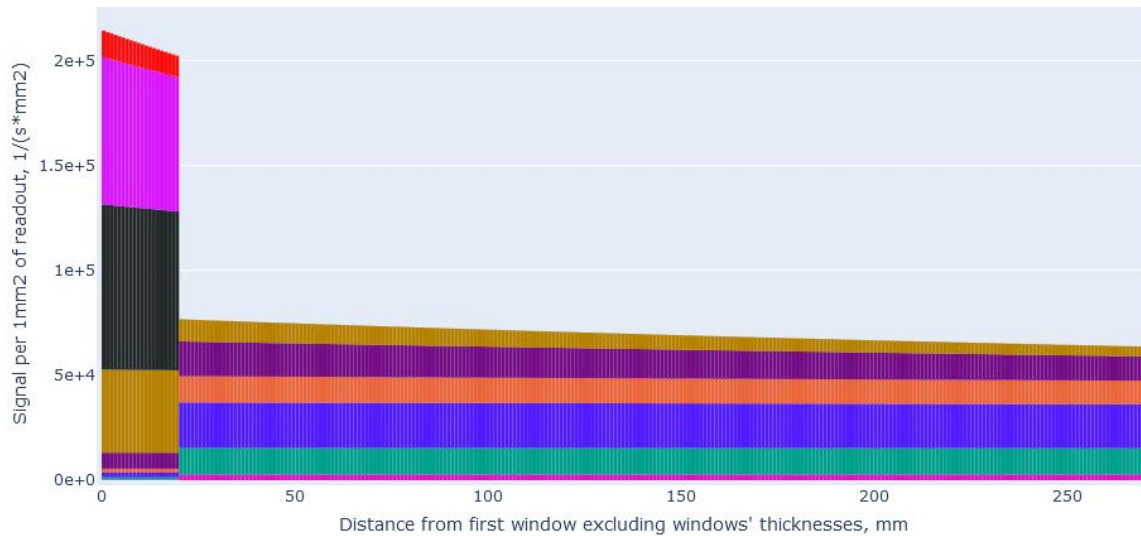
Na Rys. 1.2.22-1.2.23 dla każdej komory przedstawiono promieniowanie padające, wraz z promieniowaniem pochłoniętym i transmitowanym, dla przygotowanej koncepcji sensora.



Rys. 1.2.22. Widmo promieniowania. Czarna linia przedstawia symulowane promieniowanie pierwotne z plazmy na wyjściu kolimatora, niebieska linia przedstawia promieniowanie padające na pierwszą komorę gazową po przejściu przez filtry pierwszej komory, żółta linia odpowiada promieniowaniu zaabsorbowanemu w pierwszej komorze.



Rys. 1.2.23. Widmo promieniowania. Czarna linia pokazuje symulowane promieniowanie pierwotne z plazmy na wyjściu kolimatora, niebieska linia przedstawia promieniowanie padające na drugą komorę gazową po przejściu przez filtry drugiej komory, żółta linia odpowiada promieniowaniu zaabsorbowanemu w drugiej komorze.

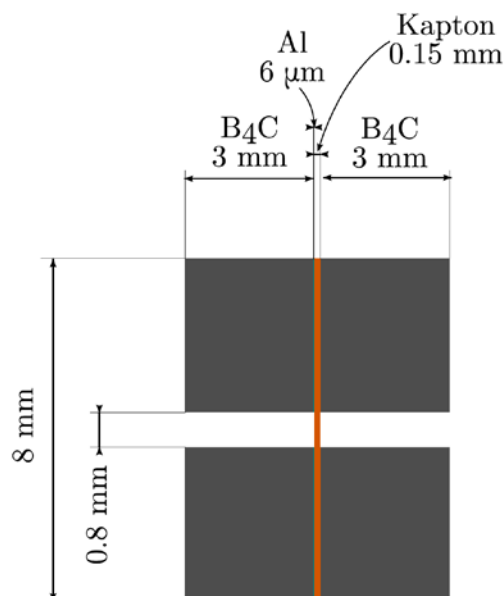


Rys. 1.2.24. Przedziały energetyczne dla widma promieniowania zaabsorbowanego na płaszczyźnie odczytowej detektora. Kolor czerwony odpowiada przedziałowi energii fotonów 3.16-3.64 keV, magenta – 4.64-6.81 keV, czarny – 6.81-10 keV, jasnobrązowy – 10-14.7 keV, fioletowy – 14.7-21.5 keV, pomarańczowy – 21.5-31.6 keV, niebieski – 31.6-48.4 keV, zielony – 48.4-68.1 keV, różowy – 68.1-100 keV.

Sekwencja elementów wzdłuż osi X, w kierunku padającego promieniowania, prowadząca do komory detektora, wygląda następująco:

Interfejs kolimator/układ detekcji (granica próżnia-detektor):

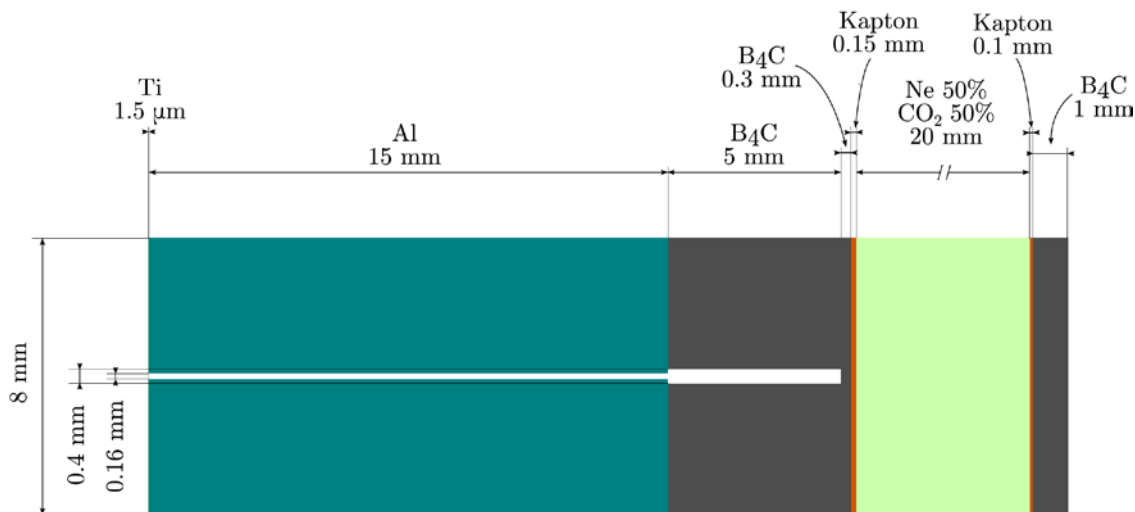
- Okno B4C o grubości 3 mm z przerwą 0.8 mm (pokrycie 0.1)
- Folia Al o grubości 6 μm
- Folia Kapton o grubości 150 μm
- Okno B4C o grubości 3 mm z przerwą 0.8 mm (pokrycie 0.1)



Rys. 1.2.25. Interfejs kolimator-detektor.

Filtry umieszczone przed i za komorą GEM1:

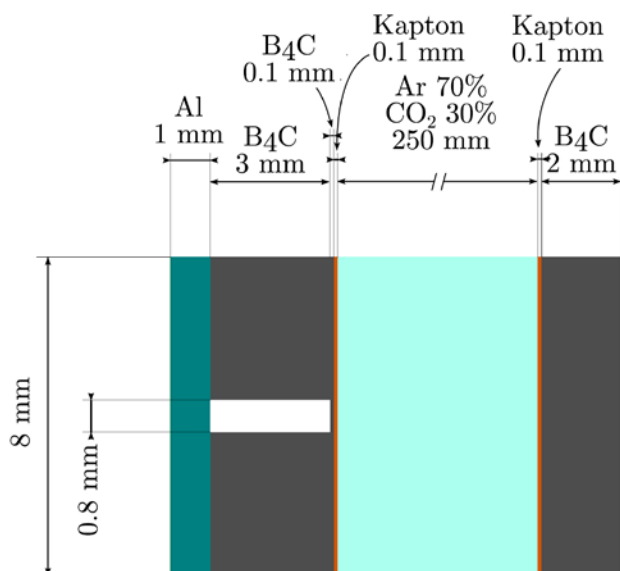
- Folia Ti o grubości $1.5\ \mu\text{m}$
- Okno Al o grubości 15 mm z przerwą 0.16 mm, pokrywające 0.02 wiązki ($8 \times 20\ \text{mm}^2$)
- Okno B4C o grubości 5 mm z przerwą 0.4 mm, pokrywające 0.05 wiązki ($8 \times 20\ \text{mm}^2$)
- Folia B4C o grubości $300\ \mu\text{m}$
- Folia Kapton o grubości $150\ \mu\text{m}$
- Gaz GEM1 – 2 cm ($\text{Ne}/\text{CO}_2 - 50/50$)
- Folia Kapton o grubości $100\ \mu\text{m}$
- Folia B4C o grubości 1 mm



Rys. 1.2.26. Filtry umieszczone przed i za pierwszą komorą GEM1.

Filtry umieszczone przed i za komorą GEM2:

- Folia Al o grubości 1 mm
- Okno B4C o grubości 3 mm z przerwą 0.8 mm (pokrycie 0.1)
- Folia B4C o grubości $100\ \mu\text{m}$
- Folia Kapton o grubości $100\ \mu\text{m}$
- Gaz GEM2 – 25 cm ($\text{Ar}/\text{CO}_2 - 70/30$)
- Folia Kapton o grubości $100\ \mu\text{m}$

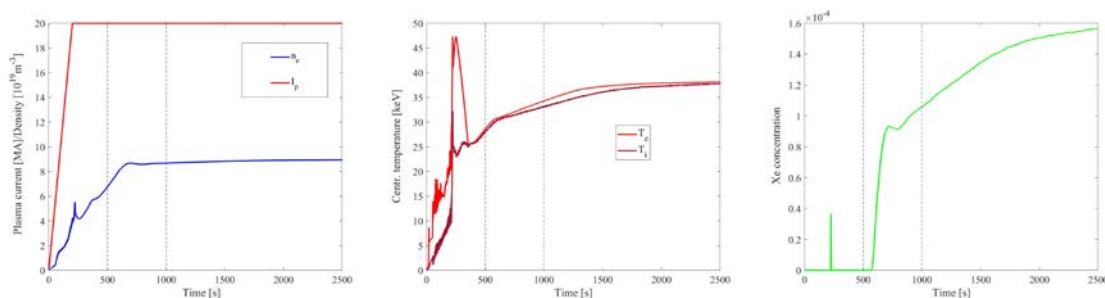


Rys. 1.2.27. Filtry umieszczone przed drugą komorą GEM2.

W ramach rozwoju i przygotowania diagnostyki do pomiarów mocy promieniowania dla reaktora DEMO przeprowadzono symulacje w kontekście oceny dokładności pomiarów.

Oprócz dokładności rekonstrukcji tomograficznej przeprowadzonej w 2023 roku, stabilność pomiaru detektora stanowi również ograniczenie dla dokładności określenia mocy promieniowania. Zagadnienie to zostało ponownie przeanalizowane numerycznie, z uwzględnieniem zaktualizowanej koncepcji detektora pojedynczej LOS. W tym celu przeprowadzono symulacje funkcji odpowiedzi detektora. Z uwagi na złożoność problemu i ograniczenia zasobów, nie uwzględniono tutaj wpływu parametrów detektora, takich jak wysokie napięcie, ciśnienie gazu, temperatura oraz wpływ promieniowania tła, promieniowania gamma i neutronów na dokładność pomiaru. Dodatkowy wkład promieniowania tła w sygnały detektora jest rozważany oddzielnie i przedstawiony poniżej.

Oszacowanie dokładności pomiaru oparte było na danych dla pełnego scenariusza wyładowania plazmowego dla DEMO, uwzględniając fazę rozruchu. Wybrano dwa punkty w czasie ewolucji wyładowania: 500 i 1000 s, różniące się intensywnością oraz widmem emisji plazmy (Rys. 1.2.28).



Rys. 1.2.28. Charakterystyki plazmy dla scenariusza przejściowego (ramp-up) oraz wybrane do analizy punkty czasowe.

Metoda oceny dokładności opierała się na porównaniu różnicy mocy dla dwóch wybranych punktów w tym scenariuszu. Obliczoną „idealną” moc (moc wejściową padającą na detektor) porównano z „mierzoną” mocą (odpowiedź detektora w obszarach konwersji promieniowania wejściowego na sygnał elektryczny), tzn. względną różnicą procentową $\Delta P_{sim}^{21}/P_{sim}^1$ w porównaniu z odpowiedzią detektora $\Delta P_{det}^{21}/P_{det}^1$. Indeksy 1 i 2 oznaczają pierwszy i kolejny znacznik czasowy. Moc promieniowania dla tych znaczników to odpowiednio P_{sim}^1 i P_{sim}^2 , a moc zmierzona to P_{det}^1 i P_{det}^2 .

Bazując na tych danych plazmowych uzyskano numerycznie obliczone widma dla detektorów w obu portach. Widma te uzyskano dla wszystkich 26 linii LOS w porcie radialnym oraz 26 detektorów w porcie pionowym. Zależności te uznano za promieniowanie plazmy padające na detektory.

Przeprowadzono symulacje statystyczne za pomocą oprogramowania Geant4, dotyczące absorpcji promieniowania X w mieszaninie gazu, której parametry odpowiadają pierwszej i drugiej komorze detektora GEM dla diagnostyki Prad. Model uwzględniał efekt fotoelektryczny, rozpraszanie Rayleigha i Comptona w zadanym zakresie energii występujący w obu komorach, a także odpowiednie cechy przestrzenne detektora (takie jak filtry, długość każdej komory, rozmieszczenie folii GEM itp.). Uwzględniono takie parametry jak zasięg, rozkład procentowy efektów interakcji oraz procent zjawiska fluorescencji.

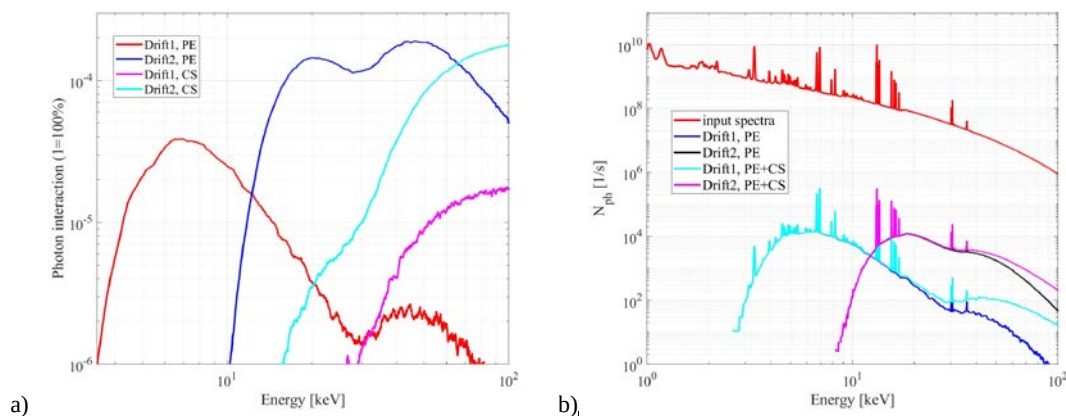
Pierwsze symulacje przyjęły spektrum „białe” (jednorodne) jako promieniowanie padające, z 10^6 fotonami dla każdej wybranej energii fotonów w zakresie 0.08-100 keV. Oddzielnie obliczono produkty reakcji promieniowania z gazem oraz materiałami detektora dla obu komór. Rys. 1.2.21 ilustruje przykłady promieniowania padającego przez filtr i gaz przy różnych energiach padającego promieniowania.

W analizowanej konfiguracji widma elektronów określono na podstawie wyników symulacji za pomocą Geant4. Wybrano elektrony generowane wskutek absorpcji promieniowania (zarówno pierwotnego, jak i wtórnego – fluorescencyjnego) w obszarach konwersji gazu Drift1 (pierwsza komora) i Drift2 (druga komora). Rozkład spektralny elektronów przedstawia liczbę elektronów o danej energii w gazie, które mogą pochodzić od fotoelektronów z towarzyszącym im elektronom Augera lub od pojedynczego fotoelektronu, którego energia całkowita odpowiada wartości „mierzonej” (jako wartości osi X wykresu). Po termalizacji te elektrony (znane jako elektrony δ) stanowią źródło lawiny elektronowej, podążając za liniami pola elektrycznego do obszaru wzmacniania detektora. W symulowanym przypadku absorpcji często towarzyszy fluorescencja, co oznacza emisję jednego lub dwóch fotonów o charakterystycznej energii, które mogą zostać pochłonięte w innych miejscach niż lokalizacja pierwotnej jonizacji, generując niezależne zliczenia w rozkładzie jako osobny sygnał.

Tak uzyskane spektrum zawiera energię elektronów (sumę energii elektronów), które mogą pochodzić od jednego z następujących przypadków, przy czym analiza dotyczy także innych zjawisk, jak rozpraszanie Comptona:

- Cała energia kwantu pierwotnego X_p jest przekazywana elektronowi ($E_e = E_{Xp}$);
- Kwant fluorescencyjny odbiera część energii, co skutkuje zmniejszeniem energii elektronów ($E_e = E_{Xp} - E_{Xf}$);
- Cała energia kwantu fluorescencyjnego X_f jest przekazywana elektronowi ($E_e = E_{Xf}$);
- Część energii X_f jest przejmowana przez wtórny kwant fluorescencyjny, co skutkuje utratą energii przez generowane elektrony ($E_e = E_{Xf} - E_{Xf2}$).

Widma dla „białego” promieniowania uzyskano dla regionów konwersji obu komór gazowych: Drift1 (2 cm, Ne/CO₂ 50/50, 1 atm) oraz Drift2 (25 cm, Ar/CO₂ 70/30, 1 atm), które przedstawiono na Rys. 1.2.29.

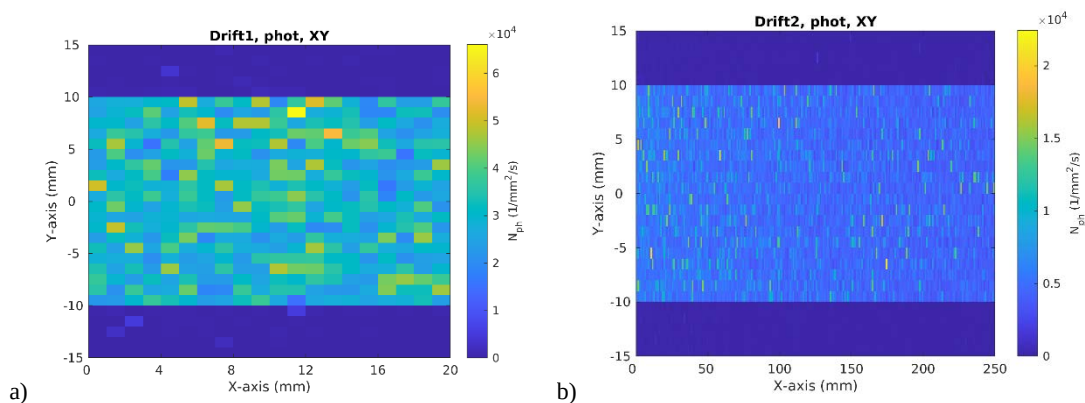


Rys. 1.2.29. (a) Interakcja fotonów rentgenowskich (białe widmo z 10⁶/dE) z regionami Drift1 i Drift2 poprzez efekt fotoelektryczny (ang. PhotoEffect, PE) i rozpraszanie Comptona (ang. Compton Scattering, CS) (interakcje pierwotne). Wyniki zostały wygładzone dla 100 punktów. (b) Porównanie początkowego widma padającego i wyniku jego interakcji z detektorem w obszarach Drift1 i Drift2 poprzez efekt fotoelektryczny (interakcja pierwotna) oraz efekt fotoelektryczny wraz z rozpraszaniem Comptona.

Jak pokazano na Rys. 1.2.29 (a), dla energii powyżej około 50 keV efekt fotoelektryczny i rozpraszanie Comptona w drugiej komórce gazowej stają się porównywalne. W przypadku detektora gazowego jednoznaczna identyfikacja energii fotonu w takim obszarze nie jest możliwa, ponieważ zawsze występują efekty wtórne, które należy uwzględnić. Niemniej jednak względny pomiar wymagany do kontroli plazmy w reaktorze DEMO może być skuteczny nawet w tej konfiguracji, gdyż kluczowe jest porównanie rozbieżności pomiędzy pomiarami. Można również umieścić trzecią komorę gazową za dwiema pierwszymi, wyposażoną w filtry, które odcinają widmo poniżej 50 keV w celu pomiaru promieniowania tła.

W kolejnym etapie powyższe widma zostały wykorzystane do uzyskania odpowiedzi detektora na widmo promieniowania plazmy. Do obliczeń wykorzystano widmo wejściowe dla najbardziej naświetlonego detektora (patrz Rys. 1.2.29 (b)).

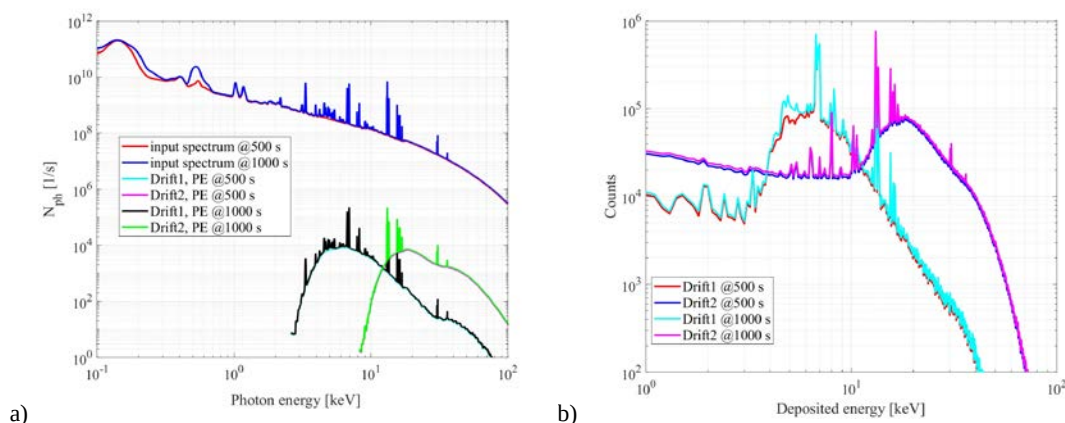
Rozkład przestrzenny (w mm kwadratowych na płaszczyźnie odczytu) dla pierwotnej interakcji wynikającej z efektu fotoelektrycznego przedstawiono na Rys. 1.2.30 dla płaszczyzny XY, gdzie oś X oznacza kierunek padania promieniowania. Należy zauważyć, że dla przygotowanych filtrów pochłonięte promieniowanie jest prawie jednorodnie rozłożone na płaszczyźnie odczytu detektora.



Rys. 1.2.30. Rozkłady gęstości interakcji (poprzez efekt fotoelektryczny) na płaszczyźnie odczytu (projekcja XY) detektorów GEM1 i GEM2 w obszarach Drift dla widna jak powyżej (dla 12. detektora w lokalizacji portu pionowego).

Dla uzyskanych widm obliczono energię elektronów zdeponowaną w obszarach dryfu oraz innych obszarach gazu, tzn. całkowitą energię zdeponowaną w gazie przez elektrony pochodzące od pojedynczych fotonów. Inaczej, jest to rozkład sum energii elektronów pierwotnych ze wszystkich możliwych interakcji, inicjujących lawiny w detektorze.

Aby ocenić dokładność pomiaru, którą można uzyskać dla zaproponowanego detektora i koncepcji diagnostycznej, rozważono dwa punkty czasowe: 500 i 1000 s, bazując na danych dotyczących fazy rump-up dla DEMO (Rys. 1.2.28). Uwzględniono pełny scenariusz plazmy z domieszkami, dla którego wyniki promieniowania wejściowego i pochłoniętego dla rozważanego przypadku przedstawiono na Rys. 1.2.31 (a).



Rys. 1.2.31. (a) Widma fotonów padających i pochłoniętych w obszarach Drift1 i Drift2 podczas fazy rump-up dla DEMO w czasie 500 i 1000 s. (b) Widma elektronów, które reprezentują rozkład energii początkowych lawin i są, po poszerzeniu, proporcjonalne do rozkładów ładunków na wyjściu detektora GEM, uzyskane z obszarów Drift1 i Drift2 dla padających widm przedstawionych na panelu po lewej stronie.

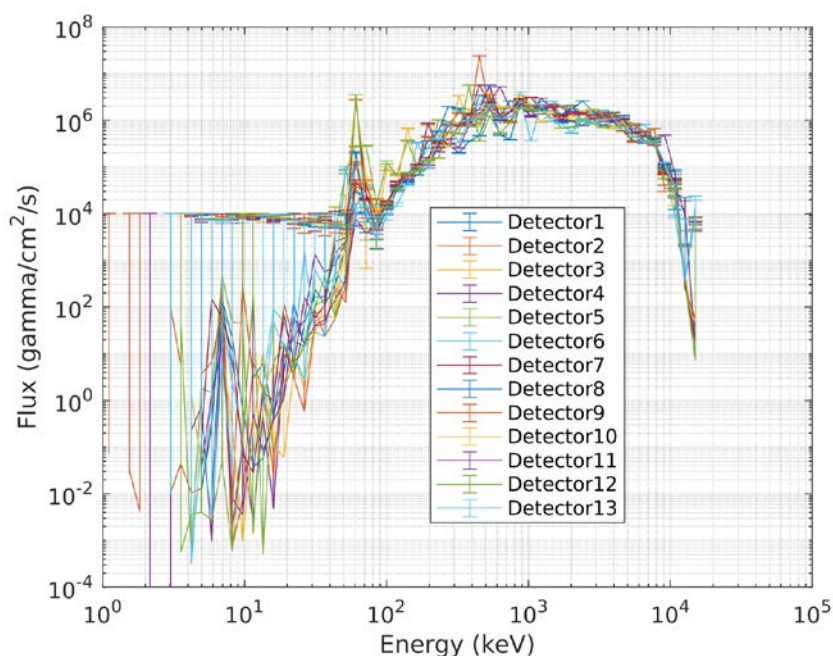
Zmiana względna między widmami wejściowymi dla 500 s i 1000 s w całym rozważanym zakresie energii, obliczona jako całkowite intensywności $(\Sigma I_{i,1000s} - \Sigma I_{i,500s})/\Sigma I_{i,500s}$, wynosi 0.2587 (25.9%). Dla zakresu rejestrowanego przez detektor GEM (2-100 keV) wynosi - 0.0822 (8.22%). Rys. 1.2.31 (b) przedstawia widma elektronów odpowiadające dwóm widmom wejściowym w momentach 500 s i 1000 s.

Aby określić błędy pomiarowe, rozważono całkowite sumy mocy widm $(\Sigma I_i \cdot E_i)$ w zakresie od 1.5 keV do 100 keV. Dla całkowitej mocy wejściowych widm w momentach 500 s i 1000 s, ich względna różnica $((P_{1000s} - P_{500s})/P_{500s})$ wynosi 0.0708 (7.1%). Względna różnica między widmami symulowanymi dla dwóch komór gazowych GEM (dla dwóch obszarów dryftu Drift 1 i Drift 2, $(P_{Drift12,1000s} - P_{Drift12,500s})/P_{Drift12,500s}$) wynosi 0.0673 (6.7%). Porównując różnicę między widmami wejściowymi a różnicą sumowanych widm wyjściowych (Drift1+Drift2), uzyskuje się różnicę około 0.5 punktu procentowego (7.1%-6.7%). Wynik ten spełnia wymagania systemu, którego dokładność pomiaru powinna wynosić 3%.

Warto zaznaczyć, że wynik ten uzyskano dla obszarów konwersji detektora. Może być konieczne powtórzenie tych rozważań dla wszystkich obszarów gazowych. Jednakże dalsze regiony gazowe, takie jak transfery i indukcja, przyczyniają się do generowanego sygnału detektora wielokrotnie słabiej.

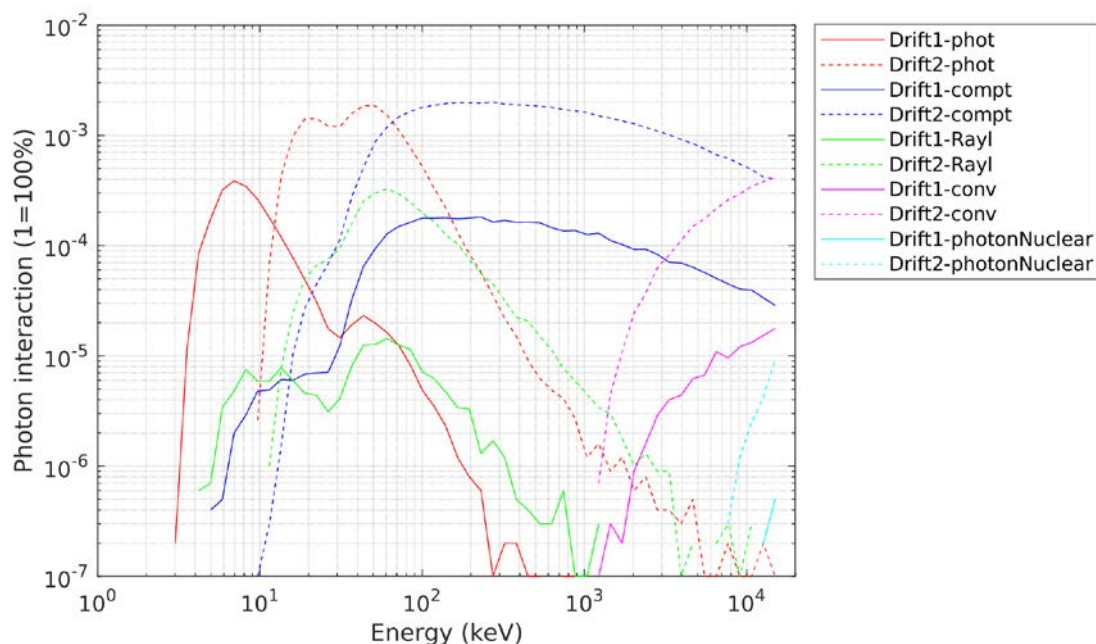
W roku 2024 przeprowadzono symulacje promieniowania tła w celu określenia stosunku SNR (*ang. Signal to Noise Ratio*). Aby oszacować tło pochodzące od promieniowania gamma, przeprowadzono symulacje interakcji przewidywanego promieniowania gamma w pozycji diagnostyki Prad. Przyjęta konfiguracja detektora była zgodna z opisaną powyżej. Warstwy materiałów zostały rozmieszczone zgodnie z kierunkiem padania promieniowania (wzdłuż osi X). Wiązka promieniowania miała wymiary $8 \times 20 \text{ mm}^2$ w płaszczyźnie ZY, gdzie oś Z jest kierunkiem od katody do folii GEM, a oś Y jest prostopadła do kierunku promieniowania i osi Z. Dla pierwszej i drugiej komory gazowej wymiary obszarów konwersji promieniowania wynosiły odpowiednio 14 mm wzdłuż osi Z, 30 mm wzdłuż osi Y, 2 cm dla GEM1 i 25 cm dla GEM2 wzdłuż osi X. Wąska szczelina przed oknem dla obu komór w części centralnej ma wysokość 20 mm (kierunek Y), taką samą jak wiązka promieniowania. Szerokości szczelin uwzględniono zgodnie z wcześniej podanymi informacjami.

Materiał obudowy komór detekcyjnych przyjęto jako stal nierdzewną 316LN o grubości 2 mm, a dla zewnętrznej obudowy mieszczącej obie komory – stal nierdzewną 316LN o grubości 2 mm (w wersji prototypowej wstępnie zastosowano duraluminium).



Rys. 1.2.32. Widmo wejściowe promieniowania gamma dla 13 detektorów Prad z podanymi zakresami błędów. Zarówno osie X, jak i Y mają skale logarytmiczne. W przypadku niskich energii, dolne zakresy błędów są niewidoczne z powodu skali logarytmicznej, gdy suma strumienia i wartość błędu są mniejsze niż zero.

Rys. 1.2.32 przedstawia dane dotyczące przewidywanego promieniowania gamma w lokalizacjach detektorów, wraz z błędami dla 13 detektorów w 100 punktach energetycznych w zakresie od 1 eV do 15 MeV. Widmo promieniowania gamma zostało dostarczone dla wszystkich detektorów diagnostycznych Prad w lokalizacjach 13 detektorów, zgodnie z konfiguracją diagnostyczną przedstawioną w poprzednich raportach rocznych. Ostatecznie widmo dla centralnego detektora nr 7 zostało wybrane do przeprowadzenia obliczeń. W przeprowadzonych symulacjach wykorzystano wiązkę promieniowania o wymiarach $8 \times 20 \text{ mm}^2$, padającą na okno detektora. W kolejnych iteracjach warto rozważyć zastosowanie szerszej wiązki, co mogłoby poprawić odwzorowanie rzeczywistych warunków eksperymentalnych, choć mogłoby jednocześnie prowadzić do pogorszenia statystyki symulacji. W niniejszej symulacji do modelowania interakcji promieniowania gamma z elementami komory detektora zastosowano kod Geant4. Wymiary wiązki promieni gamma zostały dostosowane do rozmiarów szczeliny w oknie wejściowym detektora, tj. $8 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}^2$. Dla każdego poziomu energii wygenerowano 10^7 fotonów, przy czym ich przestrzenna dystrybucja została uznana za statystycznie jednorodną w obrębie szczeliny okna wejściowego. Wyniki uzyskanych symulacji przedstawiono na Rys. 1.2.33.



Rys. 1.2.33. Występowanie interakcji promieniowania gamma z modelem detektora GEM w funkcji energii fotonów dla pierwszej komory gazowej (Drift1) i drugiej komory gazowej (Drift2). Należy zauważyć, że przedstawiono jedynie interakcje pierwotne, bez uwzględnienia interakcji wtórnych, przy założeniu widma „białego” oraz statystyce 10^7 fotonów na jeden punkt energii.

Aby uzyskać odpowiedź detektora na widmo przewidywane dla DEMO, przedstawione na Rys. 1.2.32, widmo to zostało przemnożone przez odpowiedź detektora na "białe" widmo (Rys. 1.2.33). Obliczenia uwzględniały kluczowe efekty interakcji promieniowania z gazem oraz materiałami detektora. Ostatecznie uzyskano rozkład energii fotonów promieniowania gamma rejestrowany przez detektor, uwzględniając efekt fotoelektryczny, konwersję (tworzenie par) oraz reakcję fotonuklearną jako główne mechanizmy oddziaływania fotonów z detektorem.

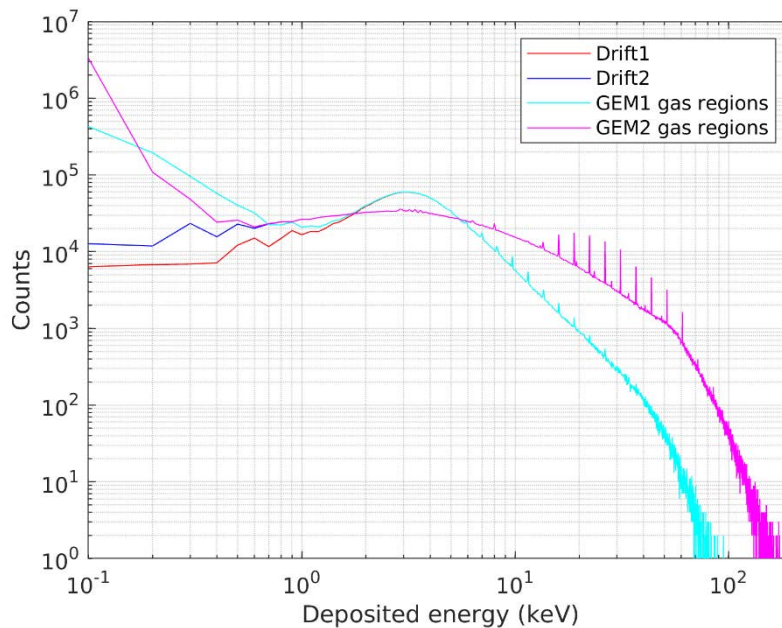
W ramach tej analizy otrzymano widma energetyczne, które definiowane są jako energia tracona w gazie przez elektrony, sumowana z pojedynczych padających promieni X. Widma te są zilustrowane w regionach dryftu i innych obszarach gazowych. Jest to rozkład sumy energii elektronów pierwotnych inicjujących lawiny w detektorze, pochodzących ze wszystkich możliwych interakcji. Takie widmo, poszerzone zgodnie z rozdzielczością energetyczną detektora gazowego, odpowiada sygnałowi generowanemu w detektorze GEM.

Należy zauważyć, że obserwowane piki w uzyskanym rozkładzie odpowiadają efektowi fotoelektrycznemu i są widoczne w punktach energetycznych, dla których przeprowadzono symulacje. Przy większej gęstości punktów symulacyjnych oraz realistycznym widmie ciągłym nie powinny one występować.

Analiza widm elektronów generowanych w wyniku napromieniowania promieniowaniem gamma uwzględnia również separację sygnału. W sytuacji, gdy grupy elektronów pojawiają się wzdłuż osi X (osi padania promieniowania), a ich wzajemna odległość przekracza około 2 mm, ich energie (suma energii traconych w ośrodku) mogą być rejestrowane oddzielnie w widmie energetycznym (histogramie). Może to prowadzić do detekcji więcej niż jednego sygnału (np. dwóch w tym samym przedziale czasowym), co skutkuje błędną oceną energii oraz intensywności padającego promieniowania.

Dalsze badania obszaru Drift1 nie wykazały istotnych różnic, natomiast w przypadku Drift2 zaobserwowano zauważalne zmiany, wynikające głównie z większej objętości gazu, który rozciąga się na 25 cm. W celu ułatwienia dalszej analizy zastosowano rozdzielone widma, uwzględniające separację przestrzenną sygnałów.

Widmo dla całego obszaru gazowego (Rys. 1.2.34) uzyskano uwzględniając rzeczywistą wagę/udział elektronów z różnych stref. Elektrony z obszaru dryftu miały wagę 1, z obszaru Transfer1 - wagę 0.1, z Transfer2 - wagę 0.01, z obszaru Indukcji - wagę 0.001. Wpływ elektronów z regionów innych niż dryft jest widoczny w zakresie energii poniżej 1 keV, co znajduje się poza efektywnym zakresem detektora GEM.



Rys. 1.2.34. Widmo elektronów: jedna liczba oznacza całkowitą energię przekazaną przez elektrony, a w mniejszym stopniu przez pozytrony i jony, powstałe w wyniku pojedynczego fotonu gamma w regionie Drift/gaz, na podstawie symulacji 10^7 fotonów gamma dla całego badanego zakresu energii. Energia ta jest przekazywana zarówno w regionach Drift, jak i we wszystkich obszarach gazowych, jednak pochodzi ze wszystkich możliwych interakcji, w tym tych zachodzących poza obszarami Drift i gazowymi. Istotnym aspektem jest fakt, że elektrony pojawiają się w regionie Drift i tam tracą swoją energię. Dane przedstawiono w skali logarytmicznej na obu osiach.

Po określeniu odpowiedzi detektora na widmo promieniowania gamma, wykorzystano dostarczone widmo fotonów gamma padających na detektor GEM (Rys. 1.2.32), dla detektora nr 7, jako wagi dla poszczególnych energii odpowiedzi detektora na białe widmo, z przypisaną statystyką 10^7 dla każdego punktu energetycznego. Odpowiedzi te zostały przeskalowane zgodnie z wartościami widma padającego promieniowania gamma. W tym zakresie energii dominuje efekt fotoelektryczny, któremu towarzyszy wyraźny pik przy maksymalnej energii.

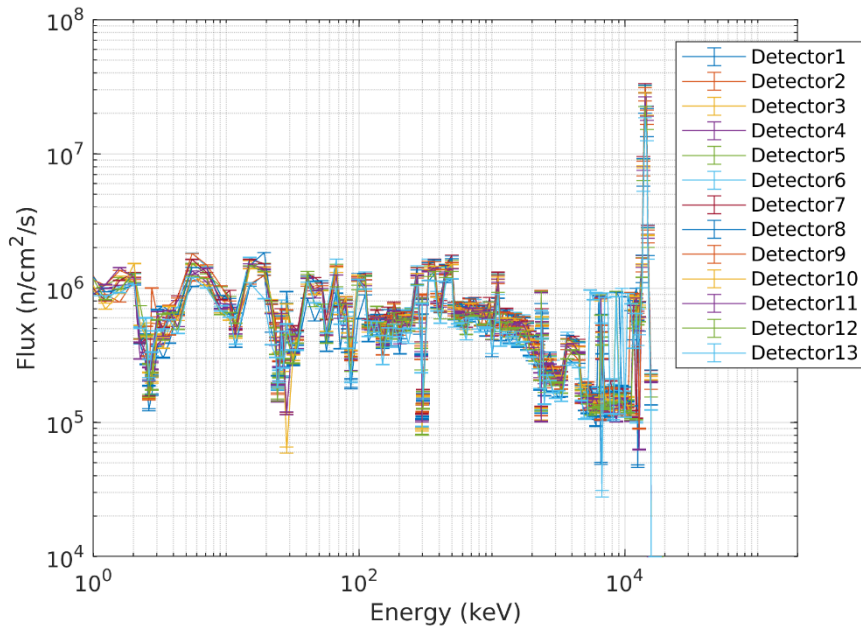
Ostatecznie, porównano widma z obserwacji plazmy przy 500 s i 1000 s w scenariuszu ramp-up DEMO z widmami wynikającymi z interakcji promieniowania gamma.

Dla tych danych obliczono stosunek sygnał-szum dla zsumowanego widma, zdefiniowany jako $S/N = \sum Plasma@1000 s / \sum Gammas$, który wyniósł 351 dla pełnego zakresu i 354 dla $E > 1$ keV.

Z analizy otrzymanych danych wynika, że najmniejsze wartości tego współczynnika ($S/N < 100$) występują w zakresie 1–4 keV oraz powyżej 60 keV. Jednakże, nie stanowi to kluczowego ograniczenia dla dalszych badań.

Podobne obliczenia, jak te wykonane dla interakcji promieniowania gamma z gazem i materiałami detektora, przeprowadzono dla **oddziaływania promieniowania neutronowego z materiałami detektora oraz mieszkanką gazową**. Widma neutronów wykorzystane w niniejszym badaniu obejmowały zakres od 0.1 eV do 19.6 MeV, przy czym uwzględniono 175 punktów energetycznych rozmieszczonych logarytmicznie w celu zwiększenia statystycznej dokładności. Symulacje przeprowadzono dla tych samych wartości energii, które dostarczyła grupa neutronowa, co zapewniło spójność skali energetycznej.

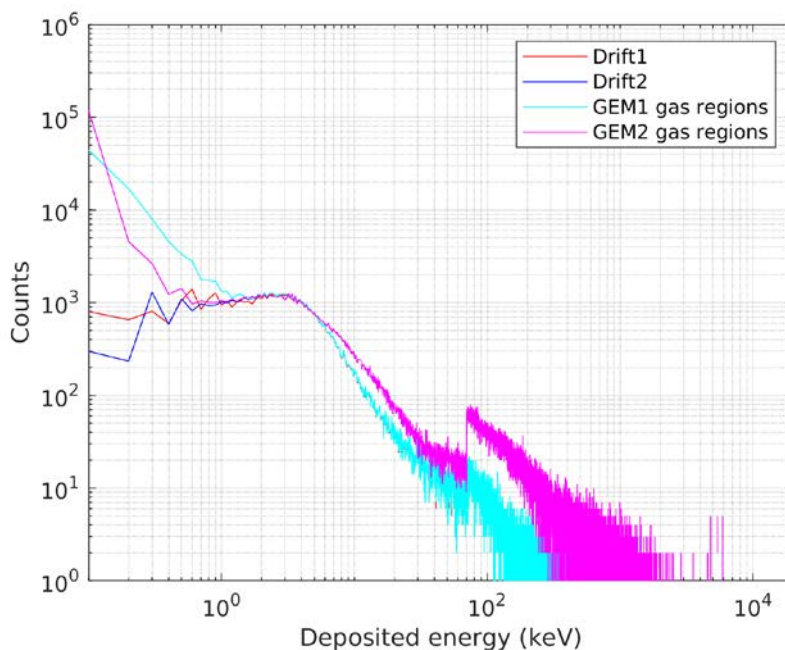
Wszystkie parametry detektora zostały utrzymane na poziomie zastosowanym w symulacjach promieniowania gamma, co zagwarantowało wewnętrzną spójność zestawu danych. Dla każdego punktu energetycznego wygenerowano 10^7 neutronów, a wiązka promieniowania była równomiernie rozłożona na oknie o powierzchni 8×20 mm².



Rys. 1.2.35. Widmo wejściowe promieniowania neutronowego z podanymi zakresami błędów dla konfiguracji 13 detektorów diagnostyki Prad. Zarówno osie X, jak i Y mają skale logarytmiczne.

Do obliczeń wykorzystano spektrum z centralnego detektora nr 7. Początkowo przeprowadzono symulacje dla „białego” spektrum neutronowego ze statystyką 10⁷ neutronów na pojedynczy punkt energetyczny (co odpowiada mniej więcej pojedynczemu przedziałowi energetycznemu (*ang. bin*)).

Przedstawione poniżej widma energii (Rys. 1.2.36) zdeponowanej w gazie przez elektrony, pozytony, protony i jony (sumowane z pojedynczych neutronów), odpowiadają energiom elektronów termicznych w regionach dryfu (i innych regionach gazu). Jest to rozkład sumy energii elektronów pierwotnych, które inicjują lawiny w detektorze. Dane odnoszą się do elektronów i innych cząstek termalizujących w gazie wynikających ze wszystkich możliwych oddziaływań. Widmo to może zostać poszerzone i posłużyć jako sygnał generowany w detektorze GEM.



Rys. 1.2.36. Energia zdeponowana w obszarach dryftu oraz dodatkowo w innych obszarach gazowych. Pokazana zależność dotyczy obszaru dryftu, ale pochodzi ze wszystkich możliwych interakcji, w tym także tych, które

zachodzą poza obszarem dryftu oraz innymi obszarami gazowymi. Istotnym aspektem jest to, że elektrony pojawiają się w regionie Drift i tam tracą swoją energię.

W ramach tych badań przeprowadzono analizę przypadków, dla których grupy elektronów są obserwowane wzdłuż osi X (osi promieniowania padającego) z separacją większą niż 2 mm. W takim zdarzeniu energie tych elektronów oraz suma ich energii utraconej w medium będą mierzone i rejestrowane osobno w spektrum energetycznym (histogramie). Oznacza to, że od pojedynczego neutronu mogą pochodzić wielokrotne sygnały (np. dwa w czasie współbieżnym).

Widmo z całego regionu gazowego zostało utworzone, uwzględniając rzeczywisty wkład elektronów z różnych obszarów, zakładając jednolity współczynnik wzmocnienia na poziomie 10. Waga elektronów z obszaru dryftu została ustawiona na 1, elektronom z obszaru Transfer1 przypisano wagę 0.1, z Transfer2 - wagę 0.01, z obszaru Indukcji - 0.001. Zaobserwowano, że wpływ elektronów z obszarów innych niż dryft występuje w zakresie energii poniżej 1 keV, co wykracza poza zakres wykrywany przez detektor GEM.

Po określeniu odpowiedzi detektora na jednorodne widmo neutronowe, widmo dla centralnego detektora nr 7 zostało wykorzystane jako wagi dla poszczególnych energii odpowiedzi detektora na „białe” widmo, z przydzieloną statystyką 10^7 dla każdego punktu energetycznego. Odpowiedzi detektora na „białe” widmo (Rys. 1.2.36), czyli widma elektronów pierwotnych inicjujących lawiny w detektorze GEM, zostały przeskalowane zgodnie z wartościami padającego widma neutronowego. Po zsumowaniu tych przeskalowanych odpowiedzi uzyskano ostateczny wynik.

Dla tych danych obliczono stosunek sygnału do szumu (S/N) dla zsumowanego widma, zdefiniowany jako $S/N = \Sigma Plasma@1000 s / \Sigma Neutrons$, który wyniósł 713 dla pełnego zakresu i 754 dla $E > 1$ keV.

Całkowity współczynnik sygnał-szum, $S/N = \Sigma Plasma@1000 s / \Sigma (Neutrons + Gammas)$, został obliczony dla zsumowanego widma i wynosi 235 dla pełnego zakresu oraz 241 dla $E > 1$ keV. Należy zauważyć, że dla zdeponowanej w detektorze energii w obszarze 3 keV współczynnik ten osiąga wartość 20.

W roku 2024 wykonano analizę aktywacji neutronowej materiałów diagnostycznych. Celem tych badań było przeprowadzenie obliczeń aktywacji właściwej dla różnych materiałów i komponentów diagnostycznych Prad w ramach pierwszego scenariusza radiacyjnego dla DEMO. Obliczono aktywność właściwą wraz z identyfikacją dominujących izotopów oraz współczynniki dpa (*ang. displacements per atom*) dla rozważanych materiałów. Wyniki zostały przeanalizowane pod kątem wyboru najbardziej odpowiednich materiałów do konstrukcji komponentów diagnostycznych Prad.

Otrzymane widmo neutronowe w strukturze 175 grup energetycznych zostało przekształcone na 709 grup energetycznych i wykorzystane do obliczeń aktywacyjnych dla różnych materiałów. Obliczenia aktywacji wykonano za pomocą kodu FISPACT-II (wersja 4.0), użyto biblioteki danych jądrowych TENDL-2019.

Diagnostyka Prad znajduje się w fazie rozwoju i budowy, dlatego kluczowe jest dobranie najbardziej odpowiednich materiałów do poszczególnych komponentów diagnostycznych. Przykłady analizowanych materiałów, ich składy chemiczne oraz gęstości, zostały zestawione w Tabelach 1.2.4-1.2.5.

Tabela 1.2.4. Składy elementarne materiałów elektroniki front-end.

Czyste srebro (Ag)_mat12A <i>Gęstość: 10.5 g/cm³</i>		Czyste Złoto (Au)_mat12B <i>Gęstość: 19.32 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt %	Pierwiastek	Wt %
Ag	99.999	Au	99.99
inne	0.001	inne	0.01
Czysta Miedź (Cu)_mat12C <i>Gęstość: 8.96 g/cm³</i>		Tlenek Aluminium (Al ₂ O ₃)_mat12D <i>Gęstość: 3.97 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt %	Pierwiastek	Wt %
Cu	99.99	Al	52.9251

P	0.0003	O	47.0749
As	0.0005		
Sb	0.0004		
Te	0.0002		
O	0.0005		
Czyste Aluminium (Al)_mat12E <i>Gęstość: 2.6989 g/cm³</i>		Szkło Epoksydowe typu C_mat12F <i>Gęstość: 2.54 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt %	Pierwiastek	Wt %
Al	99.5	B	1.8579
Ti	0.05	O	47.8631
Zn	0.07	Na	5.9171
Mg	0.05	Mg	1.8037
Mn	0.05	Al	2.1107
Cu	0.05	Si	30.2924
Fe	0.4	S	0.0399
Si	0.25	Ca	9.9757
inne	0.03	Fe	0.1395

Tabela 1.2.5. Skład elementarny gazu roboczego.

Ar/CO2 (70/30)_mat14A <i>Gęstość: 0.001716 g/cm³</i>		Ne/CO2(70/30)_mat14B <i>Gęstość: 0.00114 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt %	Pierwiastek	Wt %
Ar	70	Ne	70
C	8.1873	C	8.1873
O	21.8127	O	21.8127

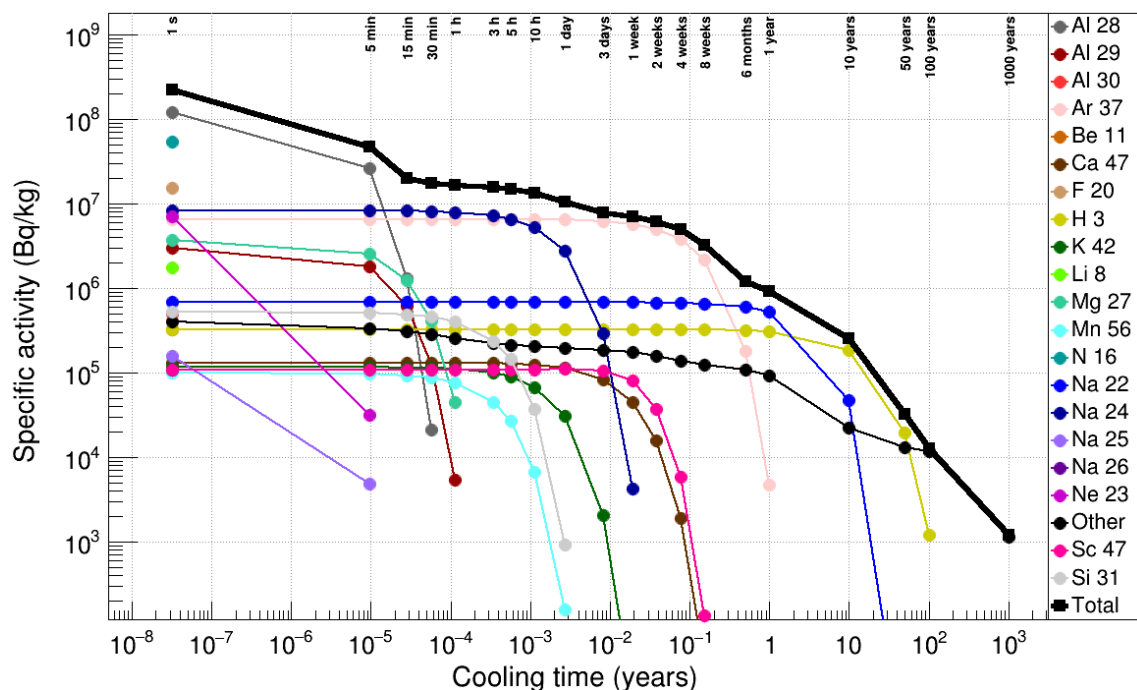
Zmodyfikowane widma neutronowe w strukturze 709 grup energii dla rozważanych materiałów zostały użyte do obliczenia aktywacji właściwej wybranych materiałów dla przyjętego scenariusza radiacyjnego. Z uwagi na brak informacji o okresie eksploatacji urządzenia Prad w dostępnej dokumentacji i publikacjach, użyto scenariusza napromieniowania z fazy 1. EU-DEMO, który obejmuje:

- Ciągłą eksploatację o mocy na poziomie 30% nominalnej mocy fuzji przez 5.2 lat minus 10 dni.
- 10 dni operacji pulsacyjnej z 48 impulsami:
 - o 4 godziny pełnej mocy
 - o 1 godzina przerwy pomiędzy impulsami.

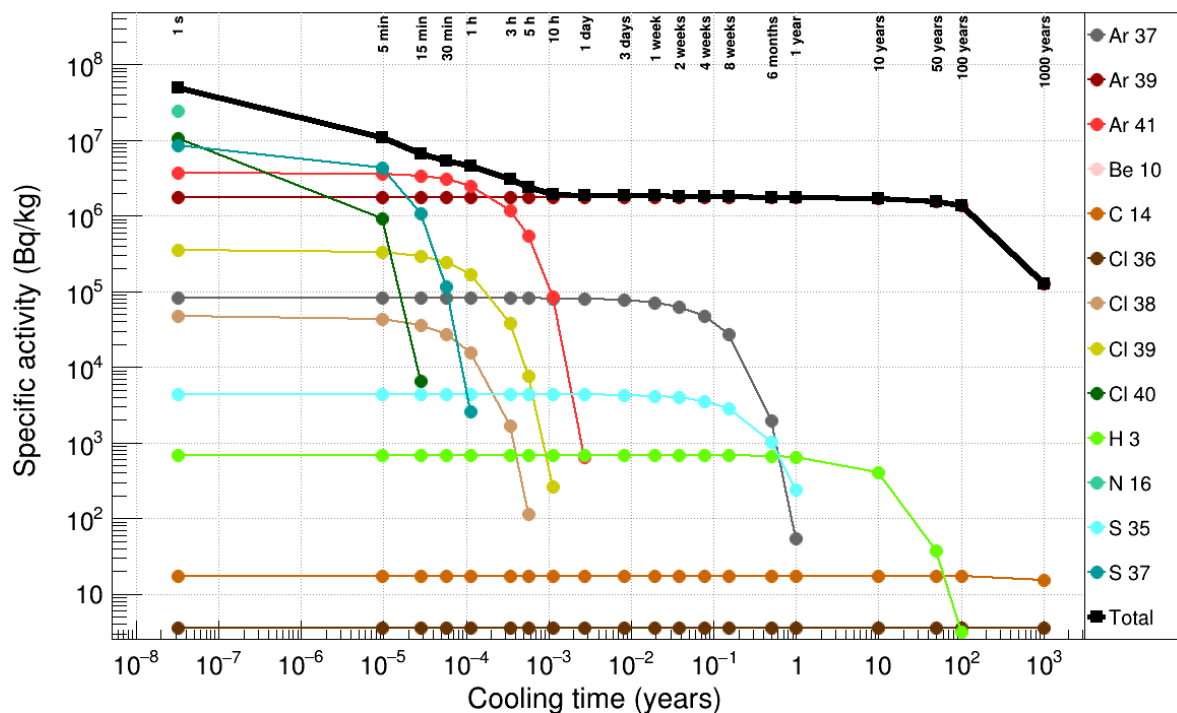
Radioaktywność materiałów Prad została obliczona w czasie: 0 s, 1 s, 5 min, 15 min, 30 min, 1 h, 3 h, 5 h, 10 h, 1 dzień, 3 dni, 1 tydzień, 2 tygodnie, 4 tygodnie, 8 tygodni, 6 miesięcy, 1 rok, 10 lat, 50 lat, 100 lat, 1000 lat od napromieniowania. Dane do przekrojów reakcji zostały wzięte z biblioteki danych nuklearnych TENDL-2019.

Obliczenia zostały przeprowadzone za pomocą zaawansowanego kodu symulacyjnego stosowanego do analizy aktywacji, transmutacji i przepływów radionuklidów w materiałach poddanych napromieniowaniu, FISPACT II, dla każdego rozważanego materiału diagnostycznego Prad. Wyniki aktywności dla różnych dominujących izotopów uzyskano w: 0 s, 1 s, 5 min, 30 min, 1 h, 3 h, 5 h, 10 h, 1 dzień, 3 dni, 1 tydzień, 2 tygodnie, 4 tygodnie,

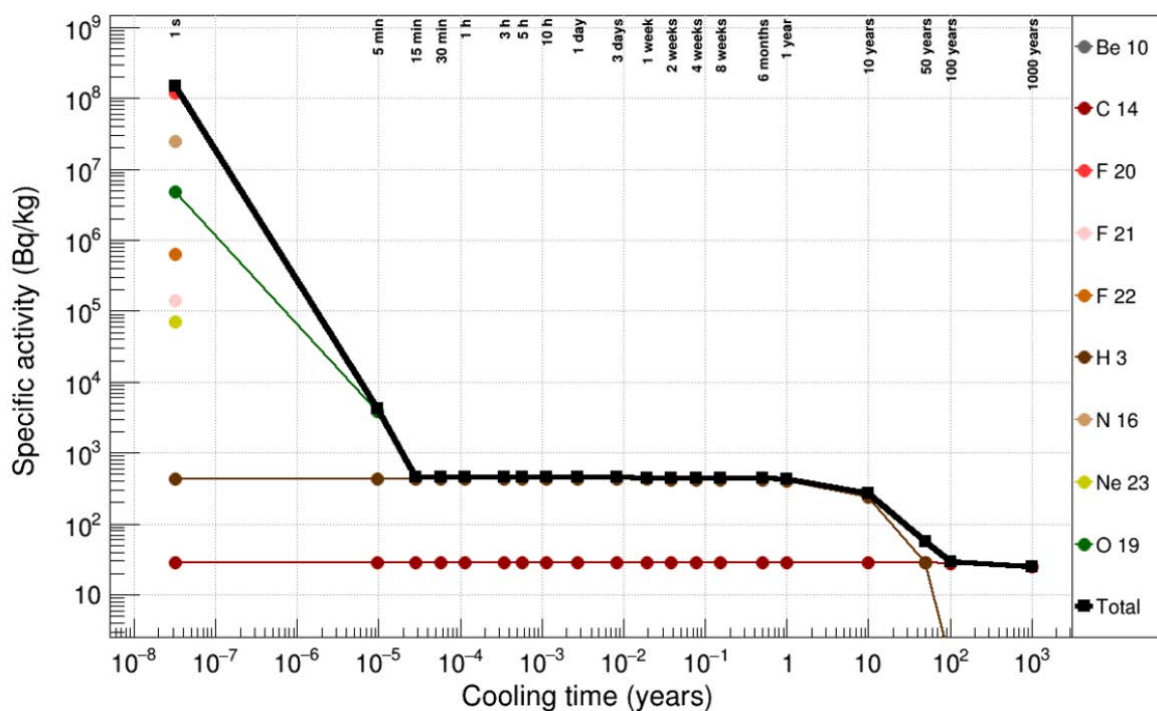
8 tygodni, 6 miesięcy, 1 rok, 10 lat, 50 lat, 100 lat, 1000 lat po pierwszej fazie napromieniowania DEMO. Zmiany aktywności dla przykładowych materiałów Prad oraz ich zmiany w czasie przedstawiono na Rys. 1.2.37-1.2.39.



Rys. 1.2.37. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla materiałów elektroniki front-end (włókno szklane typu C).



Rys. 1.2.38. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla materiałów mieszanki gazowej Ar/CO₂.



Rys. 1.2.39. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla materiałów mieszanki gazowej Ne/CO₂.

Tabela 1.2.6. Podsumowanie aktywności właściwej dla materiałów komponentów diagnostyki Prad.

Material	Aktywność właściwa [Bq/kg] obliczona po:				
	1 s	1 dniu	1 tygodniu	1 roku	10 latach
Stal Nierdzewna 316	1.631E+08	9.070E+07	8.462E+07	4.373E+07	9.934E+03
Stal Nierdzewna 316LN	1.631E+08	9.074E+07	8.466E+07	4.375E+07	9.934E+03
Aluminium	2.848E+08	5.215E+07	7.163E+05	4.912E+05	9.860E+02
Miedź	4.604E+08	6.710E+07	3.494E+06	3.089E+06	1.661E+05
Tytan	5.861E+07	4.246E+07	1.803E+07	1.697E+06	2.049E+01
Węglik Boru	1.001E+08	1.335E+07	1.334E+07	1.263E+07	4.545E+04
Folia Poliamidowa, Kapton	2.530E+07	5.045E+05	5.041E+05	4.772E+05	5.258E+03
Szkło Epoksydowe (FR4)	2.027E+08	9.576E+06	3.928E+06	5.512E+05	1.929E+04
Szkło (CaO-Al₂O₃-SiO₂)	2.105E+08	8.510E+06	3.945E+06	3.297E+04	7.858E+03
Szkło Kvarcowe (SiO₂)	2.540E+08	1.427E+03	4.250E+01	4.249E+01	4.186E+01
Szkło Fotoczule (PEG3)	2.408E+08	1.454E+07	1.265E+07	1.164E+07	8.354E+04
Srebro	4.876E+09	1.501E+06	2.472E+03	2.914E+00	5.185E-01
Cyna	5.779E+07	3.718E+07	1.922E+07	3.198E+06	1.034E+01

Nikiel	1.885E+08	1.798E+08	1.688E+08	5.182E+07	5.780E+04
Włókno Szklane Typu R	2.223E+08	1.385E+07	3.821E+06	4.219E+04	7.653E+03
Tlenek Aluminium	2.083E+08	2.791E+07	1.840E+05	1.189E+05	6.121E+02
Miedź Powleczone Srebrem	6.815E+08	6.391E+07	3.303E+06	2.936E+06	1.578E+05
Polichlorek Winyłu (PVC)	8.312E+07	6.811E+07	5.793E+07	1.806E+06	8.413E+02
Teflon (PTFE)	1.612E+08	1.713E+06	1.704E+06	1.613E+06	7.893E+03
Polietylen o wysokiej gęstości (HDPE)	5.592E+00	5.591E+00	5.586E+00	5.298E+00	2.298E-01
Guma (Krzemionka)	1.808E+08	6.646E+02	1.881E+01	1.878E+01	1.803E+01
Włókno Szklane Typu C	2.235E+08	1.061E+07	7.010E+06	9.220E+05	1.282E+04
Złoto	3.179E+09	2.493E+09	6.115E+08	1.569E+02	1.455E-11
Ar/CO₂	4.919E+07	1.852E+06	1.843E+06	1.763E+06	1.366E+06
Ne/CO₂	1.485E+08	4.527E+02	4.523E+02	4.296E+02	2.929E+01

Tego typu dane, przedstawiające obliczoną aktywność specyficzną materiałów po 5.2 latach symulowanego napromieniowania w rozpatrywanym scenariuszu dla DEMO (z całkowitym strumieniem neutronów 1.6138×10^8 n.cm⁻²s⁻¹), zostały opracowane dla wszystkich wybranych materiałów. Na powyższych wykresach pokazano ewolucję czasową całkowitej aktywności właściwej (krzywa czarna z kwadratowymi znacznikami) oraz zależności czasowe przedstawiające wkład dominujących radionuklidów w aktywność materiału w czasie schładzania.

Dla stali nierdzewnej SS316 i SS316LN, używanych w obudowie i strukturach wspierających system diagnostyczny Prad radioaktywność obu materiałów wynosi 1.631×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania, przy czym dominującymi radionuklidami są ⁵⁵Fe i ⁵⁶Mn. Inne izotopy, które znacząco przyczyniają się do ogólnej radioaktywności, to ⁵¹Cr, ⁵⁷Co, ⁵²V, ⁵⁸Co oraz ⁵⁴Mn. Warto zauważyć, że wartość całkowitej aktywności właściwej dla SS316 i SS316LN zmniejszy się o około 97% po roku od zakończenia napromieniowania.

Obliczona aktywność właściwa aluminium, wykorzystywanego w filtrach i elementach elektroniki front-end, wynosi 2.848×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. Głównym radionuklidem jest ²⁴Na, który odpowiada za większość aktywności. W dłuższych czasach rozpadu, do około 100 lat, dominującymi nuklidami staną się ⁵⁵Fe oraz ³H. Całkowita aktywność właściwa aluminium zmniejszy się o niemal 100% w ciągu roku od zakończenia napromieniowania.

W przypadku folii GEM, kabli sygnałowych i materiałów elektronicznych, obliczona aktywność właściwa miedzi wynosi 4.6041×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. Podczas początkowego okresu chłodzenia aktywność jest zdominowana przez ⁶⁴Cu przez pierwsze kilka dni, po czym głównym źródłem promieniowania staje się ⁶²Cu. W końcowym etapie rozpadu dominującym radionuklidem staje się ⁶³Ni. Całkowita aktywność właściwa miedzi zmniejszy się o około 99% w ciągu roku od zakończenia napromieniowania.

Dla aktywności właściwej tytanu, stosowanego jako materiał filtrów, obliczona aktywność wynosi 5.861×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. W pierwszych dniach chłodzenia aktywność jest

zdominowana przez ^{48}Sc , a w kolejnych etapach przez ^{46}Sc , ^{47}Sc oraz ^{45}Ca . Całkowita aktywność właściwa tytanu zmniejszy się o około 97% w ciągu roku od zakończenia napromieniowania.

Dla węgla bora (B_4C), wykorzystywanego jako materiał filtrów oraz ekranowanie neutronowe, obliczona aktywność właściwa wynosi 1.001×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. W całym okresie chłodzenia największy wpływ na radioaktywność ma ^3H . Po upływie jednego roku całkowita aktywność węgla bora zmniejszy się o około 87%.

Aktywność właściwa folii poliamidowej Kapton, stosowanej w filtrach, oknach i izolacji wewnątrz komory, wynosi 2.530×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. Na początku okresu chłodzenia głównym źródłem aktywności jest ^{13}N , a w dłuższych czasach rozpadu dominującym radionuklidem staje się ^3H , po zaniku ^{13}N . Całkowita aktywność właściwa Kaptonu zmniejszy się o około 98% w ciągu roku od zakończenia napromieniowania.

Obliczona aktywność właściwa epoksydowego laminatu szklanego (FR4) po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania wynosi 2.027×10^8 Bq/kg. W początkowym okresie chłodzenia dominującym radionuklidem jest ^{28}Al , przy znaczącym udziale ^{24}Na , ^{27}Mg oraz ^{37}Ar w całkowitej radioaktywności. Po jednym roku od zakończenia napromieniowania całkowita aktywność właściwa FR4 zmniejszy się prawie do zera.

Obliczone aktywności właściwe $\text{CaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$, SiO_2 oraz PEG3, stosowanych w materiałach płytek GEM, wynoszą odpowiednio 2.105×10^8 Bq/kg, 2.540×10^8 Bq/kg oraz 2.408×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. Podczas początkowego okresu chłodzenia głównym źródłem aktywności dla wszystkich trzech materiałów jest ^{28}Al . Po upływie jednego roku całkowita radioaktywność $\text{CaO-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ oraz SiO_2 zmniejszy się prawie do zera, podczas gdy dla PEG3 spadnie o 95%.

Dla komponentów elektronicznych obliczone aktywności właściwe Ag, Sn, Cu, Ni oraz włókna szklanego typu R po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania wynoszą odpowiednio 4.876×10^9 Bq/kg, 5.779×10^7 Bq/kg, 4.604×10^8 Bq/kg, 1.885×10^8 Bq/kg oraz 2.223×10^8 Bq/kg. Dominujące radionuklidy dla każdego z tych materiałów to:

- Ag: ^{110}Ag , ^{108}Ag , ^{106}Ag oraz ^{109}Pd .
- Sn: ^{123}Sn oraz ^{121}Sn .
- Cu: ^{64}Cu , ^{62}Cu , ^{66}Cu , ^{65}Ni , ^{63}Ni oraz ^{60}Co .
- Ni: ^{57}Co , ^{58}Co , ^{55}Fe , ^{57}Ni oraz ^{60}Co .
- Włókno szklane typu R: ^{28}Al , ^{24}Na , ^{27}Mg oraz ^{37}Ar .

Po upływie jednego roku od zakończenia napromieniowania radioaktywność zmniejszy się o około 100% dla Ag, 94% dla Sn, 100% dla Cu, 73% dla Ni oraz 100% dla włókna szklanego typu R.

W przypadku materiałów kablowych obliczone aktywności właściwe tlenku glinu (Al_2O_3) oraz miedzi pokrytej srebrem wynoszą 2.083×10^8 Bq/kg oraz 6.815×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. Dominujące radionuklidy to:

- Dla Al_2O_3 : ^{24}Na , ^{27}Mg , ^{28}Al oraz ^3H .
- Dla miedzi pokrytej srebrem: ^{64}Cu , ^{66}Cu , ^{110}Ag , ^{108}Ag , ^{106}Ag oraz ^{60}Co .

Po jednym roku radioaktywność Al_2O_3 i miedzi pokrytej srebrem zmniejszy się niemal do zera.

Dla materiałów rur gazowych, obliczone aktywności właściwe po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania wynoszą:

- Polichlorek winylu (PVC): 8.312×10^8 Bq/kg.
- Teflon (PTFE): 1.612×10^8 Bq/kg.
- Polietylen o dużej gęstości (HDPE): 5.592×10^9 Bq/kg.
- Guma silikonowa: 1.808×10^8 Bq/kg.

Główne radionuklidy w tych materiałach to:

- Dla PVC: ^{32}P , ^{35}S oraz ^{33}P .
- Dla PTFE: ^{18}F oraz ^3H .
- Dla HDPE: ^3H .
- Dla gumy silikonowej: ^{28}Al , ^{29}Al , ^{31}Si oraz ^{14}C .

Po jednym roku od zakończenia napromieniowania radioaktywność zmniejszy się o około 98% dla PVC, 99% dla PTFE, 6% dla HDPE oraz 100% dla gumy silikonowej.

Dla materiałów elektronicznych front-end, aktywności właściwe złota (Au) oraz włókna szklanego typu C wynoszą 3.179×10^9 Bq/kg oraz 2.235×10^8 Bq/kg po upływie 1 s od zakończenia napromieniowania. Dominujące radionuklidy to:

- Dla złota: ^{198}Au oraz ^{195}Au .
- Dla włókna szklanego typu C: ^{28}Al , ^{24}Na , ^{37}Ar oraz ^{22}Na .

Po jednym roku radioaktywność obu materiałów zmniejszy się niemal do zera.

Obliczone aktywności właściwe gazu roboczego detektora - mieszanek Ar/CO₂ oraz Ne/CO₂ wynoszą odpowiednio 4.919×10^7 Bq/kg oraz 1.485×10^8 Bq/kg w jednej sekundzie po zakończeniu napromieniowania. Główne radionuklidy to:

- Dla Ar/CO₂: ^{40}Cl , ^{16}N , ^{41}Ar oraz ^{39}Ar .
- Dla Ne/CO₂: ^{20}F , ^{16}N , ^{19}O oraz ^{22}F .

Po jednym roku radioaktywność Ar/CO₂ zmniejszy się o 94%, a Ne/CO₂ niemal do zera.

Wartości dpa dla materiałów w regionie diagnostycznym Prad zostały obliczone na podstawie spektrum neutronów i właściwości materiałów, jak pokazano w Tabeli 1.2.7. Wartości dpa to powszechnie stosowana metryka, która określa stopień uszkodzeń na poziomie atomowym w materiałach poddanych napromieniowaniu neutronowemu. Dzięki przekształceniu warunków napromieniowania, takich jak widma i strumienie neutronów, w tę skumulowaną miarę, dpa stanowi ustandaryzowaną metodę oceny liczby przemieszczeń atomowych w materiale. Wartości dpa dla poszczególnych materiałów wahają się od 1.9199×10^{-6} dpa/fpy (guma silikonowa) do 9.2232×10^{-6} dpa/fpy (cyna).

Oprogramowanie FISPACT-II generuje wyniki symulacji dla wartości dpa na podstawie widma strumienia neutronów oraz właściwości materiałowych. Wartości parametru dpa dla wszystkich rozważanych materiałów w obszarze diagnostyki Prad, przy identycznym widmie neutronów, zostały obliczone i są przedstawione w Tabeli 1.2.7.

Tabela 1.2.7. Obliczone wartości dpa/fpy (ang. full power year) dla rozważanych materiałów.

Material	dpa/fpy	Material	dpa/fpy
Stal Nierdzewna 316	6.7278e-6	Nikiel	7.7517e-06
Stal Nierdzewna 316LN	6.7379e-06	Włókno Szklane Typu R	5.7327e-06
Aluminium	6.9165e-06	Tlenek Aluminium	5.6074e-06
Miedź	7.0306e-06	Miedź Powlekana Srebrem	6.9388e-06
Tytan	6.6947e-06	Polichlorek Winyłu (PVC)	2.4246e-06
Węglik Boru	4.8894e-06	Teflon (PTFE)	4.8023e-06
Folia Poliamidowa, Kapton	2.1658e-06	Polietylen o wysokiej gęstości (HDPE)	2.5022e-07
Szkło Epoksydowe (FR4)	5.5464e-06	Guma (Silikonowa)	1.9199e-06
Szkło (CaO-Al ₂ O ₃ -SiO ₂)	5.5355e-06	Złoto	6.6096e-06
Szkło Kvarcowe (SiO ₂)	5.9417e-06	Włókno Szklane Typu C	5.6495e-06
Szkło Fotoczule (PEG3)	5.3138e-06	Ar/CO ₂	7.6029e-06
Srebro	3.9755e-06	Ne/CO ₂	4.8662e-06
Cyna	9.2232e-06		

Obliczenia aktywności właściwej dla materiałów używanych w komponentach diagnostycznych Prad pokazują, że materiały takie jak srebro (4.876×10^9 Bq/kg) i złoto (3.179×10^9 Bq/kg) mają najwyższą aktywność po zakończeniu napromieniowania. W przeciwieństwie do nich, materiały takie jak wysokiej gęstości polietylen (5.592×10^9 Bq/kg) i folia Kaptonowa (2.530×10^7 Bq/kg) mają znacznie niższą aktywność. Po roku od napromieniowania aktywność srebra i polietylenu spada prawie do 0%, natomiast inne materiały wykazują różne procentowe zmniejszenie aktywności, np. 6% dla HDPE i 100% dla gumy silikonowej. Po roku od napromieniowania, nikiel osiąga najwyższą aktywność, a srebro – najniższą.

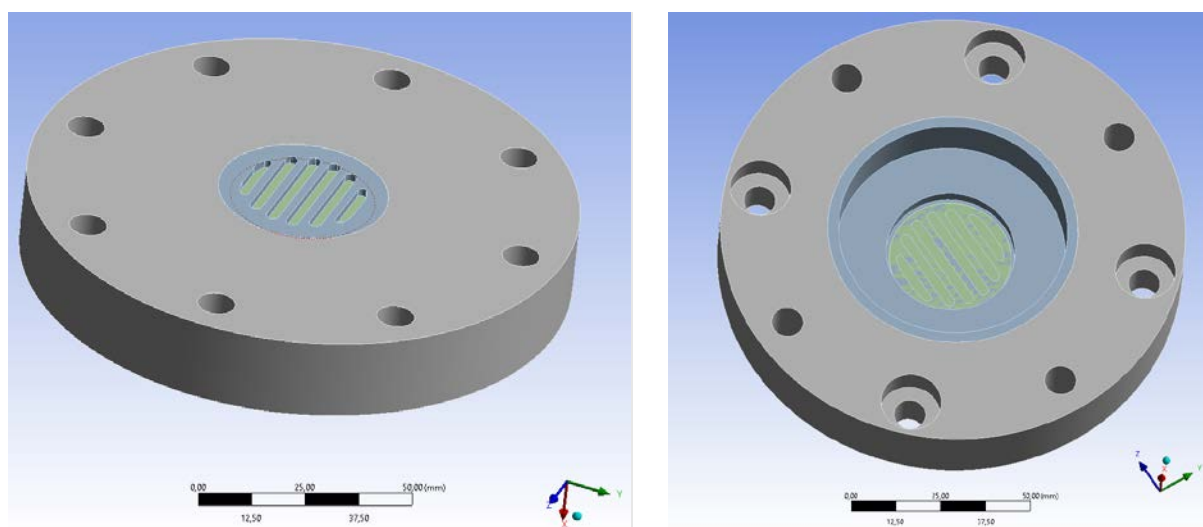
W 2024 roku kontynuowano prace nad *analizą mechaniczną materiałów* przeznaczonych do wykorzystania w interfejsie pomiędzy komorą próżniową tokamaka i układem diagnostycznym detektorów. W 2023 roku przeprowadzono obliczenia w programie ANSYS dla różnych materiałów okna pomiędzy kolimatorami a komorą, w której znajdują się detektory gazowe. W kontekście nowych informacji na temat wykorzystania berylu w ITER, w roku 2024 rozważano materiały takie jak B₄C, Kapton i grafen.

Wymagania dotyczące okna komory próżniowej są następujące: musi ono wytrzymać ciśnienie o różnicy 3 atmosfer (0.3 MPa), charakteryzować się odpornością na korozję (utlenianie parą wodną), być odporne na obecność niepożądanych domieszek innych pierwiastków, przechodzić szybkie odgazowanie oraz wytrzymywać wielokrotne cykle nagrzewania i pracy. W poprzednich rozważaniach beryl miał być pokryty aluminium po stronie plazmy, aby zapewnić odporność na korozję. To rozwiązanie zostało zaadoptowane również dla nowych materiałów.

Celem przeprowadzonego badania było określenie współczynnika bezpieczeństwa okna pod wpływem siły wywołanej różnicą ciśnień wynoszącą 3 atmosfery. Projekt obejmował testowanie różnych konfiguracji grubości okna, a także różnych rodzajów wsparcia, w tym prostokątnych pasków i różnej grubości podpór. W 2024 roku rozpoczęto badania dla materiału B₄C. Przyjęte zostały następujące parametry materiałowe B₄C: moduł Younga: 472 GPa, współczynnik Poissona: 0.21, wytrzymałość na rozciąganie: 261 MPa. Flansza została zasymulowana jako stal konstrukcyjna (materiał bazowy w oprogramowaniu ANSYS Mechanical). Szczegóły obliczeń (wybór siatki dla każdego komponentu) pozostały takie same jak w roku 2023. Podstawowy kształt podpory stanowiły wielokrotne nacięcia.

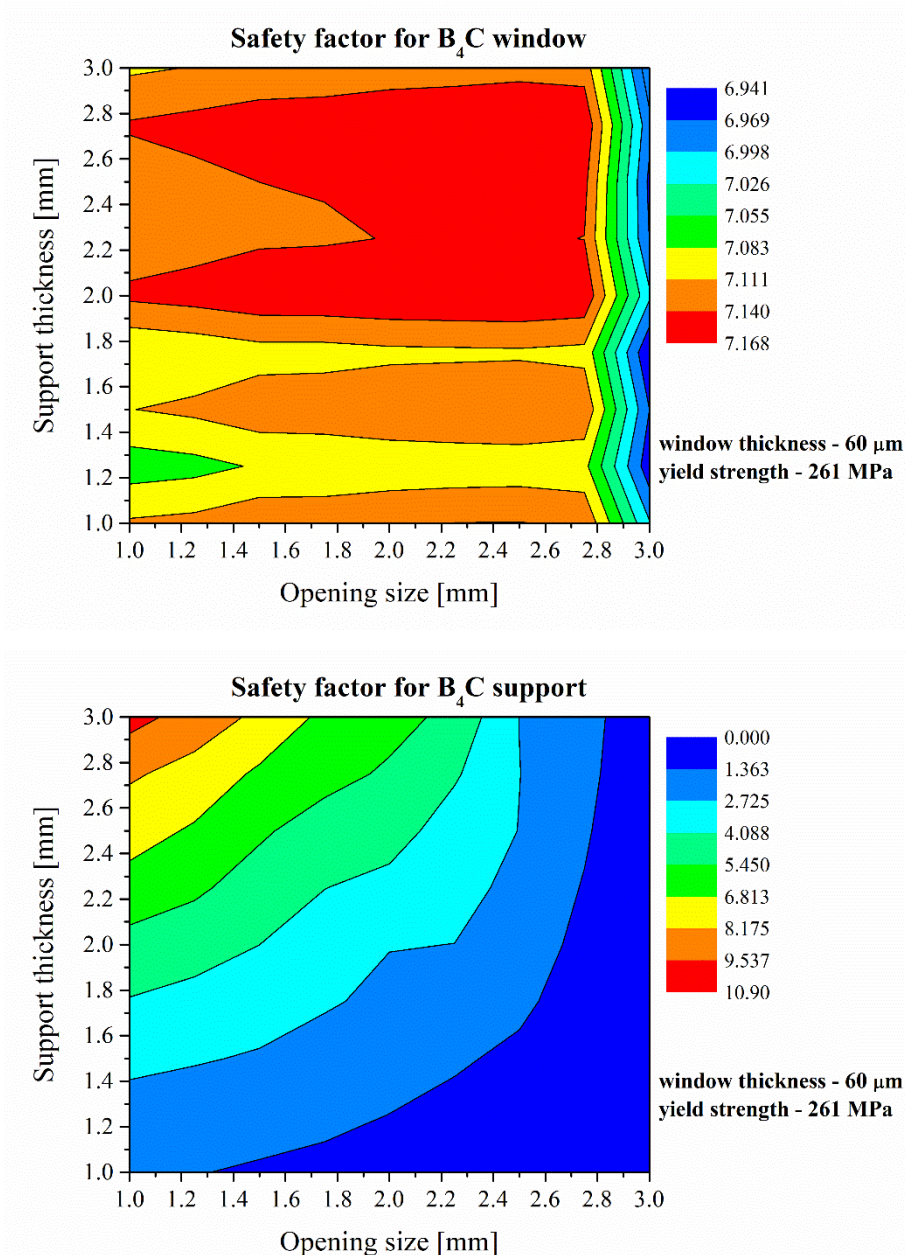
Model obliczeniowy obejmował okno i strukturę wsporczą, przy czym grubość okna wynosiła od 60 do 120 μm , a średnica wynosiła 46 mm. Grubość struktury wsporczej znajdującej się za oknem wahała się od 1 do 3 mm. Okno zostało umieszczone w strukturze wsporczej poprzez wycięcie w podporze, a zarówno okno, jak i struktura wsporcza zostały zasymulowane jako B₄C, z wykorzystaniem wcześniej podanych parametrów.

Ciśnienie zostało równomiernie rozłożone zgodnie z wynikami symulacji samego okna, przy czym krawędzie okna, elementy wsparcia oraz flansza zostały unieruchomione. W konsekwencji możliwe było przeprowadzenie symulacji deformacji centralnej części modelu pod wpływem ciśnienia. Ilustracja struktury wsporczej została przedstawiona na Rys. 1.2.40.



Rys. 1.2.40. Układ modelu do obliczeń, strona próżniowa modelu.

W przypadku okna przyłożono ciśnienie 0.3 MPa w kierunku próżniowym. Następnie obliczono deformacje dla wszystkich komponentów systemu, a na podstawie tych obliczeń uzyskano współczynniki bezpieczeństwa. Otrzymane współczynniki bezpieczeństwa zostały następnie przedstawione na mapach 2D (patrz Rys. 1.2.41).



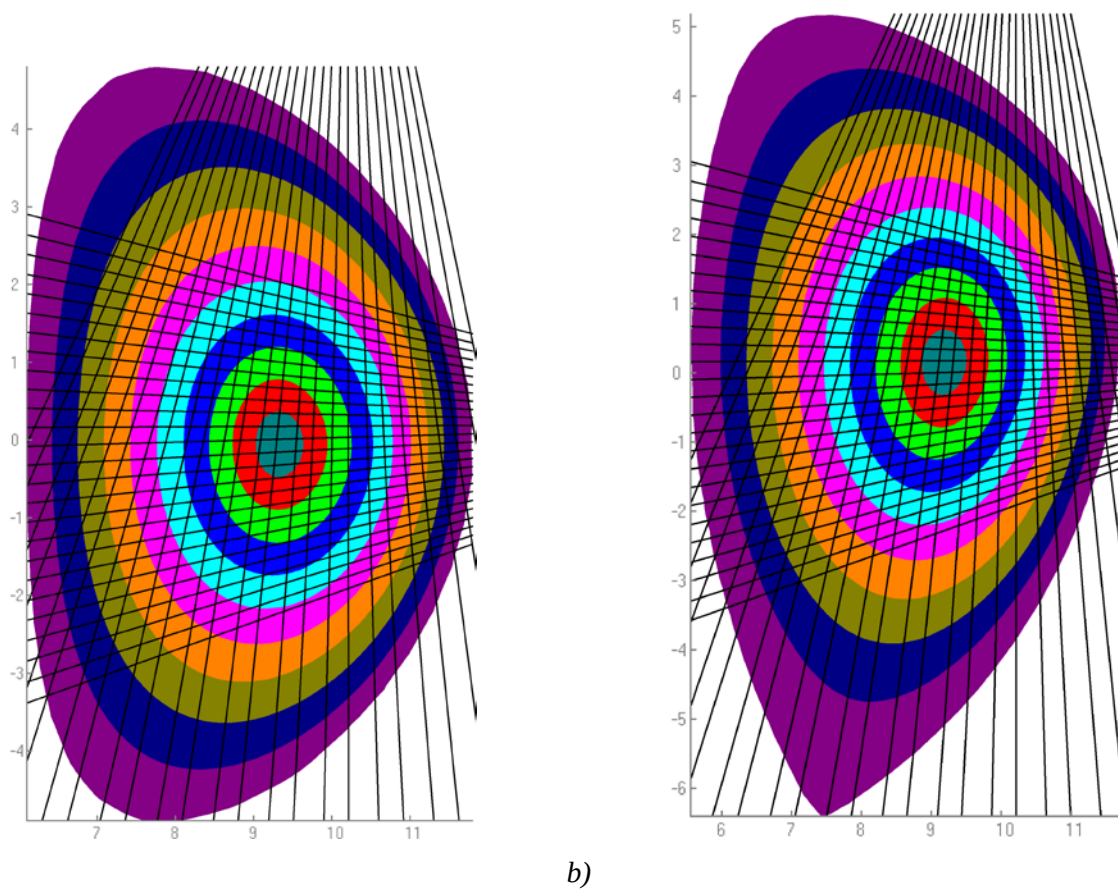
Rys. 1.2.41. (góra) Współczynnik bezpieczeństwa dla okna z B₄C. Mapa 2D wyników dla różnych grubości podpory i rozmiarów otworów przy danej grubości okna wynoszącej 60 μm. (dół) Współczynnik bezpieczeństwa dla podpory z B₄C. Mapa 2D wyników dla różnych grubości podpory i rozmiarów otworów przy danej grubości okna: 60 μm.

Symulacje o podobnym charakterze zostały również rozpoczęte dla okna wykonanego z grafenu o grubościach 30, 70 i 100 mikrometrów. Ze względu na wytrzymałość na rozciąganie grafenu wynoszącą około 130 GPa, uzyskane wyniki dla wszystkich rozważanych grubości wskazują teoretycznie bardzo wysokie współczynniki bezpieczeństwa dla tego materiału. Niemniej jednak, niezbędne jest przeprowadzenie niezależnych badań w celu potwierdzenia przydatności grafenu do konkretnych zastosowań. Badania te powinny obejmować opracowanie niezawodnej procedury wzrostu grafenu dla rozważanych grubości oraz przygotowanie pożądaných powierzchni okien. Wstępne kroki w kontekście współpracy badawczej zostały omówione z przedstawicielami firmy produkującej grafen.

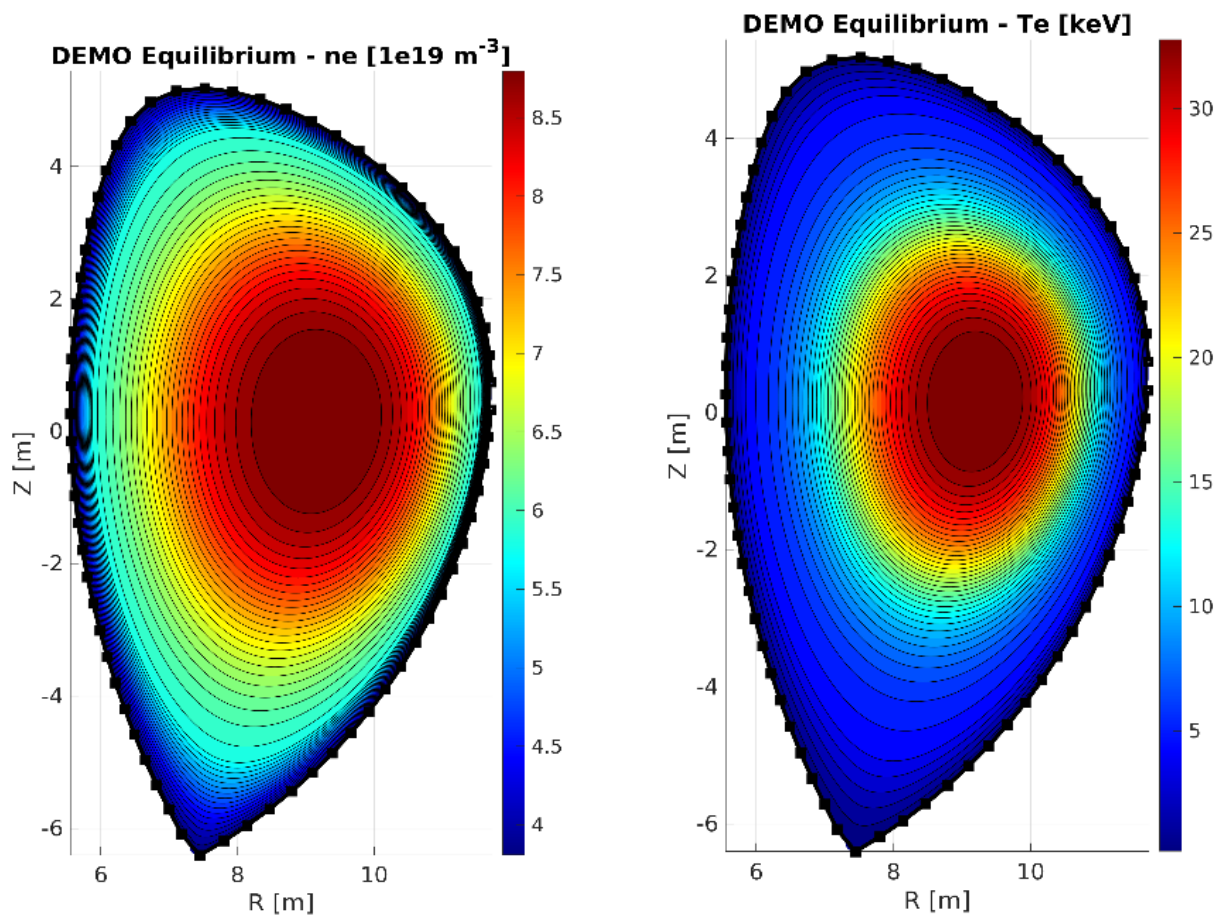
Wyniki wskazują, że dla określonych grubości okna i konstrukcji wsporczej B₄C jest obiecującym kandydatem do zastosowania w interfejsie oraz filtrach komór gazowych.

W ubiegłym roku podjęto decyzję o modyfikacji podstawowej konfiguracji systemu DEMO, co wiąże się z koniecznością ponownej analizy wcześniejszych badań w odniesieniu do nowego układu. W związku z tym w roku 2024 rozpoczęto prace nad tym zagadnieniem, koncentrując się w pierwszej kolejności na obliczeniach oczekiwanych widm promieniowania emitowanego z plazmy. Obliczenia te przeprowadzono dla detektorów rozmieszczonych zgodnie ze starą konfiguracją, co było podyktowane brakiem dostępnych danych oraz brakiem nowego modelu CAD.

Najnowszy projekt tokamaka przewiduje znaczącą modyfikację struktury elementów infrastruktury cewek magnetycznych w urządzeniu DEMO. Wprowadzone zmiany mają kluczowy wpływ na geometrię i układ systemu magnetycznego, co bezpośrednio przekłada się na istotną zmianę przekroju plazmy utrzymywanej w polu magnetycznym. Konsekwencje tych modyfikacji mogą mieć znaczący wpływ na stabilność i wydajność procesów zachodzących w reaktorze. Na Rys. 1.2.42 przedstawiono szczegółowe porównanie pierwotnej i zmodyfikowanej konfiguracji, ukazując zakres oraz charakter wprowadzonych zmian.



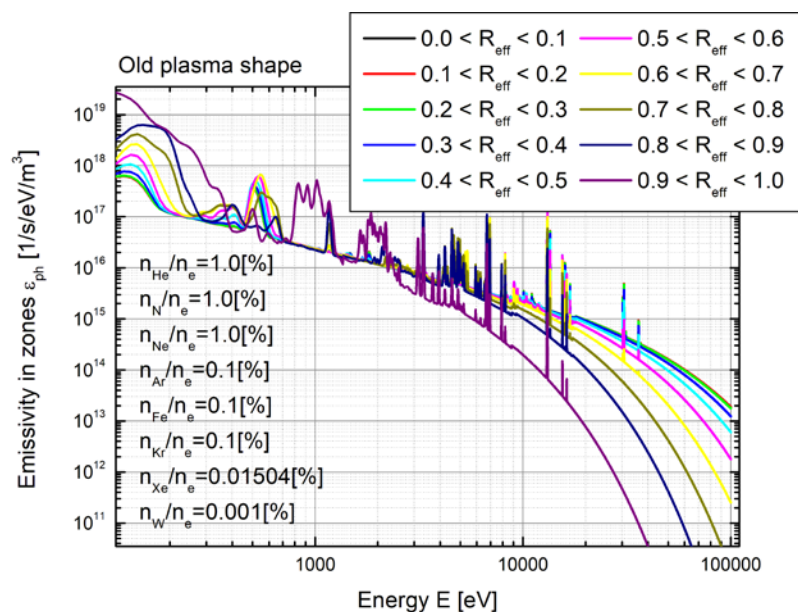
Rys. 1.2.42. (a) Stary kształt plazmy z podziałem na 10 stref i z zaznaczeniem LOS dla systemu kolimatorów (dwa rzędy po 13 detektorów w porcie pionowym i dwa rzędy po 13 detektorów w porcie poziomym), $T_{e,max} = 34.5 \text{ keV}$, $N_{e,max} = 9.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $V = 2434.3 \text{ m}^3$, (b) nowy kształt plazmy z podziałem na 10 stref i zaznaczeniem LOS dla tego samego systemu kolimatorów, $T_{e,max} = 33.6 \text{ keV}$, $N_{e,max} = 8.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $V = 2706.0 \text{ m}^3$.



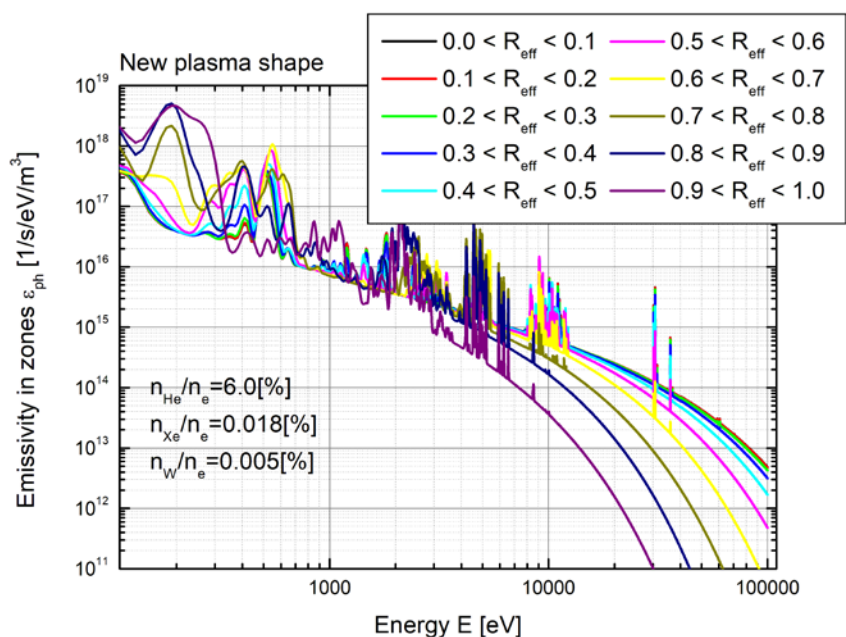
a) b)

Rys. 1.2.43. (a) Rozkład 2D gęstości elektronowej przyjętej w obliczeniach. (b) Rozkład 2D temperatury elektronowej przyjętej w obliczeniach.

Na Rys. 1.2.43 przedstawiono dwuwymiarowe rozkłady parametrów plazmy, w szczególności profilów temperatury oraz gęstości elektronowej dla nowej konfiguracji DEMO. Charakterystyki emisyjności plazmy, wyrażonej jako liczba kwantów emitowanych z jednostkowej objętości wynoszącej 1 m^3 w ciągu jednej sekundy, przypadających na przedział energii 1 eV, zostały obliczone dla tej konfiguracji. Analiza ta została przeprowadzona z podziałem na 10 stref, co umożliwia szczegółowe zobrazowanie przestrzennego rozkładu emisji w różnych obszarach plazmy. Zaprezentowane wyniki pozwalają na ocenę wpływu zmian konfiguracji tokamaka na charakterystykę promieniowania oraz mogą stanowić podstawę do dalszych badań nad optymalizacją parametrów pracy reaktora (Rys. 1.2.44-1.2.45).



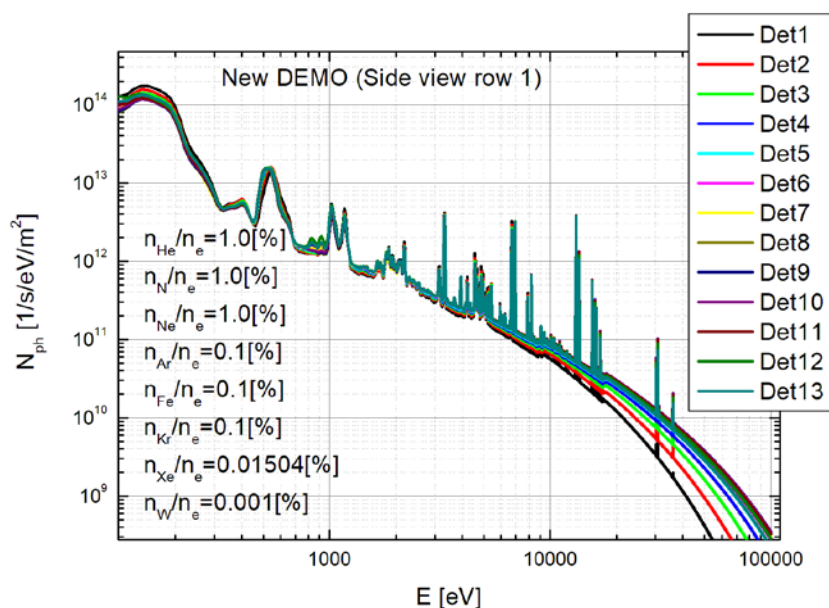
Rys. 1.2.44. Emisyjność kwantów dla 10 stref przekroju plazmy dla poprzedniego profilu plazmy i dla uwzględnionych wcześniej poziomów zanieczyszczeń. Maksymalna temperatura elektronowa 35 keV.



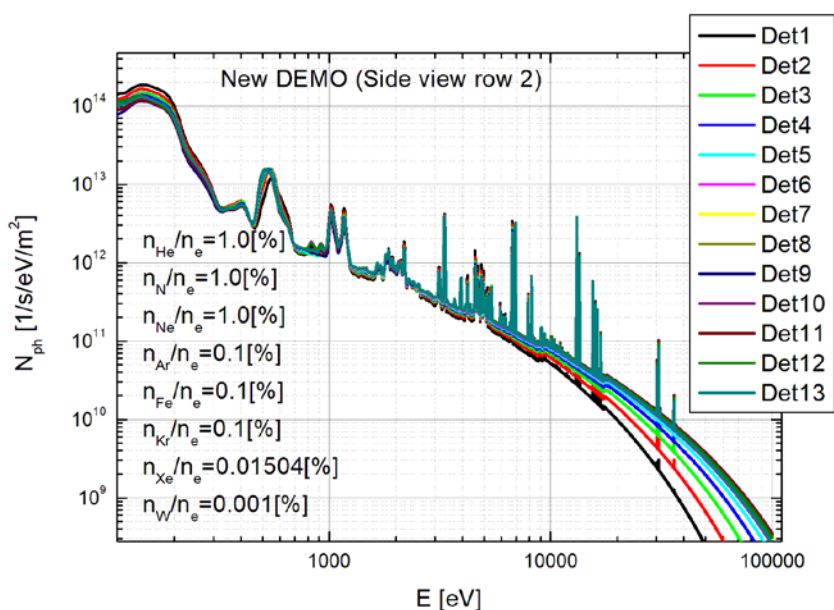
Rys. 1.2.45. Emisyjność kwantów dla 10 stref przekroju plazmy dla nowego profilu plazmy i dla nowych poziomów zanieczyszczeń. Maksymalna temperatura elektronowa 34 keV.

Dalsze analizy oraz wyniki badań koncentrują się wyłącznie na nowym profilu plazmy, uwzględniając widma emisji rejestrowane przez pełny system detekcji, składający się z 52 detektorów GEM współpracujących z układem kolimatora. Konfiguracja systemu obejmuje dwa niezależne zestawy detektorów: pierwszy, umieszczony w porcie pionowym, składający się z dwóch rzędów po 13 detektorów rejestrujących oraz drugi, analogiczny zestaw pracujący w porcie radialnym.

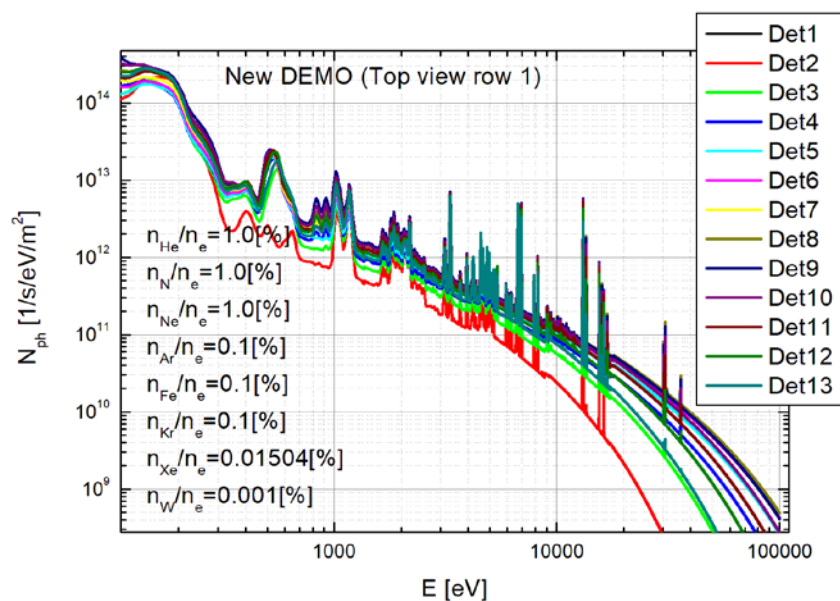
Rys. 1.2.46-1.2.53 zawierają szczegółowe spektra kwantowe zarejestrowane dla wszystkich elementów systemu GEM dla reaktora DEMO, co umożliwia kompleksową analizę wpływu nowej konfiguracji plazmy na charakterystyki promieniowania.



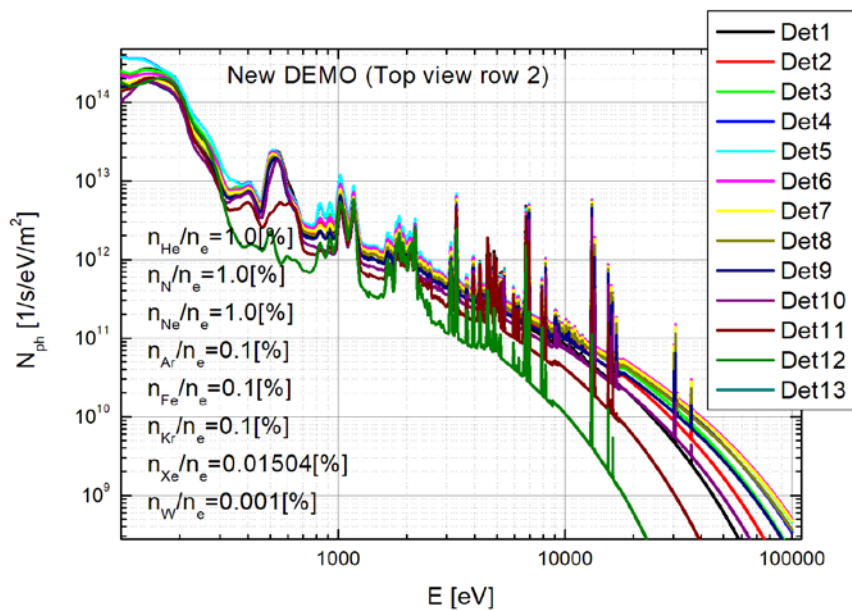
Rys. 1.2.46. Spektrum rejestrowane przez rząd 1 zestawu detektorów pracujących w położeniu radialnym dla poprzednio rozpatrywanego poziomu zanieczyszczeń.



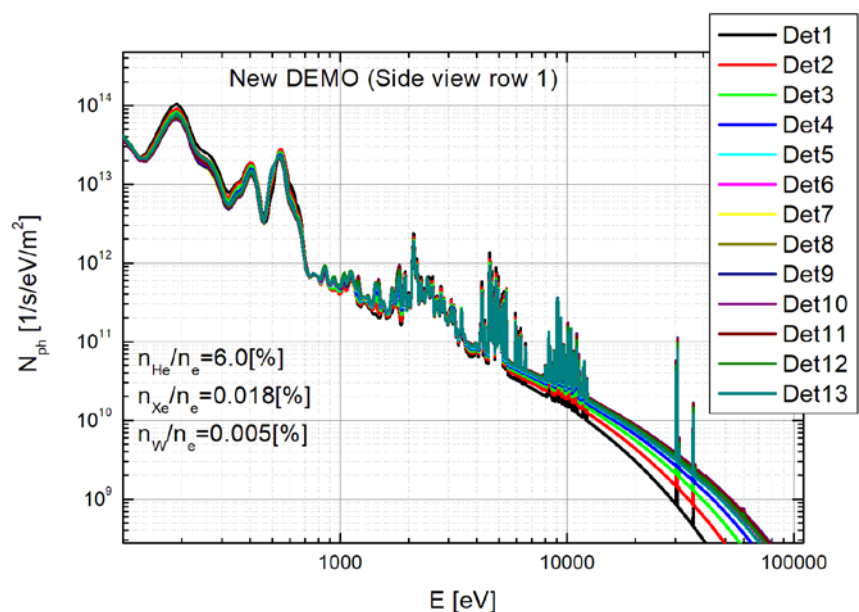
Rys. 1.2.47. Spektrum rejestrowane przez rząd 2 zestawu detektorów pracujących w położeniu radialnym dla poprzednio rozpatrywanego poziomu zanieczyszczeń.



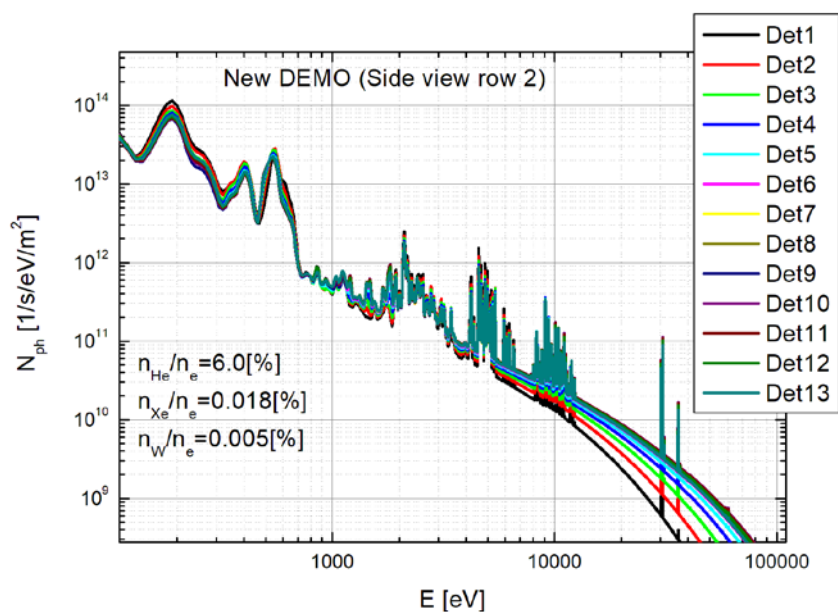
Rys. 1.2.48. Spektrum rejestrowane przez rząd 1 zestawu detektorów pracujących w położeniu pionowym dla poprzednio rozpatrywanego poziomego zanieczyszczeń.



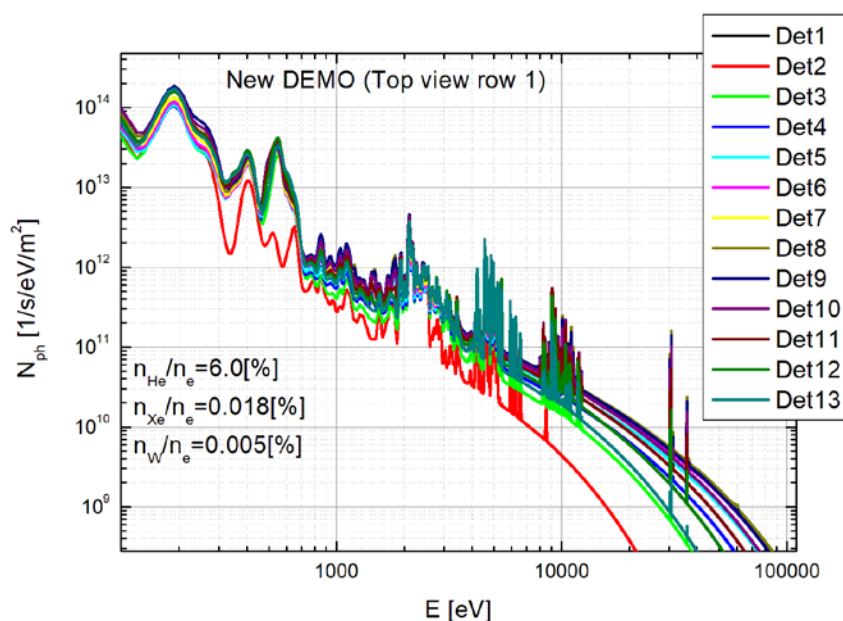
Rys. 1.2.49. Spektrum rejestrowane przez rząd 2 zestawu detektorów pracujących w położeniu pionowym dla poprzednio rozpatrywanego poziomego zanieczyszczeń.



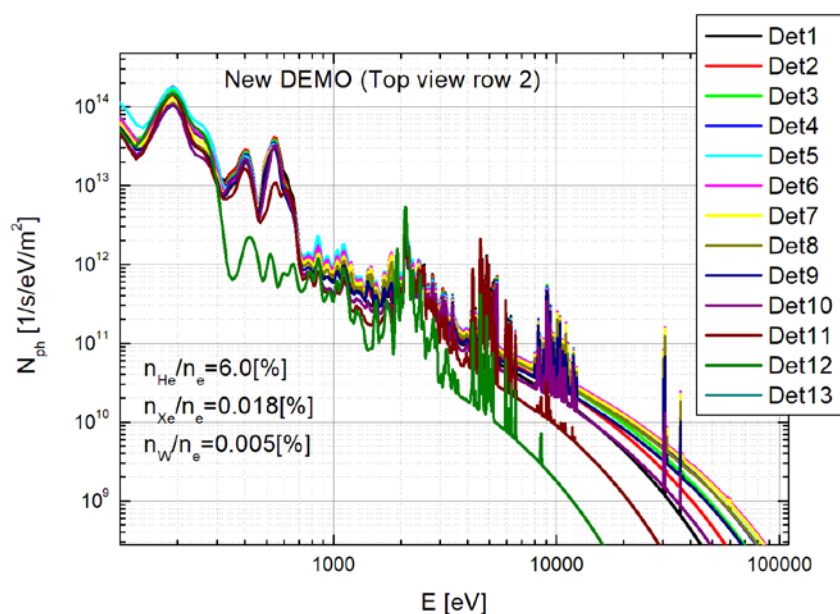
Rys. 1.2.50. Spektrum rejestrowane przez rząd 1 zestawu detektorów pracujących w położeniu radialnym dla aktualnie rozpatrywanego poziomu zanieczyszczeń.



Rys. 1.2.51. Spektrum rejestrowane przez rząd 2 zestawu detektorów pracujących w położeniu radialnym dla aktualnie rozpatrywanego poziomu zanieczyszczeń.



Rys. 1.2.52. Spektrum rejestrowane przez rząd 1 zestawu detektorów pracujących w położeniu pionowym dla aktualnie rozpatrywanego poziomu zanieczyszczeń.

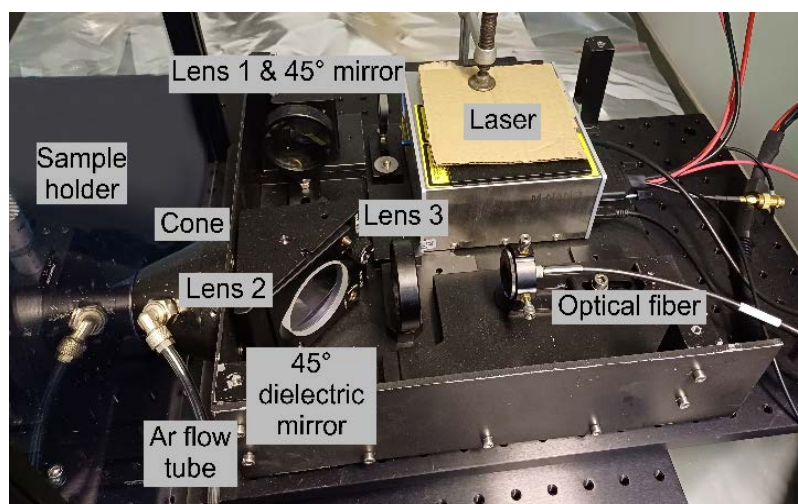


Rys. 1.2.53. Spektrum rejestrowane przez rząd 2 zestawu detektorów pracujących w położeniu pionowym dla aktualnie rozpatrywanego poziomu zanieczyszczeń.

Uzyskane wyniki stanowią podstawę do rozpoczęcia wcześniejszych badań i analiz, których celem jest opracowanie i optymalizacja systemu diagnostycznego dostosowanego do nowej konfiguracji DEMO.

1.3 Rozwój diagnostyk do pomiarów retencji paliwa w reaktorach termojądrowych.

Eksperyment w VTT miał na celu wykonanie testów głowicy LIBS przed zamontowaniem jej w układzie zdalnego sterowania na JET, zawierała więc ona wszystkie konieczne elementy oraz była podłączona do systemów detekcyjnych za pomocą 20 metrowego kabla światłowodowego. Widok otwartej głowicy przedstawiony jest na Rys. 1.3.1



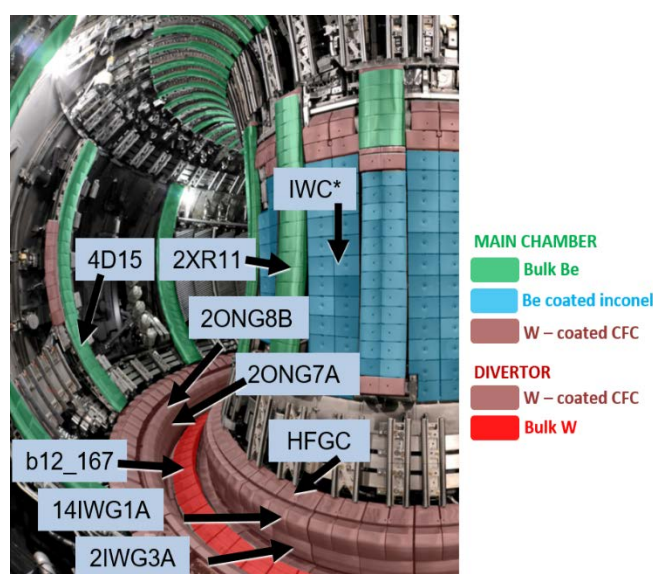
Rys. 1.3.1 – Widok otwartej głowicy LIBS w laboratorium VTT

Wewnątrz głowicy zamontowano Laser Montfort M-Nano o wiązce długości fali 1064 nm, czasie trwania impulsu 0,8–0,9 ns, energii impulsu ok. 8 mJ i częstotliwości repetycji 2 Hz. Wiązka lasera miała profil gaussowski i wytwarzała elipsoidalny krater o wymiarach 0,6 x 0,4 mm. Maksymalna energia.

Wiązkę lasera skierowano za pomocą dwóch zwierciadeł ustawionych pod kątem 45°, z których było półprzezroczystym dielektrycznym zwierciadłem dla fali o długości 1064 nm. Soczewka o ogniskowej 75 mm skupiła wiązkę lasera do ok. 50 μm na próbce umieszczonej naprzeciw stożka ułatwiającego doprowadzenie argonu do obszaru oddziaływania. Eksperymenty przeprowadzono przy ciśnieniu atmosferycznym z przepływem argonu 1 l/min. Ze względu na zawartość berylu i śladowe ilości trytu w próbkach, system LIBS i próbki umieszczono w szafie wyciągowej. Próbkę przymocowano do uchwyty translacyjnego x-y, a odległość między kraterami ustawiono na 1 mm.

Sygnał emisji plazmy był obserwowany współliniowo, równoległe do normalnej do powierzchni docelowej, przez soczewkę i zwierciadło dielektryczne 45°, a następnie skupiony na 20-metrowym kablu optycznym o średnicy 1,6 mm. Kabel złożony był z siedmiu odrębnych włókien umożliwiających doprowadzenie sygnału do spektrometrów i innych narzędzi diagnostycznych, które w JET znajdują się poza komorą, w odległości rzędu kilkunastu metrów.

Badane próbki pochodziły z tokamaka JET, a do ich porównawczej charakteryzacji wykorzystano profilometrię optyczną oraz SIMS. Rys. 1.3.2 przedstawia lokalizację, z których zostały pobrane próbki.

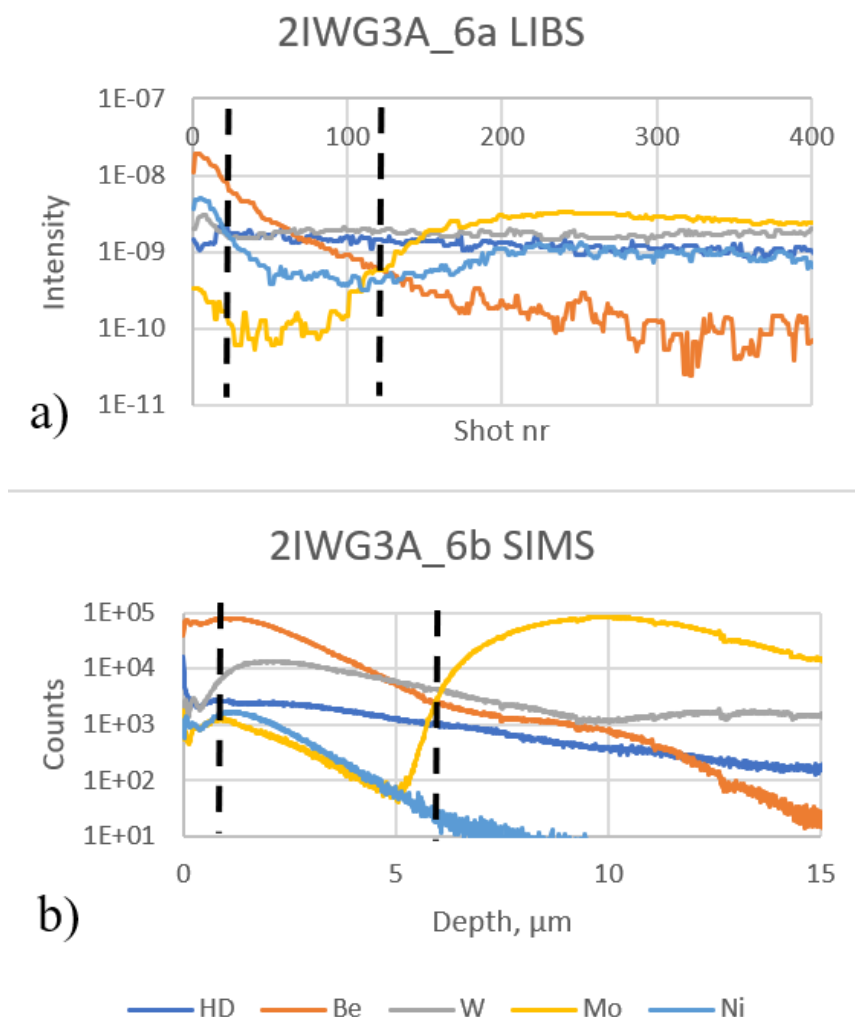


Rys. 1.3.2 – Obszary, z których zostały pobrane próbki JET do eksperymentu na VTT oraz ich właściwości.

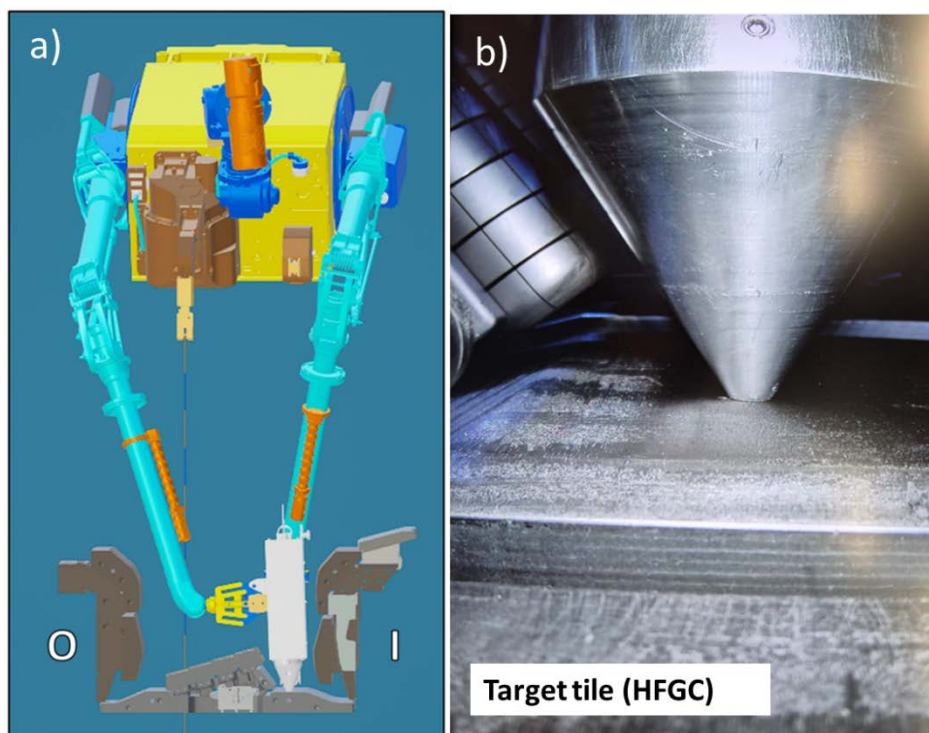
Eksperyment przeprowadzony w VTT potwierdził gotowość głowicy LIBS do instalacji na JET. Bezpośrednim dowodem na to były profile składu chemicznego próbek jakościowo zgodne z wynikami SIMS. Przykładowe porównanie przedstawione jest na Rys. 1.3.3

Eksperyment LIBS @JET miał ostatecznie potwierdzić możliwość zastosowania diagnostyki LIBS na dużej wielkości tokamaku umożliwiającym pracę z berylem i trytem. Cel ten został pozytywnie zrealizowany. Głowica, której szczegółowy opis znajduje się w części dotyczącej eksperymentu w VTT została zamontowana na manipulatorze MASCOTT, co umożliwiło dotarcie i zbadanie profili składu chemicznego w ponad 800 punktach ściany wewnętrznej komory JET. Schematyczny widok manipulatora operującego głowicą oraz zdjęcie stożka głowicy przygotowanej do wykonania pomiaru przedstawione są na Rys. 1.3.4.

Pomiarów LIBS dokonano za pomocą trzech typów spektrometrów: średniej rozdzielczości Aryelle – w celu uzyskania szerokopasmowych widm umożliwiających identyfikację składu chemicznego próbek oraz parametrów fizycznych plazmy, wysokiej rozdzielczości Littrow – w celu rozdzielania sygnałów izotopów wodoru: protu, deuteru i trytu na podstawie widm wąskopasmowych oraz niskiej rozdzielczości Avantes dla sprawdzenia możliwości tego typu spektroskopów do szacowania składu chemicznego, ze względu na ich zalety ekonomiczne i konstrukcyjne (mniejsza awaryjność oraz wrażliwość na czynniki zewnętrzne).

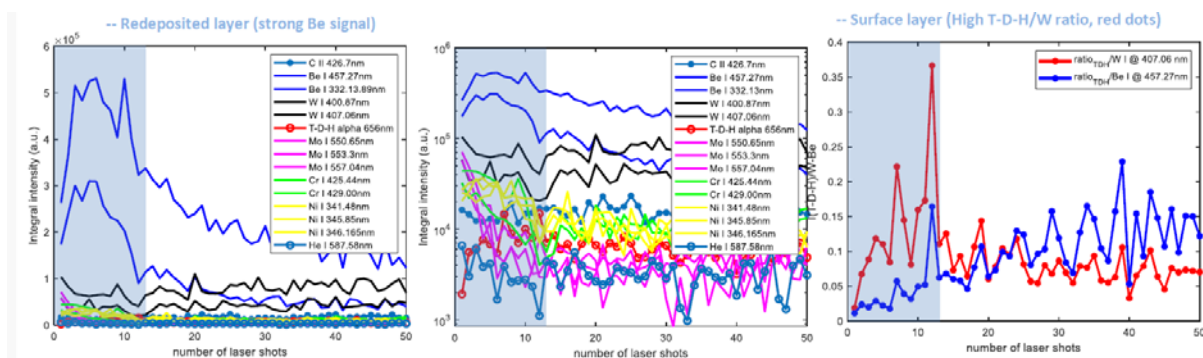


Rys. 1.3.3 – profile składu chemicznego dla próbki divertora JET a) LIBS b) SIMS



Rys. 1.3.4 a) Schematyczny widok manipulatora operującego głowicą oraz b) zdjęcie stożka głowicy przygotowanej do wykonania pomiaru

Przeprowadzenie tak wielu pomiarów łączy się z uzyskaniem ogromnych ilości danych, których analiza, jak się przewiduje, ma potrwać około dwóch lat. W celu jej usprawnienia zostaną zastosowane modele uczenia maszynowego opracowywane w IFPiLM. Należy jednak przy tym zaznaczyć, że wstępne analizy wybranych sygnałów świadczą o skuteczności przeprowadzonych pomiarów. Przykładowe wyniki analizy danych przeprowadzonych za pomocą spektrometru Aryelle przedstawione są na Rys. 1.3.5.



Rys. 1.3.5 Wstępne wyniki analizy przykładowych widm uzyskanych w LIBS @JET

Opracowanie modeli machine learning

Praca nad modelami machine learning odbywała się w ramach oddzielnego projektu poświęconemu implementacji sztucznej inteligencji w badaniach nad syntezą termojądrową, w którym oprócz IFPiLM udział biorą FZJ (Niemcy) i CU (Słowacja).

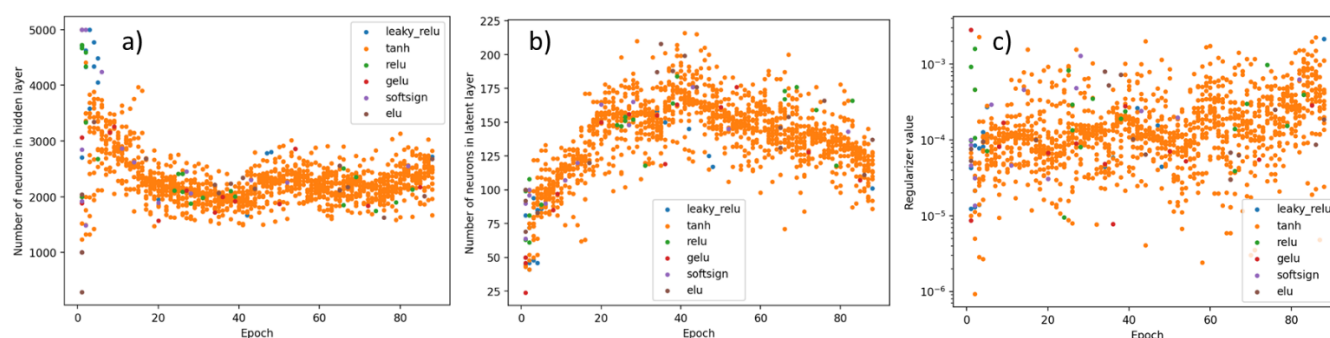
Po udanych pracach nad generowanymi automatycznie w roku 2024 tworzą modele do przetwarzania i analizy danych eksperymentalnych w oparciu o wyniki eksperymentalne uzyskane podczas eksperymentu w VTT oraz wynikami uzyskanymi dla próbek czystych pierwiastków uzyskanych w eksperymentach z laserem pikosekundowym w FZJ.

Główną badaną konfiguracją sieci były autoenkodery, za pomocą których uzyskano nie tylko redukcję ilości danych, ale również eliminację szumów, jako składowej stochastycznej, której w przeciwieństwie do składowej deterministycznej modele te nie mogły się nauczyć w trybie generalizacji. Autoenkodery można konstruować za pomocą sieci ANN i CNN.

Optymalizacja sztucznych sieci neuronowych wymaga doboru szeregu tzw. Hiper parametrów, do których w przypadku autoenkoderów należą:

- **Liczba warstw:** Określa, ile warstw ma sieć neuronowa.
- **Liczba neuronów w warstwie:** Liczba neuronów w każdej warstwie.
- **Współczynnik uczenia się:** Tempo, w jakim model aktualizuje swoje wagi.
- **Wielkość partii (batch size):** Liczba próbek przetwarzanych przed aktualizacją modelu.
- **Liczba epok:** Liczba pełnych przejść przez cały zbiór danych treningowych.
- **Funkcja aktywacji:** Typ funkcji aktywacji używanej w warstwach (np. ReLU, Sigmoid).
- **Funkcja kosztu:** Funkcja używana do obliczania błędu (np. MSE - Mean Squared Error).
- **Dropout rate:** Procent neuronów wyłączanych podczas treningu w celu zapobiegania przeuczeniu.
- **Współczynnik regularyzacji:** Parametr kontrolujący siłę regularyzacji (np. L1, L2).

Wyznaczanie hiperparametrów jest wymagające pod względem obliczeniowym, dlatego zazwyczaj unika się testowania wszystkich możliwych wartości (za pomocą procedury grid search) przez użycie random search, Bayesian search oraz algorytmów genetycznych. W przypadku badań w ramach projektu najlepsze wyniki zostały uzyskane za pomocą tych ostatnich. Przykładowe ewolucje hiperparametrów w kolejnych sekwencjach obliczeń (tzw. epoki) przedstawione są na Rys. 1.3.6



Rys. 1.3.6 Optymalizacja a) ilości neuronów w warstwie ukrytej b) ilości neuronów w warstwie reprezentacji i c) siły regularyzacji przy różnych funkcjach aktywacji na każdym wykresie.

Przy pomocy algorytmów genetycznych stwierdzono optymalną pracę autoenkoderów dla ok 150 neuronów w warstwie reprezentacji przy 2200 neuronach w warstwie ukrytej przy regularyzacji na poziomie $2.5 \cdot 10^{-5}$ i funkcji aktywacji typu tangens hiperboliczny. Ciekawym elementem badań była analiza korelacyjna w obrębie warstwy reprezentacji (zakodowanej) w autoenkoderze, która otwiera ciekawe możliwości w dziedzinie generacji widm quasi-eksperymentalnych.

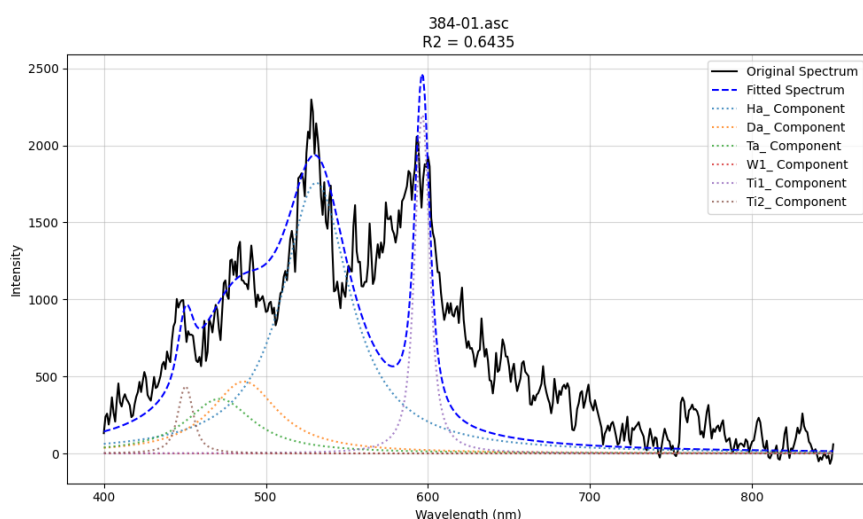
Opracowanie diagnostyki pyłu dla DEMO

W roku 2024 prace skupiły się na analizie możliwości zastosowania techniki HSI (HyperSpectral Imaging) oraz zastosowania szybkich kamer. Technika HSI miałaby głównie służyć obserwacji pyłu osiadłego na powierzchniach wewnętrznych komory próżniowej tokamaka DEMO, natomiast obrazy z szybkich kamer pyłu zawieszonego w przestrzeni komory. Przegląd literatury wykazał, że obrazowanie hiperspektralne (HSI) jest zaawansowanym narzędziem do zastosowań teledetekcyjnych, oferującym znaczące zalety w porównaniu z tradycyjnym obrazowaniem wielospektralnym i panchromatycznym. Rejestrując obrazy w całym ciągłym spektrum długości fal, HSI dostarcza szczegółowych informacji spektralnych dla każdego piksela na obrazie. Ta wyjątkowa zdolność sprawia, że jest to potencjalnie korzystna technika do charakteryzowania i monitorowania cząstek pyłu. Są to cenne informacje, ponieważ diagnostyka tego typu nie była uwzględniona w dotychczasowych projektach ITERa ani DEMO. Biorąc pod uwagę, że jest to technika nowa, należy spodziewać się jej dalszego dynamicznego rozwoju.

Inny obszar projektu dotyczył obserwacji za pomocą szybkich kamer. Spośród metod diagnostyki pyłu, obserwacja wizualna z wykorzystaniem kamer jest najbardziej bezpośrednią i intuicyjną i oczekuje się, że

dostarczy wiarygodnych informacji jakościowych na temat zachowania pyłu w czasie rzeczywistym. Z drugiej strony, wiąże się z problemami technicznymi i interpretacją danych, które utrudniają ilościową analizę wyników, zwłaszcza jeśli obszar obserwacji jest kompromisem między rozdzielczością a jego rozmiarem. Należy jednak wziąć pod uwagę, że rozwój technik obrazowania, zwłaszcza CMOS, sCMOS i towarzyszących im technologii był naprawdę imponujący w ostatniej dekadzie, co daje rozsądne prognozy, że gdy DEMO będzie w fazie konstrukcyjnej, czujnik zaoferuje znacznie szersze możliwości niż obecnie i nieporównywalne z tymi, które były dostępne, gdy kamery były po raz pierwszy testowane w AUG i DIII-D. Biorąc pod uwagę, że dostępne obecnie kamery oferują liczbę klatek na sekundę powyżej 2M fps (co prawda przy niskich kosztach rozdzielczości) z czasami integracji migawki niższymi niż 0,2 μ s, można oczekiwać, że za 20 lat takie urządzenia mogą być tanimi alternatywami dla jeszcze bardziej zaawansowanych urządzeń. Należy zatem uznać śledzenie tej technologii za korzystne i ważne pod kątem jej przyszłego możliwego zastosowania w DEMO. W celu zbadania możliwości obecnych „budżetowych” szybkich kamer przeprowadzono w IFPiLM wstępne eksperymenty przez obserwację pyłu rozpylanego ze specjalnie przygotowanych tarcz ze spieków wolframowych. Sekwencje obrazów z kamer przetwarzane są przy użyciu biblioteki OPENCV w języku Python i będą analizowane przez CNN (Convolutional Neural Network).

Najistotniejszym problemem naukowym w badaniach w roku 2024 była weryfikacja możliwości wykrywania trytu za pomocą laserowej spektroskopii wzbudzeniowej w eksperymencie LIBS @JET. Wstępna analiza danych przekonuje, że układ eksperymentalny pozwala na poprawną identyfikację sygnału, który jest świadectwem obecności trytu – czego potwierdzeniem jest widmo uzyskane dla modułu divertora - Rys. 1.3.7

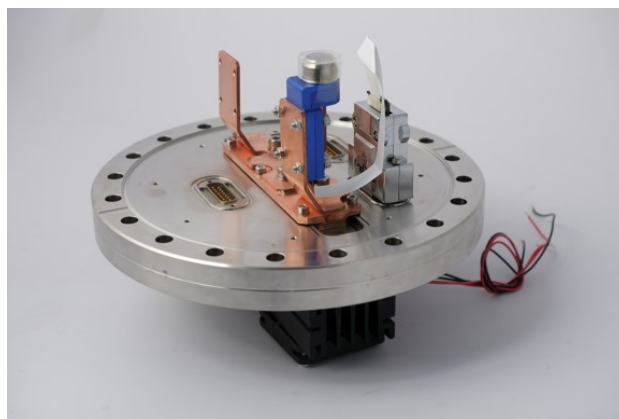


Rys. 1.3.7 Przykładowe widmo uzyskane dla modułu divertora w obrębie HFGC-Tile8 wskazujące na obecność wszystkich izotopów wodoru (Halfa, Dalfa i Talfa)

Szerszym problemem naukowym, który został rozwiązany była komplementarność widm uzyskiwanych za pomocą różnych spektrometrów oraz możliwość przetwarzania widm za pomocą algorytmów uczenia maszynowego.

Osiągnięcia technologiczne

W 2024 przeprowadzono modernizację diagnostyki PHA, w ramach której w ramach dwustronnej umowy o współpracy pomiędzy IFPiLM oraz IPP w Greifswaldzie, zakupiono 2 moduły (do dwóch kanałów energetycznych) w firmie PNDetector. W związku z inną geometrią oraz wymaganiami sprzętowymi, sporządzono trójwymiarowy projekt modernizacji flanszy, na której umieszczone zostały nowe głowice, zmodernizowany system odprowadzania ciepła, przepusty próżniowe. Flanszę z zamontowanym nowym detektorem oraz nowym systemem odprowadzania ciepła przedstawiono na Rys.1.1.15



Rys.1.1.15 Flansa diagnostyki PHA wraz z zamontowanym nowym detektorem SDD, radiatorem oraz przejściówką próżniową.

Przygotowano również stanowisko próżniowe (Rys.1.1.16) wyposażone w lampę rentgenowską do testowania głowic detekcyjnych.



Rys.1.1.16 Stanowisko testowe do testowania i kalibracji nowych detektorów przy pomocy lampy rentgenowskiej.

W7-X. W celu dostosowania istniejącego oprogramowania do obsługi diagnostyki PHA do pracy z nowymi detektorami, wykonano przebudowę istniejącego oprogramowania (w związku z innym schematem zasilania, zmianą kalibracji, wprowadzeniu nowych parametrów sprzętowych). Dzięki powstaniu całego stanowiska możliwe było przeprowadzenie w laboratorium IFPiLM szczegółowych testów nowej aparatury pod kątem wydajności detektorów, energetycznej zdolności rozdzielczej, stosunku sygnału do szumu oraz podatności na zakłócenia zewnętrzne. W wyniku tych działań i wyciągniętych wniosków powstała koncepcja stworzenia projektu nowego modułu „detector box”, który zapewniłby lepszą ochronę od zakłóceń. W związku z tym zaprojektowano i wykonano w IFPiLM nowy kompaktowy moduł „detector box” przyłączalny do flanszy z głowicami detekcyjnymi, w którym umieszczono również cyfrowy analizator amplitud (Rys.1.1.17).



Rys.1.1.17 Nowy moduł „detector box” wraz z umieszczonym w nim cyfrowym analizatorem amplitud.

Po przeprowadzeniu serii pomiarów i testów, zaprojektowano i wykonano układ filtracji zakłóceń elektromagnetycznych z sieci. Zbudowano również nowe zasilacze do całego układu oraz wykonano szczelne ekranowanie. W ramach testów nowych detektorów sprawdzono wiele konfiguracji ustawień cyfrowego analizatora amplitud, spośród których wybrano określony i najbardziej optymalny zestaw zgodnie ze wskazaniami producenta analizatora amplitud oraz specyfiką pomiarów promieniowania rentgenowskiego na W7-X. W ramach prac zbadano, jak wybrać parametry cyfrowego analizatora amplitud, aby otrzymać możliwie najlepszą zdolność rozdzielczą przy dużej szybkości zliczeń, rzędu 1 MHz. Sprawdzono możliwość dalszej modernizacji diagnostyki PHA, tak, aby osiągnąć jeszcze lepszą statystykę pomiarową w odpowiedniej rozdzielczości czasowej, wskazując na potrzebę wymiany cyfrowego analizatora amplitud. Jesienią 2024 diagnostyka PHA wzięła czynny udział w fazie uruchomieniowej na stellaratorze W7-X, a od października 2024 z sukcesem zostały wykonane pierwsze pomiary przy użyciu zmodernizowanej diagnostyki.

Ogólnym celem pakietu roboczego WPDC (*ang. Work Package: Diagnostics and Control*) jest opracowanie kompleksowego zestawu systemów diagnostycznych niezbędnych do skutecznego monitorowania i kontroli pracy reaktora DEMO. Funkcjonowanie DEMO będzie opierać się na zaawansowanych metodach diagnostycznych, umożliwiających precyzyjną kontrolę parametrów plazmy podczas eksploatacji. Wśród kluczowych systemów diagnostycznych znajduje się właśnie układ Prad.

Rozwój systemu detekcji oparty został na technologii GEM (*ang. Gas Electron Multiplier*), a kluczowym celem etapu prac w ramach tego zadania było zaprojektowanie i skonstruowanie prototypowego detektora GEM do testów w warunkach laboratoryjnych oraz w środowisku o wysokim poziomie promieniowania jonizującego. Ze względu na specyficzne wymagania diagnostyki DEMO, rozwój ten nie może opierać się na komercyjnie dostępnych detektorach, co sprawia, że przygotowanie i optymalizacja prototypowego rozwiązania stanowi istotny krok w przezwyciężaniu wyzwań technologicznych, które napotka ten system diagnostyczny w przyszłym reaktorze termojądrowym.

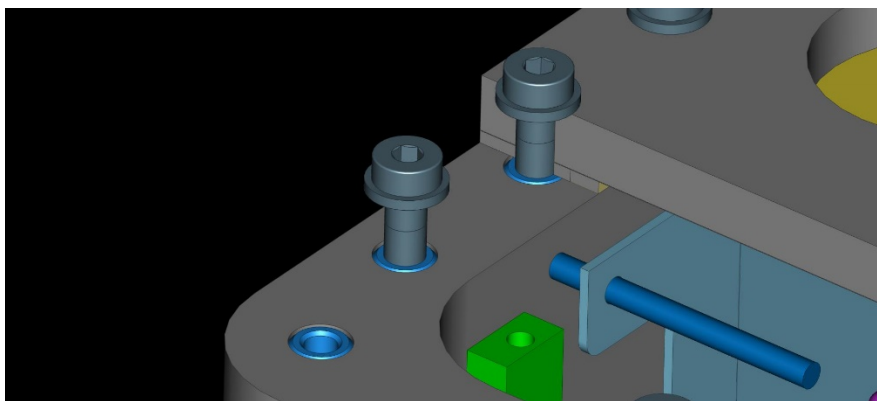
Pierwsze prototypy mają na celu sukcesywne rozwiązywanie kluczowych problemów, w tym:

- integrację systemu diagnostycznego z komorą próżniową DEMO,
- opracowanie i optymalizację komory gazowej do konwersji promieniowania na sygnał elektryczny,
- stworzenie niezawodnego systemu odczytu sygnałów z detektora,
- ocenę wykonalności zastosowania takiej komory i systemu akwizycji danych,
- przeprowadzenie testów laboratoryjnych w celu oceny funkcjonalności operacyjnej prototypu.

W ramach tego zadania w 2024 roku opracowano zoptymalizowany model CAD prototypowego detektora. Równocześnie we współpracy z grupą z Politechniki Łódzkiej rozpoczęto prace nad przygotowaniem dedykowanej elektroniki pomiarowej dla kilku kanałów detekcyjnych, co umożliwi przeprowadzenie wspólnych testów i weryfikację działania systemu w połączeniu z zaprojektowaną komorą detekcyjną.

W roku 2024 zespół skoncentrował swoje wysiłki na dalszym doskonaleniu wstępnego projektu prototypowego detektora. W związku z wykrytymi niedokładnościami oraz wyzwaniami montażowymi w poprzedniej wersji projektu (przedstawionej w roku 2023), zdecydowano się na przeprowadzenie kompleksowych modyfikacji. Kluczowe komponenty detektora zostały zaprojektowane na nowo, z uwzględnieniem nowych rozwiązań technicznych mających na celu uproszczenie procesu montażu i zwiększenie niezawodności detektora. Poniżej przedstawiono zestawienie głównych osiągnięć w tym obszarze.

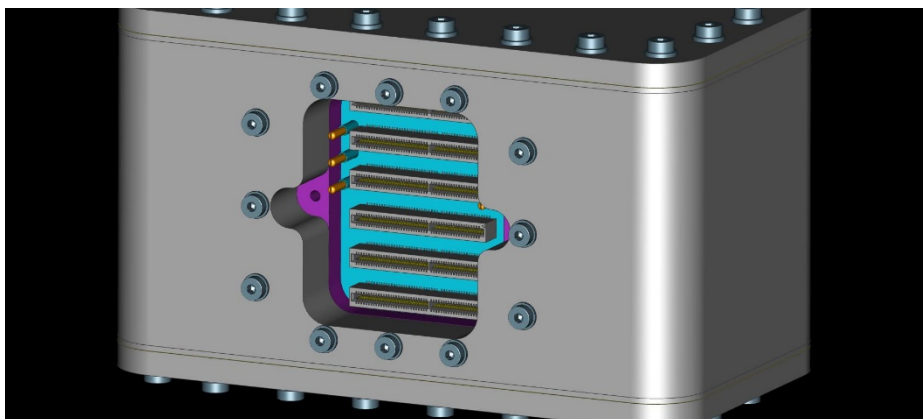
Nowa wersja modelu wykorzystuje komorę wykonaną z duraluminium, która nie posiada kołnierzy. W miejsce tradycyjnych kołnierzy zamykających, zastosowano nowoczesne rozwiązanie polegające na bezpośrednim mocowaniu kołnierzy do korpusu komory za pomocą śrub. Aby ułatwić montaż i demontaż kołnierzy oraz zapewnić ich pewne mocowanie w aluminium, wprowadzono tuleje typu Kerb Konus, które przedstawiono na Rys. 1.2.54. Tego typu rozwiązanie umożliwia precyzyjne i stabilne łączenie elementów, minimalizując ryzyko deformacji czy uszkodzeń podczas montażu.



Rys. 1.2.54. Widok interfejsu kołnierzy.

Wybór materiału komory detektora oparty został na jego niewielkiej wadze oraz łatwości obróbki, co znacznie przyspiesza proces produkcji prototypu. Ostateczny wybór materiału konstrukcyjnego komory oraz jej komponentów będzie jednak zależny od wyników symulacji aktywacji poszczególnych materiałów. Wyniki tych symulacji zostały przedstawione powyżej i dotyczą badań koncepcyjnych dla diagnostyki mocy promieniowania. Dodatkowo, przy doborze materiałów uwzględnione będą ograniczenia związane z zastosowaniem materiałów w reaktorze DEMO, które mają być udostępnione przez Zespół Centralny w późniejszym etapie prac.

Projekt komory detektora skutecznie rozwiązał problem nierównomiernego dokręcania zespołu płyty odczytu oraz folii/płytek GEM, co mogłoby prowadzić do powstawania nieszczelności w systemie. W tym kontekście, zaprojektowany kołnierz komory detektora pełni kluczową rolę w zapobieganiu nierównomiernemu dokręcaniu, co znacząco poprawia szczelność całego układu (zob. Rys. 1.2.55). Dzięki temu rozwiązaniu możliwe jest osiągnięcie lepszej precyzji w montażu, co ma bezpośredni wpływ na niezawodność detektora oraz jego długoterminową stabilność operacyjną.



Rys. 1.2.55. Widok na płytę odczytu PCB przymocowaną do komory detektora.

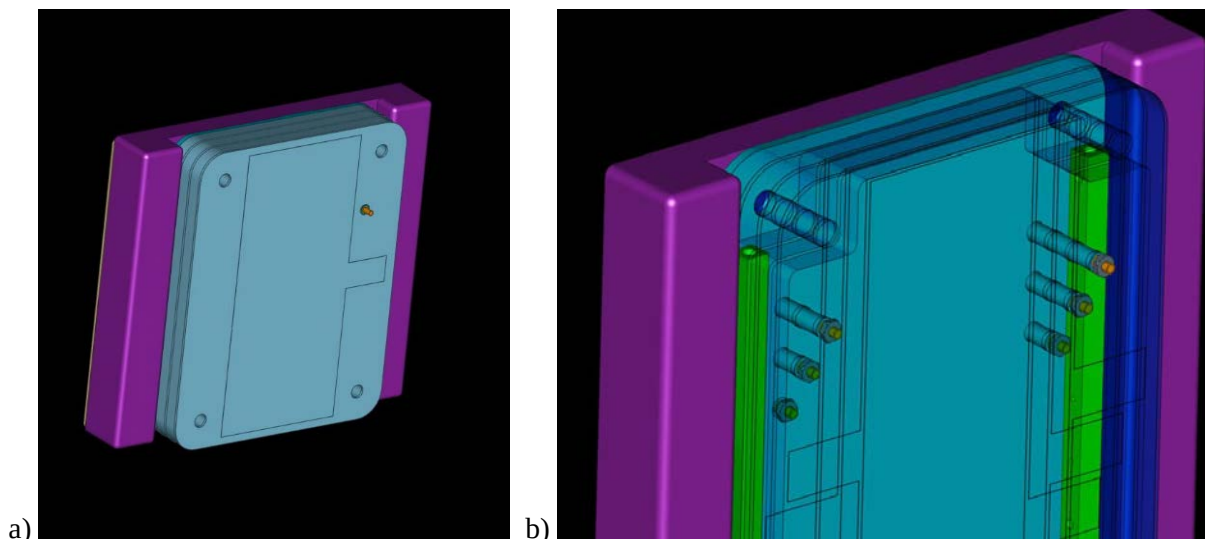
Kolejną modyfikacją w projekcie detektora jest zmiana układu folii okna oraz poprawa szczelności gazowej pomiędzy obudową komory a kołnierzami. W nowej wersji folia, pełniąca funkcję okna, jest umieszczona w sposób bardziej stabilny i utrzymywana na miejscu przez śruby mocujące kołnierze, co zapewnia jej właściwą pozycję i zapobiega jej przemieszczaniu się. Dodatkowo, wprowadzono silikonową uszczelkę pomiędzy obudową komory a folią, co skutkuje lepszą szczelnością gazową. Oba komponenty – zarówno folia okna, jak i uszczelka – są dociskane przez kołnierze, co zapewnia bardziej niezawodne uszczelnienie całego systemu.

W poprzedniej wersji projektu uszczelka znajdowała się pomiędzy komorą a kołnierzem, a folia okna była luźno umieszczona pod kołnierzem, co mogło prowadzić do problemów z utrzymaniem szczelności i stabilnością detektora. Zmiana ta ma na celu poprawę integralności konstrukcji oraz zapewnienie lepszej odporności na zmiany ciśnienia i inne warunki pracy detektora.

Zespół adaptera, obejmujący stos płytek GEM, płytę odczytową oraz uszczelkę, powinien zostać precyzyjnie zmontowany, a następnie zamontowany w obudowie detektora, zgodnie z przedstawionym na Rys. 1.2.56 (a) schematem montażu. Proces montażu odbywa się przy użyciu śrub, co zapewnia odpowiednią stabilność i

bezpieczeństwo komponentów. Dodatkowo, wymiary uchwytu zespołu płyty odczytowej, widoczne na Rys. 1.2.56 (a), zostały zmodyfikowane, aby lepiej dopasować je do zmienionych specyfikacji konstrukcyjnych.

W szczególności, wprowadzono zmiany w wymiarach ramki, która oddziela folie GEM, co wynikało z konieczności dostosowania do pierwotnych specyfikacji projektowych. Zmiana ta była niezbędna z powodu niezgodności pomiędzy parametrami projektowymi a rzeczywistymi wymiarami folii GEM, co mogło prowadzić do trudności w montażu oraz zapewnieniu stabilności systemu. Dostosowanie tych elementów pozwoliło na osiągnięcie precyzyjnego dopasowania, co ma kluczowe znaczenie dla dalszej funkcjonalności detektora.



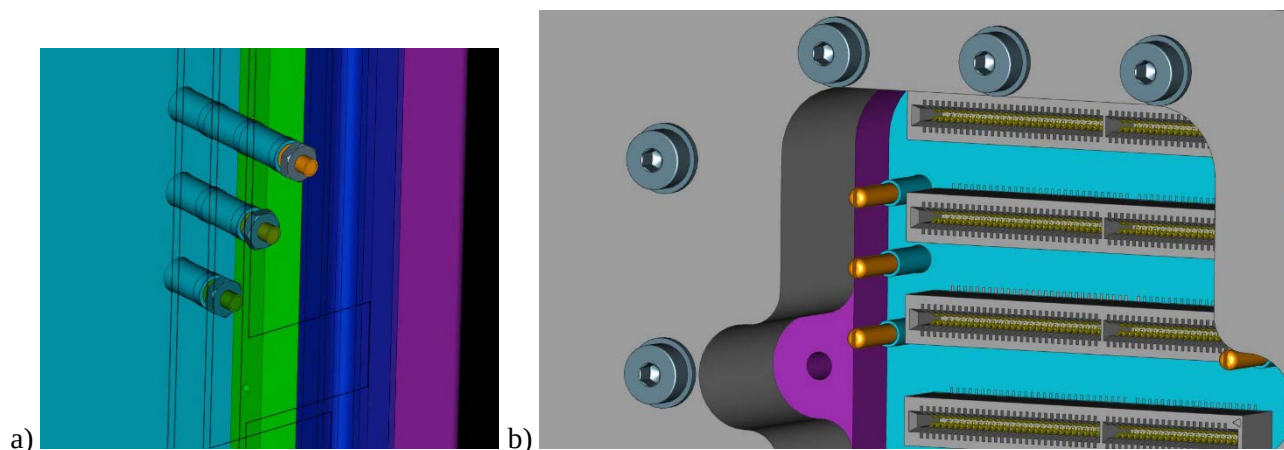
Rys. 1.2.56. (a) Widok uchwytu zespołu płyty odczytowej i folii GEM. (b) Widok uchwytu zespołu płyty odczytowej i folii GEM z pinami HV.

Kolejną modyfikacją w projekcie jest zasilanie wysokim napięciem (HV) dla folii GEM. Nowe rozwiązanie zostało zaprojektowane w taki sposób, aby cały zespół płyty odczytowej i folii GEM mógł być łatwo zdemontowany i ponownie zmontowany, co stanowi istotną poprawę w porównaniu do wcześniejszego projektu. Takie podejście zapewnia większą elastyczność w eksploatacji i konserwacji systemu, umożliwiając łatwiejszą wymianę lub naprawę poszczególnych komponentów.

W nowym projekcie, w płycie odczytowej będą wklejane coraz dłuższe tuleje z laminatu FR4/epoksydu szklanego, które będą prowadzić do kolejnych folii GEM, zapewniając ciągłość zasilania HV. Równocześnie, mosiężne bolce do zasilania wysokim napięciem będą wklejane w tuleje, co pozwoli na bezpieczne i efektywne doprowadzenie napięcia do folii GEM. Takie rozwiązanie zmniejsza ryzyko uszkodzeń i zapewnia lepszą integralność konstrukcji, co jest kluczowe w warunkach pracy w systemie DEMO.

Rys. 1.2.56 (b) ilustruje sposób wklejenia bolców oraz tulejek, ukazując szczegóły montażu zasilania HV w nowej konstrukcji.

Końcówka oczkowa na kabel HV ma zostać przymocowana do pinu HV, przedstawionym na Rys. 1.2.57 (a), za pomocą śruby, co zapewni pewne i niezawodne połączenie elektryczne. Taki sposób montażu pozwala na łatwą wymianę lub konserwację, ponieważ śruby zapewniają mocne i stabilne połączenie. Natomiast drugi koniec kabla zostanie przylutowany do każdej strony części miedzianej na folii GEM, co umożliwi efektywne przekazywanie napięcia do elementów detektora. Przylutowanie miedzianych części gwarantuje wysoką jakość połączenia i minimalizuje ryzyko utraty kontaktu elektrycznego, co ma kluczowe znaczenie w kontekście pracy w systemie DEMO.



Rys. 1.2.57. (a) Widok uchwytu zespołu płyty odczytowej i folii GEM. (b) Widok uchwytu zespołu płyty odczytowej i folii GEM z pinami HV.

Rys. 1.2.57 (a) przedstawia szczegóły montażu końcówki oczkowej kabla do pinu HV oraz przylutowania drugiego końca do folii GEM, ukazując sposób, w jaki ten element integruje się z pozostałymi komponentami systemu.

Z zewnętrznej perspektywy, piny HV będą zakończone złączem bananowym, przedstawionym na Rys. 1.2.57 (b), pokazując sposób, w jaki rozwiązanie to integruje się z systemem detektora i jego komponentami. Umożliwi to łatwe podłączanie i odłączanie zasilania do poszczególnych folii GEM. Takie rozwiązanie zapewnia wygodę podczas testów laboratoryjnych, gdzie konieczne jest szybkie włączanie lub wyłączanie zasilania w celu przeprowadzenia różnych prób. Złącza bananowe są szeroko stosowane w sprzęcie elektronicznym ze względu na ich prostą obsługę i niezawodność w tworzeniu połączeń elektrycznych, co jest szczególnie istotne w przypadku detektorów pracujących przy wysokim napięciu. Zastosowanie tego typu złącza pozwala na łatwą modyfikację układu zasilania bez konieczności stosowania narzędzi, co ułatwia proces testowania i konserwacji detektora.

Dodatkowo, katoda została przeprojektowana w taki sposób, aby umożliwić regulację odległości od folii GEM, co jest niezbędne zarówno dla testów laboratoryjnych, jak i ewentualnych dostosowań do ostatecznego projektu komory detektora. Tego typu regulacja zapewnia elastyczność w procesie testowania, umożliwiając dostosowanie odległości katody do optymalnych warunków pracy detektora w różnych fazach rozwoju projektu. Katoda jest zamontowana w komorze detektora za pomocą gwintowanych pinów wykonanych z izolacyjnego materiału PEEK, który charakteryzuje się wysoką odpornością na wysokie temperatury i promieniowanie, co sprawia, że jest idealnym materiałem do zastosowań w takich warunkach. Regulacja odległości katody od folii GEM odbywa się poprzez dokręcanie lub odkręcanie nakrętek, co pozwala na precyzyjne ustawienie katody w odpowiedniej pozycji.

Zasilanie jest połączone z katodą (folią Cu) za pomocą pinu HV, który jest umieszczony w izolacyjnej osłonie. Taka konstrukcja pozwala na łatwe odłączenie zasilania, jeśli zajdzie taka potrzeba, co jest istotnym elementem w przypadku konserwacji lub testów laboratoryjnych. Izolacyjna osłona zapewnia bezpieczeństwo i stabilność połączenia, zapobiegając przypadkowemu zwarciu lub uszkodzeniu układu.

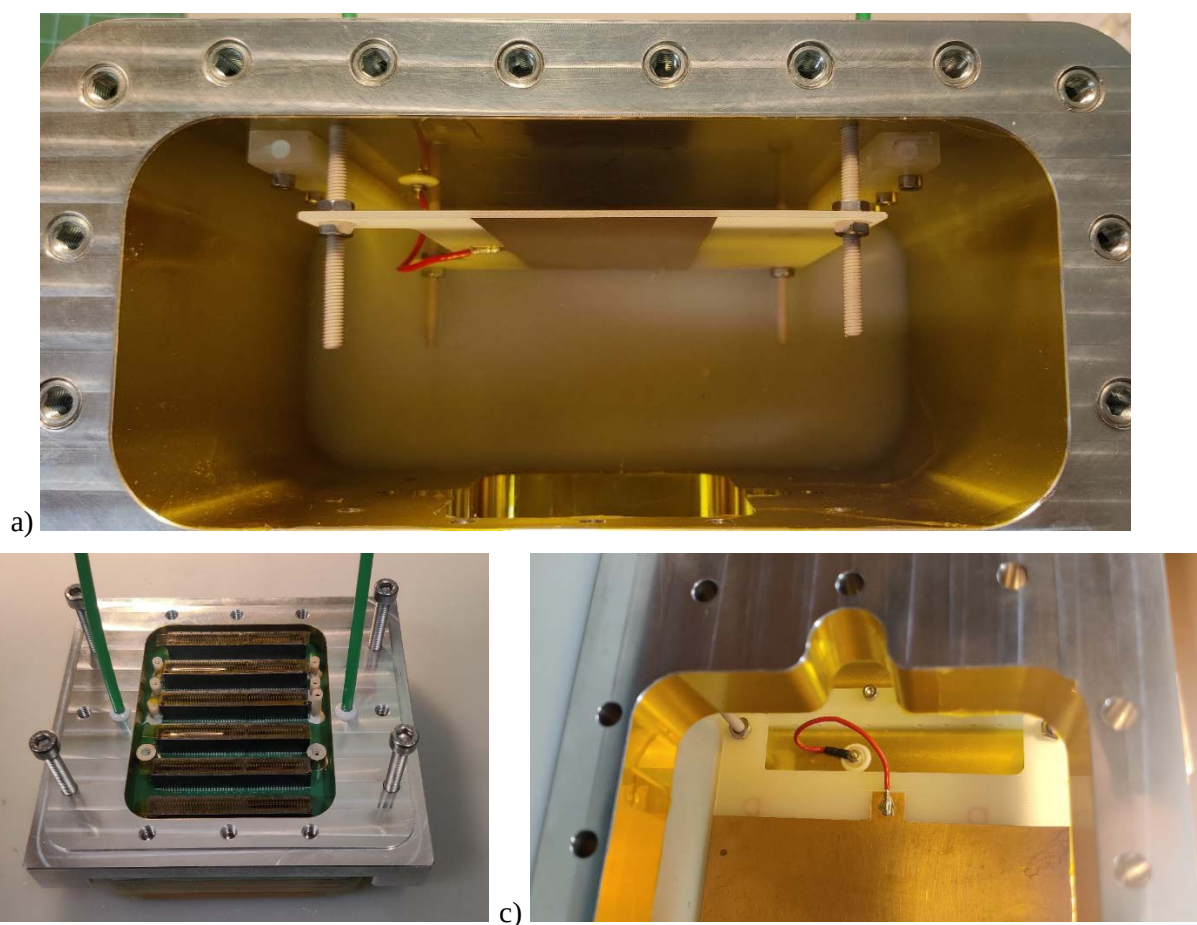
Aby uprościć projekt i ułatwić testowanie kluczowych interfejsów prototypu, niektóre elementy zostały uproszczone. Podejście to pozwoliło na szybkie przeprowadzenie pierwszych prób oraz ocenę funkcjonalności detektora w warunkach laboratoryjnych. Ulepszenia szczegółów, takich jak usunięcie klejenia na rzecz zastosowania połączeń mechanicznych, które zapewniają szczelność gazową, będą rozwijane w następnej fazie oraz w kolejnych wersjach prototypu. Zmiana ta pozwala na łatwiejszą modyfikację i konserwację detektora, a także umożliwia precyzyjne dostosowanie komponentów w zależności od wyników testów.

Model opisany w tym raporcie miał na celu rozwiązanie podstawowych zadań oraz interfejsów między różnymi elementami komory detektora, co stanowi fundament do dalszego rozwoju systemu. W przyszłych etapach projektowania, po rozwiązaniu najistotniejszych kwestii technicznych, planuje się wprowadzenie bardziej zaawansowanych rozwiązań, które poprawią wydajność oraz niezawodność całego systemu detekcji.

To podejście pozwala na iteracyjne podejście do rozwoju, gdzie każda nowa wersja prototypu będzie opierać się na wcześniejszych wynikach testów, zapewniając stopniową optymalizację projektu i dostosowanie do wymagań przyszłych zastosowań w systemie DEMO.

Zgodnie z przygotowanym modelem wyprodukowano komponenty zaprojektowanego detektora, a sam detektor został złożony zgodnie z przygotowaną dokumentacją techniczną.

Rys. 1.2.58 przedstawia zdjęcia głównych komponentów prototypu detektora, pokazując szczegóły konstrukcyjne oraz sposób montażu poszczególnych elementów. Pokazane na Rys. 1.2.58 (a) lutowanie kabla wysokiego napięcia (HV), które zostało zaprezentowane w bieżącej wersji prototypu, w zaawansowanej wersji zostanie udoskonalone poprzez wdrożenie mechanicznego interfejsu łączeniowego pomiędzy końcówką oczkową kabla a śrubą z nakrętką lub podkładką zamontowaną na katodzie. Tego typu zmiana ma na celu zapewnienie bardziej niezawodnego i wytrzymałego połączenia, co zminimalizuje ryzyko potencjalnych problemów z przewodnictwem elektrycznym lub zużyciem mechanicznym w trakcie długotrwałego użytkowania. Zastosowanie mechanicznego połączenia oferuje dodatkową korzyść w postaci łatwiejszej konserwacji oraz modyfikacji detektora w przyszłości, umożliwiając szybsze testowanie i dostosowanie detektora do zmieniających się warunków operacyjnych.

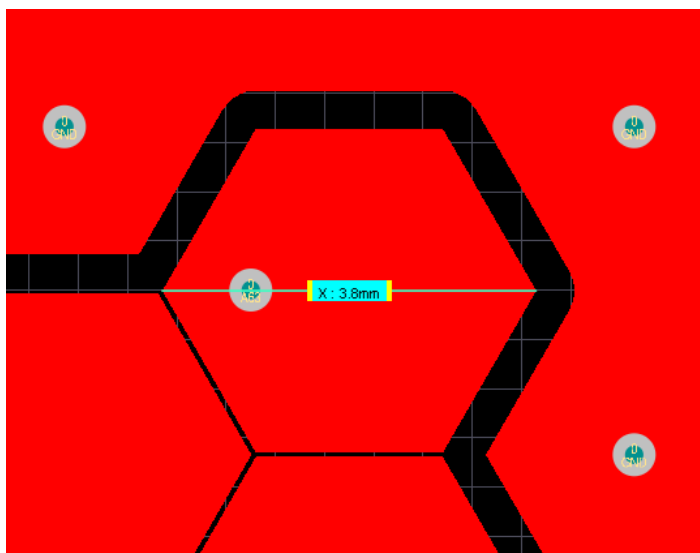


Rys. 1.2.58. (a) Zdjęcie wnętrza prototypowej komory detektora, ukazujące katodę detektora oraz izolującą folię Kapton na ścianach. (b) Zdjęcie zewnętrznej części prototypowej komory detektora, ukazujące płytę tylną detektora wraz z złączami AFE. (c) Zdjęcie połączenia HV dla katody detektora: czerwony kabel przylutowany do płyty miedzianej.

Na Rys. 1.2.58 (b) przedstawiono widok z zewnątrz komory detektora, na którym widoczna jest płyta tylna, stanowiąca podstawowy element systemu detekcji. Płyta ta jest wyposażona w złącza AFE (*ang. Analog Front-End*), które pełnią kluczową rolę w przesyłaniu sygnałów z detektora do dalszych systemów elektronicznych, umożliwiając ich przetwarzanie oraz analizę. Płyta ta jest integralną częścią konstrukcji, która zapewnia prawidłowe połączenie detektora z systemem akwizycji danych. W przyszłych etapach projektu ważnym elementem będzie testowanie i optymalizacja tych złączy, aby zapewnić ich pełną funkcjonalność i niezawodność w warunkach eksploatacyjnych, w tym w trudnych środowiskach wysokiej temperatury i promieniowania.

W ramach tego zadania zaprojektowano również strukturę odczytu składającą się z heksagonalnych pikseli, co pozwala na uzyskanie większej dokładności i lepszego rozkładu sygnału na powierzchni detektora. Całkowita liczba pikseli w tej strukturze wynosiła 374, co stanowi odpowiednią rozdzielczość do realizacji zaplanowanych celów diagnostycznych. Każdy heksagon ma bok o długości 3.8 mm, co umożliwia efektywne zbieranie wygenerowanych sygnałów, zachowując jednocześnie optymalny rozmiar dla systemu odczytu.

Taki układ heksagonalny pozwala na bardziej równomierne pokrycie powierzchni detektora, w porównaniu do tradycyjnych układów prostokątnych, które mogą prowadzić do większych odstępów między pikselami w obrębie siatki. Ilustracja sposobu ułożenia poszczególnych elementów w tej strukturze jest przedstawiona na Rys. 1.2.59, który pokazuje widok rogu takiej płytki detektora z widocznymi pikselami.



Rys. 1.2.59. Szczegóły pojedynczego piksela detekcyjnego, znajdującego się w rogu aktywnego obszaru.

Z uwagi na ścisłe wymagania dotyczące kontroli plazmy, które były podstawą wymagań fizycznych dla detektora Prad/SXR, zastosowanie musiały znaleźć rozwiązania spoza przemysłu dla najbardziej krytycznych komponentów detektora gazu, takich jak interfejsy gazowo-próżniowe i izolacja elektryczna.

Dzięki pracy przeprowadzonej w roku 2024 zespół zyskał podstawę do dalszego rozwoju i optymalizacji technologii. Stanowi to niezbędny fundament do dalszych faz rozwoju projektu, w których detektor prototypowy będzie poddany testom w warunkach laboratoryjnych oraz w warunkach nawiązujących do rzeczywistych warunków pracy w reaktorze DEMO. Dalsza optymalizacja detektora, uwzględniająca doświadczenia zdobyte w tych fazach testowych, pozwoli na osiągnięcie docelowej funkcjonalności i wydajności systemu diagnostycznego.

Rozwój narzędzi informatycznych

Prace skoncentrowano na opracowaniu oprogramowania dla systemu C/O monitor. Obejmuje to rozwinięcie kodu umożliwiającego wizualizację intensywności promieniowania mierzonego za pomocą kamer CCD natychmiast po wyładowaniu eksperymentalnym. Ta funkcjonalność umożliwia szybką ocenę zachowania linii C^{5+} i O^{7+} oraz pomaga określić, czy doszło do nasycenia zanieczyszczeń podczas danego wyładowania. Prace rozwojowe skoncentrowały się również na dedykowanym oprogramowaniu do obsługi kamer systemu C/O monitor oraz integracji z systemem GeRI układu W7-X. Ze względu na specyficzne wymagania stawiane przed niniejszą diagnostyką, konieczna była bliska współpraca z producentem kamer, firmą Greteyes. Jednak ograniczenia w dostarczonym przez producenta zestawie bibliotek do rozwijania dedykowanego oprogramowania (SDK) oraz problem znacznych opóźnień w zbieraniu kolejnych zestawów danych w trakcie trwania pomiaru wymagały aktualizacji bibliotek ze strony firmy Greteyes. Pod koniec 2024 roku otrzymano zaktualizowaną wersję SDK, mającą na celu zwiększenie częstotliwości akwizycji danych podczas pracy z niestandardowym oprogramowaniem. Testowanie nowej implementacji planowane jest na początek 2025 roku. Jeśli testy zakończą się powodzeniem, umożliwi to pełną integrację z systemem GeRI. W związku z powyższymi czynnikami prace rozwojowe pełnego dedykowanego oprogramowania pozwalającego również na obsługę szerokości szczelin możliwe będzie dopiero po rozwiązaniu problemów z płynną akwizycją danych za pomocą dostarczonego przez producenta kamer zestawu bibliotek.

W roku 2024 zebrane dane zostały przygotowane do przesłania do wewnętrznej bazy danych środowiska Wendelstein 7-X. Następnie przetestowano automatyczny sposób wysyłania surowych oraz wstępnie obrobionych sygnałów (tzw. Sygnałów zintegrowanych) do wewnętrznej bazy danych. Wstępne testy przebiegły pomyślnie. Pełna integracja planowana jest po ukończeniu dedykowanego oprogramowania, nad którym prace kontynuowane będą w roku 2025.

Dalsze usprawnienia zostały także wprowadzone do dedykowanego kodu numerycznego pozwalającego na symulację sygnałów C/O monitora. Wprowadzono możliwość symulowania wpływu linii O^{6+} na całkowity sygnał wykrywany przez dedykowany kanał do pomiaru tlenu. Początkowo kanał ten był zaprojektowany wyłącznie do pomiarów linii O^{7+} , ale ze względu na dodatkowe, nie uwzględnione w wstępnym procesie czynniki kanał ten mierzy również sygnały linii O^{6+} . Te poprawki zostały uwzględnione kodzie do symulacji sygnału O.

W ramach prac nad opracowaniem diagnostyki mocy promieniowania oraz intensywności promieniowania rentgenowskiego z plazmy centralnej tokamaka DEMO przygotowywano również narzędzia numeryczne do przeprowadzenia rekonstrukcji tomograficznych. Ponieważ aby uzyskać informacje na temat emisji promieniowania z plazmy centralnej na podstawie pomiaru całkowitego natężenia promieniowania wzdłuż linii patrzenia, konieczne jest zastosowanie metod rekonstrukcji tomograficznej. W ramach tej pracy przedstawiono rozwój algorytmów numerycznych w kontekście problemu rekonstrukcji tomograficznej promieniowania. Zaproponowano solidną i wydajną metodę uzyskiwania rekonstrukcji tomograficznej przestrzennego rozkładu mocy emitowanej przez plazmę, mającą na celu zastosowanie w aplikacjach w czasie rzeczywistym.

Metodologia rekonstrukcji przestrzennego rozkładu promieniowania w wybranym przekroju plazmy opiera się na modelu liniowym, definiowanym przez zbiór funkcji bazowych. Wstępne rozważania dotyczące rekonstrukcji emisji plazmy w tokamakach uwzględniają założenie o zależności rozkładu promieniowania od powierzchni pola magnetycznego. W związku z tym przyjęto jako podejście bazowe, że właściwości radiacyjne plazmy są stałe na powierzchniach strumienia magnetycznego i mogą być reprezentowane jako jednowymiarowe profile w funkcji poloidalnego strumienia magnetycznego.

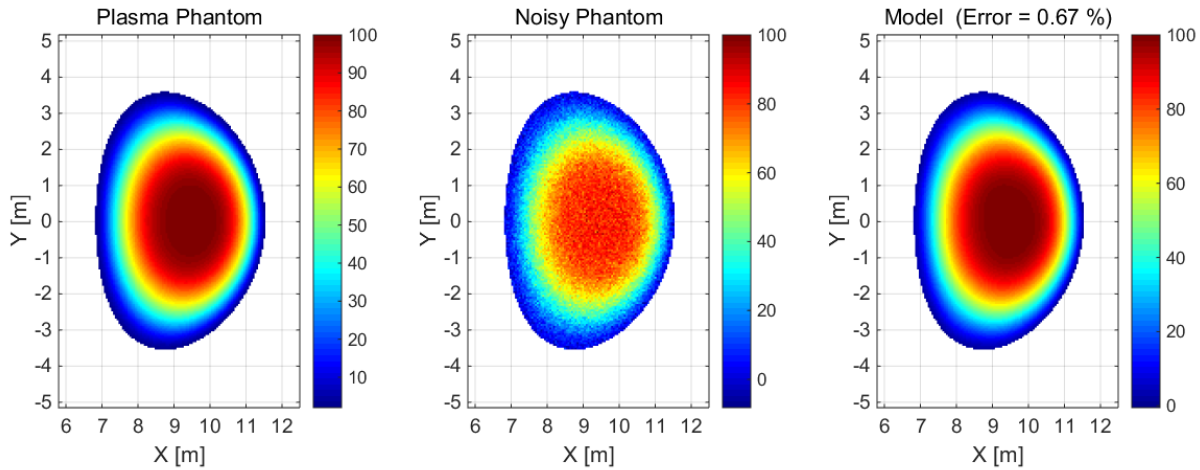
Do rekonstrukcji rozkładu emisji promieniowania plazmy wykorzystano metodę aproksymacyjną, rozważając trzy zestawy funkcji bazowych: (i) wielomiany/funkcje sklepane (*ang. spline*), (ii) funkcje Gaussa z parametrami sigma oraz (iii) funkcje Gaussa z parametrami pozycji. Proponowaną metodę aproksymacji przetestowano poprzez rekonstrukcję dwóch fantomów emisji promieniowania dla scenariusza DEMO.

Wybór zastosowanego podejścia został podyktowany wymaganiami stawianymi w obszarze fuzji jądrowej w kontekście kontroli plazmy w czasie rzeczywistym w przyszłych reaktorach, szczególnie w elektrowni termojądrowej DEMO. Informacje uzyskane z diagnostyki zostaną wykorzystane do sprzężenia zwrotnego, które następnie posłuży jako dane wejściowe dla układów sterujących plazmą.

W związku z tym urządzenia takie jak DEMO wymagają wdrożenia prostych, szybkich, a jednocześnie niezawodnych i wiarygodnych algorytmów oraz metodologii umożliwiających określenie parametrów plazmy w czasie rzeczywistym. Zaproponowany zestaw funkcji bazowych stanowi jedno z potencjalnych rozwiązań spełniających te wymagania. Zastosowanie funkcji bazowych jest powszechne w procesach aproksymacji, rekonstrukcji oraz wygładzania zaszumionych sygnałów. Założenia leżące u podstaw metody rekonstrukcji opartej na modelowaniu za pomocą funkcji bazowych zostały zweryfikowane w ramach tej pracy. Z matematycznego punktu widzenia, model ten można interpretować jako rzut ortogonalny oryginalnej funkcji na przestrzeń liniową generowaną przez funkcje bazowe.

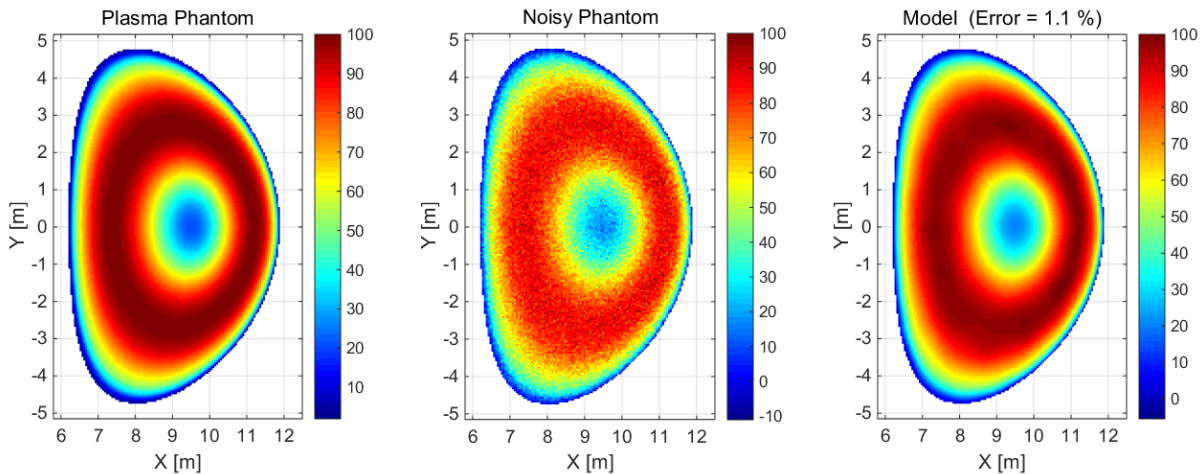
Teoretycznie dowolny zestaw liniowo niezależnych funkcji może stanowić bazę przestrzeni liniowej, jednak nie wszystkie funkcje są równie efektywne. W praktyce wybór funkcji bazowych jest arbitralny i zależy od charakteru oraz specyfiki analizowanych sygnałów. Z matematycznego punktu widzenia idealne funkcje bazowe to funkcje Diraca, do których funkcje Gaussa dążą w granicy, gdy parametr $\sigma \rightarrow 0$. W związku z tym praktycznym przybliżeniem są równomiernie rozmieszczone płaskie funkcje Gaussa, które stanowią podstawę rekonstrukcji rozkładu emisyjności plazmy.

Metodę rekonstrukcji oceniono poprzez analizę serii symulacji obrazów plazmy. W celu oceny skuteczności zaproponowanej metodologii poddano analizie dwa fantomy emisji mocy promieniowania: wypukły (Rys. 1.2.60 (a)) oraz wklęsły (Rys. 1.2.61 (a)). Testy przeprowadzono w siatce 134×206 punktów pomiarowych o rozdzielczości 5 cm, zgodnie z referencyjnym scenariuszem EU-DEMO z 2018 roku.



a) b) c)

Rys. 1.2.60. Obraz fantomu wypukłego (a), fantomu z dodatkowym 5% szumem (b) oraz odpowiadającego modelu rozkładu promieniowania dla fantomu plazmowego (a) z uwzględnieniem dodatkowego szumu (b).

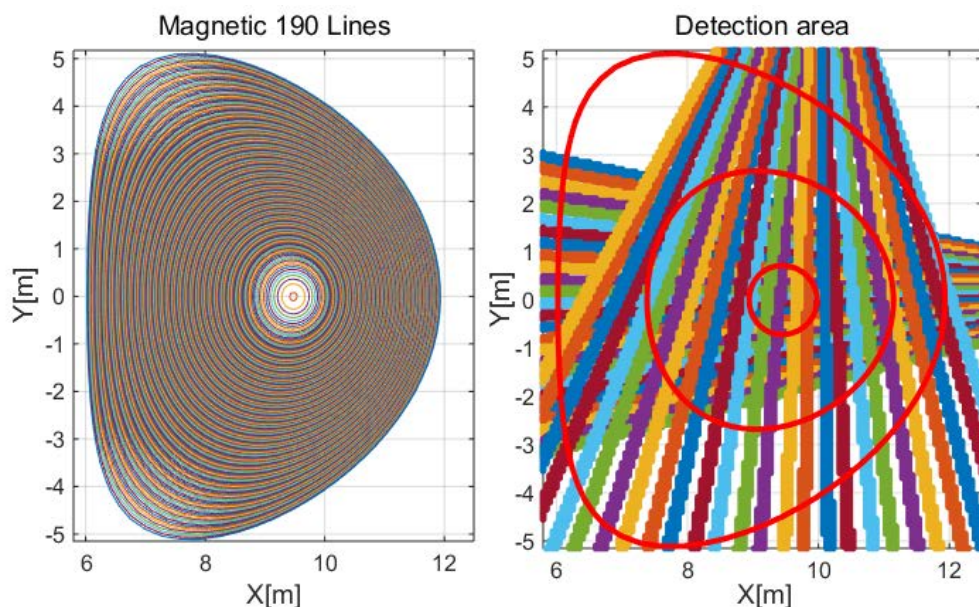


a) b) c)

Rys. 1.2.61. (a) Obraz fantomu wklęsłego, (b) fantomu z dodatkowym 5% szumem oraz (c) odpowiadający model rozkładu promieniowania dla fantomu plazmowego (a) z uwzględnieniem dodatkowego szumu (b).

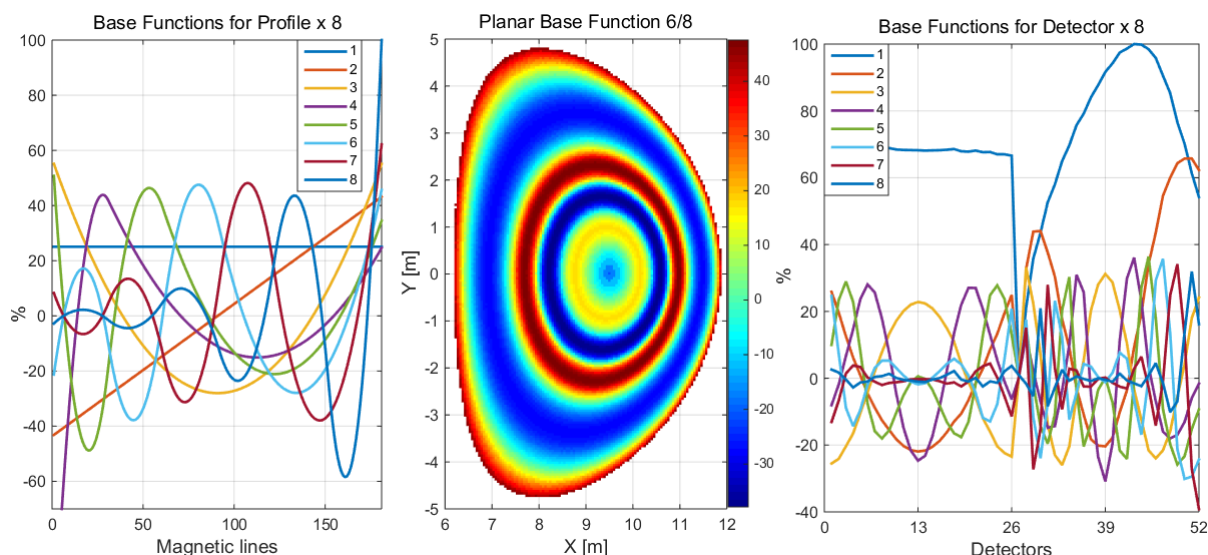
Wstępne wyniki wykazały skuteczność proponowanej metody w określonych warunkach eksperymentalnych. Pierwsze wyniki walidacji metody rekonstrukcji zostały oparte o założenia w kontekście pola magnetycznego: jednym z kluczowych założeń przyjętych w metodzie rekonstrukcji jest zależność emisji plazmy od konfiguracji pola magnetycznego. W konsekwencji tego założenia, w pobliżu linii pola magnetycznego występują obszary o stałych wartościach emisyjności. Ostatecznie, zarówno intensywność promieniowania, jak i model oparty na funkcjach bazowych, zależą od numerycznego indeksu odpowiadającej im powierzchni pola magnetycznego (przedstawionego jako linie w przekroju plazmy).

Konfiguracja powierzchni pola magnetycznego dla referencyjnego scenariusza dla tokamaka ITER oraz układ detekcji, składający się z dwóch zestawów macierzy 26×26 detektorów, dla siatki pomiarowej o wymiarach 134×206 i rozdzielczości 5 cm, zostały przedstawione na Rys. 1.2.62. W celu zwiększenia precyzji rekonstrukcji, opartej na tej konfiguracji powierzchni pola magnetycznego, możliwe jest zagęszczenie siatki poprzez interpolację.



Rys. 1.2.62. Rozkład powierzchni pola magnetycznego oraz układ detekcji dla dwóch zestawów macierzy 26×26 detektorów.

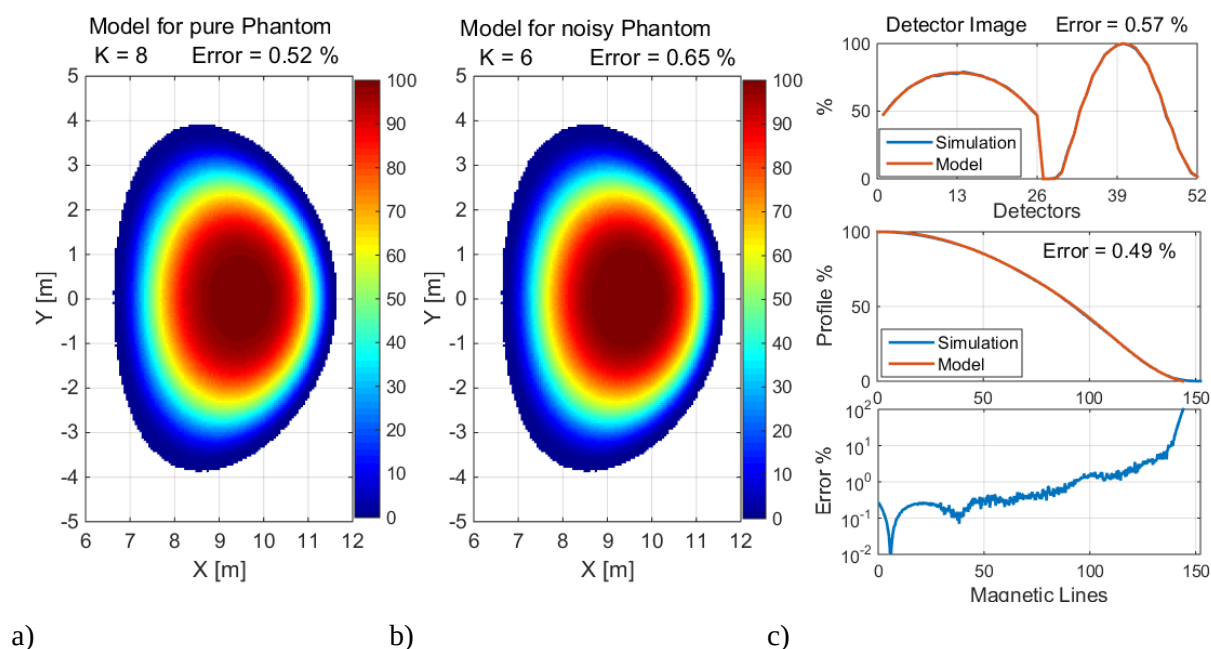
Istnieje szereg możliwych opcji wyboru efektywnych funkcji bazowych do aproksymacji jednowymiarowych profili. W celu oceny skuteczności metody aproksymacji opartej na zbiorze funkcji Gaussa z parametrami położenia i szerokości (sigma), a także na wielomianach/funkcjach sklepanych, przeprowadzono serię testów dla rekonstrukcji dwóch referencyjnych fantomów plazmowych w układzie 26×26 detektorów. Metodologia generowania wielomianów sklepanych z parametryzowanymi węzłami i stopniem została szczegółowo przedstawiona w literaturze. Przykładowe funkcje bazowe oparte na wielomianach sklepanych, zgodnie zaprezentowano na Rys. 1.2.63.



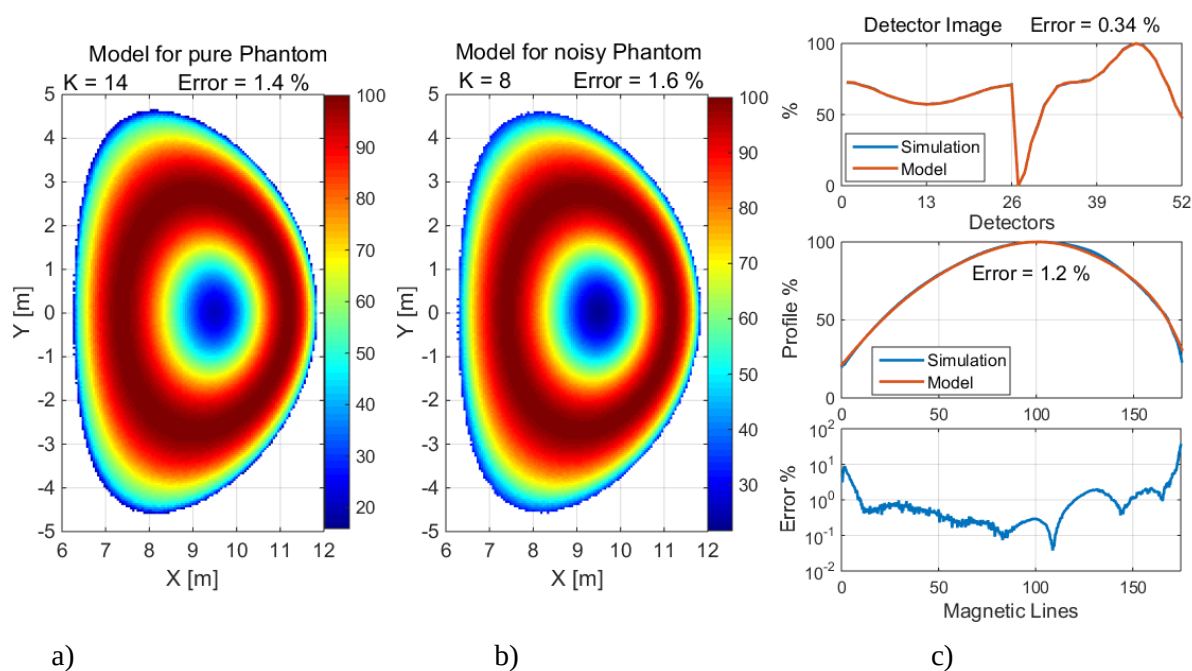
Rys. 1.2.63. Wielomian sklepany wykorzystujący osiem funkcji bazowych.

Uzyskane rozwiązania dla różnych typów funkcji bazowych w określonym zakresie ich parametrów wykazują stabilność oraz porównywalność wyników. W procesie automatycznej analizy dobrano optymalne parametry funkcji bazowych dla danego zestawu danych.

Rekonstrukcja fantomów wypukłego i wklęsłego, zarówno bez szumu, jak i z 5% poziomem szumu, została przedstawiona odpowiednio na Rys. 1.2.64-1.2.65 w wartościach znormalizowanych. Ilustracje te ukazują oryginalne fantomy, ich wersje zaszumione oraz obraz generowany przez detektory. Dodatkowo przedstawiono wykres profilu oraz błąd rekonstrukcji w zależności od położenia linii magnetycznych.



Rys. 1.2.64. Rekonstrukcja wypukłego fantomu: (a) oryginalny fantom, (b) dodany szum oraz (c) obraz „widziany” przez detektor. Wykres profilu oraz błąd są przedstawione w zależności od linii magnetycznych. Liczba funkcji bazowych użytych do przybliżenia jest oznaczona jako K.



Rys. 1.2.65. Rekonstrukcja wklęsłego fantomu: (a) oryginalny fantom, (b) dodany szum oraz (c) obraz „widziany” przez detektor. Wykres profilu oraz błąd są przedstawione w zależności od linii magnetycznych. Liczba funkcji bazowych użytych do przybliżenia jest oznaczona jako K.

Przeprowadzone testy oparte na płaskich funkcjach bazowych wykazały istotną zależność rozwiązania od rozmieszczenia detektorów oraz parametrów funkcji bazowych. Testy przeprowadzone dla stosunkowo prostych kształtów obrazów dały umiarkowanie pozytywne wyniki. Niemniej jednak, bardziej złożone kształty wymagały dodatkowych założeń i ograniczeń. Testy obrazów zaburzonych przez dodatkowy szum wykazały właściwości wygładzania modelu funkcji bazowych oraz skuteczną estymację oryginalnych danych. Niemniej jednak, w przypadku mniejszej dokładności przybliżenia i wyższych poziomów szumu, kolejne realizacje rekonstrukcji mogą się różnić, co może wymagać uśredniania.

W niniejszym badaniu początkowe przybliżenie do rekonstrukcji emisji plazmy w tokamaku zakłada, że promieniowanie plazmy jest przypisane do powierzchni pola magnetycznego. Zakłada się, że emisja plazmy jest stała na powierzchniach strumieni magnetycznych i może być przedstawiona jako jednowymiarowe profile zależne od poloidalnego strumienia magnetycznego. W rekonstrukcji rozkładu emisji plazmy rozważono trzy zestawy funkcji bazowych: wielomiany sklejane oraz funkcje Gaussa z parametrami sigma i pozycji. Błąd rekonstrukcji dwóch symulowanych fantomów referencyjnych okazał się funkcją liczby detektorów i mieścił się w zakresie 1-2%, co sugeruje, że możliwa jest niezawodna identyfikacja rzeczywistych rozkładów intensywności plazmy w tokamaku. Wyniki uzyskane tą metodą są porównywalne z rezultatami uzyskanymi za pomocą innych technik, chociaż procedura obliczeniowa wydaje się mniej skomplikowana, a tym samym bardziej odpowiednia do pomiarów w czasie rzeczywistym, które będą potrzebne w przyszłych reaktorach fuzyjnych. Planowane są dalsze badania, które uwzględnią dodatkowe rozważania i rozwój, w tym bardziej realistyczne założenia dotyczące zależności rozkładu promieniowania plazmy od innych parametrów plazmy, na przykład, bardziej złożona zależność promieniowania od czynników takich jak powierzchnie pola magnetycznego.

W ramach projektu powstały liczne modele machine learning oraz narzędzia służące ich optymalizacji przedstawione w części opisowej.

W 2024 roku skutecznie zrealizowano założone cele dotyczące akwizycji danych podczas sesji eksperymentalnych zarówno na układzie Wendelstein 7-X, jak i LHD. Jednak ze względu na ograniczenia techniczne dostarczonego zestawu deweloperskiego do rozwoju oprogramowania kamer CCD firmy greateyes, kontynuacja prac nad rozwojem oprogramowania będzie możliwa dopiero po pomyślnej aktualizacji dedykowanych bibliotek producenta, które umożliwią wykonanie kolejnych kroków. Kontynuacja prac planowana jest na rok 2025 po przeprowadzeniu pomyślnych testów zestawu dostarczonego przez producenta w grudniu 2024.

Przeprowadzone badania mają kluczowe znaczenie dla lepszego zrozumienia procesów związanych z obecnością i monitorowaniem zanieczyszczeń w plazmie stellaratora W7-X. Kontrola tych zanieczyszczeń jest niezwykle istotna, ponieważ ich nadmierne nagromadzenie może prowadzić do strat energii w wyniku emisji promieniowania, co negatywnie wpływa na bilans energetyczny plazmy. Może to utrudniać, a w skrajnych przypadkach nawet uniemożliwiać stabilne funkcjonowanie stellaratora W7-X. Wykonane eksperymenty w trakcie trwania kampanii eksperymentalnej OP2.2 pozwoliły na zebranie znacznej ilości wartościowych danych eksperymentalnych, które pozwolą na poszerzenie wiedzy dotyczącej zachowania zanieczyszczeń w plazmie stellaratora W7-X. W dalszej kolejności przeprowadzona zostanie analiza uzyskanych wyników eksperymentalnych z obu diagnostyk co pozwoli na weryfikację założeń teoretycznych.

Uzyskane wyniki w ramach przygotowania prototypowego detektora dla diagnostyki Prad/SXR w projekcie DEMO mają istotne znaczenie zarówno dla rozwoju nauki, jak i nowych technologii dla istniejących oraz przyszłych urządzeń fuzyjnych. Opracowanie prototypu detektora, który odpowiada na wyzwania związane z rozwojem detektorów gazowych, stanowi istotny wkład w rozwój nowych technologii, które mogą być zastosowane nie tylko w energetyce jądrowej, ale również w innych dziedzinach przemysłowych. Prace nad układem diagnostycznym przyczyniają się do dalszego rozwoju technologii detekcji w trudnych warunkach wysokiego promieniowania, co ma kluczowe znaczenie w kontekście badań nad kontrolą plazmy i bezpieczeństwem w reaktorach fuzyj. Zastosowane innowacyjne rozwiązania mogą posłużyć jako fundament dla przyszłych badań w tej dziedzinie, w tym w zakresie analizy profili promieniowania oraz precyzyjnej kontroli procesów w reaktorach fuzyj. Prototyp detektora, wraz z jego zastosowaniami w reaktorach fuzyj, ma potencjał do wniesienia znaczącego wkładu w rozwój technologii związanych z energetyką jądrową, szczególnie w kontekście dążenia do uzyskania energii z fuzyj jądrowej. Realizacja projektów takich jak DEMO, przy odpowiednich systemach diagnostycznych, może przyczynić się do opracowania innowacyjnych technologii, które mają kluczowe znaczenie w tworzeniu nowych, bardziej efektywnych źródeł energii, co ma bezpośredni wpływ na rozwój gospodarki. Projekt jest realizowany w ramach międzynarodowej współpracy, gdzie wymiana wiedzy i doświadczeń pomiędzy różnymi ośrodkami badawczymi jest kluczowa. Prace nad projektem DEMO są wynikiem wspólnych wysiłków ośrodków badawczo-rozwojowych z różnych krajów, co sprzyja intensyfikacji współpracy międzynarodowej w zakresie technologii fuzyj jądrowej i systemów diagnostycznych. Takie międzynarodowe partnerstwa pozwalają na wdrażanie nowoczesnych rozwiązań, które przyspieszają postęp technologiczny i stanowią istotny element współczesnej nauki i technologii.

2. Analizy jądrowe oraz zastosowania doświadczalnych metod jądrowych na potrzeby fuzyjnych źródeł neutronów.

Wstęp

Część neutronów powstających w urządzeniu IFMIF-DONES będzie wyprowadzana specjalnie zaprojektowanym kanałem (neutronowodem) do hali eksperymentów uzupełniających (Complementary Experiments Room - CER). W celu kontroli tej wiązki neutronów zespół z Narodowego Centrum Badań Jądrowych opracowuje projekt koncepcyjny zamykacza z moderatorem. W roku 2024 kontynuowano obliczenia kodem MCNP rozpoczęte w 2021 r. Obliczenia te wspierają projektowanie i optymalizację neutronowodu i zamykacza wiązki neutronowej poprzez wykonanie niezbędnych analiz jądrowych. Narzędzia numeryczne używane w tym zadaniu to m.in. MCNP, McDeLicious, FISPACT-II oraz Ansys SpaceClaim. Obliczenia numeryczne wykonano na klastrze ARES w ramach sieci PLGrid. W 2024 r. realizowano 3 tematy w ramach tego zadania: ENS2.2.4.2T03606: Modelowanie, ekranowanie i analiza aktywacji dla zamykacza wiązki neutronów CER, ENS2.2.4.2T03607: Analizy jądrowe neutronowodu w różnych konfiguracjach, ENS2.2.6.6T03612: Wsparcie symulacyjne dla systemu eksperymentów uzupełniających. W pierwszym zagadnieniu wykonano obliczenia ekranowania promieniowania przez zamykacz neutronów oraz obliczenia aktywacji jego wybranych komponentów. W drugim zagadnieniu badano wpływ różnych materiałów, z których może być wykonany neutronowód oraz przeprowadzono wpływ różnych konfiguracji neutronowodu na jakość wiązki neutronów. W trzecim zagadnieniu wykonano szereg różnorodnych obliczeń zleconych przez zespół z NCBJ projektujący zamykacz neutronów.

Obliczenia transportu neutronów dla komponentów urządzeń fuzyjnych, systemów grzewczych i diagnostyk mają fundamentalne znaczenie w trakcie ich projektowania oraz w procesie udoskonalania systemów już istniejących. Te obliczenia dostarczają niezbędnych danych nie tylko do tworzenia różnorodnych systemów bezpieczeństwa, ale także do zapewnienia bezpiecznej pracy urządzeń fuzyjnych w trakcie ich eksploatacji. Złożone modele CAD komponentów, diagnostyk i innych systemów opracowywane przez inżynierów z różnych stron świata, stanowią wyzwanie w kontekście ich wykorzystania do obliczeń neutronowych. Dlatego też konieczne jest ich odpowiednie przetworzenie przy użyciu specjalistycznych programów i narzędzi rekomendowanych w dziedzinie neutroniki.

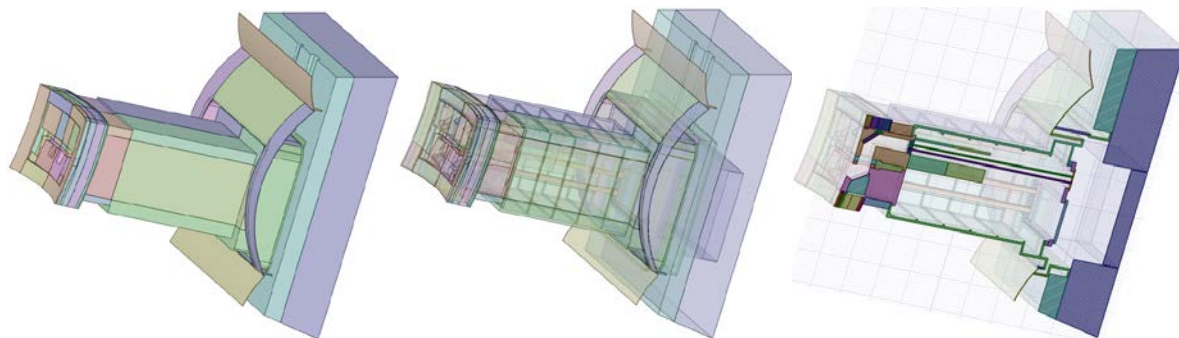
W 2024 r. zespół kontynuował prace związane z przygotowaniem danych wejściowych do obliczeń transportu promieniowania w tokamaku JT-60SA. Otrzymane zadanie SA-EN.FE.11-T002 polegało na uproszczeniu CAD komponentu Trolley, który jest częścią diagnostyki Thomson Scattering w tokamaku JT-60SA. Model CAD diagnostyki TSS otrzymano w grudniu 2023 roku. Do upraszczania geometrii wykorzystano oprogramowanie Ansys SpaceClaim. Uproszczenie modelu polega na usunięciu zaokrągleń, spawów, fazowań, mniejszych śrub, podkładek itp., a także na zastąpieniu splajnów i torusów powierzchniami dopuszczalnymi przez kod MCNP.

W ramach pakietu WPSAE przeprowadzane są szczegółowe analizy neutronowe, dostarczające istotnych danych wejściowych niezbędnych do opracowania raportów dotyczących bezpieczeństwa urządzeń fuzyjnych, w tym prototypowej elektrowni termojądrowej DEMO. Wyniki tych analiz mają kluczowe znaczenie w procesie projektowania osłon mających na celu ochronę przed promieniowaniem, jak również w ocenie potencjalnych wypadków, takich jak utrata chłodziwa (LOCA). Ponadto, uzyskane rezultaty są niezwykle istotne dla określenia ekspozycji na promieniowanie personelu wykonującego prace konserwacyjne przy urządzeniu. Istnieje również konieczność oceny stopnia napromieniowania poszczególnych komponentów, które w przypadku intensywnej aktywacji mogą generować zakłócające promieniowanie wtórne, co mogłoby negatywnie wpłynąć na funkcjonowanie kluczowych elementów urządzenia DEMO. Złożone analizy neutronowe stanowią zatem nieodłączny element procesu zapewnienia bezpieczeństwa oraz efektywności działania urządzeń fuzyjnych.

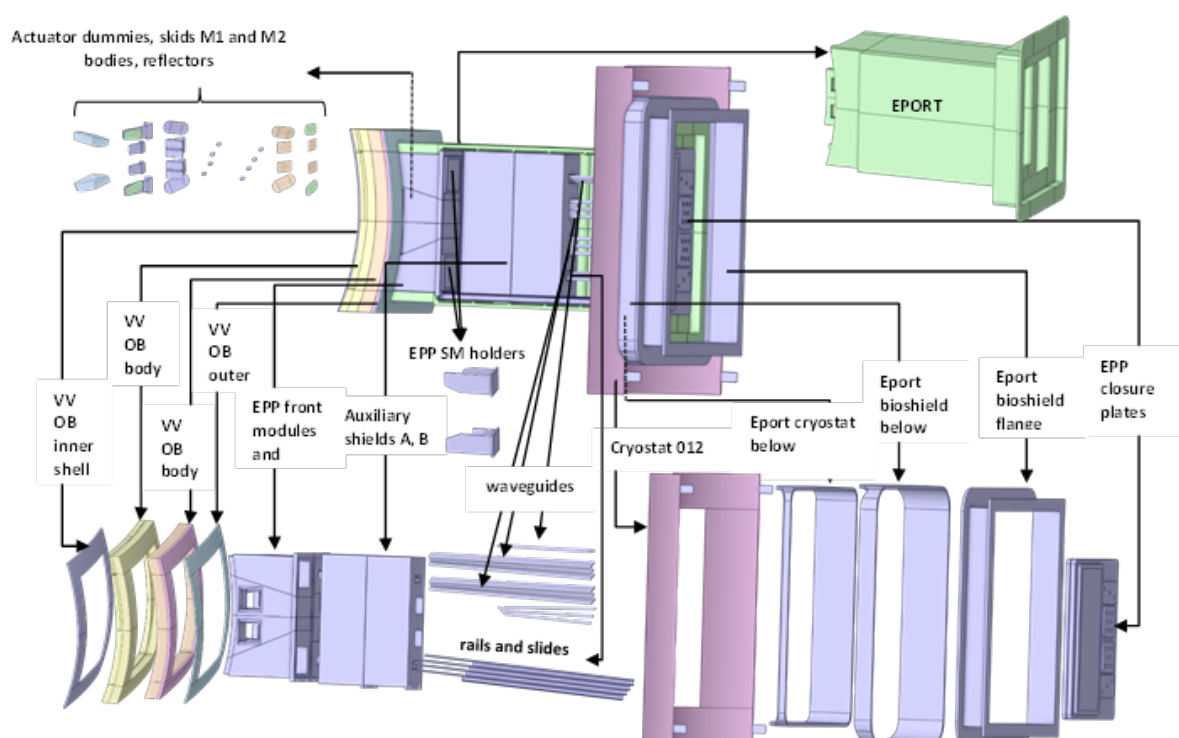
W 2024 roku zespołowi naukowców z Laboratorium Diagnostyki Neutronów i Promieniowania Gamma IFPiLM przydzielono 2 zadania. Zadanie SAE-S.01.03-T003-D024 dotyczyło przeprowadzenia symulacji aktywacji neutronowej komponentów najnowszego modelu akceleratora elektronów dla DEMO. Zadanie SAE-S.01.03-T003-D027 dotyczyło przeprowadzenia symulacji aktywacyjnych dla powłok okien diagnostycznych znajdujących się w porcie środkowym i górnym dla urządzenia DEMO. Oba zadania realizuje się podobnie. W pierwszym etapie badań przeprowadzono obliczenia transportu neutronów dla każdego ze zidentyfikowanych komponentów z zastosowaniem kodu MCNP. Efektem tych obliczeń są widma neutronów, które zostały użyte jako dane wejściowe do symulacji aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. W procesie obliczeń

aktywacyjnych uwzględniono różnorodne czynniki, w tym grzanie jądrowe od neutronów i promieniowania gamma, ciepło rozpadu, oraz radioaktywność generowaną przez produkty pochodzące z oddziaływania neutronów z materiałami poszczególnych elementów. Dodatkowo, analizowano dawki promieniowania, zarówno wziewne, jak i pochłonięte. Obliczenia aktywacyjne przeprowadzono dla scenariusza napromieniowania dla pierwszej fazy operacji prototypowej elektrowni termojądrowej DEMO. Wszystkie wymienione parametry zostały uwzględnione dla różnych czasów chłodzenia, począwszy od zakończenia operacji na układzie DEMO, aż do 1000 lat. W analizach uwzględniono różne koncepcje blanketów dla DEMO: HCPB (Helium Cooled Pebble Bed) oraz WCLL (Water Cooled Lithium Lead).

Do obliczeń wykorzystano model MCNP portu DEMO2020 ze zaktualizowanym akceleratorem elektronów DEMO_EC_EP_2023_V1.01 2023/12/04 (Rys. 2.3.1 i 2.3.2). Model zawiera dwie koncepcje blanketu: HCPB (Helium Cooled Pebble Bed) i WCLL (Water Cooled Lithium Lead). Oba mogą być używane zamiennie.

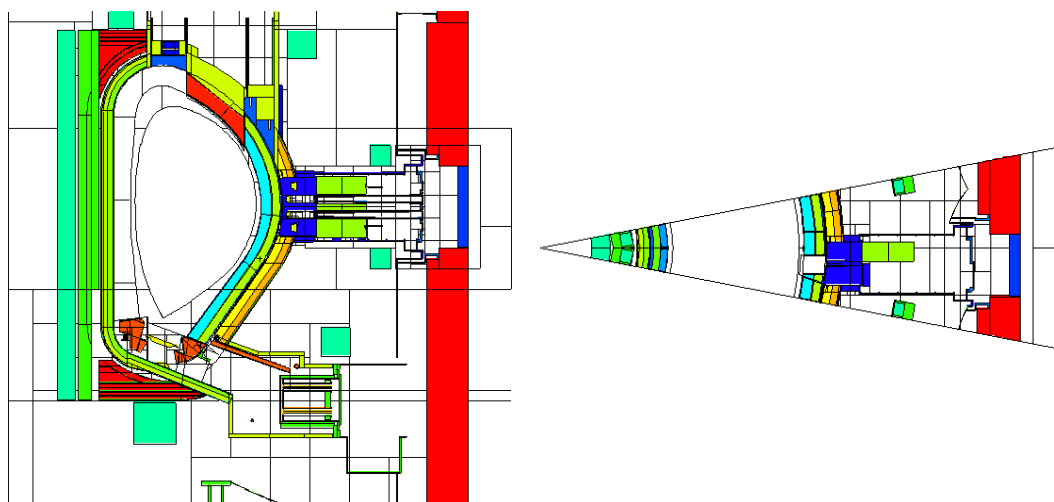


Rys. 2.3.1. Model CAD DEMO_EC_EP_2023_V1.01 2023/12/04



Rys. 2.3.2. Model CAD DEMO_EC_EP_2023_V1.01 2023/12/04 (widok rozstrzelony).

Poziome i pionowe przecięcia neutronicznego modelu DEMO z blanketem HCPB i zaktualizowanym akceleratorem elektronów przedstawiono na Rys. 2.3.3.



Rys. 2.3.3. Poziome i pionowe przecięcia neutronicznego modelu DEMO z blankietem HCPB i zaktualizowanym akceleratorem elektronów.

Komponenty akceleratora elektronów i odpowiadające im komórki zostały zidentyfikowane na podstawie ww. modeli. Wykaz tych komponentów wraz z numerami komórek przedstawiono w Tabeli 2.3.1.

Tabela 2.3.1. Wykaz komponentów, komórek, materiałów, gęstości, objętości i mas akceleratora elektronów.

Component number and name	sub_component name	Cells	Material number and name	Density [g/cm ³]	Volume [cm ³]	Mass [g]
1. EPP_S M front module	EPP_SM_FRONT MODULE	22000, 22001, 22002, 22003	220 stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	2.472E+06	1.615E+07
2. EPP_F M front module	EPP_FM_FRONT MODULE	22004, 22005, 22006, 22007	220 stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	3.251E+06	2.124E+07
3. EPP_F M_PH_WG inserts	EPP_FM_PH_WG INSERT_U	22036	220 stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	1.299E+04	8.487E+04
	EPP_FM_PH_WG INSERT_L	22037	220 stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	1.294E+04	8.455E+04
4. EPP closure plate	EPP_CLOSURE PLATE	22008	221 stainless steel 316 LN	7.931E+00	5.02E+05	3.983E+06
5. EPP CPSP	EPP_CPSP	22009	221 stainless steel 316 LN	7.931E+00	3.37E+05	2.675E+06
6. EPP_F M_WG	EPP_FM_WG UPPER_CP	22026	221 stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.561E+04	1.238E+05

	EPP_FM_WG LOWER_CP	22027	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.569E+04	1.245E+05
7. EPP_S M_WG	EPP_SM_WG UPPER_CP	22028	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.665E+04	1.320E+05
	EPP_SM_WG LOWER_CP	22029	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.662E+04	1.318E+05
8. Eport flange	EPORT FLANGE	22118	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.57E+05	1.243E+06
9. EPP rails	EPP_SM RAILS	22010, 22011	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	4.229E+04	3.354E+05
	EPP_FM_RAILS	22014, 22015	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	4.349E+04	3.449E+05
10. EPP_S M slide	EPP_SM SLIDE	22012, 22013	222	Stainless Steel 316 LN	7.931E+00	1.785E+04	1.416E+05
11. EPP_F M slide	EPP_FM SLIDE	22016, 22017	222	Stainless Steel 316 LN	7.931E+00	1.823E+04	1.446E+05
12. Eport bioshied below	EPORT_BIOSHIEL D BELLOW	22119, 22120, 22121, 22122, 22123, 22124, 22125, 22126	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	9.818E+05	7.787E+06
13. Eport bioshied flange	EPORT_BIOSHIEL D FLANGE	22127	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.21E+06	9.570E+06
14. Eport cryostat bellow	EPORT_CRYOSTA T BELLOW	22128, 22129, 22130, 22131, 22132, 22133, 22134, 22135	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	7.627E+05	6.049E+06
15. EPP skids	EPP SKID	22018	223	Aluminium bronze	7.21	2.072E+02	1.494E+03
	EPP SKID	22019	223	Aluminium bronze	7.21	2.047E+02	1.476E+03
	EPP SKID	22020	223	Aluminium bronze	7.21	2.046E+02	1.475E+03
	EPP SKID	22021	223	Aluminium bronze	7.21	2.052E+02	1.480E+03
	EPP SKID	22022	223	Aluminium bronze	7.21	2.100E+02	1.514E+03
	EPP SKID	22023	223	Aluminium bronze	7.21	2.077E+02	1.498E+03

	EPP SKID	22024	223	Aluminium bronze	7.21	2.079E+02	1.499E+03
	EPP SKID	22025	223	Aluminium bronze	7.21	2.047E+02	1.476E+03
16. EPP_A UX shield A	EPP_FM_AUX SHIELD_A	22030	225	stainless steel 316 LN – water mix 60%/40%	5.132E+00	2.673E+06	1.372E+07
17. EPP_A UX shield B	EPP_FM_AUX SHIELD_B	22031	225	stainless steel 316 LN – water mix 60%/40%	5.132E+00	2.640E+06	1.355E+07
18. EPP_20 22_KIT holders	EPP_SM_LOWER HOLDER_2022_KIT	22047, 22048	224	stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	2.451E+05	1.601E+06
	EPP_SM_UPPER HOLDER_2022_KIT	22056, 22057	224	stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	2.445E+05	1.597E+06
19. MW system actuators	Actuator Dummy_L_Small	22049	228	50% void, 45% Stainless steel 316 LN, 5% Water	3.616E+00	2.10E+05	7.610E+05
	Actuator Dummy_U_Small	22058	228	50% void, 45% Stainless steel 316 LN, 5% Water	3.616E+00	1.99E+05	7.199E+05
20. MW system M1_NTM bodies	M1_NTM_UPPER BODY	22081, 22082	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	6.388E+04	4.585E+05
	M1_NTM_LOWER BODY	22090, 22091	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	6.354E+04	4.561E+05
21. MW system M1_PH bodies	M1_PH_UPPER BODY	22084, 22085	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	2.045E+04	1.468E+05
	M1_PH_LOWER BODY	22087, 22088	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	2.038E+04	1.463E+05
22. MW system M2 bodies	M2_LOWER BODY-simplified	22044, 22045, 22046	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	7.320E+03	5.254E+04
	M2_UPPER BODY-simplified	22053, 22054, 22055	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	6.186E+03	4.440E+04

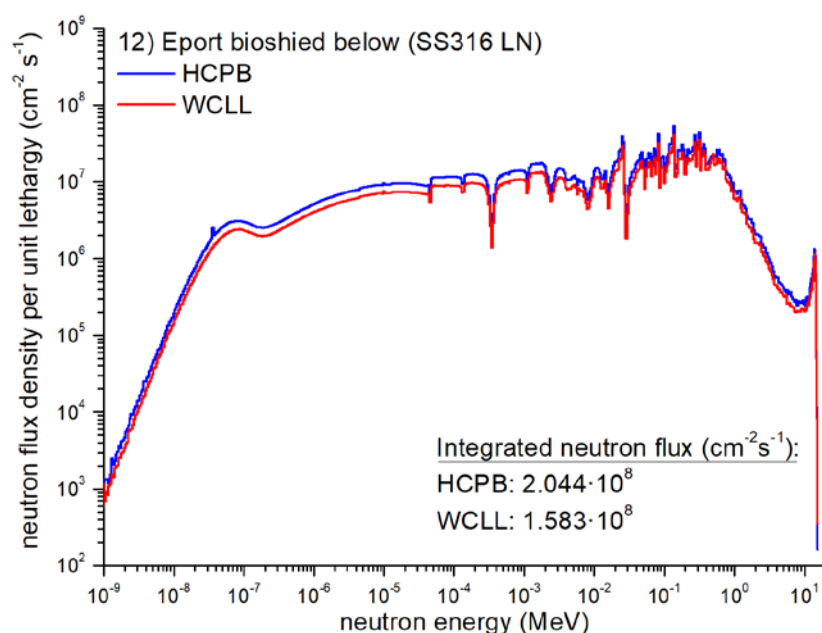
23. MW system M2_PH bodies	M2_PH_UPPER BODY	22093, 22094	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	1.348E+05	9.674E+05
	M2_PH_LOWER BODY-simplified	22096, 22097	226	Eurofer – water mix 90%/10%	7.178E+00	1.347E+05	9.665E+05
24. MW system M2 reflectors	M2_LOWER REFLECTOR-simplified	22041, 22042, 22043	227	Tungsten	19	1.855E+03	3.525E+04
	M2_UPPER REFLECTOR-simplified	22050, 22051, 22052	227	Tungsten	19	1.771E+03	3.365E+04
	M2_PH_UPPER REFLECTOR	22095	227	Tungsten	19	1.13E+03	2.150E+04
	M2_PH_LOWER REFLECTOR-simplified	22098	227	Tungsten	19	1.12E+03	2.124E+04
25. MW system M2_NTM reflectors	M1_NTM_UPPER REFLECTOR	22083	227	Tungsten	19	1.343E+03	2.551E+04
	M1_NTM_LOWER REFLECTOR	22092	227	Tungsten	19	1.24E+03	2.362E+04
26. MW system M2_PH reflectors	M1_PH_UPPER REFLECTOR	22086	227	Tungsten	19	8.693E+02	1.652E+04
	M1_PH_LOWER REFLECTOR	22089	227	Tungsten	19	8.64E+02	1.641E+04
27. Waveguides heating	WAVEGUIDES HEATING	22059, 22060, 22061, 22062, 22063, 22064, 22065, 22066, 22067, 22068, 22069, 22070, 22071, 22072, 22073, 22074	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	1.546E+05	1.226E+06
28. Waveguides NTM	WAVEGUIDES NTM_BOTTOM	22075, 22076, 22077	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	5.967E+03	4.732E+04
	WAVEGUIDES NTM_TOP	22078, 22079, 22080	221	stainless steel 316 LN	7.931E+00	5.983E+03	4.745E+04
29. Cryostat 012	901-Cryostat012	22139, 22140, 22141, 22142, 22143, 22144, 22145, 22146, 22147	50	SS316L(N)-IG	7.93	2.898E+05	2.298E+06

30. VV-OB outer shell	504-VV-OB_outer shelll	22195, 22196, 22197, 22198, 22199, 22200	50	SS316L(N)- IG	7.93	1.275E+05	1.011E+06
31. VV OB body L1	Component12 (121, 122, 123,124)	22152, 22153, 22154, 22155	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	1.468E+05	7.512E+05
	Component22 (221, 222, 223, 224)	22156, 22157, 22158, 22159	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	1.697E+05	8.684E+05
	Component7 (71, 72, 73, 74, 75, 76,77, 78, 79, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717	22161, 22162, 22163, 22164, 22165, 22166, 22167, 22168, 22169, 22170, 22171, 22172, 22173, 22174, 22175, 22176, 22177	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	3.029E+05	1.550E+06
	Component3 (31)	22160	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	1.805E+05	9.240E+05
	Component8 (81, 82)	22178, 22179	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	2.882E+05	1.475E+06
	Component9 (91)	22180	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	1.04E+05	5.342E+05
	Component10 (101)	22181	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	7.32E+04	3.745E+05
	Component11 (111)	22182	107	Eurofer 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.118E+00	9.77E+04	5.001E+05

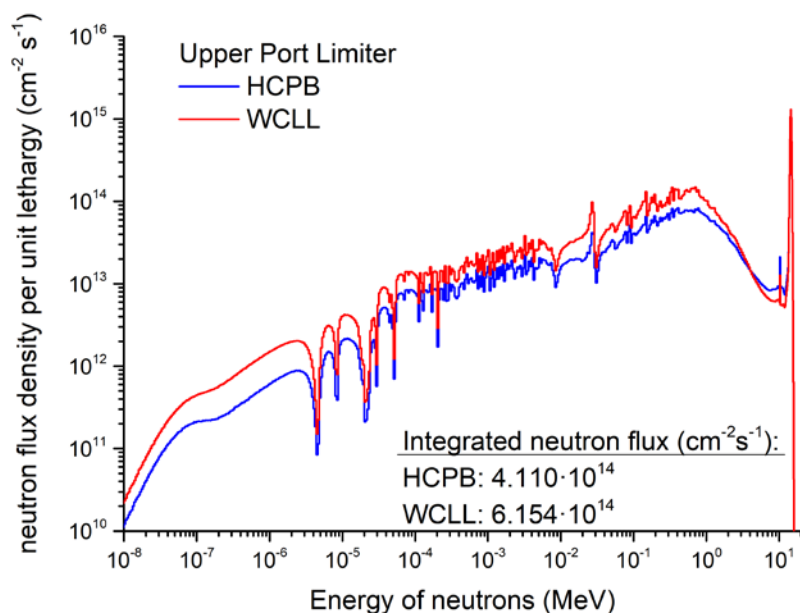
32. VV OB body L2	Component13 (131, 132, 133, 134, 135, 136)	22183, 22184, 22185, 22186, 22187, 22188	108	304B4 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	5.091E+00	1.054E+06	5.367E+06
33. VV-OB bodyL3 rho2-3	503-VV-OB bodyL3rho2	22189, 22190, 22191	108	304B4 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	2.203E+01	1.269E+05	2.795E+06
	503-VV-OB bodyL3rho3	22192, 22193, 22194	108	304B4 55.8%, water 40%, 316L(N)-IG 4.2%	1.915E+01	1.364E+05	2.612E+06
34. Eport	EPORT	22099, 22100, 22101, 22102, 22103, 22104, 22105, 22106, 22107, 22108, 22109, 22110, 22111, 22112, 22113, 22114, 22115, 22116, 22117	220	stainless steel – water mix 80%/20%	6.532E+00	8.162E+06	5.331E+07
35. VV OB inner shell	Component1 (11, 12)	22148, 22149	50	SS316L(N)- IG	7,930 E+00	3.424E+04	2.715E+05
	Component2 (21)	22150	50	SS316L(N)- IG	7,930 E+00	3.77E+04	2.993E+05
	Component6 (61)	22151	50	SS316L(N)- IG	7,930 E+00	7.04E+04	5.583E+05

Do obliczeń aktywacji powłok okien diagnostycznych wykorzystano widma neutronów używane w 2023 r do obliczeń aktywacji materiałów okien diagnostycznych. Pod uwagę brane były dwie możliwe lokalizacje okien: port górny i port równikowy. Wybrano następujące materiały, którymi mogą być powlekane okna diagnostyczne: HfO_2 , SiO_2 , and MgF_2 .

Przykładowe widmo neutronów obliczone dla komponentu akceleratora elektronów o nazwie Eport bioshield below i obydwu koncepcji blankietu przedstawia Rys. 2.3.4. Przykładowe widmo w porcie górnym na powierzchni limitera, użyte do analiz aktywacji powłok okien diagnostycznych przedstawia Rys. 2.3.5.



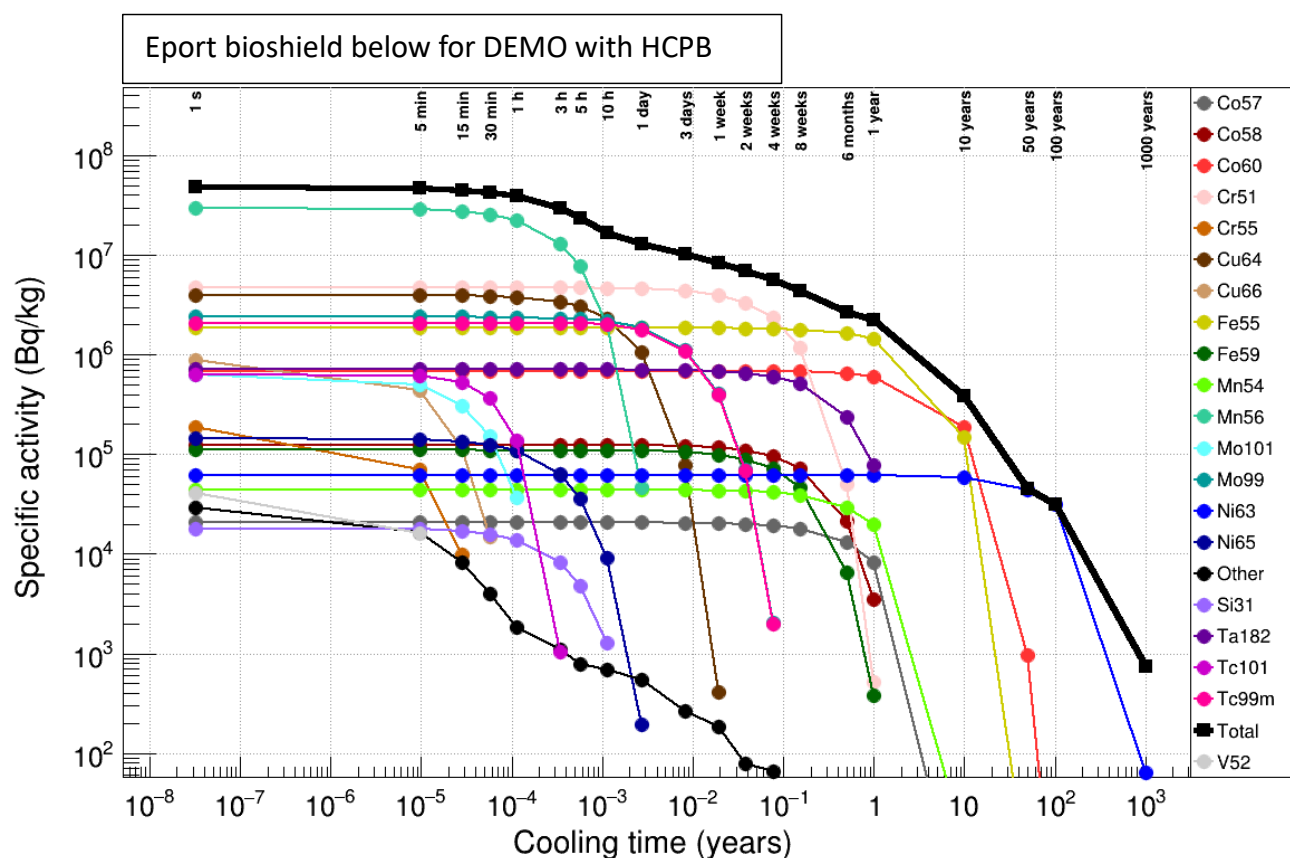
Rys. 2.3.4. Obliczone przez MCNP widma neutronów w komponencie 12) Eport bioshield below dla dwóch koncepcji blankietu.



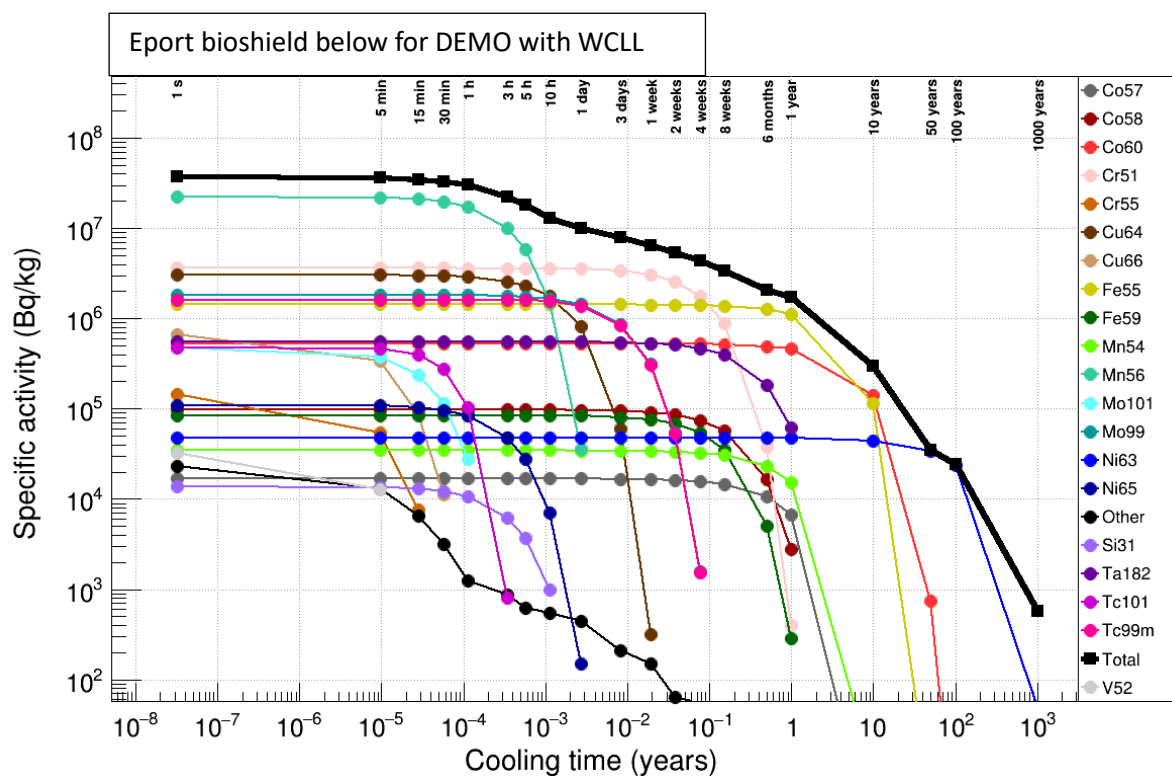
Rys. 2.3.5. Obliczone przez MCNP widma neutronów na powierzchni limitera w górnym porcie dla dwóch koncepcji blankietu.

Widma neutronów obliczone dla poszczególnych komponentów akceleratora elektronów oraz lokalizacji okien diagnostycznych zostały zastosowane do przeprowadzenia obliczeń aktywacyjnych z zastosowaniem kodu FISPACT-II. Ze względu na brak informacji na temat okresu konserwacji akceleratora elektronów w dostępnej dokumentacji i opracowaniach naukowych, w obliczeniach zastosowano następujący scenariusz napromieniowania zdefiniowany dla I fazy operacji EU DEMO: ciągła praca przez 5,173 lat przy mocy nominalnej na poziomie 30% oraz 10 dni pracy impulsowej, na którą składa się 48 wyładowań o długości 4 godzin przy pełnej mocy nominalnej z godzinnymi przerwami pomiędzy nimi. Radioaktywność, ciepło rozpadu oraz emitowaną dawkę promieniowania dla każdego z komponentów akceleratora elektronów, materiału powłok okien diagnostycznych obliczono dla 0 sekund, 1 sekundy, 5 minut, 15 minut, 30 minut, 1 godziny, 3 godzin, 5 godzin, 10 godzin, 1 dnia, 3 dni, 1 tygodnia, 2 tygodni, 4 tygodni, 8 tygodni, 6 miesięcy, 1 roku, 10 lat, 50 lat, 100 lat,

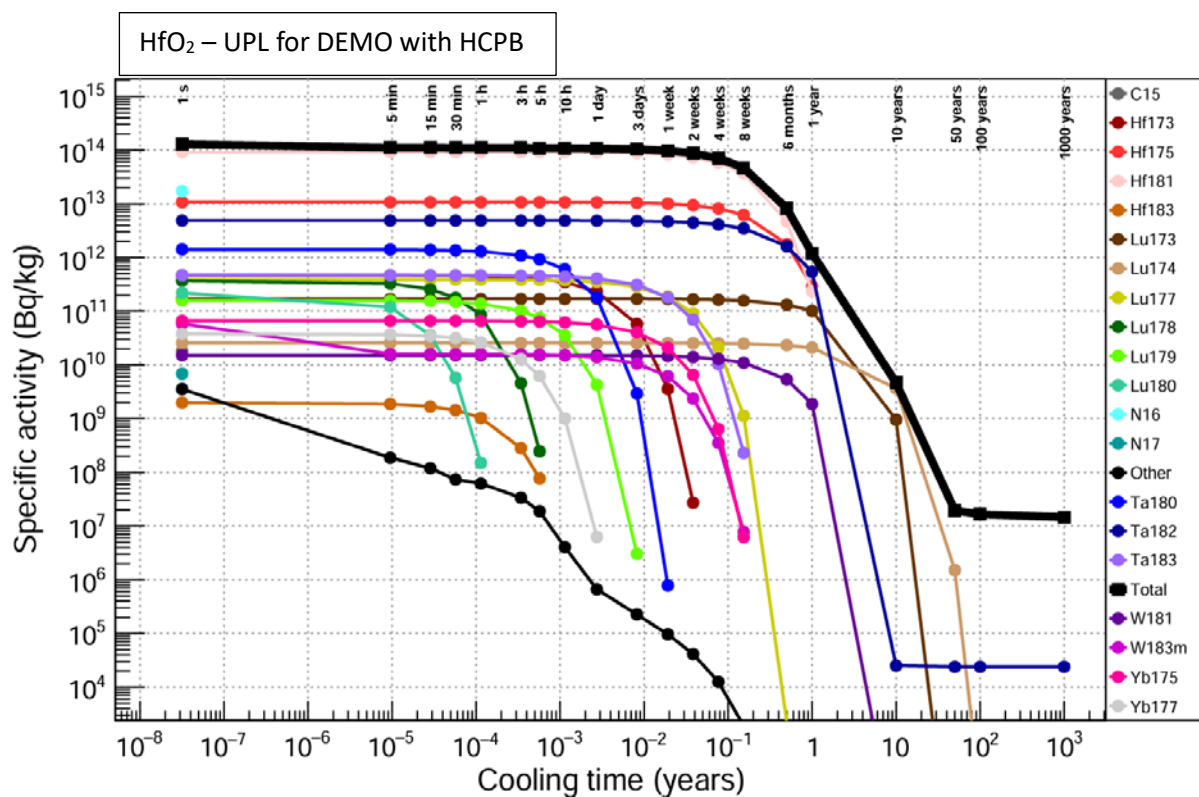
1000 lat. Dane dotyczące przekrojów czynnych dla danych reakcji jądrowych zostały pobrane z biblioteki TENDL-2019. Przykładowe rezultaty symulacji aktywacyjnych komponentu akceleratora elektronów o nazwie Eport bioshield below i obydwu koncepcji blankietu przedstawiają Rys. 2.3.6 i 2.3.7. Przykładowe rezultaty symulacji aktywacyjnych dla materiału powłoki okna diagnostycznego HfO_2 w górnym porcie i obydwu koncepcji blankietu przedstawiają Rys. 2.3.8 i 2.3.9.



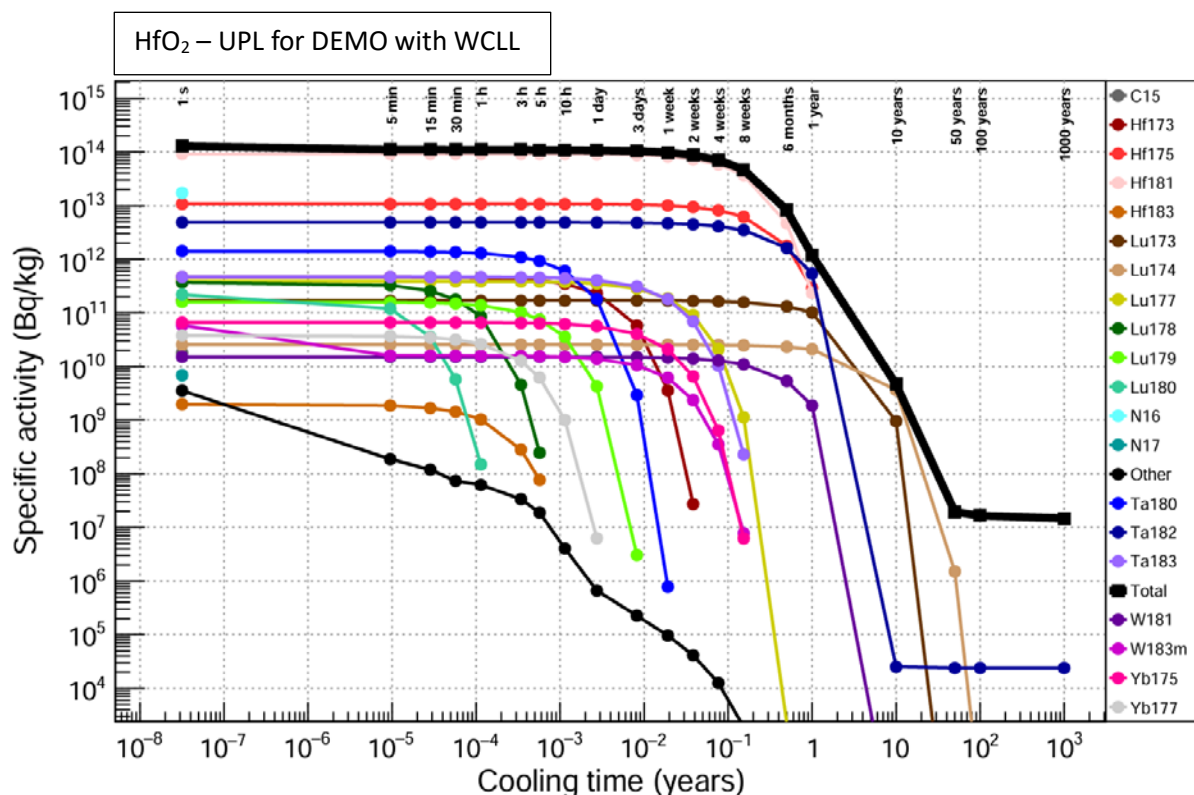
Rys. 2.3.6. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w Eport bioshield below dla DEMO z blankietem HCPB.



Rys. 2.3.7. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w Eport bioshield below dla DEMO z blankietem WCLL.



Rys. 2.3.8. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w HfO₂ w górnym porcie dla DEMO z blankietem HCPB.



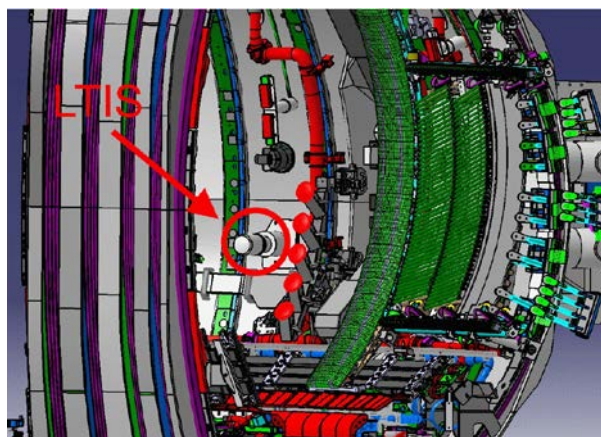
Rys. 2.3.9. Obliczona aktywność właściwa i jej zmiana w czasie dla poszczególnych nuklidów tworzących się w HfO₂ w górnym porcie dla DEMO z blankietem WCLL.

Przeprowadzono symulacje aktywacyjne dla wszystkich komponentów nowego akceleratora elektronów dla DEMO. Wyniki te są kluczowe przy projektowaniu osłon przed promieniowaniem, opracowaniu harmonogramu prac konserwacyjnych urządzenia DEMO oraz planowania zarządzania materiałami, które pozostaną radioaktywne przez długi okres czasu. Przeprowadzono porównanie wyników symulacji dla modelu DEMO z dwoma rozważanymi blankietami: HCPB oraz WCLL. Otrzymane rezultaty będą miały wpływ na ostateczny wybór blankietu dla DEMO. Przeprowadzono również symulacje aktywacyjne dla różnych rozważanych materiałów powłok okien diagnostycznych w dwóch lokalizacjach: w górnym oraz równikowym porcie. Otrzymane rezultaty pozwolą na zoptymalizowanie składu materiałowego powłok okien diagnostycznych dla urządzenia DEMO.

Tokamak Joint European Torus (JET) znajdujący się w pobliżu miejscowości Culham w Wielkiej Brytanii stanowi obecnie największe urządzenie zdolne do przeprowadzania kontrolowanej fuzji jądowej z wykorzystaniem deuteru oraz trytu. W wyniku fuzji tych izotopów wodoru powstają neutrony prędkie o energii 14.1 MeV. Umożliwia to przeprowadzenie eksperymentów mających na celu zbadanie zachowania materiałów aktywowanych w prawdziwym środowisku syntezy DT, aczkolwiek przy niższych fluencjach neutronów niż te, które będą oczekiwane w przyszłym tokamaku ITER.

Z tego powodu tokamak JET zapewnia niepowtarzalną okazję do napromieniowania próbek aktywacyjnych wykonanych z materiałów, które stanowią będą kluczowe elementy konstrukcyjne tokamaka ITER. W wyniku interakcji z neutronami, materiały te mogą emitować promieniowanie wtórne wpływające na żywotność innych komponentów reaktorów termojądrowych. Zebrane dane eksperymentalne umożliwią walidację kodów aktywacyjnych i bibliotek danych jądrowych powszechnie stosowanych w przypadku analiz rezultatów eksperymentalnych z zakresu fuzji jądowej.

Wybrane próbki materiałów konstrukcyjnych tokamaka ITER (próbki ITER) oraz szereg folii dozymetrycznych zostały napromieniowane podczas kampanii DTE3 na tokamaku JET. Próbki umieszczone w Long Term Irradiation Station (LTIS) zostały napromieniowane podczas całej kampanii eksperymentalnej, natomiast próbki zlokalizowane w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U zostały poddane działaniu neutronów pochodzących z wybranych wyładowań podczas pracy tokmaka JET. Umieszczenie LTIS zostało przedstawione na Rys. 2.4.1.



Rys. 2.4.1: Model CAD przedstawiający umiejscowienie kasety z próbkami w zakończeniu LTIS.

Po aktywacji próbek napromieniowanych w LTIS, zostały one wyjęte z kasety oraz rozdysponowane pomiędzy dedykowane laboratoria biorące udział w tym projekcie. Do IFPiLM trafi 9 próbek ITER oraz 3 folie dozymetryczne wykonane z żelaza. Ze względu na komplikacje ze strony UKAEA związane z wysyłką próbek napromieniowanych w LTIS, nie zostały one dostarczone do IFPiLM co uniemożliwiło przeprowadzenie pomiarów. Gdy próbki zostaną dostarczone do IFPiLM zostaną poddane pomiarom z użyciem dostępnego systemu antykoincydencyjnego detektorów.

W skład układu pomiarowego wchodzi:

- detektor HPGe o wydajności względnej 30% oraz energetycznej zdolności rozdzielczej 1.76 keV dla energii kwantów gamma 1332 keV,
- scyntylator NaI o rozmiarze 3''x3''.

Detektor germanowy jest wyposażony w charakterystykę numeryczną i oprogramowanie GENIE 2000, co pozwala na wykonanie kalibracji wydajnościowej dla badanej geometrii pomiarowej bez użycia fizycznego źródła wzorcowego. Ponadto oba detektory są umieszczone w masywnej osłonie ołowianej o grubości 15 cm z niską zawartością Pb-210 co pozwala na znaczne zmniejszenie wpływu tła pomiarowego. W celu polepszenia jakości wykonywanych pomiarów, wewnątrz strona osłony ołowianej jest dodatkowo wyłożona warstwą miedzi. Dostępny układ detektorów został przedstawiony na Rys. 2.4.2.



Rys. 2.4.2: Detektor HPGe oraz scyntylator NaI wchodzące w skład układu antykoincydencyjnego.

Podczas kampanii DTE3 na tokamaku JET w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U próbki ITER były napromieniowane podczas wybranych wyładowań. Próbka ITER 14 o składzie przedstawionym w Tab. 2.4.1, została napromieniowana podczas wyładowania numer 104 693.

Tabela 2.4.1: Skład materiałowy próbki ITER 14

Pierwiastek	Zawartość procentowa
Fe	0.0002 %
Ni	0.005 %
Si	0.01 %
C	0.0003 %
O	0.01 %
N	0.0038 %
W	99.9707 %

Po wyładowaniu kapsuła z próbką została przetransportowana za pomocą systemu poczty pneumatycznej do laboratorium w celu przeprowadzenia pomiarów spektrometrycznych. Do rejestracji widma gamma emitowanego przez zaktywowaną próbkę posłużył detektor HPGe o wydajności względnej 190 % umieszczony w osłonie ołowianej. Próbka ITER 14 mierzona była w odległości 15 cm od detektora. Geometria pomiaru została przedstawiona na Rys. 2.4.3.



Rys. 2.4.3: Geometria pomiaru próbek napromieniowanych w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U.

W roku 2024 zostały podjęte również działania mające na celu stworzenie skryptu do wyznaczenia zawartości zanieczyszczeń w napromieniowanych materiałach tokamaka ITER z zastosowaniem modeli teoretycznych. Program ten w swoim założeniu wykorzystywać ma scenariusz napromieniowania materiałów przygotowany w oparciu o dane z komór rozszczepieniowych.

Innym zadaniem realizowanym przez naukowców z IFPiLM było przeprowadzenie pomiarów neutronowych przy użyciu folii aktywacyjnych wokół pętli aktywacji wody przy reaktorze TRIGA.

Na początku 2024 roku na reaktorze badawczym TRIGA Mark II znajdującym się przy Instytucie Jožefa Stefana (JSI) w Słowenii oddano do użytku pętlę chłodzenia zaaktywowanej wody. Stanowisko nazwane jako KATANA może służyć jako stabilne źródło promieniowania γ oraz neutronów.

Chłodziwo przepływające przez rdzeń reaktora jądrowego ulega aktywacji na skutek ekspozycji na neutrony. W wyniku aktywacji tlenu powstają izotopy N-16, N-17 i O-19. Szczegółowe informacje na temat produktów aktywacji wody można znaleźć w Tab. 2.4.4. Aktywacja wodoru w większości przypadków nie jest brana pod uwagę. W wyniku rozpadu N-16 i O-19 emitowane są cząstki γ , natomiast w przypadku rozpadu N-17, oprócz cząstek γ , emitowane są również neutrony o ustalonej energii około 1 MeV. Cząstki te mogą być dalej wykorzystywane do napromieniowania folii aktywacyjnych.

Tabela 2.4.2: Najważniejsze reakcje aktywacji wody wraz z abundancją nuklidów tarczowych, czasami połowicznego rozpadu produktów oraz informacjami o emitowanych cząstkach

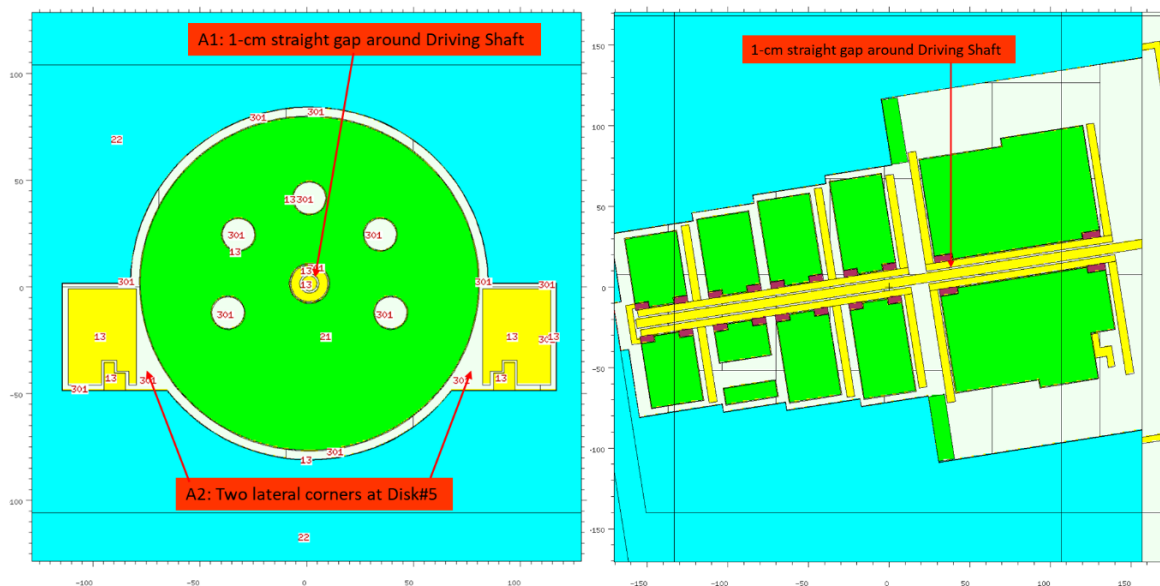
Reakcja	Abundancja	Czas połowicznego rozpadu $T_{1/2}$	Emitowane cząstki
$^{16}\text{O}(n,p)^{16}\text{N}$	99.76%	7.13 s	γ : 6.129 MeV (67%) γ : 7.115 MeV (5%)
$^{17}\text{O}(n,p)^{17}\text{N}$	0.04%	4.17 s	n : 0.383 MeV (35%) γ : 0.871 MeV (3%) n : 1.171 MeV (53%) n : 1.700 MeV (7%)
$^{18}\text{O}(n,\gamma)^{19}\text{O}$	0.2%	26.88 s	γ : 0.110 MeV (3%) γ : 0.197 MeV (96%) γ : 1.357 MeV (50%) γ : 1.444 MeV (3%)

Zadanie polegało na przeprowadzeniu pomiarów neutronowych przy użyciu folii aktywacyjnych wokół pętli aktywacji wody przy reaktorze TRIGA. W pierwszej kolejności wykonano wstępną analizę z wykorzystaniem kodu symulacyjnego FISPACT-II. Korzystając z przewidywanego widma neutronów przeprowadzony został szereg symulacji numerycznych w celu doboru odpowiednich monitorów aktywacyjnych. Następnie wybrane folie aktywacyjne umieszczono możliwie najbliżej zaaktywowanej wody, aby napromieniować je neutronami pochodzącymi z rozpadu N-17. Dzięki pomiarom spektroskopii gamma określono aktywność produktów powstałych w foliach aktywacyjnych oraz wyznaczono szybkość reakcji.

Osiągnięcia naukowe

2.1 Modelowanie transportu neutronów, ekranowania oraz analizy aktywacji dla neutronowodu, zamykacza wiązki neutronów oraz potencjalnych urządzeń w hali eksperymentów uzupełniających.

Analiza ekranowania zamykacza wykazała dwa obszary wycieku neutronów: A1 i A2, które są również źródłem zwiększonej mocy dawki całkowitej przekraczającej dopuszczalne 1 mSv/h. Rys. 2.2.1 pokazuje pionowe i poziome przecięcia z modelu neutronicznego zamykacza neutronów ze wskazaniem obszarów A1 i A2.



Rys. 2.1.1. Model MCNP zamykacza ze wskazanymi obszarami ucieczki neutronów A1 i A2: po lewej pionowe przecięcie na poziomie x przez piąty dysk; po prawej przecięcie poziome na poziomie wału zamykacza.

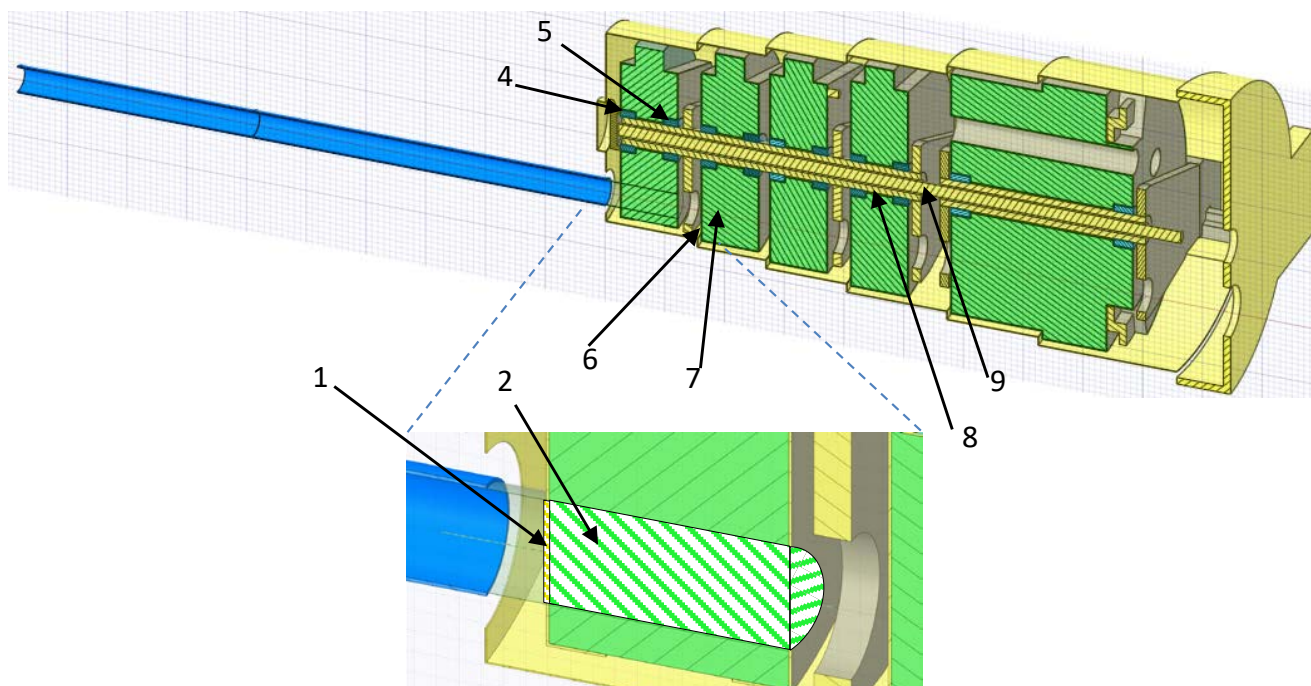
Wyniki analizy wydajności ekranowania zamykacza neutronów zostały przekazane zespołowi projektującemu, który na ich podstawie przygotował nowy model CAD. W związku z tym w 2025 roku powstanie zaktualizowany model neutroniczny.

Wykonano również oszacowanie aktywacji komponentów i związanego z tym wpływu promieniowania na działania związane z konserwacją a także późniejszą likwidacją urządzenia. Komponenty wybrane do analizy są wymienione w Tabeli 2.1.1. Nazwy komponentów odpowiadają nazwom używanym w modelu CAD przez projektanta. Komponenty wymienione w Tabeli 2.1.1 są pokazane na Rys. 2.1.2 (zamknięty NBS) oraz na Rys. 2.1.3 (otwarty NBS).

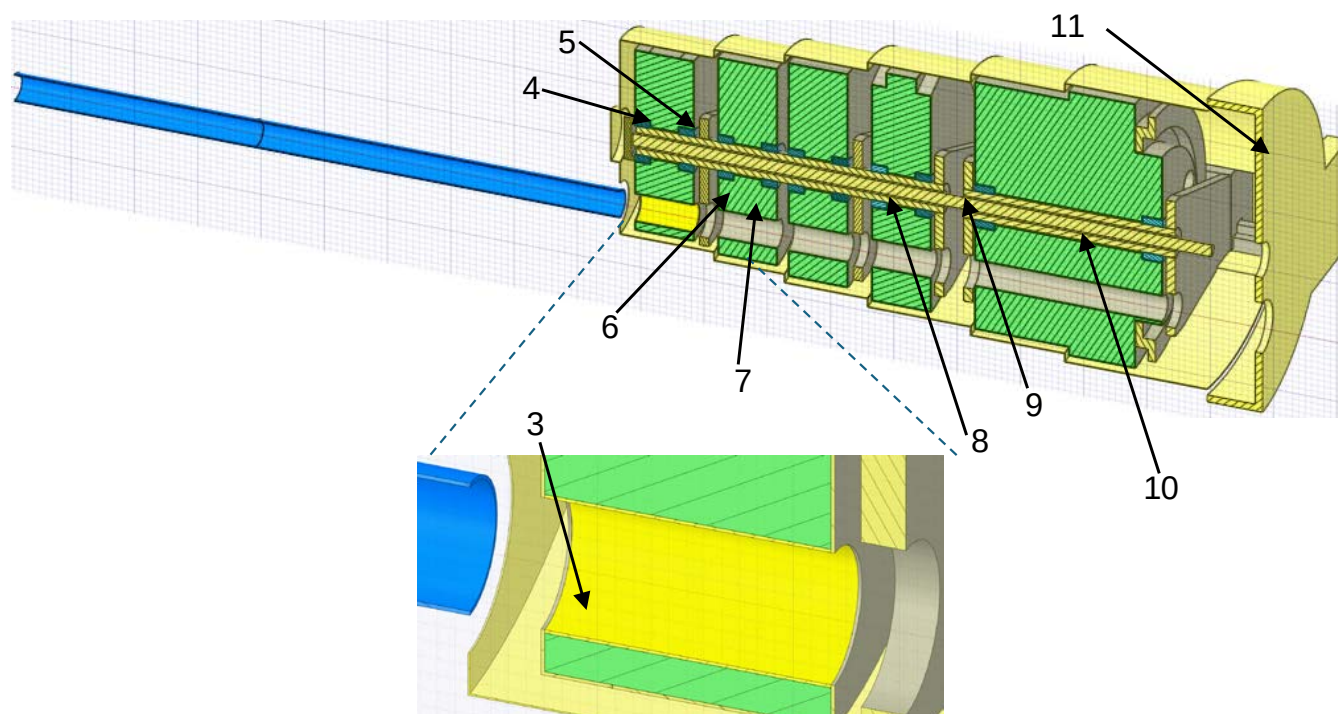
Tabela 2.1.1. Wykaz komponentów zamykacza neutronów wybranych do obliczeń aktywacji.

Komponent		Opcja zamykacza	Numer materiału i nazwa		Gęstość [g/cm ³]	Objętość [cm ³]	Masa [kg]
1.	Part of the shutter disc 1 shell	zamknięty	13	stal SS316L	7.93	8.04×10 ¹	0.64
2.	Part of the shutter disc 1 filling	zamknięty	21	ciężki beton	3.4	6.47×10 ³	22
3.	Part of the shutter disc 1 shell	otwarty	13	stal SS316L	7.93	6.64×10 ²	5.27
4.	Shutter disc 1 bearing 1	otwarty i zamknięty	62	brąz	8.93	2.24×10 ³	20
5.	Shutter disc 1 bearing 2	otwarty i zamknięty	62	brąz	8.93	2.24×10 ³	20
6.	Shutter disc 2 shell	otwarty i zamknięty	13	stal SS316L	7.93	1.45×10 ⁴	115
7.	Shutter disc 2 filling	otwarty i zamknięty	21	ciężki beton	3.4	3.07×10 ⁵	1044
8.	First section shaft 1	otwarty i zamknięty	13	Stal SS316L	7.93	2.78×10 ⁴	220
9.	First section shaft 2	otwarty i zamknięty	13	stal SS316L	7.93	1.22×10 ⁴	97
10.	Filter disc shaft	Otwarty	13	stal SS316L	7.93	1.91×10 ⁴	152

11.	NBS gate	Otwarty	13	stal SS316L	7.93	1.92×10^5	1520
-----	----------	---------	----	----------------	------	--------------------	------



Rys. 2.1.2. Model CAD zamkniętego zamykacza neutronów ze wskazanymi numerami komponentów wybranych do obliczeń aktywacji.



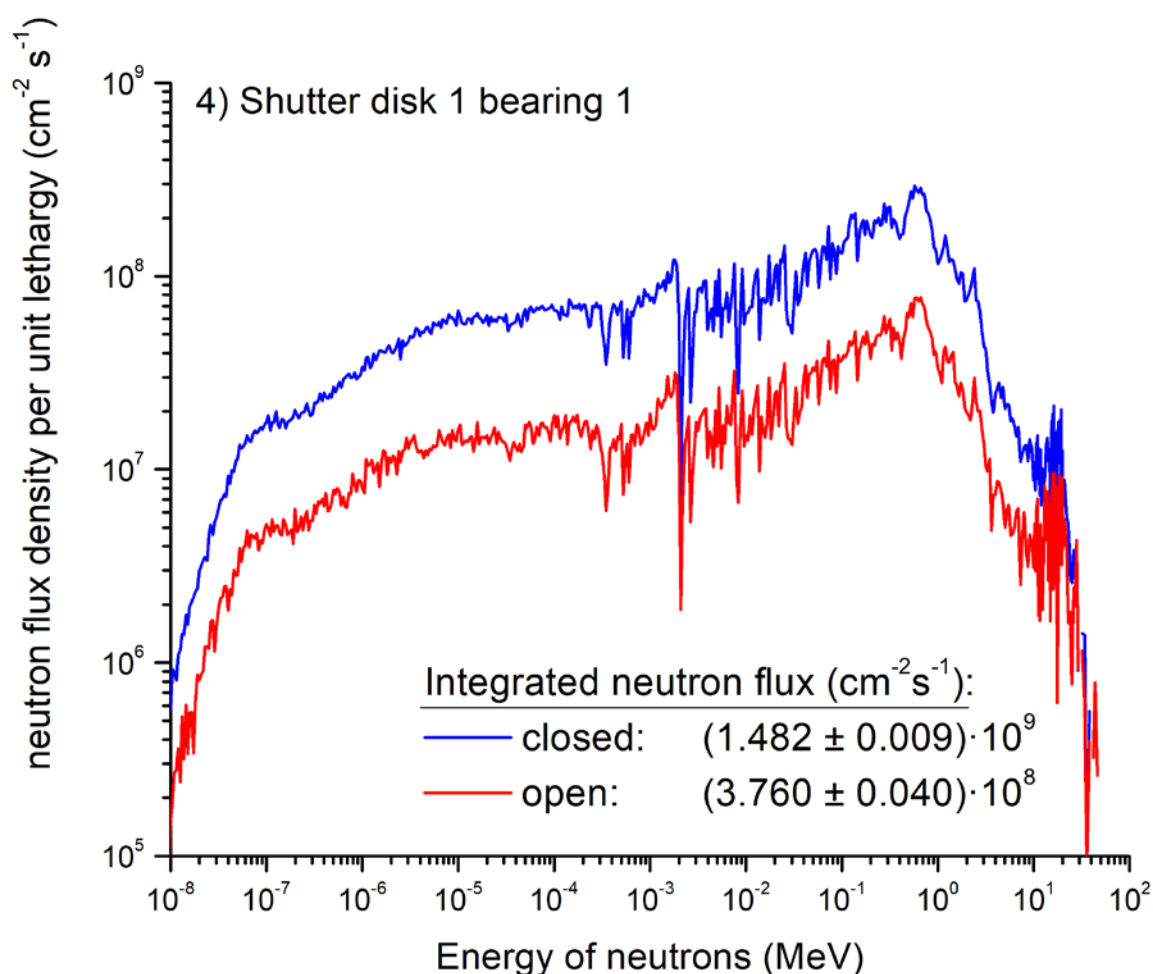
Rys. 2.1.3. Model CAD otwartego zamykacza neutronów ze wskazanymi numerami komponentów wybranych do obliczeń aktywacji.

Zespół projektujący ustalił następujące scenariusze napromieniowania: 1 FPY = 345 dni pracy z pełną mocą i 20 dni przerwy.

Do celów konserwacji i likwidacji uwzględniono różne okresy:

- Konserwacja:
 - Aktywacja w cyklach równych 1, 2, 5, 10 i 20 FPY
 - Wielkość dawki obliczona dla 0, 1, 2, 5, 10 i 20 dni po każdym cyklu
- Likwidacja:
 - Aktywacja w cyklach równych 20 i 50 FPY
 - Wielkość dawki obliczona dla 1 miesiąca, 6 miesięcy i 1, 2, 5, 10, 20, 50 i 100 lat po każdym cyklu

Obliczenia aktywacji komponentów wymagają najpierw obliczenia za pomocą MCNP związanych z nimi widm neutronów. W tym celu wykorzystano 709 binów energetycznych z pakietu FISPACT-II. Przykładowy wynik przedstawiono na Rys. 2.1.4.



Rys. 2.1.4. Widma neutronów w komponentcie 4) Shutter disc 1 bearing 1.

Skład pierwiastkowy materiałów rozważanych składników zamykacza neutronów jest wymieniony w Tabeli 2.1.2

Tabela 2.1.2. Składy materiałowe rozważanych komponentów zamykacza neutronów.

M13: SS316L (X2CrNiMo17-12-2) <i>Gęstość: 7,93 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt % wag.
C	0.03
Cr	18.5
Mn	2
Dziękuję	0.01
N	0.11
P	0.03
S	0.015
B	0.0018
Nb	0.01
Mo	2.5
Ni	13
Cu	1
Ti	0.1
Si	1
Współ	0.05
Fe	61.6432

M62: Brąz cynowy o wysokiej zawartości ołowiu UNS C93200 <i>Gęstość: 8,93 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt % wag.

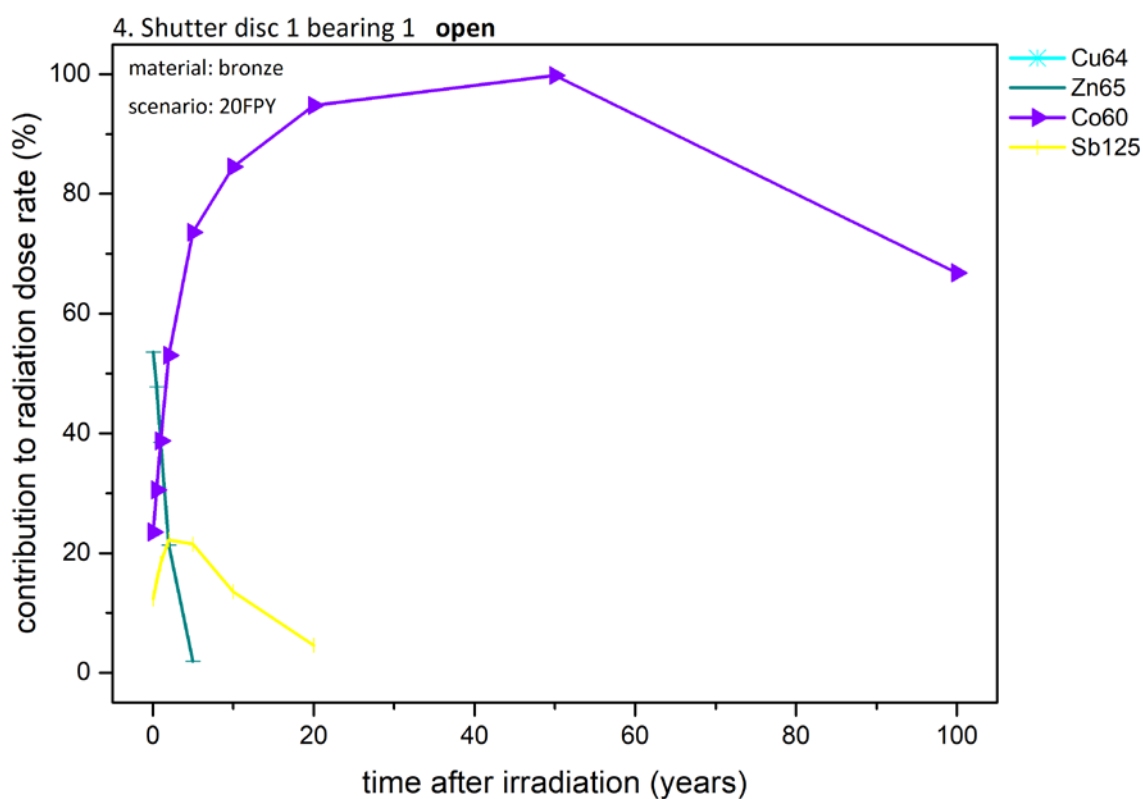
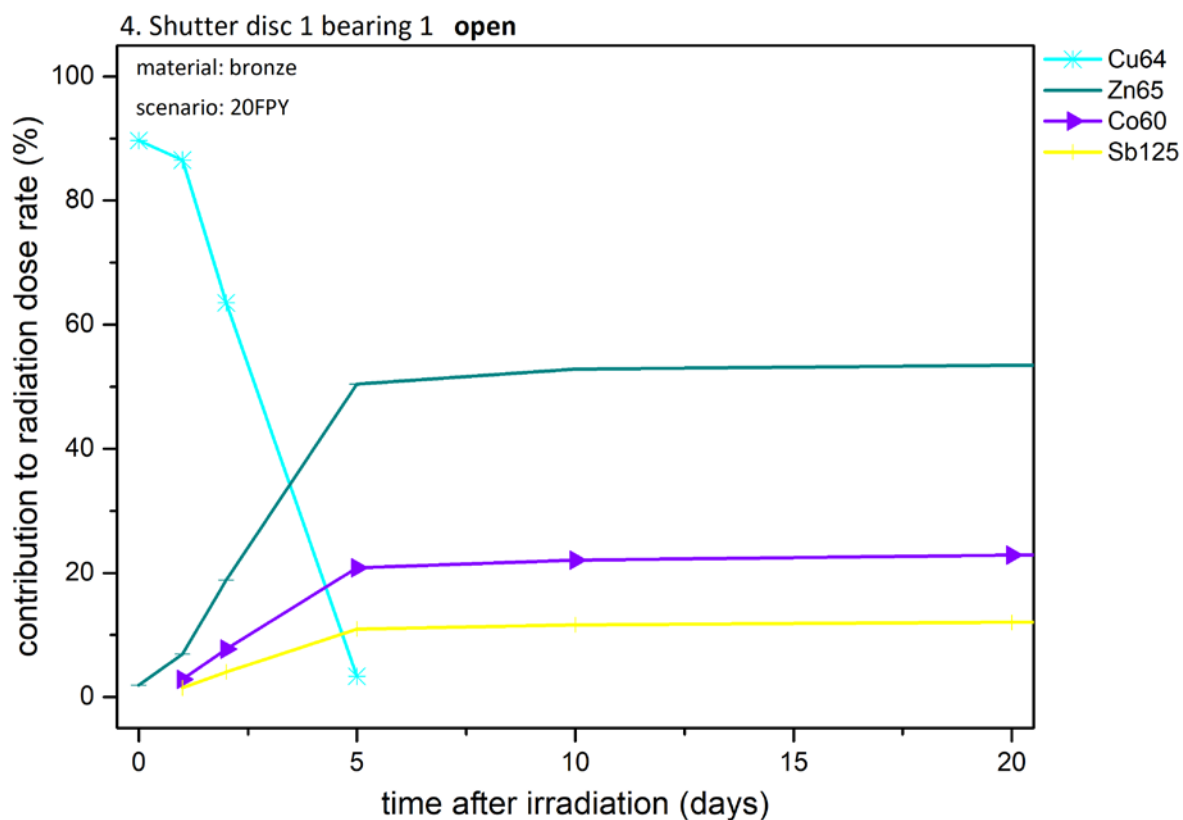
M21: Ciężki beton <i>Gęstość: 3,6 g/cm³</i>	
Pierwiastek	Wt % wag.
Si	2.23310126
Al	0.395867951
Fe	58.67981084
Ca	5.308690723
Mg	0.497372553
Ti	0.233460586
P	0.101504603
Cr	0.01015046
Nie	0.101504603
K	0.203009205
Si	0.091354142
Cl	0.020300921
B	0.000406018
O	31.16191304
H	0.213159666
C	0.507523014
N	0.050752301
Ba	0.003451156
Ce	0.002740624
Współ	0.001928587
Cs	0.001015046

Cu	83	Dy	0.000101505
Pb	7	UE	0.000101505
Sn	7	Ga	0.007917359
Zn	3	Hf	0.000101505
		La	0.001218055
		Lu	0.000101505
		Nd	0.003552661
		Mn	0.048722209
		PR	0.003857175
		Rb	0.00243611
		V	0.10607231
		Y	0.001218055
		Yb	0.001218055
		Zn	0.004060184
		Zr	0.001218055

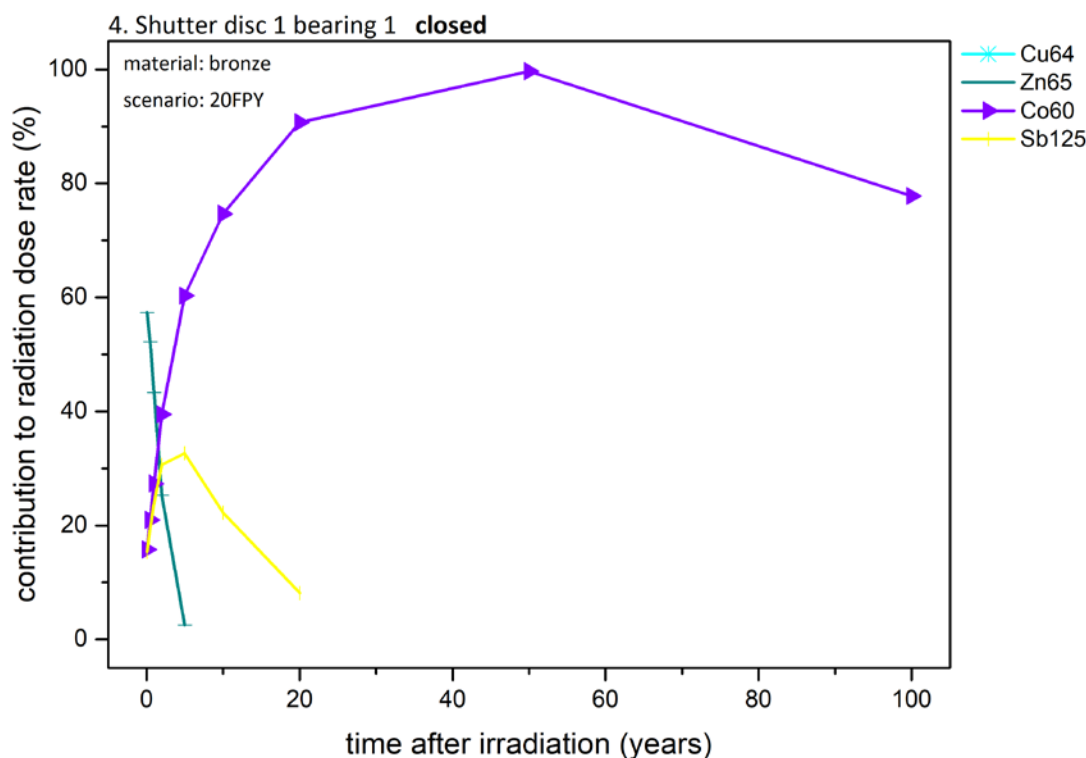
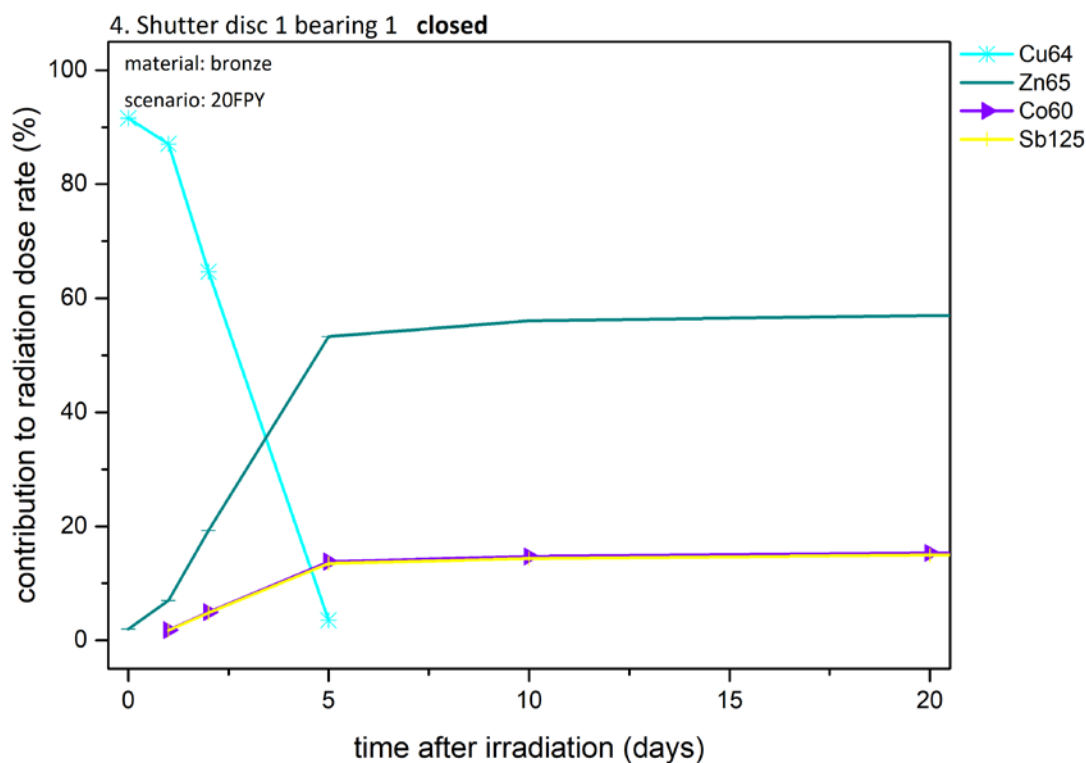
Obliczone przez MCNP widma neutronów w wybranych komponentach zamykacza neutronów wykorzystano do obliczenia mocy dawki promieniowania z zaaktywowanych komponentów. Wykonano to dla założonych scenariuszy napromieniowania przy użyciu kodu FISPACT-II. W Tabeli 2.1.3 przedstawiono przykładowe obliczone przez FISPACT moce dawki dla konserwacji i likwidacji. Na Rys. 2.1.5 i 2.1.6 przedstawiono przykładowy wkład (>1%) najistotniejszych nuklidów do mocy dawki.

Tabela 2.1.3. Moc dawki promieniowania obliczona przez FISPACT (mSv/h) 4) Shutter disc 1 bearing 1 w odległości 30 cm od punkowego źródła całkowitej masy materiału dla opcji otwartej i zamkniętej.

4) Shutter disc 1 bearing 1, moc dawki (mSv / h), materiał: brąz										
Scenariusz (FPY)	Opcja zamykacza	Czasy chłodzenia								
		0 s	1 d	2 d	5 dni	10 d	20 dni			
1	otwarty	9	2	0.8	0.2	0.2	0.2			
	zamknięty	33	9	3	0.7	0.6	0.6			
2	Otwarty	9	2	0.8	0.2	0.2	0.2			
	zamknięty	34	9	3	0.9	0.8	0.8			
5	Otwarty	9	2	0.9	0.3	0.3	0.3			
	zamknięty	34	10	3	1	1	1			
10	Otwarty	9	2	0.9	0.3	0.3	0.3			
	zamknięty	34	10	3	1	1	1			
20	Otwarty	9	3	0.9	0.3	0.3	0.3			
	zamknięty	34	10	4	1	1	1			
Scenariusz (FPY)	Opcja	Czasy chłodzenia								
		1 m-cy	6 m-c	1 rok	2 lata	5 lat	10 lat	20 lat	50 lat	100 lat
20	Otwarty	0.3	0.2	0.2	0.1	0.05	0.02	0.005	1E-4	2E-7
	zamknięty	1	0.8	0.6	0.3	0.2	0.06	0.02	2E-4	4E-7
50	otwarty	0.3	2	0.2	0.1	0.05	0.02	0.006	1E-4	3E-7
	zamknięty	1	0.8	0.6	0.4	0.2	0.07	0.02	3E-4	6E-7



Rys. 2.1.5. Wkład do mocy dawki promieniowania najistotniejszych radionuklidów w 4) Shutter disc 1 bearing 1, material: brąz, scenariusz 20 FPY i otwarty zamykacz neutronów.



Rys. 2.1.6. Wkład do mocy dawki promieniowania najistotniejszych radionuklidów w **4) Shutter disc 1 bearing 1**, materiał: brąz, scenariusz 20 FPY i otwarty zamykacz neutronów.

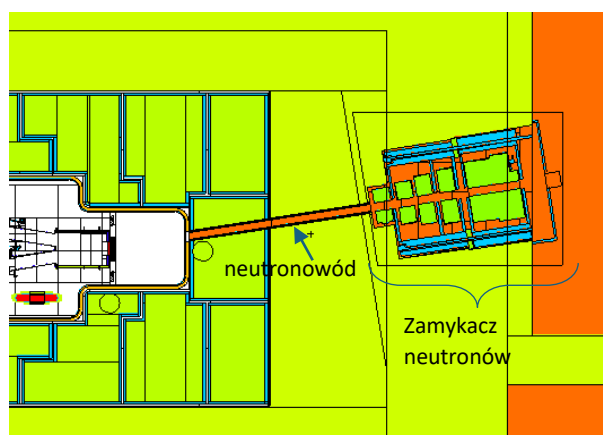
Analogiczne do Tabeli 2.3.3 i Rysunków 2.1.5 i 2.2.6 wykonano tabele i wykresy dla wszystkich komponentów wymienionych w Tabeli 2.1.1. Analiza otrzymanych wyników pozwoliła wytypować pierwiastki, z których powstają nuklidy dające największy wkład do mocy dawki. Przykładowo w toku dalszych prac nad projektem zamykacza należy szukać alternatywnych stali z małą zawartością niklu, z którego powstaje radioaktywny kobalt ^{60}Co o czasie połowicznego rozpadu 5.3 lat.

Kolejnym celem zadania była ocena wpływu różnych materiałów i kątów prowadzenia neutronowodu na wiązkę neutronów. Cyrkon był głównym wyborem dla neutronowodu, ale alternatywne opcje obejmowały Ni, Pb, C, Cu, SS i stop Al. Pierwotny kąt prowadzenia neutronowodu wynosił 9°. Pozostałe brane pod uwagę kąty to 0°, 4° i 6°.

Model MCNP otwartego zamykacza neutronów pokazano na Rys. 2.1.7. Do obliczeń wykorzystano następujące materiały konstrukcyjne neutronowodu:

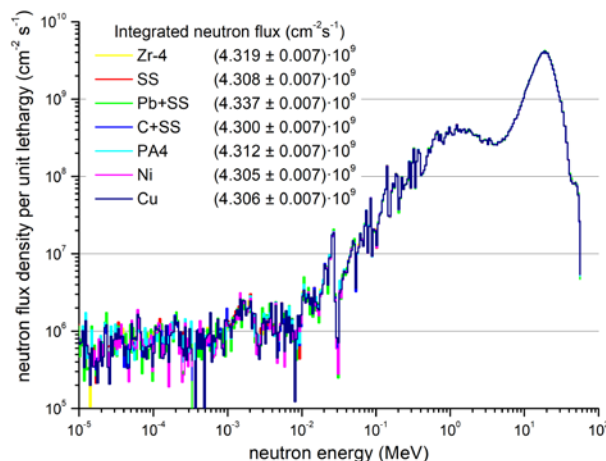
- nikiel, 100% ni,
- Ołów, 100% Pb (NBT) + SS316 (osłona),
- Grafit, 100% C (NBT) + SS316 (osłona),
- Zircalloy-4, 97,93% Zr, 1,48% Sn, 0,31% Fe, 0,28% Cr,
- Miedź, 99,9% Cu, 0,1% O,
- Stal szlachetna, SS316
- Stop aluminium PA4, 95,35% Al, 0,5% Fe, 1,30% Si, 0,20% Zn, 0,10% Ti, 1,20% Mg, 1,00% Mn, 0,10% Cu, 0,25% Cr.

Ołów i grafit muszą być pokryte dodatkową rurką ze stali nierdzewnej.



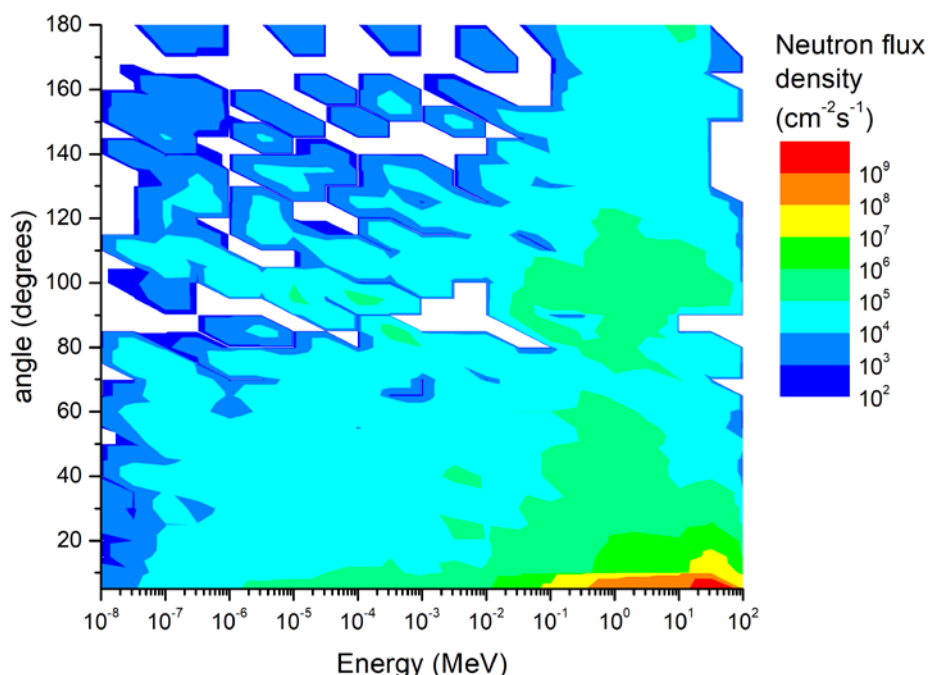
Rys. 2.1.7. Model MCNP zamykacza neutronów w przekroju poziomym na wysokości wiązki.

Widma neutronów obliczone za pomocą MCNP na wyjściu z zamykacza wraz z wartościami całkowitego strumienia dla każdego badanego materiału przedstawiono na Rys. 2.1.8. Nie znaleziono wyraźnej różnicy w widmach przedstawionych na tym rysunku. Różnice w wartościach zintegrowanych gęstości strumieni neutronów są niewielkie w porównaniu z niepewnościami.



Rys. 2.1.8. Widma neutronów dla różnych materiałów neutronowodu.

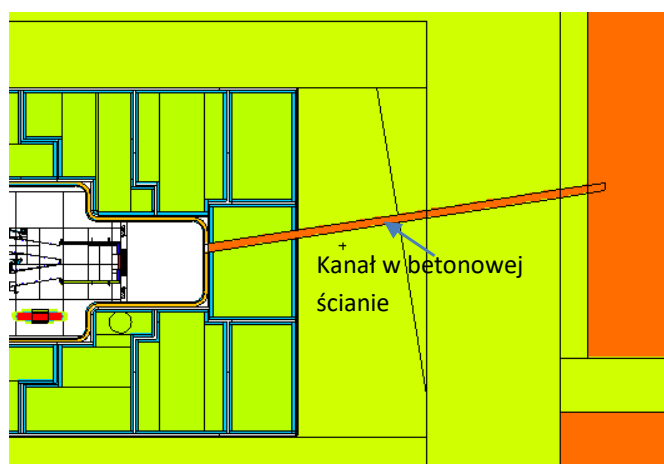
Zależność gęstości strumienia neutronów od ich energii i kątów ich wektora prędkości została obliczona i porównana dla Zr-4 i SS. Nie stwierdzono różnic liczbowych. Mapa jest przedstawiona na Rys. 2.1.9.



Rys. 2.1.9. Rozkład gęstości strumienia neutronów w zależności od energii neutronów i kąta między osią neutronowodu a wektorem prędkości neutronu.

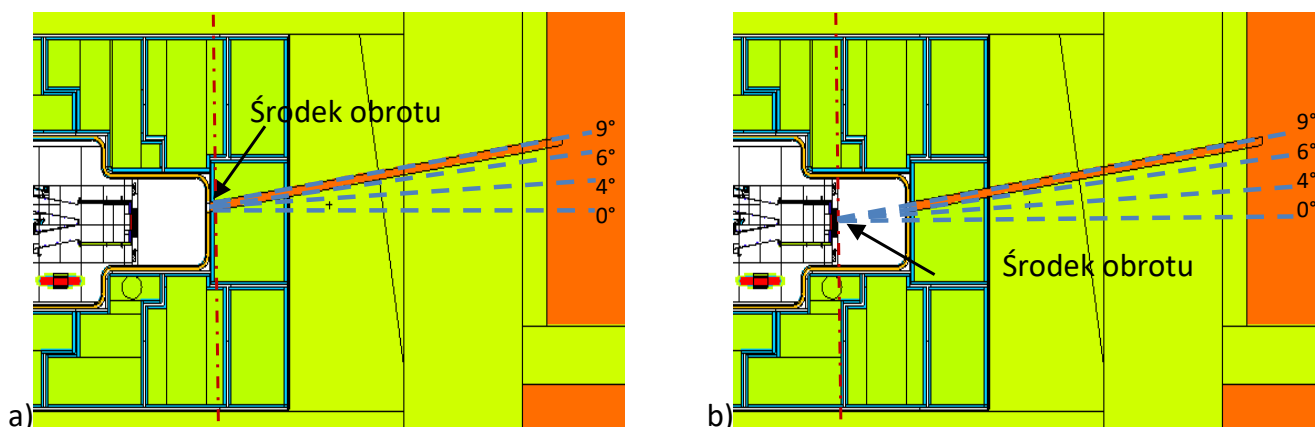
Neutrony przelatują przez 3,35 m neutronowodu, a następnie przez 3,55 m otworów w dyskach zamykacza neutronów. Powłoki dysków zamykacza są wykonane z stali SS316. Można zauważyć, że materiał neutronowodu nie wpływa na wiązkę neutronów.

Uproszczony model MCNP bez zamykacza wykorzystano do oceny wpływu różnych kątów prowadzenia neutronowodu na wiązkę neutronów. Model zawiera tylko kanał w betonowej ścianie bez metalowej rury. Model z neutronowodem pod kątem 9° przedstawiono na Rys. 2.1.10. Jest to aktualny kąt bazowy, w którym linia wiązki neutronów zaczyna się od tarczy Li i jest przedłużeniem wiązki deuteronów.



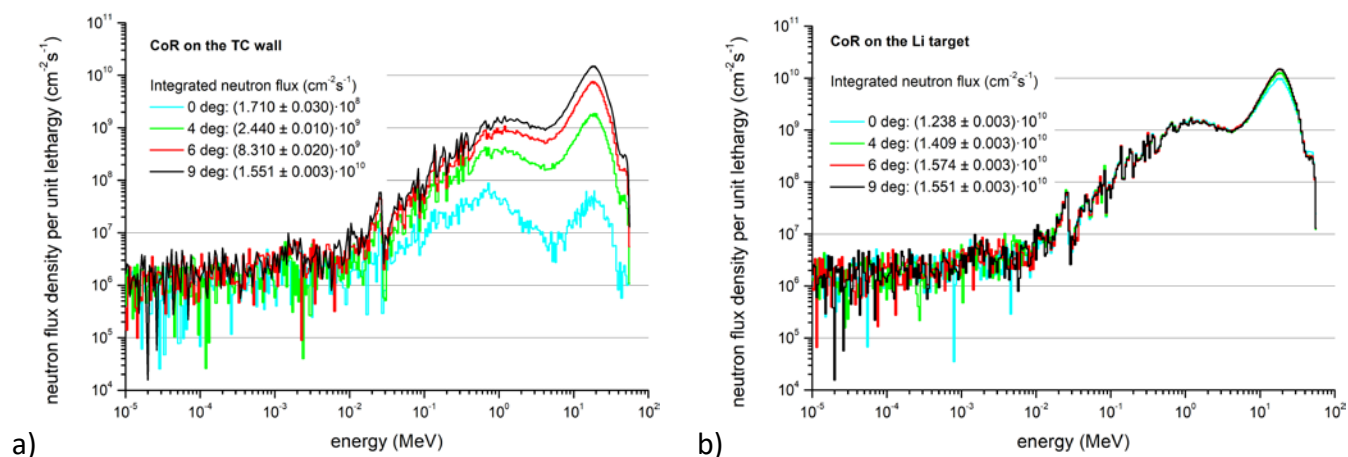
Rys. 2.1.10. Model MCNP kanału neutronowodu pod kątem 9° w przecięciu poziomym na wysokości wiązki.

W tym zadaniu uwzględniono następujące kąty: 0° , 4° i 6° . Stworzono więc 6 nowych modeli, w których kanał w został obrócony. Wybrano dwa środki obrotu: a) na ścianie Test Cell i b) na tarczy Li. Rys. 2.1.11 przedstawia schematy dwóch podejść.



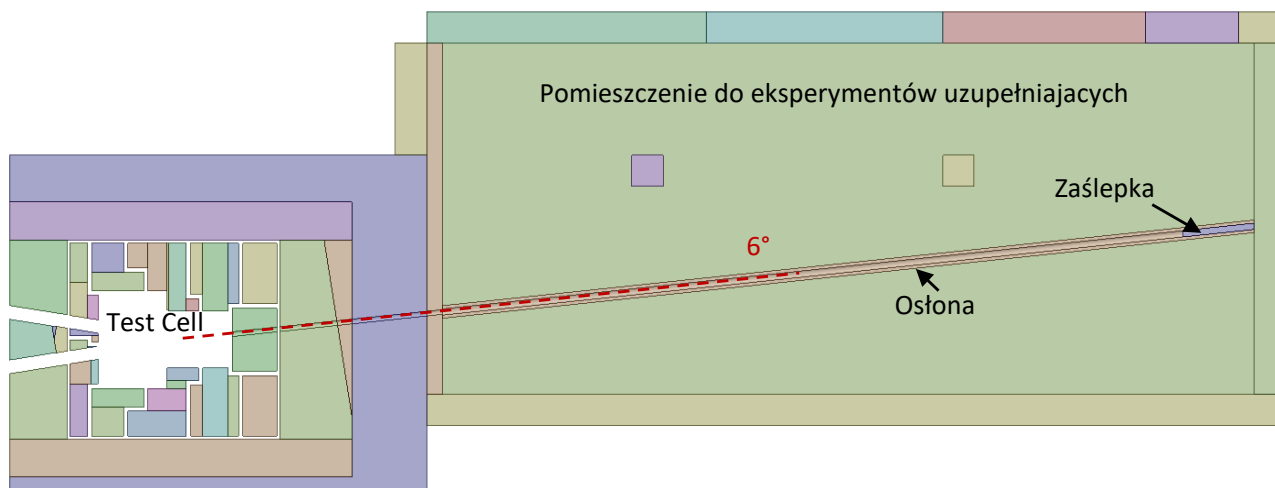
Rys. 2.1.11. Modele MCNP neutronowodu ze schematami dwóch podejść: a) środek obrotu na ścianie Test Cell; b) środek obrotu na tarczy Li.

Wyniki obliczeń MCNP widm neutronów na wylocie neutronowodu w różnych konfiguracjach pokazano na Rys. 2.1.12. Gdy środek obrotu znajduje się na ścianie Test Cell, strumień neutronów zmniejszają się wraz ze zmniejszającym się kątem. W przypadku środka obrotu na tarczy Li, wyniki pokazują, że wpływ zmienionych kątów 0°, 4° i 6° na strumień neutronów nie jest znaczący, z wyjątkiem obszarów neutronów o wysokich energiach. Z tej analizy wynika, że zmiana kąta prowadzenia neutronowodu do 4° lub 6° przy obrocie wokół tarczy litowej nie wpłynie znacząco na wiązkę neutronów, natomiast pozwoli ją odsunąć od słupa konstrukcyjnego.

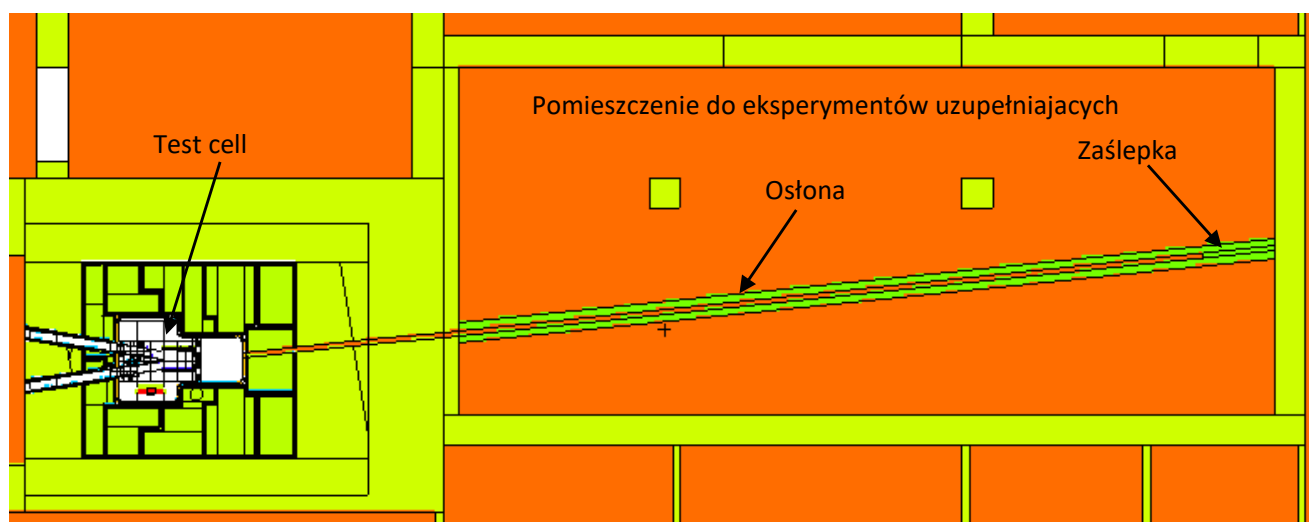


Rys. 2.1.12. Widma neutronów obliczone za pomocą MCNP na wylocie neutronowodu w różnych konfiguracjach: a) środek obrotu na ścianie Test Cell; b) środek obrotu na tarczy Li.

Kolejne zagadnienie badane w tym projekcie dotyczyło analizy map mocy dawki promieniowania w pomieszczeniu do eksperymentów uzupełniających. Nie wiadomo, jakie konkretnie eksperymenty będą prowadzone w tym pomieszczeniu, ale można przypuszczać, że wiązka neutronów nie będzie przelatwała przez całe pomieszczenie w linii prostej nieosłoniętej po bokach. Aby oszacować ekranowanie ścian wokół tego pomieszczenia i wpływ osłony wiązki neutronów, zespół projektowy zaproponował cylindryczną osłonę z ciężkiego betonu w pomieszczeniu do eksperymentów uzupełniających. Obliczenia MCNP przeprowadzono dla różnych grubości osłony, takich jak 2,5, 5, 15 i 25 cm. Grubość tej osłony wpływa na dopuszczalny kąt prowadzenia neutronowodu ze względu na bliskość słupa konstrukcyjnego. Dlatego neutronowód poprowadzono pod kątem 6°. Aby uniknąć gorącego punktu na przeciwległej ścianie CER, na końcu tego kanału zostanie umieszczono zaślepkę o grubości 2,3 m. Model CAD oraz MCNP z osłoną wiązki neutronów przedstawiono na Rys. 2.1.13 i 2.1.14 odpowiednio.

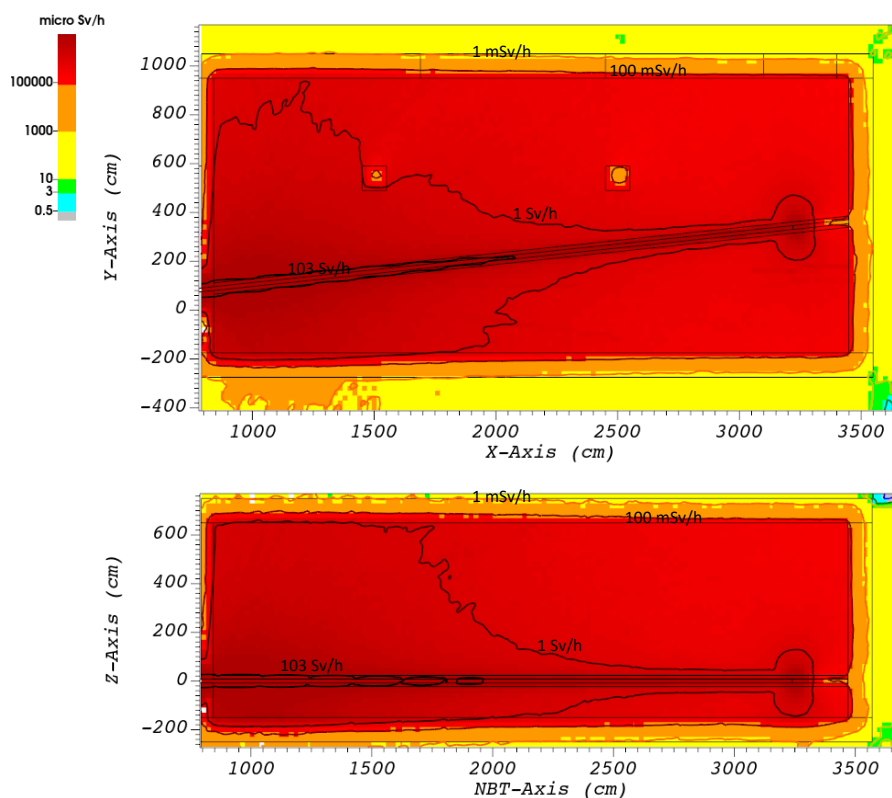


Rys. 2.1.13. Model CAD z osłoną wiązki neutronów.

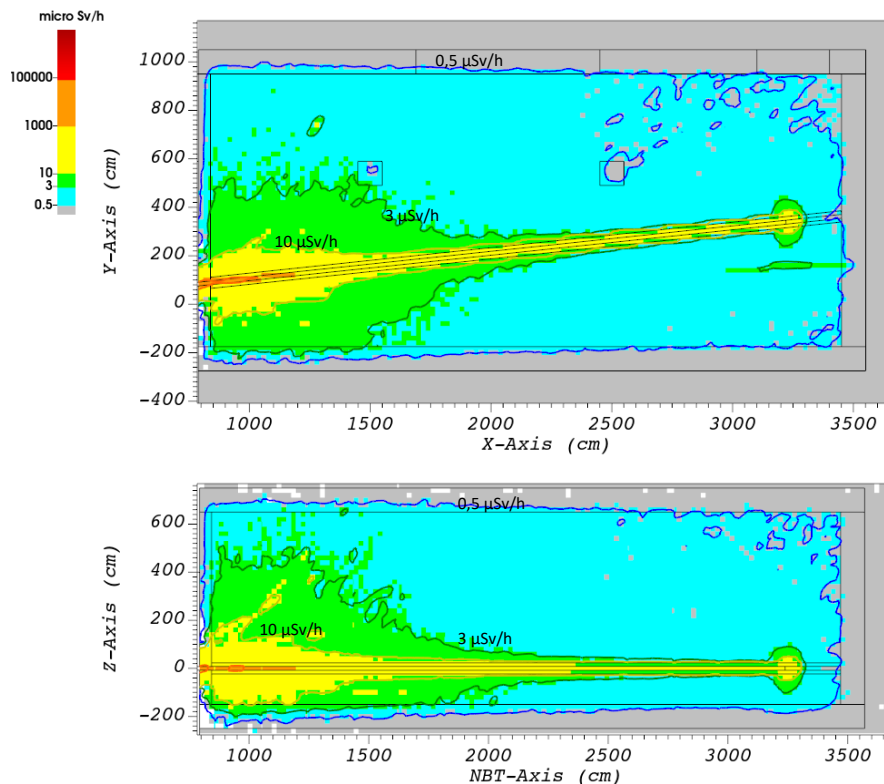


Rys. 2.1.14. Model MCNP z osłoną wiązki neutronów

Mapy mocy dawek od neutronów i promieniowania gamma zostały obliczone przy użyciu kodu MCNP dla osłony wiązki o różnych grubościach. Zastosowano współczynniki konwersji strumienia neutronów na dawkę ICRP-74 (1996) oraz współczynniki konwersji strumienia fotonów na dawkę ANSI/ANS-6.1.1-1977. Aby poprawić statystykę, trzeba było zastosować technikę redukcji wariancji. Okna wagowe generowane przez kod [ADVANTG](#) zostały wybrane w tym celu. Przykładowe wyniki dla osłony o grubości 15 cm przedstawiono na Rys. 2.1.15 i 2.1.16. Analiza wszystkich wyników dla różnych grubości osłony oraz porównanie z mapami w pustym pomieszczeniu bez osłon pozwala wysnuć wniosek, że wiązka neutronów jest dobrze skolimowana i osłona nie wpływa znacząco na moce dawek wokół niej i w pomieszczeniach sąsiadujących. Jedynie zaślepka obniża moc dawki w pomieszczeniu za nią. Ta konkluzja pozwala zaplanować w roku 2025 szczegółowe obliczenia tzw. łapacza wiązki.



Rys. 2.1.15. Mapy mocy dawki promieniowania od neutronów w pomieszczeniu eksperymentów uzupełniających obliczone za pomocą MCNP. Osłona wiązki neutronów ma grubość 15 cm. Góra: przecięcie poziome na wysokości wiązki; dół: przecięcie pionowe wzdłuż osi wiązki.

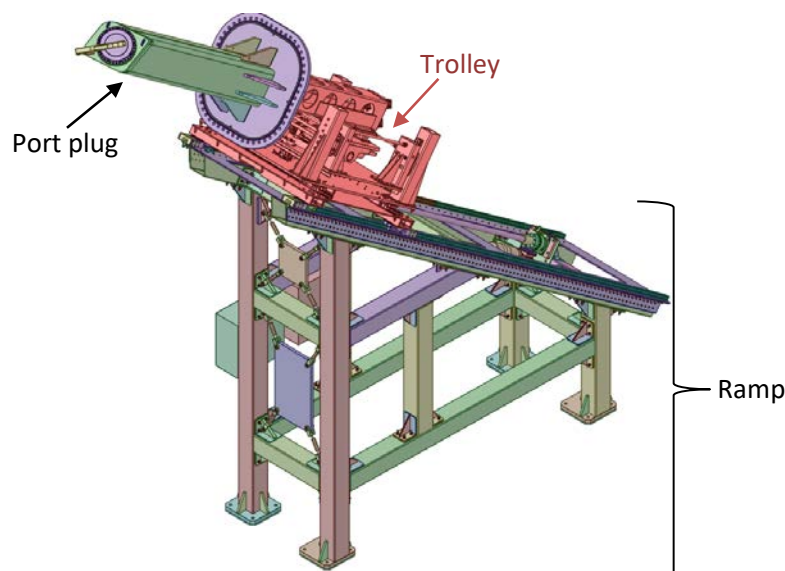


Rys. 2.1.16. Mapy mocy dawki od promieniowania gamma w pomieszczeniu eksperymentów uzupełniających obliczone za pomocą MCNP. Osłona wiązki neutronów ma grubość 15 cm. Góra: przecięcie poziome na wysokości wiązki; dół: przecięcie pionowe wzdłuż osi wiązki.

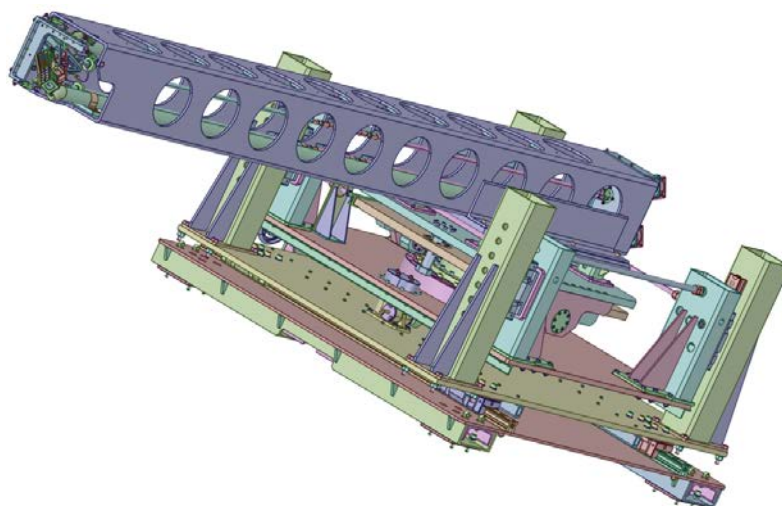
W tym zadaniu badano również wpływ przemieszczenia neutronowodu przy montażu na jakość wiązki oraz aktywację powietrza wewnątrz neutronowodu. Otrzymane wyniki nie są tu prezentowane, natomiast będą wykorzystane w dalszym procesie projektowania zamykacza wiązki wraz z neutronowodem.

2.2. Analizy jądrowe dla JT-60SA.

Model CAD diagnostyki TSS dla tokamaka JT-60SA przedstawia Rys. 2.2.1.



Rys. 2.2.1. Oryginalny model CAD diagnostyki Thomson Scattering. Komponent Trolley jest w kolorze czerwonym. Zadanie polegało na uproszczeniu komponentu Trolley, przedstawionego na Rys. 2.2.2.



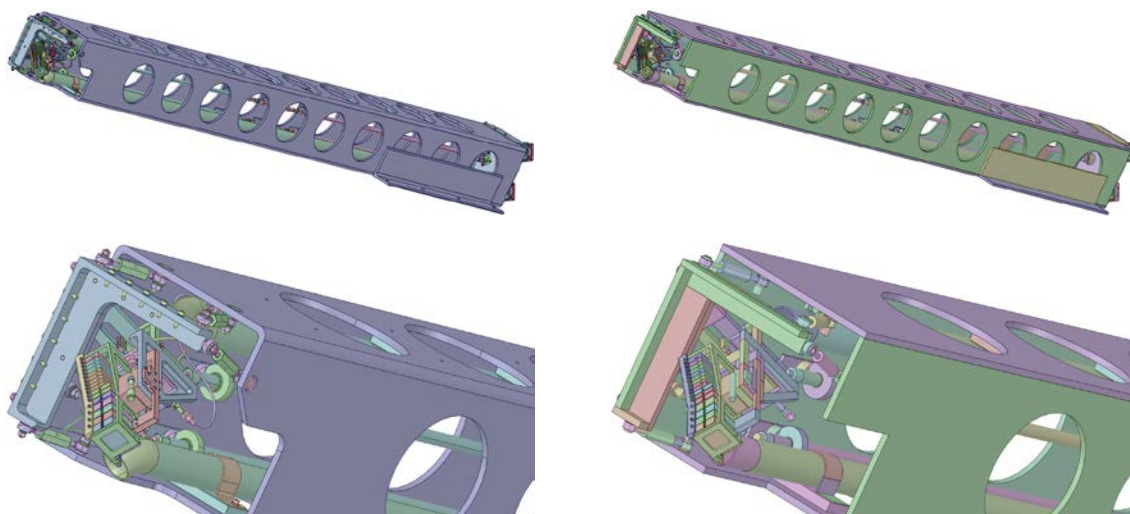
Rys. 2.2.2. Oryginalny model CAD komponentu Trolley.

Model jest złożony i składa się z 13 głównych subkomponentów. Liczba brył w modelu jest równa 2465. Dużą ilość to śruby, nakrętki i podkładki, które są główną przyczyną złożoności. Większość z nich można usunąć z modelu, a objętości usuniętych części można uwzględnić w sąsiednich bryłach. Pozostałe otwory można wypełnić, a objętości komponentów należy dostosować do oryginalnych, skorygowanych o objętości usuniętych części. Jeśli kształt bryły jest skomplikowany, zaleca się podzielenie jej na kilka prostszych brył (prostokątów lub cylindrów). MCNP nie dopuszcza powierzchni typu splajn oraz torusów, których osie główne nie są równoległe do osi układu współrzędnych. W związku z tym proces upraszczania obejmuje również zastąpienie wspomnianych powierzchni zestawem płaszczyzn i/lub cylindrów. W procesie upraszczania usunięto detale mniejsze niż 10 cm, ponieważ nie wpływają one znacząco na transport neutronów. Aby zachować objętość oryginalnego modelu CAD, objętość usuniętych brył została dodana do sąsiedniego komponentu (większego).

Odchylenie objętości każdego składnika jest mniejsze niż 1%. Powstały w ten sposób uproszczony model CAD składa się z 920 brył. Rys. 2.2.3 - 2.2.10 przedstawiają porównanie wybranych zdjęć z oryginalnych i uproszczonych głównych subkomponentów modelu CAD Trolley.

ORYGINAŁ

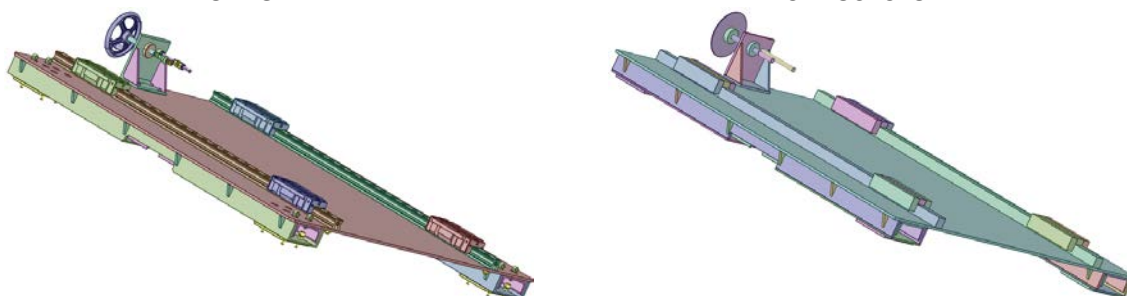
UPROSZCZONY



Rys. 2.2.3. Optics Arm with Transl End Contact and Gonio Limit Switch.

ORYGINAŁ

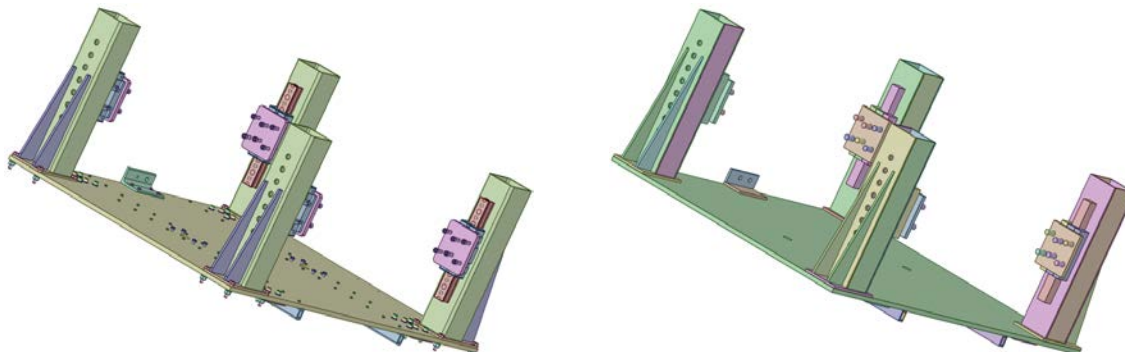
UPROSZCZONY



Rys. 2.2.4. Longit Platf with Trolley Lifting

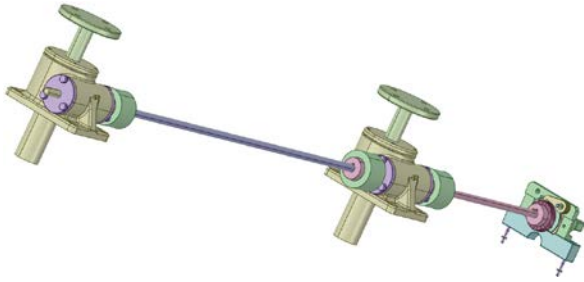
ORYGINAŁ

UPROSZCZONY

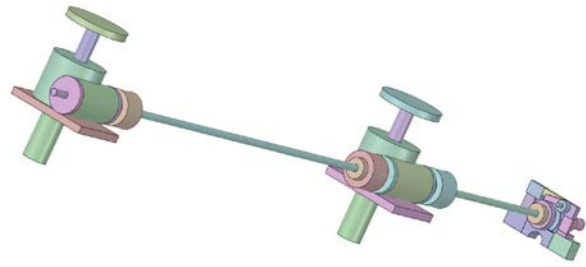


Rys. 2.2.5. Transv Platform.

ORYGINAŁ

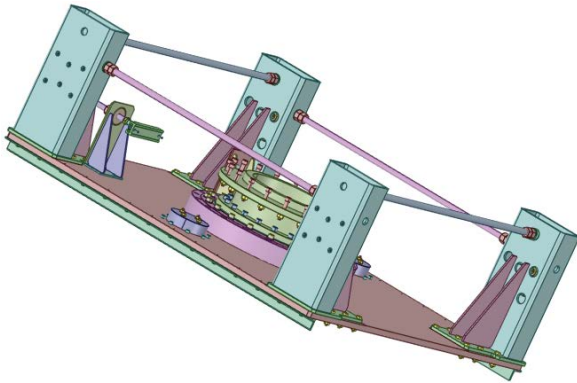


UPROSZCZONY

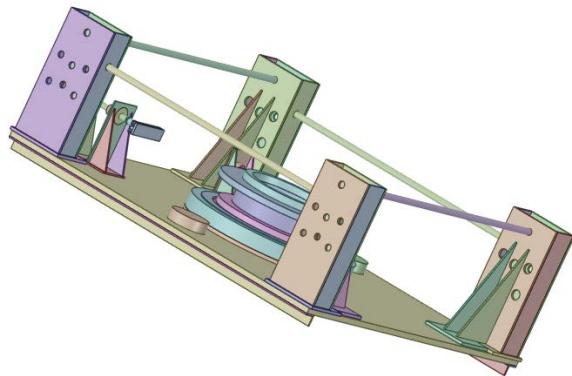


Rys. 2.2.6. Jack Screw 30 mm lift with Blocking.

ORYGINAŁ

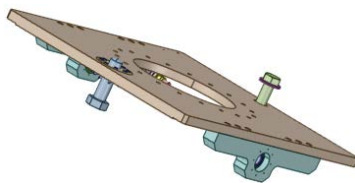


UPROSZCZONY

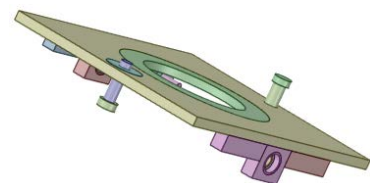


Rys. 2.2.7. H-Rot Platform.

ORYGINAŁ

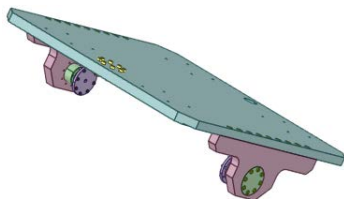


UPROSZCZONY

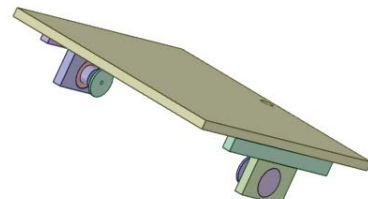


Rys. 2.2.8. Angular-Rot Platform.

ORYGINAŁ



UPROSZCZONY



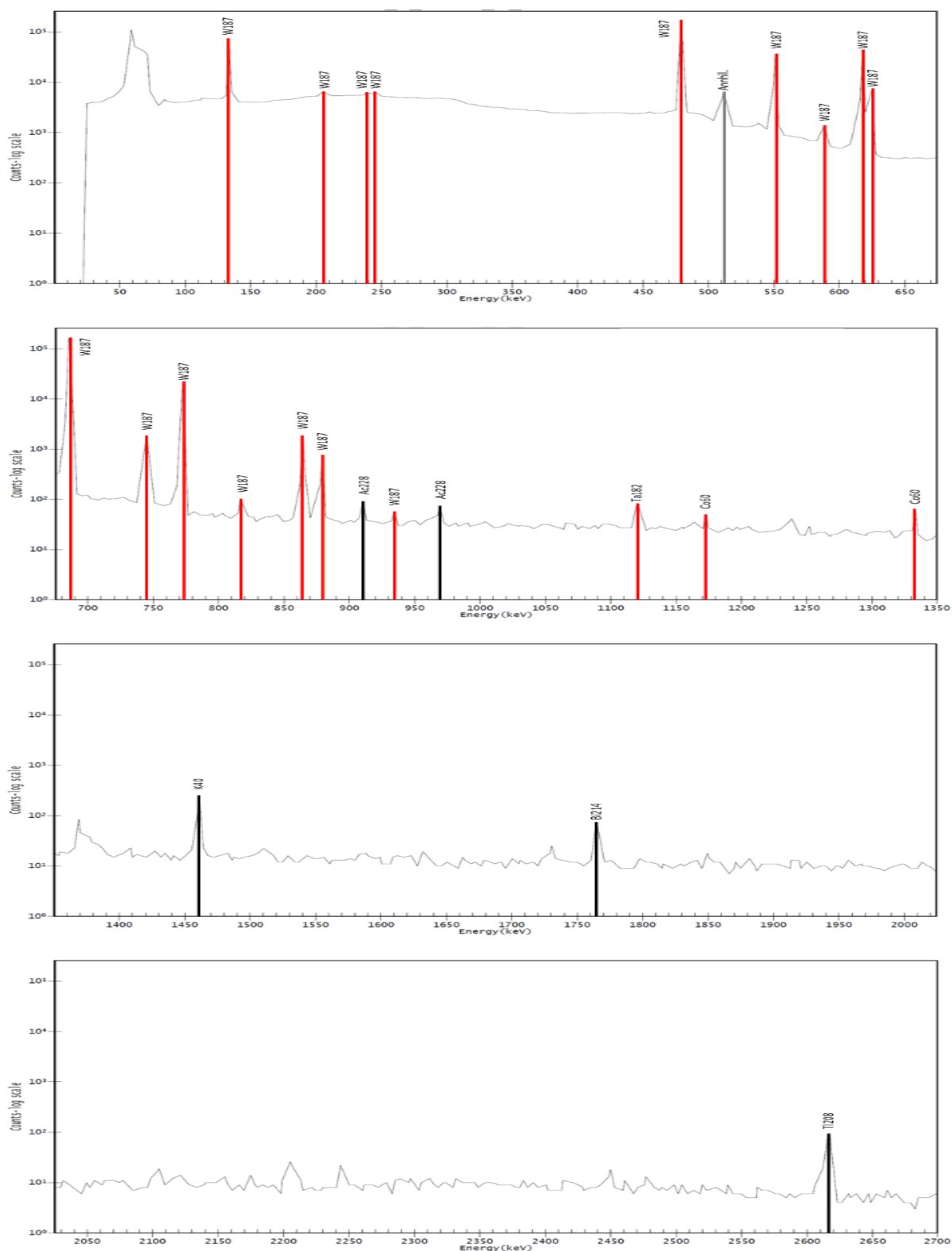
Rys. 2.2.9. Angular-Rot Conjugated.



Rys. 2.2.10. Common Table.

2.3. Pomiary materiałów konstrukcyjnych ITER napromieniowanych w tokamaku JET.

Pomimo opóźnień ze strony UKAEA związanych z dostawą próbek napromieniowanych w LTIS, możliwym było uzyskanie wyników dla próbki napromieniowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U. Widmo to zostało zebrane przez naukowców z UKAEA a następnie przekazane do IFPiLM w celu analizy. Zarejestrowane widmo gamma dla próbki ITER 14 wraz z zidentyfikowanymi nuklidami zostało przedstawione na Rys. 2.3.4. Piki zaznaczone kolorem czerwonym odpowiadają nuklidom, które zostały wytworzone w próbce w wyniku napromieniowania neutronami w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U. Kolor czarny odpowiada nuklidom obecnym w tle pomiarowym, natomiast na szaro zaznaczono pik anihilacyjny o energii 511 keV. W celu określenia aktywności produktów reakcji wymagane było przeprowadzenie kalibracji wydajnościowej. Przy pomocy kodu symulacyjnego MCNP oraz modelu detektora dostarczonego przez UKAEA określona została krzywa wydajnościowa. Umożliwiło to analizę ilościową (określenie aktywności produktów powstałych w próbce w wyniku napromieniowania w strumieniu neutronów) analizowanego widma gamma. Obliczona radioaktywność produktów wytworzonych w próbce napromieniowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U została przedstawiona w Tab. 2.3.3. Obliczone wartości odpowiadają aktywnościom poszczególnych nuklidów na moment rozpoczęcia pomiaru na detektorze HPGe.



Rys. 2.3.4: Widmo gamma otrzymane dla próbki ITER 14.

Tabela 2.3.3: Obliczona radioaktywność dla produktów wytworzonych w próbce ITER 14 napromieniowanej podczas wybranego wyładowania w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U

Próbka	Produkt reakcji	Radioaktywność [Bq]	Radioaktywność właściwa [Bq/g]	Niepewność [Bq/g]
ITER 14	W-187	10 293	15 026	62
	Ta-182	1.34	1.96	0.09
	Co-60	4.51	6.58	0.31

W celu weryfikacji uzyskanych wyników eksperymentalnych zostały przeprowadzone symulacje numeryczne z użyciem kodu FISPACT-II. Wyznaczona została radioaktywność produktów wytworzonych w wyniku napromieniowania próbki w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas wybranego wyładowania podczas kampanii DTE3.

Uzyskanie wyników symulacyjnych wymagało przygotowania plików wejściowych kodu FISPACT-II. Zdefiniowany został skład materiałowy próbki w oparciu o certyfikat materiałowy dostarczony przez producenta. Całkowity wydatek neutronowy mający miejsce podczas napromieniowania próbki został określony na podstawie wyników uzyskanych przez system komór rozszczepieniowych KN1 na tokamaku JET. Natomiast widmo neutronów zostało obliczone z zastosowaniem modelu tokamaka JET oraz kodu MCNP przez zespół naukowców ze Słowenii. Podczas symulacji numerycznych wykorzystujących kod FISPACT-II posiłkowano się przekrojami czynnymi reakcji jądrowych z biblioteki TENDL-2017. Uzyskane rezultaty – wytworzone produkty reakcji wraz z ich radioaktywnościami oraz niepewnościami tych wartości zostały przedstawione w Tab. 2.3.4.

Tabela 2.3.4: Radioaktywność produktów reakcji powstałych w próbce ITER 14 napromieniowanej w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U w trakcie wyładowania 104693.

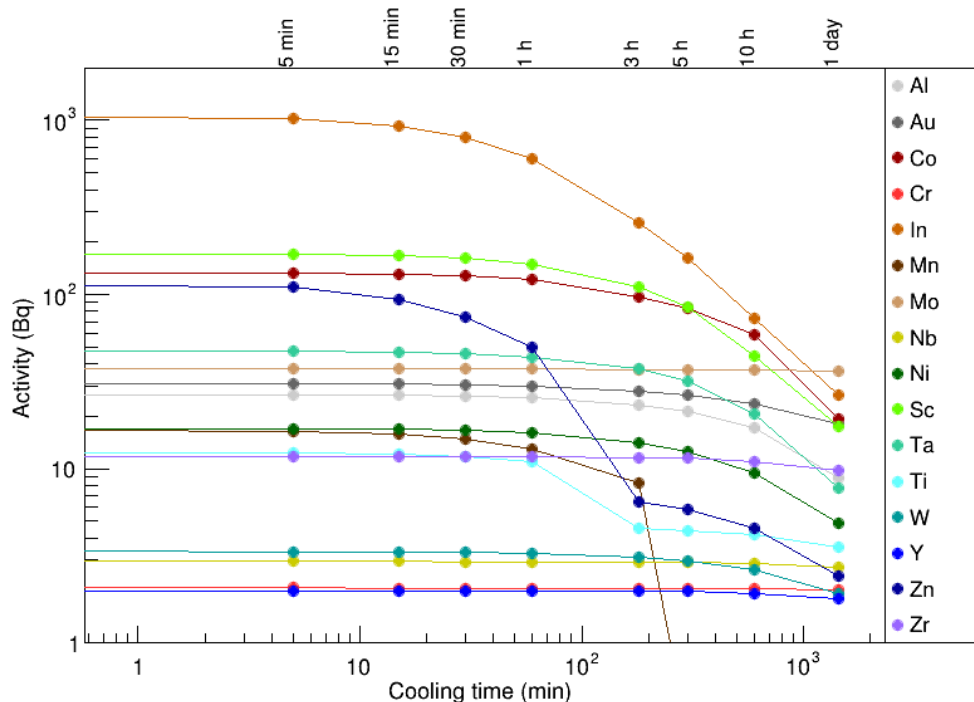
Produkt reakcji	Radioaktywność właściwa [Bq/g]	Niepewność [Bq/g]
W-187	3.14 E+04	1.19 E+03
W-185	1.78 E+02	7.41 E+00
W-181	2.30 E+01	1.11 E+00
Ta-183	4.70 E-01	1.41 E-01
Ta-182	2.82 E-02	4.26 E-03
W-183	6.41 E-05	0.00 E+00
W-186	2.37 E-05	0.00 E+00
W-184	3.77 E-05	0.00 E+00
C-14	8.79 E-07	1.72 E-08
Ni-59	3.22 E-08	1.11 E-09

Wartym zauważenia jest fakt, iż nie wszystkie nuklidy przewidziane w wyniku przeprowadzonych symulacji z użyciem kodu FISPACT-II, zostały zarejestrowane w widmie promieniowania gamma zmierzonego za pomocą detektora HPGe. Wynikać może to z krótkiego czasu półrozpadu niektórych nuklidów. Innym powodem jest fakt, iż nie wszystkie produkty reakcji emitują promieniowanie gamma, które może być mierzone za pomocą spektrometrii promieniowania gamma.

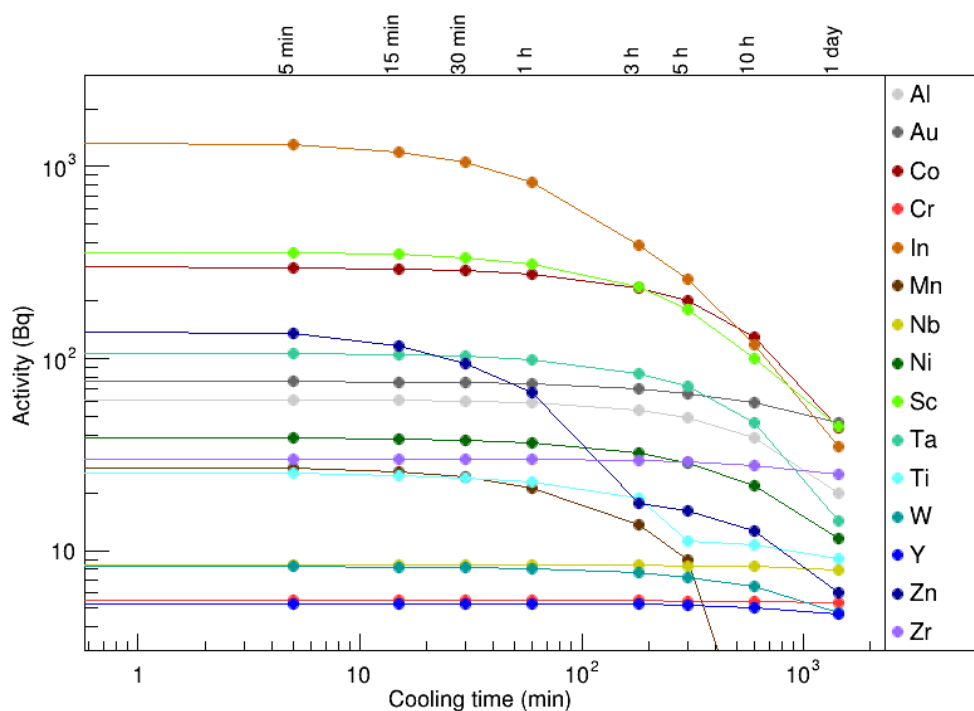
Nuklidami, które zostały wykryte zarówno eksperymentalnie jak i w obliczeniach symulacyjnych są: W-187 oraz Ta-182. Określony został stosunek radioaktywności określonej symulacyjnie do rezultatów eksperymentalnych (C/E). W przypadku próbki ITER 14 wyniósł on:

- 2.09 dla W-187,
- 0.004 dla Ta-182.

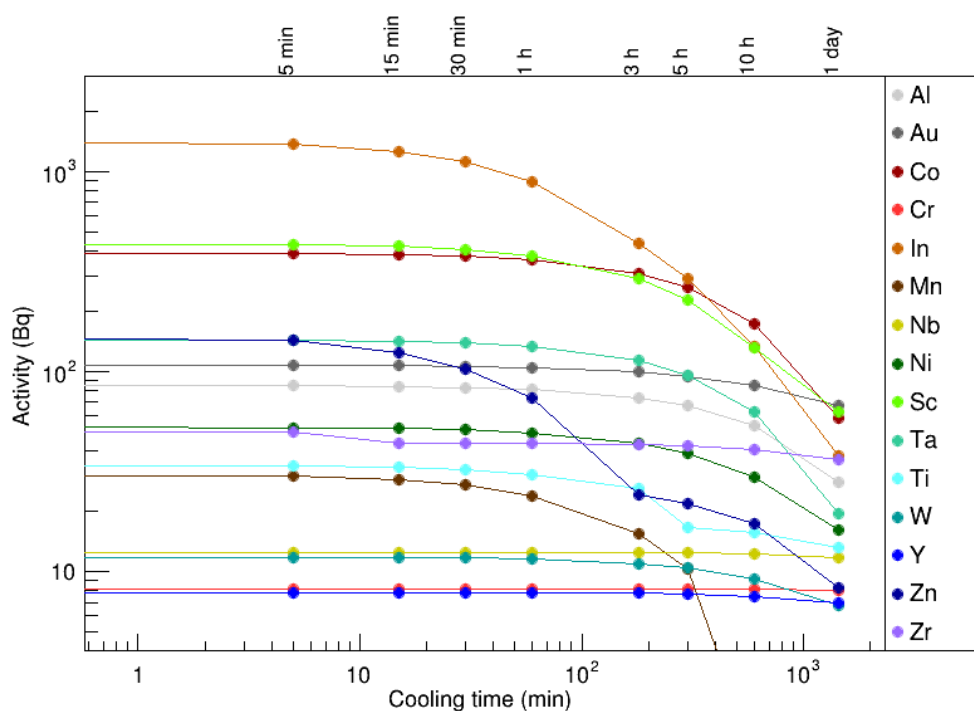
Natomiast działania eksperymentalne na reaktorze TRIGA znajdującym się przy instytucie JSI, zostały poprzedzone wstępną analizą w celu wyboru najlepszych monitorów aktywacyjnych. Na podstawie przewidywanych widm neutronowych wykonano obliczenia z użyciem kodu symulacyjnego FISPACT-II dla następujących materiałów: Al, Au, Co, Cr, In, Mn, Mo, Nb, Ni, Sc, Ta, Ti, W, Y, Zn i Zr. Założono napromieniowanie tych materiałów w danym strumieniu neutronów przez 3 godziny, 8 godzin i 12 godzin. Następnie sprawdzono aktywność produktów dla wybranych przedziałów czasu chłodzenia po napromienieniu. Wyniki uzyskane dla próbek napromieniowanych przez 3 godziny, 8 godzin oraz 12 godzin przedstawiono na Rys. 2.3.5 – 2.3.7. Można zaobserwować, że w każdym przypadku próbki indu charakteryzowały się największymi wartościami aktywności (znacznie wyższymi niż w przypadku pozostałych próbek). W próbce indu, w wyniku napromieniowania neutronami mogą powstawać następujące izotopy: In-113m, In-114m, In-115, In-115m, In-116 i Cd-115m. Część z tych produktów nie będzie przydatna w dalszej analizie, gdyż przekroje czynne reakcji prowadzących do tych produktów posiadają liczne piki rezonansowe, co uniemożliwi wykorzystanie tych wyników do przeprowadzenia dokładnych obliczeń analitycznych. Finalnie to nuklidy In-113m i In-115m okazały się być obiecujące pod kątem dalszych analiz, a ich obecność w zmierzonych widmach gamma była badana.



Rys. 2.3.5: Aktywność wybranych folii aktywacyjnych w przypadku napromieniowania przez 3 godziny.



Rys. 2.3.6: Aktywność wybranych folii aktywacyjnych w przypadku napromieniowania przez 8 godzin.



Rys. 2.3.7: Aktywność wybranych folii aktywacyjnych w przypadku napromieniowania przez 12 godzin.

Oprócz folii indowych, do napromieniowania podczas eksperymentu wybrano folie wykonane ze złota i niklu.

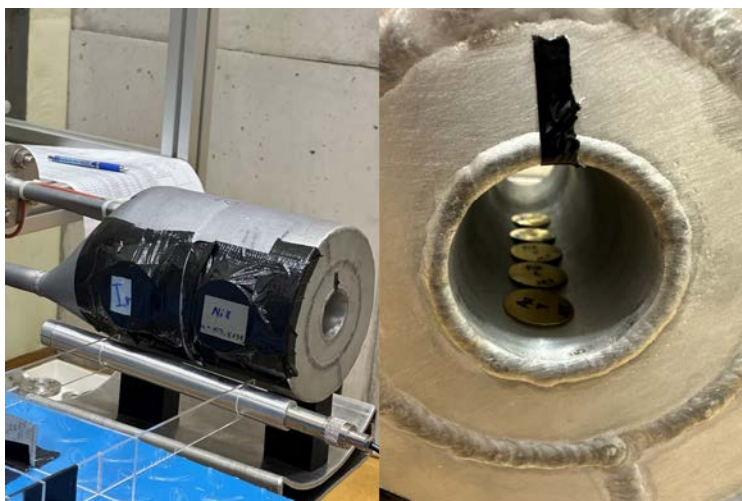
Izotopy Au-195, Au-196 i Au-196m, które mogą powstać w próbce wykonanej ze złota nie są obiecującymi monitorami aktywowanej wody ze względu na ich progi reakcji wyższe niż energia neutronów emitowanych w rozpadzie N-17. Promieniowanie gamma z rozpadu Au-198 powinno być widoczne w widmie gamma, jednak

informacja ta może być wykorzystana raczej do potwierdzenia produkcji tego izotopu niż do dalszych obliczeń analitycznych, ponieważ jej przekrój czynny zawiera wiele pików rezonansowych.

Natomiast izotopy Mn-54, Co-57, Ni-57 i Co-60, które mogą powstać w próbce wykonanej z niklu nie są obiecującymi monitorami aktywowanej wody ze względu na ich progi reakcji wyższe niż energia neutronów emitowanych w rozpadzie N-17. Fe-55 i Co-58m nie emitują promieniowania gamma o wystarczająco dużej intensywności, aby piki pochodzące od tych nuklidów były skutecznie zaobserwowane w widmie gamma. Natomiast symulowana aktywność Ni-58, Ni-59 i Ni-63 jest tak niska, że rozważanie tych nuklidów mija się z celem, ponieważ fizyczne pomiary tak niskiej aktywności nie będą możliwe. W związku z tym jedynym izotopem, który może powstać w próbce niklu i jest wart uwzględnienia w dalszych analizach jest Co-58.

Reasumując, izotopy powstałe w próbkach aktywacyjnych, które wzięto pod uwagę w dalszych analizach to In-113m i In-115m (w przypadku próbki In) oraz Co-58 dla próbki aktywacyjnej Ni. Izotop Au-198, powstający w próbce Au, może być dobrym monitorem rozpadu N-17, jednak obliczanie dalsze obliczenia analityczne na podstawie tego produktu wiążą się z dużymi niepewnościami ze względu na piki rezonansowe w przekroju czynnym reakcji $Au-197(n,\gamma)Au-198$.

Próbki aktywacyjne wybrane na podstawie wstępnej analizy zostały napromieniowane w strumieniu neutronów emitowanym wokół pętli aktywacyjnej KATANA. Aby zmaksymalizować strumień neutronów, większe próbki przyklejono do zewnętrznej strony ślimaka, w którym płynęła zaaktywowana woda, podczas gdy mniejsze próbki umieszczono wewnątrz ślimaka. Rys. 2.3.8 przedstawia dwie geometrie stosowane do napromieniowania próbek o różnych rozmiarach.



Rys. 2.3.8: Dwie geometrie stosowane do napromieniowania próbek. Po lewej próbki umieszczone na zewnątrz ślimaka z zaaktywowaną wodą, po prawej próbki umieszczone wewnątrz ślimaka

Próbki napromieniowywano przez pięć dni (26.08 – 30.08.2024) z jednym dodatkowym napromieniowaniem (04.09.2024). Czas napromieniowania stopniowo wydłużano od 2h, poprzez 4h, 6h, 7h do 20h w ciągu dodatkowego dnia przeznaczonego na napromieniowanie próbek.

Finalnie udane napromieniowanie przeprowadzono dla ośmiu próbek Au, czterech próbek In oraz dwóch próbek Ni. Jedna z próbek In została napromieniowana w osłonie kadmowej. Kadm miał na celu wycięcie neutronów o energiach termicznych. Ta czynność przyczyniła się do zmniejszenia produkcji In-116m. Obecność tego nuklidu w widmie gamma i określenie jego aktywności nie byłoby przydatne w dalszych analizach analitycznych, ponieważ przekrój czynny reakcji prowadzącej do tego produktu zawiera wiele pików rezonansowych co przyczyniłoby się do dużej niepewności wyników. Zapobiegając produkcji In-116m, zmniejsza się również tło Comptonowskie, co zapewnia lepszą widoczność pików pochodzących z In-113m i In-115m.

Po napromieniowaniu próbki były mierzone tak szybko, jak było to fizycznie możliwe. Wszystkie pomiary wykonywano na detektorze HPGe produkcji ORTEC. Jednakże uzyskane widma były analizowane przy użyciu

oprogramowania GEANIE2000. Z tego też powodu do przeprowadzenia kalibracji wydajnościowej użyto oprogramowania ANGLE5.

Udane pomiary zostały przeprowadzone dla następujących próbek:

- Au: Au 1 JET & Au 2 JET, Au 3 JET – Au 6 JET, Au 1 & Au 2,
- Ni: Ni 6, Ni 7, Ni 8,
- In: In 1, In 2, In 5, In 6.

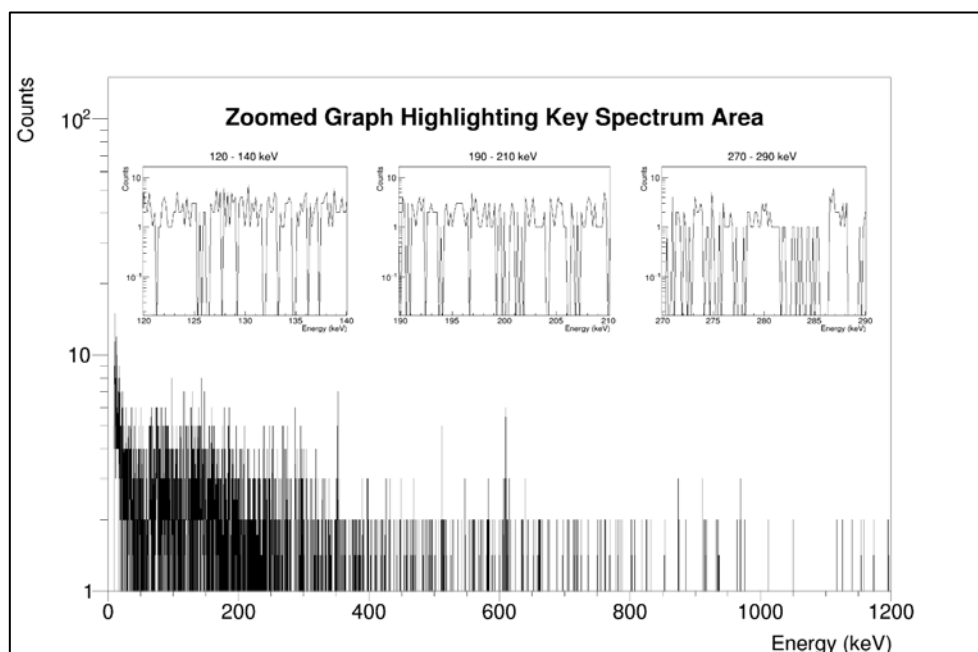
Analizę niektórych z tych próbek odrzucono z różnych powodów:

- Au 1 JET & Au 2 JET

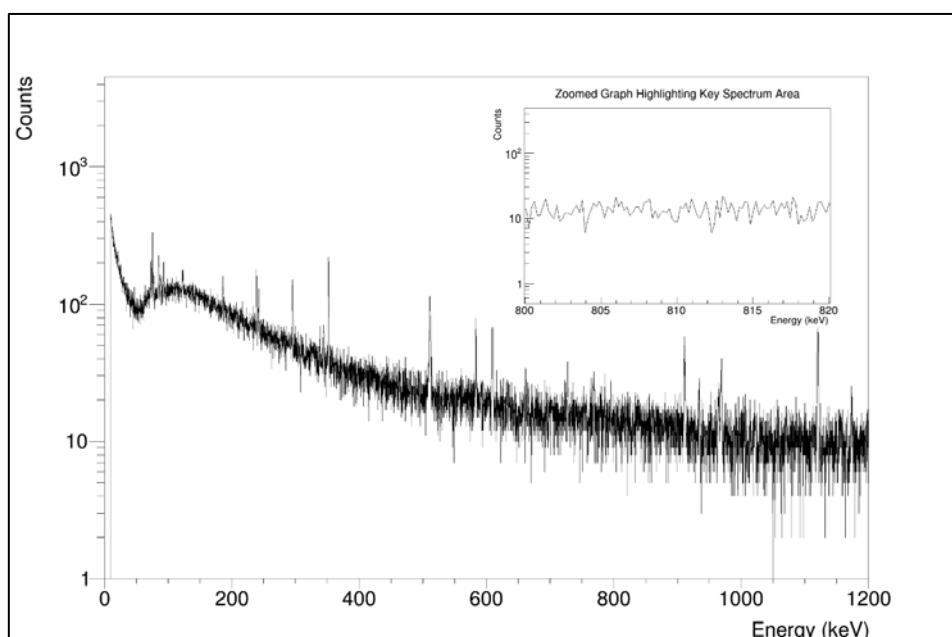
Te próbki były mierzone przez bardzo krótki czas (376 s) w celu zaobserwowania produktu Au-197m, którego czas połowicznego rozpadu wynosi około 7 sekund. Pomimo szybkich pomiarów, produkt ten nie został wykryty. Otrzymane widmo dla próbek Au 1 JET i Au 2 JET przedstawione jest na Rys. 2.4.9. Obecność Au-197m w próbce mogłaby być wskazana przez linie o energiach 130.2 keV, 201.6 keV oraz 279.0 keV. W górnej części wykresu znajdują się powiększone fragmenty widma podkreślające te kluczowe obszary. Wykresy te wyraźnie pokazują brak pików świadczących o obecności Au-197m. W związku z tym dalsza analiza tego widma została porzucona.

- Ni 6, Ni 7, Ni 8

Pomimo wydłużenia czasu napromieniowania (do 6 + 7 + 7 + 20 godzin dla próbki Ni 8) nie zaobserwowano obecności Co-58 w uzyskanych widmach. Rys. 2.3.10 przedstawia uzyskane widmo dla Ni 6. Podobną sytuację obserwuje się dla innych próbek Ni. Widoczny wykres przedstawia również powiększony obszar widma, w którym powinien znajdować się pik pochodzący od Co-58 (810.76 keV). Pik ten jednak nie jest widoczny.

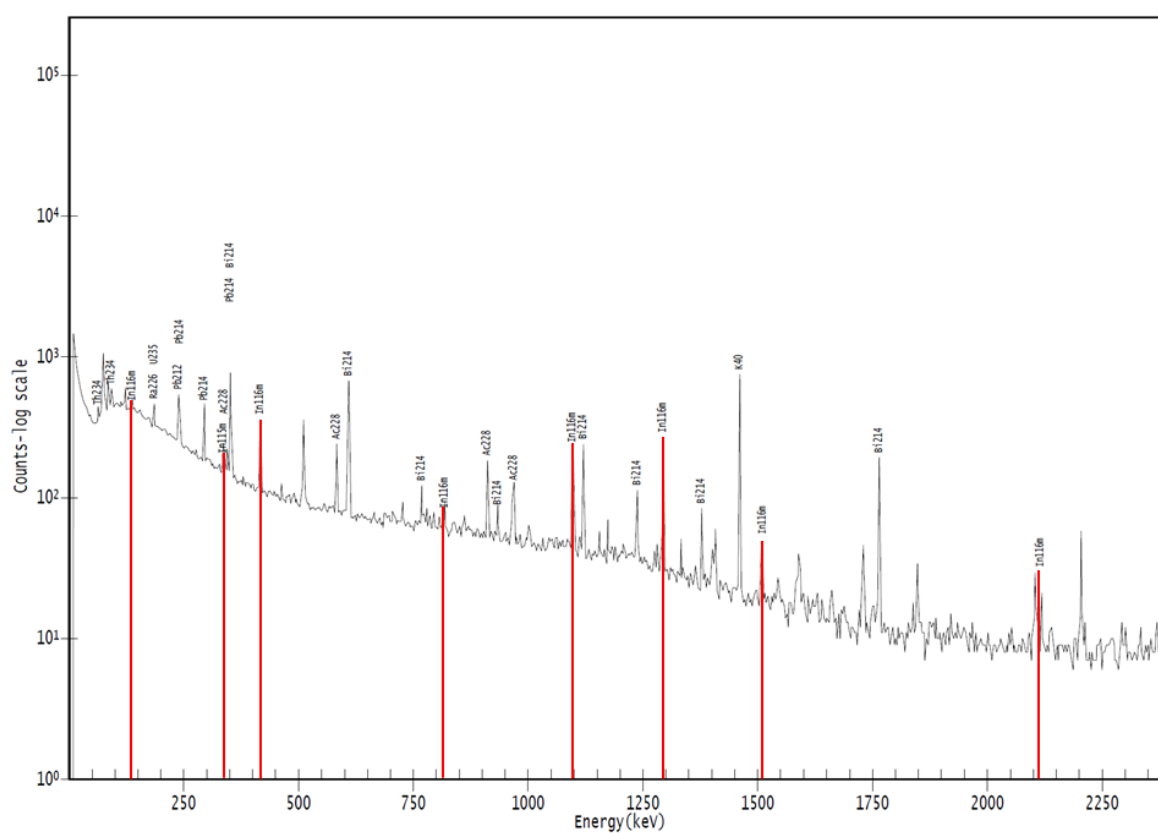


Rys. 2.3.9: Uzyskane widmo dla Au 1 JET & Au 2 JET. W górnej części wykresu przedstawiono powiększone wykresy podkreślające kluczowe obszary widma



Rys. 2.3.10: Uzyskane widmo dla Ni6. W górnej części wykresu przedstawiono powiększony wykres przedstawiający kluczowy obszar widma.

Finalnie widma uzyskane dla Au 3 JET – Au 6 JET, Au 1 & Au 2 oraz In 1, In 2, In 5, In 6 zostały poddane analizie. Rys. 2.3.11 przedstawia uzyskane widmo dla próbki In 1 wraz z zaznaczonymi produktami wytworzonymi w wyniku umieszczenia próbki w strumieniu neutronów.



Rys. 2.3.11: Uzyskane widmo dla próbki In 1.

Tabela 2.3.5 przedstawia radioaktywność In-115m dla rozważanych próbek In oraz szybkość reakcji obliczoną na podstawie wyników eksperymentalnych.

Tabela 2.3.5: Obliczona radioaktywność In-115m oraz szybkość reakcji dla rozważanych próbek In

Nazwa próbki	Czas pomiaru [s]	Radioaktywność [Bq]	Szybkość reakcji [Bq]
In 1	60 887	0.38 (0.04)	2.85 E-24 (0.30 E-24)
In 2	52 689	0.87 (0.23)	3.75 E-24 (0.99 E-24)
In 5	235 821	0.60 (0.04)	1.82 E-24 (0.13 E-24)
In 6	130 079	2.84 (0.19)	6.03 E-24 (0.40 E-24)

W celu zbadania zachowania materiałów stosowanych do budowy tokamaka ITER oraz określenia stężenia zanieczyszczeń w nich obecnych, materiały funkcjonalne zostały napromieniowane w LTIS podczas całego czasu trwania kampanii DTE3 oraz podczas wybranych wyładowań w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U. Przeprowadzone zostały analizy eksperymentalne z wykorzystaniem metody spektrometrii gamma oraz analizy symulacyjne przyczyniające się do weryfikacji używanych kodów aktywacyjnych. Analiza próbek napromieniowanych w LTIS podczas kampanii DTE2 (będącej poprzednikiem kampanii DTE3 przeprowadzonej w roku 2023) wykazała, że materiały tokamaka ITER przeznaczone do napromieniowania w kasecie LTIS zostały zanieczyszczone w trakcie procesu cięcia. Bazując na uzyskanych rezultatach eksperymentalnych zostały wyciągnięte wnioski – próbki przeznaczone do napromieniowania w trakcie kampanii DTE3 zostały przekazane do polerowania w celu usunięcia zanieczyszczenia w postaci Zn. Umożliwiło to zbadanie realnych zanieczyszczeń wytworzonych w procesie produkcyjnym, które mogą przyczyniać się do całkowitej radioaktywności danego materiału. Analiza wypolerowanej próbki ITER 14 poddanej napromieniowaniu w zakończeniu aktywacyjnym KN2 6U podczas wybranego strzału z kampanii DTE3 nie wykazała obecności zanieczyszczenia w postaci Zn. Przeprowadzone pomiary aktywacyjne na pętli aktywacyjnej KATANA stanowią pierwsze tego typu analizy na nowo uruchomionym stanowisku do napromieniowań. Dotychczasowe pomiary neutronów bazowały na używaniu urządzeń aktywnych do pomiaru promieniowania. Zastosowanie metody aktywacyjnej do określenia szybkości reakcji na pętli KATANA stanowiło innowacyjne podejście do tego zagadnienia. Obiecujące wyniki eksperymentalne motywują do podejmowania dalszych badań z tego zakresu w przyszłych latach. W 2025 roku planowane jest określenie spektrum neutronów wokół pętli KATANA. Uzyskane rezultaty posłużą do eksperymentalnej walidacji dotychczas zakładanego widma neutronów.

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

Wstęp

W 2024 roku w IFPiLM kontynuowano analizy numeryczne reżimu pracy dla tokamaka COMPASS Upgrade w którym planuje się testowanie dywertorów ciekło metalicznych (LMD) w celu określenie zakresu parametrów pracy tokamaka. Do symulacji numerycznych zostanie zastosowany wieloplanowy kod COREDIV, który modeluje transport plazmy i domieszek zarówno w plazmie brzegowej, jak i centralnej. Uwzględnienie w symulacjach transportu domieszek w plazmie centralnej i brzegowej jest niezwykle istotne z uwagi na wpływ odparowanego materiału z powierzchni LMD na zmianę promieniowania plazmy w części centralnej i brzegowej tokamaka.

JT-60SA to największy działający obecnie tokamak, który odgrywa kluczową rolę w badaniach nad kontrolowaną syntezą jądrową. Jego głównym celem jest wspieranie projektu ITER poprzez badania zachowania plazmy i optymalizację jej utrzymania. W szczególności istotnym zagadnieniem jest kontrola mocy odpływającej z plazmy brzegowej, co ma kluczowe znaczenie dla ochrony elementów ścian i dywertora. Problem zarządzania mocą w warstwie brzegowej plazmy wymaga szczegółowych badań dotyczących zastosowania domieszek, które pozwalają na skuteczne rozpraszanie energii poprzez promieniowanie. W tym kontekście kluczowym zagadnieniem jest analiza wpływu domieszek, na procesy transportu plazmy, dyssypacji energii na sposób promienisty i oddziaływania z materiałem dywertora. W ubiegłym roku analizowany był scenariusz pracy nr 2, trudny ze względu na wysoką moc grzania dodatkowego (maksymalnie 41 MW) i stosunkowo niską gęstość plazmy (średnia gęstość elektronowa $n_e = 2,24 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Aby określić dopuszczalne od strony technicznej

warunki pracy JT-60SA przeprowadzono analizy domieszkowania kodami COREDIV, TECXY i SOLEDGE3X-EIRENE, zarówno w używanej obecnie konfiguracji z dywertorem węglowym, jak i w przyszłej konfiguracji z dywertorem wolframowym.

W 2024 roku kontynuowano zadania związane z wsparciem deweloperów kodów obliczeniowych rozwijanych w ramach projektu TSVV (ang. Tokamak Simulations Validation and Verification), który koncentruje się na symulacjach i walidacji zjawisk fizycznych zachodzących w plazmie tokamakowej. Główne cele tego wsparcia dotyczyły integracji tych kodów z systemem IMAS (ang. Integrated Modelling & Analysis Suite), który stanowi zunifikowaną platformę umożliwiającą wymianę danych oraz współpracę między zespołami badawczymi, a także umożliwia kompleksowe badanie różnych aspektów zachowań plazmy, takich jak równowaga i kształt plazmy, transport energii i materii, interakcje plazma-ścianka oraz kontrola i stabilność plazmy. Działania te są realizowane w ramach szerszej inicjatywy EUROfusion, która obejmuje międzynarodową współpracę nad rozwijaniem narzędzi do modelowania działania urządzeń fuzyjnych. Szczególnie istotną rolę w tym kontekście odgrywa projekt Advanced Computing Hub (ACH), który zapewnia dostęp do wysokowydajnych zasobów obliczeniowych oraz narzędzi do modelowania numerycznego, co pozwala na efektywne wykorzystanie kodów do symulacji.

Osiągnięcia naukowe

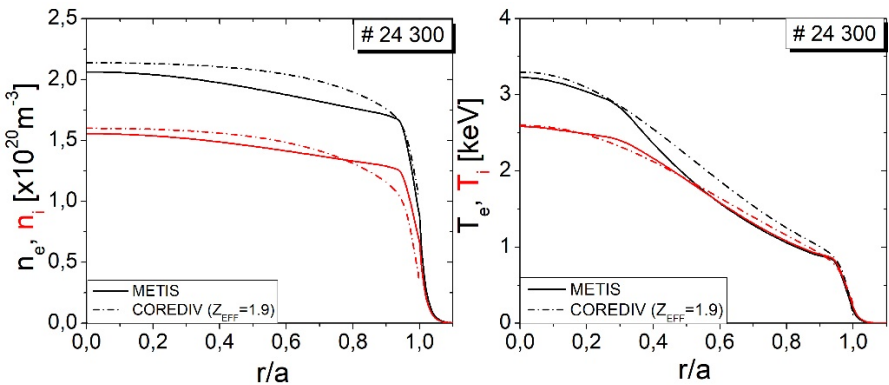
3.1. Badania różnych koncepcji divertora.

W 2024 roku skoncenterowano się na analizie nowego scenariusza #24300, który się charakteryzuje z większy: prądem plazmowy, toroidalne pole magnetyczne i gęstość elektronowa w porównanie ze scenariusza # 3210 (analizowany w 2023 roku). Główne parametry dla oby scenariusza są pokazany w Tabeli 3.3.1.

Tabela 3.1.1. Podstawowy parametry scenariuszach # 24300 i #3210

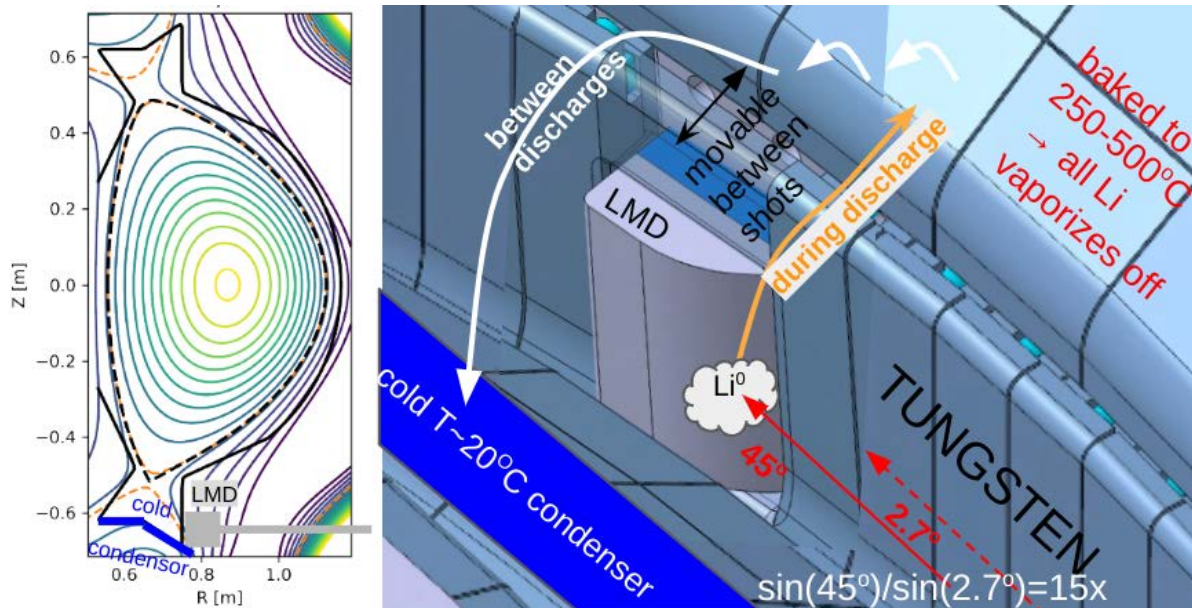
Parametry	# 24300	# 3210
Toroidalny promień: R_T [m]	0.9	0.9
Promień plazmy: a , [m]	0.27	0.27
Prąd plazmy; I_p [MA]	1.3	0.8
Toroidalne pole magnetyczne: B_T [T]	4.25	2.5
Elongacja	1.8	1.7
Gęstość elektronowa $\langle n_e \rangle_{VOL}, [\times 10^{20} m^{-3}]$	1.9	1.125
Grzanie zewnętrzne [MW]	3.7	2.0

Gęstość elektronów na separatorze (n_e^{sep}) w środkowej płaszczyźnie (tzw z ang. mid plane) była utrzymywana na poziomie $8.0 \times 10^{19} m^{-3}$. W pierwszej kolejności, zostały dobrany parametr- współczynnik utrzymania plazmy H-faktor (IPB98(y,2)), tak ze by odtworzyć profile gęstości i temperatury plazmy przywidziani s kodu METIS dla tego samego scenariusza ##24300. Temperatury (T_i) i gęstości (n_i) jonów i elektronów (T_e , n_e) uzyskane w symulacjach METIS i COREDIV dla scenariusza #3210 pokazano na Rys. 3.1.1. Uzyskano dobra zgodność.



Rys.3.1.1. Gęstości elektronów(n_e) i jonów(n_i) oraz profile temperaturowe Kody COREDIV i METIS.

W pierwszym etapie COMPASS Upgrade jest planowany pracować z wolframowym dywertor, w którym będzie włożona kaseta z płynnym metalem, tak jak przedstawiono na Rys.3.1.2.



Rys.3.1.2. Przekrój tokamaka COMPASS-U z tarczą LMD w dywertora. Odparowane kondensaty Li/Sn w pobliżu dywertora będą utrzymywane w temperaturze 350°C–500°C.

Dla tego że we wolframowym dywertorze płynny metal się znajduje, rozpatrywano dwa przypadki:

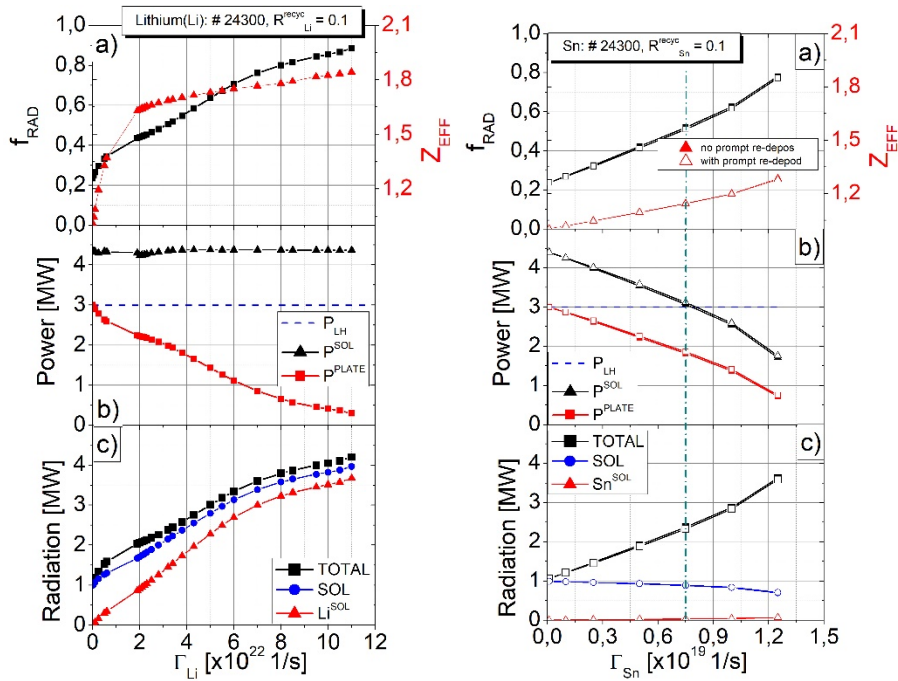
1. wolframowy dywertor z dla domieszkowanie zewnętrzne z litu (Li) i cyny (Sn).
2. Litowy dywertor: analizowano wpływu różnych grubości warstwy Li i W, różnych katach i temperatury chłodziwa

Dla współczynnika transportu radialnego (D^{SOL}) i przewodnictwo cieplne (χ_e, χ_i) w plazmie brzegowej (SOL) zastosowano taką samą wartość: $D^{SOL} = \chi_e = \chi_i = 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$. takie same współczynniki użyto w symulacjach s kodu SOLPS Nasza analiza ma za cel oszacowanie koncentracji cyny (Sn) i litu (Li) w plazmie centralnej jako funkcja napuszczanego gazu oraz ich wpływ na parametry plazmy.

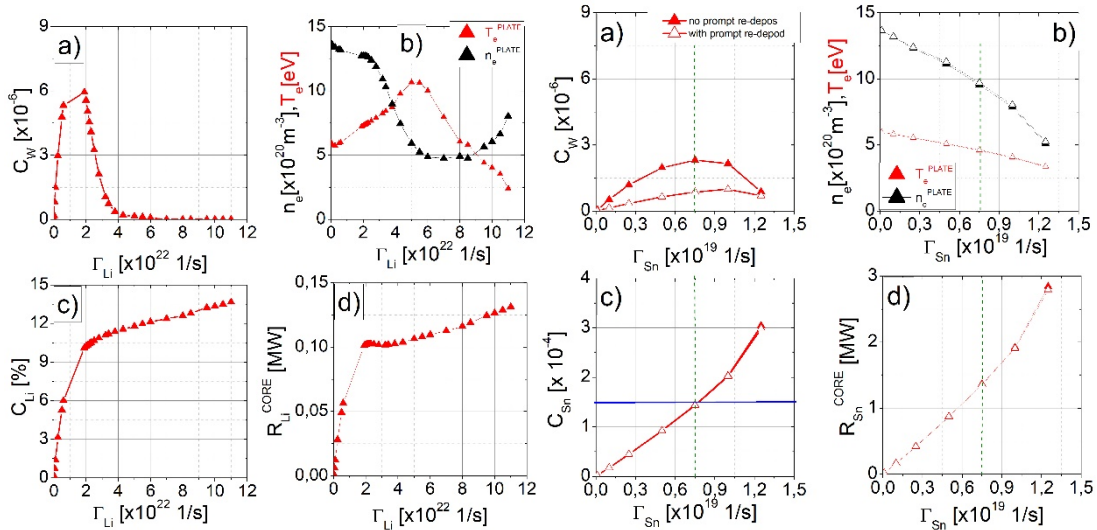
Przypadek 1: wolframowy dywertor z dla domieszkowanie zewnętrzne z Li i cyny Sn

Na Rys.3.1.3. przedstawiono najbardziej znaczące parametry plazmy: frakcja promieniowania (f_{rad}), efektywny ładunek (Z_{EFF}), moc do plazmy brzegowej (SOL) (P^{SOL}), do płyt dywertora (P^{PLATE}), moc brzegowa (P_{LH}) do pracy w modzie H (mod s lepsze trzymanie plazmy), promieniowanie całkowite, Li i Sn wewnątrz SOL jako funkcji strumienia napuszczanego gazu (I).

Wraz ze wzrostem poziomu napuszczanego domieszkowania całkowite promieniowanie wzrasta zarówno w przypadku domieszkowania z Li (po lewej stronie Rys. 3.1.3), jak i w przypadku z Sn (po prawej Rys. 3.1.3.). Rośnie frakcji promieniowania, w przypadku z Li do 90%, a w przypadku s Sn trochę mniej do 80%. W przypadku Li wzrost ten jest głównie przez wzrostem promieniowanie w SOL (patrz Rys. 3.1.3c), dopóki dla Sn jest skutek wzrostu promieniowanie w plazmie centralnej (promieniowanie w plazmie brzegowej się prawie nie zmienia. To jest spowodowane tym, że Sn prawie nie promieniuje w plazmie brzegowej. Dla Li, w rezultacie moc do SOL zmienia się w pomijalnym stopniu, a P^{SOL} utrzymuje się około dwukrotnie powyżej progu mocy P_{LH} . Nie ma ryzyka utraty reżimu w trybu H mod. I odwrotnie, promieniowanie Sn jest znaczące również w obszarze rdzenia (patrz ryc. 3.1.3c). Zatem w tym przypadku promieniowanie wzrasta wraz z szybkością wstrzykiwania Sn do punktu, w którym P^{SOL} spadnie poniżej progu podtrzymania trybu H. Dzieje się tak, gdy strumień cyny $\Gamma_{Sn} > 7.5 \times 10^{18} \text{ 1/s}$. Ten strumień Sn zaznaczono zieloną pionową linią na Rys. 3.1.3



Rys. 3.1.3. Parametry plazmy w funkcji Γ_{Li} (po lewej) i Γ_{Sn} (po prawej): (a) (f_{RAD}) i Z_{EFF} , (b) moc na płyt (P^{PLATE}), mocy do SOL (P^{SOL}) i H-L (P_{LH}) oraz (c) promieniowanie całkowite (TOTAL), w SOL, Li (Li^{SOL}) i Sn (Sn^{SOL}) w SOL.

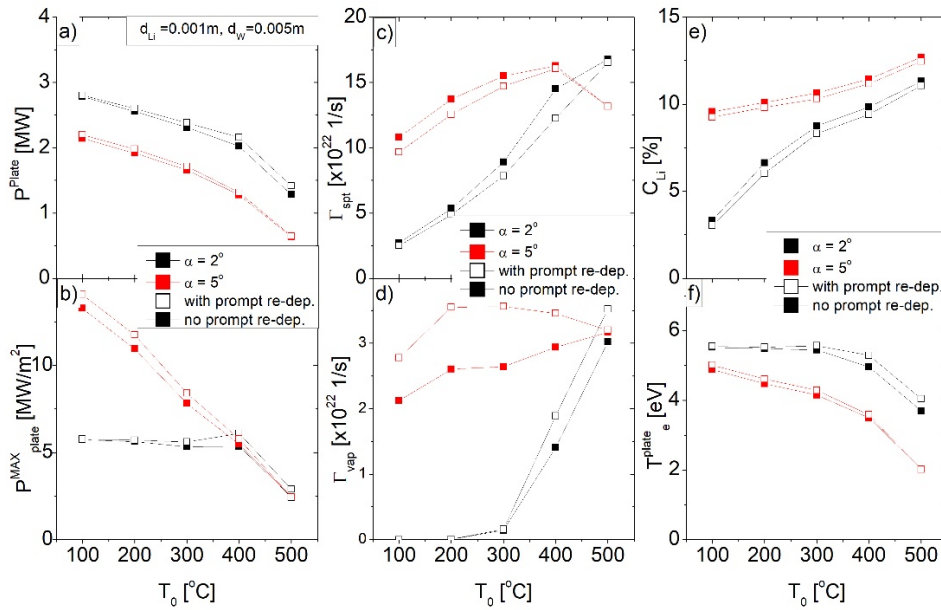


Rys. 3.1.4. Parametry plazmy w funkcji Γ_{Li} (po lewej) i Γ_{Sn} (po prawej): (a) koncentracja wolframu, (b) gęstość elektronów (n_e^{PLATE}) i temperatura (T_e^{PLATE}) na płycie dywertora, (c) koncentracja Li i Sn rdzenia oraz (d) promieniowania Li (R_{Li}^{CORE}) i Sn (R_{Sn}^{CORE}) w plazmie centralnej. Zieloną linią oznaczone graniczne wartości strumienia dla przejście do L mod.

Na Rys. 3.1.4. pokazano koncentracji W (C_W), Li (C_{Li}) i Sn (C_{Sn}), gęstość elektronów (n_e^{PLATE}) i temperatura (T_e^{PLATE}) na płycie dywertora, promieniowania Li (R_{Li}^{CORE}) i Sn (R_{Sn}^{CORE}) w plazmie centralnej versus napełnionych strumieniach.

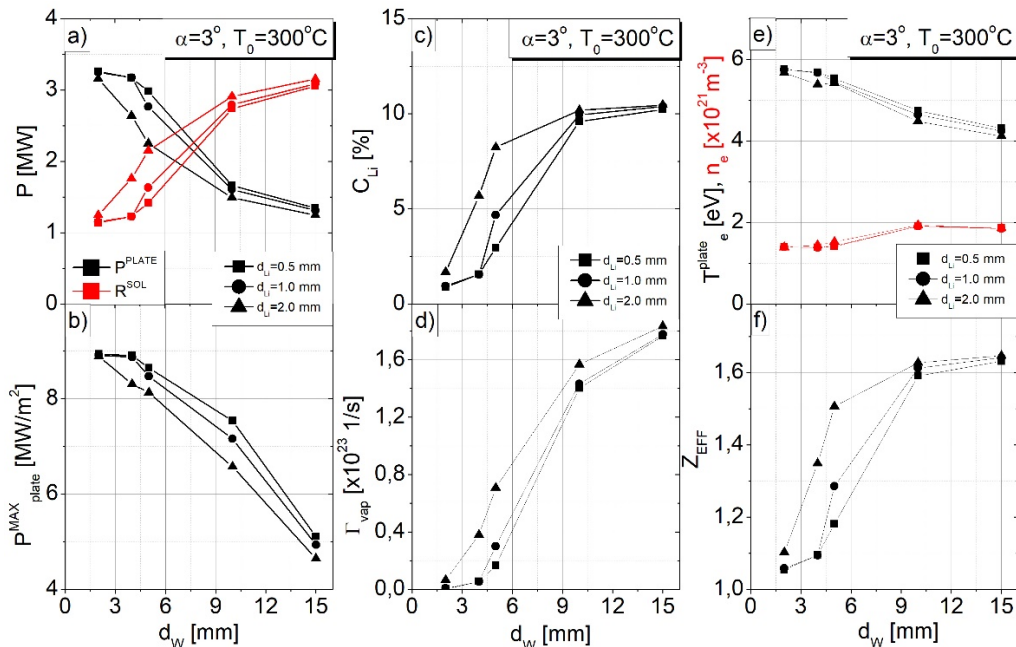
Przypadek 2: litowy dywertor

Przeprowadzono szereg symulacji mających na celu oszacowanie emisji litu. W tym celu zbadano wpływu kat dywertora (α) i powtórne osadzanie (ang. prompt-redeposition) Li dla różnych temperatur chłodziwa (T_0). Analiza wykonano dla dwa kąty: $\alpha=2^\circ$ i $\alpha=5^\circ$ i dla dwa przypadki z i bez prompt redeposition. Wyniki przedstawiono na Rys. 3.1.5



Rys. 3.1.5. Parametry plazmy w funkcji temperatury chłodziwa: a) całkowita moc do płyty, b) maksymalna moc do płyty, c) strumień wybijania Li (Γ_{spt}), d) strumień parowania, e) koncentracja Li (C_{Li}) i f) temperatura na płycie dywertowa. Otwarte symbole odnoszą się do przypadku z prompt-redeposition, a pełne symbole – do przypadku bez prompt-redeposition..

Zaobserwowano ze, wraz ze wzrostem kąta α następuje wzrost maksymalnej mocy przekazywanej do płyty, zaobserwowano silniejsze parowanie i wybijanie czastek Li, oraz jego wyższą koncentracja. Nie zaobserwowano znaczącej zmiany temperatury płyty (T_e^{plate}) z powodu wpływu niskiej radiacji Li. Wybijanie słabo zależy od kąta (α). Wraz ze wzrostem temperatury tylnej płyty (T_0) następuje silny wzrost parowanie, a maksymalna temperatura na płycie dla przypadków, gdy $\alpha > 4^\circ$, osiąga około 750°C . Prompt-redeposition nie ma wpływu na parametry plazmy. Zbadano też wpływ grubości Li (d_{Li}) i $W(d_w)$ dla temperatury chłodziwa $T_0=300^\circ$ i kat przy płycie dywertora $\alpha=3^\circ$, wynik pokazano na Rys. 3.1.6.



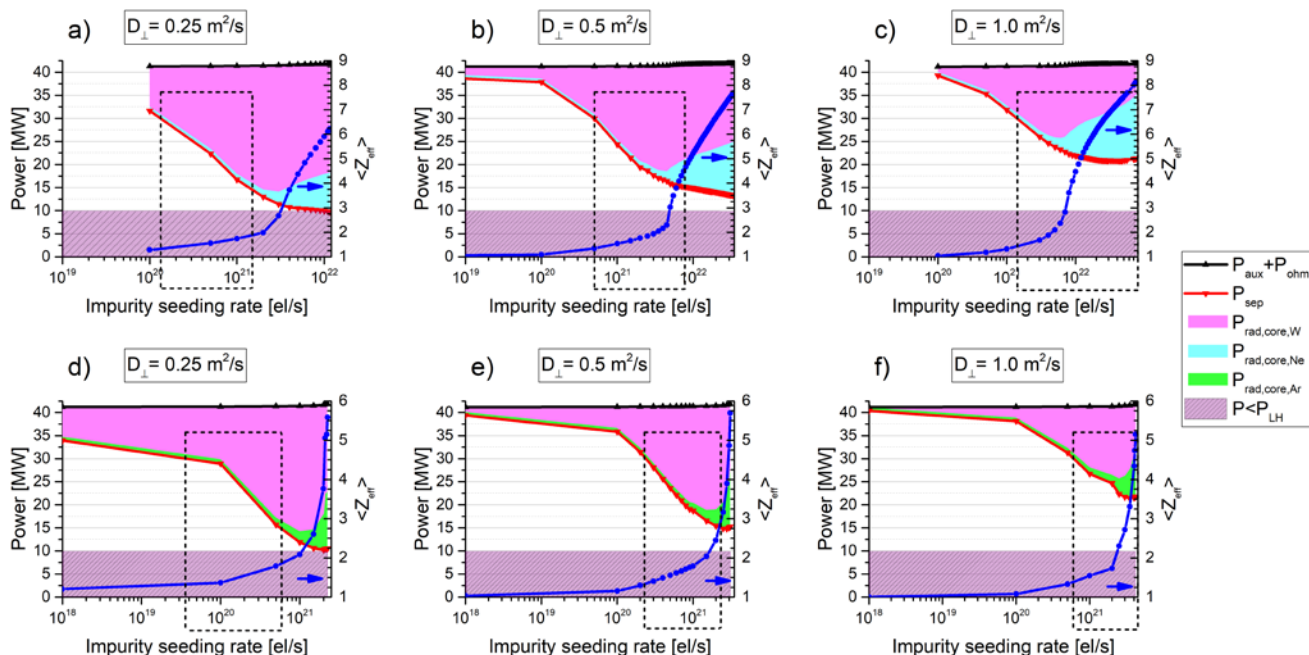
Rys.3.1.6. Parametry plazmy w grubości wolframu (d_w): a) całkowita moc do płyty i promieniowanie w plazmie brzegowej, b) maksymalna moc do płyty, c) strumień wybijania Li (Γ_{spt}), d) strumień parowania, e) koncentracja Li (C_{Li}) i f) temperatura na płycie dywertowa dla trzy różne grubości Li (d_{Li}): 0.5 mm, 1 mm i 2.0 mm.

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

Zadaniem obliczeniowym, które realizowane było w Instytucie we współpracy z instytucjami zagranicznymi (Uniwersytet Toskański, CEA Cadarache, ISTP CNR Bari) przeprowadzenie analiz scenariusza #2 pod kątem przyszłej wymiany dywertora na wolframowy. W celu wybrania wiarygodnych parametrów wejściowych dla warunków brzegowych od strony plazmy centralnej dla kodów SOLEDGE i SOLPS-ITER przeprowadzono symulacje za pomocą kodu COREDIV, którego kluczową cechą jest integracja obszarów rdzenia i płyty-SOL, co pozwala na samo zgodne modelowanie plazmy głównej i zanieczyszczeń w obu tych obszarach. Posiada on szereg uproszczeń, aby wymienić najważniejsze: 1D model plazmy centralnej z czynnikiem utrzymania H98 pochodzącym z prawa skalowania, uproszczona geometria SOL i przybliżone traktowanie cząstek neutralnych (analityczny profil gęstości), ale pozwala na relatywnie szybkie przeanalizowanie różnych przypadków domieszkowania plazmy z uwzględnieniem wybijania wolframu. Dzięki temu można w przybliżony sposób dość szybko określić okno operacyjne.

W przypadku analizy dla scenariusza #2 JT-60SA głównym celem było uzyskanie zakresu strumienia mocy do SOL (P_{SOL}), który mógłby zostać wykorzystany w kolejnych, bardziej dogłębnych, ale także dłuższych obliczeniach transportu SOL przy pomocy kodów brzegowych (SOLEDGE, SOLPS). Kody te z reguły nie uwzględniają wolframu jako domieszki ze względu na znaczne spowolnienie tempa obliczeń (wprowadza dodatkowe 72x3 dwuwymiarowe równania do rozwiązania). Dla uproszczenia zakłada się, że wolfram nie wpływa istotnie na plazmę w brzegu i uwzględnia się jego wpływ właśnie jako odpowiednią zmianę warunków brzegowych od strony plazmy centralnej, gdyż modele te nie obejmują obszaru centralnego.

Najważniejsze wyniki dla domieszkowania Ne i Ar podsumowano na Rys. 3.2.1. Dla obu domieszek zastosowano 3 różne współczynniki dyfuzji radialnej w SOL ($D_{\perp}$): 0,25, 0,5 i 1,0 m²/s. Gęstość elektronowa na separatrysie $n_{e,sep}$ użyta we wszystkich symulacjach wynosiła $2,24 \cdot 10^{19}$ m⁻³, 40% średniego n_e w plazmie centralnej. Jest to wartość dość wysoka, ale realistyczna. Wszystkie pozostałe parametry były nominalne.



Rys. 3.2.15 Wyniki symulacji COREDIV dotyczące promieniowania i mocy do SOL w obszarze plazmy centralnej w funkcji tempa napuszczania domieszek wyrażonej w el/s. Górny wiersz przedstawia wyniki dla Ne dla trzech wartości radialnej dyfuzji cząstek: a) $D_{\perp}=0,25$ m²/s, c) $D_{\perp}=0,25$ m²/s, c) $D_{\perp}=0,25$ m²/s, a dolny wiersz przedstawia wyniki dla Ar z analogicznymi wartościami: d) $D_{\perp}=0,25$ m²/s, e) $D_{\perp}=0,25$ m²/s, f) $D_{\perp}=0,25$ m²/s. Czarna linia reprezentuje całkowitą moc wejściową, czerwona - moc przechodzącą przez separatrysę po uwzględnieniu strat w obszarze rdzenia. Zakolorowany obszar przedstawia moc wypromiowaną w obszarze centralnym przez domieszki: jasnoniebieski dla Ne, jasnozielony dla Ar i różowy dla W pochodzącego z wybijania ze ścianki tokamaka (promieniowanie liniowe z zanieczyszczeń to główne źródło strat energii w plazmie centralnej). Teoretyczna granica przejścia L-H jest zaznaczona fioletowym zakreskowaniem. Dodatkowo, średni

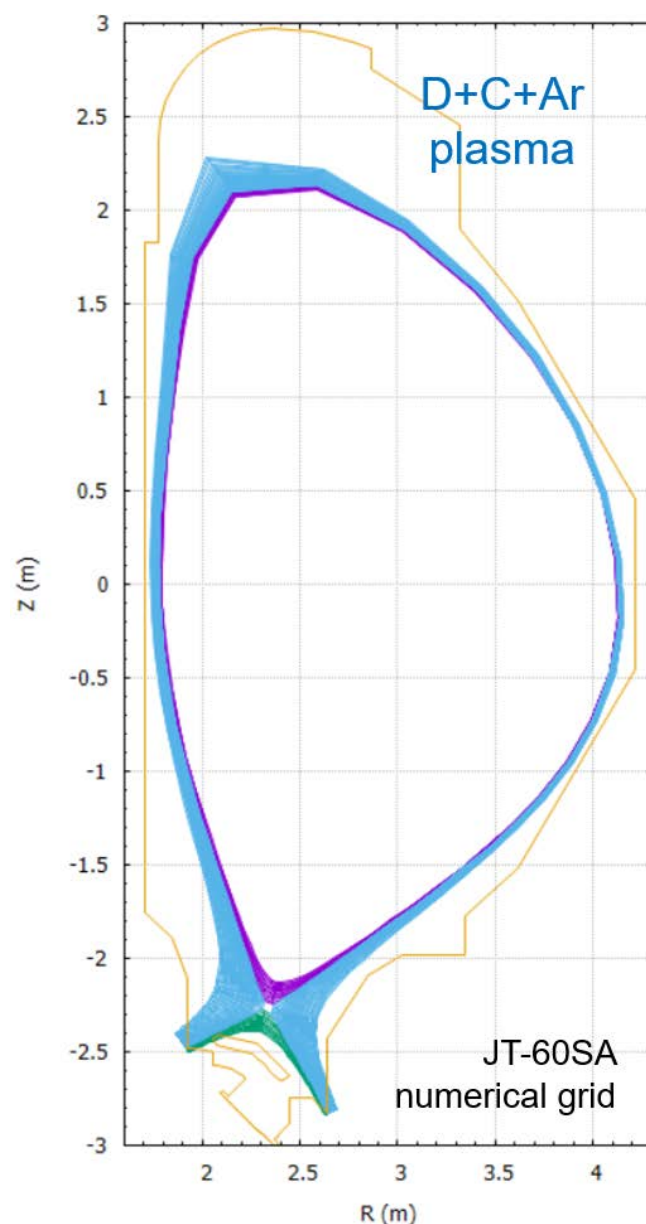
ładunek efektywny w centrum $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$ jest pokazany jako niebieska linia (prawa skala). Proponowany zakres kontroli, w którym można uzyskać wartości P_{SOL} pomiędzy 30 a 15 MW, jest zaznaczony czarnym, przerywanym prostokątem.

Przede wszystkim, należy zauważyć, iż niezależnie od wartości D_{Λ} obie domieszki mogą być użyte do zapewnienia dodatkowego kanału promieniowania we wszystkich analizowanych przypadkach scenariusza #2. Domieszkowanie Ne bądź Ar przy niskim tempie napuszczania prowadzi najpierw do zwiększonej produkcji W przez wybijanie, co skutkuje większą mocą promieniowania wolframu w centrum $P_{\text{rad,core,W}}$ przy minimalnym wpływie na średni ładunek efektywny $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$. Przy pewnej wartości tempa domieszkowania składowa promieniowania $P_{\text{rad,core,W}}$ zaczyna się zmniejszać, a gęstość domieszki w plazmie rdzeniowej wzrasta, zastępując coraz większą część strat promienistych, wcześniej będących skutkiem obecności W . Niestety, znajduje to odzwierciedlenie w dużym wzroście $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$, do wartości 6-8 dla Ne i około 5 dla Ar, co jest zjawiskiem niekorzystnym. Jednak dla przypadków $D_{\Lambda}=0.25$ i $D_{\Lambda}=0.5$ m²/s możliwe było znalezienie odpowiedniego zakresu tempa domieszkowania, w którym P_{SOL} można doprowadzić do dowolnej wartości pomiędzy 15 a 30 MW. Dla przypadków o najwyższych wartościach D_{Λ} obniżenie P_{SOL} poniżej ~20 MW z Ne nie było możliwe ze względu na jego niską efektywność promieniowania w porównaniu do W i Ar. Dla Ar sytuacja nie jest jasna, jednak prawdopodobnie można uzyskać niską P_{SOL} kosztem niepraktycznie wysokich wartości $\langle Z_{\text{eff}} \rangle$. Ze względu na to, że D_{Λ} reprezentujący anomalną dyfuzję radialną w SOL w JT-60SA jest jeszcze nieznaną, do dalszej analizy wybrano zakres warunków brzegowych $P_{\text{SOL}} \in [20, 30]$ MW.

Z drugiej strony, jeśli możliwe jest uzyskanie jeszcze niższych wartości P_{SOL} , nie powinny one zbliżać się zbyt blisko do granicznej mocy pracy w trybie wysokiego utrzymania P_{LH} , która w naszym przypadku wynosi około 10 MW. Utrzymanie P_{SOL} powyżej 15 MW zapewnia stabilną pracę w trybie wysokiego utrzymania (ang. H-mode). W związku z tym zakres domieszkowania jest w pewien sposób ograniczony dla najniższych przypadków D_{Λ} .

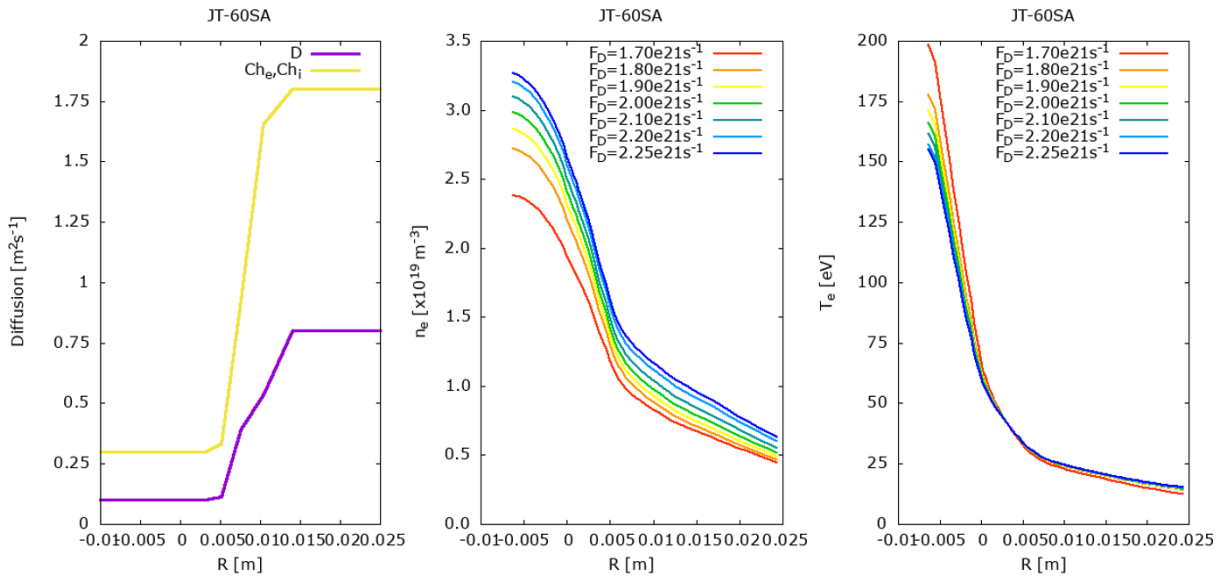
Ponieważ COREDIV nie uwzględnia rzeczywistej geometrii komory ani pola magnetycznego, obliczone strumienie mocy na płycie są poprawne tylko w przypadku wartości zintegrowanych przestrzennie/powierzchniowo i nie są tu pokazane. W przypadku tokamaka JT-60SA technologicznym czynnikiem ograniczającym jest gęstość strumienia mocy na płycie dywertora (max. 10 MW/m²), potrzebujemy innej metody oszacowania dokładnych profili obciążenia termicznego na wewnętrznej i zewnętrznej płycie. Wyniki prac zostały przekazane jako zakres danych wejściowych do obliczeń prowadzonych we wspomnianych na samym początku ośrodkach.

W 2024 ramach badań nad redukcją mocy w plazmie brzegowej JT-60SA przeprowadzono symulacje numeryczne z wykorzystaniem kodu wielopłynowego TECXY. Kod TECXY jest stosowany do symulacji transportu plazmy w warstwie SOL w tokamakach oraz symulacji interakcji plazmy z m.in. węglową powierzchnią dywertora. Umożliwia on modelowanie transportu cząstek, ciepła oraz promieniowania w plazmie z uwzględnieniem różnych domieszek i procesów sputteringu dywertora. TECXY stosuje siatkę numeryczną umożliwiającą precyzyjne odwzorowanie wpływu geometrii pola magnetycznego na dynamikę plazmy w SOL (warstwie brzegowej). Dzięki uwzględnieniu zjawisk takich jak promieniowanie zanieczyszczeń kod ten stanowi cenne narzędzie w badaniach nad zarządzaniem strumieniem mocy w tokamakach. W analizie skupiono się na scenariuszu operacyjnym numer 2 (Scn#2), w którym moc grzewcza układu wspomagającego wynosi 41 MW, a maksymalna gęstość mocy na płytach dywertora nie powinna przekraczać 10 MW/m². Aby spełnić te wymagania, konieczne jest wypromieniowanie około 20-30 MW mocy, co podkreśla znaczenie dokładnych badań nad mechanizmami rozpraszania mocy w warstwie SOL oraz oszacowania depozycji energii plazmy na płytach.



Rys. 3.2.2 Siatka numeryczna dla JT-60SA obejmująca SOL (obszar niebieski), fragment centrum (obszar fioletowy) i obszar strumienia prywatnego (obszar zielony). Żółta linia obrazuje zarys ścian tokamaka.

Przeprowadzone symulacje uwzględniały siatkę numeryczną składającą się ze 101 x 53 komórek obliczeniowych (Rys. 3.2.1). Analizowano plazmę deuterową z domieszką argonu, uwzględniając fizyczne i chemiczne procesy sputteringu dywertora wykonanego z węgla. Przyjęte warunki brzegowe obejmowały strumień mocy do SOL równy 21 MW oraz stały strumień cząstek na wewnętrznej granicy w centrum, odpowiadający strumieniowi deuteru na poziomie 1.0×10^{21} el. s^{-1} . Wejściowe parametry brzegowe zostały wybrane na podstawie poprzednich obliczeń przeprowadzonych za pomocą kodu COREDIV, opublikowanych w poprzednich latach. Dodatkowe zasilanie cząstkami pochodziło z zewnętrznej ściany (Low Field Side) poniżej OMP (Outer Midplane). Domieszkowanie argonem było realizowane poprzez dozowanie przez dyszę powyżej zewnętrznego dywertora.



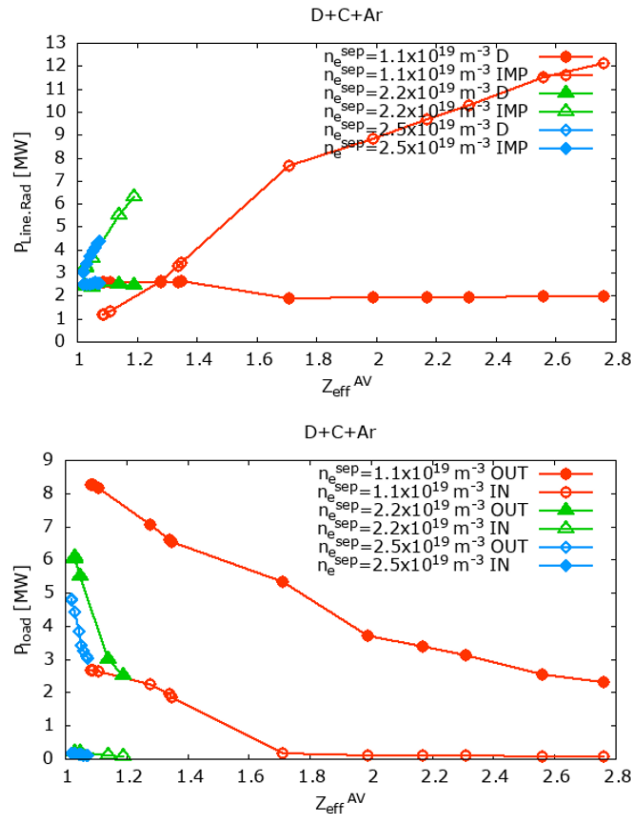
Rys. 3.2.3 Profil dyfuzji cząstek D i strumienia energii (lewy panel) oraz profile radialne gęstości elektronowej (środkowy panel) i temperatury elektronowej (prawy panel) w midplane.

Profile radialne dyfuzyjności gęstości cząstek, (Rys. 3.2.3) D, oraz dyfuzyjności cieplnej elektronów, χ , przyjęto na podstawie badań L. Balbinot nad wyładowaniami w tokamaku JET i uzgodniono z podobnymi analizami przeprowadzonymi w innych laboratoriach dla tego scenariusza. Przyjęto wartości dyfuzji zmienne wraz z promieniem o wartości D (χ) równej 0,1 (0,3) w centrum i wartości równej 0,75 (1,8) w SOL. Analizowano również radialne profile gęstości elektronowej oraz temperatury elektronów dla różnych wartości strumienia deuteru z centrum. Gęstość elektronowa na separatrysie zmieniała się w zakresie od $1.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ do $2.75 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ w przypadku plazmy deuterowo-węglowej.

Uzyskane wyniki wskazują, że całkowite obciążenie mocy oraz temperatura elektronowa na płytach dywertora różnią się w zależności od zastosowanego materiału dywertora (węgiel lub wolfram) oraz od gęstości elektronów w obszarze upstream (OMP). Wykazano, że węglowy dywertor prowadzi do znacznego zwiększenia promieniowania plazmy, co wspomaga redukcję mocy w plazmie brzegowej nawet o 50% w przypadku plazmy bez domieszki. Ustalono, że całkowita moc docierająca do płyt dywertorowych spada maksymalnie do 6,3 MW w przypadku plazmy czystej deuterowej padającej na dywertor wolframowy i 4,4 MW w przypadku plazmy deuterowej padającej na dywertor węglowy.

Wprowadzenie domieszki argonu dodatkowo wpłynęło na procesy promieniowania. W szczególności zaobserwowano, że przed wystąpieniem oddzielenia plazmy od płyt dywertorowych (ang. detachment) promieniowanie liniowe argonu wzrastało w obszarze dywertora. Gdy doszło do oddzielenia plazmy na wewnętrznej płycie, promieniowanie argonu gwałtownie zwiększyło się zarówno w warstwie SOL, jak i w obszarze centrum sznura plazmowego. Początkowo promieniowanie węgla, erodowanego z dywertora – w procesie sputteringu, dominowało w obszarze SOL, podczas gdy promieniowanie argonu koncentrowało się w obszarze rdzeniowym i w dywertorze. Zwiększenie ilości domieszki argonu spowodowało wzrost promieniowania w rdzeniu plazmy, które stało się porównywalne z promieniowaniem w obszarze dywertora.

Rys. 3.2.4. przedstawia zależność promieniowania liniowego plazmy deuterowej i domieszki (węgla oraz argonu) dla różnych gęstości na separatrysie (górny panel) oraz zależność całkowitej mocy docierającej do płyt dywertorowych w zależności od ładunku efektywnego. Wyniki pokazują, że całkowite obciążenie cieplne dywertora zmniejsza się do około 2.5 MW w przypadku gęstości elektronowej w OMP równej $1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ oraz $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Jednocześnie temperatura elektronowa na zewnętrznej płycie dywertora spada do 10 eV dla $n_{e^{\text{sep}}} = 1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, natomiast dla $n_{e^{\text{sep}}} = 2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ osiąga wartość około 4 eV.



Rys. 1.2.4 Zmiana promieniowania plazmy w obszarze symulacji (górny panel) i całkowitej mocy docierającej do płyt dywertorowych (dolny panel) w zależności od ładunku efektywnego dla plazmy domieszkowanej argonem.

Symulacje wykonane z użyciem kodu TECXY wykazały możliwość operacyjnego działania JT-60SA z przyjętą mocą wejściową do SOL wynoszącą 21 MW oraz domieszkowaniem argonem. W rozważanej konfiguracji pola magnetycznego oraz przy założonych gęstościach upstream wewnętrzna płyta dywertora znajdowała się w stanie oderwania. Zastosowanie węglowego dywertora prowadziło do znaczącego wzrostu promieniowania plazmy, co umożliwiało redukcję mocy w plazmie brzegowej nawet o 50% w porównaniu do przypadku dywertora wolframowego. Wprowadzenie domieszki argonu pozwoliło na dalszą redukcję całkowitego obciążenia cieplnego dywertora do około 2.5 MW dla gęstości elektronowej w OMP równej $1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ oraz $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Uzyskane wyniki podkreślają znaczenie domieszkowania argonem jako skutecznej metody zarządzania strumieniem mocy w plazmie brzegowej JT-60SA.

W roku 2024 w Instytucie prowadzone były intensywne prace nad rozwojem oprogramowania mające za cel połączenie modelu plazmy centralnej z kodu COREDIV oraz kodu TECXY, który uwzględnia realistyczną geometrię magnetyczną. Pozwoliłoby to na uzyskiwanie bardziej realistycznych wyników w obszarze brzegowym, w szczególności możliwe by było obliczanie profili obciążeń termicznych i wykluczyłoby to konieczność angażowania innych kodów brzegowych do sprawdzania limitów technologicznych, jak to ma obecnie miejsce dla tokamaka JT-60SA, a sprowadziłoby ich rolę do analizowania szczególnie trudnych przypadków, ew. do benchmarkingu.

Prace są na etapie testowania poprawności połączenia (przekazywania warunków brzegowych) dla plazmy głównej i domieszek napuszczanych. Wyniki są obiecujące. Kluczowe do wykonania pozostaje:

- włączenie i zweryfikowanie mechanizmu wybijania i sprawdzenie transportu domieszek wybijanych z płyt dywertora
- zweryfikowanie analitycznego profilu cząstek neutralnych w SOL
- odpowiednie zbilansowanie części wspólnej modelu plazmy brzegowej i centralnej (przekazywanie objętościowych źródeł cząstek i energii, obecnie przekazywane są wartości zmiennych na brzegach i przestrzenne profile współczynników transportu)
- zweryfikowanie zgodności jednostek w obu modelach

Poza uzyskaniem głównej funkcjonalności została wykonana gruntowna modernizacja obu kodów, optymalizacja ich działania, wypracowanie nowej metody zapisu danych i utworzenie narzędzi do podglądu danych, zarówno

podczas działania kodu, jak i po jego zakończeniu. Trwają prace nad przygotowaniem nowego, bardziej intuicyjnego narzędzia do produkcji siatki.

Sprawnie działający kod łączący szybkość kodu COREDIV i dokładność odwzorowania geometrii kodu TECXY mogłby przyczynić się do usprawnienia obliczeń nie tylko dla tokamaka JT-60SA, ale i dla innych urządzeń.

3.3. Wsparcie kodów do modelowania plazmy tokamakowej w unifikacji ze strukturą IMAS.

Postęp w badaniach nad kontrolowaną fuzją jądrową wymaga nie tylko rozwoju zaawansowanej aparatury eksperymentalnej, ale także skutecznych narzędzi numerycznych pozwalających na modelowanie i analizę zjawisk zachodzących w plazmie. Kluczowym aspektem tego procesu jest integracja kodów obliczeniowych w ramach zunifikowanego standardu zapisu danych IMAS, który umożliwia sprawną wymianę danych i współpracę między różnymi zespołami badawczymi. W tym kontekście Instytut Fizyki plazmy i Laserowej Mikrosyntezy prowadzi działania mające na celu wsparcie deweloperów kodów rozwijanych w ramach projektu TSVV w zakresie ich adaptacji do standardu IMAS oraz ich integracji w złożone procesy modelowania numerycznego. ACH jest częścią większego pakietu roboczego WPAC (Advanced Computing), który wspiera rozwój nowych kodów numerycznych i integrację istniejących narzędzi w jednolite środowisko obliczeniowe. W ramach WPAC funkcjonuje czternaście projektów TSVV, które są wspomagane przez pięć wyspecjalizowanych centrów ACH. Te centra zapewniają wsparcie w zakresie inżynierii oprogramowania, integracji kodów, zarządzania danymi oraz obliczeń naukowych, co znacząco przyczynia się do rozwoju technologii fuzji jądrowej.

W ramach prac zaplanowanych na 2024 rok w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy realizowano zadania polegające na wsparciu deweloperów kodów rozwijanych w zadaniach TSVV w zakresie integracji ze strukturą IMAS. Jednym z kluczowych przedsięwzięć było dostosowanie kodu ERO2.0 do struktury IMAS. Kod ten jest szeroko stosowany do modelowania interakcji plazmy ze ścianami reaktorów tokamakowych oraz zjawisk transportu cząstek w pobliżu powierzchni. W ramach realizowanych prac zakończono opracowanie interfejsu wejściowego oraz wdrożono nowatorską procedurę ekstrapolacyjną, która umożliwia bardziej precyzyjne odwzorowanie dynamicznych zmian w parametrach plazmy. Udoskonalono mechanizmy przetwarzania danych wyjściowych, szczególnie w kontekście parametrów ścian reaktora, a także dostosowano format wyników do standardu IDS (ang. Integrated Data Structure), który umożliwia zunifikowany zapis wyników w ramach IMAS. IDS stanowi kluczowy element systemu IMAS, pozwalając na przechowywanie i przetwarzanie danych eksperymentalnych oraz wyników symulacji w jednolitej formie. Szczególną uwagę poświęcono przekształceniu danych wejściowych z kodu SOLPS-ITER do IMAS, co wymagało implementacji nowych algorytmów interpolacyjnych i ekstrapolacyjnych. Instalacja kodu ERO2.0 na platformie Gateway przebiegła pomyślnie, lecz napotkano problemy związane z wizualizacją wyników, wynikające z ograniczeń systemowych, które ostatecznie przezwyciężono.

Równie istotnym zadaniem była adaptacja kodu JOEREK, który jest jednym z najważniejszych narzędzi do modelowania niestabilności magneto hydrodynamicznych (MHD) w plazmie. Kod ten pozwala na symulację dynamiczną ewolucji plazmy sznura plazmowego i zjawisk takich jak niestabilności brzegu (ang. Edge Localized Modes), czy zakłócenia prowadzące do rekonfiguracji linii pól magnetycznych. Wdrożono dostosowanie plików sterujących do IMAS, a także opracowano prototyp interfejsu interpolacyjnego w języku Fortran, który umożliwia bardziej precyzyjne odwzorowanie równowagowych i dynamicznych struktur plazmy. Kod JOEREK zostanie poddany dalszym testom i optymalizacji po przywróceniu pełnej funkcjonalności platformy Gateway.

Kod EIRENE, służący do modelowania transportu neutralnych cząstek w plazmie, wymagał utworzenia dedykowanego interfejsu łączącego go z kodem SOLPS-ITER. EIRENE odgrywa kluczową rolę w symulacjach zachowania gazu neutralnego w otoczeniu plazmy tokamakowej, co jest niezbędne do przewidywania strat energetycznych i wpływu recyrkulacji cząstek w dywertyorze tokamaka. W ramach realizowanych prac przygotowano integrację umożliwiającą wykorzystanie rzeczywistych danych wyjściowych z SOLPS-ITER jako punktu startowego dla symulacji w EIRENE. Ponadto, podjęto prace nad analogicznym modułem SOLEDGE oraz interfejsem generującym dane wejściowe dla EIRENE w zgodzie z formatem IMAS. Kluczowe znaczenie miały regularne spotkania z zespołem rozwijającym kod EIRENE, które pozwoliły na bieżące dostosowywanie interfejsów i rozwiązywanie problemów technicznych.

Kod SOLEDGE3X jest nowoczesnym narzędziem do modelowania transportu plazmy w obszarze brzegowym tokamaka, co pozwala na analizę procesów związanych z oddziaływaniem plazmy z materiałami ścian reaktora. W ramach realizowanych prac opracowano interfejs, który może być wykorzystywany przez kilka kodów TSVV3 po odpowiedniej adaptacji. Część IMAS została oddzielona od części specyficznej dla każdego kodu. Obecnie

prorowadzone są testy, które będą kontynuowane w kolejnym roku. W ramach zadania przygotowano działający przykład dla SOLEDGE3X do testów wraz z dokumentacją oraz szablon umożliwiający dalszą integrację innych kodów zadania TSVV3 takich jak GRILIX, GBS i FELTOR.

Wyniki symulacji numerycznych realizowane w ramach powierzonych zadań we współpracy międzynarodowej przyczyniają się do wiedzy i doświadczenia naukowców dotyczących transportu plazmy w obszarze brzegowym dla tokamaka COMPASS Upgrade. Współpraca międzynarodowa ugruntowuje pozycję Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowe Mikrosyntezy na arenie międzynarodowej. Prace nad IMASyfikacją kodów numerycznych, realizowane przez IFPiLM w ramach współpracy z EUROfusion, przyczyniają się do unifikacji narzędzi modelowania stosowanych w fizyce plazmy i badaniach nad fuzją jądrową. Standaryzacja tych procesów pozwala na efektywniejsze wykorzystanie zasobów obliczeniowych oraz ułatwia wymianę wyników pomiędzy różnymi instytucjami badawczymi.

Ponadto, implementacja zunifikowanych rozwiązań pozwala na bardziej precyzyjne odwzorowanie procesów zachodzących w plazmie, co stanowi kluczowy element optymalizacji projektowania przyszłych reaktorów termojądrowych. Współpraca międzynarodowa oraz wykorzystanie zasobów Advanced Computing Hub dodatkowo wzmacnia potencjał badawczy i umożliwia zastosowanie w obliczeniach różnorodnych modeli numerycznych, które będą miały kluczowe znaczenie dla przyszłego sukcesu ITER i technologii fuzji jądrowej.

Wyniki uzyskane dla scenariusza #2 JT-60SA będą przydatne w kilku obszarach:

1. Przewidywanie obciążeń termicznych na płytach dywertora tokamaka JT-60SA

Ze względu na długi czas wyładowań w JT-60SA ochrona elementów urządzenia bezpośrednio wystawionych na działanie plazmy jest ważnym zagadnieniem ze względu na bezpieczeństwo i przyszłość eksperymentu. Analizy domieszkowania dla scenariusza #2 wskazują, jakie warunki muszą zostać spełnione, aby praca tokamaka była bezpieczna.

2. Zmiana materiału dywertora z C na W

Zmiana materiału płyty oznacza gruntowną zmianę możliwości urządzenia i przesunięcie parametrów pracy. Oznacza też nowe zagrożenia związane z nadmierną produkcją wolframu i jego negatywnym wpływem na stabilność wyładowania w przypadku nadmiernej koncentracji. Uzyskane wyniki pomogą w wypracowaniu metod złagodzenia negatywnych efektów przejścia na wolfram i adekwatnej strategii domieszkowania.

3. Wzrost możliwości wykorzystania kodu zintegrowanego

Nowo powstające narzędzie informatyczne pozwoli na uzyskiwanie bardziej wiarygodnych i kompletnych wyników w obszarze SOL, przede wszystkim dla tokamaka JT-60SA, ale również i dla innych urządzeń. W tym konkretnym przypadku uprościłoby to sytuację, gdyż przekazywanie uzyskanych wyników jako warunki brzegowe do wykonania kolejnych obliczeń okazałyby się niepotrzebne. Jako że nie ma zbyt wielu kodów zintegrowanych zwiększa to konkurencyjność Instytutu na arenie międzynarodowej w dziedzinie modelowania tokamaków.

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

Wstęp

Program naukowy projektu EUROfusion WPTE: Tokamak exploitation (eksploatacja tokamaków) na rok 2024 obejmował przeprowadzenie kampanii eksperymentalnych na czterech urządzeniach z magnetycznym utrzymywaniem plazmy, ASDEX-Upgrade (AUG) w Niemczech, TCV w Szwajcarii, MAST-U w Wielkiej Brytanii i WEST we Francji. Harmonogram prac każdego urządzenia przedstawiono w Tabeli 1.

Tabela 1. Harmonogram miesięczny kampanii eksperymentalnych (zaznaczonych kolorem niebieskim) na tokamakach AUG, TCV, MAST-U i WEST.

Year	2024												
Months	Jan.	Feb	Mar.	April	May	June	July	Aug.	Sept.	Oct.	Nov.	Dec.	
AUG													
TCV													
MAST-U													
WEST													
	Shutdown		Restart	Campaign		Break							

W 2024 roku eksploatacja urządzeń była prowadzona w oparciu o strukturę ustaloną na II połowę 2022 roku z 9 Tematami Badawczymi obejmującymi kampanię trwającą w roku kalendarzowym 2024. Ponadto prowadzone były prace analityczne oraz modelowanie plazmy dla wyładowań przeprowadzonych w poprzednich latach na tokamaku JET w Wielkiej Brytanii, aby zapewnić możliwie najpełniejsze wykorzystanie końcowych kampanii po wyłączeniu JET. W latach 2022 i 2023 w JET przeprowadzono kampanie eksperymentalne z plazmą deuterową (DD) o nazwach C44/C45/C45B. Ponadto w 2023 r. odbyły się dwa cykle kampanii deuterowo-trytowej (DT), o nazwie C46, oraz kampania mająca na celu oczyszczenie trytu z komponentów pierwszej ściany reaktora, o nazwie C47. W tym celu utworzono dwa dodatkowe tematy badawcze dedykowane tokamakowi JET, które obejmowały walidację danych eksperymentalnych oraz analizę i modelowaniem eksperymentów związanych z kampanią eksperymentalną w plazmie DT. Wykaz celów naukowych dla poszczególnych tematów badawczych został przedstawiony w tabeli 2.

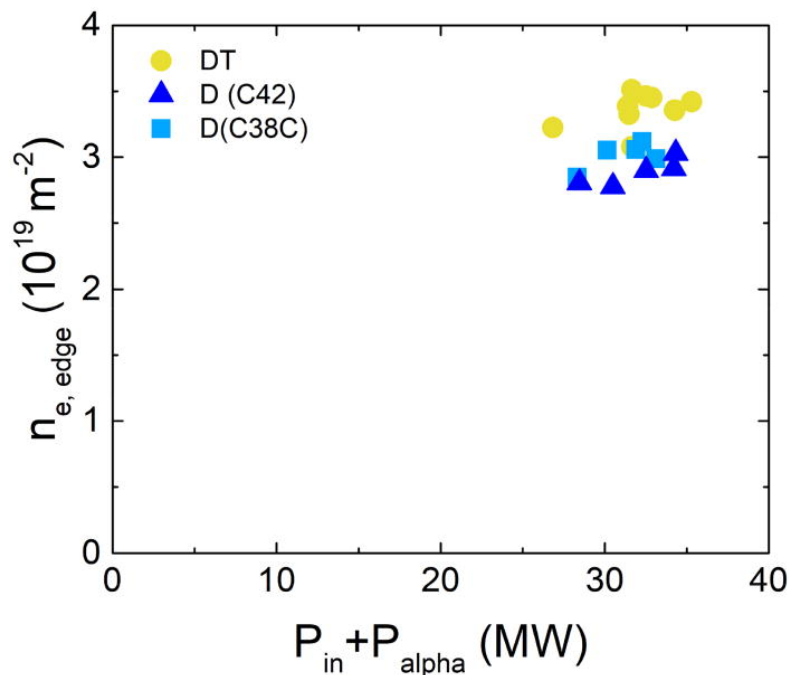
Tabela 2. Lista tematów badawczych programu naukowego WP TE na rok 2024. Misje 1 i 2 odnoszą się do misji planu działania EUROfusion.

	Temat badawczy	Tytuł
Misja 1	RT-01	Zintegrowany scenariusz Core-Edge-SOL w reżimie wysokiego utrzymywania plazmy na potrzeby ITER-a
	RT-02	Zrozumienie fizyki alternatywnego reżimu do reżimu z ELM-ami I typu
	RT-03	Strategie dotyczące łagodzenia zakłóceń i skutków ucieczki cząstek
	RT-04	Ogólne systemy maszynowe oparte na fizyce do zintegrowanej kontroli wyładowań plazmowych
	RT-08	Fizyka i podstawy operacyjne dla scenariuszy długich impulsów o wysokim beta
	RT-09	Zrozumie fizyki uwięzienia cząstek energetycznych i ich wzajemnego oddziaływania z plazmą termiczną
Misja 2	RT-05	Fizyka oderwania sznura plazmowego i jego sterowanie dla operacji ITER, DEMO i HELIAS
	RT-06	Przygotowanie wydajnego działania komponentów pierwszej ściany reaktora (PFC) na rzecz ITER, DEMO i HELIAS
	RT-07	Zrozumienie fizyki alternatywnych konfiguracji dywertora jako ograniczenie ryzyka dla DEMO
JET	RT-10	Walidacja danych z JET
JET DTE2	RT-11	Analiza i modelowanie eksperymentów związanych z kampanią DTE2 (w tym eksperymenty M18-** i M21-** oraz te zrealizowane w kampaniach C45/C46(DTE3) /C47/C45B

Osiągnięcia naukowe

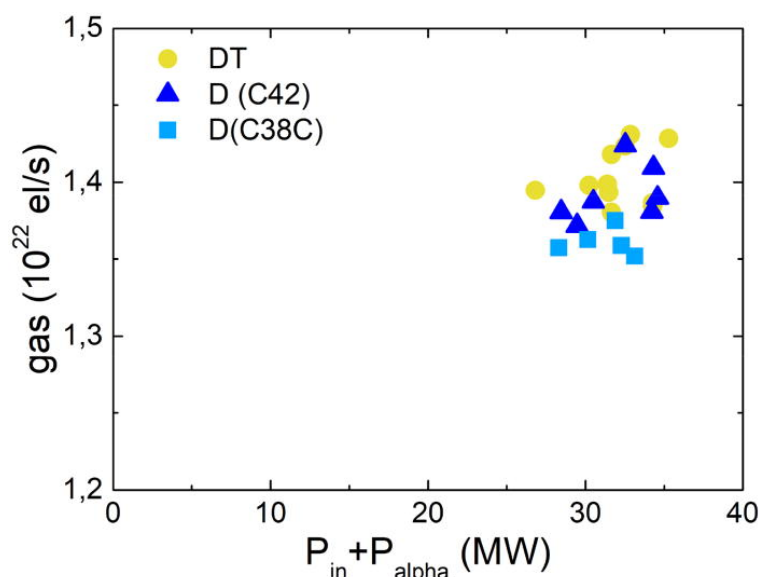
Badanie zachowania zanieczyszczeń w hybrydowym scenariuszu JET-ILW z plazmą deuterową (D), trytową (T) i deuterowo-trytową (DT).

Przeprowadzona analiza miała na celu porównanie zachowania zanieczyszczeń o średnim i wysokim Z (tzw. mid-Z i high-Z) w wyładowaniach hybrydowych w trybie wysokiego utrzymania (H-mode) w plazmach D i T, a także w plazmach D i DT na tokamaku JET w Wielkiej Brytanii. Badanie oparto na danych ze spektrometru VUV (Vacuum Ultraviolet) i diagnostyce bolometrycznej. Dane ze spektrometru zostały wykorzystane przede wszystkim do ilościowego pomiaru zanieczyszczeń mid-Z oraz do określenia intensywności różnych stopni jonizacji wolframu (od W^{14+} do W^{35+}) z quasicontinuum w widmach VUV (I_W). Z kolei diagnostyka bolometryczna dostarczyła profili promieniowania i rekonstrukcji bolometrycznych. Pierwsza część badań koncentrowała się na statystycznej analizie zanieczyszczeń dla wyładowań hybrydowych w plazmach D i DT. Analiza zachowania zanieczyszczeń została przeprowadzona dla zestawu impulsów hybrydowych o stosunku D:T wynoszącym 50:50. Wyładowania te zostały uzyskane podczas kampanii eksperymentalnych w D (C38C i C42) i DT (DTE2). W badanych wyładowaniach, moce grzania NBI i ICRF były utrzymywane na porównywalnych poziomach, podczas gdy prąd plazmy i pole toroidalne były ustawione odpowiednio na $I_p = 2,3$ MA i $B_T = 3,4$ T. Zaobserwowano systematyczną tendencję do większego utrzymania cząstek plazmy w mieszance DT w porównaniu do D. Ponadto impulsy z kampanii eksperymentalnej C42 wykazywały nieco gorsze wartości tego parametru, niż w przypadku plazmy z kampanii C38C. Podobny trend był widoczny w przypadku zintegrowanej liniowo gęstości brzegowej plazmy ($n_{e,edge}$), która osiągnęła najwyższe wartości dla plazmy DT (Rys. 4.1), podczas gdy wartości temperatury jonowej na brzegu plazmy ($T_{i,edge}$) były porównywalne we wszystkich analizowanych impulsach.



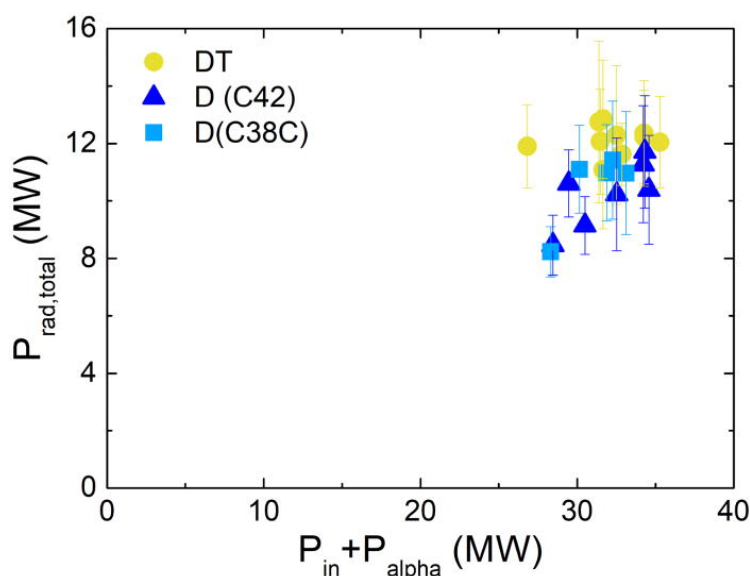
Rys. 4.1. Gęstość plazmy na krawędzi w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm DT i D.

Należy jednak podkreślić, że w kontekście analizy zanieczyszczeń, mimo iż wyładowania plazmowe w ramach kampanii eksperymentalnej C42 zostały przeprowadzone jako referencje dla plazmy D, impulsy C38C charakteryzowały się znacznie późniejszymi czasami iniekcji gazu oraz mniejszą jego ilością (Rys. 4.2). Ponadto nie stwierdzono korelacji między zmianami częstotliwości niestabilności brzegowych typu ELM (Edge Localized Mode), a parametrami plazmy, takimi jak $n_{e,edge}$ oraz $T_{i,edge}$.



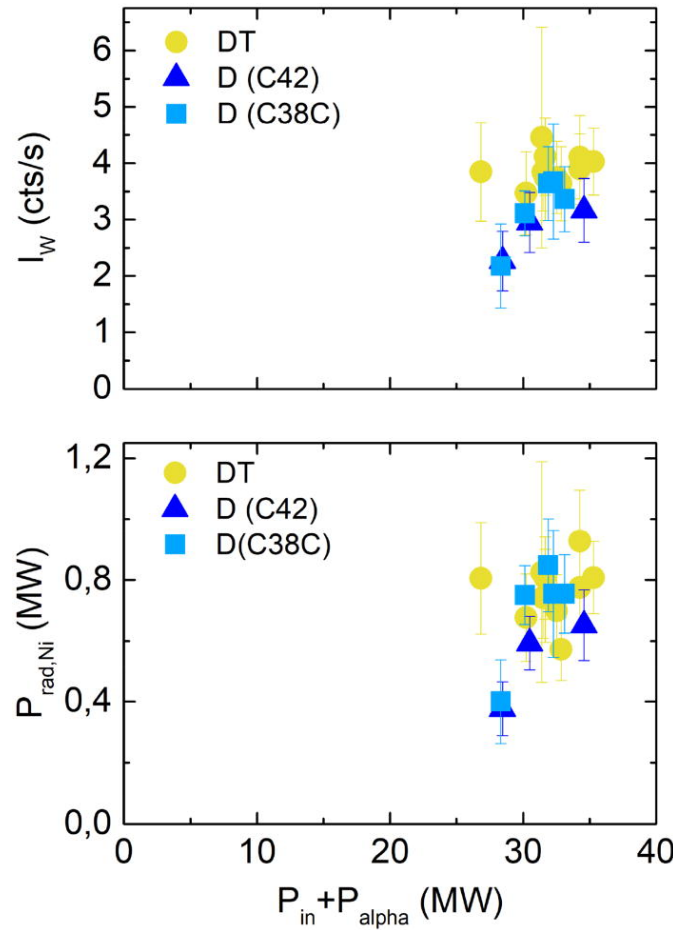
Rys. 4.2. Ilość gazu w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm DT i D

Następnie porównano całkowitą moc promieniowania dla różnych mieszanin plazmy. Jak pokazano na Rys. 4.3, najwyższe wartości $P_{rad,total}$ zaobserwowano dla plazmy DT. W przypadku impulsów D stwierdzono nieco wyższe całkowite promieniowanie dla plazmy pochodzącej z C38C w porównaniu do wyładowań z C42 (dla punktów leżących przy tym samym $P_{in} + P_{alpha}$). W związku z tym ważne było ustalenie, które zanieczyszczenia plazmy miały decydujący wpływ na obserwowane promieniowanie plazmy.

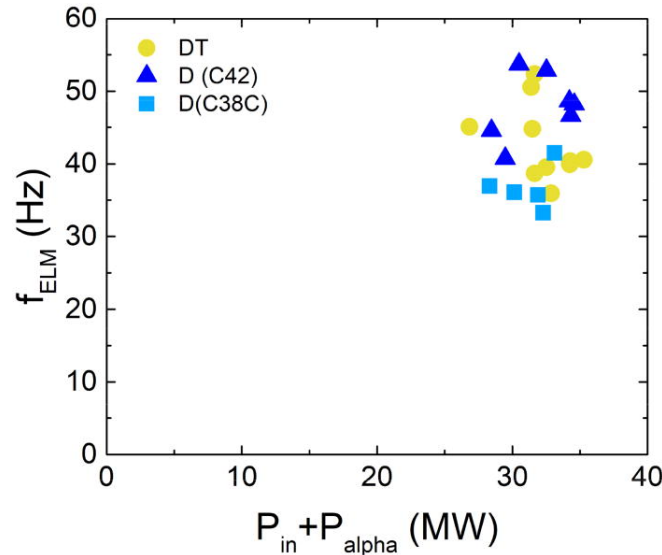


Rys. 4.3. Całkowita moc promieniowania w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm DT i D.

Z tego powodu w kolejnym etapie analizy zbadano promieniowanie pochodzące od zanieczyszczeń mid-Z (takich jak Ni, Cu, Fe) i I_w . Jak pokazano na Rys. 4.4, I_w , mierzone w pobliżu brzegu plazmy, było wyższe w impulsach DT w porównaniu z wyładowaniami D i dobrze korelowało z całkowitą mocą promieniowania. Spośród zanieczyszczeń mid-Z, Ni miał największy udział w całkowitej mocy promieniowania ($P_{rad,total}$), na poziomie nie przekraczającym 10 %. Dodatkowo zaobserwowano, że promieniowanie Ni było wyższe w impulsach D z kampanii C38C w porównaniu do impulsów z C42, prawdopodobnie ze względu na różne ilości wstrzykniętego gazu. Co więcej, niższa częstotliwość ELM w plazmie C38C (Rys. 4.5) mogła przyczynić się do wyższego promieniowania Ni. Z kolei promieniowanie pochodzące od Cu i Fe miało znikomy udział w całkowitej mocy promieniowania. Nie zaobserwowano również wyraźnych różnic między plazmami D i DT.



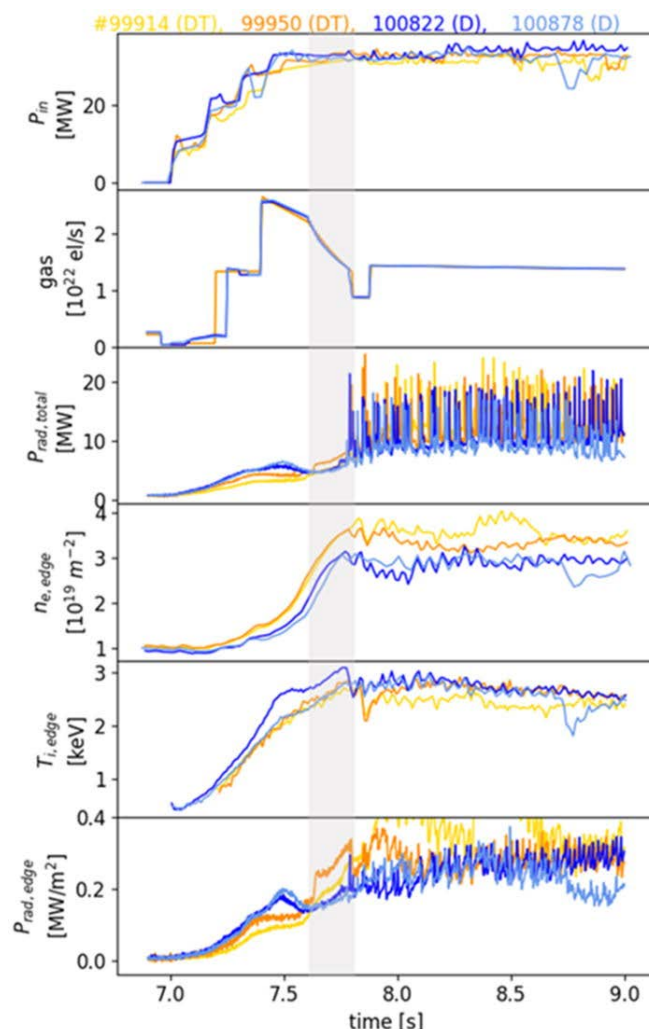
Rys. 4.4. Intensywność jonów wolframu ($W^{14+} - W^{35+}$) (na górze) i moc promieniowania z Ni (na dole) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm DT i D.



Rys. 4.5. Częstotliwość ELM w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm DT i D.

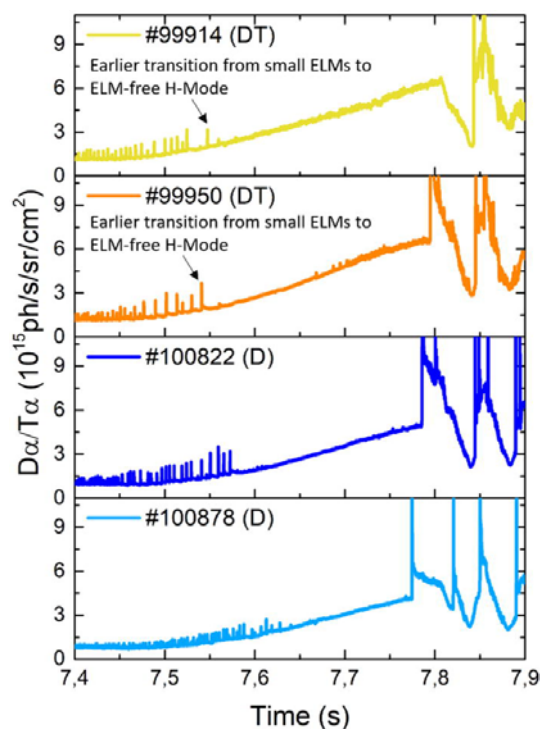
Biorąc pod uwagę, że promieniowanie Ni stanowiło około 10 % całkowitej wartości $P_{rad, total}$, a wkład innych zanieczyszczeń o średnim Z był znikomy, założono, że pozostałe promieniowanie pochodziło głównie z zanieczyszczeń o wysokim Z , w szczególności W. W konsekwencji stwierdzono, że wkład W do $P_{rad, total}$ był znacznie wyższy niż innych zanieczyszczeń o średnim Z zarówno w mieszaninach plazmowych D, jak i DT. Drugim najbardziej znaczącym zanieczyszczeniem pod względem emitowanej mocy promieniowania był Ni.

Druga część analizy koncentrowała się na badaniu plazmy, która stanowiła inżynierskie dopasowanie (te same moce grzania plazmy i ilość gazu) plazmy D i DT. Analizę przeprowadzono dla plazm D (#100822, #100878) i DT (#99914, #99950) przy $I_p = 2,3$ MA i $B_T = 3,4$ T. W porównaniu tym plazma D różniła się od plazmy DT nieco niższą gęstością (do 10 %) oraz niższą energią (do 15 %). Jak przedstawiono na Rys. 4.6, zaobserwowano wcześniejsze wprowadzenie gazu dla impulsów DT, aby zrekompensować szybszą reakcję zaworów wlotowych dla D w porównaniu do T. Dodatkowo, ze względu na brak danych z diagnostyki KT2 dla impulsu #100822, nie można było przeprowadzić analizy związanej z P_{rad} , P_{radNi} i I_w dla tego impulsu.



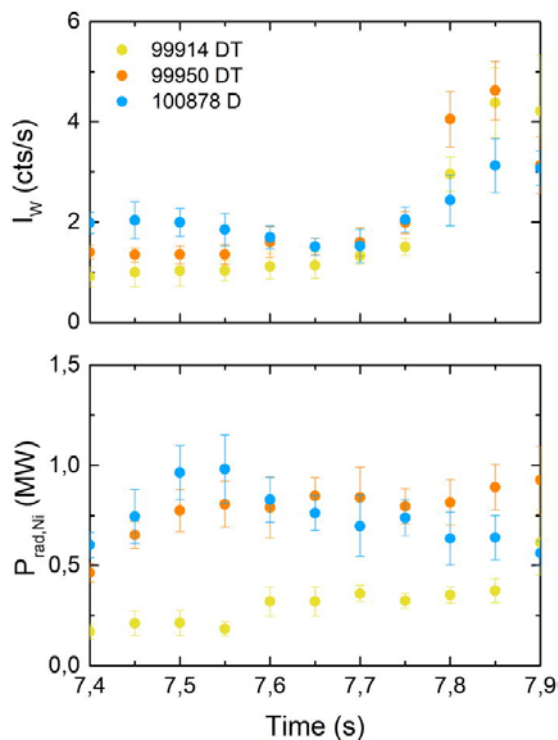
Rys. 4.6. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#100 822 i #100 878) oraz DT (#99 914 i #99 950), pokazujące od góry: moc grzania plazmy, ilość napuszczanego gazu, całkowitą moc promieniowania, zintegrowaną liniowo gęstość brzegową plazmy, temperaturę jonową na brzegu z CXRS przy $R_{maj} = 3,72$ m oraz średnią moc promieniowania na brzegu. Szara pionowa linia oznacza fazę wolną od ELM.

W omawianej części pracy skupiono się na zanieczyszczeniach plazmy w dwóch różnych fazach wyładowań hybrydowych w D i DT, a mianowicie: fazie dostępu do tzw. H-modu i fazie H-mode. Głównym celem było zbadanie, w jaki sposób masa izotopu w plazmie wpłynęła na różne fazy impulsu, szczególnie w kontekście promieniowania plazmy i zachowania zanieczyszczeń. Jak pokazano na Rys. 4.7, plazma DT różniła się od plazmy D nieco wcześniejszym przejściem od małych ELM do trybu H-mode bez ELM, co skutkowało dłuższą fazą bez ELM. Towarzyszył temu większy wzrost gęstości plazmy i nieco niższa temperatura jonowa na brzegu w plazmie DT (Rys. 4.6). W związku z tym promieniowanie brzegowe było wyższe w wyładowaniach DT podczas fazy wolnej od ELM. W przeciwieństwie do tego, w przypadku plazmy D, $P_{rad,edge}$ było nie tylko niższe niż w DT, ale także bardzo porównywalne między dwoma badanymi impulsami (#100822 i #100878).



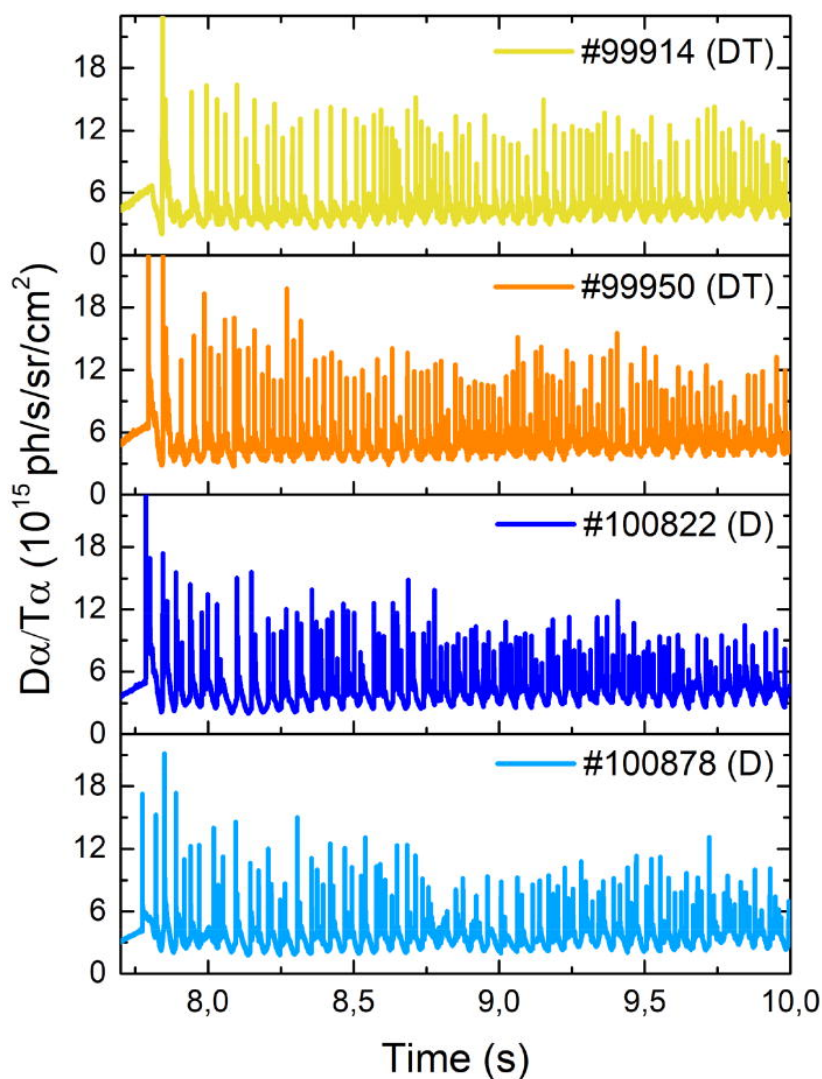
Rys.4.7. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#100 822 i #100 878) oraz DT (#99 914 i #99 950) w fazie dostępu do H-mode pokazujące emisję $D\alpha/T\alpha$.

W fazie dostępu w H-modu (do $\approx 7,75$ s), I_W było porównywalne we wszystkich badanych impulsach, jak pokazano na Rys. 4.8 Co więcej, promieniowanie pochodzące z Ni osiągało podobne wartości zarówno w plazmie D (#100878), jak i DT (#99950). Dodatkowo, stwierdzono że $P_{\text{rad,Ni}}$ pozostało na stałym poziomie w badanej fazie wyładowania. Niemniej jednak, zaobserwowano znaczną różnicę w mocy promieniowania Ni między dwoma impulsami DT - #99914 i #99950. W impulsie DT #99914 zauważalnie niższe promieniowanie Ni w porównaniu do innego impulsu DT, #99950, było związane z opóźnionym początkiem grzania ICRH. Wynika to z faktu, że zanieczyszczenia Ni w JET są związane z działaniem anten ICRH.

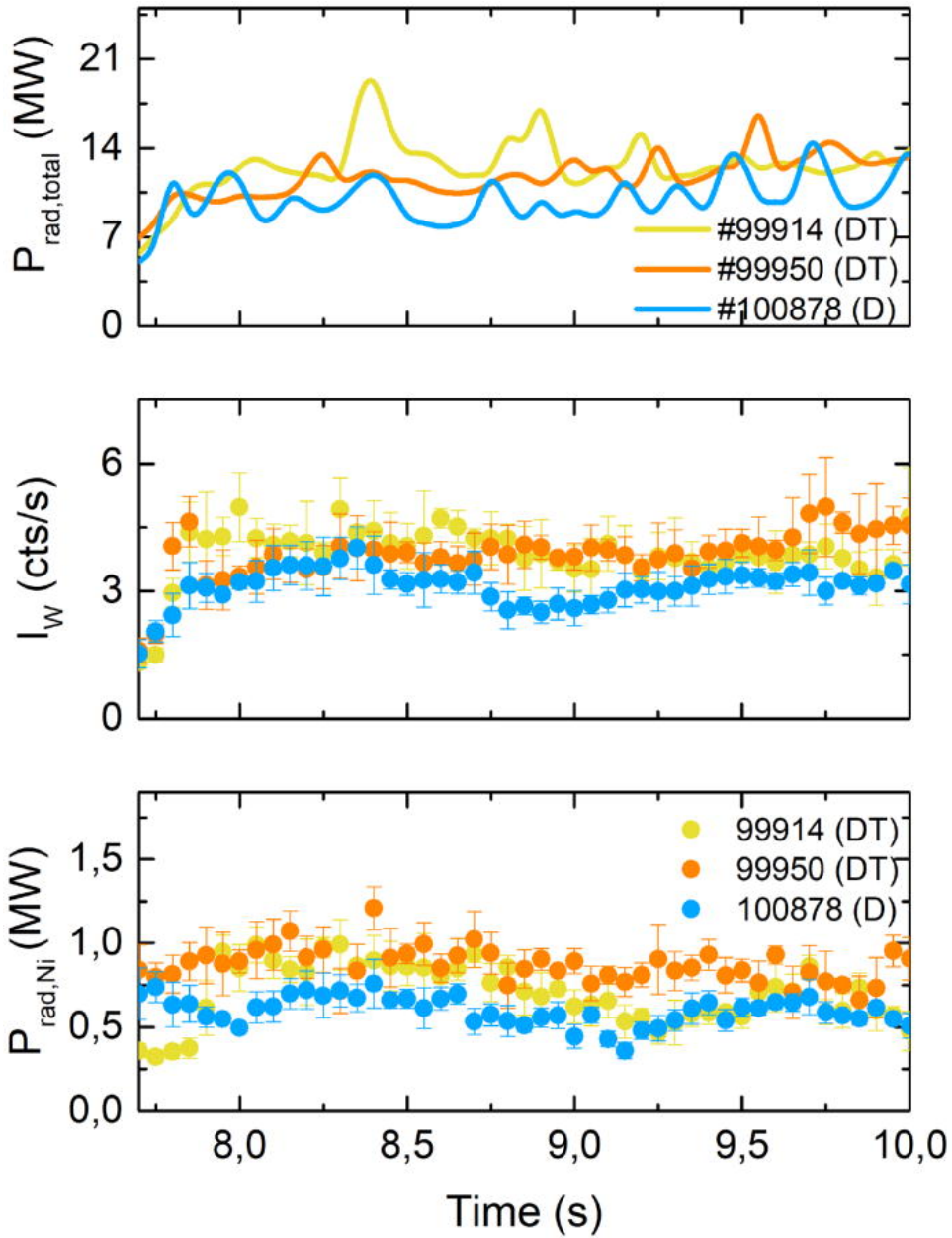


Rys. 4.8. Przebiegi czasowe intensywności jonów wolframu ($W^{14+} - W^{35+}$) (na górze) oraz mocy promieniowania Ni (na dole) dla plazmy D i DT w fazie dostępu do H-mode.

Biorąc pod uwagę powyższe, można stwierdzić, że w plazmie DT nieco wcześniejsze przejście z małych ELM do trybu H-mode bez ELM, a także dłuższa faza bez ELM, mogły doprowadzić do obserwowanego wyższego promieniowania brzegowego w porównaniu z plazmą D. Następnie badano dopasowaną inżynierijnie plazmę D i DT w fazie H-mode. Rys. 4.9 przedstawia, jak ELM w analizowanych impulsach zmieniały się podczas fazy H-mode. Zaobserwowano, że ELM w plazmach DT i D różniły się amplitudą, przy czym ELM w impulsach DT były nieco większe w porównaniu do D. Zaobserwowana różnica w amplitudzie ELM miała również wpływ na zanieczyszczenia plazmy. Jak wykazano, ELM o wyższej częstotliwości i mniejszej amplitudzie w plazmach hybrydowych odpowiadały za skuteczne usuwanie zanieczyszczeń. W praktyce ELM o mniejszej amplitudzie usuwały więcej W, co prowadziło do zmniejszenia promieniowania plazmy. Dlatego też działanie „usuwania” zanieczyszczeń przez ELM, szczególnie w odniesieniu do W, było kluczowe dla kontroli promieniowania. Jak pokazano na Rys. 4.10, podczas fazy H-mode wartości $P_{\text{rad,total}}$, $P_{\text{rad,Ni}}$ oraz I_W były wyraźnie wyższe dla impulsów DT. Co więcej, W i Ni miały największy wkład do całkowitej mocy promieniowania, chociaż udział Ni był znacznie mniejszy, nie przekraczający 12 % $P_{\text{rad,total}}$. Ważne jest, że $P_{\text{rad,Ni}}$ i I_W pozostawały niemal stabilne przez całą fazę H-mode w obu plazmach D i DT, co wskazuje na brak akumulacji zanieczyszczeń w badanych impulsach. Wyniki te są zgodne z obserwacją, że plazma DT miała nieco wyższą gęstość brzegową i niższą temperaturę jonową na brzegu (patrz Rys. 4.6). Dodatkowo, plazma DT wykazywały nieco wcześniejsze przejście od małych ELM-ów do trybu H-mode bez ELM-ów, co również przyczyniło się do zwiększonego promieniowania plazmy w właściwej fazie H-mode.

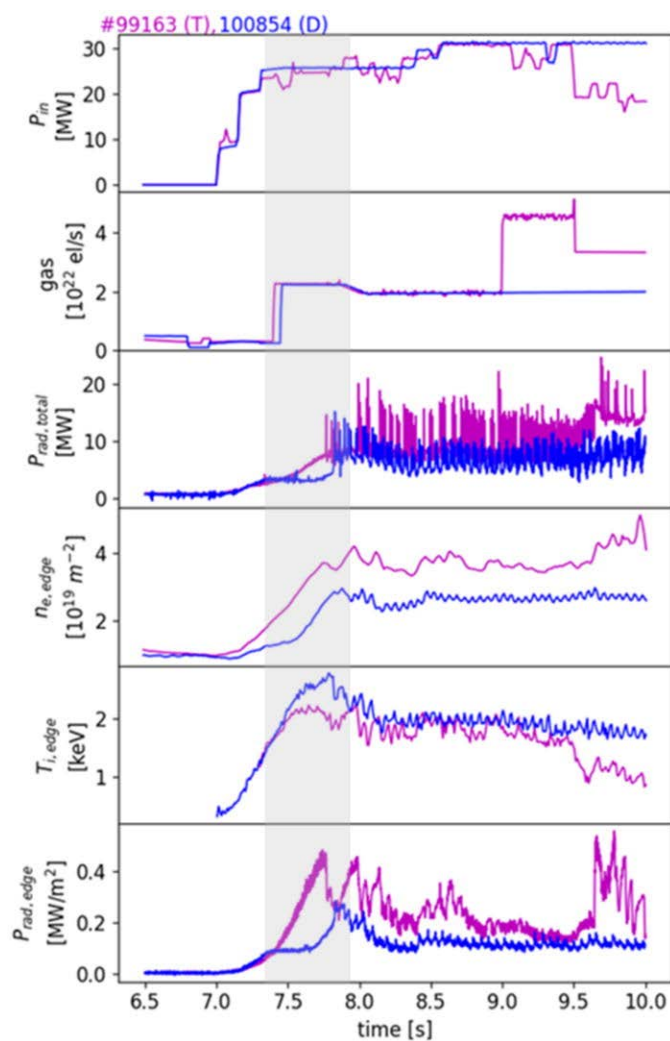


Rys. 4.9. Przebiegi czasowe dla impulsów (#100 822 i #100 878) oraz DT (#99 914 and #99 950) w fazie H-mode pokazujące emisję $D\alpha/T\alpha$.

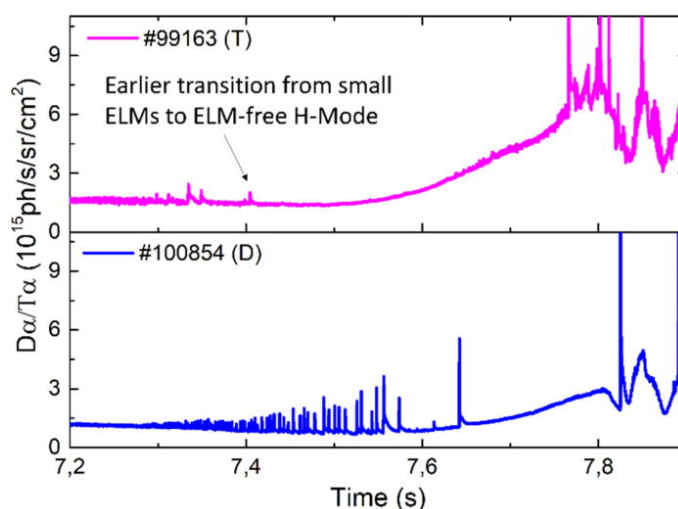


Rys. 4.10. Przebiegi czasowe całkowitej mocy promieniowania $P_{\text{rad,total}}$ (na górze), intensywności jonów wolframu ($W^{14+} - W^{35+}$), oraz mocy promieniowania Ni (na dole) dla plazmy DT oraz D w fazie H-mode.

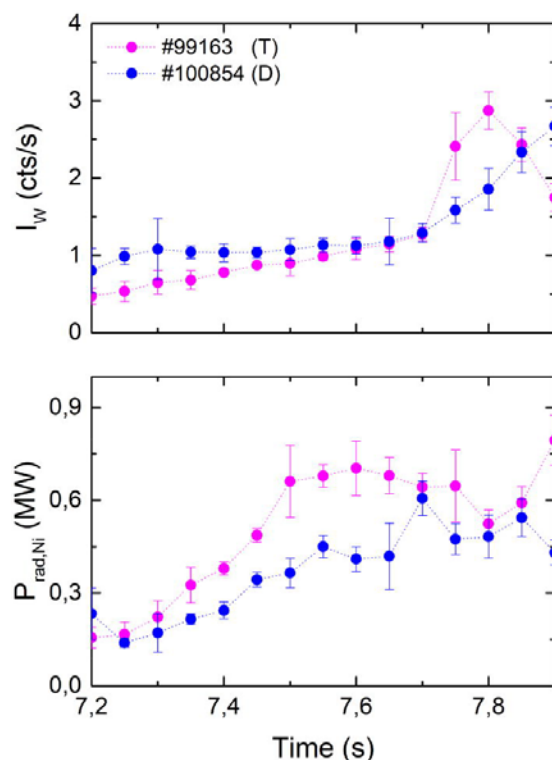
Trzecia część analizy skoncentrowana na badaniu różnic w zachowaniu zanieczyszczeń między impulsami D i T przy tych samych parametrach inżynierskich. Impulsy te zostały przeprowadzone przy $B_T \approx 3,4$ T, $I_p \approx 2,3$ MA oraz $P_{\text{in}} \approx 31$ MW. Jak pokazano na Rys. 4.11, przebiegi napełniania gazu dla obu impulsów różniły się nieznacznie z powodu zmniejszonej prędkości przepływu T w porównaniu do D. W związku z tym, przebieg żądania gazu dla impulsu D został dostosowany do celu uwzględnienia wolniejszego przepływu T, zapewniając brak opóźnienia w czasie dotarcia gazu do komory. Jak pokazano na Rys. 4.12, faza wolna od ELM rozpoczęła się wcześniej w impulsie T, zgodnie z oczekiwaniami z powodu wyższej masy izotopu. Zaobserwowano również, że w impulsie T nastąpił wcześniejszy wzrost gęstości brzegowej, któremu towarzyszył szybki wzrost promieniowania brzegowego (Rys. 4.11). Z kolei impuls D wykazywał znacząco niższe wartości $P_{\text{rad,edge}}$ podczas fazy wolnej od ELM-ów, z niższą $n_{e,edge}$ i wyższą $T_{i,edge}$ w porównaniu do plazmy T, co sugerowało ekranowanie zanieczyszczeń. Obserwacje te były zgodne z wynikami dotyczącymi $P_{\text{rad,Ni}}$ i I_w pokazanymi na Rys. 4.13. W plazmach T, od $t \approx 7,4$ do $t \approx 7,8$ s (faza wolna od ELM), nastąpił stopniowy wzrost $P_{\text{rad,Ni}}$ i I_w , korelujący ze wzrostem $P_{\text{rad,edge}}$. W plazmie D, od $t \approx 7,6$ do $t \approx 7,8$ s (faza wolna od ELM), $P_{\text{rad,Ni}}$ pozostał stabilny, podczas gdy I_w wzrósł, ale w mniejszym stopniu niż w plazmie T. Zauważono również, że promieniowanie z Ni podczas fazy dostępu do fazy H-mode było wyższe dla plazmy T.



Rys. 4.11. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#100854) oraz T (#99163), pokazujące od góry: moc grzania plazmy, ilość napuszczanego gazu, całkowitą moc promieniowania, zintegrowaną liniowo gęstość brzegową plazmy, temperaturę jonową na brzegu z CXRS przy $R_{maj} = 3,72$ m oraz średnią moc promieniowania na brzegu. Szara pionowa linia oznacza fazę wolną od ELM-ów.

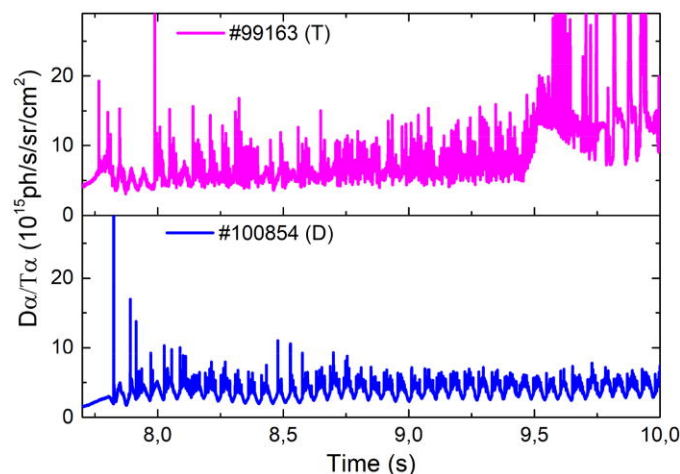


Rys. 4.12. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#100 854) oraz T (#99 163) w fazie dostępu do H-mode, pokazujące emisję D_α/T_α .

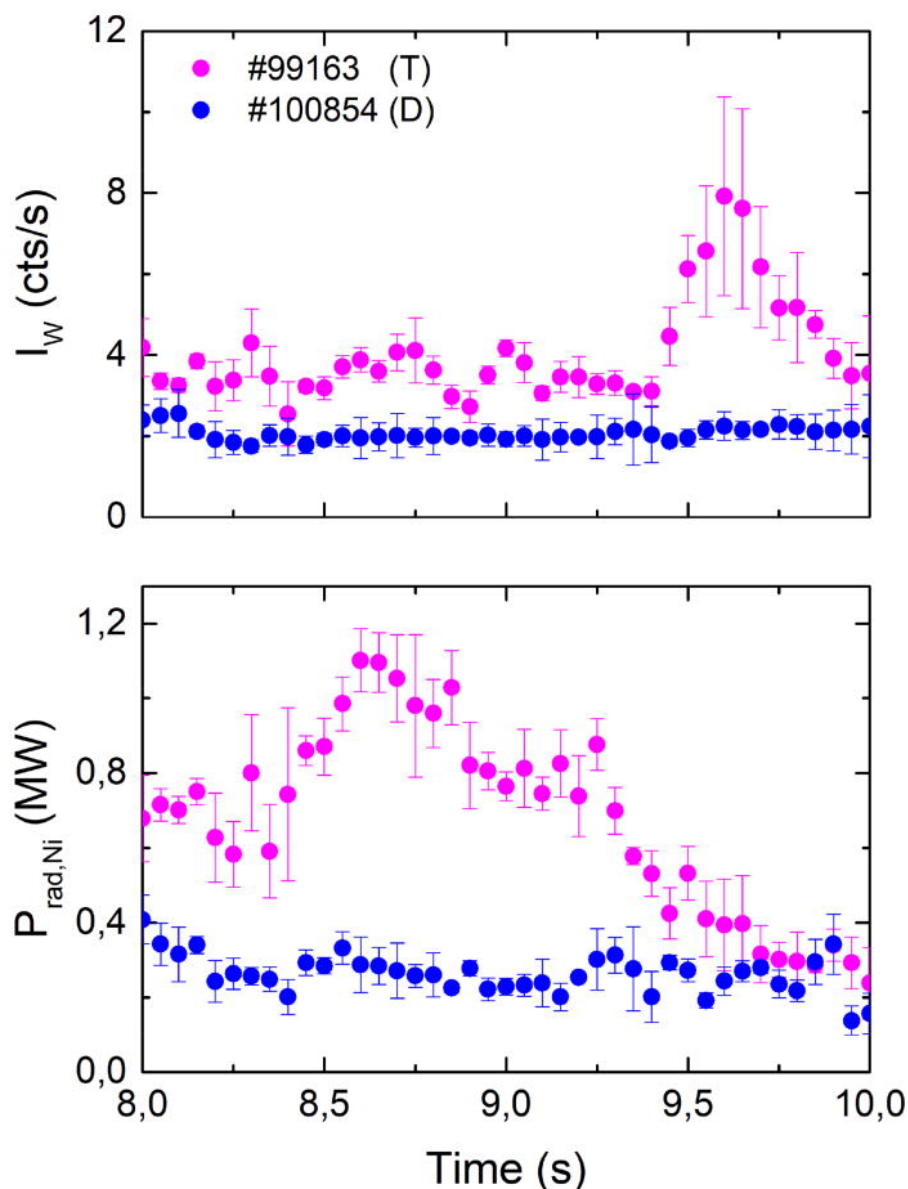


Rys. 4.13. Przebiegi czasowe intensywności jonów W ($W^{14+} - W^{35+}$) (na górze) oraz mocy promieniowania Ni (na dole) dla plazmy D i T w fazie dostępu do H-mode.

Ponadto stwierdzono, że, jak przedstawiono na Rys. 4.14, podczas stabilnej fazy H-mode w analizowanych wyładowaniach zaobserwowano wyraźną różnicę w amplitudach ELM – większe ELM w impulsach T w porównaniu do impulsów D. W konsekwencji wartości $P_{\text{rad,total}}$, $P_{\text{rad,Ni}}$ oraz I_W (Rys. 4.15) były znacząco wyższe w plazmach T. Zwiększone promieniowanie w impulsie T, w porównaniu do impulsu D, nie było tylko skorelowane z amplitudą ELM, ale mogło również wynikać z wcześniejszego przejścia od małych ELM do trybu H-mode wolnej od ELM. Z kolei podczas impulsu D wartości $P_{\text{rad,Ni}}$ oraz I_W (obie oszacowane bliżej krawędzi plazmy) pozostawały niemal stałe przez całą fazę H-mode, co było związane z niskim i stabilnym $P_{\text{rad,edge}}$, jak również z amplitudą ELM. Stwierdzono również, że w obu impulsach największy wkład w promieniowanie plazmy pochodził od W, przy czym wkład Ni był znacznie mniejszy. Ponadto, wyniki wskazują na to, że przy wyższej masie izotopu kontrola promieniowania plazmy staje się trudniejsza. Dodatkowo, wydaje się, że czas przejścia do fazy wolnej od ELM-ów mógł wpływać na dalszą ewolucję impulsu pod kątem zanieczyszczeń.

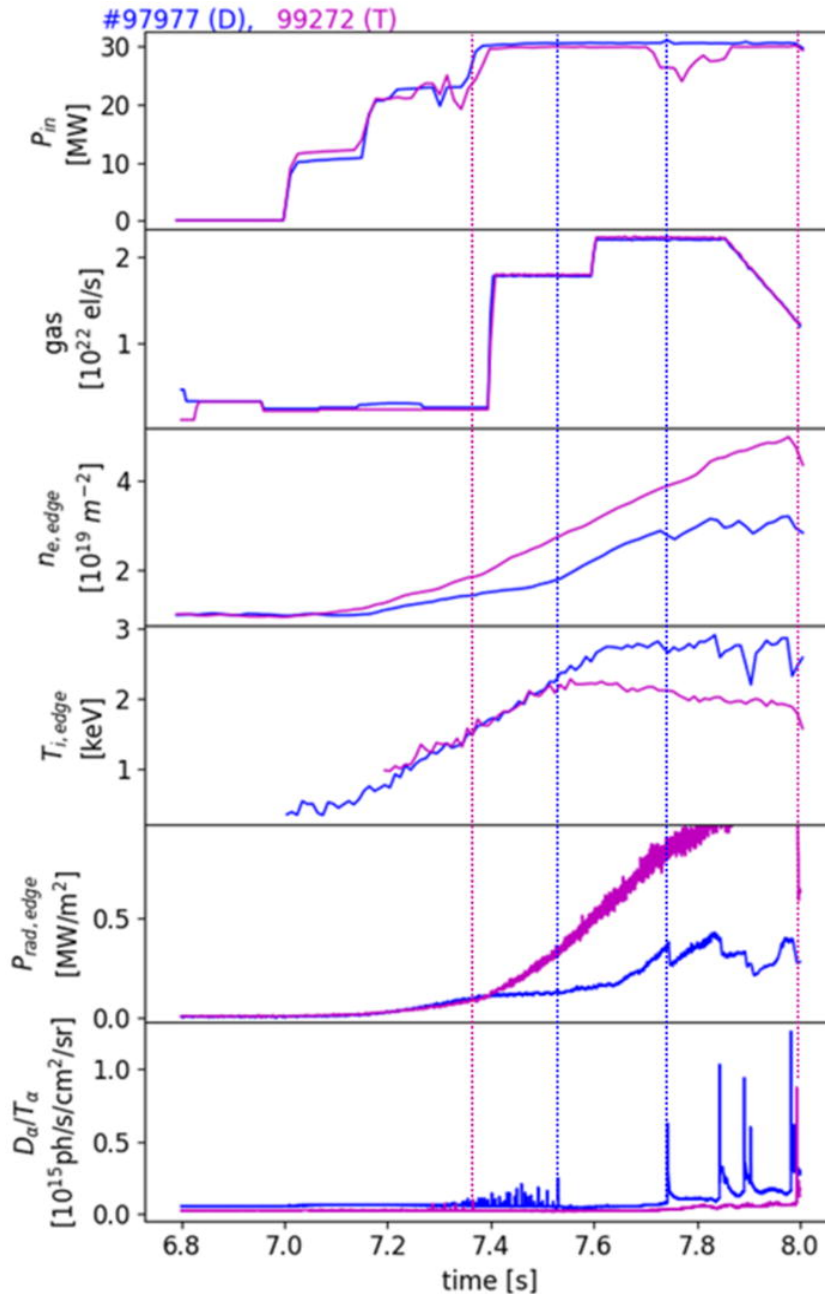


Rys. 4.14. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#100 854) oraz T (#99 163) w fazie H-mode pokazujące emisję D_α/T_α .



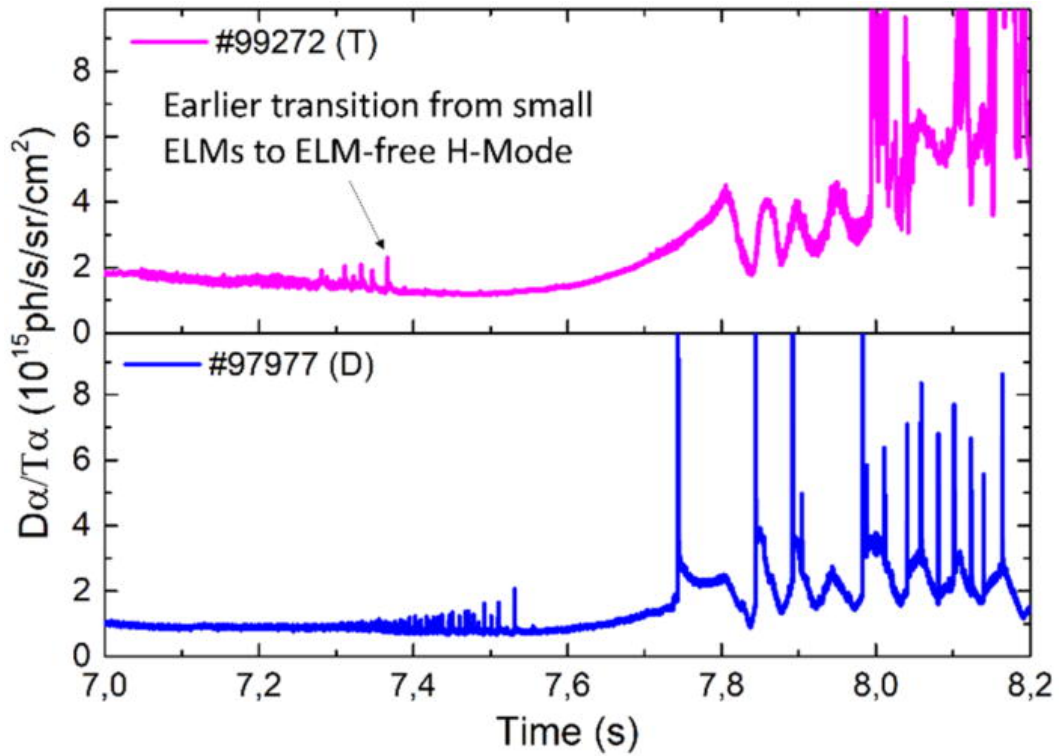
Rys. 4.15. Przebiegi czasowe intensywności jonów W ($W^{14+} - W_{35+}$) (na górze) oraz mocy promieniowania Ni (na dole) dla plazmy T i D w fazie H-mode.

Czwarta część analizy skoncentrowana była na dostępie do trybu H-mode w plazmie D i T. Celem analizy było zilustrowanie potencjalnych niepożądanych efektów związanych z wyższą masą izotopu (T) oraz opóźnionym rozpoczęciem aktywności ELM (trwających dłużej niż w plazmie D) podczas fazy dostępu do H-modu. Analiza skupiała się na impulsach wykonanych przy $I_p = 2,3$ MA i $B_T = 3,45$ T, konkretnie na wyładowaniu D (#97977) oraz T (#99272), w których badano zachowanie zanieczyszczeń plazmy, jak i również promieniowanie. Jak pokazano na Rys. 4.16, badane wyładowania charakteryzowały się niemal identyczną mocą grzania plazmy i przebiegami dotyczącymi napuszczania gazu.



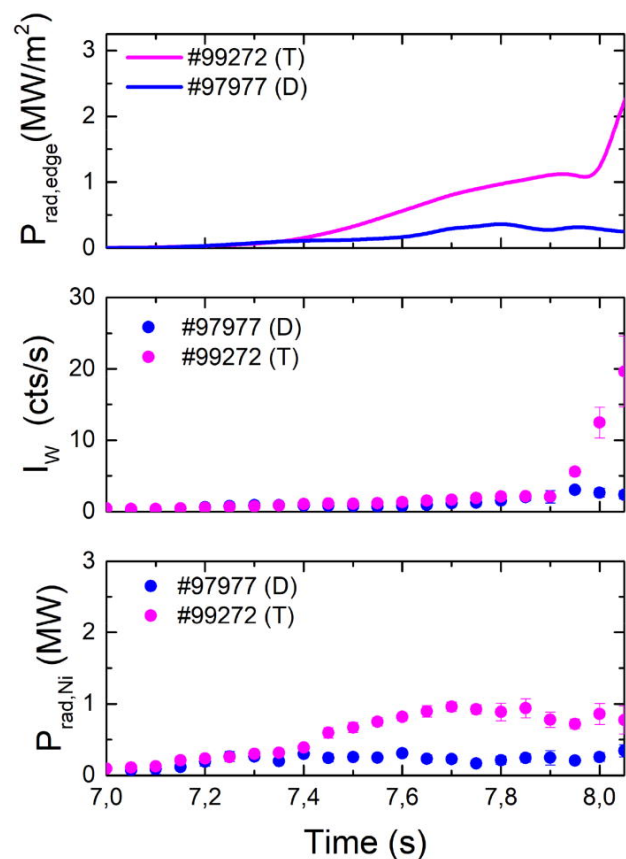
Rys. 4.16. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#97 977) i T (#99 272), pokazujące od góry: moc grzania plazmy, ilość napuszczanego gazu, zintegrowaną liniowo gęstość brzegową plazmy, temperaturę jonową na brzegu z CXRS przy $R_{maj} = 3,72$ m, średnią moc promieniowania na brzegu oraz emisję Da/T_α . Różowe i niebieskie pionowe linie oznaczają fazę wolną od ELM odpowiednio w impulsie T i D.

Zaobserwowano kilka wyraźnych różnic podczas badanej fazy w plazmie T w porównaniu do impulsu D. Po pierwsze, w impulsie #99272 wystąpiło wcześniejsze przejście do fazy wolnej od ELM-ów, a faza ta trwała dłużej niż w plazmach D (Rys. 4.17). Dodatkowo, gdy pierwsze ELMy pojawiły się w impulsie T około $t \approx 7,3$ s, zaobserwowano pierwsze zauważalne różnice w $n_{e,edge}$ pomiędzy dwoma impulsami, przy wyższej wartości $n_{e,edge}$ w impulsie T w porównaniu do impulsu D. Doprowadziło to do szybkiego i znaczącego wzrostu promieniowania brzegowego, co w konsekwencji spowodowało chłodzenie brzegu plazmy, i w konsekwencji utratę ekranowania zanieczyszczeń. W wyniku tego, w porównaniu do impulsu D, zaobserwowano zwiększone promieniowanie w plazmie brzegowej w T, jak pokazano na Rys. 4.18.

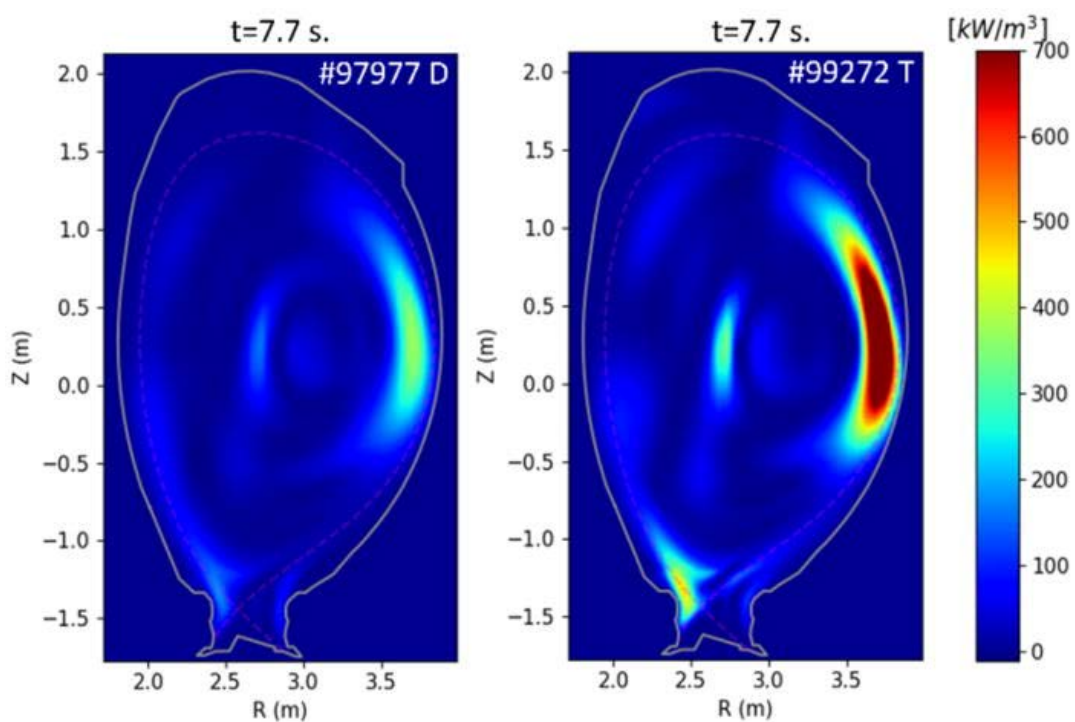


Rys. 4.17. Przebiegi czasowe dla impulsów D (#97 977) oraz T (#99 272) w fazie dostępu do H-mode, pokazujące emisje $D\alpha/T\alpha$.

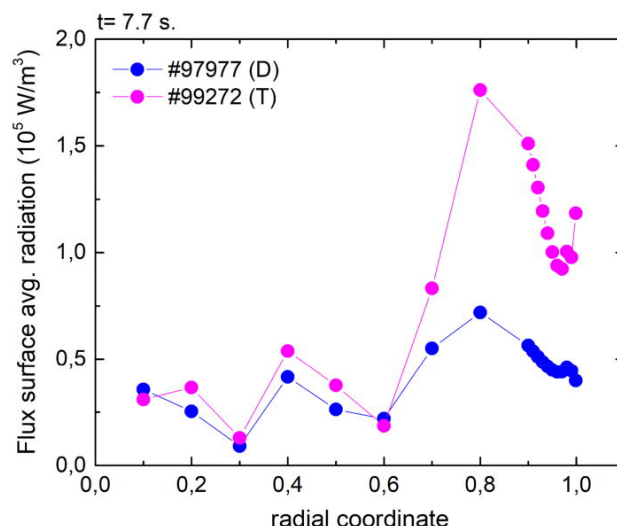
Ponadto, od około $t \approx 7,3$ s, co oznaczało początek przejścia od małych ELM do fazy H-mode wolnej od ELM w wyładowaniu T, zaobserwowano wyraźny wzrost promieniowania z Ni, co było zgodne ze wzrostem $P_{\text{rad,edge}}$. Następnie, od $t \approx 7,9$ s, zaobserwowano bardziej znaczący wzrost intensywności promieniowania z W, co również korelowało ze wzrostem $P_{\text{rad,edge}}$, podczas gdy promieniowanie Ni pozostało niemal stałe. Szybki wzrost I_W , tuż przed rozpoczęciem fazy H-mode około $t = 7,8$ s w impulsie T, był związany z narastaniem gradientu gęstości przy niemal stałej i niskiej $T_{i,\text{edge}}$. Z kolei podczas impulsu D unikano napływu zanieczyszczeń do plazmy, ponieważ $T_{i,\text{edge}}$ wzrosło przed znaczącym wzrostem $n_{e,\text{edge}}$ (patrz Rys. 4.16), co prowadziło do ustanowienia skutecznego ekranowania zanieczyszczeń. Efekt ten jest również widoczny na Rys. 4.18, gdzie $P_{\text{rad,Ni}}$, I_W i $P_{\text{rad,edge}}$ były znacząco niższe w impulsie D w porównaniu do impulsu T, a ich wartości pozostawały niemal stałe przez całą fazę dostępu do trybu H-mode. Obserwacje te zostały dodatkowo potwierdzone przez rekonstrukcje tomograficzne wykonane dla $t \approx 7,7$ s, które wykazały, że gęstość mocy promieniowania była głównie emitowana z tzw. Low Field Side i była przynajmniej kilkakrotnie wyższa dla impulsu T w porównaniu do wyładowania D (Rys. 4.19). Dodatkowo, profile promieniowania przedstawione na Rys. 4.20 dla $t \approx 7,7$ s wskazywały, że promieniowanie na krawędzi plazmy było znacząco wyższe w impulsie T w porównaniu do impulsu D.



Rys. 4.18. Przebiegi czasowe średniej mocy promieniowania na brzegu $P_{\text{rad,edge}}$ (na górze), intensywności jonów W ($W^{14+} - W^{35+}$), oraz mocy promieniowania Ni (na dole) dla plazmy D i T w fazie dostępu do H-mode.



Rys. 4.19. Rekonstrukcje bolometrii dla impulsów D (#97977) i T (#99272) przy $t = 7,7$ s w fazie dostępu do H-mode.



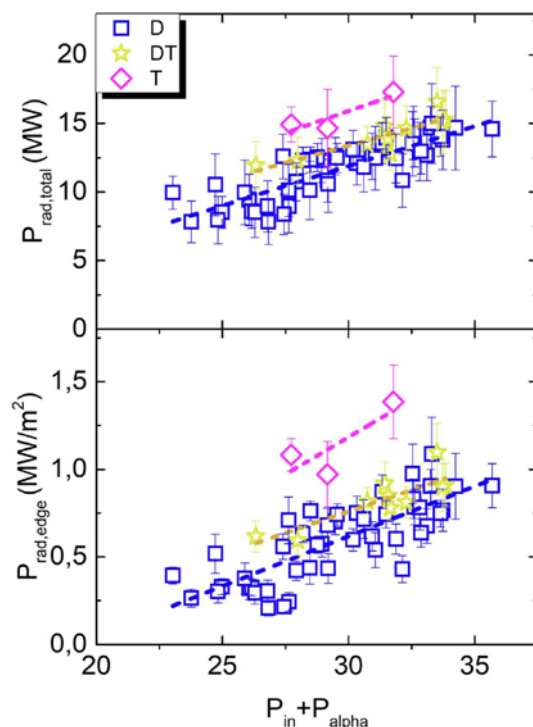
Rys. 4.20. Profile średniej gęstości promieniowania w funkcji znormalizowanego promienia dla impulsów D (#97 977) i T (#999 272) przy $t = 7,7$ s w fazie dostępu do H-mode.

Wyniki przeprowadzonych badań wskazują, że przy wyższej masie izotopu kontrolowanie promieniowania plazmy stanowiło znaczące wyzwanie. Było to szczególnie widoczne podczas fazy dostępu do trybu H-mode, gdzie wcześniejsze przejście z małych ELM-ów do fazy H-mode wolnej od ELM w plazmach DT i T prowadziło do zwiększonego promieniowania plazmy brzegowej, z powodu utraty ekranowania zanieczyszczeń. W tych warunkach W i Ni zostały zidentyfikowane jako największe źródła promieniowania plazmy. Z kolei podczas impulsów D zaobserwowano skuteczne ekranowanie zanieczyszczeń. Odzwierciedlało się to w niższym promieniowaniu plazmy brzegowej i w konsekwencji zmniejszonym promieniowaniu z W i Ni. Podobnie, podczas fazy trybu H-mode, wyższe wartości $P_{\text{rad,tot}}$, $P_{\text{rad,Ni}}$ oraz I_W były obserwowane w plazmach o wyższej masie izotopu - konkretnie w impulsach DT w porównaniu do impulsów D oraz w impulsach T w porównaniu do impulsów D. Stwierdzono również, że W był głównym źródłem całkowitej mocy wypromieniowanej przez plazmę, przy czym wkład Ni był mniejszy. Dodatkowo, przeprowadzona analiza wykazała, że wcześniejsze przejście z małych ELM do trybu H-mode wolnego od ELM, mogło prowadzić do szybszego gromadzenia się zanieczyszczeń. Było to szczególnie widoczne w plazmach DT i T, gdzie większe promieniowanie plazmy podczas fazy H-mode korelowało z większą amplitudą ELM-ów. Wyniki te podkreślają złożoną interakcję między masą izotopu, akumulacją zanieczyszczeń i promieniowaniem plazmy, uwypuklając wyzwania związane z kontrolą zanieczyszczeń w wysoko wydajnych wyładowaniach hybrydowych.

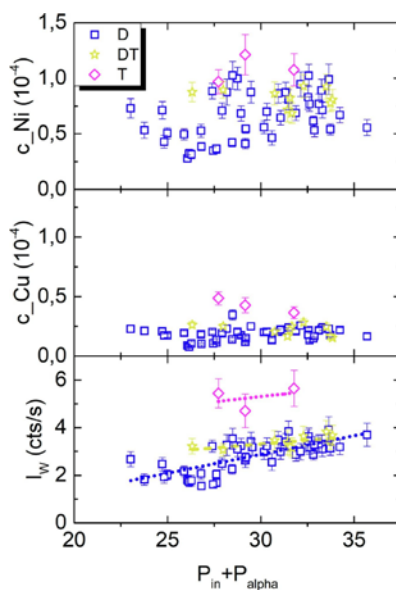
Zachowanie zanieczyszczeń w scenariuszu Baseline na tokamaku JET dla plazmy Deuterowej, Trytowej i Deuterowo-Trytowej

Analiza koncentrowała się na badaniu zachowania zanieczyszczeń w wyładowaniach z tzw. scenariusza Baseline przy $I_p = 3,5$ MA i $B_T = 3,3$ T w plazmie D, T i DT. W szczególności analiza dotyczyła wpływu całkowitej mocy grzania plazmy ($P_{\text{tot}} + P_{\text{alpha}}$), ilości napuszczonego gazu oraz częstotliwości ELM na zanieczyszczenia typu mid-Z (takich jak nikiel (Ni), czy miedź (Cu)) i high-Z (Wolfram (W)). Dodatkowo porównano dwa najlepsze impulsy z podstawowego scenariusza ($I_p = 3,5$ MA, $B_T = 3,3$ T, a $P_{\text{in}} \approx 35$ MW) w D i DT, aby zidentyfikować przyczyny wzrostu promieniowania podczas impulsu DT, które doprowadziło do przedwczesnego zakończenia wyładowania plazmowego. Wszystkie wyniki przedstawione w tej analizie oparto na danych zebranych przez systemy VUV i bolometrii. W pierwszej części pracy przeprowadzono analizę zachowania zanieczyszczeń dla zestawu impulsów plazmowych w D, DT i T, uzyskanych podczas kampanii eksperymentalnej DTE2, w celu zbadania możliwych różnic w promieniowaniu plazmy dla różnych składów izotopowych. W analizowanych impulsach, zrealizowanych przy prądzie plazmy wynoszącym ok. 3.5 MA, badane parametry zostały uśrednione w oknie czasowym od $t = 9$ s. do $t = 10$ s., w którym utrzymywano stabilne warunki wyładowań. Na początku porównano całkowitą moc promieniowania ($P_{\text{rad,tot}}$) oraz promieniowanie plazmy na brzegu ($P_{\text{rad,edge}}$). Jak pokazano na Rys. 4.1, dla wszystkich wyładowań w D, DT i T, zaobserwowano liniowy wzrost $P_{\text{rad,tot}}$ wraz z dodatkowym grzaniem plazmy. Dodatkowo zauważono, że plazmy DT i T wykazywały wyższy poziom promieniowania w porównaniu do impulsów D. Podobne trendy zaobserwowano dla $P_{\text{rad,edge}}$ (Rys. 4.21). Należy podkreślić, że różnice w wartościach mocy promieniowania między czystymi wyładowaniami w T, a plazmą DT i D wynikają z profili gęstości elektronowej. Następnie, w kolejnym etapie analizy, zbadano koncentrację zanieczyszczeń mid-

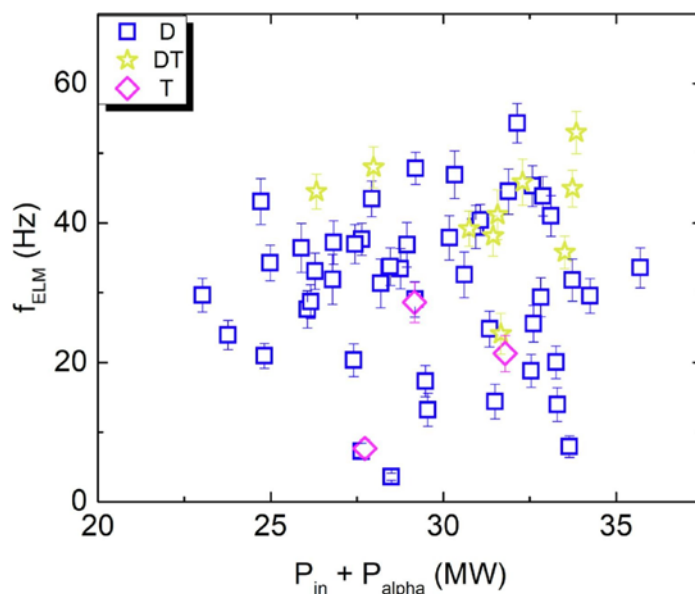
Z (c_{Ni} i c_{Cu}) oraz intensywność różnych jonów W (W^{14+} – W^{35+}), I_W . Jak przedstawiono na Rys.4.2, I_W jest dobrze skorelowane zarówno z całkowitą mocą promieniowania, jak i promieniowaniem plazmy na brzegu, wykazując trend wzrostu wraz z dodatkowym grzaniem. W przypadku zanieczyszczeń mid-Z, najwyższe koncentracje niklu i miedzi zaobserwowano w plazmie T (Rys. 4.22). Ponadto, nie zaobserwowano istotnego wzrostu ich koncentracji wraz ze wzrostem całkowitej mocy grzania. Wyniki te potwierdzają, że wzrost promieniowania plazmy oraz koncentracji zanieczyszczeń w mieszkankach plazmowych z wyższą masą izotopową był związany z mniejszą aktywnością ELMów (Edge Localized Mode) oraz innymi profilami gęstości elektronowej na brzegu plazmy. Konkretnie, jak pokazano na Rys. 4.23, niższa częstotliwość ELM (f_{ELM}) w plazmach T, w porównaniu do plazm DT i D, może prowadzić do wyższego promieniowania plazmy. Wynika to z faktu, że niższe f_{ELM} w impulsach ze scenariusza Baselina, zazwyczaj skutkuje mniej efektywnym „wypłukiwaniem” zanieczyszczeń.



Rys. 4.21. Całkowita moc promieniowania $P_{rad,total}$ (na górze) i liniowa zintegrowana gęstość elektronowa na brzegu $P_{rad,edge}$ (na dole) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm D, DT i T.

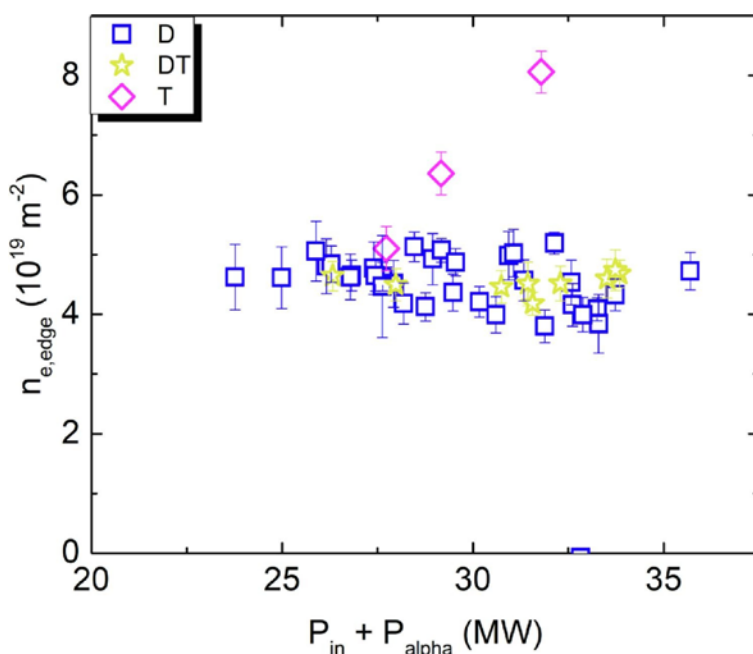


Rys. 4.22. Od góry: koncentracja niklu (c_{Ni}), miedzi (c_{Cu}) oraz intensywność jonów wolframu (I_W) w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm D, DT i T.



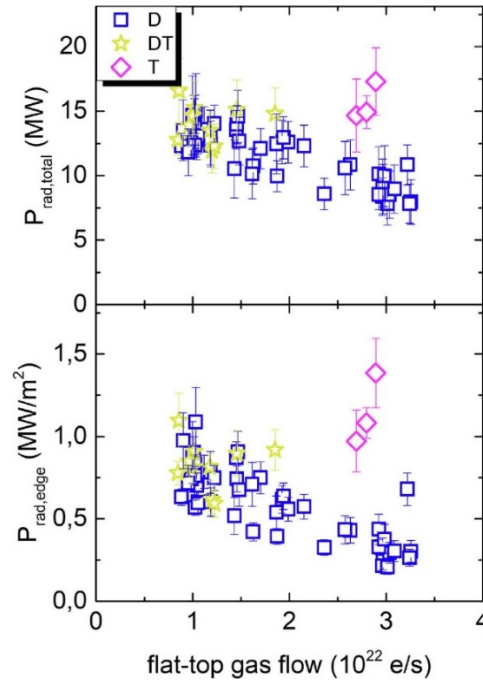
Rys. 4.23. Częstotliwość ELMów f_{ELM} w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm D, DT i T.

Dodatkowo jak pokazano na Rys. 4.24, ponieważ P_{rad} jest proporcjonalne do gęstości elektronowej, wyższa gęstość elektronowa na brzegu plazmy ($n_{e,edge}$), skutkowała wyższymi wartościami $P_{rad,edge}$ w plazmie T. Z drugiej strony, jak wykazano na Rys. 4.22, wyższe koncentracje Ni i Cu, mierzone bliżej brzegu w impulsach T, sugerowały większą obecność zanieczyszczeń Ni i Cu w plazmach o wyższej masie izotopowej.

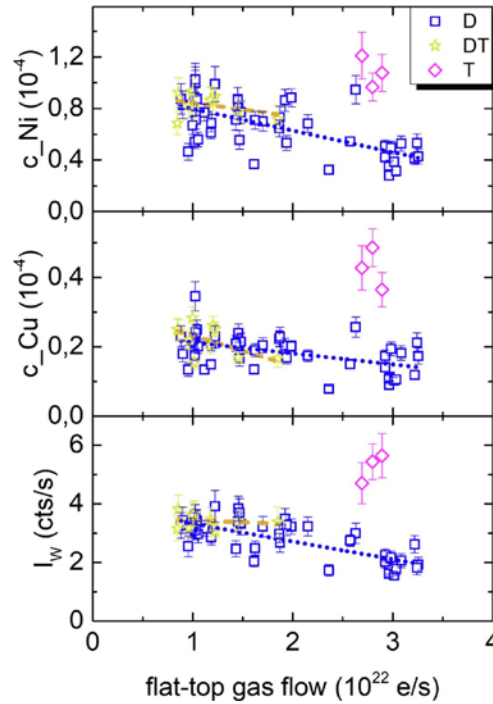


Rys. 4.24. Liniowo zintegrowana gęstość elektronowa na brzegu $n_{e,edge}$ w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm D, DT i T.

Ponadto, obserwacje eksperymentalne wskazały, że spadek promieniowania plazmy (zarówno $P_{rad,total}$, jak i $P_{rad,edge}$), koncentracji zanieczyszczeń oraz I_w był związany ze wzrostem ilości gazu, co przedstawiono na Rys. 4.25 i 4.26. Można to wyjaśnić tym, że większe ilości napuszczanego gazu zazwyczaj prowadziły do wzrostu częstotliwości ELM (f_{ELM}) oraz zwiększonego transportu turbulentnego. W rezultacie, więcej wolframu mogło zostać „wypłukane”. W związku z tym dodatkowy gaz w plazmie D w scenariuszu podstawowym był głównie wykorzystywany do kontrolowania ELM i zapobiegania nadmiernemu promieniowaniu plazmy.



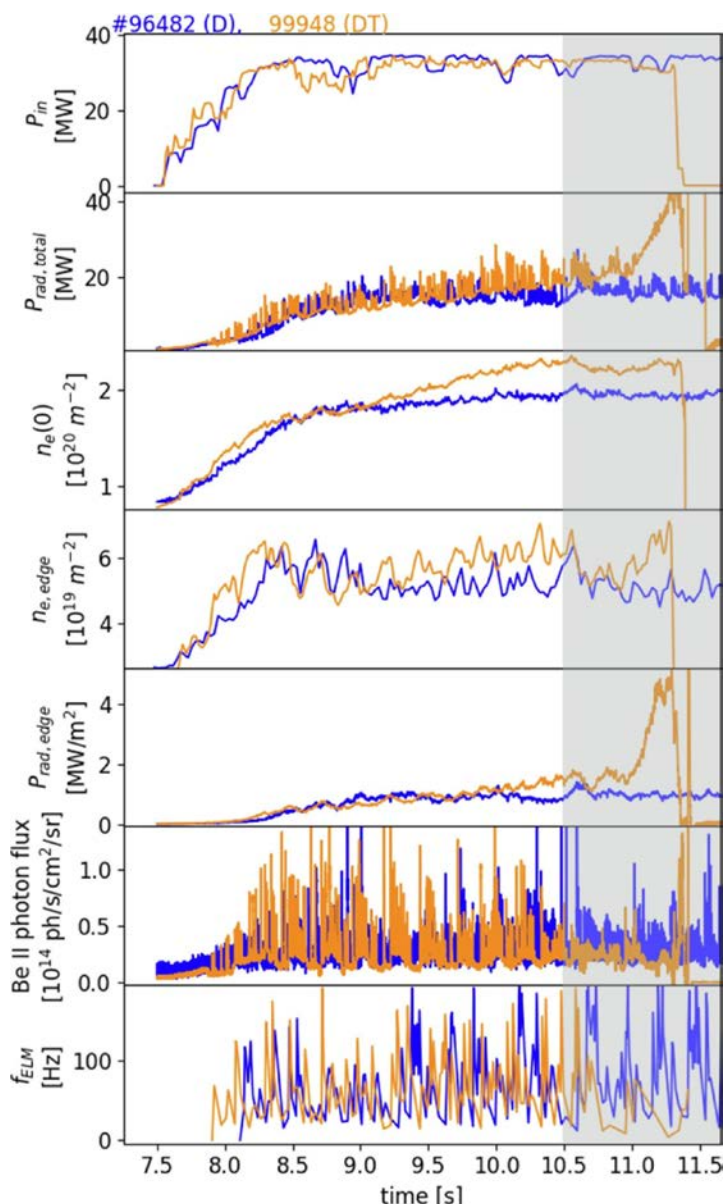
Rys. 4.25. Całkowita moc promieniowania $P_{\text{rad,total}}$ (na górze) i średnia moc promieniowania na brzegu $P_{\text{rad,edge}}$ (na dole w funkcji sumy mocy wejściowej i mocy cząstek alfa dla plazm D, DT i T.



Rys. 4.26. Od góry: koncentracja niklu (c_{Ni}) i miedzi (c_{Cu}) oraz intensywność jonów wolframu (I_w) w funkcji ilości napuszczanego gazu dla plazm D, DT i T.

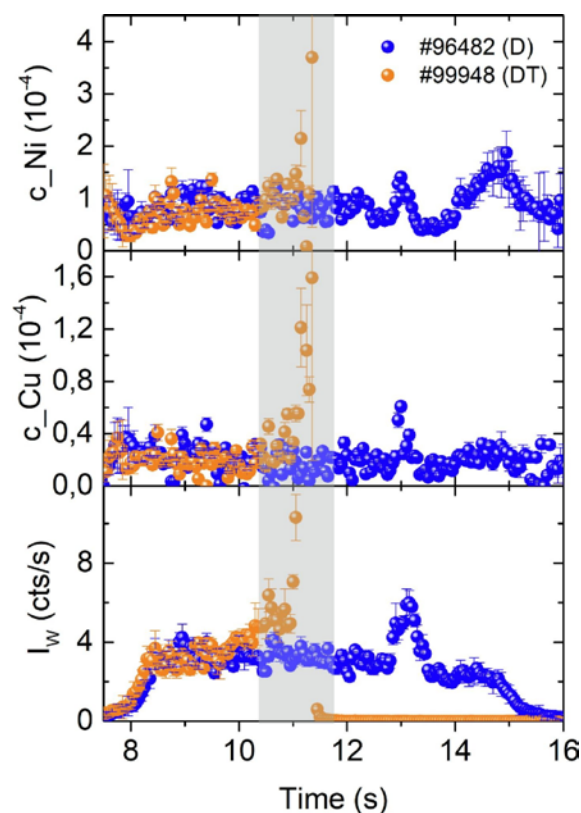
Druga część analizy koncentrowała się głównie na zanieczyszczeniach w dwóch najlepszych wyładowaniach uzyskanych w plazmach D i DT, przy $I_p = 3,5$ MA, z natężeniem pola magnetycznego $\approx 3,35$ T i mocą grzania $P_{\text{in}} \approx 35$ MW (w tym $P_{\text{NBI}} \approx 30$ MW i $P_{\text{ICRH}} \approx 5$ MW). Pomimo faktu, że oba impulsy zostały przeprowadzone przy tym samym I_p , gęstość elektronowa w plazmie DT rosła nieprzerwanie, podczas gdy gęstość elektronowa w plazmach D pozostawała niemal stała przez cały czas trwania impulsu (Rys. 4.27). Wzrost gęstości elektronowej w plazmach DT był związany ze wzrostem zarówno $P_{\text{rad,total}}$, jak i $P_{\text{rad,edge}}$. Nadmiernie wysokie poziomy promieniowania doprowadziły do zakłócenia wyładowania plazmowego w $t \approx 11,5$ s, około trzy sekundy po osiągnięciu maksymalnego poziomu dodatkowego grzania. W związku z tym kluczowe było zidentyfikowanie,

które zanieczyszczenia plazmy miały decydujący wpływ na zaobserwowane promieniowanie i, co równie ważne, określenie ich źródła.

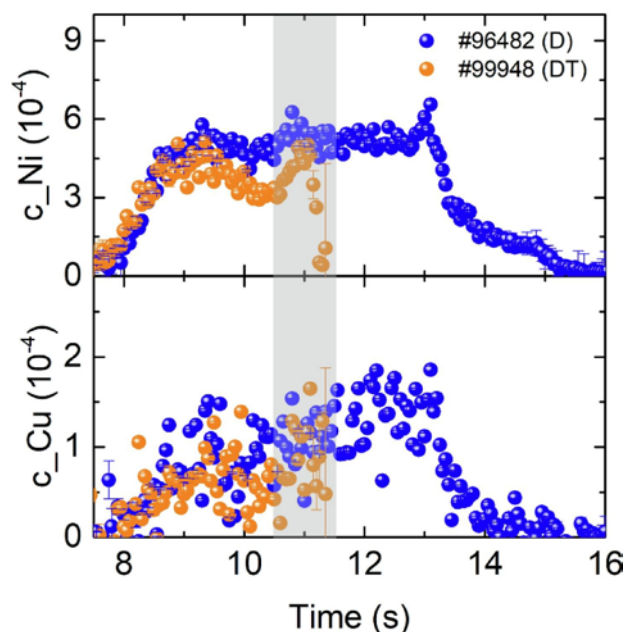


Rys. 4.27. Przebiegi czasowe dla wyładowań D (#96482) oraz DT (#99948), pokazujące od góry: moc grzania plazmy, całkowita moc promieniowania, liniowo zintegrowana gęstość elektronowa, liniowo zintegrowana gęstość elektronowa na brzegu, średnie promieniowanie plazmy na brzegu, częstotliwość ELM. Szary obszar wskazuje przedział czasowy, w którym utracono aktywność ELM a plazmie DT.

Rys. 4.28 przedstawia koncentracje Ni i Cu, a także intensywność W , zmierzoną w pobliżu brzegu plazmy. Jak zaobserwowano, w plazmach DT wszystkie te parametry zaczęły stopniowo rosnąć około $t \approx 9,5$ s, osiągając najwyższe wartości w $t \approx 11,5$ s, co odpowiadało czasowi przerwania sznura plazmowego. Dodatkowo, zachowanie c_{Ni} , c_{Cu} oraz I_W w impulsie DT było dobrze skorelowane z $P_{rad,edge}$ oraz $P_{rad,total}$. Natomiast w przypadku D, parametry te pozostawały niemal stałe przez cały czas trwania impulsu, nie prowadząc do przedwczesnego zakończenia wyładowania. Ponadto, jak pokazano na Rys. 4.29, koncentracje Ni i Cu, oszacowane w rejonie średniego promienia plazmy, pozostawały stabilne przez cały czas trwania impulsów zarówno w plazmach D, jak i DT. Sugerowało to, że zanieczyszczenia przyczyniające się do większego $P_{rad,total}$ i ostatecznie prowadzące do przedwczesnego przerwania sznura plazmowego, znajdowały się w plazmie brzegowej.



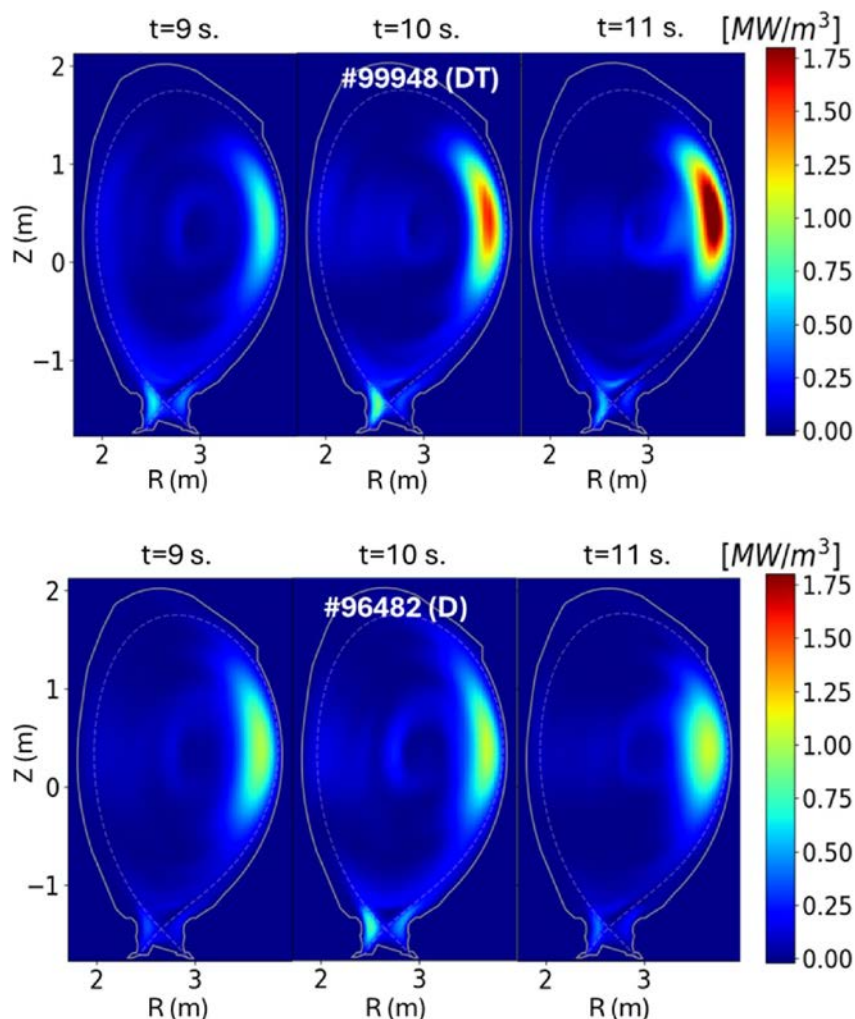
Rys. 4.28. Przebiegi czasowe pokazujące od góry koncentracje niklu (c_N) i miedzi (c_{Cu}) oraz intensywność jonów wolframu (I_W), mierzone bliżej brzegu plazmy, dla plazm D i DT.



Rys. 4.29. Przebiegi czasowe pokazujące od góry koncentracje niklu (c_N) i miedzi (c_{Cu}) mierzone w tak zwanym mid-radius, dla plazm D i DT.

Aby zweryfikować te wyniki, przeprowadzono tomograficzne rekonstrukcje 2D gęstości promieniowania dla następujących punktów czasowych: $t_1 \approx 9$ s, $t_2 \approx 10$ s oraz $t_3 \approx 11$ s, odpowiadających różnym poziomom zaobserwowanego $P_{rad, total}$. Jak pokazano na Rys. 4.30, w plazmie D intensywność promieniowania po stronie niskiego pola (LFS) nie zmieniała się znacząco w czasie, podczas gdy w plazmie DT zaobserwowano stopniowy wzrost intensywności promieniowania. Dodatkowo, w punkcie czasowym tuż przed zerwaniem sznura plazmowego w DT ($t = 11$ s), gęstość mocy promieniowania była co najmniej dwa razy wyższa niż w plazmie D. Przedstawione rekonstrukcje pokazały również, że gęstość mocy promieniowania w obu mieszkankach

plazmowych była emitowana z brzegu plazmy, co było zgodne z wynikami z spektrometru VUV dotyczącymi c_{Ni} , c_{Cu} i I_w .

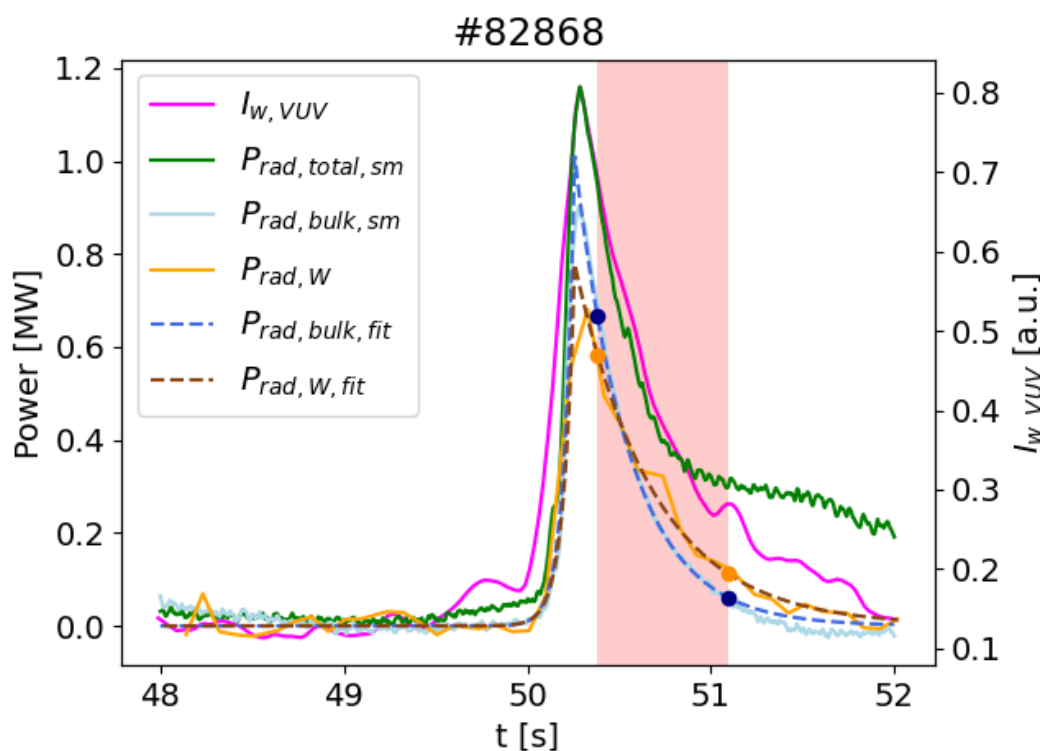


Rys. 4.30. Rekonstrukcje bolometryczne dla wyładowań DT (#99948) oraz D (#96482) w następujących punktach czasowych: $t = 9$ s., $t = 10$ s. oraz $t = 11$ s.

Biorąc pod uwagę powyższe, można stwierdzić, że w plazmie DT wyższa gęstość elektronowa była związana ze zwiększonym promieniowaniem plazmy oraz rzadszymi ELM (Rys. 4.27), co prowadziło do nieefektywnego wypłukiwania zanieczyszczeń. Obserwacje eksperymentalne wskazały, że połączenie tych czynników mogło doprowadzić do utraty stacjonarności i tzw. kolapsu radiacyjnego w plazmie DT.

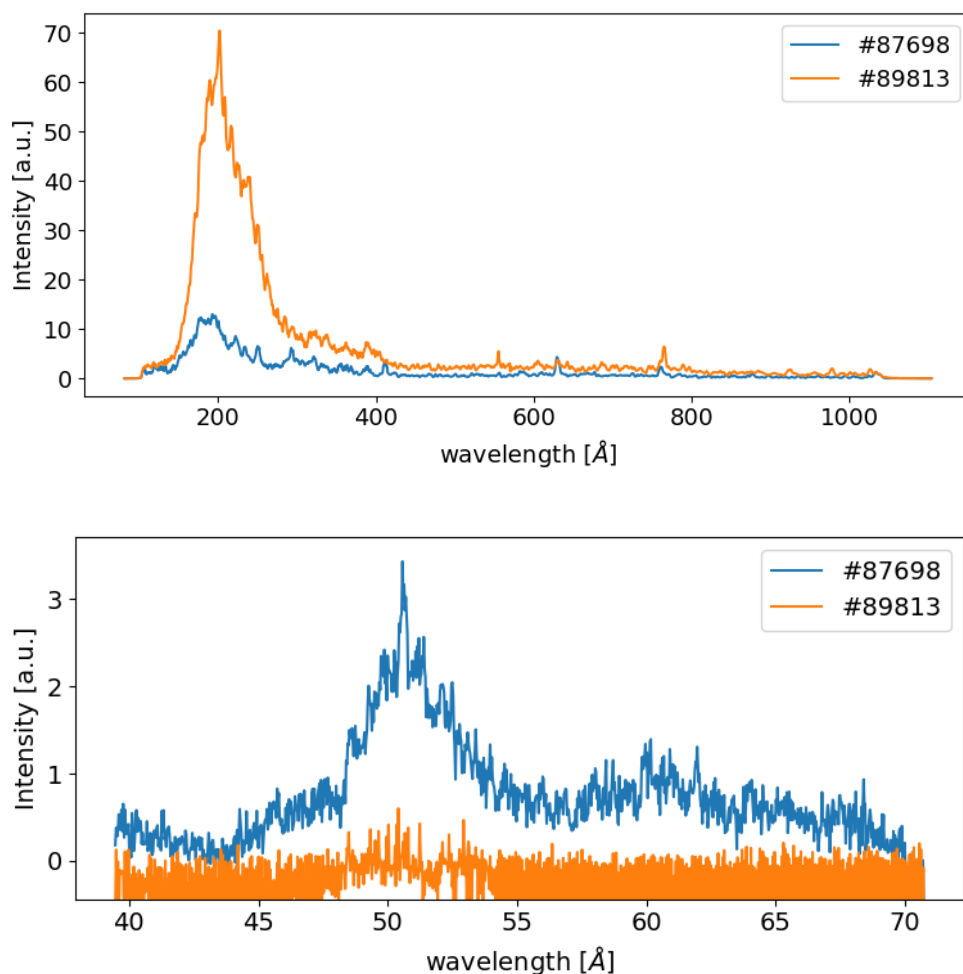
Zgodnie z przeprowadzoną analizą, plazmy DT i T wykazywały wyższą zawartość zanieczyszczeń oraz intensywność promieniowania wolframu w porównaniu do impulsów D, co było zgodne z obserwacjami $P_{rad,total}$ i $P_{rad,edge}$. Dodatkowo zauważono, że większa ilość napuszczanego gazu prowadziła do zmniejszenia zawartości zanieczyszczeń, co w konsekwencji mogło prowadzić do redukcji nadmiernego promieniowania plazmy. Porównując dwa najlepsze wyładowania, jedno w D, a drugie w DT, stwierdzono, że mieszanki plazmowe z wyższą masą izotopową charakteryzowały się wzmocnionym uwięzieniem cząstek i w konsekwencji wyższą gęstością elektronową w porównaniu do D. Ponadto, wyższe wartości n_e były związane ze zwiększonym promieniowaniem plazmy, które, w połączeniu z mniej efektywnym wypłukiwaniem zanieczyszczeń przez ELM, mogło prowadzić do przedwczesnego zakończenia impulsu. Dodatkowo, zaobserwowano, że zanieczyszczenia w plazmie w ramach scenariusza Baseline głównie kumulowały się przy brzegu. Obserwacja ta została potwierdzona danymi zarówno z spektrometru VUV, jak i diagnostyki bolometrycznej. W tym kontekście kontrolowanie gęstości elektronowej oraz aktywności ELM zostało uznane za kluczową kwestię w osiągnięciu stabilnej i wysokowydajnej plazmy.

W ramach wykonywanych badań jednym z celów było poprawienie kalibracji kodu obliczającego stężenie wolframu c_w poprzez wprowadzenie dodatkowych ograniczeń dotyczących właściwości plazmy i rozkładu zanieczyszczeń w wyładowaniach służących do kalibracji. Procedura kalibracji kodu obliczającego c_w i $P_{rad,W}$ w oparciu o pojedynczy punkt zdarzenia W okazała się niedostatecznie stabilna z powodu silnych fluktuacji sygnału. Alternatywą dla wspomnianej metody mogłoby być porównanie nachylenia całkowitej mocy wypromieniowanej z bolometrii i $P_{rad,W}$, co byłoby wykonalne, gdyby prędkość zaniku zmierzona przez obie diagnostyki była podobna. Oba sygnały cechują się jednak zupełnie innymi prędkościami zaniku, dlatego zbrocza zostały dopasowane za pomocą dwóch funkcji eksponencjalnych odpowiadających narastaniu i opadaniu sygnału. Następnie zostały numerycznie scałkowane w tym samym zakresie czasu zdefiniowanym w odniesieniu do maksymalnej wartości $P_{rad,W}$. Jednocześnie dopasowanie funkcji do surowych danych automatycznie rozwiązuje problem szacowania tła, które odpowiada promieniowaniu niezwiązanemu z napływem W i dlatego musi zostać wykluczone. Przykład dopasowanego napływu W pokazano na Rys. 4.31. Wykres pokazuje również, że procedura dopasowania jest przydatna w określaniu czasu, w którym napływ osiąga maksimum. Maksyma uzyskane w ten sposób są następnie wykorzystywane do śledzenia potencjalnego rozsynchronizowania obu sygnałów, co jest wskaźnikiem zwiększonego transportu W. Jeśli różnica jest mniejsza niż rozdzielczość czasowa diagnostyki XUV, sygnały są sztucznie korelowane czasowo. Inną kwestią jest rozkład W w całej objętości plazmy, co jest warunkiem koniecznym dla wysokiej dokładności kalibracji. Było to monitorowane za pomocą quasi-kontinuum w zakresie VUV około 200 Å odpowiadającemu emisji od wolframu, które promieniuje z krawędzi plazmy. Jeśli jego przebieg czasowy podąża za napływem W (jak na Rys. 4.31), można założyć, że W jest równomiernie rozproszony w plazmie.



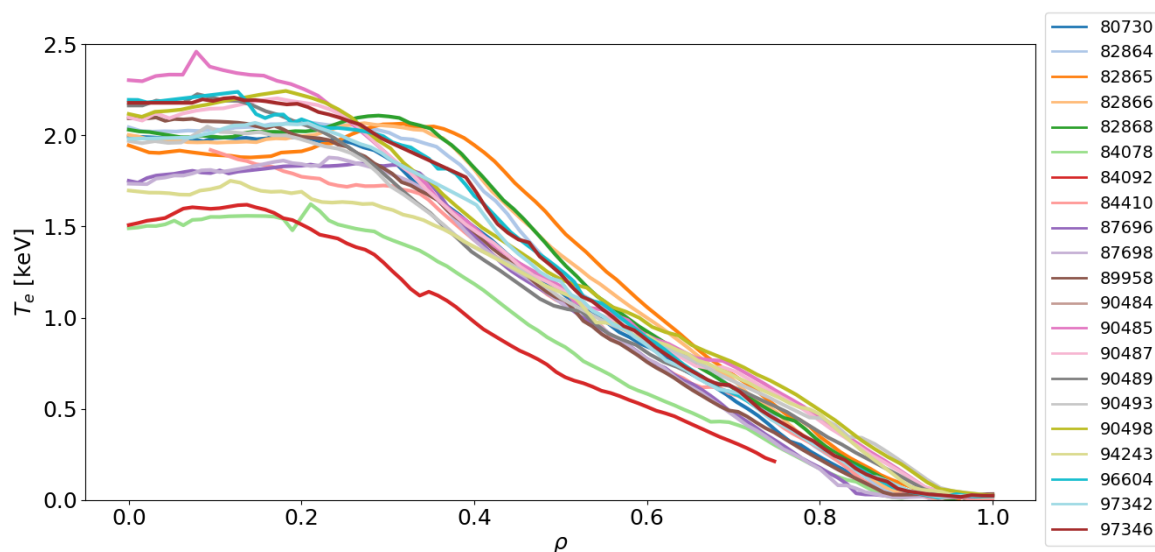
Rys. 4.31. Przykład napływu wolframu używanego do kalibracji.

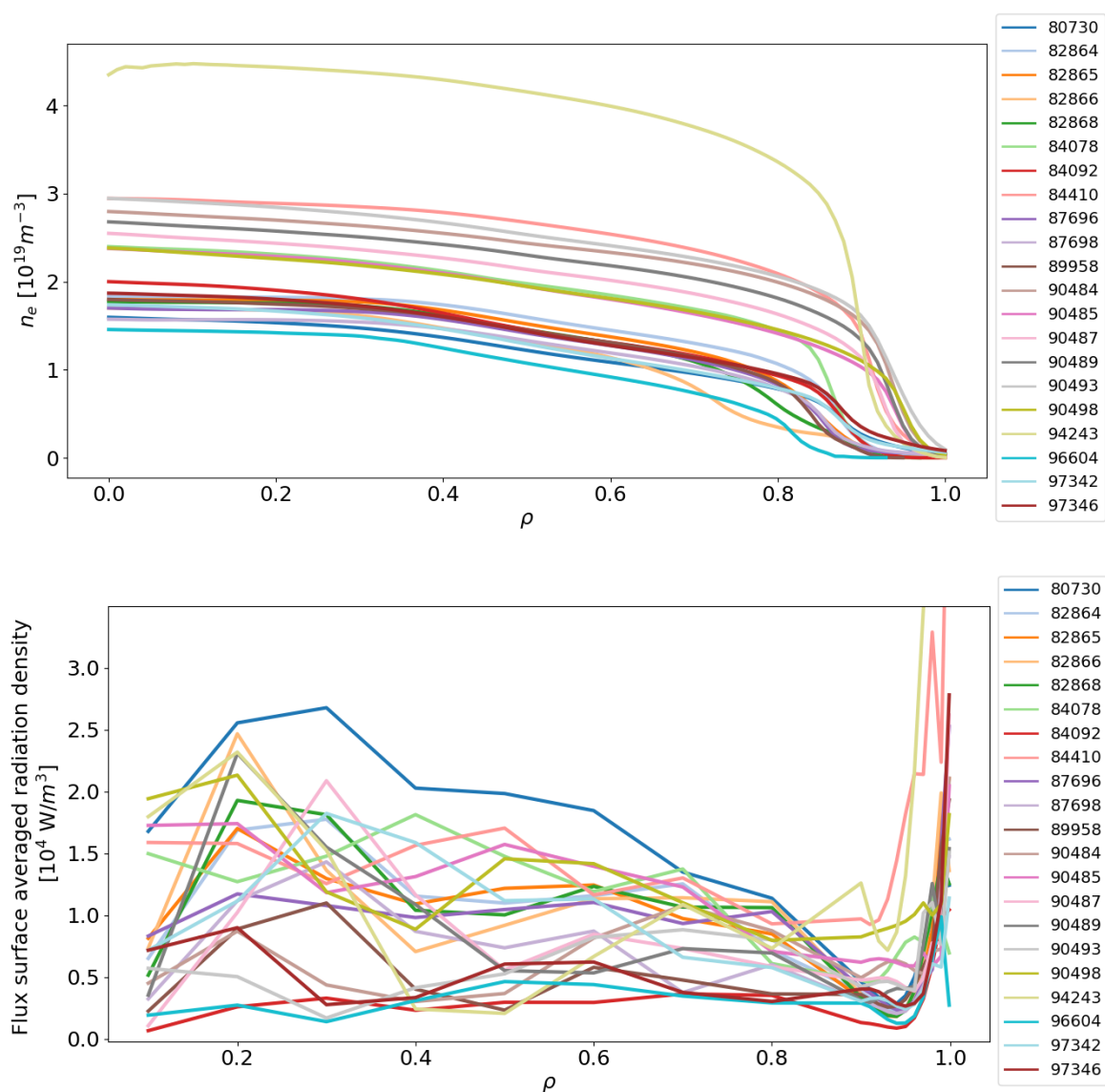
Wyjątkiem od tej reguły może być sytuacja, w której strumień W nie nagrzewa się na tyle, aby był wyraźny w zakresie XUV. Problem ten został przedstawiony na Rys. 4.32. W przypadku kalibracji, wysoka intensywność W w zakresie XUV jest niezbędna do dokładnej kalibracji



Rys. 4.32. Porównanie napływu 'zimnego' W promieniującego w obszarze VUV (w górę) dla #89813 (pomarańczowy) i ledwo zauważalnego w zakresie XUV (w dół) oraz napływu 'gorącego' W (#87698, niebieski), o znacznie niższej intensywności w zakresie VUV, ale znacznie silniejszym w XUV.

Aby zapewnić najlepszą możliwą spójność, wszystkie badane impulsy były sprawdzone pod kątem temperatury elektronowej, gęstości elektronowej i radialnych profili promieniowania. Zostały one przedstawione na Rys. 4.33.

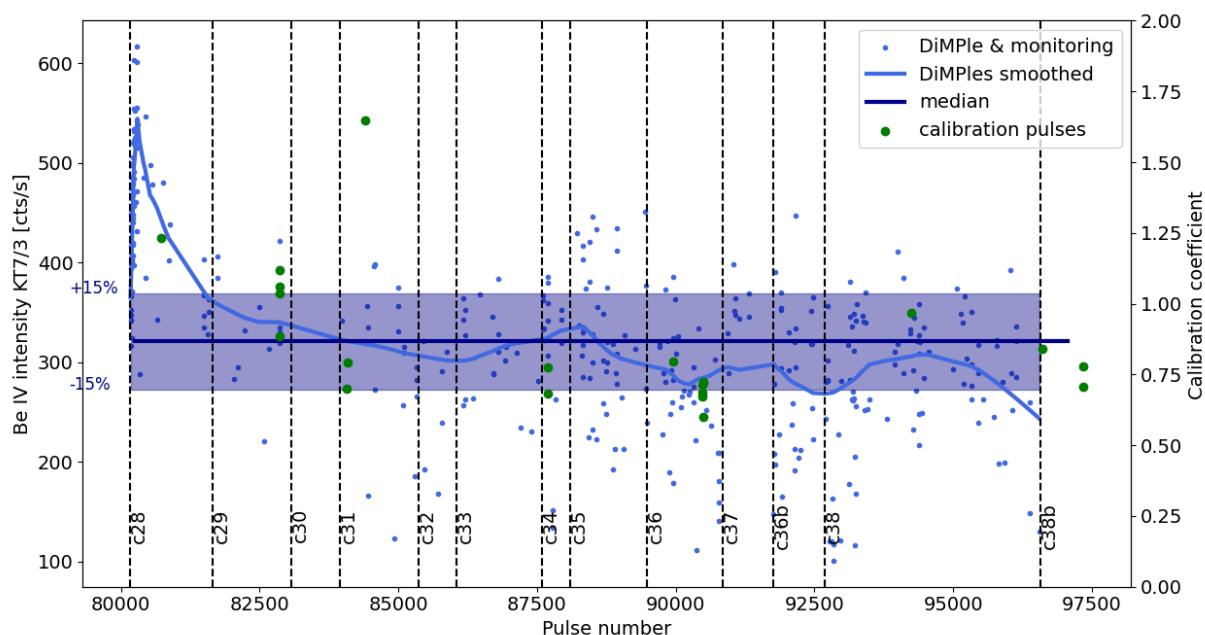




Rys.

4.33. Profile temperatury elektronowej (góra), gęstości (środek) i gęstości promieniowania (dół) dla badanych strzałów kalibracyjnych.

Przedstawione profile wyładowań zapewniają przyzwoitą spójność, z wyjątkiem strzałów z zakresów, których nie można sprawdzić za pomocą żadnego innego strzału. Po uzyskaniu współczynników kalibracji zostały one skonfrontowane z długoterminową analizą Be IV podobnych sobie strzałów (tzw. strzały „DIMPLE i monitorujące”), która służy do śledzenia zmian czułości diagnostyki XUV (Rys. 4.34).

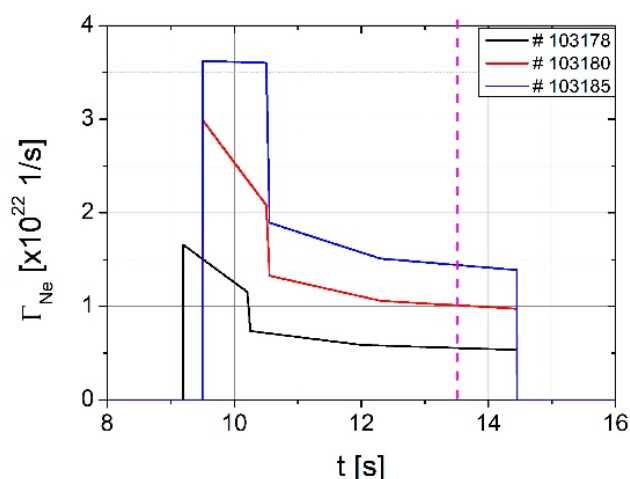


Rys. 4.34. Sygnał Be IV z podobnych strzałów (DiMPLe i monitorujące) wykorzystany do śledzenia zmian czułości diagnostyki XUV. Na zielono współczynniki kalibracji uzyskane dla różnych zakresów impulsów.

Biorąc pod uwagę fakt, że stabilność intensywności Be IV mieści się w granicach 15 % w odniesieniu do wartości mediany, założenie pojedynczego współczynnika kalibracji dla większości analizowanych ujęć może być uzasadnione. Współczynniki kalibracji z grubsza podążają za trendami wygładzonej wartości i jest tylko kilka wyjątków, które wynikają z innego profilu promieniowania lub niskiej temperatury elektronowej. Uzyskany współczynnik kalibracji zostanie wykorzystany w kodzie i umożliwi rozszerzenie analizy W dla nowszych strzałów, w których brakuje spektroskopowej analizy zawartości W.

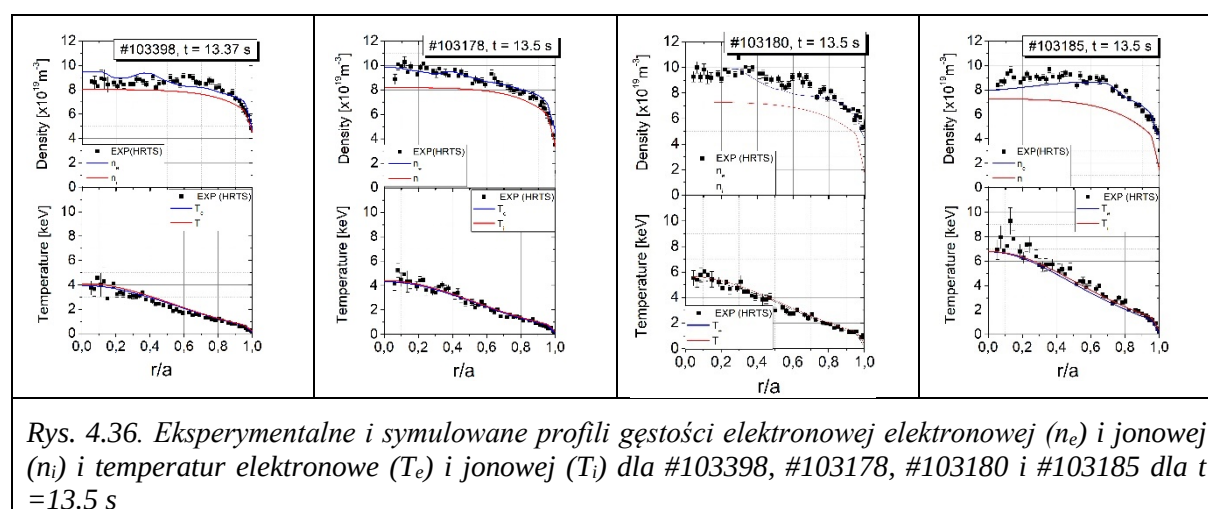
W 2024 r. kontynuowano analizy transportu domieszek dla wyładowań na tokamaku JET-ILW w ramach zadania M21-01, M23-01, RT-01. Przeprowadzono serię symulacji komputerowych za pomocą kodu COREDIV, stworzonym w IFPiLM. Wykonano symulacje dla wyładowania z domieszką neonu (Ne). Niestety, z powodu wysokiego strumienia neutronów w plazmach DT i T, diagnostyka XUV została odłączona. W tej sytuacji nie było możliwości określenia eksperymentalnej koncentracji W. Analizę przeprowadzono dla następujących wyładowań w plazmie:

- 1) deuterowej (D): #103398, #103178, #103180, #103185 – charakteryzującą się z różnym poziomem domieszkowania.
- 2) deuterowo - trytowa (DT): #104558



Rys. 4.35. Ewolucja w strumieni azotu (Γ_{Ne}) dla wyładowań: #103178, #103180 i #103185.

Wyładowań w plazmie D charakteryzowały się z średnim toroidalnym polem magnetycznym ($B_t = 2.75$ T) i prądem plazmowym ($I_p = 2.5$ MA), podobną mocą grzania zewnętrznego: NBI (25-30 MW) i ICRH (4-4.5 MW). Wyładowania były przeprowadzone w konfiguracji wertykalnej typu ITER (VV), z punktami uderzenia plazmy zarówno na wewnętrznej, jak i zewnętrznej części pionowego dywertyora. Na Rys. 4.35 pokazano ewolucji strumienia (Γ_{Ne}) napuszczanej domieszki Ne dla wyładowań #103398, #103178, #103180, #103185. Pionowa różowa linia oznacza wybrany czas symulacji: $t = 13.5$ s. W eksperymencie zaobserwowano, że zwiększając strumień Ne, maleje nie tylko średnia objętościowa elektronowa gęstość plazmy (n_e^{vol}), ale i elektronowa gęstość na separatrysie. Porównanie eksperymentalnych i symulowanych profili gęstości elektronowej (n_e) i jonowej (n_i) i elektronowej (T_e) i jonowej (T_i) temperatur dla wybranych wyładowań przedstawiono na Rys. 4.36.



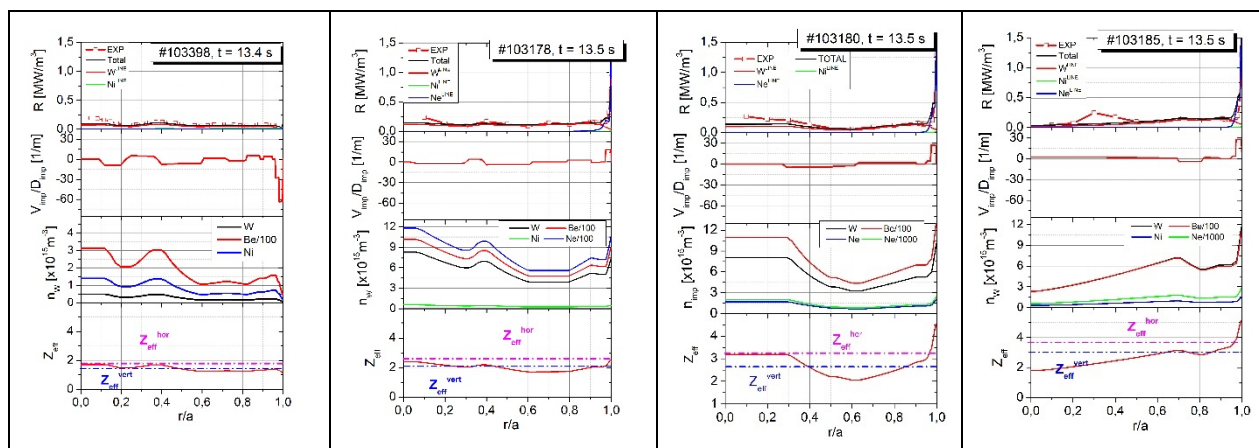
Rys. 4.36. Eksperymentalne i symulowane profile gęstości elektronowej (n_e) i jonowej (n_i) i temperatur elektronowej (T_e) i jonowej (T_i) dla #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t = 13.5$ s

Zaobserwowano, że zwiększając strumień Ne (zobacz Rys. 4.35) z 0 dla # 103398 do 1.5×10^{22} /s dla # 103185 mamy lepsze utrzymanie plazmy (wzrost energii (W_{th}), temperatury elektronowej w centrum plazmy z 4 keV dla # 103398 do 7 keV dla # 103185. W konsekwencji zaobserwowano wzrost wyjścia neutronowego (N_{th}) wskutek reakcji syntezy D-T. W Tabeli 4.3, pokazano parametrów plazmy. Indeksy „EXP” i „SIM” się odnoszą do eksperymentu i symulacji.

Tabela 4.1. Główny parametry plazmy: W_{th} , H_{98} i N_{th} dla #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t = 13.5$ s.

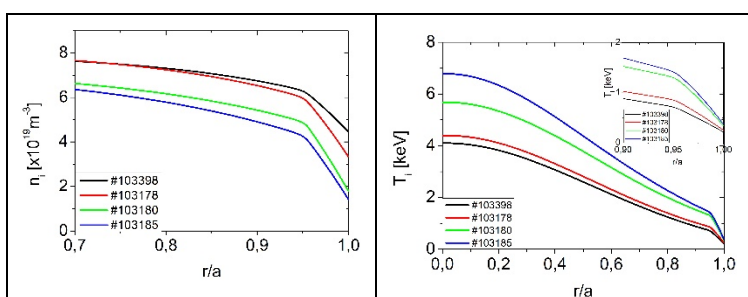
Parametr	#103398	#103178	#103180	#103185
W_{th}^{EXP} [MJ]	4.5	5.2	5.9	7.1
W_{th}^{SIM} [MJ]	4.61	5.14	6.3	7.1
H_{98}^{SIM}	0.65 (0.6)	0.7 (0.66)	0.9 (0.8)	1.0 (0.96)
N_{th}^{EXP} [$\times 10^{16}$ n/s]	0.41	0.62	8.2	1.25
N_{th}^{SIM} [$\times 10^{16}$ n/s]	0.287	0.392	8.04	1.27

W symulacjach, aby odtworzyć profil promieniowania zmieniano prędkość (ang. pinch) domieszki (V_{imp}) w obszarze plazmy centralnej. Założono, że V_{imp} jest takie samo dla wszystkich domieszki i wszystkich stanów jonizacji. Na Rys. 4.37 pokazano profile promieniowania w plazmie centralnej dla tych samych wyładowań dla czasu $t = 13.5$ s. Zaobserwowano, że wraz ze wzrostem ilości Ne, rośnie promieniowanie w plazmie centralnej przy separatrysie. Efektywny ładunek plazmy wzrósł od 1.5 dla #103398 do 3.1 dla #103185.



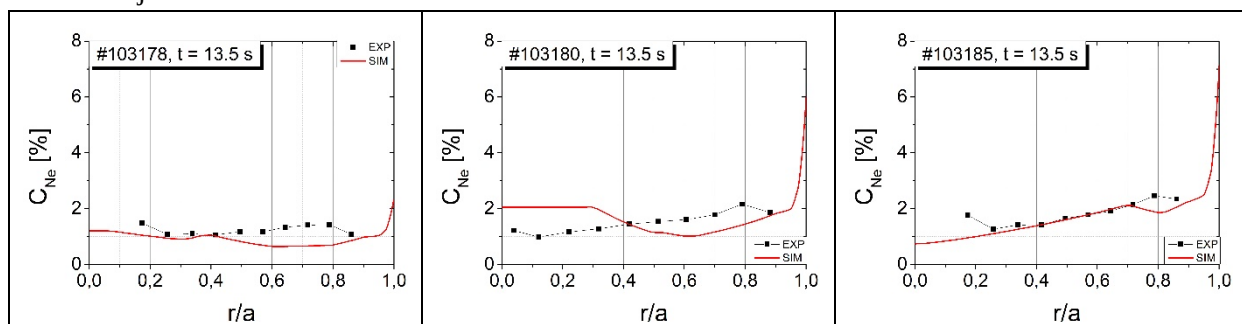
Rys. 4.37. Eksperymentalne i symulowane profile promieniowania w plazmie centralnej, stosunek prędkość domieszek do dyfuzji (V_{imp}/D_{imp}) i gęstość domieszek, W, Be u Ni, efektywny ładunek (Z_{eff}) dla wylądowania #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t = 13.5$ s.

Zwiększone domieszkowanie Ne, doprowadziło do zmiany w temperaturach i gęstościach jonowych w obszarze piedestału (zobacz Rys. 4.38). Należy dodać, że transport domieszek bardzo silnie zależy od gradientu temperatury i gęstości jonowej. Małe zmiany w gradientach gęstości ze wzrostem domieszkowania, ale bardzo duże zmiany w gradientach temperatury. Wpływa to na transport domieszek: zwiększając domieszkowanie Ne mamy większe V_{imp} na zewnątrz i lepsze ekranowanie plazmy. Transport domieszek ma bardzo silnie wpływa na profil gęstości domieszek i efektywnego ładunku (Z_{eff}).



Ry. 4.38. Gęstości i temperatury jonowe w obszarze piedestału dla wylądowania #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t = 13.5$ s.

Na Rys. 4.39 przedstawiono porównanie eksperymentalnej i symulowanej koncentracji Ne (C_{Ne}). Uzyskano dobrą zgodność dla wybranych współczynników transportu. Koncentracja Ne rośnie wraz z ilością napuszczanego gazu, jednak nie jest liniowa patrząc na koncentrację dla normalizowanego promienia (r/a) $r/a = [0.3-0.6]$. Nieliniowość jest związana ze zwiększeniem V_{imp} domieszki na zewnątrz i z lepszym ekranowaniem plazmy. Patrząc na wartości koncentracji w okolicy separatrysy można zaobserwować, że ta liniowa proporcjonalność jest zachowana. Średnie wartości koncentracji Ne, Ni (C_{Ni}), W (C_W) i berylu (C_{Be}) w plazmie centralnej dla poszczególnych wylądowań, podano w Tabeli 4.4. Kolorem czerwony zaznaczono eksperymentalne wartości koncentracja Ni.



Rys. 4.39 Profile eksperymentalnej i symulowanej koncentracji neonu.

Tabela 4.4. Koncentracji domieszek z symulacji dla wylądowania #103398, #103178, #103180 i #103185 w czasie $t=13.5$ s.

Parametr	#103398	#103178	#103180	#103185
C_{Ne} [%]	0.07	0.87	1.6	1.93
C_{Ni} [$\times 10^{-5}$]	8.64 (4)	0.42 (0.23)	1.3 (1)	1.0 (1.2)
C_{Be} [%]	1.93	0.74	0.87	0.77
C_W [$\times 10^{-5}$]	2.93	6.09	6.49	7.82

W Tabeli 4.5 pokazano napuszczane strumienie domieszek, użyte jako parametry startowe w symulacjach i promieniowanie neonu w plazmie brzegowej (R^{SOL}_{Ne}).

Tabela 4.5. Strumienie domieszek i promieniowanie neonu w plazmie brzegowej dla wylądowania #103398, #103178, #103180 i #103185 dla $t=13.5$ s.

Parametr	#103398	#103178	#103180	#103185
Γ_{Ne} [$\times 10^{19}1/s$]	0.4	18	36	50
Γ_{Ni} [$\times 10^{19}1/s$]	0.4	0.1	0.4	0.3
Γ_{Be} [$\times 10^{21}1/s$]	0.9	2	4	4
R^{SOL}_{Ne} [MW]	0.07	3.29	6.45	7.4

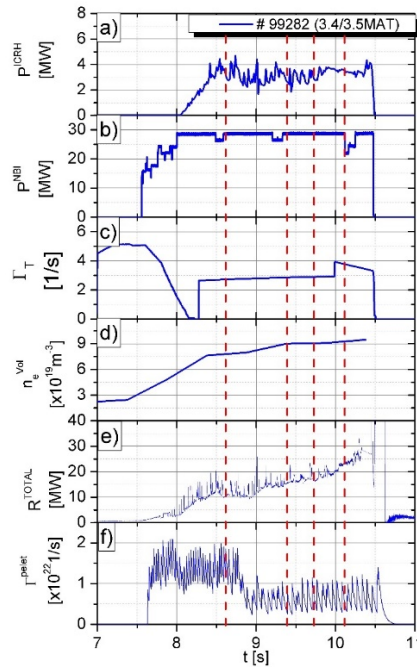
Dla plazmie DT wykonano analizy i symulacji dla wylądowania #104558 dla czasu $t=14$ s. Główny cel było określenie koncentracji poszczególnych domieszek i ich wpływ na produkcji wolframu. W Tabeli 4.6 pokazano koncentrację domieszek i strumień wybitego W od poszczególnych domieszek z płyty dywertora.

Tabela 4.6 Koncentracje domieszek i strumień wybitego W s płyty dywertora.

Parametr	Koncentracje	Strumień
He	3.5×10^{-4}	2.74×10^{14}
Be	9.0×10^{-3}	0.93×10^{19}
Ne	1.95×10^{-2}	1.35×10^{20}
Ni	7.2×10^{-6}	1.26×10^{17}
W	8.33×10^{-5}	3.85×10^{18}

Wolfram jest produkowany głównie przez Be i Ne. Tak samo jak dla plazmy D z domieszkowaniem Ne mamy mocne ekranowanie domieszki w obszarze piedestału.

Inny zagadnieniem była analiza plazmy T dla scenariusza podstawowego. Rozważano wylądowanie T z prądem plazmy $I_p=3,5$ MA, toroidalnym polu magnetycznym $B_T=3,3$ T oraz grzania zewnętrznego wynoszącym około 32 MW, porównanie wyników symulacji z obserwacjami eksperymentalnymi utrudniło brak istotnych danych z powodu silnej poloidalnej asymetrii gęstości i promieniowania W. Ta asymetria jest wynikiem sił odśrodkowych działających na jony W wytwarzanych przez NBI.

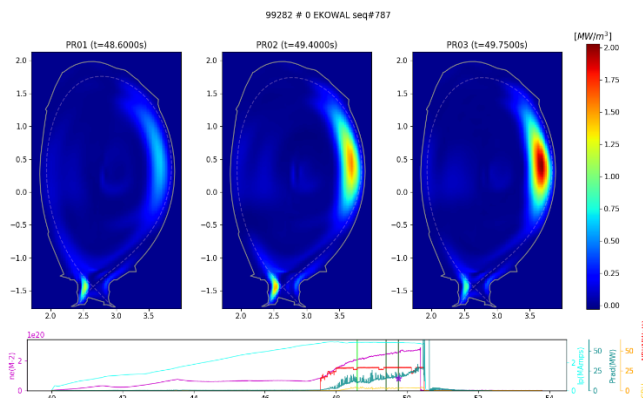


Rys. 4.40 Przebieg czasowy dla impulsu #99282: (a) moc ICRH, (b) moc NBI, (c) strumień napuszczanego gazu, (d) średnia objętościowa gęstość elektronów, (e) całkowita moc promieniowania, (f) strumień pelletów. Przerywane linie pionowe wskazują czasy, w których przeprowadzono symulacje numeryczne.

W rzeczywistości rotacja toroidalna odpowiada za lokalizację ciężkich zanieczyszczeń na zewnętrznej płaszczyźnie środkowej po stronie niskiego pola (LFS), która znajduje się stosunkowo daleko od linii widzenia spektrometru, przez co przechwytywana jest tylko mała część promieniowania W. Oprócz tego mamy tzw. konfigurację narożną. W tym przypadku pozycja zewnętrznej nogi plazmy jest blisko pompy w obszarze dywertyora i ten punkt styku jest daleko od sond Langmuira używanych do pomiaru temperatury i gęstości elektronów w dywertyorze. Ponieważ pomiary HRTS nie były dostępne dla strzału #99282, informacje o gęstości i temperaturze elektronów w plazmie centralnej były ograniczone. W związku z tym porównanie było dodatkowo utrudnione. Ewolucję wyładowania przedstawiono na Rys 4.40: moc grzanie ICRH (P^{ICRH}) i NBI (P^{NBI}), strumień napuszczanego gazu (I_T), całkowita moc promieniowania, średnia objętościowa gęstość elektronów (n_e^{vol}), całkowita moc promieniowania (R^{TOTAL}) oraz strumień pelletów (I_{pellet}). W wyładowaniu wpuszczane były kapsułki z paliwem H (pellety) o częstotliwości 35 Hz od 7,6 s, a następnie 17,5 Hz od 8,75 s. Po zmniejszeniu częstotliwości ELM z 35 Hz do 17,5 Hz, zaobserwowano, że zarówno gęstość elektronów na Rys 4.40d, jak i promieniowanie na Rys 4.40e powoli wzrastają. Między $t = 9,4$ s a $t = 10$ s średnia objętościowa gęstość elektronów pozostaje prawie stała, ale moc promieniowania nadal rośnie. Analiza danych zależnych od czasu pomaga wyjaśnić mechanizmy fizyczne wpływające na ewolucję wyładowania. Wybrano cztery momenty czasowe do symulacji:

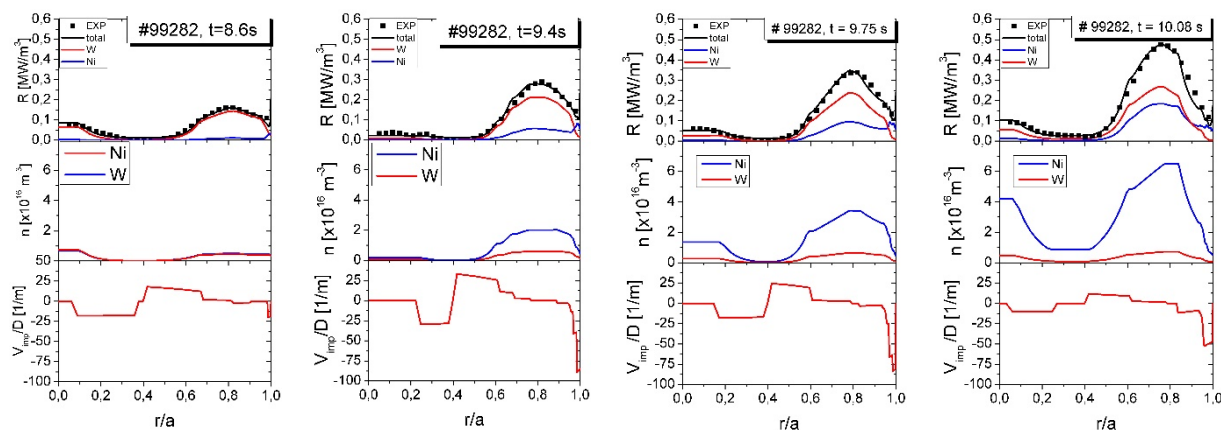
1. $t=8,6$ s, kiedy użyto pelletów H o częstotliwości 35 Hz.
2. $t=9,4$ s, kiedy użyto pelletów H o częstotliwości 17,5 Hz, co skutkowało większej n_e^{vol}
3. $t=9,7$ s, kiedy użyto pelletów H o częstotliwości 17,5 Hz, przy tej samej gęstości elektronów, co w czasie $t=9,4$ ale promieniowanie wzrosło.
4. $t=10,08$ s, kiedy promieniowanie zaczęło mocno wzrastać.

Przerywane linie pionowe na Rys 4.40. wskazują czasy, w których przeprowadzono symulacje numeryczne dla tego impulsu. Nie tylko ewolucja czasowa średniej gęstości elektronów różni się w czterech wybranych momentach, ale także profile gęstości wykazują znaczące różnice. Rekonstrukcja tomograficzna wykonana dla tych czasów dla strzału #99282, przedstawiona na Rys. 4.41, pokazuje wzrost promieniowania w centrum plazmy.



Rys. 4.41 Rekonstrukcja tomograficzna wykonana dla czasów $t = 8, 6 \text{ s}$, $9,4 \text{ s}$, $9,75 \text{ s}$ dla strzału #99282.

Na Rys 4.42. przedstawiano profile gęstości Ni i W, ich moc promieniowania w plazmie centralnej oraz wartości V_{imp}/D dla impulsu #99282 w czterech różnych momentach czasowych. Pokazane są profile gęstości promieniowania całkowitego (czarna linia), Ni (czerwona linia) i W (niebieska linia) obliczone za pomocą kodu COREDIV. Punkty kwadratowe odpowiadają danym eksperymentalnym. Z symulacji wynika, że koncentracja Ni (gęstość) wzrasta w czasie, mimo że wejściowy strumień Ni w symulacjach jest taki sam dla wszystkich czterech analizowanych momentów czasowych. Koncentracja W pozostaje stała w czasie. W czasie 10,08 s wzrasta prędkość zanieczyszczeń w kierunku zewnętrznym („inward pinch”). Można to powiązać z brakiem ELM około 9,5 s, spowodowaną nadmiernym promieniowaniem w plazmie centralnej.

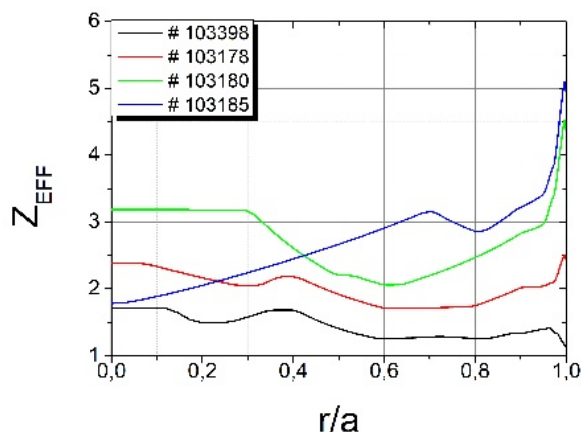


Rys. 4.42 Eksperymentalne i symulowane profile promieniowania w plazmie centralnej, gęstość domieszek, Ni i W, stosunek prędkość domieszek do dyfuzji (V_{imp}/D) dla wylądowanie #99282 dla $t = 8,6 \text{ s}$, $9,4 \text{ s}$, $9,7 \text{ s}$ i $10,08 \text{ s}$.

W Tabeli 4.7 pokazano: H_{98} , koncentrację Ni i W, promieniowanie W w plazmie centralnej, energię plazmy i temperaturę elektronową w dywertyorze (T_e^{plate})

Tabela 4.7 Parametry plazmy dla wylądowanie #99282 dla $t = 8,6 \text{ s}$, $9,4 \text{ s}$, $9,7 \text{ s}$ i $10,08 \text{ s}$.

Parameter	$t = 8,6 \text{ s}$	$t = 9,4 \text{ s}$	$t = 9,7 \text{ s}$	$t = 10,08 \text{ s}$
H_{98}	0.74	0.76	0.67	0.63
$C_{Ni} [x10^{-4}]$	0.38 (1.28*)	0.98 (1.09*)	1.14 (1.06*)	1.87 (1.6*)
$\Gamma_{Ni} [x10^{19} \text{ 1/s}]$	1.0	1.0	1.0	1.0
$C_W [x10^{-5}]$	4.12	3.91	4.14	4.25
$R_W [\text{MW}]$	6.8MW	9.7	10.1	11.17
$W_{th} [\text{MJ}]$	8.29 (8.21*)	9.04 (9,4*)	8.4 (8.9*)	7.65 (7.96*)
$T_e^{plate} [\text{eV}]$	13.9	8.9	7.58	7.11



Rys. 4.43. Profile efektywnego ładunku Z_{EFF} uzyskane z symulacji.

Uzyskano profile Z_{EFF} (zobacz Rys. 4.43), które nie można uzyskać eksperymentalnie. Profil Z_{EFF} jest parametrem startowym dla takich kodów jak TRANSP, używany do obliczenia profili grzania i wyjścia neutronowego. Dla wyładowania #99282 wzrost gęstości W jest wynikiem zmian w transporcie, a nie produkcją W przy ścianie reaktora. Profil gęstości W , uzyskany za pomocą kodu COREDIV dla tego wyładowania, pokazuje maksymalną gęstość w regionie $r/a \approx 0,6-0,9$, wynikającą z prędkości konwekcyjnej skierowanej do wnętrza w regionie brzegowym oraz prędkości konwekcyjnej skierowanej na zewnątrz w regionie rdzeniowym, które są niezbędnymi danymi wejściowymi dla kodu, aby zrekonstruować eksperymentalne profile promieniowania. Zachowanie plazmy DT jest bliższe zachowaniu plazmy T.

W kolejnym zadaniu realizowanym w ramach prowadzonych badań nad wpływem izotopów wodoru na przejście z trybu niskiego (L-mode) do trybu wysokiego (H-mode) w tokamaku JET, przeprowadzono szczegółową analizę rekonstrukcji bolometrycznych. Kluczowym elementem tych badań było dopracowanie metod rekonstrukcji emisji promieniowania, uwzględniających zarówno poprawki kalibracyjne, jak i dostosowanie narzędzi numerycznych do specyficznych warunków eksperymentalnych. W toku analizy uwzględniono szereg wyładowań plazmowych, w tym: Wyładowania #100189 i #100195, dla których konieczne było dostosowanie parametrów kalibracyjnych detektorów bolometrycznych KB5H. W przypadku #100189 zmiana górnych kanałów KB5H w drugiej sekwencji okazała się zbędna. Alternatywnym podejściem było obniżenie całego układu detektorów poziomych o współczynnik $\sim 0.95-0.9$, co pozwoliło zachować poprawność rekonstrukcji bez konieczności dezaktywacji poszczególnych kanałów. Dla wyładowania #100195 uzyskane wyniki były zgodne z oczekiwaniami, jednak w zakresie czasowym 52.97–53.22 s zasugerowano niewielkie zwiększenie współczynnika mnożenia ($\sim 5\%$) w celu uzyskania bardziej precyzyjnych wyników. Ponadto w czasie 53.98 s wykryto negatywne wartości dla kanału nr 1 pionowej kamery, co wpłynęło na błędną emisję z obszaru SOL po stronie „outboard”. Zaproponowano wymuszenie wartości dla kanału nr 1 na poziomie ~ 0.1 wartości nr 2 w pliku interpolacyjnym. Dodatkowo przeanalizowano serię impulsów historycznych w celu dokonania porównań z wcześniejszymi danymi dotyczącymi przejścia L-H:

WYŁADOWANIE	T_{LH}
90478	54.060s
90482	55.358s
90484	53.500s
90486	53.250s
90487	56.095s
90488	54.301s

Dla każdego z tych impulsów przeprowadzono pięć rekonstrukcji emisji bolometrycznej w następujących przedziałach czasowych: t_{LH} -300ms, t_{LH} -100ms, t_{LH} -50ms, t_{LH} -5ms oraz t_{LH} . Do przeprowadzenia tych analiz zastosowano pliki interpolacyjne zawierające poprawki do poszczególnych kanałów, które zostały wyznaczone w latach 2017–2018. W przypadku braku odpowiednich plików interpolacyjnych zasugerowano wykorzystanie istniejących wersji referencyjnych, które uwzględniały m.in. korekty dla wąskich kanałów dywertyora dla kamery pionowej oraz górnej części kamery poziomej, co było kluczowe w przypadku niskiej jakości sygnału i występowania wartości ujemnych. W końcowej fazie analizy podjęto próbę przeprowadzenia rekonstrukcji dla najwcześniejszych impulsów z eksperymentalnej bazy danych tokamaka JET w eksperymentach ILW (*ang. ITER-like Wall*):

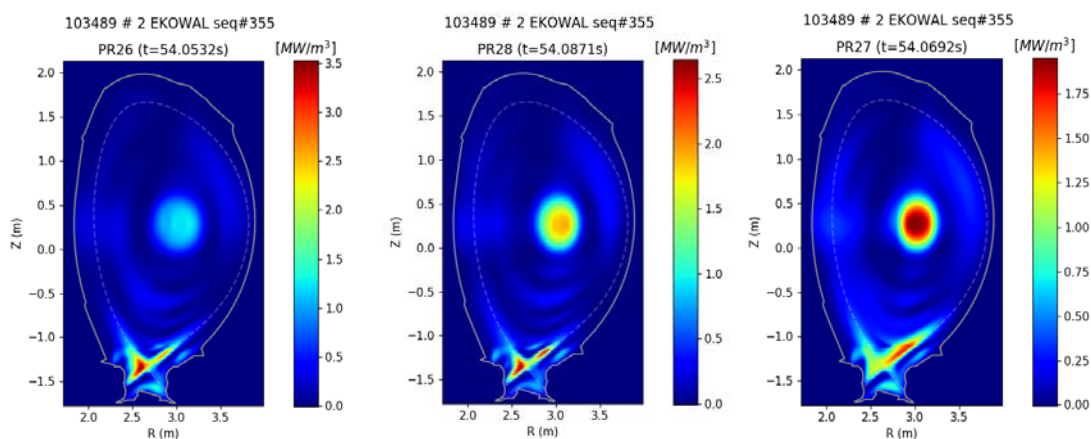
WYŁADOWANIE	TLH
80905	56.156s
80911	56.893s
80912	55.241s

Podobnie jak w przypadku wcześniejszych analiz, rozpoczęto od wykonania pięciu rekonstrukcji czasowych dla każdego impulsu, w przedziałach t_{LH} -300ms do t_{LH} . Przy rekonstrukcjach zastosowano pliki interpolacyjne uwzględniające współczynniki kalibracyjne określone w ramach wcześniejszych prac. Jednak w przypadku bardzo wczesnych impulsów z eksperymentów ILW zasugerowano przeprowadzenie analiz zarówno z zastosowaniem tych poprawek, jak i bez ich uwzględniania, w celu oceny wpływu korekty na końcowe wyniki rekonstrukcji. Ostatecznie, ze względu na brak przydzielonego czasu na wykonanie tych analiz, rekonstrukcje bolometryczne dla wczesnych impulsów z eksperymentów ILW zostały przeprowadzone przez innego członka zespołu ekspertów ds. rekonstrukcji bolometrycznych. Przeprowadzone analizy umożliwiły poprawę jakości rekonstrukcji emisji bolometrycznej w tokamaku JET, dostarczając bardziej precyzyjnych danych dotyczących wpływu izotopów wodoru na przejście L-H. Kluczowe wnioski obejmują:

1. Ograniczenie konieczności dezaktywacji poszczególnych kanałów bolometrycznych poprzez odpowiednią regulację współczynników kalibracyjnych.
2. Dostosowanie współczynników mnożenia w newralgicznych momentach przejścia L-H w celu uzyskania bardziej wiarygodnych wyników.
3. Implementację poprawek kalibracyjnych dla wczesnych impulsów ILW, przy jednoczesnym sprawdzeniu wpływu tych korekt na wyniki rekonstrukcji.
4. Uwzględnienie specyficznych problemów związanych z negatywnymi wartościami sygnału w kanałach bolometrycznych oraz ich wpływu na rekonstrukcję profili emisji promieniowania.

Przedstawione wyniki stanowią wkład w badania nad transportem energii i mocy promieniowania w plazmie tokamakowej w zależności od zastosowanego scenariusza plazmy.

W ramach pracy na tokamaku JET monitorowano stronę internetową ReqCo, na której umieszczane były prośby o walidację danych z diagnostyki bolometrycznej. Celem było jak najszybsze przetworzenie tych wniosków, aby zapewnić wszystkim wnioskodawcom szybki dostęp do potrzebnych danych. Często występowały sytuacje, w których analiza danych z JET nie mogła odbywać się automatycznie i wymagała ręcznej interwencji specjalisty. Na przykład, walidacja danych była skomplikowana i wymagała weryfikacji dokładności wyników przez człowieka. Proces walidacji był czasochłonny, dlatego przeprowadzano go jedynie na wyraźną prośbę użytkownika. W niektórych przypadkach użytkownicy musieli dostarczyć parametry lub warunki początkowe, na przykład przy modelowaniu. System Koordynacji Wniosków JET (JET Request Co-ordination System, znany również jako ReqCo) to interfejs służący do śledzenia żądań i wyników tego typu pracy. Złożone wnioski są przekazywane do odpowiednich oficerów odpowiedzialnych (RO), którzy przeprowadzają niezbędną analizę. Po zakończeniu analizy użytkownik zostaje powiadomiony o jej zakończeniu, a RO dostarcza link do ukończonych danych oraz ewentualnie dodatkowe komentarze.



Rys. 4.44. Przykładowa rekonstrukcja PRE_ELM (3Ma D HL lowgas) dla strzału 103489 z zadania RT01.

Oprócz monitorowania strony ReqCo-request wykonywano tomograficzną rekonstrukcję danych bolometrycznych w ramach zadań RT01 (Rys. 4.44) i RT10. Rekonstrukcje tomograficzne wykonywano również dla innych zadań w miarę zapotrzebowania lub zaległych impulsów wciąż oczekujących na rekonstrukcje bolometryczne. W ramach tych zadań wykonano szereg rekonstrukcji topograficznych m.in. dla strzałów:

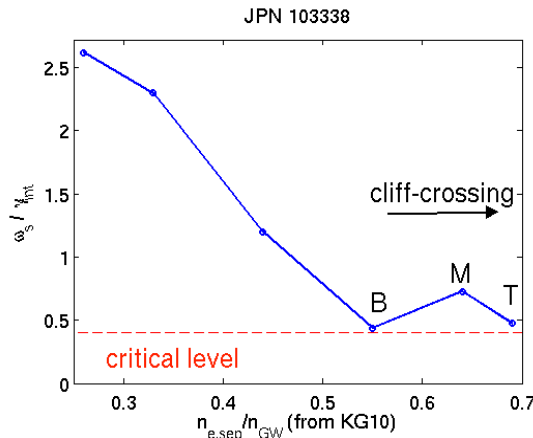
105537, 103267, 103171, 100671, 100670, 100663, 100662, 100661, 102741, 104592, 103803, 103355, 103353, 103354, 103360, 103361, 103395, 103435, 105535, 105536, 101777, 102798, 102976, 103045, 103046, 103421, 103422, 103424, 103436, 103438, 103483, 103492, 103494, 103495, 104176, 104465, 105541, 105542, 105543, 105548, 105544, 105547, 104559, 104596, 104622, 104409, 104476, 104469, 103936, 103493, 100659, 100660, 98348, 97342, 97346, 94243, 96604, 90498, 90493, 90489, 90487, 90485, 90484, 89958, 89813, 87698, 87696, 84078, 84410, 82864, 82865, 82866, 82868, 80730.

W 2024 r. pracownicy IPPLM nadal prowadzili i koordynowali ocenę naukową oraz szczegółową analizę danych z eksperymentów, RT22-05-HDL "Limit gęstości w trybie H" i M18-08 "Wpływ peletów i paliwa gazowego na piedestał, SOL i dywertor, przeprowadzonych w 2023 r. Oba eksperymenty zostały przydzielone do zadania badawczego WPTE 05. Główną motywacją do przeprowadzenia eksperymentu JET RT22-05-HDL jest to, że ITER musi pracować przy dużych gęstościach, ale nadal zachowując tryb H (H-mode), aby zmaksymalizować moc syntezy jądrowej i spełnić wymagania dotyczące emisji spalin (do czego potrzebna będzie wysoka gęstość w połączeniu z zewnętrznym domieszkowaniem zanieczyszczeniami). Jednak w dzisiejszych maszynach stwierdzono, że istnieje maksymalna gęstość (limit gęstości w trybie H lub HDL), powyżej której plazma przechodzi z powrotem z trybu H do trybu L (L-mode). Celem projektu RT22-05-HDL jest pogłębienie naszej wiedzy fizycznej na temat tego, co wyzwala HDL, oraz zidentyfikowanie zależności parametrycznych HDL, aby móc przewidzieć, jaka będzie maksymalna zrównoważona gęstość plazmy w trybie H ITER. Główną motywacją eksperymentu JET M18-08 jest to, że ITER będzie musiał polegać na granulkach z paliwem (peletów) do napędzania plazmy podczas pełnej fazy jądrowej, ponieważ iniekcja gazu stanie się nieskuteczna, ze względu na to, że SOL (Scrape of Layer) w ITER stanie się nieprzezroczysty dla cząstek neutralnych. Celem M18-08 jest udokumentowanie i zrozumienie, w jakim stopniu przejście z iniekcji gazu na granulki wpływa na warunki panujące na krawędzi plazmy (piedestał, separatoryca, bliski i daleki SOL). Miało to na celu dalsze rozszerzenie istniejącego zestawu danych dotyczących gazu paletowego (który w większości zawierał zewnętrzny punkt uderzenia (OSP-outer strike point), w słabiej zdiagnozowanym rogu dywertora) do konfiguracji z OSP na poziomej płycie dywertora. Ulepszenia techniczne w analizie profili reflektometrycznych, które opisano poniżej, zostały zastosowane do danych z głównego eksperymentu JET RT22-05-HDL. Ze względu na sposób, w jaki eksperyment został zaprojektowany, uzyskane dane okazały się niezwykle przydatne nie tylko do wyjaśnienia fizyki samego HDL, ale także fizyki sprzężenia separatorysa-dywertor, a także dostarczyły nowych wyników na temat fizyki transportu radialnego w dalekim SOL. Główne wyniki badań fizycznych można podsumować w następujący sposób:

- Systematyczna analiza profili gęstości elektronów przy różnych gęstościach ujawnia, że przy wystarczająco wysokich gęstościach kształt promieniowy piedestału o gęstości w trybie H znacznie odbiega od powszechnie przyjętego modelu profilu brzegowego (paradygmatu $\tanh$). Mówiąc dokładniej, w piedestale tworzy się bardzo stromy i wąski obszar, zawsze zaczynający się najpierw w pobliżu szczytu piedestału (tj. daleko wewnątrz

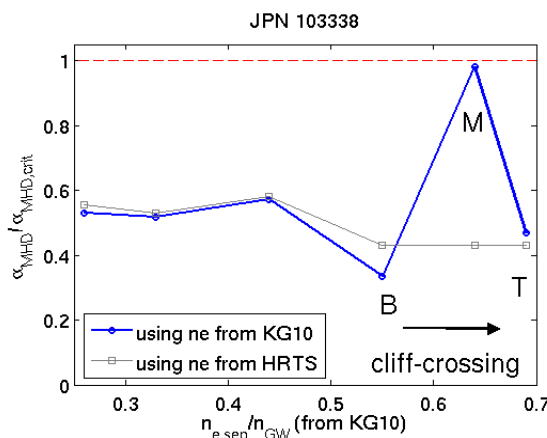
separatrysy), który nazywamy "klifem gęstości". Szerokość tego klifu jest zbyt wąska (1-2 mm szerokości, w porównaniu do 2 cm oryginalnej szerokości piedestału), aby można było ją określić za pomocą Thomson Scattering lub Li-Beam Emission Spectroscopy na JET. Jeśli gęstość jest dalej zwiększana, obserwuje się, że pozycja promieniowa klifu gęstości powoli dryfuje w kierunku separatrysy i pozostaje w jej pobliżu, aż w końcu zostanie wyzwolony HDL.

- Szczegółowa ocena profili brzegowych n_e i T_e ujawnia dobrą zgodność między początkiem HDL a przewidywaniami teoretycznymi za pomocą uogólnionego modelu dryfu heurystycznego (GDH) Browna i Goldstona [Nucl. Mat. Energy 27 (2021) 101002], który przewiduje niestabilność, gdy stosunek $E \times B$ do szybkości wzrostu niestabilności rezystancyjnej wymiany spada poniżej pewnego progu $\sim 0,4$. $\rightarrow$, jak pokazano na Rys. 4.45



Rys. 4.45 Ewolucja stosunku szybkości ścinania $E \times B$ do szybkości wzrostu wymiany rezystancyjnej podczas rampy tankowania, wywnioskowana doświadczalnie na podstawie pomiarów profilu kinetycznego z reflektometrii FM-CW dla gęstości i rozpraszania Thomsona dla profilu T_e . Model teoretyczny GHD przewiduje przejście wsteczne H-L, gdy stosunek ten spadnie poniżej poziomu krytycznego $\sim 0,4$, co jest bardzo bliskie zmierzonym poziomom eksperymentalnym.

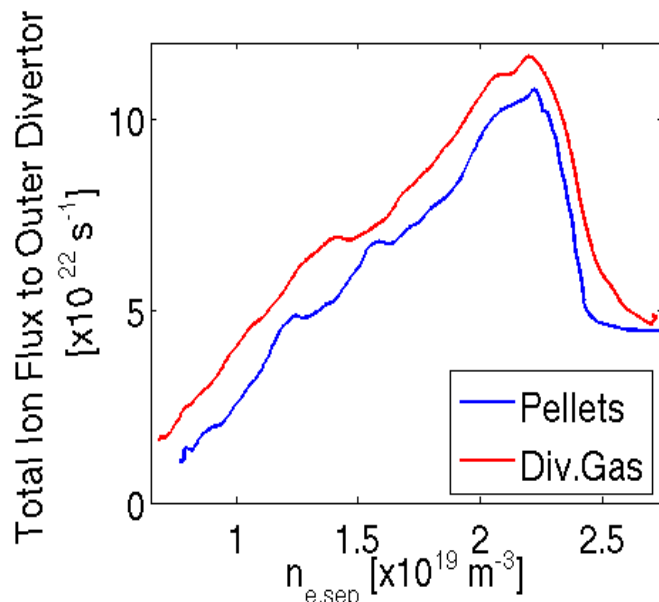
- Jednak te same profile ujawniają również, że idealne MHD (lokalne balonowanie) może być również odpowiedzialne za początek HDL. Takie było w rzeczywistości założenie stojące za oryginalnym modelem dryfu heurystycznego Goldstona [J. Nucl. Mat. 463 (2015) 397]. Dzieje się tak dzięki obecności bardzo stromego gradientu gęstości przy klifie gęstości w pobliżu separatryx (patrz wyżej), co z kolei również lokalnie stromi gradientu ciśnienia w pobliżu separatryx. $\rightarrow$, jak pokazano na Rys. 4.46



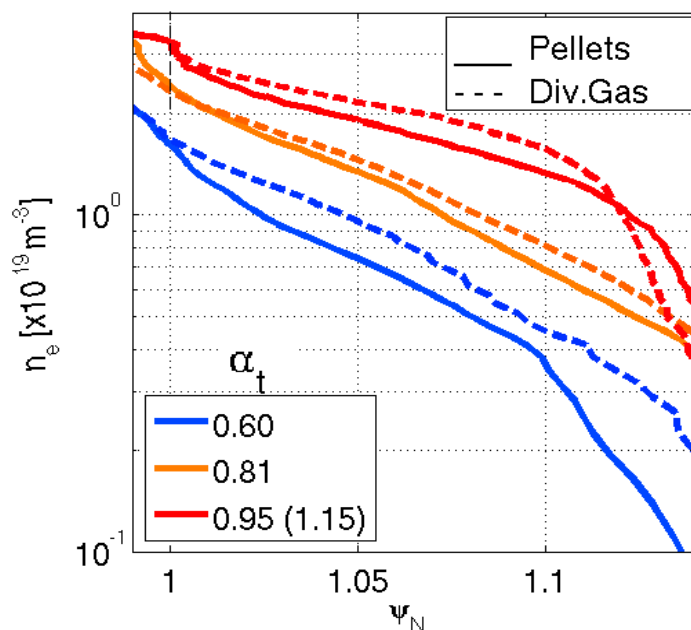
Rys. 4.46 Kształtowanie się znormalizowanego gradientu ciśnienia względem poziomu krytycznego podczas rampy tankowania. Kiedy "klif gęstości" osiąga separatryzę (punkt "M" na wykresie), α_{MHD} osiąga poziom krytyczny, aby stać się niestabilnym, zgodnie z modelem HD Goldstona.

- Zwiększenie trójkątności tylko umiarkowanie z $\delta \sim 0,28$ do $\delta \sim 0,36$ pozwoliło na znaczne rozszerzenie przestrzeni operacyjnej gęstości zintegrowanej z linią (LID) mierzonej za pomocą interferometrii w pobliżu

brzegu plazmy w trybie H (o około 25 %). Wynika to jednak głównie ze wzrostu osiągalnej gęstości wierzchołka piedestału. W przypadku gęstości na separatrixie ($n_{e,sep}$) początkowo stwierdzono, że również wyższe $n_{e,sep}$ były trwałe w trybie H przy wyższej trójkątności. Jednak po wprowadzeniu poprawki do $T_{e,sep}$ i $n_{e,sep}$ ze względu na eksperymentalnie zidentyfikowany efekt rozszerzania SOL przy dużych gęstościach [Eich NF 2020], wówczas $n_{e,sep}$ osiągnięta na początku HDL staje się porównywalna dla dwóch przypadków przy wysokiej i niskiej trójkątności.



Rys. 4.47 Całkowity strumień jonów do zewnętrznego dywertyora mierzony przez sondy Langmuira podczas rampy tankowania (od lewej do prawej) w dwóch wyładowaniach: jednym zasilanym granulkami, a drugim gazem. Oś x oznacza gęstość na separatrixie $n_{e,sep}$, która zwiększa się podczas rampy tankowania. Przewrócenie całkowitego strumienia jonów (= przewrócenie oderwania) odbywa się przy tych samych wartościach $n_{e,sep}$, a także maksymalny zrównoważony $n_{e,sep}$ ($\sim 2,7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) pozostaje niezmienny w przypadku granulek lub gazu.

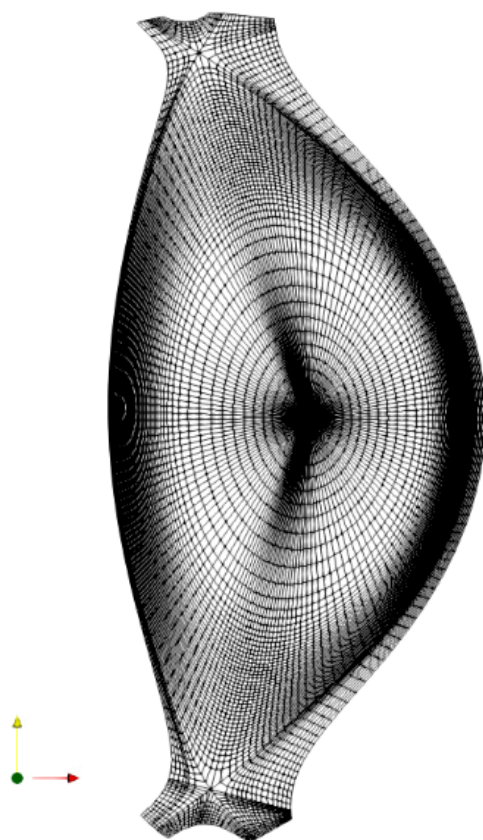


Rys. 4.48 Sekwencja profili gęstości w SOL podczas rampy paliwowej dla dwóch przypadków: z peletami i z gazem. W przypadku granulek obserwuje się systematycznie niższe gęstości SOL niż w przypadku zasilania gazem, porównując profile przy stałej wartości "parametru kontroli turbulencji" (α_t), jak określono w [Eich NF 2020 056016].

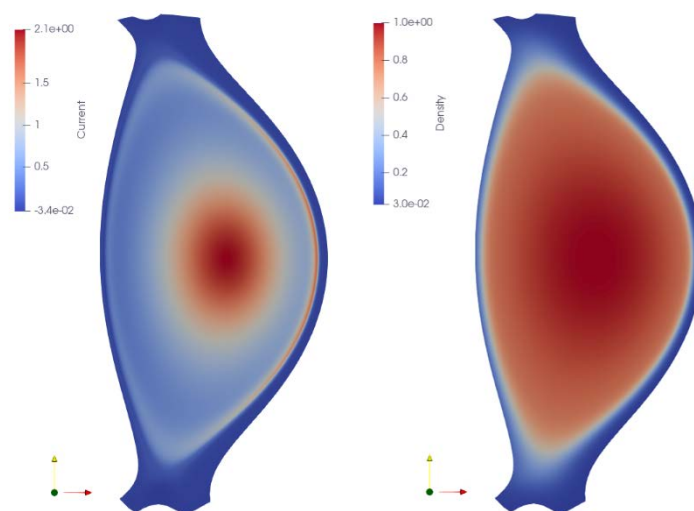
- Przejście z zasilania gazem na pelety nie zmienia maksymalną zrównoważoną $n_{e,sep}$ w trybie H przed wystąpieniem HDL. Stwierdzono również, że początek odłączania się plazmy od dywertora (plasma detachment) zachodzi przy tych samych wartościach gęstości na separatrixie w ramach niepewności pomiaru. W związku z tym stwierdzono, że przestrzeń operacyjna o dużej gęstości na separatrixie nie jest ani zwężona, ani rozszerzona przez tankowanie paliwa w postaci granulek zamiast gazem. →, jak pokazano na Rys. 4.47.

- Ten sam próg, opisany w kategoriach parametru kontroli turbulencji (αt) [Eich NF 60 (2020) 056016], dla początku spłaszczania gęstości SOL ("ramię gęstości") w dalekim SOL w plazmie w trybie H został znaleziony w przypadku granulek niż w przypadku gazu. Jednak w przypadku granulek okazuje się, że ramię to jest mniej wyraźne niż w przypadku gazu. Mówiąc bardziej ogólnie, przy danym αt długość promieniowego rozpadu gęstości w dalekim SOL jest szybsza w przypadku granulek niż w przypadku gazu. → jak pokazano Rys. 4.48 Różnica może wynikać albo z różnej zawartości neutralów w komorze głównej (które przyczyniają się do zwiększenia źródła jonizacji w dalekim SOL), albo większej ilości zderzeń w dywertorze przy zasilaniu gazem niż w przypadku granulek przy danym αt .

W 2024 przeprowadzono rekonstrukcję równowagi magnetohydrodynamicznej przy pomocy kodu JOREK dla wyładowania #104522 na tokamaku JET. Wyładowanie było bogate w tryt, a przez to ważne dla analizy stabilności magnetohydrodynamicznej (MHD) w warunkach eksperymentalnych (prąd około 2.5 MA, pole magnetyczne 3.86 T, domieszki berylu, niklu i neonu). W wyniku symulacji uzyskano równowagę magnetohydrodynamiczną, która pozwoli na dalszą analizę wyładowania pod kątem zaburzeń MHD, m.in. modów brzegowych. Dzięki danym eksperymentalnym (profile temperatury elektronowej i gęstości, grzanie, prąd) przygotowano siatkę obliczeniową dla wyładowania #104522 na tokamaku JET, którą przedstawiono na Rys. 4.49. W kolejnym kroku przeprowadzono rekonstrukcję równowagi magnetohydrodynamicznej poprzez numeryczne rozwiązanie równania Grad – Shafranowa. Wyniki dla prądu i gęstości elektronowej i jonowej są przedstawione na Rys. 4.50. W kolejnych krokach, bazując na uzyskanej równowadze MHD, możliwe będzie przeanalizowanie wyładowania pod kątem zaburzeń i obecności modów zaburzeń brzegowych (ELM).

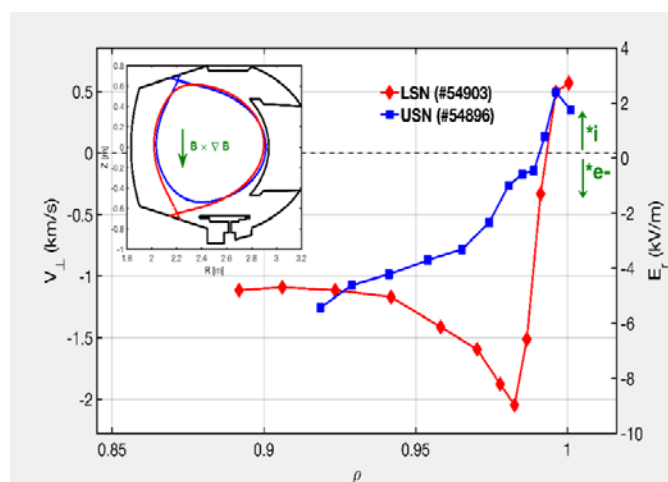


Rys. 4.49 Siatka obliczeniowa stworzona dla tokamaku JET przy pomocy kodu JOREK.



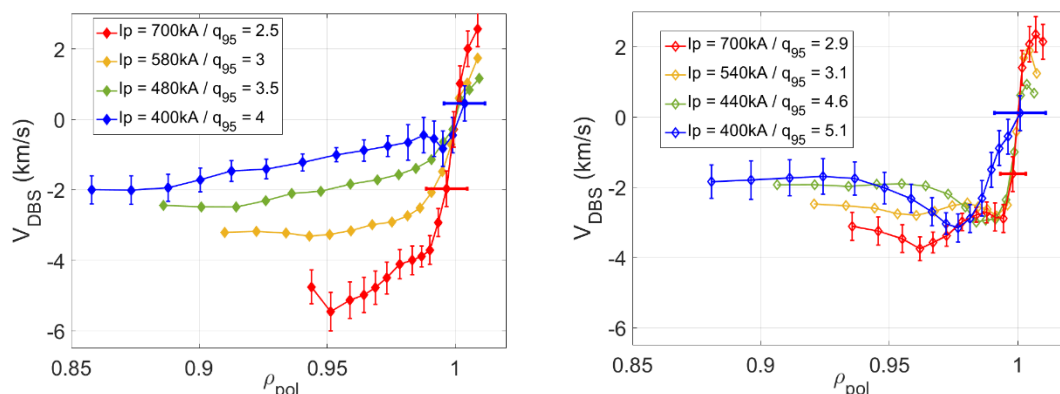
Rys. 4.50. Wynik symulacji dla rekonstrukcji magnetohydrodynamicznej wyładowania #104522: prąd (po lewej) oraz gęstość elektronowa (po prawej).

W ramach zadania RT01 (Zintegrowany scenariusz Core-Edge-SOL w reżimie wysokiego utrzymywania plazmy na potrzeby ITER-a) rozpoczęto symulację w celu wyjaśnienia asymetrii związanej z prędkością rotacyjną plazmy, mierzoną przy pomocy dopplerowskiego rozpraszania wstecznego (ang. Doppler backscattering) vDBS w korzystnym i niekorzystnym układzie toroidalnego pola magnetycznego. Poprzednie prace przeprowadzone na tokamaku WEST wykazały eksperymentalnie, że istnieje duża różnica w radialnym profilu prędkości rotacyjnej plazmy v_{DBS} oraz radialnego pola elektrycznego E_r dla bardzo podobnych konfiguracji wyładowania, w tym pola magnetycznego, z jedną różnicą, mianowicie jedną grupę wyładowań przeprowadzano w konfiguracji pojedynczego X-pointu z górnym dywertorem (ang. *upper single null*, USN), a drugą również z pojedynczym X-pointem ale z dolnym dywertorem (ang. *lower single null*, LSN). Tą pierwszą konfigurację określa się mianem „niekorzystnego kierunku pola magnetycznego”, a tę drugą „korzystnego kierunku pola magnetycznego”, co odnosi się bezpośrednio do wzajemnej orientacji wektora gradientu toroidalnego pola magnetycznego w plazmie i prądu poloidalnego, a wpływa na kierunek dryfu cząstek w plazmie. Wyniki eksperymentalne przedstawiono na Rys. 4.51.



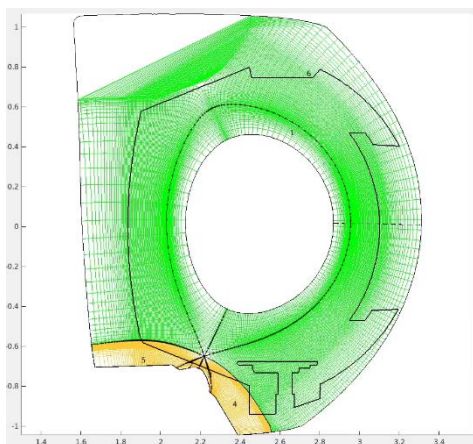
Rys. 4.512 Radialny profil prędkości rotacji toroidalnej plazmy oraz odpowiadający mu profil natężenia pola elektrycznego. Porównanie dotyczy korzystnej konfiguracji pola magnetycznego (w tym przypadku LSN, czerwony) i niekorzystnej konfiguracji pola magnetycznego (tutaj USN, niebieski). Na pomniejszonym wykresie pokazano przekrój poloidalny tokamaka WEST z zaznaczonym przebiegiem separatrysy dla obu konfiguracji. Materiał pochodzi od grupy eksperymentalnej w CEA.

Problem ma znaczenie dla stabilności samego wyładowania i może potencjalnie spowodować rozerwanie sznura plazmowego, co dla przyszłego eksperymentu ITER ma niebagatelne znaczenie. Ponadto, zrozumienie zjawisk zachodzących w obszarze piedestału pozwoliłoby na dokładniejsze przewidywania dotyczące np. transportu w plazmie i czasów utrzymania energii i cząstek. Z serii wyładowań pokazanych na Rys. 4.52 wynika, że istotną rolę pełni wielkość całkowitego natężenia prądu w plazmie, I_p . Podobne wyniki otrzymano dla analogicznych eksperymentów przeprowadzonych na tokamaku TCV.



Rys. 4.513 Zestawienie profili radialnych prędkości V_{DBS} dla korzystnej (prawo, LSN) i niekorzystnej (lewo, USN) konfiguracji pola magnetycznego. Silniejsza zależność od prądu plazmy I_p występuje dla konfiguracji USN. Materiał pochodzi od grupy eksperymentalnej w CEA.

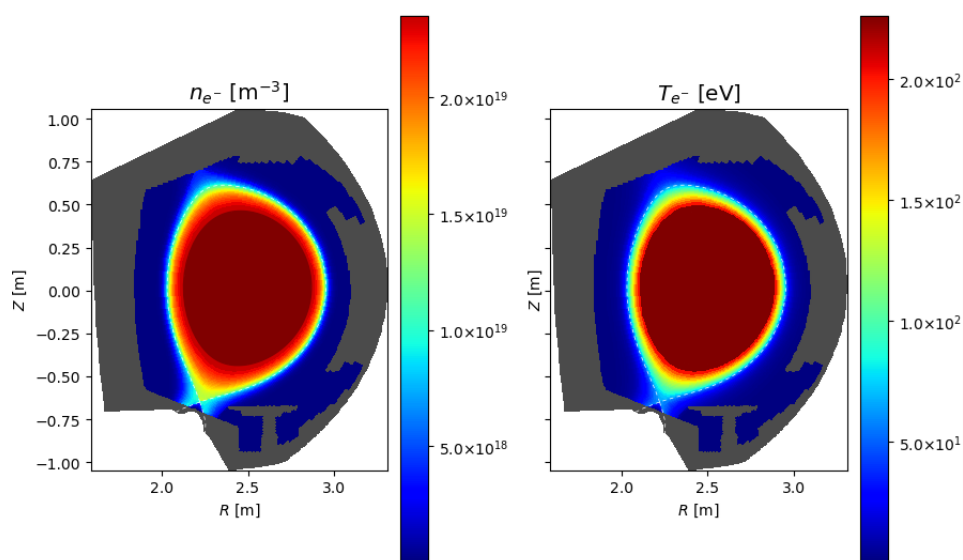
Z uwagi na główną różnicę pomiędzy seriami eksperymentów USN i LSN, przyczyny różnic można upatrywać w różnym działaniu dryfów w plazmie z pierwszej i z drugiej grupy wyładowań. Jest również możliwość, że na wynik końcowy ma wpływ różnica w rozkładzie neutralów względem plazmy przy konfiguracjach USN i LSN. Postanowiono wykorzystać symulacje numeryczne do sprawdzenia obu tych założeń. Do obliczeń wykorzystano kod magneto hydrodynamiczny SOLEDGE3X-EIRENE w trybie ustalonego profilu współczynników transportu w plazmie brzegowej. Ma on zaimplementowany model płynowy z uwzględnieniem dryfów i teoretycznie pozwoliłby na porównanie działania dryfów na plazmę. Jest możliwe bezpośrednie porównanie danych eksperymentalnych dla pola elektrycznego E_R . Ponadto, przez zastosowanie modelu kinetycznego dla neutralów (EIRENE) umożliwia bardziej realistyczny niż w modelu płynowym opis neutralów, który uwzględnia całą dostępną objętość komory tokamaka i jej realistyczny kształt. Z dwóch serii eksperymentów z korzystną i niekorzystną orientacją pola magnetycznego wybrano na pierwsze porównanie parę #56715 (LSN) i 56765 (USN), w obu prąd plazmy wynosił $I_p = 580$ kA. Główne parametry dla strzału #56715 i przygotowaną siatkę numeryczną przedstawiono na Rys. 4.53. Dla maksymalnego uproszczenia i przyspieszenia obliczeń pominięto w nich wpływ domieszek (tokamak WEST jest urządzeniem ze ścianą wolframową, który to W nie powinien mieć dużego wpływu na całkowite straty przez promieniowanie dla tego zakresu mocy). Użyto parametrów transportu poprzecznego $D = 0.3$ m²/s dla współczynnika dyfuzji radialnej i $\chi_{ion/el} = 1$ m²/s dla współczynników przewodności termicznej dla elektronów i jonów w całym obszarze SOL, aby odwzorować warunki L-mode.



Parametr	Eksperyment	Symulacja
$n_{e\text{sep}}$	$1.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$	$*1.0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$
$T_{e\text{sep}}$	-	$*64 \text{ eV}$
P_{in}	$P_{Ohm} = 600 \text{ kW}$	600 kW
Γ_{BC}	$1.8 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$	$4.0 \cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}$

Rys. 4.514 Siatka numeryczna używana do modelowania wyładowania 56715 dla chwili $t=39$ s. W tabelce po prawej umieszczono wyniki eksperymentalne dla niektórych parametrów: gęstość elektronowa na separatrixie n_e^{sep} , temperatura elektronowa na separatrixie T_e^{sep} , moc dostarczona do plazmy P_{in} oraz strumień cząstek dostarczony do plazmy Γ_{BC} . Wyładowanie w trybie L-mode, użyto jedynie grzania ohmowego. Wielkości oznaczone (*) są wartościami wynikowymi.

Uzyskano wynik w stopniu zadowalającym odwzorowujący najważniejsze parametry plazmy, bez włączonego modelu dryfów, który jest punktem odniesienia dla przeprowadzenia dalszych symulacji. Należy dodać, że pomiar temperatury elektronowej był w tym przypadku niewiarygodny a wartość otrzymana w symulacji jest w przedziale oczekiwanych wartości T_e dla wyładowań o podobnych parametrach. Poloidalny przekrój przez plazmę dla gęstości i temperatury elektronowej pokazano na Rys. 4.54.

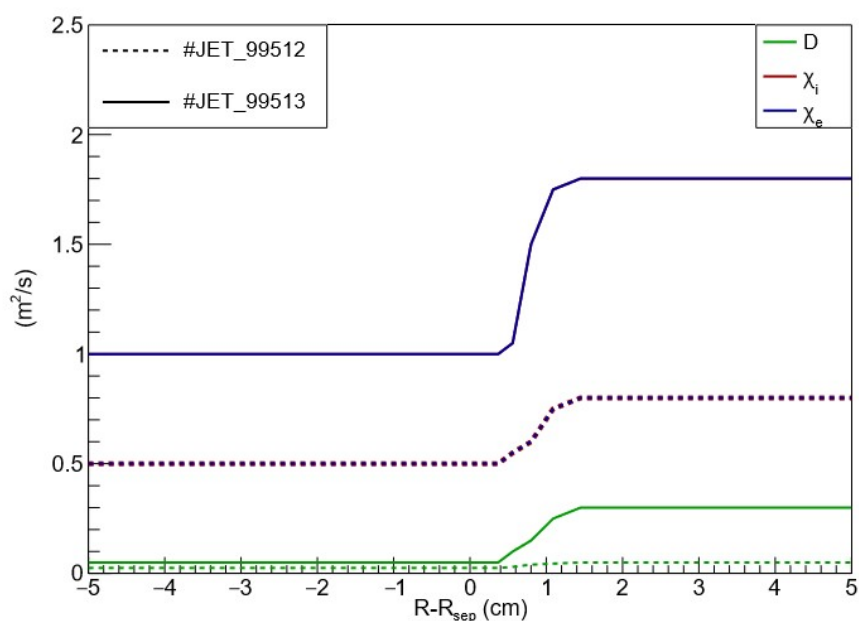


Rys. 4.515 Przekroje poloidalne dla wyładowania 56715 w chwili $t=39$ s dla gęstości elektronowej na separatrixie n_e^{sep} , (po lewej) i temperatury elektronowej na separatrixie T_e^{sep} (po prawej).

Następnym krokiem było włączenie modelu dryfów. Jak do tej pory próby te okazały się być niepomyślne, prawdopodobnie z przyczyn numerycznych. Przyczyny niestabilności numerycznych nie są do końca znane i nasze laboratorium pozostaje w kontakcie z deweloperami kodu SOLEDGE3D w celu zebrania danych i zbadania, które zestawy parametrów powodują rozbieżność obliczeń w danym przypadku. Po wielu próbach, zmianie parametrów i porównaniu z innymi symulacjami wyładowań z włączonymi dryfami określono strategię dojścia do rozwiązania z dryfami, która miałaby polegać na tymczasowym poniesieniu gęstości plazmy do około 150-200 % wartości wyjściowej, włączeniu dryfów, a następnie stopniowym obniżeniu gęstości plazmy zamierzonej na samym początku. Takie podejście pomaga pozbyć się niestabilności numerycznych wynikających przede wszystkim z dużych gradientów temperatur. Niestety, awaria systemu komputerowego marconi, zarządzanego przez instytucję CINECA spowodowała, że wszystkie ostatnie wyniki obliczeń z próbami włączenia dryfów zostały utracone. Problem dotyczy wszystkich użytkowników tego systemu. Obecnie jesteśmy w trakcie kompletowania danych z poprzednich stadiów obliczeń i planowania ponownego rozpoczęcia obliczeń w tym roku. Na dziś superkomputer marconi pozostaje w bezczynności i prawdopodobnie nigdy nie zostanie przywrócony do pracy a czas obliczeniowy zostanie przeniesiony na superkomputer Leonardo, również zarządzany przez CINECA. Ponadto, rozważane są alternatywne zasoby obliczeniowe dużej mocy, np. PLGrid. Na chwilę obecną program SOLEDGE3X-EIRENE został pomyślnie skompilowany a uruchomienie testowych przypadków nastąpi jeszcze w lutym 2025. Badane są możliwości przeprowadzenia tych obliczeń również w Poznańskim Centrum Superkomputerowo-Sieciowym PCSS oraz na co poniektórych komputerach w Instytucie.

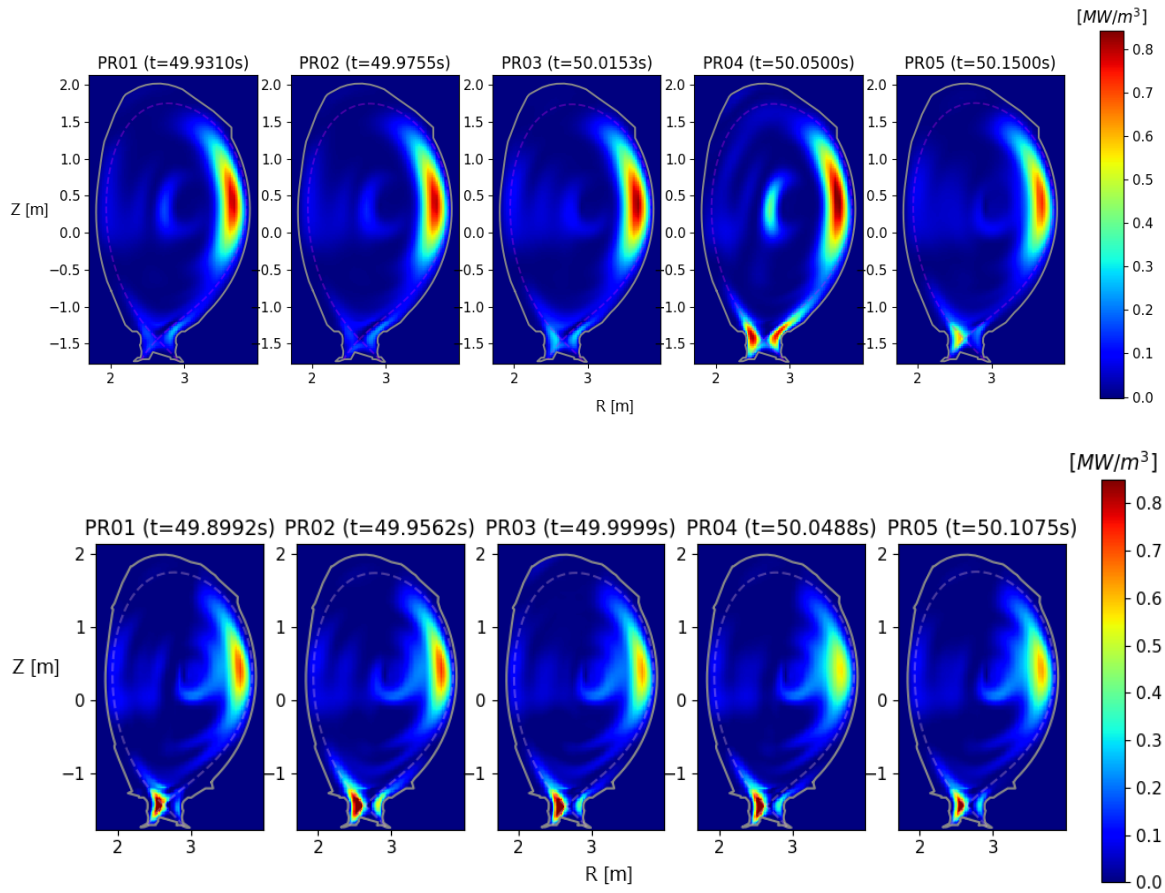
Redukcja mocy docierającej do płyt dywerta w tokamakach jest kluczowym zagadnieniem i problemem technologicznym, warunkującym efektywne operowanie urządzeniem fuzyjnym bez ryzyka jego uszkodzenia w trakcie pracy. Płyty dywerta są miejscem, do którego docelowo docierać ma plazma zawierająca wszelkie zanieczyszczenia (wydzielane w procesach fuzji oraz interakcji plazma-ściana) mogące mieć negatywny wpływ na czas i stabilność utrzymania plazmy w obszarze centralnym plazmy. To w tym obszarze dochodzi do reakcji fuzji jądrowej. Plazma docierająca do płyt musi zostać schłodzona, aby nie uległy one zniszczeniu lub nie stały się kolejnym źródłem zanieczyszczeń, które mogłyby doprowadzić do ochłodzenia plazmy centralnej i, w

konsekwencji, do ustania procesów fuzyjnych. Docelowo oczekuje się spadków strumieni mocy poniżej 10 MW/m², ponieważ taka graniczna wartość pozwalałaby uniknąć degradacji materiału płytowego. Domieszki gazów szlachetnych wprowadzane do zewnętrznych warstw plazmy promieniają w obszarze dywertora, obniżając temperaturę oraz strumień mocy na jego płytach. Wybór lekkich gazów szlachetnych, takich jak azot, neon lub argon podyktowany jest tym, że promieniają one dobrze w zakresie temperatur panujących w obszarze SOL. Ponadto jako gazy szlachetne, nie rekombinują chemicznie ani nie tworzą trwałych związków chemicznych, co upraszcza kontrolę nad nimi. Im cięższy pierwiastek, tym większy może mieć udział w promieniowaniu w obszarze centralnym plazmy, potencjalnie wypromieniowując energię niezbędną do skutecznego zachodzenia reakcji fuzyji termojądrowej. Analizie poddano wyładowania w plazmie DT bez domieszki (#99512) oraz z domieszką neonu (#99513). Oba wyładowania posiadają tę samą konfigurację pola magnetycznego – typu corner-corner. Badania rozpoczęto od analizy eksperymentalnie zmierzonych profili gęstości oraz temperatury elektronowej w tzw. obszarze outer midplane. Pomiaru te wykonywane były za pomocą diagnostyki Thomson scattering. Przeprowadzono obliczenia numeryczne przy pomocy rozwijanego w IFPiLM kodu TECXY, które pozwoliły na skalibrowanie modelu numerycznego poprzez dopasowanie profili symulacyjnych do danych zmierzonych. W tym celu należało odpowiednio dobrać wartości współczynników transportu poprzecznego (dyfuzyjnego). Dla obu wyładowań dopasowanie wyników symulacji do danych eksperymentalnych osiągnięto przy zastosowaniu innych współczynników dyfuzji (Rys. 4.55), co może mieć związek ze zmianami w transporcie turbulentnym w obszarze bliskim separatrysy po dodaniu domieszki. Współczynnik recyklingu mieszanki plazmy DT przyjęto jako 0.99. Strumień domieszki neonowej był zwiększany do momentu, w którym na płytach dywertora zaobserwowano tzw. detachement, czyli „odklejenie się” plazmy, przy czym strumień plazmy DT do obszaru symulacji był dobierany w taki sposób, ażeby elektronowa gęstość na separatrysie w outer midplane była zgodna z danymi eksperymentalnymi. Wyniki obliczeń kodu TECXY przedstawiono na Rys. 4.56.

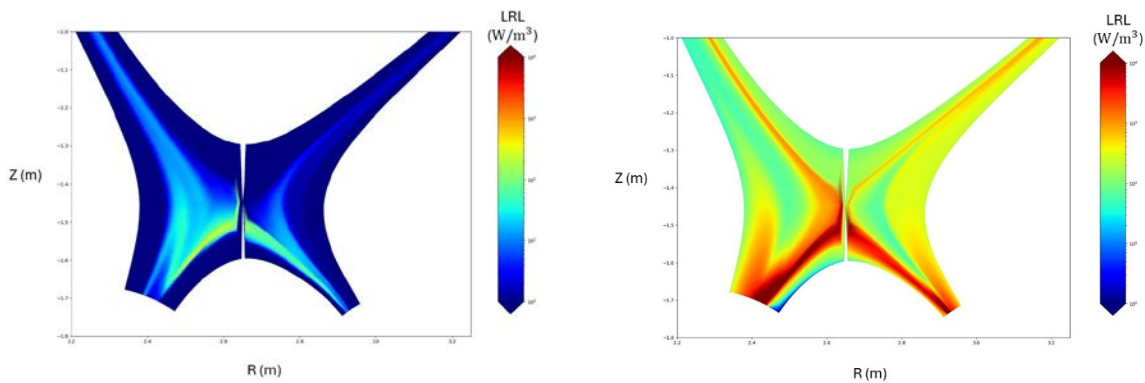


Rys. 4.55 Profile poprzecznego transportu cząstek (D) oraz energii jonowej (χ_i) oraz elektronowej (χ_e).

Po otrzymaniu zgodności z profilami w obszarze midplane, porównano eksperymentalnie zmierzone rozkłady promieniowania na płaszczyźnie poloidalnej (Rys. 4.56) z rozkładami zwróconymi przez kod TECXY. Z uwagi na fakt, iż kod TECXY obejmuje tylko bardzo cienką warstwę plazmy centralnej, gdyż jest on głównie zorientowany na obliczeniach plazmy brzegowej, symulacyjne profile (Rys. 4.57) ograniczono wyłącznie do obszaru dywertora. Straty radiacyjne wzrastają po dodaniu domieszki. Najsilniejsze promieniowanie obserwuje się w okolicach separatrysy oraz w tzw. far SOL. Pomiędzy obszarami silnego promieniowania jest warstwa plazmy, która wyraźnie słabiej promieniuje. Warstwy tej nie obserwuje się w danych eksperymentalnych.

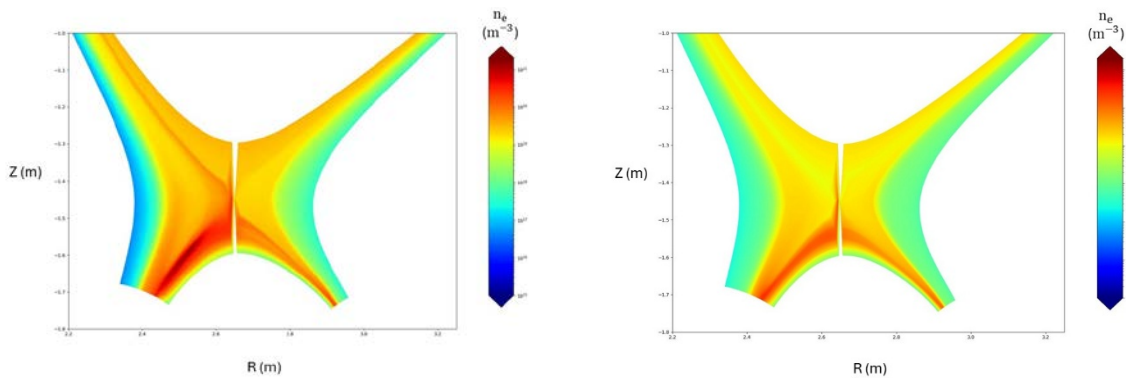


Rys. 4.56 2D rekonstrukcje tomograficzne rozkładu promieniowania w plazmie, wykonane na podstawie danych bolometrycznych.



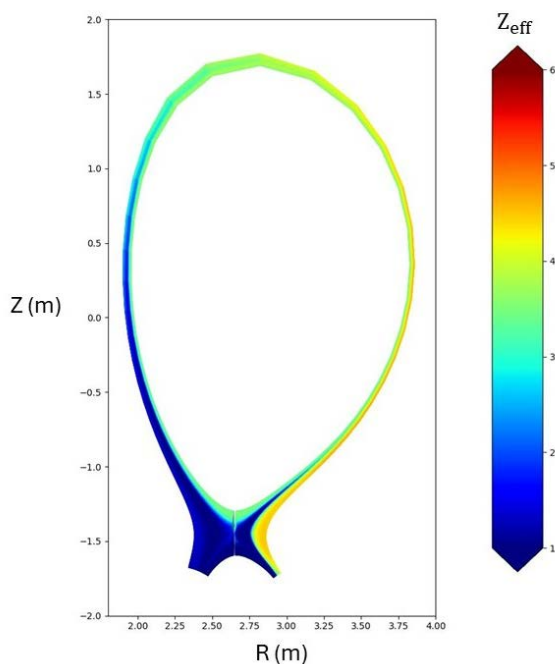
Rys. 4.57 Rozkład liniowych strat radiacyjnych dla wystrzału #99512 (lewy panel) oraz #99513 (prawy panel) obliczony za pomocą kodu TECXY.

Położalne rozkłady temperatury elektronowej wyznaczone przez kod TECXY nie wykazały znaczących różnic pomiędzy oboma wystrzałami, jednakże rozbieżności zaobserwowano w położalnych rozkładach gęstości elektronowej (Rys. 4.58).



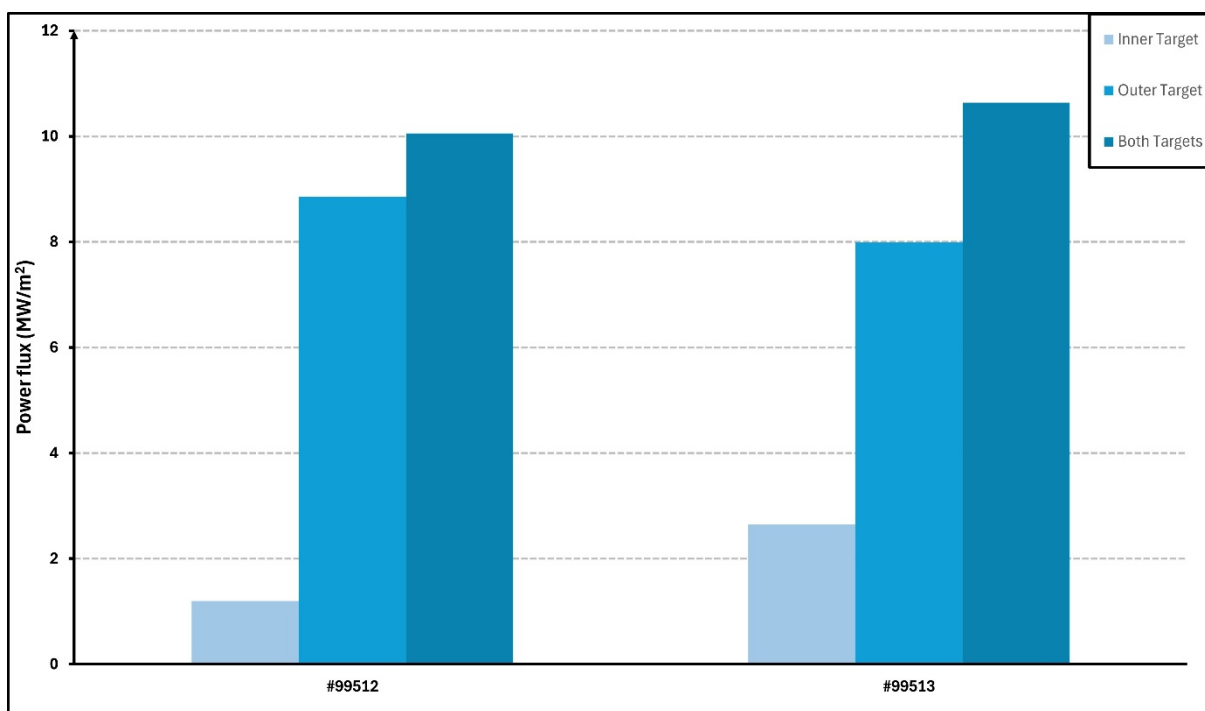
Rys. 4.58 Rozkład gęstości elektronowej z wystrzału #99512 (lewy panel) oraz #99513 (prawy panel).

W przypadku bez domieszki neonowej gęstość elektronowa jest skupiona głównie w okolicach separatory, natomiast dodatek zanieczyszczenia rozmywa ten rozkład. Ważnym jest zauważenie, iż w po dodaniu neonu do plazmy DT, gęstość elektronowa na separatrixie w obszarze midplane zmalała. Zbadano również poloidalny rozkład ładunku efektywnego dla przypadku z domieszką (Rys. 4.59), który pozwala określić rozmieszczenie neonu w plazmie.



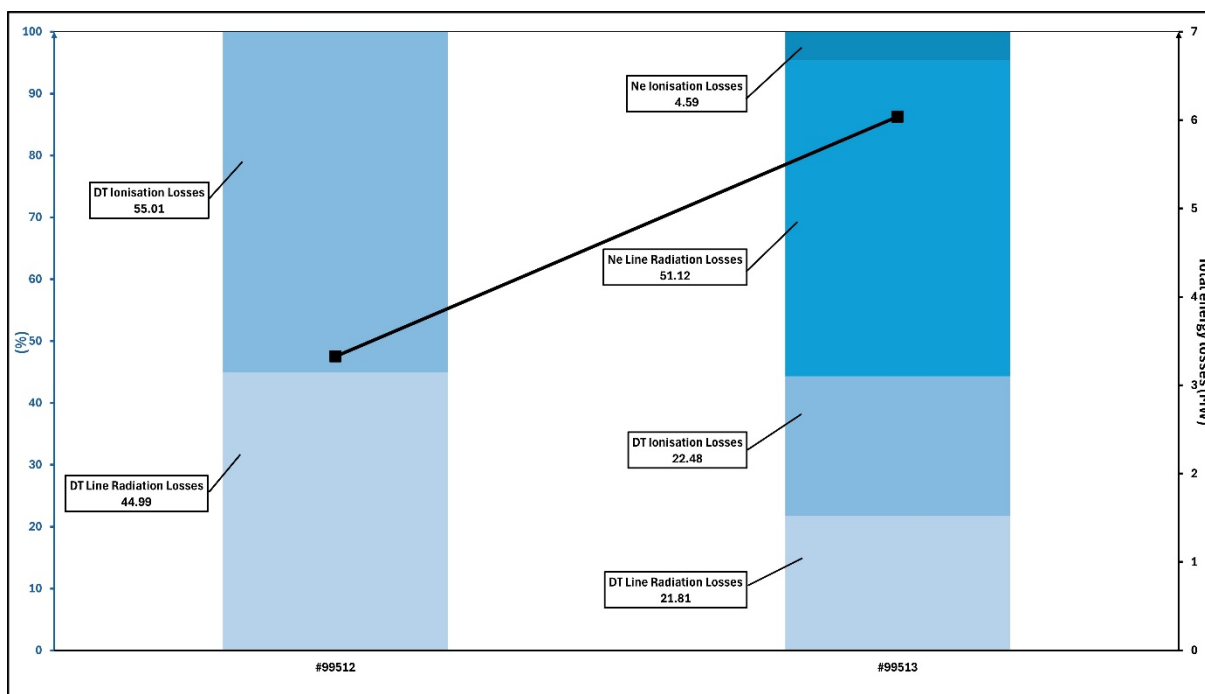
Rys. 4.59 Rozkład ładunku efektywnego w poloidalnym przekroju plazmy DT z domieszką neonową (#99513).

Neon, napuszczany do obszaru symulacji w przybliżeniu jednorodnie na całym obwodzie poloidalnego przekroju, jest obecny w największej ilości w obszarze zewnętrznym plazmy tokamaka. Widoczne jest, jednakże, iż jest on transportowany również do części wewnętrznej i pewna jego część jest obecna w obszarze wewnętrznego dywertyora. Obecny tam neon wypromieniowuje energię, schładzając plazmę i chroniąc płyty dywertyora przed zniszczeniem. Przypadki plazmy bez domieszki oraz z jej wprowadzeniem zostały porównane na zbiorczym wykresie. Widoczne jest, że całkowity strumień mocy padający na płyty dywertyora traktowane łącznie wzrasta wraz z dodaniem neonu do plazmy (Rys. 4.60). Istotne jest, iż strumień mocy do zewnętrznej płyty dywertyora spada, natomiast wzrost obserwuje się w obszarze wewnętrznej płyty. Ta z kolei jest narażona na mniejsze strumienie mocy, znacząco poniżej limitu bezpieczeństwa wynoszącego 10 MW/m².



Rys. 4.60 Porównanie strumieni mocy padających na wewnętrzną płytę dywertora, zewnętrzną płytę dywertora oraz obie płyty traktowane łącznie.

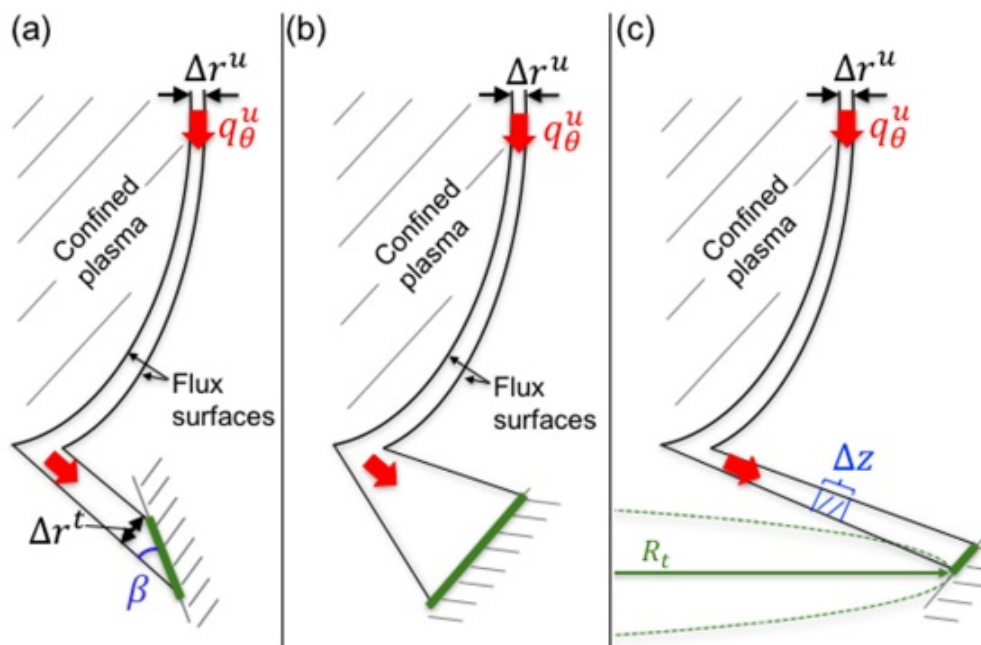
Zbadano również straty energii w układzie, a w szczególności straty jonizacyjne oraz radiacyjne. W przypadku bez domieszki rozważano wyłącznie straty energii generowane przez plazmę DT, natomiast w przypadku z domieszką dodatkowo brano pod uwagę straty pochodzenia neonowego (Rys. 4.61).



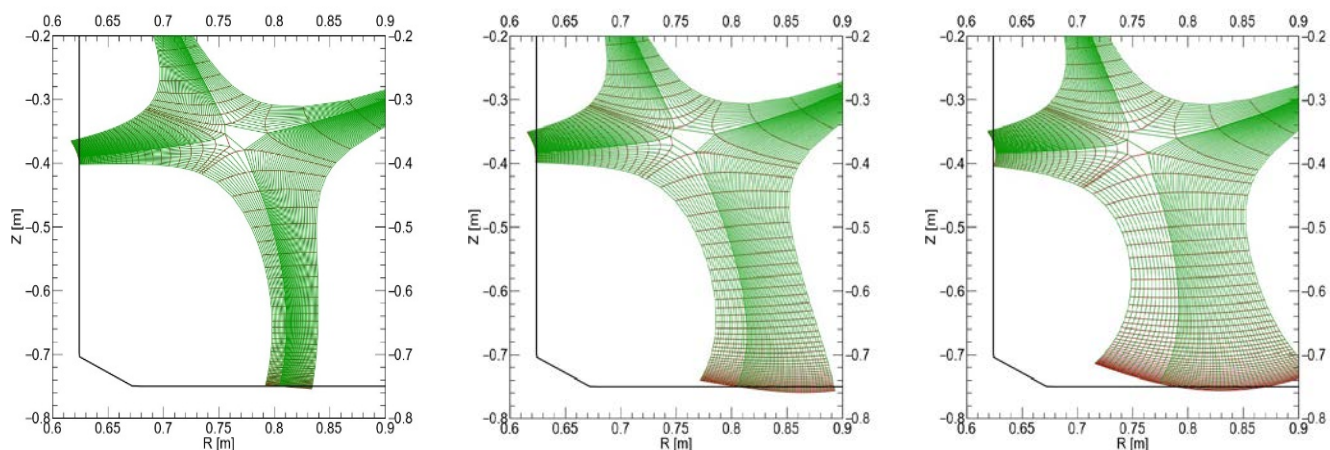
Rys. 4.61 Procentowy rozkład strat energii w układzie plazmy bez domieszki (#99512) oraz z domieszką neonową (#99513). Prawa oś oraz czarna linia widoczna na wykresie pokazuje całkowity poziom strat energii w rozważanych układach.

Całkowite straty energii wzrastają wraz z dodaniem do plazmy domieszki neonowej. Rozkład udziałów poszczególnych składników plazmy w generowaniu tychże strat zmienia się diametralnie z dodaniem neonu do plazmy. Przy wystrale bez domieszki, straty jonizacyjne oraz radiacyjne są w przybliżeniu tego samego rzędu, z niewielką przewagą efektów jonizacyjnych. Dodanie neonu sprawia, że wytracanie energii przez plazmę DT stanowi 50% wkładu. Pozostałą połowę redukcji energii przejmuje domieszka, przy czym straty jonizacyjne neonu są niemalże marginalne. Celem powyższych analiz było rozważenie możliwych przyczyn spadku gęstości na separatrixie w obszarze outer midplane po dodaniu domieszki neonowej. Istnieje kilka możliwych powodów zaobserwowanego stanu rzeczy. Po pierwsze, neon jako gaz szlachetny skutecznie promieniuje energię w obszarze SOL i dywertora, co prowadzi do intensywnego chłodzenia plazmy. Spadek temperatury wpływa na transport cząstek – zimniejsza plazma ma większą tendencję do rekombinacji i osiadania na strukturach tokamaka, co zmniejsza lokalną gęstość elektronową w pobliżu separatrixy. Po drugie, różne wartości współczynników dyfuzji były wymagane do dopasowania danych eksperymentalnych do symulacji w rozważanych przypadkach. Sugeruje to, że dodanie neonu wpływa na transport turbulentny w pobliżu separatrixy, co może prowadzić do bardziej rozproszonego profilu gęstości. Po trzecie, całkowity strumień mocy wzrasta po dodaniu neonu, ale jego rozkład zmienia się – moc na zewnętrznej płycie dywertora spada, a na wewnętrznej rośnie. Może to oznaczać, że plazma przemieszcza się bardziej w kierunku wewnętrznej części tokamaka, zmniejszając gęstość na separatrixie w obszarze outer midplane. Po czwarte, wartość współczynnika recyklingu dla plazmy DT przyjęto jako 0.99, co oznacza, że większość cząstek wraca do plazmy po uderzeniu w ściany w przypadku bez domieszki. Dodanie neonu zmienia bilans cząstek w układzie – jego obecność wpływa na procesy jonizacji i rekombinacji, co może skutkować mniejszym zwrotem cząstek w rejonie midplane.

Jednym z potencjalnych sposobów na ochronę płyt dywertora przed uszkodzeniem jest rozszerzenie powierzchni styku plazmy z nimi poprzez modyfikację pola magnetycznego (ang. flux expansion, Rys. 4.62). Znajdujący się w Lozannie tokamak TCV (fr. Tokamak à Configuration Variable) jest urządzeniem, na którym mogą być testowane tzw. alternatywne konfiguracje dywertora (ang. Alternative Divertor Configurations, ADC). Eksperymenty z rozszerzającym się strumieniem plazmy do zewnętrznej płyty dywertora (Rys. 4.63) zostały przeprowadzone dla pięciu różnych wartości flux expansion: $f_x = 2$ (#76725), 4 (#76724), 6 (#76723), 8 (#76722), 10 (#76721).

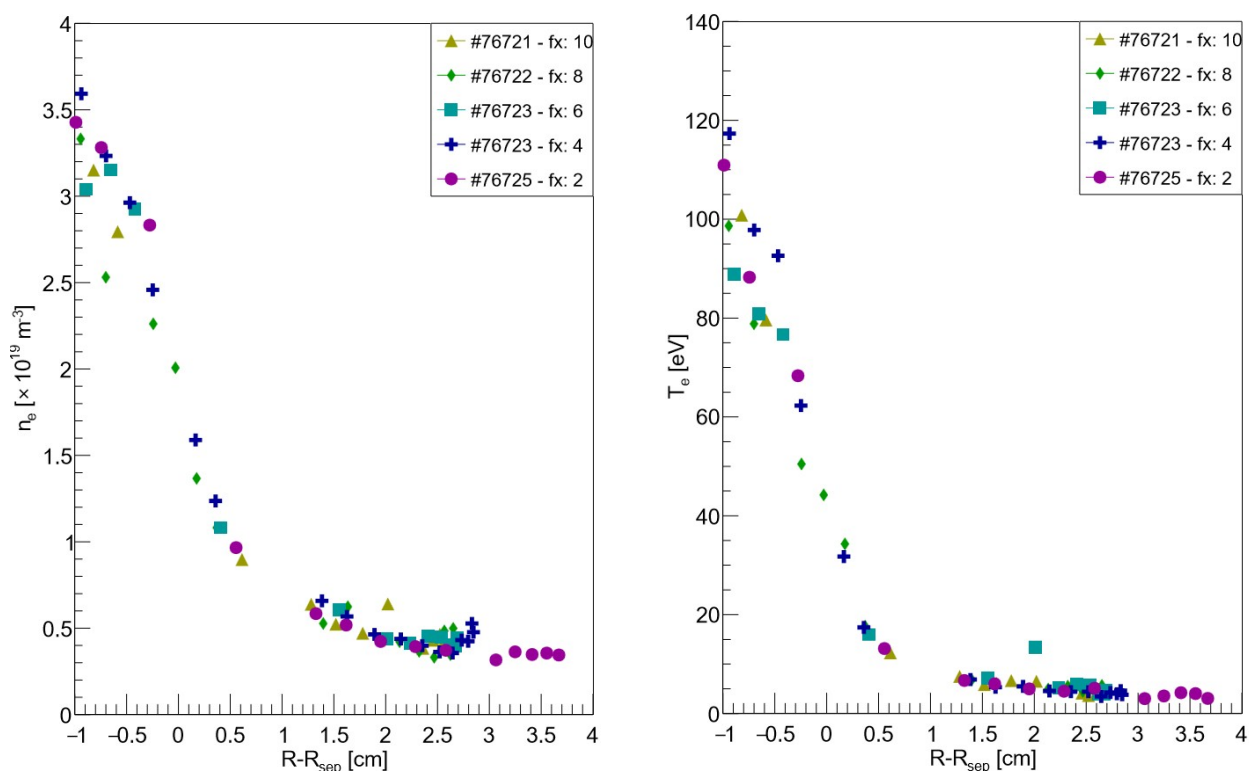


Rys. 4.62 Wielkość flux expansion jest definiowana jako $f_x = \Delta r^t / \Delta r^u$ (Theiler, 2017).



Rys. 4.63 Siatki numeryczne wykorzystywane przez kod TECXY do obliczeń na różnych przypadkach flux expansion: 2 (lewy panel), 6 (środkowy panel) oraz 10 (prawy panel).

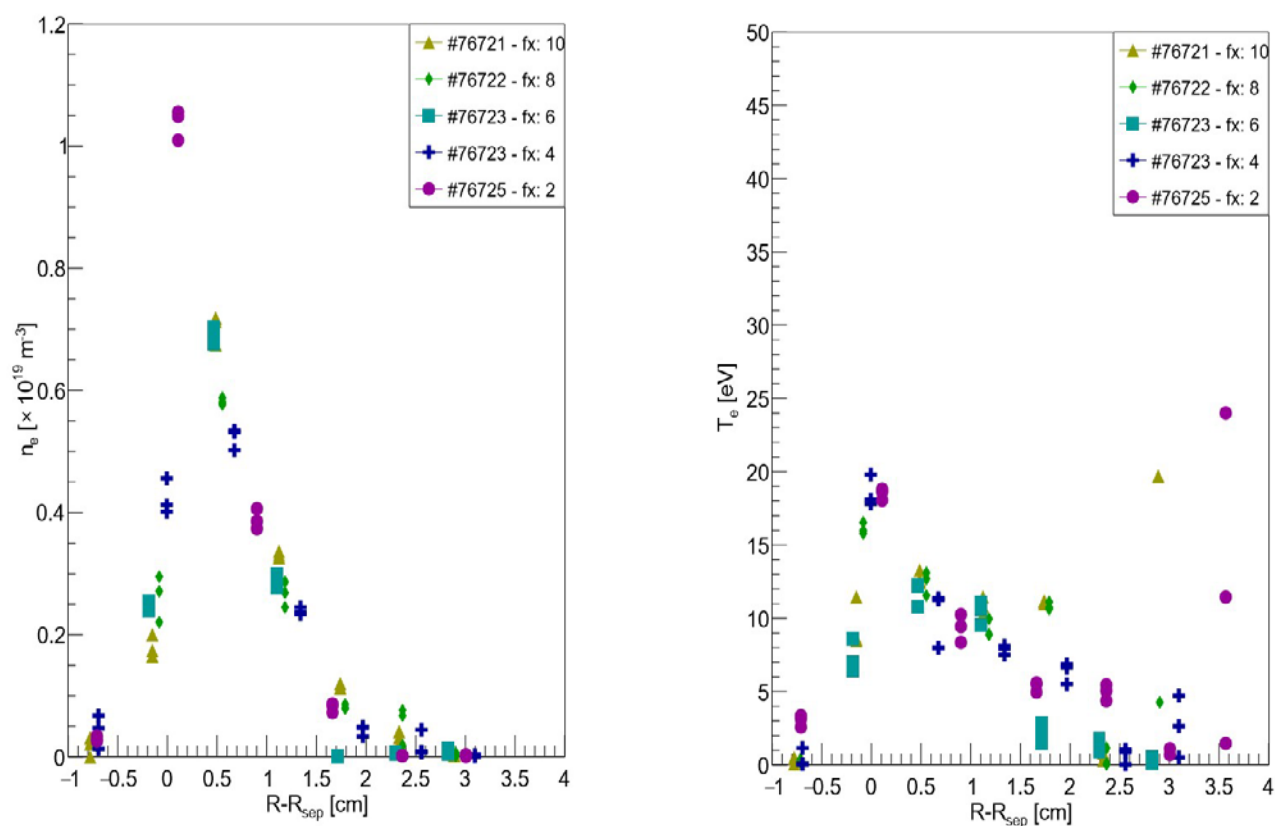
W ramach prac nad zagadnieniem pobrano dane eksperymentalne. Szczególną uwagę w kontekście przeprowadzanych analiz skupiono na profilach gęstości oraz temperatury elektronowej w obszarze tzw. outer midplane (Rys. 4.64). Poszczególne przypadki flux expansion w obszarze midplane nie różnią się między sobą ze względu na to, iż podczas przeprowadzania eksperymentów zachowywano identyczność tzw. upstream conditions, tj. warunków na separatrixie w obszarze midplane.



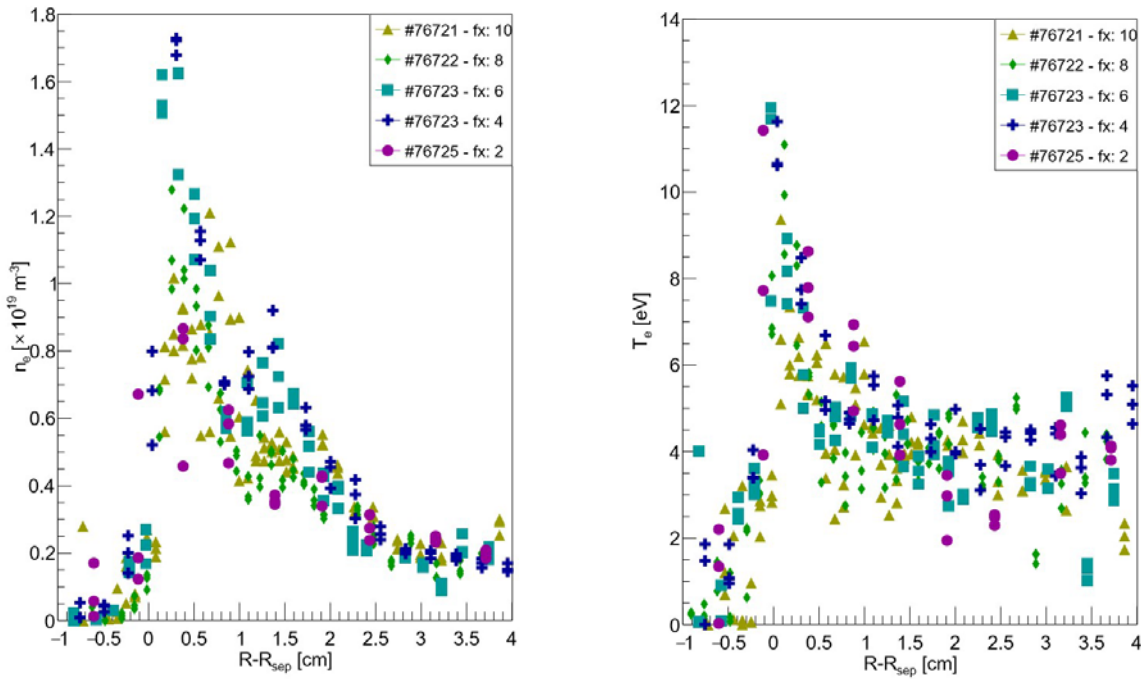
Rys. 4.64 Profil gęstości (lewy panel) oraz temperatury elektronowej (prawy panel) zebrany przez diagnostykę Thomson scattering. Niepewności pomiarowe zostały pominięte dla zwiększenia czytelności.

Podobne profile odczytano na płytach dywertora, jednakże tam główną diagnostyką są sondy Langmuira. Sonda Langmuira jest diagnostyką umożliwiającą zmierzenie strumienia cząstek do płyty dywertora oraz temperatury

elektronowej. Jednakże, jeśli temperatura ta spada poniżej 5 eV, pomiar nie jest wiarygodny. Co więcej, gęstość elektronowa jest obliczana na podstawie kombinacji matematycznej pomiaru strumienia cząstek oraz temperatury elektronowej. Tym samym, jeśli którakolwiek z tych wielkości zostanie zmierzona niepoprawnie lub niewiarygodnie, pomiar gęstości elektronowej będzie obciążony błędem. Przy odczytywaniu profili gęstości oraz temperatury pewnym ograniczeniem jest fakt, iż sondy są rozmieszczone w pewnej odległości od siebie. Wykonane pomiary mogą więc nie obejmować niektórych obszarów plazmy. Aby ograniczyć straty pomiarowe stosuje się tzw. sweeping, czyli „poruszanie” sznurem plazmowym na płycie tak, aby w pewnym przedziale czasowym uzyskać możliwie najbardziej kompletną informację o parametrach plazmy przy płytach. Na tokamaku TCV sweeping był przeprowadzany wyłącznie dla zewnętrznej płyty dywertora, co znajduje odzwierciedlenie w ilości punktów pomiarowych na zebranych profilach na płycie wewnętrznej oraz zewnętrznej (por. Rys. 4.65 oraz Rys. 4.66). Pozostaje niemożliwym numeryczna estymacja niepewności pomiarowych na zebranych profilach. Niemniej jednak zauważalne jest, iż najniższą temperaturę elektronową na zewnętrznej płycie dywertora zmierzono w przypadku największego flux expansion.

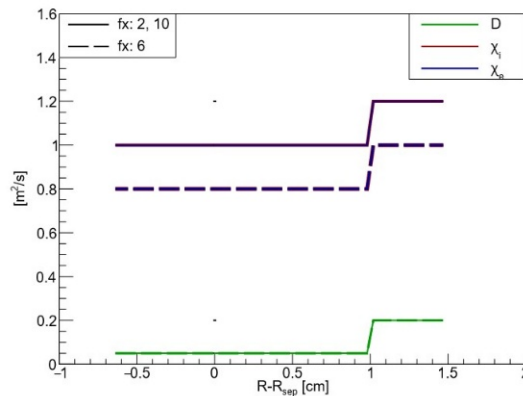


Rys. 4.65 Profile gęstości (lewy panel) oraz temperatury elektronowej (prawy panel) na wewnętrznej płycie dywertora.

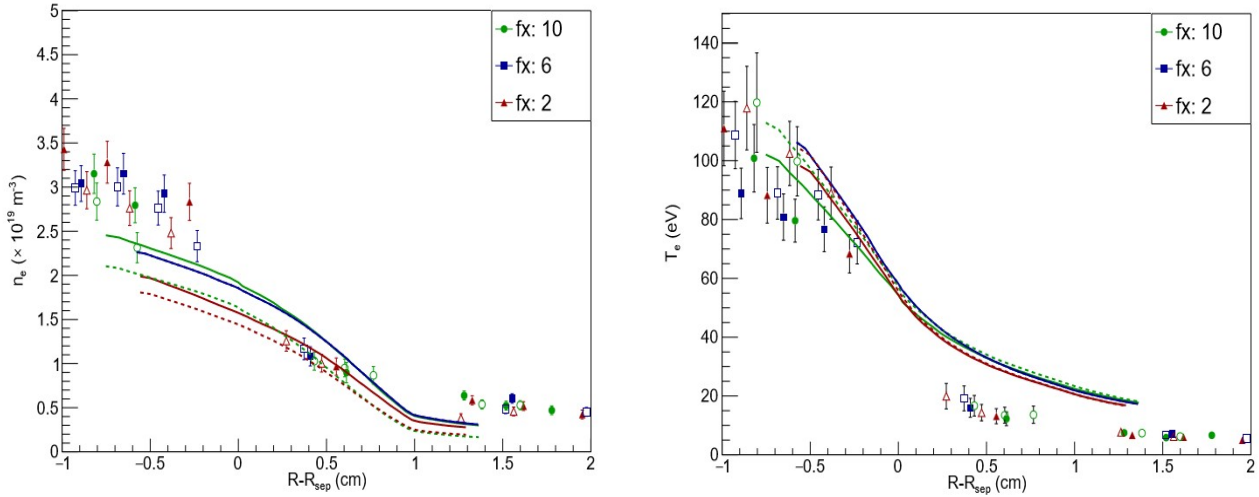


Rys. 4.66 Profile gęstości (lewy panel) oraz temperatury elektronowej (prawy panel) na zewnętrznej płycie dywertora.

Symulacje numeryczne przeprowadzane za pomocą kodu TECXY zostały rozpoczęte od próby dopasowania eksperymentalnych profili w obszarze midplane z danymi symulacyjnymi. Dobrano parametry poprzecznego transportu dyfuzyjnego (Rys. 4.67) tak, aby kształt obliczanych profili był zgodny z pomiarami rzeczywistymi (Rys. 4.68). Na podstawie analiz literaturowych przyjęto współczynnik recyklingu deuteru na wartość 0.99. Obliczenia wykazały jednakże, że przy gęstości elektronowej na separatrysie w obszarze midplane na poziomie $1.5\text{--}2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ temperatury na płytach dywertora są dużo niższe niż zmierzono w eksperymencie. Tak niskie temperatury widoczne w symulacji wskazują na wejście plazmy w stan tzw. detachmēt'u, czyli „odklejenia” plazmy od płyt dywertora. Pomiary eksperymentalne nie wskazują na zajście tego zjawiska. Koniecznym staje się kontynuacja obliczeń w celu odnalezienia przyczyny tych rozbieżności. Trwające prace obejmują testy alternatywnych współczynników transportu, próby włączenia tzw. dryfów do przeprowadzanych przez TECXY kalkulacji oraz analizę wpływu numerycznego rozdzielania proporcji mocy docierającej do poszczególnych płyt dywertora.

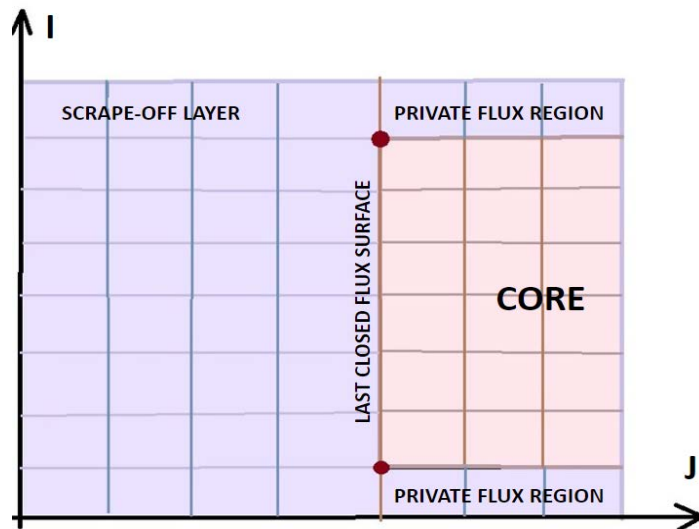


Rys. 4.67 Wartości współczynników transportu cząstek D oraz energii χ . Transport energii jonowej χ_i równy jest transportowi energii elektronowej χ_e .



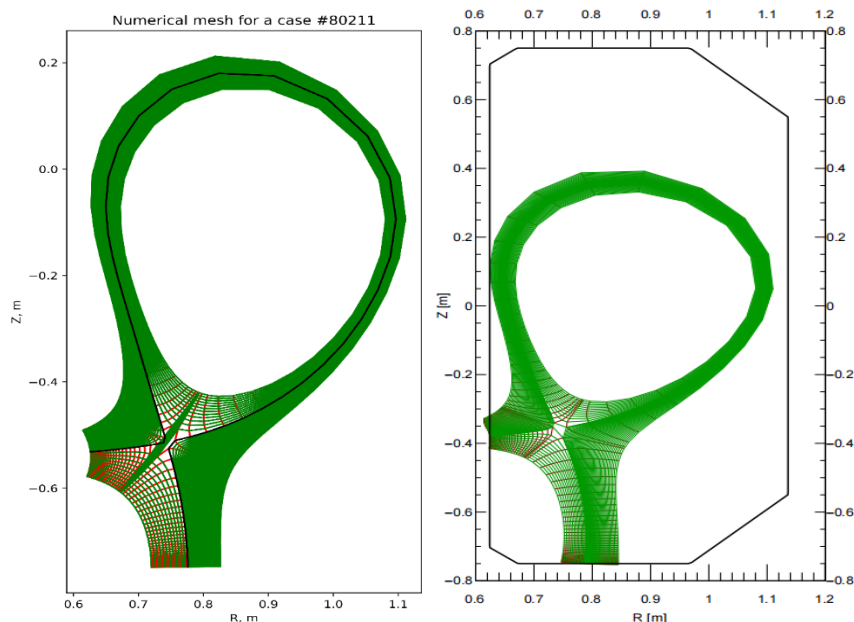
Rys. 4.68 Profile gęstości (lewy panel) oraz temperatury elektronowej (prawy panel). Dane pochodzące z symulacji TECXY narysowane są w postaci kolorowych linii. Przerwane linie oraz otwarte punkty odpowiadają innemu zestawowi wystrzałów, stanowiącym powtórzenie skanu flux expansion z lekko zmienionym układem pomiarowym.

W ramach prac w 2024 roku rozpoczęto analizę współdzielenia mocy płynącej ze sznura plazmowego do plazmy brzegowej dla różnych długości nóg dywertyora w tokamaku TCV. W tym celu wykonano szereg symulacji numerycznych z wykorzystaniem kodu TECXY dla stałej gęstości na zewnętrznej płaszczyźnie środkowej (ang. midplane). Na koniec powyższe badania zostały porównywane z podobnymi obliczeniami wykonanymi z wykorzystaniem kodu wielo-płynowego SOLPS-ITER. W celu zbadania bilansu mocy i zapewnienia możliwe najlepsze wyjaśnienie eksperymentalnie obserwowanego wpływu geometrii dywertyora na współdzielenie mocy dywertyora sporządzono model plazmy brzegowej, który będzie rozwiązywany z wykorzystaniem wielopłynowego kodu numerycznego TECXY. Dokładny obszar tokamaka, który obejmuje TECXY, podano na Rys. 4.69). Badaniom poddano wyładowanie numer 80211 i 80228 w czasie $t=1$ s. To Wyładowanie charakteryzuje się różnymi długościami nóg, gdzie w pierwszym przypadku jest krótsza, a w drugim dłuższa. Na podstawie eksperymentalnych pomiarów równowagowego pola magnetycznego opracowano siatkę numeryczną dla analizowanych wyładowań o różnych długościach nóg dywertyorowych (Rys. 4.70). Siatki są gęste w pobliżu płaszczyzny środkowej i mniej gęste w pobliżu celów. Im gęstsza siatka, tym więcej punktów należy obliczyć lub symulować.

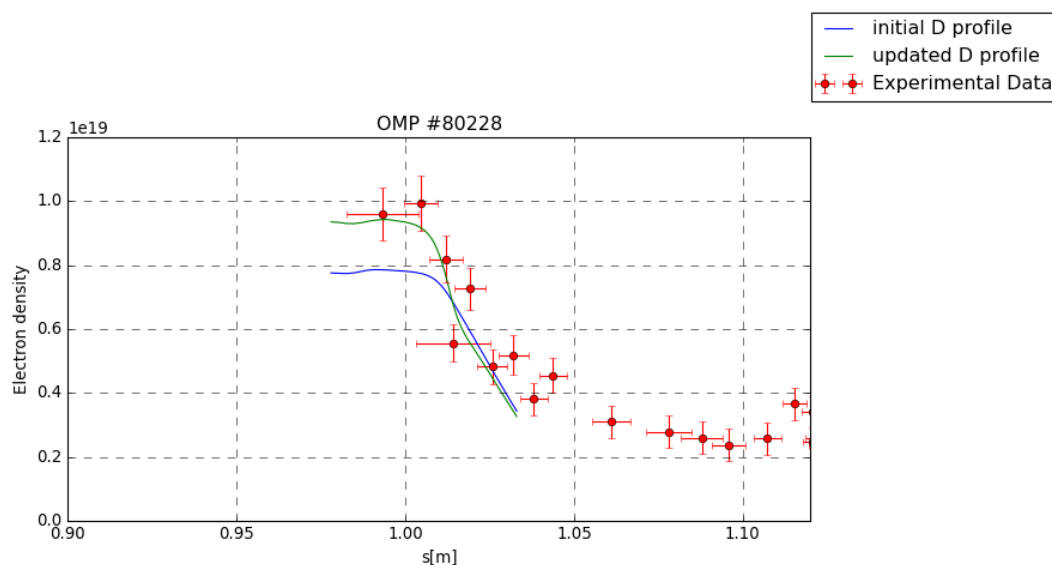


Rys. 4.69 Region tokamaka objęty kodem TECXY.

Wykonawszy siatkę obliczeniową ustalono podstawowe parametry transportu poprzecznego, który jest niemierzalną wielkością w eksperymencie. Przeprowadzono szereg symulacji numerycznych dla różnych parametrów dyfuzji cząstek, D , i energii χ . W wyniku poczynionych analiz ustalono wartości D i χ równe odpowiednio 0.2 i 1.0. Dzięki temu oraz uwzględnieniu eksperymentalnie pomierzonej gęstości elektronowej plazmy w midplane, odzwierciedlono profile gęstości i temperatury elektronowej (Rys. 4.71). Zauważamy, że w obszarze plazmy brzegowej objętym symulacjami profil gęstości plazmy jest odtworzony z dużą dokładnością.

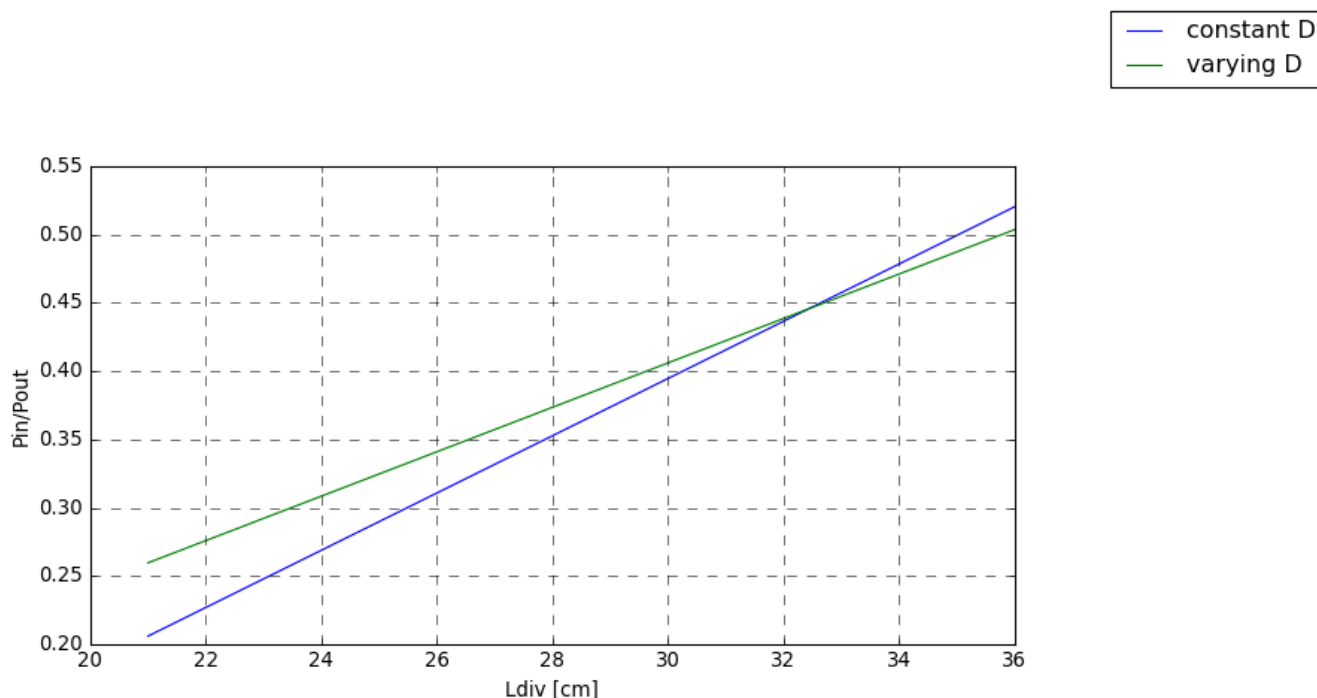


Rys. 4.70 Siatka obliczeniowa dla wyladowania #80211 (lewa) i #80228 (prawa) dla kodu TECXY.



Rys. 4.71 Profil gęstości elektronów w środkowej płaszczyźnie zewnętrznej dla #80228 przy użyciu kodu TECXY dla TCV.

Rys. 4.72 przedstawia współczynnik podziału mocy dla różnych długości nóg, gdzie 2 linie przedstawiają 2 przypadki, jeden ze stałymi wartościami dyfuzyjności, a drugi ze zmiennym profilem dyfuzyjności. Wyniki te zostaną porównane z modelem łączącym procedurę metody Onion-Skin z podstawową hipotezą modelu dwupunktowego. Na tej podstawie rozpoczęto dalsze badania mające na celu porównanie z wynikami eksperymentów i trwają prace nad dostrajaniem, aby uzyskać lepszą zgodność. W dalszym etapie planowane jest późniejsze porównanie wyników z jednowymiarowym kodem SPLEND1D, który zapewniłby dodatkową weryfikację uzyskanych wyników.



Rys. 4.72 Współczynnik podziału mocy dla dwóch strzałów #80211 i #80228 przy użyciu kodu TECXY dla TCV. Pierwszy jest krótszy, a drugi dłuższy.

Dla tokamaka TCV przeprowadzono także analizę modelu DLS (detachment location sensitivity). Model DLS jest jednym ze sposobów opisu/kontroli procesu detachmentu w urządzeniach, gdzie plazma jest utrzymywana przy pomocy pola magnetycznego. Jego głównymi założeniami jest obecność silnie zlokalizowanych obszarów, tzw. frontów, w plazmie brzegowej w których większość energii opuszczającej plazmę centralną jest rozpraszana, np. przy pomocy emisji światła. Model DLS przewiduje położenie, temperaturę i promieniowanie frontów w zależności od eksperymentalnych parametrów takich jak gęstość elektronowa, strumień mocy na granicy między plazmą brzegową a centralną, ale też długość połączenia („connection length” – droga jaką przebywa cząstka od momentu opuszczenia plazmy centralnej do momentu uderzenia w ścianę) i całkowita poszerzenie strumienia („total flux expansion” – stosunek całkowitej wartości pola magnetycznego w x-poincie do całkowitej wartości pola magnetycznego na płycie). Największą siłą modelu jest zdolność do analizy stabilności położenia detachmentu w odpowiedzi na perturbacje parametrów kontrolnych. Model był już przetestowany na tokamakach JET, MAST-U i TCV. Niedawne eksperymenty na TCV (np. #80211, #80245, #80228, Fig. 3) umożliwiają jego jeszcze dokładniejszą weryfikację. Wspomniane wyładowania charakteryzują się prawie identycznymi parametrami plazmy centralnej, ale dramatycznie różnią się długością połączenia („connection length”. Wykonano program do generowania siatki numerycznej do obliczeń plazmy brzegowej oprogramowania TECXY. Podczas obliczeń wyładowań #80211, #80228 i #80245 zauważono, że mają miejsce numeryczne niestabilności. Zaproponowano rozwiązanie w formie nowego skryptu do generowania siatek numerycznych. Wyniki przedstawiono na Rys. 4.73 i 4.74. W ramach projektu WPTE wykonano analizę wyników eksperymentalnych, przeprowadzono modelowanie interpretacyjne przy użyciu zarówno kodu TECXY, jak i SOLPS-ITER wyładowań.

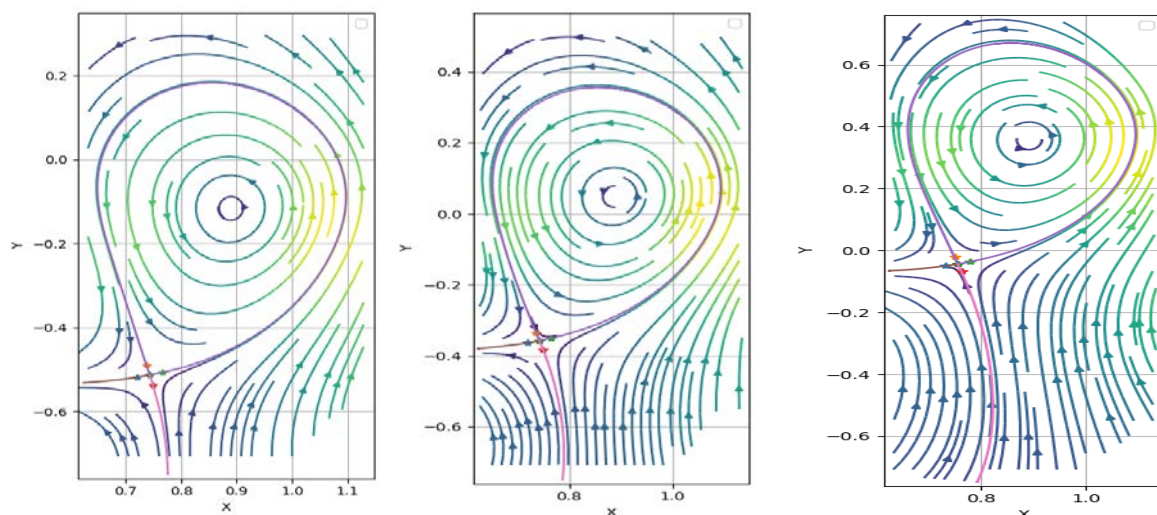


Fig. 4.73. Linie pola magnetycznego dla poloidalnych przekrojów poprzecznych wyładowań #80211, #80245, #80228 dla tokamaka TCV, zaczynając od lewej.

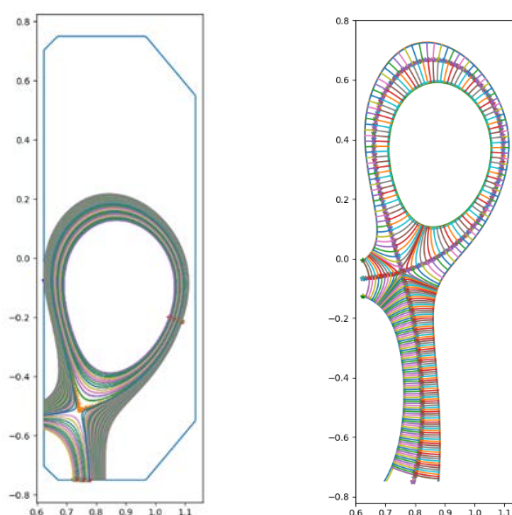
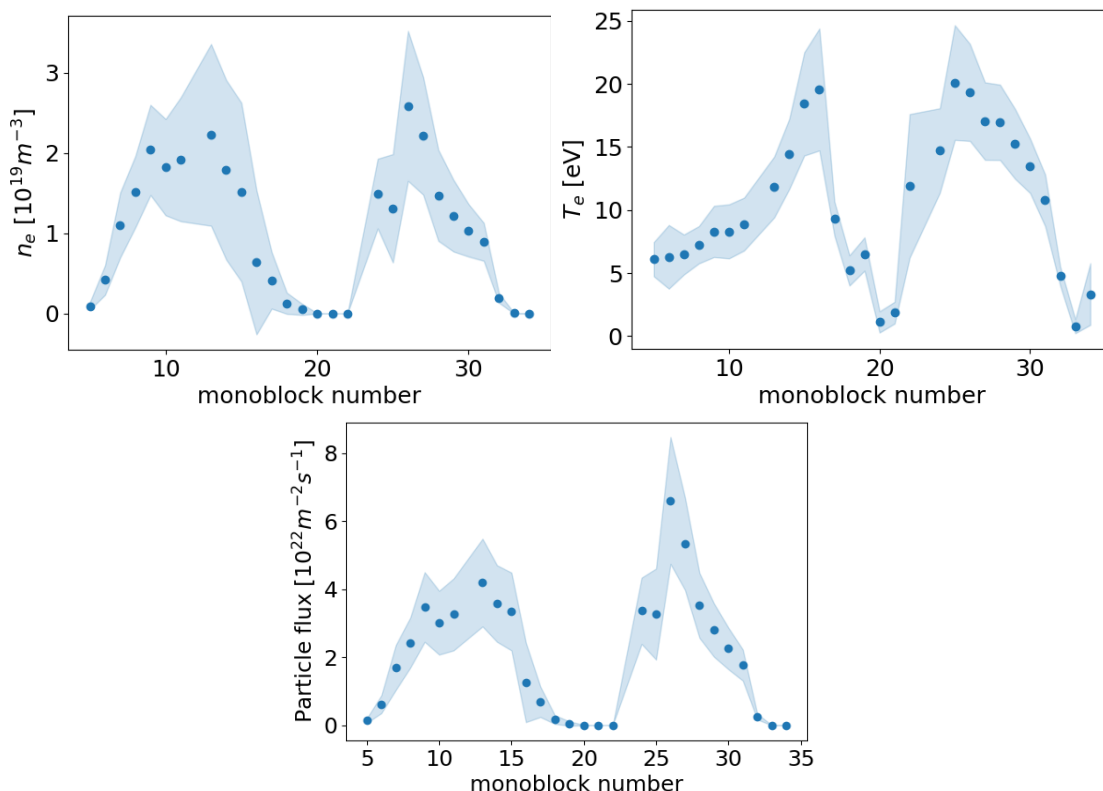


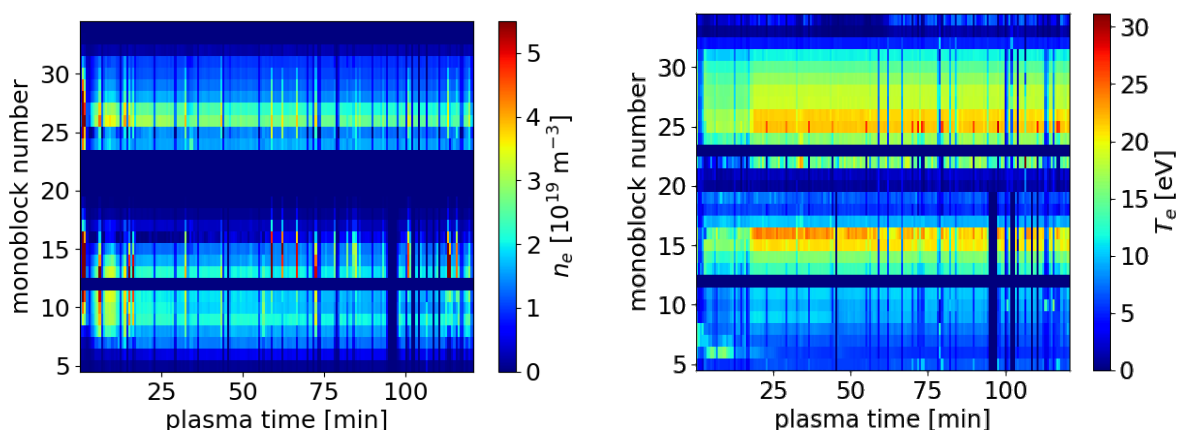
Fig. 4.74 (lewy) Linie równoległe do pola magnetycznego dla wyładowania #80211 przeprowadzonego na tokamaku TCV. (prawy) Linie prostopadłe do pola magnetycznego dla wyładowania #80245 przeprowadzonego na tokamaku TCV.

Innym celem badań było sprawdzenie długoterminowej ewolucji poziomu zanieczyszczeń w dywertorze tokamaka WEST w czasie eksperymentu, którego celem było zapewnienie wysokiej fluencji, a tym samym podobnych obciążeń termicznych oraz strumienia jonów, jakie spodziewane są w tokamaku ITER. Analizie poddany został zarówno wewnętrzny jak i zewnętrzny dywertor (ang. inner and outer divertor), który składa się z monobloków pokrytych wolframem, numery monobloków 5-16 składają się na wewnętrzny dywertor, zaś wyższe numery na zewnętrzny. Analizę ograniczono czasowo do stabilnej fazy wyładowania. W pierwszym rzędzie sprawdzono rozrzut podstawowych parametrów plazmy z wykorzystaniem sond Langmuira, takich jak gęstość i temperatura elektronowa oraz strumień jonów, zostały one przedstawione na Rys. 4.75. Zauważono wysoką spójność temperatury elektronowej, mniejszą zaś dla gęstości. Z tego względu kolejnym etapem była analiza zmian w trakcie kampanii, która została przedstawiona na Rys. 4.76. W trakcie kampanii odnotowano skoki gęstości, jednak w ogólności warunki w obserwowanej plazmie w dywertorze były stabilne. Na początku

kampanii widoczne są niższe temperatury oraz wyższe gęstości, jednak po ok. 20 minutach wyładowań wartości zmienność jest ograniczona.



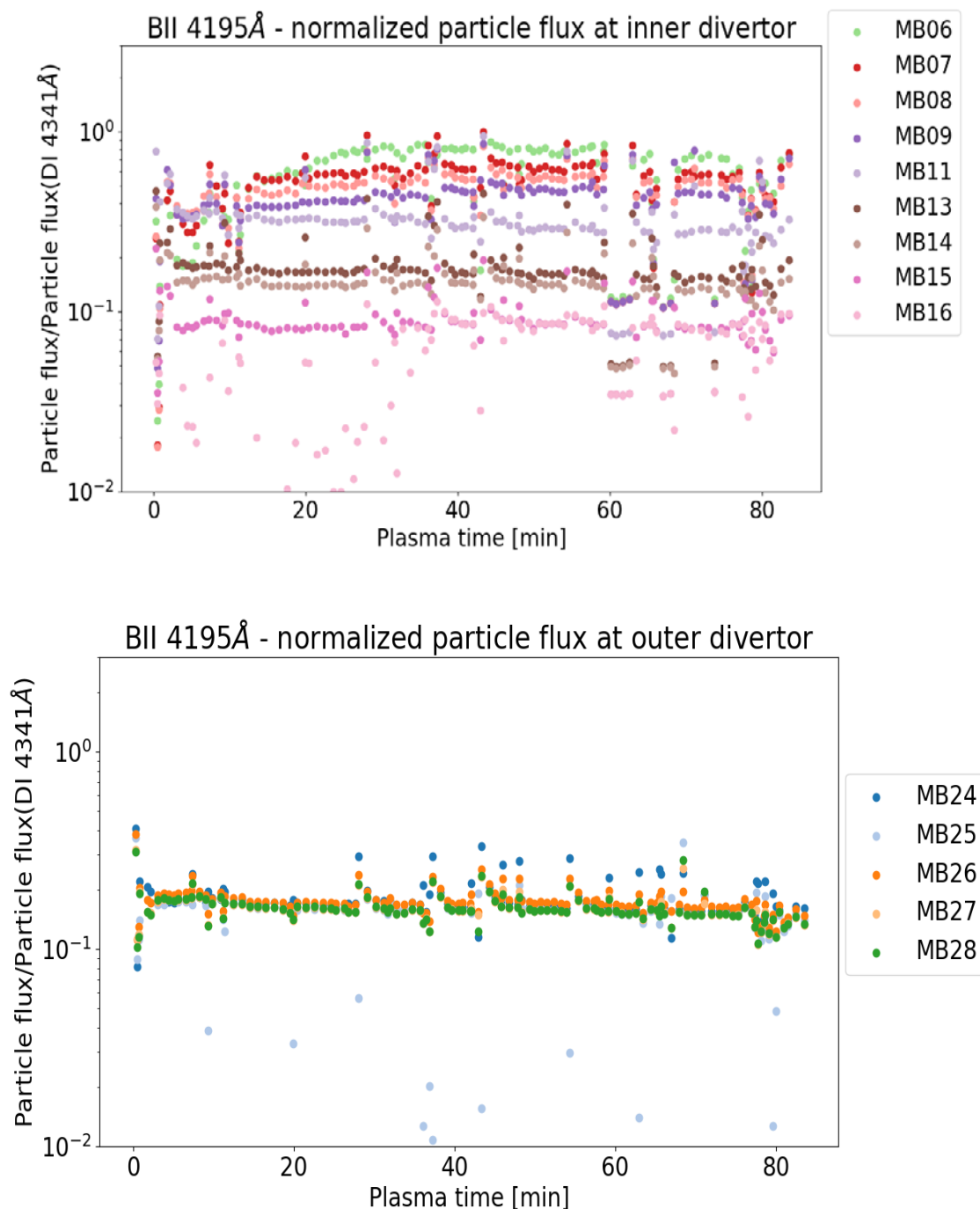
Rys. 4.75 Gęstość (n_e) i temperatura (T_e) elektronowa oraz strumień jonów (ang. particle flux) uśredniony po stabilnej fazie wyładowań z eksperymentu. Kolorem jasnoniebieskim oznaczone odchylenie standardowe.



Rys. 4.76 Ewolucja czasowa gęstości i temperatury elektronowej w funkcji czasu.

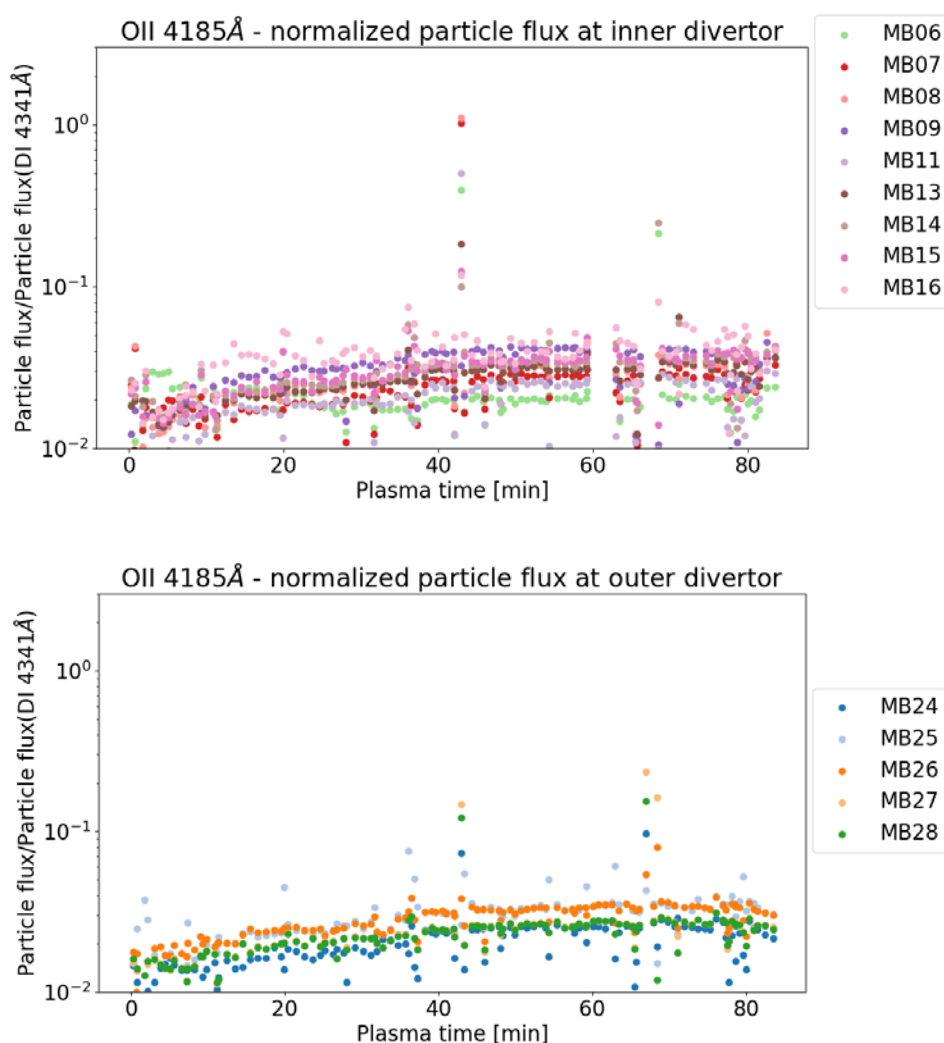
Kolejnym etapem badań było wyznaczenie strumienia jonów zanieczyszczeń na podstawie spektroskopii widzialnej oraz sond Langmuira. Wyniki te zostały znormalizowane do strumienia cząstek deuteru, ponieważ w początkowej analizie zauważono wpływ odbić światła, który w ten sposób został skompensowany. W pierwszym rzędzie został zbadany strumień boru, wyniki zaprezentowano na Rys. 4.77. Jak widać, z dala od punktu kontaktu plazmy ze ścianą (ang. strike point), który jest na monobloku 14 i 25, strumień boru jest znaczący, a w

ekstremalnym przypadku (MB06) porównywalny ze strumieniem deuteru. Istnieją też znaczące różnice w strumieniu boru w wewnętrznym dywertorze, mogą one wynikać z istnienia źródła boru po wewnętrznej stronie w limiterze, którego płytki w tamtym czasie były wykonane z azotku boru.



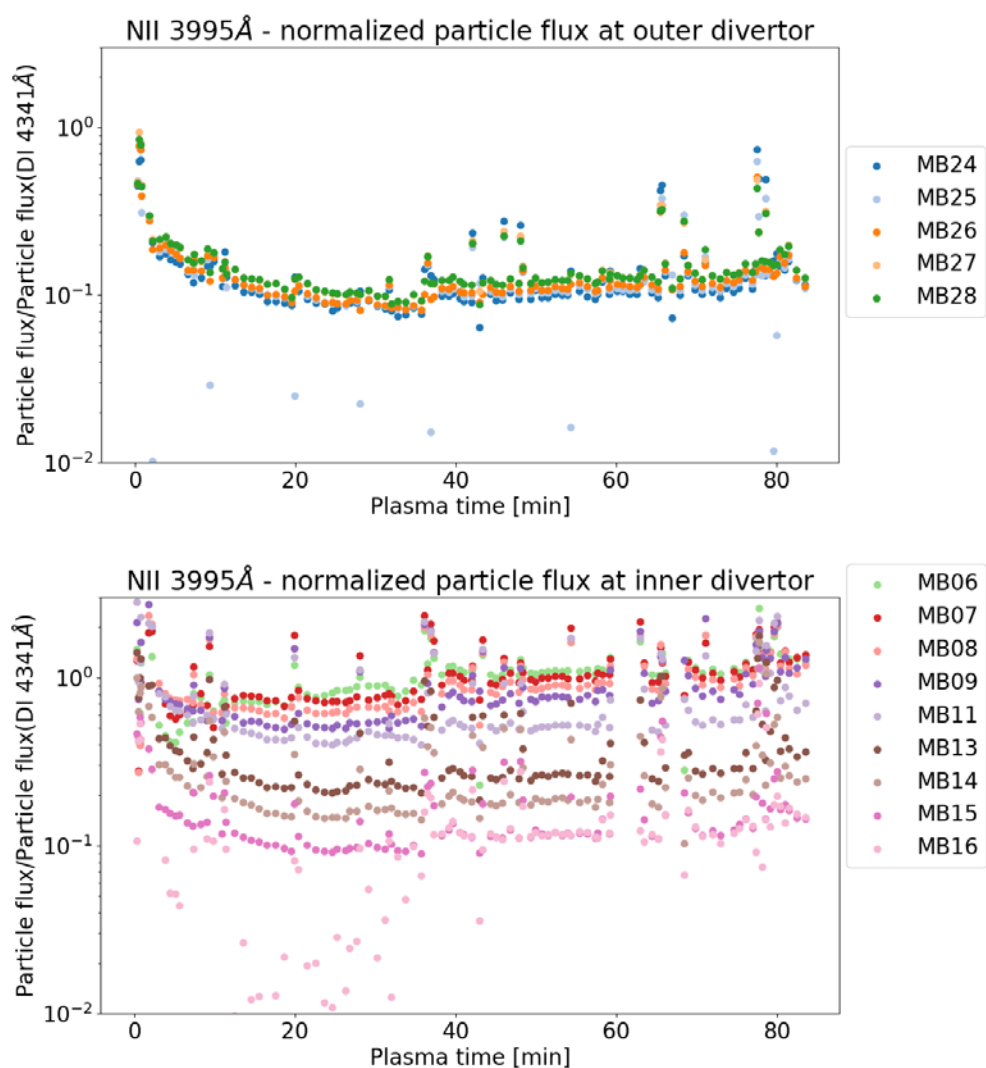
Rys. 4.77 Normalizowany strumień boru w wewnętrznym (góra) oraz zewnętrznym (dół) dywertorze.

Kolejnym analizowanym pierwiastkiem był tlen, którego zawartość w plazmie centralnej jest regularnie obserwowana. Wyniki przedstawione na Rys. 4.78, wskazują, że jego ilość w obszarze dywertora jest śladowa. Analizę przeprowadzono dla dwóch linii (4185Å i 4415Å), wykazując one zgodność ze sobą.

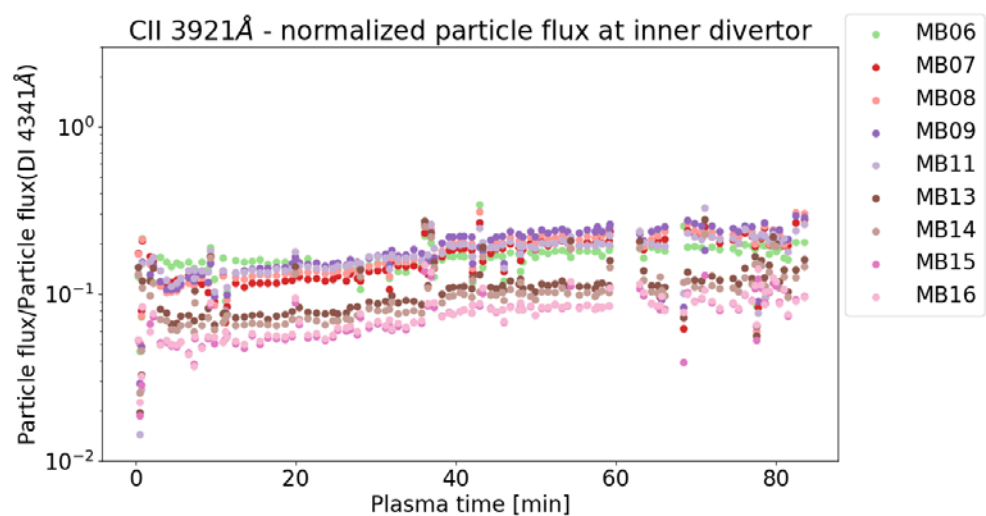


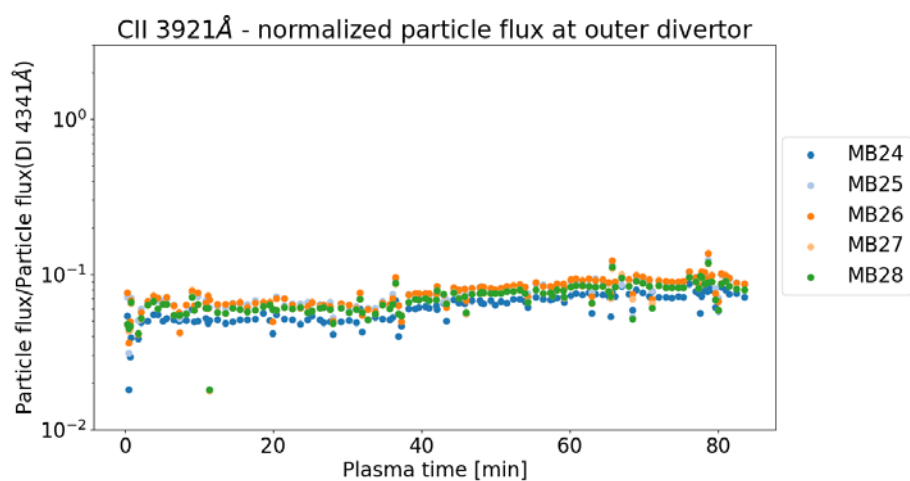
Rys. 4.78 Normalizowany strumień tlenu w wewnętrznym (góra) oraz zewnętrznym (dół) dywercorze.

Obserwacje boru wskazały na konieczność sprawdzenia także poziomu azotu, ten pokazano na Rys. 4.79. Duża ilość azotu na początku eksperymentu tłumaczona jest mikro wyciekami, źródłem w limiterze oraz poprzednimi eksperymentami, w których celowo dopuszczano azot w okolicy punktu X (ang. X-point). Strumień azotu tak jak i boru jest silny, zależność od monobloku również jest analogiczna jak w przypadku boru. Warty uwagi jest lekki wzrost strumienia pod koniec eksperymentu, który wymaga jednak dalszych analiz. Przedostatnim zanieczyszczeniem będącym przedmiotem analizy był węgiel, dla którego wyniki zamieszczono na Rys. 4.80. Zaskakujący w jego przypadku jest brak znaczących fluktuacji sygnału oraz delikatne narastanie jego strumienia mniej więcej od połowy eksperymentu, co wymaga dalszych badań. Źródłem węgla w tokamaku WEST są limity anten, a jego poziom jest pomiędzy tlenem a azotem. Ostatnim, kluczowym zanieczyszczeniem poddanym analizie był wolfram, wyniki pokazane są na Rys. 4.81. Zaobserwowano różnice w obliczeniach dotyczących strumienia z poszczególnych linii, co wynikało z zastosowania różnego współczynnika S/XB. Dla linii 4009 Å zastosowano model eksperymentalny utworzony na podstawie badań na tokamaku ASDEX, podczas gdy do obliczeń dla linii 4295Å przyjęto współczynniki ADAS. Eksperymentalny model nie uwzględnia zmian gęstości elektronowej, które mogą być istotne przy skokach, które zauważono na Rys. 4.76. Istotna jest również dość duża ilość wolframu dla MB11, niemniej wszystkie zaprezentowane wyniki wskazują na ogólną stabilność poziomu zanieczyszczeń, co jest kluczowym wynikiem z perspektywy modelowania. Głębokiej analizy wymaga w przyszłości rozkład tlenu w maszynie, niemniej w samym obszarze dywercora to azot, wolfram oraz bor są głównymi zanieczyszczeniami. Z perspektywy obu części dywercora warto nadmienić, że dywercor wewnętrzny był obszarem, na którym osadzały się depozyty, podczas gdy zewnętrzny był obszarem erozji. Może to tłumaczyć znacznie silniejsze strumienie zanieczyszczeń w obszarze dywercora wewnętrznego.

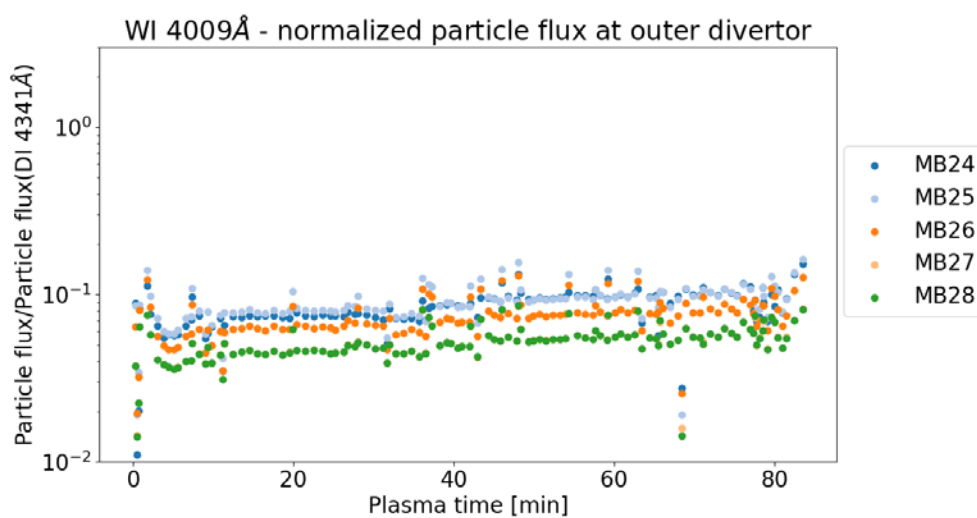
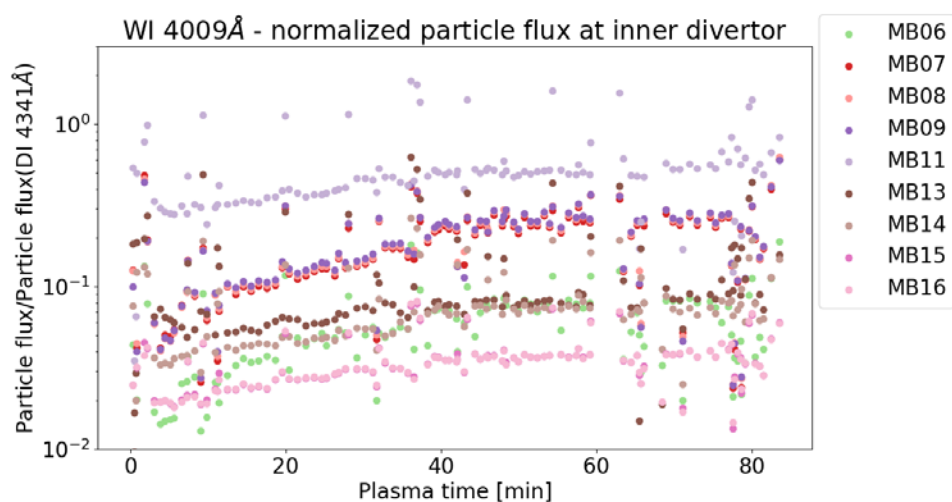


Rys. 4.79 Normalizowany strumień azotu w wewnętrznym (góra) oraz zewnętrznym (dół) dywercorze.



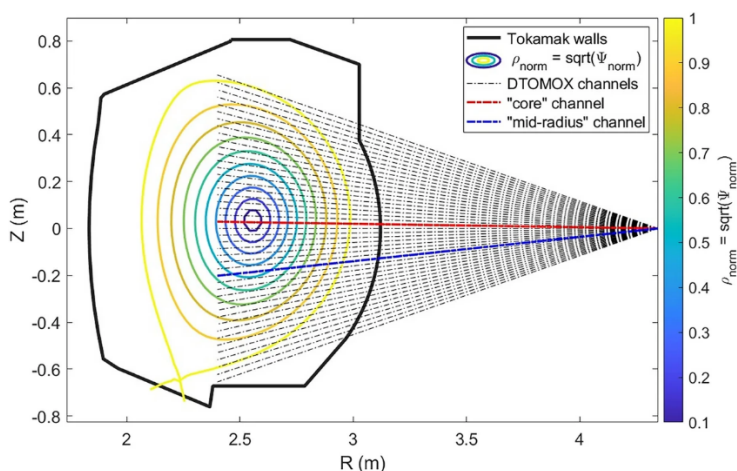


Rys. 4.80 Normalizowany strumień węgla w wewnętrznym (góra) oraz zewnętrznym (dół) dywertorze.



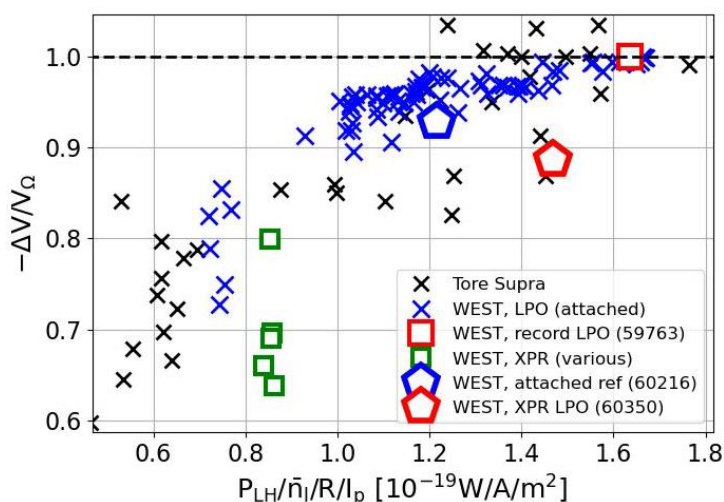
Rys. 4.81 Normalizowany strumień wolframu w wewnętrznym (góra) oraz zewnętrznym (dół) dywertorze.

Dokonano także analizy wyładowań z tokamaka WEST w ramach eksperymentów związanych z zadaniem RT08: “Long pulse operation in (semi-) detached regimes”. Eksperymenty miały na celu ustanowienie scenariuszy długiego wyładowania w tzw. reżimie „oddzielnym” (ang. *plasma detachment*) lub w reżimie XPR (ang. *X-point radiator*) i tylko część z nich przebiegła pomyślnie m. in. ze względu na obniżoną wydajność LHCD (ang. *Low Hybrid Current Drive*). Do przeprowadzenia analizy wykorzystano dwie metody graficzne: symetryzowany wzór kropkowy SDP (ang. *Symmetrized Dot Pattern*) oraz wykres powrotu RP (ang. *Recurrence Plot*). Dokonano również wstępnej analizy ilościowej RQA (ang. *Recurrence Quantification Analysis*). Na początku wybrano potencjalnie interesujące wyładowania analizując ewolucję czasową głównych parametrów plazmy uzyskanych z bazy danych IMAS (prąd, zmagazynowaną energię, moc grzewczą, moc promieniowana, gęstość, temperaturę) oraz kanałów SXR (diagnostyka DTOMOX, kamera pozioma). Następnie wyselekcjonowano sześć wyładowań: #60216, #60219, #60222, #60346, #60349 i #60350, a wyniki ich analizy zawarto w raporcie. Do analizy wybrano kanały kamery poziomej o numerach 22 i 17, aby obserwować plazmę w rdzeniu (H22) oraz w promieniu środkowym (H17) (Rys.7.82).

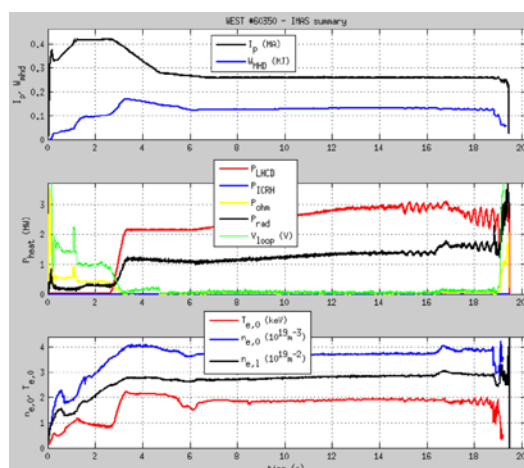


Rys. 4.82 Pola widzenia kanałów H22 (kolor czerwony) i H17 (kolor niebieski).

Pierwsze dwa wyładowania #60216 i #60350 wybrano do analizy ze względu na ich dobre osiągi, co pokazano na diagramie z Rys. 4.83. Poniżej zaprezentowano wykres podsumowujący przebieg wyładowania #60350, na którym widać, że układy LH tracą stabilność, a wyładowanie kończy się przed $t = 20$ s. Niestety wystąpił pewien problem z danymi IMAS dla wyładowania #60216 (być może strzał był zbyt długi dla systemu akwizycji danych lub wystąpił inny problem techniczny) i wiele z nich zostało utraconych, dlatego nie udało się przedstawić w raporcie wykresu obrazującego przebieg eksperymentu dotyczącego tego strzału.

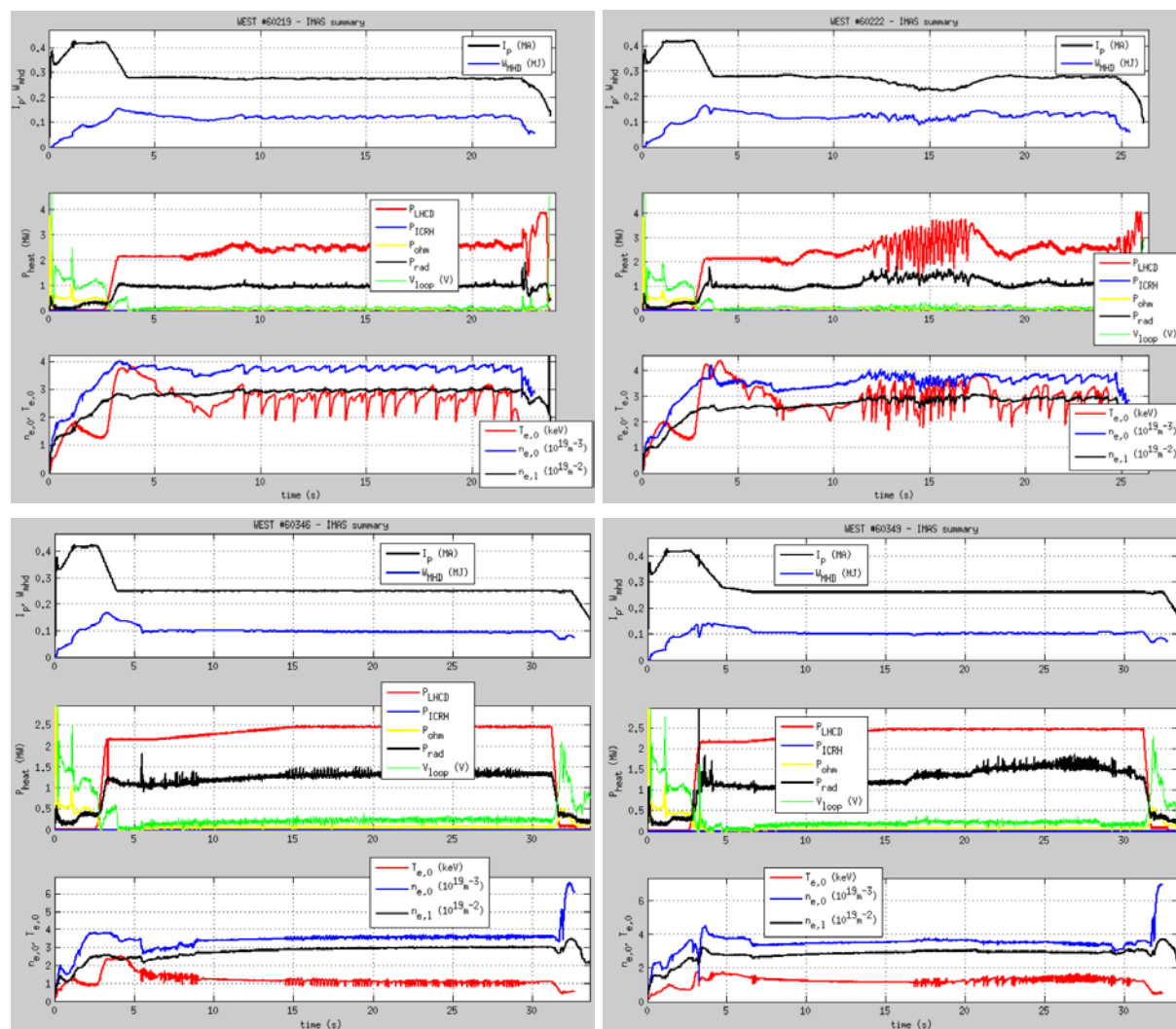


Rys. 4.83 Wykres przedstawia osiągnięte napięcie pętli (ang. loop voltage) jako funkcję gęstości mocy LH dla szeregu wyładowań plazmowych tokamaków Tore Supra oraz WEST.



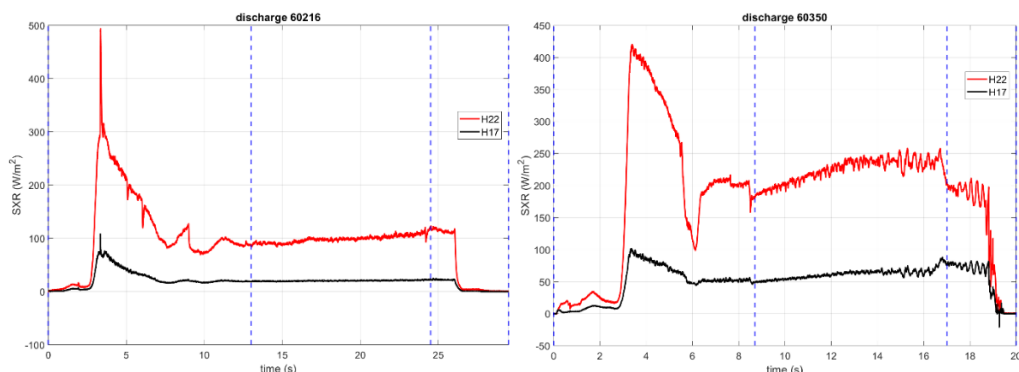
Rys. 4.84 Przebieg eksperymentu dotyczącego wybranego do analizy strzału #60350.

Pozostałe cztery wyładowania (#60219, #60222, #60346, #60349) wybrano do analizy, ponieważ wykazują interesujące i odmienne cechy w dynamice czasowej sygnału SXR: duże oscylacje piłokształtne (ST, ang. *sawteeth*) (#60219) widoczne w centralnej temperaturze elektronów $T_{e,0}$ i gęstości $n_{e,0}$, ostre oscylacje związane z niestabilną mocą LH (#60222), które odbijają się w $T_{e,0}$, oraz występowanie oscylacji o niższej amplitudzie i wyższej częstotliwości (#60346-49) w mocy promieniowania P_{rad} i $T_{e,0}$, które stają się silniejsze pod koniec strzału #60349. Na Rys. 4.85 przedstawiono przebiegi eksperymentów związanych z tymi wyładowaniami.

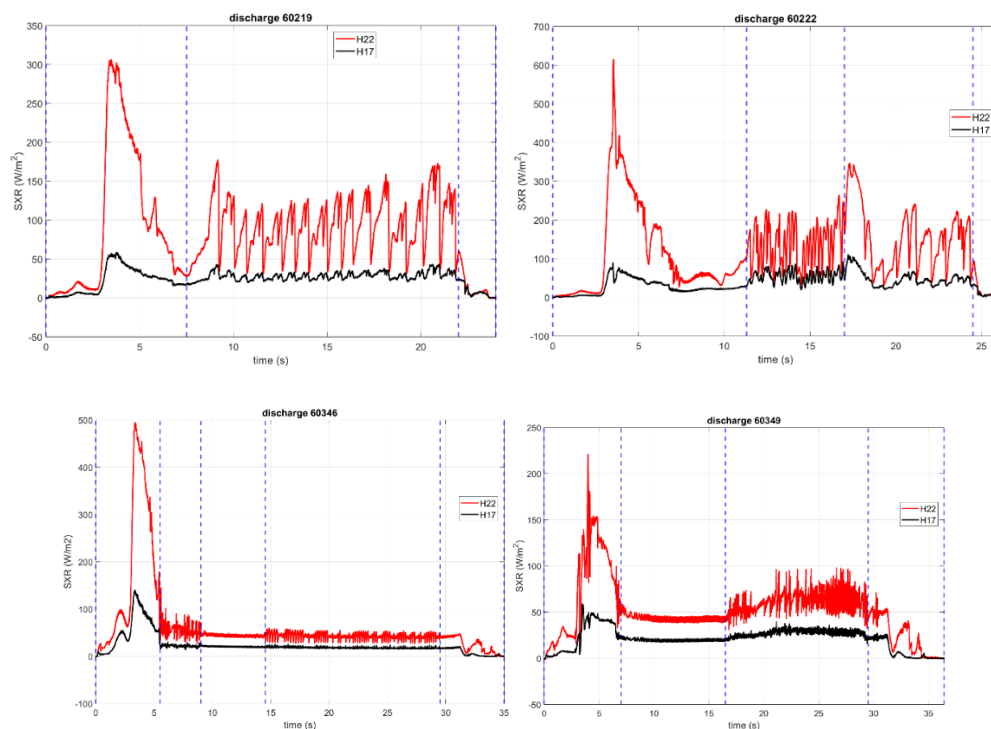


Rys. 4.85 Przebiegi eksperymentów dotyczące wybranych strzałów #60219 (na górze po lewej), #60222 (na górze po prawej), #60346 (na dole po lewej), #60349 (na dole po prawej).

Na Rys. 4.86 przedstawiono przebiegi czasowe SXR dla wyładowania #60216 i #60350, a na Rys. 4.87 dla pozostałych czterech analizowanych wyładowań. Można zauważyć, że przebiegi te posiadają podobną dynamikę jak temperatura rdzenia plazmy. Można również zauważyć, że dla pierwszych dwóch przypadków sygnał SXR jest znacznie spokojniejszy niż dla przykładów z Rys. 4.87, gdzie występują wyraźne zakłócenia stabilności plazmy.



Rys. 4.86 Ewolucja czasowa SXR dla wyładowania #60216 (po lewej) i #60350 (po prawej).



Rys. 4.87 Ewolucja czasowa SXR dla wyładowania #60219 (na górze po lewej), #60222 (na górze po prawej), #60346 (na dole po lewej) i #60349 (na dole po prawej).

Pierwsza zastosowana w analizie technika, SDP, to metoda obrazowania zmian amplitudy i częstotliwości sygnału w łatwej do zrozumienia reprezentacji wizualnej, która odwzorowuje znormalizowany przebieg czasowy w symetryczne wzory na wykresie biegunowym. W tym odwzorowaniu punktowi przebiegu czasowego $x(i)$ przypisuje się składową radialną $r(i)$, a sąsiadnemu punktowi $x(i + \tau)$ dwie składowe kątowe $\theta(i)$ oraz $\phi(i)$. Transformacja biegunowa przyjmuje postać:

$$r(i) = \frac{x(i) - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}} \xi$$

$$\theta(i) = \theta + \frac{x(i + \tau) - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}} \xi$$

$$\phi(i) = \Theta - \frac{x(i + \tau) - x_{\min}}{x_{\max} - x_{\min}} \zeta$$

gdzie τ jest opóźnieniem czasowym wyrażonym w jednostkach okresu próbkowania (odpowiadającym indeksowi punktu szeregu), Θ kątem obrotu od wybranej linii odniesienia, ζ tzw. przyrostem wykresu, a $x_{\max}$ i $x_{\min}$ najwyższą i najniższą wartością szeregu czasowego. Po tej transformacji otrzymuje się tzw. podstawowy wzór, który następnie obraca się m -krotnie aby stworzyć w pełni symetryczny diagram.

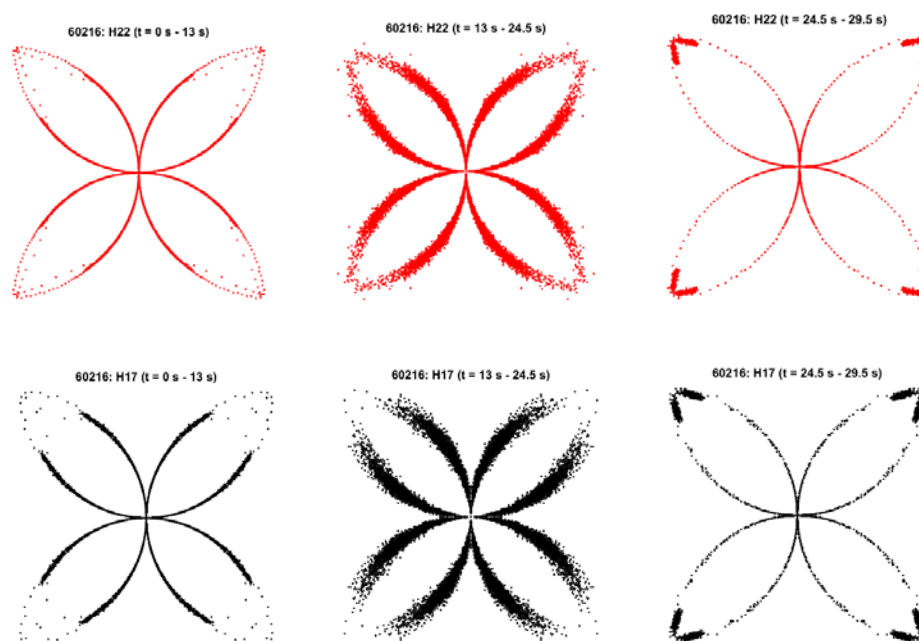
Podczas analizy przyjęto następujące wartości parametrów: $m=4$, $\tau=1$, $\Theta=2\pi$, $\zeta=0.25\pi$. Opóźnienie czasowe τ użyte do zbudowania SDP wynosiło 4.1 ms, co odpowiada 1 punktowi danych.

Tabela 4.8 zestawia przedziały czasowe, które posłużyły do wykreślenia SDP. Kryterium wyboru stanowiło oddzielenie różnych faz dynamiki. Podane okna czasowe zaznaczono pionowymi przerywanymi niebieskimi liniami na Rys. 4.86 i Rys. 4.87.

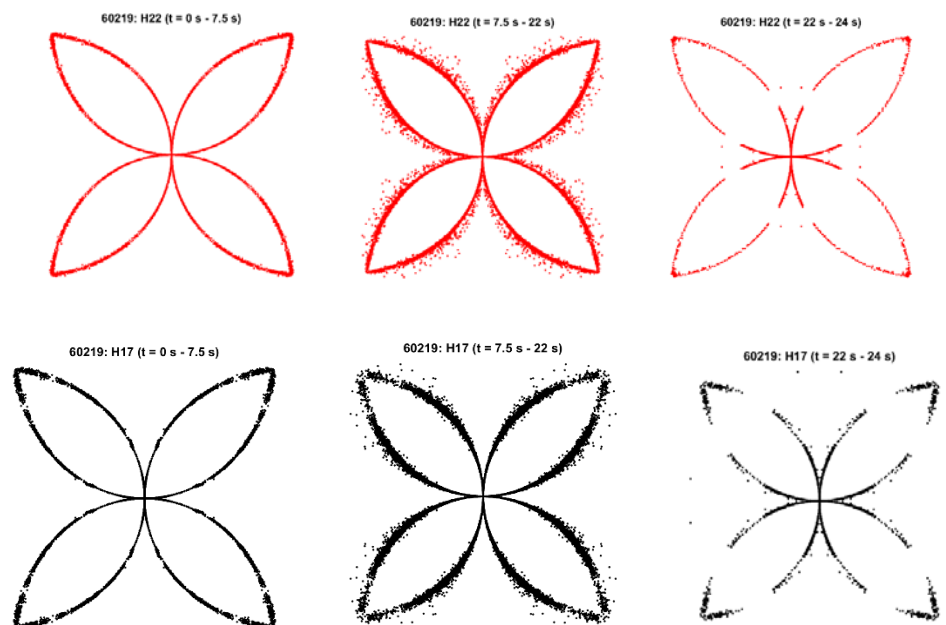
Tabela 4.8 Wykaz czasów trwania faz branych pod uwagę podczas analizy danych.

# WEST	faza 1	faza 2	faza 3	faza 4	faza 5
60216	0 s – 13.0 s	13.0 s – 24.5 s	24.5 s – 29.5 s		
60219	0 s – 7.5 s	7.5 s – 22.0 s	22.0 s – 24.0 s		
60222	0 s – 11.3 s	11.3 s – 17.0 s	17.0 s – 24.5 s	24.5 s – 26 s	
60346	0 s – 5.5 s	5.5 s – 9.0 s	9.0 s – 14.5 s	14.5 s – 29.5 s	29.5 s – 35.0 s
60349	0 s – 7.0 s	7.0 s – 16.5 s	16.5 s – 29.5 s	29.5 s – 36.4 s	
60350	0 s – 8.7 s	8.7 s – 17.0 s	17.0 s – 20.0 s		

Wygenerowane wykresy SDP dla przedziałów czasowych wskazanych w tabeli 4.82 przedstawiono na Rys. 4.88 – 4.93.

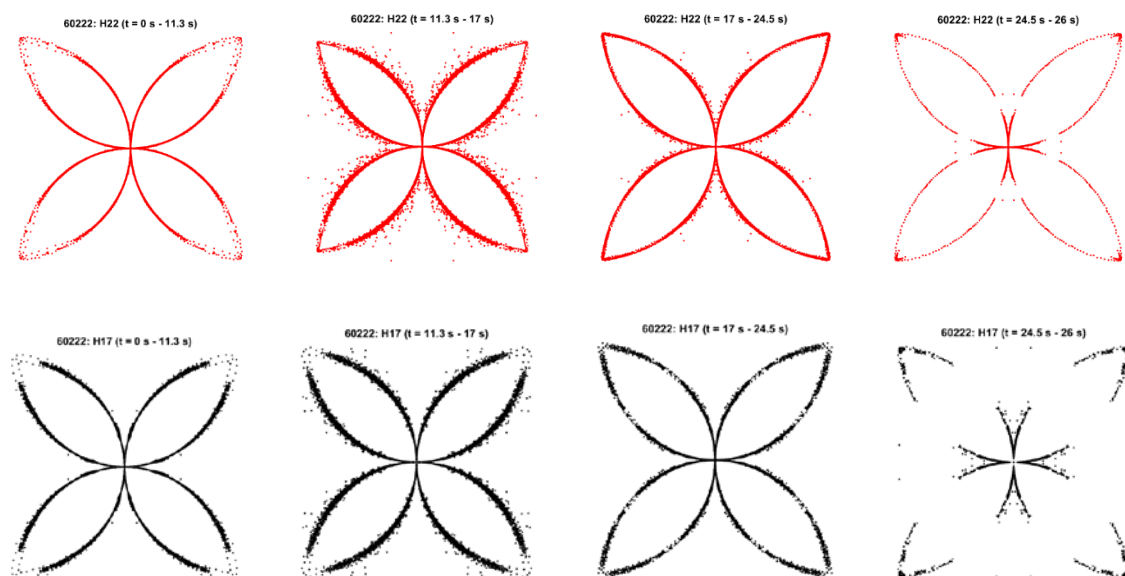


Rys. 4.88 SDP dla WEST #60216 dla dwóch kanałów (H22 wykreślono kolorem czerwonym, a H17 czarnym).

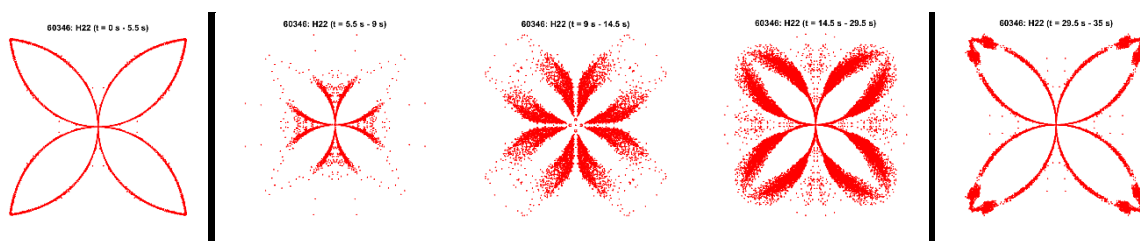


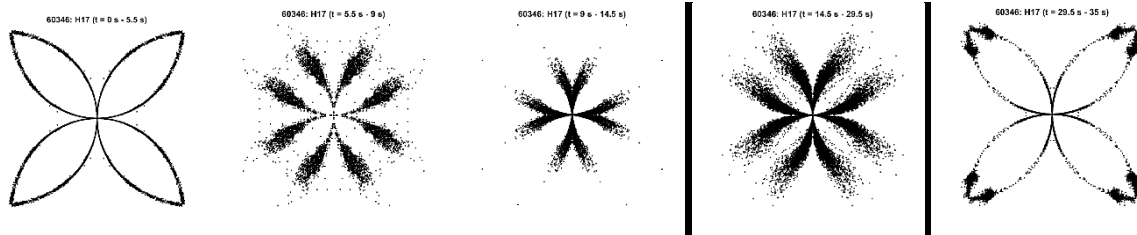
Rys. 4.89 SDP dla WEST #60219 dla dwóch kanałów (H22 wykreślono kolorem czerwonym, a H17 czarnym).

Otrzymane na Rys. 4.89 kształty dotyczące fazy 2 są typowymi kształtami dla oscylacji piłokształtnych ST (ang. *sawteeth*). Co ciekawe kanał H17 wydaje się przebiegać nadal wewnątrz promienia inwersji oscylacji ST, ponieważ sygnał posiada podobną dynamikę jak sygnał z kanału H22, a nie charakterystyczne otwarte „nogi”, które zwykle obserwuje się, poza tym obszarem (jak w przypadku analizy danych przeprowadzonej dla tokamaka JET).



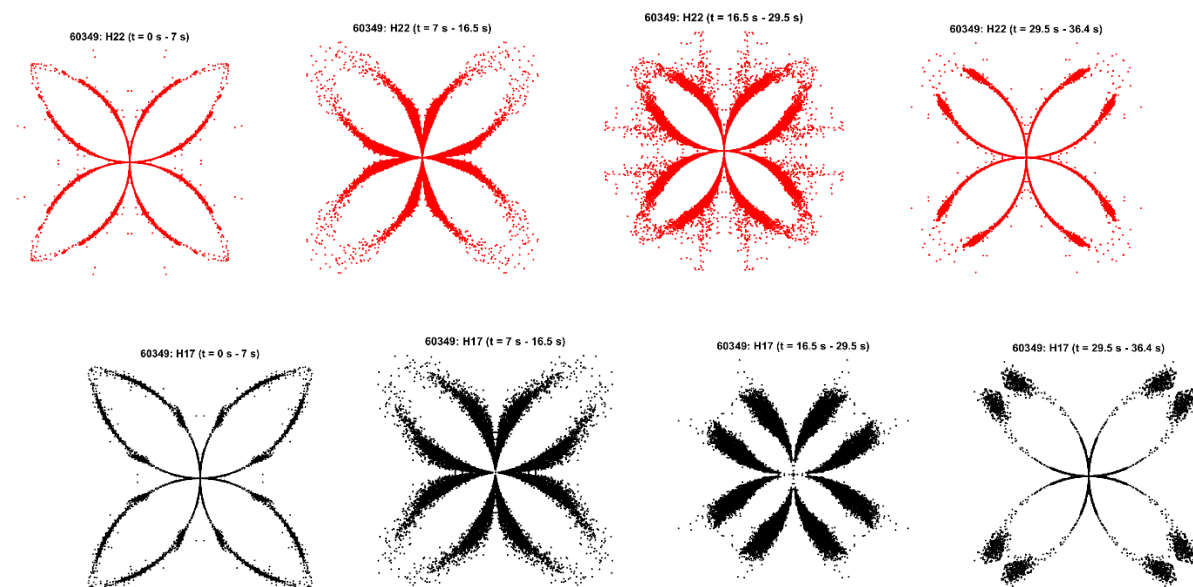
Rys. 4.90 SDP dla WEST #60222 dla dwóch kanałów (H22 wykreślono kolorem czerwonym, a H17 czarnym).





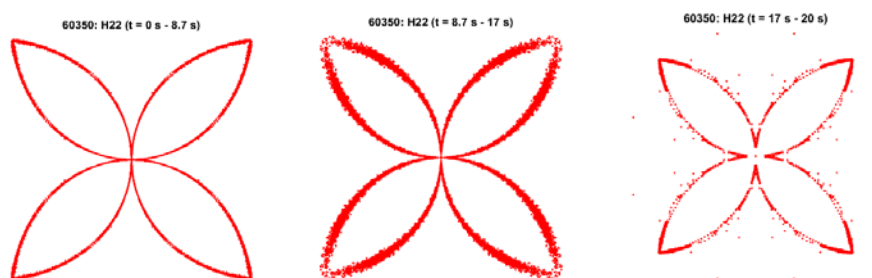
Rys. 4.91 SDP dla WEST #60346 dla dwóch kanałów: H22 – kolor czerwony, H17 – czarny.

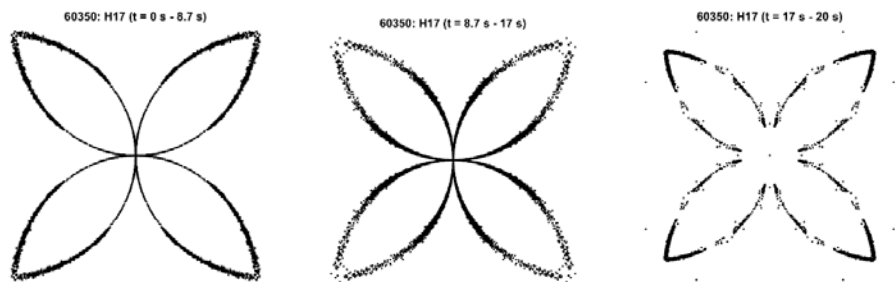
Na Rys. 4.91 wzory dla pierwszej i piątej fazy odpowiadają narastaniu i opadaniu sygnału SXR. Podobne płyty odpowiadają sinusoidzie lub wolno zmieniającym się szeregom czasowym. Faza trzecia reprezentuje stabilny sygnał SXR z szumem o niskiej amplitudzie, wzory wydają się podobne do wzorów reprezentujących zniekształcony szum o rozkładzie Gaussa. Fazy druga i czwarta są najbardziej interesujące. Podczas gdy SDP dla H17 (średni promień) wygląda podobnie jak w przypadku szumu Gaussa, dla H22 (rdzeń) występują już zupełnie inne wzory, które nie przypominają wzorów dla prostych oscylacji piłokształtnych (ST) ani FB (ang. *fishbones*) odtworzonych w SDP dla wyładowań na tokamaku JET i będą wymagałyby dalszej analizy zawierającej m. in. diagram częstotliwości sygnału. Ze względu na to, że wyładowanie #60346 reprezentuje pięć dobrze widocznych na wykresie SXR faz, które charakteryzują się odmiennymi kształtami SDP, postanowiono w dalszej części raportu przedstawić wyniki szerszej analizy dotyczące właśnie tego sygnału.



Rys. 4.92 SDP dla WEST #60349 dla dwóch kanałów (H22 wykreślono kolorem czerwonym, a H17 czarnym).

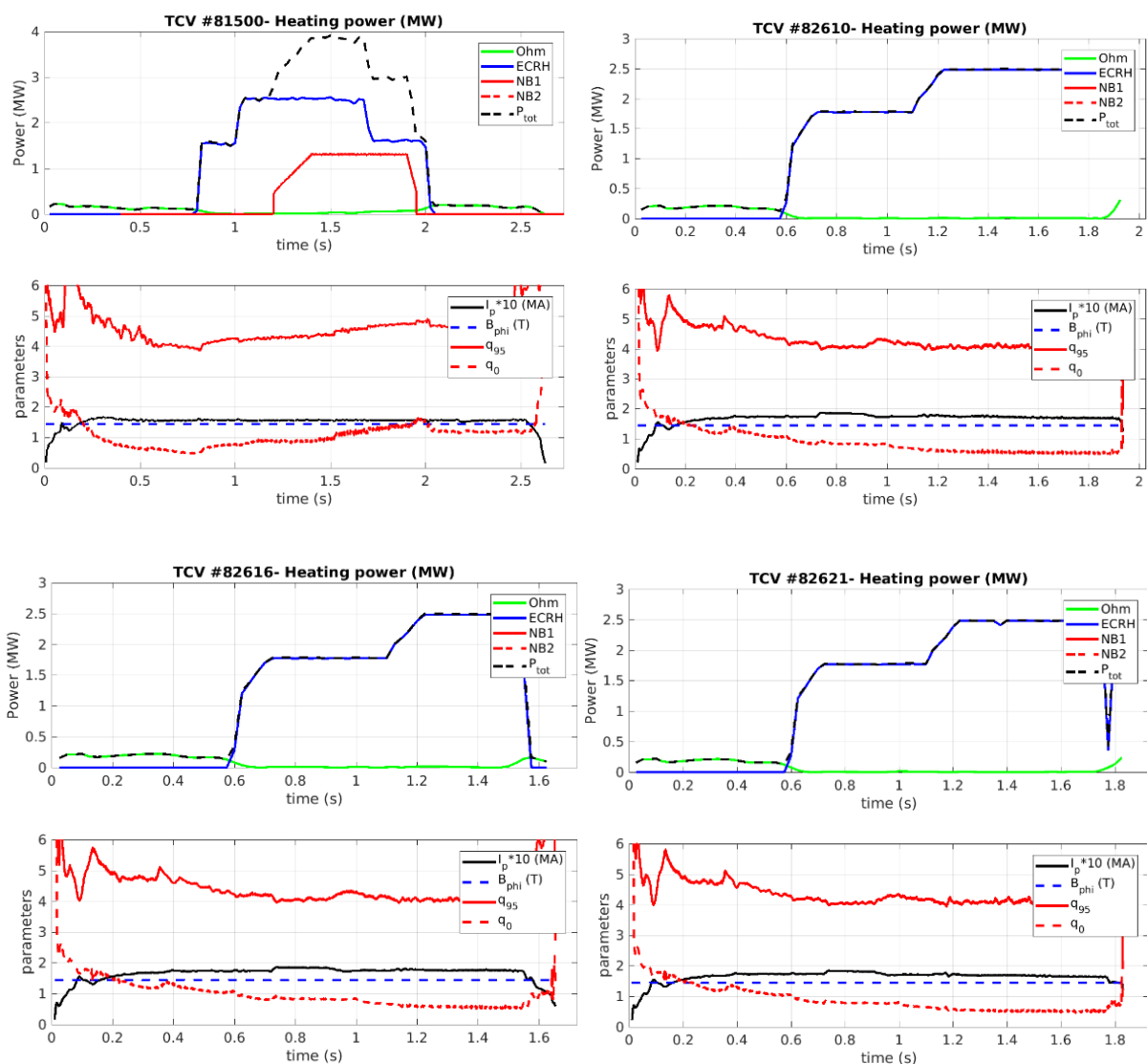
Analizując wyniki z Rys. 4.92 wyciągnięto podobny wniosek jak w przypadku wyładowania #60346 (Rys. 4.91), trzecia faza kanału H22 zawiera nieznane oscylacje o zupełnie innym wzorze niż zwykły wzór dla ST, które są podobne do czwartej fazy kanału H22 wyładowania #60346. Oprócz zwykłych głównych płatów występują linie pionowe i poziome, które są grubsze niż zazwyczaj. Przypuszczalnie mogłoby to odpowiadać pewnej specyficznej niestabilności MHD, należy to jednak dokładniej zbadać.

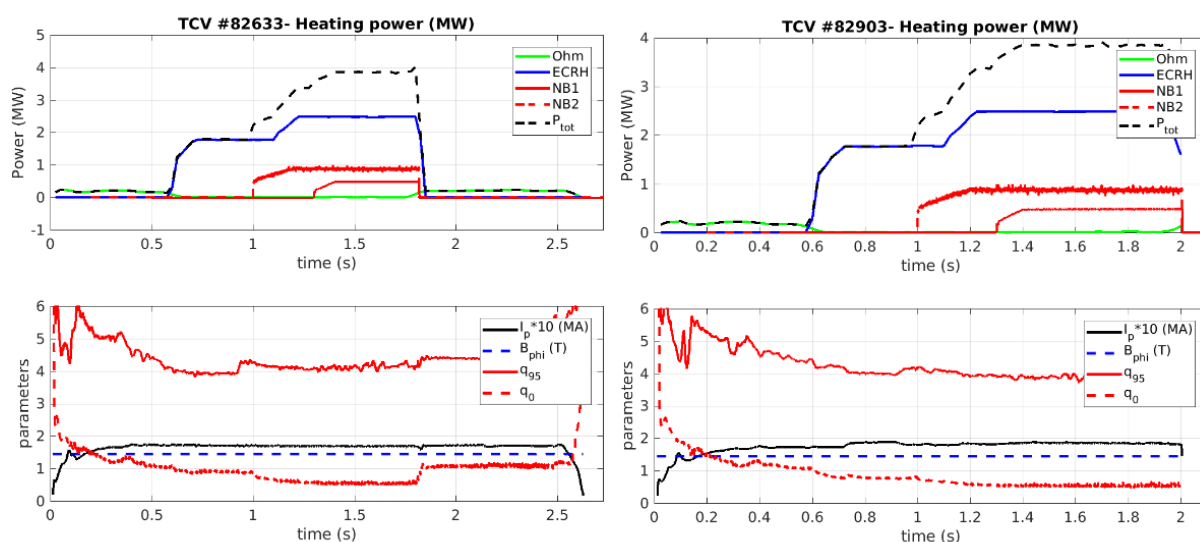




Rys. 4.93 SDP dla WEST #60350 dla dwóch kanałów: H22 – kolor czerwony, H17 – czarny.

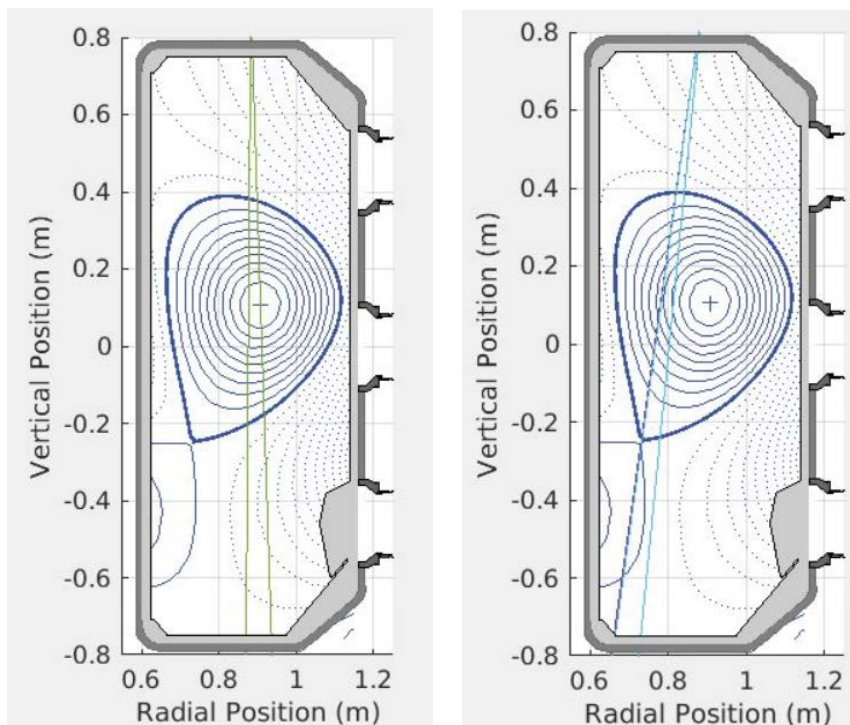
Podobnej analizy przy użyciu metody SDP dokonano również dla tokamaka TCV w ramach eksperymentów związanych z kampanią RT08 (“*Physics and operational basis for high beta long pulse scenarios*”). Spośród licznych strzałów wykonanych na TCV w ramach RT08 w 2024 r. wybrano sześć o interesujących cechach lub o dobrych osiągnięciach: #81500, #82610, #82616, #82621, #82633, #82903. We wszystkich przypadkach główną mocą grzewczą był ECRH (ang. *Electron Cyclotron Resonance Heating*), czasami uzupełniany przez NBI (ang. *Neutral Beam Injection*), co pokazano na górnych panelach na Rys. 4.94. Na dolnych panelach przedstawiono wykresy podsumowujące dany przypadek.





Rys. 4.13 Przebiegi eksperymentów dotyczących sześciu wybranych strzałów: #81500 (po lewej u góry), #82610 (po prawej u góry), #82616 (po lewej na środku), #82621 (po prawej na środku), #82633 (po lewej na dole), #82903 (po prawej na dole).

W TCV częstotliwość akwizycji diagnostyki SXR jest znacznie wyższa niż w WEST, podczas gdy objętość plazmy jest znacznie mniejsza, a sama plazma jest często zimniejsza, co skutkuje niską częstością zliczeń na przedział czasowy i większym zanieczyszczeniem szumem. Aby zmniejszyć ten efekt, zastosowano metodę uśredniania okien, aby wygładzić sygnał i uchwycić główną dynamikę plazmy, jednocześnie zmniejszając liczbę punktów danych do rozsądnego poziomu. Do analizy wykorzystano dane z dwóch kanałów pionowej kamery SXR (obecnie część systemu RADCAM): jeden skierowany na plazmę rdzeniową (#10) (lewy panel Rys. 4.83) i drugi skierowany na promień środkowy (#15) (prawy panel Rys. 4.95).



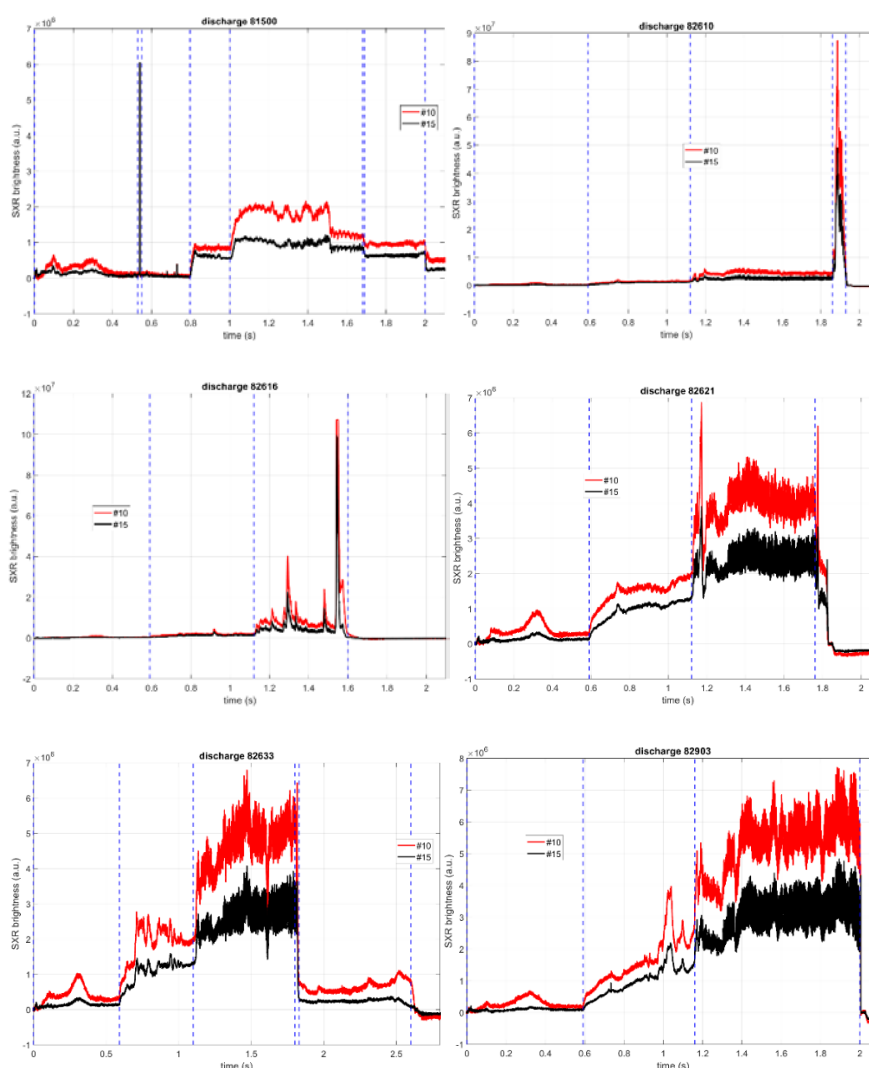
Rys. 4.95. Linie widzenia kamery w zależności od wybranego kanału: po lewej stronie #10, a po prawej #15.

Wyładowania w TCV są zwykle znacznie krótsze od wyładowań w WEST i nie przekraczają 2 s – 3 s. Okna czasowe użyte do tworzenia SDP odpowiadają głównym fazom sygnału SXR. Poniższa tabela zawiera czasy przyjęte do analizy.

Tabela 4.9 Wykaz czasów trwania faz branych pod uwagę podczas analizy danych.

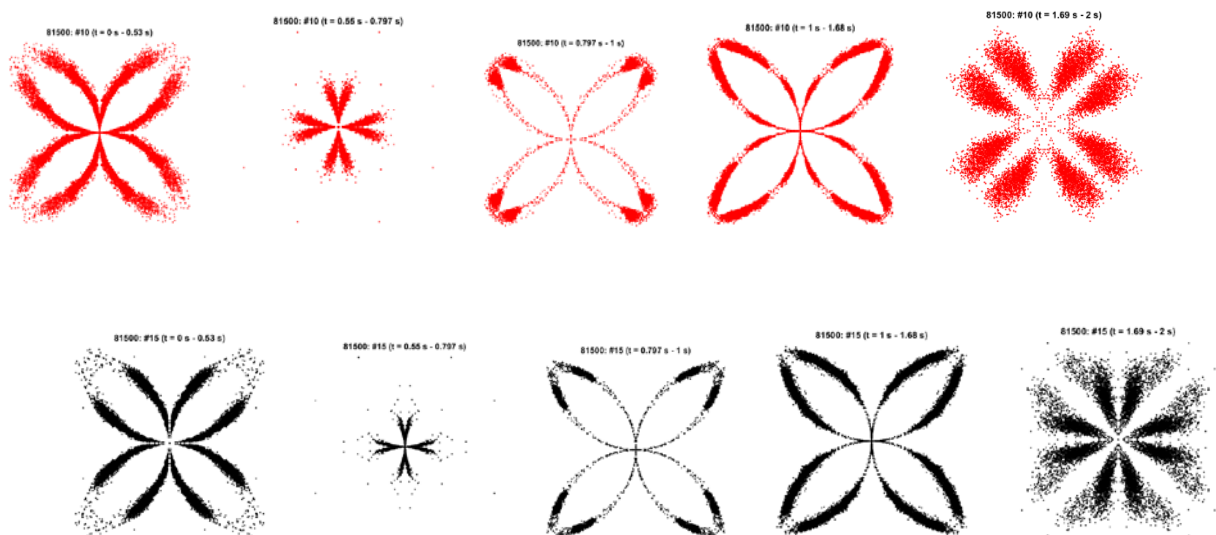
# TCV	faza 1	faza 2	faza 3	faza 4	faza 5
81500	0 s – 0.53 s	0.55 s – 0.797 s	0.797 s – 1.0 s	1.0 s – 1.68 s	1.69 s – 2.0 s
82610	0 s – 0.59 s	0.59 s – 1.12 s	1.12 s – 1.86 s	1.86 s – 1.93 s	
82616	0 s – 0.59 s	0.59 s – 1.12 s	1.12 s – 1.6 s		
82621	0 s – 0.59 s	0.59 s – 1.12 s	1.12 s – 1.76 s		
82633	0 s – 0.59 s	0.59 s – 1.1 s	1.1 s – 1.8 s	1.83 s – 2.6 s	
82903	0 s – 0.59 s	0.59 s – 1.16 s	1.16 s – 2.0 s		

Poniżej (Rys. 4.96) przedstawiono wykresy SXR (po uśrednieniu okna czasowego) dla dwóch rozważanych kanałów, dla wszystkich sześciu wyładowań TCV. Wybrane przedziały czasowe zostały oddzielone pionowymi przerywanymi niebieskimi liniami.



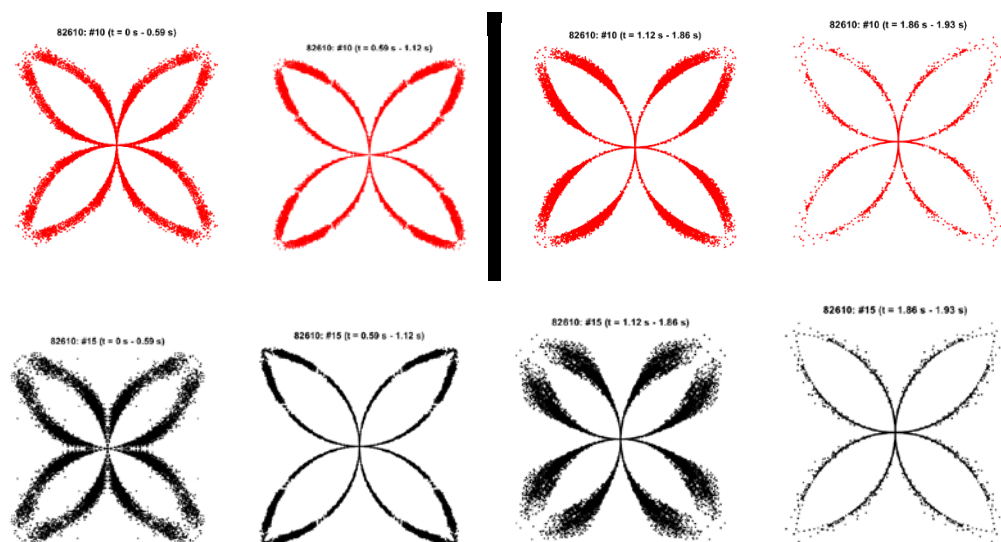
Rys. 4.96 Ewolucja czasowa SXR dla wyładowania #81500 (na górze po lewej), #82610 (na górze po prawej), #82616 (na środku po lewej), #82621 (na środku po prawej), #82633 (na dole po lewej) i #82903 (na dole po prawej).

Na Rys. 4.97 – 4. 103 przedstawiono wygenerowane wykresy SDP dla okien czasowych wskazanych w tabeli 4.9. Do analizy przyjęto następujące wartości parametrów: $m=4$, $\tau=1$, $\Theta=2\pi$, $\zeta=0.25\pi$. Opóźnienie czasowe τ wynosiło 0.2 ms, co odpowiada 1 punktowi danych (po ponownym próbkowaniu spowodowanym użyciem metody uśredniania okien i zmniejszeniu liczby punktów surowych danych do rozsądnego poziomu).



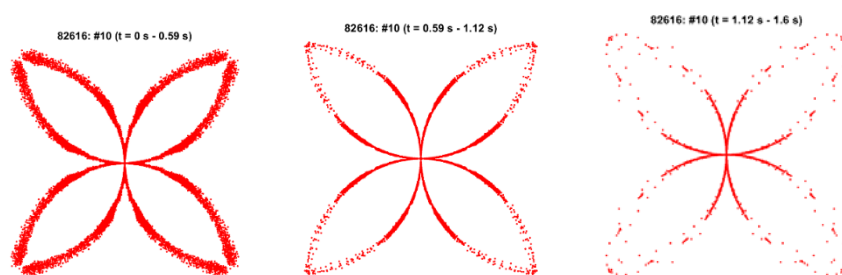
Rys. 4.97 SDP dla TCV #81500 dla dwóch kanałów (#10 wykreślono kolorem czerwonym, a #15 czarnym).

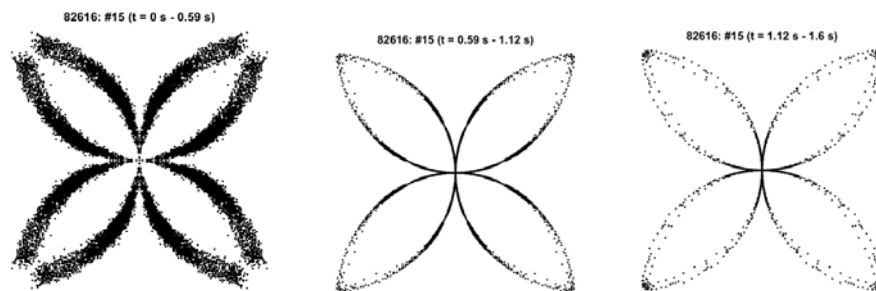
Na Rys. 4.97 stwierdzono brak oscylacji widocznych na analizowanym sygnale. O występowaniu płatów przypominających SDP sinusoidy lub sygnału monotonicznego decydują wzrost lub spadek mocy sygnału SXR. Gdy punkty gromadzą się w środku lub na końcu głównego płata ma to związek ze zmianą fazy. SDP dla ostatniego okna czasowego wskazuje na sygnał stacjonarny z silnym pozostałym szumem typowo gaussowskim.



Rys. 4.98 SDP dla TCV #82610 dla dwóch kanałów (#10 wykreślono kolorem czerwonym, a #15 czarnym).

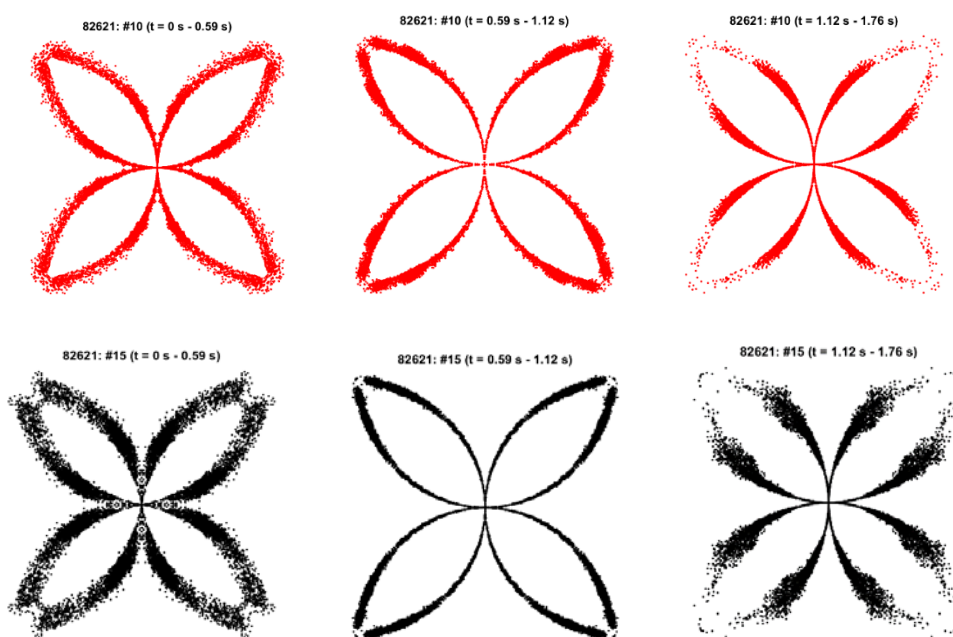
Podczas analizy wykresów SDP z Rys. 4. 98 stwierdzono, że podczas trzeciej fazy sygnały powoli ewoluowały ze znacznym szumem, co objawia się pogrubieniem „nóg”. Ostatnia faza z kilkoma indywidualnymi punktami tworzącymi koniec głównego płata może odpowiadać zakłóceniu spowodowanym intensywnym krótkotrwałym sygnałem SXR.





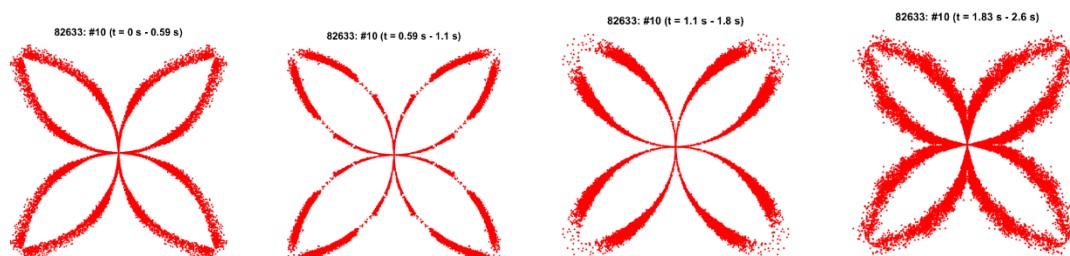
Rys. 4.99 SDP dla TCV #82616 dla dwóch kanałów (#10 wykreślono kolorem czerwonym, a #15 czarnym).

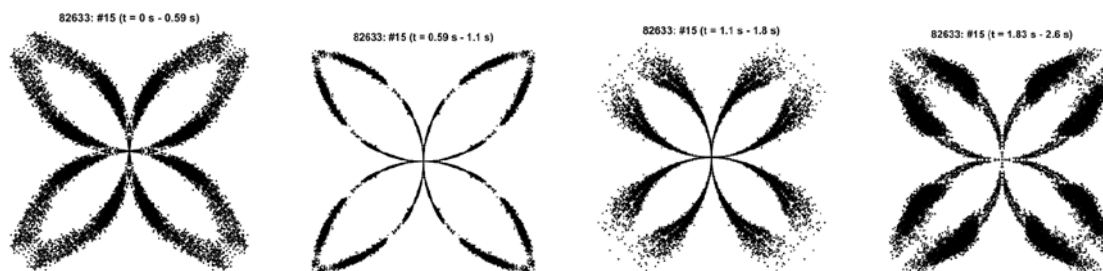
W przypadku wyładowania z Rys. 4.99 wyciągnięto podobne wnioski jak w przypadku poprzedniego strzału, ostatnia faza z przerwanimi segmentami na głównych płatach na SDP odpowiada szybko ewoluującemu sygnałowi z pojawiającymi się nieciągłościami, co może być typowe dla błysków SXR, które występują przed lub w trakcie zaburzeń w plazmie.



Rys. 4.100 SDP dla TCV #82621 dla dwóch kanałów (#10 wykreślono kolorem czerwonym, a #15 czarnym).

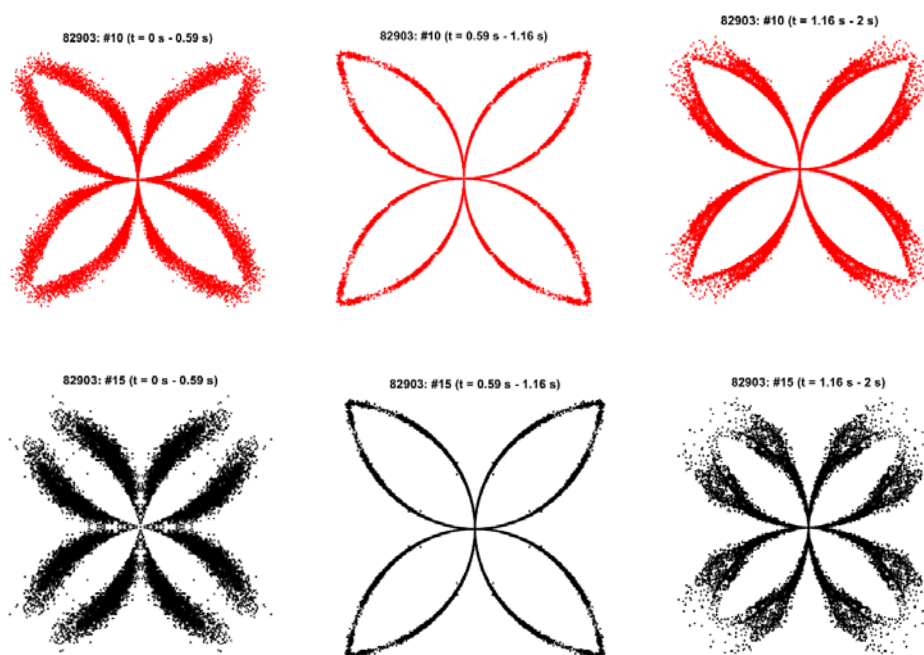
Dwie pierwsze fazy sygnału analizowanego na Rys. 4.100 wykazują na SDP typowy kształt świadczący o wzroście lub spadku sygnału w obecności znacznego szumu. Ostatnia faza charakteryzuje się szybkimi oscylacjami, ale kształty na SDP wyglądają inaczej niż dla szumu lub oscylacji typu ST. Natura tej dynamiki nie jest jasna, aby móc więcej powiedzieć należałoby przeanalizować sygnał również innymi metodami.





Rys. 4.101 SDP dla TCV #82633 dla dwóch kanałów (#10 wykreślono kolorem czerwonym, a #15 czarnym).

Ze względu na to, że wyładowanie #82633 analizowane na Rys. 4.101 reprezentuje cztery dobrze widoczne na wykresie SXR fazy, które charakteryzują się odmiennymi kształtami SDP, postanowiono w dalszej części raportu przedstawić wyniki szerszej analizy dotyczące właśnie tego sygnału.



Rys. 4.102 SDP dla TCV #82903 dla dwóch kanałów (#10 wykreślono kolorem czerwonym, a #15 czarnym).

W powyższym przypadku (Rys. 4.102) wykresy SDP fazy pierwszej i drugiej reprezentują wykresy sygnału o powolnej ewolucji w czasie (np. z powodu aktywacji systemu grzewczego), w fazie pierwszej występuje silny szum w sygnale. Analiza danych z TCV okazała się trudniejsza niż z WEST ze względu na zmniejszoną częstotliwość zliczeń i wyższy poziom szumu w sygnałach SXR. Przebadane wyładowania były stosunkowo spokojne i w tym przypadku SDP mogło zazwyczaj tylko śledzić zmiany spowodowane np. zmianą mocy grzewczej, systemu grzewczego czy wtryskiem gazu w celu zwiększenia gęstości. Tylko szybkie zapadnięcia plazmy (związane z zakłóceniami ang. *plasma disruption*) można było wyraźnie zidentyfikować w SDP na podstawie nieciągłości występujących w głównych płatach. Po badaniach związanych z SDP, przeprowadzono wstępną analizę sygnałów z wykorzystaniem wykresów rekurencyjnych (RP) oraz dokonano wstępnej analizy ilościowej (RQA) dla dwóch wybranych wyładowań: WEST#60346 i TCV#82633. Dzięki wykresom RP można obserwować powtarzalność (rekurencję) zachowania się szeregów czasowych. Sygnał $x(t)$ jest osadzany w d-wymiarowej przestrzeni z wybranym opóźnieniem czasowym τ dzięki odwzorowaniu Takensa:

$$\{x(t), x(t+\tau), x(t+2\tau), \dots, x(t+(d-1)\tau)\}.$$

Optymalne wartości d i τ powinny zostać określone za pomocą pewnych konkretnych procedur, takich jak identyfikacja fałszywych najbliższych sąsiadów (FNN, ang. *false nearest neighbors*) lub znalezienie pierwszego zera funkcji autokorelacji. Niemniej jednak są to długoczasowe i skomplikowane procedury, których nie udało się wdrożyć w tak ograniczonym czasie. Do poniższej analizy przyjęto wymiar zanurzenia $d = 4$, co wydaje się być wystarczające do opisu dynamiki sygnałów oraz czas opóźnienia $\tau = 1$ pkt. Podczas badań okazało się, że

dobór τ nie wpływa w znacznym stopniu na otrzymane wyniki, dlatego też uważa się, że wartość opóźnienia została oszacowana z grubsza poprawnie.

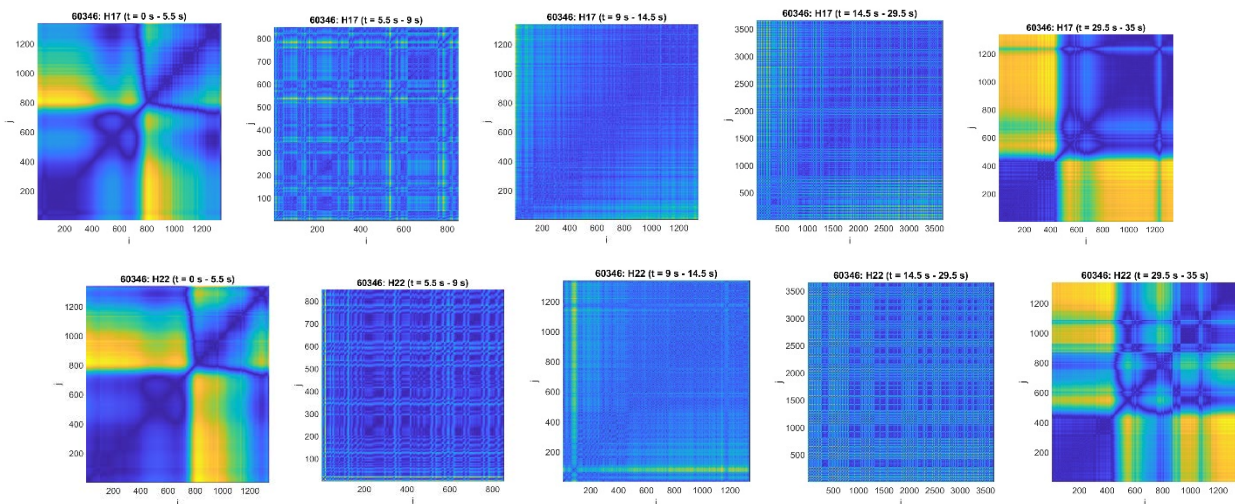
Wykres rekurencyjny to $N \times N$ wymiarowy diagram złożony z punktów o współrzędnych (i, j) . Element diagramu jest zdefiniowany jako:

$$RP_{i,j}^d = H(R - \|x(i) - x(j)\|),$$

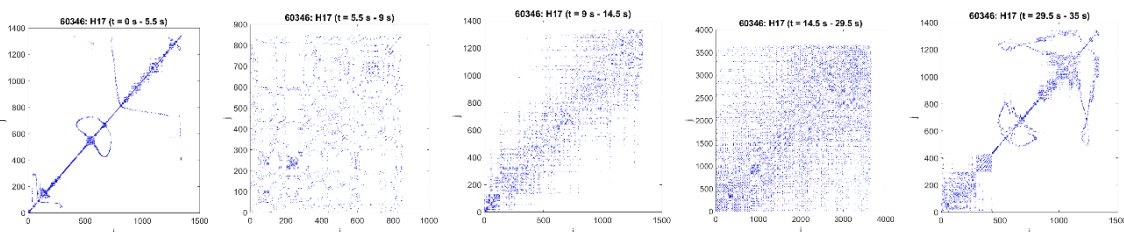
gdzie $x(i)$ oznacza i -ty punkt orbity opisujący stan układu w d -wymiarowej przestrzeni, $x(j)$ punkt położony wystarczająco blisko punktu $x(i)$, $i, j = 1, 2, \dots, N$, N – długość serii danych, R to odległość graniczna oznaczająca wartość progową promienia lub rozmiar sąsiedztwa (N_s), $\|\cdot\|$ – norma, a $H(k)$ – funkcja Heaviside'a.

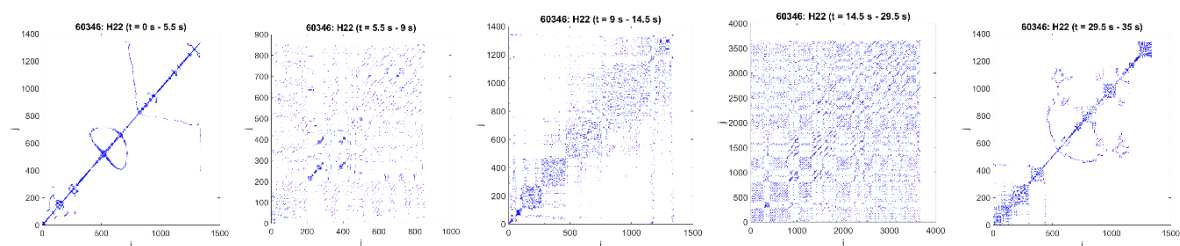
Najczęściej stosowaną metodą na określenie R jest zdefiniowanie wartości progowej w postaci promienia służącego do określenia, czy dwa punkty leżą wewnątrz niego i są sąsiadami, czy też nie. Promień ten zwykle stanowi ułamek średniej odległości między punktami. Inna powszechna metoda polega na podaniu liczby najbliższych sąsiadów N_s , którą się bierze pod uwagę wykreślając wykres dla każdego punktu $x(i)$. Zmiana wartości R lub N_s pozwala kontrolować gęstość punktów w RP, która powinna być wystarczająco wysoka, aby zebrać pewne informacje o dynamice czasowej układu, ale zarazem wystarczająco niska, aby uniknąć nasycenia na RP i zniszczenia informacji. Podczas analizy wykorzystano obie metody i przyjęto: $R = 0.2$ i $N_s = 10$. Wartości te wybrano arbitralnie, na podstawie poprzednich doświadczeń z różnymi szeregami czasowymi.

Poniżej przedstawiono trzy rodzaje wykresów RP dla WEST#60346, uwzględniając cztery różne fazy dynamiki z Tab. 4.1.

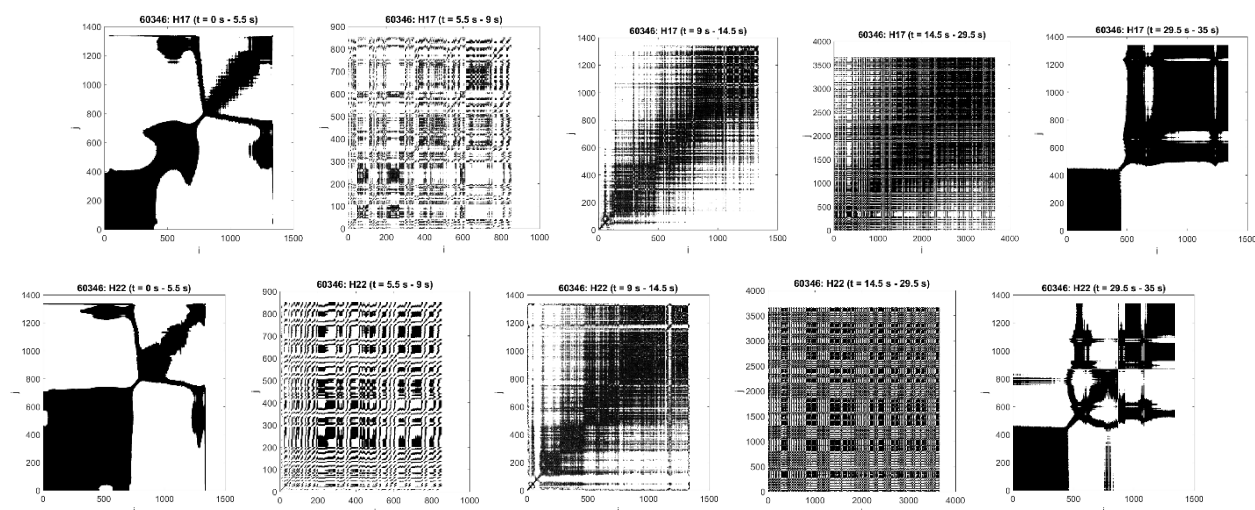


Rys. 4.103 Wykresy RP dla WEST#60346 w postaci macierzy odległości między poszczególnymi punktami danych w osadzonej przestrzeni. Na górze umieszczono wykresy dotyczące kanału H17, a na dole kanału H22. Kolor niebieski oznacza niewielką odległość między punktami szeregu czasowego w przestrzeni d -wymiarowej, czyli wysokie prawdopodobieństwo sąsiedztwa między tymi punktami, kolor żółty oznacza dużą odległość między punktami lub brak sąsiedztwa.





Rys. 4.104 Wykresy RP uwzględniające $N_s = 10$ najbliższych sąsiadów powstałe w oparciu o macierze odległości z Rys. 4.105. Na górze umieszczono wykresy dotyczące kanału H17, a na dole kanału H22.



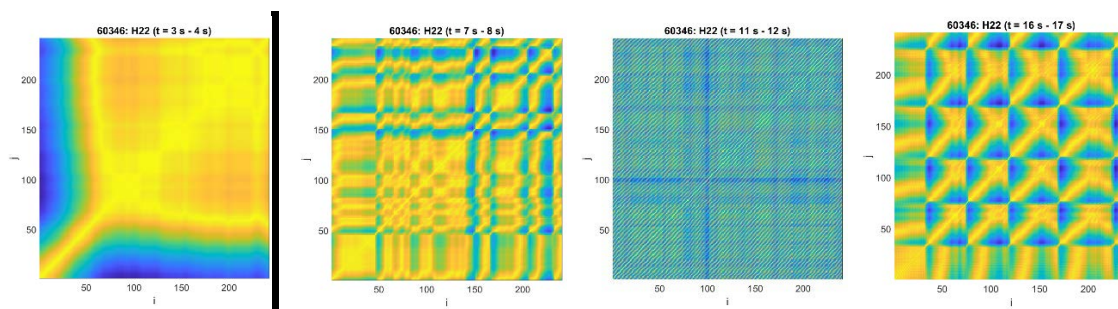
Rys. 4.105 Wykresy RP uwzględniające promień sąsiedztwa $R = 0.2$ odległości między wszystkimi punktami powstałe w oparciu o macierze odległości z Rys. 4.22. Na górze umieszczono wykresy dotyczące kanału H17, a na dole kanału H22.

Macierze odległości z Rys. 4.22 i wykresy RP z Rys. 4.104-105 pokazują typowe cechy odmiennej dynamiki czasowej sygnału SXR dla obu kanałów:

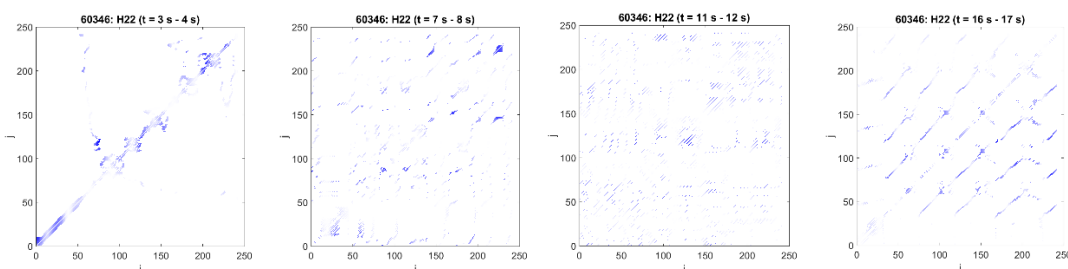
- 1) w fazie 1 i 3 mamy do czynienia z sygnałem niestacjonarnym z szybką zmianą trendu, co prowadzi do pojawienia się całkowicie odrębnych stref na wykresach RP;
- 2) faza 2 i 4 reprezentuje sygnał stacjonarny z oscylacjami o różnych amplitudach i częstotliwościach, co prowadzi do powstania na wykresach RP prostokątnej siatki o zmieniającym się rozmiarze komórek; można zauważyć, że faza 2 zmienia się w bardziej „chaotyczny” sposób, podczas gdy dla fazy 3 oscylacje podążają za określonym wzorem;
- 3) w fazie 3 mamy do czynienia z sygnałem quasi-stacjonarnym z powolnym trendem, który jest zanieczyszczony szumem, prowadzi to do powstania na RP głównie punktów otaczających główną przekątną $i = j$.

Problem z podejściem przedstawionym na Rys. 4.104 polega na tym, że liczba najbliższych sąsiadów jest sztucznie ustalana z góry dla każdego kroku czasowego, co utrudnia śledzenie trendu sygnałów niestacjonarnych. Ponadto takie podejście może sprawić, że RP nie będzie symetryczne względem przekątnej $j = i$. Z tych powodów zwykle preferowane jest drugie podejście uwzględniające promień sąsiedztwa, przedstawione na Rys. 4.105.

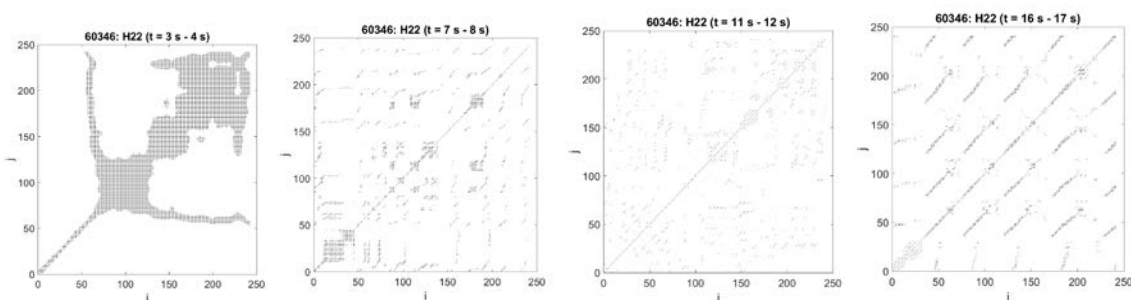
Ze względu na to, że wybrane do analizy przedziały czasowe (Tab. 4.1) są stosunkowo długie i mają nierówną długość, postanowiono przedstawić w raporcie również przykłady krótszych (1 s) odcinków (Rys. 4.106-4.108).



Rys. 4.106 Wykresy RP dla WEST#60346 w postaci macierzy odległości między poszczególnymi punktami danych w osadzonej przestrzeni dla kilku 1 s przedziałów czasowych sygnału z kanału H22. Kolor niebieski oznacza niewielką odległość między punktami szeregu czasowego w przestrzeni d-wymiarowej, czyli wysokie prawdopodobieństwo sąsiedztwa między tymi punktami, kolor żółty oznacza dużą odległość między punktami lub brak sąsiedztwa.



Rys. 4.107 Wykresy RP uwzględniające $N_s = 10$ najbliższych sąsiadów powstałe w oparciu o macierze odległości z Rys. 4.106 dla kilku 1 s przedziałów czasowych sygnału z kanału H22.

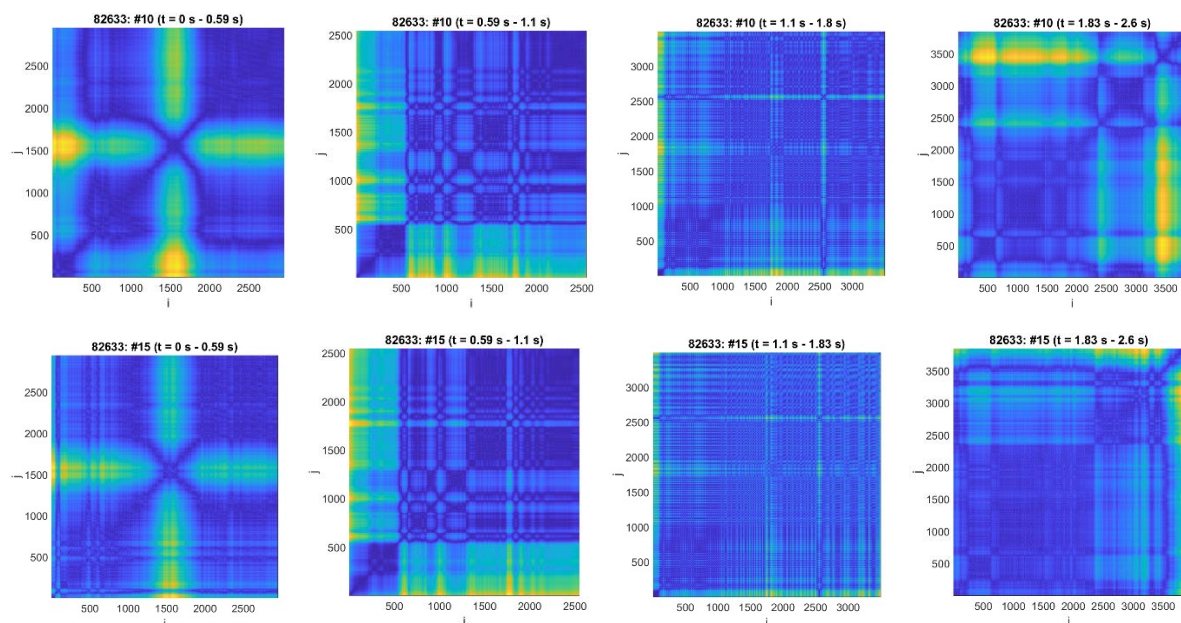


Rys. 4.108 Wykresy RP uwzględniające promień sąsiedztwa $R = 0.2$ odległości między wszystkimi punktami powstałe w oparciu o macierze odległości z Rys. 4.106 dla kilku 1 s przedziałów czasowych sygnału z kanału H22.

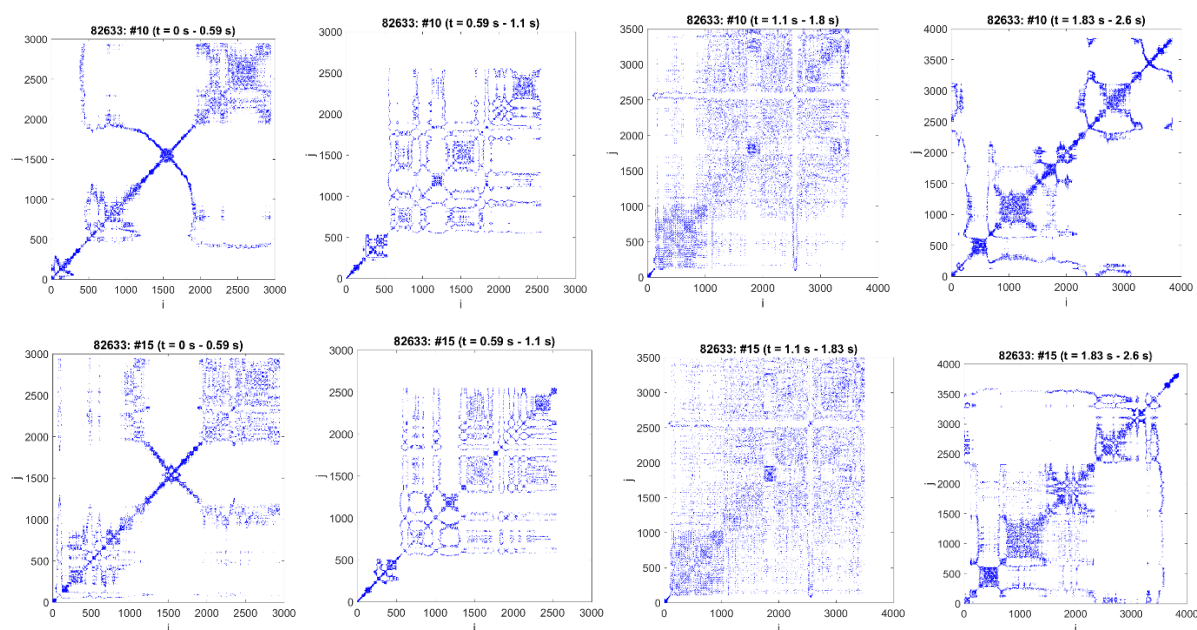
Z Rys. 4.106-4.108 można wywnioskować, że poszczególne przedziały czasowe reprezentują kolejno:

- 1) sygnał niestacjonarny z szybką zmianą trendu ($t = 3 - 4$ s);
- 2) sygnał stacjonarny z „chaotycznymi” oscylacjami o zmiennej amplitudzie ($t = 7 - 8$ s);
- 3) sygnał stacjonarny zanieczyszczony szumem o wysokiej częstotliwości ($t = 11 - 12$ s);
- 4) sygnał stacjonarny z oscylacjami, które wykazują regularne wzorce ($t = 16 - 17$ s).

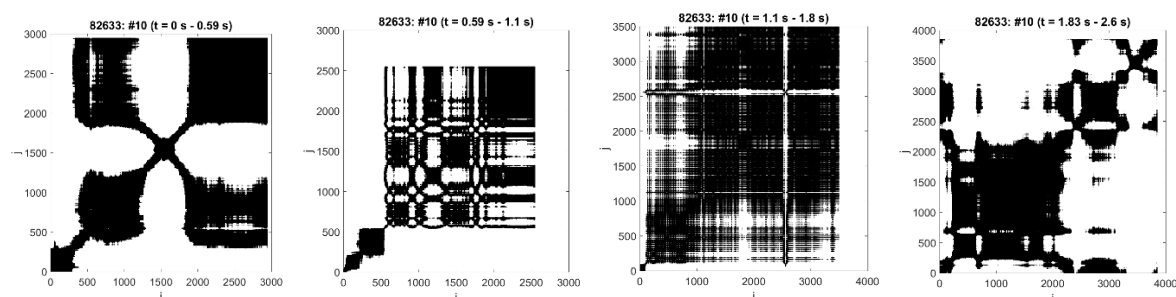
Poniżej przedstawiono trzy rodzaje wykresów RP dla TCV#82633, uwzględniając cztery różne fazy dynamiki z Tab. 4.2.

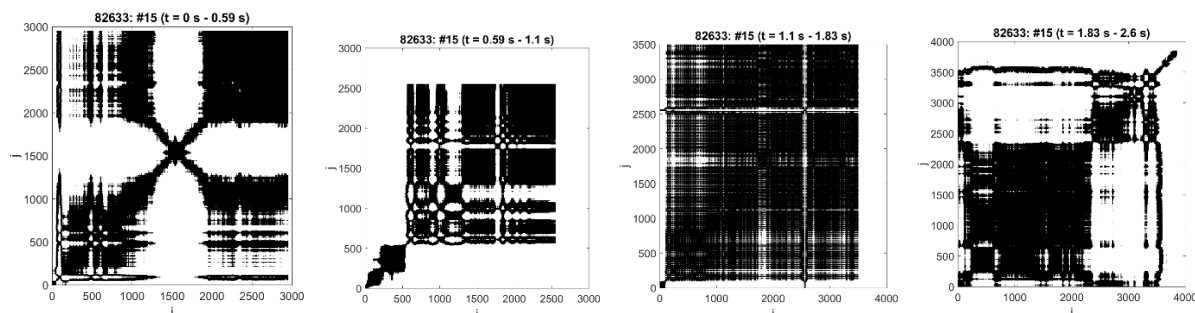


Rys. 4.109 Wykresy RP dla TCV#82633 w postaci macierzy odległości między poszczególnymi punktami danych w osadzonej przestrzeni. Na górze umieszczono wykresy dotyczące kanału #10, a na dole kanału #15. Kolor niebieski oznacza niewielką odległość między punktami szeregu czasowego w przestrzeni d-wymiarowej, czyli wysokie prawdopodobieństwo sąsiedztwa między tymi punktami, kolor żółty oznacza dużą odległość między punktami lub brak sąsiedztwa.



Rys. 4.110 Wykresy RP uwzględniające $N_s = 10$ najbliższych sąsiadów powstałe w oparciu o macierze odległości z Rys. 4.109. Na górze umieszczono wykresy dotyczące kanału #10, a na dole kanału #15.





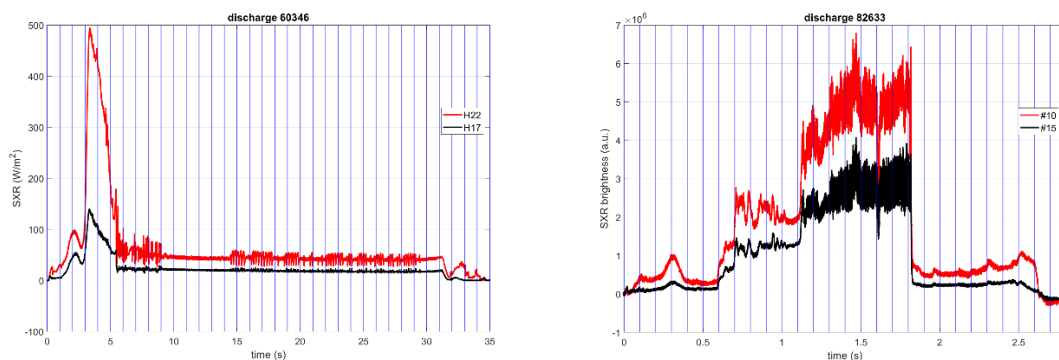
Rys. 4.111 Wykresy RP uwzględniające promień sąsiedztwa $R = 0.2$ odległości między wszystkimi punktami powstałe w oparciu o macierze odległości z Rys. 4.109. Na górze umieszczono wykresy dotyczące kanału #10, a na dole kanału #15.

Macierze odległości z Rys. 4.109 i wykresy RP z Rys. 4.110-111 pokazują typowe cechy różnej dynamiki w wybranych oknach czasowych sygnału SXR dla obu kanałów:

- 1) w przypadku faz 1 i 4 mamy do czynienia z sygnałem niestacjonarnym z szybką zmianą trendu, co prowadzi do pojawienia się całkowicie odrębnych stref na wykresach RP;
- 2) w fazie 2 występuje na początku szybka zmiana trendu, po której następuje plateau ze stosunkowo niskimi fluktuacjami częstotliwości;
- 3) faza 3 reprezentuje sygnał stacjonarny z oscylacjami o wysokiej częstotliwości.

Chociaż obserwacje wzorów przedstawionych na RP pozwalają na określenie głównych cech dynamiki czasowej sygnału, wartościowe jest zdefiniowanie wskaźników jakościowych, które pozwalają na określenie cech sygnału o określonych wielkościach. Ta dziedzina badań nosi nazwę „Recurrence Quantification Analysis”. Polega ona głównie na wyodrębnianiu liczby i długości odcinków utworzonych na wykresie RP (poziomych, pionowych, ukośnych) oraz dokonywaniu statystycznego porównania sygnałów o różnym charakterze.

W ramach zadań dotyczących pakietu TE (ang. *Tokamak Exploitation*) podjęto pierwszą próbę analizy RQA dla sygnałów SXR. W tym celu podzielono sygnały WEST #60346 i TCV #82633 na okna czasowe o długości 1 s (Rys. 4.112).



Rys. 4.112 Ewolucja czasowa SXR dla WEST #60346 (po lewej) i TCV #82633 (po prawej). Przedziały czasowe poddane analizie zaznaczono pionowymi niebieskimi liniami.

Poniżej przedstawiono definicje współczynników użytych podczas analizy RQA.

Współczynnik powrotu RR (ang. *Recurrence Rate*) lub inaczej stopień rekurencji, jest wyrażany w procentach i określony poprzez stosunek liczby punktów znajdujących się na wykresie RP do liczby wszystkich możliwych punktów:

$$RR = \frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N RP_{i,j}^d \times 100\%.$$

Odcinki ukośne równoległe do przekątnej $i = j$ pojawiają się na RP wtedy, gdy trajektoria odwiedza ten sam obszar przestrzeni fazowej, czyli wskazują istnienie zachowań rekurencyjnych. Natomiast ich długość wiąże się z

prawdopodobieństwem wystąpienia chaosu deterministycznego. Oznaczając przez L_{max} maksymalną długość odcinka ukośnego (poza przekątną), można wprowadzić wskaźnik DIV zdefiniowany jako:

$$DIV = \frac{1}{L_{max}}$$

który ma związek z wykładniczym rozbieganiem się (dywergencją) trajektorii przestrzeni fazowej, a więc z sumą dodatnich wykładników Lapunowa.

Następny wskaźnik DET pokazuje procentowy udział powracających punktów, które tworzą na wykresie odcinki ukośne o długości l równoległe do przekątnej $i = j$:

$$DET = \frac{\sum_{l=l_{min}}^N lP(l)}{\sum_{i,j=1}^N RP_{i,j}^d} \times 100\%$$

gdzie l_{min} jest minimalną długością odcinka ukośnego, a wartość $P(l)$ jest rozkładem długości odcinków ukośnych.

Pojawienie się na RP odcinka ukośnego o długości l oznacza, iż odcinek trajektorii pozostaje w pobliżu innego odcinka trajektorii powstałego w innym czasie podczas l kroków czasowych; zatem te odcinki ukośne są związane z rozbieżnością (dywergencją) segmentów trajektorii. Zrozumiałe jest zatem, że jako miarę determinizmu (przewidywalności) systemu wprowadza się stosunek punktów rekurencji, które tworzą struktury równoległe do przekątnej $i = j$ (o długości co najmniej l_{min}) do wszystkich punktów rekurencji.

Średnia długość odcinków ukośnych L to średni czas, w którym dwa odcinki trajektorii znajdują się blisko siebie i można ją interpretować jako średni czas przewidywania:

$$L = \frac{\sum_{l=l_{min}}^N lP(l)}{\sum_{l=l_{min}}^N P(l)}$$

Następny użyty parametr, ENTR, to entropia informacyjna Shannona definiowana jako:

$$ENTR = \sum_{l=l_{min}}^N p(l) \ln [p(l)]$$

gdzie prawdopodobieństwo $p(l)$ określa wzór:

$$p(l) = \frac{P(l)}{\sum_{l=l_{min}}^N P(l)}$$

gdzie $P(l)$ jest rozkładem długości odcinków ukośnych równoległych do przekątnej $i = j$.

Następny parametr, laminarność LAM, wyraża procentowy udział stanów laminarnych wśród wszystkich stanów układu; określa on udział punktów tworzących na wykresie odcinki pionowe:

$$LAM = \frac{\sum_{v=v_{min}}^N vP(v)}{\sum_{i,j=1}^N RP_{i,j}^d} \times 100\%$$

gdzie $P(v)$ to rozkład występowania odcinków pionowych o długości v .

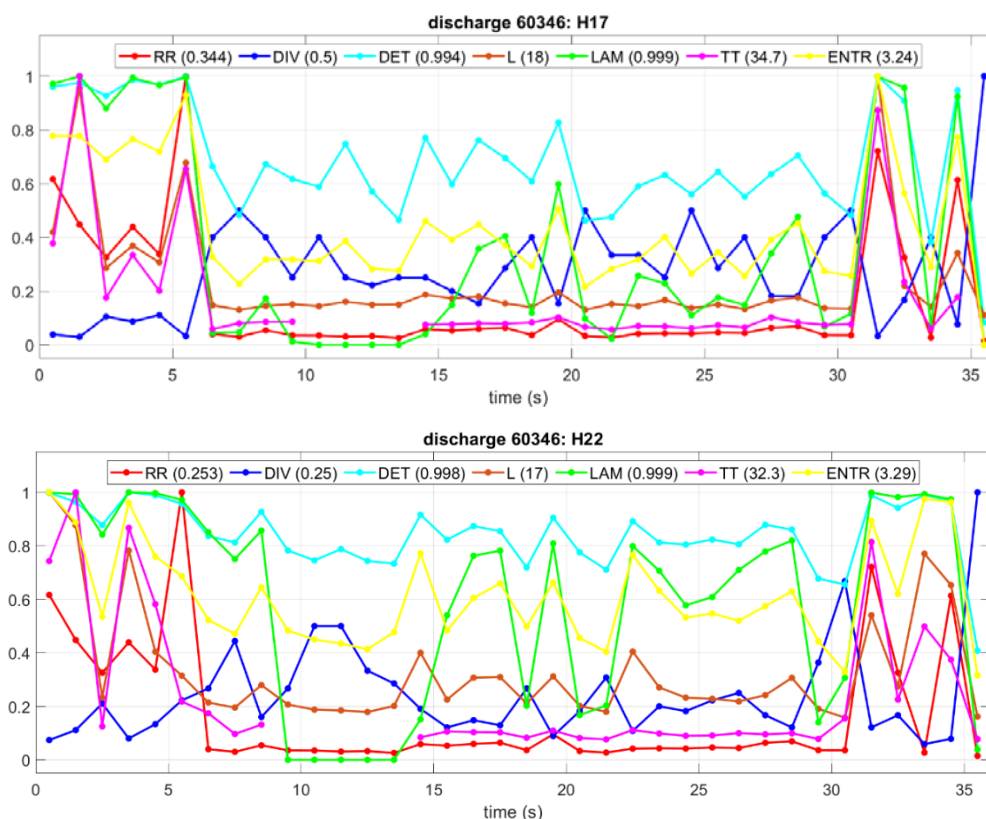
Wartość LAM zmniejszy się, jeśli RP będzie się składać z większej liczby pojedynczych punktów niż struktur pionowych. Gdy na wykresie nie będą występowały odcinki pionowe, co będzie oznaczać, że układ nie będzie wykazywał stabilnych zachowań nawet w krótkich skalach czasowych, to wartość LAM będzie równa 0 %.

Ostatnim przebadanym wskaźnikiem jest średnia długość struktur pionowych nazywana czasem pułapkowania (TT ang. *Trapping Time*):

$$TT = \frac{\sum_{v=v_{min}}^N vP(v)}{\sum_{v=v_{min}}^N P(v)}$$

Szacuje ona średni czas, przez który system pozostaje w określonym stanie.

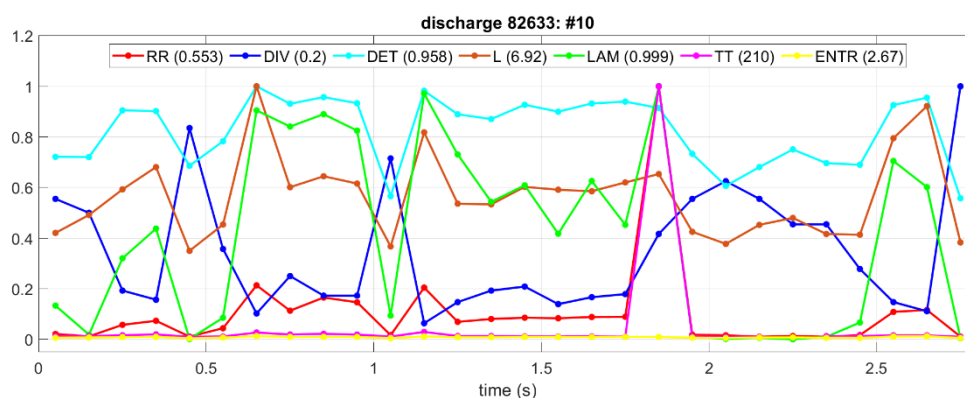
Wyniki RQA dla WEST#60346 dla dwóch kanałów (H17 i H22) przedstawiono na Rys. 4.113, a dla TCV#82633 dla dwóch kanałów (#10 i #15) na Rys. 4.114. Wielkości zostały znormalizowane do ich maksymalnej wartości podanej w legendzie, co pozwala na narysowanie ich wszystkich na jednym wspólnym wykresie.

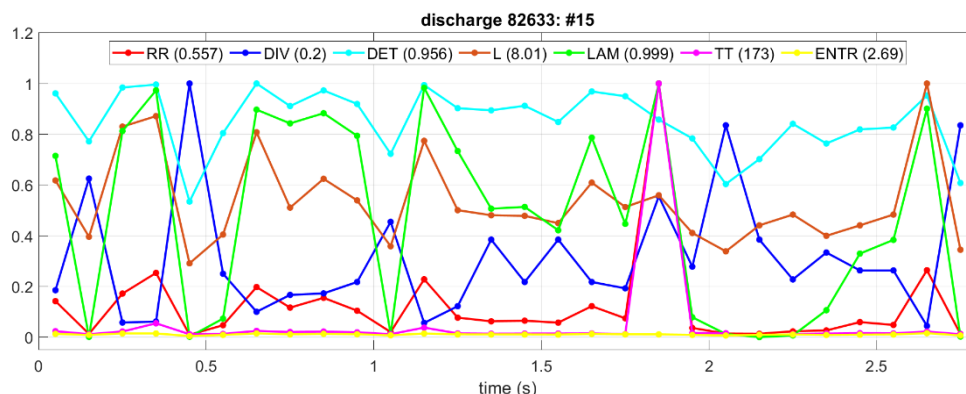


Rys. 4.113 Analiza ilościowa RQA oparta na RP dla kanałów SXR H17 i H22 wyladowania WEST #60346.

Na Rys 4.113 zauważono, że dwa parametry pozostają bardziej wrażliwe niż pozostałe na zmianę dynamiki sygnału: dywergencja (DIV) i laminarność (LAM). Można również zauważyć, że współczynnik powrotu (RR) jest dość niski podczas znaczącej części trwania czasu wyladowania, co oznacza, że gęstość punktów w RP jest niska. Może to powodować problemy z określeniem niepewności tego parametru.

Po zweryfikowaniu poprawności doboru właściwego opóźnienia czasowego i wymiaru osadzenia, planowane jest badanie optymalizacyjne dotyczące promienia sąsiedztwa i branej pod uwagę liczby sąsiadów. Pozwoli to lepiej kontrolować gęstość punktów na wykresach RP i przypuszczalnie uzyskać bardziej stabilne wartości parametrów RQA.





Rys. 4.114 Analiza ilościowa RQA oparta na RP dla kanałów SXR #10 i #15 wyładowania TCV #82633.

Po wykreśleniu ewolucji czasowej parametrów RQA dotyczących wyładowania z tokamaka TCV widocznych na Rys. 4.114, trudno jest wyodrębnić jakieś konkretne zachowania czy trendy. Powód może być podobny do przypadku WEST, tj. brak dostatecznej optymalizacji parametrów: wartości opóźnienia czasowego, wymiaru osadzenia, promienia sąsiedztwa itd. Godne uwagi jest to, że przejścia między różnymi fazami plazmy są wyraźnie widoczne w ewolucji czasowej dywergencji (DIV) i laminarności (LAM) – podczas każdego przejścia pojawiają się nagłe piki.

W celu analizy eksperymentów na tokamakach JET i MAST-U przeprowadzono symulacje przy użyciu kodu TRANSP, który jako narzędzie służy do analizy warunków panujących w centrum sznura plazmowego tokamaka podczas wyładowania. TRANSP służy do analizy transportu plazmy głównej i przedstawienia spójnego obrazu procesów zachodzących podczas wyładowania sznura plazmowego. Przy użyciu kodu TRANSP można modelować takie zjawiska jak grzanie plazmy i dystrybucja mocy grzania pomiędzy elektrony i jony, wyjście neutronów wraz ze składowymi pochodzącymi od różnych typów reakcji jądrowych, współczynniki dyfuzji i konwekcji, energię diamagnetyczną zmagazynowaną w wyładowaniu i wiele innych wielkości, których znajomość wymaga użycia danych z diagnostyk dostępnych na danym tokamaku.

W ramach tematu RT-01 analizowano wyładowania na tokamaku JET, których celem było opracowanie scenariusza stabilnego wyładowania mającego w przyszłości być zastosowanym na tokamak ITER. Jest to wyładowanie typu baseline z dużą mocą grzania (między 20 a 30 MW NBI oraz 2-3 MW grzania ICRH) i z domieszkowaniem neonu, w celu zapobiegania niestabilnościom występujących w zewnętrznych częściach oraz redukcji obciążenia cieplnego dywertyora. Eksperyment odbył się dla różnych wartości pola magnetycznego i różnych wartości prądu indukowanego w sznurze plazmowym.

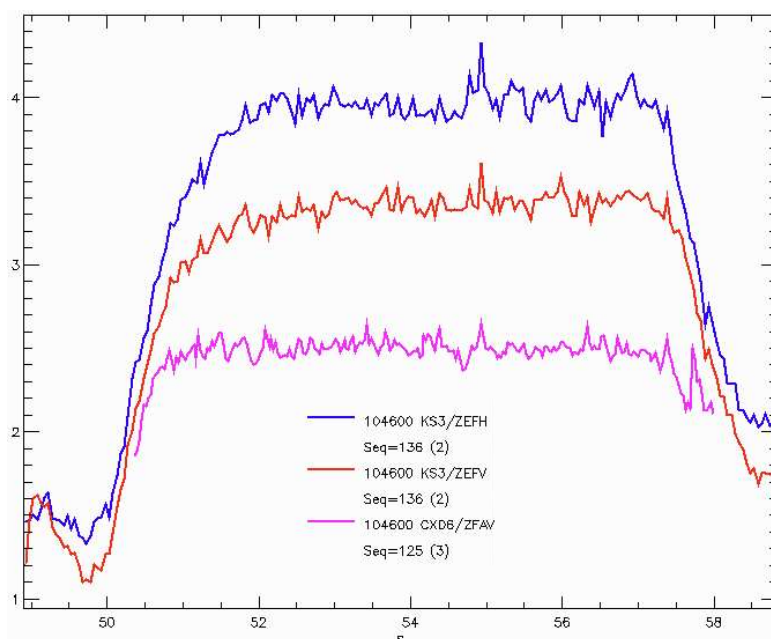
Wyładowania analizowane w ramach eksperymentu RT22-01 wyliczono w Tabeli 4.10.

Tabela 4.10. Lista wyładowań z kampanii eksperymentalnej JET-DTE3 analizowanych w ramach eksperymentu RT22-01.

Nr wyładowania	Grzanie NBI/ICRH [MW]	Pole magnetyczne [T]	Prąd [MA]	Domieszkowanie Ne [$\times 10^{22}/s$]	podzadanie
104555	29/4.8	2.9	2.5	1.9	RT-10
104593	28/3.8	2.9	3.0	2.0	RT-10
104594	27.6/4	2.9	3.0	1.37	RT-10
104600	29.9/5.1	2.9	3.0	1.58	RT22-01
104601	29.9/5.1	2.9	2.5	1.69	RT-10
104621	29.6/3.6	2.9	3.0	2.3	RT-10
104623	24.7/3	2.7	3.0	0	RT-10
104690	29.7/2.9	3.43	2.28	0.014	RT-10
104694	29.7/3.6	2.88	3.18	0.7	RT22-01

Analizowane wyładowania były częścią trzeciej kampanii eksperymentalnej z paliwem Deuterowo-Trytowym (DTE3). Przygotowując analizę wyładowań z Tabeli 4.2 priorytet miały te, dla których były dostępne dane z pomiarów temperatury jonowej. W pierwszej kolejności przeprowadzono analizę wystrzału 104600. Profile gęstości elektronowej i temperatury elektronowej wyznaczono z danych diagnostyki rozpraszania Thomsona w wysokiej rozdzielczości (HRTS – *High Resolution Thomson Scattering*). Dodatkowo użyto pomiarów emisji promieniowania cyklotronowego elektronów (ECE- *Electron Cyclotron Emission*) w celu dokładniejszego określenia temperatury elektronowej. W celu wyznaczenia profili temperatury jonowej i toroidalnej rotacji plazmy wykorzystano dane z pomiaru wymiany ładunkowej (CX-*Charge eXchange*) przy użyciu diagnostyki KS5 (*Charge Exchange Recombination Spectroscopy*). Użyto do tego jonów neonu w centrum plazmy (core CX) oraz jonów plazmy głównej w plazmie brzegowej (Edge CX). Początkowo była dostępna ograniczona informacja odnośnie składu domieszek, które rozcieńczały plazmę główną będącą mieszkanką deuteru i trytu. Póki nie była dostępna pogłębiona analiza składu domieszek na podstawie kompleksowej analizy różnych dostępnych diagnostyk, koncentrację domieszek oparto na diagnostyce KS5. Pomiar efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff} , diagnostyka KS3), który jest głównym wyznacznikiem rozcieńczenia plazmy domieszkami wydawały się początkowo ekstremalnie wysokie, co rodziło wątpliwości, co do ich wiarygodności. Wartości pomiarów diagnostyki KS3 rewaluowano kilkakrotnie w 2024 roku. Warto podkreślić, że podwyższone wartości Z_{eff} nie były kompletnym zaskoczeniem ze względu na domieszkowanie neonem, który rozcieńcza plazmę. W tabeli 4.2 zamieszczono stopień domieszkowania neonem. Punktem wyjścia są wyładowania z bardzo małym lub zerowym domieszkowaniem neonem.

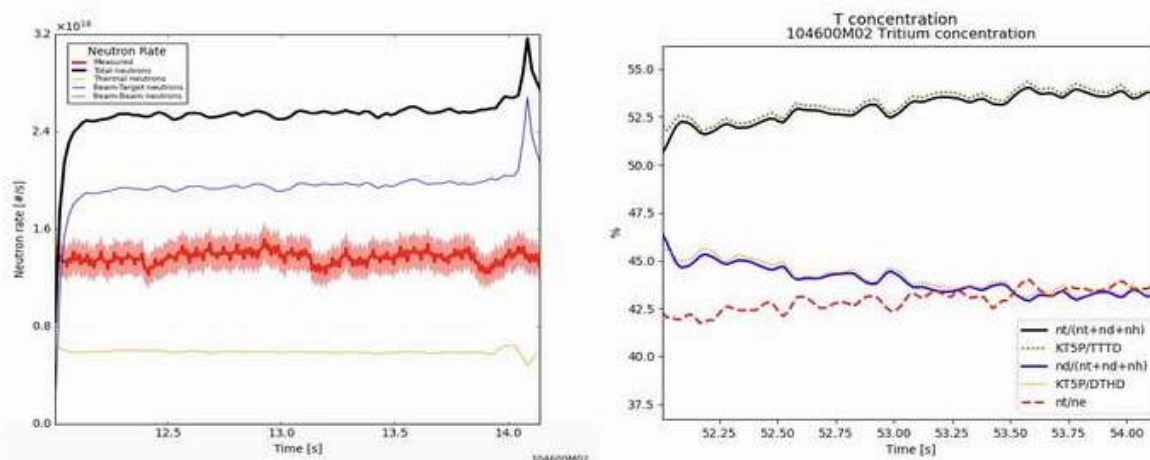
Dla ustalenia uwagi zaczęto od wyładowania #104600. Jako dolną granicę wartości Z_{eff} przyjęto wartość wyznaczoną w ramach walidacji danych z diagnostyki KS5 (CXD6/ZFAV – różowy na Rys. 4.115.), biorąc pod uwagę jedynie koncentrację berylu i neonu. Przyjęto zgodnie z diagnostyką KS5 koncentrację neonu na poziomie 2.2 %, a berylu na poziomie 1% gęstości elektronowej. Wartość koncentracji deuteru i trytu wzięto z pomiarów diagnostyki KT5P (Rys. 4.116 prawy). Jest to diagnostyka mierząca względną koncentrację izotopów wodoru.



Rys. 4.115 Wartości ładunku efektywnego dla wyładowania JPN 104600: KS3/ZEFH - pomiar w linii poziomej, przechodzącej przez środek plazmy, ZEFV - pomiar w linii pionowej w kierunku dywertora, CXD6/ZFAV - Pomiar na podstawie diagnostyki CX.

Znajduje się ona poniżej dywertora i mierzy odpompowane i zneutralizowane atomy plazmy głównej. Źródłem niepewności w tej diagnostyce, oprócz błędów pomiarowych, jest fakt, że mierzy koncentrację gazów odpompowanych z całej komory tokamaka, tym samym nie dostarcza informacji nt. różnicy w koncentracji izotopów wodorów pomiędzy warstwą centralną i brzegową. Źródłem trytu był tylko nadmuch (*gas puff*) z dysz znajdujących się w ścianie tokamaka, natomiast źródłem deuteru był zarówno nadmuch jak i iniekcja wysokoenergetycznych neutralnych atomów (NBI – *Neutral Beam Injection*) bezpośrednio do centrum sznura plazmowego. Ponadto, badany czas pułapkowania (średni czas przebywania jonu plazmy w obrębie sznura

plazmowego - *Confinement time*) jonów deuteru i jonów trytu był różny, jak zaobserwowano w eksperymentach z wykorzystaniem plazmy deuterowej i plazmy trytowej. Z reguły czas uwięzienia jonów trytu jest większy. Biorąc pod uwagę powyższe czynniki, stosunek koncentracji trytu i deuteru mierzony w diagnostyce KT5P mógł odbiegać od rzeczywistych warunków panujących w centrum sznura plazmowego. Szczególnie, kształt profili gęstości deuteru i trytu mógł być różny, co miało wpływ na wyjście neutronów z głównego źródła, czyli reakcji DT. Pierwsza symulacja o numerze identyfikacyjnym M02, plazmy centralnej wyładowania JPN 104600 kodem TRANSP przewiduje znacznie większe od mierzonego wyjście neutronowe (Rys. 4.116, lewy). Następnie wykonano serię symulacji mających na celu zmierzenie wpływu trzech czynników na obliczone wyjście neutronów. Trzy badane czynniki to: stosunek koncentracji deuteru do koncentracji trytu w centrum sznura plazmowego, wartość efektywnego ładunku plazmy- Z_{eff} oraz wielkości dyfuzji szybkich jonów pochodzących od grzania NBI. Dyfuzja szybkich jonów deuteru ma ujemny wpływ na liczbę reakcji fuzji deuter-tryt. Większa dyfuzja oznacza szybszą dyssypację energii szybkich cząstek i tym samym zmniejszenie przekroju czynnego na rozpraszanie deuter-tryt. Wartość dyfuzji szybkich cząstek zwiększają niestabilności plazmy, zwłaszcza w brzegowych rejonach sznura plazmowego. Schemat symulacji przeprowadzony dla wyładowania 104600 został przedstawiony na Rys. 4.117. Podstawowe dane nt. symulacji, czyli rekonstrukcje równowagi magnetycznej (eftp/gszepesi/413), użyta wartość efektywnego ładunku Z_{eff} i skład domieszek znajdują się na górze rysunku. Symulacja M03 stanowi punkt wyjścia. Następnie zmieniany jest tylko jeden z parametrów. Jaki parametr i do jakiej wartości jest zmieniany jest oznaczone przy każdej strzałce prowadzącej z pola górnego do pola poniżej. Wartości parametrów były stopniowo zmieniane, że do momentu, w którym osiągnięto wyjście neutronów zgodne z pomiarem eksperymentalnym. Pola te oznaczone są na zielono. W przypadku skanu wartości anomalnej dyfuzji szybkich jonów nie osiągnięto wartości wyjścia neutronów zgodnej z pomiarem. Oznacza to, że przyjęcie w symulacji zerowej wartości dyfuzji anomalnej szybkich jonów nie może odpowiadać w całości za przeszacowanie wyjścia neutronów. Muszą istnieć inne czynniki odpowiedzialne. W przypadku pozostałych dwóch skanów znaleziono wartości Z_{eff} oraz stosunku gęstości trytu do koncentracji elektronowej (n_t/n_e) takie, że wyjście neutronów było porównywalne z pomiarem. Ze względu na to, że nie znamy ostatecznego obrazu plazmy w tokamaku, tzn. nie wiemy dokładnie jaki jest profil trytu, nie znamy wartości dyfuzji anomalnej szybkich jonów, nie znamy dokładnie składu domieszek a także innych czynników, których tu nie uwzględniliśmy, musimy założyć, że wszystkie one mają wpływ. Celem tej analizy było określenie jak duży jest wpływ na wyjście neutronów każdego z tych czynników osobno oraz znalezienie granic przestrzeni parametrów, w której można badać kombinacje wpływu tych parametrów na wyjście neutronów. Na tym etapie istniało wiele kombinacji trzech wymienionych parametrów, dla których wyjście neutronów było zgodne z pomiarem. W celu zawężenia przestrzeni parametrów, grupa z Uniwersytetu Sapienza w Rzymie wykonała symulacje transportu domieszek kodem JETTO Sanco dla wyładowania JPN 104594. Następnie wykorzystaliśmy dane wyniki tych symulacji (Tabela 4.2), żeby sprawdzić czy TRANSP może obliczyć taką samą wartość wyjścia neutronów co JETTO. Na Rys.4.118 pokazano wyniki wyjścia neutronów obliczonego w symulacji 104594M01 w oparciu o dane z Tabeli 4.11.

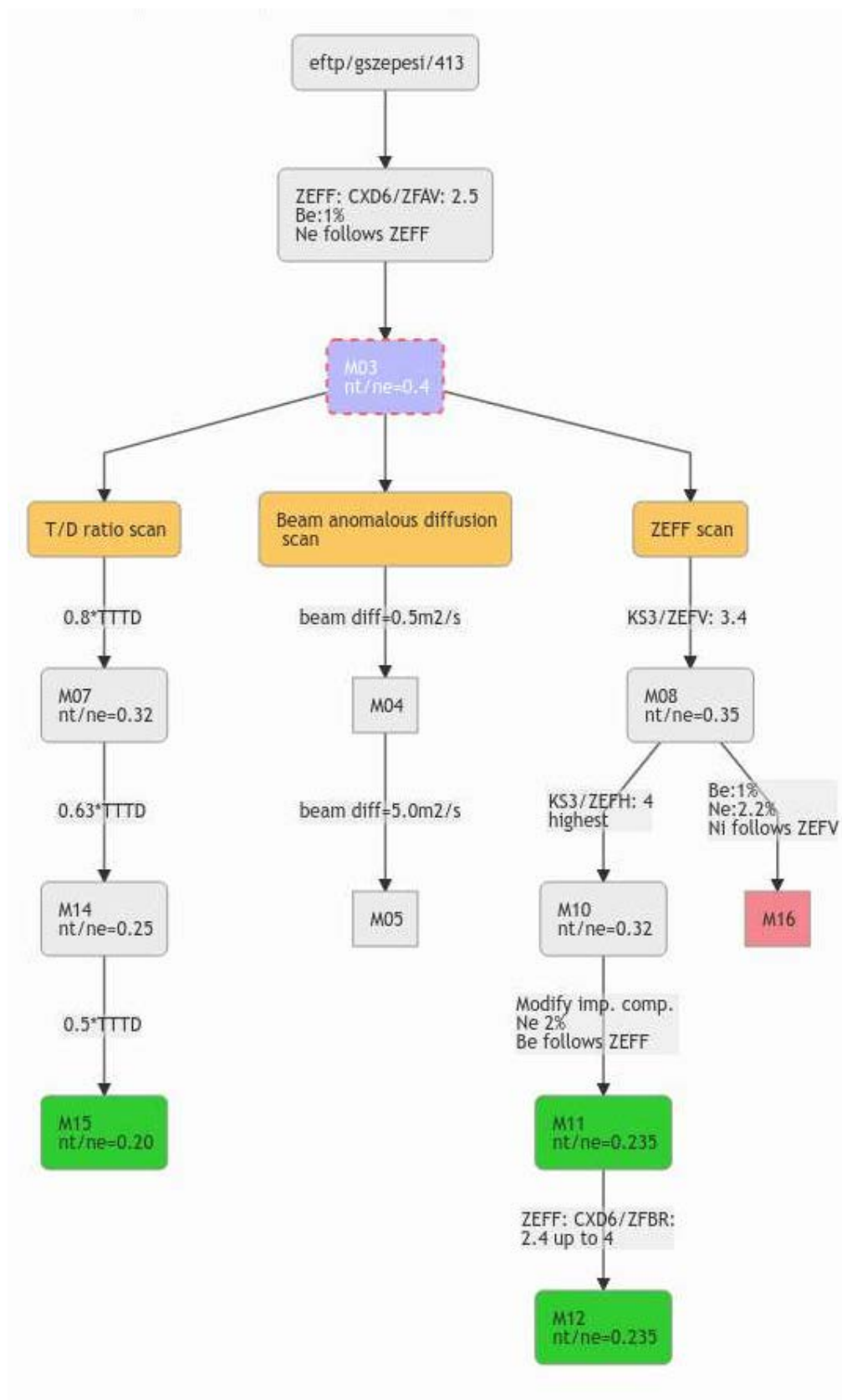


Rys. 4.116 Lewo: Wyjście neutronów dla symulacji M02: czarny- wartość całkowita, niebieski - neutrony beam-target, żółty - neutrony termiczne, czerwony- zmierzone w eksperymencie. Prawo: koncentracja deuteru i trytu w symulacji w porównaniu z diagnostyką KT5P.

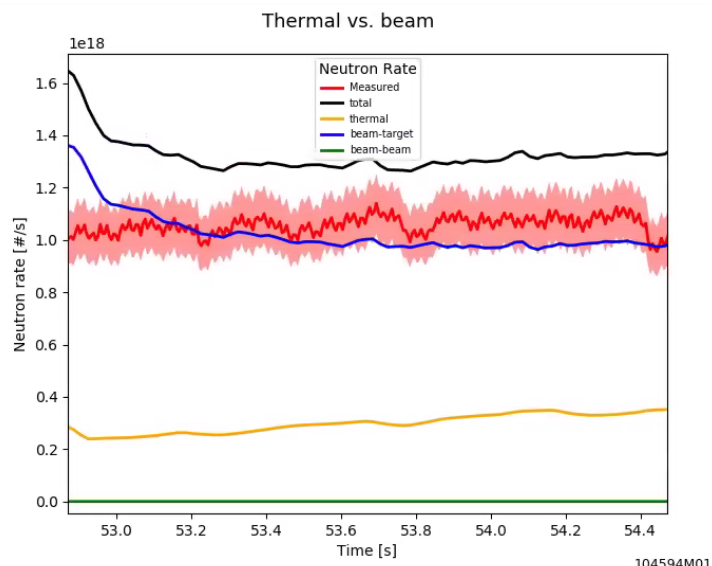
Tabela 4.11. Dane wejściowe dla symulacji 104594M01.

JINTRAC run: Neutron rate match to TIN/RNT

- PPF: **104594/jhb3479/514**
- mapped on sqrt of normalized toroidal flux (NRI = 5)
- Equilibrium: use **EFTP/gszepesi/317** in interpretive mode
- NE: 104594/jhb3479/JSP/NE/514
- TE: 104594/jhb3479/JSP/TE/514
- TI: 104594/jhb3479/JSP/TI/514
- OMG: 104594/jhb3479/JSP/ANGF/514
- 1st imp: 104594/jhb3479/SSP1/NI/514
 - - Be, Z = 4
- 2nd imp: 104594/jhb3479/SSP2/NI/514
 - - Ne, Z = 10
- 3rd imp: 104594/jhb3479/SSP3/NI/514
 - - W, Z = 74
- 4th imp: 104594/jhb3479/SSP3/NI/514
 - - Ni, Z = 28
- ZEFP: 104594/jhb3479/JSP/ZEFP/514
- NT: 104594/jhb3479/JSP/NIT/514



Rys. 4.117 Schemat analizy wpływu trzech głównych czynników (koncentracja trytu, dyfuzji szybkich jonów i ładunek efektywny) na wyjście neutronowe dla wyladowania JPN 104600. Kolorem zielonym oznaczone są symulacje, w których wyjście neutronów zgadza się z danymi eksperymentalnymi.



Rys. 4.118 Wyjście neutronów dla symulacji 104594M01.

W symulacji 104594M01 wyjście neutronów jest wciąż większe niż mierzone, ale przeszacowanie jest znacznie mniejsze niż w symulacji 104600M02 z Rys. 4.116.

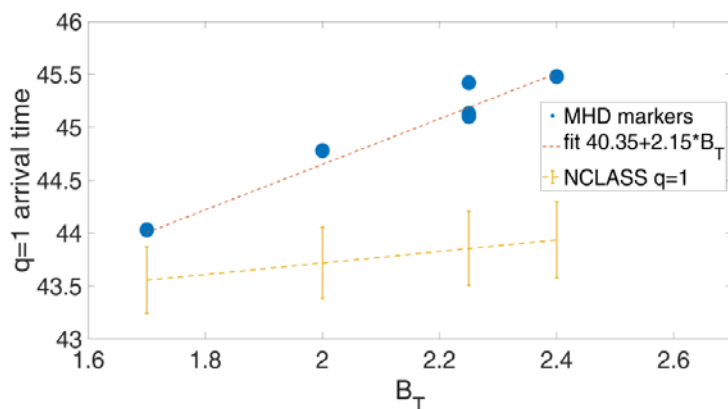
Podprojekt RT-08 składa się z dwóch części badawczych.

Badania mechanizmu „flux pumping”.

Niestabilność sawtooth jest oscylacją relaksacyjną występującą w pobliżu osi pola magnetycznego plazmy rdzeniowej i jest wszechobecna w większości dużych tokamaków. Niestabilność sawtooth może stanowić załazek wysp magnetycznych dla modów NTM (ang. *Neoclassical Tearing Mode*), niestabilności, która może potencjalnie wpłynąć negatywnie na pułapkowanie energii i cząstek w wyładowaniu tokamakowym, a nawet może prowadzić do zerwania sznura plazmowego (ang. *disruption*). Cykl sawtooth polega na powolnym wzroście, a następnie szybkim spłaszczeniu ciśnienia w centralnym obszarze plazmy. Według jednego z zaproponowanych modeli fizycznych, modelu Kadomtseva, niestabilność sawtooth związana jest ze zjawiskiem rekoneksji linii pola magnetycznego, która zachodzi, gdy jednemu obiegowi linii toroidalnego pola magnetycznego odpowiada jeden obieg linii sił pola poloidalnego (mod $m=1$, $n=1$). Możliwość występowania omawianych niestabilności obserwuje się wyznaczając współczynnik bezpieczeństwa q (safety factor q). Współczynnik bezpieczeństwa q jest stosunkiem krotności obiegu danej linii pola magnetycznego wokół osi pionowej tokamaka (składowa toroidalna) do krotności obiegu wokół osi magnetycznej sznura plazmowego (składowa poloidalna). Współczynnik przyjmuje tylko jedną wartość na danej powierzchni magnetycznej, jest zatem funkcją strumienia magnetycznego (ang. *magnetic flux*). Scenariusz wyładowania, w którym unika się niestabilności sawtooth, jest nazywany scenariuszem hybrydowym (ang. *hybrid scenario*). Wartość współczynnika bezpieczeństwa pozostaje w nim (przynajmniej podczas pierwszych etapów) utrzymywana powyżej jedności, a jego profil jest płaski w centralnej części. Profil prądu jest szerszy, a dyfuzja prądu jest zredukowana poprzez dodatkowe grzanie plazmy podczas fazy rozruchu prądu (ang. *current ramp-up*). Modelowanie dyfuzji prądu wskazuje, że wartość współczynnika bezpieczeństwa powinna spaść poniżej jedności, jednakże obserwacje eksperymentalne temu przeczą. Uważa się, że może być za to odpowiedzialne m.in. zjawisko pompowania strumienia magnetycznego (ang. *flux pumping*). Zjawisko flux-pumping może, ale nie musi występować w trakcie wyładowania hybrydowego.

Podprojekt RT-08 zajmuje się badaniem zjawiska flux pumping celem ekstrapolacji scenariusza hybrydowego do przyszłych tokamaków (ITER, DEMO). Mechanizm flux pumping został zaobserwowany eksperymentalnie na tokamakach ASDEX-Upgrade (AUX) i DIII-D, aczkolwiek nie został zaobserwowany na tokamaku JET przed kampanią eksperymentalną w roku 2023. Eksperymenty na tokamaku JET w ostatnim roku jego funkcjonowania miały na celu opracowania wersji scenariusza hybrydowego, w którym zachodziłby mechanizm flux pumping. Eksperymenty odbyły się w 2023 roku. Modelowanie ewolucji prądu zostało zaplanowane na rok 2024. W ramach podprojektu RT-08 wykonano badania wpływu dyfuzji prądu na wartość poloidalnego pola magnetycznego i tym samym kształt profilu współczynnika bezpieczeństwa q początkowych stadiach wyładowania. Do symulacji użyto kodu TRANSP. Symulacje kodem TRANSP są kluczowym elementem identyfikacji zjawiska flux pumping,

dlatego też powinny one być wiarygodne i zweryfikowane na zestawie wyładowań, w których nie występuje mechanizm pompowania strumienia. Z tego powodu do dostrojenia parametrów TRANSP wybrano zestaw wyładowań omowych. Symulacje są uruchamiane począwszy od fazy ramp-up, a ponieważ model sawtooth nie jest uwzględniony w kodzie TRANSP, oczekuje się, że symulacja wartości współczynnika q na osi magnetycznej (q_0) osiągnie wartość 1 w tym samym czasie, co symulacja eksperymentalna. Czasy osiągnięcia wartości $q_0=1$ uzyskano z analizy MHD przeprowadzonej przez Gianlucę Pucellę i Edmondo Giovannozziego (ENEA, Frascati). Ze względu na ilość wyładowań do analizy, praca została podzielona między trzy osoby: Enrico Aymerich (ENEA, University of Cagliari), Fulvio Auremma (RFX Padova) i Michał Poradziński (IFPiLM, Warszawa). Jednak symulacja fazy ramp-up JET okazała się bardziej złożona niż początkowo przypuszczano, ponieważ przebiegi TRANSP wykonane przy użyciu najczęściej stosowanego modelu rezystywności plazmy (NCLASS) nie zgadzają się z eksperymentalnie zmierzonym profilem współczynnika bezpieczeństwa q (Rys. 4.119).



Rys. 4.119 Rozbieżność pomiędzy czasami, w których $q_0=0$ pochodzącymi z symulacji (żółte) a otrzymanymi z danych eksperymentalnych poprzez analizę markerów MHD.

Zbadano zależność od następujących czynników, od których zależy dyfuzji prądu:

- Model dyfuzji prądu (neoklasyczny NCLASS, Spitzer)
- Czas rozpoczęcia symulacji
- Skład domieszek (wpływa na rezystywność plazmy)
- Kształt profile efektywnego ładunku. (Tabela 4.12)

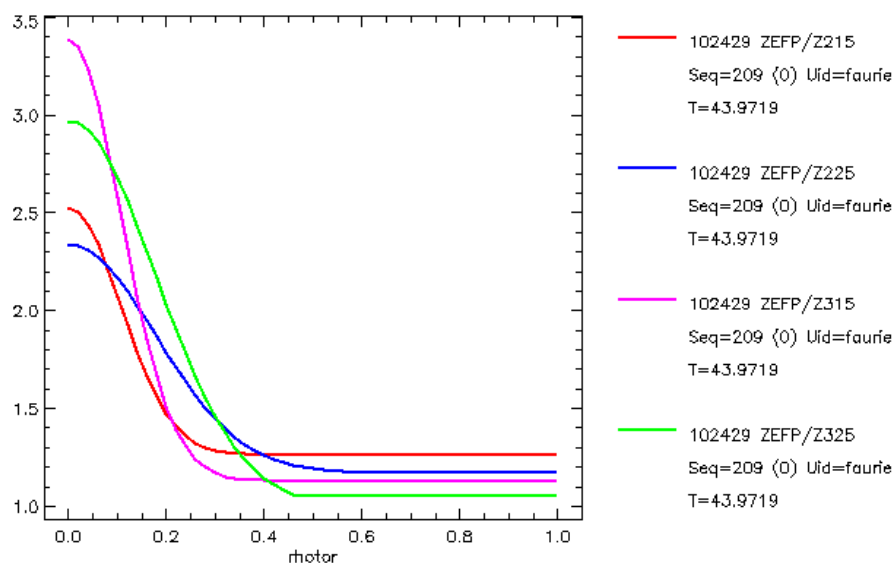
Tabela 4.4 przedstawia wyniki analizy wpływu kształtu profilu ładunku efektywnego Z_{eff} na czas osiągnięcia wartości $q_0=1$. Analizę tę wykonano po wykonaniu analizy z punktu a), w wyniku której wybrano model NCLASS, podpunktu b), w wyniku której wybrano czas rozpoczęcia symulacji $t_1=42$ s oraz podpunktu c), w wyniku, którego wybrano skład domieszek 2 % berylu i 0.05 % wolframu.

Tabela 4.12. Wyniki modelowania dyfuzji prądu z użyciem modelu NCLASS dla różnych kształtów profili Z_{eff} . Przedostatnia kolumna: czas osiągnięcia $q_0=1$. Wykonano przez IFPiLM.

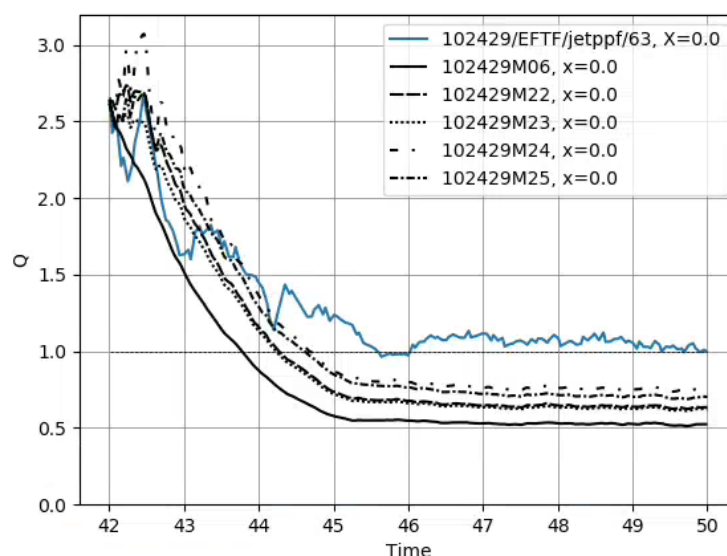
JPN	TRANSP runID	t1	t2	BT(T)	tq=1(s) EXP	ZEFF (JET PPF)	tq0=1(s) TRANSP	tqmin=1(s) TRANSP
102429	M06	42	50	2	44,78	JETPPF/ZEFF/ZEFH/92	43.776	43.776
102429	M22	42	50	2	44,78	FAURIE/ZEFP/Z215/209	44.272	44.225
102429	M23	42	50	2	44,78	FAURIE/ZEFP/Z225/209	44.230	44.245
102429	M24	42	50	2	44,78	FAURIE/ZEFP/Z315/209	44.682	44.545
102429	M25	42	50	2	44,78	FAURIE/ZEFP/Z325/209	44.616	44.616
102429	M26	42	50	2	44,78	JETPPF/ZEFF/ZEFH/105	43.840	43.840
102428	M06	42	50	2,25	45,13	MPORAD/KS3/ZEFH/162	43,887	43,887
102428	M10	42	50	2,25	45,13	FAURIE/ZEFP/Z215/208	44.433	44.433
102428	M11	42	50	2,25	45,13	FAURIE/ZEFP/Z225/208	44.391	44.391

102428	M12	42	50	2,25	45,13	FAURIE/ZEFP/Z315/208	44.765	44.765
102428	M13	42	50	2,25	45,13	FAURIE/ZEFP/Z325/208	44.731	44.731
102428	M14	42	50	2,25	45,13	JETPPF/KS3/ZEFP/102	44.005	44.005

Profile efektywnego ładunku Z_{eff} użyte w badaniu wpływu Z_{eff} na ewolucję prądu są zamieszczone w Rys. 4.120. Natomiast ewolucja wartości współczynnika bezpieczeństwa dla w porównaniu z rekonstrukcją równowagi EFTF (102429/EFTF/jetppf/63) uzyskaną przy użyciu pomiarów MSE (Motional Stark Effect) ukazana jest na wykresie. Warto zwrócić uwagę, że rekonstrukcję równowagi EFTF cechuje duży szum, a co za tym idzie spora niepewność w określeniu czasu osiągnięcia wartości $q=1$. Podsumowując, ewolucja dyfuzji prądu dla wyładowań omowych nie pozwala na trafne odtworzenie profili współczynnika bezpieczeństwa, Pozwala natomiast, przy odpowiednio dobranych ustawieniach modelu na obliczenie czasu, w którym współczynnik bezpieczeństwa osiąga wartość 1.



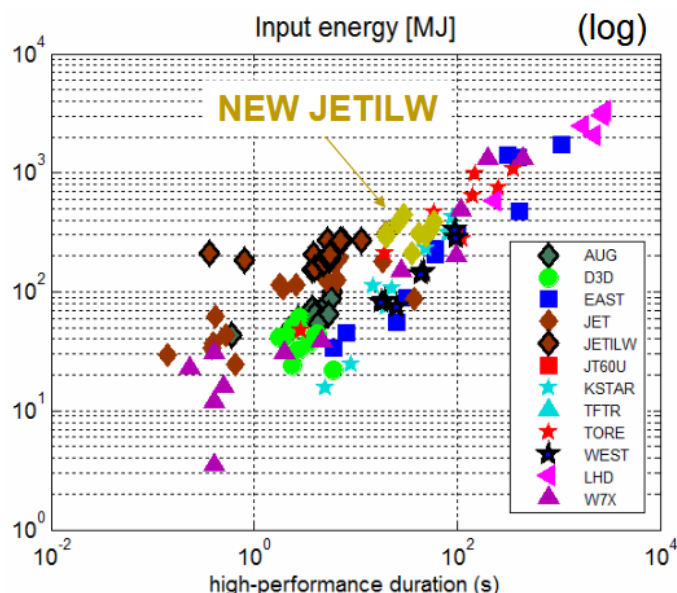
Rys. 4.120 Profile. Z_{eff} użyte w symulacjach dyfuzji prądu dla wyładowania JPN 102429.



Rys. 4.121 Porównanie ewolucji wartości q_0 symulacji TRANSP/NCLASS z tabeli 4.4 z rekonstrukcją równowagi EFTF.

Long Pulse operation

Celem tego podprojektu było zaprojektowanie i przeprowadzenie eksperymentu na tokamaku JET, w którym osiągnięto najdłuższe możliwe wyładowanie trwające 60 s. Kolejnym etapem po eksperymencie było obliczenie, przeprowadzonych wyładowaniach, czasu utrzymania plazmy, zgromadzonej energii plazmy, współczynnika beta (stosunku ciśnienia kinetycznego do magnetycznego) w celu dodania kolejnych punktów do bazy danych CICLOP. Wyładowania dodane do bazy CICLOP dzielą się na dwie grupy, te o długości 30 s i 60 s.



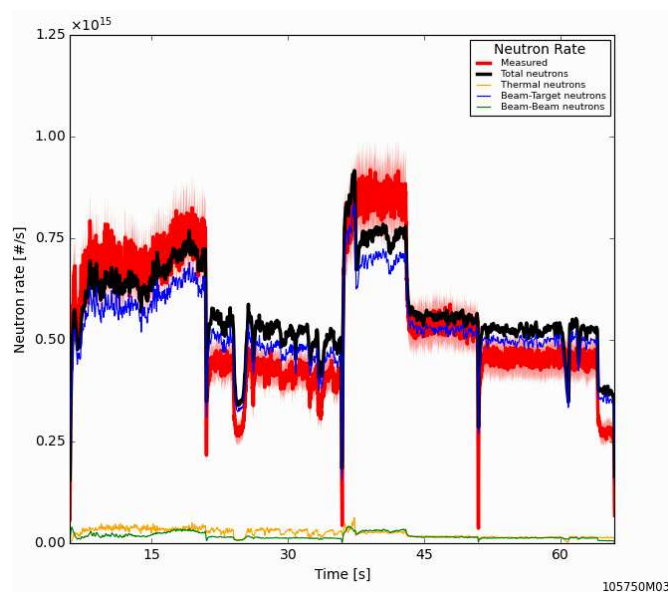
Rys. 4.122 Nowe punkty w bazie CICLOP pochodzące z eksperymentu "Long Pulse Operation" przeprowadzonego na tokamaku JET ILW (ITER-Like-Wall) w ramach podprojektu RT-08.

Wykonano szereg prób symulacji kodem TRANSP zanim otrzymano końcowy wynik. Zadanie przede wszystkim było wymagające pod względem technicznym z dwóch względów. Diagnostyki tokamaka JET nie były przygotowane do zbierania danych przez 60 s czas trwania wyładowania (standardowy czas pełnego wyładowania to ok. 20 s). W związku z tym niektóre dane były zapisane w innym formacie albo miejscu. Zbieranie odpowiednich danych zajęło kilka miesięcy (czerwiec-wrzesień 2024). Następnie kod OMFIT również wymagał wprowadzenia kilku modyfikacji w celu przeprowadzenia tak długiej symulacji. Ostatecznie wykonano symulacji szeregu wyładowań o długości 30s i 60s (Tabela 4.13).

Tabela 4.13. Lista wyładowań eksperymentu RT-08 Long Pulse Operation modelowana kodem TRANSP.

Nr wyładowania JET	Czas trwania	TRANSP RunID
105468	30s	M06
105585	30s	M05
105586	30s	M04
105736	60s	M11
105750	60s	M03

Na Rys. 4.122 przedstawiono porównanie wyniku symulacji produkcji neutronów (czarne) z wartością mierzoną (czerwony). Zgodność jest na poziomie od kilku do ok. 10 % procent w zależności od momentu podczas wyładowania. Pomimo tego, że eksperyment jest częścią zadania RT-08 modelowanie eksperymentu Long Pulse Operation wykonano w ramach czasu alokowanego w podprojekcie RT-10. Wszystkie wykonane analizy zostały zgłoszone uprzednio w systemie ReqCo.



Rys. 4.123 Wyjście neutronowe najdłuższego wyładowania na tokamaku JET 105750. Czerwony - wartość mierzona, Czarny - wynik symulacji TRANSP 105750M03.

W ramach podprojektu RT-10 wchodziło kilka rodzajów aktywności:

1. Wykonywano analizy kodem TRANSP wyładowań tokamaka JET i MAST-U w ramach zgłoszonych zapotrzebowań na analizy w systemie ReqCo (JET) i bazie danych eksperymentu MASTU. W ramach RT-10 wykonano analizę tych wyładowań RT-01 oraz RT-08 (Long Pulse Operation), które zostały zgłoszone w ReqCo.
2. Obsługa techniczna środowiska ATOM/python, OMFIT i TRANSP na serwerze Heimadll (JET Data Centre) i serwerze Freia (MASTU) – aktualizacje, instalowanie brakujących bibliotek itp.
3. Wsparcie użytkowników TRANSP na eksperymencie JET i MAST. Dołączanie nowych użytkowników, szkolenie, pomoc w rozwiązywaniu problemów, wsparcie w wykonaniu zadań w ramach ich projektów.
4. Rozwijanie i tworzenie nowych narzędzi do wykonania zgłoszonych analiz. Stworzono nowe narzędzie dla obsługi kodu TRANSP na tokamaku JET w środowisku OMFIT wraz z interfejsem o nazwie Plasma_Composition. W narzędziu tym można zdefiniować skład plazmy i domieszek oraz ładunku efektywnego. Narzędzie jest szczególnie przydatne dla symulacji wyładowań dla kampanii deuterowo-trytowych.
5. Obsługa modelowania TRANSP kampanii eksperymentalnej MU4 na tokamaku MASTU. W ramach tego punktu, po każdym wyładowaniu była wykonana zautomatyzowana symulacja kodem TRANSP, jeśli wystarczająca ilość danych była dostępna. Prowadzona była baza danych wykonanych symulacji celem uzyskania informacji na temat, dlaczego i jak często symulacje zawodzą i jak można poprawić sprawność narzędzia automatycznej analizy danych po eksperymencie (TRANSP/BEAST). Baza danych jest dostępna dla każdego użytkownika eksperymentu MASTU. W okresie od października do grudnia 2024 wykonano w sumie ok. 500 symulacji. Zakres wystrzałów od 50340 (15.10.2025) do 51056 (17.12.2024).
6. Pod koniec 2024 roku rozpoczęto szkolenie nowej osoby (Cameron Olde, UKAEA) odpowiedzialnej za działanie kodu TRANSP i OMFIT przy eksperymencie MASTU. C. Olde przejmie obowiązki MAST TRANSP RO na początku 2025.

Wszystkie powyższe punkty wchodziły w zakres odpowiedzialności stanowiska TRANSP RO (ang. *TRANSP Responsible Officer*) w eksperymencie JET i MASTU.

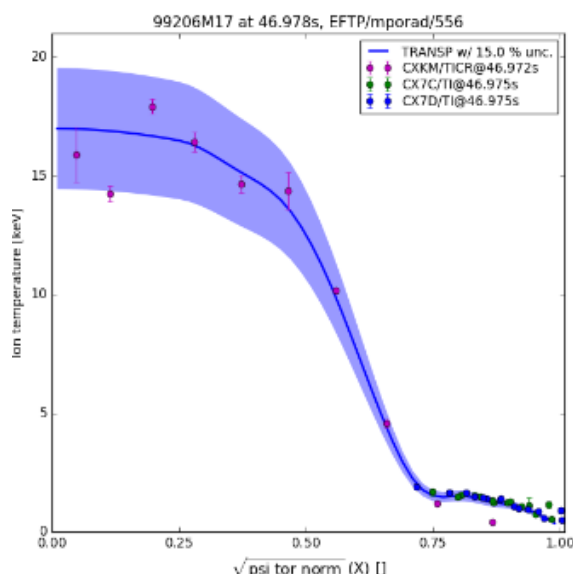
RT-11

M21-09 - Modelowanie scenariusza ITB dla eksperymentu JET

Scenariusz utrzymania plazmy poprzez wytworzenie wewnętrznej bariery transportu (ITB – ang. *Internal Transport Barrier*) może zapewnić wysokie utrzymanie plazmy tokamaka przy niewielkim prądzie plazmy. Jest to pożądane w przypadku pracy z większością prądu napędzanego nieindukcyjnie przez mechanizm bootstrap, jak obecnie przewiduje się dla elektrowni termojądrowych pracujących w stanie stacjonarnym. Utrzymanie takiej

plazmy w stabilnych warunkach z wysoką czystością plazmy jest jednak trudne ze względu na niestabilności MHD i efekty transportu zanieczyszczeń.

W ramach zadania RT-11 wykonano szereg symulacji wyładowania trytowego 99206, w którym zaobserwowano wewnętrzną barierę transportu. Celem było wykonanie symulacji, która stanowiłaby dane wejściowe do dalszej analizy transportu plazmy przy użyciu zaawansowanych kodów żyro kinetycznych takich CGYRO/TGLF.



Rys. 4-16. Wykres temperatury jonowej dla wyładowania 99206, czas 46.978s. Przykład wewnętrznej bariery transportu.

Na Rys. 4.123 podano przykład bariery transportu występującej w wyładowaniu 99206. Mniej więcej dla wartości 0.75 znormalizowanego promienia ($\psi_{\text{tor_norm}}$) następuje skok temperatury jonowej, która osiąga powyżej 15keV w centrum sznura plazmowego. Przeprowadzona analiza obejmowała wykonanie rekonstrukcji równowagi plazmy z uwzględnieniem markerów MHD, uwzględnienie składu domieszek plazmy obliczonej przy pomocy kody WSXP, porównanie wyników otrzymanych przy użyciu diagnostyki KS5 (CX) w porównaniu z diagnostyką wymiany ładunkowej jonów plazmy głównej. W sumie wykonano ponad dwadzieścia symulacji sprawdzających wpływ różnych diagnostyk oraz składu plazmy na wyjście neutronowe. Zadanie miało na celu uzyskanie spójnego obrazu wyładowania 99206 w miarę uzyskiwania danych z innych analiz (bolometria, analiza domieszek).

Density limit experiment

W ramach eksperymentu Density Limit Experiment wykonano analizę serii wyładowań 100562 – 100566. Seria wyładowań 100562-100566 jest serią wyładowań z różną zawartością wodoru. Celem analizy jest oszacowanie wpływu wodoru na przejście z niskiego stanu utrzymania (L-mode) do wysokiego stanu utrzymania plazmy (H-mode).

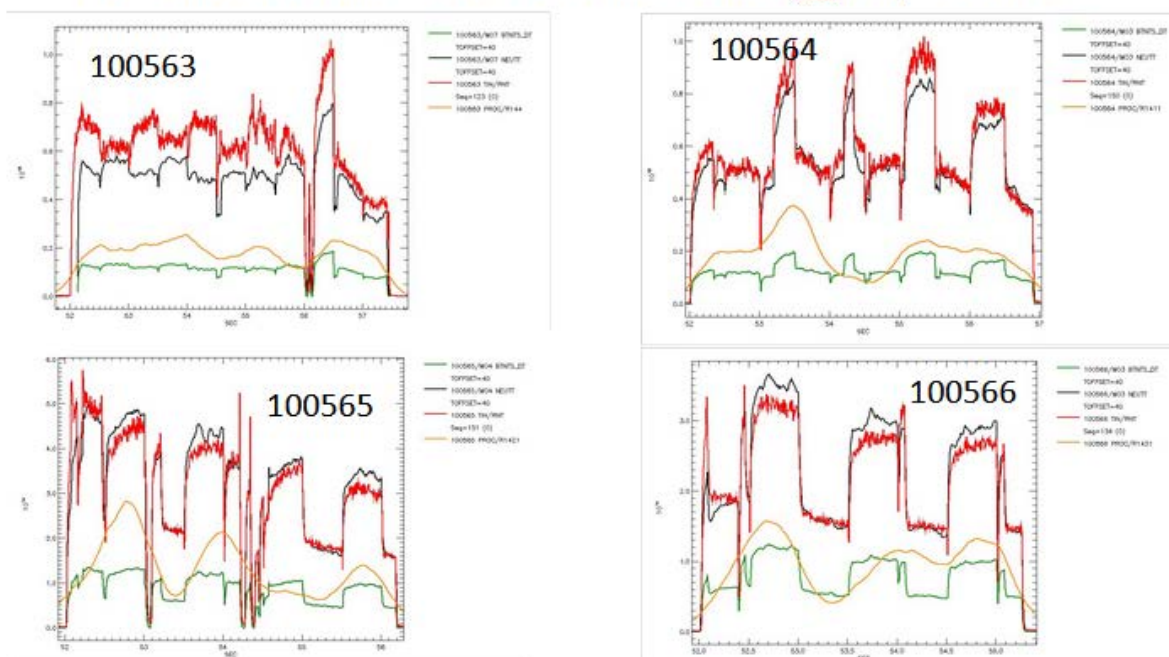
Tabela 4.14. Seria wyładowań 100563-100566.

	100563	100564	100565	100566
D/T, T initial value	0.999/0.001	0.999/0.001	0.999/0.001	0.999/0.001
H minority wrt ne	0.03	0.2	0.35	0.5
(TRANSP run)/(T conc)	M02/0.2%	M02/0.1%	M03/0.07%	M02/0.08%
Impurity	Be	Be	Be	Be

Zeff	1.2	1.2	1.2	1.2
------	-----	-----	-----	-----

Wyładowania z tej serii mają domieszkę trytu na poziomie poniżej 1 %. Ze względu na to, że kilka miesięcy wcześniej odbyła się kampania eksperymentalna DTE-2, a tryt ma dużą zdolność retencji w ścianach tokamaka. Tryt wydziela się ze ścianek po wpływie obciążenia cieplnego panującego podczas wyładowania. Może mieć do duży wpływ na ilość produkowanych neutronów ze względu na to, że przekrój czynny na reakcję deuter tryt jest o dwa rzędy wielkości większy niż na reakcją deuter-deuter, i tym samym nawet śladowe ilości trytu (0.05%-1%) są widoczne w diagnostyce neutronowej TIN/RNT. W celu oszacowania wpływu trytu na wyjście neutronowe kodu TRANSP wykonano symulację dla każdego wyładowania z tą samą wartością koncentracji trytu, wynoszącą 0.08 % Rys. 4.124). Produkcja neutronów na wykresach na rysunku 4.123 jest niedoszacowana dla wyładowania 100563, stopniowo rośnie stając się przeszacowana dla wyładowania 100566. Dla wyładowania 100565 koncentracja trytu na poziomie 0.08% wydaje się trafna, aczkolwiek zauważono różnicę w wyjściu neutronów w zależności użytej pary iniektorów jonów dodatnich PINI (ang. *Positive Ion Injection Source*), z których składa się system grzania neutralnymi cząstkami (NBI ang. *Neutral Beam Injection*). Na tokamaku JET było używanych 16 iniektorów. Charakterystyczne stopnia na wykresach (patrz Rys. 4-8) wynikają ze zmiany pary użytych iniektorów i ich innej geometrii (off-axis, on-axis). Widać, że są różnice między nimi, które nie są wychwytywane przez kod NUBEAM (modelujący grzanie NBI), co będzie w dalszym ciągu badane.

Neutron rate for a constant $n_T/n_e = 8 \times 10^{-4}$



Rys. 4.124. Wyjście neutronowe dla serii wyładowań 100563-100566 dla stałej koncentracji trytu wynoszącej 0.08 %.

Podjęto także prace nad rozwojem i optymalizacją diagnostyki SXR (ang. *Soft X-Ray*) opartej na detektorach GEM (ang. *Gas Electron Multiplier*) w WEST. Wyniki uzyskane w 2024 r. pozwoliły na osiągnięcie prawidłowej akwizycji danych dotyczących promieniowania plazmy podczas kampanii eksperymentalnej na WEST w grudniu 2024 roku. Głównym celem badawczym było osiągnięcie stabilnej pracy systemu diagnostycznego podczas rekordowo długich wyładowań plazmowych, przy jednoczesnym zachowaniu wysokiej jakości i ciągłości zbieranych danych. Szczególnie wymagającym aspektem projektu była optymalizacja modułu akwizycji danych, który musiał sprostać wyzwaniu przetwarzania i przekazywania gigantycznych ilości danych w czasie rzeczywistym. System musiał zapewnić nie tylko niezawodne gromadzenie danych, ale również ich wstępne przetwarzanie bez utraty informacji podczas długotrwałych wyładowań plazmowych. Badany układ detekcyjny, zainstalowany na tokamaku WEST (patrz Rys. 4.125), wymagał szczegółowej optymalizacji pod kątem stabilnej i nieprzerwanej pracy. Równolegle prowadzono prace w Laboratorium IPPLM nad identycznym układem

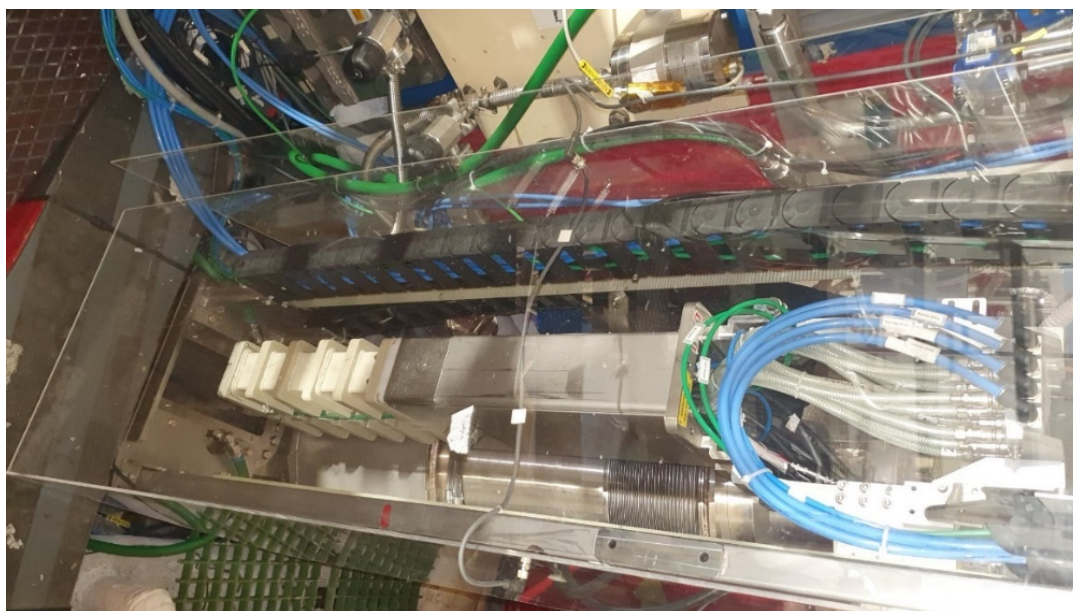
detekcyjnym i systemem akwizycji, co umożliwiło kompleksowe testowanie i kalibrację systemu w warunkach laboratoryjnych przed implementacją w środowisku tokamaka.

W ramach prac skupiono się na następujących aspektach:

- Debugowanie i optymalizacja systemu diagnostycznego,
- Dostosowanie modułu akwizycji danych do wymagań długotrwałych wyładowań,
- Testowanie i przygotowanie detektorów GEM,
- Implementacja efektywnych algorytmów przetwarzania danych w czasie rzeczywistym.

Do przeprowadzenia testów wykorzystano lampę rentgenowską AMPTEK Mini-X, stanowiącą źródło promieniowania X, a także detektor GEM w konfiguracji pionowej. Szczegółowe warunki eksperymentu przedstawiono poniżej:

- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** ADB 1–7, AFE: 1–7
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂, mieszanka zakupiona przez CEA
- **Przepływ gazu:** brak pomiaru
- **Źródło promieniowania:** 2 x ⁵⁵Fe
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 365, 600, 370, 600, 375, 1200] V
- **Poziom wyzwalania:** 30.

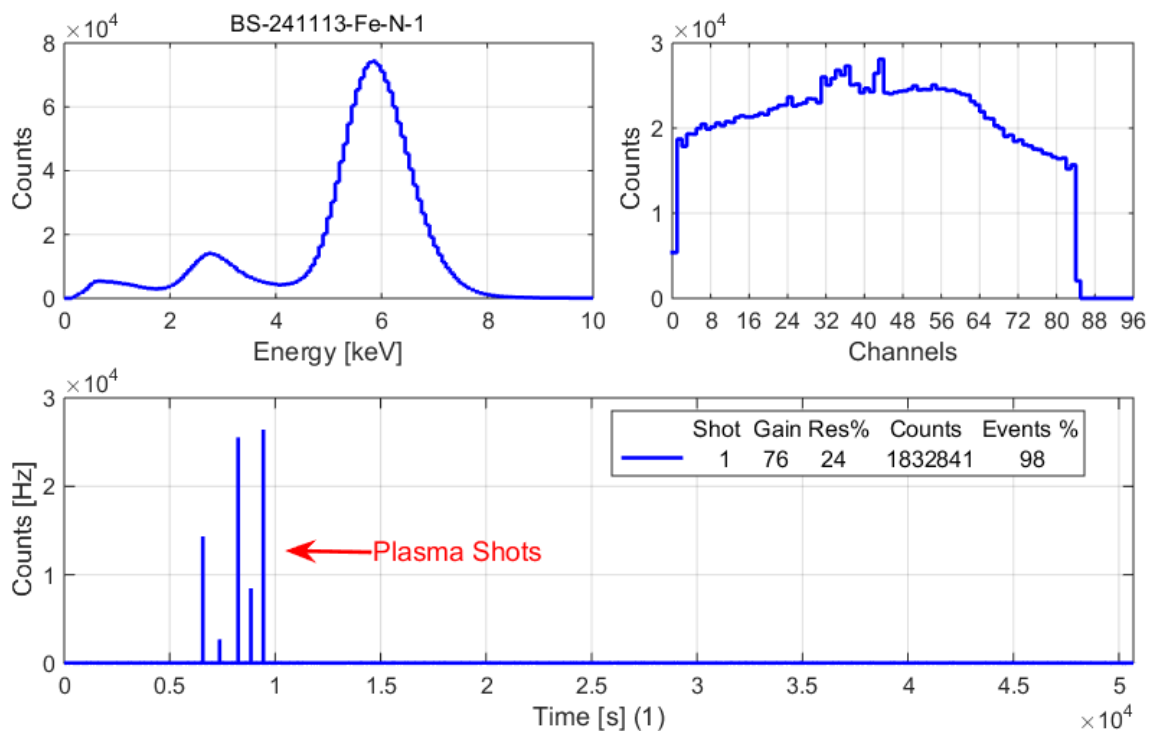


Rys. 4.1725. System detektora GEM zainstalowanego w WEST wewnątrz portu pionowego.

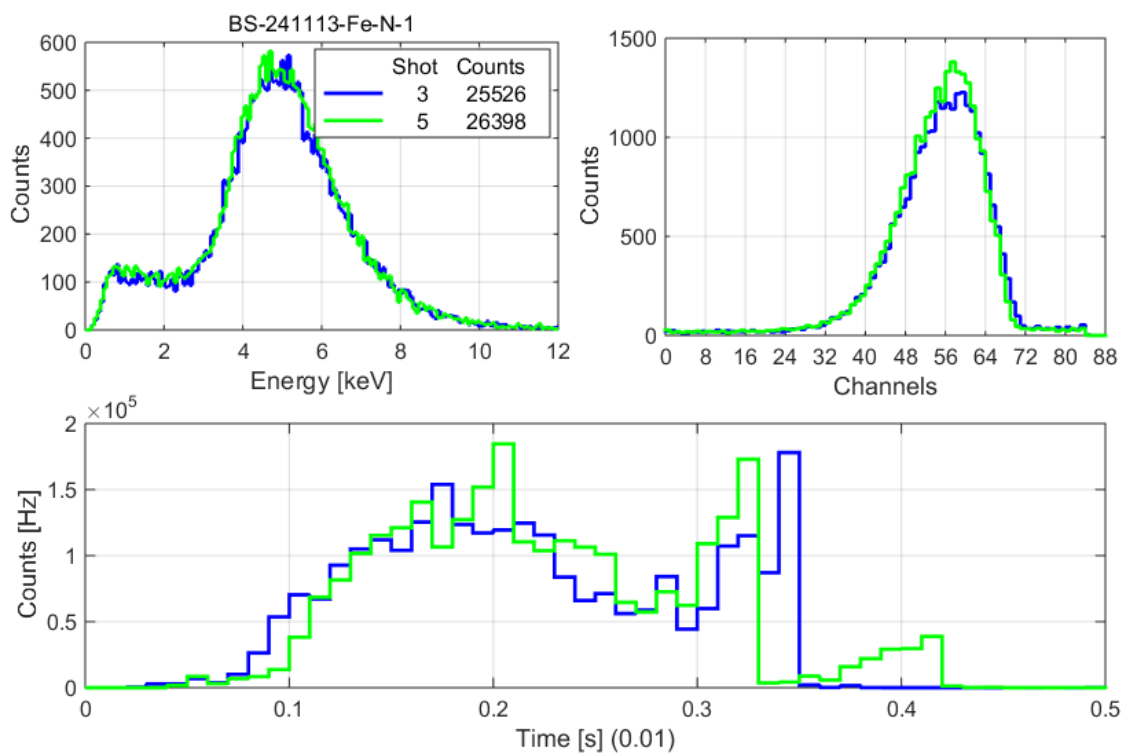
Przeprowadzono szereg pomiarów wykorzystując dwa kluczowe źródła promieniowania:

- Izotopowe źródło ⁵⁵Fe - stosowane do kalibracji i charakteryzacji detektora
- Promieniowanie generowane podczas wyładowań plazmowych w tokamaku WEST

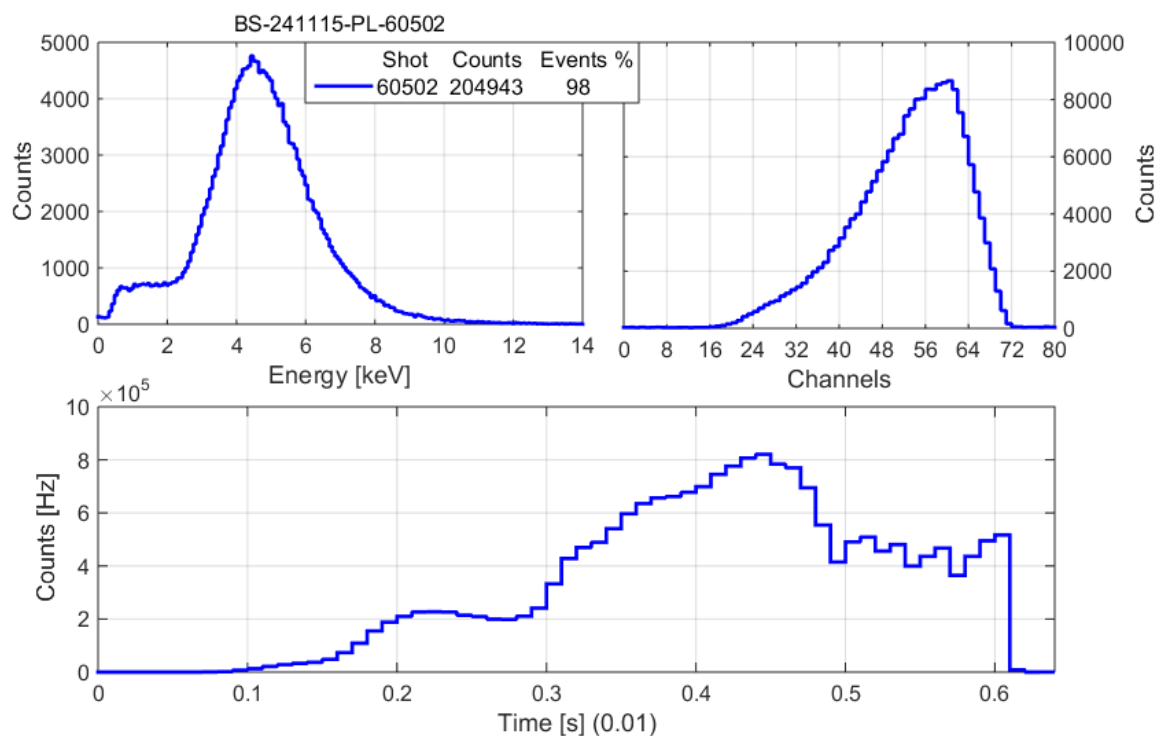
Uzyskane wyniki przedstawiono na Rys. 4.126-4.164, które umożliwiają bezpośrednie porównanie charakterystyk detektora w obu trybach pracy. Analiza porównawcza pozwala na ocenę stabilności i liniowości odpowiedzi detektora w warunkach laboratoryjnych (źródło ⁵⁵Fe) oraz podczas rzeczywistych pomiarów plazmy.



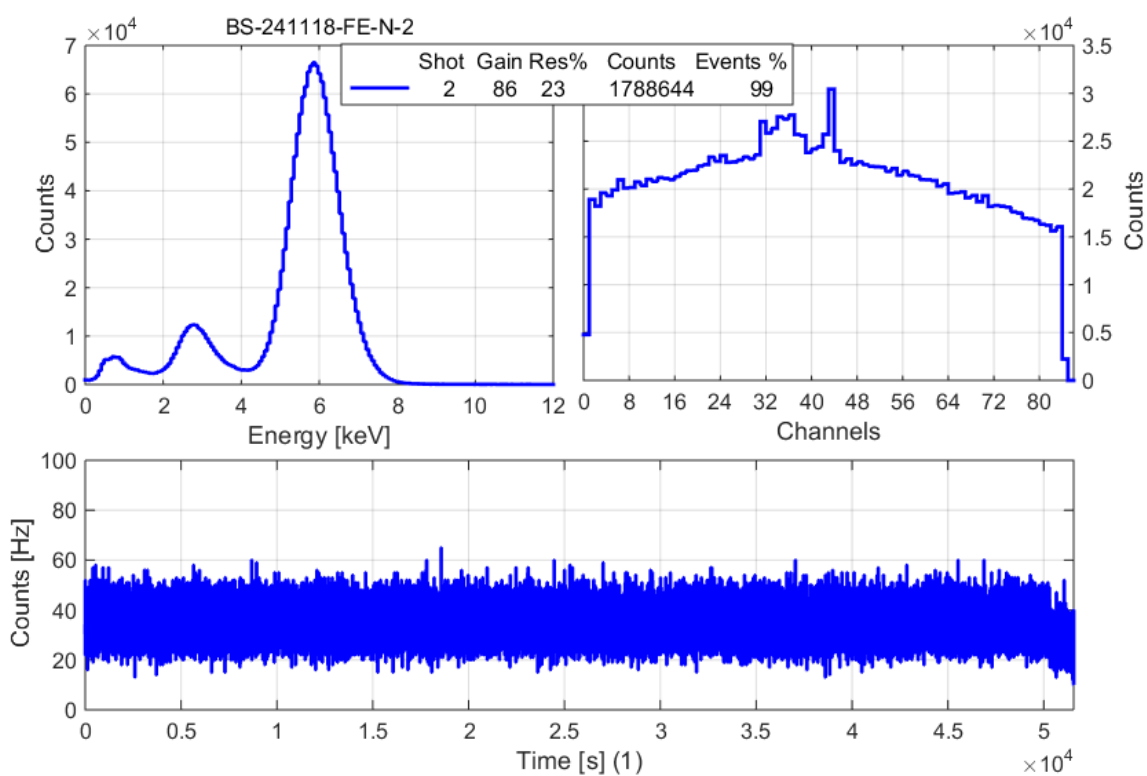
Rys. 4.126 Charakterystyki dla pomiaru ^{55}Fe w czasie ~ 14 h. Widoczne szpile plazmy.



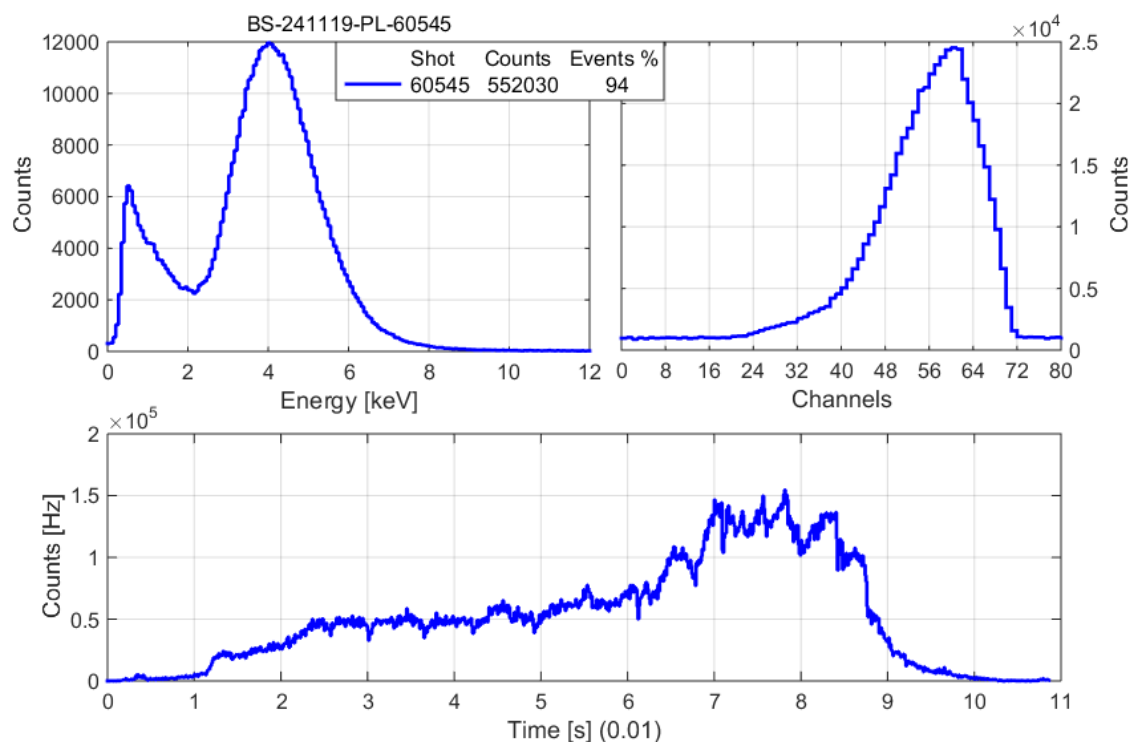
Rys. 4.127 Charakterystyki dla pomiaru ~ 14 h. Wybrane dwie dominujące szpile plazmy w detalu.



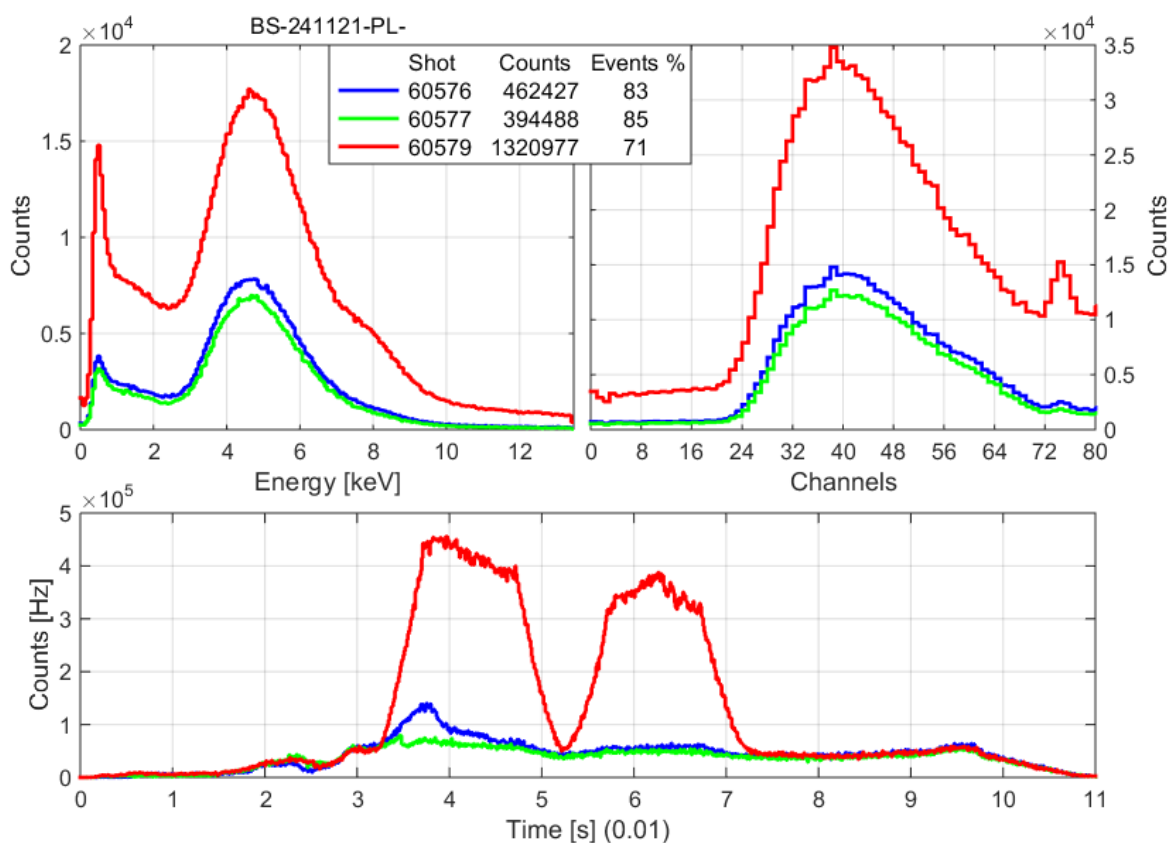
Rys. 4.128 Charakterystyki detektora dla pomiaru plazmy bez tła pochodnych od HXR (ang. Hard X-Ray).



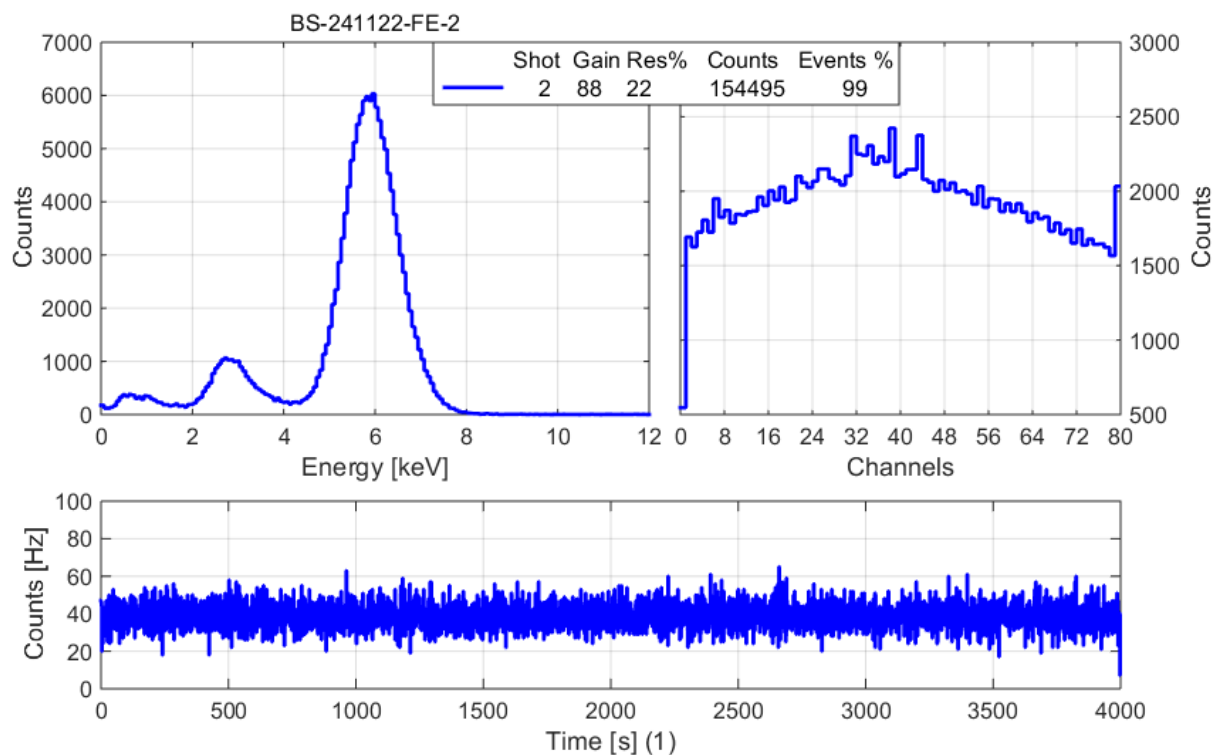
Rys. 4.129 Charakterystyki detektora dla pomiaru ^{55}Fe w czasie ~ 14 h.



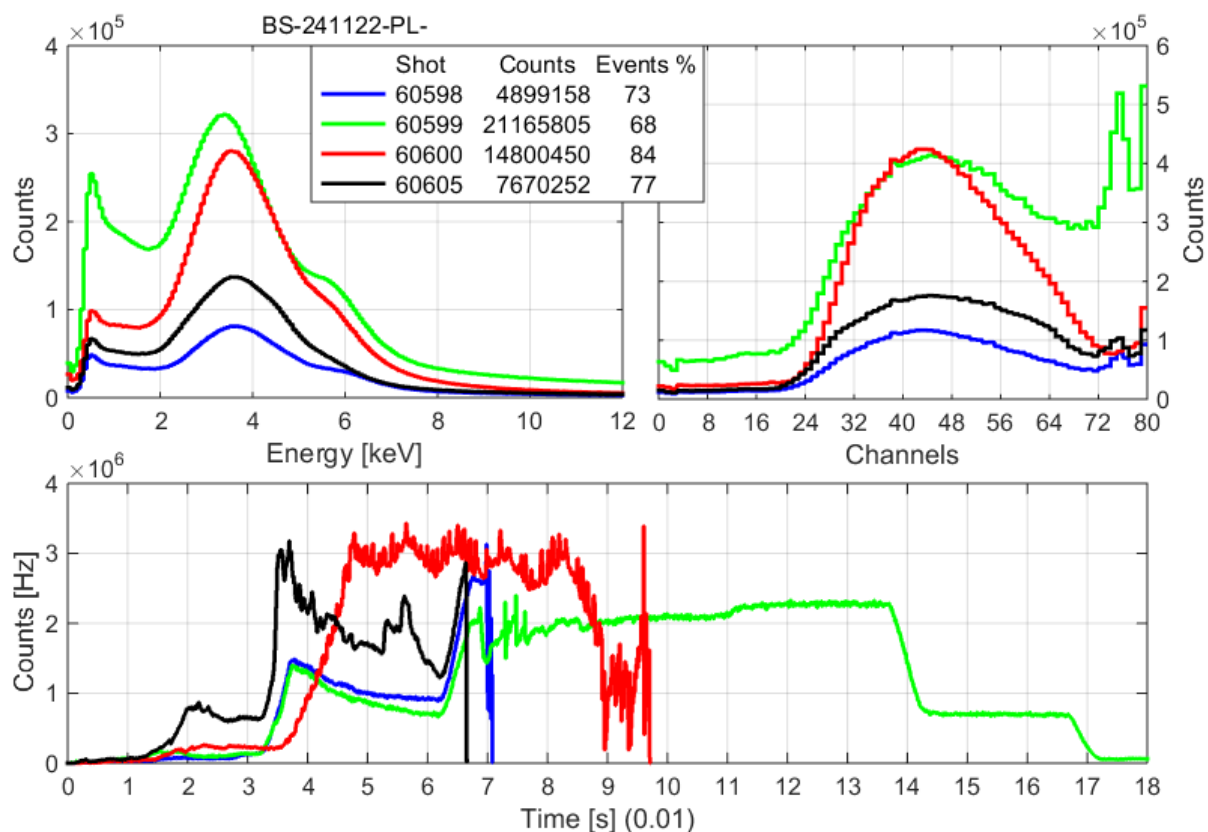
Rys. 4.130 Charakterystyki detektora dla pomiaru plazmy z małym tłem pochodnych od HXR.



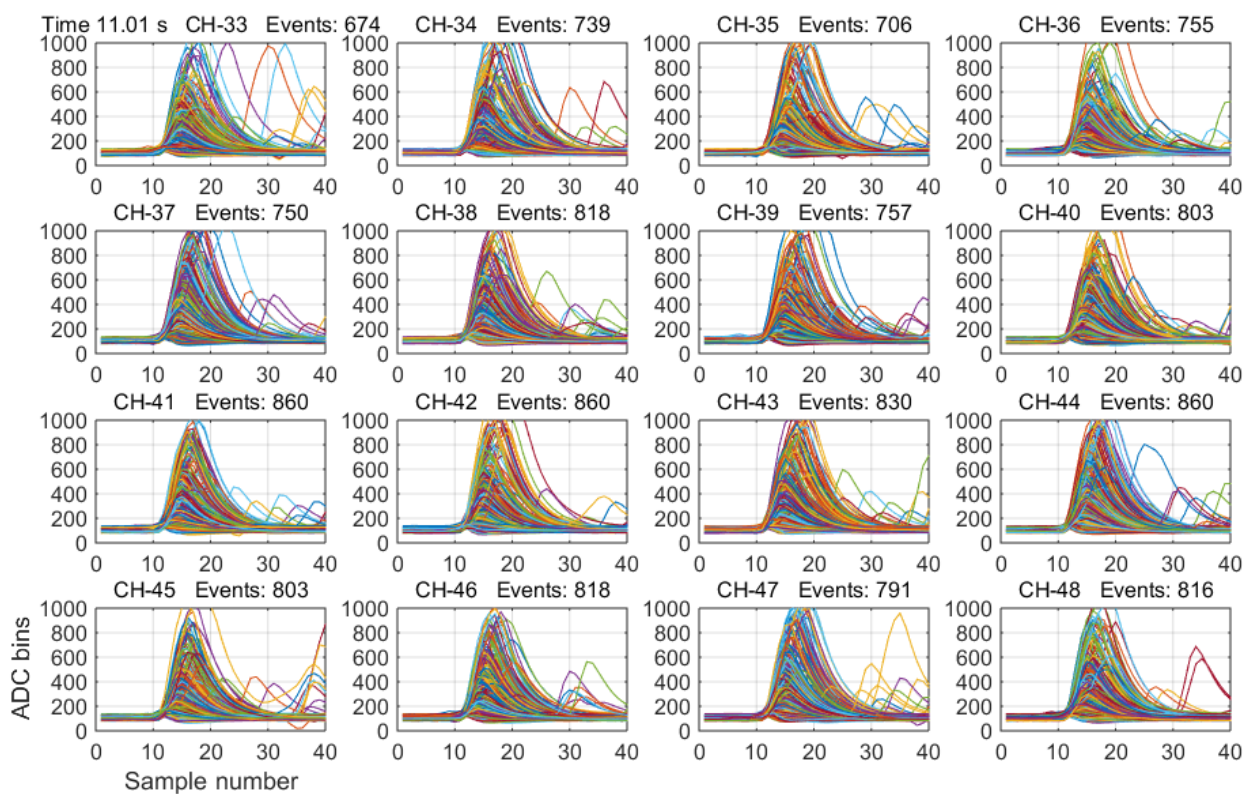
Rys. 4.131 Charakterystyki pomiarowe dla 4 strzałów plazmy o zróżnicowanym poziomie tła pochodnych od HXR.



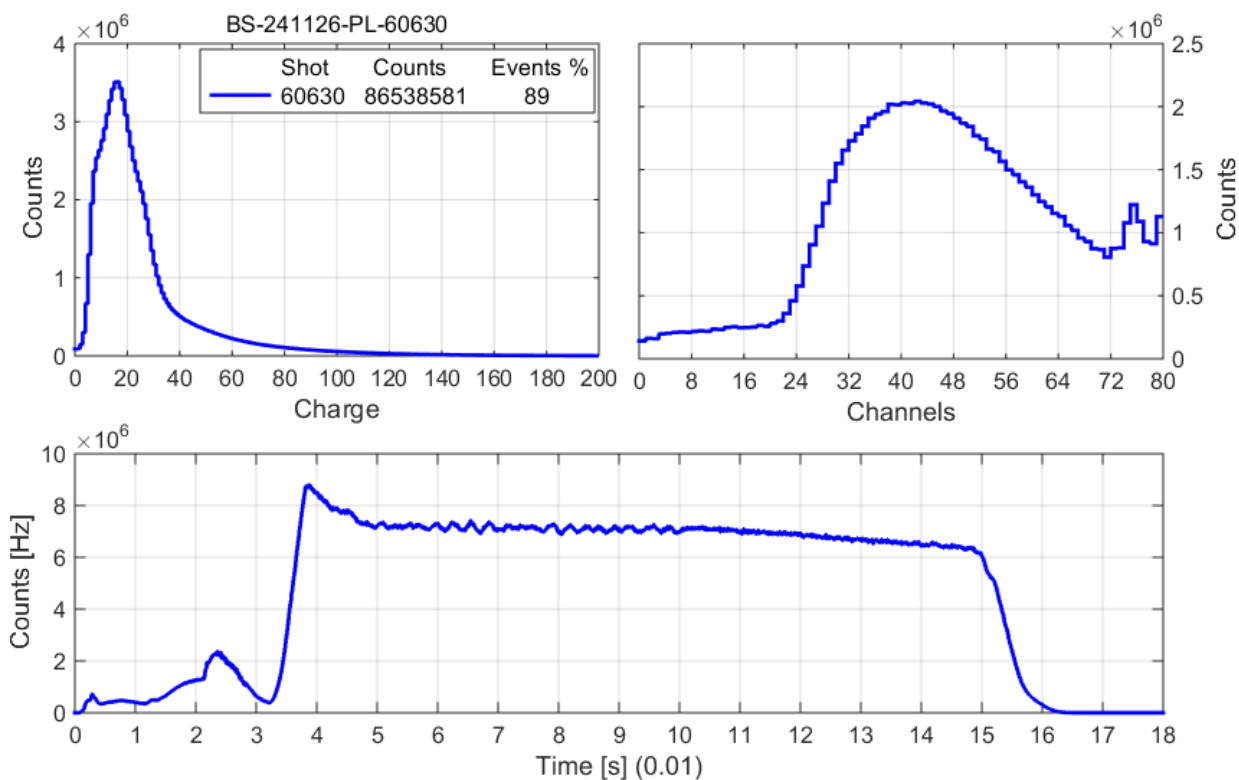
Rys. 4.132 Charakterystyki pomiarowe ^{55}Fe w czasie $\sim 1\text{h}$.



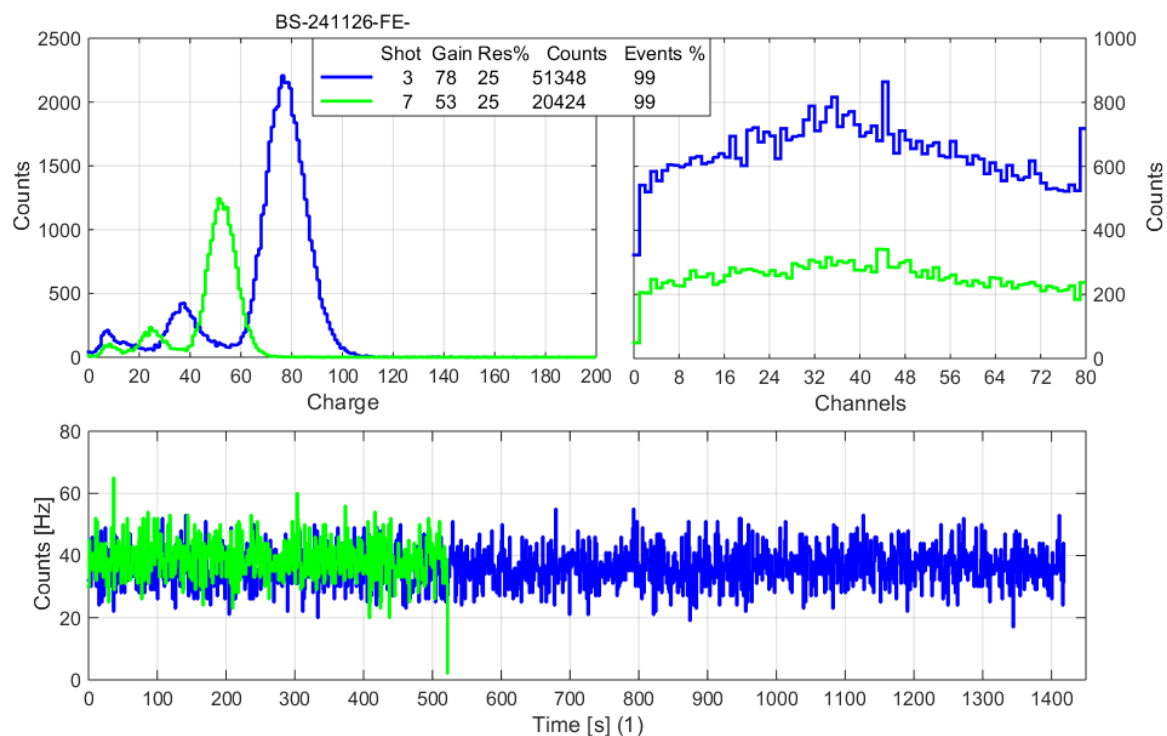
Rys. 4.133 Charakterystyki pomiarowe plazmy o dużej intensywności z ograniczeniem prądowym HV (spadek Gain).



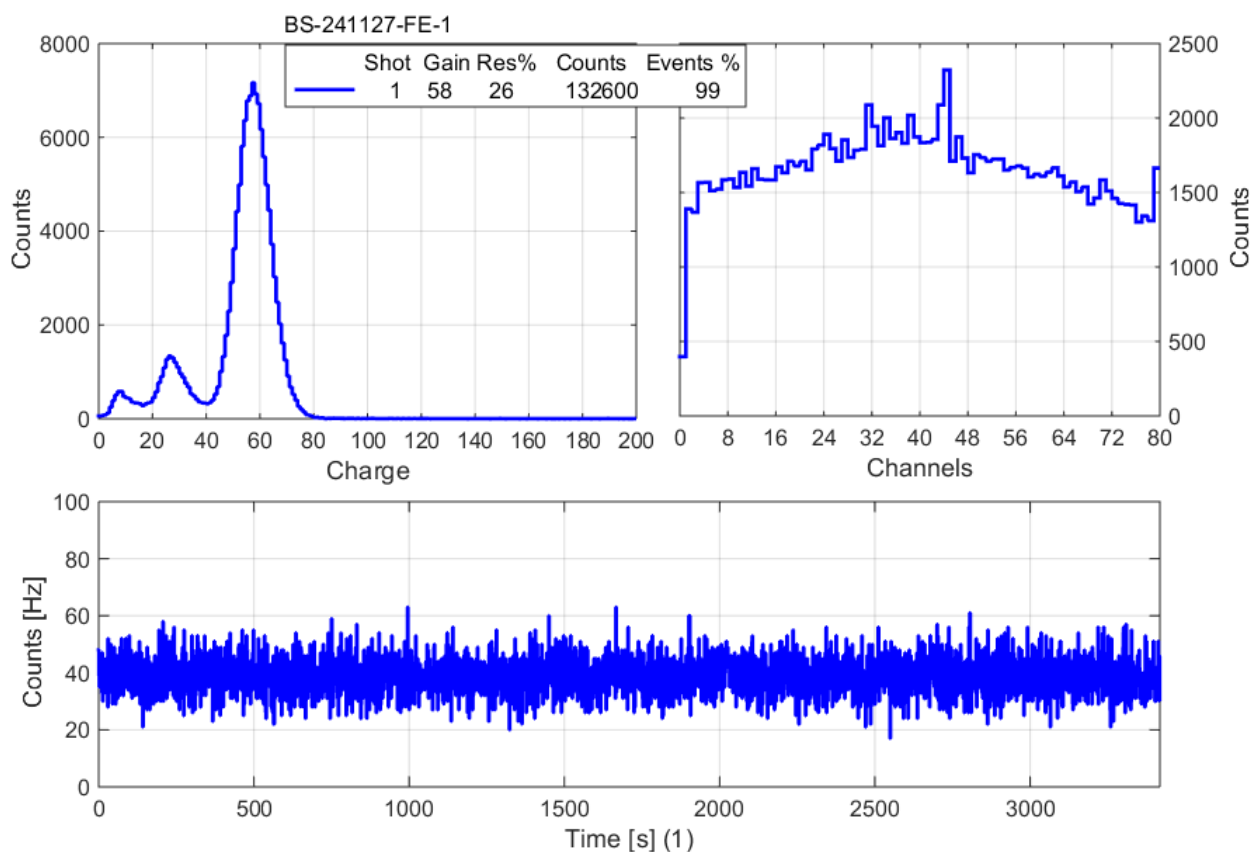
Rys. 4.134 Sygnały ADC dla 16 kanałów AFE 3 w przedziale czasu 10 ms (strzał #60599).



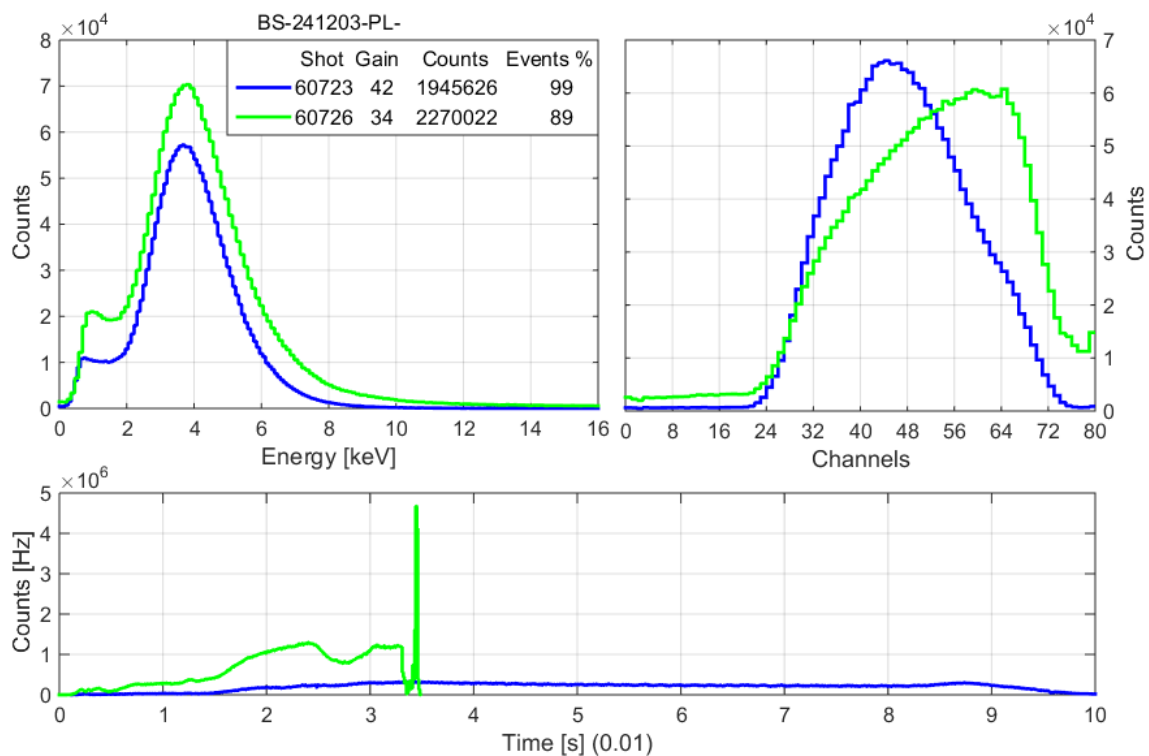
Rys. 4.18. Charakterystyki pomiarowe Fe po nocnej przerwie z częściową regeneracją Gain.



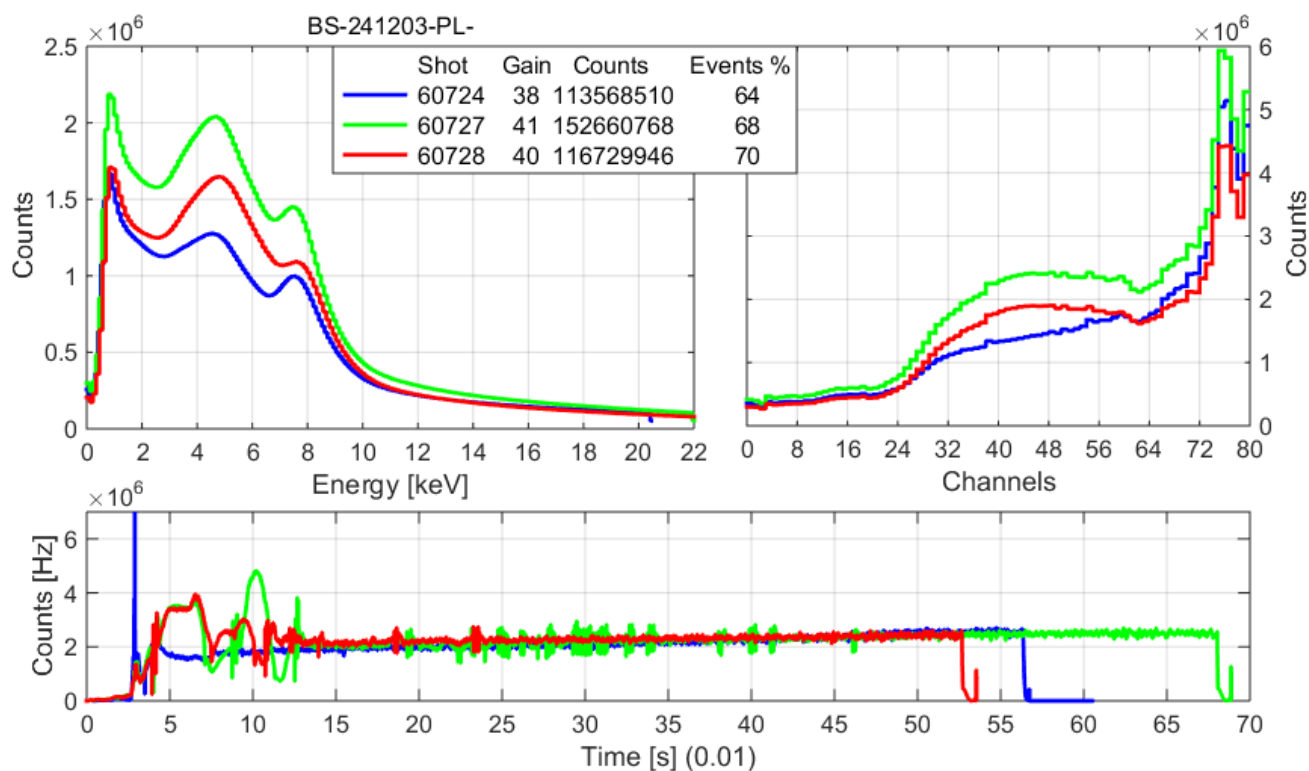
Rys. 4.196. Charakterystyki pomiarowe ^{55}Fe dla testu przed (3) i po (7) strzale plazmy.



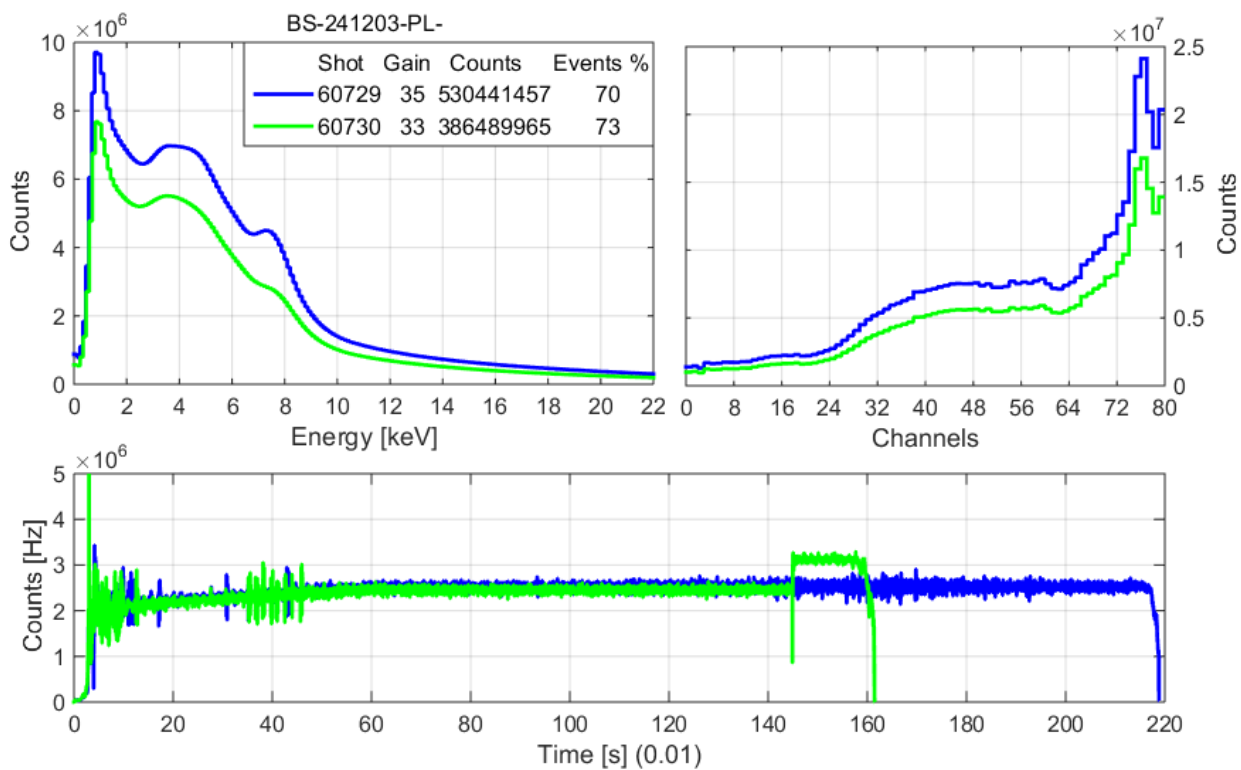
Rys. 4.137 Charakterystyki pomiarowe Fe po nocnej przerwie z częściową regeneracją Gain.



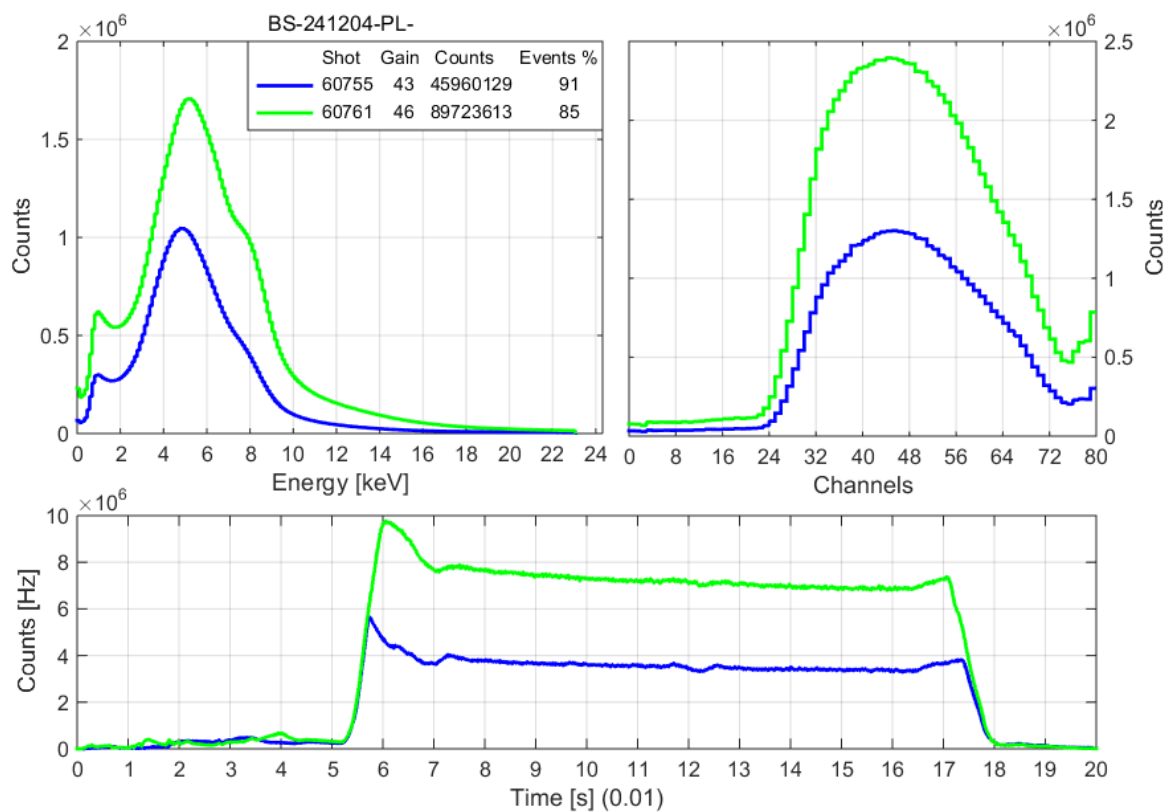
Rys. 4.138 Charakterystyki pomiarowe plazmy dla dwóch typów rozkładu pozycji z małym poziomem tła pochodnych od HXR.



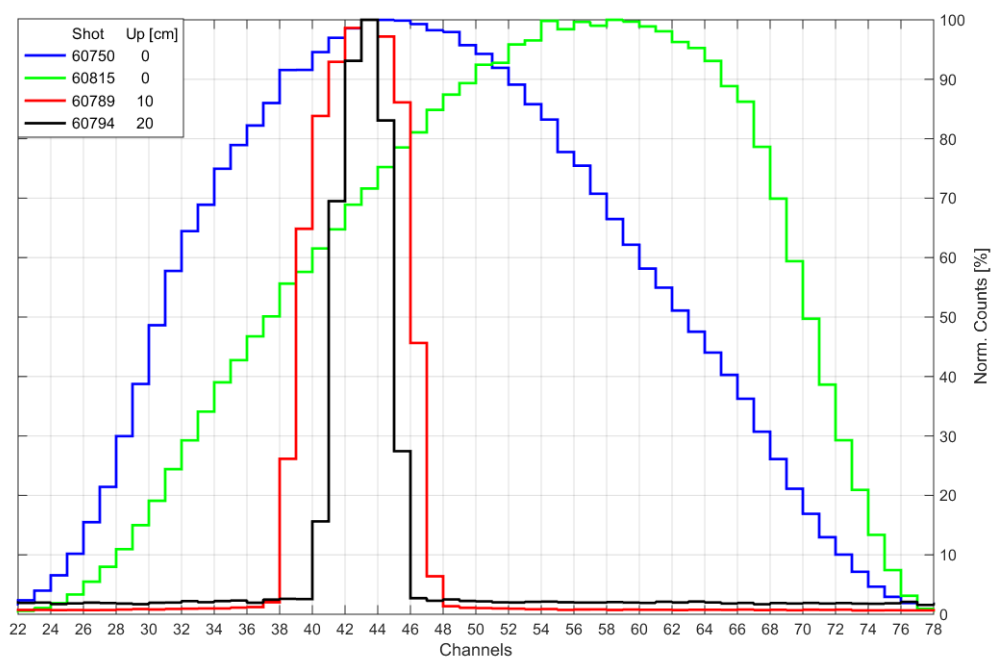
Rys. 4.139 Charakterystyki pomiarowe plazmy z średnim czasem trwania i dość wysokim poziomem tła pochodnych od HXR.



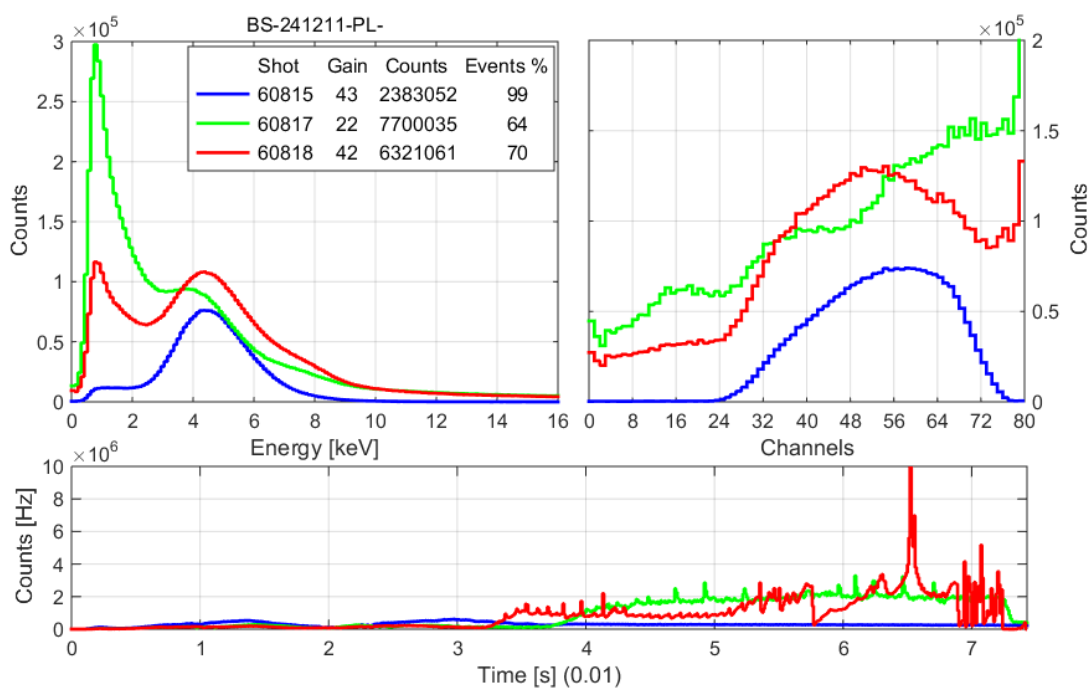
Rys. 4.140 Charakterystyki pomiarowe plazmy z długim czasem i wysokim poziomem tła pochodnych od HXR.



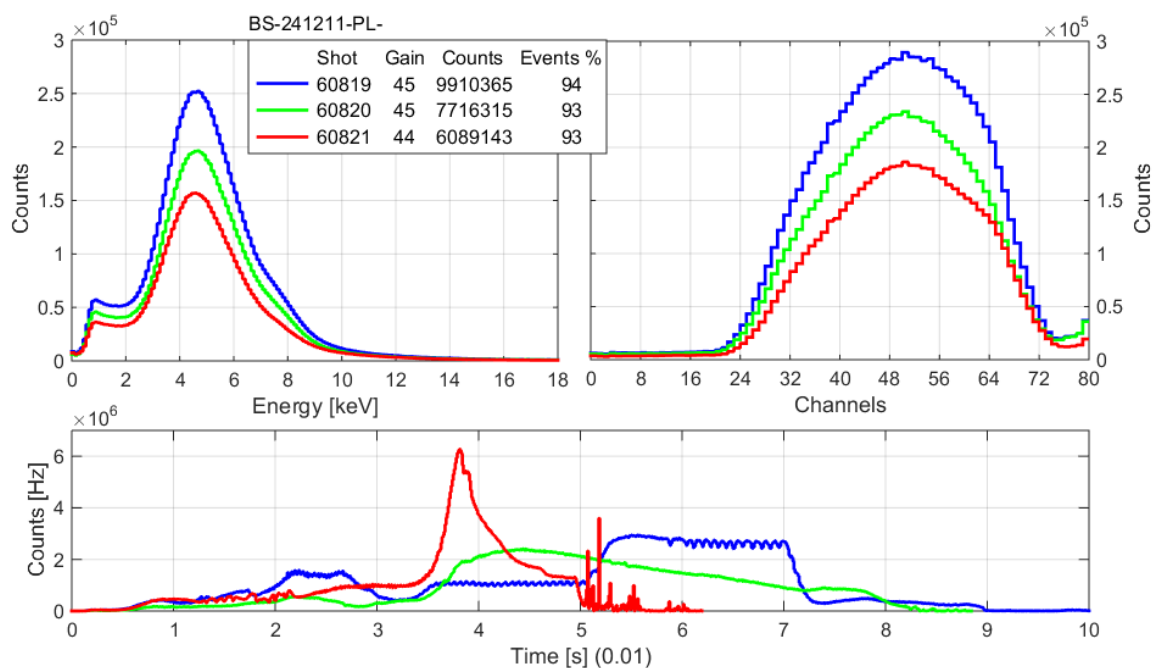
Rys. 4.141 Charakterystyki pomiarowe plazmy dla dużej intensywności i względnie małym poziomem tła pochodnych od HXR.



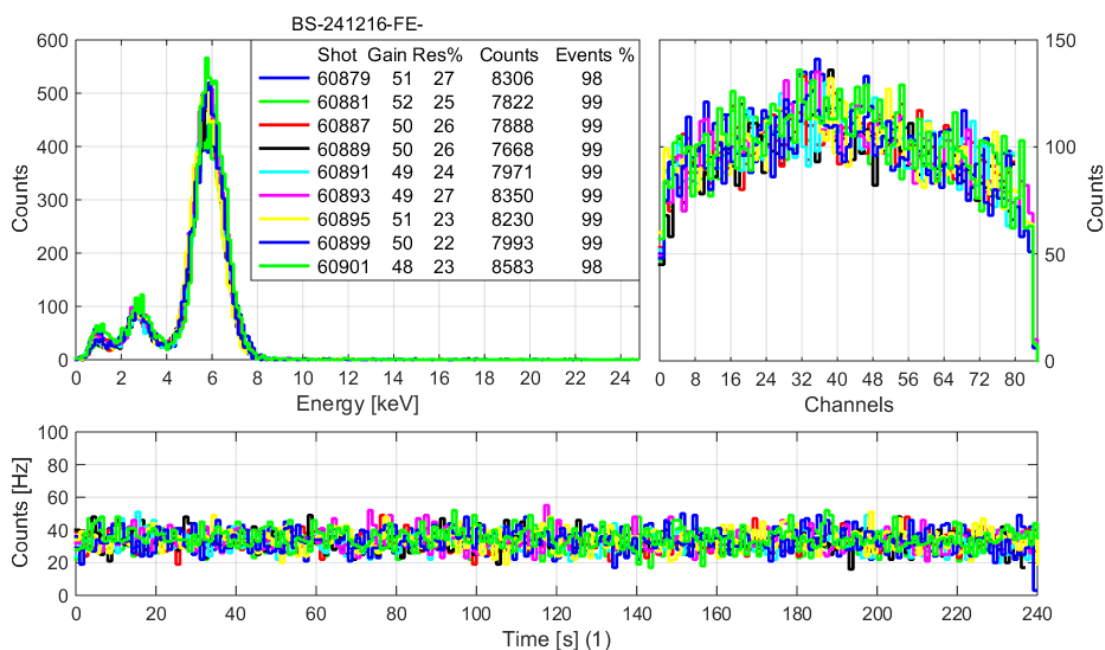
Rys. 4.142 Charakterystyki pomiarowe plazmy – zestawienie unormowanych rozkładów pozycji dla różnych położen detektora. Okno bufora helowego ogranicza zakres pomiarowy detektora.



Rys. 4.143 Charakterystyki pomiarowe plazmy – zestawienie serii o zróżnicowanych poziomach tła pochodnych od HXR.



Rys. 4.144 Charakterystyki pomiarowe plazmy – zestawienie serii o zróżnicowanych rozkładach zliczeń w czasie.

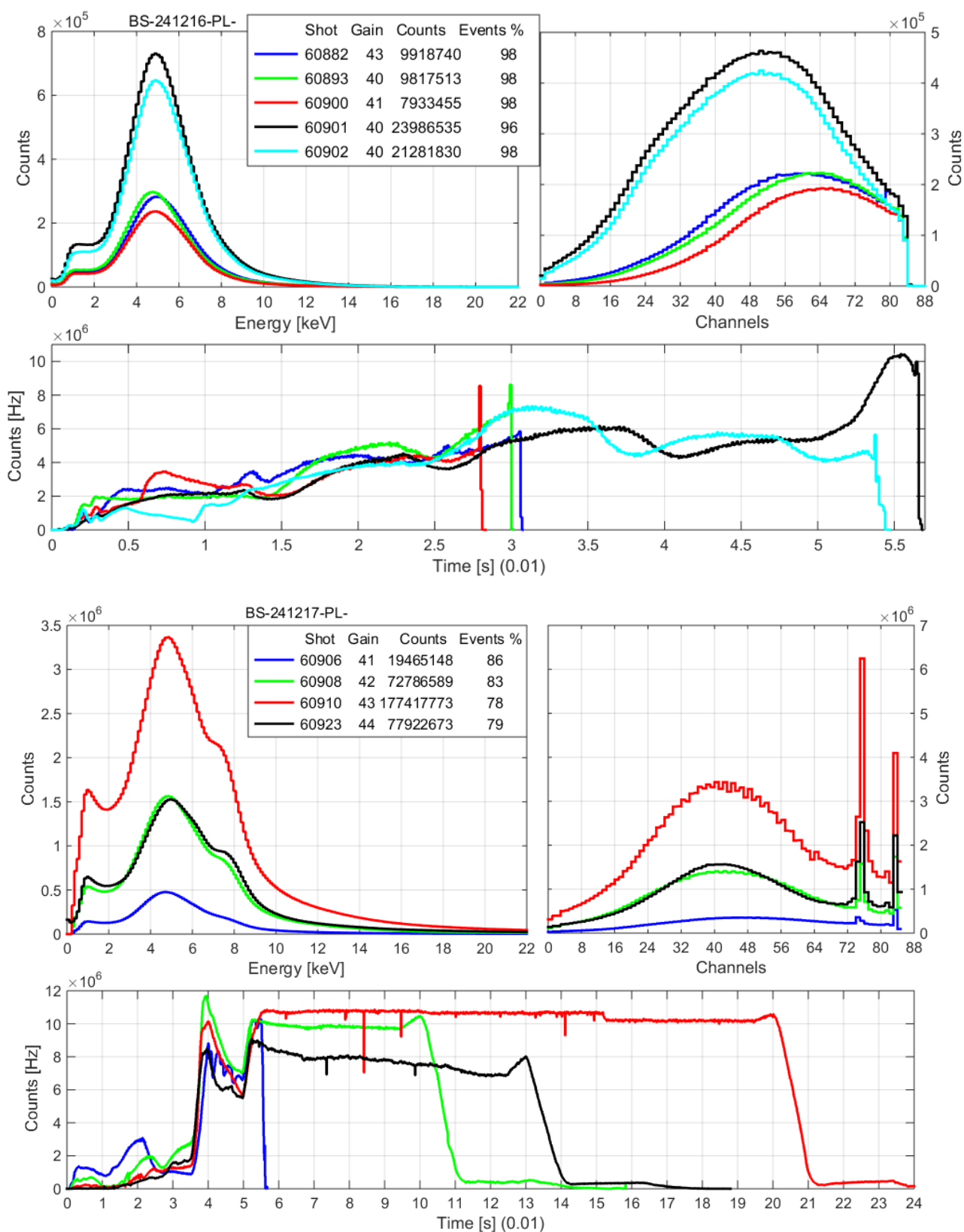


Rys. 4.145 Charakterystyki pomiarowe Fe dla wybranych serii pomiędzy strzałami plazmy.

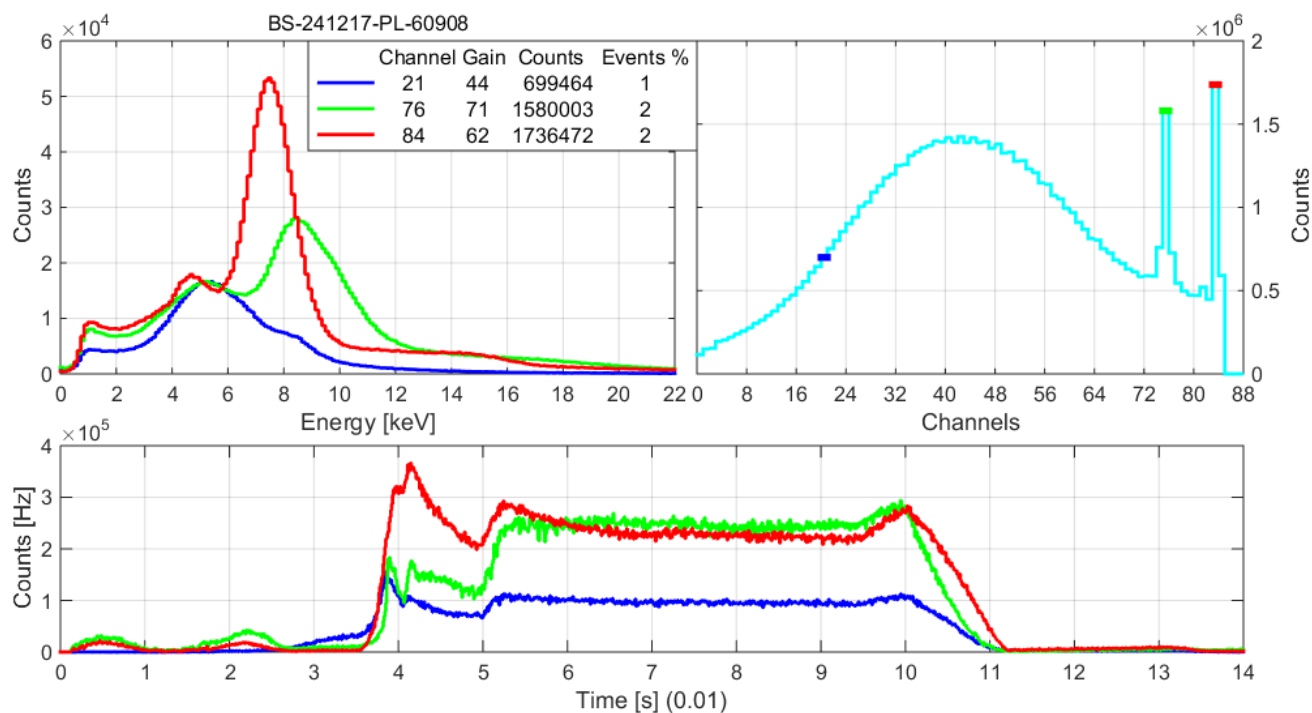
Ze względu na otrzymane wyniki, przeprowadzono modyfikację konstrukcyjną polegającą na optymalizacji rozmiaru okna bufora helowego do około 2 centymetrów. Zmiana ta była istotna z punktu widzenia:

- Poprawy efektywności transmisji promieniowania
- Redukcji absorpcji promieniowania miękkiego
- Usunięcia ewentualnej przesłony na drodze promieniowania.

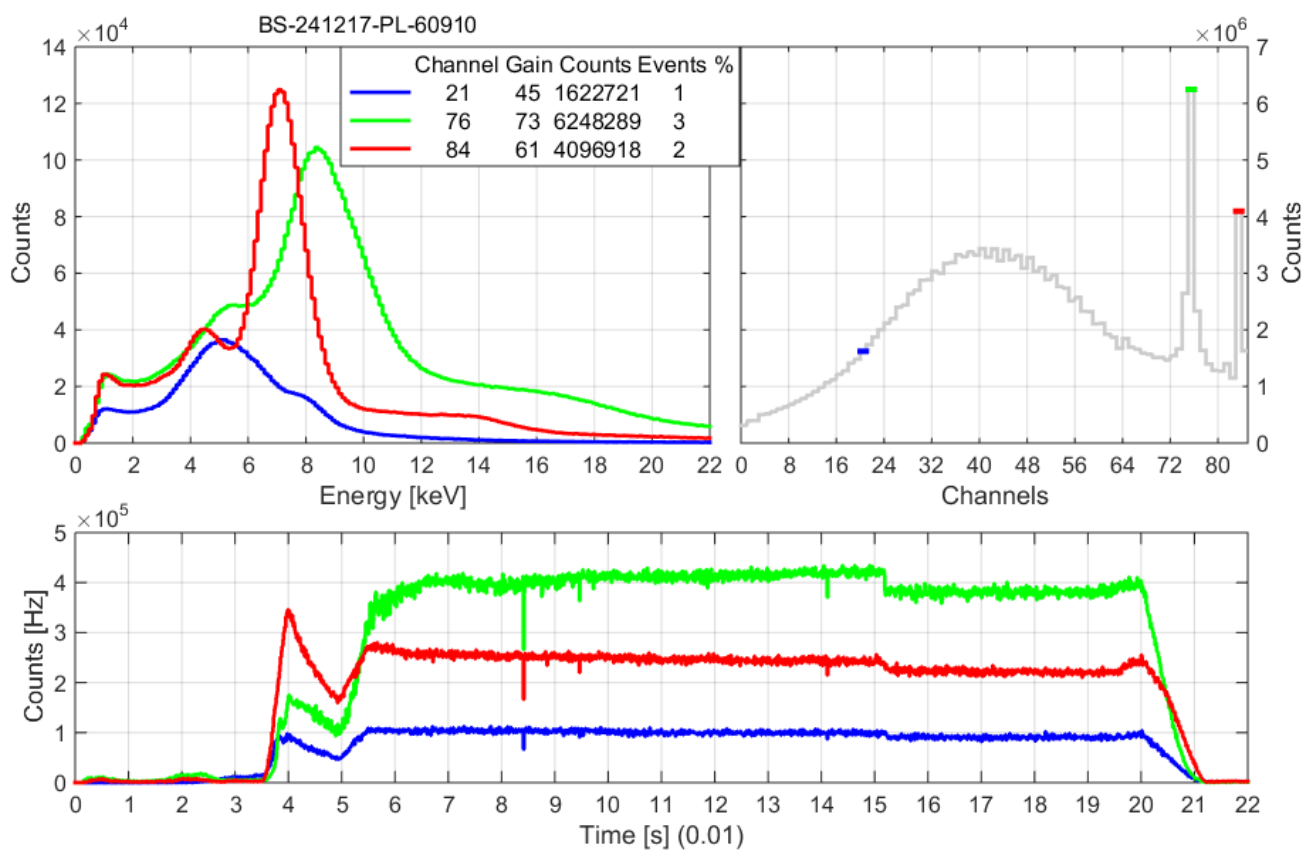
Zmodyfikowana geometria bufora helowego pozwoliła na osiągnięcie lepszego kompromisu między wymaganiami mechanicznymi a optycznymi układu detekcyjnego oraz na pełny obraz promieniowania z plazmy.



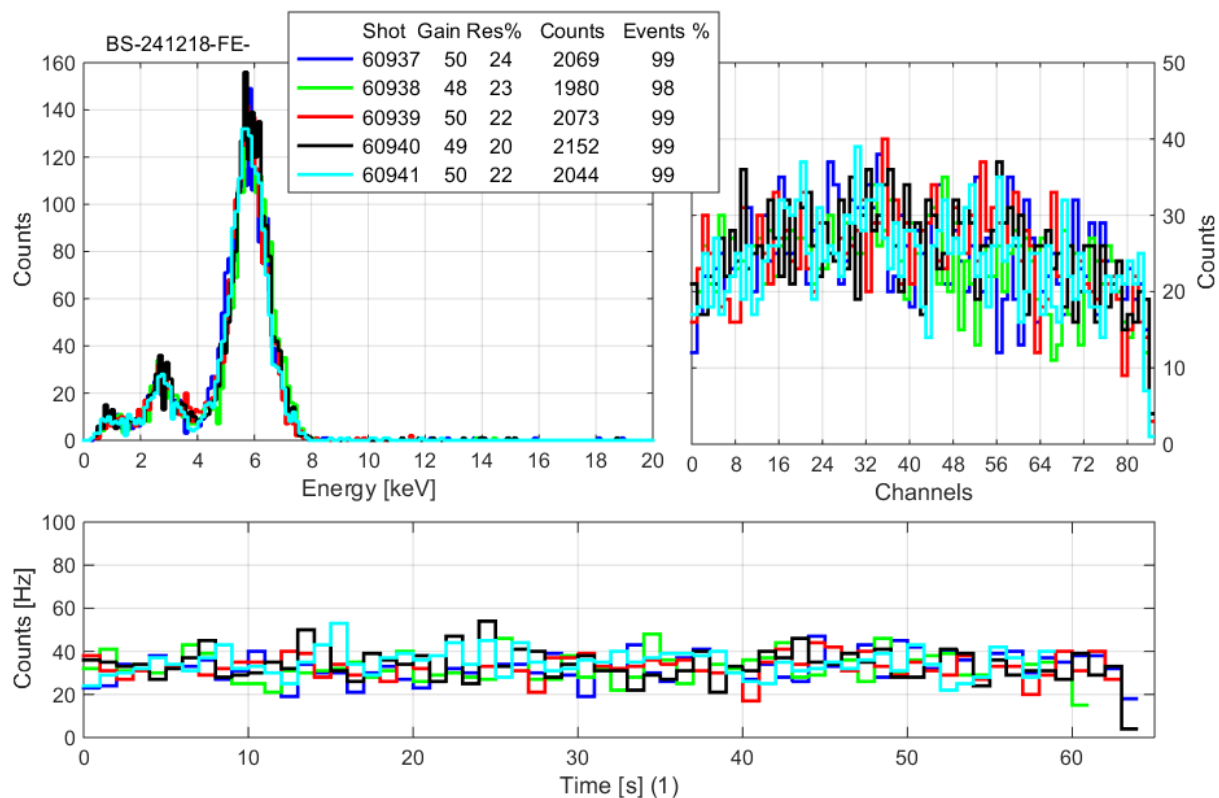
Rys. 4.146 Charakterystyki pomiarowe plazmy po zwiększeniu rozmiaru okna bufora helowego – zestawienie wybranych strzałów. Zakres pomiarowy detektora nie obejmuje obrazu plazmy.



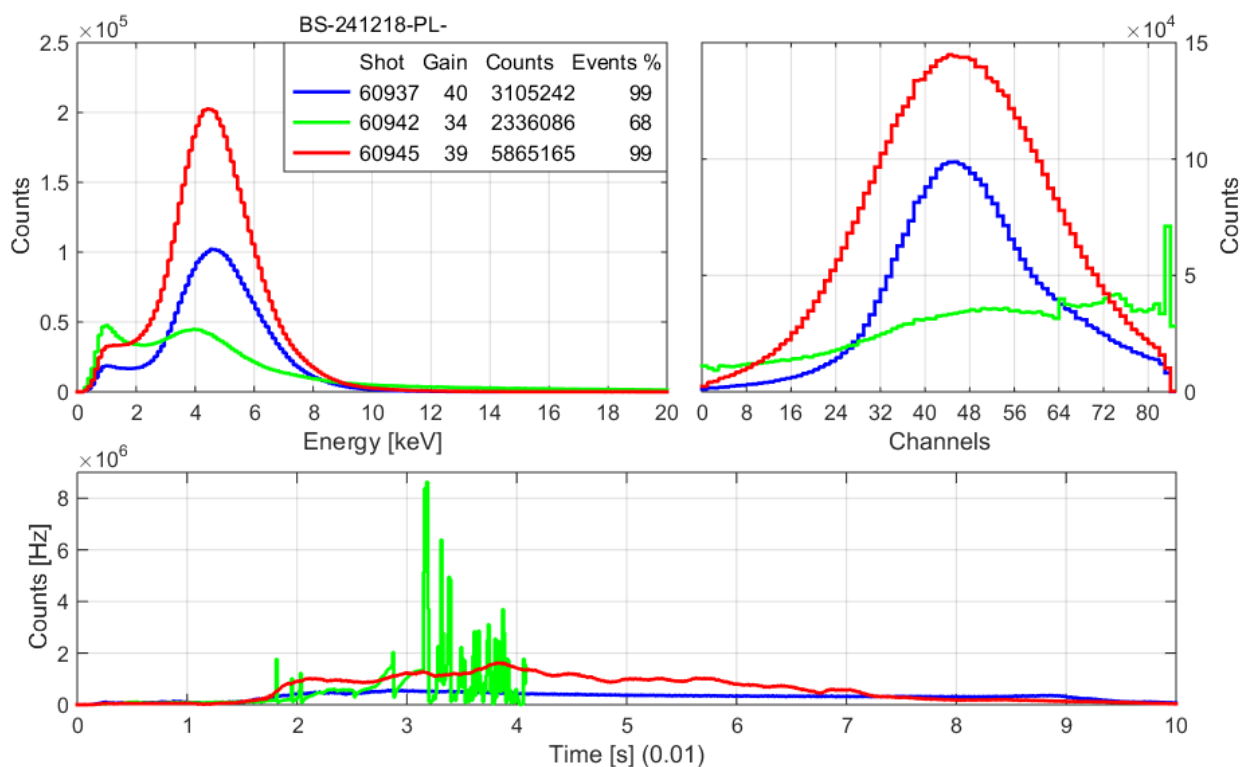
Rys. 4.147 Charakterystyki pomiarowe plazmy strzału #60908 dla 3 kanałów.



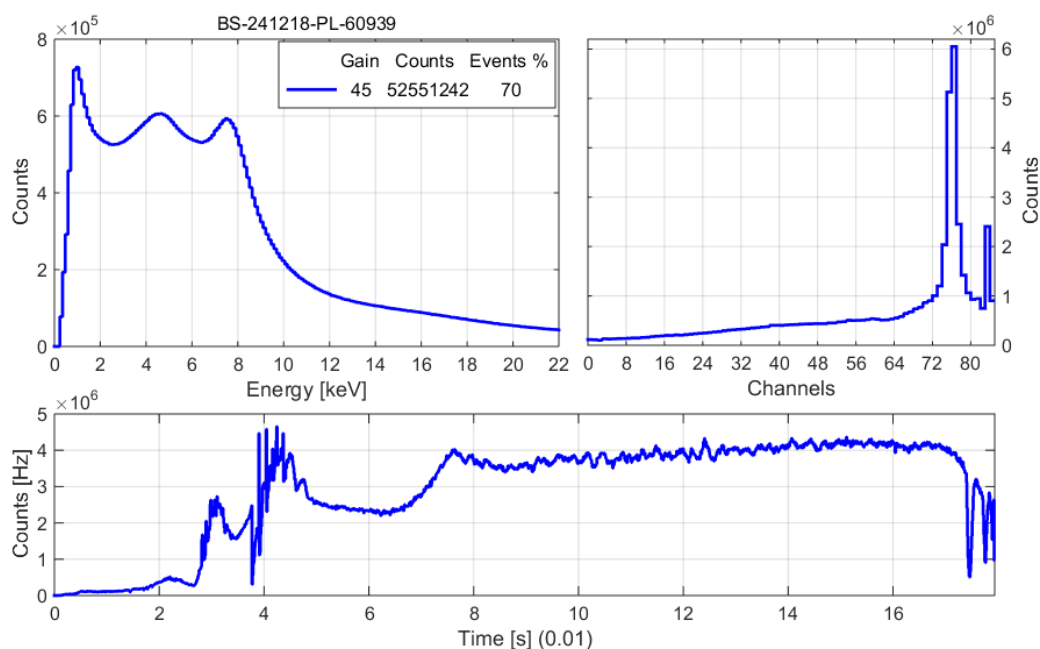
Rys. 4.148 Charakterystyki pomiarowe plazmy strzału #60910 dla 3 kanałów



Rys. 4.149 Charakterystyki pomiarowe ^{55}Fe dla wybranych serii pomiędzy strzałami plazmy.



Rys. 4.150 Charakterystyki pomiarowe plazmy – zestawienie kolejnych wybranych strzałów w zróżnicowanych warunkach.

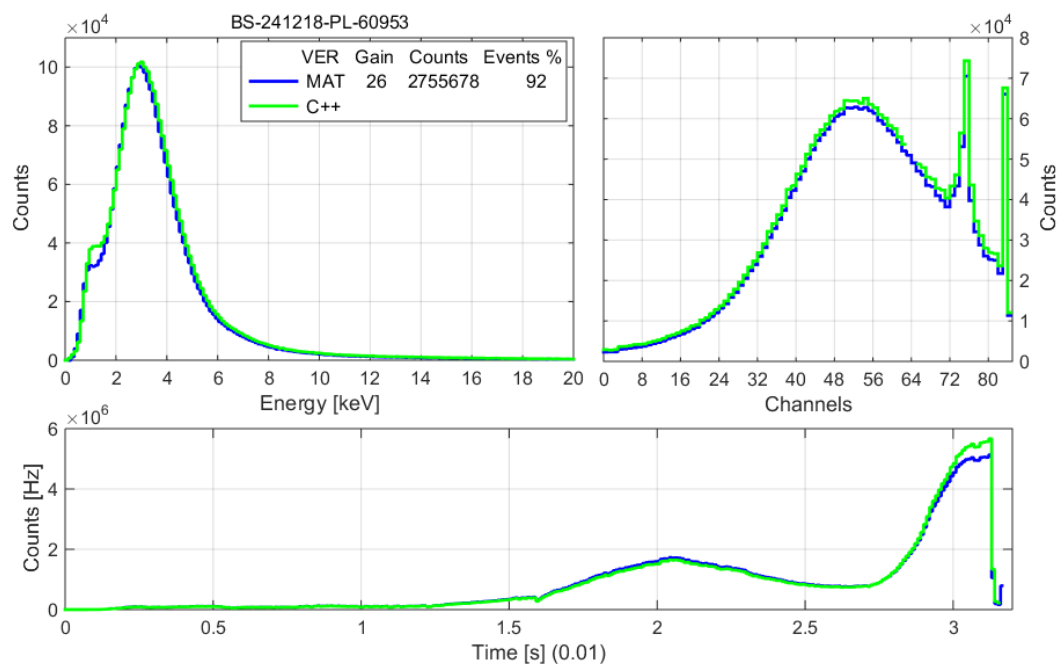


Rys. 4.151 Charakterystyki pomiarowe plazmy strzału #60939 zdominowane kanałem 76.

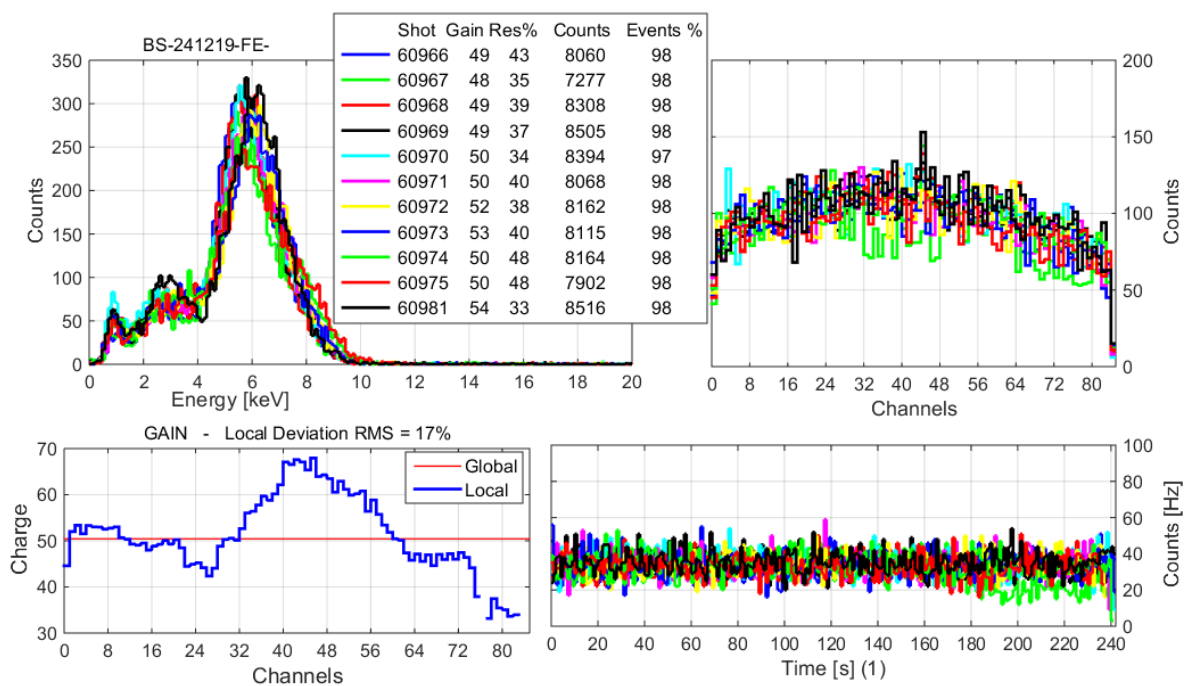
W ramach optymalizacji systemu akwizycji i analizy danych zaimplementowano nową wersję kodów w języku C++, ze szczególnym uwzględnieniem modułu histogramowania. Wprowadzone modyfikacje obejmowały:

1. Optymalizację wydajności przetwarzania danych:
 - o Implementację wydajniejszych algorytmów histogramowania
 - o Redukcję czasu przetwarzania pojedynczego zdarzenia
 - o Zmniejszenie obciążenia pamięci operacyjnej
2. Poprawę niezawodności systemu:
 - o Zwiększenie stabilności podczas długotrwałych pomiarów
 - o Lepszą obsługę dużych strumieni danych
 - o Efektywniejsze zarządzanie pamięcią

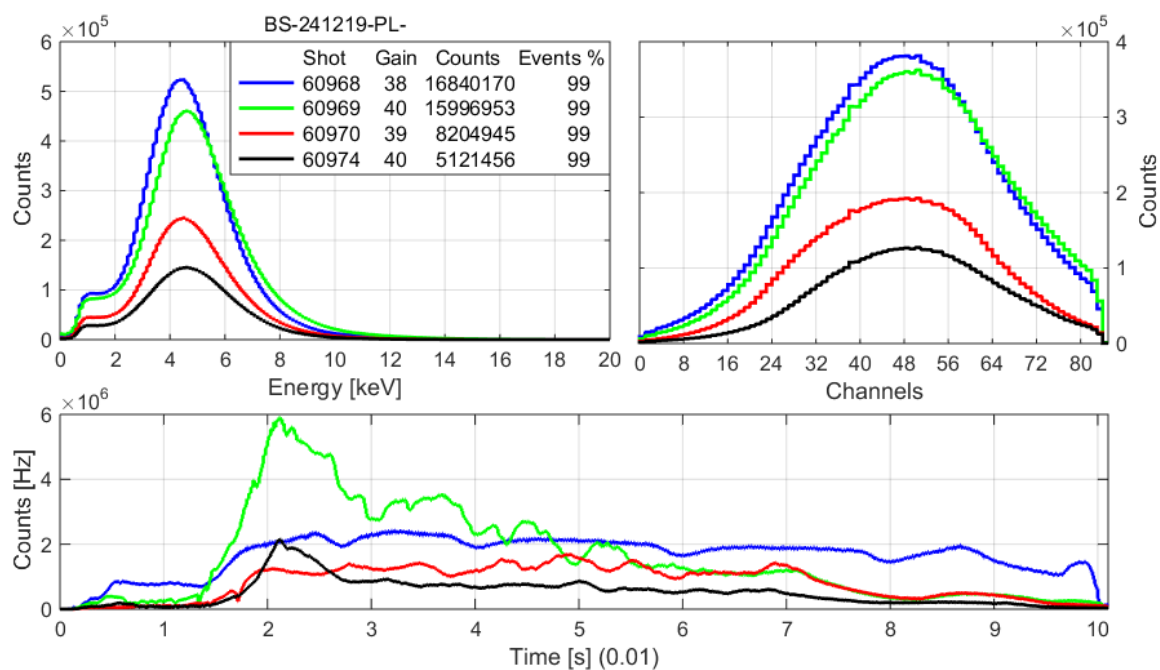
Nowa implementacja w C++ znacząco przyspieszyła proces analizy danych w porównaniu z poprzednią wersją, co jest szczególnie istotne podczas długotrwałych wyładowań plazmowych.



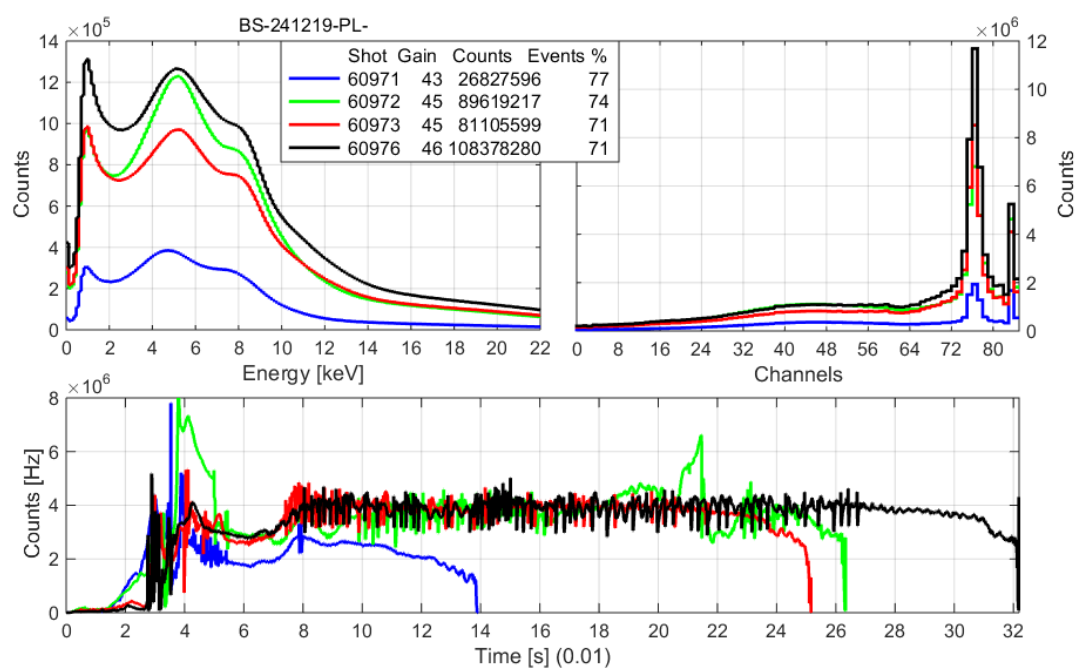
Rys. 4.152 Charakterystyki pomiarowe plazmy strzału #60953 – porównanie wersji MAT i C++.



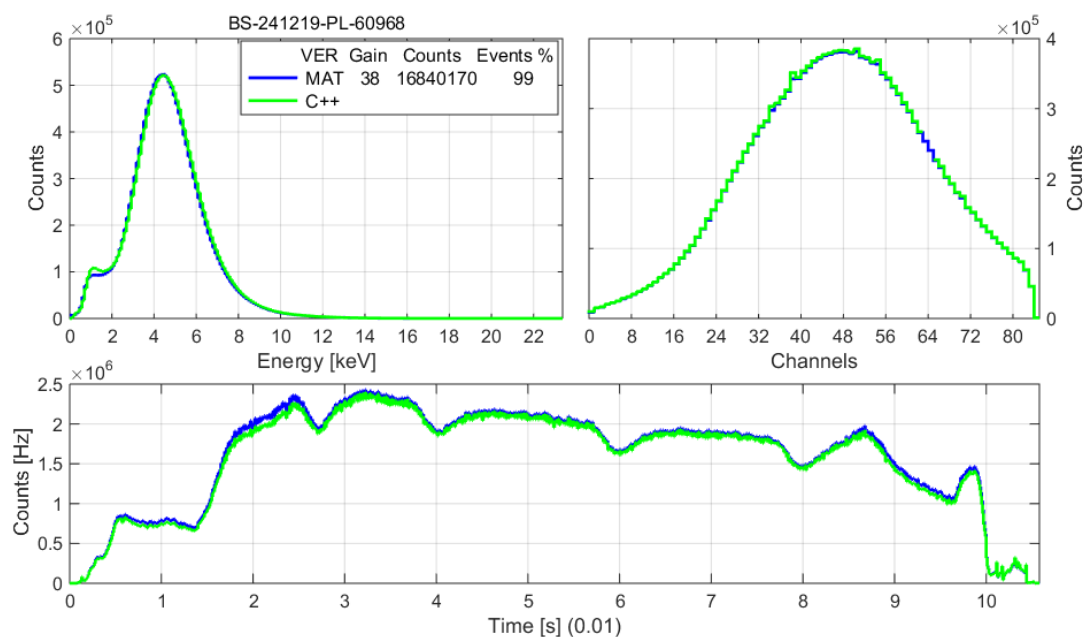
Rys. 4.153 Charakterystyki pomiarowe ^{55}Fe dla wybranych serii pomiędzy strzałami plazmy.



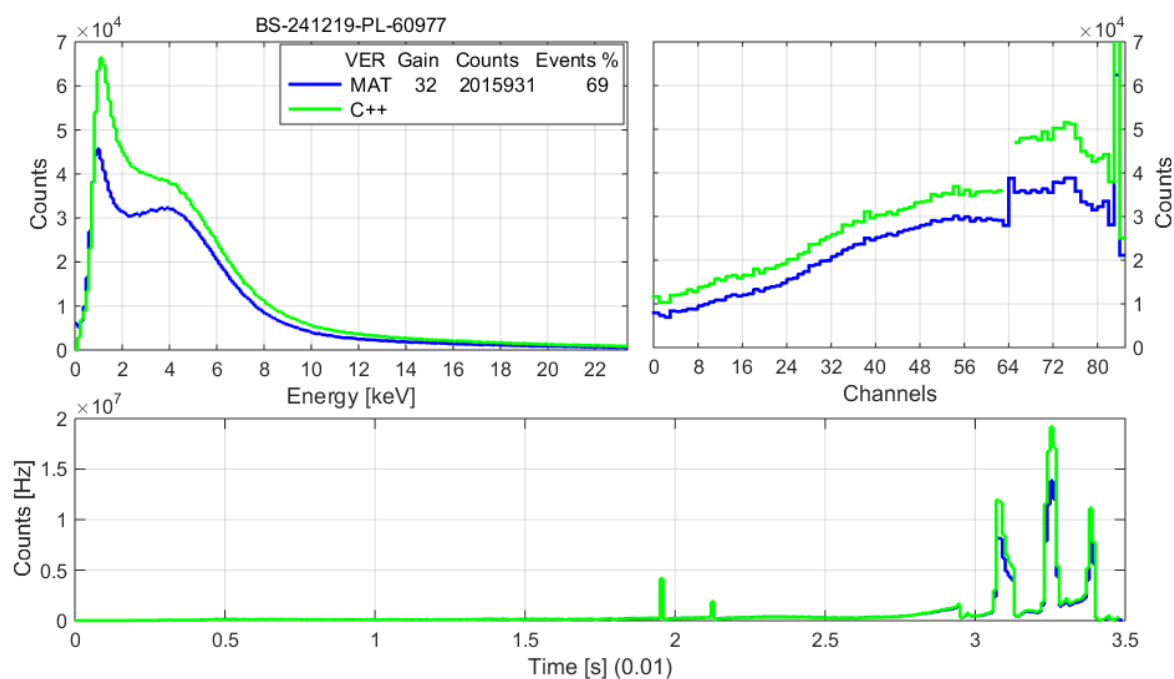
Rys. 4.154 Charakterystyki pomiarowe plazmy z dominującą składową SXR.



Rys. 4.155 Charakterystyki pomiarowe plazmy z dominującym kanałem 76.

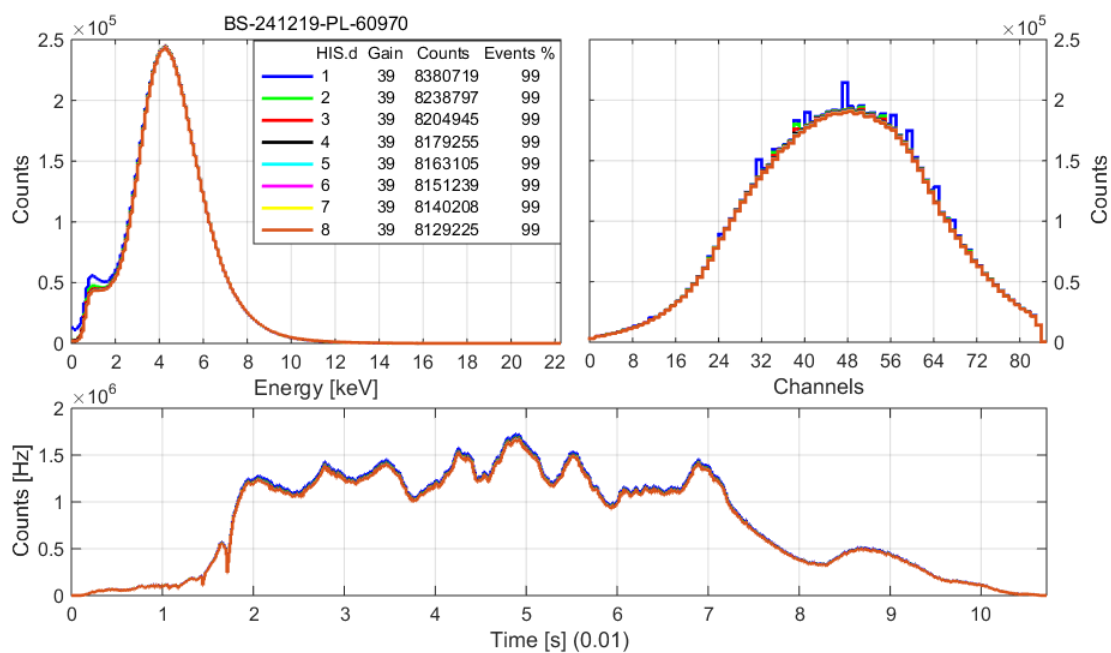


Rys. 4.156 Charakterystyki pomiarowe plazmy z dominującą składową SXR – porównanie wersji MAT i C++.

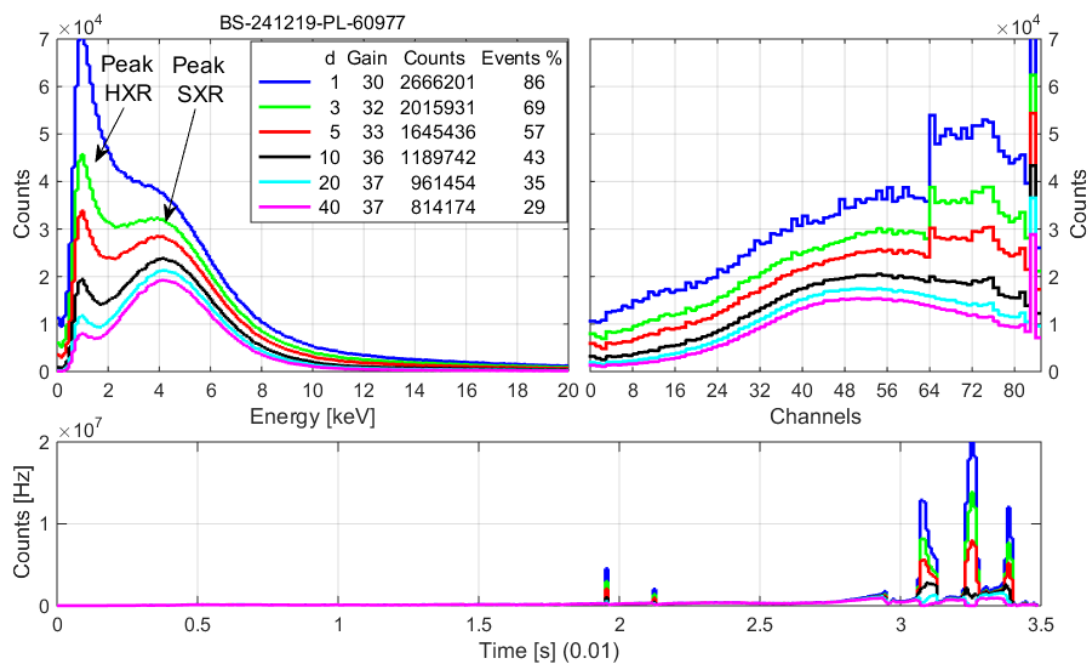


Rys. 4.157 Charakterystyki pomiarowe plazmy ze znaczącym tłem pochodnych HXR – porównanie wersji MAT (HIS.d = 3) i C++ (HIS.d = 1).

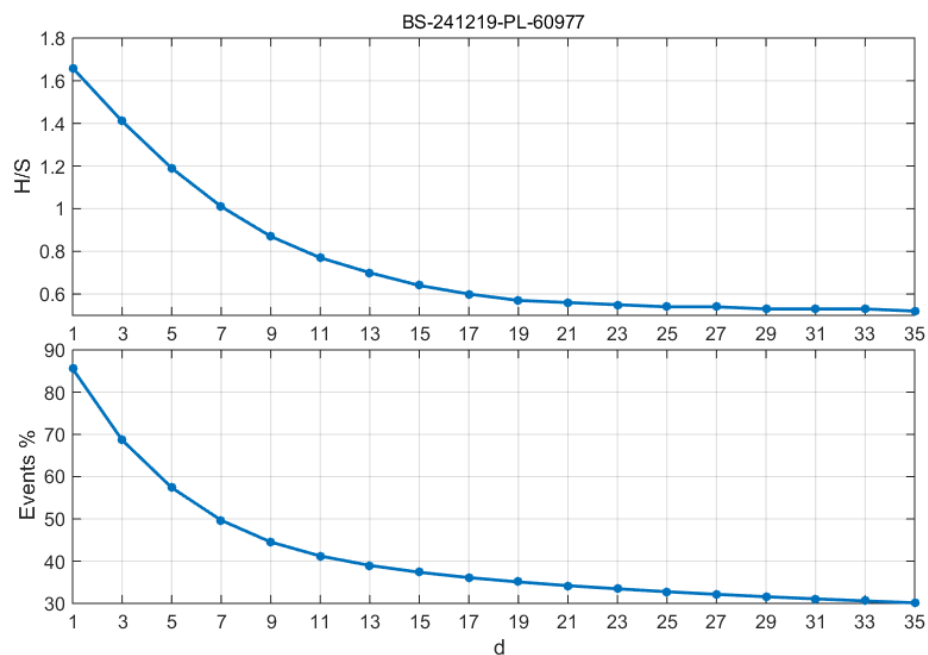
Przeprowadzono również szczegółowe testy z wariacjami parametru HIS.d, który określa czasowy rozdział paczek zdarzeń rejestrowanych w detektorze. Analiza tego parametru jest kluczowa dla poprawnej klasyfikacji promieniowania, umożliwiając precyzyjne rozróżnienie między sygnałem miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) a tłem generowanym przez promieniowanie twarde (HXR). Otrzymane wyniki pozwalają na optymalizację algorytmów przetwarzania danych, co może znacząco poprawić jakość diagnostyki plazmy w warunkach eksperymentalnych.



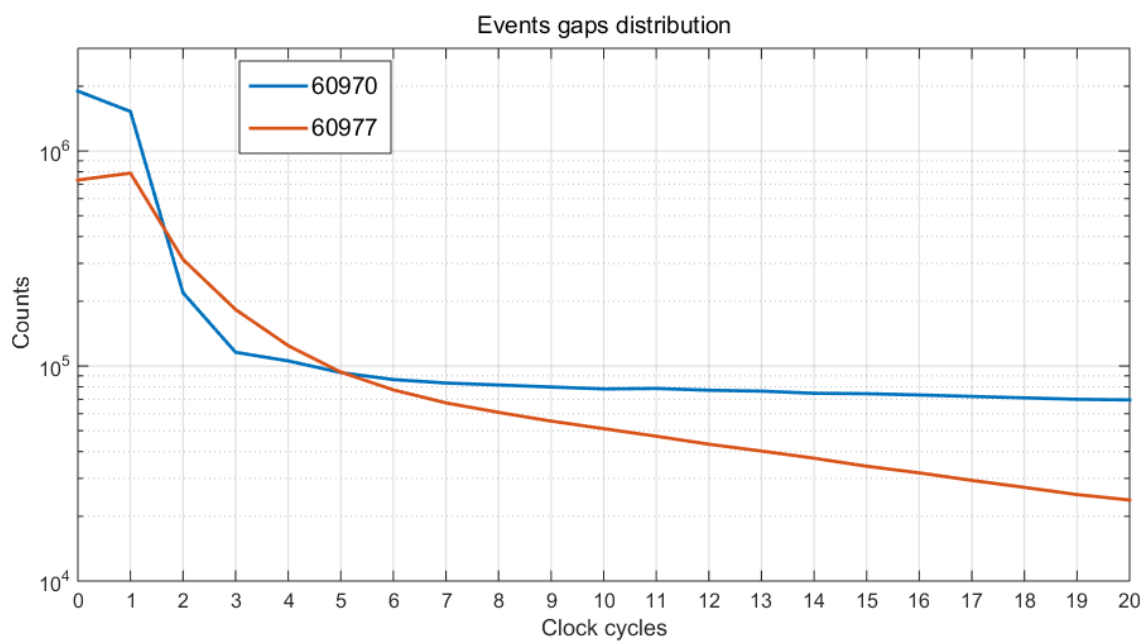
Rys. 4.158 Charakterystyki pomiarowe plazmy z dominującą składową SXR dla różnych wartości parametru HIS.d.



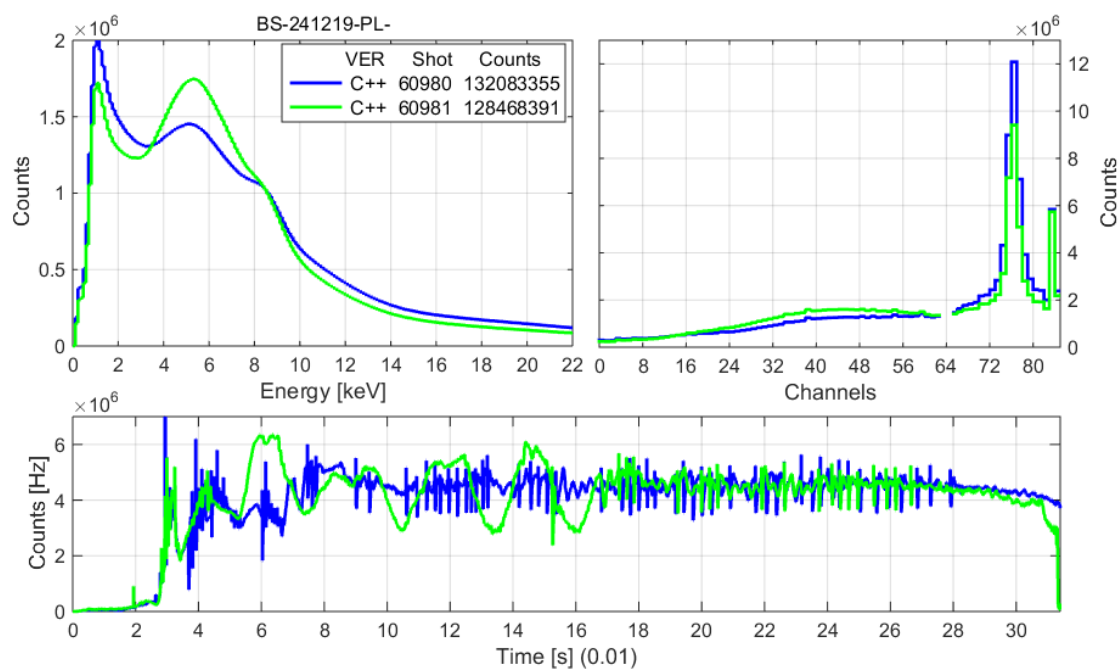
Rys. 4.159 Charakterystyki pomiarowe plazmy ze znaczącym tłem pochodnych HXR dla różnych wartości parametru HIS.d.



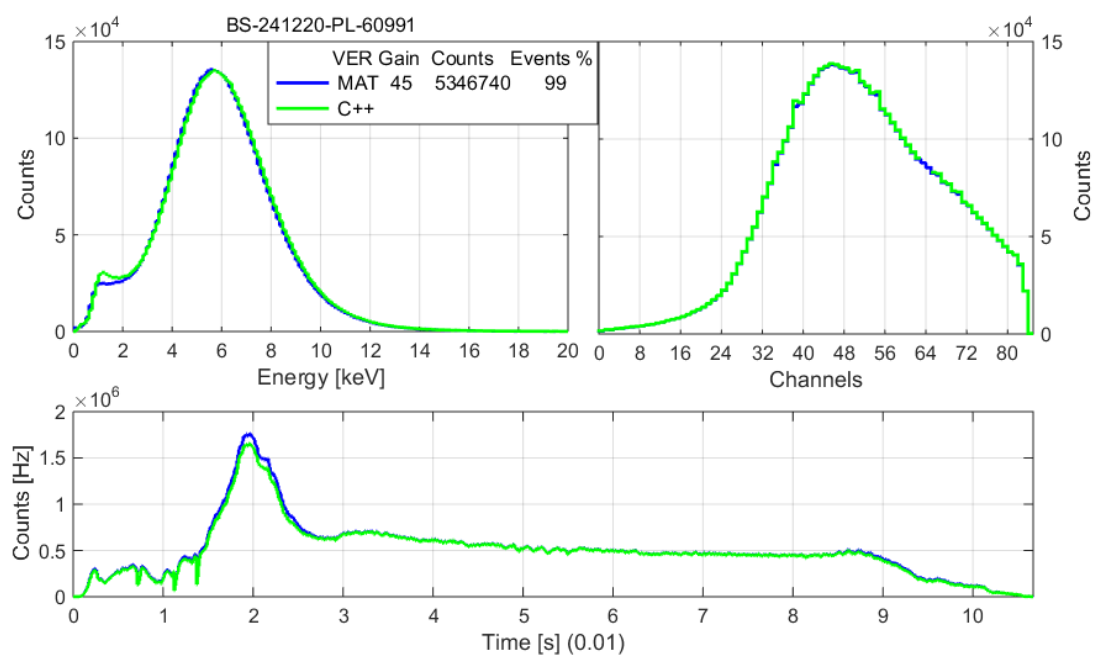
Rys. 4.160 Względne tłumienie składowej pochodnych HXR, $H/S = \text{Peak HXR}/\text{Peak SXR}$ oraz straty eventów w funkcji wartości parametru HIS.d.



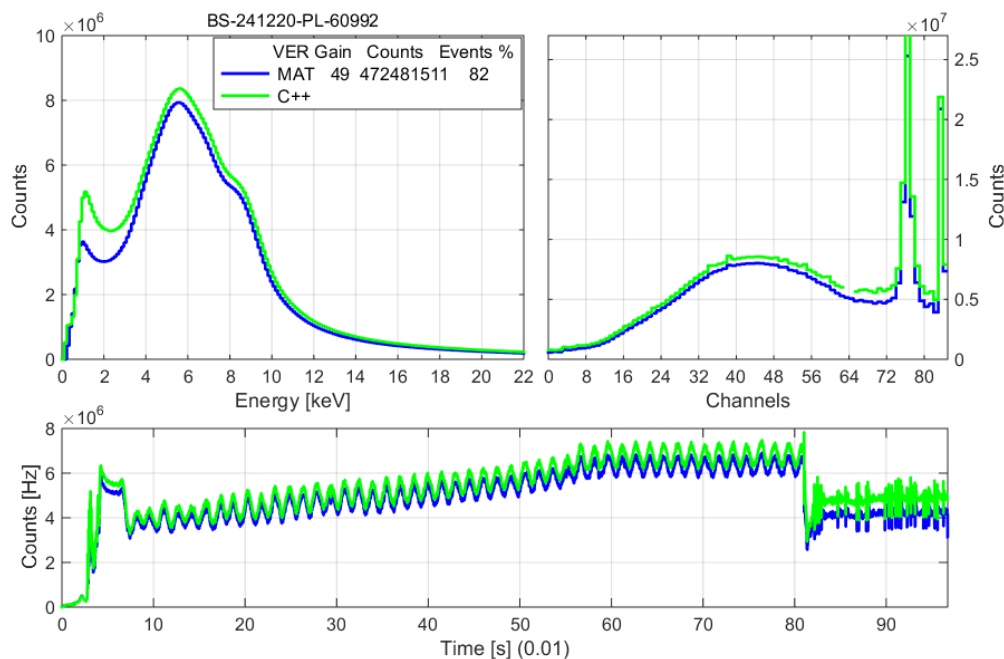
Rys. 4.161 Rozkład przerw między zdarzeniami dla plazmy 60970 z dominującą składową SXR oraz plazmy #60977 ze znaczącym tłem pochodnych od HXR.



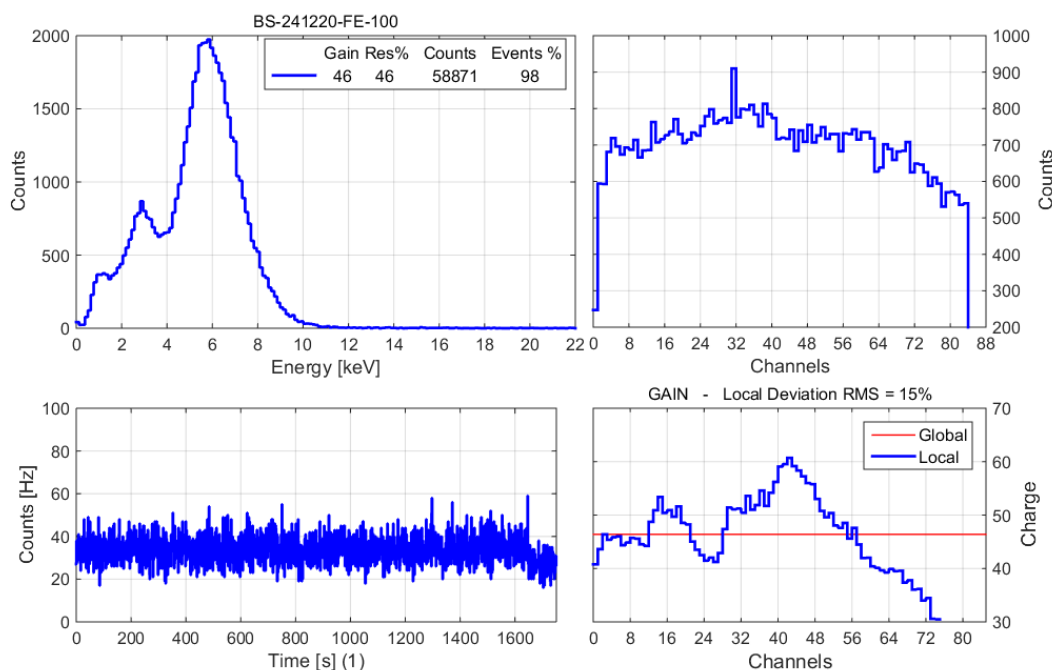
Rys. 4.162 Charakterystyki pomiarowe plazmy w wersji C++.



Rys. 4.163 Charakterystyki pomiarowe plazmy w wersji MAT i C++.



Rys. 4.164 Charakterystyki pomiarowe plazmy w wersji MAT i C++.



Rys. 4.165 Charakterystyki pomiarowe ^{55}Fe po zakończeniu sesji.

Przeprowadzone eksperymenty na tokamaku WEST wykazały szereg problemów pomiarowych, z których większość nie jest bezpośrednio związana z samym systemem detektora GEM, lecz wynika z ograniczeń zewnętrznych. W konsekwencji uzyskane wyniki nie mogą być uznane za w pełni miarodajne.

1. Ograniczony kąt widzenia plazmy – pole widzenia detektora zostało znacznie zredukowane przez okno bufora helowego, co ograniczyło zakres detekcji SXR do około 50 kanałów.
2. Dominacja tła HXR – w wielu przypadkach rejestrowano znaczne tło promieniowania twardego rentgenowskiego (HXR), które poza użytecznym zakresem SXR dominowało nad sygnałem.
3. Spadek wydajności detektora dla plazmy o większej intensywności – w przypadku plazmy o intensywności ~ 8 MHz zaobserwowano chwilowy spadek współczynnika wzmocnienia (*Gain*),

wynikający z ograniczenia prądowego wysokiego napięcia (HV). Ponadto, dla sygnału ^{55}Fe wykryto bardziej trwale zniekształcenia.

4. Nieszczelność bufora helowego – bufor helowy nie spełniał swojej funkcji, co mogło wpływać na jakość rejestrowanych sygnałów i widmo promieniowania padającego na detektor.
5. Problemy z akwizycją danych – zmiany wersji kodów ujawniły trudności związane z akwizycją danych w module WESTBOX, wymagające dalszej analizy.

W ostatnim tygodniu kampanii, po wymianie okna bufora helowego, uzyskano nowe możliwości obserwacji plazmy, co pozwoliło na dalszą analizę i ocenę potencjalnych usprawnień systemu.

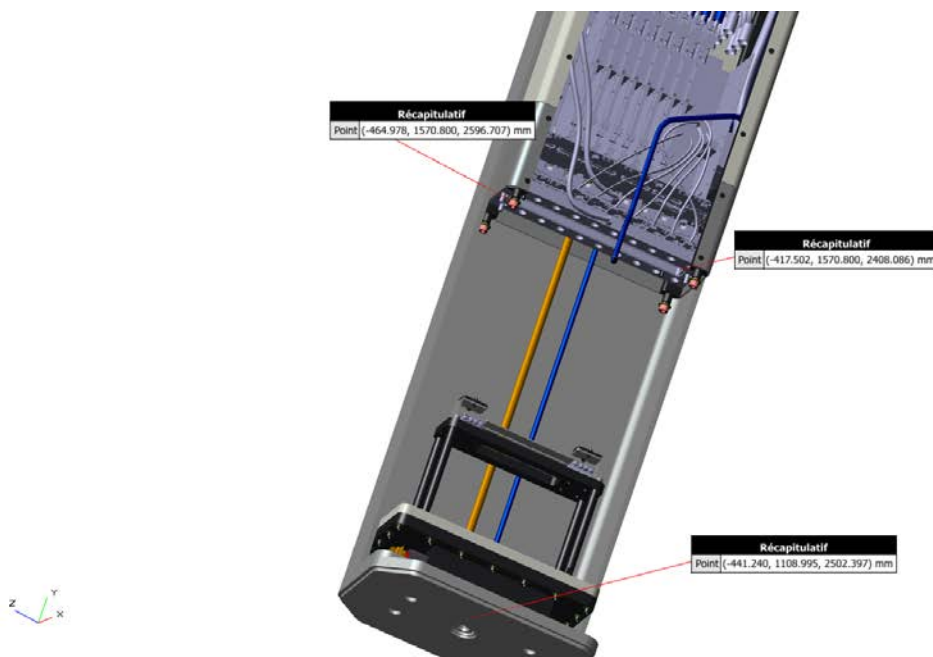
1. Wpływ geometrii układu detekcyjnego – różne rozkłady plazmy nadal prowadziły do przypadków poza zakresem pomiarowym detektora. Możliwe rozwiązanie obejmuje przesunięcie detektora bliżej okna berylowego, co może wymagać skrócenia bufora helowego.
2. Efekty wtórne HXR – w wielu przypadkach zaobserwowano wtórne efekty promieniowania HXR, które dominowały w dwóch kanałach: #76 i #84.
3. Nowa wersja kodów z histogramowaniem w języku C++ – dla regularnych charakterystyk, w których dominowało promieniowanie SXR, uzyskano zgodne wyniki. W przypadku znacznego tła HXR konieczne było dostosowanie parametru HIS.d, odpowiadającego za czasowy rozdział pakietów zdarzeń.
4. Optymalizacja parametru HIS.d – testy wykazały, że zwiększenie wartości parametru HIS.d pozwala na istotną poprawę stosunku sygnału SXR do tła HXR, co może znacząco zwiększyć jakość detekcji.
5. Dalsze problemy z akwizycją danych – mimo modyfikacji kodów nadal występowały trudności związane z akwizycją danych w module WESTBOX, wymagające dalszych prac optymalizacyjnych.
6. Regularność i powtarzalność pomiarów – choć liczba strzałów była ograniczona, uzyskane wyniki dla wybranych przypadków wykazywały regularne i miarodajne charakterystyki plazmy, co potwierdza poprawność metodologii w określonych warunkach pomiarowych i pozwala na rozpoczęcie fizycznych analiz sygnałów w kierunku badań zachowania plazmy

Osiągnięcia technologiczne

Porównując sygnały interferometryczne (KG1/LID4) z syntetycznymi sygnałami LID pochodzącymi z HRTS i reflektometru FM-CW (KG10) oraz porównując je z przewidywaniami modelu 2-punktowego (2PM), stwierdzono, że profile KG10 mogą mieć przesunięcie promieniowe nawet po zastosowaniu (skądinąd bardzo udanej) techniki "trybu burst". Przesunięcie to wynika z dobrze znanej niepewności inicjalizacji profili reflektometrycznych. Aby wyeliminować niepewności związane z inicjalizacją profilu, opracowano nowatorską, opartą na interferometrii technikę "kotwiczenia LID4", która została z powodzeniem zastosowana w celu poprawy pozycjonowania radialnego profilu reflektometru FM-CW (KG10) przy użyciu syntetycznych sygnałów z LID4. Opracowano procedury, które łączą prognozy 2PM, dane HRTS i dane interferometryczne (KG1) w celu sprawdzenia i - w razie potrzeby - poprawnej inicjalizacji (pozycji radialnej) każdego profilu KG10 oraz obliczenia wielkości zależnych, takich jak $n_{e,sep}$, $T_{e,sep}$, parametru kontroli turbulencji, α_t i jak najdokładniej je przechowywać jako PPF. Są to techniki, które są powszechnie stosowane w wielu badaniach fizyki piedestału plazmy, separatory i SOL.

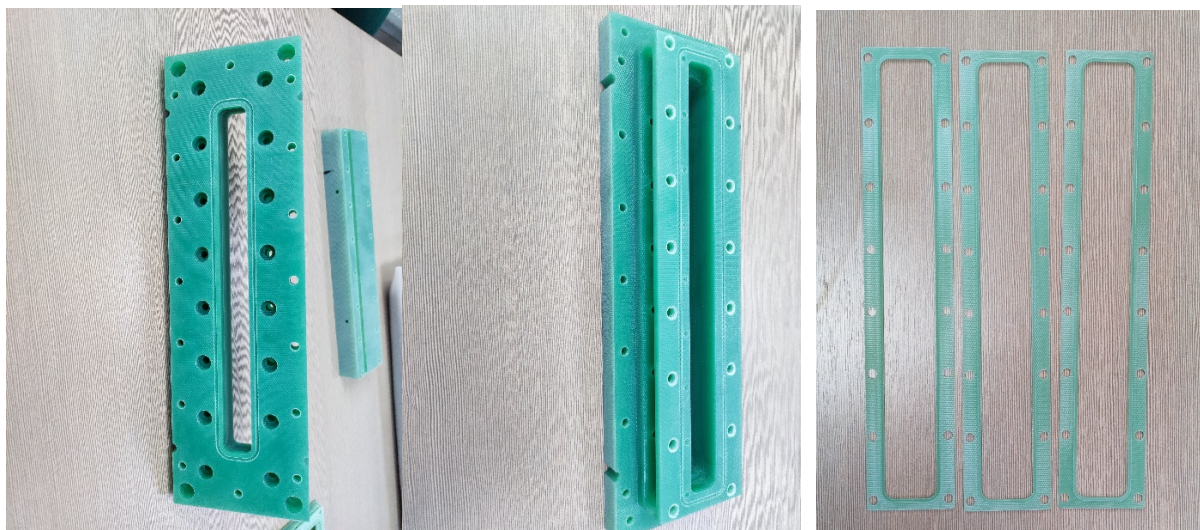
Prace badawcze koncentrowały się na dalszym debugowaniu oraz pełnym uruchomieniu systemu diagnostycznego zainstalowanego na tokamaku WEST. Kluczowym celem tych działań było zapewnienie wysokiej niezawodności oraz precyzji akwizycji danych, co ma fundamentalne znaczenie dla skutecznego monitorowania procesów fizycznych zachodzących w plazmie tokamakowej. Zakres realizowanych zadań obejmował kompleksowe testowanie i optymalizację modułu akwizycji danych, który odpowiada za zbieranie, przetwarzanie oraz analizę informacji dotyczących promieniowania rentgenowskiego generowanego w trakcie eksperymentów fuzyjnych. Ponadto, istotnym aspektem prowadzonych prac było przygotowanie oraz kalibracja detektorów GEM, stanowiących kluczowy komponent systemu tomografii rentgenowskiej. Dzięki zastosowaniu tych nowoczesnych detektorów możliwe jest uzyskanie wysokorozdzielczych obrazów promieniowania rentgenowskiego, co pozwala na precyzyjne odwzorowanie struktury oraz dynamiki emisji promieniowania w plazmie tokamakowej. Prace te wpisują się w szerszy kontekst rozwoju innowacyjnych technologii diagnostycznych dedykowanych przyszłym urządzeniom fuzyjnym, takim jak ITER oraz DEMO. Opracowanie i optymalizacja nowoczesnych metod monitorowania emisji promieniowania rentgenowskiego ma kluczowe

znaczenie dla poprawy kontroli nad procesami zachodzącymi w plazmie oraz dla zwiększenia efektywności przyszłych reaktorów termojądrowych. Efekty tych działań mogą przyczynić się do dalszego rozwoju diagnostyki plazmy, a także stanowić istotny wkład w międzynarodowe wysiłki badawcze na rzecz osiągnięcia zrównoważonej i wydajnej energetyki opartej na fuzji jądrowej.



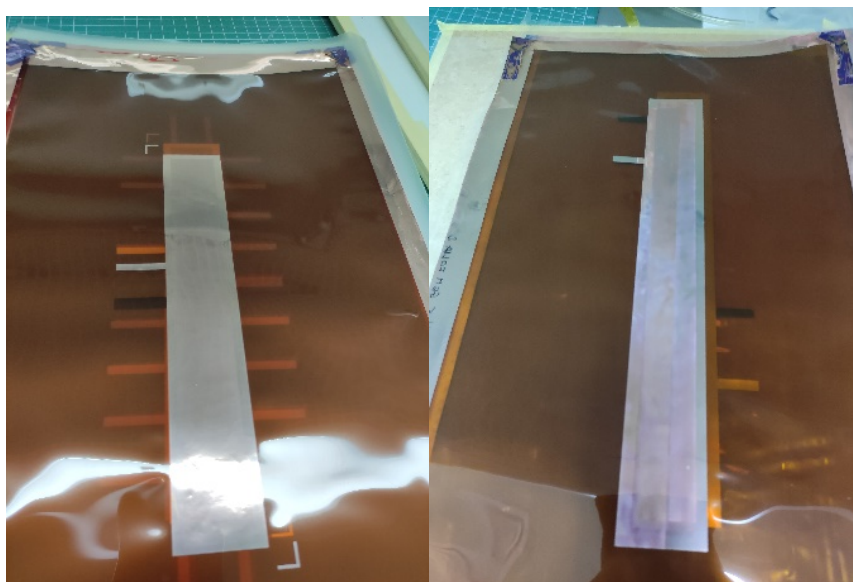
Rys. 4.166 Schemat detektora zainstalowanego w WEST wewnątrz portu pionowego.

Rozważany detektor został zainstalowany na urządzeniu, jak przedstawiono na Rys. 5.166. W ramach prowadzonych prac, szczególny nacisk kładziony jest na zapewnienie stabilności działania detektora. W tym samym czasie, równolegle prowadzone były prace nad przygotowaniem detektora do długotrwałej i ciągłej eksploatacji podczas kampanii eksperymentalnej na tokamaku WEST. Prace te miały miejsce w Laboratorium IPPLM, gdzie zespół badawczy pracuje nad identycznym detektorem oraz systemem akwizycji danych. Celem tych działań jest zarówno weryfikacja działania detektora w warunkach laboratoryjnych, jak i przetestowanie efektywności systemu akwizycji w symulowanych warunkach operacyjnych, które będą występować na tokamaku. Przygotowania te obejmują szereg etapów, takich jak kalibracja detektorów, optymalizacja algorytmów akwizycji danych oraz testowanie integralności systemu w warunkach zmieniających się parametrów plazmy. Prace w laboratorium mają na celu także eliminację ewentualnych błędów systemowych oraz zapewnienie wysokiej niezawodności detektora, co jest kluczowe w kontekście długoterminowych eksperymentów, które odbywają się na tokamaku. Kolejnym etapem procesu było przygotowanie detektora poziomego, który wymagał podjęcia działań naprawczych związanych z wyprostowaniem ramek. Konieczność tego zabiegu wynikała z problemów mechanicznych, które pojawiły się w trakcie wcześniejszej eksploatacji detektora. Ramki folii GEM, po uprzednim wypaczeniu, wykazywały tendencję do rozciągania w wyniku działających na nie sił, co skutkowało ich deformacjami. Zjawisko to miało negatywny wpływ na stabilność i efektywność działania detektora, prowadząc do problemów z jego funkcjonalnością. W szczególności, nadmierna liczba śrub użytych do montażu detektora miała niekorzystny wpływ na właściwości folii GEM. Pod wpływem tego czynnika, a także w wyniku wielokrotnego otwierania detektora w trakcie jego eksploatacji, folie ulegały odkształceniom, wyginając się do wewnątrz. To zjawisko prowadziło do zmniejszenia odległości między foliami, co w konsekwencji pogarszało działanie detektora. W wyniku tych problemów, częstokroć dochodziło do awarii samych folii, co negatywnie wpływało na wyniki eksperymentów. Aby rozwiązać te problemy, podjęto decyzję o opracowaniu nowego zestawu ramek dla detektora poziomego. Nowe ramki miały na celu poprawienie stabilności konstrukcji detektora oraz zapewnienie optymalnych warunków pracy folii GEM. Poniższe zdjęcia przedstawiają nowy zestaw ramek, który pozwolił na rozwiązanie problemów związanych z odkształczeniami i awariami folii, a także zapewnił detektorowi wyższą niezawodność w trakcie eksperymentów.



Rys. 4.167 Zdjęcie ramek detektora poziomego.

Zestaw folii GEM został skrupulatnie przygotowany do pierwotnego procesu klejenia na nowych ramkach, oprócz wstępnej fazy testów w nowej konfiguracji.



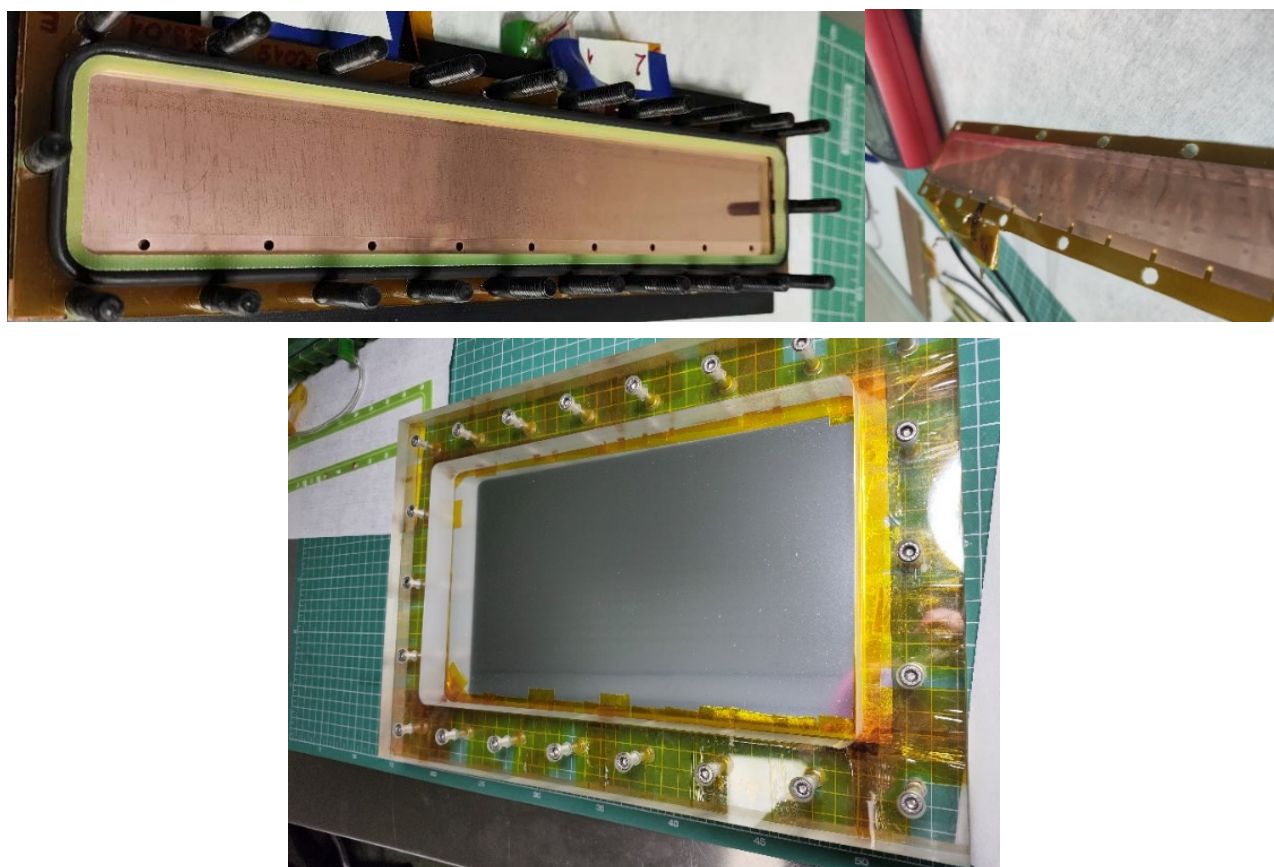
Rys. 4.168 Zdjęcie folii GEM detektora poziomego.

Zdjęcie folii w większym i bardziej szczegółowym powiększeniu ujawnia liczne defekty strukturalne, które mogą mieć istotny wpływ na funkcjonowanie detektora. Wady te, obejmujące m.in. mikroskopijne uszkodzenia, nierówności powierzchni czy lokalne deformacje, mogą prowadzić do nieoczekiwanych i niepożądanych efektów podczas pracy urządzenia. Obecność takich defektów może negatywnie wpływać na jednorodność pola elektrycznego w detektorze, powodując niekontrolowane zjawiska, takie jak wyładowania, niestabilność pracy czy obniżenie jakości zbieranych danych. Z tego względu analiza strukturalna folii w wysokiej rozdzielczości stanowi kluczowy element procesu oceny ich przydatności do dalszego wykorzystania w diagnostyce plazmowej. Identyfikacja i zrozumienie charakteru tych nieprawidłowości pozwala na opracowanie skutecznych metod ich eliminacji lub minimalizacji wpływu na funkcjonowanie detektora, co jest niezbędne dla zapewnienia wysokiej precyzji i niezawodności pomiarów.



Rys. 4.169 Zdjęcie folii GEM detektora poziomego.

Po aplikacji folie pozostają płaskie i odpowiednio napięte, choć nie są w pełni rozciągnięte. Taki stan zapewnia ich stabilność mechaniczną oraz optymalne warunki pracy w detektorze. Jednakże obecność smug i plam widocznych na powierzchni folii budzi uzasadnione obawy dotyczące ich jakości oraz potencjalnego wpływu na funkcjonowanie układu pomiarowego.



Rys. 4.170 Zdjęcie folii GEM detektora poziomego na ramkach wraz z nowym oknem Mylar/Al o grubości 13/0,5 μm .

Po przeprowadzeniu wstępnych testów przewidywano, że folie mogą wykazywać parametry pracy poniżej oczekiwanych norm. Przypuszczenia te znalazły potwierdzenie w późniejszych analizach, w których stwierdzono obecność licznych śladów przypaleń na powierzchni folii.

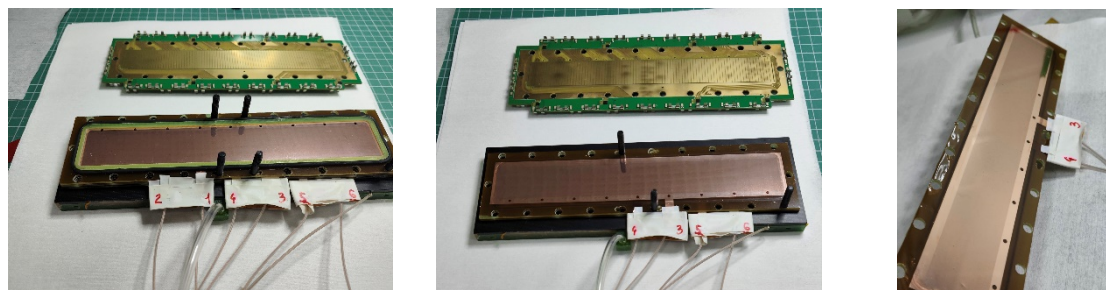


Rys. 4.171 Zdjęcie folii GEM, które zostały użyte w detektorze operacyjnym.

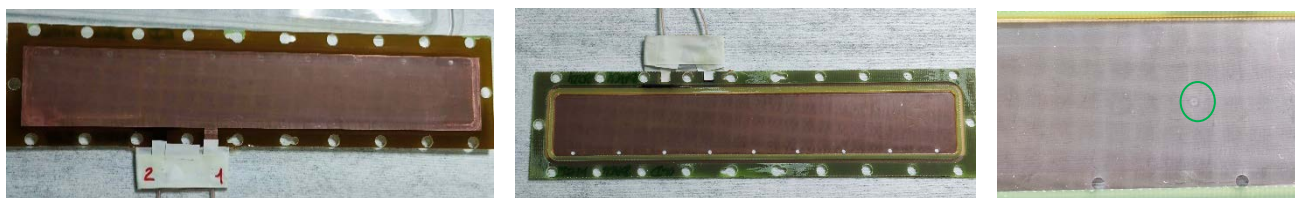
Zaobserwowano, że wymiary detektora, w szczególności jego długość i szerokość, w porównaniu z detektorem pionowym, mogą mieć niekorzystny wpływ na jego stabilność mechaniczną. Nadmierna długość wprowadza dodatkowe naprężenia w strukturze detektora, co prowadzi do dalszego wypaczania oraz ściskania nawet wcześniej wyprostowanych ramek. Konsekwencją tego zjawiska jest deformacja folii, która ulega wciągnięciu do wnętrza detektora, przyjmując kształt wklęsły, przypominający lejek. Taka nierównomierność powoduje niejednorodne rozłożenie folii względem siebie, co może skutkować lokalnym skracaniem lub wydłużaniem odległości między warstwami. Chociaż efekt ten jest mniej wyraźny w przypadku detektora, który nie uległ dodatkowemu wykrzywieniu powierzchni, nadal może negatywnie wpływać na jego parametry pracy. Pomimo wspomnianych wyzwań istnieje realna możliwość skutecznego montażu końcowego detektora poziomego w stabilnej, wyprostowanej formie. Kluczowe w tym procesie będą odpowiednie procedury montażowe oraz optymalizacja strukturalna ramek, co pozwoli na zminimalizowanie naprężeń i zapewnienie jednolitego rozłożenia folii wewnątrz układu.

Naprawa detektora po powrocie z WEST

Po zakończeniu poprzedniej kampanii eksperymentalnej stwierdzono, że detektor zainstalowany na tokamaku WEST uległ uszkodzeniu w wyniku intensywnego promieniowania z plazmy. Uszkodzenia te wymagały kompleksowej naprawy w 2024 roku, aby umożliwić dalszą eksploatację systemu diagnostycznego. Analiza uszkodzeń wskazała, że jednym z głównych problemów była obecność znacznych prądów płynących przez folie GEM, co prowadziło do zwarcia warstw miedzianych (Cu) folii. Tego rodzaju awaria może wynikać z nagromadzenia ładunków elektrostatycznych oraz lokalnych przegrzań, które osłabiają strukturę detektora i powodują jego degradację. Proces naprawy obejmował szczegółową inspekcję uszkodzonych komponentów, wymianę wadliwych folii GEM oraz optymalizację warunków pracy detektora w celu zminimalizowania ryzyka ponownego wystąpienia zwarć. Dodatkowo przeprowadzono serię testów mających na celu ocenę stabilności elektrycznej oraz mechanicznej nowo zamontowanych elementów. Dzięki podjętym działaniom detektor został przywrócony do pełnej funkcjonalności i jest gotowy do dalszej eksploatacji w kolejnych kampaniach eksperymentalnych.



Rys. 4.172 Zdjęcie folii GEM z płytą odczytu, które były używane w działającym i uszkodzonym detektorze na tokamaku WEST.



Rys. 4.173 Zdjęcie folii GEM, które zostały użyte w działającym i uszkodzonym detektorze na tokamaku WEST.

Po przeprowadzeniu szczegółowej inspekcji wnętrza detektora stwierdzono, że pierwsza i druga folia GEM wykazują niską rezystywność, co zostało zilustrowane na Rys. 4.171. Charakterystycznym objawem uszkodzenia była obecność pojedynczej, niewielkiej wypalonej kropki na powierzchni folii, co sugerowało lokalne przegrzanie i degradację materiału. W celu precyzyjnej oceny parametrów elektrycznych folii przeprowadzono pomiary rezystywności i pojemności z wykorzystaniem multimetru SONEL MIC-5005. Testy zostały wykonane przy prądzie wejściowym 1.2 mA, napięciu 500 V oraz czasie pomiaru wynoszącym 90 sekund. Wyniki pomiarów wskazywały na istotne różnice w wartościach rezystywności i pojemności między poszczególnymi foliami:

- **Folia 1-2:** rezystywność 3.58 GΩ, pojemność 1.85 nF.
- **Folia 3-4:** rezystywność 1 MΩ, pojemność 0 nF.
- **Folia 5-6:** rezystywność >1 TΩ, pojemność 1.91 nF.
- **Pomiędzy foliami 2-3, 4-5, 6-7:** rezystywność >1 TΩ.

Analiza wyników wykazała, że folia znajdująca się najbliżej układu odczytu (folia 1) charakteryzuje się znacznie obniżoną rezystywnością na poziomie 3.6 GΩ, co sugeruje jej degradację i konieczność wymiany. Ponadto folia środkowa (folia 3) wykazywała wyjątkowo niską rezystancję (1 MΩ) oraz zerową pojemność (0 nF), co wskazywało na zwarcie w strukturze folii. Ze względu na nieodwracalny charakter uszkodzeń, folia ta również została zakwalifikowana do wymiany.

Dalsze działania obejmowały demontaż uszkodzonych komponentów oraz ich zastąpienie nowymi foliami o odpowiednich parametrach, co miało na celu przywrócenie pełnej funkcjonalności detektora oraz zapewnienie jego stabilnej pracy podczas przyszłych kampanii eksperymentalnych.

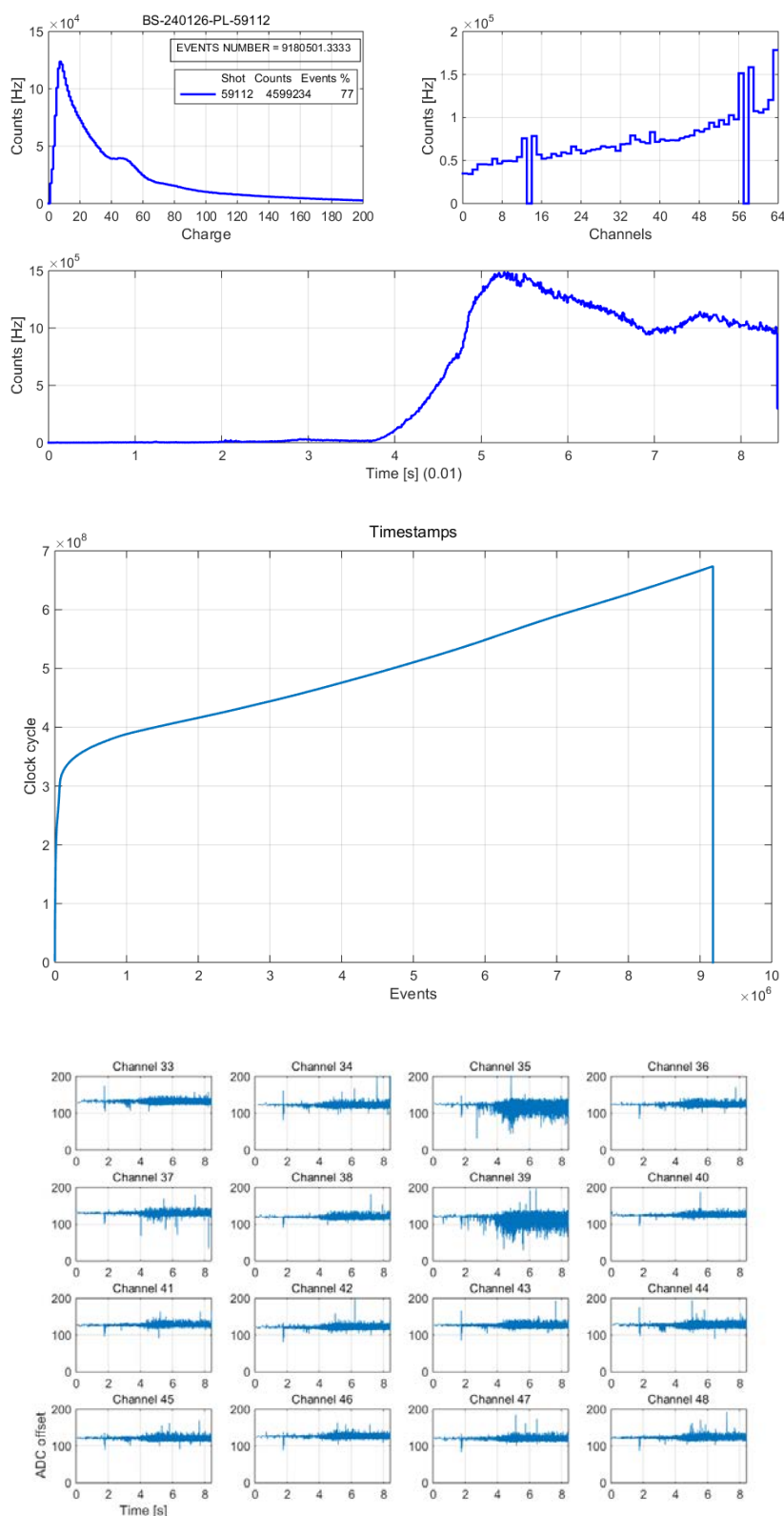
Przygotowanie systemu akwizycji sygnałów z detektora GEM

W 2024 roku zespół badawczy koncentrował się na opracowaniu i optymalizacji systemu do akwizycji sygnałów z detektora GEM dla prowadzenia precyzyjnych pomiarów na tokamaku WEST. W trakcie roku przeprowadzono szereg analiz i testów, których celem było rozwiązanie problemów technicznych oraz poprawa stabilności zbierania danych. Efektem tych działań było osiągnięcie stosunkowo stabilnej akwizycji sygnałów podczas kampanii eksperymentalnej. Na początku 2024 roku, podczas pierwszych prób zbierania danych na tokamaku WEST, zidentyfikowano istotny problem związany z dryfem sygnału, który prowadził do błędnej rejestracji danych eksperymentalnych. W wyniku szczegółowej analizy przeprowadzonej przez zespół GEM stwierdzono kilka kluczowych nieprawidłowości:

- Resetowanie znaczników czasu** – Okazało się, że znaczniki czasowe były nieprawidłowo resetowane do ostatniej pozycji, co prowadziło do błędów w chronologii zbieranych danych.
- Nieprawidłowa liczba jednostek w pliku binarnym** – Dane zapisywane w pliku binarnym nie były wielokrotnością wartości 96, co wskazywało na niespójność w strukturze przechowywanych informacji.
- Zakłócenia i przeszacowanie offsetów** – Zmiany offsetów były niestabilne i rosły wraz ze wzrostem temperatury systemu, co wymagało ich każdorazowego zerowania i kalibracji przed rozpoczęciem pomiarów.
- Nieprawidłowe rozkłady sygnału** – Analiza wykazała, że rozkłady sygnałów były niewłaściwie wyodrębnione, szczególnie w przypadku większych szczelin, co mogło prowadzić do utraty istotnych informacji pomiarowych.

Na Rys. 4.174 przedstawiono graficzną ilustrację omawianych problemów, które miały istotny wpływ na jakość pozyskiwanych danych. W odpowiedzi na te wyzwania zespół badawczy podjął działania mające na celu poprawę algorytmów przetwarzania sygnałów, optymalizację ustawień modułu DAQ oraz wdrożenie nowych procedur

kalibracyjnych. Dzięki tym pracom możliwe było zminimalizowanie błędów oraz zwiększenie precyzji akwizycji sygnałów.



Rys. 4.174 Charakterystyka detektora dla impulsu plazmowego Nr 59112 (góra), zależność cykli zegara od liczby zdarzeń (środek) i ewolucja sygnału ADC w czasie (dół).

W celu szczegółowej analizy i rozwiązania zidentyfikowanych problemów zespół przeprowadził serię testów diagnostycznych oraz dokładnie przeanalizował uzyskane dane. Eksperymenty miały na celu ocenę stabilności

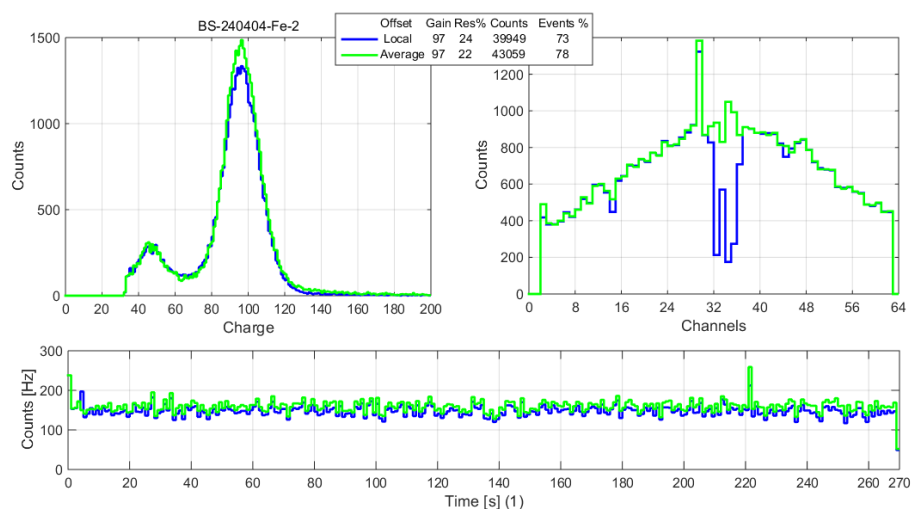
systemu akwizycji sygnałów oraz identyfikację potencjalnych źródeł zakłóceń. Do przeprowadzenia testów wykorzystano lampę rentgenowską AMPTEK Mini-X, stanowiącą źródło promieniowania X, a także detektor GEM w konfiguracji pionowej. Szczegółowe warunki eksperymentu przedstawiono poniżej:

- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: 1–64, AFE: 2–5
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** 5 x ⁵⁵Fe
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–100 μA)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 355, 600, 355, 600, 355, 1200] V
- **Ograniczenie prądu:** 5 μA
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwalania:** 30.

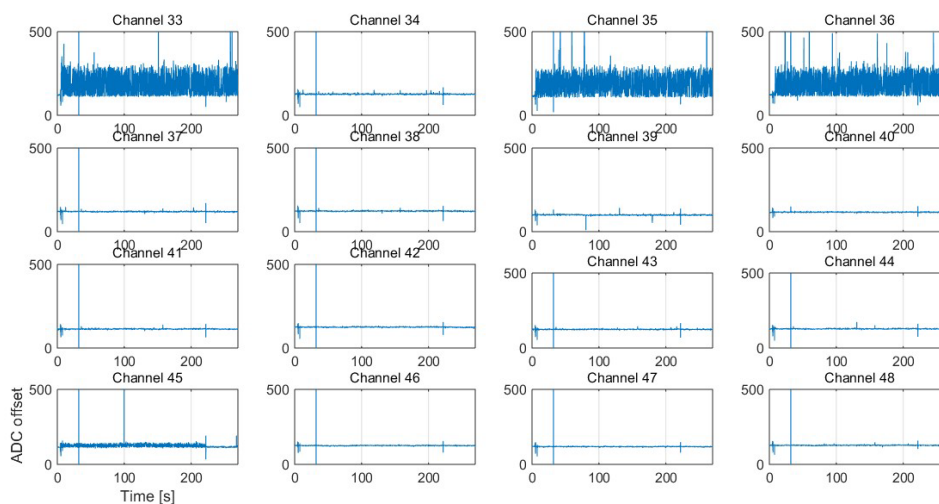
Przeprowadzone testy pozwoliły na ocenę wydajności detektora w różnych warunkach eksperymentalnych oraz identyfikację potencjalnych anomalii w rejestrowanych sygnałach. Uzyskane dane posłużyły do dalszej optymalizacji systemu oraz kalibracji układu akwizycji, co miało duże znaczenie dla poprawy jakości zbieranych informacji.



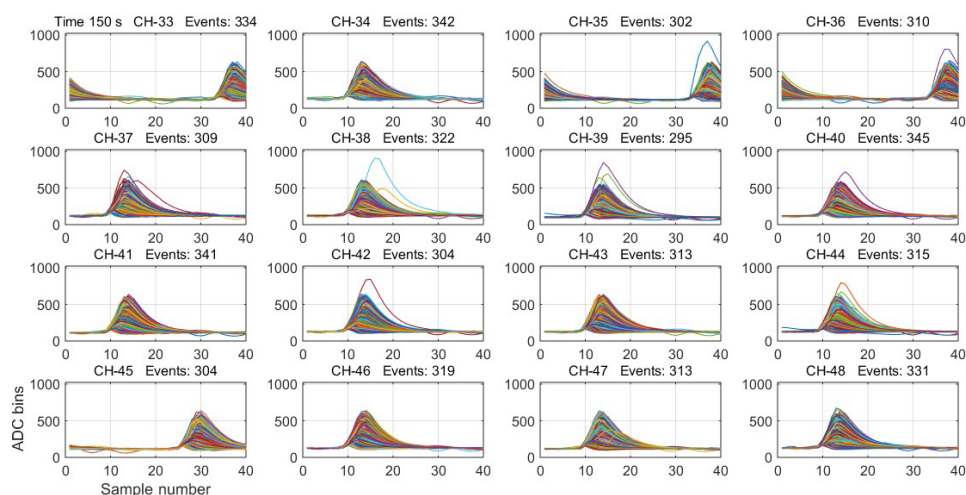
Rys. 4.175 System detektora GEM wyposażony w źródła promieniowania Fe i lampę Amptek Mini-X.



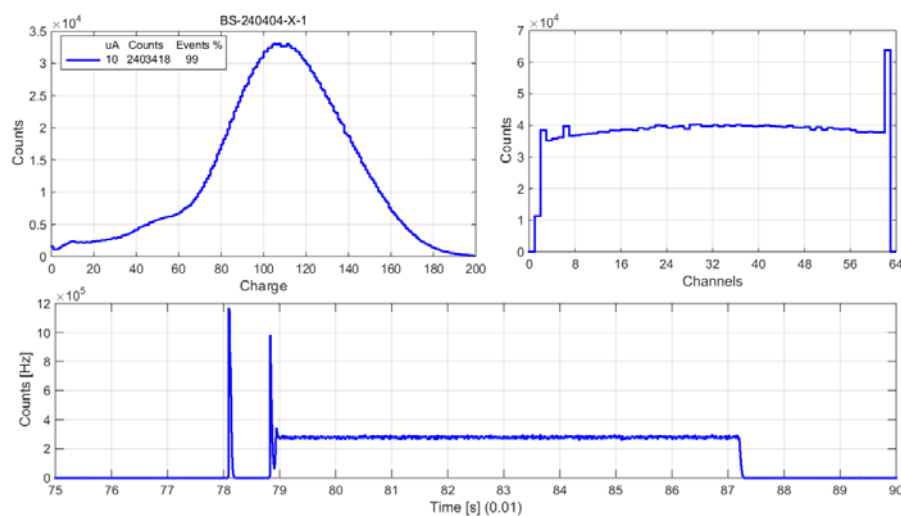
Rys. 4.176 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem Fe dla dwóch szacowanych przesunięć.



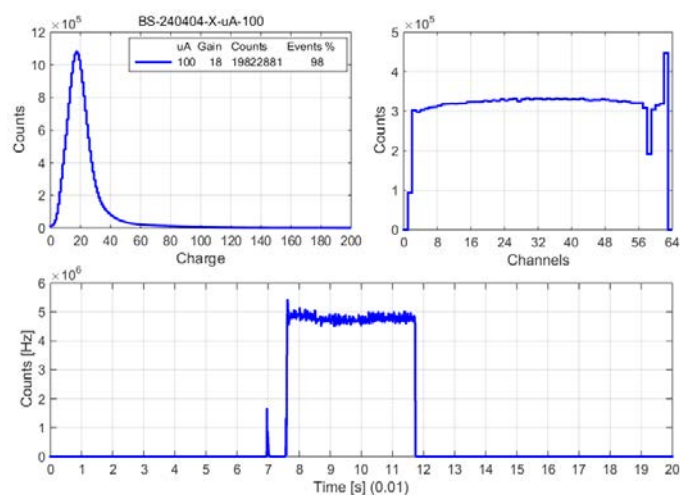
Rys. 4.177 Oszacowanie przesunięcia czasu lokalnego dla AFE 3.



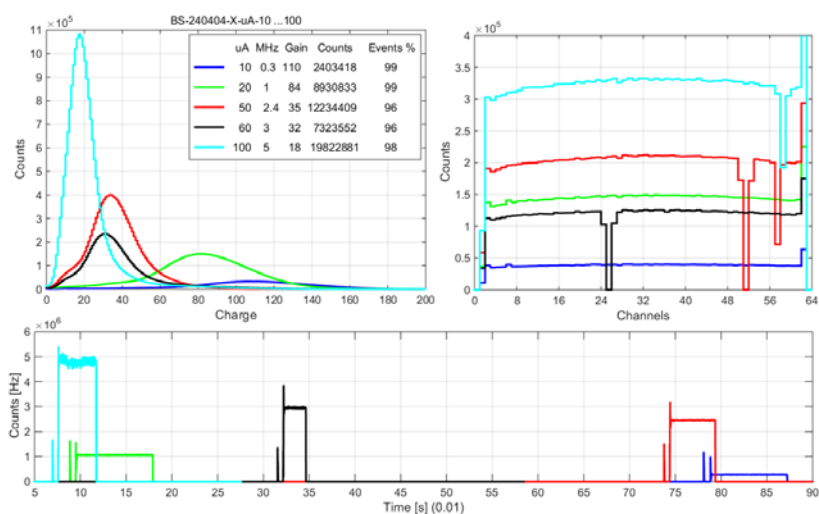
Rys. 4.178 Sygnały ADC dla kanałów AFE 3. Inwersja czasowa próbek w kanałach 33, 35, 36
Jak widać na Rys. 4.178 występuje inwersja czasowa próbek w kanałach 33, 35, 36.



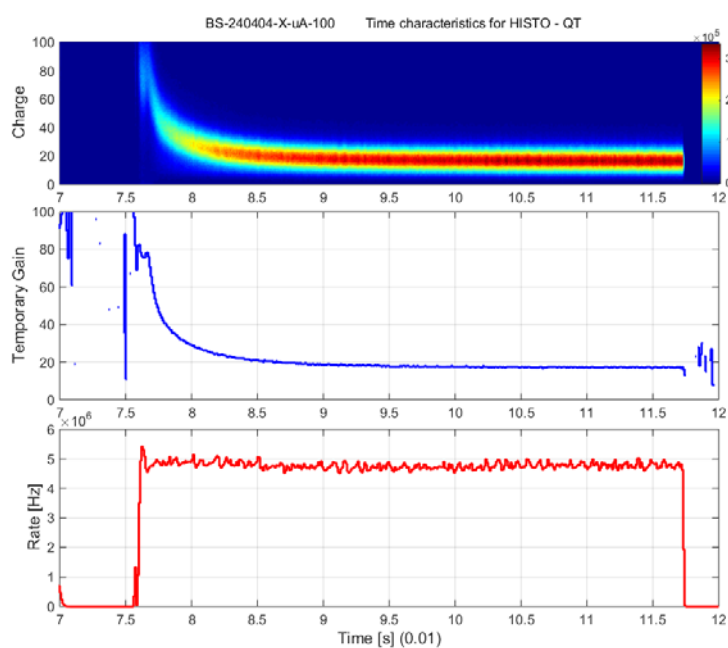
Rys. 4.179 Charakterystyka detektora dla pomiaru z lampą rentgenowską o natężeniu 10 uA.



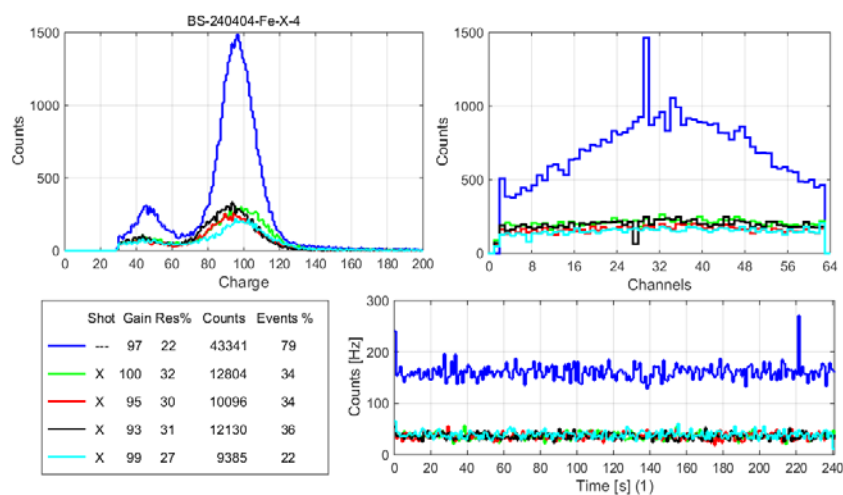
Rys. 4.180 Charakterystyka detektora dla pomiaru z lampą rentgenowską o natężeniu 100 uA.



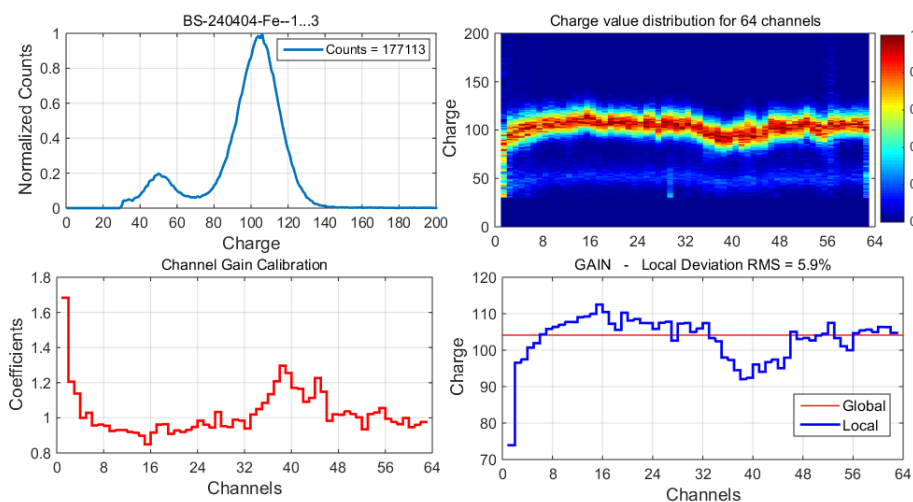
Rys. 4.181 Charakterystyka detektora dla pomiarów ze źródłem promieniowania rentgenowskiego w zakresie 10-100 uA.



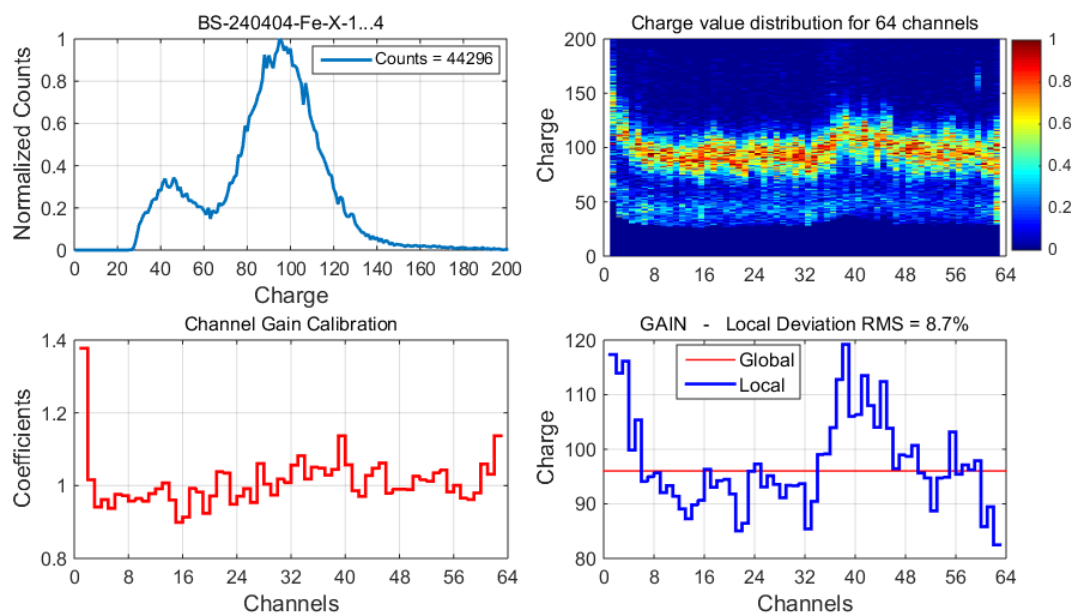
Rys. 4.182 Charakterystyka detektora w czasie napromieniowania lampą rentgenowską o natężeniu 100 uA.



Rys. 4.183 Charakterystyka detektora przy napromieniowaniu źródłem ^{55}Fe przed pomiarem i po pomiarze lampą rentgenowską.



Rys. 4.184 Charakterystyka kalibracji detektora przy napromieniowaniu źródłem ^{55}Fe przed pomiarem źródła lampy rentgenowskiej.



Rys. 4.185 Charakterystyka kalibracji detektora przy napromieniowaniu źródłem ^{55}Fe po pomiarze źródłem lampy rentgenowskiej.

Podczas analizy uzyskanych danych zidentyfikowano kilka istotnych problemów wpływających na poprawność wyników pomiarowych i stabilność działania systemu detekcji.

1. Inwersja czasowa próbek ADC:

Zaobserwowano nieregularne inwersje czasowe próbek ADC w różnych kanałach, przy czym efekt ten występował w sposób losowy i zależny od natężenia sygnału. Szczególnie zauważalne było to dla wysokich intensywności, gdzie problem z oszacowaniem offsetu ulegał nasileniu. Zakłócenia te wpływały na precyzję rekonstrukcji danych, prowadząc do błędnej interpretacji wyników.

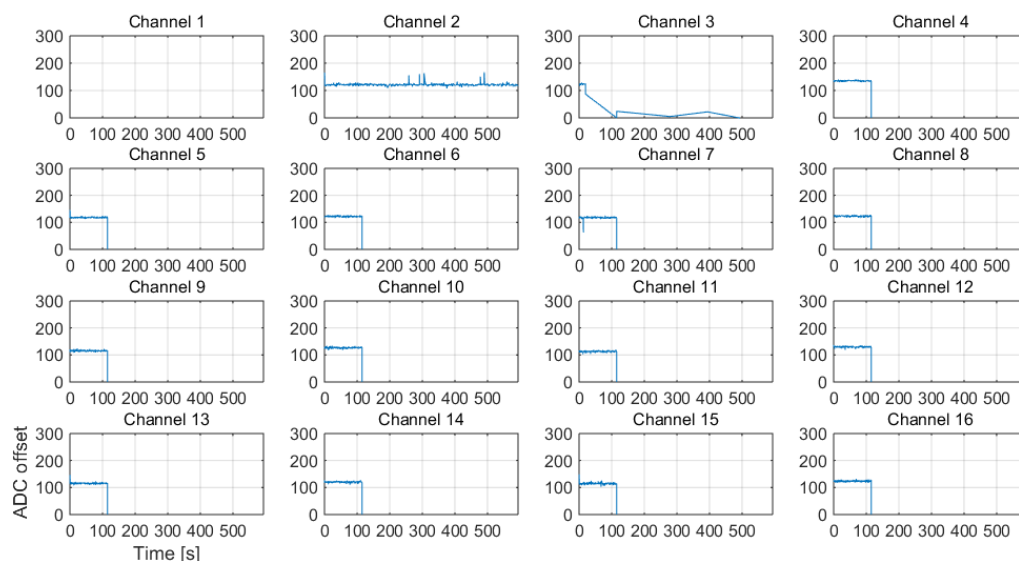
2. Podwyższone obciążenie prądowe i spadek napięcia:

Testy przeprowadzone z wykorzystaniem lampy rentgenowskiej AMPTEK Mini-X wykazały znaczący wzrost obciążenia prądowego przy intensywnościach impulsów przekraczających 1 MHz w 64 kanałach, co doprowadziło do wysokiego spadku napięcia dla trzech warstw detektora. Skutkiem tego był znaczny spadek wzmocnienia detektora podczas impulsu, co bezpośrednio wpływało na jakość i dokładność rejestrowanych danych.

3. Blokowanie offsetu jako główna przyczyna przesunięcia czasowego sygnału:

Szczegółowa analiza wykazała, że podstawowym źródłem problemów z przesunięciem czasowym sygnałów z detektora jest efekt blokowania offsetu. Potwierdzają to uzyskane dane eksperymentalne, w szczególności wyniki przedstawione na Rys. 4.184, gdzie wyraźnie widoczna jest nieprawidłowa synchronizacja próbek.

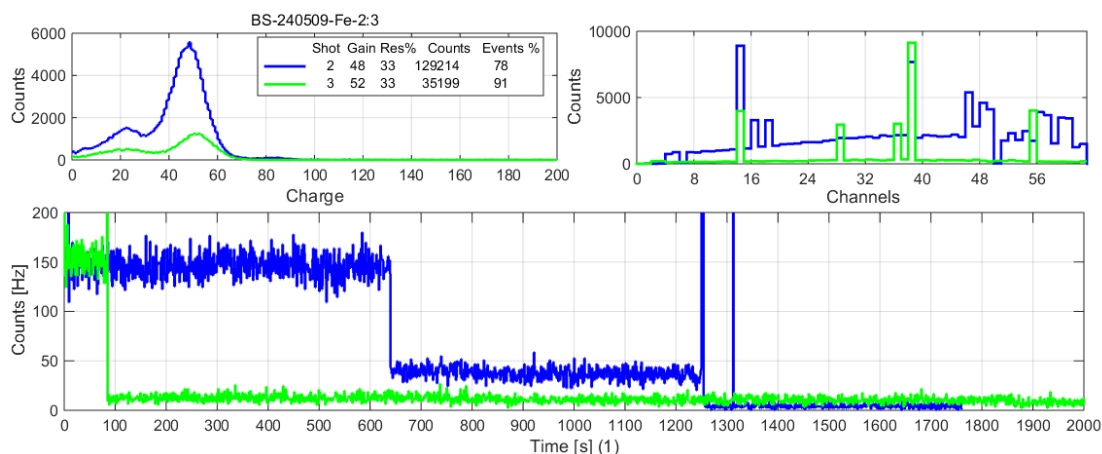
Identyfikacja tych problemów pozwala na podjęcie dalszych działań optymalizacyjnych, takich jak ulepszenie algorytmów kompensacji offsetu, poprawa stabilności zasilania oraz analiza możliwości redukcji obciążenia systemu akwizycji. Dalsze badania będą ukierunkowane na minimalizację wpływu zakłóceń oraz zapewnienie poprawnej synchronizacji sygnałów w celu uzyskania precyzyjnych i wiarygodnych wyników pomiarowych.



Rys. 4.6 Ilustracja blokowania offsetów.

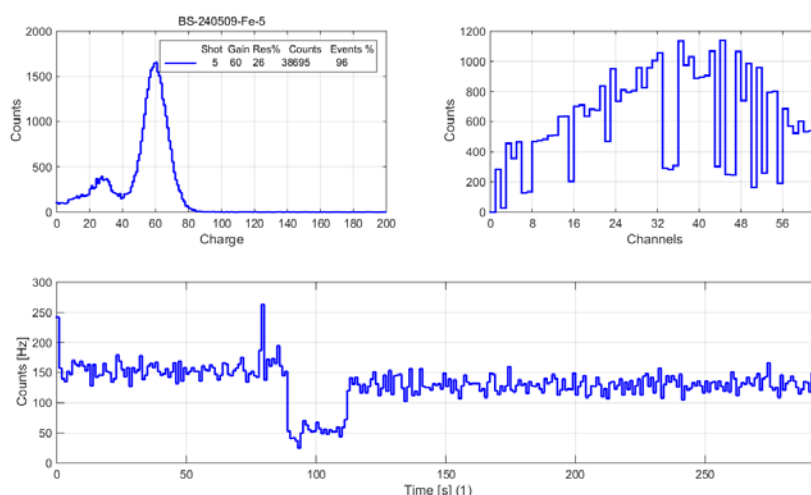
Poniżej przedstawiono bardziej szczegółową analizę omawianego problemu. Ilustracje zamieszczone na Rys. 4.187 pokazują interesującą, schodkową strukturę rozkładu w czasie, która jest kluczowa dla zrozumienia charakterystyki sygnału oraz potencjalnych źródeł zakłóceń.

Zaobserwowany efekt schodkowy może być wynikiem nierównomiernego przesunięcia czasowego próbek, co wskazuje na systematyczne zakłócenia w akwizycji danych. Może to również świadczyć o nieprawidłowym działaniu systemu synchronizacji sygnałów, prowadzącym do ich stopniowego przesunięcia względem siebie.



Rys. 4.187 Ilustracja rozłożonej w czasie struktury gromadzenia danych.

Problem ten skutkuje zanikiem akwizycji sygnału, który występuje tymczasowo lub po pewnym czasie, w części kanałów detektora. Zjawisko to, przedstawione na poniższym Rys. 4.186, może prowadzić do poważnych problemów w czasie eksperymentów, ponieważ wpływa na integralność danych zbieranych przez detektor.



Rys. 4.8 Ilustracja rozłożonej w czasie struktury gromadzenia danych i braku ich pozyskiwania.

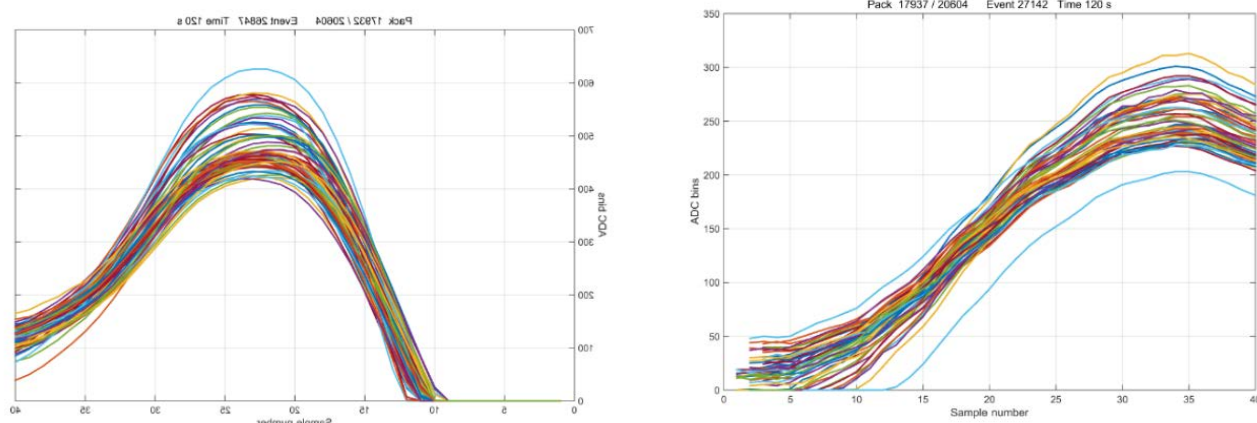
Po dokładnej analizie zebranych danych ustalono, że blokady przemieszczenia, które wystąpiły w czasie eksperymentu, miały tendencję do nagłego uszkodzenia w określonych warunkach pracy detektora. Zjawisko to zostało szczegółowo przedstawione na 8, który ilustruje dwie fazy zakłóceń o nieznanym pochodzeniu.

W *fazie I*, obserwowano spadek sygnału w *wszystkich kanałach*, gdzie przesunięcia spadły do zera, co mogło wskazywać na problem z synchronizacją lub zasilaniem detektora. W *fazie II*, przesunięcia zaczęły rosnąć powyżej zera, ale pozostawały stosunkowo niskie. Co ważne, w przypadku szybkiego powrotu do poprzednich poziomów sygnału, nie pojawił się „margines szumu”, ponieważ sygnał natychmiast przekroczył poziom wyzwalania, który był ustawiony na wcześniej ustalony, niski offset.

Zgodnie z zaprojektowanym algorytmem, w przypadku, gdy osiem próbek sygnału spada poniżej poziomu wyzwalania, nie powinno to mieć miejsca, chyba że wystąpią podobne zakłócenia w systemie. To wskazuje na konieczność modyfikacji dwóch głównych warunków algorytmu w celu zapewnienia większej odporności na zakłócenia. W szczególności, regulacja offsetu w czasie rzeczywistym okazała się problematyczna w kontekście tego typu zakłóceń. Brak marginesu szumów spowodował, że zakłócenie, które zwiększyło offset, mogło doprowadzić do pełnej blokady sygnału.

Aby zapobiec takim problemom w przyszłości, zaleca się wprowadzenie *stałego offsetu* dla danej serii pomiarowej, co zapewni stabilność sygnału. Dodatkowo, konieczne będzie wprowadzenie *marginesu szumu*, który zwiększy odporność detektora na drobne zakłócenia, minimalizując ryzyko wystąpienia blokady sygnału w czasie rzeczywistym. Dzięki tym modyfikacjom, system będzie mógł bardziej efektywnie radzić sobie z

różnorodnymi zakłóceniami, co pozwoli na uzyskanie bardziej wiarygodnych i stabilnych wyników pomiarowych w kolejnych eksperymentach.



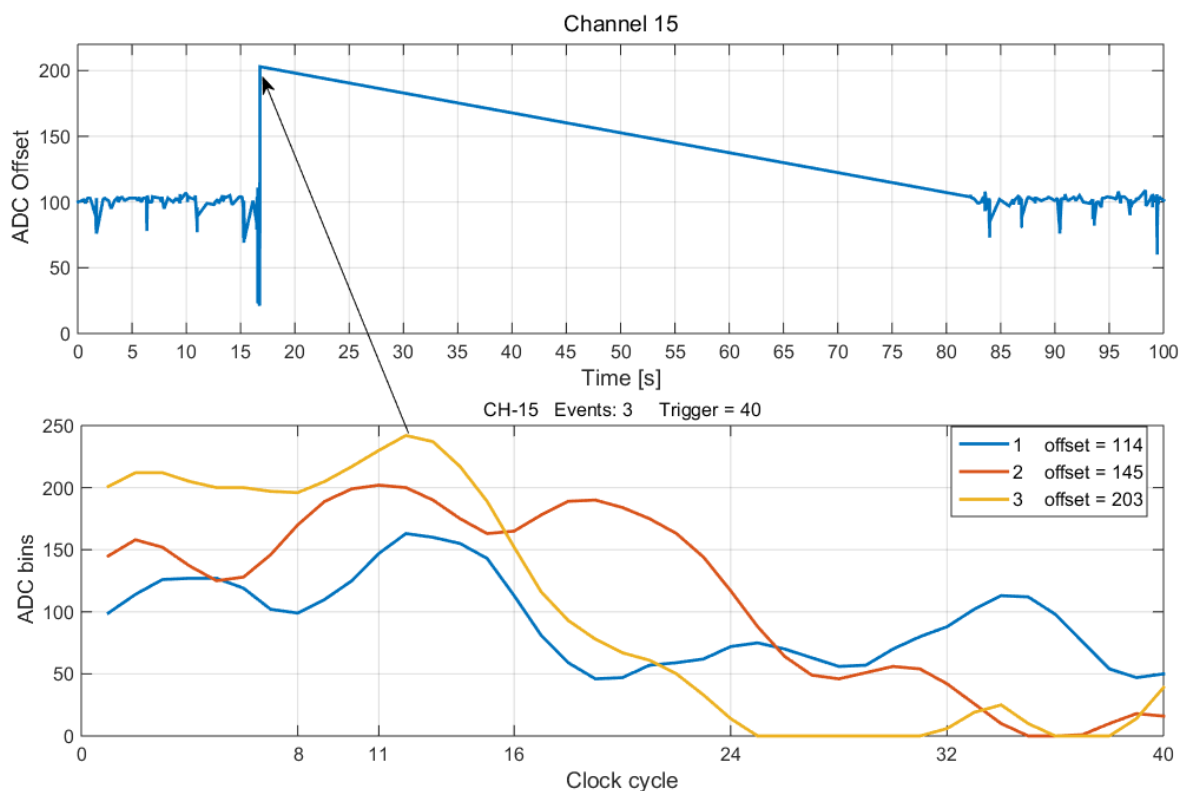
Rys. 4.189 Ilustracja zakłóceń sygnałów w oknie czasowym pomiaru.

Kolejnym zagadnieniem, które stanowiło przedmiot szczególnej uwagi w trakcie analiz, były szумы oraz zakłócenia sygnałów z detektorów. Testy przeprowadzone na detektorach wykazały liczne nieregularności i zmienne niestabilności charakterystyczne dla tego typu urządzeń. Zasadniczym problemem okazało się jednak blokowanie kanałów, co było bezpośrednio związane z niespełnieniem warunków dla okna szumowego. W związku z tym zespół podjął szczegółową analizę tej kwestii.

Poniżej przedstawiono obraz *okresowego blokowania kanału 15* (Rys. 4.188), który ilustruje ten problem, wraz z dalszą analizą kolejnych sygnałów z przetworników ADC dla wyzwalań na poziomie 40 (ADC 1). Zgodnie z analizą, wartość przesunięcia dla kanału ADC 1 wynosi 114, co oznacza, że następny sygnał na tym kanale może znajdować się w określonym zakresie okna wynoszącym $114 + 40 = 154$, rozciągającym się do 200. Dla ADC 2 wartość przesunięcia wynosi 145, co implikuje, że kolejny sygnał na tym kanale powinien mieścić się w zakresie okna $145 + 40 = 185$, sięgając do 220. Z kolei ADC 3 wskazuje wartość przesunięcia na poziomie 203, co sugeruje, że następny sygnał na tym kanale może mieścić się w zakresie okna od $203 - 40 = 163$, pod warunkiem, że sygnał spadnie do normalnego poziomu, około 100.

Zasadniczym problemem jest to, że jeśli sygnał przekroczy określony próg, kanał zostanie zablokowany, jak widoczna jest to na przedstawionym rysunku. Dodatkowo, należy podkreślić, że filtr, który powinien chronić detektor przed nadmiernym przesunięciem, nie wykazał skuteczności w zapobieganiu blokowaniu kanału, co przyczyniło się do niestabilności pomiarów.

Z perspektywy kolejnych testów detektora na tokamaku WEST, kluczową kwestią stało się opracowanie rozwiązania mającego na celu *odblokowanie kanałów*, które zostały zablokowane podczas testów w związku z nieregularnymi zakłóceniami sygnałów. Wymagało to wprowadzenia zmian w algorytmie sterowania detektora, w szczególności w zakresie okna szumowego oraz strategii wyzwalań, aby zapewnić ciągłość zbierania danych bez ryzyka dalszych blokad.



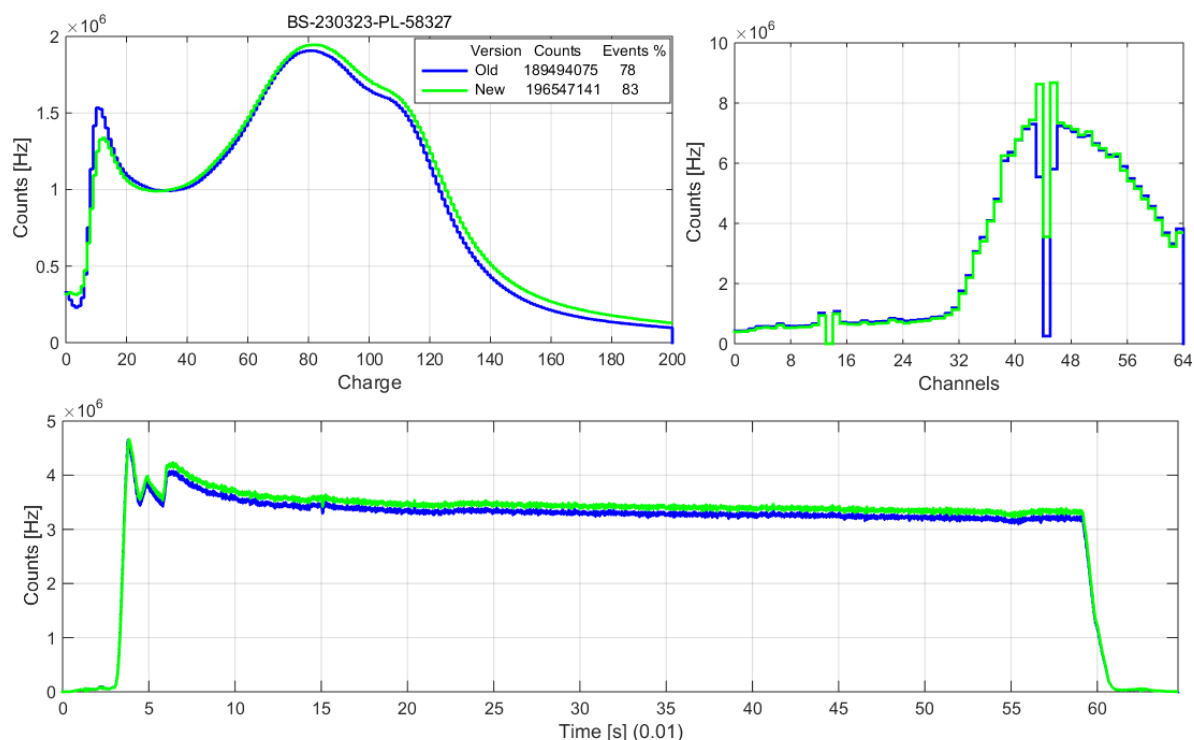
Rys. 4.190 Ilustracja blokowania DAQ.

W kontekście dalszych prac nad diagnostyką SXR, niezależnie od problemów związanych z poziomem sygnału i offsetem, podjęto także kluczowe kroki w zakresie opracowania nowego algorytmu przetwarzania danych. W wyniku tych działań przetestowano wiele różnych przykładów pomiarów, które pozwoliły na stopniową optymalizację procesu akwizycji danych. Wcześniejsze testy przy użyciu wcześniejszej wersji algorytmu okazały się nieproduktywne i zbędne, ponieważ nie prowadziły do istotnych postępów w jakości pomiarów. Z tego względu, zespół zdecydował się na całkowitą modyfikację algorytmu, co miało na celu poprawę jakości przetwarzania danych i zwiększenie jego wydajności.

Algorytm był stopniowo modyfikowany, a zmiany te były systematycznie wdrażane w oparciu o wyniki wcześniejszych pomiarów. Każda nowa wersja algorytmu opierała się na analizie wyników uzyskanych w poprzednich testach, co umożliwiło ciągle dostosowywanie go do specyfiki działania detektora w warunkach eksperymentalnych. Ważnym aspektem modyfikacji była uniwersalność algorytmu, który teraz analizuje impulsy detektora w sposób jednolity, niezależnie od zmieniających się parametrów plazmy, takich jak jej gęstość i temperatura.

Jedną z głównych modyfikacji wprowadzonych w nowym algorytmie była implementacja macierzy, która zastąpiła dotychczasową procedurę opartą na pętli. Zmiana ta pozwoliła na znaczną poprawę efektywności algorytmu, zarówno pod względem szybkości działania, jak i niezawodności, co stało się możliwe dzięki zastosowaniu nowoczesnych metod programowania i optymalizacji kodu. Implementacja macierzy umożliwiła bardziej efektywne przetwarzanie danych, minimalizując ryzyko błędów i poprawiając stabilność systemu.

Porównanie wcześniejszych i późniejszych wersji algorytmu, w tym wprowadzone zmiany i ich wpływ na jakość wyników, zostało szczegółowo przedstawione na Rys. 4.191. Zmiany te pozwoliły nie tylko na poprawę jakości przetwarzanych danych, ale także na zwiększenie wydajności całego systemu diagnostycznego, co ma kluczowe znaczenie w kontekście przyszłych eksperymentów na tokamaku.

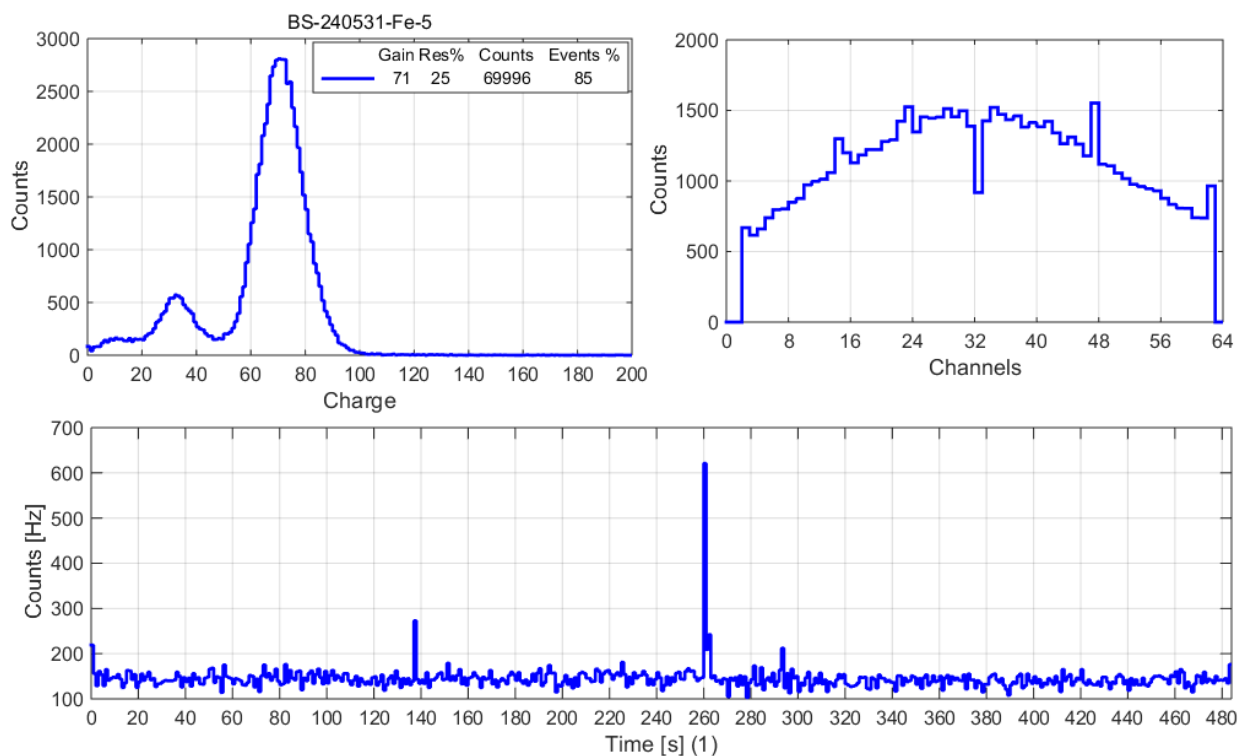


Rys. 4.191 Ilustracja zakłóceń sygnałów w oknie czasowym pomiaru.

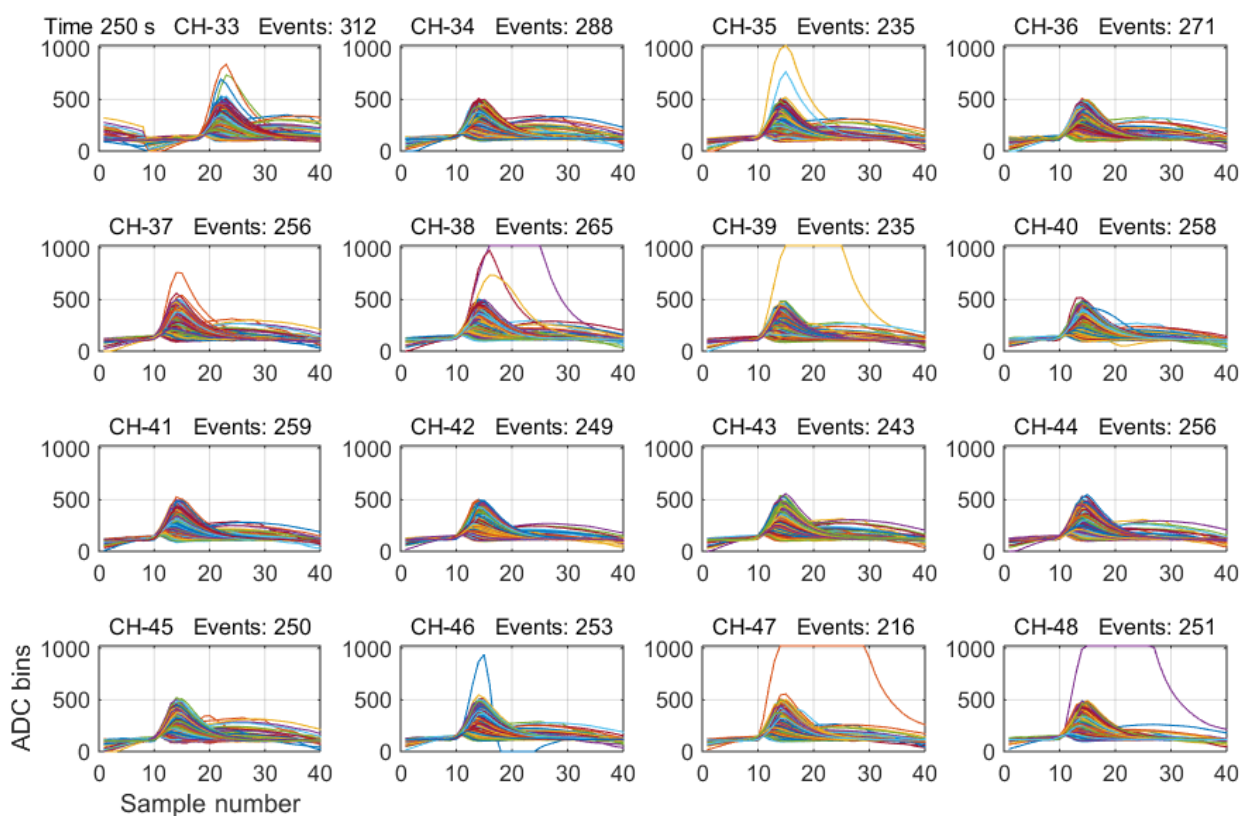
Następne eksperymenty koncentrowały się na przeprowadzeniu szczegółowych testów oraz diagnostyki detektora z użyciem lampy rentgenowskiej AMPTEK.

Warunki pomiarowe zostały szczegółowo opracowane, aby umożliwić precyzyjne badania detektora i uzyskanie wiarygodnych wyników. W ramach eksperymentu, detektor pracował w określonych ustawieniach, uwzględniających takie parametry jak przepływ gazu, napięcie zasilania, częstotliwość próbkowania oraz specyfikację źródła promieniowania rentgenowskiego. Poniżej przedstawiono szczegółowy opis warunków pomiarowych:

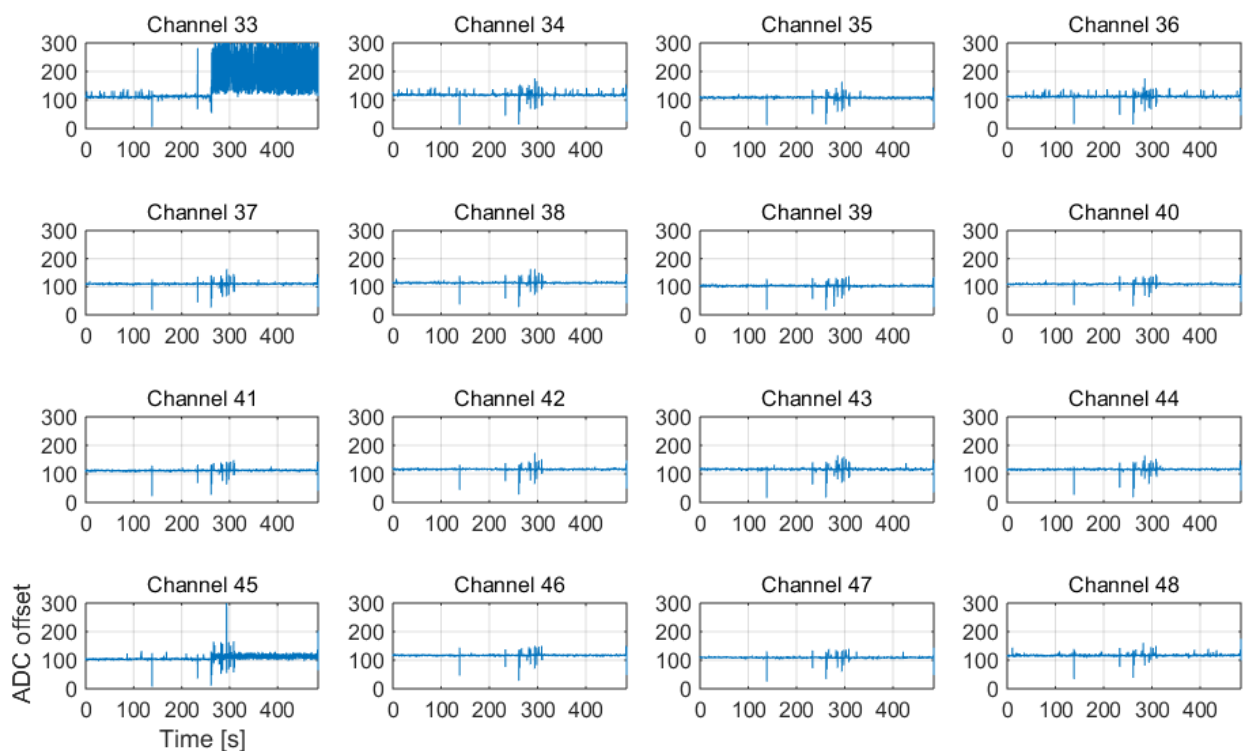
- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: 1–64, AFE: 2–5
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** 5 x ⁵⁵Fe
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–130 μA)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200] V
- **Ograniczenie prądu:** bez limitu lub 30 μA dla folii nr 3
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwala:** 40
- **Wyzwalanie:** poprzednia metoda - bez warunku okna szumów.



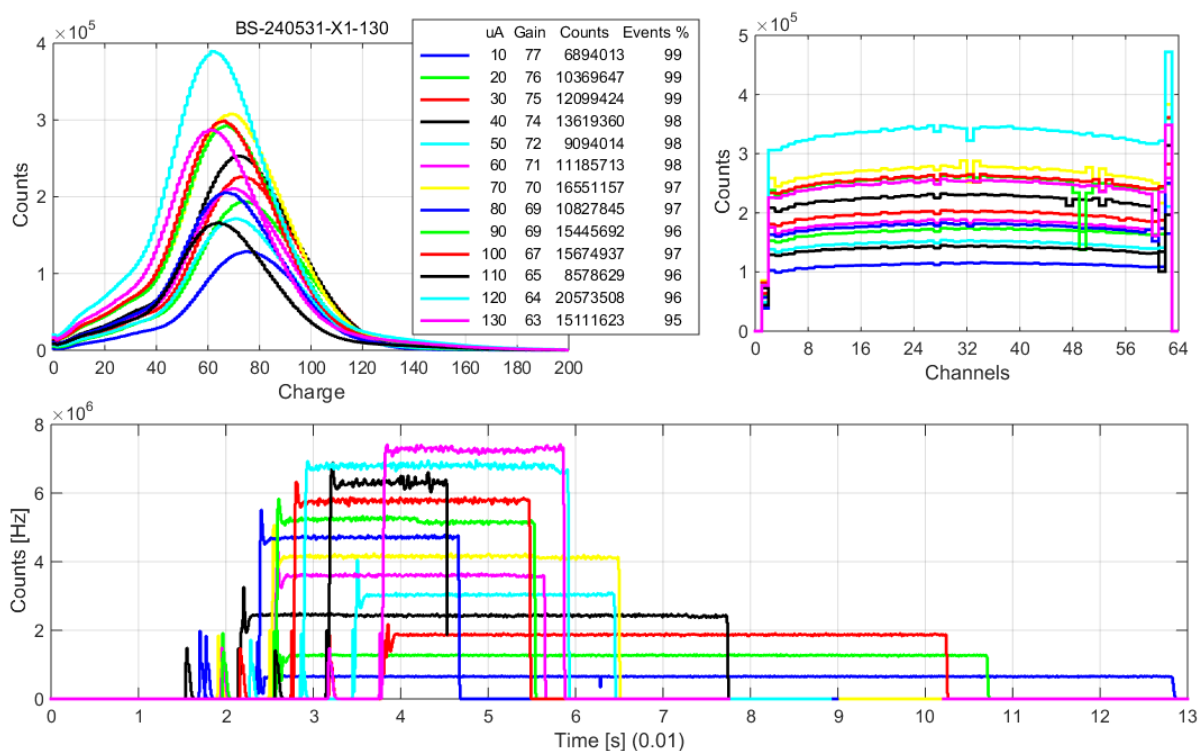
Rys. 4.192 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem ^{55}Fe .



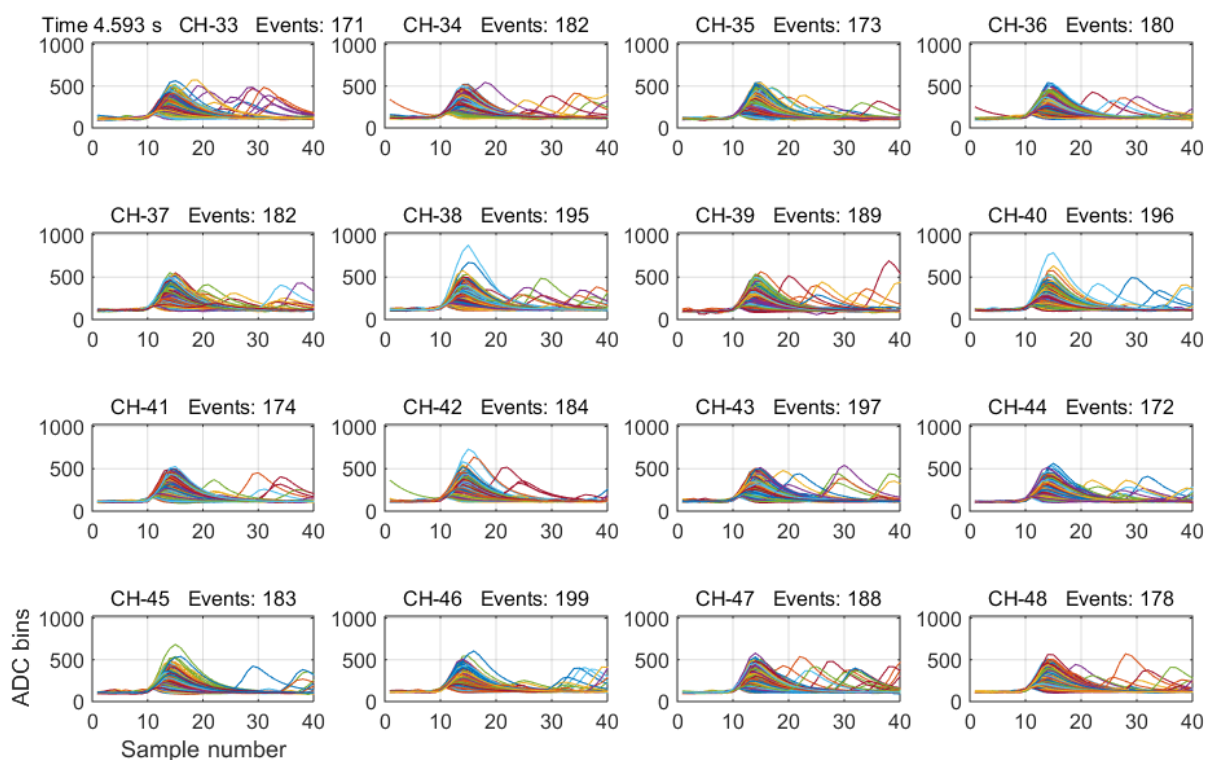
Rys. 4.193 Sygnały ADC dla kanałów w AFE 3 dla przedziału czasowego 50 s.



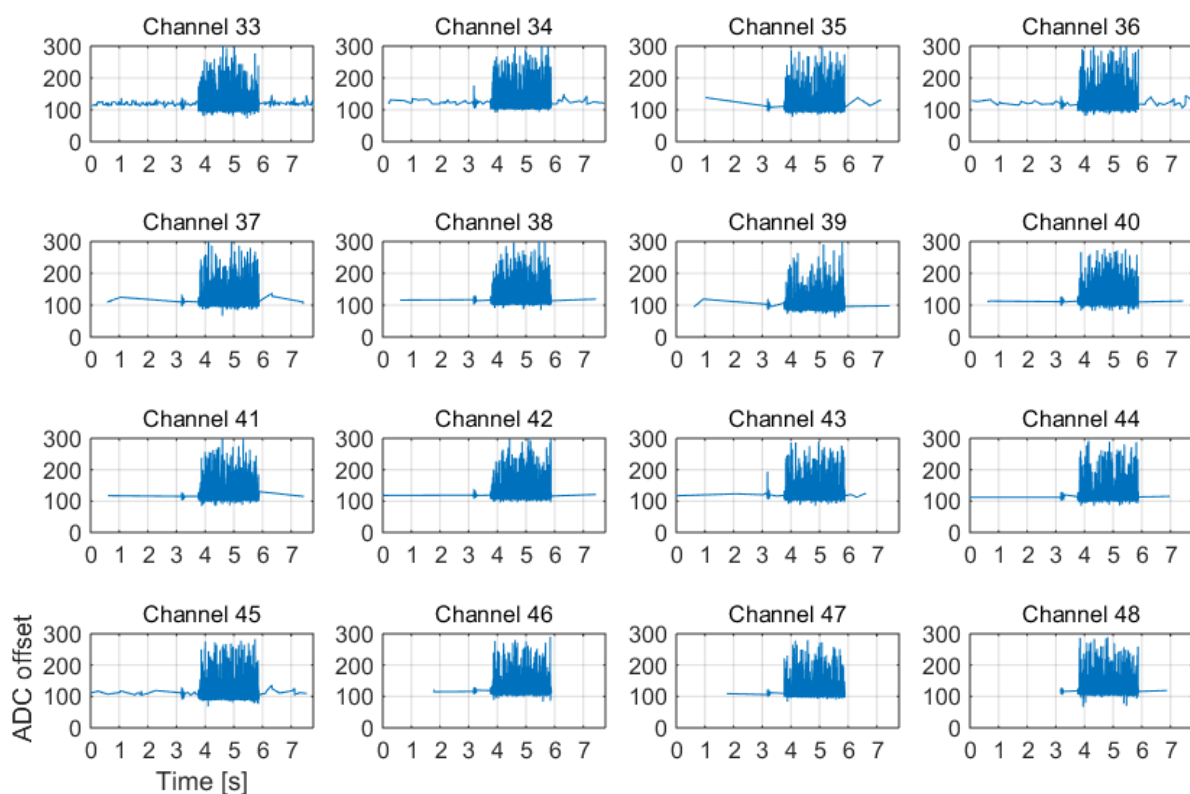
Rys. 4.194 Lokalne oszacowanie poziomu offsetu w czasie dla AFE 3.



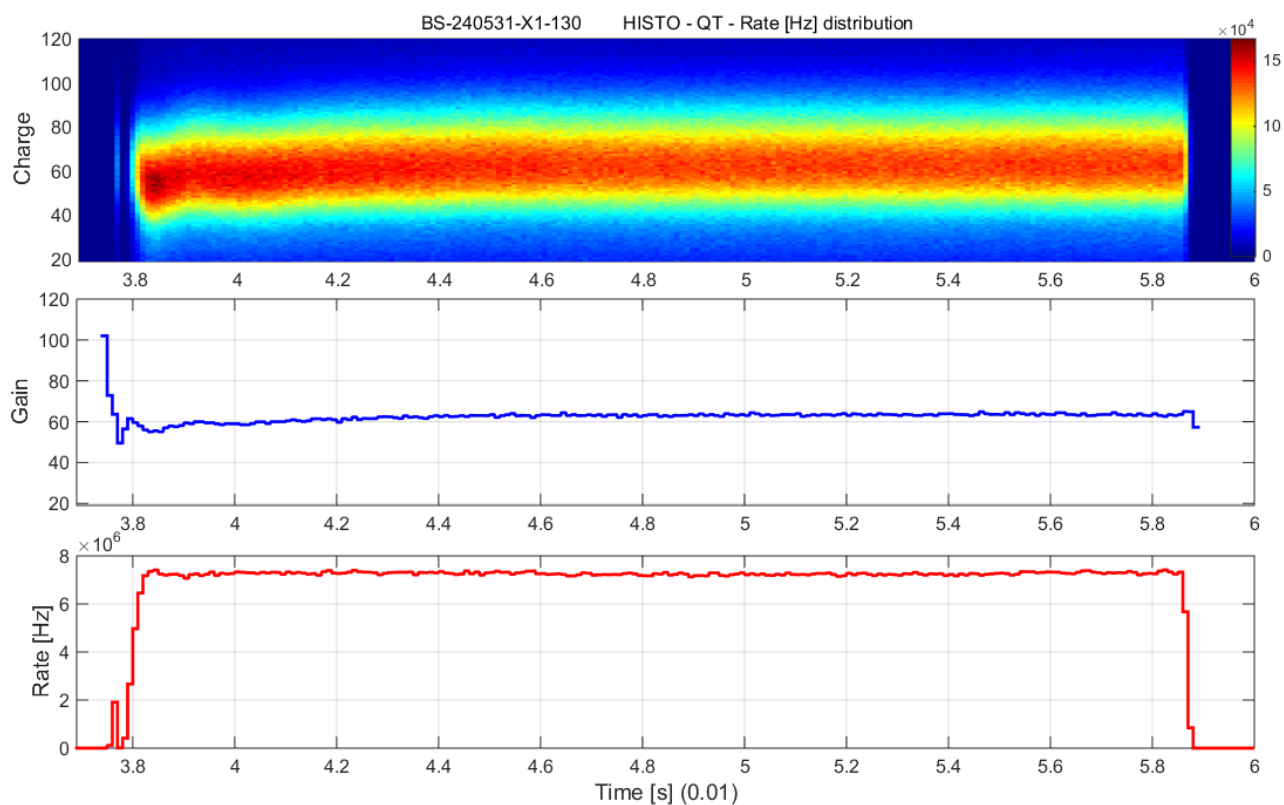
Rys. 4.195 Charakterystyka detektora dla napromieniowania detektora lampą rentgenowską w zakresie prądu [10 - 130 uA].



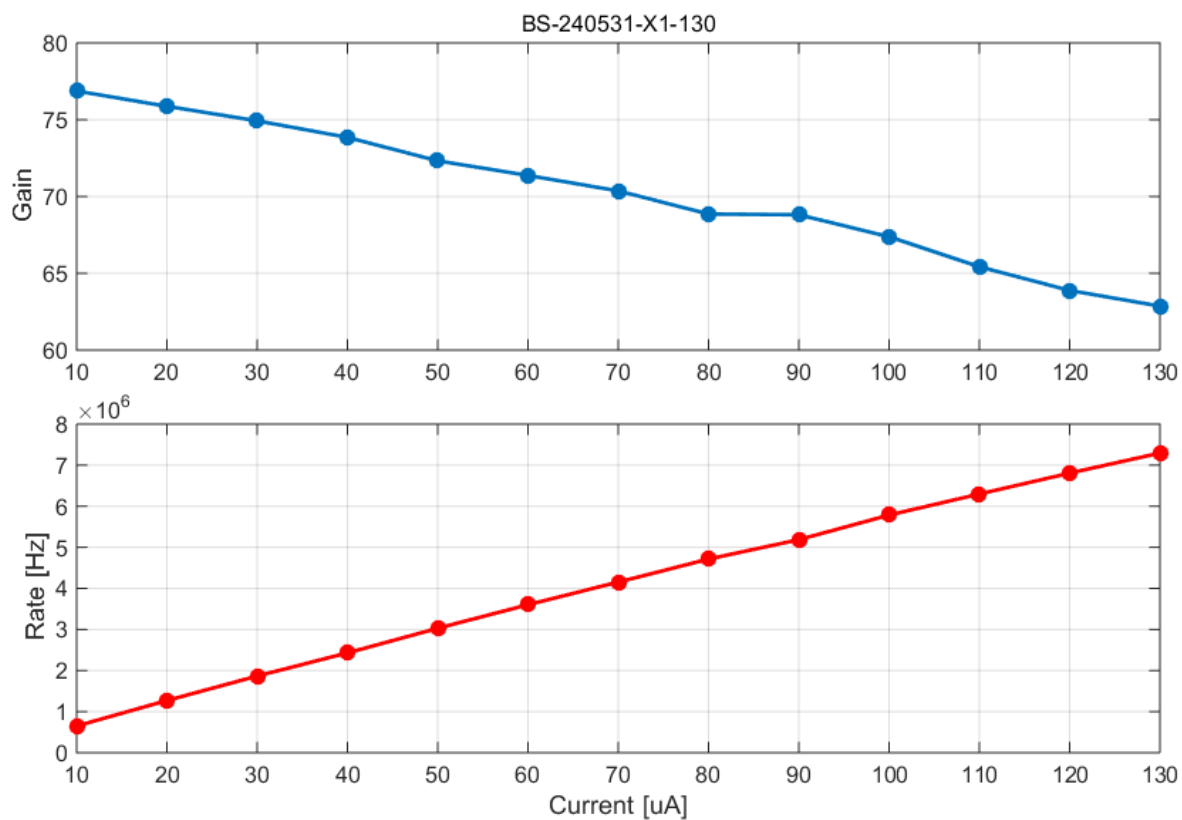
Rys. 4.196 Sygnały ADC dla kanałów AFE 3 w przedziale czasowym 1 ms i prądzie lampy rentgenowskiej 130 μ A



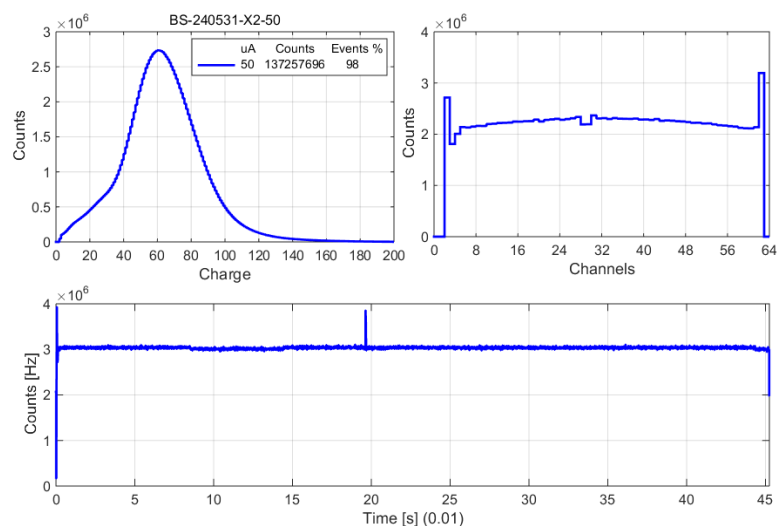
Rys. 4.197 Lokalne oszacowanie przesunięcia dla AFE 3 i prądu lampy rentgenowskiej 130 μ A.



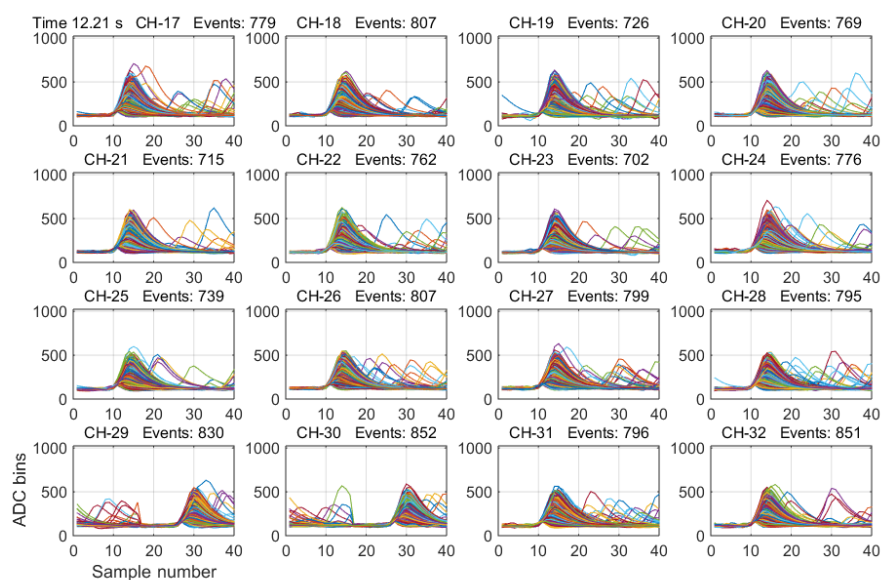
Rys. 4.198 Charakterystyka detektora w czasie napromieniowania detektora przez lampę rentgenowską pracującą przy prądzie 130 μA .



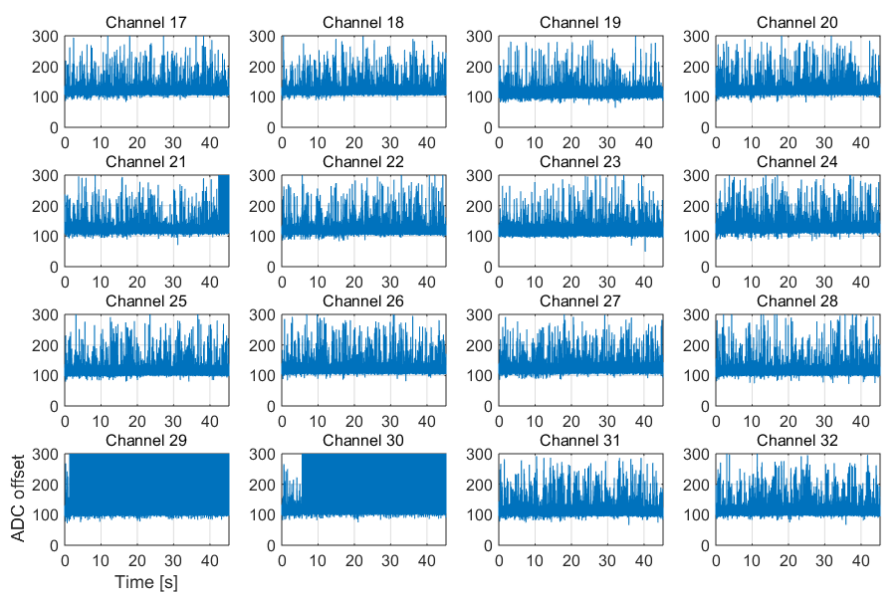
Rys. 4.199 Parametry detektora, szybkość i wzmocnienie, dla prądu lampy rentgenowskiej w zakresie 10-130 μA .



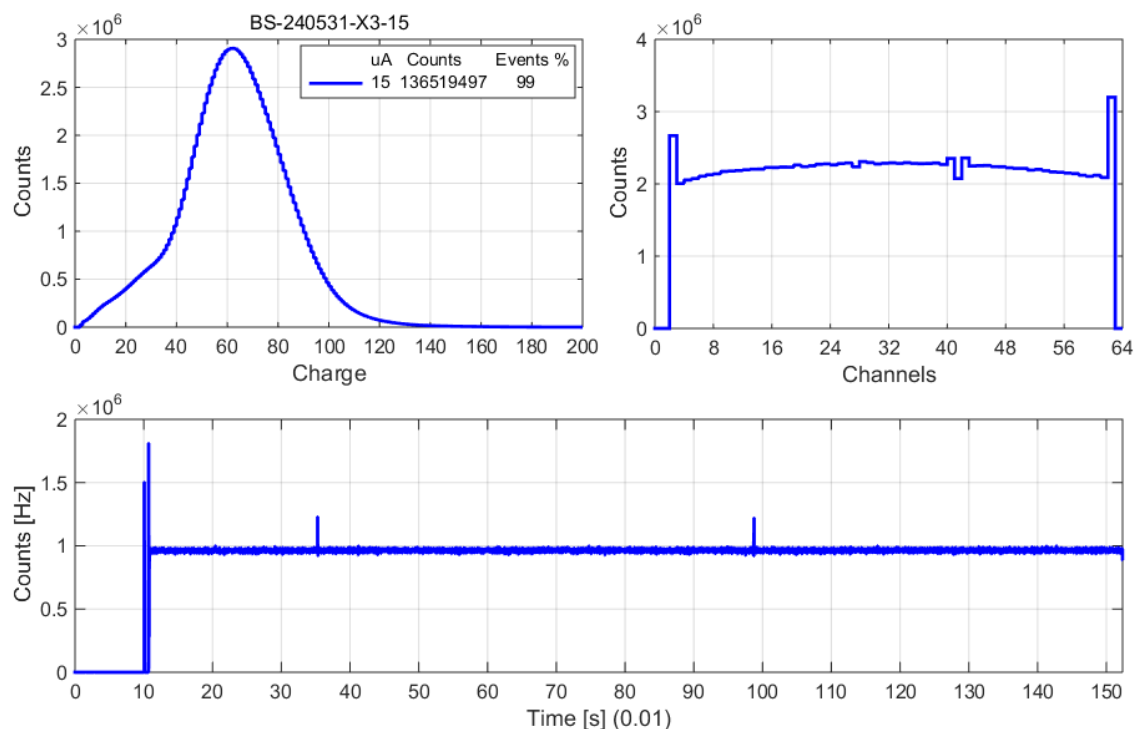
Rys. 4.200 Charakterystyka detektora dla prądu lampy rentgenowskiej 50 uA i czasu naświetlania około 45 s.



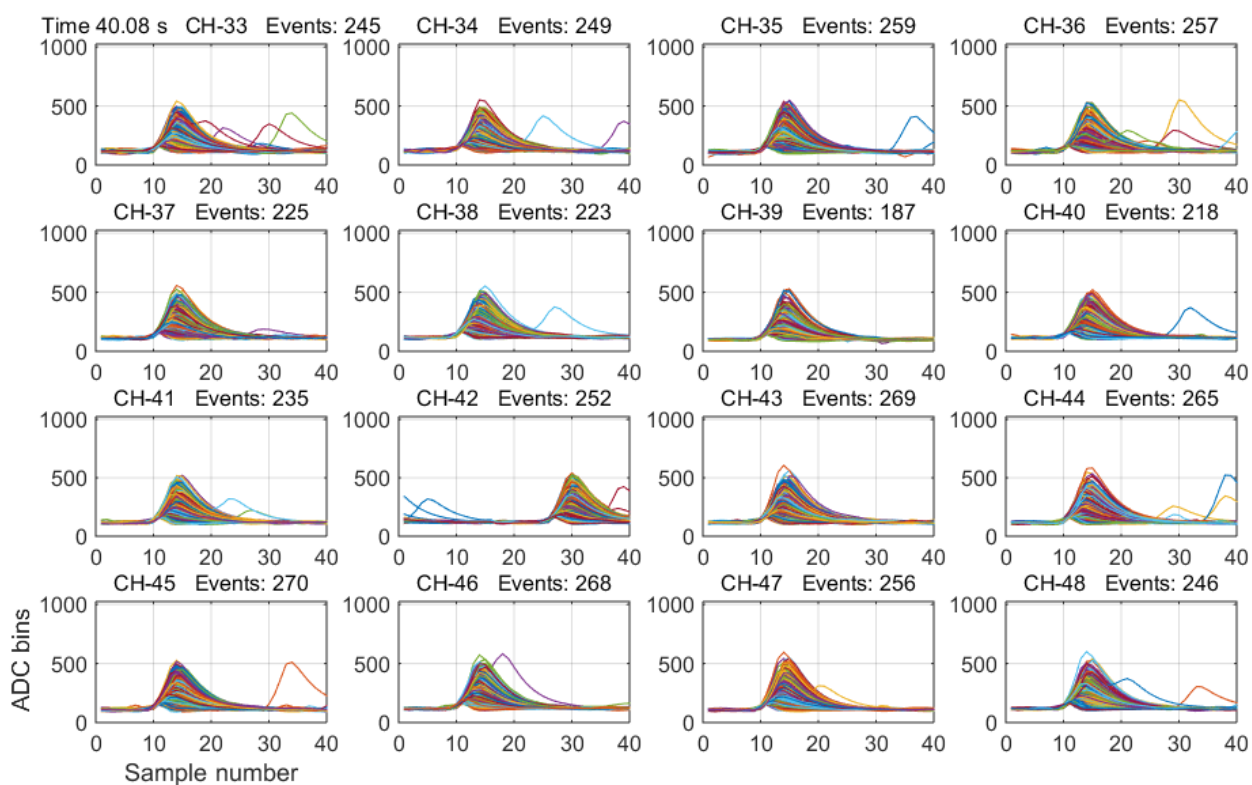
Rys. 4.201 Sygnały ADC dla kanałów AFE 3 w odstępie 10 ms dla prądu lampy rentgenowskiej 50 uA.



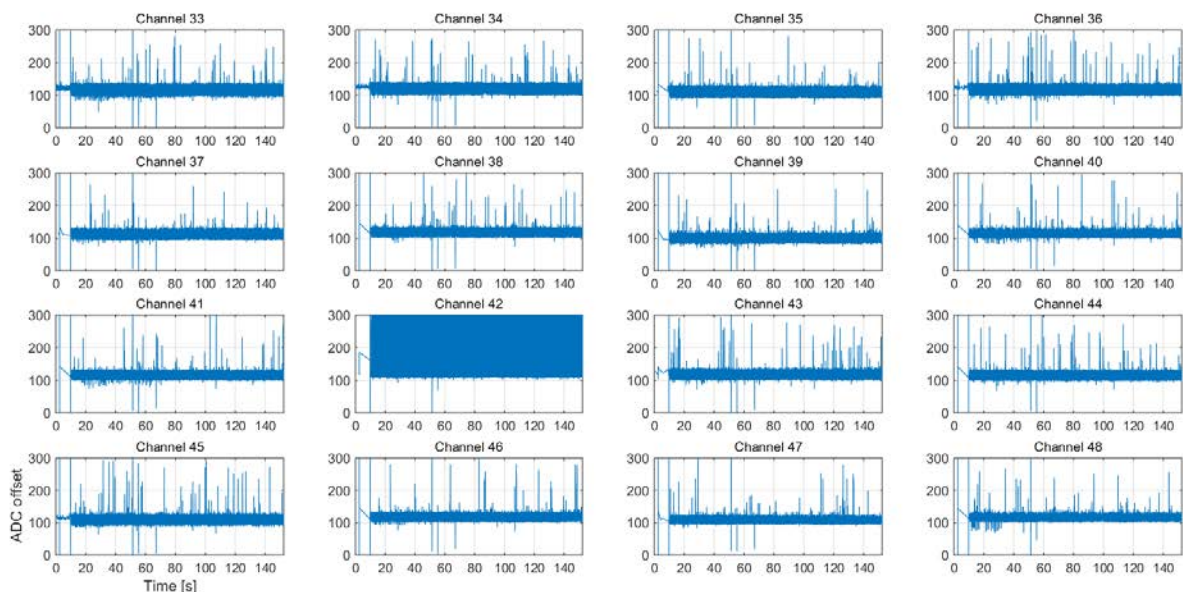
Rys. 4.202 Przesunięcie lokalnego oszacowania w czasie dla AFE 3 dla prądu lampy rentgenowskiej 50 uA.



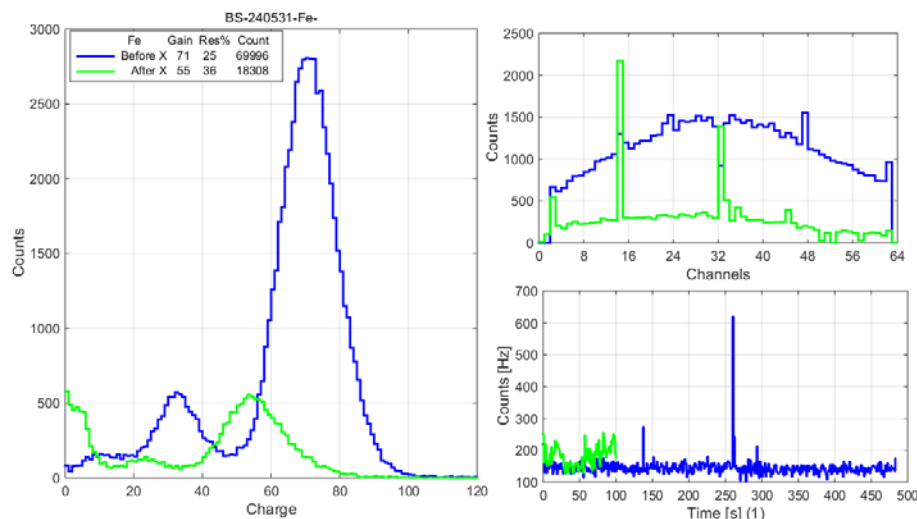
Rys. 4.203 Charakterystyka detektora dla prądu lampy rentgenowskiej i interwału czasowego około 150 s.



Rys. 4.204 Sygnały ADC dla 3 kanałów AFE dla interwału czasowego 10 ms i prądu lampy rentgenowskiej 15 uA.



Rys. 4.205 Lokalne oszacowanie ewolucji offsetu w czasie dla AFE 3 i prądu lampy rentgenowskiej 15 μ A.



Rys. 4.206 Charakterystyka detektora dla pomiaru źródła ^{55}Fe przed i po napromieniowaniu lampą rentgenowską.

Główne wnioski płynące z przeprowadzonych pomiarów można podsumować w następujący sposób:

1. **Testy wyzwiania bez warunku okna szumów:** Przeprowadzone testy wykazały, że brak zastosowania warunku okna szumów powoduje istotne problemy w prawidłowym oszacowaniu lokalnego przesunięcia dla zdarzeń. W szczególności, zauważono liczne perturbacje sygnału ADC w zakresie 10 próbek przed wyzwoleniem, co prowadziło do błędów w analizie danych. Efekt fragmentacji impulsów, pochodzących z różnych zdarzeń, stał się również wyraźnie zauważalny, co sugeruje awarię systemu ADC i konieczność jego dalszej optymalizacji.
2. **Testy z lampą AMPTEK Mini-X:** Podczas testów z lampą AMPTEK Mini-X nie przekroczono limitu prądu na folii 3, który wynosił około 30 μ A, przy prądzie lampy 130 μ A i intensywności na poziomie 7 MHz. W wyniku tego, zaobserwowano tylko umiarkowany spadek wzmocnienia detektora, co wskazuje na możliwość dalszego rozwoju systemu bez ryzyka uszkodzenia w wyniku nadmiernego obciążenia prądowego.
3. **Wydłużony okres akwizycji przy symulacji warunków plazmowych:** Podczas testów, które symulowały warunki panujące w plazmie (prąd lampy 15 μ A i intensywność 1 MHz), detektor wykazał stabilną pracę przy obciążeniu prądowym folii 3 wynoszącym około 3 μ A. Te wyniki sugerują, że

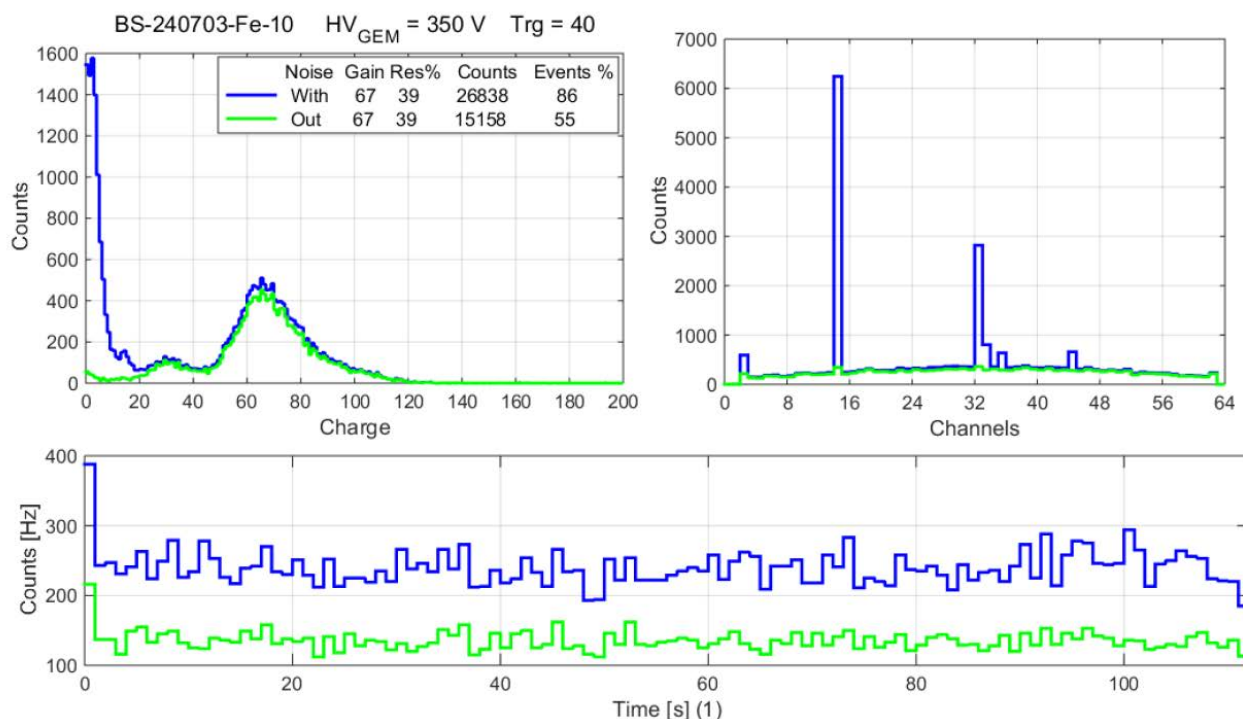
detektor jest w stanie pracować w dłuższych okresach akwizycji, co jest istotne w kontekście realnych warunków pracy na tokamakach.

4. **Wyładowania w detektorze podczas przerw w pracy lampy:** Zaobserwowano liczne wyładowania w detektorze w momentach przerw w pracy lampy. Może to sugerować problemy z stabilnością detektora, które powinny zostać rozwiązane w kolejnych etapach testów, aby zapewnić ciągłość i niezawodność akwizycji danych.

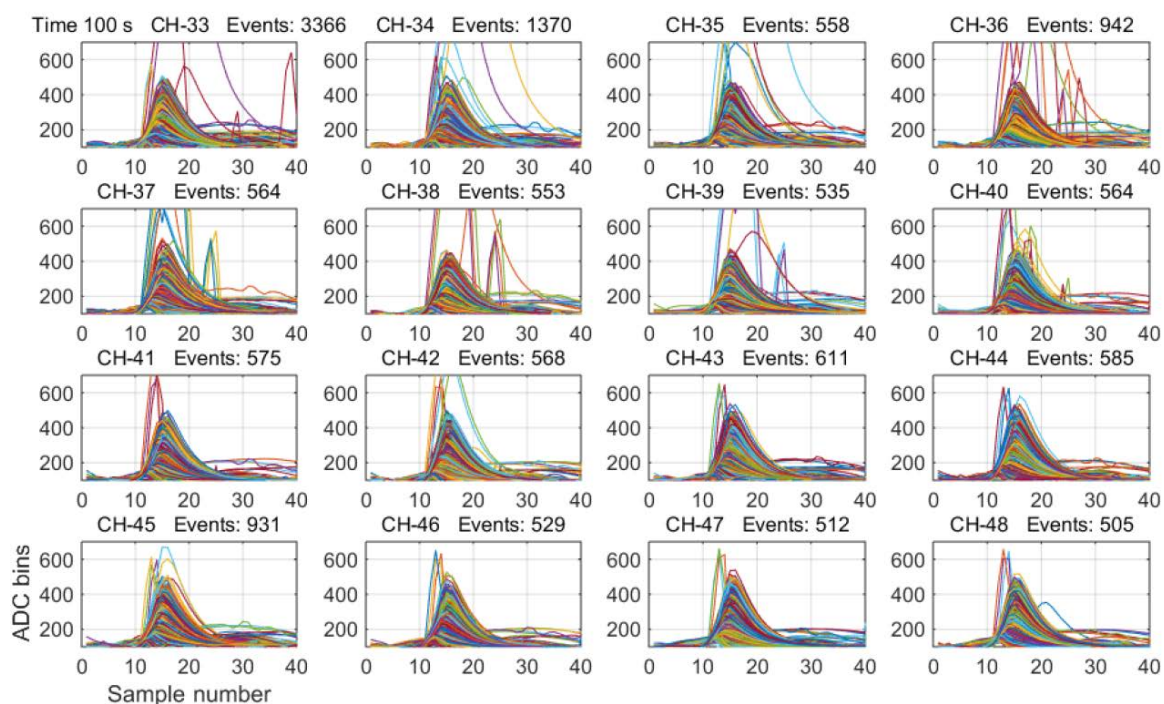
W związku z powyższymi wnioskami, kontynuacja testów i diagnostyki detektora stała się niezbędna. Kolejnym krokiem będzie przeprowadzenie testów z wykorzystaniem lampy AMPTEK oraz źródeł ^{55}Fe , uwzględniając tryb wyzwalania z warunkiem okna szumowego. Warunki pomiarowe, w których przeprowadzono te eksperymenty, przedstawiają się następująco:

- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: 1–64, AFE: 2–5
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** 5 x ^{55}Fe
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–150 μA)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 350/355, 600, 350/355, 600, 350/355, 1200] V
- **Ograniczenie prądu:** bez limitu lub 40 μA dla folii nr 3
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwalania:** 40/30
- **Wyzwalanie:** poprzednia metoda - z warunkiem okna szumów.

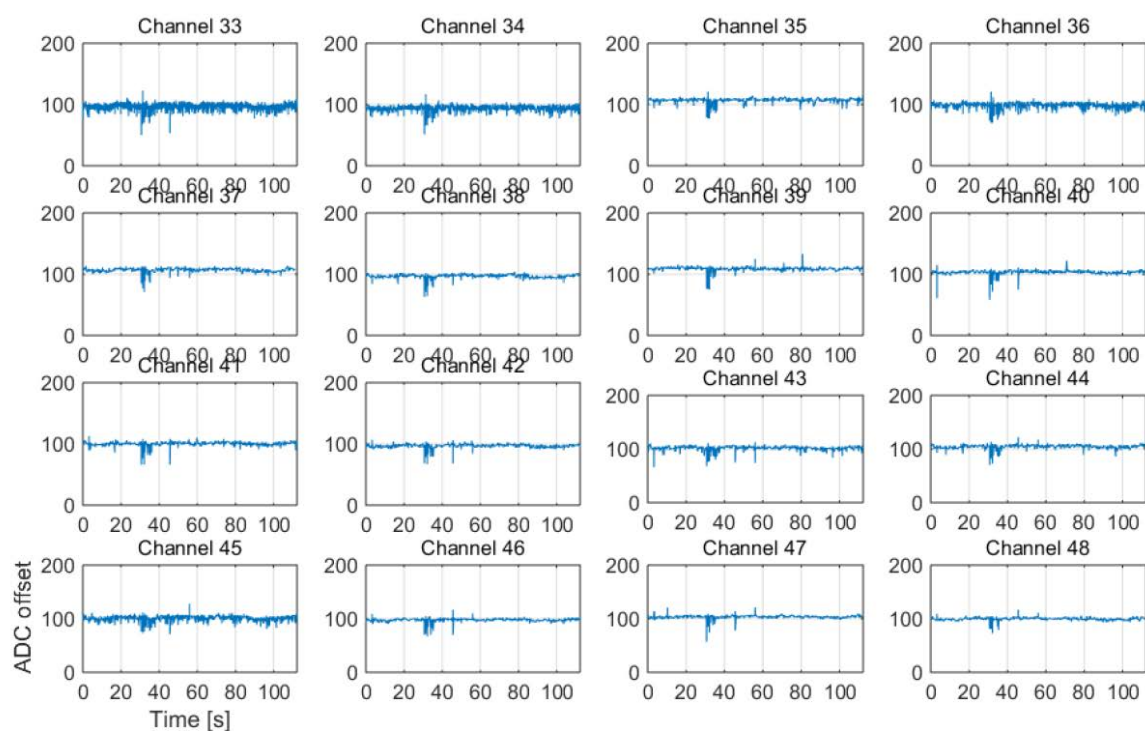
Uzyskane wyniki przedstawiono na poniższych rysunkach.



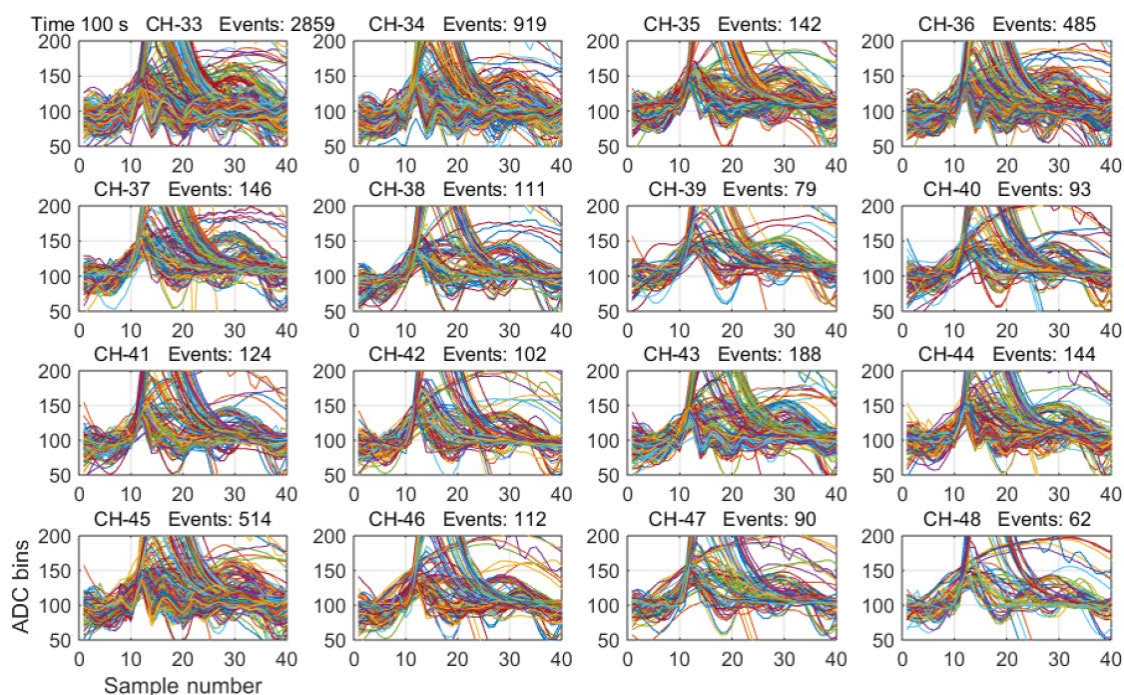
Rys. 4.207 Charakterystyka detektora zmierzona przy użyciu źródła Fe. Zielony wykres wskazuje redukcję szumu przekraczającą Offset ± 4 biny w przedziale szacowania offsetu, z oknem szumu 8 próbek sygnału ADC.



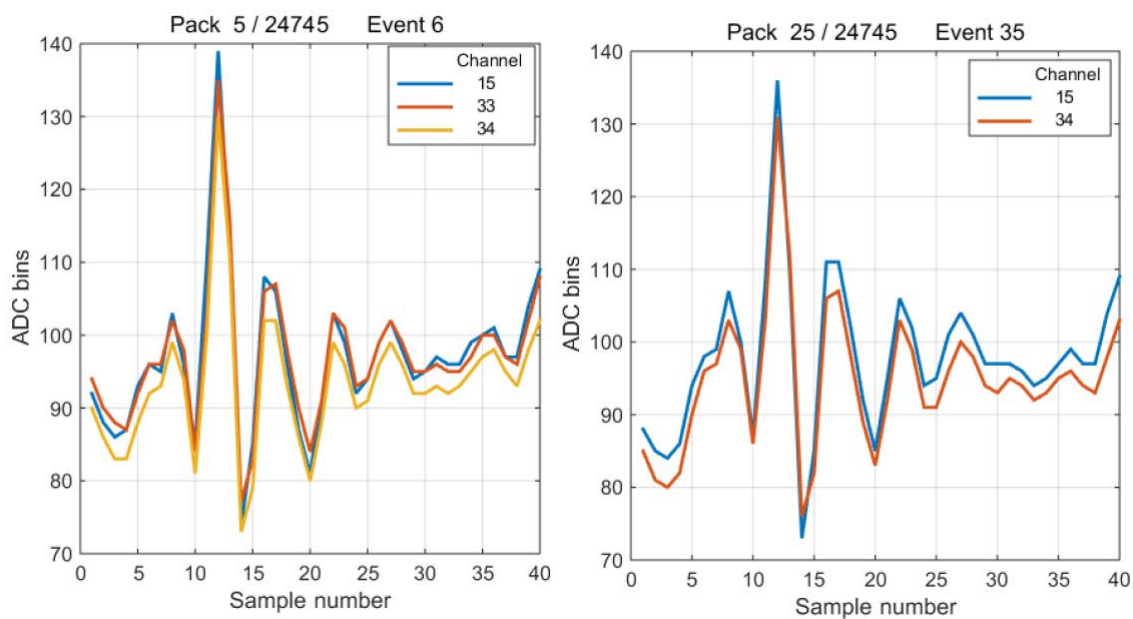
Rys. 4.208 Sygnały ADC dla kanałów AFE 3 w przedziale czasowym 100 s.



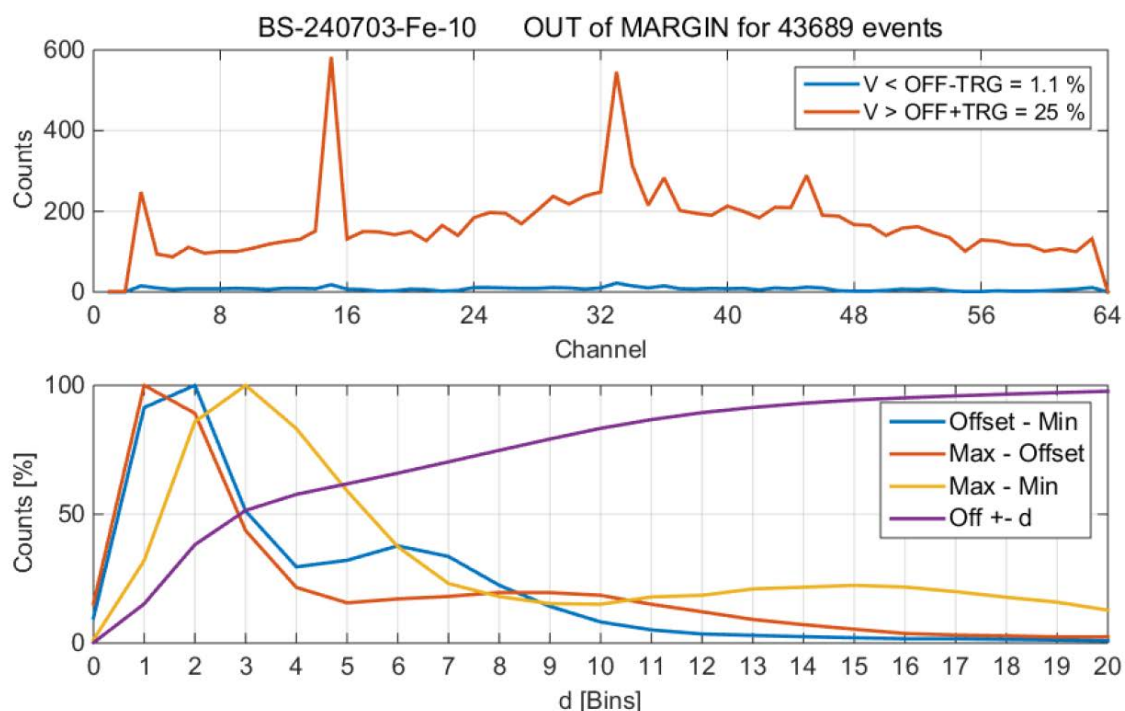
Rys. 4.209 Oszacowanie lokalnego offsetu w czasie dla AFE 3.



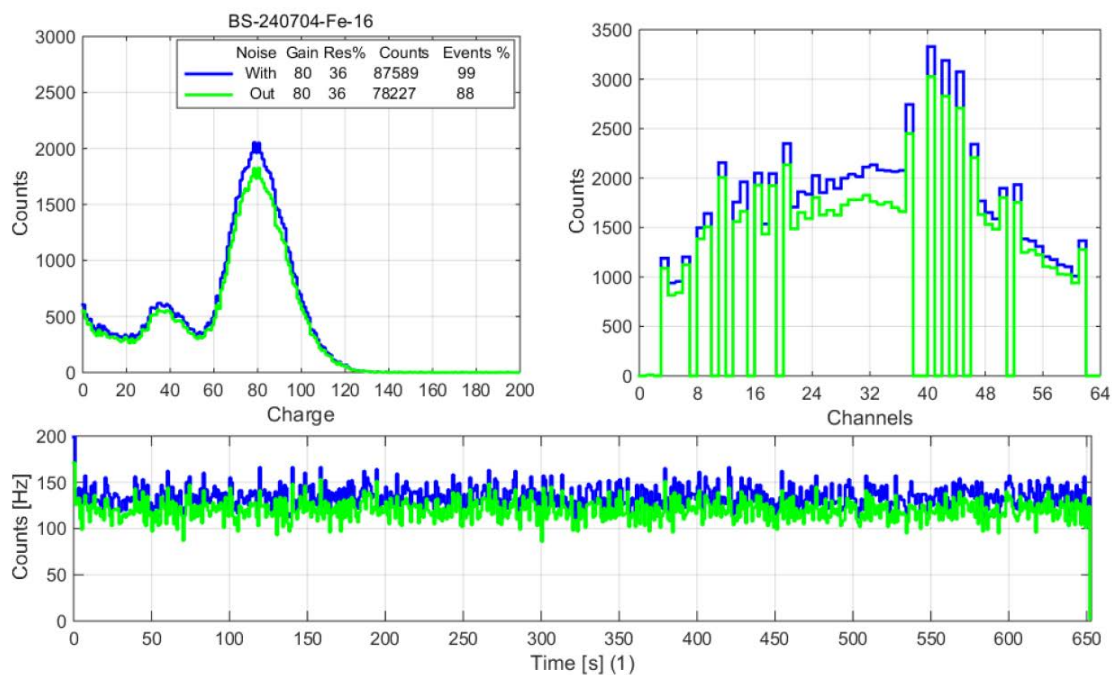
Rys. 4.210 Sygnały zakłócające dla kanałów AFE 3 w przedziale czasowym 100 s przekraczające zakres Offset ± 4 biny w oknie 8 próbek sygnału ADC - usunięte z histogramu na Rys. 4.205.



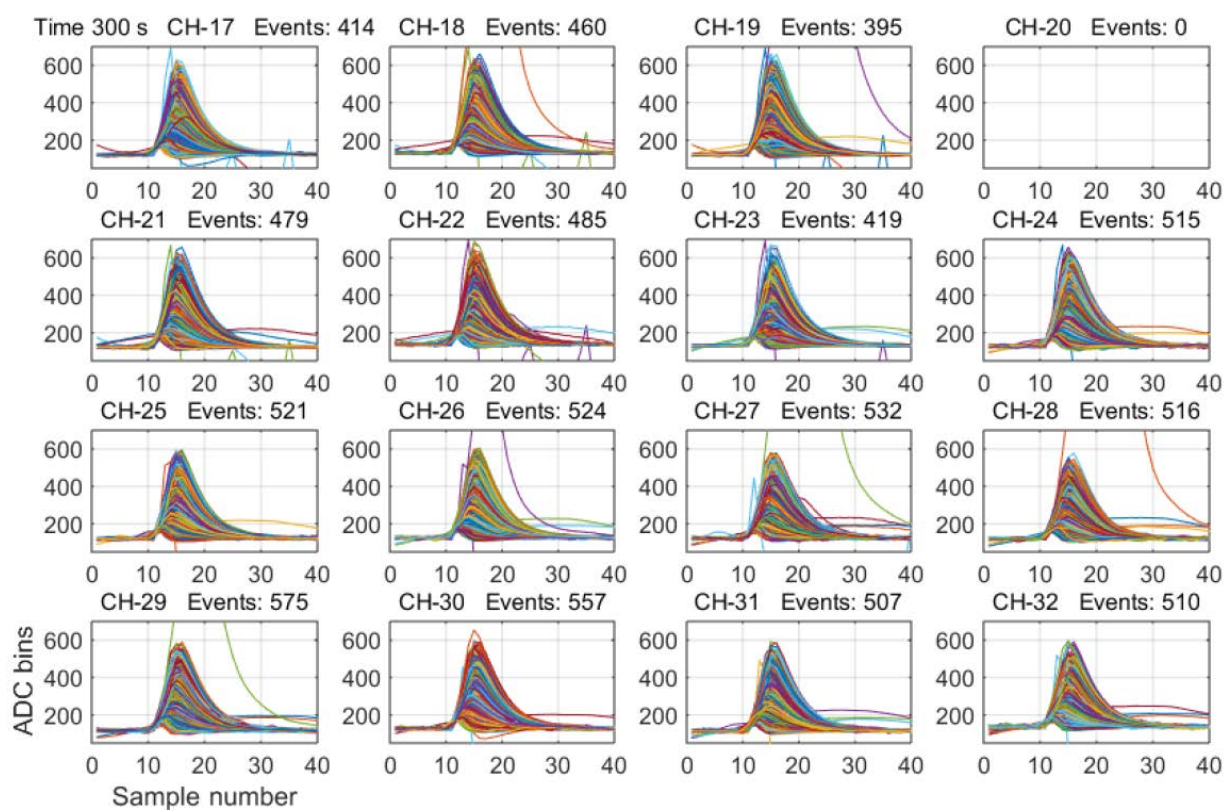
Rys. 4.211 Typowy wielokrotny, szybko zmieniający się szum wyzwalania w górnej części impulsu.



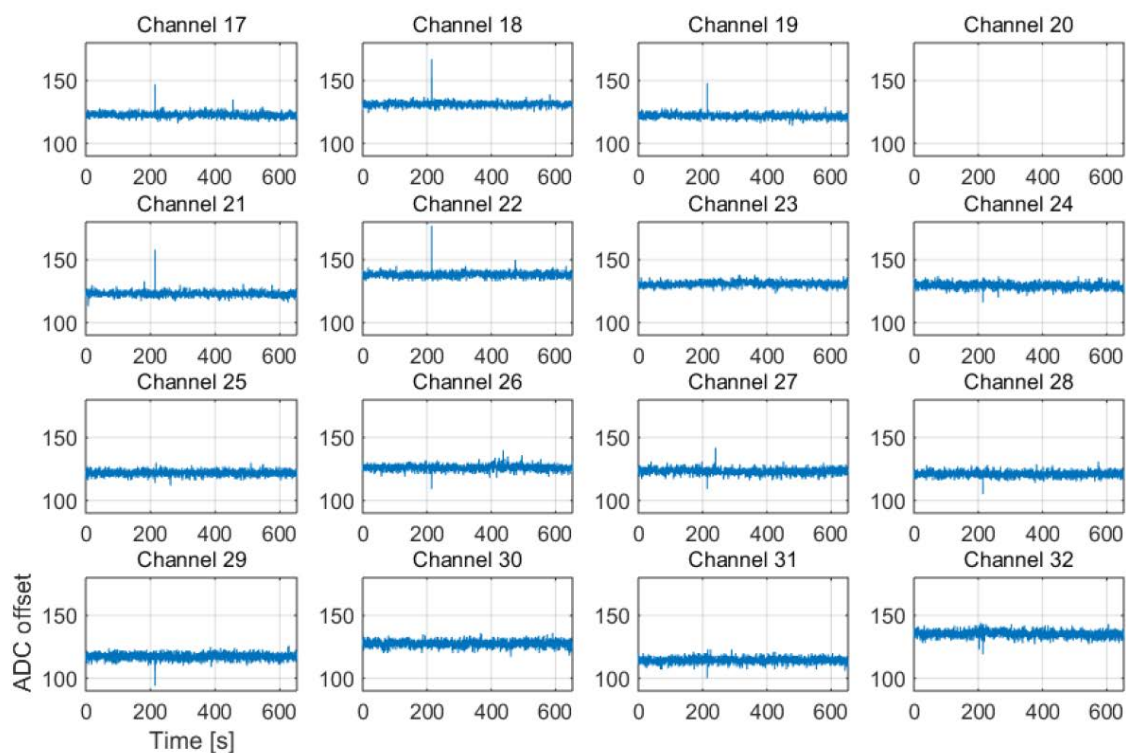
Rys. 4.212 Góra - Rozkład kanałów zdarzeń dla sygnałów przekraczających zakres wartości Offset $\pm$ trigger w oknie szumu 11 próbek sygnału ADC. Dół - Rozkład zdarzeń dla wartości d: wartości minimalne i maksymalne względem offsetu, różnica tych wartości i wszystkie zdarzenia pozostające w zakresie wartości Offset $\pm$ d w oknie czasowym estymacji offsetu 8 próbek sygnału ADC.



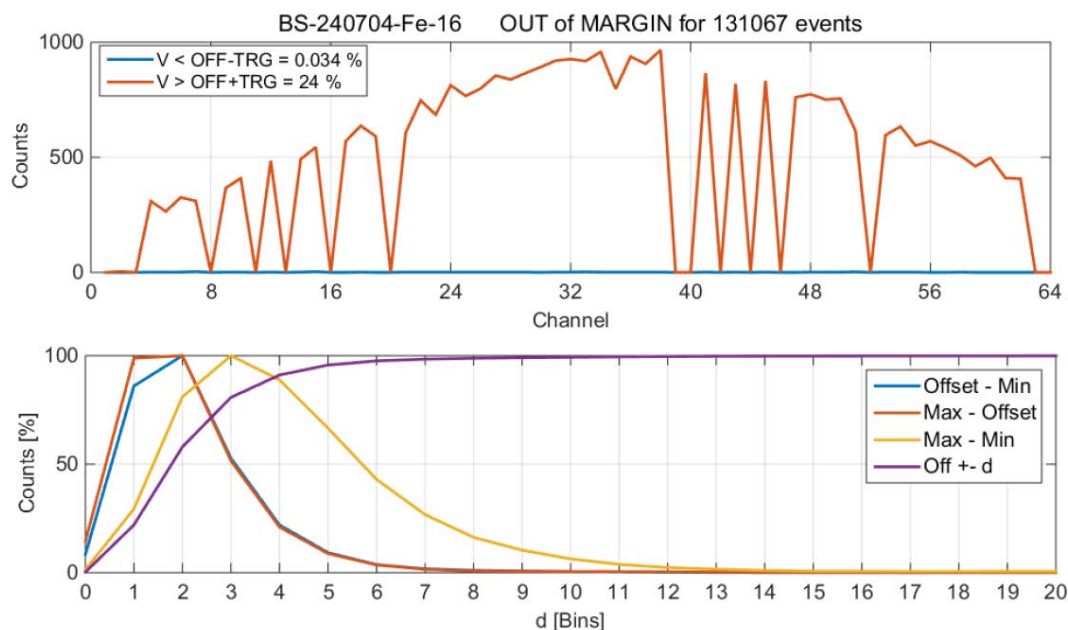
Rys. 4.213 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem ^{55}Fe . Analogicznie jak dla Rys. 4.205, zablokowane kanały.



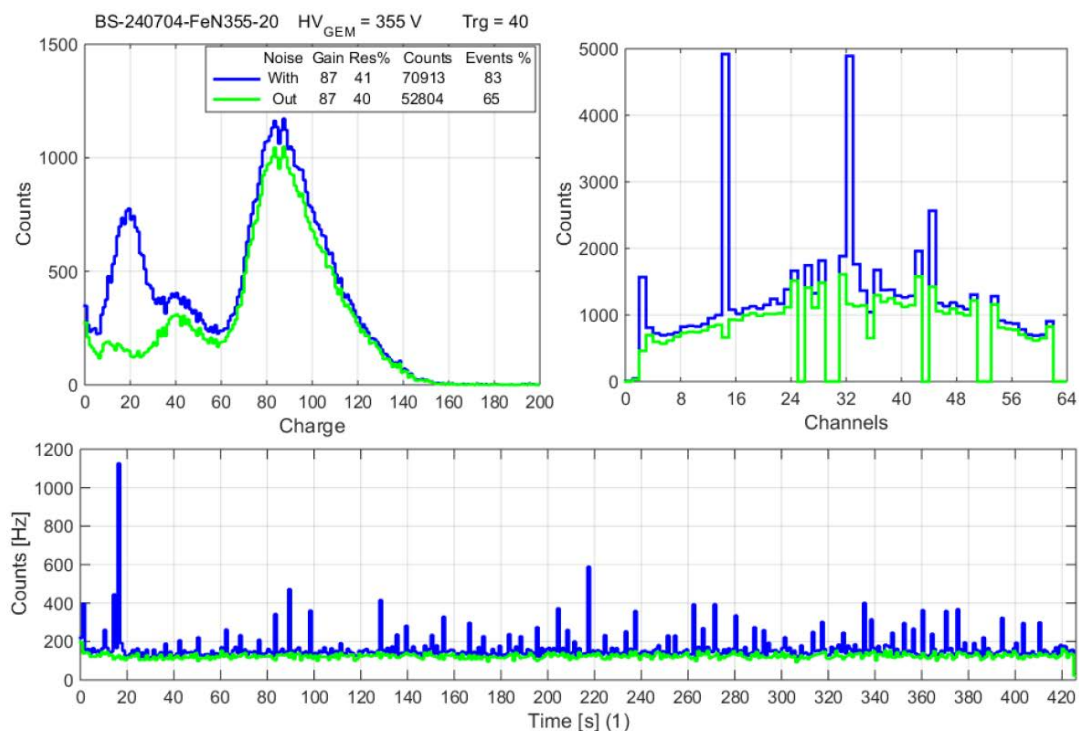
Rys. 4.214 Sygnały ADC dla 2 kanałów AFE - interwał czasowy 100 s. Widocznych jest kilka zakłóceń i "pusty" kanał 20.



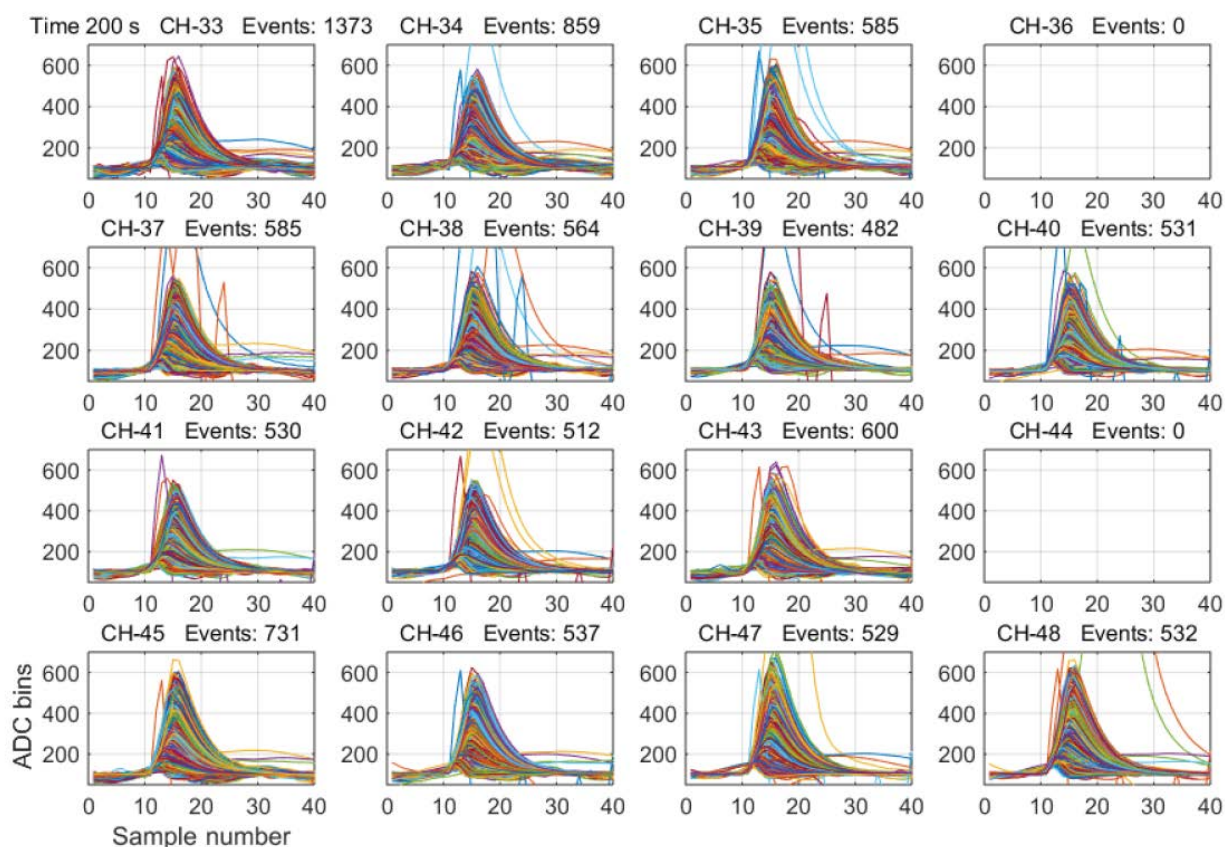
Rys. 4.215 Oszacowanie przesunięcia czasu lokalnego dla AFE 2.



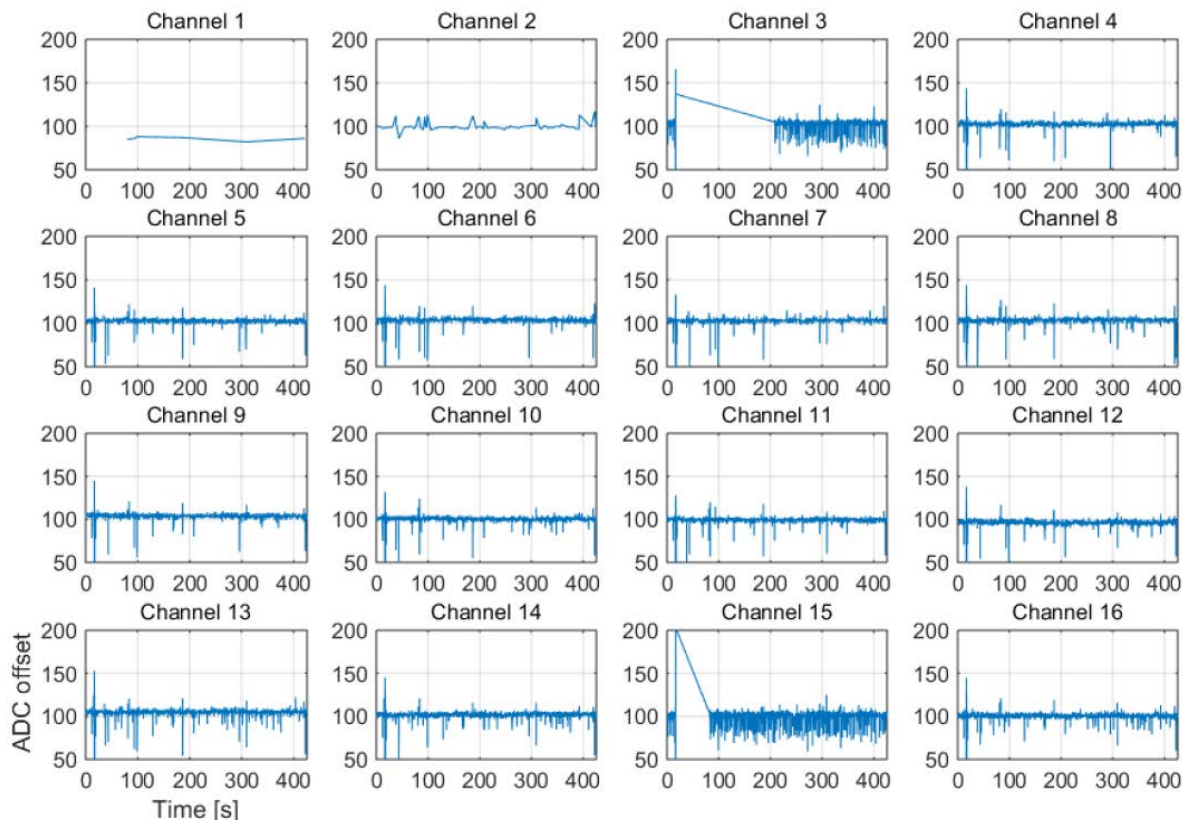
Rys. 4.216 Góra - Rozkład kanałów zdarzeń dla sygnałów przekraczających zakres wartości Offset $\pm$ trigger w oknie szumu 11 próbek sygnału ADC. Dół - Rozkład zdarzeń dla wartości d: wartości minimalne i maksymalne względem offsetu, różnica tych wartości i wszystkie zdarzenia pozostające w zakresie wartości Offset $\pm$ d w oknie czasowym estymacji offsetu 8 próbek sygnału ADC.



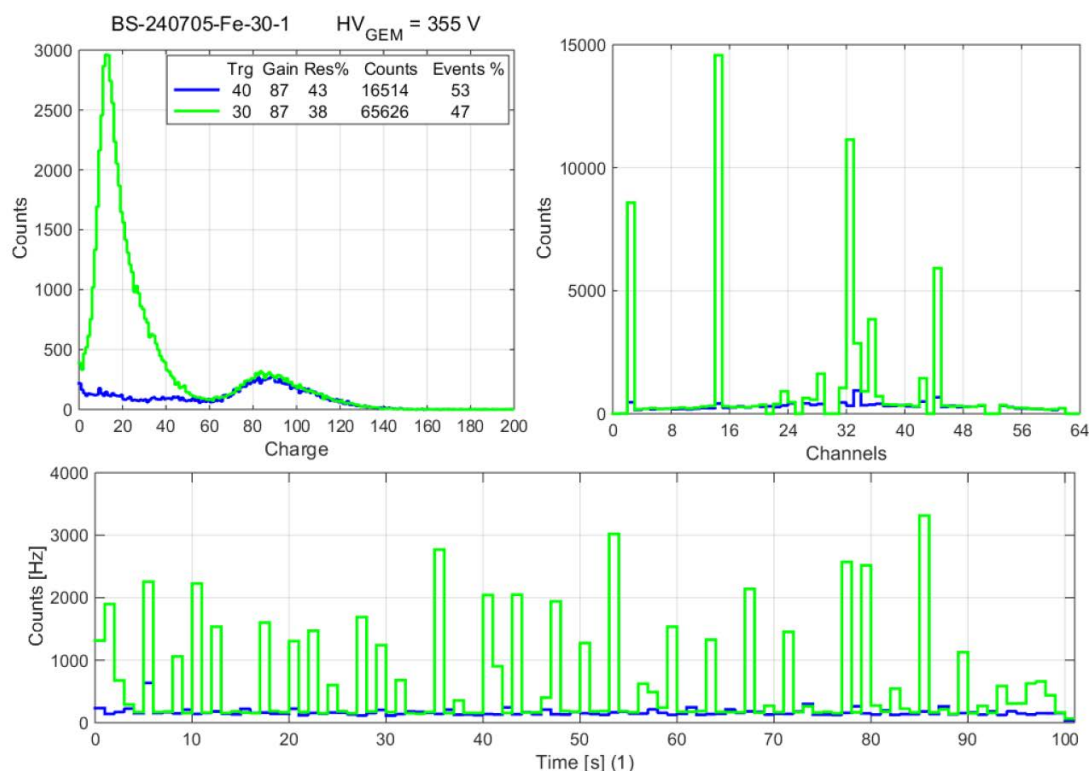
Rys. 4.217 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem ^{55}Fe - analogiczna do Rys. 4.205 i 4.211. Widoczne są szумы i zablokowane kanały.



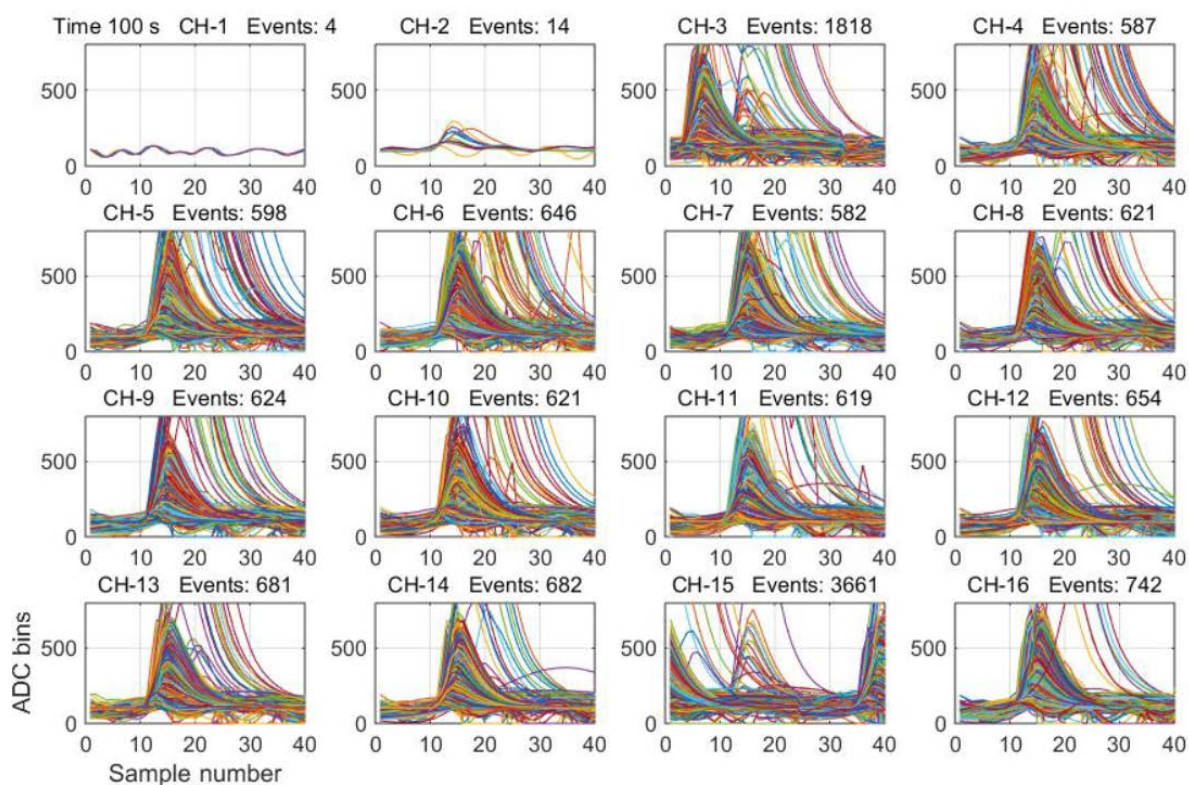
Rys. 4.218 Sygnały ADC dla 3 kanałów AFE - interwał czasowy 100 s. Widoczne zakłócenia i "pusty" kanał 36.



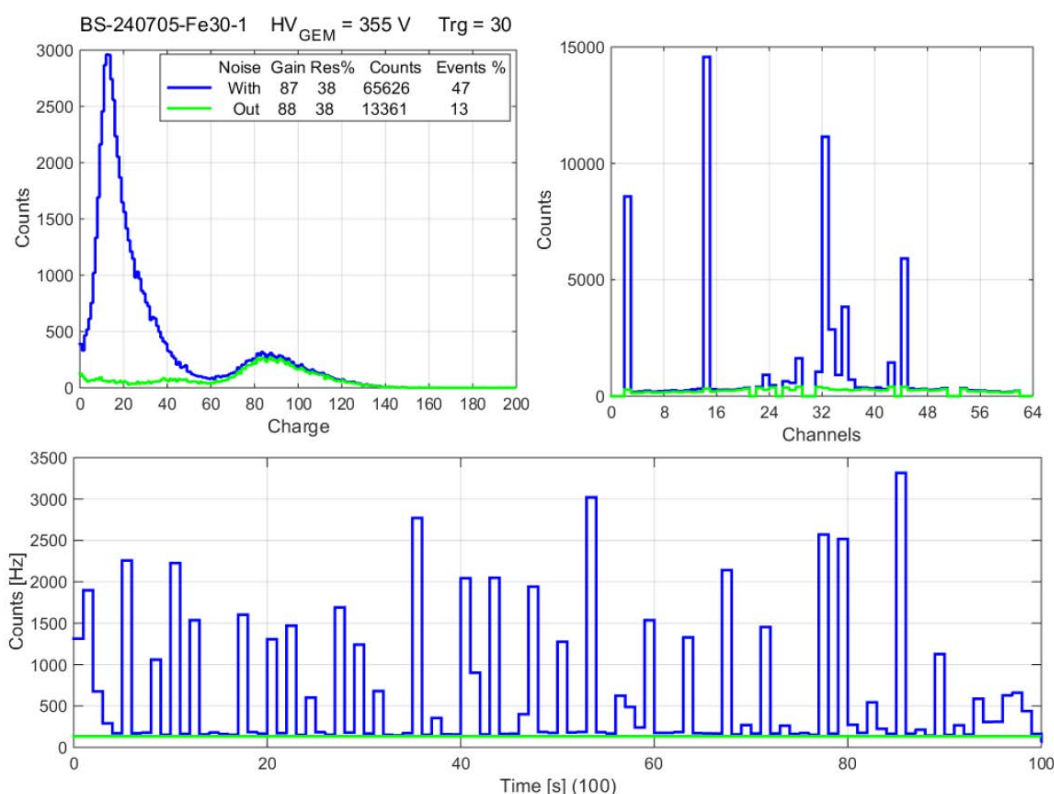
Rys. 4.219 Oszacowanie lokalnego przesunięcia czasowego dla AFE 1. Widoczna blokada okresowa dla kanałów 3 i 15.



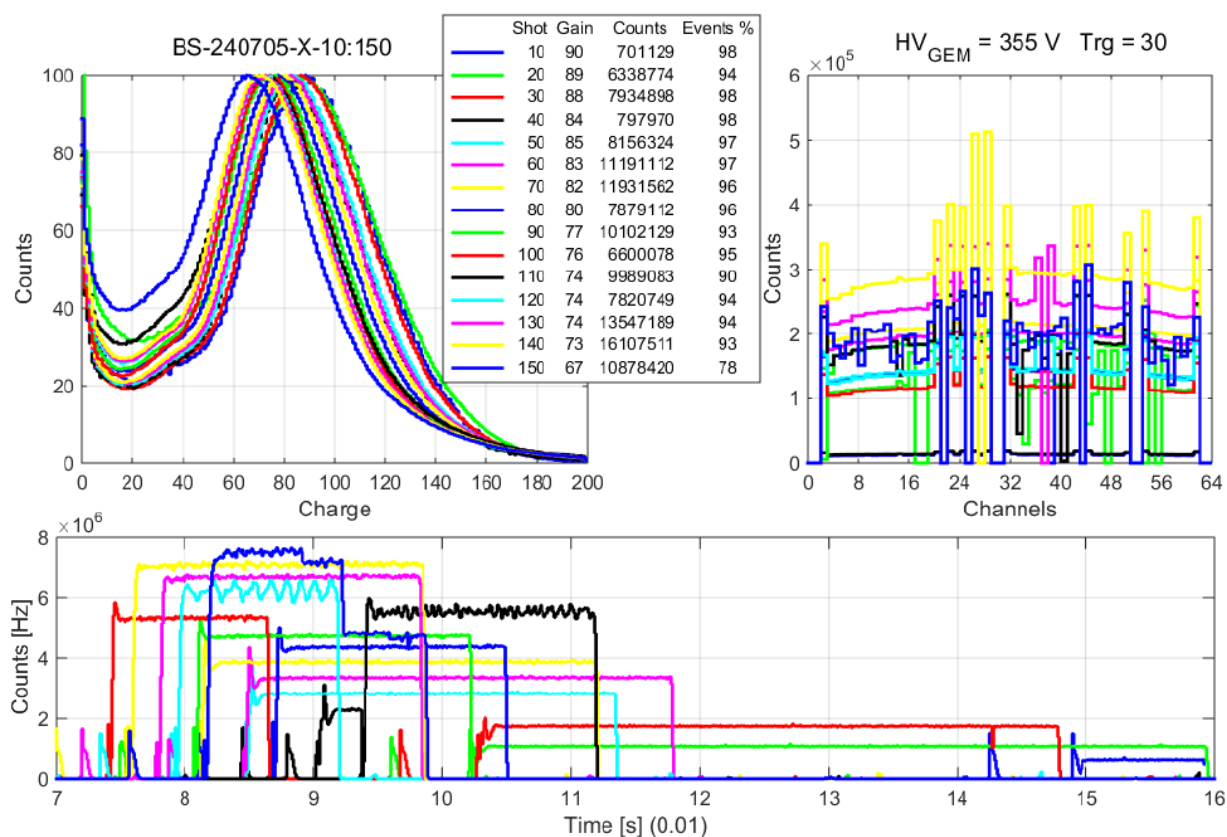
Rys. 4.220 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem Fe dla dwóch poziomów offsetu. Widoczne są zakłócenia i zablokowane kanały.



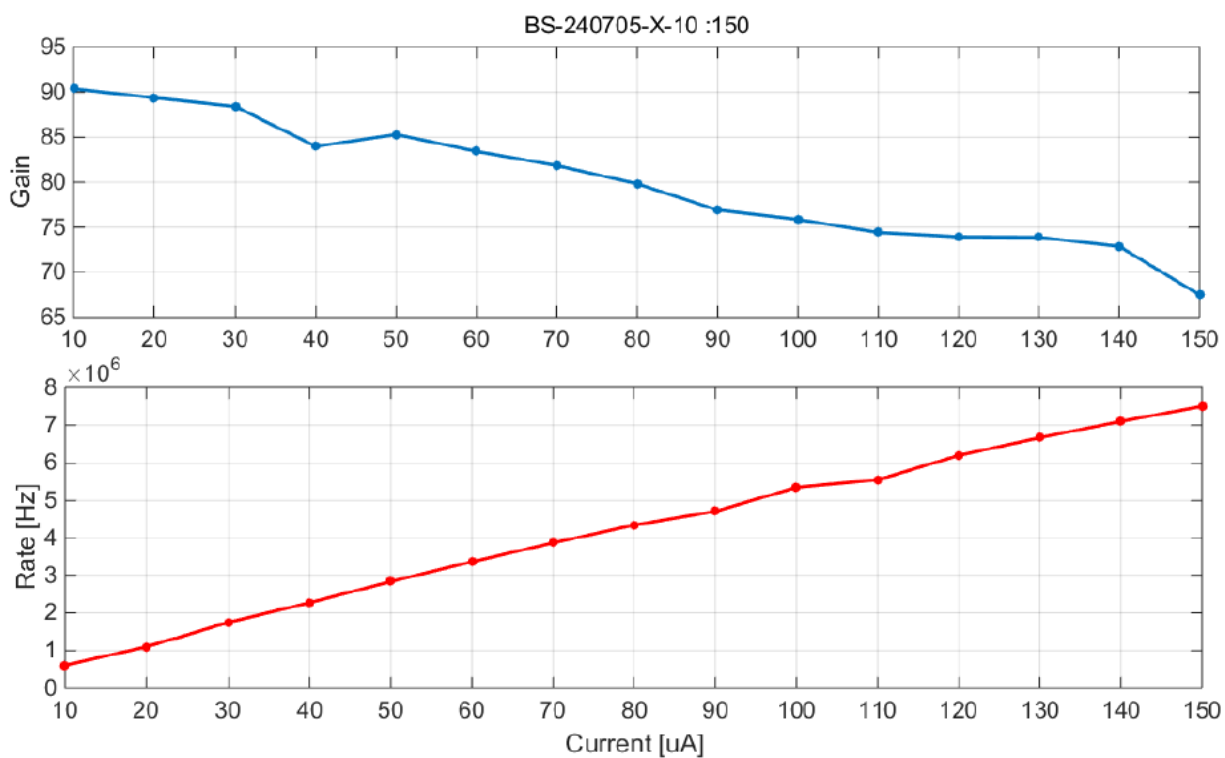
Rys. 4.221 Sygnały ADC dla kanałów AFE 1 - interwał czasowy 100 s. Trigger = 40. Widoczne liczne zniekształcenia i "fragmentacja" sygnałów w kanałach 3 i 15.



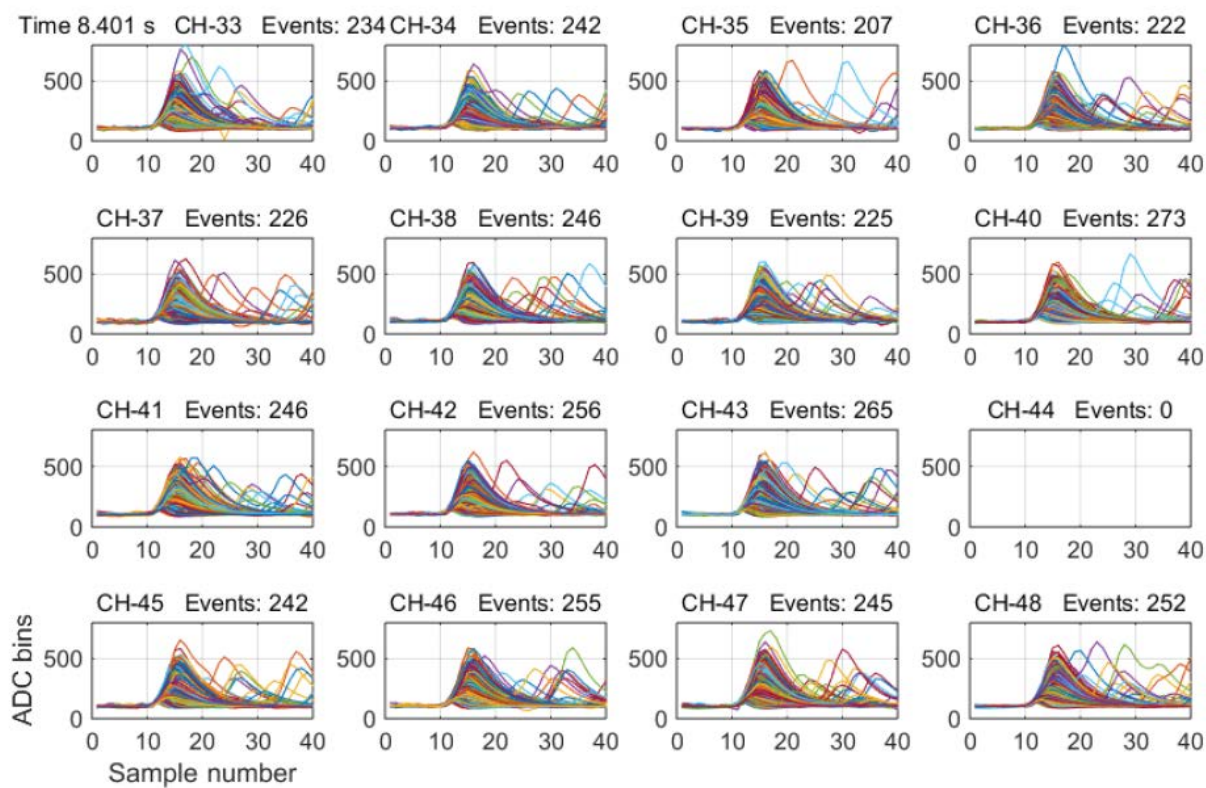
Rys. 4.222 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem Fe. Zielony wykres - redukcja zakłóceń przekraczająca Offset ± 4 biny w przedziale estymacji offsetu - okno szumu 8 próbek sygnału ADC.



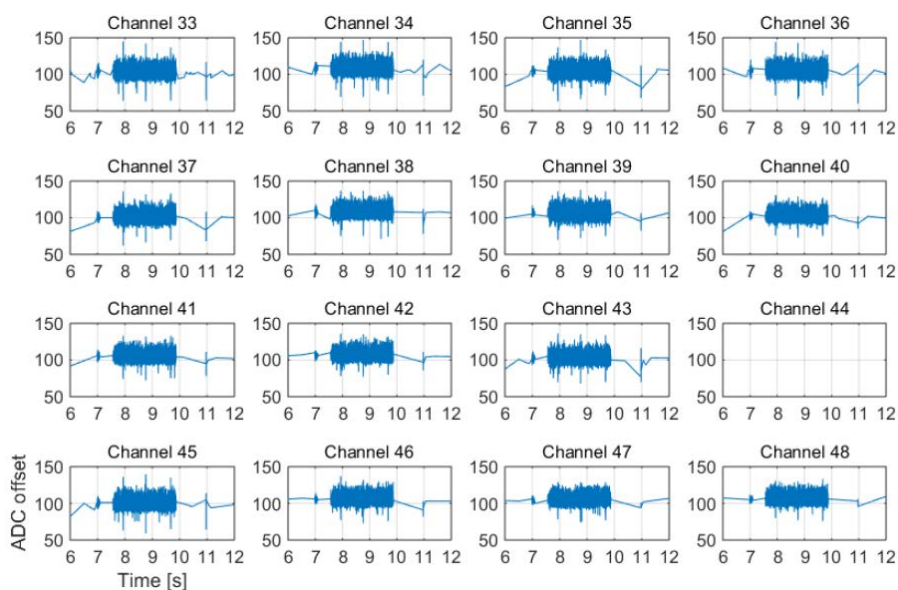
Rys. 4.223 Charakterystyka detektora dla pomiarów ze źródłem promieniowania rentgenowskiego w zakresie 10-150 μ A.



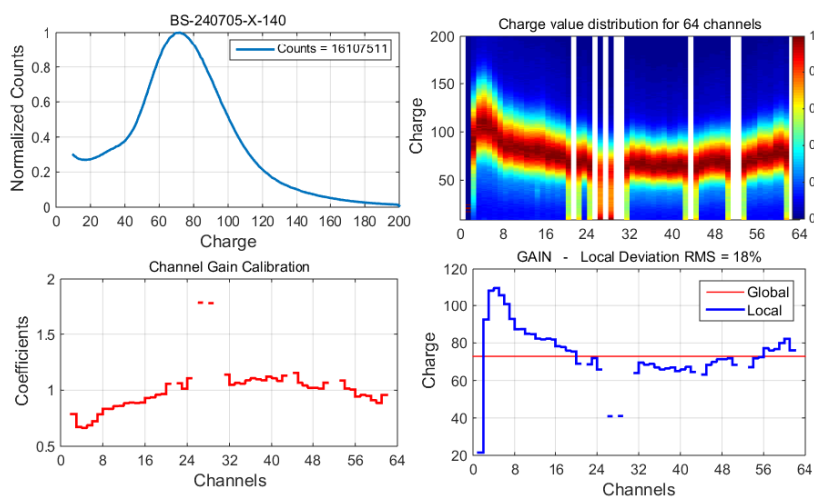
Rys. 4.224 Charakterystyka detektora dla pomiarów ze źródłem promieniowania rentgenowskiego w zakresie 10-150 uA.



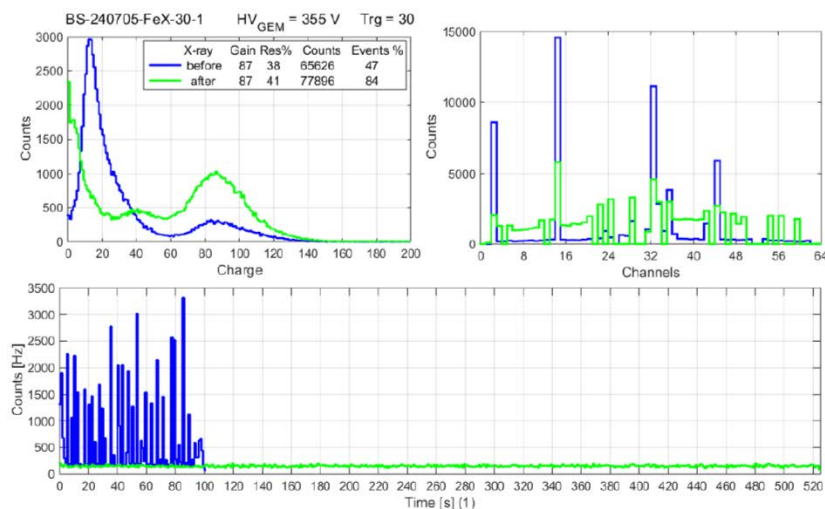
Rys. 4.20 Sygnały ADC dla kanałów AFE 3 w przedziale czasowym 1 ms dla prądu lampy 140 uA.



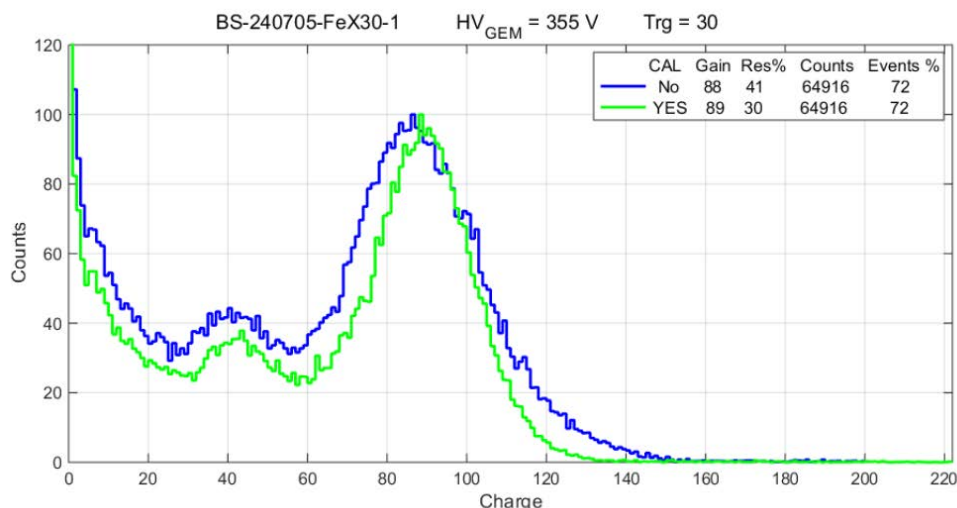
Rys. 4.226 Oszacowanie lokalnego przesunięcia czasowego dla AFE 3 dla prądu lampy 140 uA.



Rys. 4.227 Charakterystyka kanału detektora ze źródłem promieniowania rentgenowskiego bez kalibracji.



Rys. 4.228 Charakterystyka detektora dla źródła ^{55}Fe przed i po testach lampy rentgenowskiej.



Rys. 4.229 Charakterystyka detektora dla źródła Fe przed i po kalibracji kanału za pomocą lampy rentgenowskiej.

Należy zauważyć, że poczyniono następujące obserwacje, które mają kluczowe znaczenie dla dalszego doskonalenia systemu detekcji:

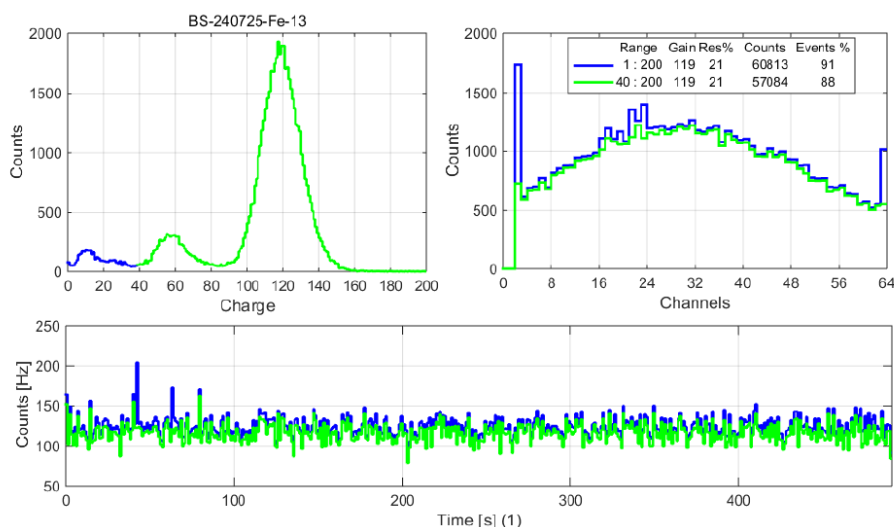
- **Spełnienie warunku okna szumu wyzwalającego:** Ogólnie rzecz biorąc, warunek okna szumu wyzwalającego został spełniony, co sugeruje, że podstawowy mechanizm wyzwalania działa zgodnie z oczekiwaniami. Jednak dalsze doskonalenie algorytmów i parametrów może przyczynić się do zwiększenia stabilności systemu.
- **Zakłócenia sygnałów ADC przed wyzwoleniem:** W zakresie 10 próbek przed wyzwoleniem sygnału obserwuje się liczne zakłócenia ADC, które wprowadzają szum. Te zakłócenia powodują wahania w oszacowaniu lokalnego offsetu dla zdarzenia, co negatywnie wpływa na jakość przetwarzania sygnałów.
- **Blokowanie wyzwalania sygnałów w kanałach:** Nadmierne wahania w szacowaniu offsetu prowadzą do zablokowania wyzwalania sygnałów w wielu kanałach. Problem ten jest związany z niestabilnością offsetu, który, w wyniku zbyt dużych fluktuacji, nie pozwala na prawidłową detekcję zdarzeń.
- **Fragmentacja impulsów z różnych zdarzeń:** W niektórych przypadkach zaobserwowano widoczną fragmentację impulsów, które pochodziły z różnych zdarzeń. Zjawisko to wskazuje na błędny zapis ADC, który może prowadzić do błędnej interpretacji wyników eksperymentu i wymaga dalszej analizy systemu zapisu danych.
- **Redukcja szumu i zawężenie okna szumowego:** Można zredukować poziom szumu, aby spełniał warunek okna szumu wyzwalającego. Proponowane jest wprowadzenie dodatkowego warunku zawężenia okna szumu zarówno pod względem czasu, jak i wartości (np. 8 próbek, przesunięcie ± 4 biny), co może znacząco poprawić jakość sygnałów i zmniejszyć liczbę zakłóceń.
- **Testy z lampą AMPTEK Mini-X:** Testy przeprowadzone z lampą AMPTEK Mini-X w zakresie prądu lampy 150 μA i częstotliwości około 8 MHz, bez przekraczania limitu prądu na folii 3 (około 40 μA), wykazały umiarkowany spadek wzmocnienia detektora. Wartość ta mieści się w bezpiecznym zakresie pracy, wskazując na stabilność detektora, ale wymaga dalszej optymalizacji, by uniknąć spadku wydajności przy wyższych prądach.

Podsumowując, wnioski te sugerują, że dalsza optymalizacja algorytmu przetwarzania danych, zwłaszcza w zakresie szumów, offsetu oraz zapisu impulsów ADC, może poprawić dokładność detekcji i stabilność systemu. Wprowadzenie bardziej precyzyjnych warunków okna szumowego oraz kontrola obciążenia detektora będą kluczowe dla uzyskania lepszych wyników w kolejnych etapach eksperymentów.

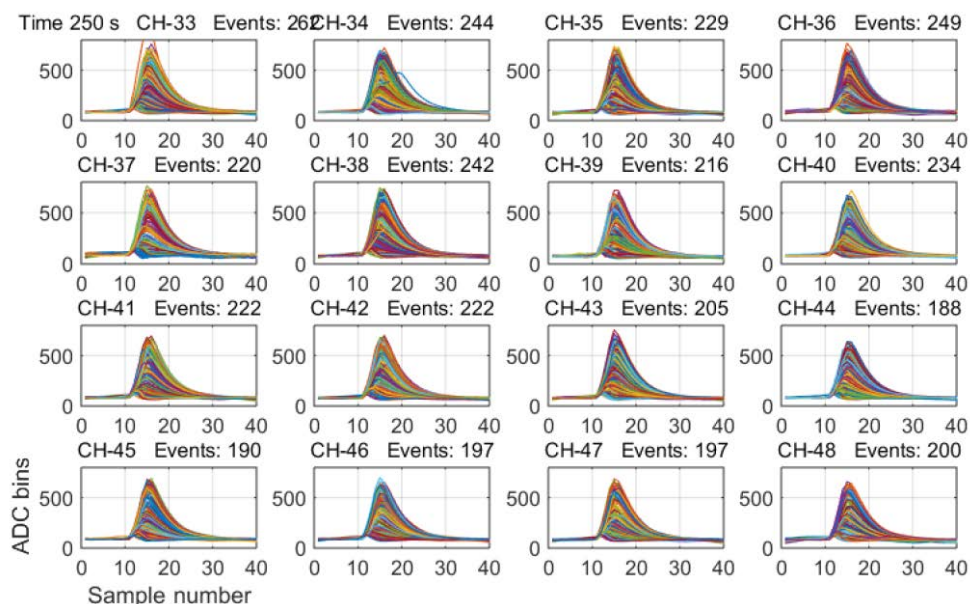
Dalsze badania przeprowadzono przy użyciu lampy rentgenowskiej a także źródeł ^{55}Fe , a warunki pomiaru przedstawiono poniżej:

- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: 1–64, AFE: 2–5

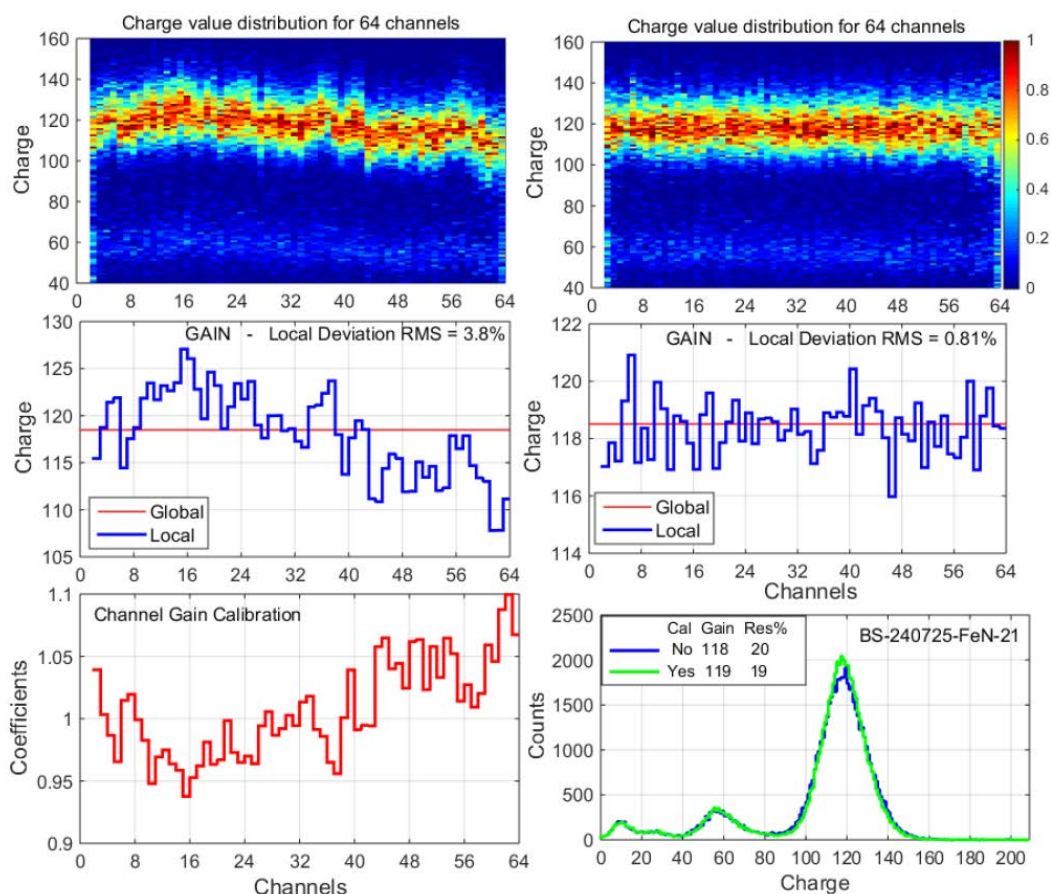
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** 5 x ⁵⁵Fe
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 5–120 μA)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200] V
- **Źródło promieniowania gamma:** ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co (~ MeV)
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwalania:** 30



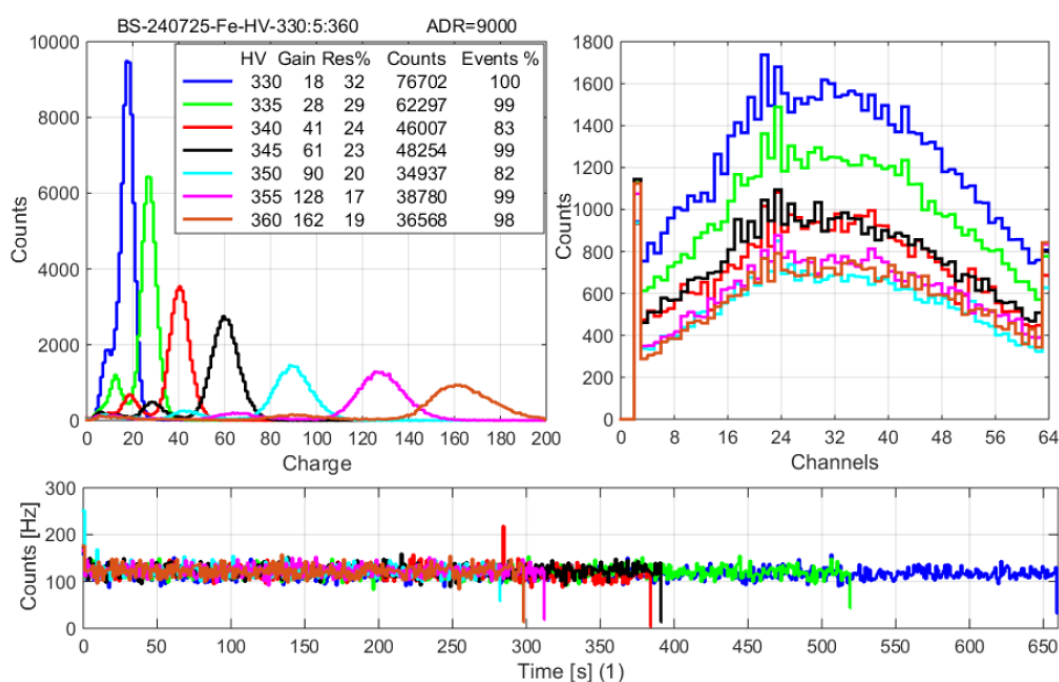
Rys. 4.230 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem ⁵⁵Fe w dwóch zakresach ładunku. Niższy zakres - efekt interferencji mniej ekranowanych kanałów.



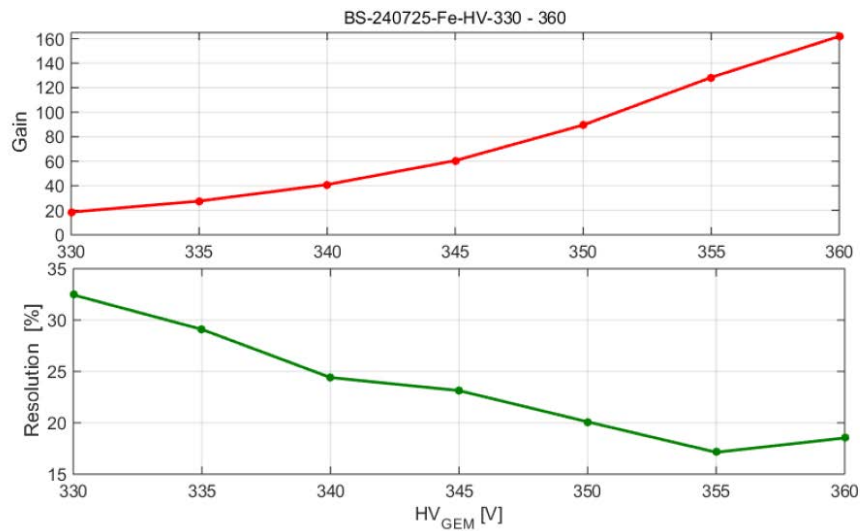
Rys. 4.231 Sygnały detektora dla 3 kanałów AFE - interwał czasowy 50 s.



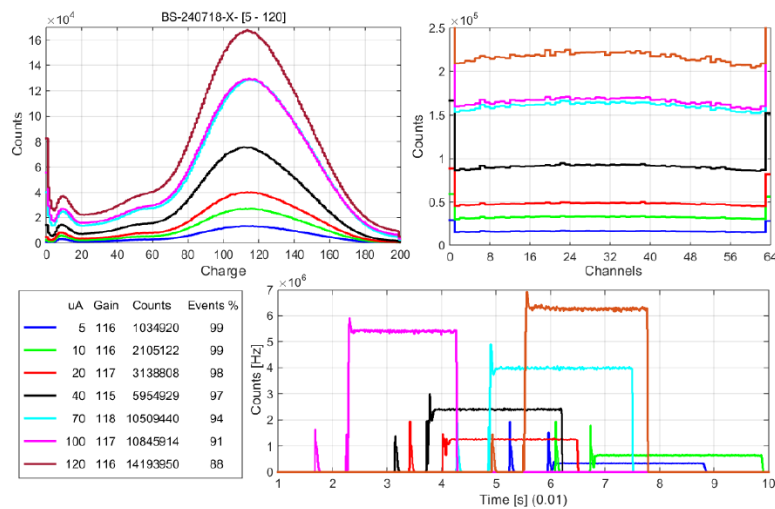
Rys. 4.232 Lokalna charakterystyka detektora ze źródłem ^{55}Fe - porównanie przed kalibracją (lewa strona) i po kalibracji kanału (prawa strona). Na dole po prawej - porównanie rozkładów ładunku przed i po kalibracji kanału.



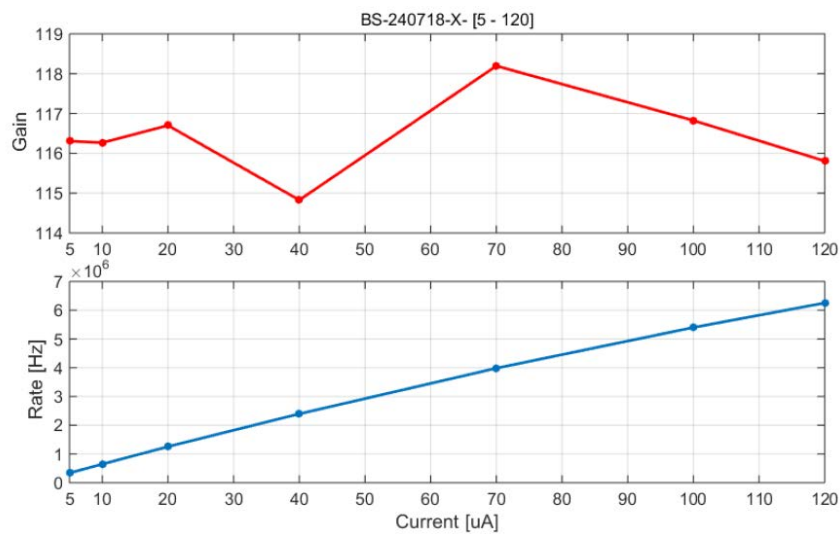
Rys. 4.233 Charakterystyka detektora dla pomiaru ze źródłem Fe w zakresie napięcia $HV = [330 - 360]$ V. Zakres ładowania $ADR = 9000$.



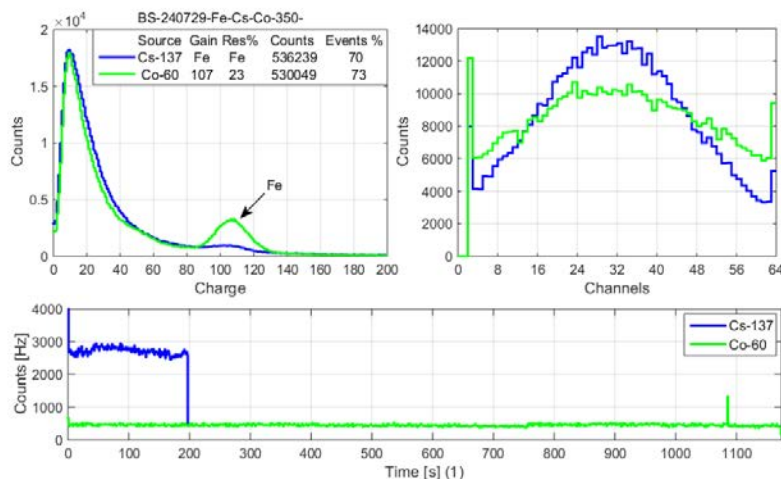
Rys. 4.234 Parametry charakterystyczne detektora: Wzmocnienie i rozdzielczość dla pomiarów ze źródłem ^{55}Fe w zakresie napięć HV = [330 - 360] V.



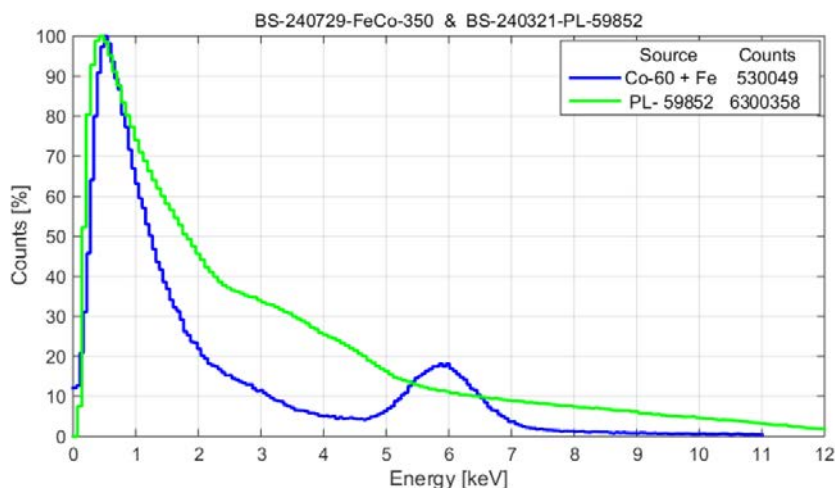
Rys. 4.235 Charakterystyka detektora dla pomiarów ze źródłem promieniowania rentgenowskiego w zakresie prądu lampy 5 - 120 uA.



Rys. 4.236 Parametry detektora: Rate (Szybkość) i Gain (Wzmocnienie) dla lampy rentgenowskiej w zakresie prądu 5 - 120 uA.



Rys. 4.237 Charakterystyka detektora dla źródła ^{137}Cs i ^{60}Co umieszczonych w środku zestawu $4 \times ^{55}\text{Fe}$.



Rys. 4.238 Charakterystyka widmowa - przybliżone porównanie znormalizowanych histogramów dla źródeł ^{60}Co + ^{55}Fe i pomiarów plazmy tokamaka WEST.

Na podstawie przeprowadzonych testów i obserwacji można wyciągnąć następujące wnioski:

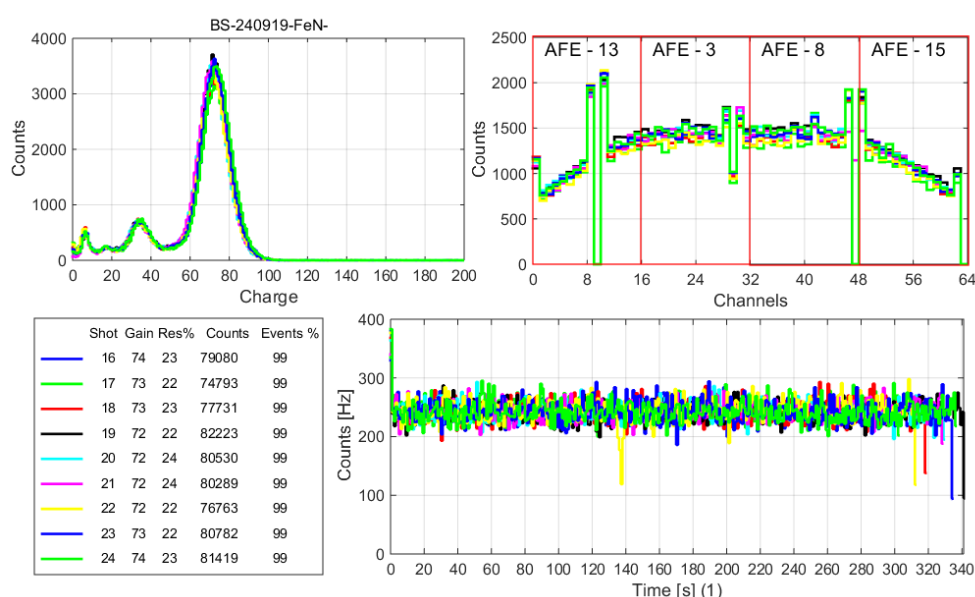
1. **Wymiana folii i okienka:** Po wymianie folii i okienka oba detektory wykazywały podobne właściwości, działając niezawodnie i wykazując liniową jednorodność oraz regularną charakterystykę. Oznacza to, że detektory zostały przywrócone do stanu optymalnej pracy po dokonaniu naprawy.
2. **Zastosowanie skutecznych środków ekranowania i uziemienia:** Aby wyeliminować zakłócenia, szczególnie te związane z elektromagnetycznymi interferencjami, konieczne jest wdrożenie odpowiednich metod ekranowania i uziemienia systemu. Te środki powinny skutecznie ograniczyć wpływ zewnętrznych zakłóceń na sygnały z detektorów.
3. **Poziom szumów i wyzwalanie:** Niski poziom szumów jest kluczowy, ponieważ umożliwia ustawienie niskiego progu wyzwalania, co pozwala na bardziej precyzyjną detekcję sygnałów i lepszą analizę danych. To wskazuje na poprawną kalibrację i stabilność detektorów w kontekście wymagań eksperymentalnych.
4. **Testy z lampą AMPTEK Mini-X:** Testy przeprowadzone z lampą AMPTEK Mini-X w zakresie prądu $120\text{ }\mu\text{A}$ i częstotliwości około 6 MHz , przy zachowaniu limitów prądowych na folii $3\text{ }(\sim 40\text{ }\mu\text{A})$, wykazały stabilność wzmocnienia detektora. Wyniki te sugerują, że detektory wykazują dobrą stabilność operacyjną przy takich parametrach i nie przekraczają dopuszczalnych obciążeń prądowych.

5. **Testy z twardymi źródłami promieniowania gamma (rzędu MeV):** Testy przeprowadzone z twardymi źródłami promieniowania rentgenowskiego wykazały malejące widmo w dolnym zakresie kilku keV, co jest zgodne z obserwacjami zjawisk wtórnych, typowych dla pomiarów plazmy w tokamaku WEST. To potwierdza, że detektory są w stanie poprawnie rejestrować specyficzne widma energetyczne związane z plazmą.
6. **Problemy sprzętowe na kartach AFE:** Testy kart AFE ujawniły pewne usterki sprzętowe na poszczególnych kanałach, które objawiały się brakiem sygnałów. Przykłady to:
 - o AFE-13, kanał 10
 - o AFE-3, kanał 14 (z ujemnym przesunięciem)
 - o AFE-8, kanał 16
 - o AFE-15, kanał 16
 - o AFE-2, kanał 7 (generowanie impulsów bez przyłożonego HV)

Usterki te mogą wskazywać na problemy dla poszczególnych kanałów AFE, które mogą wymagać dalszej diagnostyki lub wymiany elementów.

7. **Testy detektora zapasowego w IPPLM:** Testy detektora zapasowego w nowej kasie w IPPLM wykazały stabilność pracy detektora i regularność charakterystyk dla napięcia HVGEM = 350 V. To wskazuje na dobry stan detektora zapasowego, który może być wykorzystany w przypadku konieczności wymiany uszkodzonych komponentów.

Pomimo pewnych problemów ze sprzętem AFE, ogólna stabilność detektorów oraz ich zdolność do poprawnego rejestrowania danych rentgenowskich i plazmowych są obiecujące. Konieczne jest jednak dalsze monitorowanie i rozwiązywanie problemów związanych z AFE oraz implementacja dodatkowych środków ochrony przed zakłóceniami elektromagnetycznymi i szumami.



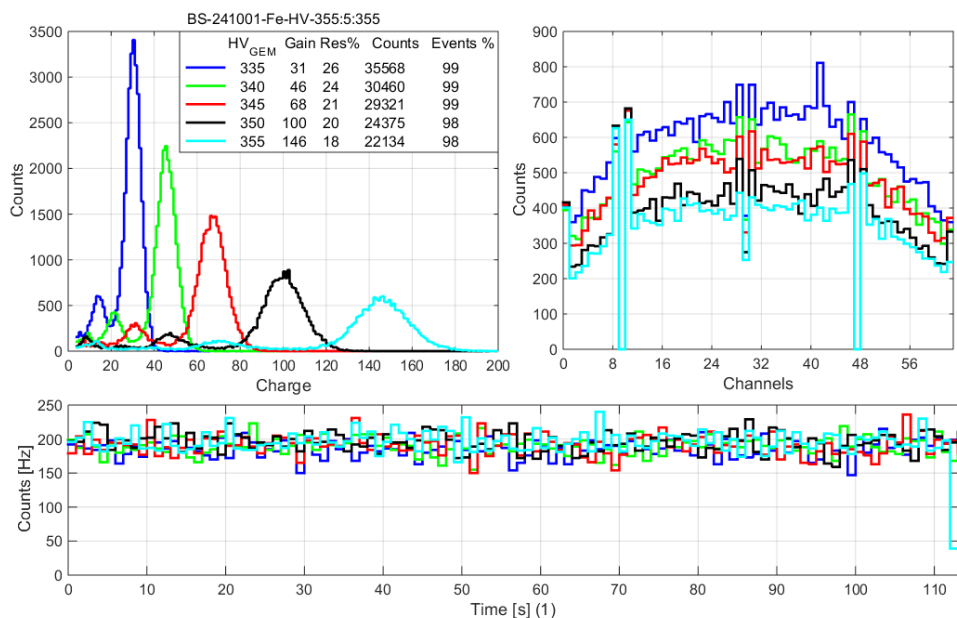
Rys. 4.239 Charakterystyka detektora dla źródeł ^{137}Cs i ^{60}Co umieszczonych w środku zestawu $4 \times ^{55}\text{Fe}$.

Następnie testy w laboratorium IPPLM były kontynuowane. Warunki eksperymentów mających na celu korektę algorytmów akwizycji w trybie serialnym (problem zaburzeń ADC) były następujące:

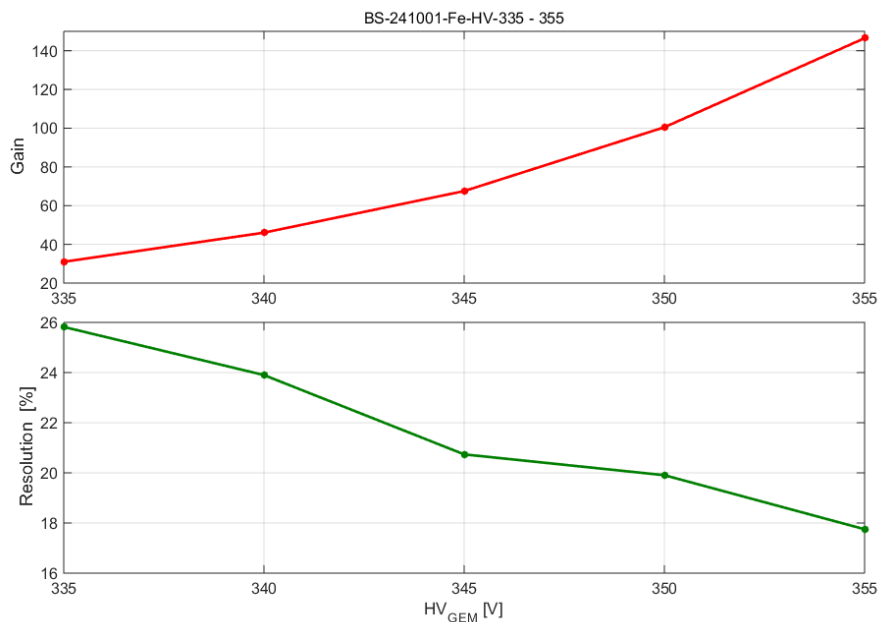
- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: 1–64, AFE: 2–5
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** $5 \times ^{55}\text{Fe}$

- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–100 μ A)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200] V
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwalań:** 30

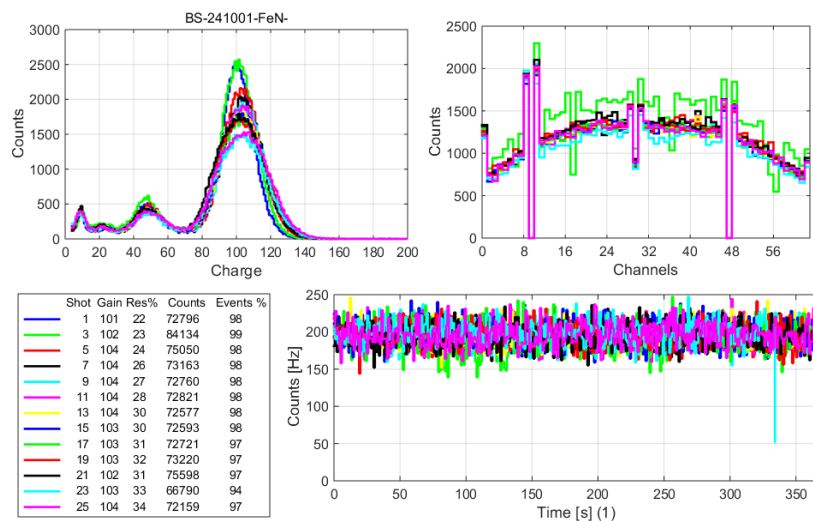
Wyniki przeprowadzonych testów pokazane są poniżej.



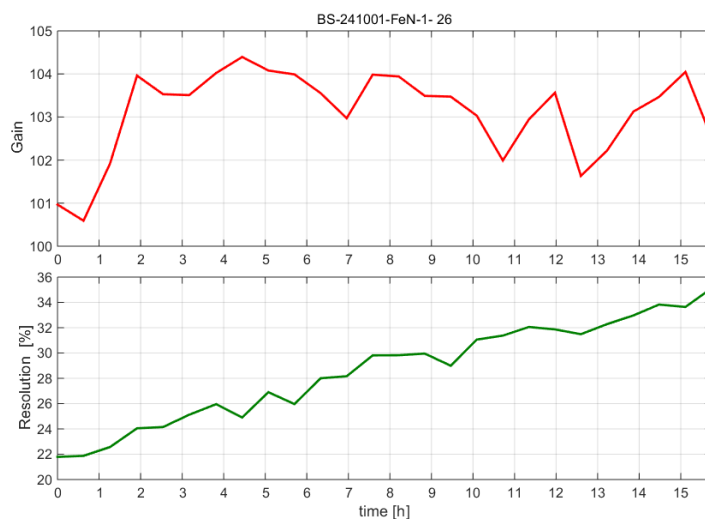
Rys. 4.240 Charakterystyka detektora dla źródła ^{55}Fe w zakresie wysokiego napięcia $HV_{\text{GEM}} = 335 : 5 : 355$.



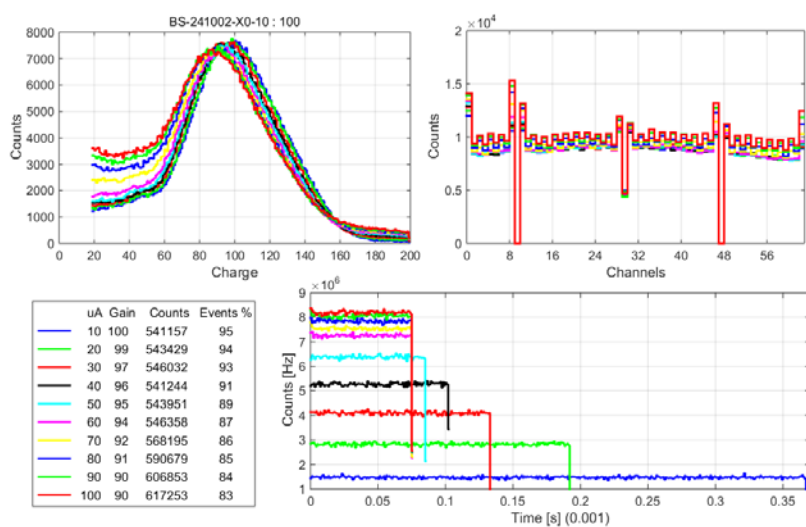
Rys. 4.241 Parametry charakterystyki detektora dla źródła ^{55}Fe w zakresie wysokiego napięcia $HV_{\text{GEM}} = 335 : 5 : 355$.



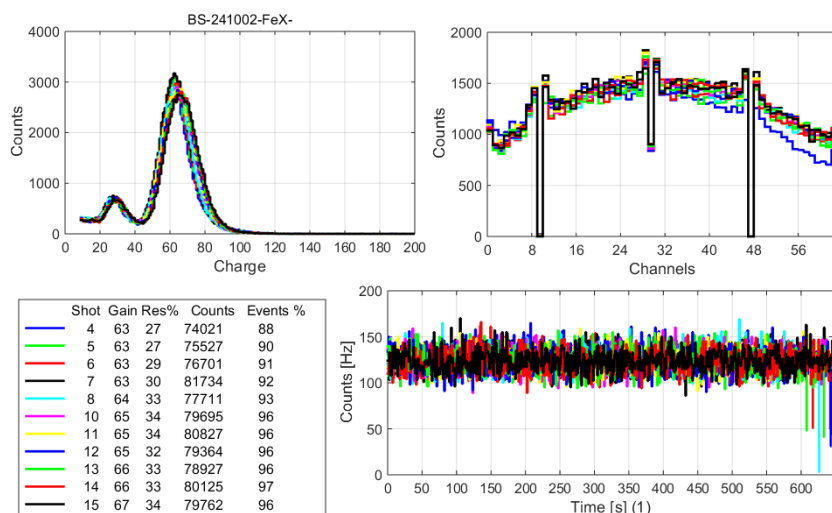
Rys. 4.242 Charakterystyka detektora dla napromieniowania źródłem ^{55}Fe w długoterminowej sesji pomiarowej.



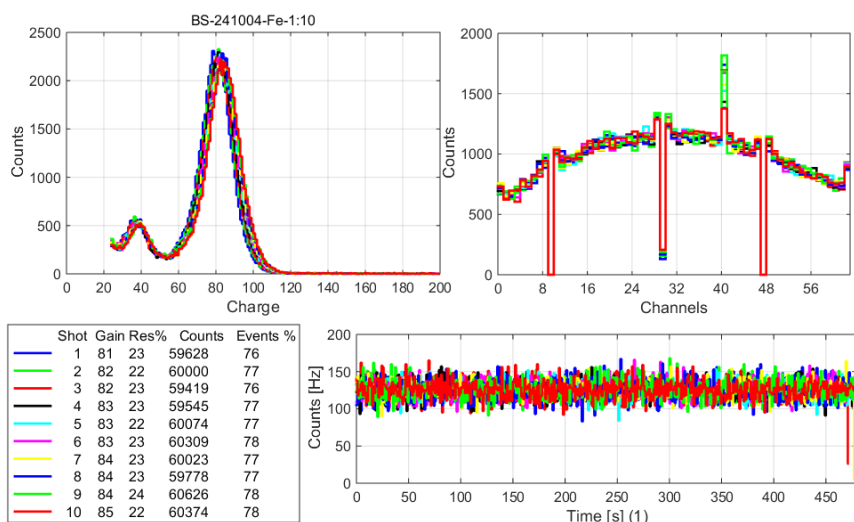
Rys. 4.243 Parametry charakterystyk detektora dla źródła ^{55}Fe w długoterminowej sesji pomiarowej.



Rys. 4.244 Parametry charakterystyk detektora dla lampy rentgenowskiej w zakresie prądu 10 - 100 uA.



Rys. 4.246 Charakterystyka detektora uzyskana dla ^{55}Fe po napromieniowaniu lampą rentgenowską.



Rys. 4.247 Charakterystyka detektora uzyskana dla ^{55}Fe dwa dni po napromieniowaniu lampą rentgenowską.

Wnioski, które płyną z przeprowadzonych testów, wskazują na kilka kluczowych spostrzeżeń:

1. **Stały wzrost wyników testów detektora** - Codzienne testy detektora ze źródłem ^{55}Fe wykazały stopniową poprawę wyników, co sugeruje stabilność systemu w długim okresie użytkowania.
2. **Spadek rozdzielczości w czasie** - Obserwowany spadek rozdzielczości, objawiający się poszerzeniem widma, może wskazywać na problemy z precyzją pomiaru w czasie, szczególnie w przypadku długotrwałej pracy detektora.
3. **Umiarkowany spadek wzmocnienia** - Testy z lampą rentgenowską wykazały spadek wzmocnienia, szczególnie przy wyższych intensywnościach powyżej 7 MHz, co może sugerować zjawisko nakładania się impulsów (*ang.* „pile-up”) – efekt, który ma miejsce, gdy dwa impulsy nakładają się na siebie, prowadząc do zniekształcenia sygnałów.
4. **Efekt koincydencji („pile-up”)** - Regularne kształty sygnałów ADC przy intensywności ~ 8 MHz wskazują na obecność efektu pile-up, co oznacza, że detektor nie jest w stanie rozróżnić nakładających się sygnałów, co może prowadzić do błędnych odczytów.
5. **Spadek wzmocnienia po testach lampowych** - Po przeprowadzeniu testów z lampą rentgenowską zaobserwowano spadek wzmocnienia, ale także proces regeneracji rozdzielczości detektora. To może wskazywać na możliwość przywrócenia detektora do optymalnych parametrów po pewnym czasie.
6. **Stopniowe odzyskiwanie wzmocnienia i rozdzielczości** - Kilka dni po ekspozycji na promieniowanie z lampy rentgenowskiej detektor wykazywał stopniowe odzyskiwanie zarówno wzmocnienia, jak i

rozdzielczości, co sugeruje, że detektor ma zdolność do adaptacji i poprawy swoich parametrów w wyniku długoterminowej eksploatacji.

Z tych wyników można wywnioskować o stabilności detektora oraz o konieczności dalszego monitorowania parametrów, aby zminimalizować wpływ efektów zakłócających, takich jak pile-up, oraz poprawić dokładność pomiarów w długoterminowym użytkowaniu.

Podjęte badania umożliwiły opracowanie algorytmów do modułu akwizycji danych. Testy z modyfikacjami systemu pozwoliły na finalizację algorytmów do akwizycji sygnałów w trybie serialnym oraz wyeliminowanie problemów technicznych z początku 2024 roku.

Rozwój narzędzi informatycznych

Przygotowanie algorytmów do akwizycji danych na dwóch nośnikach i akwizycji danych w trybie szeregowym

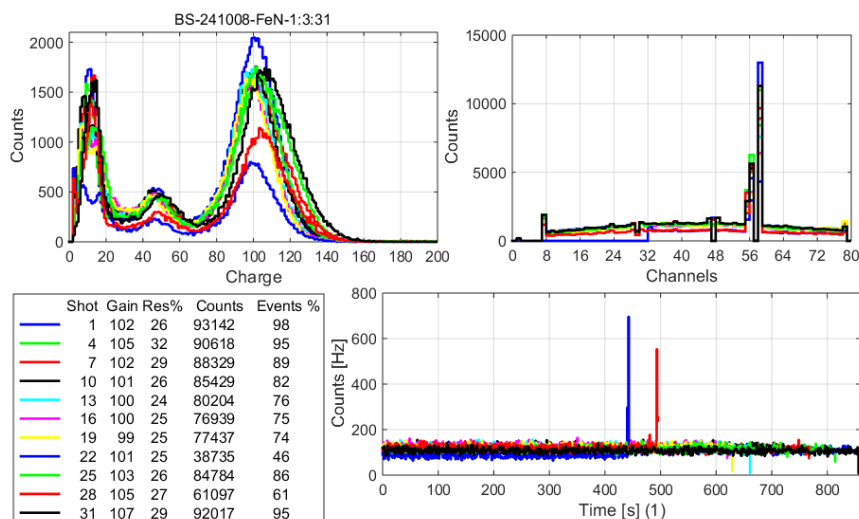
Dalsze testy zostały przeprowadzone używając dwóch nośników (*ang. carrier*) modułu DAQ wymaganymi do pełnych pomiarów widoku plazmy. Warunki eksperymentalne były następujące:

- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: 1–80, AFE: 1–5
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** 5 x ⁵⁵Fe
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–100 μA)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200] V
- **Źródło promieniowania gamma:** ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co (~ MeV)
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwalania:** 30

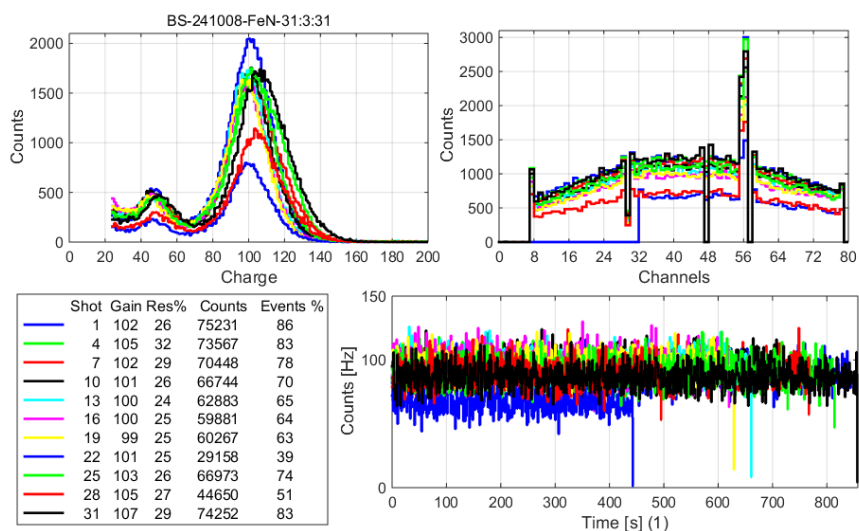
Uzyskane wyniki przedstawiono poniżej.



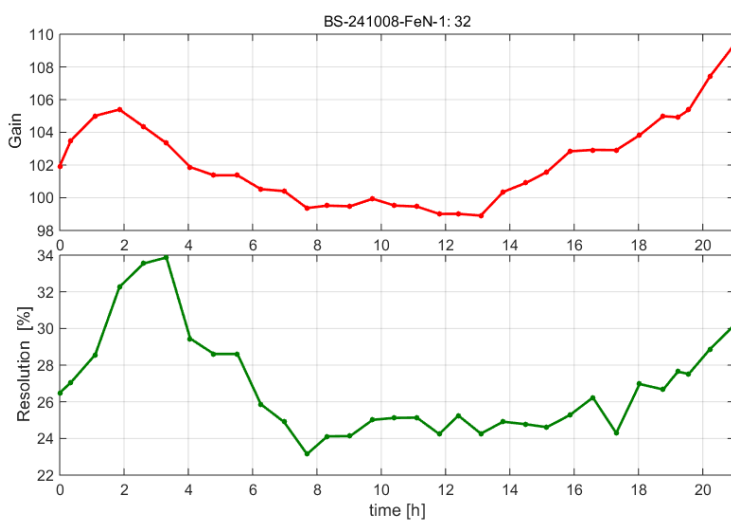
Rys. 4.248 Zdjęcie używanej konfiguracji AFE (po lewej) i ADB (po prawej).



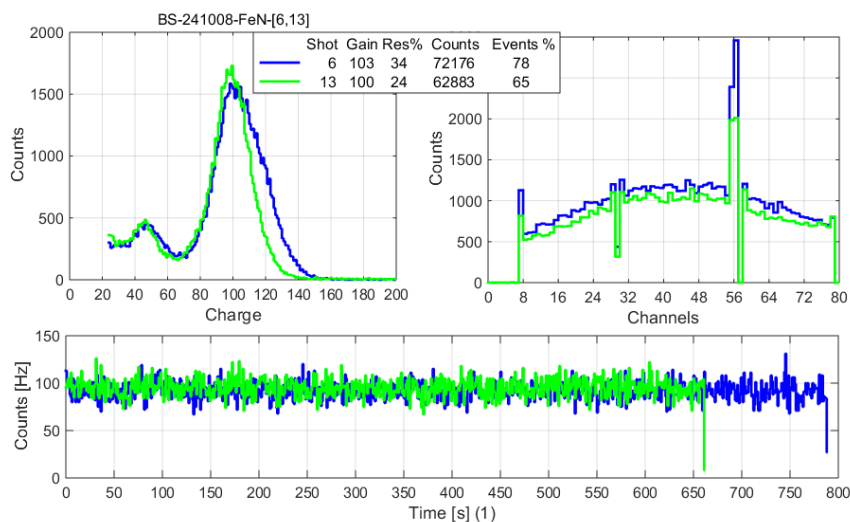
Rys. 4.249 Charakterystyka detektora uzyskana przy użyciu ^{55}Fe podczas 1-dniowej akwizycji.



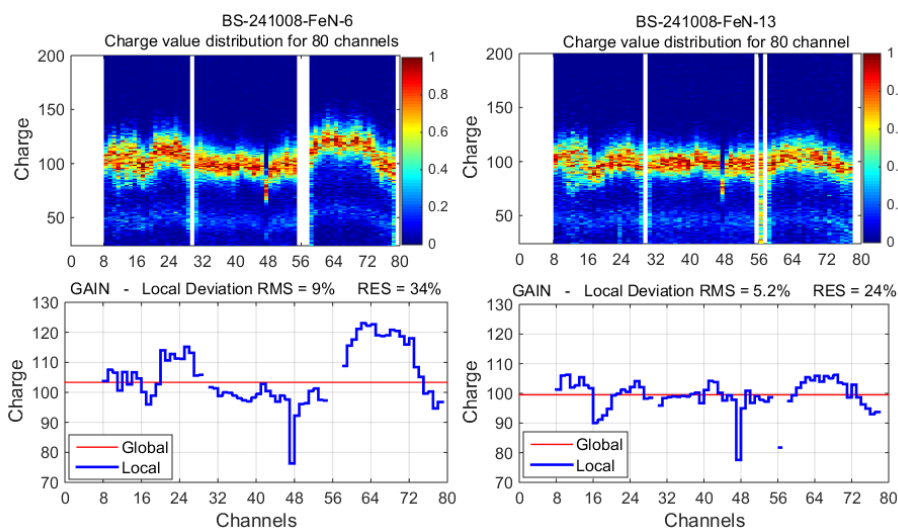
Rys. 4.250 Charakterystyka detektora uzyskana przy użyciu ^{55}Fe podczas 1-dniowej akwizycji w zakresie ładunkowym 25-200.



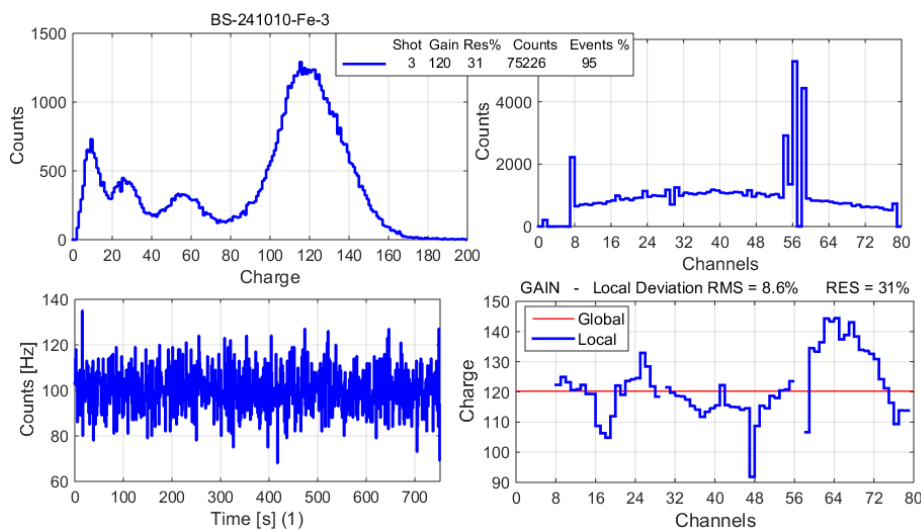
Rys. 4.251 Parametry charakterystyki detektora uzyskane dla ^{55}Fe podczas 1-dniowej akwizycji.



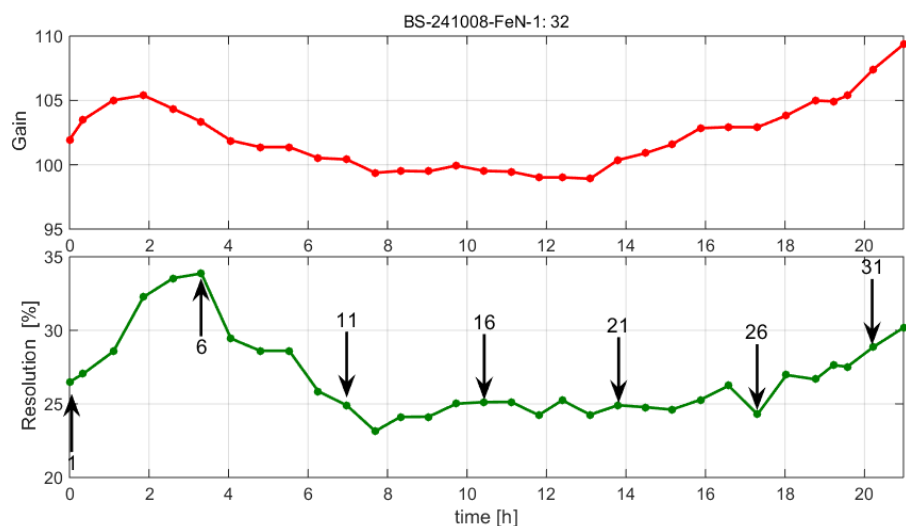
Rys. 4.252 Charakterystyka detektora dla wybranej serii pomiarów o najbardziej różniących się wartościach rozdzielczości energetycznej.



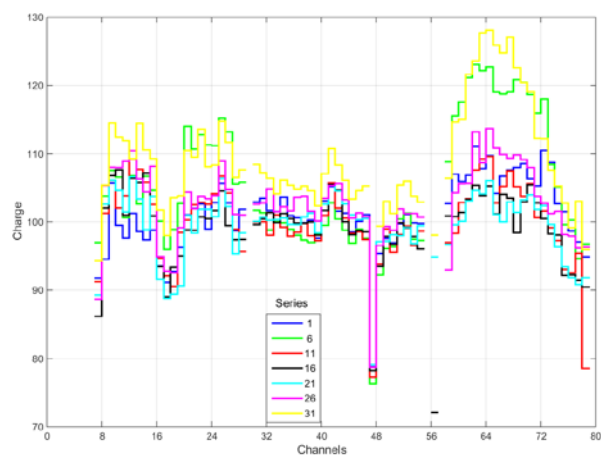
Rys. 4.253 Charakterystyka detektora lokalnego dla wybranej serii pomiarów o najbardziej różniących się wartościach rozdzielczości energetycznej.



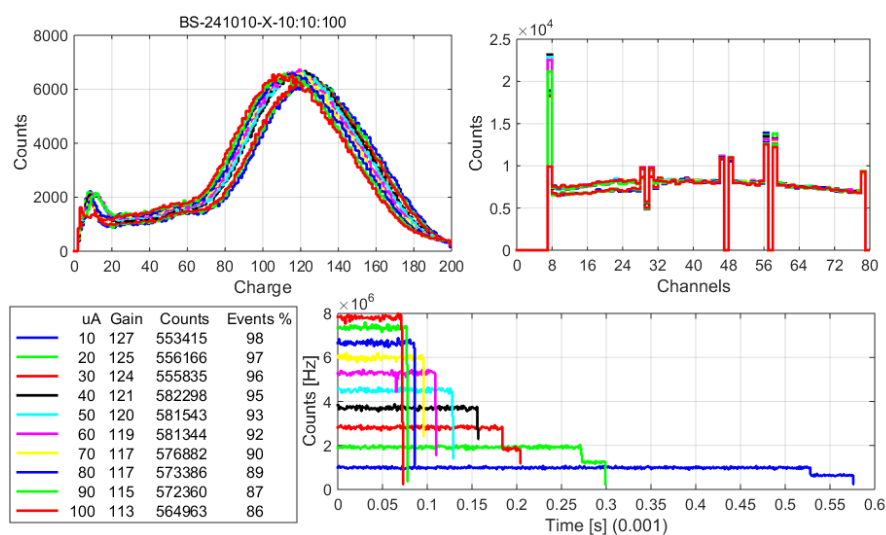
Rys. 4.254 Charakterystyka detektora uzyskana za pomocą źródła ^{55}Fe przed napromieniowaniem lampą rentgenowską.



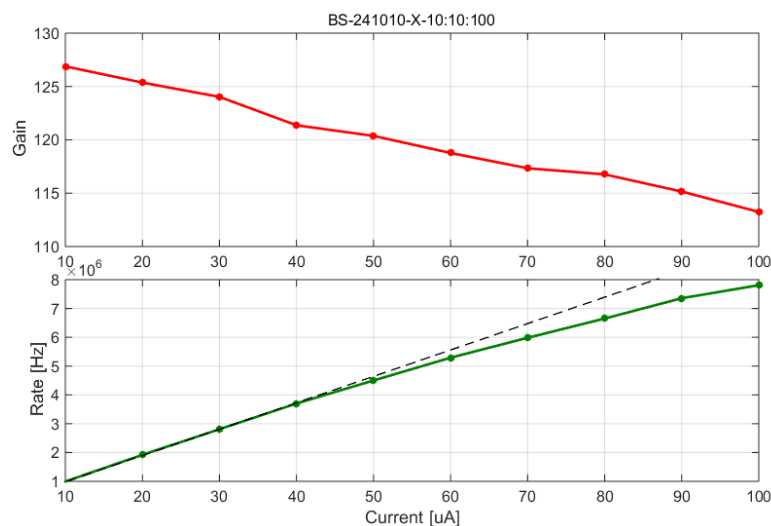
Rys. 4.255 Zależność czasowa parametrów charakterystyki detektora, wyróżniono siedem serii pomiarów.



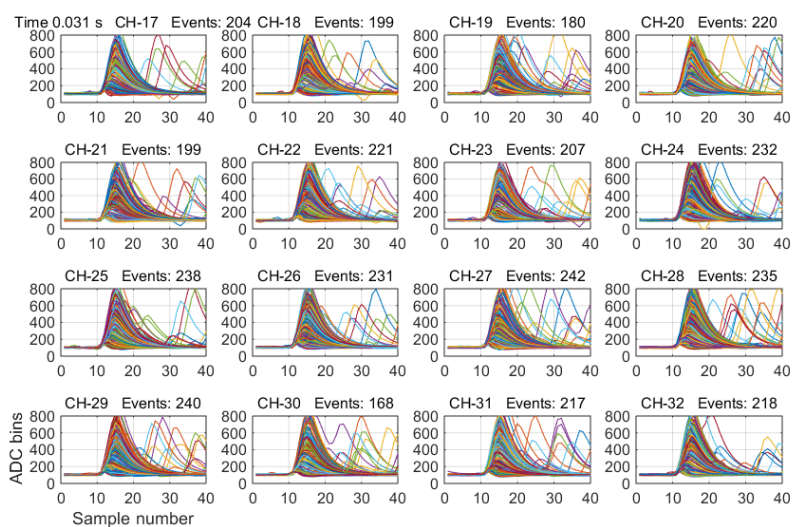
Rys. 4.256 Lokalna charakterystyka detektora dla wybranych siedmiu serii pomiarów.



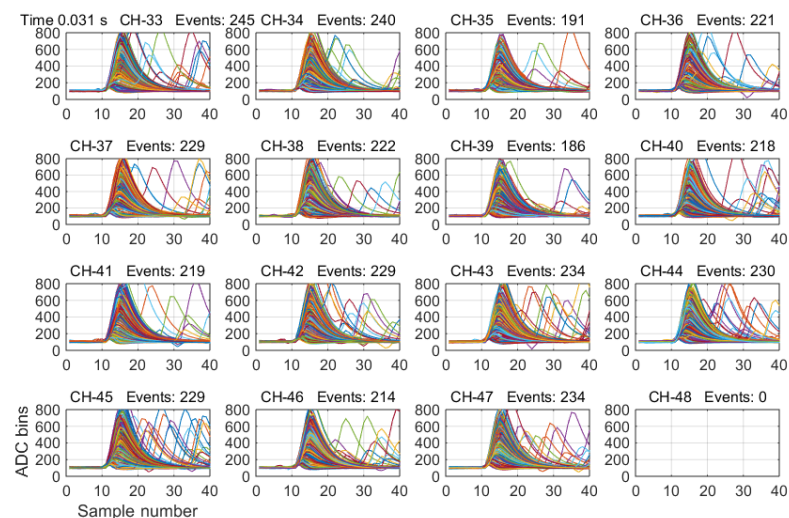
Rys. 4.257 Charakterystyka detektora napromieniowanego lampą rentgenowską w zakresie prądu 10-100 uA.



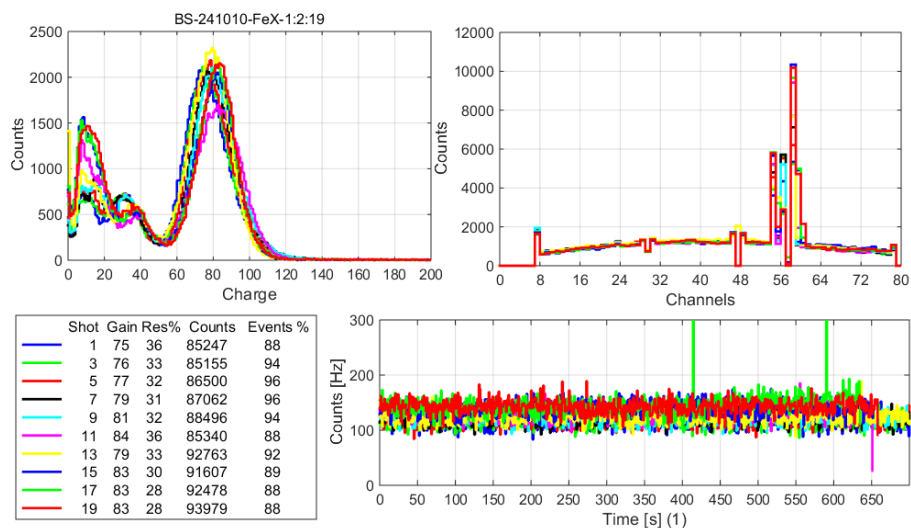
Rys. 4.258 Parametry charakterystyczne detektora podczas naświetlania lampą rentgenowską w zakresie prądu 10-100 uA.



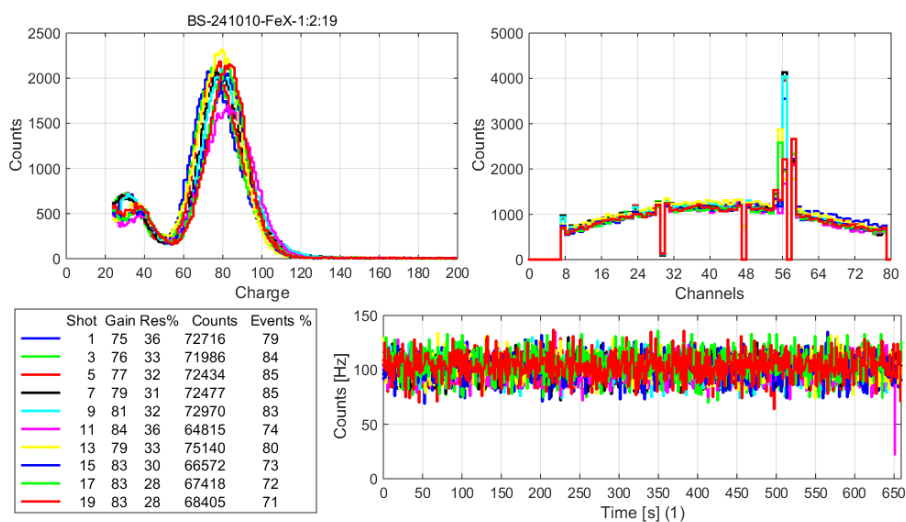
Rys. 4.259 Sygnały ADC dla 16 kanałów AFE-2 dla testów lamp rentgenowskich w czasie 1 ms.



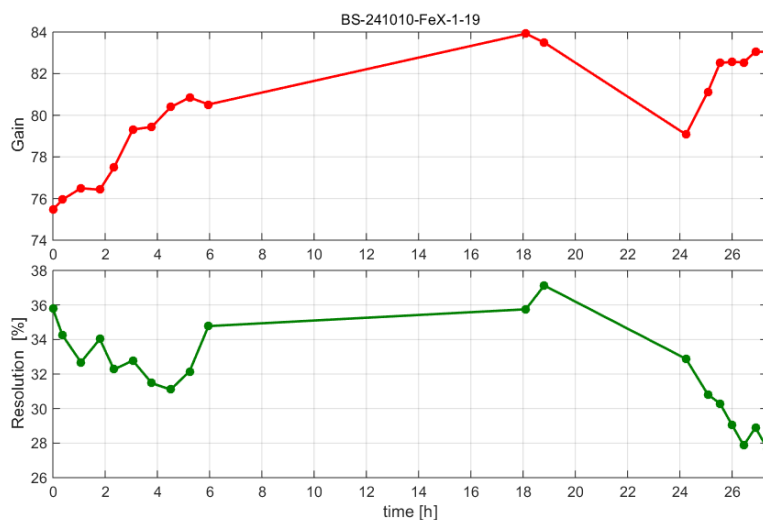
Rys. 4.260 Sygnały ADC dla 16 kanałów AFE-3 dla testów lamp rentgenowskich w czasie 1 ms.



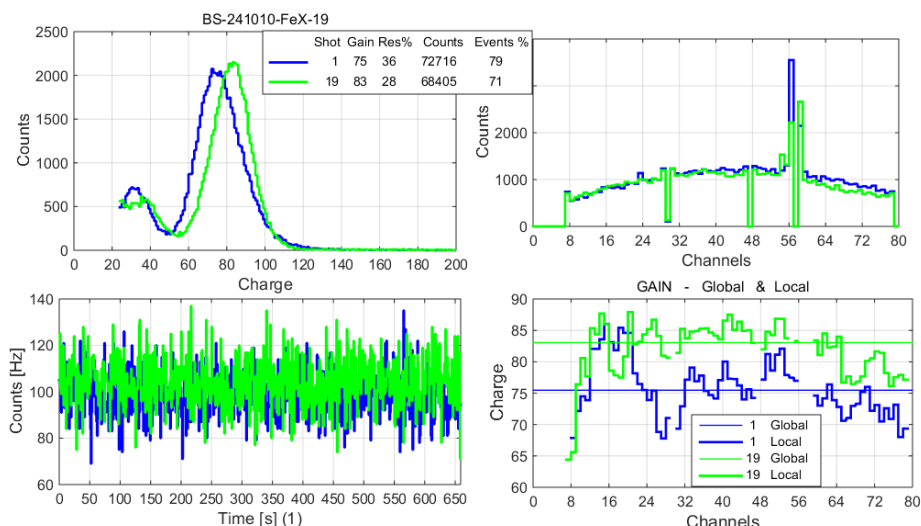
Rys. 4.261 Charakterystyka detektora uzyskana za pomocą źródła ^{55}Fe po napromieniowaniu lampą rentgenowską.



Rys. 4.262 Charakterystyka detektora uzyskana za pomocą źródła ^{55}Fe po napromieniowaniu lampą rentgenowską w zakresie ładunków 25-200.



Rys. 4.263 Parametry charakterystyczne detektora dla serii testów.



Rys. 4.264 Charakterystyka detektora uzyskana za pomocą źródła ^{55}Fe po napromieniowaniu lampą rentgenowską dla serii testów 1 i 19.

Wyniki przeprowadzonych badań pozwalają na sformułowanie następujących wniosków:

- Ocena detektora zapasowego w IFPiLM, wykorzystywanego w konfiguracji z dwoma nośnikami, wykazała jego stabilność oraz regularność charakterystyki podczas pracy zarówno z źródłem Fe, jak i lampą rentgenowską.
- Codzienne testy z wykorzystaniem źródła Fe ujawniły stopniowy dryft parametrów charakterystyki detektora, co wskazuje na potrzebę dalszej optymalizacji i monitorowania.
- Badania detektora w połączeniu z lampą rentgenowską wykazały umiarkowany spadek wzmocnienia, który zależny był od prądu lampy, a także nasycenie mierzonej intensywności powyżej 6 MHz, co stanowiło efekt pile-up.
- Sygnały ADC przy wysokiej intensywności (około 8 MHz) zachowały regularny kształt, co sugeruje obecność efektu koincydencji.
- Analiza testów przeprowadzonych z źródłem Fe wykazała znaczący spadek wzmocnienia oraz lokalne odchylenia charakterystyki detektora po ekspozycji na lampę rentgenowską.
- Obserwacje po kilku dniach od ekspozycji lampą rentgenowską ujawniają stopniowe odzyskiwanie zarówno wzmocnienia, jak i rozdzielczości detektora, co wskazuje na potencjał jego regeneracji.
- Zidentyfikowano również rzadkie przypadki występowania stosów kanałów, które mogą być efektem krawędzi detektora oraz lokalnej nadaktywności.

Problemy techniczne związane z wybranymi kanałami pozostały nierozwiązane, co stanowi wyzwanie dla dalszych prac diagnostycznych i kalibracyjnych.

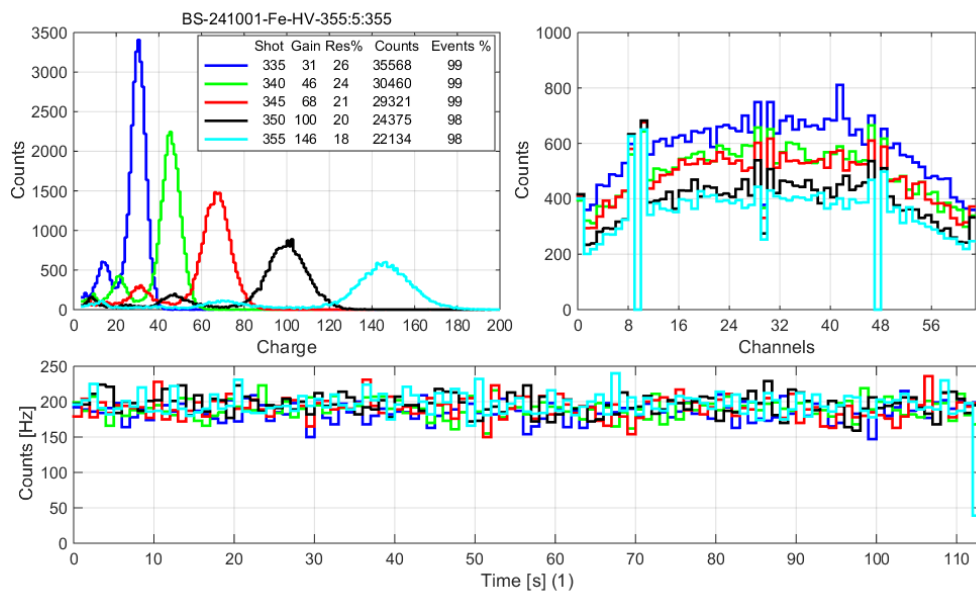
Warto zauważyć, że problemy techniczne z wyżej wymienionymi kanałami pozostały niezmienione.

Kolejnym krokiem było przeprowadzenie szczegółowej analizy algorytmu akwizycji danych w trybie szeregowym dla detektora, w szczególności dotyczącej algorytmów oprogramowania układowego. Warunki eksperymentalne, przy których przeprowadzono badania, przedstawiały się następująco:

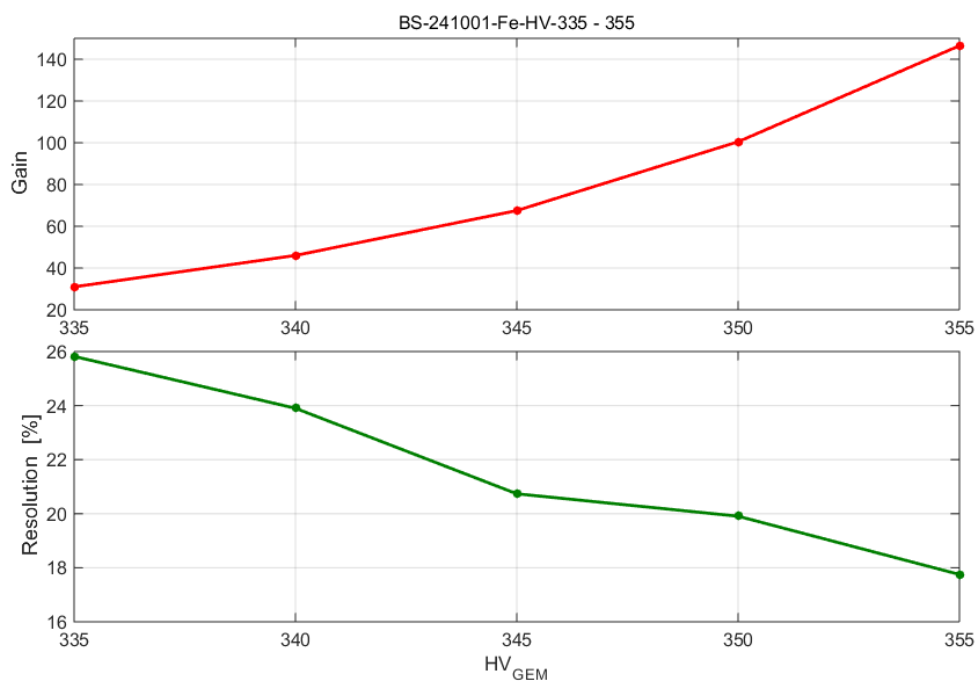
Następnie konieczne było zbadanie algorytmu akwizycji danych szeregowych dla detektora, a mianowicie zbadanie algorytmów oprogramowania układowego. Warunki eksperymentalne były następujące:

- Detektor:** Pionowy
- Kanały:** Paski: 1–64, AFE: 2–5
- Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- Przepływ gazu:** 50 ml/min
- Źródło promieniowania:** 5 x ^{55}Fe

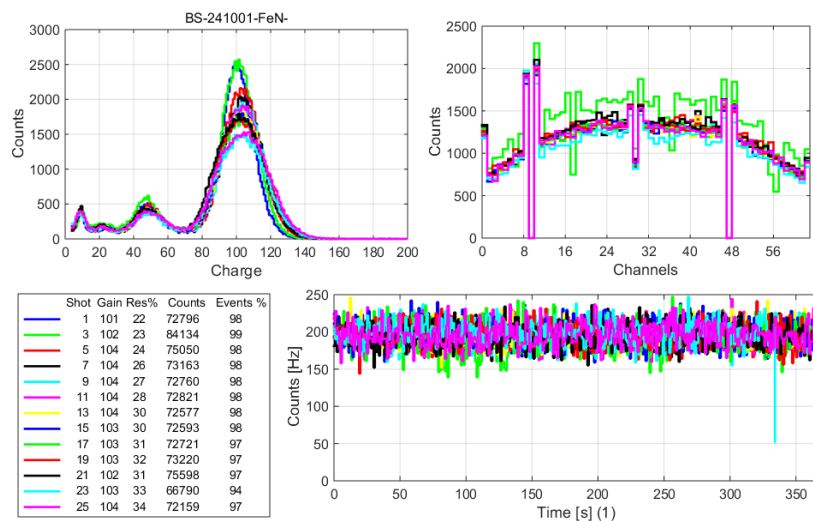
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–100 μ A)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 350, 600, 350, 600, 350, 1200] V
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwala:** 30



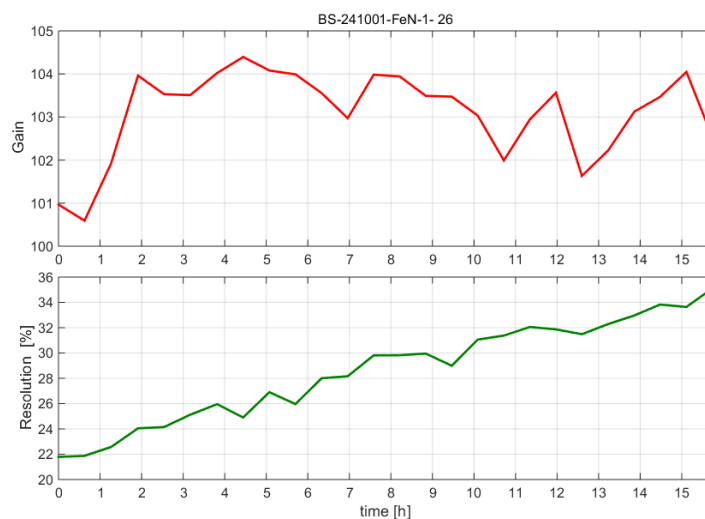
Rys. 4.265 Charakterystyka detektora dla źródła ^{55}Fe w zakresie zastosowanego HV $\text{HVGEM} = 335 : 5 : 355$.



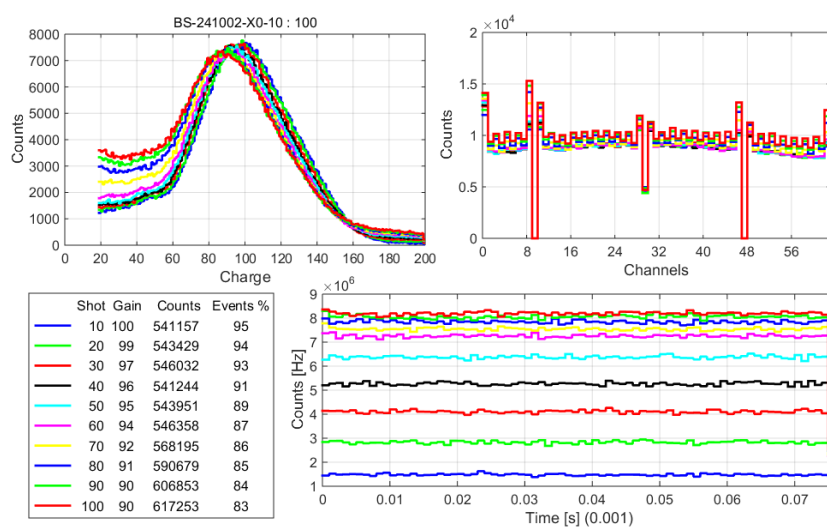
Rys. 4.266 Parametry charakterystyki detektora dla źródła ^{55}Fe w zakresie zastosowanego wysokiego napięcia $\text{HVGEM} = 335 : 5 : 355$.



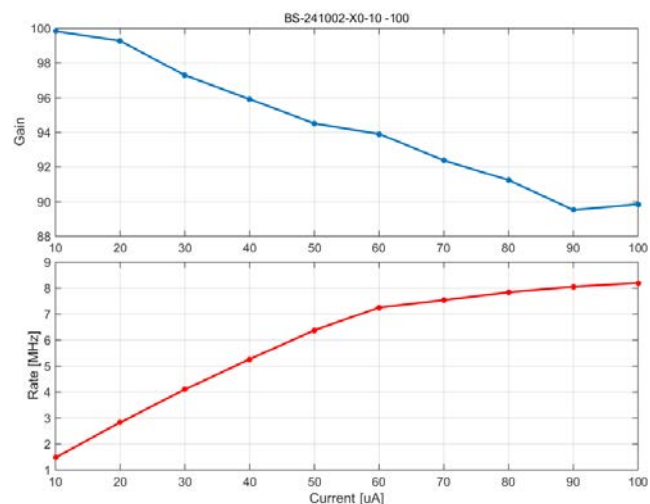
Rys. 4.267 Charakterystyka detektora dla źródła ^{55}Fe w warunkach pomiaru 1-dniowego.



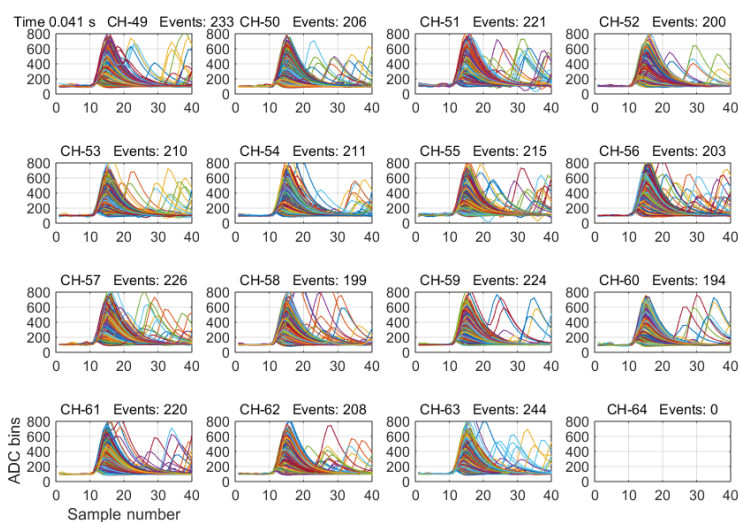
Rys. 4.21 Parametry charakterystyki detektora dla źródła ^{55}Fe dla warunków pomiaru 1-dniowego.



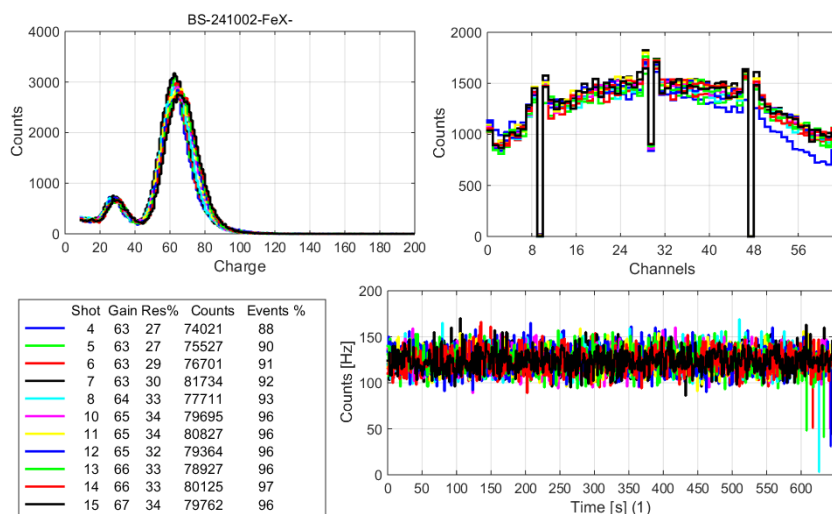
Rys. 4.269 Charakterystyka detektora podczas naświetlania lampą rentgenowską w zakresie prądu 10-100 uA.



Rys. 4.270 Parametry charakterystyczne detektora podczas naświetlania lampą rentgenowską w zakresie prądu 10-100 uA.



Rys. 4.271 Sygnały ADC dla 16 kanałów AFE-4 dla testów lamp rentgenowskich w odstępach czasowych 1 ms.

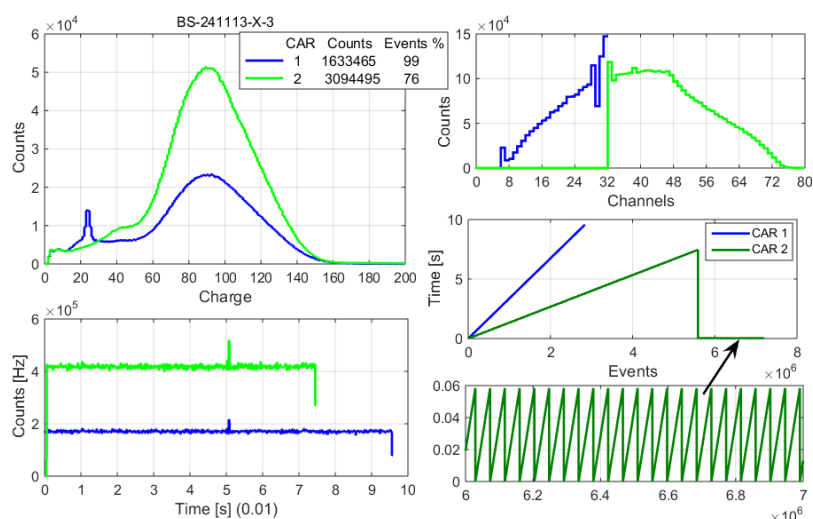


Rys. 4.272 Charakterystyka detektora po napromieniowaniu lampą rentgenowską.

Na podstawie przeprowadzonych eksperymentów można sformułować następujące wnioski:

1. Pierwszy eksperyment, oparty na codziennych testach detektora ze źródłem izotopu żelaza (^{55}Fe), wykazał stały wzrost parametrów detektora. Zauważono jednak, że z upływem czasu dochodziło do spadku rozdzielczości, objawiającego się poszerzeniem widma.
2. Testy detektora z lampą rentgenowską ujawniły umiarkowany spadek wzmocnienia w zależności od prądu lampy, któremu towarzyszyło nasycenie mierzonej intensywności powyżej 7 MHz, co zostało przypisane zjawisku pile-up.
3. Sygnały ADC, przy wysokiej intensywności około 8 MHz, charakteryzowały się regularnymi kształtami, z widocznym efektem koincydencji.
4. Testy z użyciem źródła Fe wykazały spadek wzmocnienia detektora po przeprowadzonych testach z lampą rentgenowską.

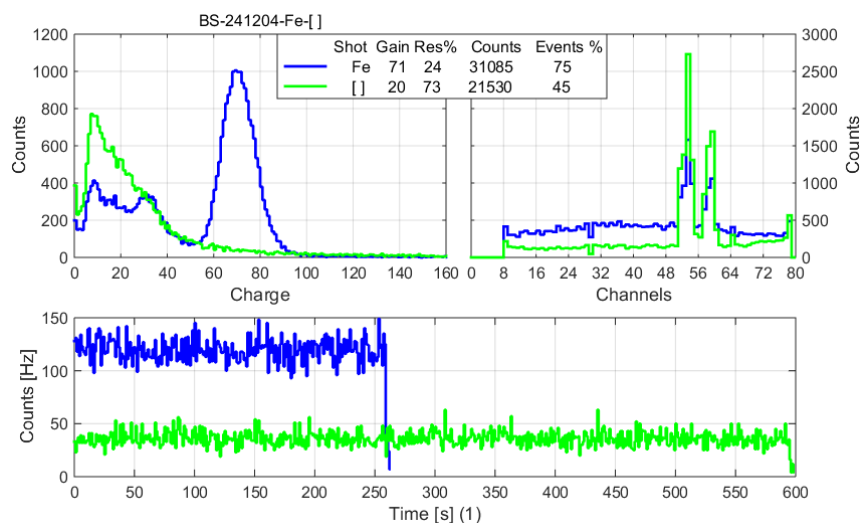
Dodatkowo, kolejne testy skupiły się na analizie przetwarzania danych binarnych w Matlabie, w kontekście pomiarów przeprowadzonych z użyciem lampy rentgenowskiej. Chociaż wyniki w Matlabie okazały się korzystne, porównanie ich z wynikami uzyskanymi przy użyciu języka C++ ujawniało pewne rozbieżności. W szczególności, zaobserwowano wyższą liczbę zliczonych zdarzeń, co sugerowało wydłużony czas akwizycji. Ponadto, rozkłady czasu zarejestrowanych impulsów wykazywały nadal widoczną modulację, co zostało zilustrowane na Rys. 4.273



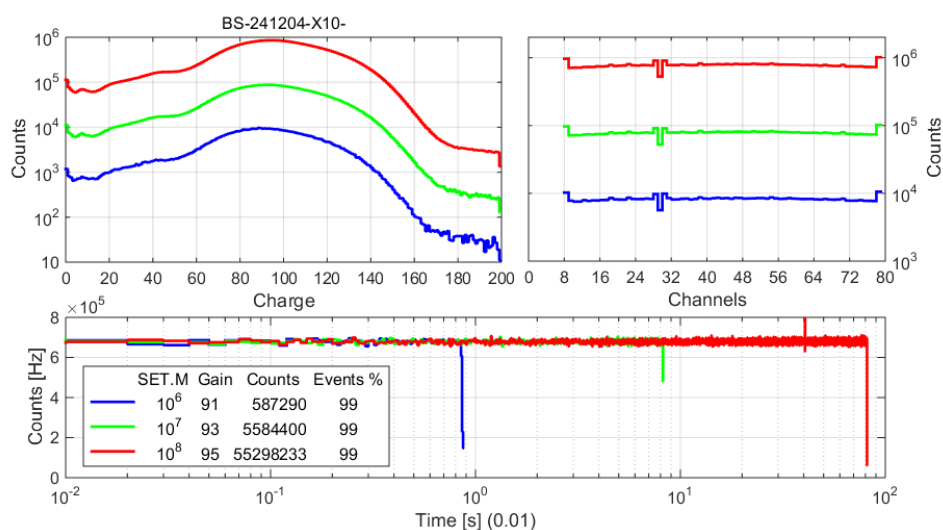
Rys. 4.273 Charakterystyka detektora podczas napromieniowania lampą rentgenowską.

Dodatkowe pomiary wykazały, że charakterystyka detektora była podobna dla obu nośników, przy użyciu lampy rentgenowskiej do przeprowadzania pomiarów. Niemniej jednak, problemy z akwizycją i powtarzalnością zdarzeń utrzymywały się przez cały okres eksperymentów. Te trudności zostały dokładnie zbadane pod koniec 2024 roku. Warunki eksperymentalne były następujące:

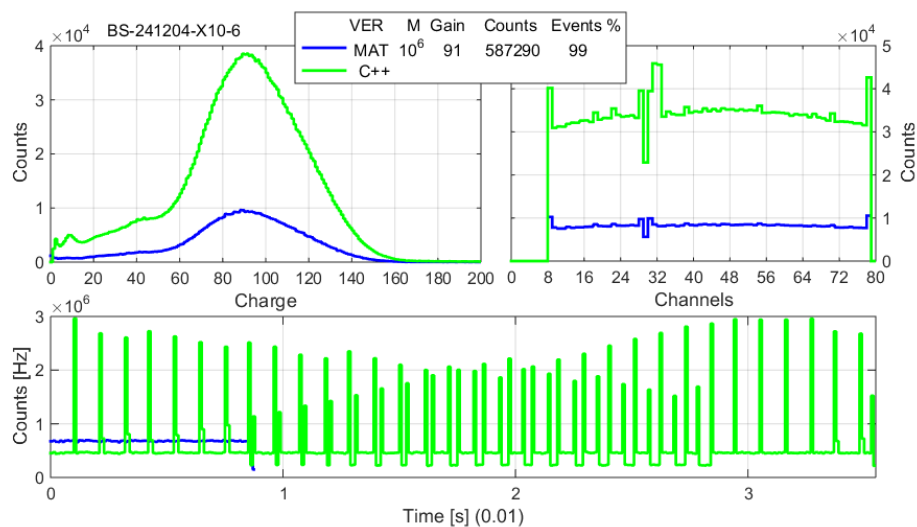
- **Detektor:** Pionowy
- **Kanały:** Paski: ADB 3–7, AFE: 1–5
- **Gaz roboczy:** 70% Ar + 30% CO₂
- **Przepływ gazu:** 50 ml/min
- **Źródło promieniowania:** 5 x ^{55}Fe
- **Lampa rentgenowska:** Amptek Mini-X (zakres: 10 kV, 10–200 μA)
- **Nominalne wartości napięcia wysokiego (HV):** [600, 345, 600, 345, 600, 345, 1200] V
- **System akwizycji danych:** B-DAQ, częstotliwość próbkowania 80 MHz
- **Poziom wyzwala:** 30
- **Przetwarzanie:** MATLAB, C++.



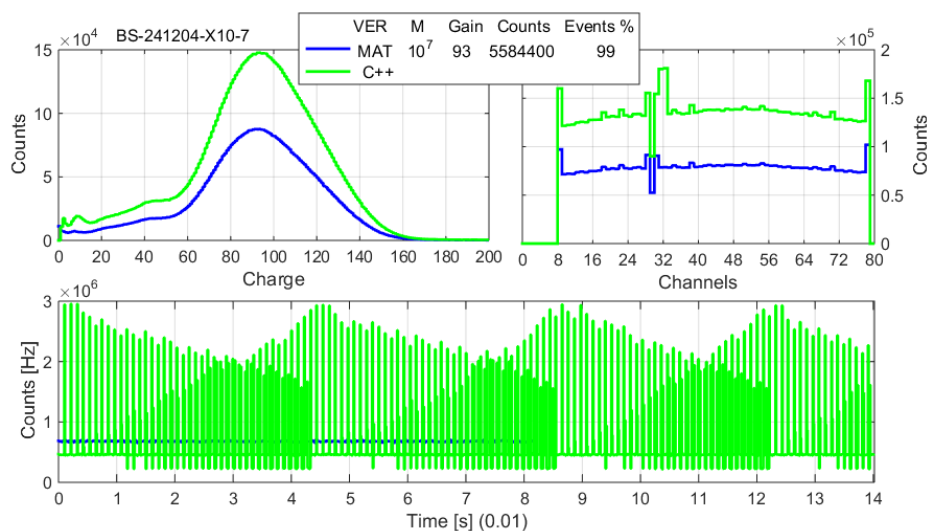
Rys. 4.274 Charakterystyka detektora uzyskana za pomocą źródła ^{55}Fe (niebieska linia) i sygnałów tła (zielona linia).



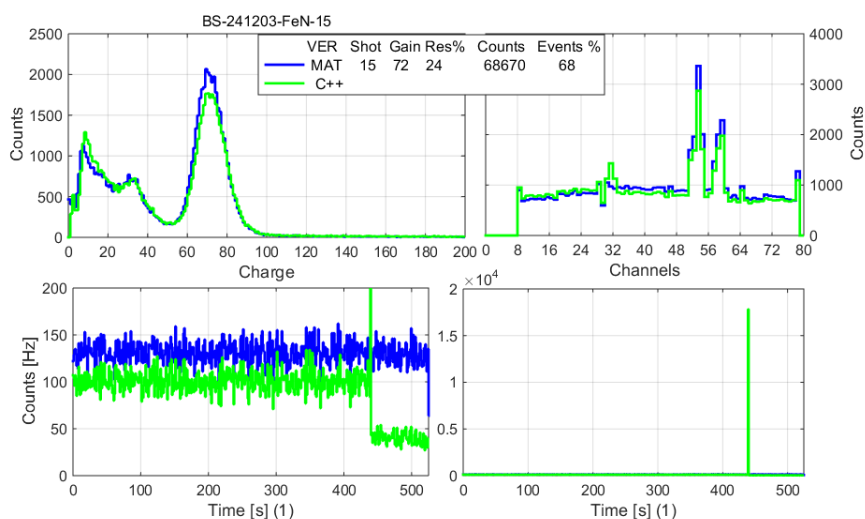
Rys. 4.275 Charakterystyka pomiarowa (skala logarytmiczna) lampy rentgenowskiej dla prądu 10 uA dla trzech wartości ustawień zdarzenia SET.M - wersja MATLAB.



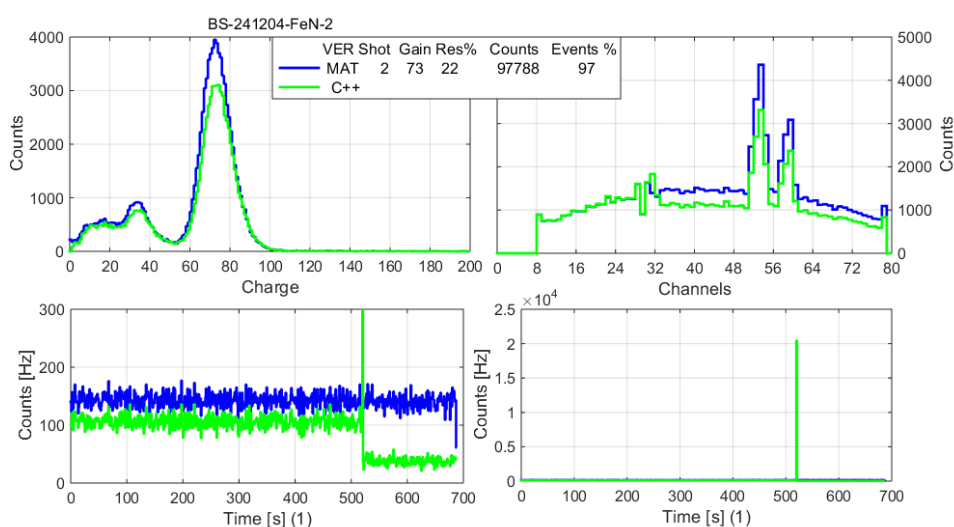
Rys. 4.276 Charakterystyka pomiarowa lampy rentgenowskiej dla SET.M = 10⁶. Porównanie wersji MAT i C++.



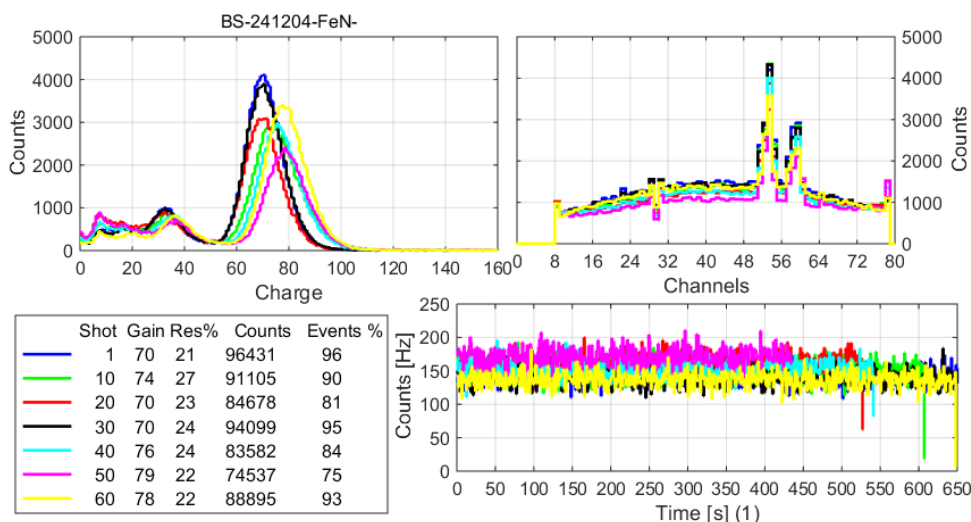
Rys. 4.277 Charakterystyka pomiarowa lampy rentgenowskiej dla $SET.M = 10^7$. Porównanie wersji MAT i C++.



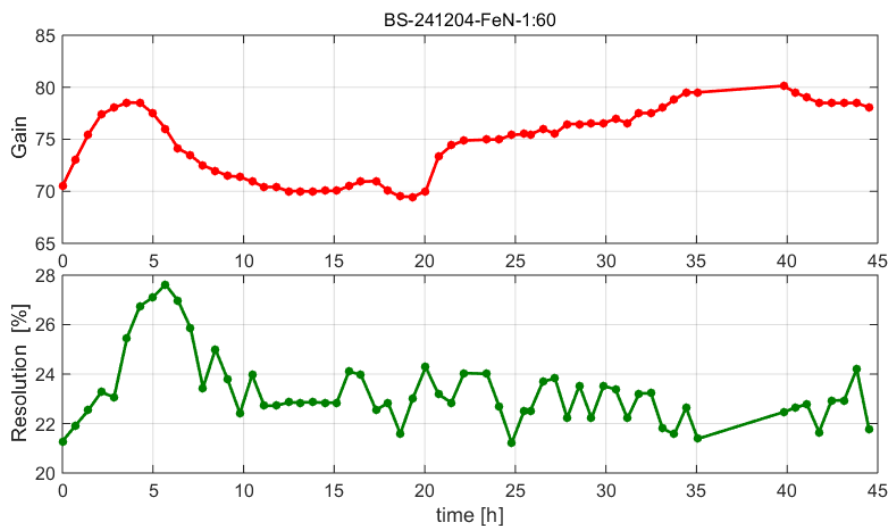
Rys. 4.278 Charakterystyka pomiaru ze źródłem ^{55}Fe . Porównanie wersji MAT i C++.



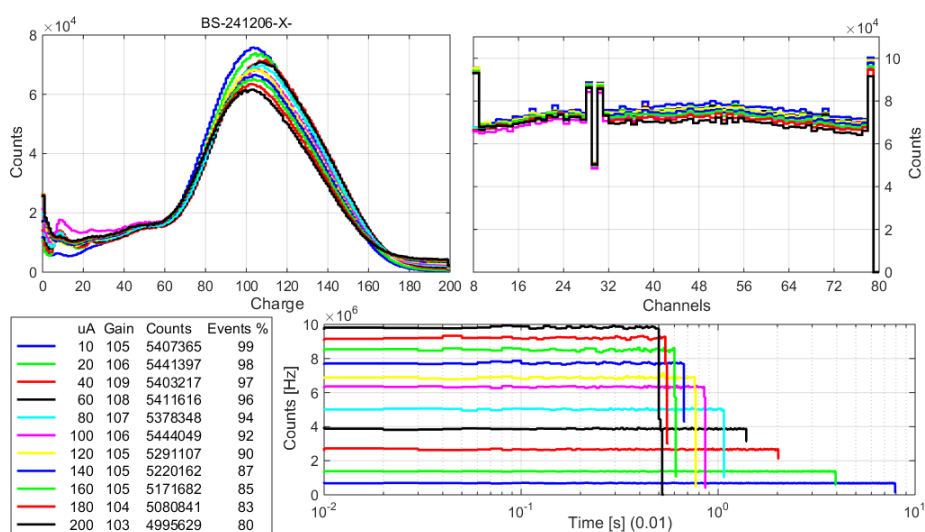
Rys. 4.279 Charakterystyka pomiaru ze źródłem ^{55}Fe . Porównanie wersji MAT i C++.



Rys. 4.280 Charakterystyka pomiarowa BS-241204-FeN - wybrane przykłady z serii długoterminowej.



Rys. 4.22 Charakterystyka wydajności serii BS-241204-FeN w czasie.

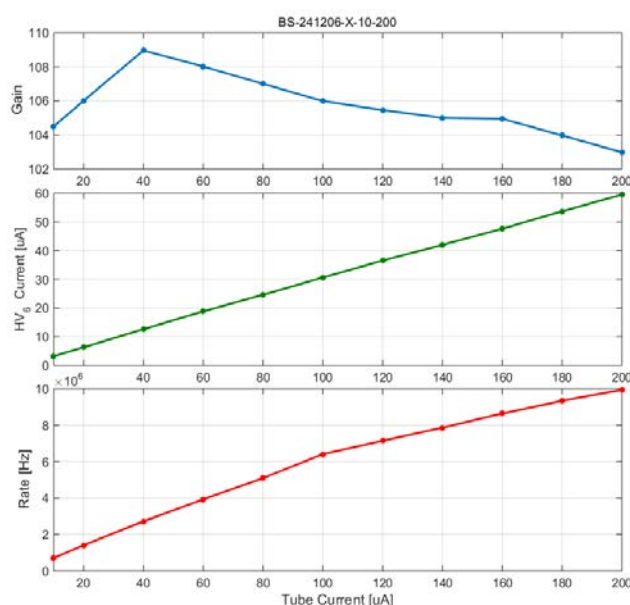


Rys. 4.282 Charakterystyka pomiarowa lampy rentgenowskiej dla $M = 10^7$ w zakresie prądu 10 - 200 uA.

Aby zapewnić precyzyjny pomiar promieniowania o wysokiej intensywności, konieczne było dokładne monitorowanie wymaganych wartości prądu zasilania HV. Poniższy zrzut ekranu ilustruje parametry detektora HV oraz odpowiednie ustawienia prądu, które były niezbędne do stabilnej pracy detektora i dokładności pomiaru.

CAEN Universal Power Supply System Controller						
Control		Help				
	Name	I0Set	V0Set	IMon	VMon	Pw
03.000	0_G3BOT	50.00 uA	600.00 V	23.2680 uA	600.62 V	On
03.001	0_G3TOP	100.00 uA	345.00 V	59.4770 uA	345.10 V	On
03.002	0_G2BOT	30.00 uA	600.00 V	15.2240 uA	600.54 V	On
03.003	0_G2TOP	30.00 uA	350.00 V	16.0840 uA	350.26 V	On
03.004	0_G1BOT	20.00 uA	600.00 V	12.2740 uA	600.52 V	On
03.005	0_G1TOP	20.00 uA	355.00 V	12.1350 uA	355.14 V	On
03.006	0_G0BOT	20.00 uA	600.00 V	7.1220 uA	600.50 V	On
03.007	0_G0TOP	20.00 uA	600.00 V	7.1960 uA	600.52 V	On

Rys. 4.283 Tabela parametrów HV w danym momencie dla prądu lampy rentgenowskiej 200 uA. Odpowiednią częstotliwość ustalono na 10 MHz na okno detektora.



Rys. 4.284 Charakterystyka detektora dla lampy rentgenowskiej w zakresie prądu 10-200 uA.

Uzyskane wyniki stanowią przegląd bieżącego stanu detektora GEM w IFPiLM. Ostateczne testy przeprowadzone w 2024 roku obejmowały pomiary z lampą rentgenowską w zakresie częstotliwości dochodzących do 10 MHz. Eksperymenty te były realizowane z równoczesną rejestracją obciążenia prądowego HV-CAEN. Wyniki tych testów mają kluczowe znaczenie dla dalszego rozwoju diagnostyki na tokamaku WEST.

Przeprowadzone badania mają istotny wpływ na rozwój technologii reaktorów fuzyjnych i przyczyniają się do lepszego zrozumienia procesów transportu ciepła i cząstek w plazmie tokamakowej. Otrzymane wyniki mają znaczenie w kilku kluczowych aspektach:

- Rozwój nauki i technologii fuzji jądowej:

Badania nad domieszkowaniem plazmy neonem w JET dostarczają cennych informacji na temat metod kontrolowania strat energii w przyszłych reaktorach termojądrowych, takich jak ITER i DEMO. Analiza flux expansion w tokamaku TCV pozwala na ocenę skuteczności alternatywnych konfiguracji dywertora, co jest istotne dla projektowania systemów zarządzania mocą w przyszłych urządzeniach fuzyjnych.

- Potencjalne zastosowania:

Optymalizacja procesów impurity seeding oraz flux expansion może przyczynić się do wydłużenia czasu pracy i zwiększenia trwałości komponentów tokamaków, co zmniejsza koszty operacyjne i konserwacyjne. Wyniki badań mogą zostać wykorzystane do opracowania nowych strategii sterowania plazmą, które znajdą zastosowanie w przyszłych systemach energetyki fuzyjnej.

Uzyskane wyniki w zakresie opracowania i optymalizacji diagnostyki promieniowania miękkiego rentgenowskiego (SXR) opartej na detektorach GEM dla tokamaka WEST mają istotne znaczenie dla rozwoju nauki i technologii diagnostycznych stosowanych w badaniach nad plazmą termojądrową. Dzięki skutecznej akwizycji danych z kampanii eksperymentalnej w grudniu 2024 roku możliwe było pozyskanie cennych informacji na temat emisji promieniowania rentgenowskiego z plazmy, co przyczynia się do lepszego

zrozumienia procesów zachodzących w tokamakach i optymalizacji ich pracy. Rozwiązanie kluczowych problemów technicznych oraz naprawa i ponowne wdrożenie detektora przesłanego z WEST świadczą o wysokim poziomie innowacyjności prowadzonych badań i efektywnym wdrażaniu nowoczesnych technologii diagnostycznych. Opracowane rozwiązania mogą znaleźć zastosowanie nie tylko w badaniach nad fuzją jądrową, ale także w innych dziedzinach nauki i przemysłu wymagających precyzyjnych metod detekcji promieniowania rentgenowskiego.

- Współpraca międzynarodowa:

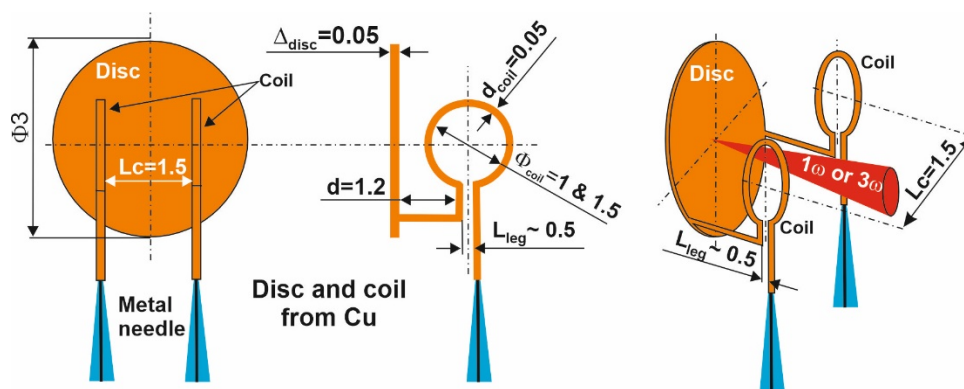
Projekt wpisuje się w globalne działania związane z rozwojem energii termojądrowej, będąc częścią szerszych inicjatyw badawczych w ramach współpracy europejskiej (m.in. EUROfusion). Wyniki badań mogą przyczynić się do optymalizacji strategii zarządzania energią w projektach ITER oraz DEMO, co stanowi istotny wkład w rozwój międzynarodowych programów badań nad fuzją jądrową. Udział w projektach realizowanych w ramach europejskiego konsorcjum EUROfusion sprzyja integracji polskich jednostek badawczych z globalnym środowiskiem naukowym, umożliwiając wymianę wiedzy i doświadczeń oraz wspólne opracowywanie nowatorskich technologii diagnostycznych dla przyszłych reaktorów termojądrowych, takich jak DEMO.

5. Badania związane z rozwojem koncepcji fuzji inercyjnej.

Wstęp

W ramach pakietu WP5 kontynuowana była analiza, interpretacja i opracowanie wyników badań uzyskanych w dotychczasowych eksperymentach na PALS [1], dotyczących wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz typu dysk-cewka (DC), oświetlanych 1-harmoniczną lasera jodowego PALS, które umożliwiają zarówno generowanie plazmy z dysku z folii miedzianej, jak i pola magnetycznego, dzięki sprzężeniu dysku z Cu z jednozwojową cewką. Badania te potwierdziły możliwość generowania pól magnetycznych powyżej 5T przy energii lasera 0,5 kJ, co prowadzi do kolimacji strumienia gorących elektronów (HE) do wzrostu temperatury i średniej energii elektronów. Wyniki tych wstępnych badań uzyskane przy oświetleniu tarcz DC promieniowaniem 1-szej harmoniczej lasera jodowego PALS stały się motywacją do podjęcia dalszych badań z tarczami DC o zmodyfikowanej konstrukcji oświetlanych za pomocą 3 $\square$ lasera PALS [2], która jest istotna dla długości fali używanej do badań ICF w LMJ i NIF [3]. Istotnym elementem modyfikacji konstrukcji tarczy jest tzw. żagiel elektronowy (electron-sail), pułapkujący elektrony w zewnętrznej nóżce cewki w pobliżu tarczy, którego celem jest zwiększenie prądu płynącego przez cewkę. Porównanie wyników parametrów emisji HE uzyskanych dla tarcz oświetlanych za pomocą 1 i 3-harmoniczej przedstawione jest poniżej.

Duże możliwości prowadzenia badań nad realizację ICF poprzez implozję magnetyczną stwarzają optyczne generatory silnych pól magnetycznych oparte na tarczach typu dysk-cewka (DC), które umożliwiają, zarówno generację plazmy z dysku z folii miedzianej, jak i pola magnetycznego dzięki sprzężeniu dysku z jedno-zwojową cewką. Dotychczasowe badania zainicjowane na eksperymencie PALS potwierdziły możliwość generowania osiowego pola magnetycznego powyżej 5 T, przy oświetleniu tarcz DC, zarówno 1 jak i 3 -harmoniczną lasera jodowego PALS o energii około 0,5 kJ. Biorąc pod uwagę schemat realizacji fuzji inercyjnej poprzez implozję magnetyczną tarcz laserowych taka wartość indukcji pola magnetycznego wydaje się wystarczająca, aby uzyskać w wyniku adwekcji poziom indukcji kilku kT w skompresowanym rdzeniu tarczy z paliwem. Tak potężne pola magnetyczne są obiecujące dla realizacji magnetycznej fuzji inercyjnej, ponieważ redukują straty energii w kierunku prostopadłym do linii sił pola magnetycznego co może wystarczyć do ograniczenia fuzji cząstek a do obszaru skompresowanym rdzeniu i powstaniu tzw. hot spots początkujących zapłon termojądrowy. Dotychczasowe badania zrealizowane na PALS [1, 2] za pomocą tarcz DC oświetlanych zarówno za pomocą 1 $\square$ i 3 $\square$ lasera wytwarzających pole i osiowej geometrii w stosunku do kierunku wiązki laserowej osi, stały się motywacją do podjęcia badań kreowania namagnesowanych strumieniami plazmy generowanymi w polu magnetycznym o poprzecznej geometrii linii sił w stosunku do kierunku lasera. Z tego powodu w ramach projektu testowane były nowe konstrukcje tarcz (DC) pokazane na Rys. 5.2.1, umożliwiające kreowanie namagnesowanej plazmy ekspandującej poprzecznie w stosunku do linii sił pola magnetycznego.



Rys. 5.2.1 Konstrukcja tarczy DCT-DC do kreowania plazmy w poprzecznym polu magnetycznym i sposób jej oświetlania wiązką laserową.

Celem zrealizowanych badań wstępnych było poznanie wpływu poprzecznego pola magnetycznego na parametry emisji gorących elektronów (HE) i jonów z plazmy ablacyjnej wytwarzanej za pomocą 1 i 3-harmoniczej jodowego PALS dla różnej indukcji pola magnetycznego uzyskiwanej poprzez zmianę średnicy cewek i ich odległości od dysku z Cu z którego kreowana była plazma.

W badaniach na PALS wykorzystywany był kompleksowy układ pomiarowy (z wyłączeniem wielokadrowej interferometrii z powodu awarii Ti:Sa lasera diagnostycznego), który umożliwiał pomiary:

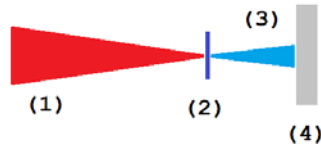
- parametrów emisji HE na podstawie pomiarów 2D zobrazowania emisji linii Ka z Cu oraz pomiaru kątowych widm energii HE za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów,
- parametrów emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych,
- prądu zwrotnego za pomocą sond prądowych, a także
- wizualizację procesu powstawania namagnesowanego strumienia plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego, za pomocą 4-kadrowej kamery rentgenowskiej.

Badania nad oddziaływaniem laserowych impulsów nanosekundowych z materiałami o małej gęstości i mikrostrukturze pianki.

Ważnym kierunkiem badań nad fuzją inercyjną są prace nad stworzeniem kapsułek implozyjnych opartych o tzw. zwilżoną piankę. W dotychczas rozważanych kapsułkach paliwo DT występowało w postaci sferycznej powłoki zestalonego DT, wewnątrz której było DT w formie gazowej. To rozwiązanie ma jednak wadę, wymaga bowiem instalacji kriogenicznej do utrzymania DT w formie stałej. Takie instalacje nie nadają się do układów pracujących z dużą częstością repetycji, które są podstawą fuzyjnych źródeł energii z utrzymaniem inercyjnym. Jednym z proponowanych rozwiązań jest użycie materiałów o strukturze porowatej nasyconych DT w formie płynnej, dla którego ograniczenia dotyczące temperatury są znacznie mniejsze. Struktura porowata może jednak wpływać na parametry fal uderzeniowych generowanych w materiale przez wiązkę lasera. Jest to zagadnienie słabo zbadane do tej pory.

Badania nad optymalizacją laserowych źródeł neutronów wykorzystujących lasery pikosekundowe i femtosekundowe oraz tarcze laserowe zawierające pianki.

Przyszłe reaktory fuzyjne będą bardzo silnymi źródłami neutronów powstających w reakcji D+T, o energiach w zakresie <14.06 MeV. Właściwe zaprojektowanie takich reaktorów wymaga dokładnych badań nad wpływem silnego strumienia neutronów o takich energiach na strukturę materiałów konstrukcyjnych reaktora, zarówno jeśli chodzi o mikrouszkodzenia, jak i transmutację, które mogą znacznie zmienić właściwości materiałów. Do badań w tym zakresie planuje się wykorzystanie dedykowanych urządzeń opartych o konwencjonalne akceleratory cząstek. Jednak w ostatnim dziesięcioleciu nastąpił duży postęp w dziedzinie laserowej generacji neutronów. W najprostszym schemacie dzieje się to dwustopniowo, najpierw przy użyciu laser napędzane są protony, a potem wiązkę protonów kieruje się na konwerter, uzyskując neutrony. Schemat takiego układu jest przedstawiony na Rys.5.3.2.1. Materiałem konwertera gwarantującym duży przekrój czynny na produkcję neutronów jest Be.



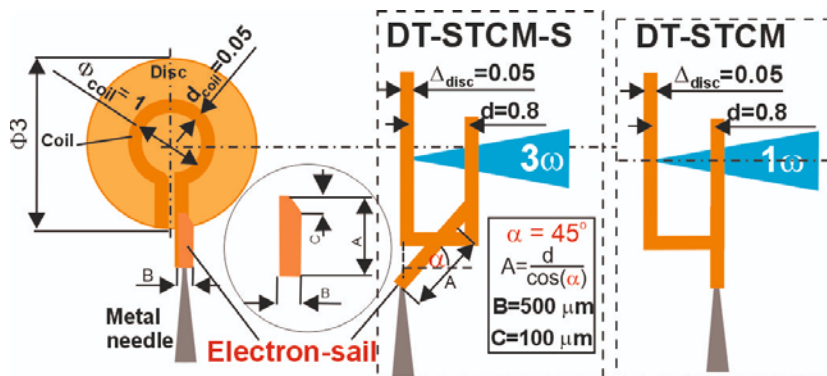
Rys. 5.3.1 Schemat laserowego źródła neutronów: (1) wiązka lasera o dużej intensywności, (2) tarcza laserowa, (3) wiązka protonów napędzanych laserowo, (4) konwerter.

Jednym z zadań projektu FoPIFE jest sprawdzenie, czy możliwe jest stworzenie w tym schemacie intensywnego źródła neutronów o energii < 14 MeV. Dla uzyskania neutronów o energii neutronów rzędu 14 MeV konieczne jest przyspieszenie protonów przy użyciu wiązki laserowej o odpowiednio dobranej, ale niezbyt dużej intensywności. Dla uzyskania dużego strumienia neutronów istotna jest natomiast duża częstość repetycji lasera. Z tego punktu widzenia bardzo interesujące są lasery o długości fali 820 nm, energii impulsu rzędu 3J, czasie trwania impulsu 25 fs i częstości repetycji 100 Hz, które powinny wejść do użytku w najbliższych latach [T. Green et al., The Review of Laser Eng. 49, 107 (2021)].

Osiągnięcia naukowe

5.1. Badanie bezpośredniego i udarowego zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej: teoria, symulacje, eksperymenty oraz doskonalenie diagnostyk. *Zadanie realizowane w ramach projektu Eurofusion ENR-IFE.01.CEA: Advancing shock ignition for direct-drive inertial fusion*

Przedmiotem porównania były dwie tarcze o konstrukcji przedstawionej na Rys. 5.1.1. Tarcze oświetlane były w przypadku 1-harmonicznej ($\lambda_L = 1,315 \mu\text{m}$) lasera jodowego PALS wiązką laserową o energii około 500 J i intensywności 10^{16} W/cm^2 uzyskiwanej poprzez zogniskowaniu do minimalnych wymiarów o promieniu $50 \mu\text{m}$, natomiast w przypadku 3-harmonicznej ($\lambda_L = 0.439 \mu\text{m}$) wiązką laserową o energii około 150 J i intensywności około 10^{16} W/cm^2 zogniskowaną również do minimalnych wymiarów.



Rys. 5.1.1 Konstrukcje tarcz wykorzystywane w zrealizowanych eksperymentach.

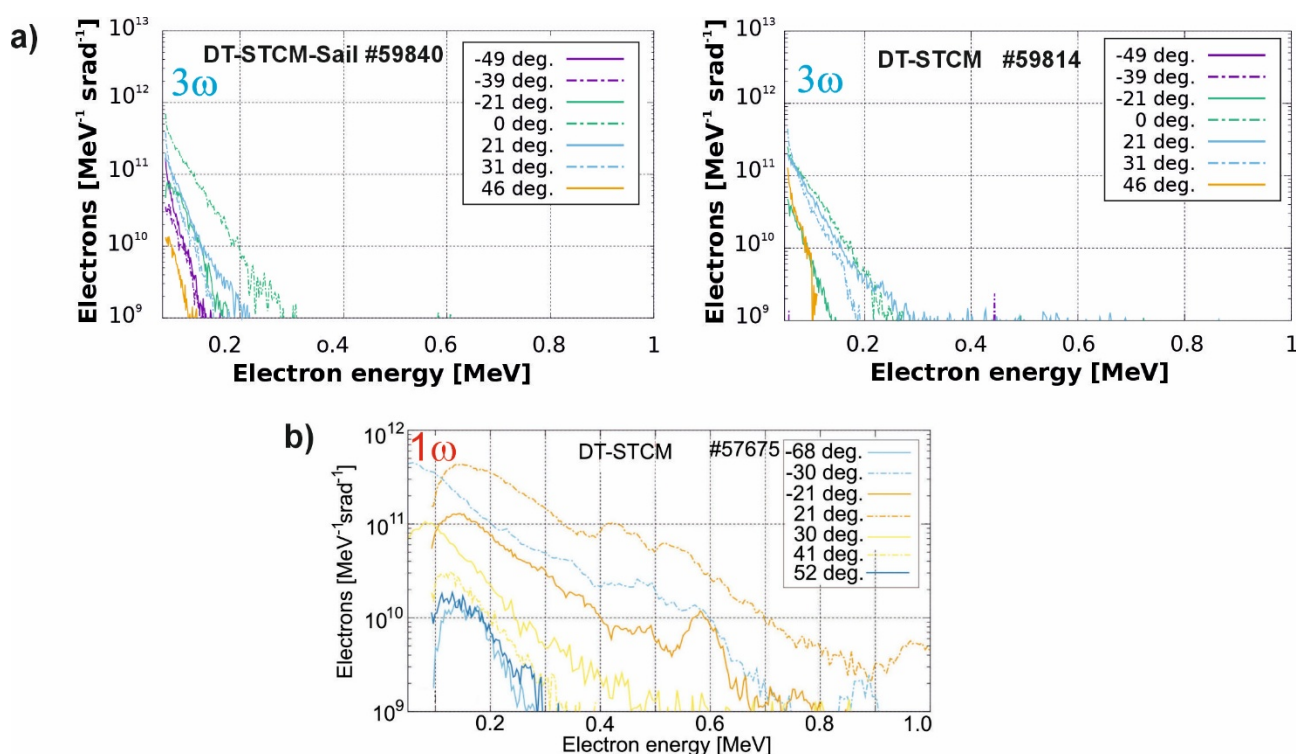
Do badania właściwości plazmy ablacyjnej w polu magnetycznym indukowanym laserowo w/w tarczach wykorzystywany był układ pomiarowy składający się z:

- ✓ 3-kadrowej kompleksowej interferometrii do pomiaru przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych (SPM) oraz pomiaru rozkładu prądu i pola magnetycznego w cewce tarcz DC,
- ✓ spektrometru rentgenowskiego 2D obrazowania emisji linii Cu-K α dostarczającego informacji o parametrach emisji HE,
- ✓ wielokanałowego spektrometru magnetycznego elektronów mierzącego rozkłady kątowe widm energii HE oraz
- ✓ 4-kadrowej kamery j rentgenowskiej wizualizującej proces ekspansji plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego.

Z pomiarów interferometrycznych dla obu opcji oświetlenia (1w i 3w) tarcz DT-STCM i TD-STCM-S, wynika, że zarówno rozkłady przestrzenne jak i otrzymane na ich podstawie rozkład koncentracji liniowej i profile osiowej koncentracji elektronowej wyraźnie demonstrują ograniczenie osiowej ekspansji plazmy polem magnetycznym generowanym przez cewkę, widoczne jako wzrost koncentracji na froncie strumienia plazmy. Ten wpływ jest większy w przypadku większego promienia wiązki laserowej. W porównaniu do ekspansji swobodnej (bez obecności pola magnetycznego) z dysku z Cu, plazma ekspanduje w stożek zgodnie z oczekiwaniami, a profile koncentracji liniowej oraz osiowej maleją monotonicznie.

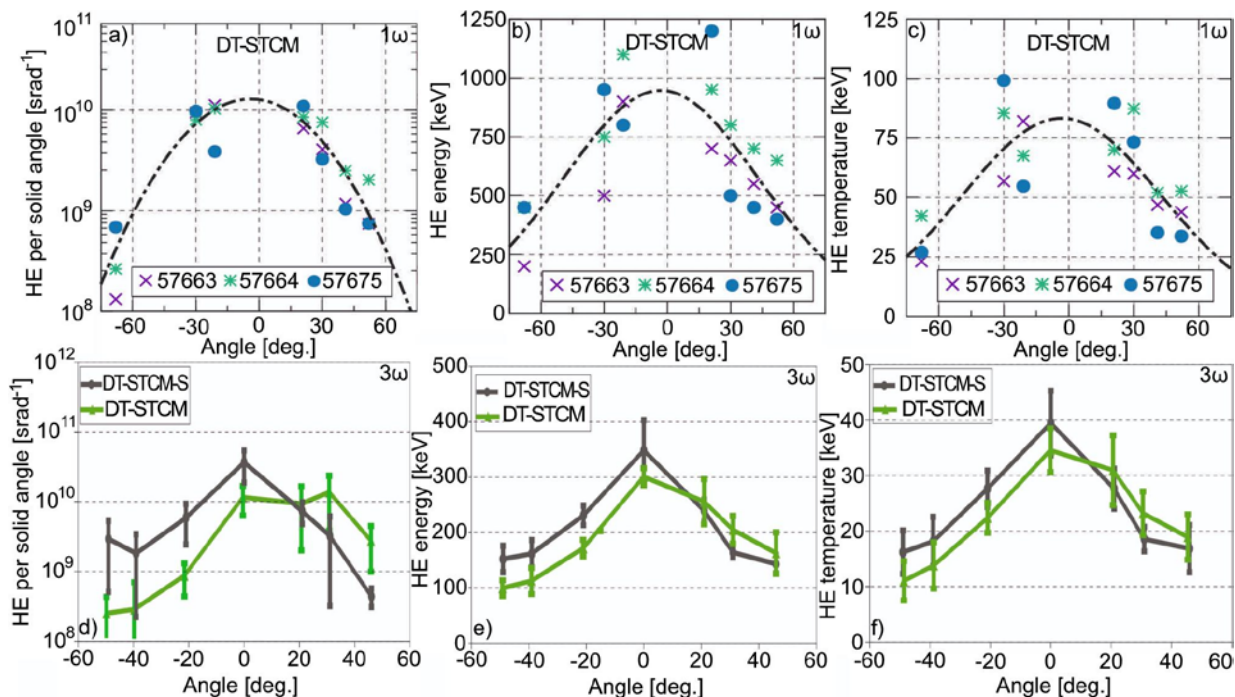
Z porównania rozkładów gęstości prądu w plazmie ablacyjnej kreowanej w tarczach DT-STCM przy różnym zogniskowaniu wiązki laserowej wynika, że zwiększenie promienia wiązki laserowej prowadzi do wyraźnej zmiany rozkładu gęstości prądu. W przypadku 1w i mniejszego promienia wiązki laserowej $r_L=50$ mm większość prądu płynie w obszarze centralnym o promieniu cylindra $r=250$ mm, natomiast trzy krotne zwiększenie promienia i wymuszenie ekspansji powoduje, że prąd płynie w obszarze poza centrum.

Na Rys. 5.1.2 przedstawione jest porównanie widm energii HE uzyskane w przypadku oświetlenia tarcz DTSTCM-S i DT-STCM 3-harmoniczną laser jodowego PALS oraz tarczy DT-STCM 1-harmoniczną lasera. Obliczone na podstawie tych widm rozkłady kątowe: liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, energii oraz ich temperatury, przedstawione są na Rys. 5.1.3.



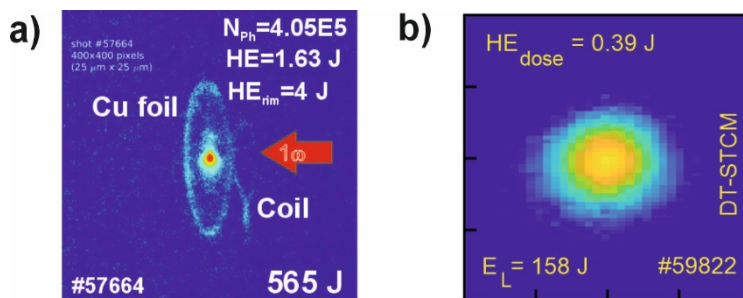
Rys. 5.1.2 Kątowe widma energii HE uzyskane w przypadku oświetlenia: a) tarcz DTSTCM-S i DT-STCM 3-harmoniczną laser jodowego PALS (a) oraz b) tarczy DT-STCM 1-harmoniczną lasera.

Jak wynika z porównania parametrów emisji HE, Rys. 5.3, 1-harmoniczna lasera PALS generuje wiązkę HE o znacznie wyższych temperaturach i energii elektronów w całym zakresie kątów emisji HE. Należy również wziąć pod uwagę, że efekt ten wynika po części z większej energii wiązki lasera 1ω, około 500 J w porównaniu do około 150 J dla 3ω.



Rys. 5.1.3 Porównanie parametrów emisji elektronów HE: (a, d) całkowitej liczby elektronów emitowanych w jednostkowy kąt bryłowy, (b, e) energii HE oraz (c, f) temperatury HE, pomiędzy tarczami DT-STCM-S i DT-STCM oświetlanych impulsem: 1-harmonicznej lasera jodowego PALS (a, b, c) oraz 3-harmonicznej (d, e, f).

Różnice wynikające z oświetlenia tarcz DT-STCM 1w i 3 ω potwierdzają wyraźnie obrazy zintegrowanej emisji ka pokazane na Rys. 5.1.4.

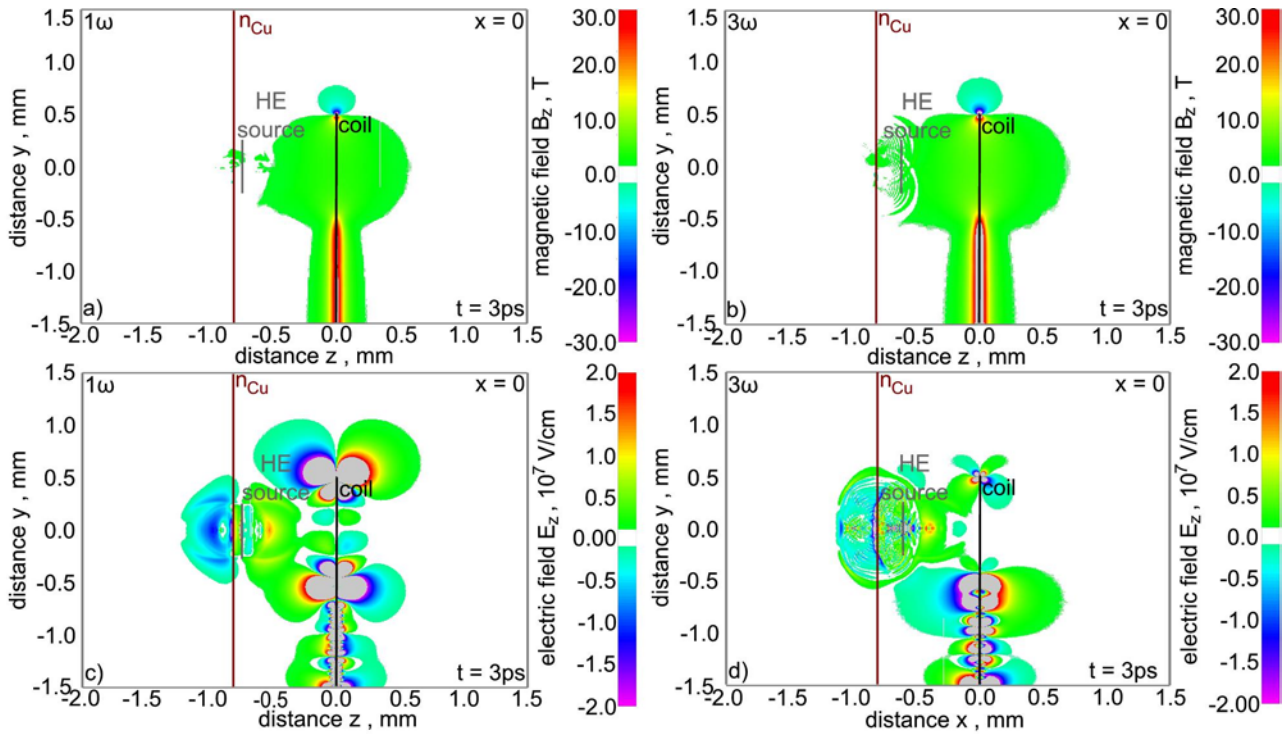


Rys. 5.1.4 Porównanie zintegrowanej j emisji Cu-K α w przypadku oświetlania tarcz DT-STCM wiązką laserową: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS.

Większa energia HE deponowana w centrum tarcz oraz poza centrum występuje w przypadku oświetlenia 1w. W przypadku 3w rozkład radialny zintegrowanej emisji w odróżnieniu od 1w jest rozmyty. Jednakże biorąc pod uwagę różnice w energii lasera dla 1w i 3w konwersja energii lasera w energię HE jest dla obu przypadków podobna poniżej 1%.

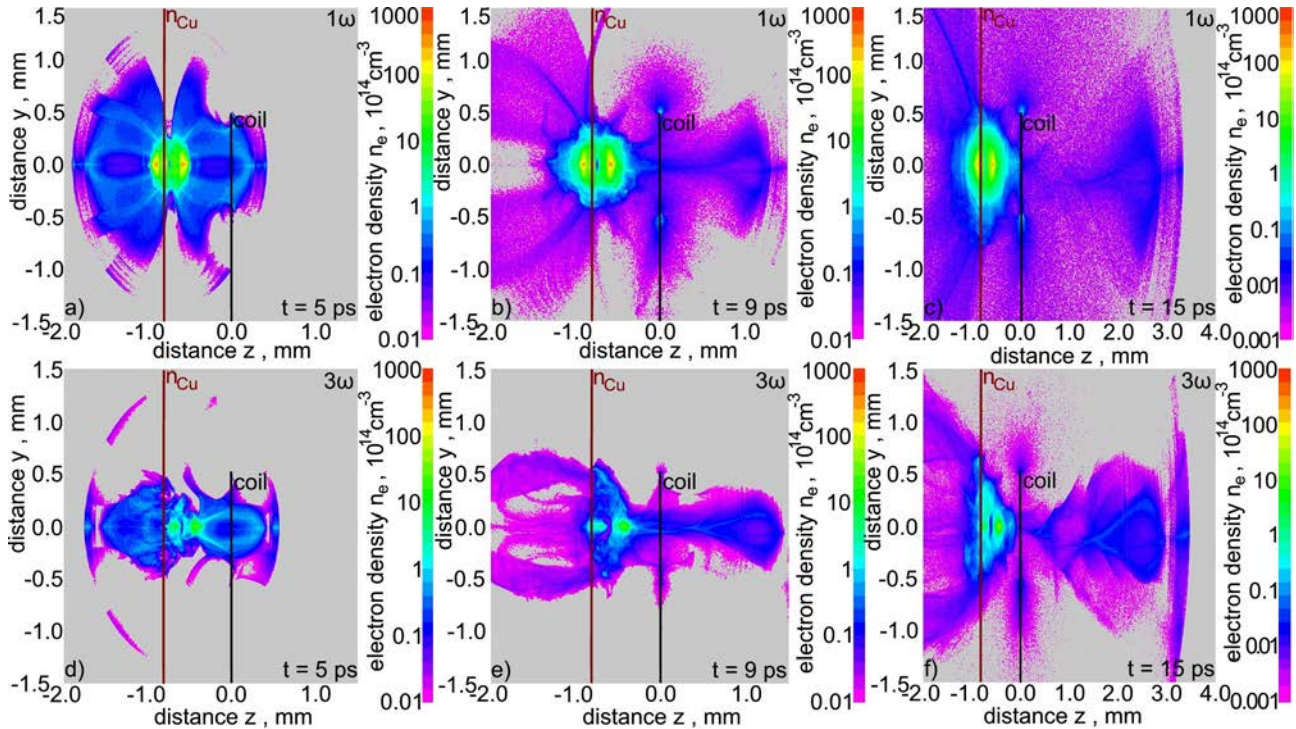
Aby lepiej zrozumieć wyniki eksperymentalne, dla dwóch badanych harmonicznnych lasera PALS przeprowadzono trójwymiarowe (3D3V) symulacje numeryczne PIC przy użyciu odpowiednio przyjętego kodu EPOCH [4] i danych ilościowych uzyskanych z pomiarów kątowych widm energii HE w celu wizualizacji wpływu pola magnetycznego na strumień HE. Do symulacji wykorzystano znacznie ulepszony model niż w [1], uwzględniający oddziaływania między naładowanymi jonami, protonami i elektronami (zarówno gorącymi, jak i termicznymi), a także propagację cząstek w obu kierunkach do przodu i do tyłu.

Na Rys. 5.1.5. pokazany jest rozkład przestrzenny 2D składowej pola magnetycznego zamodelowany za pomocą kodu, w oparciu dane konstrukcyjne tarczy DT-STCM (lokalizację cewki, jej średnicy i odległość od dysku Cu).



Rys. 5.1.5 2D rozkłady przestrzenne składowej pola magnetycznego (a, b) i elektrycznego (c, d) w przekrojach poprzecznych płaszczyzny y-z wzdłuż środka wiązki w przypadku symulacji: dla 1ω (a, c) i 3ω (b, d) lasera jodowego PALS. Czas symulacji równy 3ps.

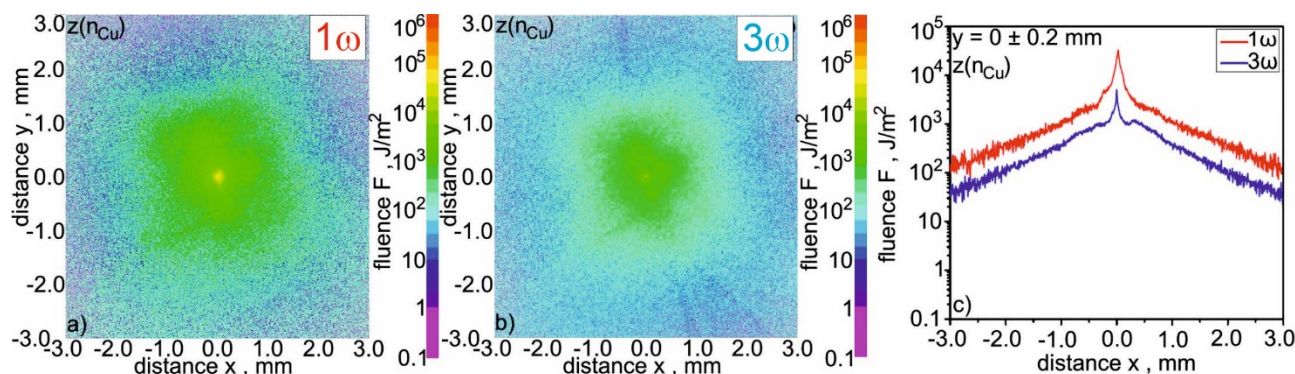
2D rozkłady przestrzenne gęstości gorących elektronów uzyskane z symulacji, przedstawia Rys. 5.1.6. Jak wynika z danych symulacyjnych, rodzaj harmonicznej lasera nie ma istotnego wpływu na jakościowy obraz ekspansji HE, zarówno w kierunku do przodu (w kierunku ujemnych wartości z), jak i do tyłu (w kierunku dodatnich wartości z). W obu przypadkach wiązki laserowej 1ω i 3ω strumień HE jest silnie skolimowany w obszarze pola magnetycznego cewki w zaawansowanym etapie symulacji (t=9ps).



Rys. 5.1.6 Rozkłady przestrzenne 2D gęstości HE dla różnych etapów symulacji i dla 1ω (a, b, c) i 3ω (d, e, f) harmonicznej lasera PALS odpowiadające przekrojom poprzecznym w płaszczyźnie y-z wzdłuż środka wiązki.

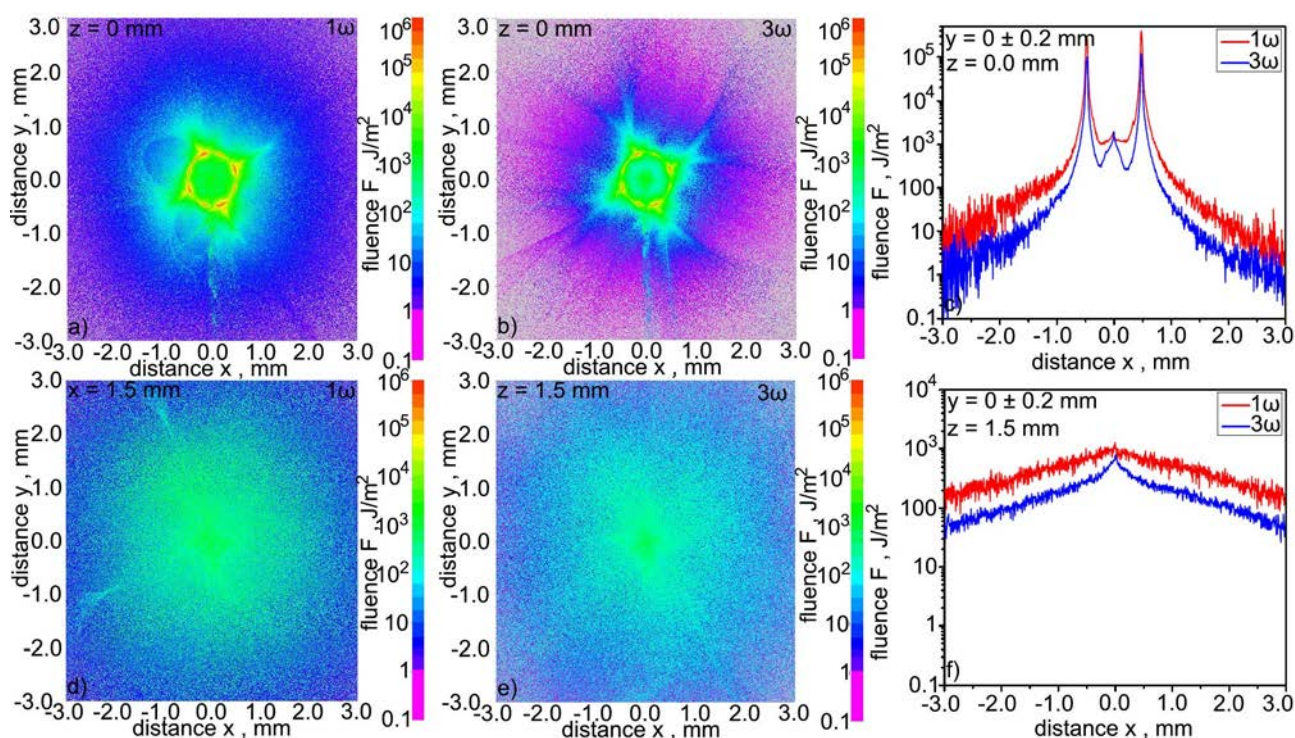
Jednak po opuszczeniu tego obszaru w końcowym etapie symulacji ($t=15\text{ps}$) następuje szybka dekolimacja strumienia gorących elektronów, spowodowana eksplozją kulombowską. Pomimo oczywistych podobieństw między przypadkami dwóch badanych harmonicznych lasera PALS, wyraźnie widać, że kolimacja strumienia HE dla lasera 3ω PALS jest istotnie silniejsza niż dla wiązki laserowej 1ω . Fakt ten można wyjaśnić wyższą energią HE dla wiązki lasera 1ω i silniejszym polem generowanym przez cewkę dla wiązki lasera 3ω ($\sim 5T$ dla 1ω i $\sim 7T$ dla 3ω).

2D rozkłady przestrzenne fluencji energii w płaszczyźnie x-y dla strumienia HE rozprzestrzeniającego się do przodu (forward) i wstecz (backward) przedstawione są na odpowiednio na Rys. 5.1.7 i Rys. 5.1.8.



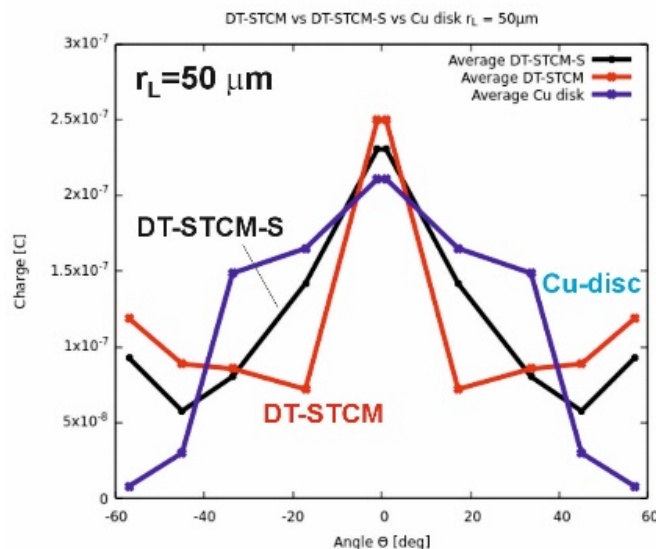
Rys. 5.1.7 2D rozkłady przestrzenne fluencji energii na powierzchni n_{Cu} dla strumienia HE rozprzestrzeniającego się do przodu (forward) w przypadku 1ω (a) i 3ω (b) harmonicznej lasera PALS. Wykresy po prawej stronie przedstawiają poprzeczny przekrój strumienia HE(c). Porównanie całkowitej emisji Ka z tarcz napromieniowanych wiązką lasera PALS 1ω (a) i 3ω (b).

Zgodnie z wynikami symulacji kształty rozkładów fluencji przestrzennej strumieni HE generowanych do przodu, przedstawione na Rys. 5.1.7 są niemal identyczne dla obu rozpatrywanych przypadków. Obserwuje się jedynie różnice ilościowe polegające na wyższym strumieniu dla 1- harmonicznej impulsu laserowego (por. Rys. 5.1.7c). Wyniki te są zgodne z wynikami eksperymentalnymi [1, 2]. Powodem obserwowanej różnicy ogólnie wyższa energia HE wytwarzana przez wiązkę lasera 1ω .



Rys. 5.1.8 2D rozkłady przestrzenne fluencji energii w płaszczyźnie x-y dla strumienia HE rozprzestrzeniającego się wstecz (backward) w przypadku 1w (a, d) i 3w (b, e) harmonicznej lasera PALS. Profile po prawej stronie przedstawiają przekroje strumienia HE (c, f), w odległościach 0,0 i 1,5 mm od płaszczyzny cewki.

Symulacje pokazują również wpływ pola elektromagnetycznego na propagację jonów, prowadząc do ich kolimacji w przypadku oświetlenia 3w lasera PALS, Rys. 5.1.9. Niestety, nie ma dostępnych danych dla wiązek jonów w przypadku 1- harmonicznej lasera PALS. Jednakże, ze względu na niższe prędkości i znacznie dłuższy czas propagacji wiązki przez cewkę, nie ma możliwości przeprowadzenia symulacji PIC tego procesu.



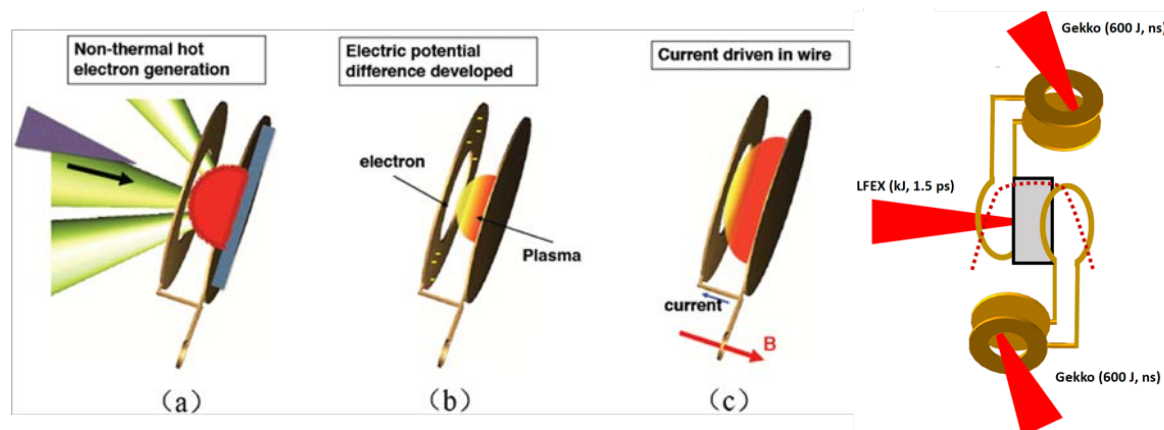
Rys. 5.1.9 Porównanie rozkładów kątowych całkowitego ładunku (uśrednionego dla 4 strzałów w tych samych warunkach) dla tarcz: DT-STCM-S, DT-STCM i gołego dysku Cu oświetlanego 3w wiązką lasera jodowego PALS.

Wnioski:

- Wyniki eksperymentów pokazują, że pierwsza harmoniczna lasera PALS generuje strumień HE o znacznie wyższej temperaturze i energii elektronów w porównaniu do strumienia HE wytwarzanego przez trzecią harmoniczną.
- Symulacje pokazują, że rodzaj harmonicznej lasera nie ma znaczącego wpływu na jakościowy obraz ekspansji HE, zarówno w kierunku do przodu, jak i do tyłu. Zarówno w przypadku wiązki laserowej 1w, jak i 3w strumień HE jest najpierw silnie skolimowany w obszarze pola magnetycznego cewki, a następnie po opuszczeniu tego obszaru następuje szybka dekolimacja strumienia w wyniku eksplozji kulombowskiej strumienia.
- Silniejszą kolimację strumienia HE obserwuje się dla trzeciej harmonicznej wiązki laserowej. Jest to wynik niższej energii elektronów i wyższego pola magnetycznego cewki (7T w porównaniu do 5T) w przypadku 3-harmonicznej.
- Zgodnie z wynikami symulacji kształty rozkładów przestrzennych fluencji strumieni HE generowanych w przód są niemal identyczne dla obu rozpatrywanych przypadków. Obserwuje się jedynie różnice ilościowe, objawiające się wyższymi wartościami fluencji dla 1w harmonicznej impulsu laserowego. Wyniki te są zgodne z wynikami eksperymentalnymi.
- Należy zauważyć, że nasze założenie o równości początkowych strumieni HE generowanych w źródle w kierunku do przodu i do tyłu, wynikające z braku danych eksperymentalnych na temat strumienia HE w kierunku do przodu w źródle, może być nieuzasadnione. Z tego powodu przedstawione wyniki symulacji powinny być wykorzystywane wyłącznie do analizy jakościowej, a nie do porównań ilościowych z eksperymentem.

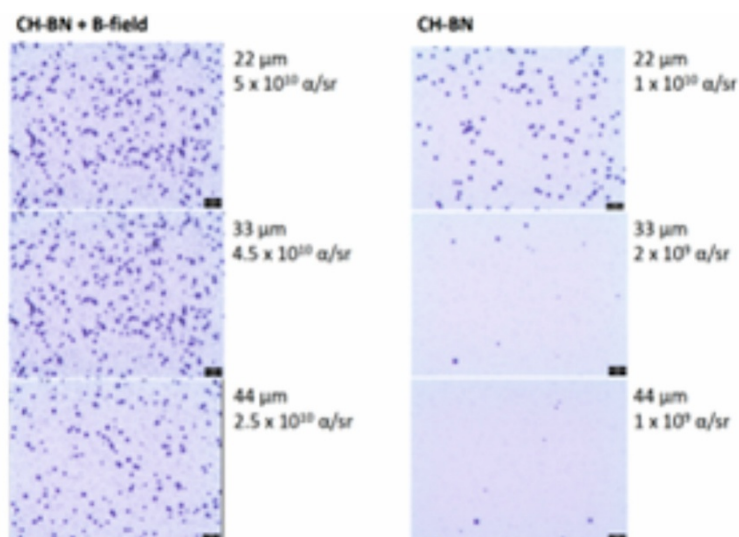
W ramach pakietu **WP3** kontynuowana była analiza danych związanych ze zrozumieniem mechanizmu fuzji protonowo-borowej w plazmie laserowej, a w szczególności dotyczącej wpływu silnych pól magnetycznych na generację cząstek α .

Analiza danych dotyczyła eksperymentu przeprowadzonego w Institute of Laser Engineering, Osaka University przy wykorzystaniu wiązek laserowych GEKKO (~ 600 J, 1 ns oraz LFEX ~ 1 kJ, 1,5 ps, 1,05 mm). Wiązki lasera GEKKO wykorzystane były do wytworzenia pola magnetycznego w konfiguracji cewka-tarcza. Na Rys. 5.1.10a przedstawiona jest cewka miedziana, gdzie w wyniku oddziaływania lasera GEKKO z materiałem zamkniętego krążka cewki wytworzona jest plazma oraz wiązki nietermicznych elektronów. Rys. 5.1.10b) przedstawiona jest różnica potencjałów w materiale cewki i ostatecznie na Rys. 5.1.10c) przedstawiony jest wytworzony prąd płynący w cewce, generujący pole magnetyczne w obrębie dolnej zaokrąglonej części cewki zbudowanej z pręta wykonanego z miedzi. Wiązka lasera LFEX w wyniku procesu TNSA prowadziła do produkcji protonów w płaskich tarczach (Rys. 5.1.10b), a. Podczas eksperymentu wykorzystano kilka różnych tarcz BN, BN pokryte cienką warstwą CH, HB oraz porowaty BN. Wszystkie tarcze wykorzystane podczas eksperymentu oraz cewki były prototypowe, powierzchnia niektórych tarcz niestety nie była wystarczająco płaska bardzo utrudniając poprawne justowanie tarcz.



Rys. 5.1.10 (a) konfiguracja cewek tworzących pole magnetyczne i płaskiej tarczy tworzącej wiązkę protonów. (b) Pełna konfiguracja zawierająca cewki oraz płaską tarczę.

Analiza danych przeprowadzona na podstawie pomiarów wykonanych przy wykorzystaniu detektorów CR39 i przy wykorzystaniu filtrów o różnej grubości (22 mm, 33 mm, i 44 mm) wykazała wyraźne zwiększenie ilości produkowanych cząstek alfa w obecności pola magnetycznego (Rys. 5.1.11) w tarczach BN pokrytych warstwą CH.



Rys. 5.1.11 Mikroskopowe zdjęcie płytki CR39 po przeprowadzeniu chemicznej obróbki materiału próbek trwającej 1 godzinę. Przedstawione zdjęcia dotyczące pomiarów przeprowadzonych przy wykorzystaniu tarczy BN pokrytej warstwą CH wyraźnie wskazuje na zwiększenie mierzonej liczby cząstek alfa.

Maksymalna ilość zmierzonych cząstek alfa osiągnęła wartości rzędu $10^{10}/\text{sr}$ co jest jednym z rekordowych wyników w tej dziedzinie.

Przeprowadzone badania mają ważne znaczenie ze względu na wykazanie wyraźnego zwiększenia ilości mierzonych cząstek alfa na tle wykonanych dotąd pomiarów, a w szczególności dla innowacyjnych pomiarów w obecności pola magnetycznego, które przeprowadzone zostały po raz pierwszy. Ze względu na niską statystykę strzałów należałoby potwierdzić te wyniki poprzez przeprowadzenie podobnego rodzaju eksperymentu na instalacji laserowej pozwalającej na zgromadzenie większej statystyki.

WP5: Analiza wyników badań dotyczących wpływu pola magnetycznego na parametry emisji HE kreowanych z plazmy ablacyjnej z tarcz DT-STCM o różnej konstrukcji przy różnym oświetleniu w zależności od długości fali lasera, dzięki udoskonaleniu symulacji numerycznych do interpretacji, pozwoliła uzyskać bardziej szczegółowy obraz badanych zjawisk. Do symulacji wykorzystano znacznie ulepszony model niż w [1], uwzględniający oddziaływania między naładowanymi jonami, protonami i elektronami (zarówno gorącymi, jak i termicznymi), a także propagację cząstek w obu kierunkach do przodu i do tyłu. Zgodnie z wynikami pomiarów parametrów emisji HE za pomocą stosowanych diagnostyk (2D zobrazowania emisji K α oraz magnetycznego spektrometru elektronów), symulacje potwierdziły, że pierwsza harmoniczna lasera PALS generuje strumień HE o znacznie wyższej temperaturze i energii elektronów w porównaniu do strumienia HE wytwarzanego przez trzecią harmoniczną. Rodzaj harmonicznej lasera nie ma znaczącego wpływu na jakościowy obraz ekspansji HE, zarówno w kierunku do przodu, jak i do tyłu. Dla oby harmonicznych strumień HE jest najpierw silnie skolimowany w obszarze pola magnetycznego cewki, a następnie po opuszczeniu tego obszaru następuje szybka dekolimacja strumienia w wyniku eksplozji kulombowskiej strumienia. dla oby rozpatrywanych przypadków. Różnice ilościowe przestrzennych fluencji strumieni HE generowanych do przodu są zgodne z wynikami eksperymentalnymi.

WP3: Przeprowadzone badania mają ważne znaczenie ze względu na potwierdzenie wyraźnego zwiększenia ilości mierzonych cząstek alfa na tle wykonanych dotąd pomiarów, a w szczególności dla innowacyjnych pomiarów w obecności pola magnetycznego, które przeprowadzone zostały po raz pierwszy. Ze względu na niską statystykę strzałów należałoby potwierdzić te wyniki poprzez przeprowadzenie podobnego rodzaju eksperymentu na instalacji laserowej pozwalającej na zgromadzenie większej statystyki

Literatura:

1. T. Pisarczyk et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **64**, 115012, 2022.
2. T. Pisarczyk et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **66** (2024) 115007
3. G. Pérez-Callejo et al., *Phys. Rev. E* **106**, 035206, 2022.
4. T. D. Arber et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **57**, 113001, 2015.

5.2. Badania eksperymentalne i teoretyczne oraz doskonalenie diagnostyk związane z realizacją ICF poprzez implozję magnetyczną.

2D zobrazowanie zintegrowanej emisji Ka-Cu z tarcz DCT-DC:

Aby poznać wpływ poprzecznego pola magnetycznego generowanego za pomocą tarcz DCT-DC na parametry emisji HE, pomiary prowadzone były dla różnych konstrukcji tarcz, Rys.5.2.1, oświetlanych wiązką 1w i 3w lasera jodowego PALS zogniskowaną do minimalnego promienia $r_L = 50$ mm. Porównanie 2D zobrazowań emisji ka-Cu uzyskanych przy oświetleniu 1w i 3w tarcz o różnej średnicy cewki i różnym odstępie jej o dysku z Cu, przedstawione jest na Rys. 5.2.2. Jak wynika z przedstawionych 2D zobrazowań, wpływ poprzecznego pola magnetycznego dla obu rodzajów oświetlenia widoczny jest w stosunku do zintegrowanej emisji ka-Cu z gołych dysków z Cu i dotyczy radialnego rozkładu emisji Ka, który w przypadku obecności pola magnetycznego jest poszerzony, co wyraźnie demonstrowuje porównanie obrazów w przypadku 3-harmonicznej. Szczegółowe porównanie rozkładów intensywności FWHM emisji Ka-Cu z plazmy kreowanej (w przekroju horyzontalnym) dla tarcz DCT-DC o różnej średnicy cewki i różnej odległości jej od dysku z Cu, oświetlanych: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS, pokazane jest na Rys. 5.2.3. Jak wynika z przedstawionych rozkładów, w przypadku 1w i swobodnej (bez pola magnetycznego), szerokość FWHM emisji Ka jest prawie dwukrotnie mniejsza w porównaniu z szerokość FWHM w przypadku 3w. Obecność poprzecznego pola magnetycznego powoduje dekoncentrację emisji ka, zarówno w przypadku oświetlenia tarcz DCT-DT 1w jak 3w lasera. Wpływ pola magnetycznego na zintegrowaną emisję ka jest większy w przypadku tarcz o mniejszej średnicy cewki i mniejszej odległości cewki od dysku z Cu, co zgodne jest z oczekiwaniami.

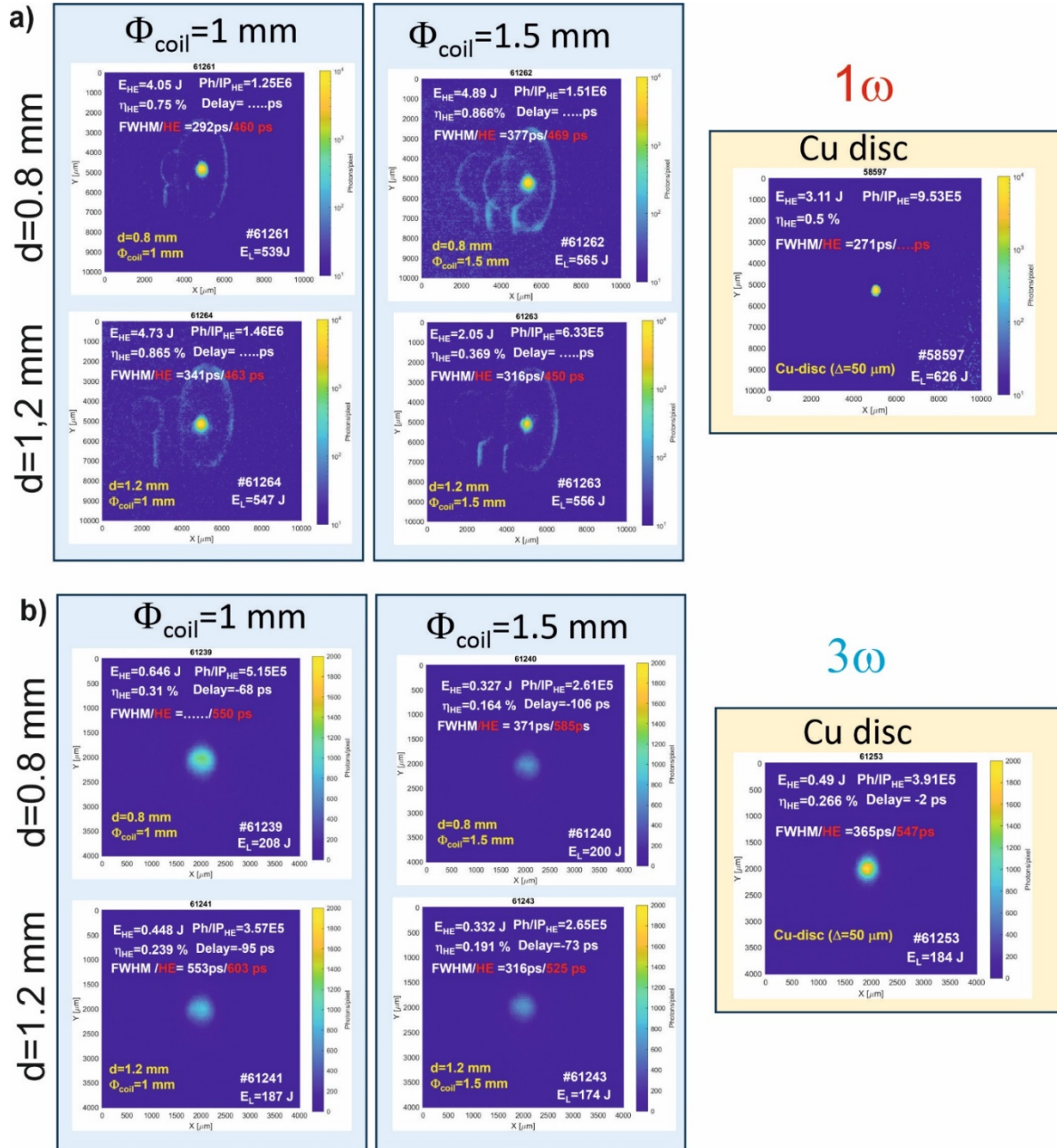
Ilościowa analiza 2D zobrazowań emisji Ka-Cu uzyskanych dla różnych konstrukcji tarcz DCT-DC oświetlanych 1w i 3w lasera PALS pozwoliła uzyskać informacje o:

- ✓ zdeponowanej energii HE w centrum tarczy jak poza nim,
- ✓ konwersji energii lasera w energię HE,

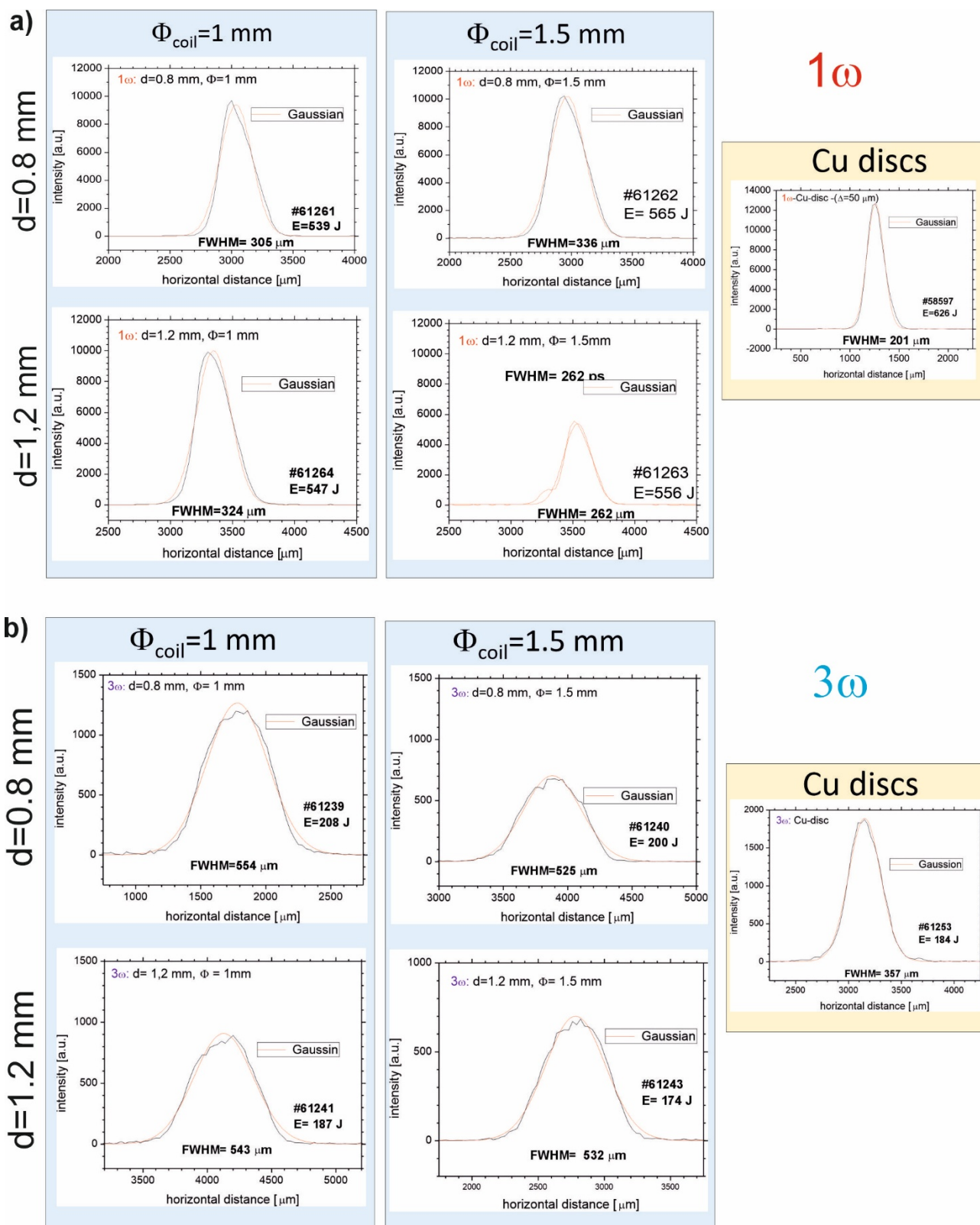
- ✓ profilu przestrzennego emisji HE (FWHM) i czasu trwania emisji HE w stosunku do czasu trwania impulsu oraz
- ✓ opóźnień emisji HE w stosunku maksimum impulsu lasera – tylko w przypadku oświetlenia tarcz DCT-DC 3w.

Zbiornicze zastawienie w/w parametrów emisji HE przedstawione jest w Tabeli 1. Jak wynika z pomiarów obecność pola magnetyczne zwiększa energię HE deponowaną w materiale tarczy z Cu. W przypadku 1w energia deponowana przez szybkie elektrony jest większa w porównaniu energią deponowaną w przypadku 3w. Jednakże biorąc po uwagę, że energia lasera w przypadku 3w jest ponad dwukrotnie mniejsza niż dla 1w to konwersja energii lasera w energię HE jest podobna jak w przypadku 1w.

Przedstawione wyżej wyniki pomiarów ka będą przedmiotem dalszych analiz i interpretacji w połączeniu z wynikami uzyskanymi za pomoc innych układów pomiarowych wykorzystywanych w badaniach.



Rys. 5.2.2 Porównanie parametrów 2D zobrazowania emisji Ka-Cu z plazmy kreowanej z tarcz DCT-DC z cewką różnej średnicy i różnym dystansie od dysku z Cu oświetlanych: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS. Z prawej strony pokazane są zintegrowane rozkłady emisji Ka-Cu w przypadku ekspansji swobodnej gołych dysków z Cu.



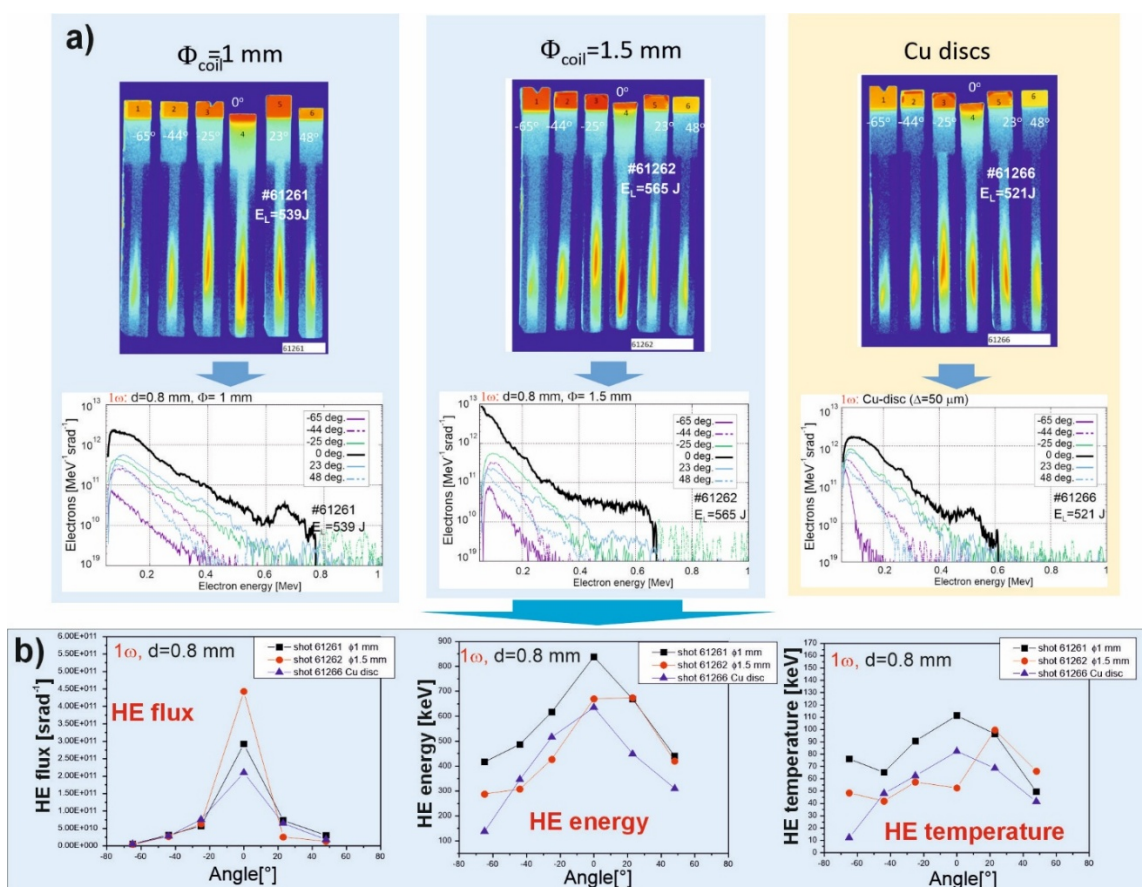
Rys. 5.2.3 Porównanie rozkładów intensywności FWHM emisji Ka-Cu z plazmy kreowanej (w przekroju horyzontalnym) dla tarcz DCT-DC o różnej średnicy cewki i odległości jej od dysku z Cu, oświetlanych: a) 1ω i b) 3ω lasera jodowego PALS. Z prawej strony pokazane są rozkłady intensywności emisji Ka-Cu w przypadku ekspansji swobodnej gołych dysków z Cu.

Tabela 1:

Shot #	Laser		FWHM extent [μm]		Time integrated HE imaging		
	E[J]	duration[ps]	horizontal	vertical	Σ signal [ph/IP]	HE dose [J]	Conversion [%]
3ω DCT-DC vs Cu disc/massive targets							
61239	208	n.a.	554	287	5,15E+05	6,46E-01	3,10E-01
61240	200	371	525	264	2,61E+05	3,27E-01	1,64E-01
61241	187	553	543	275	3,57E+05	4,48E-01	2,39E-01
61242	190	389	538	259	2,22E+05	2,78E-01	1,47E-01
61243	174	316	532	272	2,65E+05	3,32E-01	1,91E-01
61252	198	328	290	141	1,96E+05	1,93E-01	9,73E-02
61253	184	365	357	203	3,91E+05	4,90E-01	2,66E-01
61254	200	351	363	194	4,27E+05	5,35E-01	2,68E-01
1ω DCT-DC vs Cu disc targets							
61261	539	292	305	155	1,25E+06	4,05E+00	7,51E-01
61262	565	377	336	166	1,51E+06	4,89E+00	8,66E-01
61263	556	316	262	161	6,33E+05	2,05E+00	3,69E-01
61264	547	341	324	162	1,46E+06	4,73E+00	8,65E-01
61265	327	322	330	131	4,03E+05	1,31E+00	3,99E-01
61266	521	455	317	137	1,03E+06	3,34E+00	6,41E-01

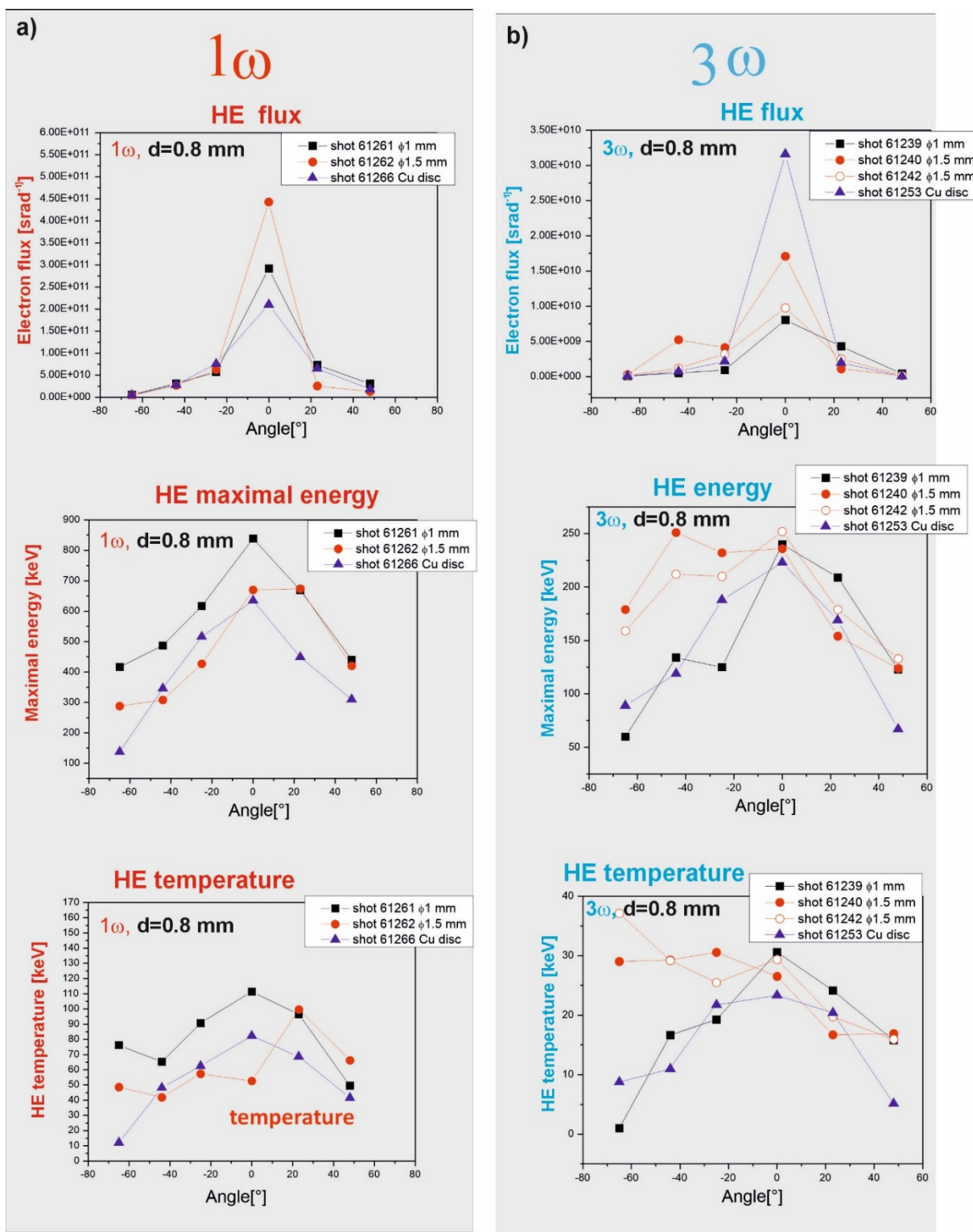
Wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów:

Pomiar za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów były prowadzone w celu uzyskania informacji o wpływie poprzecznego magnetycznego na kątowe rozkłady energii i temperatury gorących elektronów (HE) emitowanych z namagnetyzowanej plazmy kreowanej za pomocą tarcz DCT-DC o konstrukcji pokazanej na Rys. 5.2.1 w wyniku oświetlenia ich za pomocą wiązki 1w i 3w lasera jodowego PALS zogniskowanej do minimalnego promienia $r_L=50$ mm.

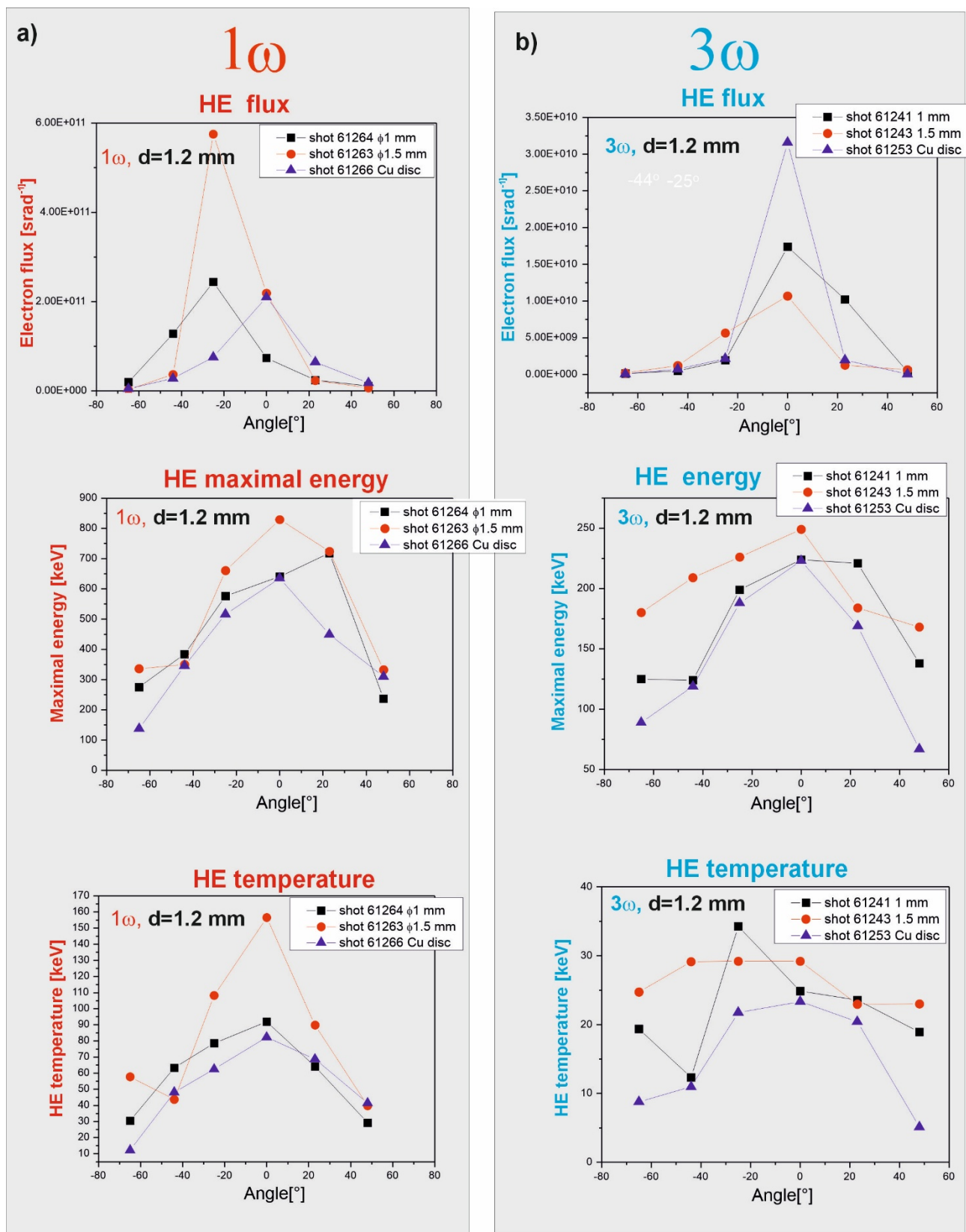


Rys. 5.2.4 Ilustracja analizy ilościowej danych z pomiarów za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów: a) sygnały (spektrogramy) z poszczególnych kanałów spektrometru i otrzymane na ich podstawie kątowe widma energii HE oraz b) kątowe rozkłady liczby, energii i temperatury HE wynikające z widm energii.

Podstawą uzyskania informacji i rozkładach energii i temperatury HE są widma energii z poszczególnych kanałów wielokanałowego spektrometru otrzymane dla różnych konstrukcji tarcz DCT-DT oświetlanych 1w i 3w lasera jodowego PALS. Rozkłady kątowe: liczby cząstek na jednostkowy kąt bryłowy, maksymalnej energii i temperatury HE uzyskane dla tarcz DCT-DT z cewką o różnej średnicy i odległości $d=0,8$ mm od dysku z Cu, oświetlanych 1w i 3w lasera PALS przedstawione są na Rys. 5.2.5, natomiast na Rys. 5.2.6, pokazane są w/w rozkłady dla większej odległości $d=1.2$ mm.



Rys. 5.2.5 Rozkłady kątowe liczby cząstek na jednostkowy kąt bryłowy, maksymalnej energii i temperatury HE uzyskane dla tarcz DCT-DT z cewką o różnej średnicy i odległości $d=0,8$ mm od dysku z Cu w przypadku oświetlenia: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS.



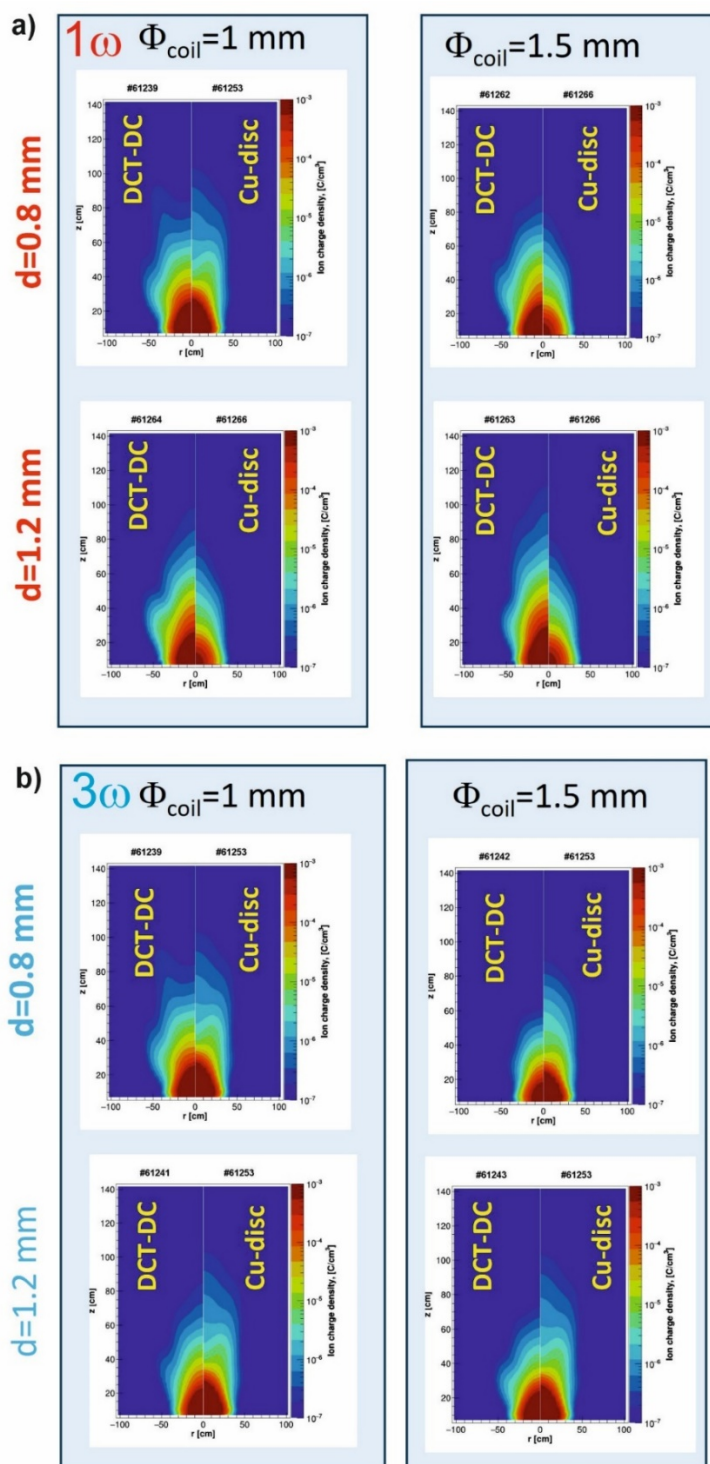
Rys. 5.2.6 Rozkłady kątowe liczby cząstek na jednostkowy kąt bryłowy, maksymalnej energii i temperatury HE uzyskane dla tarcz DCT-DT z cewką o różnej średnicy i odległości $d=1.2$ mm od dysku z Cu w przypadku oświetlenia: a) 1ω i b) 3ω lasera jodowego PALS.

Przedstawione rozkłady wyraźnie demonstrowają wpływ poprzecznego pola magnetycznego na w/w parametry emisji w porównaniu ze swobodną plazmą z dysków z Cu, zarówno dla 1ω jak 3ω . Zarówno w przypadku oświetlenia 1ω jak i 3ω wpływ pola jest wyraźny w obszarze przy osiowym, gdzie pola magnetyczne jest

najmniejsze. Natomiast w zakresie większych kątów różnice w/w parametrów w porównaniu do emisji HE dla swobodnej ekspansji są mniejsze przy oświetleniu 1w i większe przy oświetleniu 3w. Bardziej szczegółowe wyjaśnienie wpływu poprzecznego pola magnetycznego na emisję HE będzie przedmiotem dalszych analiz i interpretacji za pomocą symulacji numerycznych przewidzianych w ramach realizacji projektu w 2025.

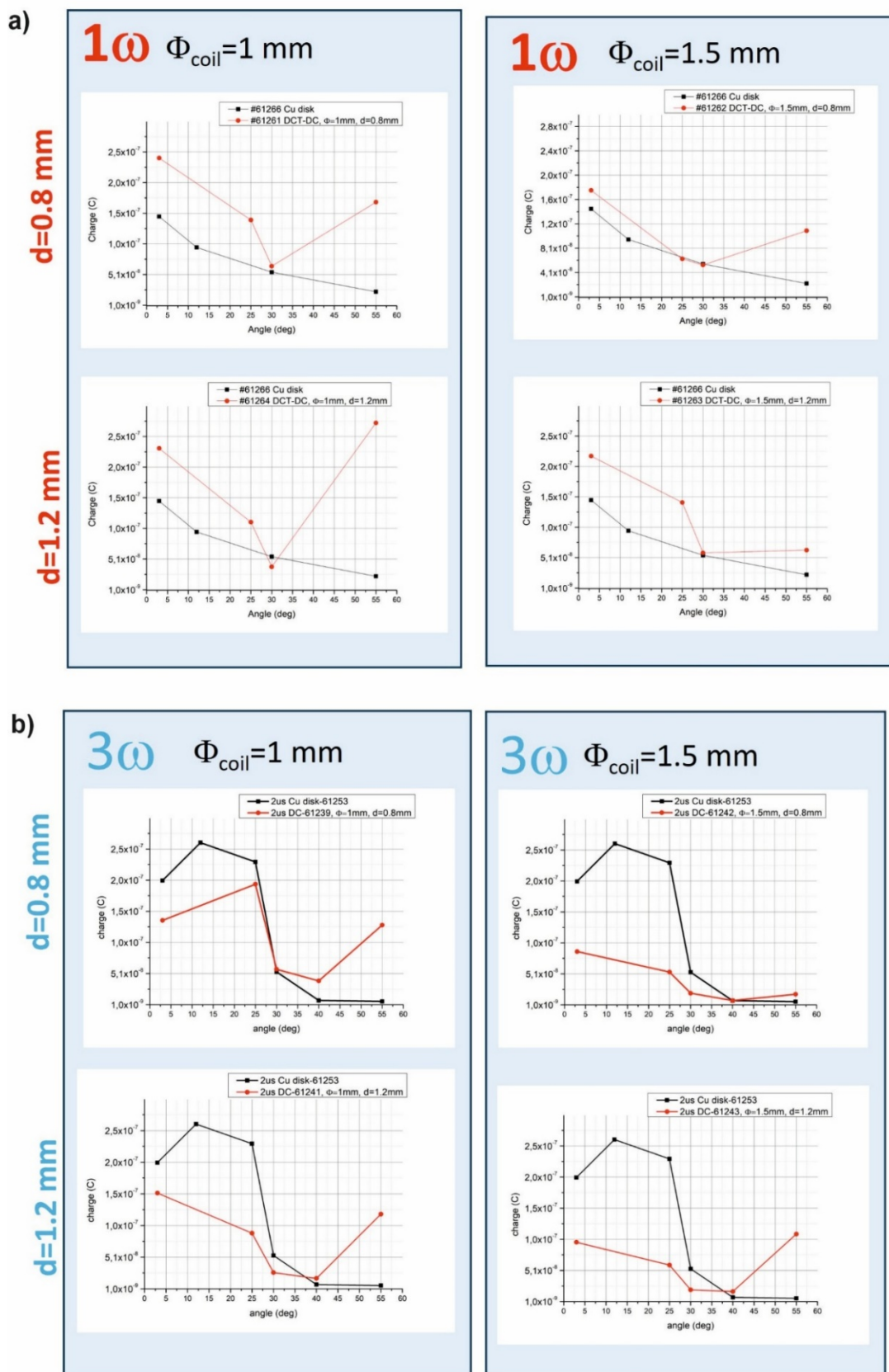
Pomiary parametrów emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych:

Rezultaty pomiarów kątowych rozkładów gęstości ładunku jonów i obliczone na ich podstawie rozkłady kątowe ładunku przedstawione są odpowiednio na Rys. 5.2.7 i Rys. 5.2.8.



Rys. 5.2.7 Porównanie kątowych rozkładów gęstości jonów emitowanych z tarcz DCT-DC z cewką o różnej średnicy i różnej odległości „d” od dysku z Cu (lewa strona obrazu) z rozkładami odpowiadający i swobodnej

ekspansji z gołych dysków z Cu (prawa strona obrazu) w przypadku oświetlenia: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS.

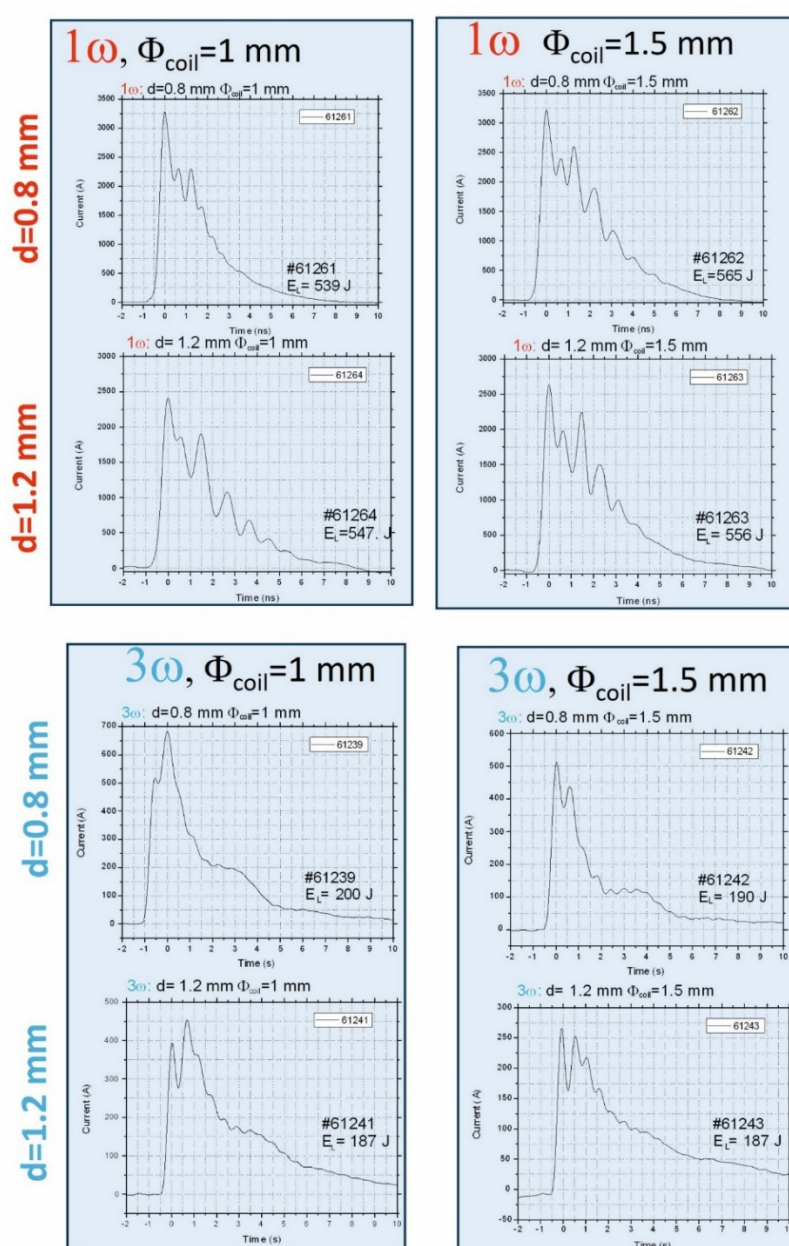


Rys. 5.2.8 Porównanie kątowych rozkładów ładunku jonów emitowanych z tarcz DCT-DC z cewką o różnej średnicy i różnej odległości „d” od dysku z Cu (czerwona linia) z rozkładami odpowiadający i swobodnej ekspansji z gołych dysków z Cu (czarna linia) w przypadku oświetlenia: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS.

Wpływ poprzecznego pola magnetycznego na rozkład ładunku jest wyraźny dla obu harmoniczných lasera, zarówno w obszarze centralnym jak i dla większych kątów emisji jonów, jednakże zdecydowanie odmienny w zależności długości fali lasera. W przypadku 1w i większej energii jonów w obecności pola magnetycznego dominuje ekspansja osiowa jonów nad ekspansją swobodną z gołych dysków z Cu, w całym obszarze kątów emisji jonów. W przypadku 3w obecność poprzecznego wyraźnie hamuje ekspansję osiową jonów w obszarze przy osiowym. Bardziej szczegółowe wyjaśnienie wpływu poprzecznego pola magnetycznego na emisję HE będzie przedmiotem dalszych analiz i interpretacji za pomocą symulacji numerycznych przewidzianych w ramach realizacji projektu w 2025.

Pomiary prądu zwrotnego za pomocą sond prądowych:

Celem pomiarów prądu zwrotnego płynącego przez cewkę tarczy DCT-DC do ziemi jest określenia rozkładu pola magnetycznego generowanego przez układ cewek tarczy DCT-DC, które jest niezbędne do symulacji numerycznych za pomocą kodu EPOCH. Wyniki pomiarów profili czasowych prądu zwrotnego płynącego przez cewkę tarczy DCT-DT z cewką o różnej średnicy i usytuowaną w różnej odległości od dysku z Cu w oświetlanej 1w i 3w lasera jodowego PALS, przedstawia Rys. 5.2.9.

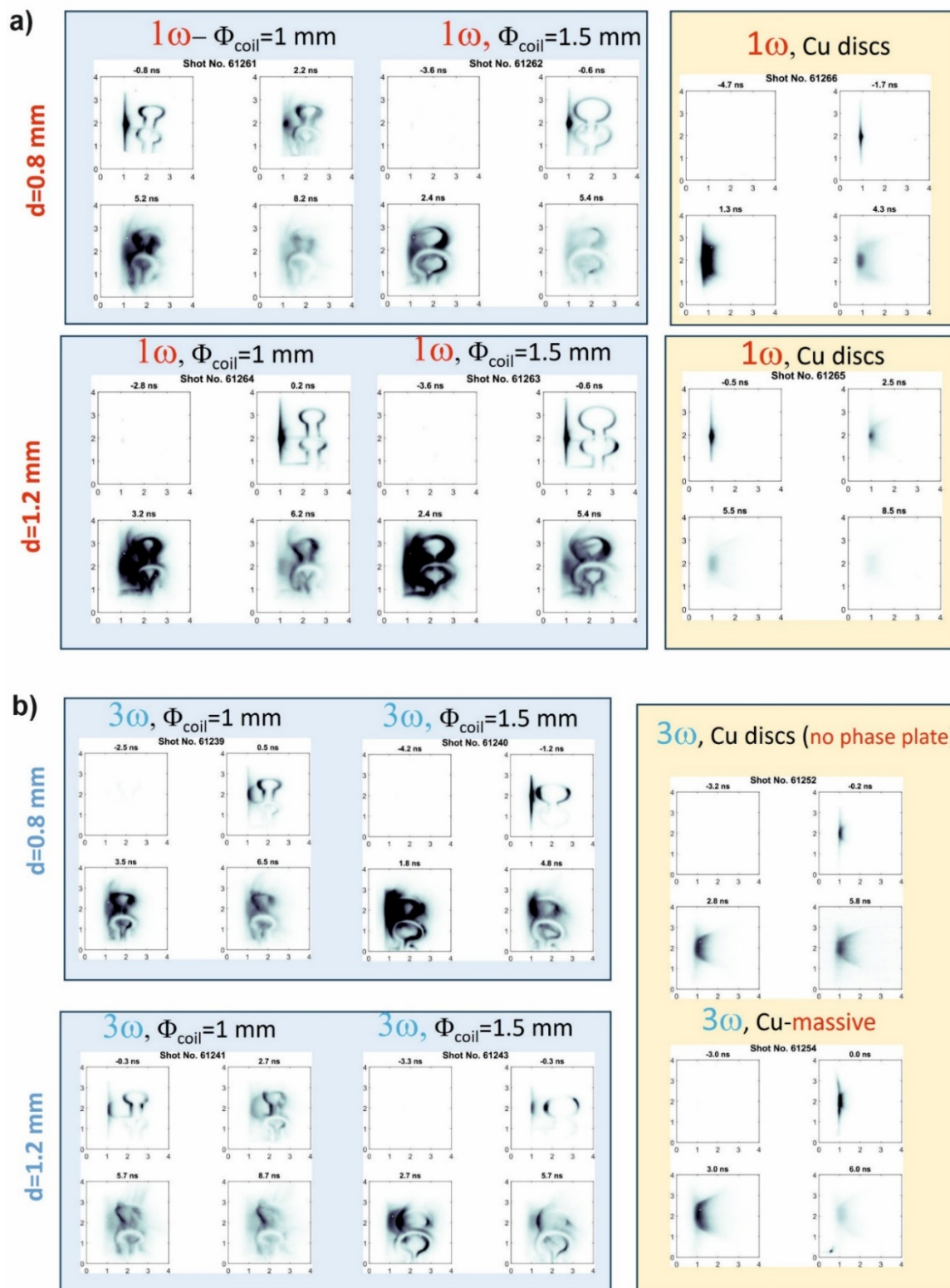


Rys. 5.2.9 Profile czasowe prądu zwrotnego przez cewkę tarczy DCT-DC z cewką o różnej średnicy i usytuowaną w różnej odległości od dysku z Cu w przypadku oświetlenia: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS.

Jak wynika z porównania, profile czasowe impulsów prądowych są bardzo podobne dla wszystkich konstrukcji tarcz DCT-DT i obu oświetlenia. Różnice dotyczą maksymalnej amplitudy prądu, która jest w przypadku 1w około 4 krotnie większa w porównaniu do oświetlenia tarcz przez 2w.

4-kadrowa kamera rentgenowska:

Wizualizacja procesu powstawania namagnesowanego strumienia plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego, za pomocą 4-kadrowej kamery rentgenowskiej przedstawiona jest na Rys. 5.2.10.



Rys. 5.2.10 Czasowe sekwencje obrazów ilustrujące a procesu powstawania namagnesowanego strumienia plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego w tarczach DCT-DT z cewką o różnej średnicy i

usytuowaną w różnej odległości od dysku z Cu w przypadku oświetlenia: a) 1w i b) 3w lasera jodowego PALS. Sekwencja obrazów po prawej stronie ilustruje ekspansję swobodną plazmy (bez pola magnetycznego) z dysku z Cu.

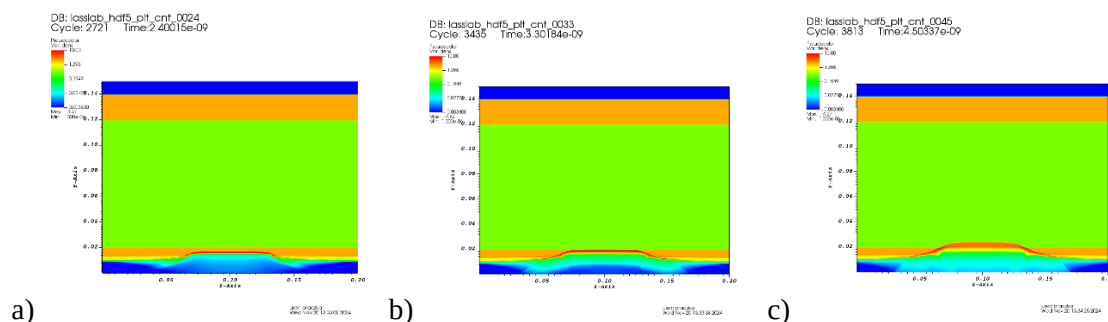
Sekwencje obrazów na Rys. 5.2.10, potwierdzają wpływ poprzecznego pola magnetycznego na ograniczenie osiowej ekspansji namagnesowanego strumienia plazmy kreowanego za pomocą tarcz DCT-DC.

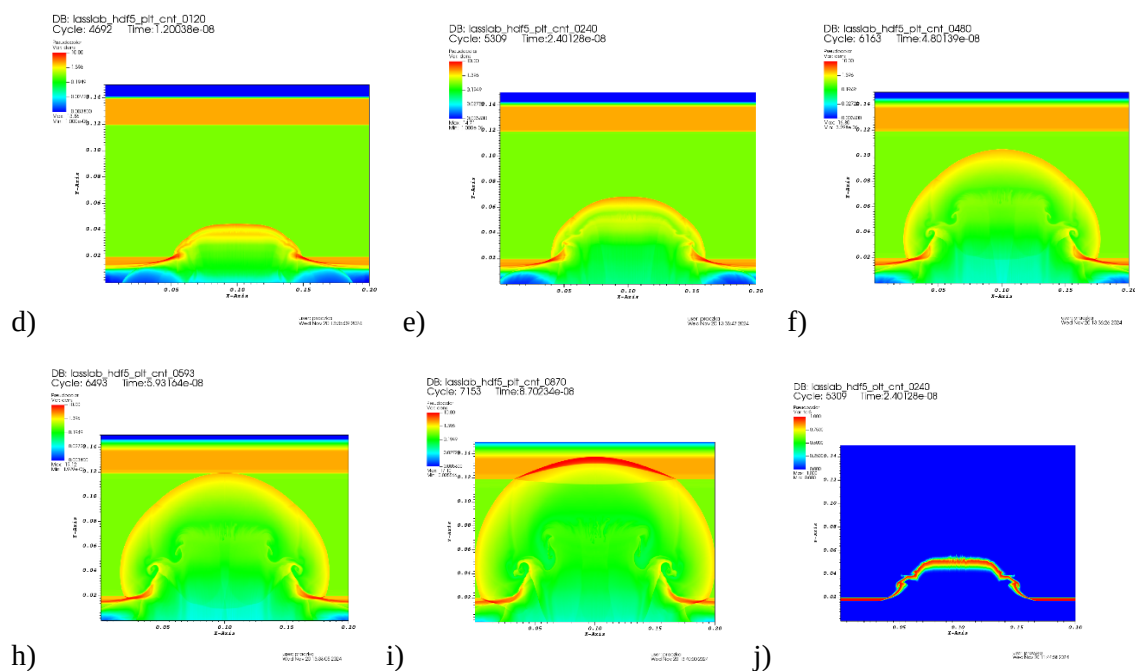
Zrealizowane badania z tarczami DCT-DC z podwójnym układem cewek pokazują możliwość prowadzenia badań namagnesowanych strumieni plazmy ablacyjnej kreowanej w obecności poprzecznej geometrii linii sił pola magnetycznego w stosunku do kierunku wiązki laserowej. Zgodnie z ideą implozji magnetycznej taka geometria jest najbardziej odpowiednia po znaniu wpływu poprzecznego pola magnetycznego na parametry emisji HE i jonów z plazmy ablacyjnej i formułować wnioski odnośnie do procesu kompresji namagnesowanego rdzenia tarczy termojądrowej. Dedykowany układ pomiarowy składający się z diagnostyk elektronowych i jonowych oraz pomiarami prądu w układzie cewek za pomocą sond prądowych pozwolił uzyskać wstępne informacje o wpływie poprzecznego pola magnetycznego na kątowe rozkłady energii i temperatury HE, a także kątowe rozkłady jonów emitowane z namagnesowanego strumienia plazmy przy oświetleniu 1□ i 3□ tarcz DCT-DC o różnej konstrukcji w zależności od promienia układu cewek oraz ich odległości dysku z Cu kreującego plazmę. W przypadku oświetlenia 1□□□ jak i □□□□ wpływ pola jest wyraźny w obszarze przy osiowym, gdzie pola magnetyczne jest najmniejsze. Natomiast w zakresie większych kątów różnice w/w parametrów w porównaniu do emisji HE dla swobodnej ekspansji są mniejsze przy oświetleniu 1□, i większe przy oświetleniu 3□. Bardziej szczegółowe wyjaśnienie wpływu poprzecznego pola magnetycznego na emisję HE będzie przedmiotem dalszych analiz i interpretacji za pomocą symulacji numerycznych przewidzianych w ramach realizacji projektu w 2025.

5.3. Materiały o małej gęstości i mikrostrukturze pianki jako droga do wydajnej energetycznie fuzji inercyjnej z bezpośrednim naświetlaniem laserowym.

Badania nad oddziaływaniem laserowych impulsów nanosekundowych z materiałami o małej gęstości i mikrostrukturze pianki.

Dla uzyskania danych dotyczących tego zagadnienia zaplanowany został eksperyment na układzie GEKKO XII (kierownik naukowy prof. Peter Norreys), poświęcony propagacji fal uderzeniowych w tarczach wielowarstwowych zawierających zwilżoną piankę. W eksperymencie tym konieczne było zastosowanie nietypowych tarcz o relatywnie dużej grubości: 30 um CH, 40 um Al, 25 um kwarc, 1000 um aerożel SiO₂ nasączony izopropylem (C₃H₈O) i 200 um warstwa kwarcu. Bardzo duża grubość warstwy aerożelu SiO₂ wynikała z wymagań technicznych dotyczących zwilżania materiału porowatego. Zespół IFPiLM uczestniczył w symulacjach propagacji fal uderzeniowych wytworzonych w takich tarczach przez impuls laserowy o czasie trwania 2.1 ns, natężeniu 130 TW/cm² i średnicy plamki 600 um. Symulacje wykonano przy użyciu kodu radiacyjno-hydrodynamicznego FLASH 2D. Dla eksperymentów dotyczących badania propagacji fal uderzeniowych w tarczach wielowarstwowych często wykonuje się tylko symulacje 1D, jednak w tym przypadku grubość warstwy pianki zwilżonej była na tyle duża, iż było jasne, że efekty 2D będą bardzo istotne. Dodatkową trudność stwarzał fakt, iż zwilżona pianka składała się z czterech materiałów (C, H, O, Si), dla mieszaniny których nie są dostępne stabilizowane równania stanu; do ich wytworzenia wykorzystano kod IONMIX. Ewolucja fali uderzeniowej w takiej tarczy jest przedstawiona na Rys. 5.3.2 a-h. Wyraźnie widoczne są silne efekty 2D. Fala uderzeniowa rozchodząca się w grubej warstwie zwilżonej pianki znacznie słabnie, pozostaje jednak na tyle silna, aby wytworzyć falę uderzeniową w drugiej warstwie kwarcu, zamykającej tarczę. Z symulacji 2D wynika, że czas przelotu fali do drugiej warstwy kwarcu wynosi 59.3 ns, natomiast z symulacji 1D wynika czas 53.1 ns.





Rys. 5.3.2 a-i: obraz fali uderzeniowej propagującej się w tarczy wielowarstwowej 30 μm CH, 40 μm Al, 25 μm kwarc, 1000 μm SiO₂ zwilżonego izopropylem, 200 μm kwarc. (j) Obraz położenia warstwy kwarcu dla $t = 24$ ns, wyjaśniający pochodzenie drugiego frontu o podwyższonej gęstości, widocznego na Rys. (e).

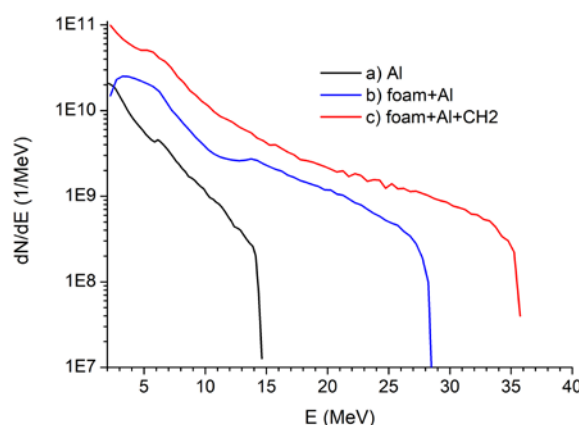
Na rysunkach 5.3.2 e-f widać strukturę sprawiającą wrażenie drugiej fali uderzeniowej. Okazuje się jednak, że za zwiększoną gęstość odpowiadają po prostu pozostałości pierwszej warstwy kwarcu wtłoczone przez falę uderzeniową do warstwy zwilżonej pianki, co jest zilustrowane na Rys.5.3.2 j. Wyniki symulacji były użyteczne przy planowaniu ustawień diagnostyk VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) oraz SOP (Streaked Optical Pyrometry), służących do monitorowania parametrów plazmy na froncie fali uderzeniowej.

Badania nad optymalizacją laserowych źródeł neutronów wykorzystujących lasery pikosekundowe i femtosekundowe oraz tarcze laserowe zawierające pianki.

W ramach projektu FoPIFE podjęto analizę parametrów strumienia neutronów generowanych przy użyciu wiązek protonów napędzanych laserem. Analizę napędzania protonów wykonano przy użyciu kodu Particle-In-Cell EPOCH 2D. Pierwszym krokiem było wykonanie symulacji dla akceleracji protonów przy użyciu standardowej tarczy w postaci zwykłej folii Al o grubości 1.5 μm . Przyjęto, że wiązka laserowa ma rozkład gaussowski w czasie i przestrzeni ze średnicą plamki lasera 3.0 μm , co odpowiada maksymalnemu natężeniu promieniowania w ognisku lasera 1.1×10^{21} W/cm². Ze względu na ograniczenia numeryczne przyjęto, że gęstość tarczy jest wyraźnie mniejsza niż fizyczna gęstość Al. Przyjęto, że folia w chwili początkowej jest częściowo zjonizowana, przy czym rozkład jonizacji jest opisywany funkcją supergaussowską o stopniu 4 i szerokości 6 μm , a wartość jonizacji zmienia się w granicach od 10+ w ognisku lasera do 2+ na brzegach tarczy. Podobny rozkład przyjęto dla temperatury tarczy, od 270 eV w ognisku lasera do 1 eV daleko od ogniska. Taki rozkład stopnia jonizacji i temperatury jest sugerowany przez analizy dotyczące nagrzewania tarczy przez narastający impuls laserowy, jeszcze zanim dotrze do niej impuls główny. Uwzględnienie takiego rozkładu w warunkach początkowych symulacji pozwala na ograniczenie niefizycznego rozlotu plazmy i uzyskanie bardziej realistycznego opisu oddziaływania lasera z tarczą. Źródłem protonów w tym układzie jest cienka warstewka węglowodorów (CH₂) na tylnej powierzchni tarczy. Przyjęto, że warstewka CH₂ ma grubości ok. 15 nm (minimalna grubość jest ograniczona rozdzielczością siatki przestrzennej symulacji), gęstość 16 razy mniejszą niż gęstość CH₂ w formie stałej i jest całkowicie zjonizowana. W symulacji użyto 2×10^7 kwazicząstek.

Oddziaływanie lasera z tarczą powoduje powstanie populacji szybkich elektronów o energii rzędu kilku MeV, z których część pozostaje uwięziona w warstwie ładunkowej w otoczeniu tarczy, przyczyniając się do wytworzenia silnego pola elektrostatycznego prostopadłego do powierzchni tarczy. W tym polu przyspieszane są protony z warstwy węglowodorów zgodnie z mechanizmem Target Normal Sheath Acceleration (TNSA). Za podstawę dalszej analizy przyjęto rozkład energii dla czasu 300 fs od momentu pierwszego oddziaływania lasera z tarczą,

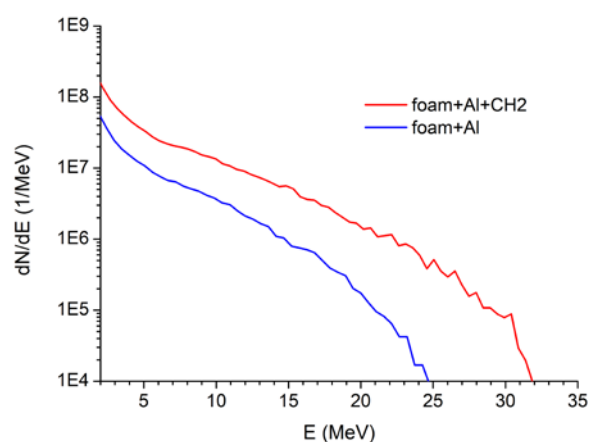
wystarczająco długiego, aby energie te zbliżyły się do wartości asymptotycznych. W tej symulacji daje to maksymalną energię protonów 14.6 MeV, co dobrze się zgadza z wartością (17 ± 4) MeV przewidywaną przez dopasowanie do optymalnych wyników z wielu laserów zamieszczone w pracy [M. Zimmer et al., Phys. Rev. E 104, 045210 (2021)]. Widmo energii protonów wynikające z tej symulacji jest przedstawione na Rys. 5.3.3. Widmo jest znormalizowane przez odniesienie do dopasowania do danych doświadczalnych z różnych eksperymentów dotyczącego całkowitej liczby napędzanych protonów o energii > 2 MeV, przedstawionego w pracy [F. Mirani et al., Phys. Rev. Applied 19, 044020 (2023)]. Dopasowanie to dla napędzania laserem femtosekundowym o impulsie 3 J przewiduje 5.2×10^{10} protonów na strzał. Sprawdzianem tej normalizacji jest wyliczenie całkowitej energii niesionej przez laserowo napędzane protony, a więc tym samym współczynnik konwersji energii lasera na energię kinetyczną protonów o energii > 2 MeV. W tym przypadku wynosi on 1.3 %, co jest zgodne co do rzędu wielkości z typowymi wartościami obserwowanymi w podobnych eksperymentach. To potwierdza poprawność wyników symulacji. Symulację nr 2 wykonano dla tarczy pokrytej od strony lasera warstwą pianki. Przyjęto, że pianka składa się z całkowicie zjonizowanej plazmy węglowej, rozmieszczonej w formie centrów o szerokości połówkowej ~ 200 μm rozmieszczonych w odległości ok. 1 μm od siebie i dużo rzadszej plazmy wypełniającej przestrzeń między nimi. Maksymalna gęstość elektronów w centrach jest rzędu połowy gęstości dla węgla w stanie stałym, gęstość średnia jest rzędu 1.4% gęstości stałego węgla. Ten prosty model pozwala odtworzyć dane z eksperymentów z użyciem tarcz piankowych przy niższych parametrach lasera [I. Prencipe et al., New J. Phys. 23, 093015 (2021)]. Do symulacji użyto tarczy złożonej z warstwy pianki o grubości 4 μm nałożonej na przednią ściankę folii Al o grubości 1.5 μm , przy czym wiązka laserowa była zogniskowana na powierzchni folii Al, tak jak w przypadku pierwszym. Widmo protonów uzyskane dla tej tarczy jest przedstawione na Rys. 5.3.2.2. Uzyskano maksymalną energię protonów 28.5 MeV, co oznacza blisko dwukrotny wzrost w stosunku do zwykłej folii Al. Całkowita liczba protonów przyspieszonych do energii > 2 MeV wyniosła w tym przypadku 1.5×10^{11} , co oznacza blisko trzykrotny wzrost w stosunku do przypadku czystej folii Al. Jest to zgodne z wynikami [I. Prencipe et al., New J. Phys. 23, 093015 (2021)] uzyskanymi z tarcz piankowych dla niższych parametrów lasera. Przyczyną takiego wzrostu parametrów akceleracji jest znacznie bardziej intensywna produkcja szybkich elektronów w oddziaływaniu lasera z tarczami piankowymi niż w oddziaływaniu ze zwykłą folią. Symulację nr 3 wykonano dla tarczy pokrytej warstwą pianki na przedniej stronie jak w kroku drugim, ale z dodatkową cienką warstwą polietylenu o grubości ~ 100 nm i gęstości 1 g/cm³ na tylnej powierzchni folii Al. Zadaniem dodatkowej warstwy polietylenu jest zwiększenie liczby napędzanych protonów. Widmo protonów uzyskane dla tej tarczy jest przedstawione na Rys. 5.3.3. Uzyskano maksymalną energię protonów 35.8 MeV, co oznacza wzrost o czynnik bliski 2.5 w stosunku do zwykłej folii Al. Całkowita liczba protonów przyspieszonych do energii > 2 MeV wyniosła w tym przypadku 4.0×10^{11} , co oznacza wzrost o czynnik 7.7 – czyli niemal o rząd wielkości - w stosunku do akceleracji przy użyciu czystej folii Al.



Rys. 5.3.3 Widmo energii protonów o energii > 2 MeV napędzanych (a) z folii Al, (b) folii Al z warstwą pianki od strony lasera (symulacja nr 2) oraz (c) folii Al z warstwą pianki od strony lasera i cienką warstwą polietylenu na tylnej stronie folii Al (symulacja nr 3).

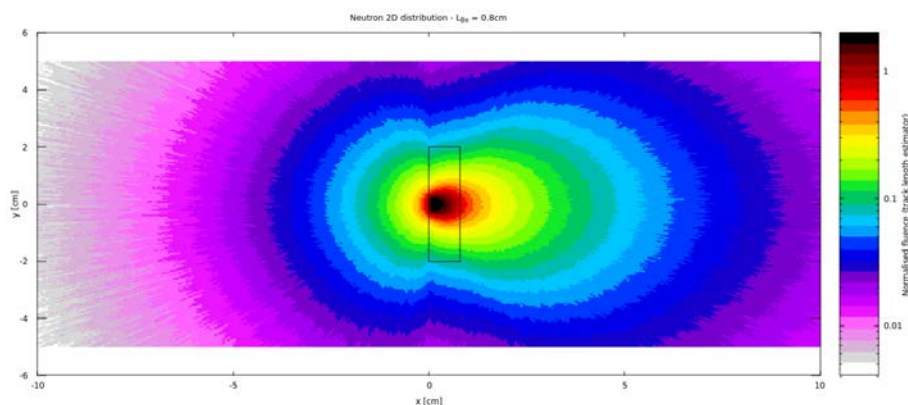
W celu oszacowania liczby neutronów możliwych do wyprodukowania przy użyciu wiązek protonów uzyskanych w powyższych symulacjach dla tarcz z użyciem pianek wykonano symulacje Monte Carlo przy użyciu kodu FLUKA dla układu z konwerterem przedstawionym na Rys. 5.3.2 Przyjęto, że konwerter jest płytką Be o grubości

8 mm, umieszczoną w odległości 20 mm od ogniska lasera w linii biegu wiązki. Przyjęto, że rozkład kątowy wiązki protonów jest gaussowski, z kątem połówkowym rozlotu 11° . Widma neutronów wytworzonych przez wiązki protonów uzyskane w symulacji PIC nr 2 i 3 są przedstawione na Rys. 5.3.4.



Rys. 5.3.4 Widmo energetyczne neutronów wytworzonych przy użyciu konwertera Be i wiązki protonów z tarczy pianka+Al (linia niebieska) oraz wiązki protonów z tarczy pianka+Al+CH₂ (linia czerwona).

W przypadku tarczy pianka+Al (symulacja PIC nr 2) symulacja daje maksymalną energię neutronów ≈ 25 MeV i całkowitą liczbę neutronów 3.0×10^8 , natomiast dla tarczy pianka+Al+CH₂ (symulacja PIC nr 3) uzyskano odpowiednio 32 MeV i 9.5×10^8 . Rozkład fluencji wiązki neutronów jest zilustrowany na Rys. 5.3.5. Biorąc pod uwagę, że rozkład kątowy neutronów jest w przybliżeniu jednorodny, otrzymujemy najlepszą wydajność źródła 7.6×10^7 n/sr, a wydajność energetyczną 3.2×10^8 n/J. Są to parametry bardzo wysokie. Uwzględniając wzrost tych parametrów o dwa rzędy wielkości w przypadku częstości repetycji 100 Hz pokazuje to, iż analizowany układ laserowy ma duży potencjał z punktu widzenia badań materiałowych z użyciem neutronów.

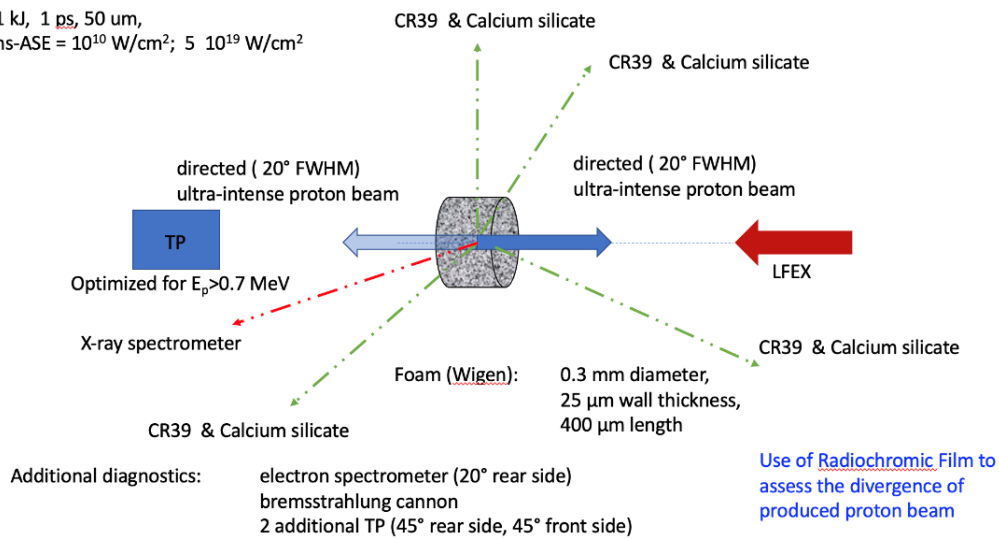


Rys. 5.3.5 Rozkład fluencji neutronów w otoczeniu konwertera Be.

Oddziaływanie lasera z tarczą piankową była badane także w eksperymencie na laserze LFEX, w którym uczestniczyła przedstawicielka zespołu IFPiLM. Schemat układu doświadczalnego jest przedstawiony na Rys. 5.3.6. W eksperymencie użyto wiązki lasera o energii impulsu 1 kJ i czasie trwania impulsu 1 ps i plamce lasera o średnicy 50 μm . Tarczą była pianka o bardzo małej gęstości, od 3 mg/cm^3 do 16 mg/cm^3 . Uzyskano ciekawe wyniki dotyczące strumienia protonów uzyskiwanych w tym układzie, z maksymalną energią protonów 25 MeV. Uzyskane wyniki będą stanowiły bardzo cenny materiał do weryfikacji symulacji oddziaływania lasera z piankami.

Experiment on LFEX: 1. shots without BN and characterization of forward accelerated protons using TP

1 kJ, 1 ps, 50 μm ,
ns-ASE = 10^{10} W/cm^2 ; $5 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$



Rys. 5.3.6 Schemat układu doświadczalnego dla badania oddziaływania lasera LFEX z tarczą piankową.

WP5: Wyniki badań uzyskane przy oświetleniu tarcz DT-STCM promieniowaniem 1-szej i 3-harmonicznej lasera jodowego PALS mają duże znaczenie dla badań związanych z realizacją ICF poprzez implozję magnetyczną. Badania te potwierdziły możliwość generowania pól magnetycznych powyżej 5T przy energii lasera 0,5 kJ, zarówno dla oświetlenia 1w i 3w laser PALS. Taka amplituda pola magnetycznego jest wystarczająca do kreowania tzw. pola zasianego, aby osiągnąć w wyniku adwekcji poziom indukcji kilku kT w skompresowanym rdzeniu tarczy z paliwem, wymagany do zapoczątkowania zapłonu termojądrowego. Możliwość zwiększenia tego poprzez modyfikację konstrukcji tarczy poprzez tzw. żagiel oświetlanej 3w lasera PALS, jest istotna, gdyż koresponduje z długością fali używanej do badań ICF na układach laserowych na LMJ i NIF.

WP3: Występowanie efektu lawinowego w obecności pola magnetycznego pokazuje nowe możliwości do ewentualnego wykorzystania plazmy napędzanej laserem do wytwarzania energii w reakcji fuzji pB oraz wykazanie różnicy w generacji cząstek α w różnych konfiguracjach w obecności pola magnetycznego i bez jego obecności. Szerszym efektem tych badań byłoby rzeczywiste zapoczątkowanie nowego obszaru badań nad fuzją jądrową w zakresie produkcji energii produkcji energii z wykorzystaniem syntezy protonowo-borowej.

Wstępne wyniki eksperymentów z tarczami DCT-DC do wytwarzania namagnesowanej plazmy w polu magnetycznym o poprzecznej geometrii linii sił w stosunku wiązki lasera są wymiernym wkładem naukowym do badań związanych z realizacją zapłonu termojądrowego poprzez implozję magnetyczną, zwłaszcza że nie mają odniesienia w dostępnej literaturze. Analiza tych wyników pozwoli z modyfikować konstrukcje tarcz DCT-DC pod kątem prowadzenia przyszłych eksperymentów na PALS, a w szczególności do zmiany położenia układu cewek w konstrukcji tarczy, umożliwiającą wykorzystywanie do wizualizacji diagnostyk optycznych.

Zrealizowane badania prowadzone były przy współpracy IFPiLM, a zagranicznymi ośrodkami badawczymi, co stwarza duże możliwości współpracy naukowej. Szczególnie duże możliwości stwarza wykorzystanie kompleksowej interferometrii, oferowanej przez zespół z IFPiLM, która była już stosowana w wspólnych projektach w ośrodkach laserowych: PALS w Pradze: LULI (Laboratoire Pour L'utilisation Des Lasers Intenses, Ecole Polytechnique, Francja) oraz CLPU (Centro de Láseres Pulsados, Hiszpania) zrealizowanych w ramach MoU. Ostatnią propozycją współpracy jest zaproszenie przez prof. A. Morace (dyrektora PALS) do uczestnictwa grupy z IFPiLM w badaniach na PALS, w których kompleksowa interferometria wykorzystana będzie w badaniach plazmy laserowej wytwarzanej przy oświetleniu tarcz wiązką laserową przez ultra-intensywne impulsy lasera w zakresie intensywności relatywistycznych powyżej 10^{18} W/cm^2 .

Uzyskane wyniki będą miały także duże znaczenie dla współpracy z zagranicznymi zespołami w zakresie konstrukcji kapsułek fuzyjnych nowego typu oraz w dziedzinie laserowej generacji neutronów na potrzeby badań materiałowych dla celów fuzyjnych.