Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy

im. Sylwestra Kaliskiego

w Warszawie

Rozprawa doktorska

Badania plazmy przy użyciu systemu diagnostycznego PHA na stellaratorze Wendelstein 7-X.

mgr inż. Natalia Wendler

Promotor: dr hab. Roman Zagórski, prof. NCBJ

Promotor pomocniczy: dr Monika Kubkowska

Warszawa 2020

Pracę dedykuję moim Rodzicom.

Pragnę złożyć serdeczne podziękowania Panu dr hab., prof. nadzw. Romanowi Zagórskiemu za opiekę merytoryczną oraz życzliwość podczas powstawania tej pracy. Dziękuję również za wszystkie cenne wskazówki oraz uwagi.

Pragnę wyrazić serdeczne podziękowania dla dr Moniki Kubkowskiej za nieocenioną pomoc, podzielenie się swoim doświadczeniem oraz okazane mi wsparcie podczas realizacji niniejszej rozprawy.

Chciałabym wyrazić szczególną wdzięczność dr hab. Sławomirowi Jabłońskiemu za wsparcie merytoryczne oraz poświęcony czas.

Dziękuję również dr hab., prof. nadzw. Andrzejowi Gałkowskiemu za umożliwienie uczestnictwa w kampaniach eksperymentalnych na stellaratorze Wendelstein 7-X.

Pragnę podziękować także mojemu mężowi Zbyszkowi oraz mojej siostrze Wirginii, na których wsparcie zawsze mogłam liczyć.

Streszczenie

Prace badawcze służące tworzeniu bądź rozwijaniu metod diagnostycznych plazmy są niezwykle istotne w kontekście opanowania kontrolowanej reakcji syntezy termojądrowej w warunkach eksperymentalnych. To właśnie precyzyjne pomiary podstawowych parametrów plazmy, takich jak gęstość czy temperatura jej składników, stanowią podstawę do lepszego zrozumienia mechanizmów, które ostatecznie zadecydują o powodzeniu eksperymentu. Tym samym, nieodłącznym elementem każdego fuzyjnego reaktora eksperymentalnego (tokamaka lub stellaratora) są układy diagnostyczne, bez których prowadzone badania nie miałyby większego sensu.

W ostatnich latach, w Instytucie Fizyki Plazmy im. Maxa Plancka w Greifswaldzie, uruchomiono stellarator Wendelstein 7-X (W7-X). Reaktor eksperymentalny W7-X uznawany jest obecnie za największe i najbardziej zaawansowane technologicznie urządzenie tego typu na świecie (obok stellaratora LHD z NIFS, Japonia). W rezultacie stanowi on jeden z bardziej obiecujących projektów badawczych, który finalnie może się przyczynić do największego postępu przemysłowego naszych czasów, jakim będzie produkcja energii w oparciu o reakcje syntezy termojądrowej. Wraz z rozpoczęciem prac badawczych na W7-X, w ramach pierwszej fazy operacyjnej (OP1.1.), uruchomiony został również układ spektroskopii bezdyspresyjnej z zastosowaniem analizy amplitudowej z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów promieniowania rentgenowskiego (tzw. system PHA, z ang. pulse height analysis). Nadrzędnym celem tego systemu jest stałe monitorowanie składu zanieczyszczeń plazmy oraz dostarczanie informacji na temat ich koncentracji. Co więcej, dane dostarczane przez układ PHA stwarzają również podstawę do prowadzenia badań z zakresu wyznaczania efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}) oraz średniej temperatury elektronowej $<T_e>$.

W niniejszej pracy opisano zagadnienia dotyczące wpływu profili temperatury (T_e) i koncentracji (n_e) elektronowej na średnią temperaturę elektronową ($<T_e>$) wyznaczaną metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego. Wskazanie warunków eksperymentalnych, podczas których możliwe jest szacowanie średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ o wartości zbliżonej do tej w centrum (T_{e0}) może uczynić prezentowaną metodę w pełni użyteczną poprzez stworzenie nowego źródła informacji na temat jednego z najbardziej podstawowych i zarazem kluczowych parametrów plazmy, jakim jest T_{e0}. W tym

celu opracowana została autorska metodologia badań, która wymagała połączenia zarówno pracy eksperymentalnej w warunkach plazmy stellaratorowej na W7-X, jak i również przeprowadzenia licznych symulacji numerycznych. Tym samym, po udanym uruchomieniu i zoptymalizowaniu diagnostyki PHA w trakcie pierwszej kampanii eksperymentalnej (OP1.1.) dokonano pierwszych pomiarów widm w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego, które stanowiły materiał do wyznaczenia średniej temperatury elektronowej $<T_e>$. Parametr $<T_e>$ wyznaczany był za pomocą programu stworzonego w środowisku MATLAB, który pozwalał użytkownikowi zarówno na wybór zakresu energetycznego, w którym parametr $<T_e>$ miał być badany, jak i również usuwanie ewentualnych pojedynczych linii spektralnych z widma ciągłego, które mogły zaburzyć wynik. Dzięki przeprowadzonej analizie danych eksperymentalnych wykazano, że przebiegi czasowe temperatury wyznaczonej z promieniowania ciągłego $<T_e>$ zarejestrowanego przez system PHA, w pełni odwzorowują przebiegi (w rozumieniu ich trendów) temperatury centralnej T_{e0} dostarczane przez inne systemy diagnostyczne takie jak Thomson Scattering (TS) czy Electron Cyclotron Emission (ECE). W ramach przeprowadzonej analizy, dodatkowo przebadany został wpływ parametru Gaunta na wyznaczaną $<T_e>$. Miało to na celu zwiększenie dokładności otrzymywanych wyników z eksperymentalnych widm rentgenowskich. Kolejną kluczową częścią dysertacji było przeprowadzeniu kilkuset symulacji numerycznych opartych o założone profile T_e i n_e (paraboliczne oraz liniowe) w szerokim zakresie ich granicznych wartości centralnych oraz brzegowych. Wygenerowane w ten sposób wyniki pozwoliły stworzyć powierzchnie 3D, które pokazały w jakich warunkach eksperymentalnych, wyznaczana średnia temperatura elektronowa $<T_e>$ będzie najbardziej zbliżona (co do wartości) do centralnej temperatury elektronowej T_{e0}. W dalszym etapie, udało się również stworzyć charakterystyki obrazujące wpływ profili T_e i n_e, na zakres promienia plazmy, z którego promieniowanie będzie miało największy wpływ na wyznaczaną $<T_e>$. Co istotne, porównanie wyników eksperymentalnych z przewidywaniami opartymi na symulacjach numerycznych wykazały zgodność i ten sam trend w zachowaniu. Tym samym przeprowadzona analiza jakościowa potwierdziła zdefiniowaną na początku rozprawy tezę naukową zakładającą, że zarówno kształt profili T_e i n_e, jak i również ich wartości, mają wpływ na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową z widm dostarczanych przez układ PHA. Zatem przy interpretacji fizycznej otrzymanych wyników eksperymentalnych (zwłaszcza w kontekście odniesienia wartości $<T_e>$ do T_{e0}) należy uwzględnić tego typu informacje.

Abstract

Research works intended to create or develop plasma diagnostic methods are particularly important to control fusion reactions in experimental conditions. It is the precise measurements of basic plasma parameters, such as density or temperature of its components, that are the basis for a better understanding of the mechanisms that will ultimately determine the success of the experiment. Therefore, an inseparable element of any fusion experimental reactor (tokamak or stellarator) are diagnostic systems, without which the studies carried out would not make much sense. In recent years, at the Max Planck Institute of Plasma Physics in Greifswald, the Wendelstein 7-X (W7-X) stellarator started its operation. The W7-X experimental reactor is the world's largest and most technologically advanced fusion device of the stellarator type (besides the LHD stellarator from NIFS, Japan). As a result, it is one of the more promising research projects, which can make a significant contribution to the greatest industrial progress of our time, that is energy production based on fusion reactions. With the start of research on W7-X, as part of the first operational phase (OP1.1), the Pulse Height Analysis diagnostic system was put into operation as well. The main purpose of this system is to monitor the plasma impurities and provide information on their concentration. What is also important, the data provided by the PHA system can also be used for conducting research related to determining the effective plasma charge (Z_{eff}) and the average electron temperature $<T_e>$.

This doctoral thesis describes issues regarding the influence of electron temperature (T_e) and electron concentration (n_e) profiles on the average electron temperature ($<T_e>$) determined by the use of the method based on fitting a straight line to continuum radiation. Indication of experimental conditions, in which it is possible to estimate the average electron temperature $<T_e>$ with a value close to that in the center (T_{e0}), can make the presented method fully useful by creating a new source of information on one of the most basic and key plasma parameters which is T_{e0}. For this purpose, the research methodology was developed based on the combination of both experimental work in the conditions of stellarator plasma, as well as conducting numerous numerical simulations. Thus, after successful commissioning and the first operation of the pulse-height analysis (PHA) diagnostic on Wendelstein 7-X stellarator during the OP1.1. experimental campaign, it was possible to measure soft X-ray spectra, which were the material for determining the average electron temperature $<T_e>$. The

$<T_e>$ parameter was determined from experimental data by the application of a code created in the MATLAB. The above-mentioned code allows the user both to choose the energy range in which the $<T_e>$ parameter will be estimated, as well as to exclude any individual spectral lines from the continuum spectrum that could disturb the final result. The analysis of experimental data showed that the time evolutions of the average electron temperature determined from continuum radiation $<T_e>$ registered by the PHA system are fully consistent with the time evolutions of central electron temperature (T_{e0}) provided by other diagnostic such as Thomson Scattering (TS) or Electron Cyclotron Emission (ECE) systems in terms of their trends. As part of this analysis, the impact of the Gaunt factor parameter on the determined $<T_e>$ has been studied. This was done to improve the accuracy of the results obtained from experimental soft X-ray spectra. Another key part of the dissertation was carrying out several hundred numerical simulations based on the T_e and n_e profiles (parabolic and linear) in a wide range of their central and boundary values. The results from numerical simulations allowed to create 3D surfaces that showed the experimental conditions in which the determined average electron temperature $<T_e>$ will be the closest (in value) to the central electron temperature (T_{e0}). In the next step, it was also possible to create characteristics illustrating the impact of T_e and n_e profiles on the range of the plasma radius from which radiation will have the greatest impact on the determined $<T_e>$. What is important, comparing experimental results with predictions based on numerical simulations indicates the consistency and the same trend of behavior. Thus, the presented qualitative analysis confirmed the scientific thesis defined at the beginning of the dissertation assuming that both the shape of T_e and n_e profiles, as well as their boundary values have an impact on the average electron temperature determined from the spectra provided by the PHA system. Therefore, while interpreting the experimental results physically (especially given the reference value $<T_e>$ to T_{e0}), this type of information should be taken into consideration.

Spis treści

1. Wprowadzenie 13

1.1. Synteza termojądrowa 15

1.1.1. Warunki konieczne do realizacji syntezy termojądrowej w kontekście stworzenia nowego źródła energii 17

1.2. Główne kierunki badawcze syntezy termojądrowej 21

1.3. Sformułowanie tezy i celu pracy 26

1.3.1. Teza i cel pracy 27

2. Eksperymentalne reaktory termojądrowe 30

2.1. Tokamaki i Stellaratory – podobieństwa i różnice 30

2.2. Projekt ITER 35

2.2.1.Konstrukcja ITERa 37

2.3. Wendelstein 7-X (W7-X) 38

2.3.1. Kampania eksperymentalna na W7-X w konfiguracji limiterowej – OP1.1 42

2.3.2. Kampanie eksperymentalne na W7-X w konfiguracji divertorowej – OP1.2a i OP1.2b 44

3. Układ spektroskopii bezdyspresyjnej z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów promieniowania X (metoda PHA z ang. Pulse Height Analysis) dedykowany W7-X 49

3.1. Testy laboratoryjne PHA 54

3.1.1. Dobór odpowiednich detektorów półprzewodnikowych 55

3.2. Uruchomienie diagnostyki PHA podczas kampanii OP1.1 – najważniejsze wnioski 60

4. Emisja promieniowania rentgenowskiego w kontekście informacji dostarczanych przez układ diagnostyczny PHA. 64

4.1. Promieniowanie ciągłe 67

4.2. Promieniowanie liniowe (charakterystyczne) 71

5. Badanie wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ na podstawie widm PHA 75

5.1. Wyznaczanie średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ na podstawie danych dostarczanych przez system PHA – opis metody 75

5.1.1. Badanie wpływu uśrednionego temperaturowo współczynnika Gaunta na wyznaczanie $<T_e>$ 79

5.2. Porównanie przebiegów czasowych $<T_e>$ wyznaczanej na podstawie widm z PHA z rezultatami otrzymanymi z systemów TS i ECE dla wybranych warunków eksperymentalnych 82

6. Badanie wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ -podejście na bazie symulacji 91

6.1. Opis kodu *RayX.exe* do symulacji widm rentgenowskich 91

6.2. Symulacje – badane scenariusze 95

6.3. Procedura realizowana w badaniach uwzględniających symulacje 103

6.4. Symulacje – wyniki 106

6.4.1. Modele zakładające liniowe profile temperatury i koncentracji elektronowej 106

6.4.2. Modele zakładające paraboliczne profile temperatury i koncentracji elektronowej 117

6.4.3. Porównanie dwóch badanych modeli 128
6.5. Porównanie wyników na bazie symulacji z wynikami eksperymentalnymi 131
7. Podsumowanie..... 135
8. Bibliografia..... 140

1. Wprowadzenie

W świecie, gdzie zużycie energii stale rośnie, a niepokojące zmiany klimatu stają się coraz poważniejszym problem dla ludzkości, zagadnienia związane z ogólnie rozumianą energetyką stanowią jedno z najważniejszych wyzwań obecnych czasów. Wyzwanie to nie sprowadza się jedynie do poszukiwania nowych zasobów znanych nam paliw, ale przede wszystkim do pracy nad nowymi technologiami, które w niedalekiej przyszłości mogłyby się stać częścią zróżnicowanego przemysłu energetycznego.

W chwili obecnej światowy sektor energetyczny opiera się na dwóch grupach nośników energii, które klasyfikowane są jako nieodnawialne i odnawialne. W przypadku tych pierwszych, mamy do czynienia przede wszystkim z drewnem, węglem kamiennym/brunatnym, torfem, ropą naftową, gazem ziemnym, czy uranem – czyli wszystkimi surowcami, które w znaczącej skali czasu nie dają się w zauważalny sposób odtworzyć. Z kolei tak zwane odnawialne surowce, często również określane jako alternatywne źródła energii, praktycznie nie ulegają wyczerpaniu. Podstawą w produkcji odnawialnej energii są między innymi promieniowanie słońca, biomasa, wiatr, fale i pływy morskie, a także geotermia.

Zasadniczy problem związany z produkcją energii na bazie paliw nieodnawialnych polega na tym, że ich zasoby w pewnym momencie ulegają wyczerpaniu lub ich wydobycie ze względu na trudne usytuowanie złóż, staje się z czasem coraz mniej opłacalne i niebezpieczne. Dodatkowo dochodzą do tego kwestie związane z próbą powstrzymania niekorzystnych zmian klimatu na drodze wprowadzenia nowych przepisów Unii Europejskiej w ramach tzw. pakietu energetyczno–klimatycznego [1], który zakłada między innymi redukcje emisji gazów cieplarnianych (co jest równoznaczne z ograniczeniem produkcji energii opartej np. na spalaniu węgla), czy zwiększenie udziału zużycia energii pochodzącej z odnawialnych źródeł. W przypadku nie zastosowania się do tak zdefiniowanej polityki energetycznej, wyciągane będę konsekwencje w postaci sankcji finansowych. Z kolei myśląc o produkcji energii z tzw. odnawialnych źródeł, należy pamiętać, że jakkolwiek tego typu rozwiązanie zwykle ma niezauważalny wpływ na środowisko (brak emisji gazów cieplarnianych) i korzysta z zasobów, które są „darmowe”, tak jednak jego nadrzędną wadą jest brak ciągłości dostaw energii, jak i również trudna przewidywalność jej produkcji. Dużo bardziej stabilnym rozwiązaniem

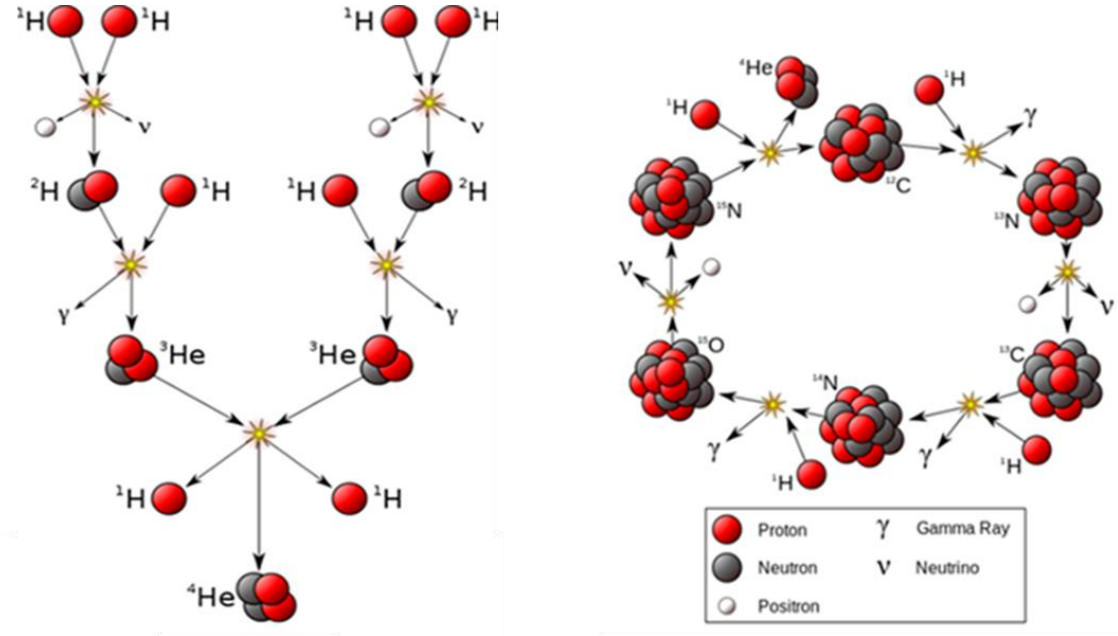
energetycznym są elektrownie jądrowe, w których energie pozyskuje się dzięki rozszczepieniu ciężkich jąder atomowych (np. Uranu 235). Do niewątpliwych zalet energetyki jądrowej zaliczyć można brak emisji gazów cieplarnianych, jej wysoki stopień bezpieczeństwa (przy stosowaniu obecnych technologii), a także dużą dostępność wykorzystywanego paliwa. Największym zarzutem w stosunku do tego rodzaju energii jest produkcja, a następnie składowanie odpadów promieniotwórczych. Dodatkowym problemem energetyki jądrowej jest wciąż nie wystarczający poziom jej akceptacji w świadomości społecznej (w szczególności po wydarzeniach w Czarnobylu i Fukushimie).

Wspomniane problemy energetyczne skłaniają naukowców i inżynierów do wspólnej pracy nad nowym źródłem energii, które pozwoliłoby na zaspokojenie prognozowanego zapotrzebowania energetycznego świata w sposób bezpieczny zarówno dla ludzi, jak i środowiska naturalnego. Źródłem tym, mogą być reakcje syntezy termojądrowej (reakcje odwrotne do rozszczepienia wykorzystywanego w energetyce jądrowej) polegające na łączeniu się dwóch jąder lżejszych pierwiastków w jedno cięższe, czemu towarzyszy wyzwolenie się dużej ilości energii. Ten typ reakcji jest źródłem energii gwiazd, w tym Słońca. Gdyby reakcje tego typu udało się z powodzeniem odtworzyć w warunkach ziemskich, na dużą skalę, można by było mówić o innowacyjnym źródle energii, które nie tylko zaspokoi rosnące z roku na rok potrzeby energetyczne świata, ale i również spełni wszystkie wymogi stawiane potencjalnym, nowym rozwiązaniom energetycznym – a mianowicie będzie przyjazne środowisku, tanie i ogólnodostępne. W związku z powyższym projekt wdrożenia syntezy termojądrowej do sektora energetycznego, stanowi drogę pomiędzy pionierskim projektem badawczym, a jedynym z najważniejszych postępów przemysłowych naszych czasów. To sprawia, że opracowanie i rozwój energetyki opartej na zjawisku syntezy termojądrowej jest silnie związane z pojawiającymi się zagadnieniami technologiczno-fizycznymi, których rozwiązanie wciąż stanowi ogromne wyzwanie. Tym samym wszelkie badania prowadzone w ramach projektów nad energetyką termojądrową – w tym przede wszystkim badania fizyki plazmy w eksperymentalnych urządzeniach fuzyjnych – mają charakter priorytetowy. Wspominając w tym miejscu o badaniach fizyki plazmy wysokotemperaturowej (charakterystycznej dla urządzeń typu tokamak, czy stellarator), należy podkreślić, że pomiar niektórych podstawowych parametrów plazmy, takich jak na przykład temperatura oraz gęstość jej składników, stanowi następnie podstawę do wyznaczenia kolejnych wielkości

fizycznych, równie ważnych z punktu widzenia prowadzonych badań. Z tego właśnie powodu, prace badawcze, które mają na celu opracowanie nowych metod diagnostyki plazmy, bądź ulepszenie i rozwinięcie dotychczas istniejących, są źródłem niezwykle cennych informacji na drodze do opanowania i pozyskania nowego, bezpiecznego i niewyczerpalnego źródła energii.

1.1. Synteza termojądrowa

Zjawisko syntezy termojądrowej definiowane jest jako proces łączenia się jąder pierwiastków lekkich w jądro cięższego atomu (w porównaniu z jądrami atomów biorących udział w reakcji). Całości procesu towarzyszy wydzielanie się dużej ilości energii (szacowanej na podstawie tzw. deficytu masy), a możliwymi produktami reakcji są między innymi neutrony, protony, fotony i inne naładowane cząstki. Reakcje termojądrowe uznaje się jako podstawę istnienia wszystkich gwiazd (w tym Słońca), które najczęściej na drodze zamiany wodoru (H) w hel (He) prowadzą do wyzwalania bardzo dużej ilości energii. W zależności od temperatury i masy danej gwiazdy, zamiana wodoru w hel odbywa się na drodze dwóch przemian (cykli). Pierwszy z nich, charakterystyczny dla gwiazd średnich rozmiarów, w których temperatura w ich wnętrzu wynosi od kilku do kilkunastu stopni Kelwina, nosi nazwę cyklu protonowo – protonowego Bethego (pp) [2]. Z kolei alternatywną drogą zamiany wodoru w hel jest cykl węglowo-azotowy (CNO), który z uwagi na to, że przebiega wydajnie w bardzo wysokich temperaturach (> 20 mln K), zwykle ma miejsce w gwiazdach o dużych rozmiarach. W samym Słońcu, z cyklu CNO produkowany jest zaledwie 1% całej energii. Schemat obu cykli przedstawiony został na *Rys.1.*



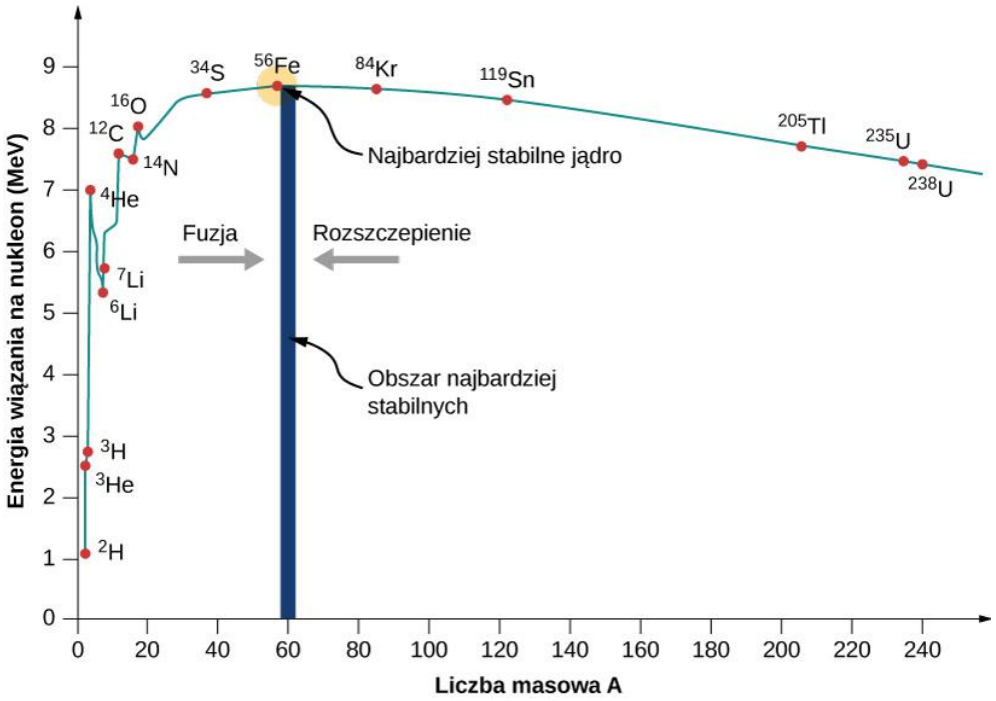
Rys.1. Przemiana wodoru (H) w Hel (He) na drodze cyklów protonowo - protonowego (po lewej stronie) i węglowo-azotowego (po prawej stronie), źródło: https://pl.wikipedia.org/wiki/Cykl_protonowy; https://pl.wikipedia.org/wiki/Cykl_w%C4%99glowo-azotowo-tlenowy)

Jako pierwszy hipotezę, że reakcja syntezy jest źródłem energii gwiazd zaproponował Eddington, a reakcje dwóch izotopów wodoru opisali Rutherford i Oliphant [3].

Reakcje syntezy jądrowej, charakterystyczne przede wszystkim dla jąder lekkich, możliwe są również dla jąder pierwiastków ciężkich. Wówczas jednak są to reakcje endotermiczne, nieopłacalne z energetycznego punktu widzenia (ujemny bilans wymiany ciepła z otoczeniem). Całość tłumaczy wykres przedstawiający zależność energii wiązania na nukleon w funkcji liczby atomowej danego pierwiastka *(Rys.2).* Energia wiązania jądra (E_W) ilustruje prace, jaką należy wykonać, aby rozłożyć jądro na pojedyncze elementy (protony i neutrony) i jest równa energii, która jest wyzwalana przy łączeniu się (syntezie) cząstek. Liczbowo możemy ją przestawić jako różnice mas nukleonów (w stanie nie związanym i związanym) pomnożoną przez prędkość światła do kwadratu. Dochodzimy w ten sposób do wzoru Einsteina:

$$E_W = \left(Zm_p + (A - Z)m_n - m_{A,Z}\right)c^2 \qquad (1)$$

gdzie Z – liczba atomowa, m_p – masa spoczynkowa protonu, A – liczba masowa, m_n – masa spoczynkowa neutronu oraz c – prędkość światła.



Rys.2. Energia wiązania na nukleon w zależności od liczby masowej (A) danego pierwiastka.

Jak wynika z powyższego wykresu, jądra wodoru (H) mają najniższą energię wiązania. Na drodze ich syntezy, otrzymane zostanie jądro helu (He). W jądrze tym jest większa energia wiązania na nukleon niż w przypadku wodoru, zatem w myśl wzoru Einsteina wspomniany deficyt masy zostanie wydzielony „na zewnątrz". Z kolei największą energie właściwą wiązania ma żelazo (Fe), co oznacza że jest to najbardziej stabilny pierwiastek w przyrodzie. Stanowi on również granicę pomiędzy grupą pierwiastków, dla których opłacalna jest reakcja syntezy oraz tą, która będzie się charakteryzowała dążeniem do rozszczepienia (ciężkie atomy rozrywane są na mniejsze fragmenty).

1.1.1. Warunki konieczne do realizacji syntezy termojądrowej w kontekście stworzenia nowego źródła energii

W celu zajścia reakcji syntezy termojądrowej, dodatnio naładowane jądra (protony) muszą się do siebie zbliżyć na bardzo małe odległości rzędu 10^{-17} m, gdzie głównie działają siły jądrowe. Zadanie to utrudnia fakt, że protony, jako cząstki naładowane dodatnio, odpychają się ze względu na oddziaływanie kulombowskie. Zatem pierwszym i zarazem nadrzędnym warunkiem do realizacji reakcji syntezy jest pokonanie przez protony tzw. bariery kulombowskiej. Czynnikiem, który pozwala cząstkom zbliżyć się w rejon zasięgu sił jądrowych jest temperatura. To właśnie ona determinuje przebieg reakcji syntezy. W praktyce im większe

ładunki jąder, tym obserwowane jest silniejsze odpychanie i tym samym konieczna jest wyższa temperatura, która umożliwi połączenie się dwóch dodatnio naładowanych ładunków. Przy dostatecznie wysokiej temperaturze, która umożliwia zajście reakcji fuzji jądrowej, materia jest całkowicie zjonizowana – stanowi tym samym tzw. czwarty stan skupienia określany mianem plazmy. Plazma, w której w sposób wydajny ma dochodzić do reakcji syntezy termojądrowej musi być skutecznie odizolowana od otoczenia, co obecnie realizuje się na drodze dwóch rozwiązań: z utrzymaniem magnetycznym i inercyjnym, bliżej opisanych w podrozdziale 1.2.

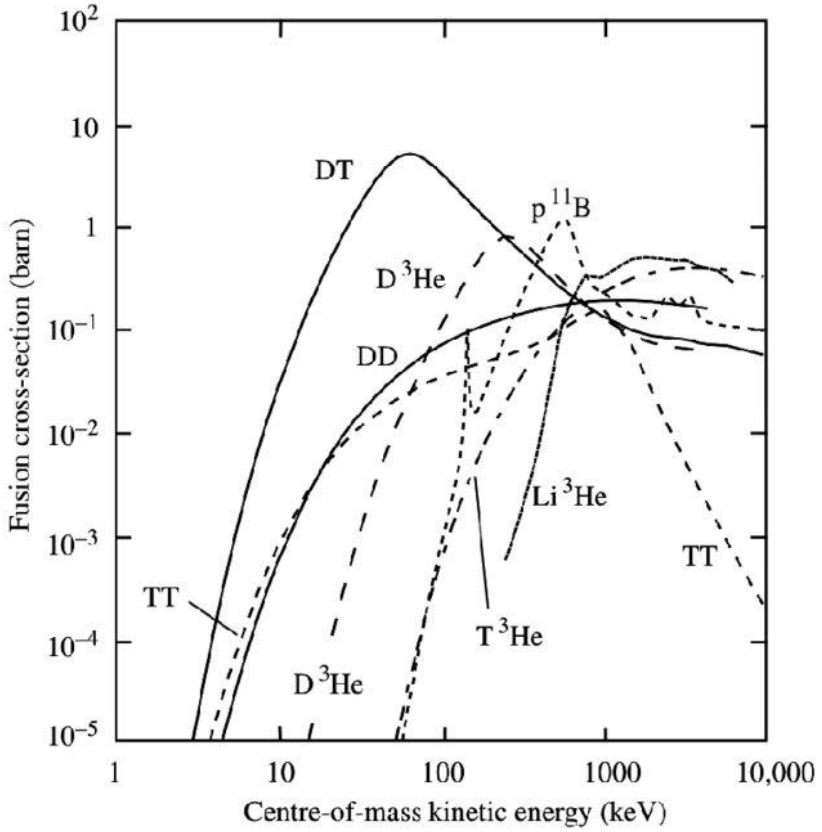
Poniżej przedstawione są rekcje jądrowe, które mogą być kluczowe dla przyszłej energetyki termojądrowej (wraz z energiami jakie unoszą poszczególne produkty reakcji, jak i energią uzyskaną na drodze samej reakcji):

$^{2}D + {}^{3}T \rightarrow {}^{4}He$ (3,518 MeV) + n (14,072 MeV) + 17,589 MeV (2)

$^{2}D + {}^{2}D \rightarrow {}^{3}He$ (0,817 MeV) + n (2,452 MeV) + 3,269 MeV (3)

$^{2}D + {}^{2}D \rightarrow {}^{3}T$ (1,008 MeV) + p (3,025 MeV) + 4,033 MeV, (4)

W reakcjach tych dwa izotopy wodoru - deuter (^{2}D) i tryt (^{3}T) - prowadzą do powstania helu (^{4}He, ^{3}He), trytu i cząstek elementarnych (p, n) – w zależności od kanału reakcji. Przedstawione reakcje, które mają charakter egzotermiczny, można również ocenić pod kątem opłacalności energetycznej na podstawie prawdopodobieństwa ich zajścia (przekroju czynnego na reakcje).



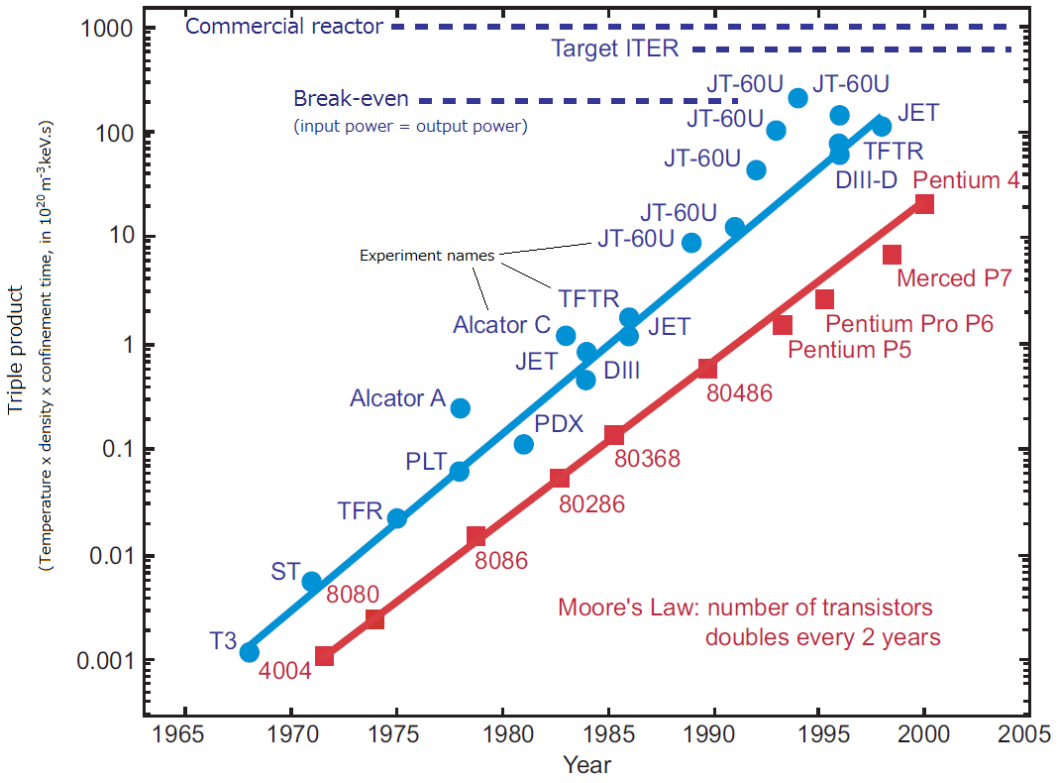
Rys.3. Przekrój czynny na zajście reakcji syntezy termojądrowe w funkcji energii reagentów w układzie środka masy, źródło: J.Ongena, „Fusion: a true challenge for an enormous reward”, The European Physical Journal Conferences.

Jak wynika z *Rys.3*, największe prawdopodobieństwo zajścia fuzji przy stosunkowo niskiej energii (spośród zaprezentowanych reakcji) ma reakcja deuteru z trytem (^{2}D+^{3}T). W związku z tym, to właśnie ona jest głównie brana pod uwagę w kontekście realizacji syntezy termojądrowej w warunkach ziemskich. Warto przy tym jednak zaznaczyć, że doprowadzenie do połączenia się dwóch dodatnich ładunków, to jednak tylko początek trudnego wyzwania, jakim jest realizacja fuzji w kontekście wykorzystania jej do celów energetycznych. Myśląc o reakcji, która będzie samopodtrzymująca, czyli energia wytwarzana podczas reakcji będzie wystarczająco duża, aby móc zrezygnować z dodatkowych (zewnętrznych) metod podgrzewania plazmy, należy spełnić tzw. kryterium Lawsona. Kryterium to w formie nierówności definiuje wystarczającą wartość iloczynu czasu utrzymania plazmy (t), która będzie się charakteryzowała konkretną gęstością (n) i temperaturą (T) (tzw. iloczyn potrójny), przy której to dojdzie do wyzwolenia energii reakcji pozwalającej na przewyższenie strat energetycznych. Tym samym możliwe będzie osiągniecie dodatniego bilansu energetycznego. W przypadku plazmy deuterowo-trytowej, dla której stwierdzono największe

prawdopodobieństwo zajścia reakcji syntezy, kryterium Lawsona przybiera następującą postać:

$$n \cdot T \cdot t >> 5 \times 10^{21}\, m^{-3}\, s\, keV \tag{5}$$

Iloczyn potrójny, na podstawie którego można oszacować, jak blisko jesteśmy samopodtrzymującej reakcji syntezy i tym samym opanowania fuzji termojądrowej w warunkach ziemskich, w chwili obecnej ulega podwojeniu co 1.8 roku [4]. Na *Rys.4* przedstawiona jest wartość iloczynu potrójnego dla najważniejszych eksperymentów fuzyjnych, jak i również granice, przy których powinien pracować budowany obecnie eksperymentalny reaktor termojądrowy ITER (opisany w podrozdziale 2.2) oraz przyszła elektrownia termojądrowa.



Rys.4. Iloczyn potrójny (oś pionowa) w funkcji czasu (oś pozioma) dla różnych maszyn fuzyjnych (w kolorze niebieskim). „Break even" oznacza uzyskanie stanu, kiedy energia wejściowa jest równoważna energii wyjściowej (Q=1), natomiast „Commercial reactor", pokazuje granice przy której powinien pracować komercyjny reaktor fuzyjny. źródło: https://image.slidesharecdn.com/mt5009-eightsession2fusion-121219193311-phpapp02/95/fusion-energy-when-might-it-become-economically-feasible-10-638.jpg?cb=1382152209

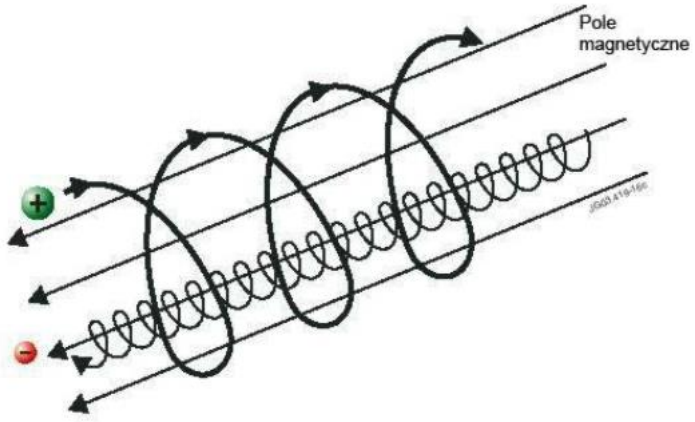
1.2. Główne kierunki badawcze syntezy termojądrowej

Jak już wspomniano w podrozdziale 1.1.1., przeprowadzenie kontrolowanej reakcji syntezy termojądrowej wymaga przede wszystkim osiągnięcia bardzo wysokiej temperatury plazmy. Z tego właśnie powodu, konieczne było opracowanie metod, które umożliwiłyby skuteczne odizolowanie i utrzymanie takiego medium w sposób gwarantujący bezpieczeństwo sąsiadujących materiałów, jak i zminimalizowanie realnego ryzyka szybkiego wychłodzenia plazmy na skutek zetknięcia się z otoczeniem.

Zasadniczo w warunkach eksperymentalnych rozróżnia się dwie metody pułapkowania plazmy – magnetyczne i inercyjne. Trzeci znany nam sposób – grawitacyjny – charakterystyczny jest wyłącznie dla gwiazd, w których do reakcji syntezy termojądrowej dochodzi przy udziale ciśnienia grawitacyjnego.

W przypadku metody magnetycznego utrzymania plazmy wykorzystuje się zjawisko oddziaływania pola magnetycznego z naładowanymi cząstkami plazmy. W chwili umieszczenia plazmy o konkretnej objętości w polu magnetycznym, uzyskuje się efekt „schwytania" naładowanych cząstek, które poruszają się po liniach śrubowych wzdłuż linii pola magnetycznego *(Rys.5)*. Ruch ten zdefiniowany jest za pomocą siły Lorentza ($\vec{F}$) jaka działa na naładowaną cząstkę o ładunku q, która porusza się z prędkością $\vec{v}$ w polu magnetycznym o indukcji $\vec{B}$ zgodnie ze wzorem:

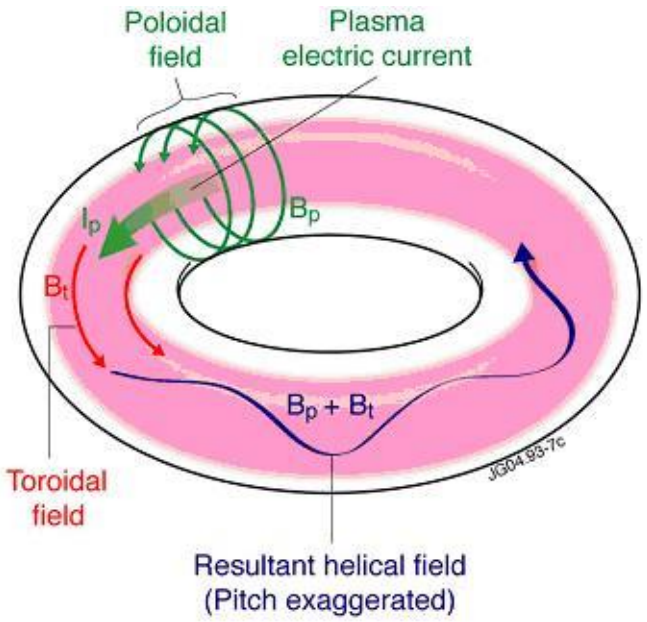
$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) \tag{6}$$



Rys.5. Spiralny ruch cząsteczek naładowanych (jonów i elektronów) w obecności pola magnetycznego, źródło: na podstawie https://www.ifj.edu.pl/badania/publikacje/raporty/raporty-pop/4.pdf

Dzięki odpowiedniemu ukształtowaniu pola magnetycznego możliwe jest utrzymanie gorącej plazmy w pożądanej pozycji (z dala od ścian urządzenia, w którym zachodzą reakcje syntezy termojądrowej).

W początkowym etapie prac nad syntezą termojądrową badano tzw. liniową konfiguracje pola magnetycznego, która była charakterystyczna dla reaktorów zwierciadlanych. Wówczas w cylindrycznej komorze wypełnionej plazmą, cząstki utrzymywane były w kierunku prostopadłym do jej osi poprzez zastosowanie pola magnetycznego (usytuowanego równolegle do komory cylindrycznej). Pojawiające się straty energii na końcach urządzenia mogły być redukowane poprzez zastosowanie zwierciadeł magnetycznych, których głównym zadaniem było odbijanie pewnej ilości cząstek do wnętrza cylindra. Kolejnym sposobem na rekompensowanie strat było zakrzywienie cylindra co skutkowało utworzeniem torusa. Tak stworzone pole magnetyczne definiowane jest jako pole toroidalne. Niemniej jednak samo pole toroidalne, nie jest w pełni wystarczające by kontrolować plazmę w zadawalającym zakresie. W związku z tym zaistniała konieczność stosowania dodatkowego pola poloidalnego (prostopadłego do pola toroidalnego). Finalnie, wypadkowe pole magnetyczne charakteryzuje się liniami, które nie tylko zamykają się w pierścień, ale i dodatkowo tworzą zamknięte magnetyczne powierzchnie przepływu (linie biegnące po drogach śrubowych), tak jak jest to przedstawione na *Rys.6.*

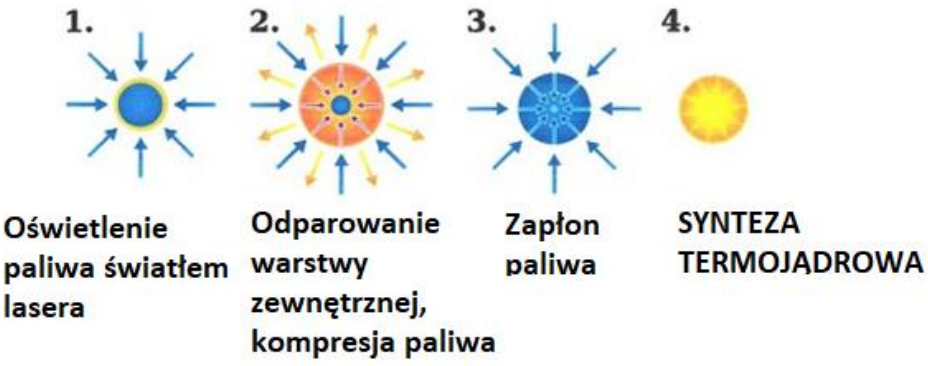


Rys.6. Rozkład pól magnetycznych w torusie, źródło: http://ne.hkie.org.hk/en_SectionItem.aspx?Id=c953120b-d3d7-4905-b85b-1100cda724ee

Układy eksperymentalne, w których dąży się do wypadkowego pola magnetycznego opartego na polu poloidalnym i toroidalnym, to tokamak i stellarator. W przypadku tokamaka, do wytworzenia pożądanego pola wykorzystuje się oddzielne zestawy cewek magnetycznych oraz prąd plazmy , podczas gdy w stellaratorze korzysta się z cewek o odpowiednim ukształtowaniu. Obie konstrukcje zostały bliżej opisane w rozdziale 2.

W ramach badań nad fuzją opartą na magnetycznym uwięzieniu plazmy, realizowane są liczne badania na całym świecie. W chwili obecnej najbardziej interesujące projekty, dla każdej z wymienionych konstrukcji (typu tokamak i stellarator) to odpowiednio ITER i Wendelstein 7-X (W7-X) opisane w podrozdziale 2.2 oraz 2.3.

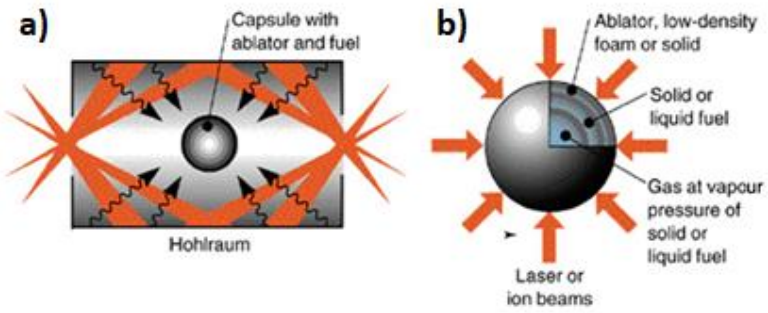
Z kolei w przypadku inercyjnego uwięzienia plazmy przeprowadzenie reakcji syntezy zaczyna się od procesu przygotowania niewielkiej kapsułki (zwykle o średnicy 0,5 mm) z paliwem termonuklearnym (gazem deuterowo-trytowym), a następnie wywołaniu kompresji poprzez bombardowanie jej silnymi i symetrycznymi impulsami laserowymi lub wiązkami jonów. W trakcie takiego procesu, powierzchnia kapsułki ulega odparowaniu, tworząc przy tym tzw. koronę plazmową. Następnie rozszerzająca się plazma formuje falę uderzeniową skierowaną ku centrum kapsułki, co prowadzi do jej implozji i wywołania reakcji syntezy termojądrowej. Schemat typowej pułapki inercyjnej przedstawiony jest na *Rys.7.*



Rys.7. Schemat przebiegu klasycznej reakcji fuzji inercyjnej, źródło: na podstawie http://large.stanford.edu/courses/2015/ph241/islam1/

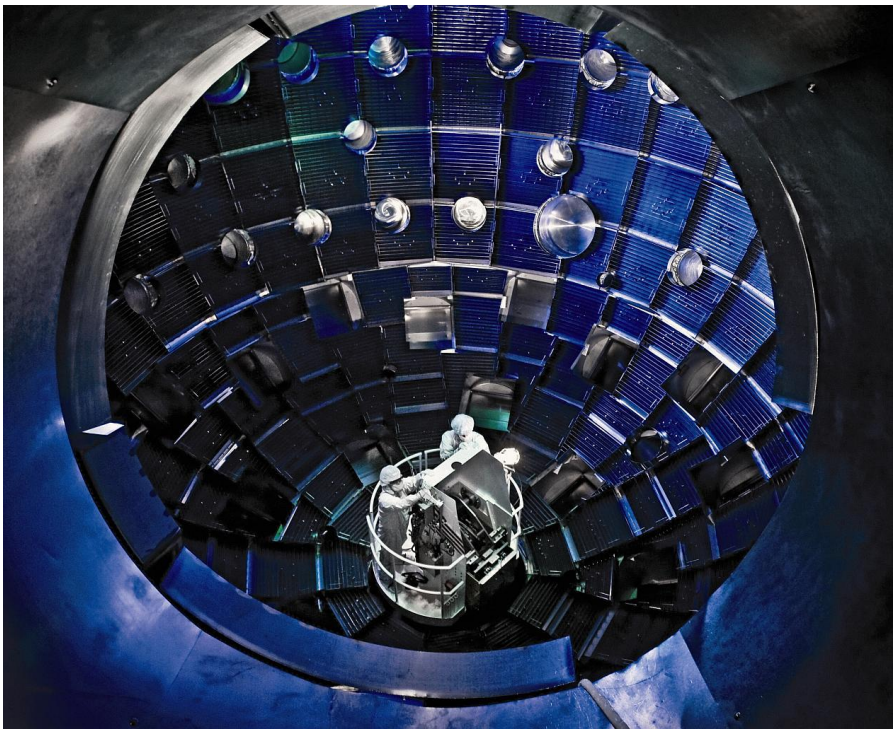
Przytoczona metoda konwencjonalnej fuzji laserowej zwykle odbywa się w dwóch możliwych wariantach. Mianowicie możliwa jest **metoda bezpośrednia** *(z ang. direct-drive)*, w której do wywołania kompresji używa się wiązek lasera nanosekundowego oraz **metoda pośrednia** *(z*

ang. indirect -drive), w której kapsułkę z paliwem DT, znajdującą się w dedykowanej cylindrycznej osłonie, oświetla się promieniowaniem, które jest generowane na skutek oddziaływanie osłony z laserem. W efekcie podobnie jak w metodzie bezpośredniej, następuje wytworzenie plazmy na sferycznej tarczy, a następnie jej gwałtowna ekspansja na zewnątrz [5]. Schematyczne porównanie kapsułek z paliwem używanych w obu metodach zaprezentowane zostało na *Rys.8.*



Rys.8. Porównanie układu paliwa DT w przypadku metody pośredniej (a) i bezpośredniej (b) w fuzji inercyjnej, źródło: https://www.semanticscholar.org/paper/Ignition-on-the-National-Ignition-Facility%3A-a-path-Moses/255f3f4238c2bb3bb11024d44120a8c4d163340c/figure/0

W przypadku badań nad fuzją z uwięzieniem inercyjnym, wyszczególnić można rządowy projekt USA - NIF (z ang. National Ignitation Facility) [6,7]. Jednym z celów badań prowadzonych na instalacji NIF znajdującej się w ośrodku badawczym Livermore w Kalifornii jest doprowadzenie do wygenerowania energii elektrycznej na drodze syntezy inercyjnej. Podstawą całej instalacji eksperymentalnej jest system składający się ze 192 wiązek laserowych [8]. Lasery z układu NIF we wstępnej fazie generują światło w podczerwieni, które następnie przekształcane jest kolejno do widma widzialnego oraz ultrafioletu, tuż przed osiągnieciem zamierzonego celu. Cel w tym przypadku rozumiany jest jako kapsułka paliwowa o średnicy 2 mm, wypełniona 150 mg mieszaniny DT. Prace na układzie NIF trwające od 2000. roku, mają finalnie doprowadzić do tzw. zapłonu, czyli sytuacji, w której kapsułka z paliwem DT wytworzy więcej energii w stosunku do ilości jaką układ laserowy pobrał do przeprowadzenia pojedynczego eksperymentu. Ilustracja układu eksperymentalnego NIF przedstawiona jest na Rys.9.



Rys.9. Układ eksperymentalny NIF w Instytucie badawczym Livermore (USA), źródło: National Ignitation Facility

W sytuacji kiedy reakcja syntezy na układzie NIF będzie miała charakter reakcji samopodtrzymującej, będzie można przejść do kolejnego etapu prac polegającego na wybudowaniu elektrowni opartej na koncepcji fuzji inercyjnej. Prace związane z praktycznym wdrożeniem syntezy laserowej do przemysłu odbywają się głównie w ramach projektu LIFE (Laserowa Inercyjna Fuzja Energetyczna) [9]. Docelowo, planuje się że demonstracyjna elektrownia tego typu powstanie nie wcześniej niż w ciągu dziesięciu lat od uzyskania zapłonu na układzie NIF.

1.3. Sformułowanie tezy i celu pracy

Precyzyjny pomiar najważniejszych parametrów plazmy, takich jak temperatura i gęstość jej składników, skład i poziom zanieczyszczeń, czy straty radiacyjne, stanowi jedno z kluczowych zadań, służących lepszemu zrozumieniu praw fizyki, udoskonalaniu metod związanych z utrzymywaniem plazmy, jak i również badaniu właściwości materiałów wykorzystywanych w urządzeniach fuzyjnych. W związku z powyższym, zarówno rozwój układów diagnostycznych, jak i opracowywanie, bądź ulepszanie metod wykorzystywanych do wyznaczania najważniejszych parametrów plazmy, stanowią ważny element badań na drodze do opanowania kontrolowanej reakcji syntezy termojądrowej w warunkach ziemskich.

Na stellaratorze Wendelstein 7-X [10, 11, 12, 13, 14, 15], już na samym początku pierwszej fazy operacyjnej (OP1.1), uruchomiono około kilkudziesięciu systemów diagnostycznych, pozwalających na stałe monitorowanie głównych parametrów plazmy. Jednym z nich był układ diagnostyczny PHA (z ang. pulse height analysis), którego nadrzędnym celem jest dostarczanie informacji na temat składu zanieczyszczeń plazmy oraz ich koncentracji. Wspomniana diagnostyka stwarza również możliwości do prowadzenia analiz fizycznych z zakresu wyznaczania średniej temperatury elektronowej ($<T_e>$), czasu zaniku zanieczyszczeń, czy efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}).

Z prac naukowych dotyczących badań prowadzonych w oparciu o dane dostarczane przez systemy diagnostyczne typu PHA na różnych urządzeniach fuzyjnych [16, 17, 18, 19], wynika że nie ma kompleksowej analizy dotyczącej wpływu najważniejszych parametrów plazmy - tj. profili temperatury (T_e) i koncentracji elektronowej (n_e) - na średnią temperaturę elektronową plazmy ($<T_e>$) wyznaczaną z promieniowania ciągłego. Brak wyżej wspomnianej analizy, skutkuje tym, że w chwili obecnej nie są znane dokładne warunki eksperymentalne, podczas których zastosowanie wspomnianej metody pozwoli na wyznaczenie $<T_e>$ o wartości zbliżonej do centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) – tym samym czyniąc tą metodę w pełni użyteczną z punktu widzenia eksperymentów fuzyjnych. Taki stan rzeczy prawdopodobnie wynika ze złożoności zagadnienia, jakim jest szacownie $<T_e>$ z promieniowania bremsstrahlung. A mianowicie, jakkolwiek sama metoda (opisana w rozdziale 5.1.) z matematycznego punktu widzenia nie sprawia większych trudności, tak dalsza właściwa interpretacja fizyczna otrzymanego wyniku, bez wcześniejszego przeanalizowania wpływu

głównych parametrów plazmy na wyznaczaną wartość $<T_e>$ może być wręcz niemożliwa. Trudności w interpretacji otrzymanego wyniku mają swoje źródło w tym, że widmo uzyskane za pomocą układu PHA, jest pomiarem wzdłuż linii patrzenia danego detektora (używanego do pomiaru). Zatem końcowe spektrum, które stanowi podstawę do wyznaczania $<T_e>$, składa się z wielu nałożonych na siebie widm, pochodzących z różnych regionów plazmy, charakteryzujących się innymi wartościami koncentracji i temperatury elektronowej (n_e i T_e). Uwzględnienie informacji na temat profili n_e i T_e, jest więc niezbędne w celu określenia zakresu promienia plazmy (r), który będzie najbardziej znaczący w kontekście szacowania $<T_e>$. Biorąc pod uwagę fakt, że w przypadku eksperymentów fuzyjnych, parametr taki jak T_{e0} jest jednym z podstawowych parametrów fizycznych niezbędnych do przeprowadzenia większości analiz z zakresu badań fizyki plazmy, zapewnienie kolejnego źródła informacji na jego temat może być niezwykle cenne. W związku z powyższym podjęto próbę przeprowadzenia badań dotyczących wpływu profili temperatury i koncentracji elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$.

1.3.1. Teza i cel pracy

W związku z tytułem niniejszej pracy **„Badania plazmy przy użyciu systemu diagnostycznego PHA na stellaratorze Wendelstein 7-X.”** oraz przewidywanymi wynikami badań, postawiona została następująca teza:

„Profile temperatury (T_e) i koncentracji (n_e) elektronowej, mają znaczący wpływ na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ metodą dopasowania prostej do widma ciągłego w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego. W zależności od kombinacji profili T_e i n_e, decydujący wpływ na wyznaczaną $<T_e>$ (na podstawie widm z układu diagnostycznego PHA) będzie miało promieniowanie plazmy, pochodzące z różnych zakresów jej promienia. Ocena wpływu profili n_e i T_e, pozwoli ocenić dla jakich warunków eksperymentalnych wyznaczana $<T_e>$ jest zbliżona co do wartości do centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}), która stanowi podstawę większości analiz z zakresu badań fizyki plazmy.”

W celu potwierdzenia powyższej tezy, przeprowadzone zostały badania plazmy stellaratorowej na urządzeniu Wendelstein 7-X (W7-X) przy użyciu systemu spektroskopii bezdyspresyjnej z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów promieniowania (układu

PHA). Dodatkowo badania eksperymentalne zostały wsparte symulacjami numerycznymi, które odtwarzały możliwe widma miękkiego promieniowania X w zależności od zadanych warunków eksperymentalnych (w szczególności definiowanych przez różne kombinacje profili n_e i T_e). Celem przeprowadzonych badań było:

1. Dokonanie pomiarów miękkiego promieniowania X za pomocą układu PHA na stellaratorze W7-X w celu wyznaczenia średniej temperatury elektronowej plazmy $<T_e>$ (metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego), mających służyć wstępnej ocenie zgodności trendów obserwowanych zmian parametrów $<T_e>$ oraz T_{e0} w czasie.

2. Zbadanie wpływu różnych kształtów profili n_e i T_e (parabolicznych i liniowych) definiowanych dodatkowo przez szeroki zakres ich wartości brzegowych (T_{e1} i n_{e1}) oraz centralnych (T_{e0} i n_{e0}) na możliwe odstępstwo wyznaczanej $<T_e>$ od T_{e0} oraz $T_{e\,TS}$ (tak zwanej średniej temperatury elektronowej wyznaczanej z profilu temperatury elektronowej w danym eksperymencie).

3. Wyznaczenie zależności obrazującej zmianę górnej granicy promienia plazmy (r), która umożliwia oszacowanie obszaru plazmy, z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na wyznaczaną $<T_e>$ w zależności od kształtów profili n_e i T_e oraz ich wartości granicznych.

Wyniki prac dotyczące diagnostyki PHA na W7-X, w których brałam udział, zostały przedstawione w następujących publikacjach naukowych:

1. *M. Kubkowska, A. Czarnecka, T. Fornal, M. Gruca, S. Jabłoński,* ***N. Krawczyk****, L. Ryć, R. Burhenn, B. Buttenschon, B. Geiger, O. Grulke, A. Langerberg, O. Marchuk, K. J. McCarthy, U. Neuner, D. Nicolai, N. Pablant, B. Schweer, H. Thomsen, Th. Wegner, P. Drews, K.-P. Hollfeld, C. Killer, Th. Krings, G. Offermanns, G. Satheeswarn, F. Kunkel, W7-X team,* ***„Plasma impurities observed by a pulse height analysis diagnostic during the divertor campaign of the Wendelstein 7-X stellarator”****, Review of Scientific Instruments 89 (2018)*

2. *M. Kubkowska, A. Czarnecka, T. Fornal, M. Gruca,* ***N. Krawczyk****, S. Jabłoński, L. Ryć, H. Thomsen, K. J. McCarthy, C. Biedermann, B. Buttenschon, A. Alonso, R. Burhenn, W7-X team,* ***„First Results from the Soft X-ray Pulse Height Analysis System on Wendelstein 7-X Stellarator",*** *Fusion Engineering and Design 136 (2018)*
3. *A. Czarnecka, T. Fornal, M. Gruca,* ***N. Krawczyk****, M. Kubkowska, S. Jabłoński, L. Ryć, T. Andreeva, A. Alonso, R. Burhenn, B. Buttenschon, A. Dinklage, M. Jakubowski, M. Krychowiak, R. Konig, N. Pablant, H. Thomsen, D. Zhang, W7-X team,* ***„Study of impurity behaviour for first magnetic configuration changes in W7-X plasmas by means of PHA spectra"****, Fusion Engineering and Design 136 (2018)*
4. *M. Kubkowska, A. Chomiczewska, T. Fornal, M. Gruca,* ***N. Krawczyk****, S. Jabłoński, L. Ryć, et al.* ***„Observation of the TESPEL-injected impurities behaviour by the PHA system at Wendelstein 7-X.",*** *Journal of Instrumentation (2020) 15, 1-7*

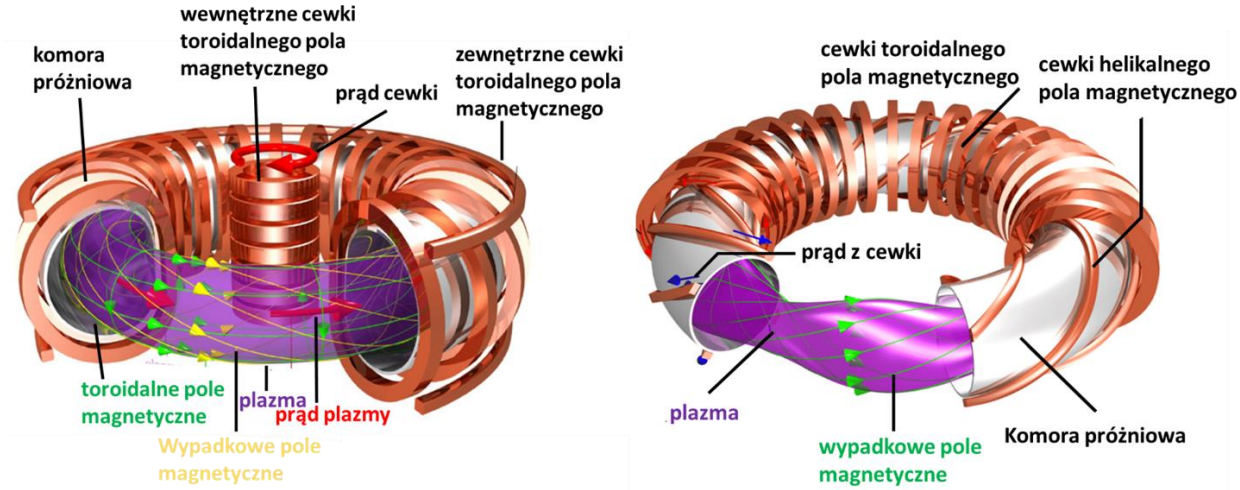
Wyniki prac, które stanowią część niniejszej rozprawy doktorskiej zostały przedstawione w następujących publikacjach naukowych:

1. ***N. Krawczyk****, J. Kaczmarczyk, M. Kubkowska, L. Ryć,* ***„Comparison of silicon drift detectors made by Amptek and PNDetectors in application to the PHA system for W7-X"****, Nukleonika 61 (2016)*
2. ***N. Krawczyk****, C. Biedermann, A. Czarnecka, T. Fornal, S. Jabłoński, J. Kaczmarczyk, M. Kubkowska, F. Kunkel, K. J. McCarthy, L. Ryć, H. Thomsen, A. Weller, W7-X Team,* ***„Commissioning and first operation of the pulse-height analysis diagnostic on Wendelstein 7-X stellarator"****, Fusion Engineering and Design 123 (2017)*
3. ***N. Krawczyk****, M. Kubkowska, A. Czarnecka, S. Jabłoński, M. Gruca, T. Fornal, L. Ryć, H. Thomsen, G. Fuchert, W7-X team,* ***„Electron temperature estimation using the Pulse Height Analysis system at Wendelstein 7-X stellarator"****, Fusion Engineering and Design 136 (2018)*

2. Eksperymentalne reaktory termojądrowe

2.1. Tokamaki i Stellaratory – podobieństwa i różnice

Eksperymenty związane z przeprowadzeniem reakcji syntezy termojądrowej najczęściej realizuje się w dwóch obecnie najbardziej obiecujących konstrukcjach badawczych reaktorów fuzyjnych. Zarówno tokamaki, jak i stellaratory *(Rys.10)* – bo o nich mowa, dają nadzieje na to, że w perspektywie niedalekiej przyszłości możliwa będzie produkcja użytecznej energii oparta właśnie o reakcje syntezy jąder lekkich pierwiastków.

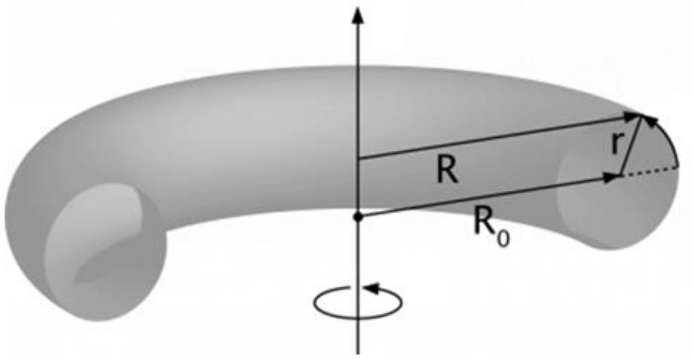


Rys.10. Schematy budowy tokamaka (po lewej) i stellaratora (po prawej) (źródło: na podstawie pracy Josefine Henriette Elise Proll, PhD thesis, 2013).

Jednym z podstawowych elementów tokamaka *(z rosyjskiego. **T**oroidalnaja **K**amiera s **M**agnitnymi **K**atuszkami - toroidalna komora z cewką magnetyczną)* [20] jest komora próżniowa *w* kształcie torusa, we wnętrzu której znajduje się zjonizowany gaz (np. deuterowy lub deuterowo-trytowy). Zastosowany zestaw zewnętrznych cewek otaczających komorę próżniową tokamaka prowadzi do wytworzenia toroidalnego pola magnetycznego (w kierunku dużego obwodu tokamaka), które pełni rolę podstawowego mechanizmu utrzymania cząsteczek plazmy. Z kolei poloidalne pole magnetyczne (w kierunku małego obwodu torusa) powstaje na skutek prądu elektrycznego płynącego w plaźmie. Prąd ten wzbudzany jest działaniem transformatora, którego obwód pierwotny stanowią cewki poloidalne nawinięte na jego rdzeń, zaś obwodem wtórnym jest płynąca plazma. Wypadkowa linia magnetycznego będąca kombinacją pola poloidalnego oraz pola toroidalnego jest linią śrubową przebiegającą wokół powierzchni magnetycznej.

Drugie rozwiązanie techniczne - stellarator *(z łac. stella - gwiazda)* – charakteryzuje się komorą próżniową, która przypomina skręconą kilkukrotnie wstęgę Möbiusa [21]. Ten specyficzny kształt uzyskiwany jest dzięki odpowiednim cewką magnetycznym zainstalowanym na zewnątrz komory. Co istotne, w tym wypadku pole magnetyczne jest niesymetryczne osiowo, a same linie pola przyjmują śrubowy kształt. Główne różnice między tokamakiem, a stellaratorem przejawiają się w kilku aspektach takich jak m.in. konfiguracja magnetyczna, sposób utrzymania plazmy, limity pracy urządzeń, obecność mangetohydrodynamicznych niestabilności czy neoklasyczny transport cząstek.

Nadrzędna różnica dla omawianych pułapek magnetycznych typu toroidalnego, związana jest z mechanizmem utrzymania plazmy, który różni zasadniczo tokamak od stellaratora. W przypadku pierwszej konstrukcji, pole poloidalne wytwarzane jest przez prąd toroidalny płynący z plazmie. Z kolei stellarator, w przeciwieństwie do tokamaka nie wymaga wzbudzenia prądu w sznurze plazmowym, ponieważ za wytworzenie odpowiedniego pola magnetycznego odpowiadają specjalnie ukształtowane cewki, zainstalowane po zewnętrznej stronie komory próżniowej. Z generowanym dodatkowo prądem w tokamaku, wiąże się kolejne charakterystyczne zjawisko. Jakkolwiek reaktory z komorą próżniową w kształcie torusa są osiowo symetryczne i tym samym stwarzają możliwości do dobrego utrzymania cząstek w pożądanych rejonach, tak jednak charakterystyczny dla tokamaków dodatkowy prąd prowadzi do powstawania niestabilności plazmy, co znacząco utrudnia prace tych urządzeń w trybie ciągłym. Z kolei w stelleratorze, w którym z założenia nie wzbudza się dodatkowego prądu, w przeciwieństwie do tokamaka - praca może odbywać się w trybie stacjonarnym (ciągłym). Niemniej jednak, dużo bardziej skomplikowana geometria stellaratora sprawia, że może pojawić się więcej cząstek niewystarczająco dobrze schwytanych przez pole magnetyczne. Kolejna różnica między tokamakiem, a stellaratorem, tym razem wynikająca z ich geometrii, objawia się w stosunku dużego promienia do małego (R_0/r). Obie wielkości zostały przedstawione schematycznie na *Rys.11.*



Rys.11. Schemat ilustrujący zależność między dużym (z ang. major radius), a małym (z ang. minor radius) promieniem reaktora fuzyjnego, źródło: http://fusionwiki.ciemat.es/wiki/Toroidal_coordinates

W stellaratorach wartość tego parametru zawiera się w przedziale od 5 do 12. Taka optymalizacja wynika z potrzeby unikania rezonansu pomiędzy liniami pola magnetycznego, a harmonicznymi symetrii konfiguracji. To z kolei jest możliwe dla małych transformacji obrotowych na okres. Tokamaki natomiast charakteryzują się dużo mniejszym stosunkiem R_0/r rzędu od 2.5 do 4 - w porównaniu ze stellaratorami. W konsekwencji w tym urządzeniu zwykle mamy większą efektywną objętość plazmy [22]. Parametry dużego i małego promienia są również istotne w kontekście wyznaczania tzw. efektywnego promienia plazmy (R_{eff}), który umożliwia porównanie danych eksperymentalnych diagnostyk patrzących na różne obszary plazmy. Równie istotnym zagadnieniem związanym z pracą reaktorów badawczych, są tzw. niestabilności MHD, które mają decydujący wpływ na osiągnięcie pożądanych (stabilnych) parametrów plazmy. Jak wynika z teorii, niestabilności typu magnetohydrodynamicznego biorą się głównie z gradientów prądu i ciśnienia, jak i również z niekorzystnych krzywizn pola magnetycznego [20]. Zatem występujący w tokamakach toroidalny prąd plazmowy stanowi źródło mniejszych i większych niestabilności MHD. W związku z tym, zagadnienie to jest jednym z podstawowych problemów tokamaków, który jest poważnie rozważany i badany w trakcie ich pracy. Sytuacja wygląda zupełnie inaczej w przypadku stellaratorów, w których niestabilności typu MHD praktycznie nie występują (brak prądu toroidalnego). To niewątpliwa zaleta, która pozwala na uniknięcie ograniczeń operacyjnych reaktora. Dostrzegalne różnice występują również przy limitach gęstości plazmy i niekorzystnych zjawiskach, które mogą temu towarzyszyć. W przypadku plazmy, w której ma dochodzić do reakcji syntezy termojądrowej, zwykle wzrost jej gęstości, związany jest również ze wzrostem

promieniowania zanieczyszczeń. Nadmierna ilość zanieczyszczeń, jak i również ich niekontrolowny wzrost, może prowadzić do gwałtownych zmian parametrów plazmy (z ang. plasma collapse). W konsekwencji, w tokamakach, może również dojść do bardzo szybkiego schłodzenia zewnętrznej granicy sznura plazmowego i skrócenia profilu prądowego, jak również powstania silnych niestabilności i gwałtowanego przerwania magnetycznie utrzymywanego sznura plazmowego. To niekorzystne zjawisko zwykle następuje po przekroczeniu tzw. limitu Greenwalda (n_G)[23], który stanowi operacyjne ograniczenie gęstości w urządzeniach z magnetycznym utrzymaniem plazmy. Badanie limitu Greenwalda motywowane było przede wszystkim obserwacjami płynącymi z licznych eksperymentów, w których między innymi zauważono, że zbyt szybkie wprowadzania paliwa do reaktora fuzyjnego może się zakończyć gwałtownym zerwaniem sznura plazmowego. W związku z powyższym, opierając się na danych eksperymentalnych, wyznaczono zależność, która wskazywała na to czy gęstość podczas badanego wyładowania była zbyt wysoka i jak jej wartość zależała od innych parametrów. Pomimo tego, że w chwili obecnej fizyka wyjaśniająca to zjawisko nie jest w pełni poznana, wiadomo jednak, że efekt ten związany jest ze wzrostem promieniowania elektromagnetycznego wytwarzanego przez plazmę lub/oraz gwałtownym spadkiem utrzymania cząsteczek w plazmie. Omawiany limit Greenwalda definiuje się w następujący sposób:

$$n_G = \frac{I_p}{\pi a^2} \tag{7}$$

gdzie:

I_p oraz a, to odpowiednio prąd plazmowy (MA) i mniejszy promień tokamaka (m).

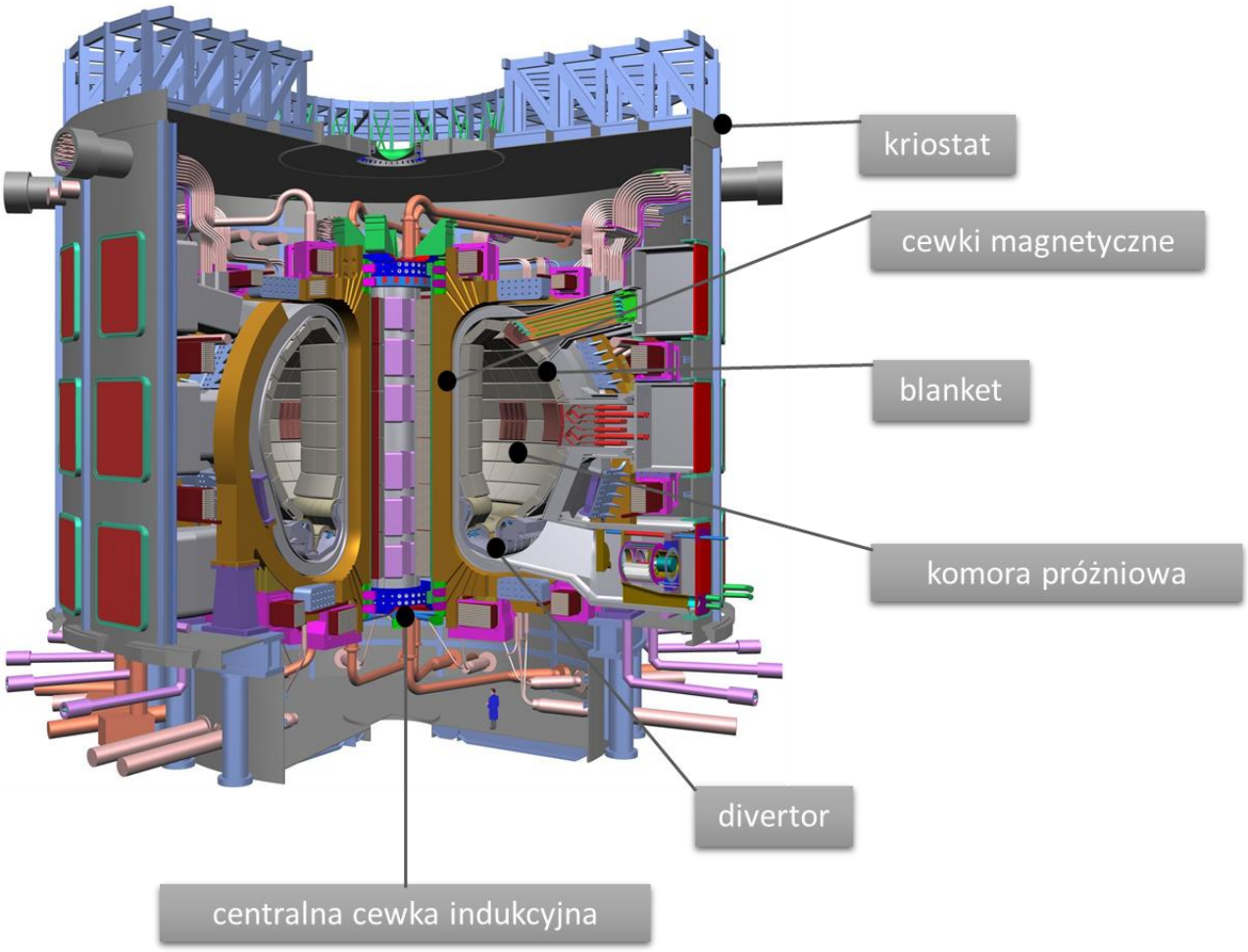
Same niestabilności typu MHD stanowią jeden z poważniejszych problemów tokamaków ze względu na to, że nie tylko ograniczają skale operacyjnego prądu i gęstości plazmy, ale i również prowadzą do dużych obciążeń mechanicznych samego reaktora i obciążeń cieplnych poszczególnych komponentów urządzenia. Inną dość powszechną niestabilnością, obserwowaną na obrzeżach plazmy przy dużej gęstości jest MARFE (z ang. Multifaceted Asymmetric Radiation From Edge) [24]. To kolejne ograniczenie negatywnie wpływające na utrzymanie reakcji syntezy termojądrowej jest wynikiem silnego promieniowania, które powoduje niestabilności termiczne, prowadzące do ochłodzenia plazmy.

W kontekście prezentowanych zjawisk związanych z limitami gęstości, istotny jest fakt, że w konstrukcjach typu stellarator, ze względu na brak prądu toroidalnego, nie obserwuje się gwałtownego zerwania sznura plazmowego (*z ang. disruption*) i tym samym limitu Greenwalda. Dzięki temu urządzenia te zwykle pracują przy wyższych wartościach gęstości niż tokamaki. Niemniej jednak, słabą stroną stellaratorów jest wchodzenie cząstek w tryb transportu neoklasycznego, który przejawia się m.in. wypchnięciem zanieczyszczeń do centrum plazmy i jej szybkim wychłodzeniem - to kolejna kwestia różniąca obie konstrukcje. W urządzeniach typu stellarator, neoklasyczne uwięzienie cząstek jest dużo większe niż w tokamakach [25].

Jak wynika z powyższych rozważań, obie koncepcje urządzeń mają swoje wady i zalety zarówno w kwestii samej technologii, jak i w kontekście fizycznych aspektów dotyczących przeprowadzenia wydajnej reakcji syntezy. Do zalet tokamaka można przede wszystkim zaliczyć jego prostą budowę (geometrię) oraz zdecydowanie niższy transport neoklasyczny, niż w stellaratorze. Z kolei stellaratory swoją przewagę opierają na możliwość pracy ciągłej, niemalże braku niestabilności typu MHD oraz gwałtownych wygaśnięć reakcji związanych z przekraczaniem limitu Greenwalda, którego się nie obserwuje w tej konstrukcji. To wszystko sprawia, że stellaratory mogłyby być o wiele bardziej atrakcyjne dla przyszłej elektrowni termojądrowej, gdyby udało się tylko poprawić neoklasyczne utrzymanie naładowanych cząstek. Mimo to przez ostatnie 60 lat zdecydowanie większy nacisk był kierowany na badanie tokamaków, co zaowocowało znaczącym postępem w tej dziedzinie [25]. Choć równolegle toczyły się również badania na stellaratorach, ze względu na ich bardziej okrojony zakres, fizyka tego typu urządzenia jest dużo mniej poznana. Biorąc powyższe pod uwagę, rozwój diagnostyk i zgłębianie procesów zachodzących w plazmie stellaratorowej i ich zrozumienie są bardzo istotne dla dalszego rozwoju badań nad energetyką termojądrową. W kolejnych podrozdziałach bliżej zostaną przedstawione czołowe projekty obu koncepcji.

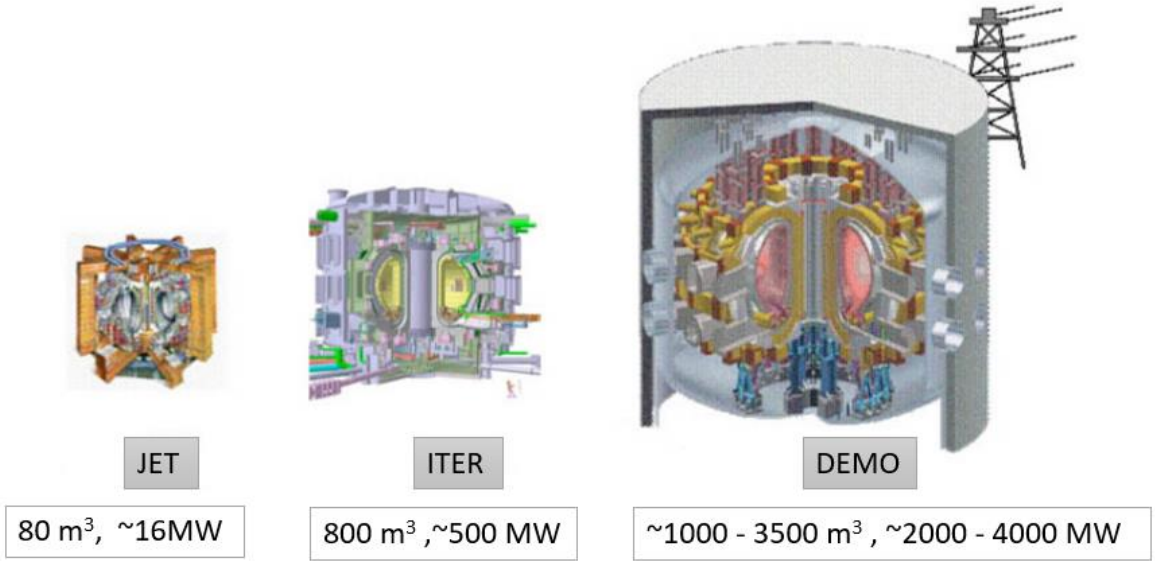
2.2. Projekt ITER

Międzynarodowy projekt ITER [26]*(Rys.12)* to krok milowy na drodze badań nad syntezą termojądrową. O skali tego przedsięwzięcia świadczy ilość państw, jakie do niego przystąpiły, a są to: kraje Unii Europejskiej, Stany Zjednoczone, Japonia, Korea Południowa, Indie, Rosja i Chiny. W Europie w ramach Wspólnoty EURATOM działa obecnie konsorcjum EUROfusion [www.euro-fusion.org] skupiające wszystkie kraje członkowskie wraz ze Szwajcarią, którego głównym celem jest przygotowanie eksperymentów i opracowanie scenariuszy pracy dla ITERa, jak również opracowanie koncepcji przyszłej demonstracyjnej elektrowni termojądrowej DEMO. Obecnie prowadzone prace skupiają się na realizacji zadań wynikających z dokumentu Mapy Drogowej dla Fuzji (Fusion roadmap) [27], celem którego jest opanowanie energii fuzji do 2050 r.



Rys.12. Koncepcja międzynarodowego projektu ITER.

Projekt ten jest realizowany na południu Francji w Cadarache i zakłada wybudowanie ogromnego badawczego reaktora termojądrowego, w którym plazma deuterowo-trytowa o temperaturze w jej rdzeniu dochodzącej do 150 mln stopni Celsjusza umożliwi osiągnięcie dodatniego bilansu energetycznego, osiągając moc o wartości 500 megawatów (około dziesięć razy więcej niż zostanie użyte do ogrzania plazmy - $Q \geq 10$) dla impulsu o długości 400 s [28]. Tym samym zostanie pobity obecny rekord dla kontrolowanej fuzji, który został osiągnięty na tokamaku JET w 1997 roku [29, 30]. Wówczas JET wyprodukował 16 MW mocy przy 24 MW podanych do systemów ogrzewania gazu. Przełożyło się to na współczynnik Q=0.67. Uzyskując ponad dziesięciokrotnie większy współczynnik Q, niż miało to miejsce kilkanaście lat temu, ITER ma na celu zademonstrowanie poprawnego działania technologii, która ostatecznie doprowadzi do przejścia reakcji syntezy z fazy eksperymentalnej do przemysłu energetycznego, czyniąc fuzję konkurencyjnym źródłem energii na dużą skalę. Faza operacyjna ITERa jest zaplanowana na około 20 lat, w trakcie których będzie można wyróżnić co najmniej trzy etapy badań nad syntezą termojądrową. Pierwsze eksperymenty (pierwszych kilka lat pracy ITERa) będą się odbywały przy użyciu czystego wodoru. Będzie to tzw. okres próbny nowego urządzenia, podczas którego reaktor będzie łatwo dostępny w celach ewentualnych napraw i testów. Następnie rozpocznie się etap badań z deuterem i niewielką ilością trytu by w ostatnim już etapie działalności ITERa móc przeprowadzić eksperymenty z równą mieszaniną deuteru i trytu. Warto podkreślić, że ze względu na to, że projekt ten nie zakłada podłączenia ITERa do sieci energetycznej, nie jest to ostatni krok na drodze do uczynienia fuzji komercyjnym źródłem energii. Pierwszą demonstracyjną elektrownią termojądrową będzie DEMO, która z założenia będzie odpowiednio większa od ITERa, co proporcjonalnie wpłynie na możliwość większej wygenerowanej mocy fuzji. *Rys.13.* przedstawia trzy czołowe urządzenia – JET (obecnie największy tokamak na świecie), ITER (następca JETa) i DEMO w odpowiedniej skali.



Rys.13. Porównanie skali urządzeń (objętości komory próżniowej) i generowanej mocy między obecnie największym reaktorem termojądrowym typu tokamak - JET, jego następcą ITERem, a przyszłą demonstracyjną elektrownią termojądrową DEMO.

2.2.1 Konstrukcja ITERa

Największy budowany obecnie tokamak na świecie – ITER – będzie się charakteryzował znaczącymi wymiarami w porównaniu z innymi obecnie funkcjonującymi urządzeniami tego typu. Ten eksperymentalny reaktor badawczy, z dużym promieniem plazmy R=6.2 m i objętością komory próżniowej równej 840 m^3 będzie ważył aż 23 000 t. Za utrzymanie, ukształtowanie i kontrole plazmy będą odpowiedzialne nadprzewodzące magnesy o łącznej masie 10 000t i magnetycznej energii 51GJ. W rezultacie będą największym system tego typu, jaki kiedykolwiek został skonstruowany. Zbudowane zostaną ze związków niobowo-cynowych (Nb3Sn) lub niobowo-tytanowych (Nb-Ti). Swoje właściwości nadprzewodzące osiągną po schłodzeniu ich helem do temperatury -269 °C. Z kolei komora próżniowa dzięki swojej ogromnej objętości (10. razy większa od komory JETa) będzie stwarzać dogodniejsze warunki do realizacji syntezy termojądrowej, bo jak wiadomo, wraz ze wzrostem objętości plazmy, łatwiej jest osiągnąć wysokoenergetyczny reżim, który doprowadzi do zadawalającej mocy fuzji. Stalowa komora próżniowa ITERa będzie mieć zewnętrzną średnicę 19.4 m, 11.4 m wysokosci i wage ok 5200 t. Zdalną obsługę oraz diagnostykę i ogrzewanie plazmy będą wspierać 44 porty, które dadzą podstawę do wprowadzenia koniecznych systemów. Dodatkowo komora będzie wewnątrz pokryta specjalną osłoną tzw. blanketem. Blanket

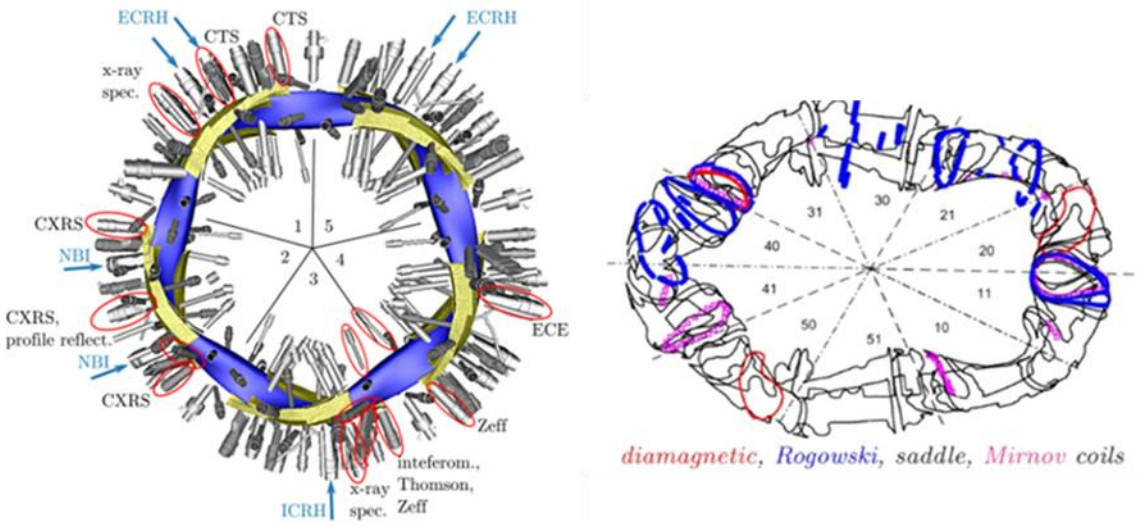
będzie składał się z 440 modułów (każdy o wymiarach 1 x1.5 m i wadze ok. 4.6 t.) i jego nadrzędnym celem będzie ochrona przed wysoko-energetycznymi neutronami. Z uwagi na to, że wewnętrzna osłona ITERa jest jednym z dwóch elementów bezpośrednio narażonym na kontakt z gorącą plazmą (obok divertora), to właśnie beryl (Be) został wybrany jako materiał na tzw. pierwszą ścianę (first wall) tego elementu. Pozostałe elementy blanketu będą wykonane z miedzi o wysokiej wytrzymałości i stali nierdzewnej. Niektóre moduły blanketu będą również w późniejszej fazie wykorzystane do produkcji trytu (tritium breeding concepts). W przypadku ITERa po raz pierwszy pojawi się możliwość schładzania elementów blanketu. Chłodząca woda wtłoczona pod ciśnieniem 4 MPa i 70°C będzie w stanie odebrać aż do 736 MW mocy termicznej. Kolejnym istotnym element, który zostanie zainstalowany w dolnej części komory próżniowej będzie divertor. Ważący 540 ton komponent ITERa, będzie głównie odpowiedzialny za wyprowadzenie na zewnątrz ciepła i popiołu wyprodukowanego na drodze przeprowadzanych reakcji syntezy. Strumień ciepła, który będzie kierowany na niektóre fragmenty divertora może maksymalnie osiągać wartość 20 MWm^2 . To też zdeterminowało wybór wolframu (W) – metalu o najwyższej temperaturze topnienia - jako materiału z którego będzie wykonany divertor. Całość zawierająca system magnesów jak i komorę próżniową z jej elementami składowymi będzie zamknięta w innej ogromnej komorze próżniowej zwanej kriostatem. Kriostat ITERa o objętości 16000 m^3 zapewni wysoką próżnię i ultra-schłodzone środowisko pracy dla komory próżniowej i systemu cewek magnetycznych. Element ten o wysokości niemalże 30 m i podobnej wewnętrznej średnicy (28 m) posiadać będzie 23 wejścia umożliwiające ewentualną konserwacje tego elementu, oraz około 200 kolejnych, które stworzą możliwość dostępu między innymi do systemu chłodzenia, diagnostyk, dodatkowego ogrzewania czy działań związanych z usuwaniem wybranych sekcji blanketu lub divertora.

2.3. Wendelstein 7-X (W7-X)

Wendelstein 7-X (W7-X), znajdujący się w Instytucie Maxa Plancka (Max Planck Institute for Plasma Physics) w Greifswaldzie, uznawany jest obecnie za największy i najbardziej zaawansowany eksperymentalny reaktor termojądrowy typu stellarator na świecie, obok urządzenia Large Helical Device (LHD) z Narodowego Instytutu Fuzyjnego (National Institute for Fusion Science) w Japonii. Nadrzędnym celem W7-X jest zademonstrowanie stabilnej i zarazem ciągłej pracy urządzenia, która pozwoli na utrzymanie plazmy wodorowej i deuterowej aż do 1800 sekund. Potencjalne zalety zoptymalizowanego stellaratora takie jak

na przykład brak poważnych zaburzeń sznura plazmowego, czy brak konieczności wzbudzania prądu, dodatkowo potwierdzają celowość badań prowadzonych w Greifswaldzie, które w znaczący sposób mogą się przyczynić do rozwoju wiedzy na temat pracy tego typu reaktora w kontekście przyszłych elektrowni termojądrowych.

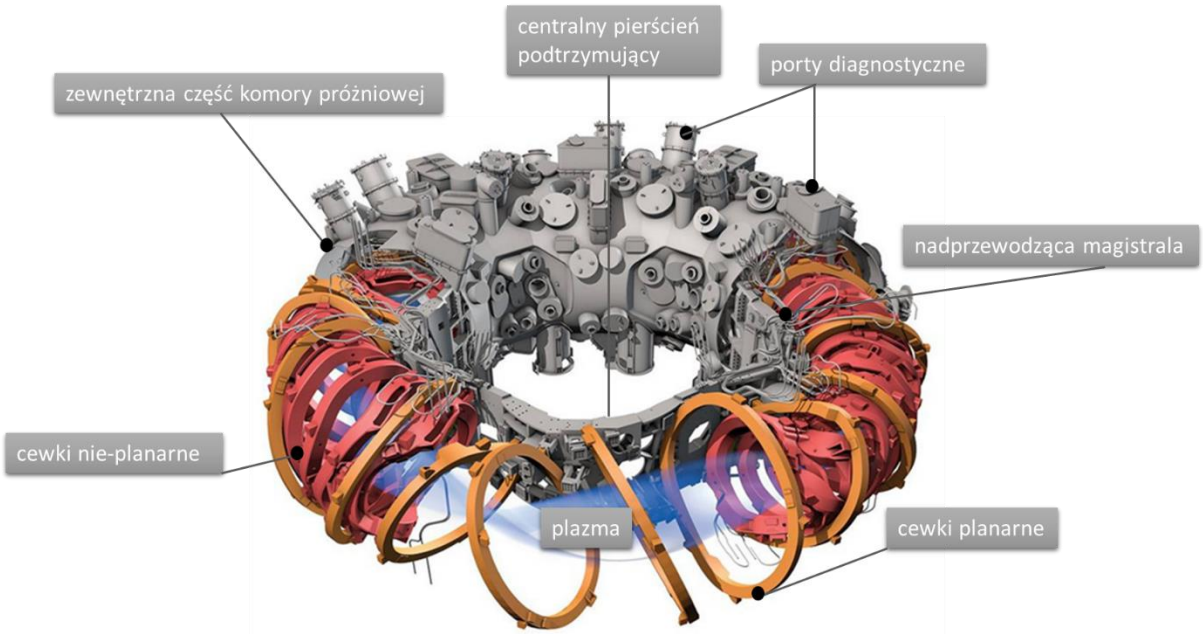
Jak już wspomniano wcześniej, stelleratory od tokamaków odróżnia między innymi nietypowa konstrukcja, która z definicji jest bardziej skomplikowana w porównaniu z typowymi reaktorami fuzyjnymi w kształcie torusa. Tak to również wygląda w przypadku Wendelsteina 7-X, który podzielony jest na pięć osiowo-symetrycznych segmentów (1,2,3,4,5), z czego każdy z nich odpowiednio na dodatkowe dwa mniejsze (10 i 11, 20 i 21, 30 i 31, 40 i 41, 50 i 51) Poglądowy schemat znajduje się poniżej. (rys.14).



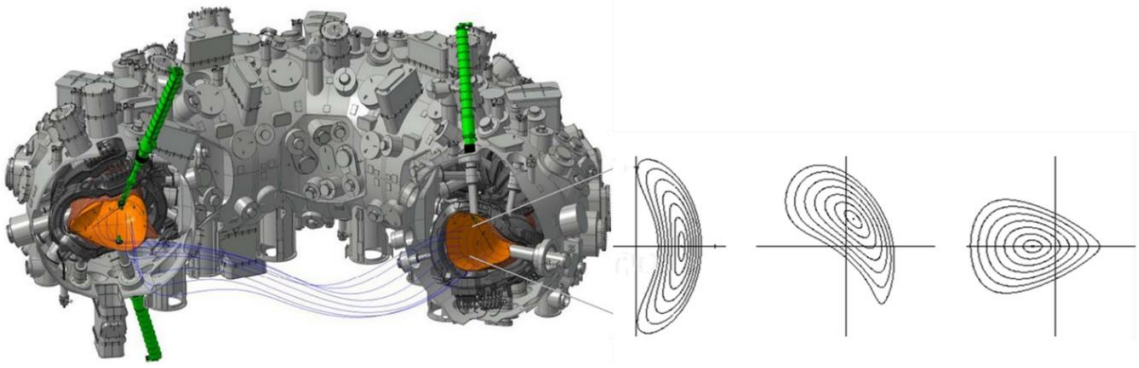
Rys.14. Po lewej stronie: schematyczny podział W7-X na 5. symetrycznych segmentów. Po prawej stronie: Dodatkowy podział wyjściowych segmentów na mniejsze obszary (łącznie 10.) .

W7-X o dużym promieniu R_0 = 5.5 m., średnim małym promieniu r = 0.5 m oraz objętości plazmy ok. 30 m^3 zoptymalizowany jest przez zestaw 70 niobowo–tytanowych (NbTi) magnesów [31]. W każdym z 10 segmentów znajdują się dwie cewki planarne i pięć cewek nie-planarnych. Wszystkie elementy magnetyczne połączone są w sposób elektryczny do nadprzewodzącej magistrali i w sposób mechaniczny do centralnego pierścienia podtrzymującego. Przykładowy schemat W7-X wraz z jego ważniejszymi elementami

przedstawiony jest na *Rys.15.* Dzięki tak skonstruowanemu systemowi możliwe jest wygenerowanie pola magnetycznego o wartości indukcji magnetycznej dochodzącej do B0 = 3.0 T na osi plazmy. Konfiguracja magnetyczna W7-X charakteryzuje się również tym, że przekrój poprzeczny sznura plazmowego, zmienia się okresowo między kształtem „fasoli" (z ang. bean shape), a kształtem trójkątnym (z ang. triangular shape), co zostało zaprezentowane na Rys.16.



Rys.15. Przekrój stellaratora Wendelstein 7-X z następującymi elementami: cewki magnetyczne planarne (kolor pomarańczowy) i nie-planarne (kolor czerwony), zbiorcza szyna, centralny pierścień podtrzymujący i moduł zewnętrznej komory (kolor szary).



Rys.16. Możliwe przekroje poprzeczne sznura plazmowego uzyskiwanego w stellaratorze W7-X.

W przypadku W7-X do wytworzenia gorącej plazmy, stosowane jest głównie grzanie rezonansowe w oparciu o wywołanie elektronowego rezonansu cyklotronowego *(z ang. ECRH electron cyclotron resonanse heating)* realizowane przez system ECRH [32, 33], złożony z 10 gyrotronów (każdy o częstotliwości 140 GHz) stanowiących źródło mikrofal. Każdy gyrotron jest w stanie zapewnić prawie 1 MW mocy grzewczej przez 30 minut, co potwierdza ich zdolność do generowania długich impulsów. W trakcie drugiej kampanii eksperymentalnej OP1.2, uruchomiono system NBI *(z ang. Neutral Beam Injection)* [34, 35], który na potrzeby pierwszej fazy eksperymentalnej, wyposażony był w jeden moduł do kierowania wiązek cząstek neutralnych wraz z dwoma źródłami wodoru wewnątrz. Taka konfiguracja układu NBI zapewniła dodatkowo 1.7 MW mocy dla plazmy. Główne parametry techniczne W7-X zebrane zostały w Tab.1.

Tab.1. Najważniejsze parametry techniczne stellaratora W7-X

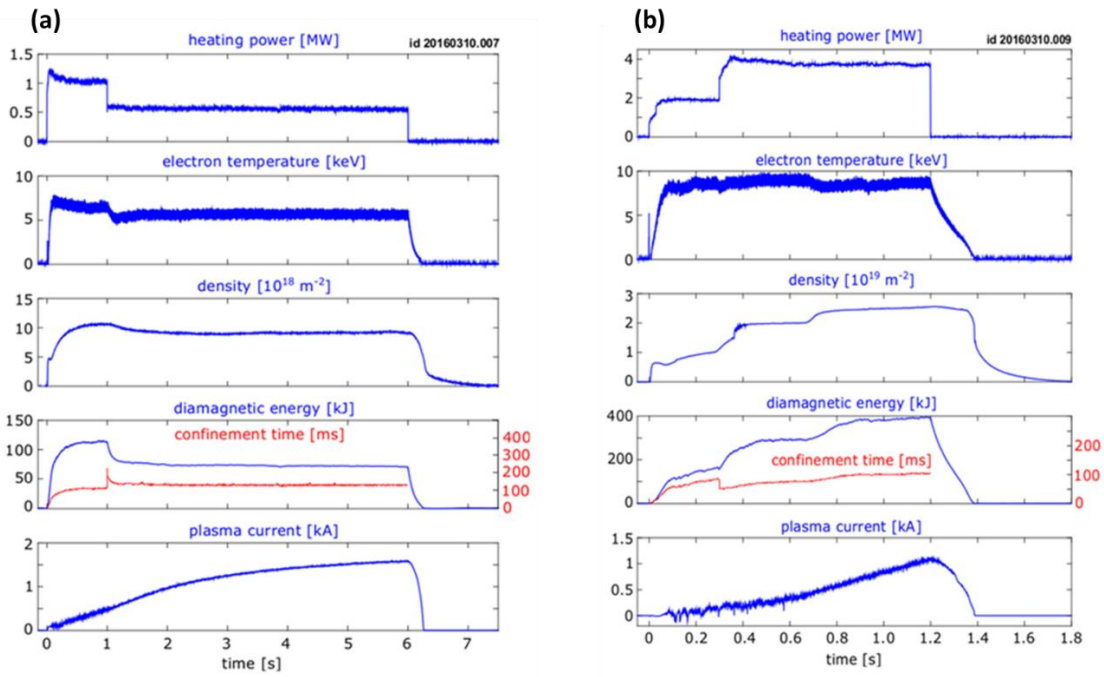
PARAMETR	WARTOŚĆ
Średnica W7-X	16 m.
Wysokość W7-X	4.5 m.
Całkowita mas W7-X	~ 700 t.
Duży promień plazmy	5.5 m.
Średni mały promień plazmy	0.53 m.
Objętość plazmy	30 m^3
Energia zmagazynowana w systemie magnesów	0.6 GJ
Indukcja magnetyczna	max. 3.0 T
Ilość portów	353
Długość impulsu	do 30 min.

2.3.1. Kampania eksperymentalna na W7-X w konfiguracji limiterowej – OP1.1

Pierwsza kampania eksperymentalna OP1.1 *(z ang. first operational phase)* na W7-X [12, 31, 36, 37], rozpoczęła się w grudniu 2015 roku i trwała dziesięć tygodni. Okres ten poświęcony był zintegrowanemu uruchomieniu, przetestowaniu i optymalizacji całego urządzenia – wliczając w to system grzania plazmy ECRH, układy diagnostyczne oraz system do akwizycji danych. W tym czasie możliwe było przeprowadzenie ok. 900 programów wyładowań, na które w sumie złożyło się ponad 2000 impulsów plazmowych. Pierwsza połowa wyładowań przeprowadzona była z helem - jako gazem roboczym, a druga z wodorem. W trakcie OP1.1 badania na nowym stellaratorze zdeterminowane były konfiguracją limiterową opartą na pięciu elementach grafitowych zainstalowanych symetrycznie wewnątrz komory próżniowej. Pozostałe elementy urządzenia były wykonane ze stali lub stopu CuCrZr. Stanowiły one tzw. pierwszy materiał, z którym oddziaływała plazma *(z ang. plasma-facing component)*. Z kolei podstawowa konfiguracja pola magnetycznego wybrana na czas pierwszej kampanii (jedna z dwóch stosowanych w OP1.1) [31], miała być gwarancją tego, że ponad 99% konwekcyjnych obciążeń cieplnych trafi bezpośrednio na pięć wewnętrznych limiterów. W związku z tym, główne ograniczenia podczas realizowanych eksperymentów, zdeterminowane były przede wszystkim całkowitą energią wyładowania plazmowego (wartości graniczne definiowane ze względu na obecność limitera), jak i restrykcjami wynikającymi z obowiązującej konfiguracji magnetycznej. Jak się jednak okazało w praktyce, wartości podstawowych parametrów plazmy, jakie udało się osiągnąć w konfiguracji limiterowej, przekroczyły te, których się spodziewano w oparciu o symulacje.

Z pierwszej kampanii eksperymentalnej wyróżnić można przede wszystkim dwa wyładowania - pierwsze charakteryzujące się najdłuższym czasem utrzymania plazmy oraz drugie, charakteryzujące się najwyższą uzyskaną temperaturą elektronową. Maksymalna długość wyładowania, jaką udało się uzyskać to aż 6 sekund, natomiast rekordowa temperatura elektronowa $T_e(0)$, to ~10 keV przy temperaturze jonowej $T_i(0)$ ~2 keV i gęstości plazmy $n_e(0)$ ~ 2-3 $\times 10^{19}$ m^{-2}. Warto przy tym zaznaczyć, że obserwowane w trakcie pierwszej kampanii eksperymentalnej znaczące różnice pomiędzy elektronową, a jonową temperaturą przy jednoczesnej niskiej gęstości plazmy, przede wszystkim wynikają z faktu, że grzane są głównie elektrony.

Na *Rys.17.* prezentowane są przebiegi czasowe głównych parametrów plazmy wodorowej podczas 6 sekundowego wyładowania plazmowego. Zastosowano wówczas stosunkowo niskie grzanie ECRH (przypadek **(a)**). Co warte podkreślenia, w celu uniknięcia przegrzania elementów ściany i systemów diagnostycznych, całkowita energia impulsu utrzymywana były na poziomie ≤ 4 MJ , co i tak stanowiło dwukrotnie większą wartość, od pierwotnie planowanych 2MJ. Przy tak dobranych warunkach eksperymentalnych, udało się osiągnąć temperaturę elektronową w centrum plazmy $T_e(0)$ ~5 keV i liniowo zintegrowaną gęstość plazmy na poziomie 1×10^{19} m^{-2} [36]. Z kolei w typowym wyładowaniu w plazmie wodorowej przy większej mocy grzania (przypadek **(b)**), udało się osiągnąć $T_e(0)$ ~ 10 keV. W tym konkretnym przypadku dodatkowy wzrost gęstości plazmy spowodowany był napuszczeniem gazu (wodoru) z systemu gas-puff, dla czasu t = 600ms. Jednocześnie, w tym samym momencie czasowym obserwowany był również niewielki spadek $T_e(0)$.



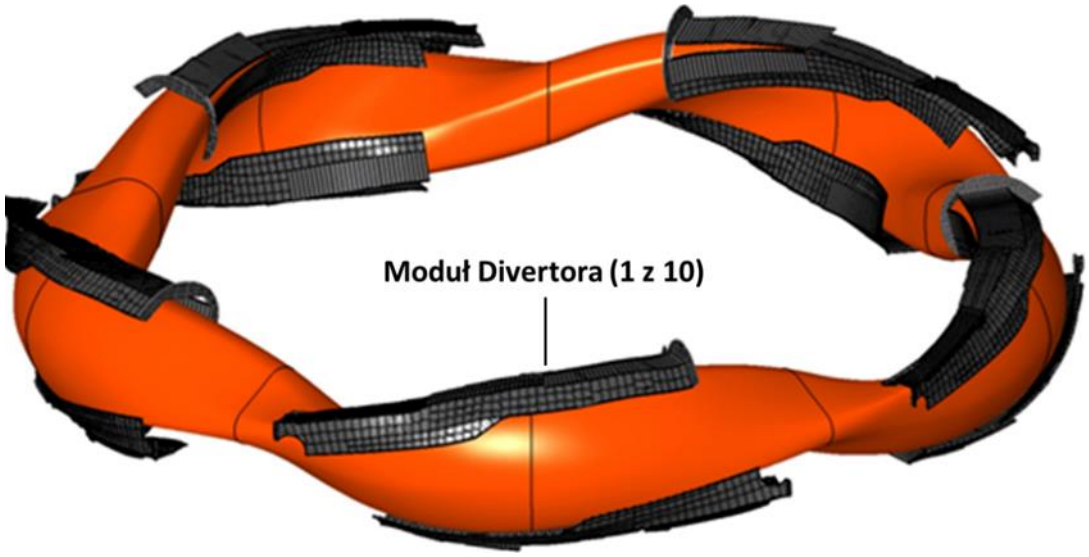
Rys.17. Ewolucja czasowa głównych parametrów plazmy podczas długiego wyładowania wodorowego (a) oraz impulsu z dużym grzaniem ECRH (b). Zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH, centralna temperatura elektronowa, liniowo – zintegrowana gęstość plazmy, diamagnetyczna energia, czas utrzymania, toroidalny prąd plazmy.

Pierwsza kampania eksperymentalna OP1.1 zakończyła się dużym sukcesem, którego wymierne skutki objawiły się w zrealizowaniu wszystkich postawionych wcześniej celów technicznych i naukowych. W trakcie trzech miesięcy pracy reaktora, zademonstrowano

bezpieczną pracę wszystkich kluczowych komponentów i systemów W7-X takich jak: grzanie ECRH, układ cewek magnetycznych, system do akwizycji danych oraz ponad 20 diagnostyk plazmy [13]. Pomyślne uruchomienie większości układów do badania plazmy umożliwiło przeprowadzenie badań chociażby z zakresu transportu cząstek w plazmie, jak i również fizyki plazmy brzegowej. Sporym osiągnięciem okazała się możliwość zwiększenia energii impulsu z planowanych 2 MJ do 4 MJ. Wyniki uzyskane w trakcie OP1.1. potwierdziły również przydatność W7-X w kontekście przygotowań do eksperymentów na ITER. To z kolei będzie możliwe nie tylko z uwagi na osiągane na W7-X rezultaty, ale i ze względu na fakt, że oba urządzenia mają mieć podobne długości wyładowań i wartości strumieni cieplnych deponowanych na komponentach elementów wewnętrznych urządzenia.

2.3.2. Kampania eksperymentalna na W7-X w konfiguracji divertorowej – OP1.2a i OP1.2b

Nadrzędnym celem drugiej fazy eksperymentalnej W7-X prowadzonej w ramach dwóch oddzielnych kampanii – OP1.2a i OP1.2b – było zademonstrowanie poprawnej pracy stellaratora wyposażonego w grafitowy divertor wyspowy *(Rys.18.) (z ang. Island divertor)*, który został zainstalowany w miejsce wcześniejszych modułów limiterowych [38].

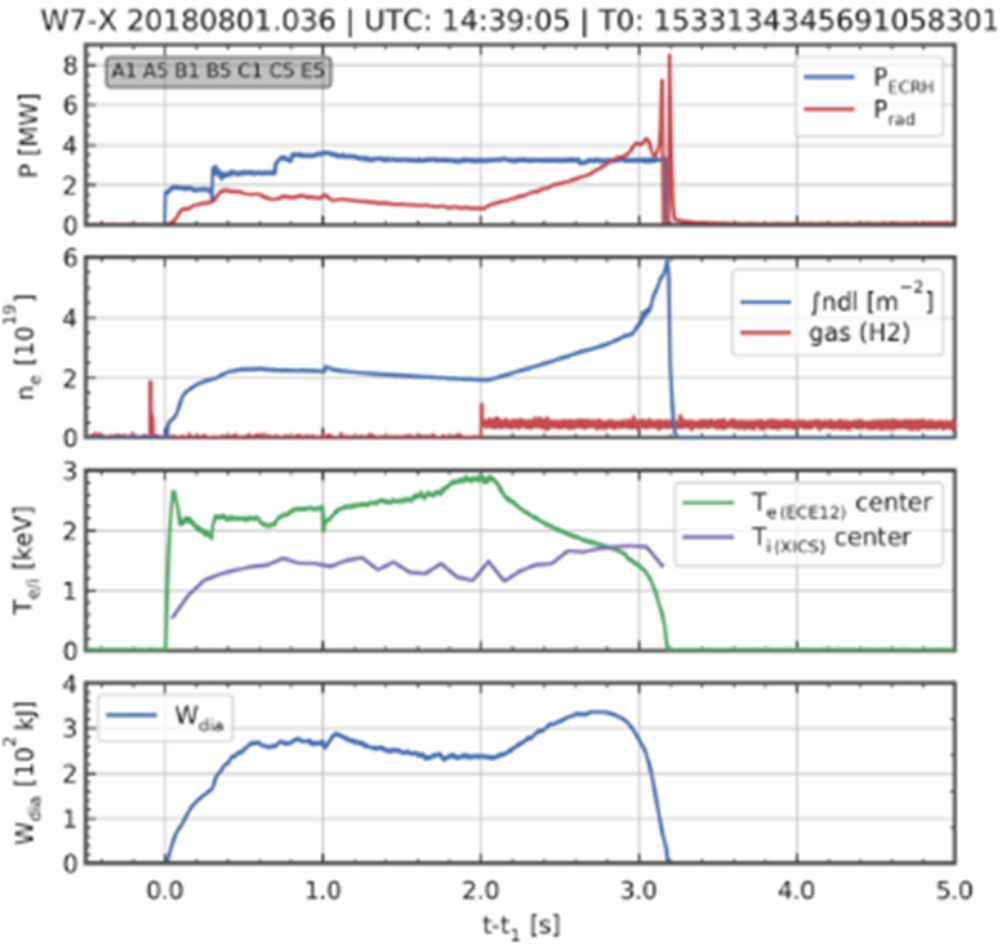


Rys.18. Schematyczny model sznura plazmowego W7-X z dziesięcioma modułami divertorowymi zamontowanymi na potrzeby drugiej kampanii eksperymentalne OP1.2b.

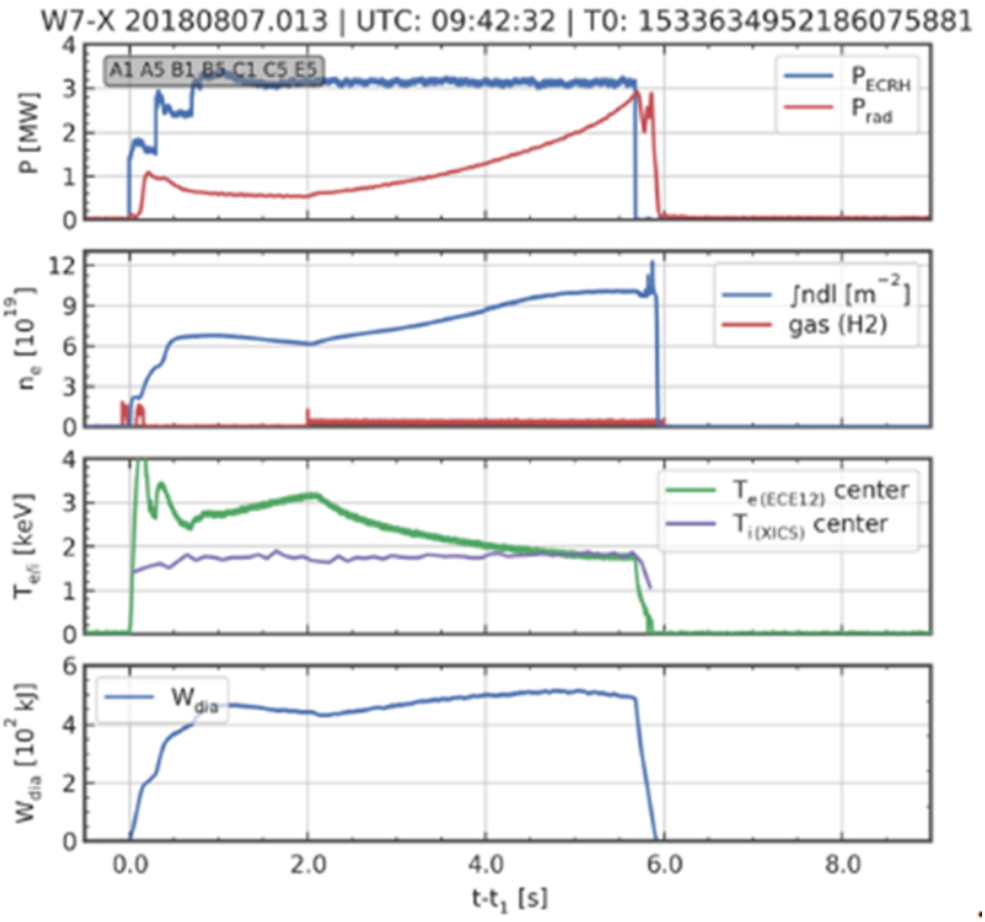
W tym samym czasie, główne części ścian reaktora zostały pokryte grafitowymi płytkami. Zmiana konfiguracji W7-X traktowana była, jako jedno z najważniejszych wyzwań technicznych, które miały mieć bezpośrednie przełożenie na zwiększenie wydajności badanej plazmy. Obok tego priorytetowego zadania, na znaczącą poprawę wydajności przeprowadzanych reakcji wpłynęły też inne działania, które konsekwentnie były realizowane w ramach toczących się programów eksperymentalnych. Mowa tu przede wszystkim o:

- Wygrzewaniu komory próżniowej do 150°C po wstępnym odpompowaniu gazu - w celu usunięcia wody i węglowodorów ze ścian i elementów znajdujących się w jej wnętrzu;
- Zastosowaniu tzw. wyładowań z czyszczeniem jarzeniowym (*z ang. glow discharge cleaning*) - w celu zmniejszenia resztek CO i CH_4 w plazmie wodorowej oraz H_2 w plazmie helowej;
- Realizacji tzw. serii wyładowań ECRH (*z ang. pulse train*) wraz z równoległym odpompowaniem gazu (pomiędzy regularnymi wyładowaniami) i działaniem nadprzewodzących magnesów
- Wykonywaniem boronizacji kilkukrotnie podczas kampanii OP1.2b poprzez realizacje wyładowania jarzeniowego z diboranem B_2H_6 w gazie helowym

Z wymienionych powyżej działań, należy zwrócić szczególną uwagę na boronizacje, która została przeprowadzona zaraz na początku kampanii OP1.2b. To właśnie ona przyczyniła się w stopniu znaczącym do poprawy wartości podstawowych parametrów plazmy w porównaniu z tymi, które udało się osiągnąć w trakcie wcześniejszych kampanii eksperymentalnych. Różnice w wydajności zrealizowanych impulsów plazmowych, można zaobserwować na przykładzie dwóch wyładowań – przed i po boronizacji. Jak wynika z *Rys.19. i Rys.20.*, przy podobnej mocy grzania ECRH i standardowego gas puffu, po procesie boronizacji możliwe było uzyskanie niemalże trzy-krotnie większej wartości gęstości plazmy bez towarzyszącego temu efektu kolapsu radiacyjnego.

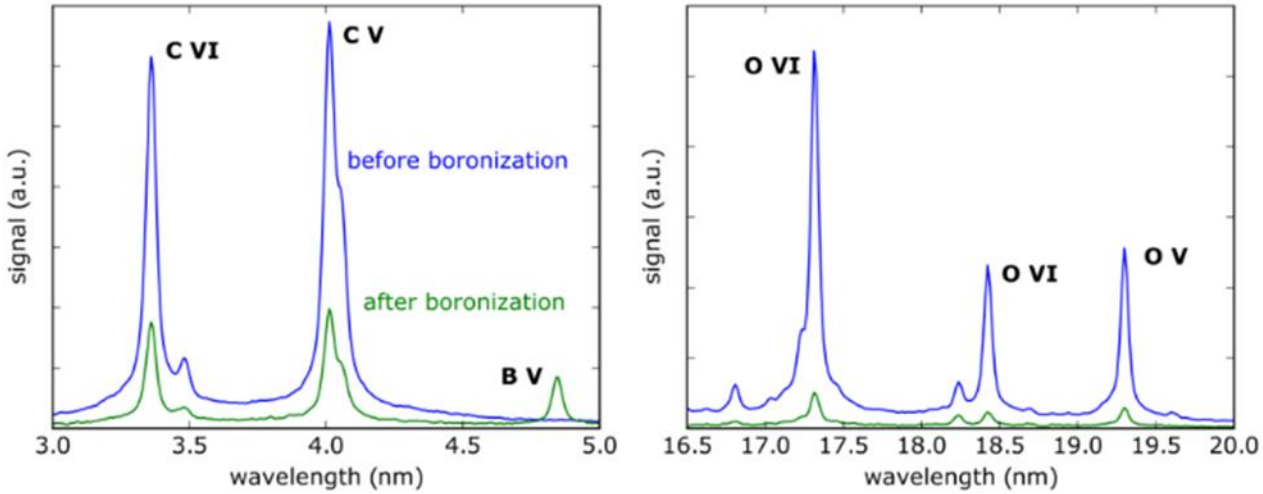


Rys.19. Wyładowanie plazmowe przed boronizacją W7-X. Zaprezentowane są (od góry): moc grzania ECRH (w kolorze niebieskim) i moc promieniowania (w kolorze czerwonym), zintegrowana liniowo gęstość (w kolorze niebieskim) i wodorowy zawór wejściowy (w kolorze czerwonym), centralna temperatura elektronowa z diagnostyki ECE (w kolorze zielonym) i temperatura jonowa z diagnostyki XICS (w kolorze fioletowym) oraz diamagnetyczna energia.

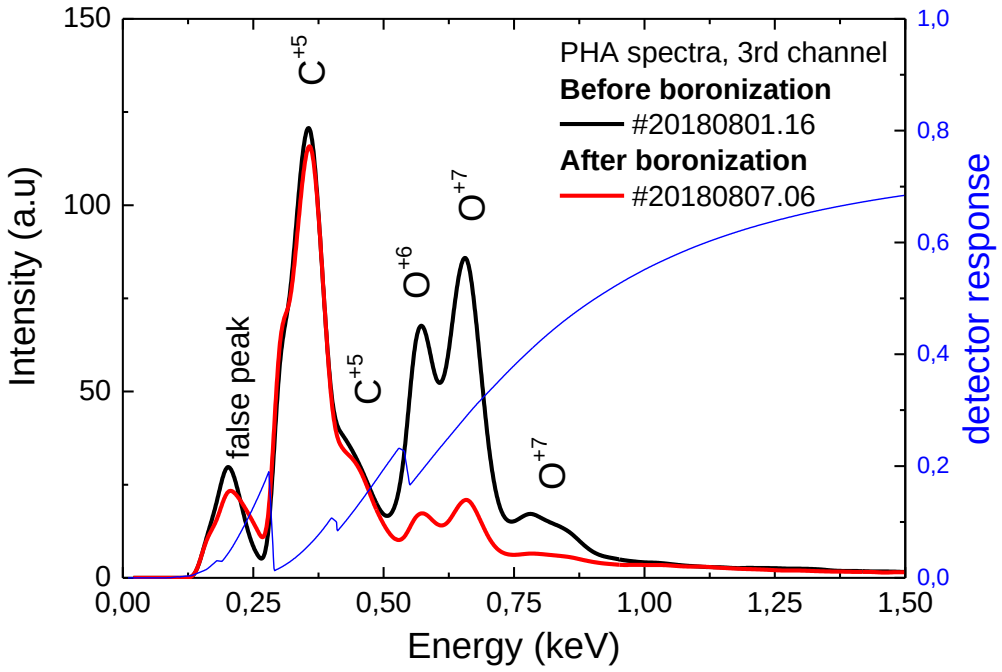


Rys.20. Wyładowanie plazmowe po boronizacji W7-X. Zaprezentowane są (od góry): moc grzania ECRH (w kolorze niebieskim) i moc promieniowania (w kolorze czerwonym), zintegrowana liniowo gęstość (w kolorze niebieskim) i wodorowy zawór wejściowy (w kolorze czerwonym), centralna temperatura elektronowa z diagnostyki ECE (w kolorze zielonym) i temperatura jonowa z diagnostyki XICS (w kolorze fioletowym) oraz diamagnetyczna energia.

Wynikało to przede wszystkim z redukcji zawartości tlenu (O) i węgla (C) i tym samym zmniejszenia strat mocy promieniowania w plazmie brzegowej, gdzie zazwyczaj zaczyna się kolaps. Potwierdzenie spadku koncentracji jonów lekkich zanieczyszczeń w plazmie - takich jak np. OV, OVI, CV i CVI, można odnaleźć w wynikach zarejestrowanych przez diagnostyki spektroskopowe (Rys.21.), w tym również PHA (Rys.22.).



Rys.21. Linie spektralne jonów OV, OVI, CV i CVI przed (w kolorze niebieskim) i po (w kolorze zielonym) boronizacji na podstawie danych z układu diagnostycznego HEXOS.

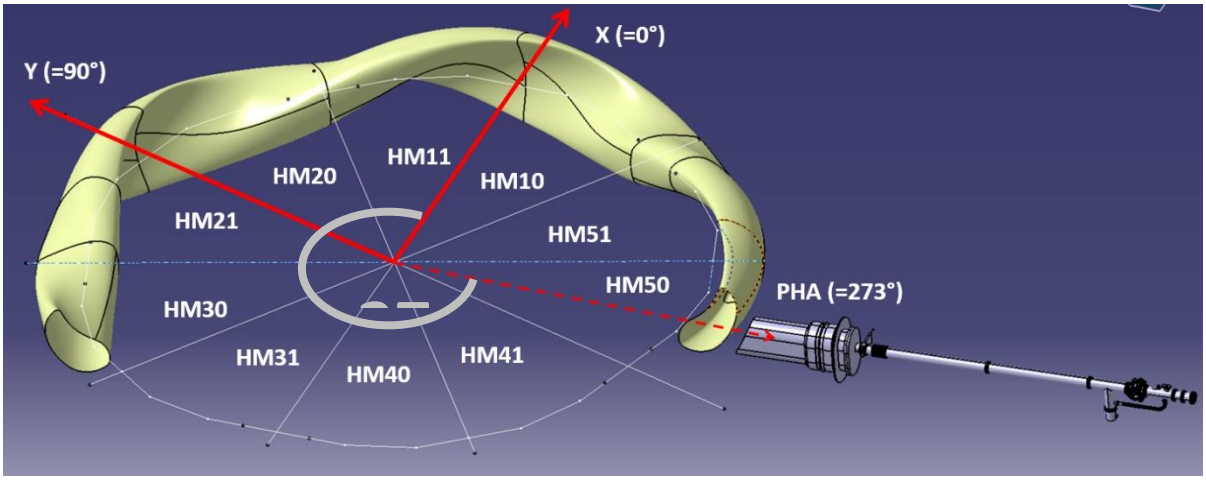


Rys.22. Intensywność linii spektralnych jonów tlenu i węgla przed (w kolorze czarnym) i po (w kolorze czerwonym) boronizacji na podstawie danych z układu diagnostycznego PHA (detektor 3.).

3. Układ spektroskopii bezdyspresyjnej z zastosowaniem analizy amplitudowej impulsów z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów promieniowania X (metoda PHA z ang. Pulse Height Analysis) dedykowany W7-X

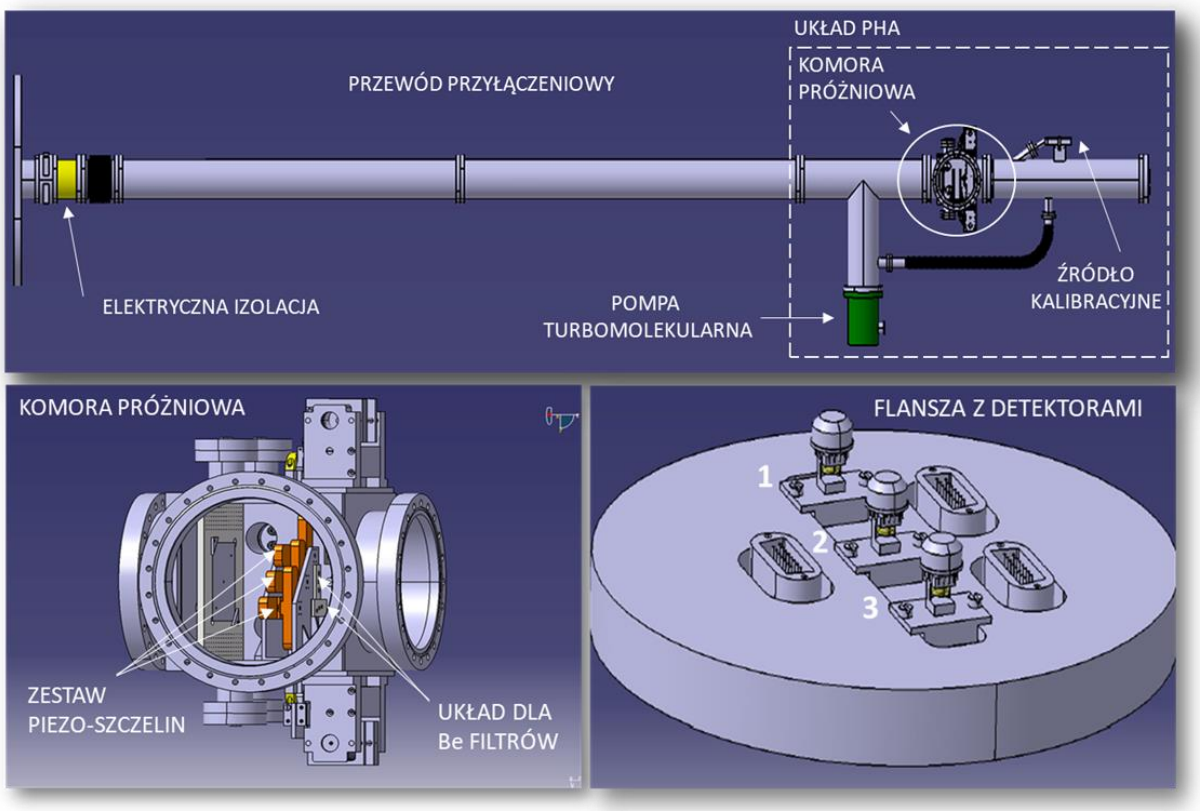
Układ spektroskopii bezdyspresyjnej z zastosowaniem analizy amplitudowej z chłodzonego detektora półprzewodnikowego pracującego w reżimie zliczania kwantów promieniowania rentgenowskiego *(tzw. PHA, z ang. pulse height analysis)* dedykowany stellaratorowi W7-X został w pełni zaprojektowany i zbudowany w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie przy współpracy Instytutu Fizyki Plazmy *(IPP - Max-Planck-Institut für Plasmaphysik)* w Greifswaldzie [39, 40, 41, 42]. W roku 2015, system ten został zainstalowany na porcie diagnostycznym W7-X, by w przeciągu kolejnych tygodni przejść pierwsze testy, a następnie podjąć pracę w planowanych na W7-X kampaniach eksperymentalnych. Projekt systemu PHA realizowany był głównie z myślą o rejestrowaniu miękkiego promieniowania rentgenowskiego w szerokim zakresie energetycznym, który umożliwi rejestracje widm pochodzących zarówno od lekkich jak i cięższych zanieczyszczeń plazmy. Diagnostyka PHA, obok innych systemów takich jak X-Ray Imaging Crystal Spectrometer *(XICS)* [43], czy High Efficiency XUV Overwiev Spectrometer *(HEXOS)* [44, 45, 46], została zaliczona do grupy systemów odpowiedzialnych za badanie i monitorowanie zanieczyszczeń plazmy w jej centrum. Sprostanie wyznaczonym kierunkom badawczym możliwe było dzięki dokładnie przemyślanej konstrukcji układu, oraz spełnieniu wymagań stawianych przez projekt W7-X. Wspomniane dodatkowe restrykcje związane były przede wszystkimi z tzw. dozwolonymi materiałami, z których miały być wykonane systemy znajdujące się wokół reaktora eksperymentalnego oraz wytrzymałością ich komponentów na pracę w otoczeniu silnego pola magnetycznego. W związku z tak postawionymi problemami dotyczącymi kompatybilności diagnostyk z ich przyszłym środowiskiem pracy, poszczególne elementy układu diagnostycznego PHA, zostały wytworzone z materiałów, które nie tylko charakteryzowały się niewielką zawartości kobaltu (w celu uniknięcia ewentualnej aktywacji neutronów pochodzących z reakcji D-D na W7-X), ale i również niską magnetyczną przepuszczalnością i stosunkowo słabą wrażliwością na duże strumienie mocy ECRH dochodzące do 50 kW/m^2 [47]. Co również istotne w kontekście pracy układu w otoczeniu silnego pola magnetycznego - dla ustabilizowania poprawnej pracy całego systemu, jeden z

ważniejszych elementów układu, jakim jest pompa turbomolekularna, został ulokowany w odległości 7 metrów od horyzontalnego portu AEK50. Odległość ta zapewniała warunki pracy w środowisku, gdzie indukcja pola magnetycznego jest mniejsza od 5 mT. Port AEK50, do którego system PHA jest podłączony za pomocą specjalnego przewodu przyłączeniowego (zapewniającego mechaniczną izolację przed drganiami W7-X), znajduje się w piątym segmencie reaktora eksperymentalnego nazywanym HM50. Poglądowy schemat pozycji PHA względem portu AEK50 i środka symetrii W7-X jest przedstawiony na *Rys.23.*



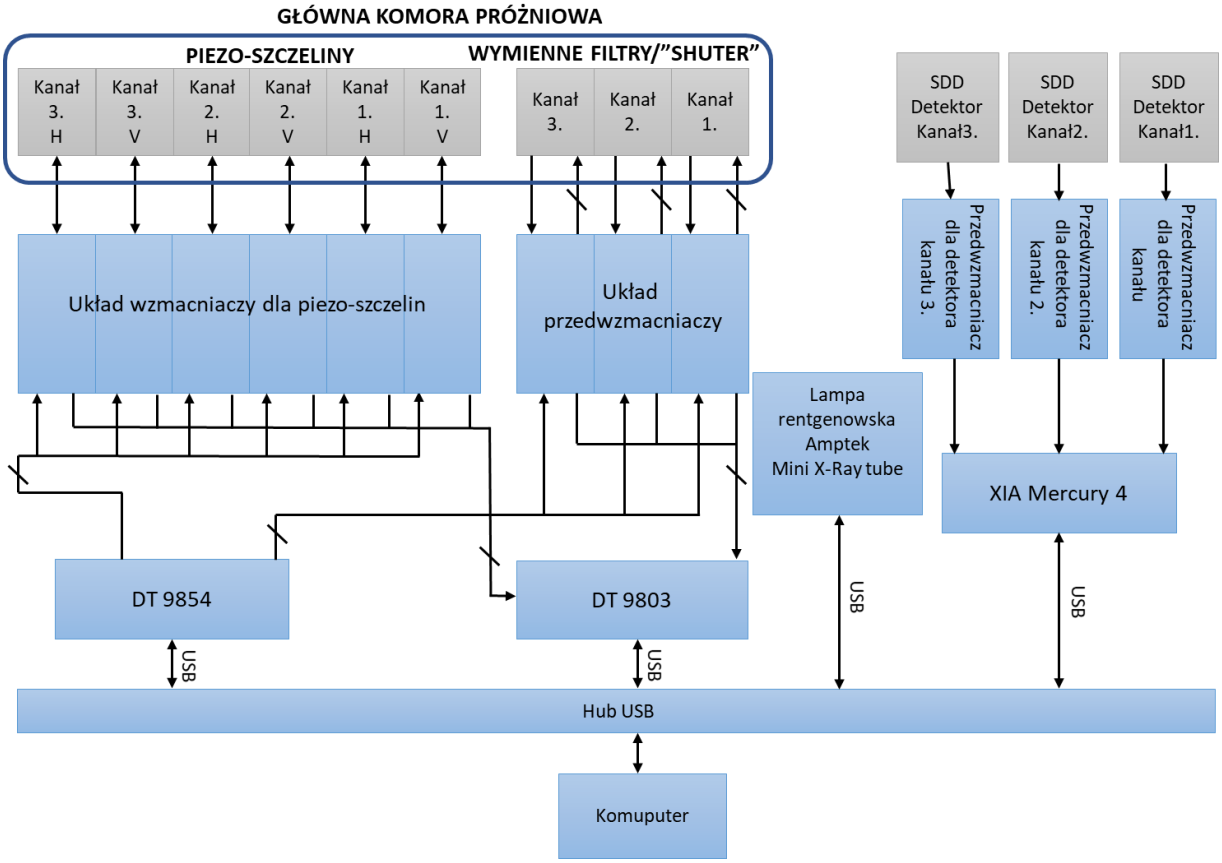
Rys.23. Pozycja systemu PHA i portu AEK50 względem plazmy generowanej przez stellarator W7-X.

Do głównych komponentów układu PHA możemy zaliczyć między innymi komorę próżniową wraz z zestawem piezo-szczelin i filtrów berylowych, flansze z detektorami, źródło kalibracyjne, pompę turbomolekularną, przewód przyłączeniowy i cyfrowy analizator impulsów, który w połączeniu z głównym komputerem pozwala na zapis rejestrowanych wyników. Schemat diagnostyki PHA jest przedstawiony na *Rys.24.,* ze szczególnym uwzględnieniem jego dwóch najważniejszych komponentów – komory próżniowej i flanszy, na której zamontowane są detektory.



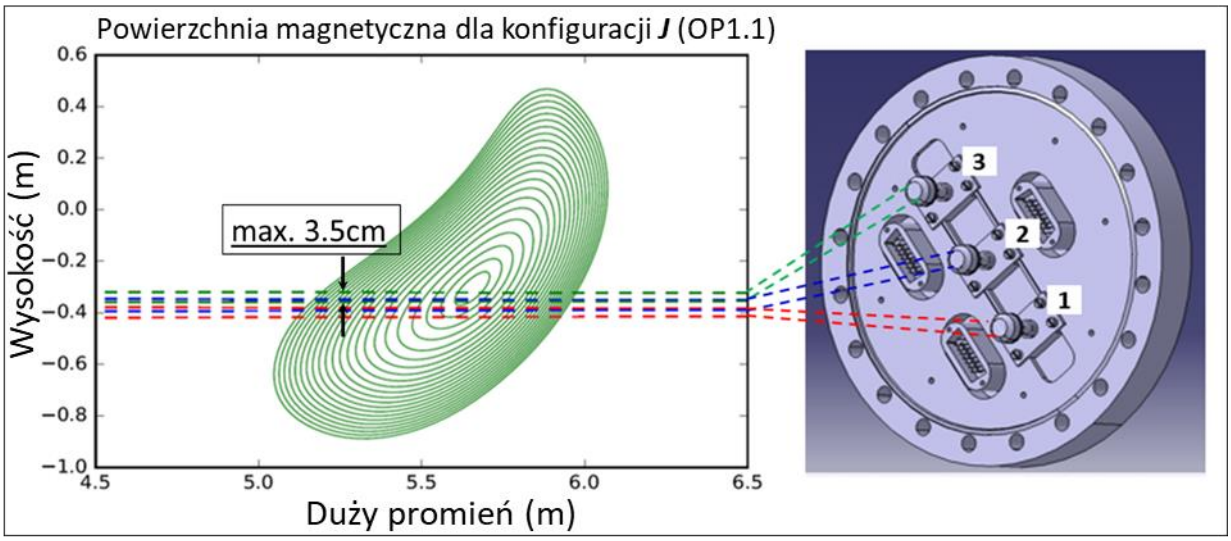
Rys.24. Schemat diagnostyki PHA z uwzględnieniem jej najważniejszych elementów.

W generalnym ujęciu, wszystkie elementy diagnostyki możemy podzielić na dwie zasadnicze grupy – pierwsza z nich odnosi się do komponentów pracujących w próżni, podczas gdy druga obejmuje elementy pracujące w warunkach atmosferycznych. W przypadku pierwszym mowa jest o detektorach krzemowych typu SDD (*z ang. Silicon Drift Detector*), szczelinach o regulowanej szerokości i zestawach filtrów Be o różnej grubości, natomiast w przypadku drugim chodzi o systemy ze wzmacniaczami (dla detektorów, piezo-szczelin, czy zestawów z filtrami), układy do cyfrowego przetwarzania danych (moduły DT98XX, XIA, komputer) i źródło kalibracyjne. Schemat połączenia wszystkich elementów z dwóch grup (pierwsza w kolorze szarym, druga – niebieskim) przedstawiony jest przedstawiona na Rys.25.



Rys.25. Elementy PHA reprezentujące grupy komponentów pracujących w próżni (w kolorze szarym) i warunkach atmosferycznych (w kolorze niebieskim).

Rejestracja miękkiego promieniowania X w układzie PHA oparta jest na trzech kanałach pomiarowych - detektorach SDD produkcji PNDetector, które co istotne, pozwalają na rejestrację fotonów w różnych zakresach energetycznych. Pierwsze dwa kanały, charakteryzujące się 8µm oknami berylowymi o powierzchni chipu 100mm^2 i grubości aktywnej powierzchni równej 450 µm, przeznaczone są do rejestrowania widm odpowiednio w zakresach 1.5 – 19.6 keV i 0.96 -19.6 keV (w zależności od zastosowanego filtru). Z kolei kanał trzeci, z cienkim oknem polimerowymi i aluminiową warstwą chroniącą przed światłem, umożliwia rejestracje miękkiego promieniowania X już od 0.65 keV. Linie patrzenia każdego z detektorów *(z ang. LOS – line of sight)* ustawione są w taki sposób by każdy detektor mógł obserwować obszar plazmy znajdujący się blisko jej centrum. Jak widać z *Rys.26.*, LOS trzech detektorów, wzajemnie się na siebie nakładają i obejmują swoim zasięgiem plazmę o średnicy ok. 3.5 cm (każdy) w przypadku ustawienia szczelin na 1.2x1.2 mm^2 .



Rys.26. Linie patrzenia trzech detektorów SDD dla następujących ustawień geometrycznych PHA: dystans plazma-piezoszczeliny = 7m, dystans piezoszczeliny-detektory = 1m, rozmiar piezoszczelin = 1.2x1.2mm^2.

Szczeliny te, przez które do detektorów dociera strumień fotonów, pełnią jedną z podstawowych funkcji całego układu, a mianowicie służą do regulacji padającego na sensory promieniowania poprzez ich szersze otwarcie (zwiększenie strumienia), przymknięcie (zmniejszenie strumienia), bądź całkowite zamknięcie (odcięcie strumienia). Regulacja szczelin (inaczej zwanych pinholami) może się odbywać w zakresie od 0 do 1.35×1.35 mm^2. Co również istotne, specjalna konstrukcja tych elementów umożliwia sprawne zmiany ich szerokości nawet w ramach jednego wyładowania, jako że czas ustawienia wymaganej pozycji zajmuje ok. 50 ms. Z kolei w celu uzyskaniu interesującego nas przedziału energetycznego który będzie podlegał naszej dalszej obserwacji, konieczne jest zastosowanie filtrów berylowych o odpowiedniej grubości, bądź też, w razie potrzeby ich całkowite pominięcie. W *tab.2.* zebrane zostały informacje dotyczące dostępnych filtrów Be dla każdego z detektorów wskazując tym samym na maksymalne przedziały energetyczne.

Tab.2. Możliwa konfiguracja filtrów Be w trzech kanałach pomiarowych układu PHA z uwzględnieniem maksymalnych zakresów energetycznych rejestrowanych przez konkretne detektory SDD w przypadku zastosowania „Pozycji 1".

Kanał pomiarowy	Rejestrowany zakres energii (zakładając 37% transmisji)	Grubość Be filtru		
		Pozycja 1	Pozycja 2	Pozycja 3
Kanał 1 (Channel 1) Detektor SDD z 8 µm Be oknem	1.5 - 19.6 keV	25 µm	100 µm	50 µm (lub 1000 µm dla OP1.2 b)
Kanał 2 (Channel 2) Detektor SDD z 8 µm Be oknem	0.96 - 196 keV	pozycja otwarta (bez filtra)	50 µm	100 µm
Kanał 3 (Channel 3) Detektor SDD z cienkim polimerowym oknem + Al ochrona przed światłem	0.65 -19.6 keV	pozycja otwarta (bez filtra)	10 µm	25 µm

Kolejnym istotnym elementem systemu PHA, z punktu widzenia optymalizacji, jest szybki cyfrowy procesor impulsowy *(z ang. The high speed digital pulse procesor DPP)* XIA, Metrcury-4, który stanowi interfejs pomiędzy detektorami, a komputerem na który wysyłane są zebrane dane. System ten pozwala na równoczesną akwizycje danych z trzech kanałów pomiarowych. W ramach tego komponentu, ustawiane są również parametry dotyczących akwizycji danych (niezależnie dla wszystkich detektorów) takie jak np.: *premaplifier gain, peaking time* (t_p), czy *trigger threshold* (TT). Odgrywają one kluczową role w poprawianiu jakości zebranych danych, co szerzej zostało opisane w podrozdziale 3.2.

3.1. Testy Laboratoryjne PHA

Docelowo system PHA, jak już wspomniano wcześniej, odpowiedzialny jest za rejestracje widm, które w dalszym etapie umożliwią identyfikacje zanieczyszczeń w plazmie w celu ich monitorowania. W związku z tym, najważniejszym elementem całego układu jest flansza z detektorami przeznaczona do zbierania widm z zakresu miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Tym samym jednym z podstawowych zadań przy realizacji projektu systemu PHA był dobór odpowiednich sensorów, które miały umożliwić wydajną i efektywną pracę, a następnie przeprowadzenie badań laboratoryjnych prowadzących finalnie do ich kalibracji. Wyniki z tych właśnie testów zostały zebrane w obecnym rozdziale.

3.1.1 Dobór odpowiednich detektorów półprzewodnikowych

W przypadku systemu PHA dedykowanego stellaratorowi W7-X, rozważane były półprzewodnikowe detektory krzemowe dwóch różnych produkcji – amerykańskiej (AMPTEK) i niemieckiej (PNDetector) [48]. Oba rozwiązania są powszechnie wykorzystywane przy badaniach spektroskopowych ze względu na szereg zalet, które są dla nich charakterystyczne. Do niewątpliwych mocnych stron detektorów SDD należą między innymi wyższa rozdzielczość energetyczna i ilość rejestrowanych zliczeń w porównaniu z innymi półprzewodnikowymi detektorami, jak i również system chłodzenia oparty na elementach Peltiera (odstąpienie od niepraktycznego chłodzenia płynnym azotem). Wybór konkretnego detektora SDD oparty był przede wszystkim na możliwie jak najlepszym dopasowaniu parametrów technicznych danego sensora do późniejszych warunków pracy całego systemu PHA. W poniższej tabeli zebrane są najważniejsze parametry detektorów SDD obu produkcji.

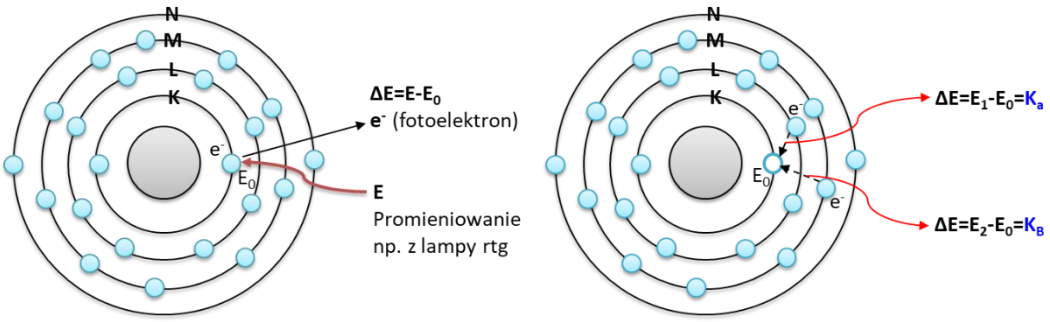
Tab.3. Porównanie najważniejszych parametrów technicznych dwóch detektorów SDD produkcji AMPTEK i PNDetector.

PARAMETR	AMPTEK	PNDetector
Powierzchnia detekcji	7 mm^2	10 mm^2
Grubość	450 µm	450 µm
System chłodzenia	Dwustopniowy element Peltiera	Dwustopniowy element Peltiera
Temperatura pracy	-50°C	-20°C
FET	Zamontowany osobno	Zintegrowany z chipem
Rodzaj okna	Berylowe (12,5 µm)	Berylowe (8 µm)
Nominalna rozdzielczość energetyczna	136 eV @ 5.9 keV	132 eV @ 5.9 keV

Jak wynika z danych zebranych w *Tab.3.* oba sensory charakteryzują się podobnymi parametrami technicznymi. Warto jednak zwrócić uwagę na położenie tranzystora polowego FET *(z ang. Field Effect Transistor)* w obu konstrukcjach. W przypadku detektora wyprodukowanego przez firme PNDetector, tranzystor ten jest zintegrowany z chipem, podczas gdy u AMPTEKa, jest zamontowany oddzielnie. Większa integracja tranzystora z

chipem wpływa korzystnie na ograniczenie szumów i w konsekwencji na polepszenie energetycznej rozdzielczości. Opierając się zatem jedynie na parametrach zawartych w powyższej tabeli – rozwiązanie stworzone przez PNDetector wydaję się trochę lepsze. Aby jednak potwierdzić tą tezę, przeprowadzone zostały dodatkowe testy laboratoryjne.

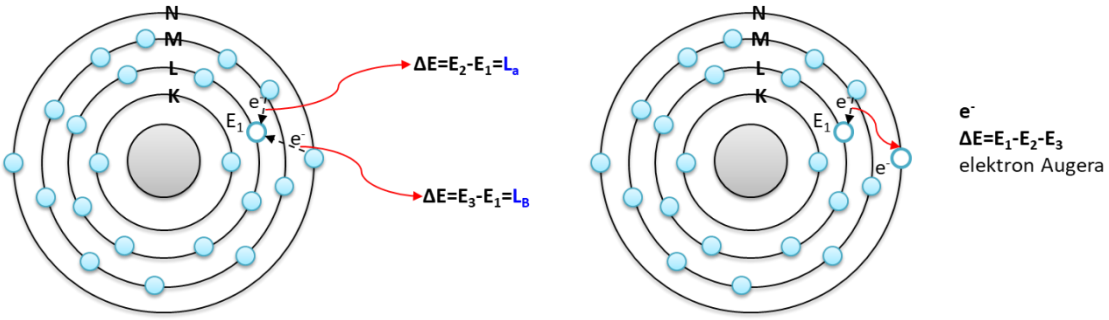
Testy laboratoryjne oparte były na metodzie XRF spektroskopii fluorescencji rentgenowskiej *(z ang. X-ray fluorescence)* [49]. Jest to powszechna technika wykorzystywana do określenia rodzaju pierwiastków występujących w danym materiale ze względu na szybkość samej analizy oraz jej znikomą inwazyjność. Badania tego typu dzielą się zwykle na kilka etapów. Na początku, próbka jest naświetlana promieniowaniem X za pomocą lampy rentgenowskiej lub innego źródła. Następnie pod wpływem tego procesu dochodzi do wybicia elektronów z wewnętrznych powłok elektronowych. Powstałe w ten sposób dziury elektronowe w bardzo krótkim czasie zapełniane są przez elektrony z wyższych powłok, co wiąże się z emisją kwantu promieniowania rentgenowskiego. Proces ten przedstawiony jest na *Rys.27.*



Rys.27. Emisja charakterystycznego kwantu promieniowania rentgenowskiego w metodzie XRF.

W przypadku tym zilustrowana została seria linii emisyjnych K charakterystyczna dla przejścia na powłokę, której główna liczba kwantowa n=1. Możliwe przejścia K_α mają miejsce gdy $\Delta n=1$, z kolei K_β w przypadku $\Delta n=2$.

Możliwe jest również seria linii emisyjnych L (*Rys.28*) oraz sytuacja, w której to kwant energii powstały na skutek przejść wewnętrznych zostaje zaabsorbowany przez elektron walencyjny w danym atomie. Wówczas mówimy o tzw. efekcie Augera (*Rys.28*)



Rys.28. Przejście linii emisyjnych typu L (po lewej stronie) oraz emisja elektronu Augera (po prawej stronie).

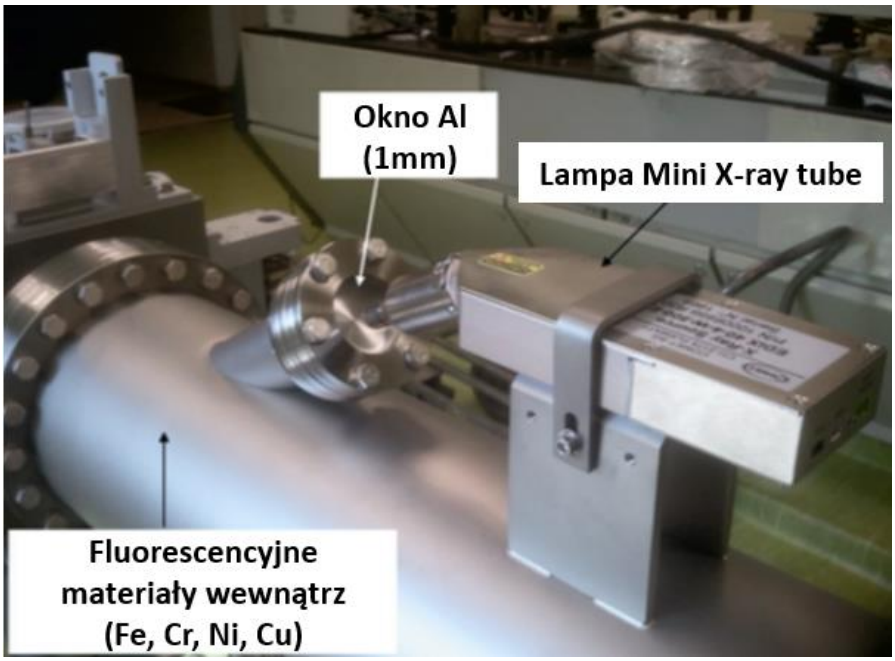
Dla każdego typu przejścia oszacowanie przybliżonej energii linii emisyjnej odbywa się na podstawie prawa Moseley'a. Wynika to z faktu, że energie linii są związane z energiami wiązania elektronów w danym pierwiastku.

$$E=B(Z-1)^2 \quad (8)$$

gdzie:

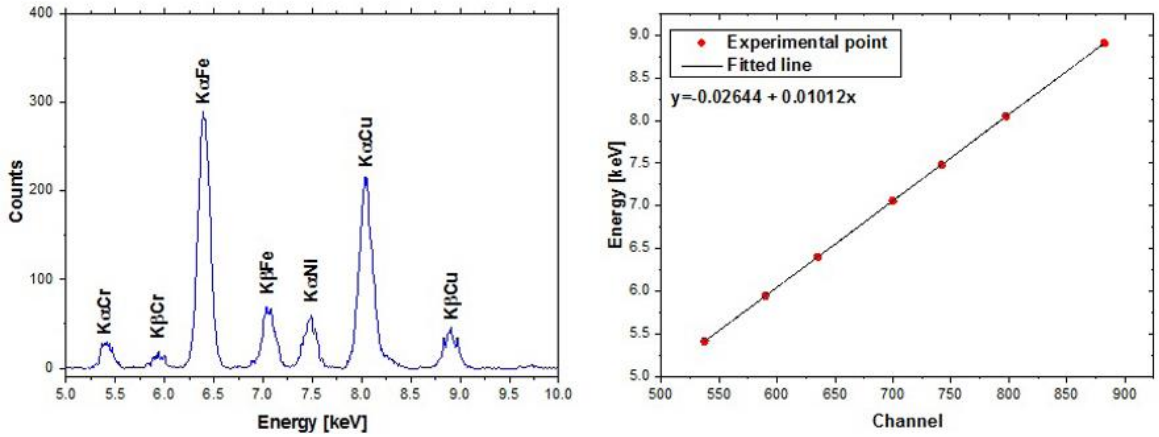
E- Energia linii emisyjnej (keV), Z- liczba atomowa, B- stała charakterystyczna dla konkretnego typu przejścia.

Testy układu diagnostycznego zostały zrealizowane przy użyciu lampy rentgenowskiej *mini x-ray tube* zintegrowanej z systemem. Promieniowanie rentgenowskie pochodzące z tego źródła skierowane było na fragment stali nierdzewnej wzbogaconej o miedź (Cu), dzięki czemu możliwa była kalibracja układu na podstawie dobrze znanych linii pochodzących od żelaza (Fe), niklu (Ni), chromu (Cr), czy miedzi. *Rys.29.* przestawia fragment układu, w którym przeprowadzane były pomiary.

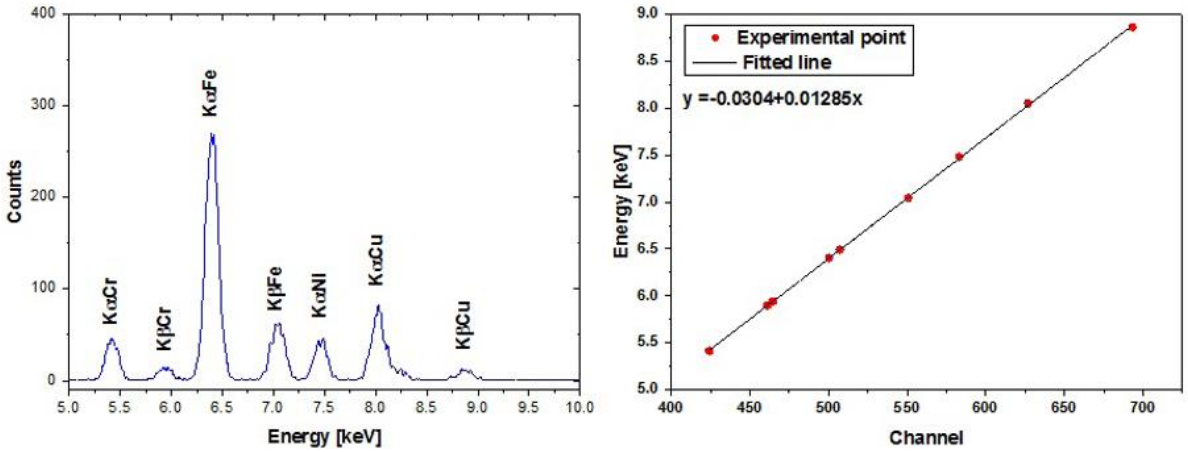


Rys.29. Kalibracja systemu PHA w ramach testów laboratoryjnych.

Czas akwizycji widma wynosił ok. 90 min. dla każdego z badanych detektorów w wyniku czego zarejestrowanych zostało 7 linii widmowych pochodzących z przejść K_α ($K_\alpha Cr$, $K_\alpha Fe$, $K_\alpha Ni$, $K_\alpha Cu$) oraz K_β ($K_\beta Cr$, $K_\beta Fe$, $K_\beta Cu$). Poniżej prezentowane są widma zarejestrowane przez sensory z PNDetektor i Amptek wraz z odpowiadającymi im krzywymi kalibracji.

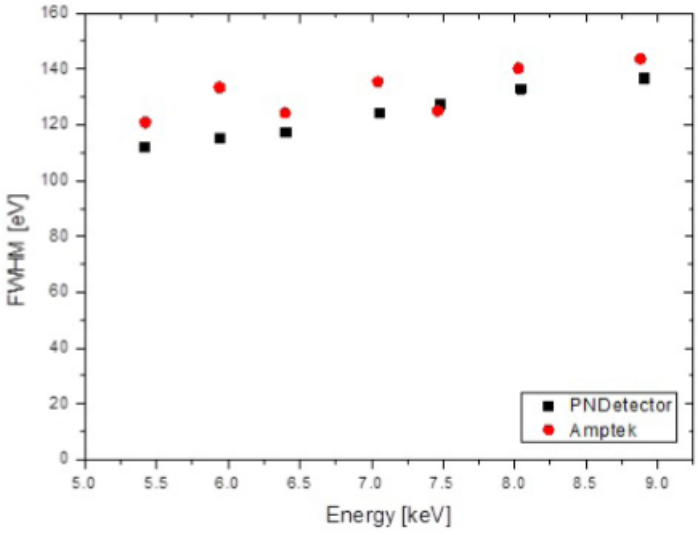


Rys.30. Zarejestrowane widmo kalibracji przez detektor SDD produkcji PNDetector (8 µm okno berylowe) wraz z krzywą kalibracji.



Rys.31. Zarejestrowane widmo kalibracji przez detektor SDD produkcji Amptek (12.5 µm okno berylowe) wraz z krzywą kalibracji.

Jak widać z *Rys. 30. i Rys.31.*, oba detektory pozwoliły zarejestrować komplet siedmiu spodziewanych linii. Na podstawie przeprowadzonych kalibracji, możliwe było również przeprowadzenie badania zmian szerokości połówkowej linii *FWHM (ang. full width at half maximum)* w funkcji energii.



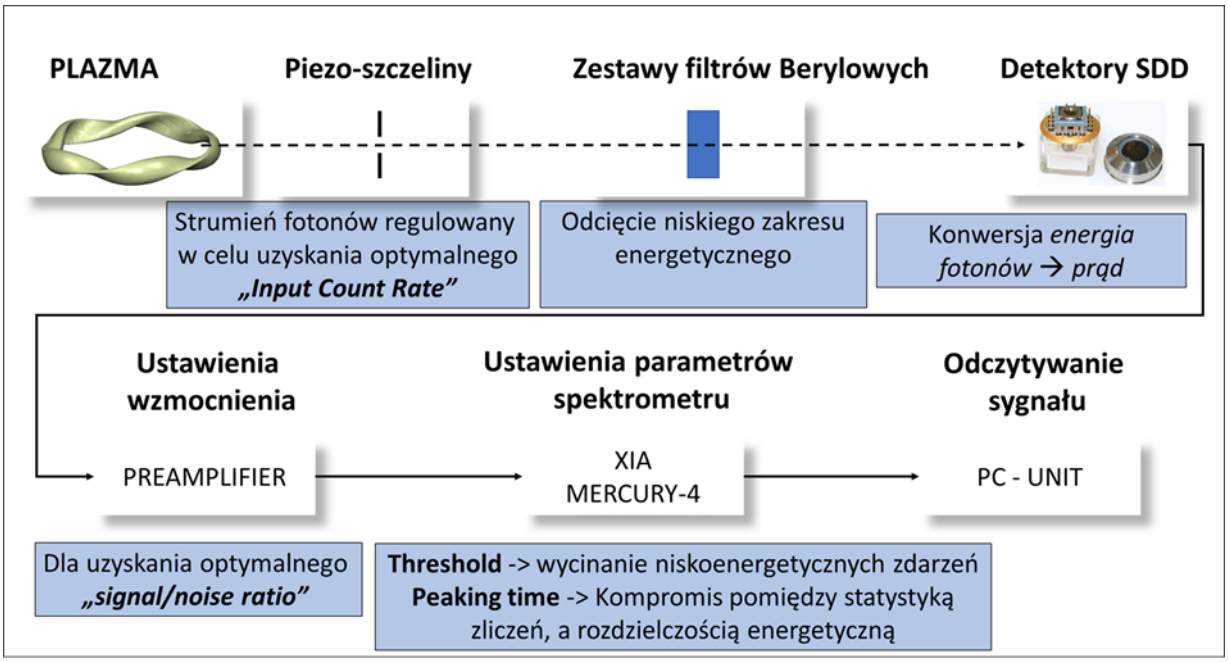
Rys.32. FWHM jako funkcja energii dla obu badanych detektorów SDD.

Otrzymana zależność prezentowana na *Rys.32.* pokazuje, że oba detektory pracują na satysfakcjonującym poziomie. W przypadku sensora z PNDetector średnia szerokość połówkowa wynosi 123,600 ± 0,003 eV, podczas gdy dla Ampteka wynosi 131,800 ± 0,004 eV. W obu przypadkach utrzymuję się trend rosnącego FWHM wraz z energią (z drobnymi

anomaliami z przypadku Ampteka, co prawdopodobnie wynika z bardziej „poszarpanych" zarejestrowanych linii widmowych). Pomimo dobrych wyników dla obu sensorów, ten produkcji PNDetektor wykazał lepsze osiągane wyniki. Dodatkowo na jego korzyść przemawia fakt, że możliwe jest zastosowanie bardzo cienkiego polimerowego okna, co w konsekwencji umożliwi rejestracje lekkich zanieczyszczeń.

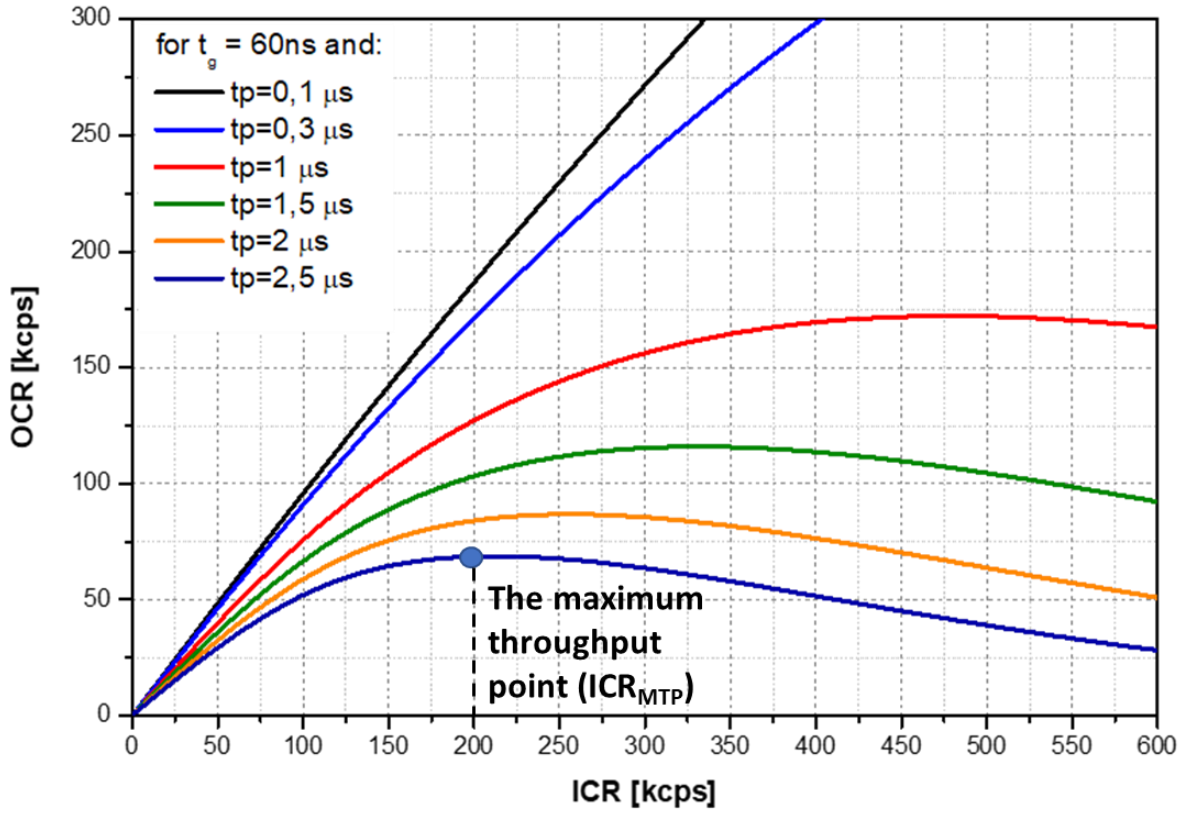
3.2. Uruchomienie diagnostyki PHA podczas kampanii OP1.1 – najważniejsze wnioski

System PHA został uruchomiony tuż przed pierwszą kampanią eksperymentalną na W7-X-OP1.1, w 2015 roku [40]. Aby uzyskać satysfakcjonujące widma, w których linie widmowe będą dostatecznie dobrze rozdzielone, a poziom szumów będzie się utrzymywał na niskim poziomie – przede wszystkim konieczne jest uzyskanie dobrej statystyki zliczeń, w czym mogą pomóc odpowiednie ustawienia diagnostyki. Regulowanie strumienia fotonów, który dociera do detektorów, a następnie przetwarzanie uzyskanych informacji w sposób cyfrowy, ilustruje blokowy schemat formowania się sygnału w diagnostyce PHA.



Rys.33. Schemat operacyjny etapów transmisji sygnału w układzie PHA.

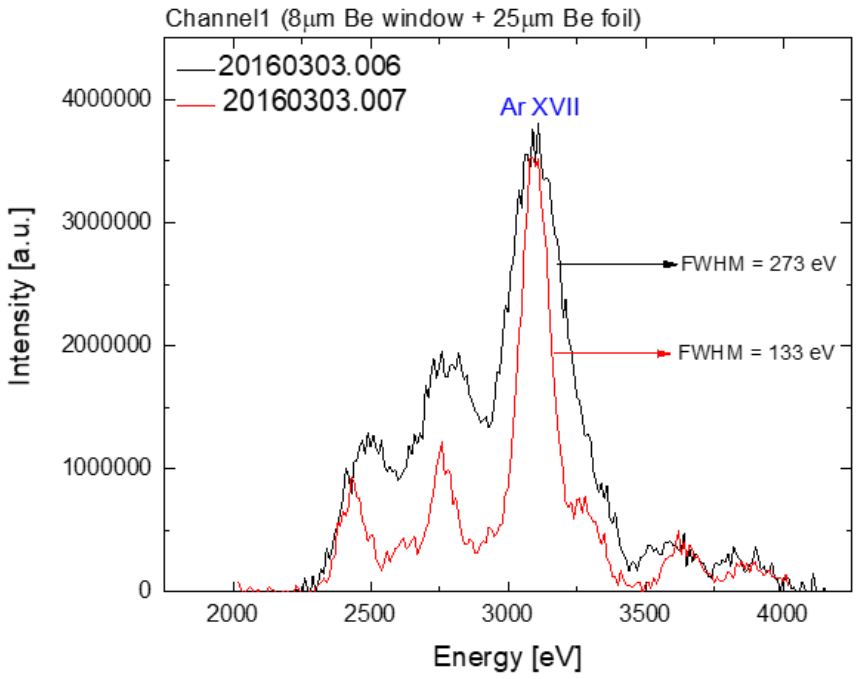
Jak wynika z *Rys.33.* na początku procesu formowania widma, strumień fotonów z plazmy W7-X jest regulowany za pomocą rozmiaru szczelin (p_d). Na tym etapie, aby uzyskać optymalną ilość zliczeń, system PHA powinien pracować blisko, bądź poniżej wartości „input count rate" (ilość fotonów padających na detektor), dla której pojawia się maksimum parametru „output count rate" (ilość fotonów zarejestrowanych w widmie)*(Rys.34.)*



Rys.34. Zależność parametru Output Count Rate OCR (ilość fotonów zarejestrowanych w widmie) od parametru Input Count Rate ICR (Ilość fotonów padających na detektor) dla cyfrowego analizatora w przypadku różnych wartości t_p.

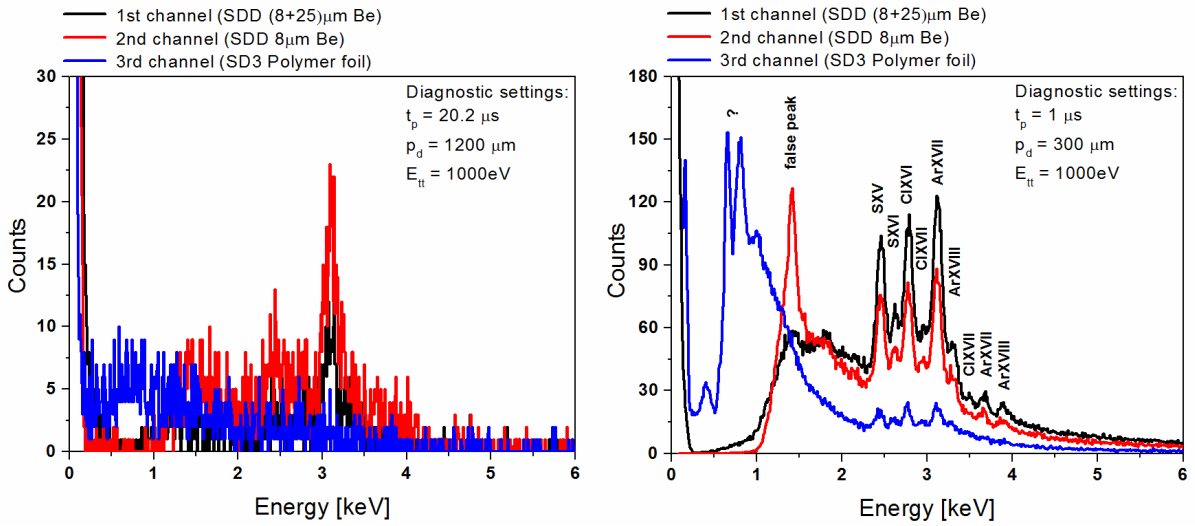
W przypadku gdy ICR jest ustawione na opadającą część zbocza, powyżej ICR_{MTP} (przy np. zbyt szeroko otwartych szczelinach), wówczas OCR spada wraz ze wzrostem padających na detektor fotonów (ICR). W tej sytuacji mówimy o znaczącym udziale tzw. efektu pile-up i zwiększającego się czasu martwego. Oba zjawiska mają negatywny wpływ na rejestrowane widma, ze względu na „eliminowanie" znaczącej ilości fotonów, które powinny się znaleźć w końcowym spektrum. Takie właśnie zjawisko obserwowane było na początku pracy systemu PHA na W7-X, co zostało z czasem skorygowane poprzez zmniejszenie p_d. W następnym kroku fotony, które przejdą przez dodatkowe filtry Be trafiają na detektory SDD, w których następuje

ich konwersja na sygnał prądowy. Ładunki wygenerowane w obszarze aktywnym sensora są przetwarzane na impulsy poprzez przedwzmacniacze ładunków. W jednym z ostatnich etapów całego procesu, sygnał jest przetwarzany przez cyfrowy przetwornik impulsów (*z ang. Digital pulse procesor DPP*). Poprzez odpowiednie dobranie różnych parametrów w cyfrowym przetworniku, można zoptymalizować stosunek sygnału do szumów (*z ang. signal to noise ratio*). Odbywa się to głównie poprzez sterowanie takimi parametrami jak *peaking time* (t_p) i *trigger threshold* (E_{tt}). Pierwszy z nich definiuje maksymalny czas dla ukształtowania się impulsu (począwszy od wyjścia z tzw. podstawy (*baseline)*, do jego maksimum). Parametr ten przede wszystkim ma znaczący wpływ na energetyczną rozdzielczość rejestrowanych linii widmowych, jak i również statystykę zliczeń. W związku z tym, optymalizacja t_p stanowi kompromis pomiędzy ilością zliczeń w każdym binie (bin definiujemy jako szerokość przedziału energetycznego, w którym zbierane są fotony podczas akwizycji danych), a energetyczną rozdzielczością. W praktyce, gdy wartość t_p była ustawiona na zbyt wysokim poziomie, niemożliwe było obserwowanie widma ze względu na zbyt niski poziom OCR. Z drugiej strony, ustawienie t_p na zbyt niskim poziomie prowadzi do znaczącego pogorszenia się energetycznej rozdzielczości widma. Przykład zmieniającej się energetycznej rozdzielczości pod wpływem zmiany t_p przedstawia *Rys.35.*



Rys.35. Przykład widma zarejestrowanego przez kanał pierwszy (detektor 1) dla następujących ustawień: t_p = 1 μs (kolor czerwony), i t_p = 0.3 μs (kolor czarny), E_{tt} = 1000 eV, p_d = 300 μm.

Z kolei drugi parametr - E_{tt} jest odpowiedzialny za ustawienie limitu dla tzw. niskich energii (*ang. low-energy limit*) dla szybkiego filtra (elementu odpowiedzialnego za inspekcje efektu pile-up). Zatem w praktyce, E_{tt} używany jest do odcinania niskich energii widma. W trakcie testów, zauważano, że w przypadku gdy wartość E_{tt} była zbyt niska, generował się zero-energetyczny szum, co wprowadzało błąd do sumarycznej wartości OCR – przekładając się tym samym na słabszą jakość rejestrowanych widm. Pierwsze tygodnie pracy z systemem PHA, dodatkowo wykazały że największy wpływ na rejestrowane widma mają odpowiednio dobrane wielkości szczelin do konkretnych warunków eksperymentalnych. W przypadku pierwszej kampanii eksperymentalnej na W7-X, najbardziej znaczące zmiany odnotowano przy zredukowaniu p_d z 1200 µm do 300 µm (zmniejszając tym samym efekt pile-up) oraz przy zmianie t_p z 20 µs na 1 µs. Po wielu testach przeprowadzanych w ramach OP1.1. najbardziej optymalne parametry dla panujących wówczas warunków eksperymentalnych, uzyskane zostały dla kanału pierwszego: t_p = 1 µs, E_{tt} = 1000 eV, p_d = 300x300 µm.

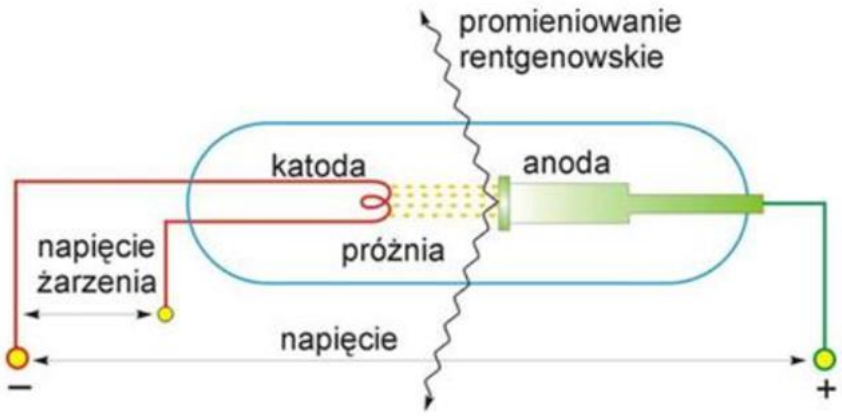


Rys.36. Przykład widm zarejestrowanych przez układ PHA przed (lewa strona) i po (prawa strona) optymalizacji. Ilość zliczeń została znormalizowana do 250 ms. Czas wyładowania był równy 4s (wykres prawy) i 250 ms (wykres lewy).

Jak widać na podstawie *Rys.36.* po zmianie wartości kluczowych parametrów, ilość rejestrowanych zliczeń zwiększyła się o dwa rzędy wielkości. Doprowadziło to również do otrzymania widma z dobrze rozdzielonymi liniami (FWHM = 130 eV dla t_p = 1). Przełożyło się to na możliwość identyfikacji zanieczyszczeń pochodzących z centrum plazmy wraz ze wskazaniem ich stopni jonizacji.

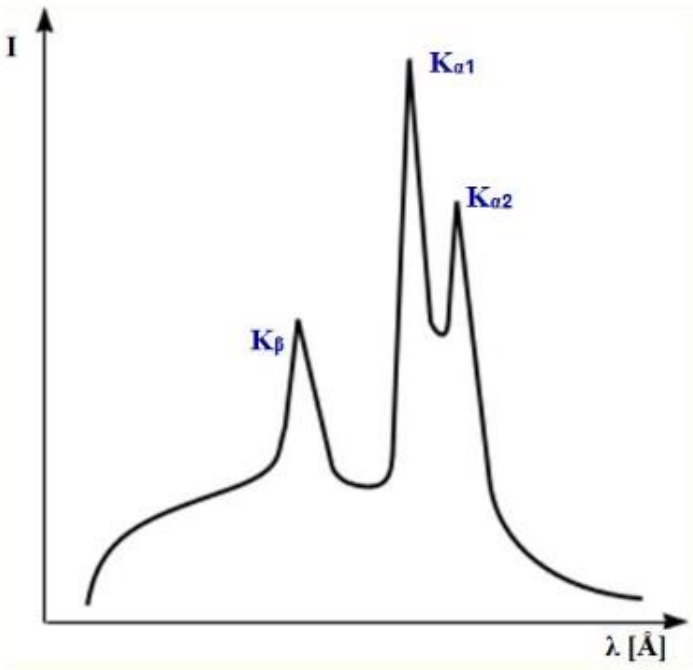
4. Emisja promieniowania rentgenowskiego w kontekście informacji dostarczanych przez układ diagnostyczny PHA

Promieniowane rentgenowskie (X) odkryte w 1895 roku przez niemieckiego fizyka Wilhelma Conrada Roentgena definiujemy jako promieniowanie elektromagnetyczne, którego długość fali zawiera się w przedziale od 10^{-12} do 10^{-8} m, a zatem pomiędzy promieniowaniem gamma (γ), a promieniowaniem ultrafioletowym (UV). Zakres promieniowania X częściowo pokrywa się z niskoenergetycznym promieniowaniem gamma (γ). W związku z tym, mechanizmy odpowiedzialne za powstawanie promieniowania X oraz γ stanowią podstawowe kryterium ich wzajemnego rozróżnienia. A mianowicie, źródłem promieniowania rentgenowskiego zwykle jest zjawisko przejścia elektronów z wyższych poziomów energetycznych na poziomy, z których zostały wybite elektrony, w wyniku czego obserwuje się promieniowanie charakterystyczne, bądź proces hamowania elektronów w polu elektrycznym jądra atomu prowadzący do emisji promieniowania hamowania. Z kolei kwanty promieniowania gamma powstają przeważnie w wyniku przemian energetycznych w jądrach atomowych. W praktyce promieniowanie rentgenowskie uzyskuje się za pomocą synchrotronu (szczególny rodzaj akceleratora cyklicznego) lub lampy rentgenowskiej. Lampa rentgenowska, przedstawiona w sposób schematyczny na *Rys.37.*, składa się z tzw. szklanej bańki, w której panuje wysoka próżnia dochodząca do 10^{-4} Pa. Wewnątrz bańki, znajdują się dwie elektrody – katoda (K) i anoda (A), które są połączone ze źródłem wysokiego napięcia (około kilkadziesiąt tysięcy woltów). Do katody podłączony jest biegun ujemny, podczas gdy do anody dodatni.



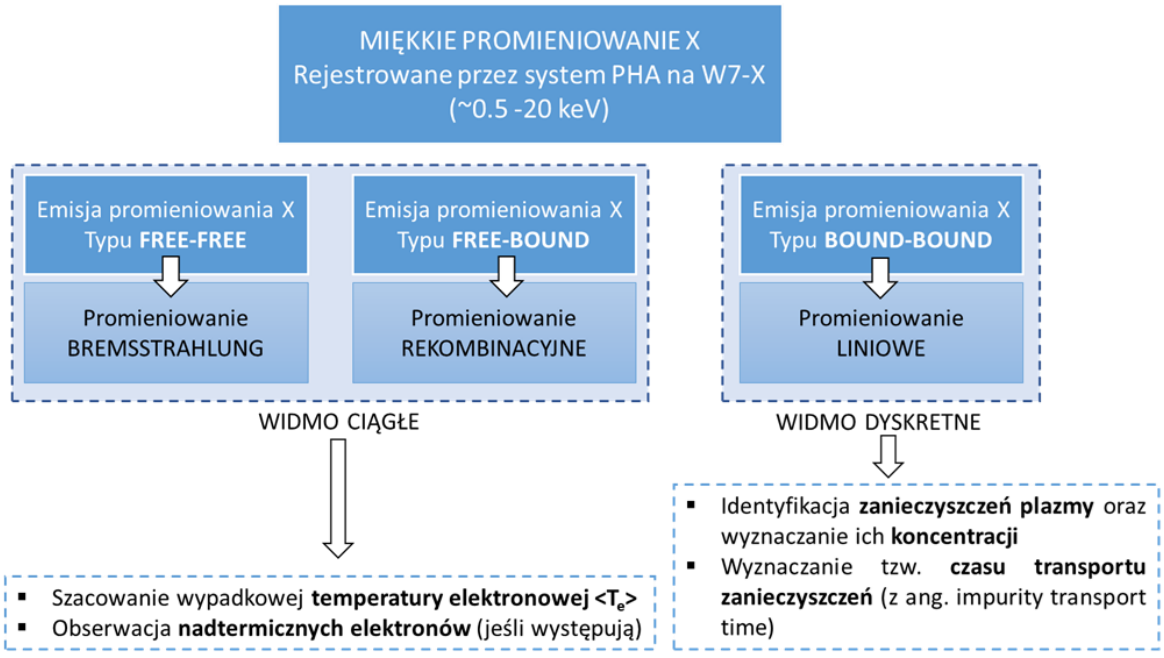
Rys.37. Schemat Lampy Rentgenowskiej, źródło: http://www.krystalografia.us.edu.pl/mag/mag4a.pdf

Zwykle materiałem katody jest włókno wolframowe, które w trakcie działania lampy jest w stanie rozgrzać się do bardzo wysokich temperatur. Następnie, emitowane z rozgrzanej katody elektrony przyśpieszane są w polu elektrycznym pomiędzy elektrodami. Finalnie, rozpędzone elektrony są wyhamowywane w materiale anody, o który uderzają. Jako że materiał anody powinien być wykonany z metalu charakteryzującego się wysoką temperaturą topnienia i dużą liczbą atomową, zwykle można spotkać lampy rentgenowskie z anodami wykonanymi z wolframu, miedzi, kobaltu, czy żelaza. Kolejnym ważnym aspektem w przypadku pracy lampy rentgenowskiej jest zapewnienie odpowiedniego chłodzenia tarczy anody używając do tego celu np. przepływającego powietrza, wody, czy też oleju. Wynika to z faktu, że w większości przypadków, bombardujące anodę elektrony ulegają tzw. uderzeniom skośnym z cząstkami materii, tracąc przy tym część energii kinetycznej, która zamieniana jest w ciepło przyczyniając się tym samym do wzrostu temperatury tarczy anody. Ostatecznie, widmo promieniowania X, które powstaje dzięki zastosowaniu lampy rentgenowskiej przedstawia zależność natężenia promieniowania (I) od długości fali (λ) i składa się z dwóch podstawowych „części", jakimi są: widmo ciągłe (zawierające fale o różnych długościach) oraz charakterystyczne (o ściśle zdefiniowanych długościach fali) (*Rys.38).*



Rys.38. Przykładowy rozkład widma z lampy rentgenowskiej, w skład którego wchodzi promieniowanie ciągłe oraz liniowe, źródło: http://www.krystalografia.us.edu.pl/mag/mag4a.pdf

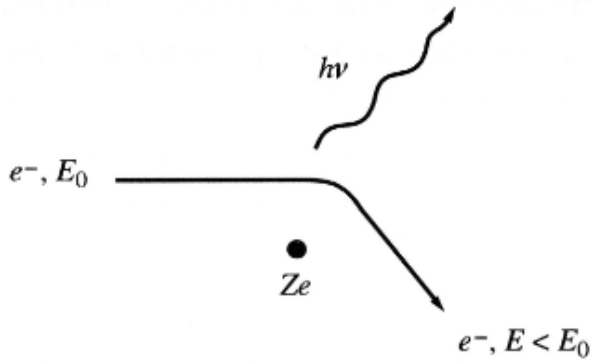
Dedykowany system PHA na W7-X, przeznaczony jest do pomiaru emisji miękkiego promieniowania rentgenowskiego w szerokim zakresie energetycznym od ok. 0.5 do 20 keV. Analiza tego typu promieniowania niesie ze sobą istotne informacje zarówno na temat parametrów plazmy, jak i jej potencjalnych zanieczyszczeń. W rezultacie możliwe jest szacowanie średniej temperatury elektronowej ($<T_e>$), wyznaczanie efektywnego ładunku plazmy (Z_{eff}), a także identyfikacja możliwych zanieczyszczeń oraz wyznaczanie ich koncentracji. Obok dwóch nadrzędnych celów badawczych realizowanych na podstawie danych dostarczanych przez układ PHA, można również prowadzić dodatkowe analizy z zakresu badań nad fizyką plazmy. Mowa tu o wyznaczaniu czasu transportu zanieczyszczeń (z ang. *impurity transport time*), czy obserwacji elektronów nadtermicznych w pożądanych warunkach eksperymentalnych. Poniższy diagram (Rys.39.), w sposób poglądowy pokazuje możliwe kierunki badawcze realizowane za pomocą układu PHA z odpowiednim przypisaniem ich do konkretnych rodzajów promieniowania X, które dokładniej zostaną opisane w kolejnych podrozdziałach.



Rys.39. Rodzaje emisji promieniowania X z potencjalnym ich wykorzystaniem przez układ PHA.

4.1. Promieniowanie ciągłe

W sytuacji gdy promieniowanie rentgenowskie generowane jest za pomocą opisanej we wcześniejszym rozdziale lampy rentgenowskiej, emisja promieniowania ciągłego powstaje w wyniku gwałtownego hamowania elektronów w polu elektrycznym jąder atomowych tarczy anody. W przypadku tego typu oddziaływania, elektron zmienia swój kierunek oraz przyśpieszenie, co w efekcie prowadzi do zmniejszenia jego energii i emisji promieniowania X. Schemat powstawania widma ciągłego przedstawiony został na *Rys.40.*



Rys.40. Schemat powstawania promieniowania rentgenowskiego o charakterze ciągłym, kiedy to elektron o energii E_0 jest spowalniany i odchylany w polu jądra atomowego Ze, w wyniku czego dochodzi do emisji kwantu promieniowania X.

W praktyce rozpędzone elektrony tracą energię (E) na drodze co najmniej kilku zderzeń. Każdemu zderzeniu towarzyszy emisja fotonu promieniowania rentgenowskiego, co w rezultacie prowadzi do powstania widma ciągłego, stanowiącego zbiór fal o różnej długości. Energię fotonu emitowanego przy każdorazowym akcie hamowania elektronu można zdefiniować jako:

$$h\nu = E_0 - E \tag{9}$$

gdzie:

h – stała Plancka, ν – częstość fotonu, E_0 – energia kinetyczna padającego fotonu, E – energia kinetyczna oddalającego się fotonu

Zdarza się jednak, że już podczas pojedynczego zderzenia elektron traci całą swoją energię. Wówczas dochodzi do emisji fali promieniowania rentgenowskiego o maksymalnej częstości (ν), a zatem i o minimalnej długości fali (λ_{min}), którą się definiuje jako krótkofalową granicę widma promieniowania hamowania:

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{E} \quad (10)$$

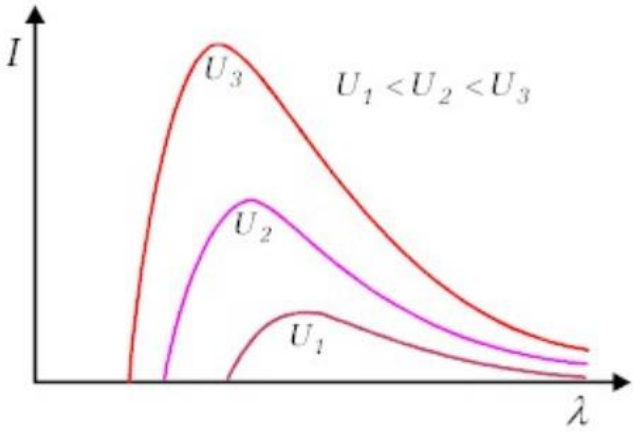
gdzie:

h-stała Plancka, c- prędkość światła w próżni

Decydujący wpływ na wartość λ_{min} ma wartość napięcia przyśpieszającego elektrony w lampie rentgenowskiej (U), co wyrażone jest następującym wzorem:

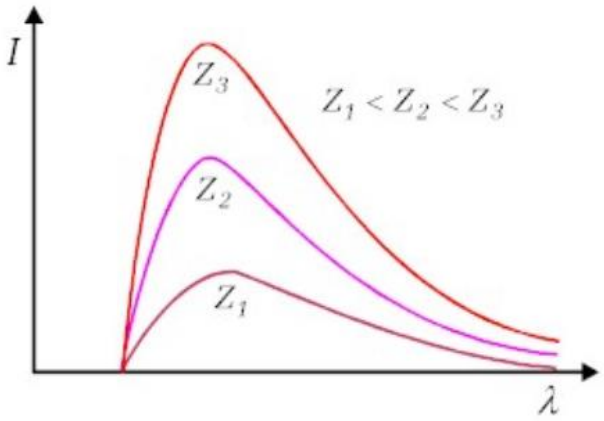
$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eU} = \frac{12{,}39}{U} \text{ [Å]} \quad (11)$$

W przypadku zwiększenia wartości napięcia przyśpieszającego, widmo ciągłe przesunie się w kierunku fal krótszych oraz nastąpi wzrost natężenia emitowanego promieniowania, co można zaobserwować na *Rys.41.*



Rys.41. Widma ciągłego promieniowania rentgenowskiego w zależności od zastosowanych napięć przyśpieszających elektrony w lampie rentgenowskiej, źródło: http://www.if.pw.edu.pl/~pluta/pl/dyd/mfj/wyklad/w2/segment7/main.htm

Z kolei na intensywność emitowanego strumienia fotonów ma również wpływ liczba masowa (Z) materiału, z którego została wykonana anoda. Wraz ze wzrostem liczby masowej, obserwuje się wzrost natężenie emitowanego promieniowania przy zachowaniu stałej częstotliwości granicznej (*Rys.42*).



Rys.42. Widma ciągłego promieniowania rentgenowskiego w zależności od liczby masowej materiału anody, źródło: http://www.if.pw.edu.pl/~pluta/pl/dyd/mfj/wyklad/w2/segment7/main.htm

Analiza promieniowania ciągłego jest również niezwykle istotna w kontekście prowadzonych badań nad syntezą termojądrową. W każdym eksperymencie fuzyjnym, w którym używa się na przykład paliwa deuterowego, a temperatura plazmy osiąga przynajmniej kilka keV, możemy zaobserwować zarówno zjonizowane paliwo, jak i niektóre zanieczyszczenia występujące wewnątrz komory próżniowej reaktora. Wówczas plazma składa się głównie z jąder deuteru, grupy wolnych elektronów oraz niewielkiej ilości cząstek alfa mających swój początek w reakcji syntezy. W tej sytuacji, kluczowym zagadnieniem w kontekście przeprowadzenia udanego eksperymentu, staje się zrozumienie zachowania elektronów, które w dalszym etapie, będą mogły oddziaływać z występującą w reaktorze materią, w szczególności z zanieczyszczeniami. To właśnie wspomniane interakcje wolnych elektronów z zanieczyszczeniami wewnętrznymi (komory), bądź zewnętrznymi (specjalnie wprowadzane za pomocą systemów LBO *(z ang. Laser blow off)* [50] i TESPEL (*z ang. Tracer-Encapsulated Solid Pellet injection system*)) [51, 52, 53], będą dostarczać informacji na temat plazmy.

Wolne początkowo elektrony, pochodzące ze zjonizowanego paliwa, mogą wchodzić w reakcje z zanieczyszczeniami na dwa sposoby. W pierwszym z nich, elektron zderza się z jonem i się rozprasza, prowadząc do emisji fotonów. Emisję tego typu nazywamy promieniowaniem Bremsstrahlung. Co istotne, w tej sytuacji elektrony są niezwiązane zarówno przed, jak i po interakcji z jonami, co będzie tłumaczyć ciągły charakter rejestrowanego widma. Drugi możliwy sposób, podobnie jak w poprzednim przypadku, zakłada zderzenie się wolnego początkowo elektronu z jonem. Wówczas elektron zostaje przechwycony przez jon, w wyniku

czego wchodzi w stan związany, po czym następuje emisja tzw. promieniowania rekombinacyjnego. Warto przy tym podkreślić, że zarówno promieniowanie bremsstrahlung, jak i rekombinacyjne stanowią dwa podstawowe komponenty wspomnianego już wcześniej promieniowania ciągłego. W zakresie obserwowanym przez detektory PHA, promieniowanie bremsstrahlung i rekombinacyjne pochodzą od populacji tzw. elektronów termicznych. Z uwagi na to, że intensywność promieniowania bremsstrahlung, zależy od temperatury elektronowej, ten rodzaj interakcji elektronów z jonami, będzie podstawą do jednego z kluczowych celów badawczych PHA, jakim jest pomiar średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ i tym samym zostanie mu poświęconą szczególna uwaga.

Przekrój czynny na promieniowanie typu bremsstrahlung, jak już wspomniano wcześniej odgrywa nadrzędną rolę przy wyznaczaniu $<T_e>$, mówi o tym jakie jest prawdopodobieństwo, że elektron o energii ε_0 doprowadzi do emisji fotonu o energii $h\nu$, do kąta bryłowego $d\Omega$ (cm^2) w konkretnej jednostce czasu. Opisana zależność zdefiniowana jest przez następujący sposób:

$$(\varepsilon_0, h\nu)d\nu d\Omega = I_\nu^{(\theta)} \frac{d\nu d\Omega}{h\nu} \tag{12}$$

gdzie:

$I_\nu^{(\theta)}$ oznacza funkcje elementów macierzy dipolowej.

Scałkowanie przekroju czynnego po kącie bryłowym, z którego wychodzą fotony, prowadzi do następującej zależności sformułowanej w pracy [54]:

$$\sigma(\varepsilon_0, h\nu)d\nu = \frac{8\pi}{3}\frac{e^2}{m^2c^3}\frac{dh\nu}{h\nu}\frac{\eta_0^2 x}{(e^{2\pi\eta_0}-1)(1-e^{-2\pi\eta_f})}\frac{d|F|^2}{dx} \tag{13}$$

gdzie:

$\eta_{0,f} \equiv Z\left(\frac{13.59\ eV}{\varepsilon_{0,f}}\right)^{1/2}$ jest liczbą kwantową dla określonego stanu początkowego (oznaczonego „0") i końcowego (oznaczonego „f"), bezpośrednio związaną z energią fotonów wynikającą z zależności Rydberga:

$$h\nu = Z^2 13.59\ eV\left(\frac{1}{\eta_0^2} - \frac{1}{\eta_f^2}\right) \tag{14}$$

z kolei $x \equiv \frac{4\eta_0\eta_f}{\eta_f^2-\eta_0^2}$, (15)

natomiast F to typowa funkcja hipergeometryczna, która w tym przypadku przyjmuje postać:

$$F = 2\,F_1\left(j\eta_{0,}\, j\eta_f; 1; -x\right) = 1 + \eta_0\eta_f x + (j\eta_0 - \eta_0^2)\left(j\eta_f - \eta_f^2\right)\frac{x^2}{4} + \cdots, x = \frac{4\eta_0\eta_f}{(\eta_f - \eta_0)^2} \quad (16)$$

Następnie scałkowany przekrój czynny może posłużyć do obliczenia spektrum energetycznego promieniowania X, $I(h\nu)$, w funkcji opisującej izotropową dystrybucję przychodzących elektronów, za pomocą konwolucji

$$I(h\nu) = \sum_i n_i Z_i^2 \int_{h\nu}^{\infty} \left(\frac{2\varepsilon_0}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \nu\sigma(\varepsilon_0, h\nu) f(\varepsilon_0) d\varepsilon_0 \quad (17)$$

gdzie:

n_i to liczbowa gęstość stacjonarnych jonów o ładunku Z_i, które tworzą pole Kulombowskie. Funkcja $f(\varepsilon_0)$ jest znormalizowana w taki sposób, że $\int f(\varepsilon_0) d\varepsilon_0 = n_e$ stanowi liczbową gęstość elektronów.

Dla Maxwellowskiego rozkładu T_e powyższa całka przyjmuję postać:

$$I(h\nu) = 2.6 \times 10^{-14}\, n_e \sum_i n_i Z_i^2 \left(\frac{13.59\ eV}{T_e}\right)^{1/2} e^{-\frac{h\nu}{T_e}} g_{av} \quad (18)$$

gdzie:

g_{av} to tzw. uśredniony Gaunt factor.

Wyznaczony wzór na intensywność promieniowania bremsstrahlung obrazuje zależności między temperaturą elektronową plazmy, a nachyleniem widma ciągłego. Szczegółowy opis metody umożliwiającej wyznaczenie $<T_e>$ z widma ciągłego, przedstawiony został w podrozdziale 5.1.

4.2. Promieniowanie liniowe (charakterystyczne)

Do opisu charakterystycznego promieniowania rentgenowskiego wykorzystuje się teorię budowy atomu Nielsa Bohra, która z czasem została rozwinięta przez Wilhelma Sommerfelda. Teoria ta zakłada, że stany elektronów w atomie można określić za pomocą czterech liczb kwantowych. Pierwsza z nich, tzw. ***główna liczba kwantowa n***, może przyjmować wartości kolejnych liczb naturalnych (tj. 1,2,3..) i określa energię układu. W praktyce oznacza to, że elektrony, które zajmują w atomie zbiór stanów kwantowych o tej samej wartości głównej liczby kwantowej, tworzą powłokę elektronową K dla n=1, L dla n=2, M dla n=3, N dla n=4, O dla n=5 itd. Kolejna liczba kwantowa jaką jest ***poboczna liczba kwantowa l***, może przyjmować

wartości l=0,1,… n-1 i określa rodzaj podpowłoki elektronowej (w każdej powłoce elektronowej, prócz powłoki K, elektrony rozłożone są na podpowłoki), jak i również pozwala na wyznaczenie orbitalnego momentu pędu. Następnie ***magnetyczna liczba kwantowa m,*** przyjmuje wartości całkowite z zakresu od -l przez 0 do l. Liczba możliwych wartości m definiuje liczbę orbitali danego typu (takich jak np. s,p,d..). Co istotne, dla wszystkich wartości l możliwych jest 2l + 1 wartości m. Ostatnia, ***magnetyczna spinowa liczba kwantowa m_s***, przyjmuje dwie możliwe wartości 1/2 oraz -1/2 i określa rzut spinu na wyróżniony kierunek zewnętrznego pola magnetycznego. Z przedstawionymi liczbami kwantowymi związany jest również tzw. zakaz Pauliego, który mówi, że w atomie nie może istnieć więcej niż jeden elektron, który będzie opisany tymi samymi czterema liczbami kwantowymi n, l, m i m_s

Elektron o dostatecznie dużej energii, na skutek oddziaływań z jonem może doprowadzić do jego jonizacji. W praktyce oznacza to wybicie elektronów z powłoki jonu i wprowadzenie go w stan tzw. wzbudzenia. We wzbudzonym jonie, elektrony z wyższych poziomów energetycznych przeskakują na dozwolony poziom niższy lub wracają do tzw. stanu podstawowego chrakteryzującego się najniższą możliwą energią. Całemu zjawisku towarzyszy emisja kwantu promieniowania charakterystycznego (liniowego). Energia wypromieniowanego kwantu definiowana jest jako różnica energii poziomów, między którymi doszło do przejścia elektronu. I tak na przykład, jeśli foton został wyemitowany w wyniku przejścia elektronu pomiędzy powłokami m i n, wówczas jego energia można zdefiniować w następujący sposób:

$$(h\nu)_{m,n} = E_m - E_n \tag{19}$$

gdzie:

E_m i E_n – energia elektronów na powłoce m i n, h – stała Plancka, v – częstotliwość emitowanej fali elektromagnetycznej, $(h\nu)_{m,n}$- energia wyemitowanego fotonu

Wiedząc, że:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \tag{20}$$

gdzie:

λ- długość fali elektromagnetycznej, c – prędkość światła w próżni

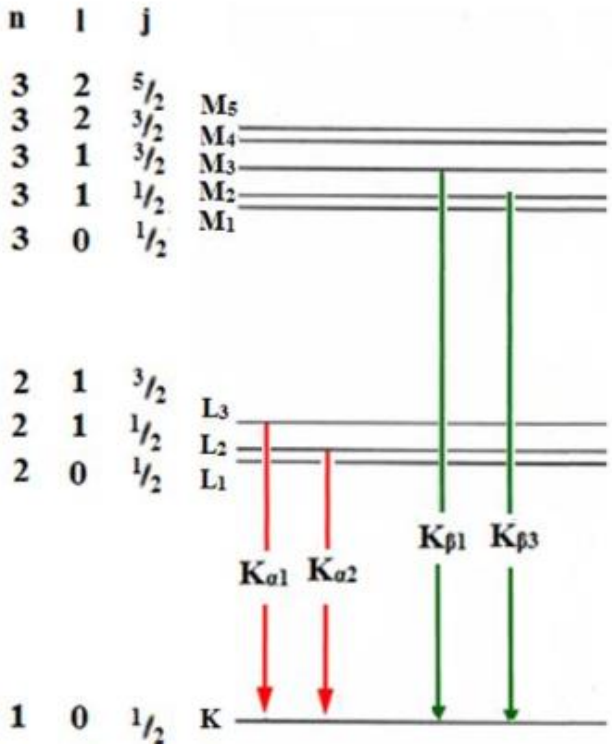
Można przejść do wyrażenia opisującego długość fali, która odpowiada emisji fotonu o energii $(h\nu)_{m,n}$:

$$\lambda = \frac{hc}{E_m - E_n} \tag{21}$$

Wspomniany ubytek porcji energii, która jest wyemitowana w postaci kwantu promieniowania elektromagnetycznego, charakteryzuje się ściśle określoną energią dla danego pierwiastka. A zatem każdemu przejściu elektronu między powłokami w atomie, odpowiadać będzie konkretna linia energetyczna promieniowania charakterystycznego. W zależności od tego, na której powłoce doszło do wybicia elektronu, można wyróżnić serie K (przejście elektronów ze stanów wyższych na powłokę K), L (przejście elektronów ze stanów wyższych na powłokę L), M (analogicznie jak w przypadku poprzednich serii), N (analogicznie jak w przypadku poprzednich serii) itd. W interesującej nas analizie promieniowania rentgenowskiego, zwykle opisuje się promieniowanie z serii widmowej K, co wskazuje na usunięcie elektronu z powłoki K, a następnie przeskok elektronu z wyższej powłoki energetycznej. Do najważniejszych linii tej serii należą linie:

- $K_{\alpha 1}$ (przeskok elektronu z powłoki L_3 na K)
- $K_{\alpha 2}$ (przeskok elektronu z powłoki L_2 na K)
- $K_{\beta 1}$ (przeskok elektronu z powłoki M_3 na K)
- $K_{\beta 3}$ (przeskok elektronu z powłoki M_2 na K)

Przykład emisji promieniowania liniowego jest przedstawiony na *Rys.43.*



Rys.43. Schemat powstawania promieniowania rentgenowskiego charakterystycznego dla wybranych linii z serii widmowej K, źródło: http://www.krystalografia.us.edu.pl/mag/mag4a.pdf

Co również istotne, w przypadku procesów prowadzących do powstania linii promieniowania charakterystycznego, niedozwolone są przejścia pomiędzy poziomami o jednakowych pobocznych liczbach kwantowych l. Natężenie poszczególnych linii w widmie promieniowania rentgenowskiego znacznie się różni w ramach jednej serii. W praktyce najsilniejszą linią w serii jest linia z oznaczeniem α_1, a zatem np. w serii K będzie to linia $K_{\alpha 1}$. Przy założeniu, że intensywność linii $K_{\alpha 1}$ określimy jako 100 %, wówczas natężenie linii $K_{\alpha 2}$ oraz K_{β} będą wynosiły odpowiednio 50 % i 20 %. Co więcej, im większa jest różnica między poziomami, w ramach których następuje przeskok elektronu, tym mniejsze jest prawdopodobieństwo takiego przejścia, jak i również mniejsze potencjalne natężenie odpowiadającej takiemu przejściu linii widmowej.

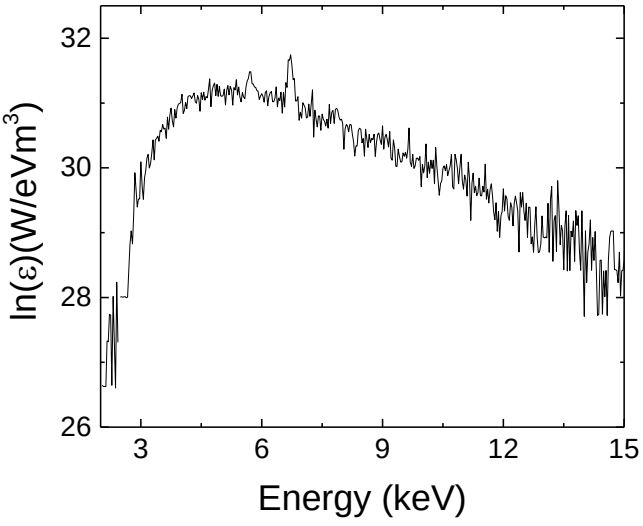
W przypadku diagnostyki PHA, detekcja promieniowania liniowego, stanowi jedno z ważniejszych zadań, jakim jest identyfikacja zanieczyszczeń plazmy. Dzięki temu możliwa jest kontrola niepożądanych pierwiastków w trakcie reakcji syntezy termojądrowej, i co za tym idzie, optymalizacja scenariuszy plazmy, generujących niewielką ilość szkodliwych zanieczyszczeń. Możliwość rejestrowania linii charakterystycznych dla danych pierwiastków w

szerokim zakresie energetycznym z rozdzielczością czasową ~ 100 ms, umożliwia dodatkowo czynny udział układu PHA w badaniach transportu zanieczyszczeń w eksperymentach wykorzystujących układy typu LBO i TEPEL, które wprowadzają do stellaratora konkretne pierwiastki, co pozwala na badanie ich zachowania podczas konkretnych warunków plazmy.

5. Badanie wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ na podstawie widm PHA

5.1. Wyznaczanie średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ na podstawie danych dostarczanych przez system PHA – opis metody

Podstawę do wyznaczania temperatury elektronowej (T_e) plazmy z widma zarejestrowanego przez diagnostykę PHA *(Rys.44)* w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego stanowi promieniowanie ciągłe.



Rys.44. Przykładowe widmo miękkiego promieniowania X zarejestrowane przez detektor 1. układu diagnostycznego PHA na W7-X.

W prezentowanej metodzie bazuje się na eksponencjalnej zależności opisującej promieniowanie hamowania (promieniowanie bremsstrahlung), którego intensywność definiujemy jako moc wypromieniowaną przez konkretny element (np. jon zanieczyszczeń) z danej objętości plazmy do konkretnego przedziału energetycznego. Zależność ta opisana jest wzorem (22).

$$\varepsilon = \left(\frac{dP_{ff}}{dVdE}\right) ff = 3 \cdot 10^{-15}\, n_e \sum_i n_i\, Z_i^2\, T_e^{\frac{-1}{2}}\, g_{ff}\, e^{\frac{-E}{k_B T_e}} \tag{22}$$

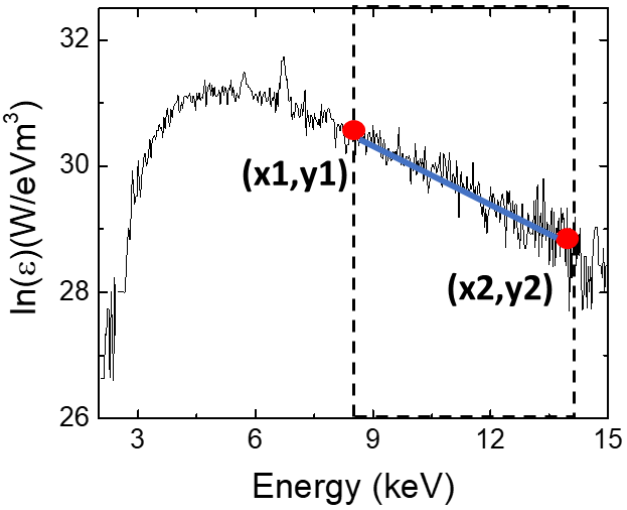
gdzie:

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

W równaniu opisującym intensywność promieniowania bremsstrahlung możemy założyć, że parametry takie jak na przykład gęstość elektronowa i jonowa, ładunek jonów, czy parametr Gaunta (zaznaczone kolorem zielonym), będą przyjmowały w określonych warunkach eksperymentalnych stałą wartość liczbową. Co w konsekwencji prowadzi do uproszczenia równania (22) do następującej postaci:

$$\varepsilon = \left(\frac{dP_{ff}}{dVdE}\right) ff = A\, T_e^{\frac{-1}{2}}\, e^{\frac{-E}{k_B T_e}} \tag{23}$$

W kolejnym kroku, celem wyznaczenia T_e, zarejestrowane widmo przez system PHA przedstawiane jest w skali logarytmicznej. Zabieg ten ma przede wszystkim uwidocznić promieniowanie ciągłe, z którego wyznaczony zostanie interesujący nas parametr. Do tak przygotowanego widma, dopasowana zostaje prosta, która będzie zdefiniowana przez dwa punkty (dane wzorami (24) i (25)), wyznaczające zakres energetyczny w którym oszacowana zostanie T_e. *(Rys.45.)*



Rys.45. Przykładowe widmo miękkiego promieniowania X zarejestrowane przez detektor 1. układu diagnostycznego PHA na W7-X wraz z dopasowaną prostą w celu wyznaczenia <T_e>.

$$y_1 = \ln\left(A\frac{1}{\sqrt{T_e}}e^{\frac{-E}{k_B T_e}}\right) = lnA - \frac{1}{2}lnT_e - \frac{E_1}{k_B T_e} \tag{24}$$

$$y_2 = \ln\left(A\frac{1}{\sqrt{T_e}}\ e^{\frac{-E}{k_B T_e}}\right) = \ lnA\ - \frac{1}{2}lnT_e - \frac{E_2}{k_B T_e} \tag{25}$$

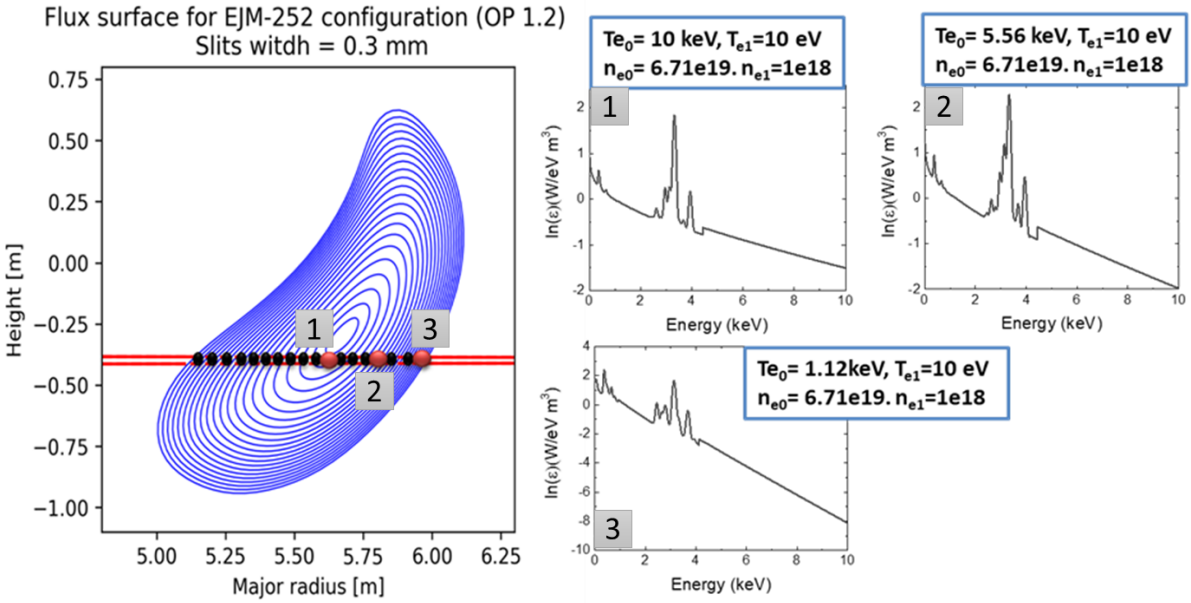
Następnie na podstawie zdefiniowanych wcześniej punktów ograniczających prostą, możliwe jest wyznaczenie jej współczynnika kierunkowego **a** (26).

$$a = \frac{y_2 - y_1}{E_2 - E_1} = \frac{lnA - \frac{1}{2}\ln T_e - \frac{E_2}{k_B T_e} - lnA + \frac{1}{2}\ln T_e + \frac{E_1}{k_B T_e}}{E_2 - E_1} = \ -\frac{1}{k_B T_e} \tag{26}$$

Z zależności uzyskanej we wzorze (26) widać, że T_e wyznaczana za pomocą prezentowanej metody, zależy wyłącznie od nachylenia prostej dopasowanej do promieniowania ciągłego w zdefiniowanym wcześniej przedziale. Tym samym można też powiedzieć, że w przypadku tej metody, decydujący wpływ ma wyrażenie przy eksponencie we wzorze (22). Warto przy tym wspomnieć, że to samo wyrażenie znajduje się w zależności opisującej intensywność promieniowania rekombinacyjnego (wzór (39) w rozdziale 6.1), które również tworzy promieniowanie ciągłe.

W przypadku zastosowania przedstawionej powyżej metody należy zwrócić szczególną uwagę na istotny aspekt, który okaże się kluczowy w przypadku interpretacji późniejszych wyników. A mianowicie, jak już wspomniano, pomiar (widmo) uzyskiwane za pomocą układu

PHA jest pomiarem wzdłuż linii patrzenia danego detektora. W praktyce, oznacza to, że finalne spektrum składa się z wielu nałożonych na siebie widm, które pochodzą z różnych regionów plazmy, charakteryzujących się różnymi wartościami koncentracji i temperatury elektronowej (Rys.46).



Rys.46. Przykładowe trzy widma pobrane wzdłuż linii patrzenia PHA, które będą składowymi finalnego widma zarejestrowanego przez układ diagnostyczny (na podstawie symulacji).

Zatem ε przedstawiona w równaniu (22), w przypadku całego zakresu energetycznego, do którego zostanie dopasowana prosta, będzie definiowana jako suma emisyjności, które pochodzą ze wszystkich regionów plazmy na drodze linii patrzenia wybranego detektora, czyli:

$$\varepsilon_{\text{całkowita}} = \sum_i^n \varepsilon_i \tag{27}$$

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

W przypadku stosowania przedstawionej procedury do wyznaczenia T_e, należy pamiętać, że zakres energetyczny, w którym przeprowadzana będzie analiza, powinien spełniać dwa warunki mające istotny wpływ na poprawność finalnych wyników. Mianowicie, powinien się charakteryzować wystarczająco dobrą statystyką zliczeń, przy braku większych

szumów) oraz niewielką zmiennością parametru G_{ff} w całym obszarze badań. Kwestia parametru G_{ff}, jest o tyle istotna, że zwyczajowo przyjmuje się, iż jest on w przybliżeniu równy 1 [55]. Założenie to wówczas jest zgodne z warunkiem dotyczącym stałości parametrów w równaniu (22). Niemniej jednak, w celu dokładnego zweryfikowania tego założenia, przeprowadzona została dodatkowa analiza opisana w podrozdziale 5.1.1., która miała na celu obrazowanie zmienności parametru G_{ff} w zależności od energii fotonów (E), temperatury (T_e) plazmy i ładunku jonów (Z_i).

5.1.1. Badanie wpływu uśrednionego temperaturowo współczynnika Gaunta na wyznaczanie <T_e>

Do opisu emisji promieniowania hamowania oraz rekombinacyjnego stosuje się tzw. współczynnik Gaunta uśredniany po rozkładzie Maxwellowskim. Współczynnik ten zależy głównie od energii fotonów (E), Temperatury elektronowej (T_e) oraz ładunku jonów (Z_i). W zakresie miękkiego promieniowania (~1–20 keV), zakłada się zwykle, że współczynnik Gaunta dla emisji free-free (G_{ff}) w przybliżeniu jest równy 1 [55]. W przypadku wyznaczania temperatury elektronowej z promieniowania bremsstrahlung, niezwykle ważne jest to, aby w przedziale (zakresie energetycznym) w którym szacowana będzie wartość parametru T_e, zachowany został warunek o stałej wartości G_{ff}. W związku z powyższym postanowiono przeprowadzić obliczenia mające na celu stworzenie charakterystyki zmiany współczynnika G_{ff} w zależności od energii rejestrowanych fotonów dla różnych temperatur elektronowych plazmy (T_e).

Relacje stanowiące podstawę numerycznego wyliczenia parametru Gaunta dla emisji typu free-free, bazują na rozważaniach opisujących elektronowe przejścia radiacyjne pomiędzy poziomami energetycznymi E_i i E_f przy jednoczesnej emisji lub absorpcji kwantu promieniowania $h\nu$. Wspomniane przejścia można wyrazić za pomocą poniższych zależności:

$$E_i = \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_e} \tag{28}$$

$$E_f = \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m_e} \tag{29}$$

$$E_f = E_i + h\nu \tag{30}$$

gdzie:

k_i, k_f – główne liczby kwantowe, $h\nu$ – energia kwantu promieniowania

Z zależności opisujących całkowity przekrój czynny na emisję niespolaryzowanych fotonów o energiach z zakresu $h\nu$ do $h\nu + d(h\nu)$ wyodrębnia się człon opisujący tzw. free-free Gaunt factor. Pełny opis powyższej procedury można znaleźć w pracy [55].

Postać analityczna do wyliczeń parametrów Gaunta dla emisji free-free przybiera następującą postać:

$$G_{ff} = \frac{d\sigma_{ff}}{d\sigma_{class}} = \frac{2\sqrt{3}}{\pi\eta_i\eta_f}[(\eta_i^2 + \eta_f^2 + 2\eta_i^2\eta_f^2)\cdot I_0 - 2\eta_i\eta_f\sqrt{(1+\eta_i^2)(1+\eta_f^2)}\cdot I_l]\cdot I_0 \quad (31)$$

gdzie:

$$\eta_i^2 = \frac{Z^2 Ry}{E_i}, \quad \eta_f^2 = \frac{Z^2 Ry}{E_f}, \; Ry = 13.6\,[eV]\,,$$

$d\sigma_{ff}$, $d\sigma_{class}$ – kwantowe i klasyczne przekroje czynne

$$I_l = \frac{1}{4}\left[\frac{4\eta_i\eta_f}{(\eta_i-\eta_f)}\right]^{l+1} e^{\pi|\eta_i-\eta_f|}\frac{|\Gamma(l+1+i\eta_i)\Gamma(l+1+i\eta_f)|}{\Gamma(2l+2)}G_l \quad (32)$$

$$G_l = \left|\frac{\eta_i-\eta_f}{\eta_i+\eta_f}\right|^{i(\eta_i+\eta_f)} F_1\left[l+1-i\eta_f, l+1-i\eta_i; 2l+2; -\frac{4\eta_i\eta_f}{(\eta_i-\eta_f)}\right] \quad (33)$$

Powyższa relacja pozwala na obliczenie parametru Gaunta dla konkretnego przejścia między poziomami energetycznymi E_i oraz E_f prowadzącego do emisji lub absorpcji kwantu $h\nu$,który co istotne, nie jest zależny od temperatury elektronowej. W przypadku, gdy istnieje potrzeba zastosowania poprawki Gaunta w stosunku do klasycznego równania opisującego emisję ciągłego promieniowania rentgenowskiego, należy pamiętać, że opisuje ono emisję kwantu promieniowania dla przejść między różnymi poziomami E_i, E_f oddalonymi od siebie o $h\nu$, a nie między jedną konkretną parą poziomów. . Postuluje się, że rozkład poziomów E_i podlega statystyce Boltzmann'a i cały proces uśredniania powinien być przeprowadzony z uwzględnieniem tego założenia.

$$\frac{dn}{dE_i} = \frac{1}{kT_e}e^{\frac{E}{kT_e}}, \text{ czyli} < G_{ff}(T_e, h\nu, Z) = \frac{1}{kT_e}\int_0^\infty G_{ff}(E_i, E_i + h\nu)\cdot e^{\frac{-E}{kT_e}}dE_i > \quad (34)$$

Podczas obliczeń numerycznych należy we właściwy sposób podejść do implementacji sposobu wyznaczania funkcji gamma. W chwili obecnej najwygodniejszym i zarazem najdokładniejszym sposobem numerycznej aproksymacji funkcji gamma, wydaje się formuła zaprezentowana przez Spopuge'a w 1994, która stanowi modyfikację wcześniejszej metody Lanczos'a. Z uwagi na to, że same obliczenia wymagają nie tylko zastosowania odpowiednich procedur numerycznych, ale również użycia komputerów pozwalających na obliczenia zmiennoprzecinkowe z dokładnością do wielu liczb znaczących, z reguły w zastosowaniach praktycznych do wyznaczania parametrów Gaunta, korzysta się z metody interpolacji danych prezentowanych w literaturze.

W programie RayX.exe (opisany w rozdziale 6.1), który posłużył jako narzędzie do wyznaczania parametru G_{ff} w opisywanej analizie, wykorzystano metodę interpolacji danych udostępnionych właśnie w literaturze. Do interpolacji przyjęto dane zamieszczone w pracy [56] van Hoof'a z roku 2014, a wcześniej przez Karzasa, Lattera w pracy [55] z roku 1961. Dane dla $<G_{ff}>$ reprezentowane są jako tablica dwuwymiarowa zależna od parametrów:

$$\gamma^2 = \frac{Z^2 Ry}{kT_e} \tag{35}$$

$$u = \frac{h\nu}{kT_e} \tag{36}$$

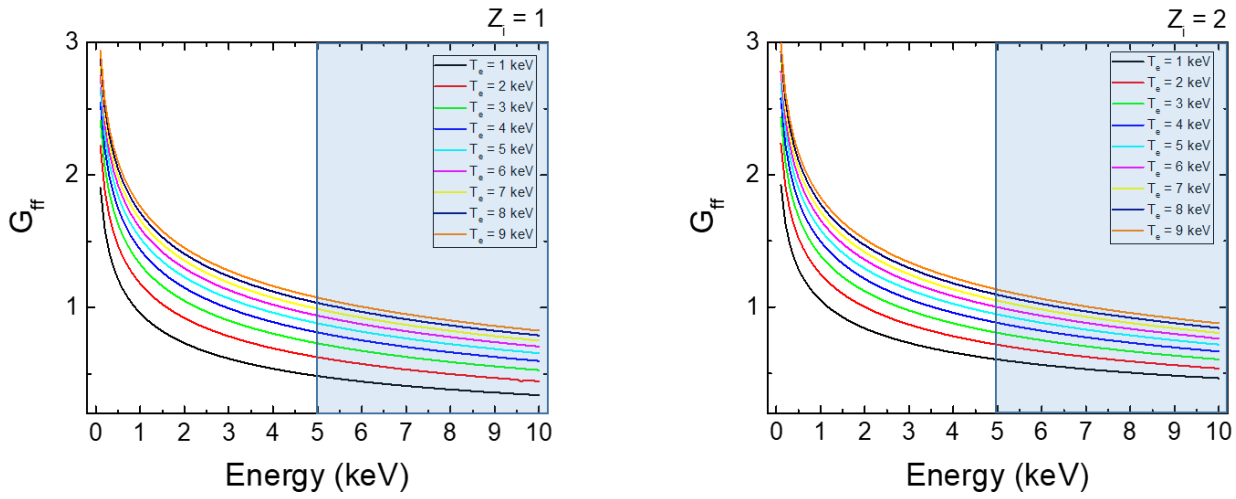
A dokładniej od ich logarytmów dziesiętnych:

$$< G_{ff} > = f(\log(\gamma^2), \log(u)) \tag{37}$$

W procedurze, w celu wyznaczenia interesującej nas wartości, w pierwszym etapie liczono wartości wymienionych wyżej parametrów, a następnie z wykorzystaniem danych zgromadzonych w tablicy wykonywano interpolację. W celu zwiększenia dokładności, punkty znajdujące się między węzłami siatki interpolacyjnej były opisywane przy użyciu funkcji kwadratowej.

W przypadku przeprowadzonej analizy wygenerowane zostały dane dla dwóch przypadków, gdy Z_i=1 oraz Z_i=2, co jest istotne z punktu widzenia programów eksperymentalnych przeprowadzanych na W7-X, podczas których bada się zarówno plazmę wodorową (Z_i=1), jak i helową (Z_i=2). Stworzone charakterystyki miały pomóc w określeniu

możliwie najlepszego przedziału energetycznego widma, w którym następnie będzie wyznaczana T_e.



Rys.47. Zmiana parametru G_{ff} w funkcji energii rejestrowanych fotonów w zależność od temperatury plazmy (od 1 do 9 keV) i ładunku jonu plazmy (Z_i=1 i Z_i=2).

Jak wynika z przedstawionych charakterystyk *(Rys.47.)*, najbardziej dynamicznie, parametr G_{ff} zmienia się dla niskich energii w zakresie ~1-5 keV. To dowodzi, że rejon ten nie jest właściwy dla zastosowania metody wyznaczania $<T_e>$ przedstawionej w podrozdziale 5.1. Z kolei dla wyższych energii (>5keV) jego wartość zaczyna się stabilizować. W rezultacie, obszar od 5 do 10 keV został uznany za najbardziej właściwy do badań zmian T_e z punktu widzenia przyjmowanych założeń, które mają znaczący wpływ na otrzymywane rezultaty .

5.2. Porównanie przebiegów czasowych $<T_e>$ wyznaczanej na podstawie widm z PHA z rezultatami otrzymanymi z systemów TS i ECE dla wybranych warunków eksperymentalnych

Aby lepiej poznać i zoptymalizować pracę stellaratora W7-X niezbędna jest kompleksowa diagnostyka plazmy. To właśnie ona umożliwia uzyskanie informacji na temat podstawowych wielkości fizycznych opisujących plazmę – środowisko, w którym możliwe jest przeprowadzenie reakcji syntezy termojądrowej. Niektóre parametry takie jak koncentracja i temperatura elektronowa, stanowią następnie podstawę do wyznaczania kolejnych, równie

kluczowych z punktu widzenia badań fuzyjnych parametrów plazmy. W związku z tym istotne jest to, aby wyznaczane wielkości fizyczne potwierdzane były przez niezależne systemy diagnostyczne. Dzięki temu unika się błędnych interpretacji wyników oraz możliwe jest podejmowanie właściwych decyzji dotyczących dalszych etapów eksperymentu (nawet w trakcie jego trwania).

W przypadku porównywania wyników między poszczególnymi układami diagnostycznymi, niezwykle istotne jest zrozumienie pojęcia tzw. efektywnego promienia plazmy r (z ang. *effective plasma radius*). Jak zostało pokazano w podrozdziale 2.3., stellarator W7-X, ze względu na swoją unikalną geometrię opartą na modelu kilkukrotnie skręconej wstęgi Möbiusa, charakteryzuje się nieskończoną ilością różnych przekrojów poprzecznych plazmy. W praktyce to oznacza, że w celu porównania wyników dostarczanych przez diagnostyki, które leżą w różnych segmentach urządzenia (charakteryzującymi się innymi przekrojami plazmy), konieczne jest odpowiednie skalowanie promienia, wzdłuż którego zbierane są dane. Procedura ta sprawia, że możliwe jest porównywanie danych eksperymentalnych między wszystkimi układami diagnostycznymi, niezależnie od tego w jakich częściach reaktora są zainstalowane. Przykładowe podejście mające na celu wyznaczanie promienia efektywnego plazmy zostało dokładniej opisane w pracy [57].

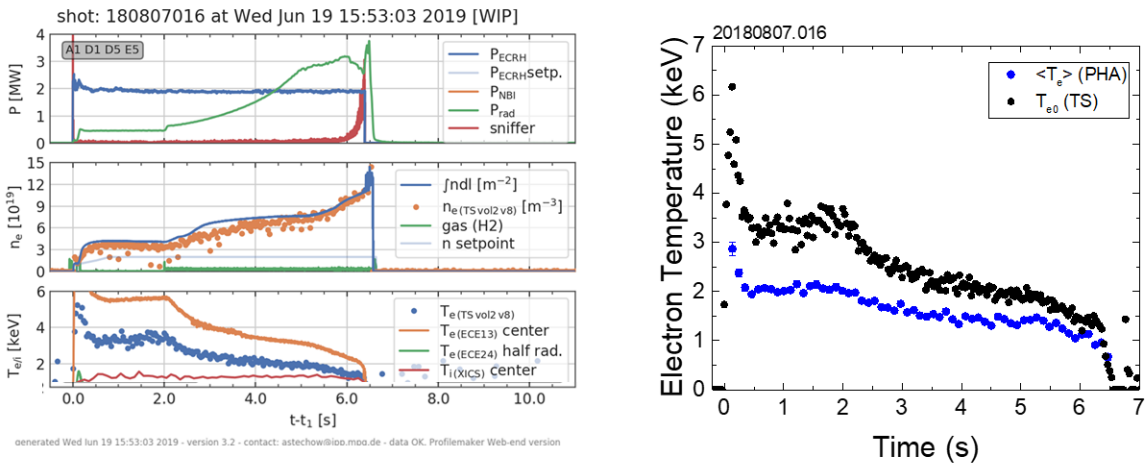
W chwili obecnej na stellaratorze W7-X działają dwa główne systemy diagnostyczne *Thomson Scattering* (TS) [58, 59, 60] oraz *Electron Cyclotron Emission* (ECE) [61, 62] , które dedykowane są pomiarom profili temperatury i koncentracji elektronowej z plazmy centralnej. W konsekwencji diagnostyki te, mogą również służyć do wyznaczenia przebiegów wspomnianych parametrów w czasie wyładowania plazmowego. Dane dostarczane przez oba systemy, powinny być porównywalne (w granicach błędu), aby móc je jednoznacznie uznać za poprawne. Niestety, w wielu programach eksperymentalnych obserwuje się rozbieżności między wynikami dostarczanymi przez systemy TS i ECE. Różnice te dotyczą głównie wartości liczbowej centralnej temperatury i gęstości elektronowej. Jednocześnie przebiegi czasowe obu parametrów stworzone na podstawie danych dostarczonych przez TS i ECE pokazują bardzo zbliżone trendy.

W związku z powyższym, możliwość zastosowania systemu PHA do oszacowania średniej temperatury elektronowej, może być o tyle cenna, że będzie stanowić kolejne (trzecie) źródło informacji na temat jednego z bardziej podstawowych parametrów plazmy. Ograniczenie,

które wynika z samej metody wyznaczania średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ opisanej w rozdziale 5.1. jest związane z tym, że otrzymywana wartość stanowi pewną wartość średnią wzdłuż linii patrzenia systemu PHA. Zatem, aby móc myśleć o konwersji średniej temperatury elektronowej do centralnej temperatury elektronowej, w pierwszej kolejności należy sprawdzić, w jakim stopniu przebiegi czasowe $<T_e>$ dostarczane przez system PHA są zgodne z przebiegami generowanymi przez układy TS, czy ECE (pod kątem trendów, nie wartości liczbowych). Następnie, po wykazaniu zadawalającej zgodności w trendach, w kolejnym kroku należy przebadać wpływ profili koncentracji i temperatury elektronowej na średnią temperaturę elektronową wyznaczaną na podstawie widm dostarczanych przez system PHA (rozdział 6). Stworzony w ten sposób model, pozwoli ocenić w jakim stopniu konkretne scenariusze plazmy wpływają na interesujący nas parametr.

W bieżącym rozdziale, szczególna uwaga zostanie poświęcona najciekawszym wyładowaniom plazmowym z divertorowej kampanii eksperymentalnej na W7-X, na podstawie których ocenić będzie można zgodność przebiegów czasowych temperatury elektronowej między trzema diagnostykami – TS, ECE i PHA.

Pierwsze prezentowane wyładowanie pochodzi z programu eksperymentalnego „Density ramp", którego głównym założeniem jest stopniowe zwiększanie gęstości elektronowej przy stałym poziomie mocy ECRH (w tym konkretnym wypadku ~ 2MW). Jak wynika z *Rys.48.* przebiegi centralnej temperatury elektronowej z systemów TS i ECE (schemat po lewej stronie) są porównywalne. Przy czym wartości T_{e0} wskazywane przez system TS są zauważalnie niższe w porównaniu z tymi prezentowanymi przez układ ECE. Z kolei porównując dane z systemów TS i PHA (wykres po prawej stronie), możemy zauważyć, że również średnia temperatura elektronowa $<T_e>$ prezentuje ten sam trend co wcześniej wspomniane diagnostyki, polegający na spadku temperatury wraz ze wzrostem gęstości elektronowej.

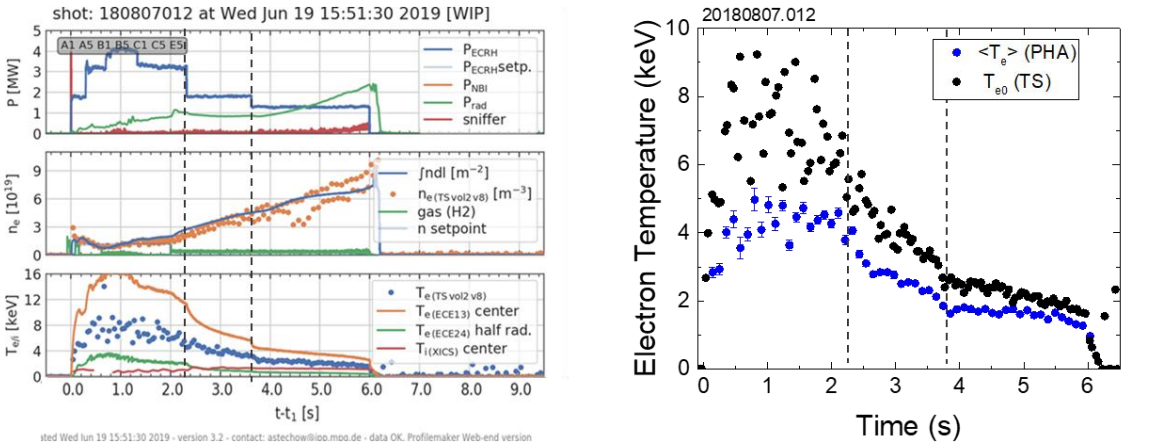


Rys.48. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA (<T_e> PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system TS (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int ndl$), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).

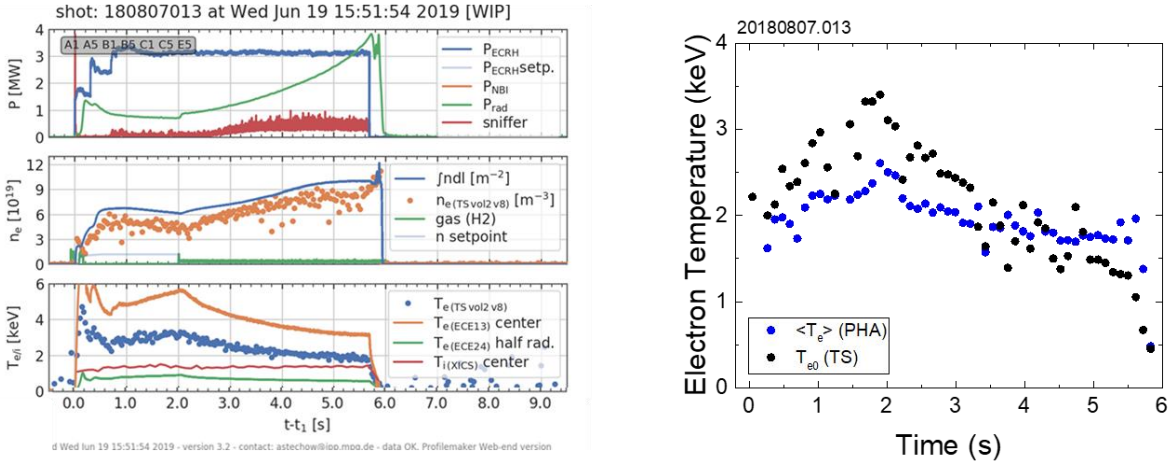
Drugie wyładowanie *(Rys.49)* pochodzące z tego samego programu eksperymentalnego, różniło się od poprzedniego tym, że zmiana gęstości elektronowej plazmy (aż do ~9x10^{19} m^{-3}) dokonywała się przy równoczesnej zmianie poziomów mocy grzania ECRH (spadek mocy od ~4MW do ~2MW, a następnie ~1MW). Wraz ze stopniowym wzrostem gęstości elektronowej, obserwowano spadek T_{e0} wyznaczanej na podstawie danych z TS i ECE oraz <T_e> z systemu PHA. Trendy zmian temperatury elektronowej w czasie, były porównywalne dla wszystkich trzech systemów. Warto również zwrócić uwagę na to, że charakterystyczne odcięcia (zaznaczone czarnymi przerywanymi liniami) w przebiegu <T_e> wynikające ze zmiany poziomów grzania ECRH, również zostały wykazane przez system PHA. Co ważne, powtórnie można było zauważyć znaczące rozbieżności we wskazywanych wartościach T_{e0} pochodzących z TS i ECE (zwłaszcza przez dwie pierwsze sekundy wyładowania).

Trzecie wyładowanie (Rys.50.) pochodzące z programu „density ramp” zakładało wzrost centralnej gęstości elektronowej (aż do ~12x1019 m-3) przy względnie stabilnym poziomie grzania ECRH ~3MW. Również i w tym przypadku, wraz ze stopniowym wzrostem gęstości elektronowej obserwowany był spadek zarówno T_{e0}, jak i <T_e> (w porównywalnym trendzie łączącym wyniki z trzech diagnostyk). Ponownie obserwowane były duże różnice między T_{e0}

wskazywaną przez TS i ECE. Z kolei <T_e> w tych konkretnych warunkach eksperymentalnych była co do wartości zbliżona do T_{e0} z TS.

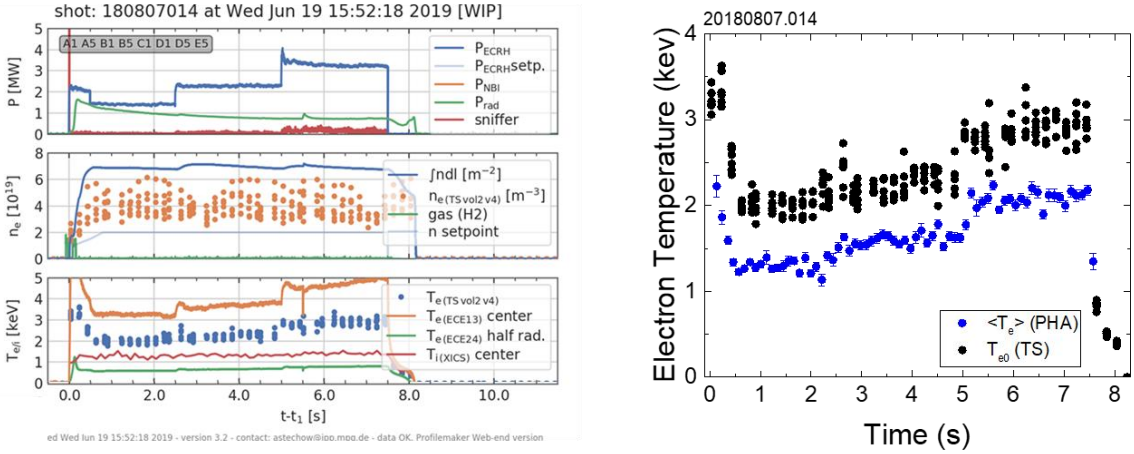


Rys.49. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA (<T_e> PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system TS (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int ndl$), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).



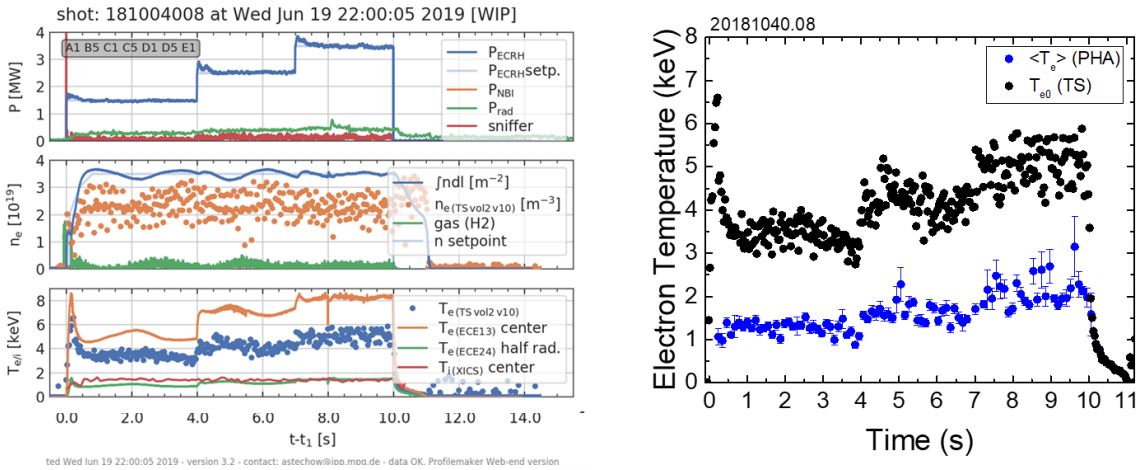
Rys.50. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA (<T_e> PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system TS (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int ndl$), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).

Kolejna seria prezentowanych wyładowań związana jest z eksperymentami, w których zmieniano poziomy mocy grzania ECRH. Pierwsze wyładowanie *(Rys.51.)* charakteryzuje się trzema poziomami mocy ~1.5 MW, 2.5 MW oraz ~3MW przy gęstości elektronowej ~7x10^{19} m^{-3}. W przypadku tego programu wyładowań widać, że wraz ze wzrostem poziomu grzania ECRH, wzrasta również wartość T_e. W każdym z trzech przebiegów, dotyczących zmian T_{e0} i $<T_e>$ w czasie, obserwuje się trzy główne grupy wartości T_e, w zależności od zadanej mocy.



Rys.51. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA ($<T_e>$ PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system TS (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int$ ndl), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).

W drugim wyładowaniu z tej samej serii *(Rys.52).*, w trakcie wyładowania na przestrzeni kolejnych 4. sekund, zmieniany był poziom mocy, począwszy od ~1.7MW, przez ~2.7MW, aż do ~3.7MW, przy gęstości elektronowej która wykazywała względną stabilność. W tym przypadku również każda z trzech diagnostyk – TS, ECE i PHA wykazała bezpośredni wpływ grzania ECRH na zachowanie T_e. Trzy prezentowane trendy charakteryzują się typowym wzrostem T_{e0} i $<T_e>$ przy jednoczesnym wzroście P_{ECRH}.

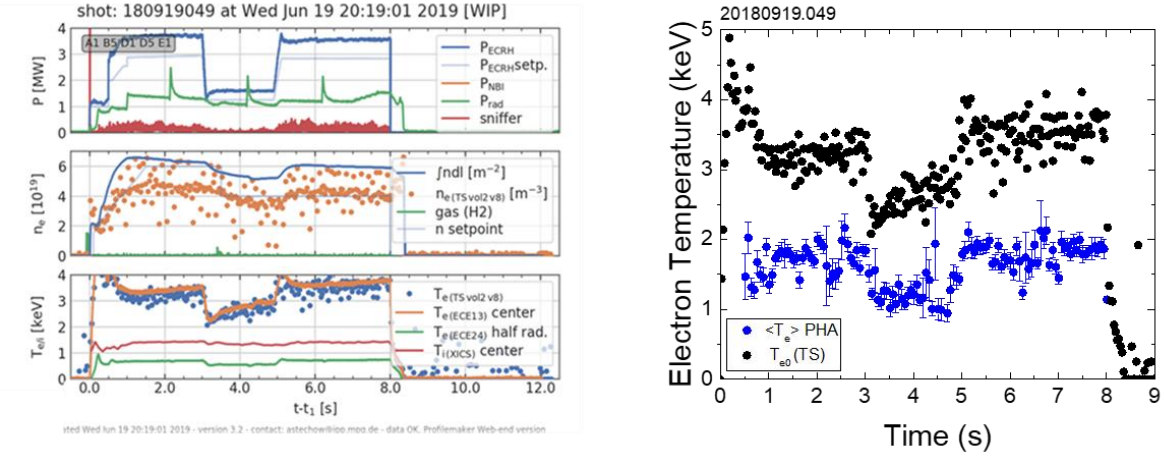


Rys.52. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA (<T_e> PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system TS (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int$ ndl), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).

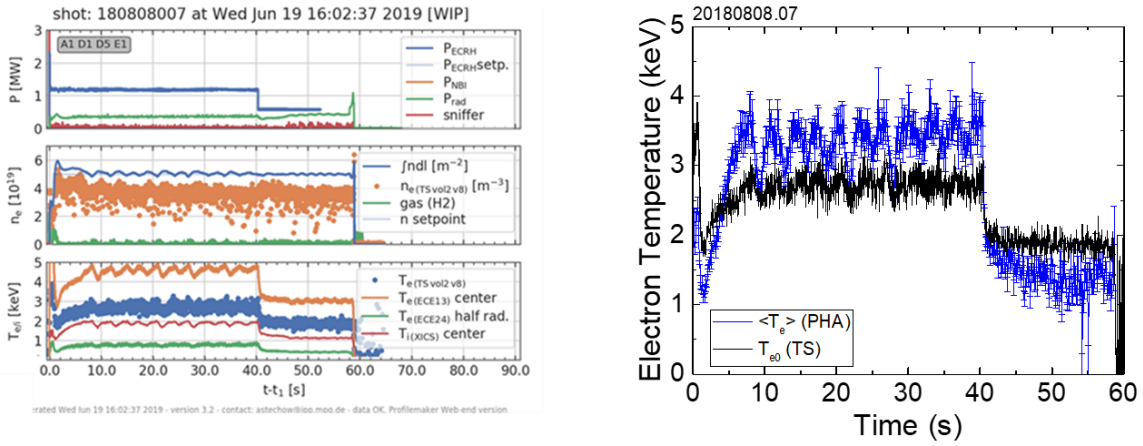
Trzecie *(Rys.53).*, ostatnie wyładowanie z prezentowanej serii, pokazuje zmianę poziomów grzania, z czego dwa na trzy przyjmują bardzo zbliżoną wartość rzędu ~3.7 MW. Dodatkowo, mniej więcej w połowie czasu trwania każdego ustalonego poziomu mocy ECRH, do plazmy wstrzyknięto zewnętrzne zanieczyszczenia żelaza (Fe) wykorzystując w tym celu układ LBO. Prezentowane przebiegi pokazują, że na zachowanie T_{e0} i <T_e> wpływ miała głównie zmiana mocy ECRH (odzwierciedlenie poziomów grzania w przebiegach czasowych T_e), natomiast procesy, które zaszły na skutek iniekcji dodatkowych zanieczyszczeń, prawdopodobnie były zbyt szybkie, aby uwidocznić zauważalne zmiany w wyznaczonych wielkościach.

Z kolei jedno z dotychczasowych najdłuższych wyładowań *(Rys.54).* na W7-X (t= ~60s.) poddane zostało tak zwanej modulacji gęstości elektronowej (z ang. density modulation) przy stabilnej mocy ECRH równej ~1MW przez pierwszych 40 sekund wyładowania, a następnie ~0.5 MW przez ostatnich 20 sekund impulsu plazmowego. Przy zebranym znaczącym materiale danych (w przypadku układu PHA ~600 ramek czasowych), możliwe było odzwierciedlenie nawet najdrobniejszych zmian w przebiegu <T_e> pod wpływem zmian n_{e0}. Najdrobniejsze szczegóły w przebiegach T_{e0} i <T_e> w czasie, pokrywają się (co do zachowania trendu) w trzech niezależnych diagnostykach. Tym samym zademonstrowano, że układy te

pracują poprawnie. Niemniej, odpowiednia kalibracja układów TS i ECE, pozwoli dodatkowo wyeliminować różnice w wyznaczonych T_{e0} (w wartościach liczbowych).

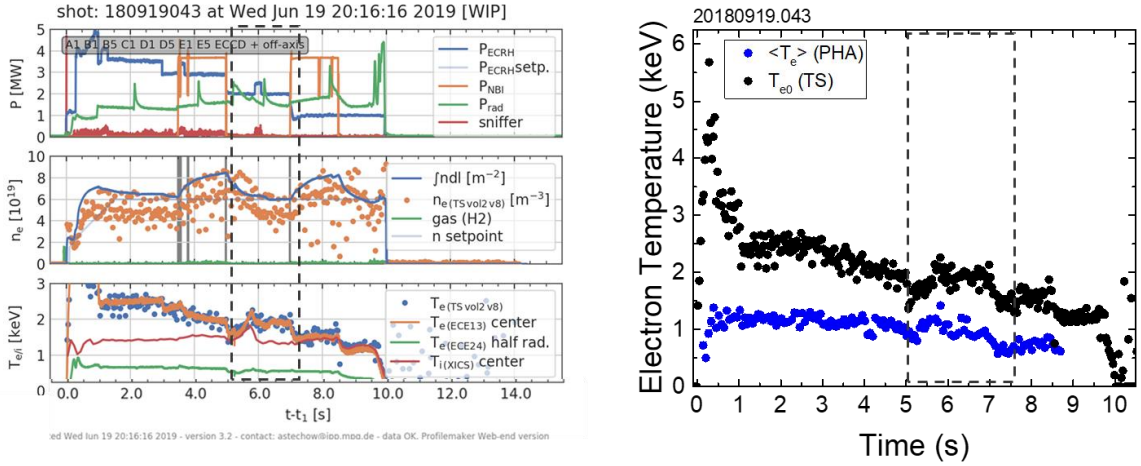


Rys.53. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA (<T_e> PHA (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int$ ndl), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).



Rys.54. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA (<T_e> PHA (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int$ ndl), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).

Drobne szczegóły w przebiegu T_{e0} i $<T_e>$ uwidoczniono również w wyładowaniu #180919.043 *(Rys.55.),* w którym zastosowano różne poziomy mocy grzania ECRH i dodatkowo grzanie NBI (między ~4-5s. oraz ~7-8s). W prezentowanym wyładowaniu użyto również systemy TESPEL i LBO do iniekcji żelaza (Fe) i niklu (Ni). Najbardziej zauważalne zmiany w T_{e0} i $<T_e>$ zaobserwowano między 5., a 7. sekundą wyładowania (zaznaczone czarnymi przerywanymi liniami), kiedy odnotowano wyraźny spadek n_{e0} (między dwoma „blokami" grzania NBI). Przedstawione wyniki, po raz kolejny dowodzą, że w przypadku wyznaczanych przebiegów T_{e0} i $<T_e>$, trzy diagnostyki wskazują bardzo porównywalne trendy, ze zgodnością do najmniejszych szczegółów.



Rys.55. Ewolucja czasowa średniej temperatury elektronowej wyznaczonej na podstawie danych PHA ($<T_e>$ PHA) oraz temperatury centralnej wyznaczonej przez system TS (T_{e0} (TS)) (po prawej stronie) w zestawieniu z ewolucją czasową głównych parametrów plazmy (po lewej stronie), gdzie zaprezentowane są od góry: moc grzania ECRH (P_{ECRH}), moc promieniowania (P_{rad}), , liniowo – zintegrowana gęstość plazmy ($\int$ ndl), centralna gęstość elektronowa wyznaczona przez system TS, centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system TS ($T_{e(TS\ vol2v8)}$), centralna temperatura elektronowa wyznaczona przez system ECE ($T_{e(ECE13)}$center), temperatura elektronowa z połowy promienia plazmy ($T_{e\ (ECE24)}$ half rad.) jonowa temperatura plazmy w centrum wyznaczona przez system XICS ($T_{i(XICS)}$ center).

Zaprezentowane wyładowania dowodzą, że układ PHA, pomimo swojego głównego przeznaczenia, jakim jest identyfikacja zanieczyszczeń, bardzo dobrze się sprawdza również przy wyznaczaniu przebiegów $<T_e>$ w czasie. Trendy zmian $<T_e>$ są w pełni zgodne z tymi, które powstają na podstawie wyników z układów TS, czy ECE. Daje to podstawę do przeprowadzenia kolejnego etapu badań opisanego w rozdziale 6.

6. Badanie wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową <T_e> - podejście na bazie symulacji

Zgodność trendów zmian <T_e> (na podstawie danych z PHA) oraz T_{e0} (na podstawie danych z TS i ECE) w czasie, daje podstawy ku temu by w przyszłości oszacować współczynniki korygujące, umożliwiające przejście z średniej temperatury elektronowej do temperatury centralnej, dając tym samym trzecie niezależne źródło informacji na temat tego parametru na W7-X. W tym celu konieczne jest przeprowadzenie badań dotyczących wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową <T_e>. Zbadanie i zrozumienie wpływu profili T_e i n_e na <T_e> pozwoli stworzyć model, który wyjaśni jak konkretne warunki eksperymentalne (opisane przez wytypowane kombinacje profili T_e i n_e) wpływają na <T_e> . Wspomniane badania oparte na symulacjach, są bliżej opisane w obecnym rozdziale.

6.1. Opis kodu *RayX.exe* do symulacji widm rentgenowskich

Aby przebadać wpływ profili koncentracji i temperatury elektronowej na średnią temperaturę elektronową wyznaczaną z widm rentgenowskich, konieczne było przeprowadzenie analizy opartej o symulacje. W tym celu użyto kodu numerycznego *RayX.exe* [63], który generuje widma miękkiego promieniowania X, jakich można się spodziewać z diagnostyki PHA zainstalowanej na stellaratorze W7-X. W obliczeniach realizowanych przez kod *RayX.exe* uwzględniono trzy najważniejsze mechanizmy emisji miękkiego promieniowania X, które mają największy wpływ na zebrane widmo, a mianowicie:

1.) *Emisje promieniowania free-free (Bremsstrahlung, w ramach promieniowania ciągłego)*

Jak już wspomniano w rozdziale 4.1, bremsstarhlung to promieniowanie elektromagnetyczne, które powstaje na skutek spowalniania naładowanej cząstki przez inną naładowaną cząsteczkę. Zazwyczaj elektronu przez jądro atomowe. W ten sposób elektron traci część pierwotnej energii kinetycznej, która przekształcana jest następnie w promieniowanie (tj. foton), spełniając w ten sposób zasadę zachowania energii. Emisja promieniowania bremsstrahlung zdefiniowana jest w następujący sposób:

$$\frac{dE_{ff}}{d\omega dtdV} = \sum_j \frac{16}{3}\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{1/2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 c}\right)^3 \frac{n_e n_j Z_j^2}{m_e^{3/2}(k_B T_e)^{1/2}} G_{ff} e^{\frac{-\mathrm{h}\omega}{k_B T_e}} \quad (38)$$

gdzie:

m_e, T_e, n_e odpowiednio masa elektronu oraz temperatura i gęstość elektronowa, $\mathrm{h}\omega$ *– energia emitowanego fotonu, n_j – gęstość jonowa, Z_j – ładunek jonu oraz G_{ff} – parametr Gaunta uśredniona po rozkładzie Maxwellowskim*.

2.) *Emisje promieniowania free-bound (promieniowanie rekombinacyjne w ramach promieniowania ciągłego)*

Ten rodzaj promieniowania elektromagnetycznego obserwuje się, gdy wolny elektron zostaje związany przez jon, co prowadzi do emisji fotonu. Emisje free-bound wyraża poniższa zależność:

$$\frac{dE_{fb}}{d\omega dtdV} = \sum_j \frac{16}{3}\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{1/2}\left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 c}\right)^3 \frac{n_e n_j Z_j^2}{m_e^{3/2}(k_B T_e)^{1/2}} e^{\frac{-\mathrm{h}\omega}{k_B T_e}}\left[\frac{\chi_{j-1}}{k_B T_e} G_{fb}(n)\frac{\xi}{n^3} e^{\frac{\chi_{j-1}}{k_B T_e}} \sum_{\mu=n+1}^{\infty} G_{fb}(\mu)\frac{Z_j^2 \chi_H}{\mu^2 k_B T_e}\frac{2}{\mu} e^{\frac{Z_j^2 \chi_H}{k_B T_e}}\right] \quad (39)$$

gdzie:

χ_{j-1} -potencjał jonizacji jonu o ładunku j-1 , n- główna liczba kwantowa, $\xi=2n^2$ – całkowita liczb miejsc w powłoce o głównej liczbie kwantowej n, $G_{fb}(\mu)$ – parametr Gaunta dla rekombinacji do n-tej powłoki

3.) *Emisje promieniowania bound-bound (promieniowanie liniowe)*

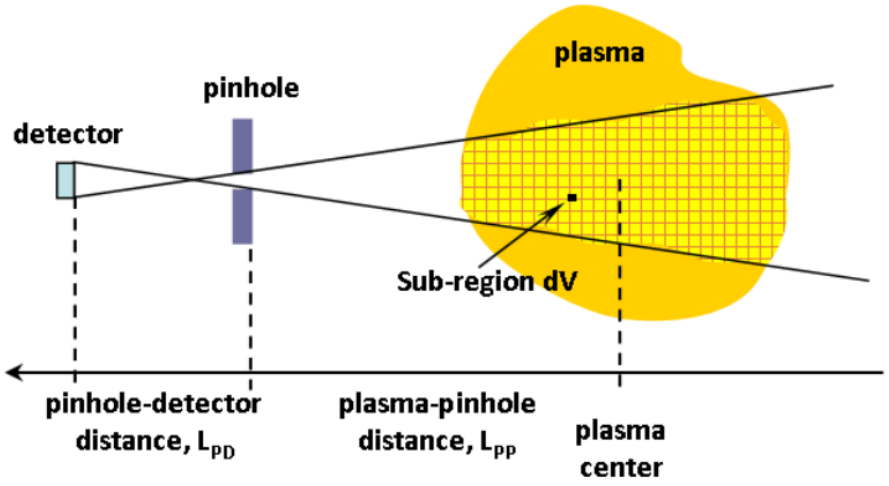
Promieniowanie liniowe jest emitowane w wyniku przechodzenia atomu lub cząsteczki ze stanu wysokiej energii do stanu niższej energii. Energia emitowanego przy tej okazji fotonu jest równa różnicy energii między dwoma stanami. Istnieje wiele możliwych przejść elektronowych dla każdego atomu, a każde z tych przejście poprzez określoną różnicę energii, reprezentuje konkretną linię, która uwidacznia się w zebranym widmie. Do opisu emisji promieniowania typu bound-bound, uwzględniono w kodzie RayX.exe następującą zależność:

$$\frac{dE_{bb}}{dtdV} = K n_e n_i \frac{f_j G_{bb}\sqrt{E/T_e}}{E^{3/2}} e^{E/T_e} E_j, \quad G_{bb} = A + (B\cdot y\cdot C\cdot y + D)e^{y}\cdot E_1(y) + C\cdot y \quad (40)$$

gdzie:

E – energia wzbudzenia, Te – temperatura elektronowa, f_j – siła oscylatora, A, B, C, D – parametry Mewe, E_1 – wykładnicza funkcja całkowa, $y=E/T_e$, K parametr normalizacyjny

Kod RayX.exe uwzględnienia rzeczywistą linię patrzenia diagnostyki PHA, w celu oszacowania strumienia fotonów, jakie dotrą do detektora. Dodatkowo, każdy stożek patrzenia podzielony jest na wiele mniejszych podobszarów o objętości $V=1mm^3$, w których zakłada się stałą wartość temperatury elektronowej oraz gęstości elektronowej i jonowej. Tym samym opisane równania dotyczące mechanizmów miękkiego promieniowania X są obliczane dla każdego zdefiniowanego subregionu, a na finalne widmo składają się wyniki ze wszystkich obszarów znajdujących się wewnątrz stożka obserwacji. Model obszaru obserwacji plazmy przez każdy z trzech detektorów, przedstawiony został na *Rys.56.*



Rys.56. Stożek obserwacji plazmy przez dany detektor należący do układu PHA na W7-X, źródło: http://www.euro-fusionscipub.org/wp-content/uploads/eurofusion/WPS1PR15_14167_submitted.pdf

Jak można zauważyć, wszystkie równania zaprezentowane powyżej (38,39,40) zależą od temperatury (T_e) i gęstości elektronowej (n_e), jak i również gęstości jonowej (n_i). W związku z powyższym do obliczeń realizowanych w kodzie *RayX.exe*, korzysta się z danych w postaci dwuwymiarowej. Istnieje możliwość zaimplementowania danych eksperymentalnych bądź też zdefiniowania własnych profili T_e i n_e o kształcie liniowym, bądź parabolicznym. Z kolei obliczenia dotyczące gęstości jonów są realizowane poprzez rozwiązanie równań kinetycznych w następującej postaci:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = 0 = S_{i-1} n_e n_{i-1} - S_i n_e n_i + \left(R_{i+1} + R_{i+1}^{CX} \cdot \frac{n_0}{n_e}\right) n_e n_{i+1} - \left(R_{i+1} + R_{i+1}^{CX} \cdot \frac{n_0}{n_e}\right) n_e n_i \quad (41)$$

gdzie:

S_i – współczynnik szybkości dla jonizacji elektronowej, R_i oraz R_i^{CX} – współczynniki rekombinacji i wymiany ładunkowej CX, n_i – gęstość jonowa, n_e, n_0 – gęstość elektronowa i atomów wodoru/deuteru.

Symulacje wykonywane przy pomocy opisywanego kodu zakładają równowagę koronową plazmy (wodorowej lub helowej) z możliwymi zanieczyszczeniami takimi jak: beryl (Be), bor (B), węgiel (C), azot (N), tlen (O), neon (Ne), siarka (S), chlor (Cl), argon (Ar), chrom (Cr), żelazo (Fe), nikiel (Ni) oraz wolfram (W) na poziomie ustalonym przez użytkownika. Model koronowy stosuje się dla plazmy rzadkiej (10^{18} - 10^{21} m^{-3}), czyli takiej która występuję w eksperymentalnych reaktorach termojądrowych. W podejściu tym zakłada się, że równowaga pomiędzy procesami jonizacji i rekombinacji decyduje o stacjonarnym stanie jonizacji, a tempo procesów rekombinacji i jonizacji w wyniku zderzeń elektronów z jonami jest większe w porównaniu ze zderzeniami jonowymi. W modelu tym, rekombinacja z emisją promieniowania (rekombinacja promienista i dielektronowa) jest dominującym procesem rekombinacyjnym. Zakłada się również, że stacjonarny stan jonizacji nie jest porównywalny ze stanem równowagi termodynamicznej. Co również istotne, plazma przy założeniu równowagi koronowej jest optycznie cienka, czyli transparentna dla promieniowania. Dodatkowo w przypadku omawianej plazmy, krotność jonizacji nie zależy od koncentracji elektronów.

Kolejnym ważnym aspektem w kontekście generowanych widm rentgenowskich za pomocą kodu *RayX.exe*, jest fakt, że istnieje możliwość uwzględnienia w symulowanych widmach zmienności parametru Gaunta, co z kolei znacząco wpływa na poprawę dokładności otrzymywanych wyników (co zostało opisane w rozdziale 5.1.1.).

Nie mniej ważną częścią kodu, jest ta, która odpowiada za uwzględnienie w obliczeniach danych związanych z geometrią oraz konfiguracją całego układu diagnostycznego PHA. We wspomnianym module istnieje możliwość wprowadzenia takich informacji jak:

- odległość między środkiem plazmy, a tzw. pinholami (szczelinami, przez które dociera strumień fotonów do detektora)
- odległość między pinholami, a detektorami
- powierzchnię detektora
- rozmiar szczeliny
- promień plazmy

- rodzaj i grubość zastosowanych filtrów

Dodatkowo uwzględniany jest również czas akwizycji danych.

6.2. Symulacje – badane scenariusze

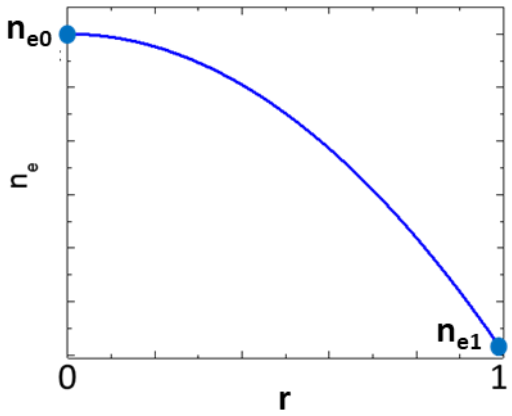
W celu przebadania wpływu profili koncentracji (n_e) i temperatury elektronowej (T_e) na średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ przeprowadzono symulacje numeryczne za pomocą kodu *RayX.exe*. Badane przypadki były podzielone na dwie grupy. Pierwsza z nich zakładała, że profile definiujące eksperyment są paraboliczne (zarówno profile koncentracji, jak i temperatury elektronowej). Z kolei druga grupa badanych przypadków zakładała profile koncentracji i temperatury elektronowej o charakterze liniowym.

Profile koncentracji elektronowej o charakterze parabolicznym definiowane były jako *(Rys.57).*:

$$n_e = (n_{e1} - n_{e0})r^2 + n_{e0} \tag{42}$$

gdzie:

n_e – koncentracja elektronowa, n_{e1} – najniższa wartość koncentracji elektronowej w danym profilu (koncentracja brzegowa), n_{e0} – maksymalna wartość koncentracji elektronowej w zadanym profilu (koncentracja centralna), r – promień plazmy



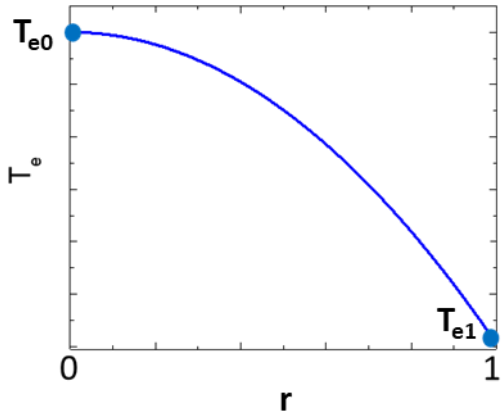
Rys.57. Poglądowy przebieg profilu koncentracji elektronowej (n_e) o charakterze parabolicznym w funkcji promienia plazmy (r).

Analogicznie jak w poprzednim przypadku, profile temperatury elektronowej o charakterze parabolicznym definiowane były jako *(Rys.58).*:

$$T_e = (T_{e1} - T_{e0})r^2 + T_{e0} \quad (43)$$

gdzie:

T_e – temperatura elektronowa, T_{e1} – najniższa wartość temperatury elektronowej w danym profilu (temperatura brzegowa), T_{e0} – maksymalna wartość temperatury elektronowej w zadanym profilu (temperatura centralna), r – promień plazmy



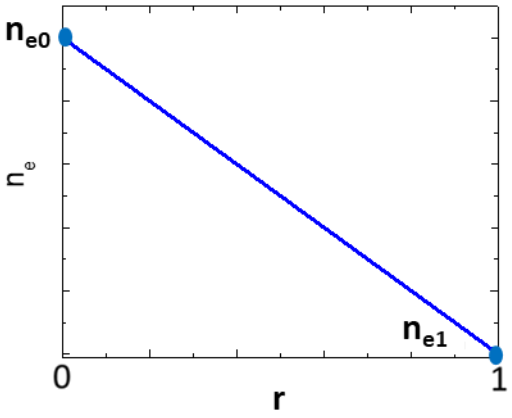
Rys.58. Poglądowy przebieg profilu temperatury elektronowej (T_e) o charakterze parabolicznym w funkcji promienia plazmy (r).

Z kolei liniowe profile koncentracji elektronowej definiowane były jako *(Rys.59).*:

$$n_e = (n_{e1} - n_{e0})r + n_{e0} \quad (44)$$

gdzie:

n_e – koncentracja elektronowa, n_{e1} – najniższa wartość koncentracji elektronowej w danym profilu (koncentracja brzegowa), n_{e0} – maksymalna wartość koncentracji elektronowej w zadanym profilu (koncentracja centralna), r – promień plazmy



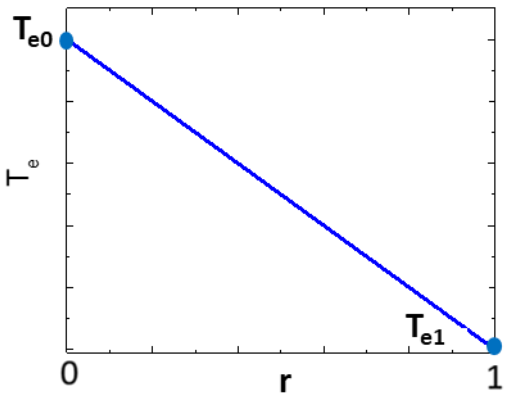
Rys.59. Poglądowy przebieg profilu koncentracji elektronowej (n_e) o charakterze liniowym w funkcji promienia plazmy (r).

Analogicznie, liniowe profile temperatury elektronowej definiowane były jako *(Rys.60)*:

$$T_e = (T_{e1} - T_{e0})r + T_{e0} \quad (45)$$

gdzie:

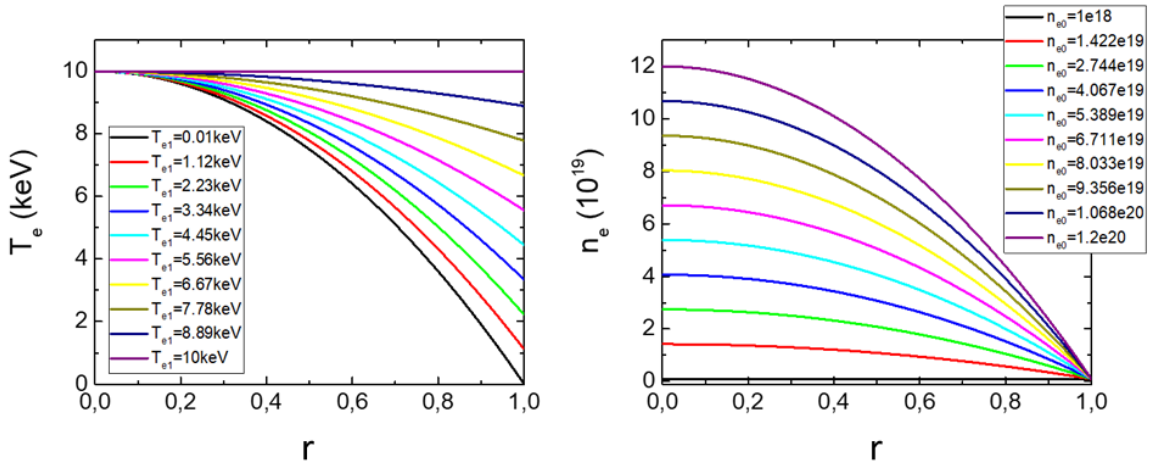
T_e – temperatura elektronowa, T_{e1} – najniższa wartość temperatury elektronowej w danym profilu (koncentracja brzegowa), T_{e0} – maksymalna wartość temperatury elektronowej w zadanym profilu (temperatura centralna), r – promień plazmy



Rys.60. Poglądowy przebieg profilu temperatury elektronowej (T_e) o charakterze liniowym w funkcji promienia plazmy (r).

W każdej z badanej grup (bazującej na profilach parabolicznych lub liniowych) rozpatrywane były cztery możliwe scenariusze plazmy. Każdy scenariusz stanowił kombinacje stu przypadków różniących się między sobą profilami koncentracji i temperatury elektronowej.

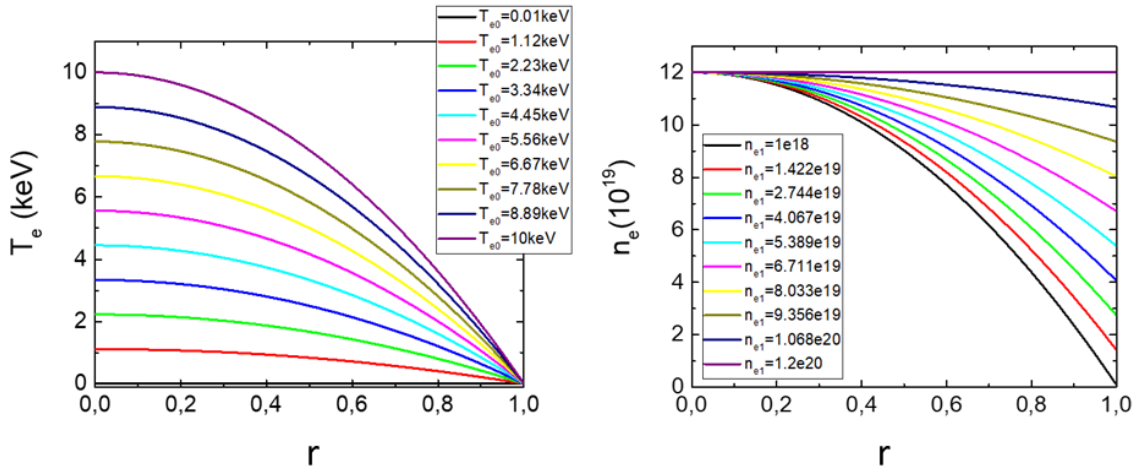
W scenariuszu definiowanym jako **PRZYPADEK I**, dla grupy z profilami parabolicznymi założono, że elektronowa temperatura centralna (T_{e0}) we wszystkich badanych przepadkach przyjmuje wartość stałą T_{e0}=const.=10 keV, podczas gdy temperatura brzegowa (T_{e1}) będzie przyjmować wartości należące do następującego zbioru parametrów: $T_{e1} \in$ {0.01, 1.12, 2.23, 3.34, 4.45, 5.56, 6.67, 7.78, 8.89, 10} keV. Z kolei w przypadku profili koncentracji elektronowych założono, że koncentracja brzegowa (n_{e1}) przyjmuje wartość stałą n_{e1}=const.=1e18 m^{-3}, podczas gdy koncentracja centralna będzie przyjmować wartości z następującego zbioru parametrów: $n_{e0} \in$ {0,1, 1.42, 2.74, 4.07, 5.39, 6.71, 8.03, 9.36, 10.7, 12}$\cdot 10^{19}$ m^{-3}. Tak zdefiniowany scenariusz badał sto możliwych kombinacji profili T_e i n_e, co w praktyce oznacza, że każdy profil temperatury elektronowej był łączony z każdym profilem koncentracji elektronowej w wyniku czego generowano zasymulowane widmo miękkiego promieniowania X. Schematyczny przebieg możliwych profili T_e i n_e dla PRZYPADKU I zaprezentowany jest na *Rys.61*



Rys.61. Przypadek I, paraboliczne profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r)

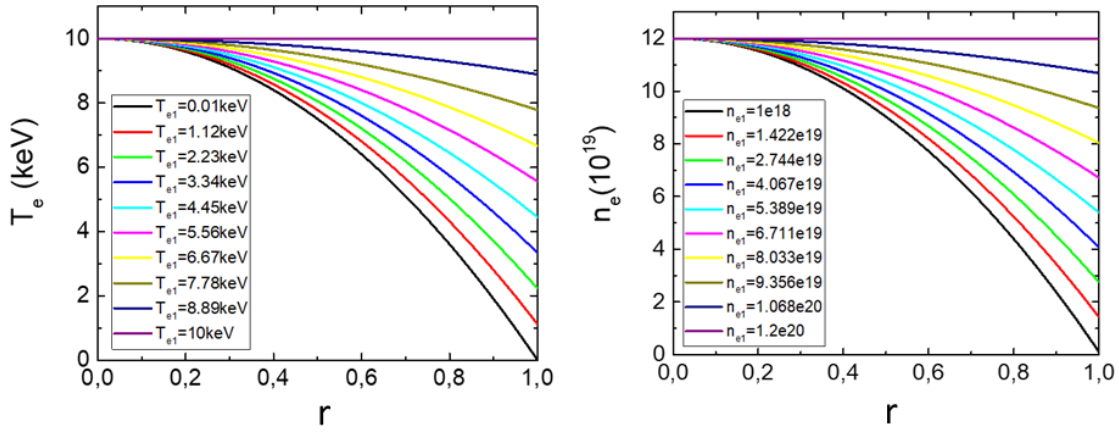
W scenariuszu definiowanym jako **PRZYPADEK II**, dla grupy ze zdefiniowanymi profilami parabolicznymi założono, że elektronowa temperatura brzegowa (T_{e1}) we wszystkich badanych przepadkach przyjmuje wartość stałą T_{e1}=const.=0.01keV, podczas gdy temperatura

centralna (T_{e0}) będzie przyjmować wartości należące do następującego zbioru parametrów: $T_{e0} \in \{0.01, 1.12, 2.23, 3.34, 4.45, 5.56, 6.67, 7.78, 8.89, 10\}$ keV. Z kolei w przypadku profili koncentracji elektronowych założono, że koncentracja centralna (n_{e0}) przyjmuje wartość stałą n_{e0}=const.=1.2e20 m^{-3}, podczas gdy koncentracja brzegowa będzie przyjmować wartości z następującego zbioru parametrów: $n_{e1} \in \{0,1, 1.42, 2.74, 4.07, 5.39, 6.71, 8.03, 9.36, 10.7, 12\} \cdot 10^{19}$ m^{-3}. Schematyczny przebieg profili T_e i n_e dla PRZYPADKU II zaprezentowany jest na *Rys.62.*



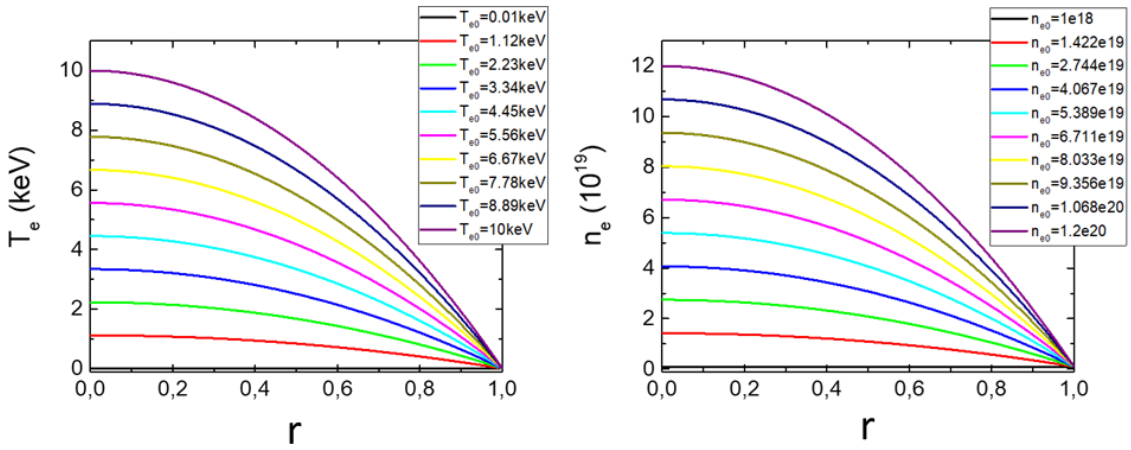
Rys.62. Przypadek II, paraboliczne profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).

W scenariuszu definiowanym jako **PRZYPADEK III**, dla grupy ze zdefiniowanymi profilami parabolicznymi założono, że elektronowa temperatura centralna (T_{e0}) we wszystkich badanych przepadkach przyjmuje wartość stałą T_{e0}=const.=10 keV, podczas gdy temperatura brzegowa (T_{e1}) będzie przyjmować wartości należące do następującego zbioru parametrów : $T_{e1} \in \{0.01, 1.12, 2.23, 3.34, 4.45, 5.56, 6.67, 7.78, 8.89, 10\}$ keV. Z kolei w przypadku profili koncentracji elektronowych założono, że koncentracja centralna (n_{e0}) przyjmuje wartość stałą n_{e0}=const.=1.2e20 m^{-3}, podczas gdy koncentracja brzegowa będzie przyjmować wartości z następującego zbioru parametrów : $n_{e1} \in \{0,1, 1.42, 2.74, 4.07, 5.39, 6.71, 8.03, 9.36, 10.7, 12\} \cdot 10^{19}$ m^{-3}. Schematyczny przebieg profili T_e i n_e dla PRZYPADKU III zaprezentowany jest na *Rys.63.*



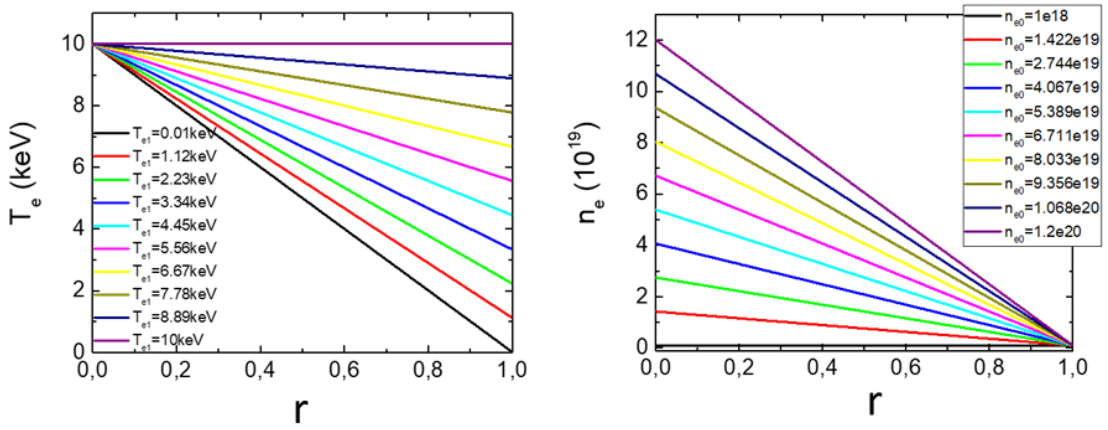
Rys.63. Przypadek III, paraboliczne profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).

W scenariuszu definiowanym jako **PRZYPADEK IV**, dla grupy ze zdefiniowanymi profilami parabolicznymi założono, że elektronowa temperatura brzegowa (T_{e1}) we wszystkich badanych przepadkach przyjmuje wartość stałą T_{e1}=const.=0.01keV, podczas gdy temperatura centralna (T_{e0}) będzie przyjmować wartości należące do następującego zbioru parametrów : $T_{e0} \in$ {0.01, 1.12, 2.23, 3.34, 4.45, 5.56, 6.67, 7.78, 8.89, 10} keV. Z kolei w przypadku profili koncentracji elektronowych założono, że koncentracja brzegowa (n_{e1}) przyjmuje wartość stałą n_{e1}=const.=1e18 m^{-3}, podczas gdy koncentracja centralna będzie przyjmować wartości ze zbioru parametrów: $n_{e0} \in$ {0,1, 1.42, 2.74, 4.07, 5.39, 6.71, 8.03, 9.36, 10.7, 12}$\cdot 10^{19}$ m^{-3}. Schematyczny przebieg profili T_e i n_e dla PRZYPADKU IV zaprezentowany jest na *Rys.64.*

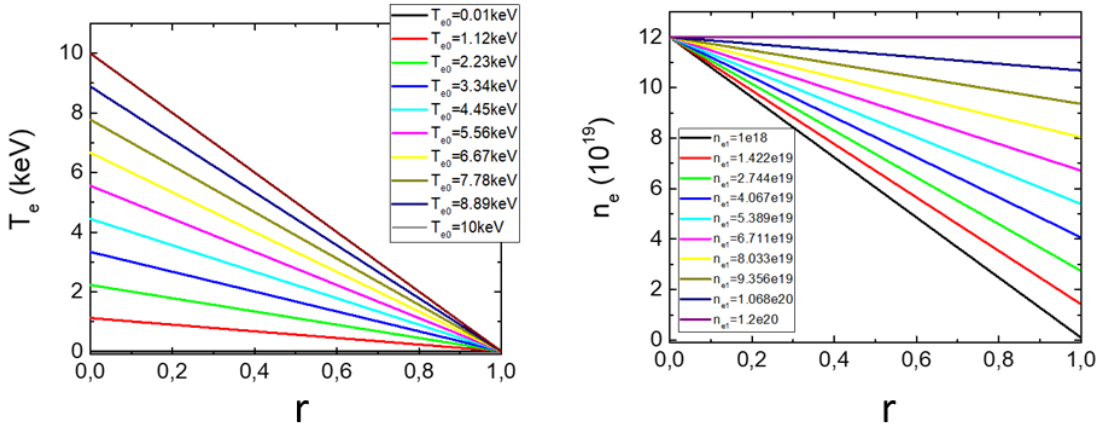


Rys.64. Przypadek IV, paraboliczne profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).

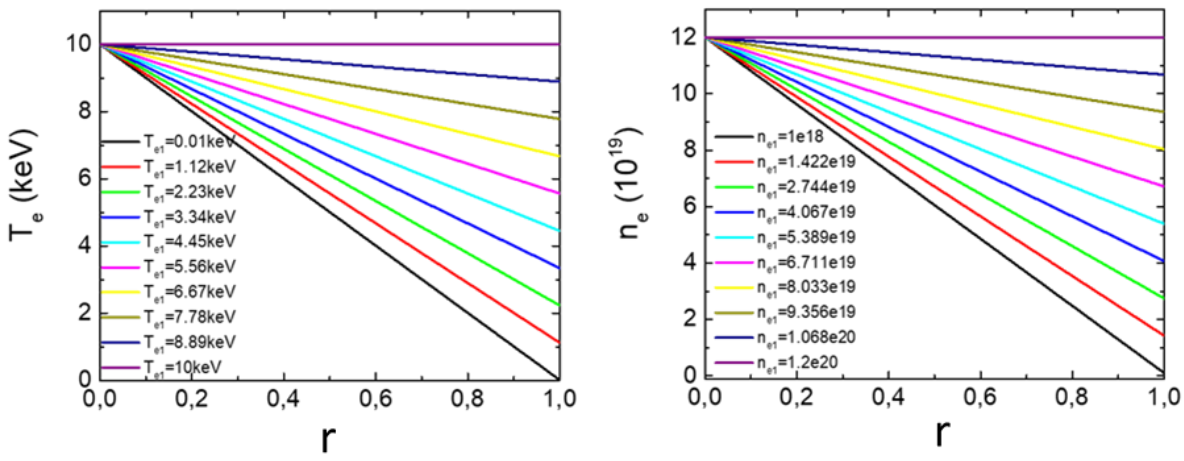
Analogicznie do **PRZYPADKU I**, **PRZYPADKU II**, **PRZYPADKU III** i **PRZYPADKU IV** dla grupy ze zdefiniowanymi profilami parabolicznymi, zdefiniowano odpowiadające im scenariusze, różniące się wyłącznie tym, że profile temperatury i koncentracji elektronowej były liniowe. Schematyczne przebiegi wspomnianych profili T_e i n_e (liniowych) dla **wszystkich scenariuszy** zaprezentowany został odpowiednio na *Rys.65., Rys.66., Rys.67., i Rys.68.*



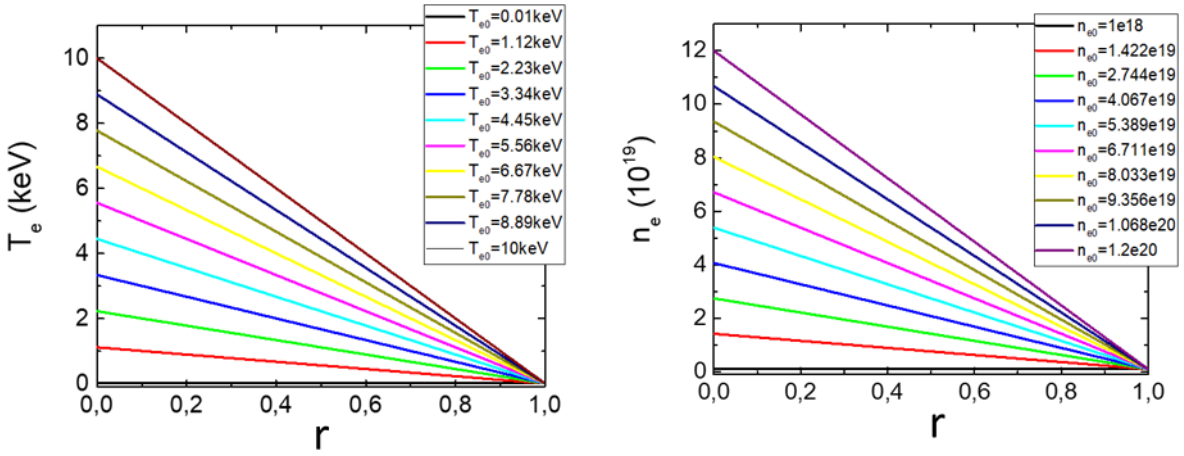
Rys.65. Przypadek I, liniowe profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).



Rys.66. Przypadek II, liniowe profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).



Rys.67. Przypadek III, liniowe profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).



Rys.68. Przypadek IV, liniowe profile temperatury i koncentracji elektronowej wykorzystane w symulacjach w funkcji promienia plazmy (r).

Maksymalne wartości T_{e0} i n_{e0} stosowane w powyższym modelowaniu były zgodne z obserwacjami eksperymentalnymi, jakie do tej pory miały miejsce na W7-X. Dodatkowo wprowadzona została minimalna odległość położenia LOS detektora 1. względem środka poloidalnego przekroju plazmy - r_0=0.146 (w przypadku gdyby LOS detektora przechodziła dokładnie przez centrum plazmy, wówczas r_0=0). Zastosowane kryteria pozwoliły na dokładne odzwierciedlenie możliwych sytuacji eksperymentalnych w zasymulowanych widmach.

6.3. Procedura realizowana w badaniach uwzględniających symulacje

Poniżej znajduje się dokładny opis procedury (w punktach) zastosowanej w procesie modelowania oraz analizy będącej następstwem symulacji.

(1) Wykonanie symulacji widm miękkiego promieniowania X za pomocą kodu *RayX.exe* w oparciu o zdefiniowane profile T_e i n_e (opisane w podrozdziale 6.1) w obszarze zdefiniowanym przez linię patrzenia detektora 1. należącego do układu PHA. Realizacja czterech scenariuszy w każdej z dwóch grup bazujących na profilach parabolicznych i liniowych daje łącznie 800 symulacji.

(2) Wyznaczenie średniej temperatury elektronowej ($T_{e\,TS}$) z profilu zadanego do symulacji z punktu 1. Aby parametr $T_{e\,TS}$ był porównywalny z średnią temperaturą elektronową wyznaczaną z widm rejestrowanych przez system PHA ($<T_e>$), zdefiniowany wzór uwzględnia wpływ koncentracji elektronowej. To z kolei wynika ze specyfiki pomiarów dokonywanych przez diagnostykę PHA (dokładne wyjaśnienie w rozdziale 5.1.).
W związku z powyższym wzór na $T_{e\,TS}$ przybiera postać:

$$T_{e\,TS(p)} = \frac{\int_{r_0}^{r} T(r)n(r)dr}{n(r)dr} = \frac{\int_{r_0}^{r}[(T_{e1}-T_{e0})r^2+T_{e0}][(n_{e1}-n_{e0})r^2+n_{e0}]}{\int_{r_0}^{r}(n_{e1}-n_{e0})r^2+n_{e0}]} \quad (46)$$

$r_0 = 0.146$

$r = 1$

gdzie:

T_{e1} – brzegowa temperatura elektronowa (najniższa w profilu), T_{e0} – centralna temperatura elektronowa (najwyższa w profilu), n_{e1} – brzegowa koncentracja elektronowa (najniższa w profilu), n_{e0} – centralna koncentracja elektronowa (najwyższa w profilu), r_0 – wartość promienia plazmy, dla którego przypada maksymalna wartość n_e i T_e, zgodna z linią patrzenia detektora 1. , r - wartość promienia plazmy, dla którego przypada minimalna wartość n_e i T_e, zgodna z linią patrzenia detektora 1.

Po przekształceniu wzoru (46) otrzymujemy zależność:

$$T_{e\,TS(p)} = \frac{\frac{1}{5}(r^4+r^3r_0+r^2r_0^2+rr_0^3+r_0^4)AC+\frac{1}{3}(r^2+rr_0+r_0^2)B+D}{\frac{1}{3}(r^2+rr_0+r_0^2)A+n_{e0}} \quad (47)$$

Przy założeniu, że:

$$A = n_{e1} - n_{e0} \quad (48)$$

$$B = (T_{e0}(n_{e1} - n_{e0}) + n_{e0}(T_{e1} - T_{e0})) \quad (49)$$

$$C = T_{e1} - T_{e0} \quad (50)$$

$$D = n_0 T_0 \quad (51)$$

W przypadku wyznaczania ($T_{e\,TS(l)}$) dla profili liniowych wzór przybiera postać:

$$T_{e\,TS(l)} = \frac{\int_{r_0}^{r} T(r)n(r)dr}{n(r)dr} = \frac{\int_{r_0}^{r}[(T_{e1}-T_{e0})r+T_{e0}][(n_{e1}-n_{e0})r+n_{e0}]}{\int_{r_0}^{r}(n_{e1}-n_{e0})r+n_{e0}]} \quad (52)$$

$r_0 = 0.146$

$r = 1$

Po przekształceniu wzoru (52) otrzymujemy zależność:

$$T_{e\,TS(l)} = \frac{A(r^2+rr_0+r_0^2)+D(r+r_0)+E}{F(r+r_0)+n_0} \quad (53)$$

przy założeniu, że:

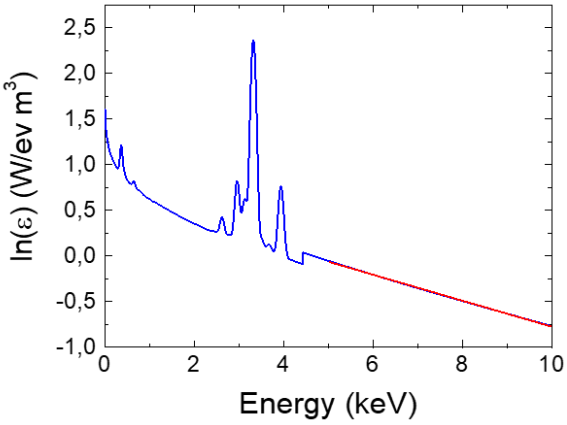
$$A = \frac{1}{3}(T_{e1} - T_{e0})(n_{e1} - n_{e0}) \quad (54)$$

$$D = \frac{1}{2}\left(n_{e0}(T_{e1} - T_{e0}) + T_{e0}(n_{e1} - n_{e0})\right) \quad (55)$$

$$E = n_{e0}T_{e0} \quad (56)$$

$$F = \frac{1}{2}(n_{e1} - n_{e0}) \quad (57)$$

(3) Wyznaczenie średniej temperatury elektronowej <T_e> (z zasymulowanego widma) w oparciu o metodę dopasowania prostej do promienia bremsstrahlung opisanej w podrozdziale 5.1. Przykładowe zasymulowane widmo na podstawie którego wyznaczana jest <T_e> zaprezentowane zostało na *Rys.69.*



Rys.69. Zasymulowane widmo miękkiego promieniowania X wraz z dopasowaną prostą (w kolorze czerwonym) do promieniowania ciągłego w celu wyznaczenia $<T_e>$.

(4) *Porównanie średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej w oparciu o metodę dopasowania prostej do promieniowania bremsstrahlung (z pkt.3) z centralną (maksymalną) temperaturą elektronową (T_{e0}) z profilu zadanego do symulacji. Porównanie to ma celu zweryfikowanie w jakim stopniu $<T_e>$ (wyznaczona tak samo jak w przypadku analizy danych z układu PHA) odbiega od centralnej temperatury elektronowej z profilu, w zależności od warunków eksperymentalnych.*

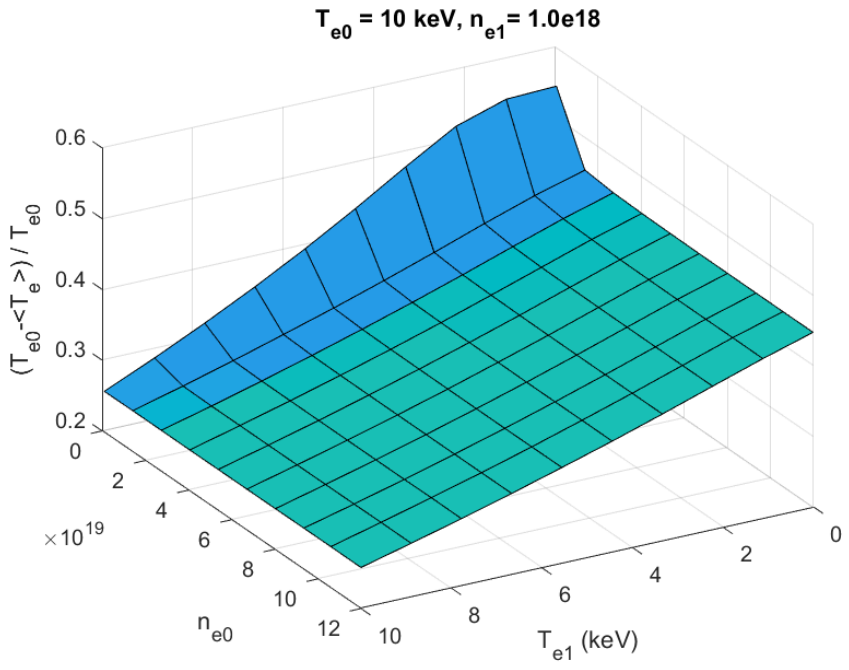
(5) Porównanie średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczaną w oparciu o metodę dopasowania prostej do promieniowania bremsstrahlung (z pkt.3) ze średnią temperaturą elektronową ($T_{e\,TS}$) z profilu zadanego do symulacji (z pkt 2.). Porównanie to ma celu zweryfikowanie w jakim stopniu $<T_e>$ odbiega od średniej temperatury elektronowej obliczonej na podstawie profilu T_e (w adekwatnym eksperymencie), w zależności od warunków eksperymentalnych.

6.4. Symulacje – wyniki

6.4.1. Modele zakładające liniowe profile temperatury i koncentracji elektronowej

Poniższa powierzchnia *(Rys.70.)* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI I.**

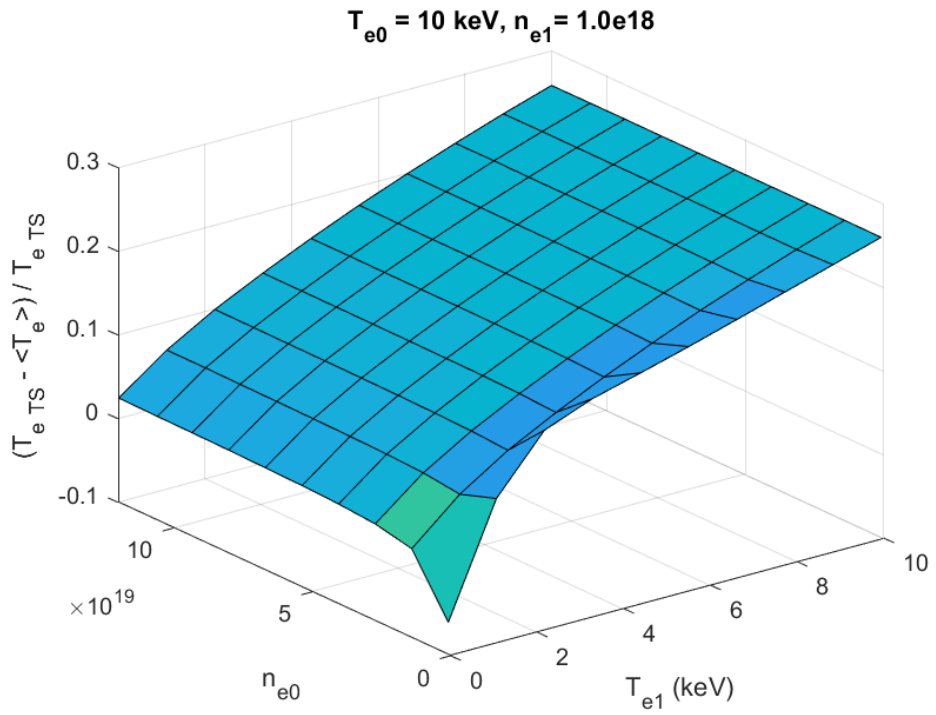
Największe różnice między $<T_e>$, a T_{e0} obserwuje się wraz ze spadkiemT_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 54% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1e18 m^{-3})



Rys.70. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

Kolejna powierzchnia przedstawiona na *(Rys.71.)* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\,TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji, dla wspomnianego **PRZYPADEKI I.**

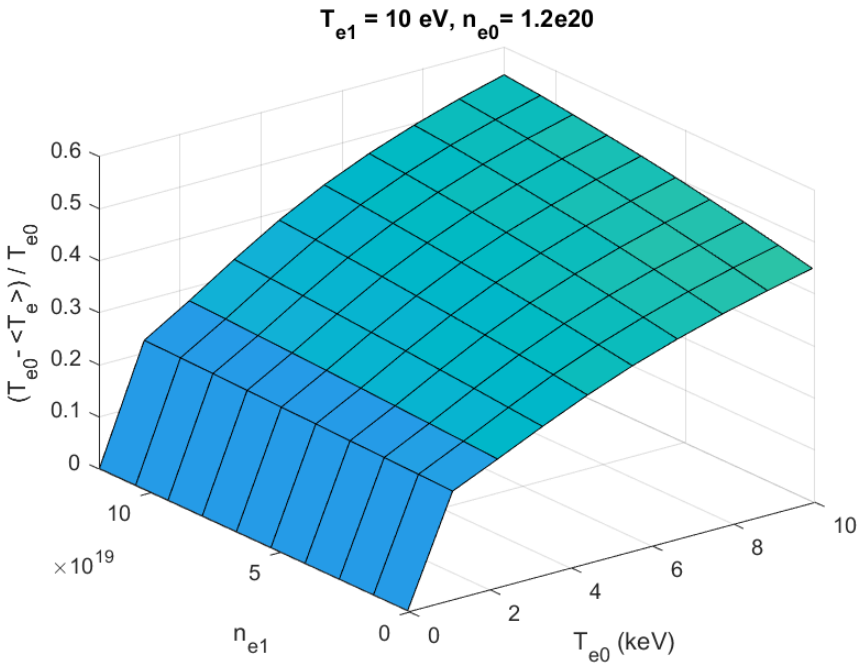
Największe różnice między <T_e>, a $T_{e\,TS}$ obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 26% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o tych samych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=10 keV) .



Rys.71. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

Powierzchnia przedstawiona na *Rys.72.* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI II.**

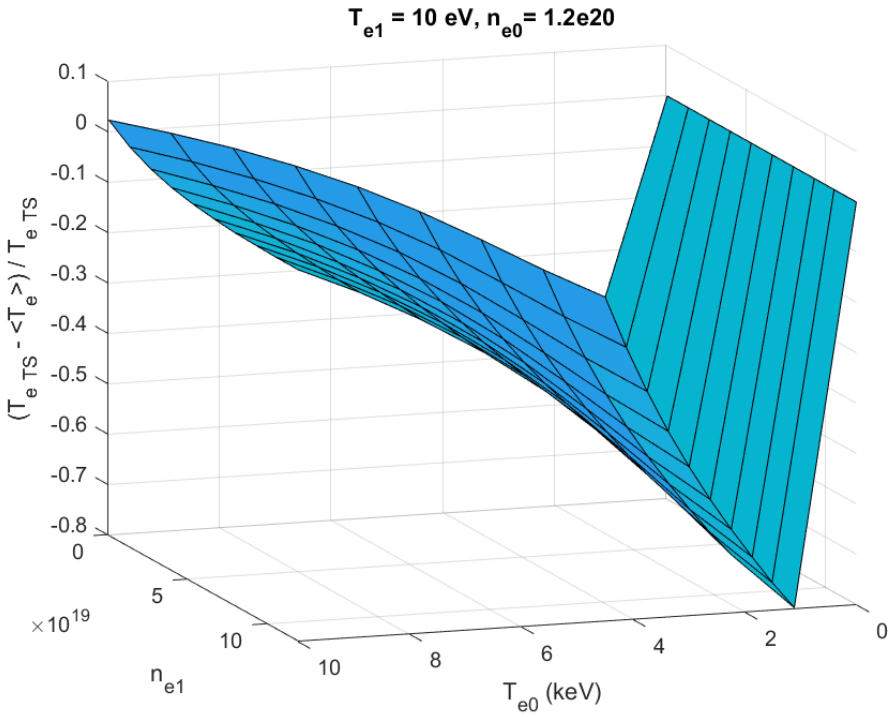
Największe różnice między $\langle T_e \rangle$, a T_{e0} obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 55% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 kev i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1.2e20 m^{-3})



Rys.72. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $\langle T_e \rangle$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

Natomiast na podstawie powierzchni z *(Rys.73.)* obrazującej odstępstwo średniej temperatury elektronowej $\langle T_e \rangle$ od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\,TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji dla **PRZYPADEKI II,** można zauważyć że największe różnice między $\langle T_e \rangle$, a $T_{e\,TS}$ występują wraz ze spadkiem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 79% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o porównywalnych wartościach granicznych (T_{e0}=1.12 kev i T_{e1}=10 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1.2e20 m^{-3}) .

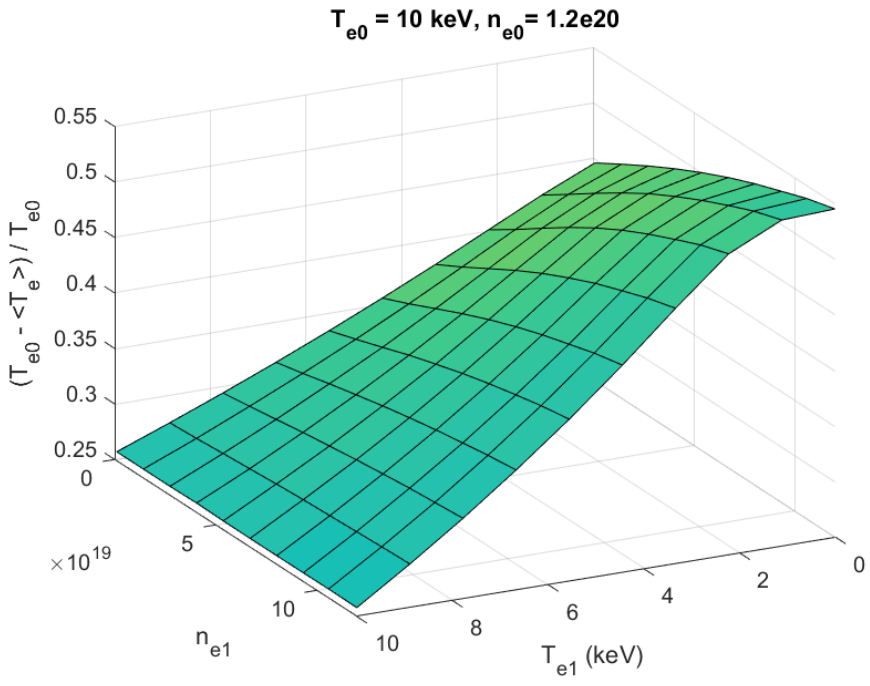
W przypadku prezentowanej powierzchni, warto zwrócić uwagę na fakt, że większość punktów przyjęła wartości ujemne. Oznacza, to że występują takie warunki eksperymentalne (zdefiniowane przez konkretne profile koncentracji i temperatury elektronowej) podczas których średnia temperatura elektronowa $\langle T_e \rangle$ wyznaczana za pomocą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego, przewyższa (co do wartości) średnią temperaturę elektronową ($T_{e\,TS}$) z profilu zadanego do symulacji. A zatem, oznacza to również, że w zależności od profili n_e i T_e na średnią temperaturę elektronową $\langle T_e \rangle$ wyznaczaną za pomocą układu PHA, decydujący wpływ będzie miało promieniowanie z różnych zakresów promienia plazmy. W praktyce sprowadza się do tego, że wyznaczane wartości $\langle T_e \rangle$ mogą być w niektórych warunkach eksperymentalnych bardzo zbliżone do T_{e0}, podczas gdy w innych bardziej przypominać $T_{e\,TS}$. Zagadnienie to, zostanie rozwinięte w dalszej części rozdziału.



Rys.73. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $\langle T_e \rangle$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

Powierzchnia przedstawiona na *Rys.74.* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI III.**

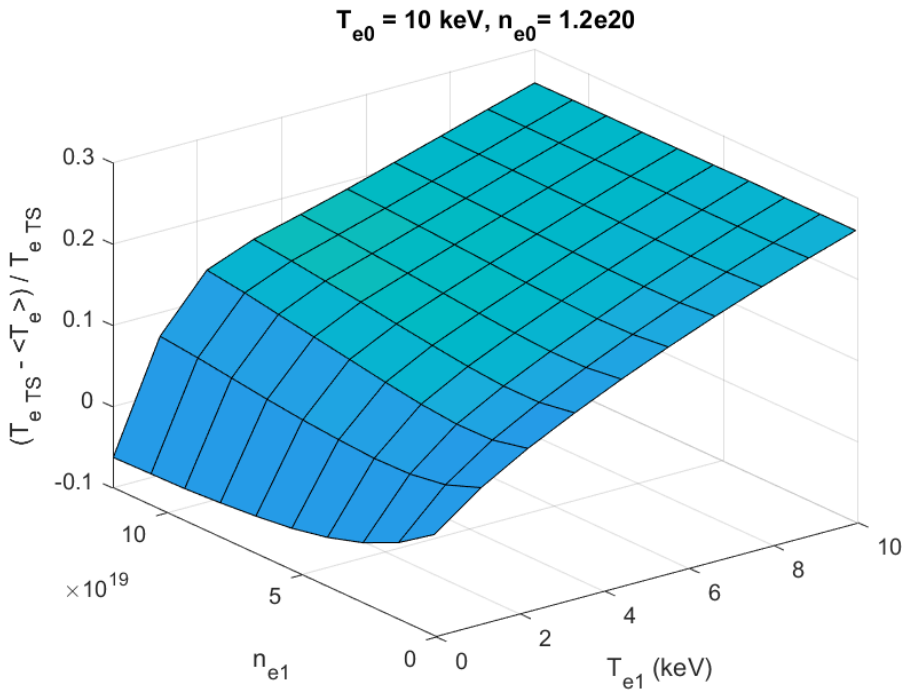
Największe różnice między <T_e>, a T_{e0} obserwuje się wraz ze spadkiem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 55% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 kev i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1.2e20 m^{-3})



Rys.74. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

Z kolei powierzchnia z *Rys.75.* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\ TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji, dla omawianego **PRZYPADEK III**.

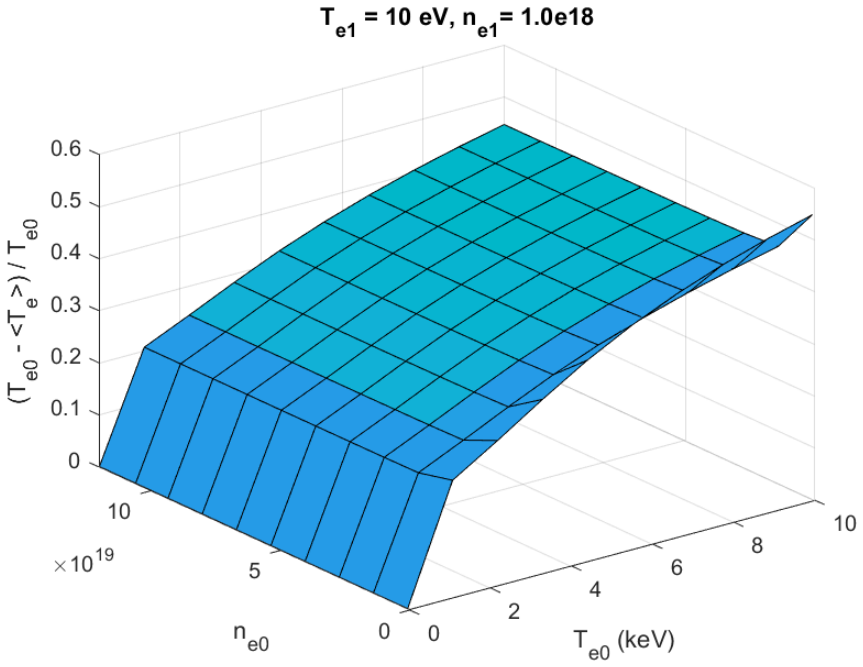
Największe różnice między $\langle T_e \rangle$, a $T_{e\,TS}$ obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Natomiast największe odstępstwo dochodzące do ~ 26% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o tych samych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=10 keV) .



Rys.75. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $\langle T_e \rangle$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

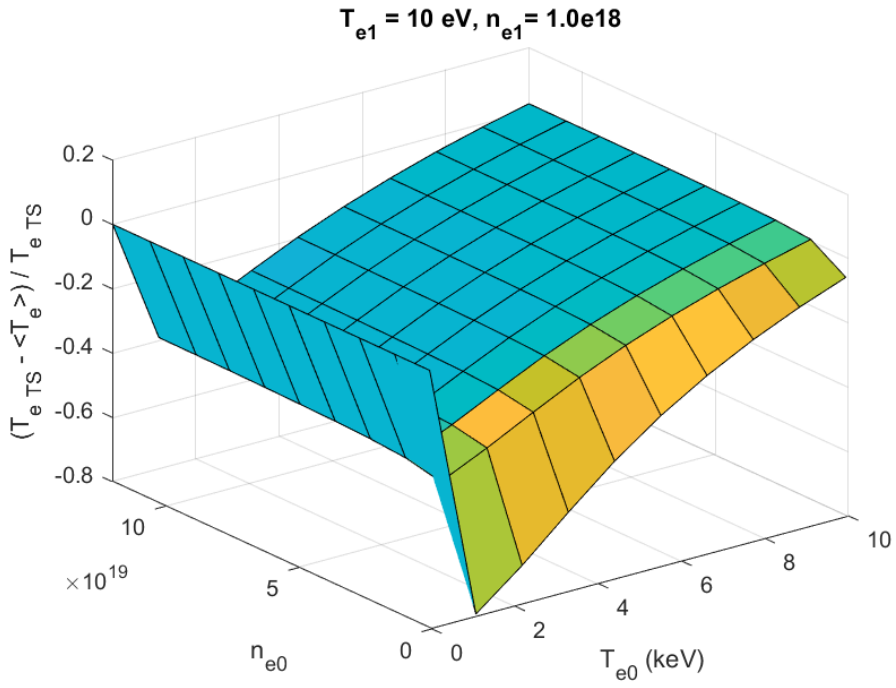
Powierzchnia przedstawiona na *Rys.76.* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej $\langle T_e \rangle$ od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI IV.**

Największe różnice między $\langle T_e \rangle$, a T_{e0} obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 55% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1e18 m^{-3})



Rys.76. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

Analiza powierzchni przedstawiającej odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\ TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji dla **PRZYPADEKI IV** *(Rys.77.)***,** pokazuje że największe różnice między <T_e>, a $T_{e\,TS}$ obserwuje się wraz ze spadkiem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Podobnie jak w opisywanym wcześniej **PRZYPADKU II**, również w tym modelu większość punktów przyjęła wartości ujemne co swoje uzasadnienie znajduje w rozumowaniu przedstawionym dla scenariusza II.



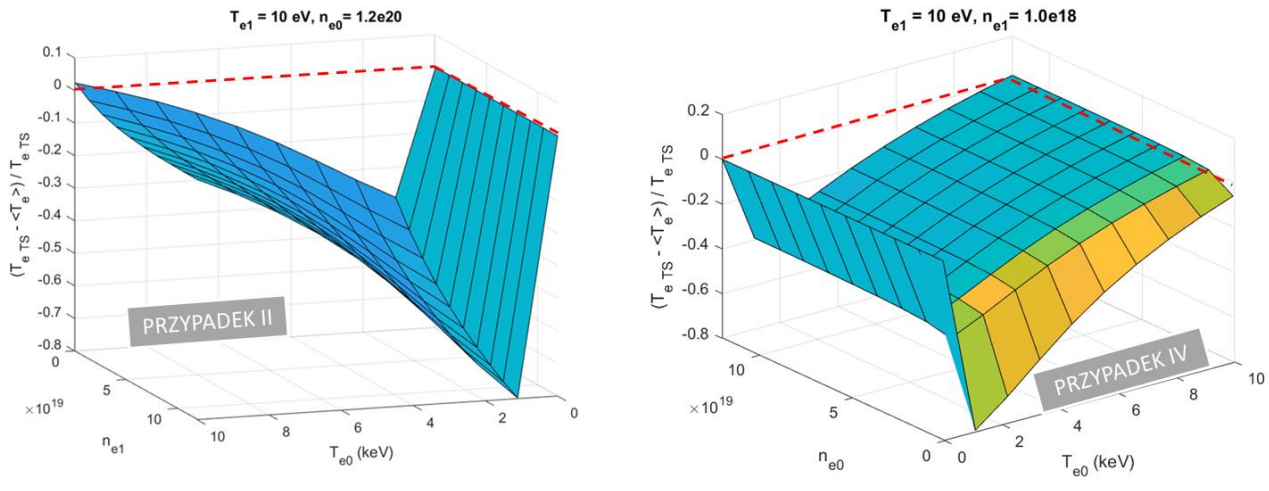
Rys.77. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e1}).

Jak już zwrócono uwagę przy opisie **PRZYPADKEK II** i **IV**, w zależności od warunków eksperymentalnych determinowany jest zakres promienia plazmy, z którego to wkład promieniowania będzie miał decydujący wpływ na wyznaczaną następnie <T_e>. W związku z tym, wspomniane przypadki zostały dodatkowo przebadane pod tym kątem.

Punkty, które były brane pod uwagę w dodatkowej analizie musiały spełnić następujące kryterium:

$$\frac{T_{e\,TS} - \langle T_e \rangle}{T_{e\,TS}} \leq 0 \qquad (58)$$

Zakres punktów spełniających powyższy warunek, w sposób schematyczny został przedstawiony na *Rys.78.* odpowiednio dla **PRZYPADKU II** (po lewej stronie) i **IV** (po prawej stronie).



Rys.78. Granice (zaznaczone kolorem czerwonym) obszaru poddanego analizie dotyczącej zakresu promienia plazmy dla PRZYPADKU II i IV przy założeniu profili liniowych.

W przypadku omawianej analizy istotne jest wyznaczenie górnej granicy promienia plazmy (r), która wraz z początkową granicą określaną wcześniej jako r_0=0.146 (wynikającą z położenia LOS detektora 1.) będzie definiować zakres promienia plazmy, z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$. Mając na uwadze fakt, że w praktyce końcowe spektrum, z którego wyznacza się $<T_e>$ składa się z wielu nałożonych na siebie widm, które będą się charakteryzowały różnymi wartościami n_e i T_e, warunek stanowiący podstawę do wyznaczenia parametru (r) można zdefiniować jako:

$$< T_e > = \frac{\int_{r_0}^{r}((T_1-T_0)r+T_0)((n_1-n_0)r+n_0)dr}{\int_{r_0}^{r}((n_1-n_0)r+n_0)dr} \tag{59}$$

Następnie, po przekształceniu wyrażenia (59), dochodzi się do poniższej zależności:

$$< T_e > = \frac{\frac{1}{3}(r^2+rr_0+r_0^2)\left((T_{e1}-T_{e0})(n_{e1}-n_{e0})\right)+\frac{1}{2}(r+r_0)\left(n_{e0}(T_{e1}-T_{e0})+T_{e0}(n_{e1}-n_{e0})\right)+T_{e0}n_{e0}}{\frac{1}{2}(r+r_0)(n_{e1}-n_{e0})+n_0} \tag{60}$$

Powyższe równanie można zapisać w uproszczonej formie:

$$r^2A + r(Ar_0 + D - < T_e > F) + (Ar_0^2 + (D - < T_e > F)r_0 + E - < T_e > n_0) = 0 \tag{61}$$

przy założeniu, że:

$$A = \frac{1}{3}(T_{e1} - T_{e0})(n_{e1} - n_{e0}) \tag{62}$$

$$D = \frac{1}{2}(n_{e0}(T_{e1} - T_{e0}) + T_{e0}(n_{e1} - n_{e0})) \quad (63)$$

$$E = n_{e0}T_{e0} \quad (64)$$

$$F = \frac{1}{2}(n_{e1} - n_{e0}) \quad (65)$$

Po dalszych przekształceniach wyrażenia (61) oraz założeniu, że

$$B = (D - < T_e > F) \quad (66)$$

$$C = (E - < T_e > n_{e0}) \quad (67)$$

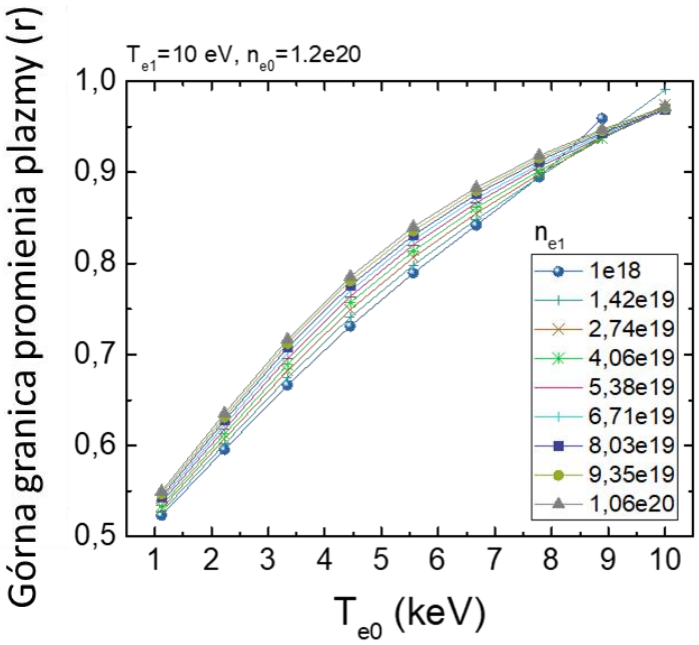
Otrzymuje się równanie kwadratowe:

$$r^2A + r(Ar_0 + B) + (Ar_0^2 + Br_0 + C) = 0 \quad (68)$$

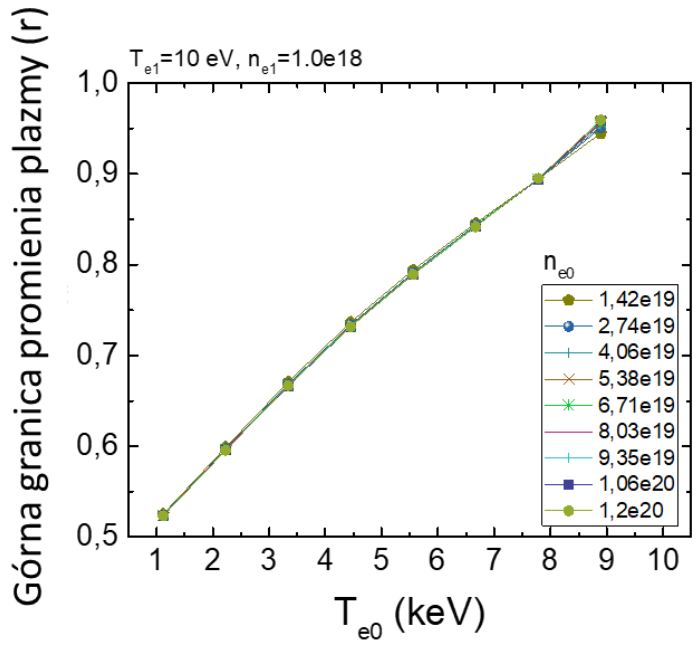
W kolejnym kroku, po rozwiązaniu równania (68), dochodzi się do wyznaczenia górnej wartości promienia plazmy (r), która wraz z r_0 definiuje obszar plazmy (zakres promienia), z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$:

$$r = \sqrt{\frac{-(Ar_0+B) - \sqrt{(Ar_0+B)^2 - 4A(Ar_0^2+Br_0+C)}}{2A}} \quad (69)$$

Korzystając z powyższej procedury powstały następujące zależności odpowiednio dla **PRZYPADKU II** *(Rys.79).* i **IV** *(Rys.80).* :



Rys.79. Górna granica promienia plazmy (r), która wraz z parametrem r_0 definiuje zakres promienia plazmy , z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na $\langle T_e \rangle$ w zależności od T_{e0} i n_{e1} na podstawie wyników z PRZYPADKU II (z profilami T_e i n_e liniowymi).



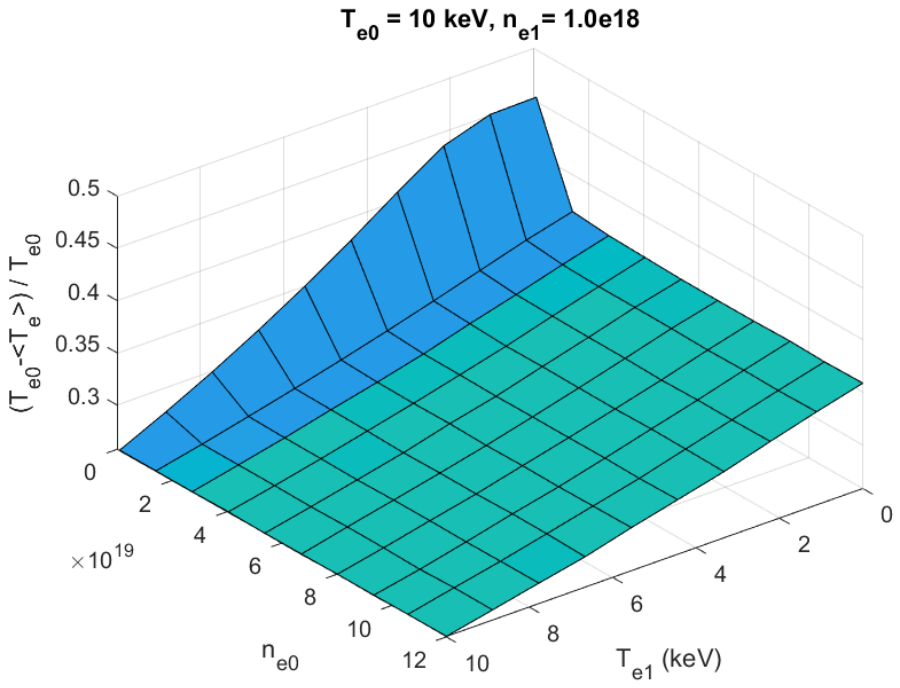
Rys.80. Górna granica promienia plazmy (r), która wraz z parametrem r_0 definiuje zakres promienia plazmy , z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na $\langle T_e \rangle$ w zależności od T_{e0} i n_{e0} na podstawie wyników z PRZYPADKU IV (z profilami T_e i n_e liniowymi).

Jak wynika z *Rys.79*. i *Rys.80.* w przypadku wyższych temperatur plazmy centralnej (T_{e0}) następuje pośredni wzrost temperatury elektronowej (T_e) dla coraz większych zakresów promienia plazmy (definiowanych przez r_0, jako dolną granicę i r jako górną granicę zakresu), co się przekłada na zauważalny wpływ promieniowania pochodzącego z obszarów o większej wartości r na wyznaczaną $<T_e>$. Z kolei w przypadku niższych wartości T_{e0}, w widmie PHA obserwowany jest głównie wkład promieniowania pochodzącego z plazmy centralnej. To oznacza, że w zależności od warunków eksperymentalnych (profili n_e i T_e) układ PHA może obserwować $<T_e>$, która bardziej odpowiada elektronowej temperaturze centralnej (T_{e0}), lub stanowi średnią ze wszystkich obszarów plazmy (wzdłuż promienia plazmy). Informacja ta jest niezwykle istotna w kontekście korygowania wartości $<T_e>$ do T_{e0}.

6.4.2. Modele zakładające paraboliczne profile temperatury i koncentracji elektronowej

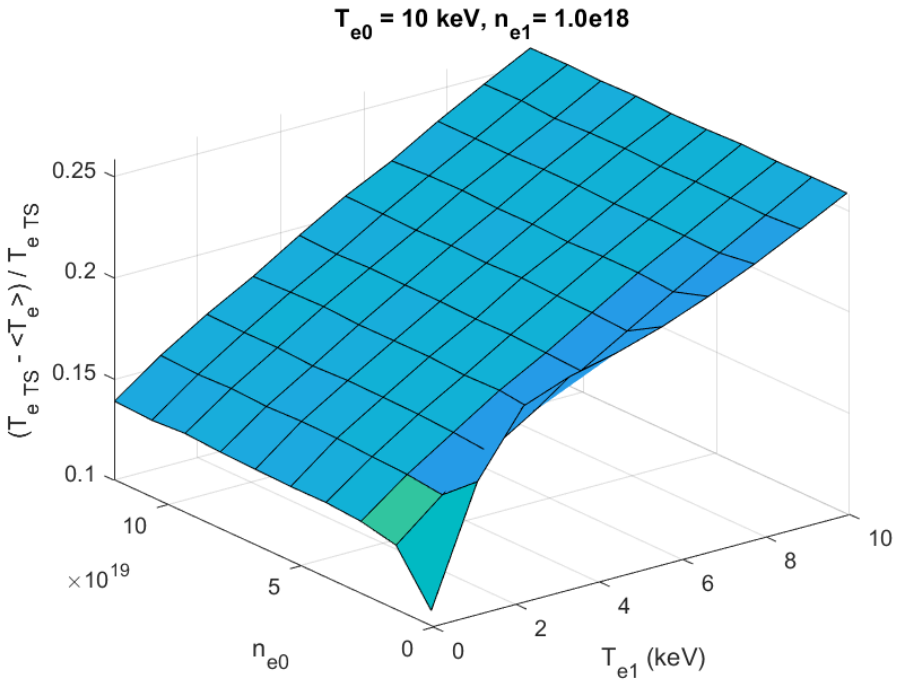
Poniższa powierzchnia *(Rys.81.)* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do widma ciągłego, od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI I.**

Największe różnice między $<T_e>$, a T_{e0} obserwuje się wraz ze spadkiem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 45% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową ($n_{e0}=n_{e1}$=1e18 m^{-3}).



Rys.81. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

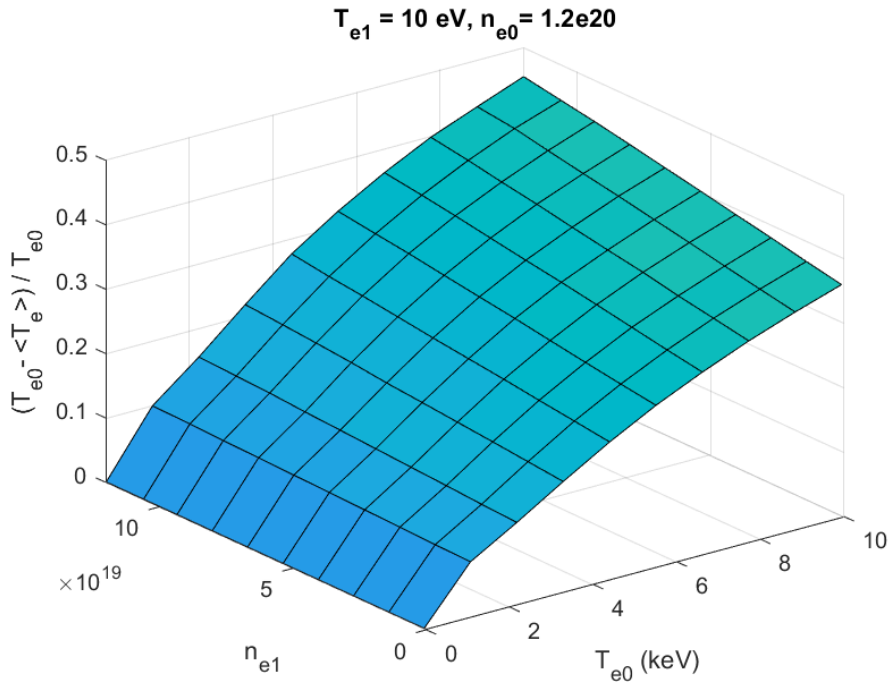
Z kolei powierzchnia *(Rys.82.)* obrazująca odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\ TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji dla omawianego **PRZYPADEKI I**, pokazuje że największe różnice między $<T_e>$, a $T_{e\ TS}$ obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Największe odstępstwo dochodzące do ~ 26% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o tych samych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=10 keV) .



Rys.82. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

Powierzchnia przedstawiona na *Rys.83.* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <Te> od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI II.**

Największe różnice między $<T_e>$, a T_{e0} obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 45% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 kev i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1.2e20 m^{-3})

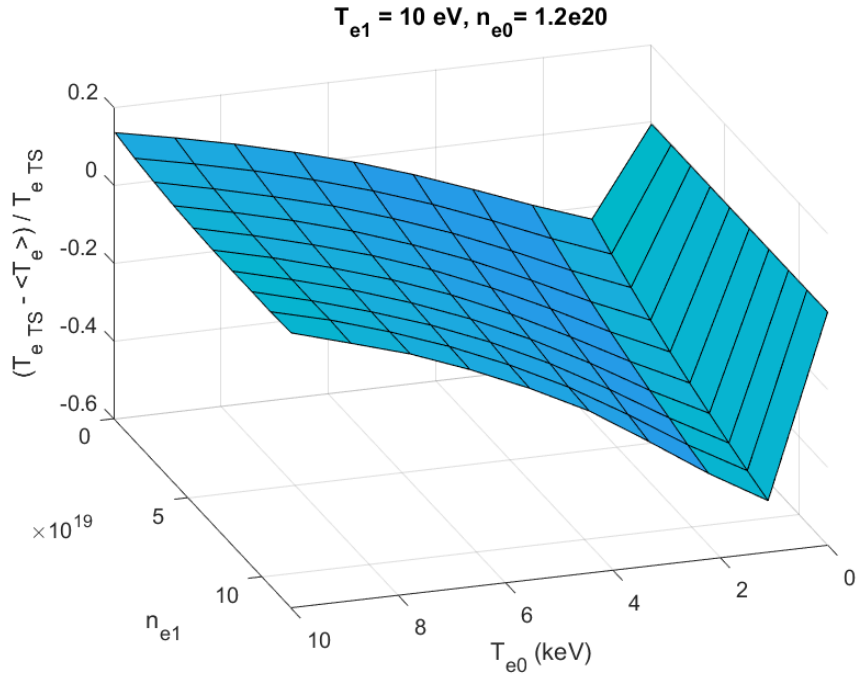


Rys.83. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

Poniższa powierzchnia *(Rys.84.)* przedstawia odstępstwo średniej temperatury elektronowej <Te> od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\ TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji dla scenariusza **PRZYPADEKI II.**

Największe różnice między <T_e>, a $T_{e\ TS}$ obserwuje się wraz ze spadkiem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 46 % ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o porównywalnych wartościach granicznych (T_{e0}=1.12 kev i T_{e1}=10 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1.2e20 m^{-3}) .

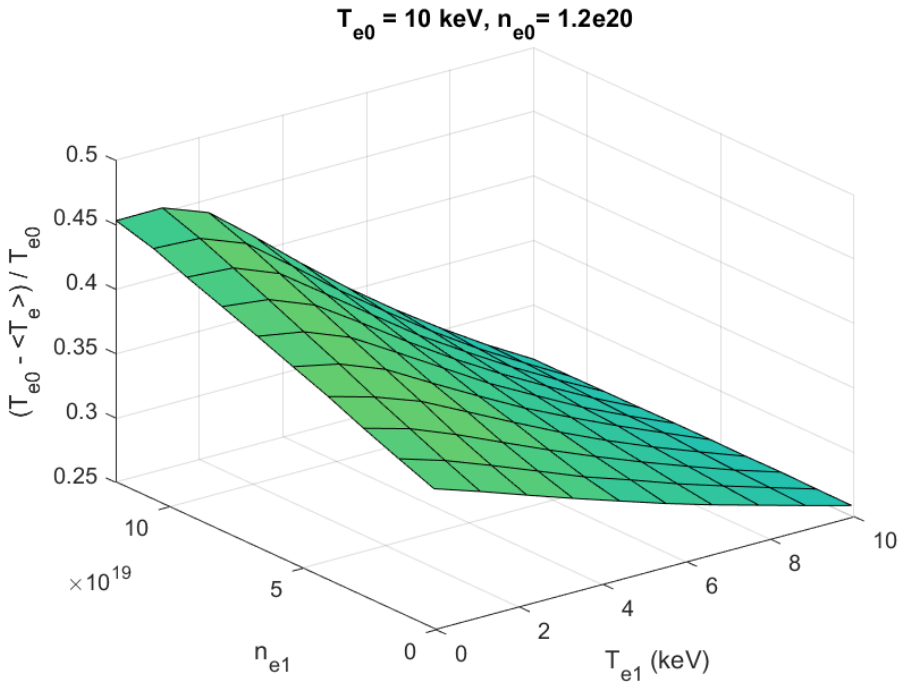
W prezentowanej powierzchni, warto zwrócić uwagę na fakt, że większość punktów przyjmuje wartości ujemne. Podobnie jak w PRZYPADKU II definiowanym przez profile liniowe, oznacza to, że w zależności od profili n_e i T_e na średnią temperaturę elektronową <T_e> wyznaczaną za pomocą układu PHA, decydujący wpływ będzie miało promieniowanie z różnych zakresów promienia plazmy. Analogicznie jak w poprzednim rozdziale, powierzchnia ta zostanie poddana dodatkowej analizie.



Rys.84. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

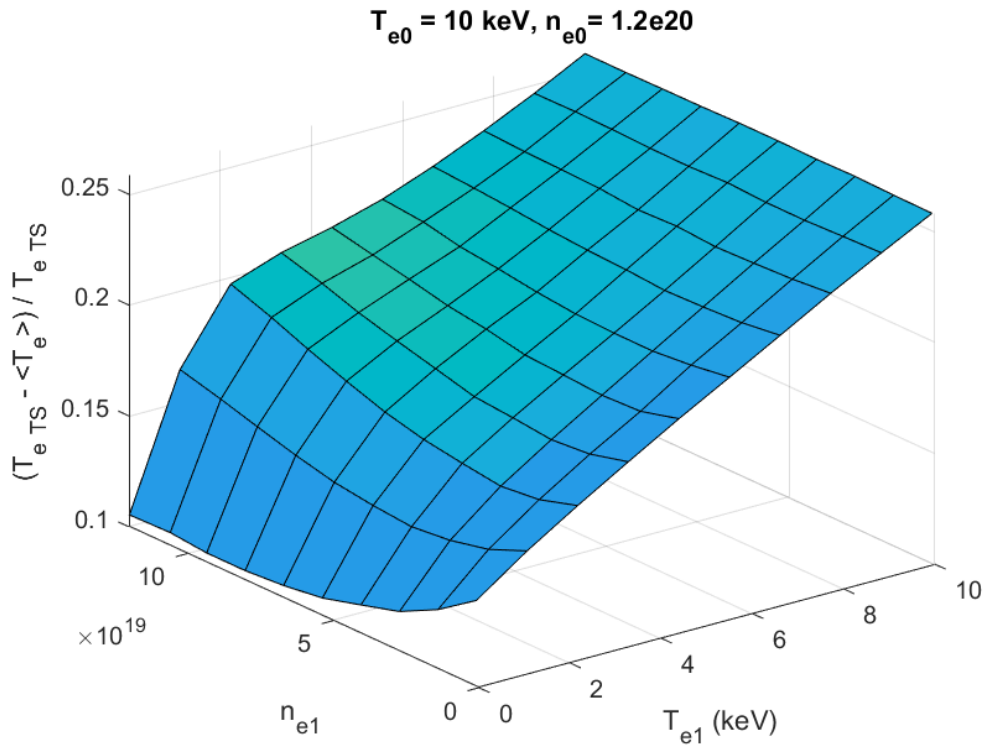
Powierzchnia przedstawiona na *Rys.85.* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI III.**

Największe różnice między <T_e>, a T_{e0} pojawiają się wraz ze spadkiem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 45% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1.2e20 m^{-3})



Rys.85. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

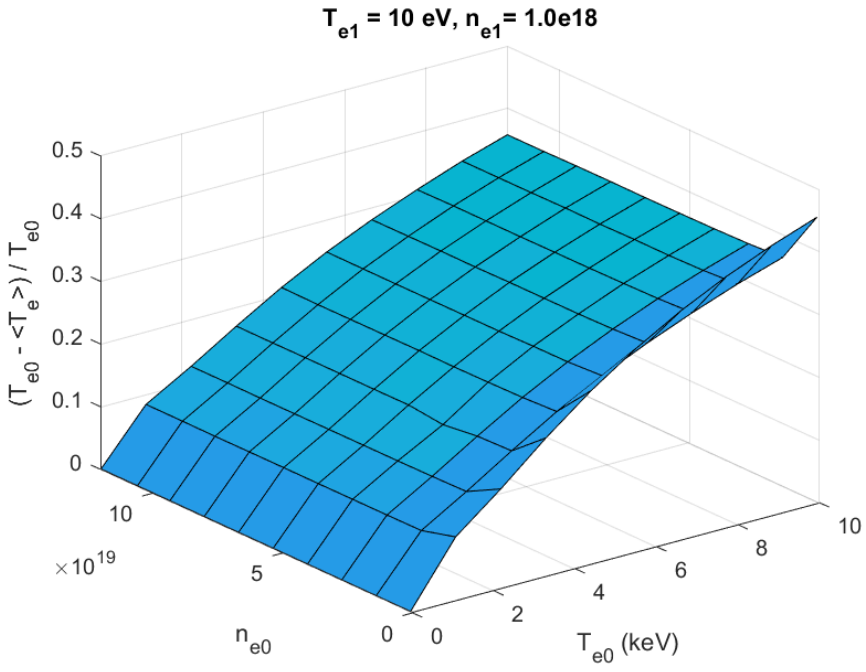
Poniższa powierzchnia *(Rys.86.)* obrazująca odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\ TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji dla omawianego **PRZYPADEK III**, dowodzi że największe różnice między <T_e>, a $T_{e\ TS}$ obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e1} przy stałej wartości T_{e0}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~26% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o tych samych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=10 keV) .



Rys.86. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) i brzegowej temperatury elektronowej (T_{e1}).

Powierzchnia z *Rys.87.* przedstawia odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) zadanej w profilu do symulacji, w zależności od zmian wartości centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}). Wyniki te powstały na podstawie scenariusza **PRZYPADEK IV.**

Największe różnice między $<T_e>$, a T_{e0} obserwuje się wraz ze wzrostem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 45% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o skrajnych wartościach granicznych (T_{e0}=10 keV i T_{e1}=0.01 keV) oraz profilu koncentracji elektronowej, który ma tą samą wartość centralną i brzegową (n_{e0}=n_{e1}=1e18 m^{-3})

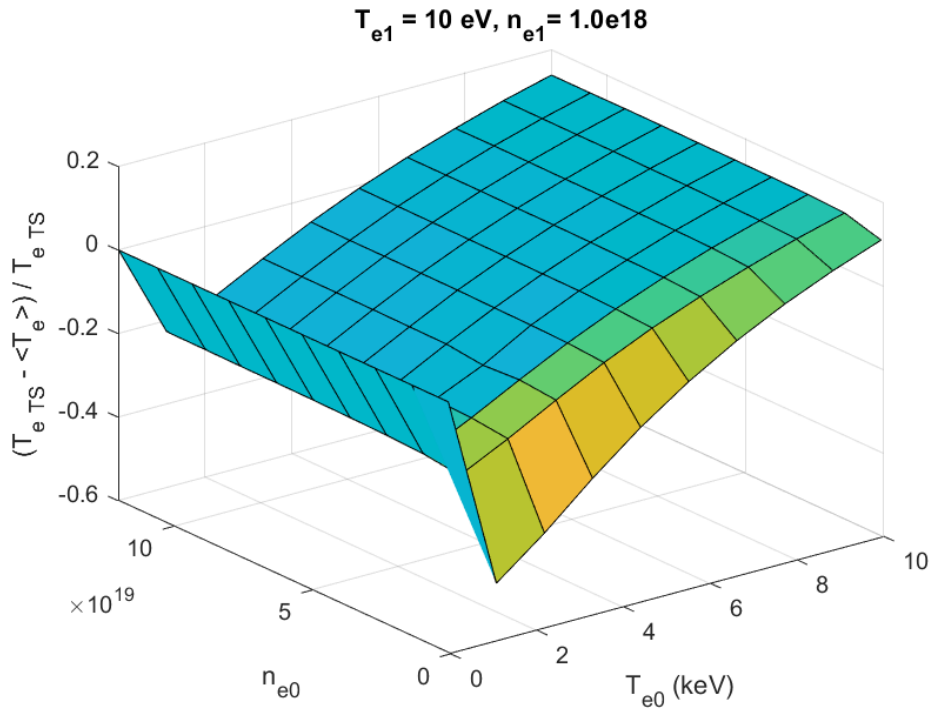


Rys.87. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od temperatury centralnej (T_{e0}) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

Z kolei powierzchnia z *(Rys.88.)* obrazuje odstępstwo średniej temperatury elektronowej <T_e> od średniej temperatury elektronowej ($T_{e\ TS}$) wyznaczonej z profilu zadanego do symulacji, w zależności od zmian wartości centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}), na podstawie scenariusza **PRZYPADEKI IV.**

Największe różnice między <T_e>, a $T_{e\ TS}$ obserwuje się wraz ze spadkiem T_{e0} przy stałej wartości T_{e1}. Z kolei największe odstępstwo dochodzące do ~ 47% ma miejsce dla przypadku z profilem temperatury elektronowej o porównywalnych wartościach granicznych (T_{e0}=1.12 keV i T_{e1}=0.01 keV)

Również i w tym modelu większość punktów przyjęła wartości ujemne co można interpretować podobnie jak w PRZYPADKU II.



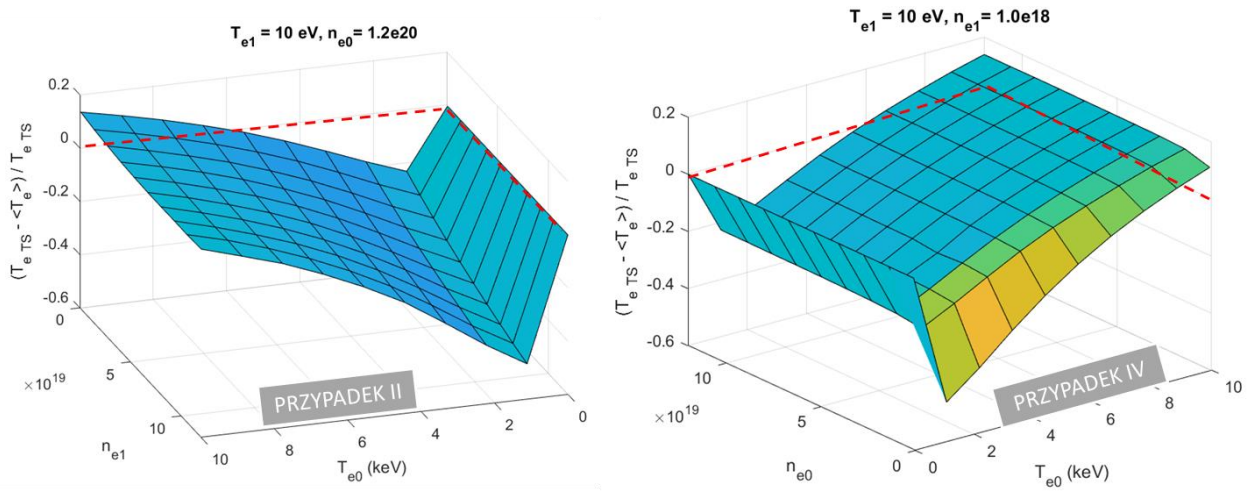
Rys.88. Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczanej metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego od średniej temperatury z profilu zadanego do symulacji ($T_{e\,TS}$) w zależności od centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}) i centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}).

Jak zostało zaobserwowane dla **PRZYPADKÓW II** i **IV**, w zależności od warunków eksperymentalnych (różne profile n_e i T_e) zmienia się również zakres promienia plazmy, z którego to wkład promieniowania będzie miał decydujący wpływ na wyznaczaną następnie $<T_e>$. W związku z powyższym, przypadki te zostały dodatkowo przeanalizowane pod tym kątem.

Punkty, które były brane pod uwagę w dodatkowej analizie musiały spełnić następujący warunek:

$$\frac{T_{e\,TS} - <T_e>}{T_{e\,TS}} \leq 0 \qquad (70)$$

Zakres poddany kolejnemu badaniu przedstawiony został odpowiednio dla **PRZYPADKU II** (po lewej stronie) i **IV** (po prawej stronie) na *Rys.89.*



Rys.89. Granice (zaznaczone kolorem czerwonym) obszaru poddanego analizie dotyczącej zakresu promienia plazmy dla PRZYPADKU II i IV przy założeniu profili parabolicznych.

Analogicznie jak w przypadku wyznaczania górnej granicy promienia plazmy (r) dla modeli opisanych w rozdziale 6.4.1, wychodzimy od zdefiniowania warunku, który stanowi podstawę do wyznaczenia parametru (r) (uwzględniając paraboliczny kształt profili n_e i T_e):

$$< T_e > = \frac{\int_{r_0}^{r}((T_1-T_0)r^2+T_0)((n_1-n_0)r^2+n_0)dr}{\int_{r_0}^{r}((n_1-n_0)r^2+n_0)dr} \tag{71}$$

Wychodząc od wzoru (71) można przejść do zależności:

$$< T_e > = \frac{\frac{1}{5}(r^5-r_0^5)\big((T_{e1}-T_{e0})(n_{e1}-n_{e0})\big)+\frac{1}{3}(r^3-r_0^3)\big(n_{e0}(T_{e1}-T_{e0})+T_{e0}(n_{e1}-n_{e0})\big)+T_{e0}n_{e0}(r-r_0)}{\frac{1}{3}(r^3-r_0^3)(n_{e1}-n_{e0})+n_{e0}(r-r_0)}$$

(72)

Po kolejnych przekształceniach równania (72) otrzymujemy:

$$r^4\frac{1}{5}AC + r^3\frac{1}{5}ACr_0 + r^2\left(\frac{1}{5}ACr_0^2+\frac{1}{3}B-A< T_e >\frac{1}{3}\right)+r\left(\frac{1}{5}ACr_0^3+\frac{1}{3}Br_0-A< T_e >\frac{1}{3}r_0\right)+\left(\frac{1}{5}ACr_0^4+\frac{1}{3}Br_0^2+ D- < T_e > n_{e0}-A< T_e >\frac{1}{3}r_0^2\right)=0 \tag{73}$$

Przy założeniu, że:

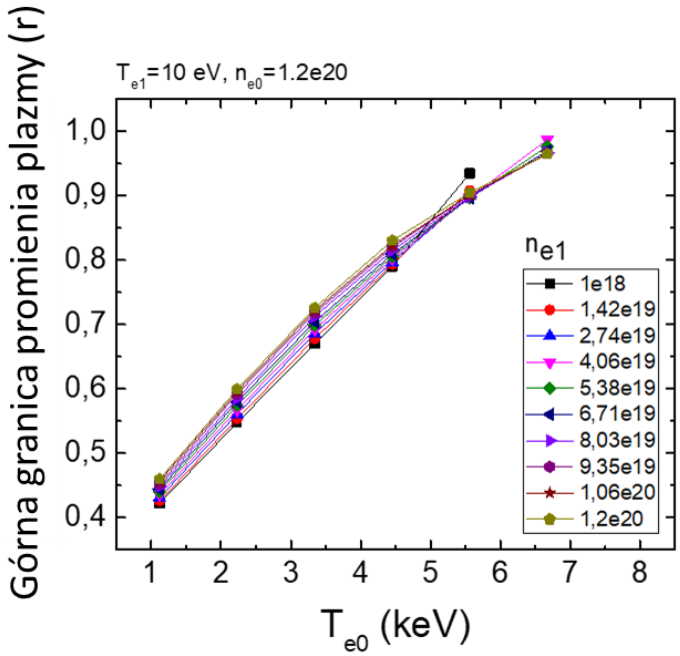
$$A = n_{e1}-n_{e0} \tag{74}$$

$$B = (T_{e0}(n_{e1}-n_{e0})+n_{e0}(T_{e1}-T_{e0})) \tag{75}$$

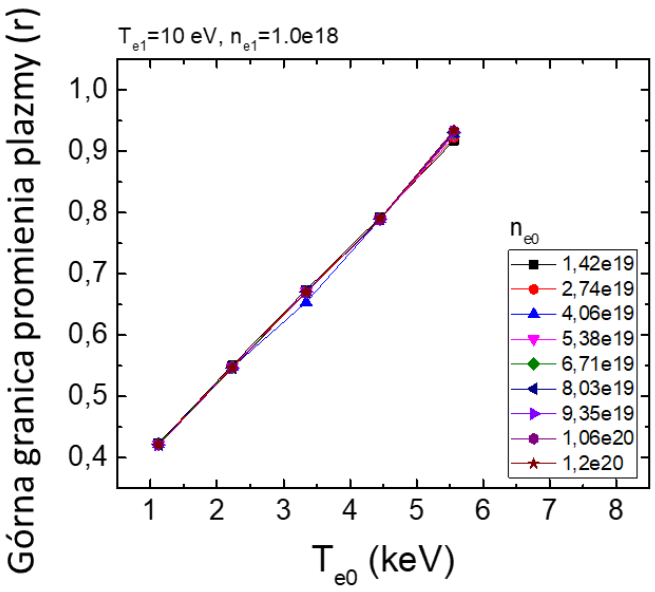
$$C = T_{e1}-T_{e0} \tag{76}$$

$$D = n_0 T_0 \tag{77}$$

Z uwagi na fakt, że wyznaczenie górnej granicy promienia (r) ze wzoru (73) jest trudne w sposób analityczny, zdecydowano się na wyznaczenie tego parametru poprzez wykorzystanie metody Newtona (szczególny przypadek metody siecznych). W rezultacie wyznaczone górne zostały wartości r, które wraz z parametrem r_0, tworzą zakresy promienia plazmy, z którego promieniowanie ma decydujący wpływ na wyznaczaną $\langle T_e \rangle$ (w zależności od różnych warunków eksperymentalnych). Wyniki uzyskane w ten sposób dla **PRZYPADKU II** oraz **PRZYPADKU IV,** zostały przedstawione odpowiednio na *Rys.90.* i *Rys.91.*



Rys.90. Górna granica promienia plazmy (r), która wraz z parametrem r_0 definiuje zakres promienia plazmy , z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na $\langle T_e \rangle$ w zależności od T_{e0} i n_{e1} na podstawie wyników z PRZYPADKU II (z profilami T_e i n_e parabolicznymi).



Rys.91. Górna granica promienia plazmy (r), która wraz z parametrem r_0 definiuje zakres promienia plazmy, z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na $<T_e>$ w zależności od T_{e0} i n_{e1} na podstawie wyników z PRZYPADKU IV (z profilami T_e i n_e parabolicznymi).

Podobnie jak w przypadku symulacji opartych na profilach liniowych, widać znaczący wpływ temperatury centralnej plazmy (T_{e0}) na górną granicę promienia plazmy (r), która wraz z dolną granicą – r_0 – tworzy zakres promienia plazmy, z którego promieniowanie w znaczący sposób wpływa na $<T_e>$. Im temperatura w centrum plazmy jest wyższa, tym większy zakres promienia ma wpływ na $<T_e>$ mierzoną przez układ PHA.

6.4.3. Porównanie dwóch badanych modeli

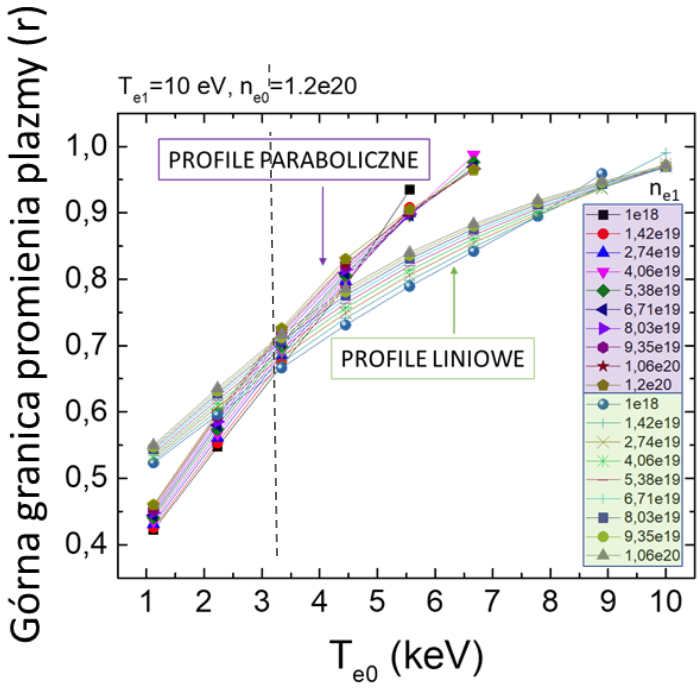
W analizie dotyczącej odstępstwa $<T_e>$ od T_{e0} wykazano, że niezależnie od kształtu profili zadanych do symulacji (liniowych i parabolicznych), tendencje zmian, a więc i sama analiza jakościowa danego zjawiska pozostaje taka sama dla obu badanych grup. To co je różni, to stopień odstępstwa. W przypadku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

Podobne wnioski wynikają z analizy dotyczącej odstępstwa $<T_e>$ od $T_{e\,TS}$. Również tutaj obserwuje się podobny charakter zmian badanych parametrów (jakościowy), a jedyne

znaczące różnice dotyczą stopnia odstępstwa, zwłaszcza dla PRZYPADKU II i IV, gdzie wartości analizowanych powierzchni (w obu grupach) przyjmują wartości ujemne.

Z kolei w celu dokładniejszego przeanalizowania wpływu T_{e0} na zakres promienia plazmy, z którego promieniowanie ma decydujący wpływ na wyznaczaną $\langle T_e \rangle$, kolejno porównywane są wyniki uzyskane dla **PRZYPADKU II** (z profilami liniowymi i parabolicznymi) oraz **PRZYPADKU IV** (z profilami liniowymi i parabolicznymi).

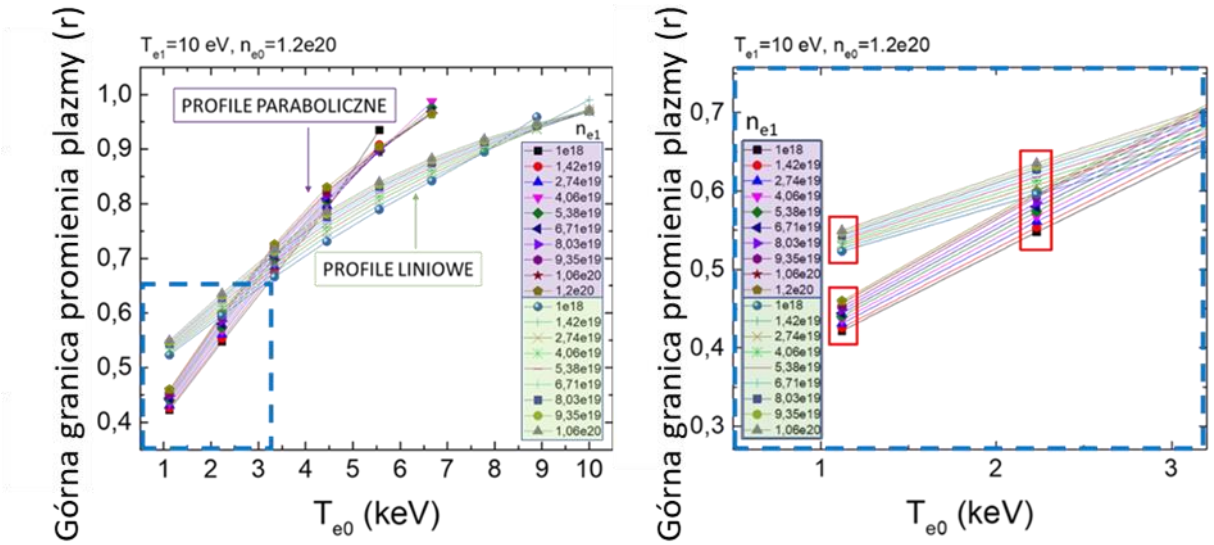
Na *Rys.92.* zestawione są zależności górnej granicy promienia plazmy (r) od T_{e0} i n_{e1} dla dwóch badanych grup bazujących na wynikach opisanych przez **PRZYPADEK II**: pierwszej wykorzystującej profile paraboliczne (odcienie fioletowe) i drugiej wykorzystującej profile liniowe (odcienie zieleni).



Rys.92. Górna granica promienia plazmy (r), która wraz z parametrem r_0 definiuje zakres promienia plazmy , mający decydujący wpływ na wyznaczoną średnią temperaturę elektronową $\langle T_e \rangle$ w zależności od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) i zmiennych wartości brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) przy stałej temperaturze brzegowej plazmy (T_{e1}=10 eV) i centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}=1.2e20 m^{-3}). Zależności zaprezentowane dla dwóch możliwych kształtów profili temperatury i koncentracji elektronowej – liniowych i parabolicznych.

Jak wynika z przedstawionego powyżej wykresu, wraz ze wzrostem T_{e0}, zwiększała się również górna granica promienia plazmy. Trend ten, jak już zaobserwowano we wcześniejszych analizach pojawiał się zarówno w grupie przypadków opartych na profilach n_e i T_e liniowych, jak i w grupie z parabolicznymi profilami n_e i T_e. Warto jednak zwrócić uwagę,

że po zestawieniu charakterystyk zmian górniej granicy promienia plazmy (r) od T_{eo} i n_{e1} dla obu grup widać, że do pewnej wartości T_{e0} (w tym wypadku ~3.5 keV), dla tych samych wartości centralnej temperatury elektronowej, większy zakres promienia plazmy, był obejmowany przez przypadki definiowane przez profile liniowe. Z kolei po przekroczeniu T_{e0}= 3.5 keV, tendencja się zmieniła. Wówczas dla tych samych wartości T_{e0}, większy zakres promienia plazmy był obejmowany przez grupę definiowaną przez profile paraboliczne. Dodatkowo można również zauważyć, że charakterystyka stworzona na podstawie profili parabolicznych, zmienia się w sposób bardziej dynamiczny wraz ze wzrostem T_{e0}, w porównaniu z charakterystyką bazującą na profilach liniowych.

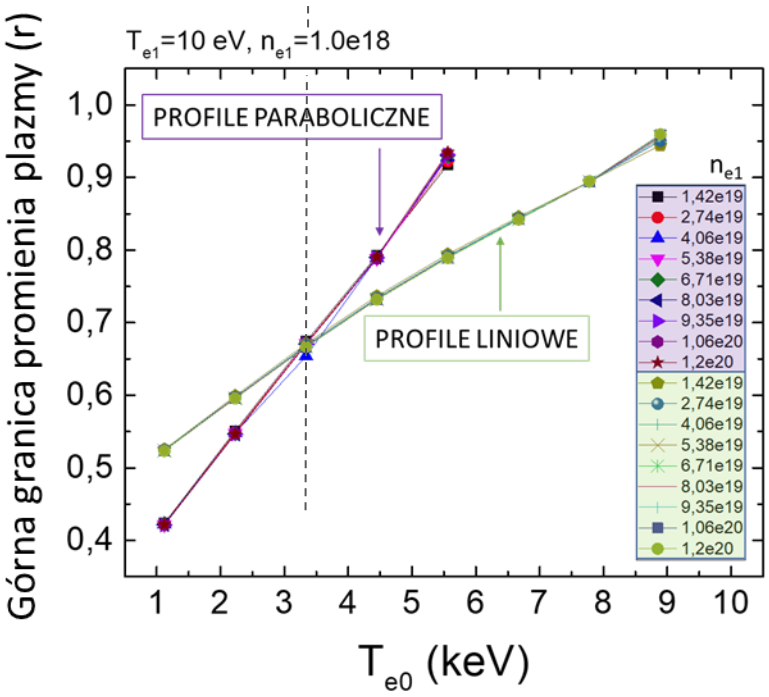


Rys.93. Wpływ koncentracji elektronowej (n_e) na górną granicę promienia plazmy (na podstawie scenariusza opisanego w PRZYPADKU II).

Z kolei na podstawie *Rys.93*. można zaobserwować w jaki sposób na górną granicę promienia plazmy (r) wpływają zmiany wartości elektronowej koncentracji brzegowej. Jak można zauważyć, zarówno w przypadku wyników opartych na profilach liniowych, jak i parabolicznych, obserwuje się podobny trend, a mianowicie – wraz ze wzrostem wartości n_{e1}, zwiększa się obszar promienia plazmy. Tym samym widać, że na obszar plazmy definiowany przez górną granicę promienia (r), istotną pod względem wyznaczania $\langle T_e \rangle$ wpływają zarówno profile koncentracji, jak i temperatury elektronowej.

Bardzo zbliżony trend wykazano dla obu badanych grup w PRZYPADKU IV, jak to zostało przedstawione na *Rys.94*. Tu również obserwujemy zwiększające się wartości górnej granicy

promienia plazmy (r) wraz ze wzrostem T_{e0}. To co jednak charakterystyczne dla tego przypadku, to fakt, że kiedy n_{e1} przyjmuje wartość minimalną (n_{e1}=1e18m^{-3}), a zmienia się stopniowo n_{e0}, wówczas wpływ profili n_e na górną granicę promienia plazmy (r), jest mniejszy w porównaniu z wpływem wykazanym dla PRZYPADKU II (gdzie wartość n_{e0}=const.=1.2e20 m^{-3}, a zmieniała się wartość n_{e1}).



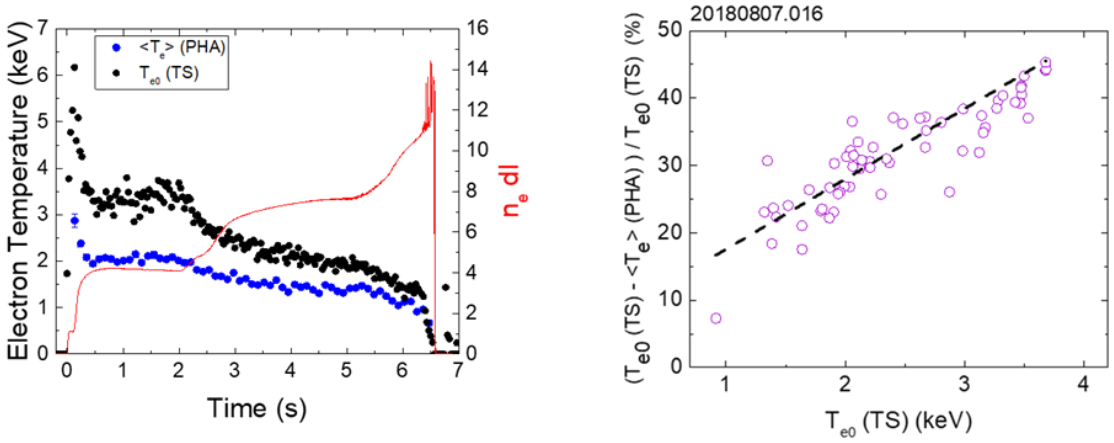
Rys.94. Górna granica promienia plazmy (r) w zależności od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) i zmiennych wartości brzegowej koncentracji elektronowej (n_{e1}) przy stałej temperaturze brzegowej plazmy (T_{e1}=10 eV) i centralnej koncentracji elektronowej (n_{e0}=1.2e20 m^{-3}). Zależności zaprezentowane dla dwóch możliwych kształtów profili temperatury i koncentracji elektronowej – liniowych i parabolicznych.

6.5. Porównanie wyników na bazie symulacji z wynikami eksperymentalnymi

Ocena zgodności trendów bazujących na rezultatach z symulacji (rozdział 6.3.) z wynikami eksperymentalnymi, została przedstawiona na przykładzie dwóch wyładowań z programu eksperymentalnego „density ramp” (#20180807.016 oraz #20180807.013). Prezentowane wyładowania, ze względu na duży zakres zmian gęstości elektronowej w trakcie czasu trwania impulsu plazmowego, przy stałym poziomie grzania, stanowiły materiał referencyjny dla

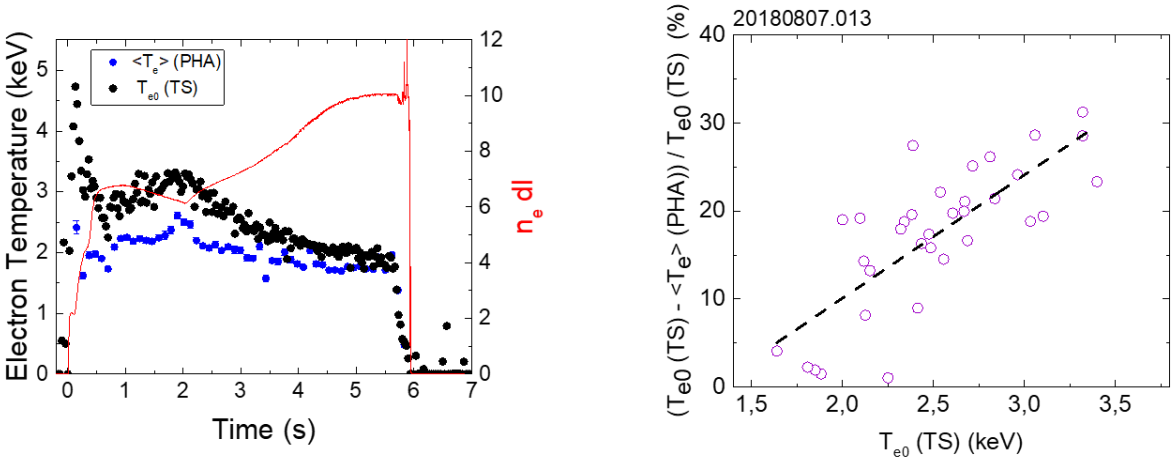
wyników zaprezentowanych w poprzednim podrozdziale dotyczących kolejno możliwego odstępstwa $<T_e>$ od T_{e0}, oraz zmiany górnej granicy promienia plazmy (r), która przekłada się na zmianę zakresu promienia plazmy, mającego decydujący wpływ na wyznaczaną $<T_e>$ w zależności od T_{e0}.

W wyładowaniu #20180807.016, centralna koncentracja elektronowa była stopniowo zwiększana, osiągając finalnie wartość około $14 \cdot 10^{19}$ m^{-3} przy stałym grzaniu ECRH rzędu około 2 MW. Odstępstwo $<T_e>$ (wyznaczane na podstawie widm z układu PHA) od T_{e0} (wyznaczane na podstawie wyników z diagnostyki TS) zwiększało się wraz ze wzrostem centralnej temperatury elektronowej w przedziale od 8% do nawet 46% *(Rys.95)*. Otrzymane rezultaty w prezentowanym przypadku pokrywają się z wynikami uzyskanymi w symulacjach (charakter jakościowy), wskazując ponownie na silny związek między wzrostem T_{e0}, a wyznaczaną $<T_e>$.



Rys.95. Odstępstwo $<T_e>$ od T_{e0} w zależności od T_{e0} na podstawie wyładowania #20180807.016.

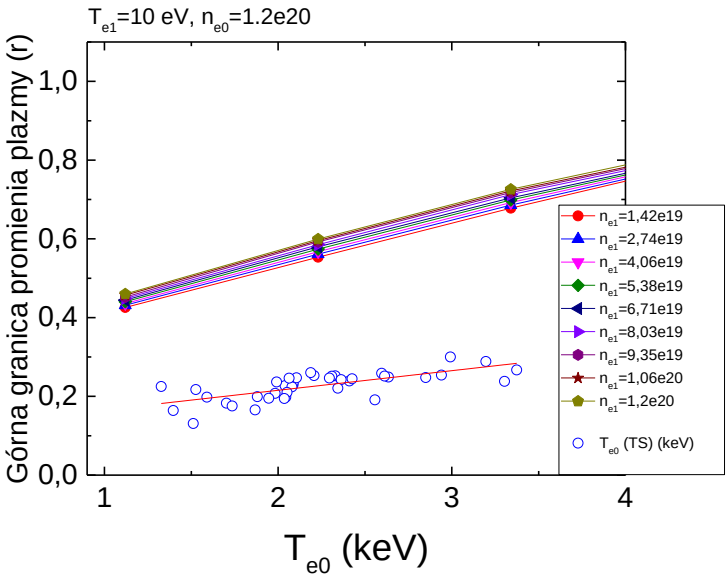
Porównywalne trendy widać na podstawie analizy wyładowania #20180807.013 *(Rys.96.)*, które również charakteryzowało się stopniowym wzrostem n_{e0} (do ~$12 \cdot 10^{19}$ m^{-3}) przy stałym poziomie grzania ECRH (~3 MW). Jak można zaobserwować na Rys.96, wraz ze wzrostem centralnej temperatury elektronowej, obserwowane jest większe odstępstwo $<T_e>$ od T_{e0}. Oszacowane odstępstwo zawiera się w przedziale od ~2% do 32%.



Rys.96. Odstępstwo $\langle T_e \rangle$ od T_{e0} w zależności od T_{e0} na podstawie wyładowania #20180807.013.

Jak wynika z przedstawionych wykresów, w zależności od przebiegu profili n_e i T_e, średnia temperatura elektronowa może przyjmować wartości zbliżone do temperatury w centrum T_{e0}, lub odzwierciedlać średnią T_e z zakresu promienia plazmy, z którego promieniowanie będzie miało najbardziej znaczący wpływ na szacowaną $\langle T_e \rangle$ (dla danego wyładowania). Wnioski te są zgodne z przewidywaniami opartymi na symulacjach.

Dodatkowo, przebadano wpływ wartości temperatury centralnej T_{e0} na górną granicę promienia plazmy (r), która jest istotna w kontekście wyznaczania temperatury z widma PHA $\langle T_e \rangle$. Wyniki przedstawione na *Rys.97.* wskazują na silną zależność pomiędzy centralną temperaturą elektronową, a parametrem r, który w połączeniu z parametrem r_0 będzie definiować zakres, którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową. Mianowicie, wraz ze wzrostem temperatury centralnej T_{e0}, zwiększa się również zakres plazmy, który ma wkład do widma w obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego, z którego wyznaczana jest następnie średnia temperatura elektronowa, . Zależność ta obserwowana jest zarówno dla wyników eksperymentalnych, jak i również opartych na symulacjach.



Rys.97. Górna granica promienia plazmy (r) w zależności od T_{e0} na podstawie danych eksperymentalnych i wyników symulacji.

Dostrzegalne różnice pomiędzy wynikami co do wartości liczbowej obrazujące zmianę obszaru plazmy, który ma największy wpływ na wyznaczoną temperaturę (górnej granicy promienia plazmy), w zależności od T_{e0} *(Rys.97.)* mogą wynikać z modelu przyjętego w symulacjach. W tej sytuacji, mówimy o idealnym przypadku, w którym wszystkie fotony padające na detektor są przez niego rejestrowane (pomijany jest tzw. efekt pile-upu), ponadto kod nie uwzględnia transportu zanieczyszczeń co może mieć wpływ na uzyskane wyniki. Niemniej jednak główny cel pracy, który polegał na wyznaczeniu zależności jakościowych został osiągnięty. W przypadku pomiarów eksperymentalnych, często spotykamy się z problemem wynikającym z tzw. efektu pile-up, który prowadzi do tego, że część padających na detektor fotonów nie jest uwidoczniona w końcowym spektrum, a dodatkowo dochodzą efekty wynikające ze specyfiki systemu (istnieje graniczna wartość strumienia padających na detektor fotonów, która po przekroczeniu może prowadzić do braku rejestracji widma – patrz rys. 34). Finalnie, zarówno efekty występujące przy samej rejestracji widm, jak i fakt, że dane są gromadzone w pojedynczych ramkach czasowych o długości średnio 100 ms, przekładają się na gorszą statystykę zliczeń (istotną w przypadku wyznaczania $\langle T_e \rangle$) w porównaniu z zasymulowanymi widmami. Co jednak istotne, analiza jakościowa, czyli trendy opisujące badane zjawisko, pozostają takie same.

7. Podsumowanie

Głównym celem dysertacji było potwierdzenie tezy, że profile koncentracji i temperatury elektronowej (n_e i T_e), wpływają na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ z widm miękkiego promieniowania X, mierzonych przez układ diagnostyczny PHA zainstalowany na stellaratorze Wendelstein 7-X. Przeprowadzone w niniejszej pracy badania miały wykazać w jakim stopniu kształt profili T_e i n_e (paraboliczny bądź liniowy), jak i wartości graniczne (centralna oraz brzegowa) przez które są one zdefiniowane, wpływają na zakres promienia plazmy (r), z którego promieniowanie ma decydujący wpływ na wyznaczaną $<T_e>$. Osiągnięcie tak zdefiniowanego celu możliwe było dzięki wykonaniu licznych badań eksperymentalnych (prowadzących do wyznaczenia $<T_e>$ metodą dopasowania prostej do promieniowania ciągłego w wyznaczonym zakresie) oraz symulacji numerycznych. Całość stanowiła autorską metodologie badań wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej na średnią temperaturę elektronową wyznaczaną w warunkach plazmy stellaratorowej na W7-X. Pomimo iż, zastosowane w symulacjach profile n_e i T_e nie zawsze są zgodne z sytuacjami, które obserwujemy na urządzeniach fuzyjnych (nie zawsze są fizyczne - na przykład T_{e1}=10eV i n_{e1}=1e18m^{-3}), to wykorzystanie ich w symulacjach miało na celu uzyskanie powierzchni w całym zakresie obserwowanych wartości.

W ramach omawianej dysertacji wykonałam następujące zadania:

1. Uczestniczyłam w testach laboratoryjnych układu PHA badając potencjalne detektory, które mogą być wykorzystane do badania plazmy.
2. Brałam udział w kalibracji energetycznej układu PHA, zarówno w trakcie testów laboratoryjnych diagnostyki, jak i również podczas kampanii eksperymentalnej OP1.1. Testy odbywały się przy użyciu lampy rentgenowskiej mini X-ray tube (zintegrowanej z systemem) i bazowały na identyfikacji siedmiu linii widmowych: K_αCr, K_α Fe, K_αNi, K_αCu, K_βCr, K_βFe, K_βCu.
3. Uczestniczyłam w uruchomieniu i przetestowaniu dedykowanego układu diagnostycznego PHA w warunkach działania stellaratora Wendelstein 7-X. W ciągu trzech miesięcy trwania pierwszej fazy operacyjnej W7-X (OP1.1.) system PHA był optymalizowany pod kątem uzyskania widm charakteryzujących się możliwie jak najlepszą statystyką zliczeń celem uzyskania satysfakcjonującego materiału (widm miękkiego promieniowania X) do dalszej analizy fizycznej. Optymalizacja systemu

nastąpiła po przeprowadzeniu serii badań dotyczących wpływu poszczególnych parametrów układu PHA, takich jak *peaking time* (p_t), *trigger threshold* (E_{tt}), czy regulacja *szerokości szczelin* (p_d) na rejestrowane widmo. W wyniku przeprowadzonych testów, dowiedziono że największy wpływ na jakość rejestrowanych widm mają ustawienia szerokości szczelin (adekwatne do warunków eksperymentalnych), oraz parametru p_t, który w dużej mierze decyduje o energetycznej rozdzielczości linii widmowych. Wyniki prac związanych z optymalizacją systemu PHA zostały zaprezentowane na międzynarodowej konferencji SOFT w Pradze, jak i również ukazały się w postaci artykułu naukowego.

4. Opracowałam autorski program w środowisku MATLAB służący do wyznaczania średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ z widm mierzonych przez układ diagnostyczny PHA. Wspomniany program obsługujący pliki tekstowe o rozszerzeniu .txt, lub .dat, pozwala użytkownikowi na przetworzenie widm eksperymentalnych do formy, w której wyodrębnione zostaje promieniowanie ciągłe. Dzięki temu, możliwe jest zidentyfikowanie obszaru, w którym powinna być wyznaczana $<T_e>$ zgodnie z metodą opisaną w rozdziale 5.1. Dodatkowo, użytkownik ma możliwość usuwania pojedynczych zdarzeń (eventów) z widma, które w pewnym zakresie energetycznym mogą zakłócać ciągły charakter spektrum. Finalnie, użytkownik na podstawie oceny danego widma, zaznacza obszar spektrum, do którego następnie zostaje dopasowana prosta (metodą najmniejszych kwadratów), umożliwiając tym samym wyznaczenie średniej temperatury elektronowej. Tak zdefiniowana procedura realizowana jest dla pojedynczych ramek czasowych. W przypadku eksperymentów charakteryzujących się słabą statystyką zliczeń, program umożliwia również sumowanie kilku ramek czasowych (zwiększając w ten sposób statystykę zliczeń), a następnie wykonywanie kolejnych etapów algorytmu zmierzających do wyznaczenia $<T_e>$.
5. Brałam udział w obsłudze układu diagnostycznego PHA podczas sesji eksperymentalnych na stellaratorze W7-X – w tym w szczególności zapisywanie rejestrowanych danych, monitorowanie ich poprawności, dokonywanie zmian w ustawieniach układu w zależności od planowanych warunków eksperymentalnych (np. zmiana szerokości szczelin) w celu uzyskania możliwie najlepszych jakościowo widm do dalszej interpretacji fizycznej.

6. Przebadałam wpływ temperaturowo uśrednionego współczynnika Gaunta na wyznaczaną $<T_e>$. Ze względu na fakt, że parametr ten zależy głównie od energii fotonów (E), temperatury elektronowej (T_e) oraz ładunku jonów (Z_i), sporządzono charakterystyki przedstawiające zmianę współczynnika G_{ff} w funkcji energii fotonów w zakresie od ~0.1 do 10 keV, dla przypadków charakteryzujących się różnymi temperaturami elektronowymi (od 1 do 9 keV) oraz ładunkami jonów (Z_i=1 oraz Z_i=2). W wyniku przeprowadzonych badań udało się ustalić zakres energetyczny widma, w którym współczynnik G_{ff} przyjmuje porównywalne wartości liczbowe i tym samym jest rekomendowany do dalszej analizy w myśl metody opisanej w podrozdziale 5.1. w celu wyznaczenia $<T_e>$.
7. Wyznaczyłam średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ dla wytypowanych wyładowań plazmowych pochodzących z drugiej (divertorowej) fazy eksperymentalnej W7-X (OP1.2b), a następnie dokonałam wstępnego porównania przebiegów czasowych $<T_e>$ (na podstawie danych z systemu PHA) z trendami zmian centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) w czasie (na podstawie danych z układu TS i ECE).
8. Opracowałam koncepcje badań problemu wpływu profili koncentracji i temperatury elektronowej (n_e i T_e) na wyznaczaną $<T_e>$.
9. Wykonałam serie symulacji numerycznych (ponad 800), na podstawie wcześniej zdefiniowanych kombinacji profili n_e i T_e, prowadzących do wygenerowania widm miękkiego promieniowania X. Następnie utworzyłam na ich podstawie powierzchnie 3D obrazujące następujące zależności:
    - Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ liczonej z widma zasymulowanego od centralnej temperatury elektronowej T_{e0} zadanej do symulacji (dla różnych kombinacji profili n_e i T_e)
    - Odstępstwo średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ wyznaczonej z widma zasymulowanego od średniej temperatury elektronowej $T_{e\,TS}$ wyznaczanej na podstawie profilu T_e zadanego do symulacji (dla różnych kombinacji profili T_e i n_e)
10. Wyznaczyłam zależności zmiany górnej granicy promienia plazmy (r), która wraz z dolną granicą definiowaną jako r_0, będzie stanowić zakres (obszar) promienia, z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na wyznaczaną $<T_e>$, w zależności od centralnej temperatury elektronowej i różnych profili koncentracji

elektronowej. Następnie porównałam wspomniane zależności dla obu rozpatrywanych grup - bazujących na profilach n_e i T_e parabolicznych oraz liniowych.

11. Porównałam wyniki oparte na symulacjach numerycznych z wynikami eksperymentalnymi, które dotyczyły:
    - Możliwego odstępstwa wyznaczanej średniej temperatury elektronowej $<T_e>$ od centralnej temperatury elektronowej (T_{e0}) w funkcji T_{e0}
    - Zmiany górnej granicy promienia plazmy (r) w funkcji T_{e0}, która jest istotna z punktu widzenia wyznaczania $<T_e>$

Przeprowadzone przeze mnie badania potwierdziły zgodność między przewidywaniami opartymi na szeregu symulacji numerycznych, a wynikami eksperymentalnymi.

W niniejszej pracy doktorskiej opracowana została autorska metodologia analizy wpływu koncentracji i temperatury elektronowej na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową $<T_e>$ z widm rejestrowanych przez system diagnostyczny PHA na stellaratorze Wendelstein 7-X. Użyteczność prezentowanej metodologii została zweryfikowana poprzez zestawienie wyników uzyskanych na podstawie szeregu symulacji numerycznych z pomiarami eksperymentalnymi. W obu przypadkach wygenerowane zostały widma miękkiego promieniowania X w warunkach charakteryzujących się szerokim zakresem centralnych temperatur i koncentracji elektronowych. Materiał ten następnie posłużył do przeprowadzenia analizy jakościowej, której wynik potwierdził główną tezę naukową omawianej dysertacji mówiącą o tym, że zarówno kształt jak i wartości graniczne profili koncentracji i temperatury elektronowej mają wpływ na wyznaczaną średnią temperaturę elektronową. Powodem takiej sytuacji jest między innymi fakt, że w zależności od profili n_e i T_e (ich kombinacji) zmienia się zakres promienia plazmy (r), z którego promieniowanie będzie miało decydujący wpływ na wyznaczaną $<T_e>$. Informacja ta jest niezwykle istotna w kontekście oceny użyteczności metody wyznaczania $<T_e>$ (opisanej w podrozdziale 5.1), dzięki której zdefiniowane zostaną warunki eksperymentalne, podczas których $<T_e>$ jest zbliżona do T_{e0}. Należy przy tym podkreślić, że profile koncentracji i temperatury elektronowej w przypadku różnych urządzeń fuzyjnych, mogą się znacząco od siebie różnić, co wynika głównie z dwóch powodów, a mianowicie - stosowanych na danym urządzeniu eksperymentalnym systemów grzania plazmy (np. ECRH, ICRH, czy NBI), jak i również rodzaju używanego paliwa (np. gazowego, pelletsów). Wspomniane czynniki wpływają przede wszystkim na plazmę

centralną i brzegową, co przekłada się na graniczne wartości profili. Tym samym omawiane badania są bezpośrednio zdeterminowane przez warunki panujące na W7-X, jak i również charakterystykę dedykowanego układu PHA.

Biorąc pod uwagę fakt, że wpływ profili n_e i T_e na wyznaczaną $<T_e>$ z widm dostarczanych przez układy diagnostyczne typu PHA nie został dotychczas kompleksowo przebadany, o czym świadczyć może brak publikacji naukowych z tego zakresu (w dostępnej literaturze), przedstawione w niniejszej pracy badania, w opinii autorki, mają charakter pionierski. W związku z powyższym, można stwierdzić, że zarówno główna teza pracy, jak i poszczególne cele, które zostały w niej zdefiniowane, zostały osiągnięte.

Uzyskane w pracy wyniki są obecnie przygotowywane do publikacji i stanowią motywację do dalszego doskonalenia zastosowanego modelu.

8. Bibliografia

[1] Przyjęty przez Parlament Europejski w grudniu 2008 r. Pakiet energetyczno-klimatyczny do 2020 roku: https://ec.europa.eu/clima/policies/strategies/2020_pl

[2] H. A Bethe, „Energy Production in Stars", Physical Reviwe 55 (1939)

[3] A.S. Eddington, „The Internal Constitution of the Stars", Cambridge University Press (1926)

[4] J. L. Bobin et al.,,Controlled Thermonuclear Fusion", World Scientific Publishing, 2014

[5] J. Badziak et al.,"Laser nuclear fusion: current status, challenges and prospect", Bulletin of the polish academy of sciences technical sciences 60 (2012)

[6] E.I. Moses et al.,"The national ignition facility and the national ig-nition campaign" ,IEEE Transactions on Plasma Science 38 (2010)

[7] S.H. Glenzer et al., "Cryogenic thermonuclear fuel implosionson the National Ignition Facility", Physics of Plasmas 19 (2012)

[8] https://lasers.llnl.gov/about/

[9] https://en.wikipedia.org/wiki/Laser_Inertial_Fusion_Energy#CITEREFLIFE

[10] H.-S. Bosch, et al., „Technical challenges in the construction of the steady-state stellarator Wendelstein 7-X", Nuclear Fusion 53 (2013)

[11] T. Sunn Pedersen, et al., „Plans for the first plasma operation of Wendelstein 7-X", Nuclear Fusion 55 (2015)

[12] R. Koenig, et al., „The set of diagnostics for the first operation campaign of the Wendelstein 7-X stellarator", Journal of Instrumentation 10 (2015)

[13] M. Krychowiak, et al., „Overview of diagnostic performance and results for the first operation phase in Wendelstein 7-X", Review of Scientific Instruments 87 (2016)

[14] M.Hirsch et al., „Confinement in Wendelstein7- X limiter plasmas", Nuclear Fusion 57 (2017)

[15] T.Sunn Petersen et al., „Confirmation of the topology of the Wendelstein 7-X magnetic field to better than 1:100,000", Nature Communication 7(2016)

[16] A. Weller, et al., „Concepts of X-ray diagnostic for Wendelstein 7-X", Review of Scientific Instruments 75 (10) (2014)

[17] A. Weller, et al., „X-ray pulse height analysis on ASDEX Upgrade", 38th EPS Conference on Plasma Physics

[18] D. Pasini, et al., „JET X-ray pulse-height analysis system", Review of Scientific Instruments 59 (1988).

[19] X. Ping et al., „Soft X-ray PHA Diagnostic for the Electron Temperature Measurements on EAST", Plasma Science and Technology 11 (2009)

[20] J. Weeson, „Tokamaks", Clarendon Press, Trzecia edycja, Oxford 2004

[21] L. Spitzer, US Atomic Energy Commission Report NYO-993 (PM-S-1)

[22] U. Stroth, „A comparative study of transport in stellarators and tokamaks", Plasma Physics and Controlled Fusion 40 (1998)

[23] M. Greenwald, „Density limits in toroidal plasmas", Plasma Physics and Controlled Fusion 44 (2002)

[24] M. Kubkowska, P. Gąsior, Skrypt do wykładu Wstęp do fizyki plazmy i energetyki termojądrowej, Warszawa 2012

[25] Yuhong Xu," A general comparison between tokamak and stellarator plasmas", Matter and radiationat extremes, 1 (2016)

[26] ITER Physics Basis, Nuclear Fusion 39 (1999)

[27] European Research Roadmap to the Realisation of Fusion Energy (2018):

https://www.euro-fusion.org/fileadmin/user_upload/EUROfusion/Documents/2018_Research_roadmap_long_version_01.pdf

[28] https://www.iter.org/

[29] G. McCracken, P. Stott, „Fusion: The Energy of the Universe", Academic Press, imprint of Elsevier, 2013

[30] J. Wesson, „Science of JET", EFDA-JET, Culham Science Centre, Abingdon, Oxon, OX14 3EA, 2000

[31] T. S. Pedersen et al.,"Key results from the first plasma operation phase and outlook for future performance in Wendelstein 7-X", Physics of plasma 24 (2017)

[32] R.C. Wolf et al., „Electron-cyclotron-resonance heating in Wendelstein 7-X: A versatile heating and current-drive method and a tool for in-depth physics studies", Plasma Physics and Controlled Fusion 61(2018)

[33] V. Erckmann et al., „Electron Cyclotron Heating for W7-X: Physics and Technology", Fusion Science and Technology 52(2007)

[34] R. Nocentini et al., „Design of the torus interface for the neutral beam injectors of Wendelstein 7-X", Fusion Engineering and Design 100 (2015)

[35] P. Van Eeten et al., „W7-X NBI beam dump thermocouple measurements as safety interlock", Fusion Engineering and Design 146 (2019)

[36] T. Klinger et al., „Performance and properties of the first plasmas of Wendelstein 7-X", Plasma Physics and Controlled Fusion 59 (2017)

[37] R. C. Wolf et al., „Major results from the first plasma campaign of the Wendelstein 7-X stellarator", Nuclear Fusion 57 (2017)

[38] T. Klinger et al., „Overview of first Wendelstein 7-X high-performance operation", Nuclear Fusion 59 (2019)

[39] M. Kubkowska, et al.,"Laboratory tests of the pulse height analysis system for Wendelstein 7-X", Journal of Instrumentation 10 (2015)

[40] N. Krawczyk et al.,"Commissioning and first operation of the pulse-height analysis diagnostic on Wendelstein 7-X stellarator", Fusion Engineering and Design 123 (2017)

[41] M. Kubkowska et al., „Plasma impurities observed by a pulse height analysis diagnostic during the divertor campaign of the Wendelstein 7-X stellarator", Review of Scientific Instruments 89 (2018)

[42] M. Kubkowska et al., „First Results from the Soft X-ray Pulse Height Analysis System on Wendelstein 7-X Stellarator", Fusion Engineering and Design 136 (2018)

[43] A.Langenberg et al., „Prospects of X-ray imaging spectrometers for impurity transport: Recent results from the stellarator Wendelstein7-X" , Review of Scientific Instruments 89 (2018)

[44] W. Biel and G. Bertschinger, „Design of a high–efficiency extreme ultraviolet overview spectrometer system for plasma impurity studies on the stellarator experiment Wendelstein 7-X", Review of Scientific Instruments 75 (2004)

[45] A.Greiche, „Absolute intensity calibration of the Wendelstein 7-X high efficiency extreme ultraviolet overview spectrometer system", Review of Scientific Instruments 79 (2008)

[46] B.Buttenschön et al., „Spectroscopic impurity survey in the first operation phase of Wendelstein7-X", in Proceedings of 43 rd EPS Conference on Plasma Physics, P4.012, Vol.40A, (2016)

[47] H. Thomsen et al., „Startup impurity diagnostics in Wendelstein 7-X stellarator in the first operational phase", Journal of Instrumentation 10 (2015)

[48] N. Krawczyk et al., „Comparison of silicon drift detectors made by Amptek and PNDetectors in application to the PHA system for W7-X", Nukleonika 61 (2016)

[49] A.El-Taher et al., „Elemental analysis of granite by instrumental neutron activation analysis (INAA) and X-ray fluorescence analysis (XRF)", Applied Radiation and Isotopes 70 (2012)

[50] Th. Wegner et al., „Design, capabilities, and first results of the new laser blow-off system on Wendelstein 7-X", Review of Scientific Instruments 89 (2018)

[51] R. Bussiahn et al., „Tracer-Encapsulated Solid Pellet (TESPEL) injection system for Wendelstein 7-X", Review of Scientific Instruments 89 (2018)

[52] N.Tamura et al., „Transient Transport Studies for Particle and Heat Using Tracer-Encapsulated Solid Pellet Injection in LHD", Journal of Plasma and Fusion Research (2012)400.

[53] S.Sudo et al., „Muliple-tracer TESPEL injection for studying impurity behaviour in a magnetically confined plasma" , Nuclear Fusion 52 (2012)

[54] J.E. Rice, „K. Molning, Continuum x-ray emission from Alcator A tokamak", Physical Review 25(1982)

[55] W. J. Karzas, R. Latter, „Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field" , Astrophysical Journal Supplement 6 (1961)

[56] P.A.M. van Hoof et. al, "Accurate determination of the free–free Gaunt factor – I. Non-relativistic Gaunt factors", MNRAS 444, 420–428 (2014)

[57] B.Ph. van milligen, et al. „Suggestions for minor radius definitions in stellarators": http://fusionwiki.ciemat.es/fusionwiki/images/2/21/Surf_vol.pdf

[58] E. Pasch, et al., „The Thomson scattering system at Wendelstein 7-X", Review of Scientific Instruments 87 (2016)

[59] E. Pasch et al., "First results from the Thomson Scattering System at the Stellarator Wendelstein 7-X", 43rd EPD Conference on Plasma Physics (2018).

[60] S.A. Bozhenkov, et al., „The Thomson scattering diagnostic at Wendelstein 7-X and its performance in the first operation phase" , Journal of Instrumentation,12 (2017)

[61] S. Schmuck, et al., „Design of the ECE diagnostic at Wendelstein 7-X", Fusion Engineering and Design 84 (2009).

[62] M. Hirsch, et al. , „ECE Diagnostic for the initial Operation of Wendelstein 7-X”, EPJ Web Conf., 203 (2019)

[63] S.Jablonski et al., „Simulation of pulse height analysis soft X-ray spectra expected from W7-X”, Journal of Instrumentation 10 (2015)