

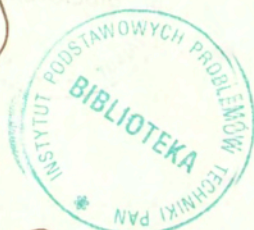
Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy
00-908 Warszawa, ul. Hery 23

Roman Zagórski

MODELOWANIE TRANSPORTU PLAZMY
I ZANIECZYSZCZEŃ W TOKAMAKU

(Praca habilitacyjna)

5/1998



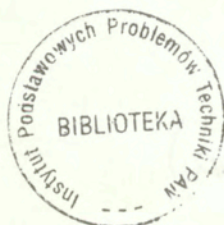
P. 269

W A R S Z A W A 1 9 9 8

<http://rcin.org.pl>

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 3 marca 1998 r.

Recenzent – Doc. dr hab. Zygmunt Szymański



56543



INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI PAN
BIBLIOTEKA
02-106 Warszawa, ul. Pawińskiego 5B
Tel 22-826-74-10

Praca habilitacyjna

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN
Nakład 100 egz. Ark. wyd. 7,50 Ark. druk. 9,30
Oddano do drukarni w kwietniu 1998r.

ATOS Poligrafia-Reklama, Warszawa, Stawki 14

Streszczenie

W pracy dyskutowane są zagadnienia związane z transportem plazmy i zanieczyszczeń w urządzeniach tokamak. Przedstawiono modele matematyczno-fizyczne opisujące zachowanie się jonów wodoru, jonów zanieczyszczeń oraz składnika gazowego w różnych obszarach tokamaka: obszarze brzegowym i centralnym. Prezentowany jest również całościowy model dynamiki plazmy i domieszek w tokamaku, uwzględniający sprzężenie pomiędzy plazmą brzegową i centralną.

Opis plazmy brzegowej oparty jest na klasycznych wielopłynowych równaniach MHD Braginskiego[16]. Równania te zapisane są w realnej, krzywoliniowej geometrii powierzchni magnetycznych tokamaka i uzupełnione są o układ równań opisujący prądy i ruchy dryfowe w tokamaku. W modelu uwzględniono procesy atomowe towarzyszące oddziaływaniu plazmy z atomami i jonami zanieczyszczeń oraz w sposób samouzgodniony włączono zjawiska wybijania jonów zanieczyszczeń z płyt diwertora/limitera oraz proces recyrkulacji jonów wodoru w obszarze brzegowym plazmy. W celu rozwiązania równań modelu skonstruowany został kod numeryczny EPIT symulujący transport jonów plazmy i zanieczyszczeń w warstwie przyściennej tokamaka. W pracy prezentowane są obliczenia dla tokamaków FTU, TEXTOR oraz ITER.

Do opisu dynamiki zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego tokamaka zastosowano wielopłynowy model transportu opisujący w sposób niezależny radialny transport poszczególnych jonów domieszki z uwzględnieniem efektu dyfuzji neoklasycznej i anomalnej. Opracowano efektywny kod numeryczny RIT służący do rozwiązywania równań modelu.

W pracy przedstawiono również samouzgodniony model opisujący transport plazmy i zanieczyszczeń, zarówno w obszarze brzegowym jak i centralnym tokamaka. Opracowany model z jednej strony jest wystrzająco prosty i pozwala na otrzymanie rozwiązania w rozsądnym czasie komputerowym, a z drugiej strony uwzględnia większość istotnych procesów fizycznych określających dynamikę wyładowania w tokamaku. Do opisu plazmy brzegowej zastosowano model jednowymiarowy uwzględniający zmianę parametrów plazmy wzdłuż linii sił pola. W przybliżeniu cząstki próbnej, możliwe jest określenie rozwiązań analitycznych zarówno dla plazmy wodorowej jak i domieszek. Analityczny model dla plazmy brzegowej połączony został modelem opisującym plazmę w centrum sznura plazmowego. W modelu dla plazmy centralnej założono, że profile parametrów plazmy są zadane, zaś czas utrzymania energetycznego plazmy jest określony z półempirycznych praw skalowania. Do rozwiązania równań modelu opracowane kody numeryczne FTUZERO oraz BILDIV. Przeprowadzono obliczenia dla tokamaka FTU oraz projektów przyszłościowych reaktorów termojądrowych: tokamaków IGNITOR i ITER.

Spis treści

1	Oddziaływania plazma-ściana a problem kontrolowanej reakcji syntezy ter- nojądrowej	9
11	Magnetyczne utrzymanie plazmy	10
12	Oddziaływania plazma-ściana w tokamaku	16
13	Rola domieszek w tokamaku	20
13.1	Domieszki w obszarze centralnym sznura plazmowego	20
13.2	Zanieczyszczenia w obszarze brzegowym plazmy	23
14	Koncepcja diwertora dla tokamaka ITER	24
2	Opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym tokamaka	28
21	Model fizyczny	28
21.1	Równania modelu	30
22	Równania dla dryfów i prądów	32
22.1	Wyrazy źródłowe	33
22.2	Warunki brzegowe	35
23	Opis gazu neutralnego	39
23.1	Model analityczny	41
23.2	Model dyfuzyjny	43
23.3	Opis hydrodynamiczny	45
24	Elementy metody numerycznej	47
24.1	Równania płynowe	48
24.2	Metoda rozwiązywania równań opisujących dryfy i prądy	49
25	Jakościowy opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej toka- maka	50
25.1	Wstęp	50
25.2	Jednowymiarowy model transportu plazmy	52
25.3	Ochłodzenie plazmy związane z recyrkulacją wodoru	61
25.4	Jednowymiarowy transport jonów zanieczyszczeń w warstwie przyściennej	64
26	Wyniki obliczeń	69
26.1	Obliczenia dla tokamaka FTU	69
26.2	Obliczenia reaktorowe-tokamak ITER	79
26.3	Modelowanie tokamaka TEXTOR - niestabilności plazmy	87
3	Opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze centralnym tokamaka	93
31	Równania transportu	93
32	Numeryczny model radialnego transportu zanieczyszczeń	99

4	Samouzgodnione modelowanie plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku	101
4.1	Model fizyczny	101
4.1.1	Wstęp	101
4.1.2	Opis plazmy centralnej	102
4.1.3	Opis plazmy brzegowej	104
4.2	Analiza równań modelu	107
4.3	Metoda numeryczna	116
4.4	Wyniki obliczeń	118
4.4.1	Modelowanie tokamaka FTU	118
4.4.2	Teoretyczna analiza reżimów pracy reaktora termojądrowego	121
5	Podsumowanie i wnioski	133
	Wykaz rysunków	138
	Wykaz tabel	143
	Bibliografia	144

Wstęp

Prezentowana praca zawiera wyniki badań przeprowadzonych przez autora w latach 1990-1997 i realizowanych w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie, w Centrum Badań Energetycznych (ENEA- Energy Research Center) we Frascati (Włochy) oraz w Instytucie Fizyki Plazmy w Juelich (Niemcy). Przedmiotem badań był teoretyczny opis transportu plazmy i jonów zanieczyszczeń w urządzeniach tokamak. Rezultatem przeprowadzonych prac jest opracowanie modeli teoretycznych oraz skonstruowanie szeregu kodów numerycznych (EPIT, RIT, FTUZERO, BILDIV) służących do modelowania procesów fizycznych w plazmie tokamaka z uwzględnieniem zanieczyszczeń oraz domieszek. Pod pojęciem zanieczyszczeń będziemy rozumieć atomy lub cząsteczki, które uwalniane są ze ścian tokamaka na skutek oddziaływań plazma ściana, natomiast domieszkami nazywamy te atomy, które zostały wprowadzone celowo do plazmy tokamaka.

W pracy dyskutowane są zagadnienia związane z transportem plazmy i zanieczyszczeń (domieszek) w urządzeniach tokamak. Przedstawiono modele matematyczno-fizyczne opisujące zachowanie się jonów wodoru, jonów zanieczyszczeń (domieszek) oraz składnika gazowego w różnych obszarach tokamaka: obszarze brzegowym i centralnym. Prezentowany jest również całościowy model dynamiki plazmy i domieszek w tokamaku, uwzględniający sprzężenie pomiędzy plazmą brzegową i centralną.

Opis plazmy brzegowej oparty jest na klasycznych wielopłynowych równaniach MHD Brańskiego[16]. Równania te zapisane są w realnej, krzywoliniowej geometrii powierzchni magnetycznych tokamaka i uzupełnione są o układ równań opisujący prądy i ruchy dryfowe w tokamaku. W modelu uwzględniono procesy atomowe towarzyszące oddziaływaniu plazmy z atomami i jonami zanieczyszczeń oraz w sposób samouzgodniony włączono zjawiska wybijania jonów zanieczyszczeń z płyt diwertora/limitera oraz proces recyrkulacji jonów wodoru w obszarze brzegowym plazmy. W celu rozwiązania równań modelu skonstruowany został kod numeryczny EPIT symulujący transport jonów plazmy i zanieczyszczeń w warstwie przyściennej tokamaka. W pracy prezentowane są obliczenia dla tokamaków FTU, TEXTOR oraz ITER. Porównanie wyników obliczeń z danymi eksperymentalnymi wykazuje dużą zgodność pomiędzy teorią i eksperymentem. W przypadku tokamaka FTU stwierdzono istnienie mechanizmu samoregulującego, będącego wynikiem sprzężenia pomiędzy procesem generacji zanieczyszczeń a promieniowaniem liniowym plazmy, który odpowiedzialny jest za ograniczenie temperatury elektronicznej plazmy w warstwie brzegowej poniżej 30 eV.

Obliczenia dla tokamaka TEXTOR wskazują, że dryfy i prądy elektryczne wywołane przez silne gradienty potencjału i ciśnienia plazmy odkrywają dominującą rolę w dynamice plazmy brzegowej oraz są przyczyną silnych niejednorodności poloidalnych w warstwie brzegowej tokamaka TEXTOR.

W przypadku tokamaka ITER przeprowadzono obliczenia dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Wyniki obliczeń pokazują, że erozja płyt, berylowej i grafitowej jest znaczna, podczas gdy promieniowanie plazmy jest małe. W przypadku płyty niklowej erozja

plyt jest mała, natomiast promieniowanie plazmy w obszarze przyściennym jest duże (do 65% energii plazmy).

Do opisu dynamiki zanieczyszczeń lub donieszek w centrum sznura plazmowego tokamaka zastosowano wieloplynowy model transportu opisujący w sposób niezależny radialny transport poszczególnych jonów domieszki z uwzględnieniem efektu dyfuzji neoklasycznej i anomalnej. Opracowano efektywny kod numeryczny RIT służący do rozwiązania równań modelu. Zgromadzono szeroką bazę danych atomowych pozwalającą na analizę transportu następujących rodzajów jonów zanieczyszczeń (domieszki): Be, C, O, Ne, Si, Ni, Fe, Mo.

W rozdziale IV pracy przedstawiono model służący do samouzgodnionego opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku, zarówno w obszarze brzegowym jak i centralnym. Punktem wyjścia do konstrukcji modelu jest, prezentowany we wcześniejszych rozdziałach pracy, opis plazmy w obszarze brzegowym i centralnym sznura plazmowego. Opracowany model z jednej strony jest wystarczająco prosty i pozwala na otrzymanie rozwiązania w rozsądnym czasie komputerowym, a z drugiej strony uwzględnia większość istotnych procesów fizycznych określających dynamikę wyładowania w tokamaku. Ponieważ opis plazmy brzegowej nie może być znanadto uproszczony, ze względu na silnie niejednorodne rozkłady plazmy i domieszek wzdłuż linii sił pola magnetycznego, dlatego też dynamika plazmy brzegowej opisana jest za pomocą modelu jednowymiarowego uwzględniającego zmianę parametrów plazmy wzdłuż linii sił pola. W przybliżeniu cząstki próbnej, możliwe jest określenie rozwiązań analitycznych zarówno dla plazmy wodorowej jak i domieszek. Analityczny model dla plazmy brzegowej połączony został z modelem opisującym plazmę w centrum sznura plazmowego. W modelu dla plazmy centralnej założono, że profile parametrów plazmy są zadane, zaś czas utrzymania energetycznego plazmy jest określony z półempirycznych praw skalowania. Do rozwiązania równań modelu opracowano kody numeryczne FTUZERO oraz BILDIV. Wyniki samouzgodnionego modelu transportu plazmy i zanieczyszczeń poddane zostały weryfikacji poprzez porównanie ich z danymi eksperymentalnymi z istniejących urządzeń termojądrowych. Przeprowadzono obliczenia dla tokamaka FTU, oraz projektów przyszłościowych reaktorów termojądrowych: tokamaków IGNITOR i ITER. Podsumowanie otrzymanych rezultatów zamieszczono w ostatnim rozdziale pracy.

Rozdział 1

Oddziaływania plazma-ściana a problem kontrolowanej reakcji syntezy termojądrowej

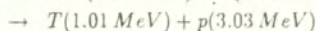
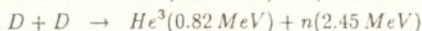
Toroidalne pętaki magnetyczne, a wśród nich szczególnie urządzenie typu tokamak roją obecnie największe nadzieje na realizację kontrolowanej reakcji syntezy termojądrowej. Na największych tego typu eksperymentach na świecie (JET, TFTR, JT-60U, DIII-D) uzyskuje się obecnie w sposób rutynowy parametry plazmy przy których przebiegać może reakcja syntezy [43]. Ilościowo, stan plazmy w tokamaku można opisać przez tak zwany iloczyn potrójny (*triple product*), $n\tau_E T$ (gdzie n , T są gęstością i temperaturą jonów plazmy w centrum sznura plazmowego, zaś τ_E jest energetycznym czasem utrzymania). Wartość tego iloczynu osiągnięta na tokamaku JT-60U wynosi $11 \times 10^{20} m^{-3} keV sek$ [44] i jest tylko kilkakrotnie mniejsza od wymagań dla zapłonu - wydajności energetycznej z cząstek alfa niezbędnej do podtrzymania reakcji syntezy. Na świecie prowadzone są intensywne prace nad pierwszym eksperymentalnym reaktorem termojądrowym ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*). W lipcu 1992 roku prace nad tym projektem weszły w fazę projektu technicznego (*EDA - Engineering Design Activities*) [28]. Podstawowym celem ITER'a jest demonstracja naukowych i technologicznych możliwości realizacji kontrolowanej reakcji syntezy. Jednakże na drodze do tego ambitnego celu stoi jeszcze szereg zagadnień badawczych, których rozwiązanie jest konieczne, a jednocześnie bardzo trudne. Należy do nich niewątpliwie problem wpływu oddziaływań plazma-ściana na parametry pracy reaktora termojądrowego. Procesy fizyczne pojawiające się na styku plazmy z powierzchnią materialną okazują się mieć podstawowe znaczenie w określaniu parametrów plazmy w tokamaku [70, 92]. Mają one zasadniczy wpływ na dynamikę sznura plazmowego i z tego względu poznanie i zrozumienie procesów determinujących produkcję i transport zanieczyszczeń w tokamaku jest problemem koniecznym do rozwiązania na drodze do reaktora termojądrowego na bazie tokamaka.

W tym rozdziale przedstawimy podstawowe pojęcia związane z opisem transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamakach. Przedstawiona zostanie idea magnetycznego utrzymania plazmy oraz zaprezentujemy wymagania fizyczne niezbędne do osiągnięcia zapłonu w reaktorze termojądrowym oraz przedyskutujemy na ich tle rolę i naturę oddziaływań plazma-ściana w urządzeniach do wytwarzania gorącej plazmy. Zwrócimy szczególną uwagę na sposoby kontroli oddziaływań plazma-ściana w tokamakach, recyrkulację cząstek w pobliżu ścian urządzenia, jej wpływu na parametry ścian (erozja, migracja i redepozycja materiału ścian) oraz parametry plazmy (generacja zanieczyszczeń, ich transport i promieniowanie). Na koniec zaprezentujemy

podstawowe wymagania stawiane przed diwertorem tokamaka ITER, oraz omówimy aktualną koncepcję fizyczną, która została opracowana celem sprostania tym wymogom.

1.1 Magnetyczne utrzymanie plazmy

Koncepcja fuzji termojądrowej oparta jest na fakcie, że połączenie lekkich jąder atomowych, w szczególności jąder wodoru, prowadzi do wydzielenia energii. Ponieważ, jądra atomowe są naładowane dodatnio, to aby doszło do reakcji syntezy, energia kinetyczna reagujących jąder musi być odpowiednio duża żeby pokonać barierę kulombowską. Jądra atomowe mogą uzyskać potrzebną energię jeśli ośrodek w którym się znajdują zostanie ogrzany do odpowiednio wysokiej temperatury, rzędu 10 – 100 keV. Bariera kulombowska jest najniższa dla reakcji angażujących jądra izotopów wodoru i dlatego wymagają one najniższych temperatur. Tymi reakcjami są:



Perspektywnym celem badań jest druga z powyższych reakcji, ale jednocześnie jest ona dużo trudniejsza do realizacji niż reakcja pierwsza. Z tego powodu, współczesne badania nad syntezą termojądrową ukierunkowane są na wykorzystanie mieszaniny deuteru i trytu.

Wymagania fizyczne dla zapłonu

W reaktorze termojądrowym koniecznym jest spełnienie dwóch podstawowych warunków, aby intensywność reakcji jądrowych była odpowiednio duża. Po pierwsze średnia energia kinetyczna reagujących jąder musi być na tyle duża aby mogły one pokonać oddzielającą je barierę kulombowską, którą dla pojedynczo naładowanego jądra jest rzędu $E_{kul} = e^2/r_{nucl}$, gdzie e jest ładunkiem elementarnym a $r_{nucl} \approx 10^{-13} m$ jest promieniem jądra. Prowadzi to do następującego oszacowania dla temperatury plazmy: $T \approx 100 keV$. W rzeczywistości, na skutek efektu tunelowego oraz dzięki obecności w plazmie cząstek nadtermicznych, przedstawione wymagania dla temperatury może być osłabione (Rys.1.1). Okazuje się mianowicie, że dla $T \approx 10 keV$ szybkość reakcji syntezy DT jest bliska wartości maksymalnej i wynosi $\langle \sigma v \rangle \approx 10^{-22} m^{-3} s^{-1}$.

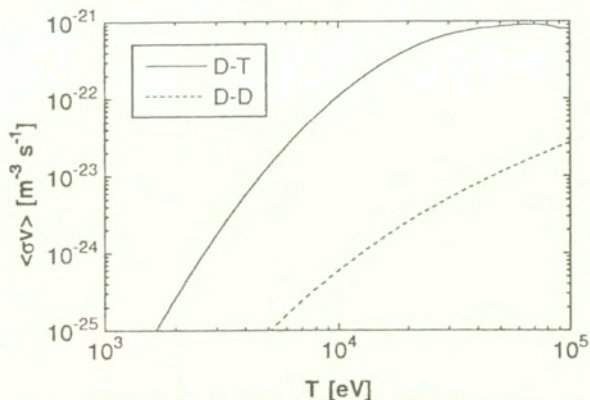
Drugim warunkiem jest wymaganie aby ilość energii syntezy produkowanej w jednostce czasu i jednostce objętości P_α przewyższała energię niezbędną do podtrzymania reakcji syntezy. Oznacza to, że

$$P_\alpha \tau_E > 3nT$$

gdzie n jest gęstością plazmy. W przypadku mieszaniny deuteru i trytu w proporcjach 1 : 1 gęstość mocy syntezy możemy zapisać jako:

$$P_\alpha = \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle_{DT} \mathcal{E}_{DT} \quad (1.1)$$

gdzie $\mathcal{E}_{DT} = 17.6 MeV$ jest ilością energii wydzielaną w czasie jednej reakcji syntezy. Uśredniony przekrój czynny dla reakcji syntezy $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ dla temperatury plazmy $T = 10 keV$ równy jest $\langle \sigma v \rangle_{DT} = 10^{-22} m^3 s^{-1}$, co prowadzi do następującego warunku, zwanego warunkiem *break-even*[70]:



Rys.1.1 Uśredniony przekrój czynny $\langle \sigma v \rangle$ dla reakcji syntezy DT i DD w funkcji temperatury (T) (wg.[70]).

$$n\tau_E > 0.7 \times 10^{20} m^{-3} sek.$$

Warunek powyższy nakłada ostre wymagania na jakość utrzymania plazmy wyrażoną przez energetyczny czas utrzymania τ_E .

Bardziej adekwatnym warunkiem dla syntezy termojądrowej, ale jednocześnie trudniejszym do osiągnięcia jest tak zwany warunek zapłonu, który zapewnia, że wysoka temperatura plazmy jest utrzymywana dzięki grzaniu plazmy przez cząstki naładowane generowane w reakcji syntezy. Otrzymać go można przez zastąpienie w równaniu 1.1 energii syntezy \mathcal{E}_{DT} przez energię cząstek alpha $\mathcal{E}_\alpha = 3.5 MeV$.

$$n\tau_E > 3 \times 10^{20} m^{-3} sek.$$

Kryterium powyższe oznacza, że energia przekazywana plazmie w jednostce czasu przez te cząstki naładowane, które produkowane są w reakcji syntezy (jedna piąta energii syntezy), i które są utrzymywane w plazmie, przewyższa straty energii w wyniku promieniowania, przewodnictwa i unoszenia. Jeżeli powyższy warunek zostanie osiągnięty, to reakcja termojądrowa będzie przebiegać w reaktorze bez konieczności dodatkowego doprowadzania energii do plazmy, tak długo dopóki nie wyczerpie się paliwo jądrowe.

Rodzaje utrzymania plazmy

Oczywiście gorąca plazma nie może być utrzymywana w normalnej komorze próżniowej lecz musi być izolowana od ścian komory. Istnieją dwa różne schematy realizacji tego celu, a mianowicie inercyjne lub magnetyczne utrzymanie plazmy.

Jeśli wykorzystujemy bezwładność cząstek, to oczywiście ich utrzymanie jest z konieczności ograniczone w czasie. Oznacza to, że reaktor wykorzystujący schemat inercyjnego utrzymania plazmy będzie impulsowy. Praktyczną drogą do realizacji tego celu stanowią eksperymenty

polegające na komprimowaniu niewielkich kulek (*peletów*) paliwa termojądrowego (zmrożony DT) do bardzo wysokich gęstości i temperatur za pomocą silnych wiązek laserowych lub jonowych. Zagadnienia związane z utrzymaniem inercyjnym plazmy zostały szeroko omówione w literaturze [97, 96] i nie będziemy zajmowali się nimi w tej pracy.

W przypadku magnetycznego utrzymania, plazma jest w całkowicie odmiennym reżimie niż w przypadku utrzymania inercyjnego. Mimo, że utrzymanie magnetyczne nie jest idealne, co stwarza konieczność zamknięcia plazmy w komorze próżniowej, to daje ono jednak możliwość osiągnięcia warunków stacjonarnych i tym samym ciągłej pracy reaktora.

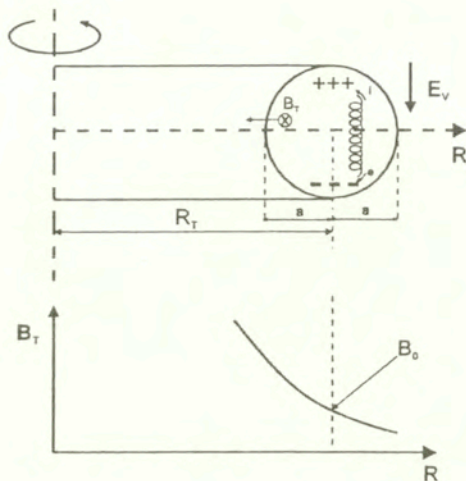
Dodatkowo gęstość plazmy utrzymywanej magnetycznie powinna być stosunkowo niska, co wynika z faktu, że ciśnienie plazmy musi być dużo mniejsze od ciśnienia pola magnetycznego utrzymującego plazmę, t.j.:

$$\beta_T \equiv \frac{2nT}{B_T^2/2\mu_0} \ll 1. \quad (1.2)$$

gdzie μ_0 jest przenikalnością magnetyczną próżni. Ponieważ toroidalne pole magnetyczne B_T jest ograniczone z przyczyn konstrukcyjnych i materiałowych do około $5T$, to w przypadku gdy temperatura plazmy jest rzędu $T = 10 \text{ keV}$ otrzymujemy ograniczenie dla gęstości plazmy $n \ll 3 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Przyjmuje się, że gęstość plazmy w reaktorze lekko przewyższy wartość 10^{20} m^{-3} [73].

Głównym ograniczeniem magnetycznego utrzymania plazmy jest fakt, że jest ono skuteczne tylko w dwóch wymiarach, to jest płaszczynie prostopadłej do pola magnetycznego \vec{B} , co wynika z faktu, że pole magnetyczne zmusza cząstki do ruchu spiralnego dookoła pola magnetycznego po orbitach Larmora, zaś wzdłuż pola magnetycznego ich ruch jest swobodny. Stąd też, jednym z podstawowych celów badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową jest określenie optymalnej konfiguracji magnetycznej zdolnej do utrzymania plazmy o odpowiednio dużej gęstości i temperaturze przez wystarczająco długi czas, tak aby warunek zapłonu był spełniony. Początkowe badania nad fuzją termojądrową prowadzone w latach 1950-1960 były ukierunkowane na określenie najbardziej stabilnych konfiguracji magnetycznych z całej gamy różnych możliwości. Szybko wysiłki badaczy skoncentrowały się na kilku konfiguracjach, które podzielić można na dwie kategorie:

- **Pułapki magnetyczne typu otwartego**, w których linie sił pola magnetycznego wychodzą poza obszar plazmy i przecinają powierzchnie materialne. Najprostszymi otwartymi pułapkami magnetycznymi są pułapki zwierciadlane. W urządzeniach tych wytwarza się osiowe pole magnetyczne, które ma minimum w środku układu a maksimum na końcach. Zagęszczające się na końcach komory linie sił pola magnetycznego tworzą tzw. zwierciadła magnetyczne, które odbijają część uciekających z plazmy cząstek z powrotem do wnętrza komory. Cząstki które mają zbyt dużą składową prędkości wzdłuż osi komory, uciekają z układu (*end losses*). Z powodu dużych strat cząstek w pułapkach otwartych nie wydaje się, w chwili obecnej, możliwa realizacja w nich kontrolowanej reakcji syntezy [47].
- **Pułapki magnetyczne typu zamkniętego**. W urządzeniach tych powierzchnie magnetyczne generowane przez linie sił pola magnetycznego tworzą zbiór zagnieżdżonych torusów niedotykalających ścian komory próżniowej. Ceną jaką płaci się za otrzymanie geometrii zamkniętej jest występowanie niejednorodnego przestrzennie pola magnetycznego. Taka konfiguracja pola magnetycznego prowadzi do pojawienia się ruchów dryfowych powodujących, że plazma próbuje uciec w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego. Ucieczka plazmy wzmacniana jest zwłaszcza przez pojawiające się pionowe pole

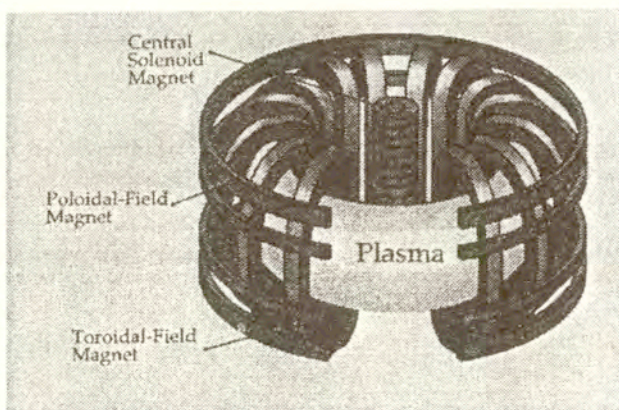


Rys.1.2 Pionowy ruch dryfowy cząstek naładowanych (e =elektrony, i =jony) oraz pionowe pole elektryczne E_v w przypadku toroidalnego pola magnetycznego; B_0 jest wartością pola toroidalnego na osi sznura plazmowego (wg [70]).

elektryczne (Rys.1.2). Ucieczkę plazmy można powstrzymać przez dodanie do głównego toroidalnego pola magnetycznego B_T składowej poloidalnej B_p , w wyniku czego otrzymujemy śrubowe linie sił pola magnetyczne leżące na zamkniętych, włożonych jedna w drugą, powierzchniach magnetycznych. Taka struktura linii sił pola magnetycznego dostarcza połączenia pomiędzy górną i dolną częścią torusa, które to kompensuje prawie w całości pionowe pole elektryczne. Niewielka pozostałość pola elektrycznego, tzw. pole residualne, przyczynia się do wzmocnienia toroidalnego transportu w poprzek powierzchni magnetycznych. Składowa poloidalna pola magnetycznego w układach toroidalnych może być generowana albo przez prąd płynący w plazmie albo dzięki zewnętrznym cewkom pola poloidalnego. Najbardziej obiecującym przykładem urządzenia w którym składowa poloidalna pola magnetycznego wytwarzana jest przez prądy płynące w zewnętrznych cewkach jest *stellarator*. Należy podkreślić, że w stellaratorach cewki pola poloidalnego są silnie powykrzywiane na kształt ósemek. Stellarator z konieczności nie jest konfiguracją osiowo-symetryczną, ale w zamian jest urządzeniem mogącym pracować w sposób ciągły. W ostatnich latach daje się odnotować znaczący postęp w osiąganych parametrach plazmy w stellaratorach. Ważnym osiągnięciem jest uzyskanie bezprądowego wyładowania w stellaratorze o parametrach plazmy zbliżonych do tych otrzymywanych w urządzeniach tokamak o podobnych wymiarach [60].

Tokamak

Urządzeniem rokującym obecnie największe nadzieje na osiągnięcie warunków zapłonu jest tokamak - toroidalna komora, umieszczona w silnym polu magnetycznym, wytwarzanym przez prądy płynące w cewkach znajdujących się na zewnątrz komory próżniowej (Rys.1.3). Skla-



Rys.1.3 Schemat ideowy tokamaka.

dowa poloidalna pola magnetycznego wytwarzana jest przez prąd plazmy I_p , który w tokamaku indukowany jest przez akcję transformatora, dla którego plazma jest obwodem wtórnym. W tokamaku mamy również pewne dodatkowe cewki pola poloidalnego, które służą do stabilizacji i kontroli położenia sznura plazmowego w trakcie wyładowania. Poloidalne pole magnetyczne w tokamaku jest zwykle mniejsze od pola toroidalnego w zakresie od 5-15 razy. W początkowym okresie eksperymentów na tokamakach prądy te były rzędu setek kiloamperów. Obecnie na układzie JET [43] produkowany jest prąd kilku megaamperów (6 – 7 MA). Przewiduje się, że w reaktorze będziemy mieli do czynienia z prądem rzędu 20 MA [65, 8]. Charakterystyczne parametry różnych tokamaków przedstawione są w tabeli 1.1.

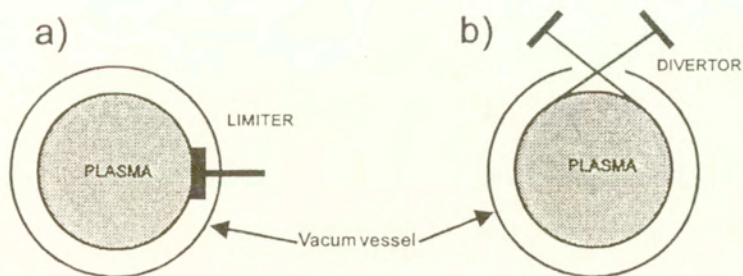
Zjawiska towarzyszące procesowi utrzymania plazmy w tokamaku nie są do tej pory w pełni poznane. Potwierdzona jest jednakże eksperymentalnie [103] zależność wzrostu czasu utrzymania energii plazmy τ_E wraz ze wzrostem wymiarów urządzenia (R_T , a). W większości tokamaków promień plazmy a jest rzędu dziesiątków centymetrów a czas utrzymania rzędu dziesiątek milisekund. Na układzie JET o średnim promieniu 1.2 m czas utrzymania energii wynosi $\tau_E \approx 1$ sek.

Typowe gęstości plazmy w tokamaku są rzędu $10^{19} - 10^{20} m^{-3}$, a zatem o czynnik $10^5 - 10^6$ mniejsze od gęstości cząstek w atmosferze. Z tego powodu w tokamaku plazma zamknięta jest w komorze próżniowej, w której ciśnienie gazu roboczego musi być bardzo niskie $10^{-3} - 10^{-1} Pa$. Ponieważ temperatury plazmy w tokamaku są rzędu milionów stopni Celsjusza to ciśnienie plazmy osiąga wartość kilku atmosfer, co jest wielkością wielokrotnie mniejszą od ciśnienia pola magnetycznego (układ o małym β_T). Rzeczą oczywistą jest, że prąd własny plazmy nie jest w stanie nagrzać plazmy do odpowiednio wysokich temperatur ponieważ oporność elektryczna plazmy szybko maleje ze wzrostem temperatury plazmy. Dlatego konieczne jest zastosowanie dodatkowych urządzeń do dogrzewania plazmy w tokamaku. Najczęściej wykorzystywane są do tego celu wiązki szybkich cząstek (*NBI- Neutral beam injection*) lub też grzanie za pomocą zmiennych pól elektrycznych o wysokiej częstotliwości (*RF-heating*). W ten sposób można osiągnąć temperatury plazmy w tokamaku rzędu 10 – 20 keV.

Ponieważ obecność jonów zanieczyszczeń w tokamaku powoduje wzrost strat promieniowych

Tablica 1.1: Parametry wybranych urządzeń termojądrowych

Nazwa	Laboratorium	Promień toroidalny R_T (m)	Promień plazmy a (m)	Prąd plazmy I_p (MA)	B_T (T)	Gęstość plazmy n ($10^{19} m^{-3}$)
Alicator-C	MIT, USA	0.67	0.21	3(1.1)	9	28
COMPASS-D	Culham, Wlk. Brytania	0.56	0.17	0.18	1.4	15
DIII-D	General Atomics, USA	1.69	0.6	1.4	2.1	10
ASDEX-U	IPP Garching, Niemcy	1.63	0.8	2	3.9	7
JET	Culham, Wlk. Brytania	2.96	1.2	7	3.45	5
JT-60U	JAERI, Japonia	3	0.93	6	4.5	5
FTU	ENEA Frascati, Włochy	0.93	0.3	1.5	8	30
TORA SUPRA	CEA, Cadarache	2.25	0.7	1.7	4.5	6
TFTR	Princeton, USA	2.4	0.8	5	2.2	3
T-10	Kurchatow, Moskwa	1.5	0.37	0.5	4.5	3.5
TEXTOR	IPP Juelich, Niemcy	1.75	0.46	0.35	3	2.2



Rys.1.4 Separacja plazmy od ścian tokamaka: a) układ z limiterem, b) układ z diwertorem.

istnieją bardzo rygorystyczne ograniczenia ich ilości, od spełnienia których w sposób fundamentalny zależy dobra, stabilna praca urządzenia. W związku z tym konieczna jest separacja plazmy od komory próżniowej. Obecnie stosowane są do tego celu dwie techniki. Pierwszy sposób polega na zlokalizowaniu oddziaływania plazmy z jedną wybraną powierzchnią plazmy - płytą limitera, jak schematycznie zilustrowano to na Rys.1.4a. Sposób drugi polega na utrzymaniu plazmy z dala od ścian za pomocą magnetycznego diwertora, jak na Rys.1.4b, który wyprowadza cząstki na zewnątrz komory próżniowej. Zarówno wprowadzenie limitera jak diwertora do plazmy powoduje, że przy ściankach komory próżniowej pojawia się jakościowo nowy obszar, w którym przebieg zjawisk fizycznych jest odmienny niż w obszarze centralnym sznura plazmowego i który w sposób bardzo istotny wpływa na parametry wyładowania w tokamaku. Obszar ten nosi nazwę plazmy przyściennej lub brzegowej (*scrape-off layer - SOL*).

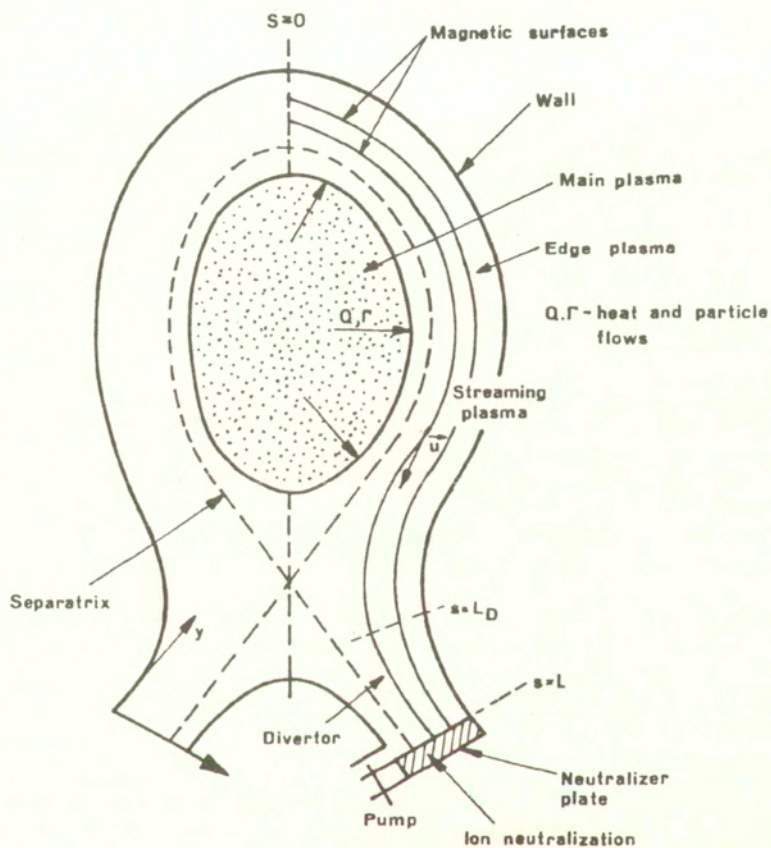
1.2 Oddziaływania plazma-ściana w tokamaku

Oddziaływania plazma-ściana oraz procesy zachodzące w obszarze plazmy przyściennej dają znać o sobie już w dzisiaj istniejących tokamakach i wydaje się, że będą one kluczową kwestią na drodze do kontrolowanej syntezy termojądrowej. Prace teoretyczne i eksperymentalne związane z problemem kontroli zanieczyszczeń są obecnie prowadzone na wiodących, dużych eksperymentach termojądrowych [61, 55].

Magnetyczne utrzymanie plazmy nie jest niestety doskonałe i w związku z tym mamy do czynienia z sytuacją, w której cząstki opuszczające obszar plazmy uderzają w ściany urządzenia. W czasie trwania wyładowania cząstki te niosą energię, która wraz z nimi opuszcza plazmę, trafiając na ścianę. Jest to zazwyczaj znacząca część energii plazmy bo około 150 – 250 MW w przypadku reaktora. To obciążenie ścianki strumieniami ciepła i cząstek ogranicza jej czas życia. Inaczej mówiąc oddziaływanie plazma-ściana powoduje uwolnienie z niej niewodorowych atomów, które "rozcieńczają" i zanieczyszczają plazmę. Ale jest i pozytywna strona niedoskonałości magnetycznego utrzymania plazmy w reaktorze termojądrowym, a mianowicie możliwość odprowadzenia na zewnątrz "popiołu" ze spalania termojądrowego, t.j. helu. Należy podkreślić, że całość oddziaływań plazma-ściana w urządzeniach z utrzymaniem magnetycznym takich jak tokamak ma miejsce względnie blisko gorącej plazmy. W związku z tym transport cząstek z gorącej plazmy do brzegu i ostatecznie do ścian komory tokamaka powoduje w rezultacie generację zanieczyszczeń. Przyczyniające się do tego procesy, o których będziemy jeszcze mówić, a które obejmują zjawiska termiczne, plazmowe oraz procesy zderzeń binarnych zależą w dużej mierze od sposobu utrzymania cząstek.

Utrzymanie gorącej plazmy w urządzeniu termojądrowym jest możliwe tylko wtedy jeżeli plazma na dużej przestrzeni jest odseparowana od naturalnych ścianek. W urządzeniach tokamak ta separacja jest osiągnięta poprzez wytworzenie plazmy wewnątrz objętości włożonych jedna w drugą powierzchni magnetycznych, tak więc ruch wzdłuż linii sił pola magnetycznego w tej objętości nie prowadzi do strat plazmy. Jednakże na skutek zderzeniowej dyfuzji plazma wolno przecieka na zewnątrz obszaru utrzymania do obszaru strat, w którym linie sił pola magnetycznego kończą się na materialnych ściankach t.j. płycie diwertora lub limitera.

W wyżej wymienionym obszarze strat nazywanym inaczej *scrape-off layer (SOL)* obecność ścianki materialnej absorbującej plazmę powoduje powstanie gradientu ciśnienia, który przyspiesza plazmę poruszającą się wzdłuż linii sił pola magnetycznego do prędkości dźwięku jonowego (Rys.1.5). W ten sposób ruch plazmy w warstwie *scrape-off* jest superpozycją wolnego przemieszczania się na skutek dyfuzji w poprzek linii sił i dosyć szybkiego wypływu wzdłuż linii



Rys.1.5 Przekrój poloidalny tokamaka z poloidalnym diwertorem.

sił pola magnetycznego. Należy podkreślić, że ponieważ wymiar poprzeczny warstwy brzegowej jest około 200 – 1000 razy mniejszy od długości warstwy (wzdłuż linii sił) to oba ruchy plazmy, poprzeczy i podłużny, są równoważne.

Można pokazać [70, 92, 18], że warstwa brzegowa (SOL) dzieli się na dwa znacznie różniące się między sobą obszary:

- 1 Wąski obszar przed ścianą materialną, ze znaczącym gradientem parametrów plazmy i bliską prędkości dźwięku szybkością przepływu plazmy, zwany warstwą *sheath* (lub warstwą Debye'a lub Langmuira).
- 2 Znacznie większy obszar występujący przed wyżej wymienionym, ze znacznie mniejszymi gradientami i w ogólności poddźwiękowym przepływem zwany *pre-sheath*.

Warstwa Debye'a (*sheath*) z powodu swojej niewielkiej grubości jest w przybliżeniu bezderzeniowa w związku z czym dynamika jonów i elektronów jest określona przez ich pole elektryczne i magnetyczne. Natomiast w drugim obszarze występującym przed warstwą Debye'a (*pre-sheath*) dominują zderzenia wpływając na transport plazmy i procesy relaksacyjne, jak również oddziaływania między cząstkami naładowanymi i neutralnymi (atomami lub molekułami) t.j. jonizacja, rekombinacja, wzbudzenia czy też wymiana ładunkowa, które osłabiają strumienie pędu i energii plazmy i odpowiadają źródłom objętościowym w równaniach ciągłości.

Warstwa Debye'a (*sheath*) powstaje w plazmie brzegowej na skutek różnicy w masach jonów i elektronów oraz różnych gradientów ciśnienia, odpowiednio dla jonów i elektronów. Prowadzi to do rozdzielenia ładunków. W celu zachowania gęstości prądu \vec{j} aby spełniony był warunek $\text{div } \vec{j} = 0$, powstaje pole elektryczne \vec{E} ładunku objętościowego słabe przed i silne w warstwie Debye'a. Stosownie do tego, plazma przed warstwą Debye'a jest quasineutralna t.j. ładunki jonów i elektronów są prawie jednakowe. W osiowo-symetrycznych urządzeniach takich jak tokamak z toroidalnym limitem lub poloidalnym diwertorem potencjalne pole elektryczne jest czysto poloidalne, podczas gdy pole magnetyczne jest głównie toroidalne. Tak, więc kąt między tymi polami jest równy w przybliżeniu 90° . Jeżeli ścianka jest dobrym przewodnikiem to pole elektryczne w warstwie Debye'a jest do niej normalne. W warstwie *pre-sheath* przepływ plazmy jest głównie skierowany wzdłuż linii sił pola magnetycznego, natomiast pole elektryczne dąży do wymuszenia przepływu plazmy zgodnie ze swoim kierunkiem. W ten sposób w warstwie Debye'a, gdzie pole elektryczne jest silne przepływ plazmy jest odchyłony od kierunku pola magnetycznego w kierunku normalnym do ścianki. Obszerny opis właściwości warstwy *sheath* oraz *pre-sheath* znaleźć można w pracach [92, 18, 79, 21].

Jak wspomniano wcześniej, z powodu niedoskonałości izolacji magnetycznej wywołanej transportem cząstek i energii w poprzek linii sił pola magnetycznego na ścianę komory próżniowej tokamaka wpływa ciągły strumień energii oraz cząstek plazmy. Cząstki te przenoszą od 30% – 70% globalnych strat energii z plazmy. Oprócz tego ścianka pochłania również energię promieniowania z plazmy.

Cząstki padające na ścianę komory przekazują jej część swojej energii kinetycznej. Te, które posiadają ładunek są neutralizowane co powoduje, że w pobliżu powierzchni ścianki tworzy się chmura neutralnych cząstek. Między tą chmurą a plazmą istnieje silne oddziaływanie spowodowane rezonansową wymianą ładunków między jonami a atomami (neutralami). W wyniku tego oddziaływania powstają cząstki neutralne o wysokich energiach, z których część wraca z powrotem na ściankę oddając jej energię, a pozostała część ponownie staje się jonami w wyniku procesów jonizacyjnych. To zjawisko zamiany jonu na atom, atomu na jon w pobliżu

ścianki nosi nazwę *recyrkulacji cząstek*. Należy podkreślić, że recyrkulacja cząstek bardzo silnie wpływa na parametry plazmy w warstwie brzegowej i jest jednym z podstawowych zjawisk wykorzystywanym do rozproszenia energii w diwertorze tokamaka.

Jedną z ważniejszych konsekwencji oddziaływania plazma-ściana jest erozja ścianki w wyniku której plazma ulega zanieczyszczeniu materiałem ścianki. Aby utrzymać zanieczyszczenie plazmy w rozsądnych granicach próbujemy kontrolować zjawisko kontaktu plazmy ze ścianą; albo za pomocą limitera; albo za pomocą płyty diwertora, która leży poza komorą tokamaka. W tym drugim przypadku plazma główna (centralna) jest oddzielona od plazmy brzegowej tzw. separatryszą. Różne rodzaje kontaktu plazmy ze ścianką przedstawia rysunek 1.4.

Przyglądając się bliżej konsekwencjom oddziaływania plazma-ściana musimy zauważyć, że wspomniana wyżej recyrkulacja izotopów wodoru (H,D,T) powoduje ciągłe bombardowanie powierzchni ścianki wysoko-energetycznymi cząstkami (naładowanymi lub obojętnymi) co prowadzi zarówno do desorpcji uprzednio zaabsorbowanych w ścianie lekkich pierwiastków (np. tlenu) jak również i do wybijania (*sputtering*) materiału samej ścianki [70, 105]. W wyniku tego uwolnione atomy zanieczyszczeń dyfundują w coraz to gorętsze obszary plazmy, podlegają wzbudzeniu i jonizacji. Dopóki atom zanieczyszczeń nie jest całkowicie zjonizowany może on emitować promieniowanie o widmie liniowym (liniowe), które nawet dla małych koncentracji zanieczyszczeń znacznie podwyższa straty promieniste z plazmy. Zachodzi to również w przypadku całkowicie zjonizowanych atomów zanieczyszczeń, chociaż tym razem straty promieniste zachodzą poprzez promieniowanie hamowania (*bremstrahlung*).

Jeżeli z opisanymi wyżej stratami mamy do czynienia w plazmie brzegowej, a nie w gorącym rdzeniu plazmowym to sytuacja jest nawet korzystna gdyż wychłodzenie plazmy brzegowej na skutek strat promienistych powoduje spadek energii cząstek trafiających na płyty limitera/diwertora, a tym samym zmniejszają ich obciążenie termiczne i erozję. W ten sposób pojawia się pewien samouzgodniony mechanizm zapobiegający zbyt silnemu oddziaływaniu plazma-ściana, który traci jednak na znaczeniu jeśli zanieczyszczenie plazmy jest zbyt duże i straty promieniste są zbyt silne, co może doprowadzić do zbytniego oziębienia, a nawet wygaszenia wyładowania.

Wszystko to co powiedzieliśmy o stratach promienistych odnosi się ze szczególną mocą do zanieczyszczeń o dużej liczbie atomowej. W konsekwencji maksymalna dopuszczalna koncentracja zanieczyszczeń z dużą liczbą atomową (np. wolfram) wynosi 10^{-4} koncentracji deuteru, ze średnią liczbą atomową (np. żelazo) 10^{-3} koncentracji deuteru, a z małą (np. tlen) jest rzędu kilku procent.

Wracając do wybijania (*sputtering*) i erozji ścianki komory tokamaka możemy zauważyć, że znaczna część atomów uwolniona w wyniku tego procesu nie przenika głęboko do plazmy ze względu na to, że ich droga swobodna w plazmie jest mała. Atomy te bezpośrednio po jonizacji wracają na ściankę. Zjawisko to nazywamy redepozycją materiału ściany. Powoduje ono, że erozja ścianki oraz płyt diwertora/limitera jest średnio mniejsza niż oszacowania na podstawie natężenia samego procesu *sputtering*. Oprócz tego silny ruch w warstwie *scrape-off* powoduje migrację materiału ścianki po całej jej powierzchni. Tak, więc dopiero połączenie efektów wybijania, migracji i powtórnego osadzania się materiału ścianki (redepozycji) określa jej efektywny czas życia oraz czas życia płyt limitera/diwertora w tokamaku. Jeśli chodzi o natężenie procesu wybijania to bardzo znaczny wpływ na ten proces ma powstanie warstwy Debye'a (omówionej powyżej), w której spadek potencjału przy braku zderzeń (około $3T_e$), przyspiesza jony a hamuje elektrony co prowadzi do znacznego wzrostu energii jonów padających na ściankę w porównaniu z ich energią termiczną w plazmie przyściennej. Wzrost tej energii jest znacznie większy w przypadku wielokrotnie zjonizowanych jonów zanieczyszczeń o dużej liczbie atomowej co daje

znaczny ich udział w wybijaniu nawet wtedy jeśli ich koncentracja jest mała.

Szybkość procesów sputteringu w tokamaku-reaktorze może być bardzo duża, a zatem aby ograniczyć ten proces w reaktorze do rozsądnych rozmiarów musimy mieć w plazmie przysięciennej niską temperaturę, poniżej 10 – 40 eV, stosownie do materiału powierzchni, jak również mały strumień cząstek wynoszony na skutek konwekcji. Jak wspomnieliśmy powyżej, wpływ osadzania się wybijanego wcześniej materiału ścianki i jego rozkład na ścianie ma bardzo istotny wpływ na jej czas życia, jak również na oszacowanie ilościowej erozji ścianki w wyniku wybijania. Obecnie wybór najlepszego materiału ścianki lub płyty diwertora/limitera dla reaktora jest otwartą kwestią ponieważ zjawiska w plazmie przysięciennej i ich związek z plazmą centralną nie są dobrze poznane. Można tylko ogólnie stwierdzić, że niska temperatura plazmy przysięciennej zmniejsza erozję płyt diwertora/limitera co jest szczególnie istotne w przypadku ścianek z materiałów o dużej liczbie atomowej.

Zasadniczo niska temperatura plazmy brzegowej może być osiągnięta na dwa różne sposoby. Albo poprzez wysoką gęstość plazmy brzegowej co zapewnia silną recyrkulację cząstek dzięki czemu każda wychodząca cząstka zabiera małą część energii, albo przez silne promieniste oziębienie plazmy brzegowej.

Pierwszy ze sposobów jest możliwy do realizacji prawdopodobnie tylko w konfiguracji z diwertorem, którego płyta zbierająca wykonana jest z materiału o dużym Z (dużej liczbie atomowej). Natomiast drugi sposób może być zrealizowany w konfiguracji z limiterem lub diwertorem gdy płyta wykonana jest z materiału o średnim Z (np. ze stali nierdzewnej). Należy jednak zaznaczyć, że ta ostatnia sytuacja może być trudna do osiągnięcia, ponieważ plazma z silnie promieniującym brzegiem może być termicznie niestabilna [58].

W sytuacji kiedy nie można osiągnąć niskiej temperatury plazmy brzegowej, płytę limitera (diwertora) podobnie jak i ścianki należy wykonać raczej z materiału o niskim Z. W tym przypadku przeważającą część energii wynoszą z plazmy cząstki padające na płytę zbierającą, a straty promieniste są małe. Pojawia się wtedy jednak niebezpieczeństwo rozcieńczenia paliwa jądrowego na skutek znacznego wzrostu liczby elektronów wskutek jonizacji atomów zanieczyszczeń. Stąd widać, że znalezienie optymalnego sposobu kontrolowania oddziaływań plazma-ściana jest kluczowym problemem na drodze do reaktora termojądrowego opartego na idei tokamaka.

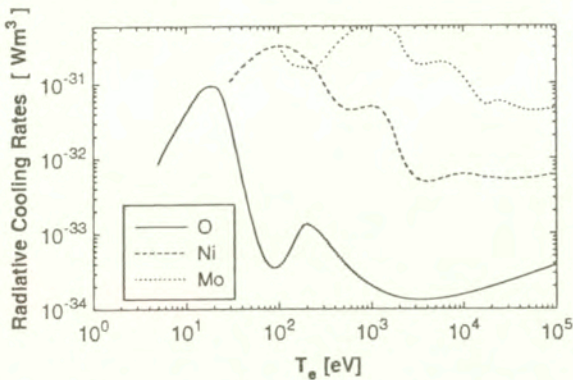
1.3 Rola domieszek w tokamaku

1.3.1 Domieszki w obszarze centralnym sznura plazmowego

W zależności od liczby atomowej, zanieczyszczenia w obszarze centralnym tokamaka wpływają w różny sposób na parametry wyładowania. Wkład danego rodzaju zanieczyszczeń do strat promienistych może być oszacowany jako:

$$P_{lin,z} = L_z n_e n_z$$

gdzie $P_{lin,z}$ jest gęstością mocy wypromieniowaną w liniach widmowych, $n_z = \sum_j^{Z_{max}} n_j$ jest całkowitą gęstością jonów zanieczyszczeń o liczbie atomowej Z_{max} . W przypadku równowagi koronowej (w pewnych wypadkach dobrze opisującej równowagę jonizacyjną w tokamaku) wydajność strat promienistych tzw. *cooling rate* jest tylko funkcją temperatury elektronowej. W tym przypadku wielkości $L_z(T_e)$ zostały stabilizowane dla szeregu pierwiastków w pracy [72] i



Rys.1.6 Intensywność strat promienistych (*cooling rate*) L_e wyliczona w oparciu o model koronowy dla tlenu, niklu i wolframu (wg.[72]).

są pokazane na Rys.1.6 dla trzech różnych materiałów: o małej liczbie atomowej (tlen), średniej liczbie atomowej (nikiel) i dużej liczbie atomowej (wolfram). Zanieczyszczenia o małych liczbach atomowych (np. węgiel lub tlen) w temperaturach powyżej 100 eV będą całkowicie zjonizowane i będą wpływały na wzrost strat promienistych jedynie poprzez promieniowanie hamowania wskutek wzrostu ładunku efektywnego plazmy $Z_{eff} = \sum_j n_j Z_j^2 / n_e$ (Z_j jest ładunkiem jonu j). Ich główny wpływ na dynamikę wyładowania związany jest ze wzrostem oporności plazmy w wyładowaniach z grzaniem omowym ze względu na wzrost Z_{eff} oraz z rozcieńczeniem paliwa jądrowego w reaktorze. Ten ostatni efekt może być wyjaśniony następująco. W reaktorze moc wydzielana w reakcji syntezy, w szerokim zakresie temperatur, proporcjonalna jest do iloczynu $n_{i,D} n_{i,T} T_i^2$ (gdzie $n_{i,D}$ jest gęstością deuteronów, $n_{i,T}$ gęstością trytonów a T_i jest temperaturą jonową plazmy), a zatem do kwadratu ciśnienia parcjalnego izotopów wodoru. Całkowite ciśnienie plazmy p

$$p = (n_{i,D} + n_{i,T} + \sum_j n_j) T_i + (n_{i,D} + n_{i,T} + \sum_j n_j Z) T_e + p_{fastparticles} = \beta_T B_T^2 / 2\mu_0$$

jest natomiast ograniczone poprzez maksymalne β_T wynikające z równowagi MHD (beta limit [95]) oraz dopuszczalną wartość pola magnetycznego B_T wynikającą z ograniczeń technologii nadprzewodzących. Dlatego też ciśnienie dodatkowych elektronów powstających wskutek jonizacji atomów zanieczyszczeń (związane z ciśnieniem parcjalnym zanieczyszczeń poprzez warunek quasineutralności) będzie prowadziło do redukcji ciśnienia parcjalnego paliwa jądrowego tym samym redukując moc syntezy. Powoduje to, konieczność ograniczenia koncentracji lekkich zanieczyszczeń typu węgla czy też tlenu (zauważmy, że koncentracja zanieczyszczeń o dużej liczbie atomowej ograniczona jest poprzez warunek na maksymalne straty promieniste). Szczególnym przypadkiem domieszek o małej liczbie atomowej są oczywiście ztermalizowane cząstki alfa, czyli całkowicie zjonizowany hel (He^{++} , dla których dopuszczalna koncentracja w sznurze plazmowym reaktora wynosi około 5%).

Promieniowanie liniowe lekkich zanieczyszczeń może być istotne tylko w niskich temperaturach. W początkowej fazie wyładowania jeśli koncentracja ich jest zbyt duża to straty radiacyjne

spowodowane zanieczyszczeniami o małej liczbie atomowej mogą przewyższyć moc grzania omowego i powodować ograniczenie temperatury elektronowej do około 10 eV. W stacjonarnej fazie wyładowania z grzaniem omowym, większość energii plazmy transportowanej do brzegu może być zamieniona w obszarze brzegowym w promieniowanie jonów lekkich zanieczyszczeń. Przyjmuje się, że w przypadku szczególnie dużych koncentracji tlenu czy węgla, ich promieniowanie (tzw. kolaps radiacyjny) jest jedną z przyczyn niestabilności zrywającej (*disruption*) w tokamakach [70].

Należy zauważyć, że w przypadku reaktora, gdy strumienie energii będą wielokrotnie wyższe niż w tokamakach średniej wielkości, koncentracja lekkich zanieczyszczeń zdolnych do wypromieniowania energii plazmy przewyższa znacznie limit określony przez ograniczenia związane z rozcieńczaniem paliwa jądrowego.

Zanieczyszczenia o średniej liczbie atomowej, jak żelazo, promieniają intensywnie gdy temperatura plazmy jest niższa od 2 keV i dlatego powodują one znaczne straty promieniste również w obszarze centralnym wyładowań z grzaniem omowym, jak pokazują np. eksperymenty na tokamaku FTU [1, 4]. Jednakże w przypadku wyładowań z grzaniem dodatkowym lub w warunkach zapłonu termojądrowego promieniowanie liniowe zanieczyszczeń o średniej liczbie atomowej zlokalizowane będzie jedynie w wąskim płaszczu na zewnątrz sznura plazmowego (*radiating mantle*). Tego typu reżim pracy reaktora z radiacyjnym płaszczem jest rozpatrywany obecnie jako jedno z możliwych rozwiązań problemu odprowadzenia energii z reaktora i ograniczenia produkcji zanieczyszczeń generowanych w wyniku oddziaływań plazma-ściana. Idea ta opiera się na fakcie, że intensywność produkcji zanieczyszczeń w tokamaku zależy zasadniczo od wielkości strumienia energii i cząstek transportowanych do ścian urządzenia, a zatem możliwe jest do wyobrażenia taki scenariusz pracy urządzenia, kiedy to zanieczyszczenie plazmy będzie w sposób samouzgodniony ograniczane przez zamianę znaczącej części energii plazmy w energię promieniowania jonów zanieczyszczeń. Tego typu równowaga byłaby stanem stabilnym, jako że wzrost koncentracji zanieczyszczeń prowadzi do redukcji strumienia cząstek do ścian reaktora, tym samym prowadząc do redukcji zanieczyszczeń. Aby zamiana energii kinetycznej transportowanej do ścian przez cząstki plazmy na energię promienistą nie wpływała na zmianę profilu temperatury plazmy, a tym samym na warunki utrzymania energii w tokamaku i warunki zapłonu, musi odbywać się ona w stosunkowo wąskim obszarze brzegowym plazmy. Oznacza to zatem, że optymalnymi dla tego rodzaju reżimów są zanieczyszczenia o średniej liczbie atomowej. Zagadnieniom związanym z samouzgodnionymi reżimami pracy tokamaka poświęcony jest rozdział 4 tej pracy.

Zanieczyszczenia ciężkie, takie jak wolfram, promieniają również w centrum sznura plazmowego, a zatem redukują one lokalnie gęstość energii syntezy. Dlatego też, koncentracje wolframu przewyższające 10^{-4} są niedopuszczalne gdyż uzyskanie warunków zapłonu dla typowych wartości temperatury plazmy będzie niemożliwe.

W eksperymentach obecnie prowadzonych w tokamakach obserwuje się [1, 4], że promieniowanie ciężkich zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego, w szczególności w wyładowaniach z grzaniem omowym, prowadzi do sytuacji gdy lokalnie straty promieniste przewyższają moc doprowadzoną do plazmy, mimo że całkowita energia plazmy przewyższa straty promieniste. W tym wypadku obserwowane są przepływy energii z obszarów zewnętrznych do centrum sznura plazmowego i pojawiają się profile temperatury plazmy z lokalnym minimum na osi magnetycznej.

Problemom związanym, z transportem jonów zanieczyszczeń w centralnym obszarze sznura plazmowego poświęcony jest rozdział 3 pracy.

1.3.2 Zanieczyszczenia w obszarze brzegowym plazmy

Z dyskusji przeprowadzonej powyżej wynika że zanieczyszczenia bardzo istotnie wpływają na parametry wyładowania w tokamaku. Pojawia się wobec tego pytanie jakie czynniki fizyczne są decydujące w problemie kontroli zanieczyszczeń. Intuicyjnie wydaje się oczywistym, że warstwa brzegowa decyduje o takich aspektach problemu jak intensywność produkcji zanieczyszczeń. Jednak mniej oczywistym jest fakt, że zjawiska zachodzące w brzegowym obszarze tokamaka determinują transport jonów zanieczyszczeń w ogóle (w całym urządzeniu).

Generalnie zachowanie się zanieczyszczeń określone jest przez następujące czynniki: źródła, straty i mechanizmy transportu, który łączy dwa poprzednie składniki zagadnienia.

- Źródła zanieczyszczeń** znajdują się na brzegu, a generacja zanieczyszczeń spowodowana jest przez oddziaływanie plazma-powierzchnie materialne, w tym głównie sputtering z płyt diwertora/limitera.
- Straty** wynikają z faktu, że większość zanieczyszczeń wraca do płyt diwertora czy limitera gdzie się osadzają. Część trafia na ściany a tylko nieznaczna ich ilość jest odpompowywana.
- Transport** w obszarze brzegowym najczęściej określa zachowanie się zanieczyszczeń w centralnych rejonach sznura plazmowego. Wynika to z faktu, że transport w centrum ma charakter dyfuzyjny (rozdz.3) a zatem rozkład jonów zanieczyszczeń w sznurze plazmowym jest jednoznacznie określony przez zadanie warunków brzegowych, tzn. strumienia zanieczyszczeń bądź ich gęstości na ostatniej zamkniętej powierzchni magnetycznej (LCMS - *Last Closed Magnetic Surface*) [70, 89]. Wielkości te z kolei zdeterminowane są przez procesy fizyczne zachodzące w warstwie *scrape-off* rzędu kilku centymetrów na zewnątrz LCMS, które to zależą od transportu zanieczyszczeń. Warstwa brzegowa działa izolująco (*screening effect*), tzn. że atomy zanieczyszczeń pochodzące z powierzchni materialnych są jonizowane wewnątrz warstwy brzegowej, a następnie, wskutek tarcia z plazmą wodorową, są zawracane i płyną z jonami paliwa do płyty neutralizującej. Transport tej części jonów zanieczyszczeń, które opuszczają warstwę brzegową, jest również zdefiniowany przez warunki panujące w SOL.

Aby przybliżyć problemy związane z transportem jonów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka, rozważmy dla uproszczenia przypadek gdy zanieczyszczeń jest mało, tzn. możemy posługiwać się przybliżeniem cząstki próbnej ($Z^2 n_z \ll n_e$). Zaniedbujemy wtedy zderzenia pomiędzy jonami zanieczyszczeń oraz zakładamy, że zderzenia jonów zanieczyszczeń z jonami plazmy nie wpływają na parametry plazmy wodorowej (tła). Całkowita siła działająca na jony zanieczyszczeń równa jest [89]:

$$\begin{aligned} F &= m_z v_{||}^2 \frac{\partial v_{||}^2}{\partial s} = F_p + F_E + F_F + F_{T_e} + F_{T_i} + F_\eta \quad (1.3) \\ F_p &= -\frac{1}{n_z} \frac{\partial p_z}{\partial s} \\ F_E &= Z e E_{||} \\ F_F &= m_z \frac{v_{||}^1 - v_{||}^2}{\tau_{z1}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_{T_e} &= \alpha_z \frac{\partial T_e}{\partial s} \approx 0.71 Z^2 \frac{\partial T_e}{\partial s} \\
 F_{T_i} &= \beta_z \frac{\partial T_i}{\partial s} \approx 2 Z^2 \frac{\partial T_i}{\partial s} \\
 F_\eta &= \frac{\eta_z \partial v_{\parallel}^i}{n_z \partial s}
 \end{aligned}$$

gdzie s jest kierunkiem wzdłuż linii sił pola magnetycznego, F_p jest siłą wywołaną gradientem ciśnienia, F_E jest siłą pola elektrycznego, F_F jest siłą tarcia dynamicznego pomiędzy jonami plazmy i jonami zanieczyszczeń, F_{T_e} jest składową elektronową termosily, F_{T_i} jest składową jonową termosily, F_η jest siłą lepkości, v_{\parallel}^i , v_{\parallel}^e są odpowiednio składową równoległą prędkości jonów plazmy i domieszek, τ_{zi} jest czasem zderzeń pomiędzy jonami zanieczyszczeń i plazmy a η_z jest lepkością jonów zanieczyszczeń. Zauważmy, że większość sił działających na jony jest bezpośrednio określona przez parametry plazmy wodorowej. Z tego też powodu aby określić transport jonów zanieczyszczeń koniecznym jest rozwiązanie najpierw zagadnienia dynamiki plazmy wodorowej (lub rozwiązujemy oba problemy jednocześnie). Zasadniczą sprawą decydującą o ruchu jonów zanieczyszczeń jest znak sił działających na jony. Niestety, każda z wymienionych sił może mieć kierunek zarówno korzystny (do płyty diwertora/limitera) lub niekorzystny. Niemniej jednak można mówić o stałej tendencji poszczególnych sił aby działały stałe w jednym albo w drugim kierunku. Kierunek siły tarcia F_F i pola elektrycznego F_E najczęściej bywa korzystny. Termosila z reguły ma niekorzystny kierunek, jako że wypycha jony ku cieplejszym obszarom plazmy.

Zagadnieniom związanym z transportem zanieczyszczeń w obszarze brzegowym plazmy poświęcony jest rozdział 2 pracy, gdzie omówione są konfiguracje tokamaków zarówno z limitem jak i diwertorem.

1.4 Koncepcja diwertora dla tokamaka ITER

Obecnie na świecie, w ramach szeroko zakrojonej współpracy międzynarodowej prowadzone są prace nad przyszłościowym reaktorem termojądrowym ITER (*International Thermonuclear Experimental Reactor*). Ponieważ wiele aspektów prezentowanej pracy odnosi się do pewnych elementów tego projektu, a w szczególności problemów związanych z odprowadzeniem energii z reaktora ITER, przedstawimy pokrótce podstawowe założenia tego projektu.

ITER jest projektem wielofazowym prowadzonym pod auspicjami Międzynarodowej Agencji Atomistyki, zgodnie z porozumieniem czterostronnym pomiędzy Wspólnotą Europejską, rządami Stanów Zjednoczonych, Rosji i Japonii.

ITER jest projektem reaktora termojądrowego opartym na tokamaku, którego celem jest demonstracja naukowych i technologicznych możliwości wykorzystania energii termojądrowej do celów pokojowych [77]. Planuje się, że w tokamaku ITER osiągnięte zostaną warunki zapłonu termojądrowego oraz zademonstrowane zostanie stacjonarne, intensywne spalanie paliwa deuterowo-trytowe.

Przewiduje się dwa zasadnicze etapy pracy tokamaka ITER [76]:

- faza pierwsza poświęcona będzie zagadnieniom badawczym związanym z zapłonem termojądrowym, procesom fizycznym mu towarzyszącym oraz problemom technologicznym.
- druga faza związana z intensywnym spalaniem termojądrowym dotyczyła będzie badań

Tablica 1.2: Podstawowe parametry tokamaka ITER

Podstawowe parametry tokamaka ITER	
Moc syntezy (nominalna)	1.5 GW
Czas wyladowania (nominalny)	1000 s
Prąd plazmy	21 MA
Promień toroidalny (nominalny)	8.14 m
Promień plazmy (max.)	2.8 m
Wydłużenie kolumny plazmowej	1.6
Configuracja diwertora	Single null
Toroidalne pole magnetyczne	5.7 T
Zaburzenia pola toroidalnego na brzegu plazmy (max.)	2%

nał prototypowym płaszczem (*blanket*) okrywającym komorę reaktora pod kątem zastosowań w komercyjnym reaktorze termojądrowym.

ITER będzie tokamakiem realizującym zapłon termojądrowy z intensywnym spalaniem termojądrowym, produkującym moc syntezy rzędu 1.5 GW przez około 1000 sek i w tym sensie ITER może być traktowany jako eksperymentalny reaktor termojądrowy. Podstawowe parametry projektu ITER przedstawione są w tabeli 1.2 [65, 8].

Wymiary i parametry operacyjne tokamaka ITER są w głównej mierze określone poprzez ekstrapolację rezultatów otrzymywanych na współcześnie pracujących konwencjonalnych urządzeniach tokamak. Precyzyjny wybór parametrów urządzenia (Tab.1.2) otrzymany został na zasadzie kompromisu pomiędzy wymaganiami fizycznymi, technologicznymi ograniczeniami oraz kosztami tego przedsięwzięcia.

W tokamaku ITER planuje się otrzymanie toroidalnego pola magnetycznego o wartości 5.7 T za pomocą 20 cewek nadprzewodzących w kształcie litery D. Liczba cewek odzwierciedla swego rodzaju optimum pomiędzy wymiarami urządzenia a wielkością modulacji pola magnetycznego na brzegu plazmy (*magnetic ripples*), która to nie powinna przewyższać wartości $\pm 2\%$. Ponieważ przy zadanej wartości współczynnika bezpieczeństwa na brzegu plazmy (q_c) czas utrzymania rośnie wraz ze wzrostem prądu plazmy, to aby ograniczyć możliwość pracy w warunkach bliskich zerwaniu sznura plazmowego (*disruption*), q_c powinno być większe niż 2 ($q_c \sim 3$). Oznacza to, że prąd plazmy powinien być większy od 20 MA w celu podtrzymania zapłonu biorąc pod uwagę obecność pewnej ilości "popiołu" helowego i zanieczyszczeń.

Aby zwiększyć możliwości pracy w warunkach lepszego utrzymania energii (tzw. modzie H) oraz celem bezindukcyjnego podtrzymania prądu przewiduje się konieczność dodatkowego dogrzewania plazmy na poziomie 100 MW [75].

Przy normalnej pracy ITER'a, z mieszaniną deuteru i trytu oraz popiołem helowym, przewiduje się osiągnięcie mocy spalania termojądrowego rzędu $P_{fus} \sim 1.5 GW$, średniej temperatury plazmy 10.5 keV i średniej gęstości plazmy rzędu $1.3 \times 10^{20} m^{-3}$.

Do kontroli oddziaływań plazma-ściana oraz do odprowadzenia nadmiaru energii cząstek alfa oraz popiołu planuje się zastosowanie konfiguracji diwertora z jednym zerem (*single null divertor*). Diwertor w tokamaku ITER zajmował będzie 1/4 objętości plazmy.

Obszerne omówienie zagadnień związanych z projektem ITER znaleźć można w pracach [28, 65, 77, 41, 73, 114].

Tablica 1.3: Wymagania projektowe stawiane przed diwertorem dla tokamaka ITER

Moc wynoszona w cząstkach α	$\sim 240 - 480 \text{ MW}$
Odprowadzenie popiołu (helu)	$C_{He}^{core} \leq 10\%$
Odpowiednia wydajność pomp celem podtrzymania stacjonarnego spalania	szybkość odprowadzania $\approx 500 \text{ m}^3 \text{ek}$ przy ciśnieniu $p = 0.5 \text{ Pa}$
Niska erozja materiału ścian	czas życia materiału płyt $\gg 1000$ wylądowań o mocy docelowej
Rozsądne ekranowanie zanieczyszczeń	$Z_{eff} < 1.6$
Zdolność do odbioru energii w czasie <i>disruption</i>	$50 - 100 \text{ MJ/m}^2$
Odprowadzenia stacjonarnego strumienia ciepła	$< 5 \text{ MW/m}^2$
Zapewnienie intensywnego promieniowania plazmy	80% – 90% mocy wejściowej

Wymagania dla diwertora

Jednym z podstawowych problemów warunkujących demonstrację technologicznych możliwości wykorzystania energii termojądrowej w reaktorze opartym na tokamaku jest problem odprowadzenia energii syntezy w komorze diwertora. Podstawowe wymagania stawiane przed diwertorem ITER'a są przedstawione w tabeli 1.3.

Zasadniczym celem diwertora jest takie odprowadzenie znacznej części energii unoszonej przez cząstki alfa, aby strumień energii do płyt diwertora był akceptowalny pod kątem bilansu energetycznego przy jednoczesnej ograniczonej erozji płyt diwertora. Dodatkowo, diwertor musi efektywnie odprowadzać hel, tak aby koncentracja helu w centrum sznura plazmowego nie przekraczała 10%. Ponadto w dobrze zaprojektowanym diwertorze większość zanieczyszczeń powinna być utrzymywana w pobliżu płyt diwertora, gdyż ładunek efektywny w centrum sznura plazmowego nie powinien przekraczać wartości $Z_{eff} \ll 1.6$ (uwzględniając obecność helu).

Nominalna moc produkowana w reaktorze będzie rzędu 1.5 GW co odpowiada energii cząstek alfa rzędu $\sim 300 \text{ MW}$. Przy czasie utrzymania energii rzędu 4.5 sek, energia zgromadzona w plazmie wynosi $\sim 1.35 \text{ GJ}$. Jeżeli reaktor celowo lub przez przypadek zostałby doprowadzony do maksimum swych możliwości energetycznych (w pobliżu limitu beta), to powyższe liczby ulegną podwojeniu.

W klasycznym diwertorze pracującym w reżimie z dużą recyrkulacją plazmy, energia transportowana do warstwy brzegowej zgromadzona jest w stosunkowo wąskim obszarze tzw. *wetted area*. Dla ITER'a powierzchnia ta wynosi około 10 m^2 , co jest wielkością niewspółmiernie małą w porównaniu z powierzchnią ścian diwertora (około 400 m^2) i powierzchnią ścian tokamaka ($\sim 1200 \text{ m}^2$). Zakłada się, że plazma w reaktorze będzie grzana mocą około 400 MW (300 MW cząstki alfa + 100 MW grzanie dodatkowe). Dla celów projektowych przyjmuje się, że co najmniej 100 MW mocy plazmy będzie wypromieniowane na skutek promieniowania hamowania w centrum sznura plazmowego, natomiast pozostała część 300 MW wpłynie do diwertora, co daje następujące oszacowanie dla maksimum strumienia mocy na płycie diwertora: $300 \text{ MW}/10 \text{ m}^2 \approx 30 \text{ MW/m}^2$. Poza obciążeniem komory próżniowej strumieniami energii i cząstek, musi ona jeszcze być odporna na działanie sił elektromagnetycznych i obciążeń termicznych w czasie rozwoju niestabilności rozrywającej (it disruption). Oczekuje się, że niestabilność rozrywająca będzie powodowała obciążenia energetyczne płyt diwertora do wartości rzędu $50 - 100 \text{ MJ/m}^2$. Tak duże strumienie energii spowodują niewątpliwie stopienie i odparowanie materiału płyt oraz

znaczące naprężenia termiczne konstrukcji mechanicznej komory.

Należy również zaznaczyć, że w projekcie ITER'a nie dopuszcza się istnienia powtarzalnych, intensywnych niestabilności typu ELM (*Edge Localized Modes* [27]), ponieważ oznaczałoby to, że w czasie jednego wyładowania nastąpiłaby erozja warstwy materiału o grubości ~ 0.5 mm z płyt diwertora. Z tego też powodu, należy znaleźć takie reżimy pracy reaktora, w których występują niestabilności typu ELM odpowiednio słabe (stosunek maksimum strumienia energii do strumienia średniego jest rzędu 4).

Płyty diwertora powinny być tak zaprojektowane aby wytrzymały około 1000 wyładowań (o mocy nominalnej), włączając w to około 10% energii dyssypowanej do płyt w wyniku niestabilności rozrywającej. Dlatego też grubość płyt diwertora jest rzędu 1 cm dla płyt berylowych lub 4 cm dla płyt grafitowych.

W projekcie diwertora dla tokamaka ITER, aby zminimalizować erozję płyt oraz aby wydłużyć ich czas życia, przyjmuje się, że strumień mocy płynącej do płyt diwertora musi być zredukowany do wartości poniżej $5 MW/m^2$ co oznacza, że 80%-90% energii wpływającej do diwertora musi być rozproszone głównie poprzez promieniowanie domieszek i wodoru. Osiągnięcie tak znaczącej konwersji energii plazmy w energię promienistą nie jest zagadnieniem łatwym i wymaga spełnienia jednocześnie dwóch warunków. Po pierwsze temperatura plazmy w pobliżu płyty diwertora musi być obniżona do około 5 eV i po drugie ciśnienie plazmy w otoczeniu tarczy musi być zredukowane conajmniej dziesięciokrotnie w porównaniu do ciśnienia plazmy na separatrixie.

W tokamaku ITER hel będzie produkowany z szybkością $2 Pa m^3/sek$ i z tą samą szybkością musi być odprowadzany. Oznacza to, że szybkość odpompowania helu będzie rzędu $500 m^3/sek$ zakładając koncentrację helu w diwertorze na poziomie 2% i ciśnienie plazmy w diwertorze o wartości $0.5 Pa$.

Aby sprostać wszystkim przedstawionym powyżej wymaganiom, w projekcie ITER przyjmuje się, że diwertor będzie pracował w reżimie bez lub z częściowym kontaktem plazmy z płytą diwertora (reżimy *detached* lub *semi-detached*). Projekt diwertora dla ITER'a oparty jest na koncepcji diwertora gazowego (*dynamics gas target divertor concept*) [77, 41, 101, 42], w którym promieniowanie wodoru i domieszek przyczynia się do przekazania energii plazmy do ścian diwertora i silnej redukcji strumienia cząstek i energii płynących do płyt diwertora (*plasma detachment*). Tego typu reżimy pracy są obserwowane obecnie w większości współcześnie pracujących tokamaków (JET [61, 40], DIII-D [55], JT-60 [6, 64], ASDEX-U [68, 102], Alcator C-MOD [54, 53]) jednakże pełna ekstrapolacja tego typu warunków pracy diwertora na przypadek reaktora termojądrowego wymaga ciągle jeszcze bardzo intensywnego wysiłku eksperymentalnego i teoretycznego.

Rozdział 2

Opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym tokamaka

2.1 Model fizyczny

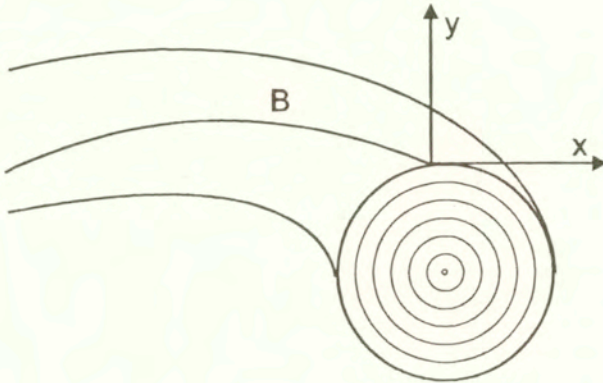
W ostatnich latach odnotować można znaczący postęp w zakresie modelowania jonów paliwa i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym tokamaka. Prosty jakościowy opis problemu kontroli zanieczyszczeń na przestrzeni lat został zastąpiony przez bardzo rozbudowane, realistyczne, wielopłynowe i wielowymiarowe modele transportu zanieczyszczeń w warstwie przyściennej tokamaka. Modele te uwzględniają zarówno mnogość procesów fizycznych występujących w plazmie brzegowej, na styku plazmy ze ścianą komory próżniowej jak i realistyczną geometrię problemu. Rozwój prac teoretycznych w dziedzinie modelowania kontroli zanieczyszczeń przyczynił się do lepszego zrozumienia zjawisk zachodzących w warstwie brzegowej tokamaka. Pozwolił na analizę pracy diwertyorów i limiterów jako urządzeń kontrolujących poziom zanieczyszczeń, a tym samym stał się źródłem wiedzy o tym jak należy projektować limity i diwertyory aby w sposób bardziej efektywny kontrolować oddziaływanie plazmy ze ścianą. Jednym z największych sukcesów modeli plazmy brzegowej jest odkrycie kluczowej roli procesu recykulacji jonów wodoru w obszarze brzegowym. Proces ten odpowiedzialny jest za pojawienie się obszarów gęstej i zimnej plazmy w pobliżu płyt neutralizujących. W tej sytuacji wydaje się możliwe odprowadzenie dużych strumieni energii z obszarów centralnych bez generacji znacznej liczby zanieczyszczeń w obszarze brzegowym. Niska temperatura plazmy brzegowej redukuje potencjał warstwy Debye'a przy płycie neutralizującej tym samym redukując energię jonów padających na płytę i przyczyniając się do zmniejszenia liczby jonów wybijanych z płyty. Gęsta i zimna plazma jest również pożądana ze względu na korzystne warunki odpompowania helu z tokamaka. Modele teoretyczne ukazują również na bardzo istotną rolę jaką odgrywa gaz neutralny oraz procesy rekombinacji i lepkość atomów w uzyskaniu reżimów pracy diwertyora bez kontaktu plazmy z płytą neutralizera (*detached regimes*). Obecny poziom zaufania do opisu teoretycznego (numerycznych symulacji) transportu plazmy i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka jest na tyle duży, że modele te wykorzystywane są również do analizy zachowania się plazmy w warstwie scrape-off w projektowanych na bazie tokamaka reaktorach termojądrowych [14, 85, 87, 104, 48, 49, 109].

Model fizyczny, który pozwala na opisanie zachowania się plazmy i analizowanie problemu kontroli zanieczyszczeń w tokamaku musi uwzględniać wiele różnych elementów. Po pierwsze koniecznym jest sformułowanie odpowiedniego układu równań modelującego transport plazmy.

Dodatkowo układ ten musi być uzupełniony o odpowiednie warunki brzegowe modelujące procesy fizyczne na powierzchniach ograniczających obszar przyścienny. Wyrazy źródłowe opisujące recyrkulację gazu neutralnego są z reguły otrzymywane jako rozwiązanie dodatkowego problemu transportu składnika neutralnego. Oczywiście w tych obliczeniach należy uwzględnić zarówno zjawiska odbicia jonów i atomów od ścian urządzenia jak też procesy atomowe i molekularne będące wynikiem zderzeń pomiędzy plazmą i gazem neutralnym. Również procesy produkcji zanieczyszczeń muszą być uwzględnione w modelu, co z kolei zmusza nas do włączenia do modelu procesów wybijania (*sputtering*) jonów zanieczyszczeń oraz szeregu procesów atomowych, w których zaangażowane są jony i atomy zanieczyszczeń. Powoduje to konieczność zgromadzenia bogatej biblioteki częstości procesów atomowych: jonizacji, rekombinacji, wymiany ładunku i wzbudzeń dla jonów zanieczyszczeń. Ze względu na fakt, że transport w poprzek linii sił pola magnetycznego jest anomalny ważnym jest również określenie półempirycznych zależności modelujących dyfuzję cząstek i energii w kierunku radialnym. Mając na uwadze złożoną strukturę powierzchni magnetycznych w tokamaku, które definiują geometrię problemu, pożądanym jest aby analiza zachowania się plazmy i zanieczyszczeń prowadzona była w naturalnym, krzywoliniowym układzie współrzędnych. Oczywiście wszystkie wymienione powyżej elementy modelu fizycznego powinny być wkomponowane w jeden spójny model transportu plazmy brzegowej. Aby sformułowany model matematyczno-fizyczny był użyteczny musi dać się on rozwiązać. Ze względu na wielowymiarowość oraz silną nieliniowość problemu tylko metody numeryczne mogą być zastosowane do rozwiązania tego zagadnienia.

W ramach prac prowadzonych przez autora w latach 1990-1997 opracowany został dwuwymiarowy kod numeryczny EPIT (Edge Plasma Impurity Transport) [113] służący do symulacji parametrów plazmy przyściennej w tokamakach. Jako, że podstawowe założenia i elementy modelu transportu plazmy w warstwie przyściennej tokamaka szczegółowo zostały opisane w pracach [107, 113] jak również w pracach [70, 34, 38, 98] ograniczymy się tu jedynie do przytoczenia zasadniczych elementów modelu transportu plazmy i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej ze szczególnym podkreśleniem elementów nowych w stosunku do pracy [107].

Kod numeryczny EPIT, podobnie jak większość kodów numerycznych modelujących transport plazmy w obszarze brzegowym tokamaka oparty jest na klasycznych równaniach transportu plazmy wieloskładnikowej wyprowadzonych przez Bragińskiego [16]. W zaproponowanym modelu fizycznym zarówno elektrony jak i jony o różnym ładunku traktowane są jako niezależne płyny [70, 113, 107]. Zakłada się że transport plazmy wzdłuż linii sił pola jest klasyczny ze współczynnikami transportu wyprowadzonymi w oparciu o 21-momentowe przybliżenie Grada [39, 24], dzięki czemu równania problemu są słuszne dla dowolnej koncentracji jonów zanieczyszczeń. W modelu przyjmuje się, że transport plazmy w poprzek linii sił pola magnetycznego jest anomalny, zaś współczynniki transportu są rzędu dyfuzji Bohm'a. Zakłada się, że zarówno jony plazmy wodorowej (protony, deuterony lub trytony) jak też jony zanieczyszczeń mają wspólną temperaturę jonową T_i , która zwykle bywa różna od temperatury elektronów T_e . Równania dla różnych płynów są sprzężone poprzez siły tarcia i termositę oraz pole elektryczne, które wyliczane jest z prawa Ohma, jak też poprzez wyrazy opisujące procesy atomowe. W modelu uwzględniono następujące zjawiska atomowe: zderzeniową jonizację, rekombinację promienistą i dielektronową, wzbudzenia oraz wymianę ładunku [30]. Straty promieniste określane są w sposób samouzgodniony na podstawie wyliczanej równowagi jonizacyjnej jonów zanieczyszczeń. Gęstość elektronów wyliczana jest z warunku quasi-neutralności zaś prądy elektryczne określone są poprzez gradienty parametrów plazmy i są wyliczane w prezentowanym modelu w sposób samouzgodniony wraz z ruchami dryfowymi plazmy. Dynamika gazu neutralnego (deuteru lub trytu) i zanieczyszczeń opisana jest przez odpowiedni model dla gazu atomów neutralnych.



Rys.2.1. Schemat powierzchni magnetycznych w tokamaku.

W zależności od potrzeb stosuje się model analityczny, dyfuzyjny lub hydrodynamiczny, które uwzględniają w sposób samouzgodniony proces recyrkulacji jonów w pobliżu płyt neutralizujących jak też zjawiska wybijania (sputtering) jonów zanieczyszczeń z płyty limitera/diwertora. Należy zaznaczyć, że w prezentowanej wersji modelu transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku możliwe jest przeprowadzenie obliczeń tylko dla jednego rodzaju zanieczyszczeń.

Równania problemu wraz z odpowiednimi warunkami brzegowymi rozwiązywane są w realnej krzywoliniowej geometrii tokamaka, uwzględniającej strukturę pola magnetycznego, za pomocą kodu numerycznego EPIT [107, 113]. Metoda numeryczna oparta jest na metodzie różnic skończonych oraz bazuje na następujących schematach numerycznych: metoda FCT (Flux Corrected Transport), metoda naprzemiennych kierunków (ADI) oraz schemat Cranka-Nicholsona. Dzięki zastosowaniu w metodzie numerycznej głównie niejawnych lub pół niejawnych schematów numerycznych, krok czasowy metody ograniczony jest jedynie poprzez klasyczny warunek stabilności dla równania ruchu.

2.1.1 Równania modelu

W przypadku symetrii toroidalnej kształt powierzchni magnetycznych określony jest przez równanie Grada-Szafranowa [29]. Jako rozwiązanie tego równania otrzymujemy składowe tensora metrycznego g_{ij} , które definiują lokalny, ortogonalny układ współrzędnych magnetycznych:

$$\hat{g} = \begin{bmatrix} g_{xx} & 0 \\ 0 & g_{yy} \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} h_x & 0 \\ 0 & h_y \end{bmatrix} \quad g \equiv \det(\hat{g})$$

gdzie x - jest kierunkiem poloidalnym, zaś y - radialnym (Rys.2.1).

W tak zdefiniowanym układzie współrzędnych dla każdego rodzaju jonów mamy równania ciągłości, dyfuzji oraz ruchu o następującej postaci:

równanie ciągłości składnika a

$$\frac{\partial n_a}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \left(\frac{\partial \sqrt{g}}{\partial x} \frac{1}{h_x} n_a v_a + \frac{\partial \sqrt{g}}{\partial y} \frac{1}{h_y} \Gamma_a \right) = S_n^a \quad (2.1)$$

równanie dyfuzji składnika a

$$\Gamma_a \equiv n_a u_a = -D_{\perp}^a \frac{1}{h_y} \frac{\partial n_a}{\partial y} + n_a v_a^{rd} \quad (2.2)$$

równanie ruchu składnika a

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (m_a n_a v_{\parallel}^a) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} m_a n_a v_{\parallel}^a v_a - \eta_x^a \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial v_{\parallel}^a}{\partial x} \right) + \\ & \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} m_a n_a v_{\parallel}^a u_a - \eta_y^a \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial v_{\parallel}^a}{\partial y} \right) = -\frac{h_{\Theta}}{h_x} \frac{\partial p_a}{\partial x} + e Z_a n_a E_{\parallel} + R_{\parallel}^a + m_a S_{nv_{\parallel}}^a \end{aligned} \quad (2.3)$$

Dodatkowo rozwiązywane są dwa równania dla temperatury jonowej T_i i elektronowej T_e :

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_a n_a T_i \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \sum_a \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \frac{5}{2} n_a v_a T_i + q_x^a \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \frac{5}{2} n_a u_a T_i + q_y^a \right) \right] \quad (2.4)$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{g}} \sum_a v_a \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_x^a \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial v_{\parallel}^a}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta_y^a \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial v_{\parallel}^a}{\partial y} \right) \right] = \sum_a v_a \frac{1}{h_x} \frac{\partial p_a}{\partial x} + \sum_a Q_{ea} + \sum_a S_E^a$$

$$\begin{aligned} & \frac{3}{2} \frac{\partial n_e T_e}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \frac{5}{2} n_e v_e T_e + q_x^e \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \frac{5}{2} n_e u_e T_e + q_y^e \right) = \\ & v_e \frac{1}{h_x} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{j_{\parallel}^2}{\sigma_{\parallel}} - \frac{j_{\parallel}}{e} \alpha_{th} \frac{h_{\Theta}}{h_x} \frac{\partial T_e}{\partial x} - \sum_a Q_{ea} + S_E^e \end{aligned} \quad (2.5)$$

gdzie: $a = i$ w przypadku jonów wodoru oraz $a = j$ dla jonów zanieczyszczeń ($j = 1, \dots, Z_{\max}$ jest stopniem jonizacji, a Z_{\max} jest liczbą atomową zanieczyszczeń). Współczynnik $h_{\Theta} = B_{\Theta}/B$ określa stosunek składowej poloidalnej pola magnetycznego do całego pola. n_a , m_a , Z_a są gęstością, masą i ładunkiem jonów rodzaju a ; S_n^a , $S_{nv_{\parallel}}^a$ są zewnętrznymi źródłami cząstek i pędu zaś S_E^e , S_E^a są objętościowymi źródłami energii elektronów i jonów. $R_{\parallel}^a = R_T^a + R_U^a$ jest całkowitą siłą tarcia, R_T^a oznacza termosiłę, zaś R_U^a oznacza siłę tarcia dynamicznego pomiędzy jonami i elektronami. D_{\perp}^a jest anomalnym współczynnikiem dyfuzji, a $q_x^{e,a}$, $q_y^{e,a}$ są poloidalnymi i radialnymi strumieniami ciepła. Q_{ra} jest wyrazem opisującym zderzeniową wymianę ciepła pomiędzy składnikami plazmy, zaś η_x^a i η_y^a są poloidalnymi i radialnymi współczynnikami lepkości; v_{\parallel}^a , v_a i u_a są składowymi prędkościami jonów: równoległą, poloidalną i radialną, odpowiednio, zaś v_e , u_e są poloidalną i radialną składową prędkości elektronów. E_{\parallel} jest równoległą składową pola elektrycznego zaś $\alpha_{th} \simeq 0.71$ jest współczynnikiem termosiły [39, 24].

Powyższy układ równań modeluje transport plazmy wieloskładnikowej w obszarze brzegowym tokamaka pod warunkiem, że dodatkowo określone zostaną źródła objętościowe, warunki

brzegowe oraz odpowiedni model opisujący transport składnika gazowego (wodoru i zanieczyszczeń). Wyrazy źródłowe w równaniach (2.1-2.5) związane są z procesami jonizacji atomów wodoru i jonów zanieczyszczeń oraz procesami rekombinacji i wzbudzeń, i są skomplikowanymi, nieliniowymi funkcjami parametrów plazmy (n , T , v , itd.). W przypadkach nas interesujących przepływ plazmy w obszarze brzegowym jest zazwyczaj poddźwiękowy. Należy jednak podkreślić, że prędkość plazmy w pobliżu płyty rośnie gwałtownie aż do prędkości dźwięku na płycie. Dodatkowo należy zaznaczyć, że chociaż wartości współczynników transportu wzdłuż pola magnetycznego są znacznie większe niż współczynniki transportu w poprzek pola, to również charakterystyczne długości zmian parametrów plazmy wzdłuż pola są znacznie większe niż w poprzek. W związku z czym oba kierunki są równoprawne i problem transportu plazmy w warstwie brzegowej jest co najmniej dwuwymiarowy. Nieliniowość współczynników transportu jest powodem, że w prezentowanym układzie równań bardzo trudno jest wyróżnić wyrazy dominujące, a względny stosunek poszczególnych członów w równaniach może się zmieniać o wiele rzędów w ramach obszaru całkowania nawet podczas jednego wariantu obliczeń.

2.2 Równania dla dryfów i prądów

Aby określić wpływ ruchu dryfowego i prądów w plazmie na transport w obszarze przyściennym konieczne jest uzupełnienie układu równań (2.1-2.5) o nowe równania, które otrzymać można ze składowych radialnej i diamagnetycznej prawa Ohma i równań ruchu [16, 20], w następującej postaci:

składowa prostopadła (diamagnetyczna) prędkości dryfu:

$$v_{\perp}^a = \frac{-1}{Bh_y} \left[\frac{1}{eZ_a n_a} \frac{\partial (p_a - b_a)}{\partial y} + \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] \quad (2.6)$$

$$v_{\perp}^e = \frac{1}{Bh_y} \left[\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] \quad (2.7)$$

gdzie

$$b_a = -0.5\eta_{\parallel}^a \left(\frac{1}{h_x} \frac{\partial v_a}{\partial x} - \Omega_a \right)$$

$$\Omega_a = \frac{3}{2} \left[\frac{1}{h_x} \frac{\partial v_{\perp}^a}{\partial x} + \frac{(v_a - 2v_{\perp}^a)}{h_x h_{\Theta}} \frac{\partial h_{\Theta}}{\partial x} \right] - 2 \frac{v_a}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \right)$$

prąd diamagnetyczny:

$$j_{\perp} = \sum_a eZ_a n_a v_{\perp}^a - en_e v_{\perp}^e$$

składowa radialna prędkości dryfu:

$$v_a^{rad} = \frac{h_{\Phi}}{Bh_x} \left\{ \frac{1}{eZ_a n_a} \frac{\partial (p_a - b_a)}{\partial x} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \left[\frac{m_a}{eZ_a} (v_{\parallel}^a)^2 + \frac{3b_a}{eZ_a n_a} \right] \frac{h_{\Theta}}{h_x} \frac{\partial (h_x/h_{\Theta})}{\partial x} \right\} \quad (2.8)$$

$$- \frac{1}{eZ_a n_a B} (S_{m v_{\perp}}^a - m_a v_{\perp}^a S_n^a)$$

$$v_e^{rd} = \frac{-h_\phi}{Bh_x} \left(\frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) \quad (2.9)$$

prąd radialny:

$$j_y = \sum_a e Z_a n_a v_a^{rd} - en_e v_e^{rd}$$

gdzie $h_\phi \equiv B_T/B$.

Aby obliczyć składowe poloidalną j_x i równoległą $h_\theta j_{||} = j_x - j_\perp$ prądu elektrycznego jak również potencjał plazmy Φ konieczne jest wprowadzenie dodatkowej funkcji strumienia Ψ w następujący sposób:

$$\frac{\sqrt{g}}{h_x} j_x = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad \frac{\sqrt{g}}{h_y} j_y = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

Powyższe równanie, razem z warunkiem ciągłości potencjału elektrostatycznego i składową poloidalną prawa Ohma

$$\oint d\Phi = \int_{x_{**}}^{x_{**}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) dx + \Delta \Phi_{e*} - \Delta \Phi_{i*} = 0$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{1}{en_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} + \frac{\alpha_{th}}{e} \frac{\partial T_e}{\partial x} - \frac{h_x j_{||}}{h_\theta \sigma_{||}}$$

tworzy przestępny układ równań dla wielkości dryfowych i prądów, który musi być rozwiązywany iteracyjnie dla każdej współrzędnej radialnej jednocześnie z ewolucją czasową innych parametrów plazmy (n_a , v_a , T_e , T_i) w ramach sprzężonego układu równań ciągłości, pędu i energii.

2.2.1 Wyrazy źródłowe

Wyrazy źródłowe opisują zmiany gęstości, pędu i energii jonów i elektronów wywołane przez procesy atomowe: jonizację, rekombinację, wymianę ładunku, promieniowanie, oddziaływanie z recyrkulującymi atomami wodoru oraz zewnętrzne źródła masy, pędu i energii. W prezentowanym modelu postać źródeł jest następująca:

(i) Równanie ciągłości

- jony wodoru:

$$S_n^i = n_0^H \alpha_i^H - n_i \beta_{rec}^H$$

- jony zanieczyszczeń:

$$S_n^j = n_{j-1} \alpha_{j-1}^Z - n_j (\alpha_j^Z + \beta_j^Z) + n_{j+1} \beta_{j+1}^Z$$

gdzie:

$$j = 1, \dots, Z_{\max}$$

$\alpha_i^H = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^H$ - częstość jonizacji jonów wodoru;

$\beta_{\text{rec}}^H = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{rec}}^H$ - częstość rekombinacji jonów wodoru;

$\alpha_j^Z = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^j$ - częstość jonizacji jonów zanieczyszczeń (ze stanu ładunkowego j do stanu $j + 1$)

$\beta_j^Z = n_e \langle \sigma v \rangle_{\text{ion}}^j$ - częstość rekombinacji jonów zanieczyszczeń (ze stanu ładunkowego j do stanu $j - 1$);

$n_0 \equiv n_0^Z$ - gęstość atomów zanieczyszczeń.

(ii) Równanie ruchu

- jony wodoru

$$S_{\text{nvH}}^i = m_i n_0^H \alpha_i^H v_{\parallel}^H + m_i n_0^H \alpha_{i-n}^H (v_{\parallel}^H - v_{\parallel}^i) - m_i n_i \beta_{\text{rec}}^H v_{\parallel}^i \quad (2.10)$$

gdzie:

m_i - jest masą jonów wodoru (deuteru lub trytu)

$\alpha_{i-n}^H = \alpha_{\text{elast}}^H + \alpha_{\text{cx}}^H$ - jest częstością zderzeń jon-atom,

$\alpha_{\text{cx}}^H = n_i \langle \sigma v \rangle_{\text{cx}}^H$ - częstość wymiany ładunku z wodorem ($H^+ + H \rightarrow H + H^+$),

α_{elast}^H - jest częstością zderzeń elastycznych pomiędzy jonami i atomami.

- jony zanieczyszczeń:

$$S_{\text{nvH}}^j = m_z n_{j-1} v_{j-1} \alpha_{j-1}^Z - m_z n_j v_j (\alpha_j^Z + \beta_j^Z) + m_z n_{j+1} v_{j+1} \beta_{j+1}^Z$$

gdzie:

m_z - jest masą jonów zanieczyszczeń, a $v_0 \equiv v_0^z$ jest całkowitą prędkością atomów zanieczyszczeń

(iii) Równanie dla temperatury elektronowej

$$S_E^e = -n_0^H \alpha_i^H I_H - \sum_{j=1}^{Z_{\max}-1} I_{Z_j} n_j \alpha_j^Z - P_{\text{lin}} \quad (2.11)$$

gdzie $I_H = 13.6 \text{ eV}$ jest potencjałem jonizacji wodoru, a I_{Z_j} są potencjałami jonizacji jonów zanieczyszczeń.

P_{lin} jest gęstością mocy promieniowania liniowego i może być zapisane w postaci:

$$P_{\text{lin}} = n_e n_0^H L_H + \sum_{j=1}^{Z_{\max}-1} n_e n_j L_j^Z$$

gdzie L_H, L_j^Z są mocą promieniowania przypadającą na jeden elektron i jeden jon, odpowiednio, paliwa lub zanieczyszczeń [94, 116, 72].

(iv) Równanie dla temperatury jonowej

- jony wodoru

$$S_E^i = n_0^H \alpha_i^H E_H + n_0^H \alpha_{\text{ce}}^H (E_H - E_i) - n_i \beta_{\text{rec}}^H E_i \quad (2.12)$$

$$E_H = 1.5T_H + \frac{1}{2}m_i(v_H)^2 \quad E_i = 1.5T_i + \frac{1}{2}m_i(v_{\parallel}^i)^2$$

- jony zanieczyszczeń

$$S_E^j = n_{j-1} \alpha_{j-1}^Z E_{j-1} - n_j (\alpha_j^Z + \beta_j^Z) E_j + n_{j+1} \beta_j^Z E_{j+1}$$

gdzie

$$T_j = \begin{cases} T_0^I & \text{dla } j = 0 \\ T_i & \text{dla } j \neq 0 \end{cases}$$

$$\tilde{v}_{j-1} = \begin{cases} v_0^z & \text{dla } j = 1 \\ v_{j-1} & \text{dla } j \neq 1 \end{cases}$$

T_H jest tutaj temperaturą atomów wodoru, T_0^I jest temperaturą atomów zanieczyszczeń a v_H jest całkowitą prędkością atomów wodoru.

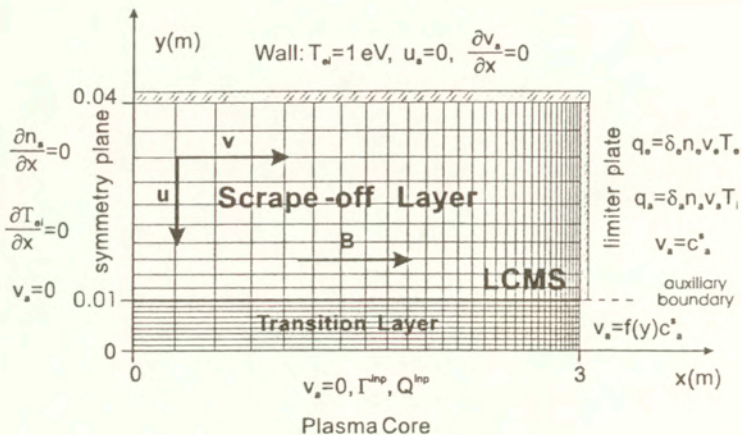
2.2.2 Warunki brzegowe

Układ równań różniczkowych (2.1-2.5) wymaga sprecyzowania warunków brzegowych dla wielkości n_a , v_a , T_e , T_i i ich pochodnych na granicach obszaru całkowania. W sumie wymaganych jest siedem warunków brzegowych na powierzchniach prostopadłych do współrzędnej poloidalnej x oraz osiem warunków określonych na powierzchniach prostopadłych do współrzędnej radialnej y . W przypadku gdy rozpatrujemy ruchy dryfowe musimy jeszcze dodatkowo zdefiniować warunki brzegowe dla potencjału plazmy Φ i radialnego pola elektrycznego E_r .

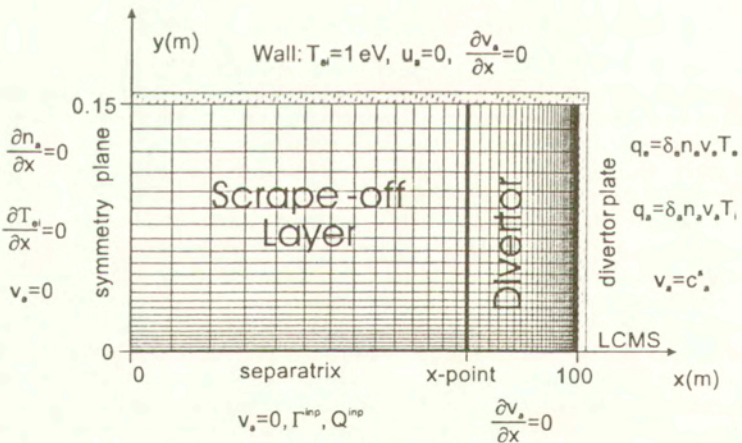
Typowe warunki brzegowe stosowane w obliczeniach dla konfiguracji limiterowej lub diwrtorowej pokazane są na Rys.2.2 i 2.3 gdzie również zaprezentowany jest obszar całkowania wraz z siatką numeryczną.

Należy zwrócić uwagę, że istnieje pewna zasadnicza różnica pomiędzy konfiguracją z limitem a konfiguracją diwrtorową, jeśli chodzi o problem sformułowania warunków brzegowych. Wynika ona z nieciągłości warunku brzegowego na płycie limitera. Nieciągłość ta jest konsekwencją faktu, że na ostatniej zamkniętej powierzchni magnetycznej (LCMS) składowa poloidalna prędkości plazmy jest zerem. Na płycie limitera natomiast prędkość plazmy równa jest prędkości dźwięku. Dlatego też w punkcie kontaktu płyty limitera z LCMS pojawia nieciągłość. Aby ominąć tę przeszkodę wprowadza się w modelu tzw. warstwę przejściową, która odsuwa kontakt pomiędzy plazmą centralną i plazmą brzegową na pewną odległość od płyty limitera [24].

Istnieje oczywiście pewne uzasadnienie fizyczne dla wprowadzenia warstwy przejściowej jako, że w realnej konfiguracji tokamaka na końcu limitera pojawia się radialne pole elektryczne, które modyfikuje przepływ plazmy w jego otoczeniu.



Rys.2.2 Siatka numeryczna i warunki brzegowe dla tokamaka z limiterem (wg.[113]).



Rys.2.3 Siatka numeryczna i warunki brzegowe dla tokamaka z diwertorem (wg.[113]).

Oczywiście szerokość tego obszaru porównywalna jest ze stałą ekranowania Debye'a λ_D , która dla typowych parametrów plazmy brzegowej ($T_e = 100 \text{ eV}$, $n_e = 10^{19} \text{ m}^{-3}$) wynosi $\lambda_D \simeq 0.025 \text{ mm}$. Jest to wielkość wielokrotnie mniejsza od szerokości warstwy brzegowej ($\geq 1 \text{ cm}$). Z tego też powodu bezpośrednia analiza zmian parametrów plazmy w tym obszarze jest niemożliwa i wprowadzenie warstwy przejściowej jest nieodzownym warunkiem uzyskania poprawnego fizycznie rozwiązania dla konfiguracji z limiterem. Wprowadzenie warstwy przejściowej powoduje, że pojawiają się dodatkowe powierzchnie (*auxiliary boundary*), na których należy sprecyzować warunki brzegowe. Poza tymi dodatkowymi powierzchniami, warunki brzegowe na pozostałych płaszczyznach definiujących brzeg są tego samego typu w konfiguracji diwertorowej i limiterowej.

- *Ściana tokamaka*

W zależności od wariantu obliczeń na ścianie przyjmuje się następujące warunki brzegowe:

$$|\partial \ln n_a / \partial x| = \lambda_n^{-1} \quad |\partial \ln T_{e,i} / \partial x| = \lambda_T^{-1} \quad \frac{\partial v_a}{\partial y} = 0 \quad (2.13)$$

gdzie λ_n , λ_T są odpowiednio szerokościami połówkowymi radialnego profilu gęstości i temperatury, lub

$$\Gamma_a = 0 \quad \frac{\partial v_a}{\partial y} = 0 \quad T_e = T_i = 1 \text{ eV}$$

- *Płaszczyzna symetrii.*

W sytuacji, gdy przepływ plazmy w warstwie przyściennej jest symetryczny (np. symetria góra - dół oraz ruch bez dryfów i prądów) wtedy wykorzystujemy warunki symetrii:

$$v_a = 0 \quad \frac{\partial n_a}{\partial y} = 0 \quad \frac{\partial T_{e,i}}{\partial y} = 0 \quad (2.14)$$

- *Kontakt z plazmą centralną*

Na styku plazmy brzegowej z plazmą centralną podobnie jak na ścianie można przyjąć dwójakiego rodzaju warunek brzegowy:

a) *Definiujemy wejściowe strumienie energii i cząstek*

$$\Gamma_a = \frac{\Psi_0^a}{S_{LCMS}} \quad Q_y = \frac{P_{inp}}{S_{LCMS}} \quad (2.15)$$

$$Q_y = Q_y^e + \sum_a Q_y^a \quad P_{inp}^e / \sum_a P_{inp}^a = const.$$

gdzie $\Psi_0^a [s^{-1}]$, $P_{inp} [W]$ są wejściowymi (do warstwy brzegowej) strumieniami cząstek i energii, P_{inp}^e , P_{inp}^a są odpowiednio strumieniami energii elektronowej i jonowej; Q_y^e , Q_y^a są całkowitymi (strumień przewodnościowy + strumień unoszeniowy) radialnymi strumieniami energii elektronów i jonów; S_{LCMS} jest powierzchnią separatrysy.

b) *Zadajemy parametry plazmy:*

$$n_a = n_{a,s} \quad T_e = T_{e,s} \quad T_i = T_{i,s}$$

gdzie $n_{a,s}$, $T_{e,s}$, $T_{i,s}$ są wartościami gęstości cząstek i temperatury na styku z plazmą centralną.

Należy zaznaczyć, że w ramach modelu plazmy brzegowej nie można w sposób jednoznaczny określić warunku brzegowego dla równania ciągłości dla jonów zanieczyszczeń, gdyż wymaga to jednoczesnego rozwiązania zagadnienia transportu jonów zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego. Z warunku stacjonarności wynika jedynie, że całkowity strumień jonów zanieczyszczeń przez powierzchnię rozgraniczającą plazmę centralną i brzegową jest zerem: $\sum_j \Gamma_j = 0$. Z tego też względu najczęściej w obliczeniach przyjmuje się następujący warunek brzegowy dla strumieni jonów zanieczyszczeń:

$$\Gamma_j = 0 \quad j = 1, \dots, Z_{max}$$

- Jeśli chodzi o warunek dla prędkości to w układzie z limiterem najczęściej przyjmuje się, że $v_a = 0$, podobnie dla układu z diwertorem na odcinku od punktu x do płaszczyzny symetrii. W diwertorze natomiast przyjmujemy (od punktu x do płyty diwertora), że $\partial v_a / \partial y = 0$.
- *Płyta limitera/diwertora*

Ze względu na fakt, że w pobliżu płyt limitera/diwertora tworzy się bezderzeniowa warstwa Langmuir'a, nie można w tym obszarze stosować przybliżenia płynowego. Stosując do opisu tej warstwy model kinetyczny, otrzymujemy w rezultacie warunki brzegowe na płycie neutralizującej. Analizy takie zostały przeprowadzone przez wielu badaczy [70, 92, 18, 79]. W prezentowanej pracy wykorzystany został opis zaproponowany przez Yu.Igitkhanov'a [113, 38] określający prędkość plazmy i strumienie energii na płycie diwertora/limitera.

Zgodnie z tym modelem warunki brzegowe dla równania ruchu mają postać:

$$v_a = \pm h_{\theta} c_s^a \quad (2.16)$$

zaś w przypadku równań energii mamy:

$$Q_x^e = \delta_e n_e v_e T_e \quad Q_x^a = \delta_a n_a v_a T_a \quad (2.17)$$

gdzie Q_x^e , Q_x^a są całkowitymi strumieniami energii elektronów i jonów na płycie neutralizującej, δ_e , δ_a są współczynnikami określonymi w modelu kinetycznym [38] a c_s^a jest prędkością dźwięku.

W przypadku gdy liczymy ruch dryfowy oraz prądy to należy dodatkowo określić zmianę potencjału $\Delta\Phi$ w warstwie Langmuira po obu stronach limitera/diwertora wskutek przepływu prądu poloidalnego:

$$e\Delta\Phi = e\Delta\Phi_0 - T_e \ln \left(1 - \frac{j_x}{e \sum_a n_a v_a} \right) \quad (2.18)$$

gdzie $e\Delta\Phi_0$ (rzędu $\sim 3T_e$) jest spadkiem potencjału bez prądu poloidalnego [38]. Należy zaznaczyć, że dokładne spełnienie tego warunku brzegowego jest bardzo ważne ze względu na dużą przewodność plazmy w kierunku równoległym do linii sił pola magnetycznego.

- *Dodatkowy brzeg*

Na dodatkowym brzegu, w warstwie przejściowej przyjęto, że składowa poloidalna prędkości plazmy v_a szybko maleje w kierunku radialnym gdy oddalamy się od płyty limitera, zgodnie z zadaną funkcją $f(y)$:

$$v_a(y) = h_{\Theta} c_a^a f(y) \quad f(y) = \begin{cases} \exp \left[- \left(\frac{y-y_T}{0.25y_T} \right)^2 \right] & \text{for } y \leq y_T \\ 1 & \text{for } y > y_T \end{cases}$$

gdzie y_T jest szerokością warstwy przejściowej (Rys.2.2). Dla pozostałych parametrów plazmy zakładamy, że są one ciągłe i okresowe.

Aby zamknąć model w przypadku gdy liczymy dryfy i prądy, należy sprecyzować jeszcze warunek brzegowy dla potencjału plazmy w warstwie przejściowej. W tym celu założono, że średnia prędkość dryfu poprzecznego $v_{\perp} \equiv \sum n_a v_{\perp}^a / \sum n_a$ zanika eksponencjalnie od separatory do plazmy centralnej wzdłuż linii $x = 0$. Aktualnie prowadzone są prace mające na celu wyprowadzenie równania różniczkowego dla pola elektrycznego E_r z uwzględnieniem członów lepkościowych, inercyjnych oraz zderzeń nieelastycznych.

2.3 Opis gazu neutralnego

Kiedy strumień plazmy pada na płytę diwertora/limitera lub ścianę tokamaka, jony plazmy są zobojętniane. Oddziaływanie plazmy z powierzchniami materialnymi prowadzi do szeregu procesów fizycznych. Po pierwsze, jony plazmy po neutralizacji mogą ulec elastycznemu odbiciu (bądź też mogą być zaabsorbowane przez ściany i następnie wyemitowane jako cząstki neutralne (*absorpcja i desorpcja*) [70]. Oddziaływanie wysokoenergetycznych jonów plazmy ze ścianą może również prowadzić do uwolnienia zanieczyszczeń zaabsorbowanych przez ściany urządzenia (np. O_2) lub do procesu wybijania materiału ściany (sputtering) co jest znaczącym źródłem zanieczyszczeń w plazmie tokamaka.

Atomy lub cząstki odbite lub uwolnione ze ścian oddziałują oczywiście z plazmą. Towarzyszą temu różne procesy atomowe i molekularne, takie jak jonizacja, dysocjacja czy wymiana ładunku. Ponadto atomy po jonizacji zwiększają strumień plazmy do płyty diwertora/limitera przyczyniając się do jej większego obciążenia cieplnego. Ten proces nazywamy recykulacją cząstek. Ma on podstawowe znaczenie w określaniu warunków pracy tokamaka, zwłaszcza reaktora, dla którego zakłada się, że wzmocnienie strumienia plazmy w wyniku recykulacji będzie duże (~ 1000).

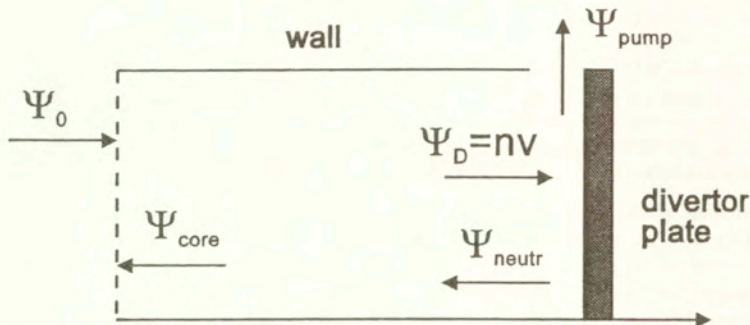
Aby jakościowo przeanalizować transport cząstek neutralnych rozważmy prosty jednowymiarowy model warstwy brzegowej przedstawiony na rysunku 2.4, gdzie przyjęliśmy następujące oznaczenia:

- Ψ_0 - całkowity strumień plazmy do warstwy brzegowej (w s^{-1}),
- Ψ_{core} - całkowity strumień atomów płynący do plazmy centralnej (w s^{-1}),
- Ψ_{pump} - całkowity strumień cząstek do pompy (w s^{-1}),
- Ψ_p - całkowity strumień plazmy do płyty diwertora/limitera (w s^{-1}),
- Ψ_{neutr} - całkowity strumień cząstek neutralnych uwolnionych z płyty (w s^{-1}).

W przypadku wodoru stan stacjonarny zostanie osiągnięty jeżeli spełniony jest warunek:

$$\Psi_0 = \Psi_{core} + \Psi_{pump} \quad (2.19)$$

co oznacza, że strumień plazmy do diwertora kompensowany jest przez strumień cząstek neutralnych do pompy lub do plazmy centralnej. W tym wypadku recykulujący strumień plazmy Ψ_B stanowi różnicę między strumieniem plazmy do płyty a strumieniem wejściowym :



Rys.2.4 Jednowymiarowy model warstwy brzegowej.

$$\Psi_B = \Psi_p - \Psi_0 \quad (2.20)$$

(pod warunkiem, że brak jest emisji i absorpcji cząstek na płycie). Ponieważ jedynie w wyniku jonizacji cząstki neutralne mogą dawać wkład do recyrkulującego strumienia plazmy, mamy zatem następującą relację:

$$\Psi_B = \int_{VOL} n_0^H \alpha_i^H dV \quad (2.21)$$

gdzie całkowanie rozciąga się na całą objętość warstwy brzegowej.

Wygodnym parametrem opisującym transport wodoru jest tzw. współczynnik recyrkulacji zdefiniowany następująco:

$$R = \frac{\Psi_p - \Psi_0}{\Psi_p} \quad 0 \leq R \leq 1 \quad (2.22)$$

Daje on miarę względnego przyrostu strumienia plazmy do płyty neutralizującej (często w literaturze spotykamy się z inną definicją współczynnika recyrkulacji R^* , a mianowicie $R^* = \Psi_p / \Psi_0$; oczywiście zachodzi $R^* = 1/(1 - R)$). Korzystając z relacji (2.20) i (2.21) dostaniemy:

$$R\Psi_p = \Psi_p - \Psi_0 = \int_{VOL} n_0^H \alpha_i^H dV \quad (2.23)$$

Jest to globalny warunek, który wiąże strumień plazmy z gęstością atomów w warstwie brzegowej. Z warunku tego, w najprostszym modelu transportu gazu neutralnego, *modelu analitycznym*, możemy określić gęstość atomów wodoru jeżeli tylko założymy w jawnej postaci profil gęstości wodoru. Ponieważ jak powiedzieliśmy atomy wodoru są w wyniku procesów jonizacji przekształcane w jony plazmy, możemy przyjąć, że ich rozkład opisany jest pewną funkcją zanikającą eksponencjalnie przy oddalaniu się od płyty limitera/diwertora.

2.3.1 Model analityczny

Wodór

W modelu przyjmujemy, że rozkład gęstości atomów wodoru (deuteru lub trytu) można przedstawić w postaci iloczynu funkcji eksponencjalnych [38, 113]:

$$n_0^H(x, y) = n_0^{H,plate} \exp\left(-\frac{x_{plate} - x}{\lambda_0}\right) \exp\left(-\frac{(y_M - y)^2}{\lambda_0^2}\right) \quad (2.24)$$

gdzie: $\lambda_0 = \sqrt{\lambda_{ion}^H \lambda_{cz}^H}$, λ_{ion}^H i λ_{cz}^H są odpowiednio średnią drogą swobodną dla procesów jonizacji i wymiany ładunkowej, x_{plate} jest współrzędną płyty diwertora/limitera zaś y_M określa położenie maximum strumienia cząstek na płycie neutralizującej. Gęstość wodoru $n_0^{H,plate}$ na płycie jest funkcją współczynnika recyrkulacji R i jest zadana przez następujący warunek całkowy:

$$\int_{VOL} n_0^H(x, y) \alpha_i^H(x, y) dV = \int_{plate} R n_i v_{i|z=x_{plate}} dS$$

gdzie VOL jest objętością warstwy brzegowej. W modelu zakładamy, że atomy poruszają się z szybkością termiczną

$$v_H(x, y) = \sqrt{\frac{2T_H(x, y)}{m_i}}$$

zaś temperatura wodoru T_H określona jest przez warunek równowagi przekazu energii pomiędzy jonami i atomami (deuteru lub trytu) [38]:

$$\alpha_i^H E_H + \alpha_{cz}^H (E_H - E_i) = 0, \\ E_H = 1.5T_H + \frac{1}{2}m_i(v_{||}^H)^2 \quad E_i = 1.5T_i + \frac{1}{2}m_i(v_{||}^i)^2$$

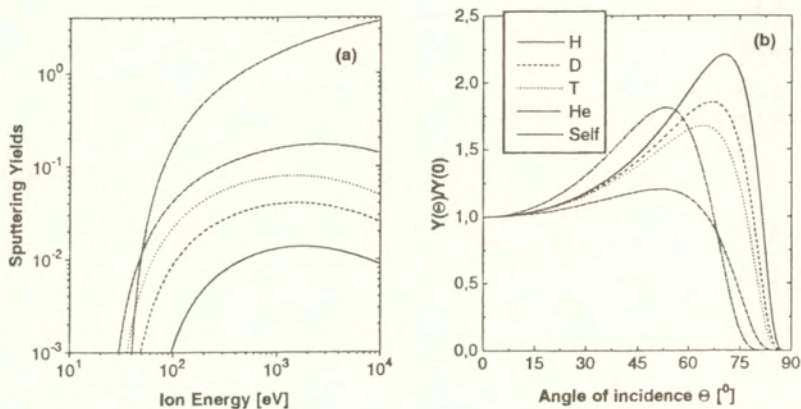
Atomy zanieczyszczeń

W przypadku atomów zanieczyszczeń mamy do czynienia zarówno z generacją atomów zanieczyszczeń spowodowaną procesem wybijania (*sputtering*) jak też procesem recyrkulacji jonów zanieczyszczeń. W modelu należy uwzględnić zarówno sputtering wywołany przez jony wodoru jak również selfsputtering wywołany przez jony zanieczyszczeń. Ponieważ współczynniki wybijania są silnie nieliniowymi funkcjami temperatury plazmy, również gęstość atomów zanieczyszczeń zależy w sposób nieliniowy od parametrów plazmy w warstwie brzegowej.

W modelu zakładamy, że profil gęstości atomów zanieczyszczeń jest podobny do profilu gęstości atomów wodoru (Równ. 2.24) (w przypadku atomów zanieczyszczeń λ_0 jest drogą jonizacji atomów zanieczyszczeń) z tym że, gęstość atomów na płycie limitera $n_0^{Z,plate}$ określona jest poprzez następujący warunek całkowy:

$$\int_{VOL} n_0^Z(x, y) \alpha_0^Z(x, y) dV = \int_{plate} \left[Y_H n_i v_i + \sum_{j=1}^{Z_{max}} (Y_j n_j v_j + R_Z n_j v_j) \right]_{z=x_{plate}} dS,$$

gdzie n_0^Z jest gęstością atomów zanieczyszczeń, R_Z jest współczynnikiem recyrkulacji jonów zanieczyszczeń, a α_0^Z jest szybkością jonizacji atomów zanieczyszczeń. Współczynniki wybijania Y_H , Y_j są funkcjami energii jonów padających na płytę oraz kąta padania. Półempiryczne



Rys.2.5 Współczynniki wybijania dla niklu: a) w funkcji energii jonów padających (wg.[113]), b) w funkcji kąta padania.

formuły określające Y_H , Y_j znaleźć można w pracy Y.Yamamury [105]. Dla przykładu współczynniki wybijania dla płyty niklowej w funkcji energii jonów padających oraz kąta padania przedstawione są na Rys.2.5.

Energia jonów padających na płytę diwertora/limitera określona jest w modelu przez sumę energii kinetycznej jonu oraz energii jaką uzyskuje jon w warstwie Debye'a:

- jony wodoru

$$E_i = 2T_i + \Delta\Phi$$

- jony zanieczyszczeń

$$E_j = E_j^{kin} + Z_j \Delta\Phi$$

gdzie $\Delta\Phi$ jest spadkiem potencjału w warstwie Debye'a na płycie neutralizującej, a E_j^{kin} uwzględnia proces termalizacji atomów zanieczyszczeń uwolnionych z płyty:

$$E_j^{kin} = \frac{E_{kj} E_{k0}}{E_{kj} + \nu E_{k0}}$$

$$E_{kj} = 0.5m_z(v_{\parallel}^j)^2 \quad E_{k0} = 2T_0^I \quad \nu = \frac{\tau_{coll}^{i-n}}{\alpha_0^Z}$$

tutaj τ_{coll}^{i-n} jest czasem zderzeń pomiędzy atomami i jonami plazmy. Dla atomów zanieczyszczeń, podobnie jak dla wodoru przyjmujemy, że poruszają się one z prędkością ruchu cieplnego:

$$v_z(x, y) = \sqrt{\frac{2T_0^I}{m_z}}$$

przy czym dla uproszczenia zakładamy, że temperatura atomów domieszki jest stała $T_0^I = \text{const.}$ (w obliczeniach przyjęto 2 eV).

Calkowity strumień jonów zanieczyszczeń wybijanych z płyty Ψ_{sputt} , określony jest zależnością:

$$\Psi_{\text{sputt}} = \int_{\text{plate}} \left[n_i v_i Y_H + \sum_{j=1}^{Z_{\text{max}}} n_j v_j Y_j \right]_{|z=z_{\text{plate}}} dS \quad (2.25)$$

Ponieważ, w warunkach stacjonarnych (dla $R_Z = 0$), powinien być spełniony związek $\Psi_{\text{sputt}} = \Psi_{\text{plate}}^z$, gdzie Ψ_{plate}^z jest calkowitym strumieniem jonów domieszki do płyty diwertora, więc z równ.2.25 otrzymujemy następującą relację:

$$\Psi_{\text{plate}}^z = \Psi_0 \frac{Y_H^C}{1 - Y_z^C} \quad (2.26)$$

gdzie Y_H^C, Y_z^C są calkowitymi współczynnikami wybijania [107] zdefiniowanymi następująco:

$$Y_H^C = \frac{\int_{\text{plate}} Y_H n_i v_i |_{z=z_{\text{plate}}} dS}{\int_{\text{plate}} n_i v_i |_{z=z_{\text{plate}}} dS} \quad Y_z^C = \frac{\int_{\text{plate}} Y_z \sum_{j=1}^{Z_{\text{max}}} n_j v_j |_{z=z_{\text{plate}}} dS}{\int_{\text{plate}} \sum_{j=1}^{Z_{\text{max}}} n_j v_j |_{z=z_{\text{plate}}} dS}$$

Z powyższej relacji wynika, że jeżeli $Y_z^C \rightarrow 1$ wtedy $\Psi_{\text{plate}}^z \rightarrow \infty$. Oznacza to, że w sytuacji gdy współczynnik selfsputteringu bliski jest jedności mamy lawinową produkcję atomów zanieczyszczeń z płyty diwertora/limitera. Sytuacja taka charakterystyczna jest dla płyt metalowych (np. dla płyty niklowej) jeśli tylko energia jonów padających jest odpowiednio duża (zob.Rys.2.5). Ze wzrostem liczby zanieczyszczeń rosną straty promieniste, a co za tym idzie następuje ochłodzenie plazmy i spadek jej temperatury przy płycie, co w konsekwencji powoduje zmniejszenie natężenia sputteringu. Możemy zatem mówić o samoregulującym mechanizmie, który w zależności od wartości wejściowych strumieni cząstek i energii utrzymuje poziom zanieczyszczeń na odpowiednim, ustalonym poziomie. Należy tu dodać, że warunkiem koniecznym do tego aby otrzymać rozwiązanie stacjonarne samouzgodnionego procesu generacji jonów zanieczyszczeń jest założenie, że na granicy plazma centralna-plazma brzegowa calkowity strumień jonów zanieczyszczeń jest zerem. W prezentowanym modelu plazmy brzegowej istnieje pewna dowolność co do sposobu realizacji tego warunku, tzn. nie można jednoznacznie określić radialnych strumieni jonów zanieczyszczeń dla poszczególnych stopni jonizacji. Problem ten może być ściślej rozwiązany dopiero w połączeniu z odpowiednim modelem transportu jonów zanieczyszczeń w plazmie centralnej (rozdz.3).

2.3.2 Model dyfuzyjny

Przedstawiony w poprzednim punkcie model transportu składnika neutralnego jest z konieczności modelem silnie uproszczonym. Jego niewątpliwą zaletą jest prostota określenia rozkładu atomów czy to wodoru czy też zanieczyszczeń, jednak w wielu sytuacjach fizycznych tak uproszczony model nie odzwierciedla dobrze sytuacji fizycznej z jaką mamy do czynienia w warstwie

brzegowej tokamaka. Dotyczy to zwłaszcza sytuacji z intensywną recyrkulacją jonów wodoru w pobliżu płyty diwertora. Dlatego też w tym przypadku należy zastosować bardziej adekwatny opis transportu składnika neutralnego.

W ramach prac prowadzonych nad modelowaniem transportu plazmy w obszarze przyściennym tokamaka opracowano dodatkowo dwa rodzaje opisu transportu wodoru w warstwie przyściennej: model dyfuzyjny, który zostanie przedstawiony w tym punkcie oraz model hydrodynamiczny, któremu poświęcony jest następny paragraf.

Model dyfuzyjny został obszernie omówiony w pracach [98, 100, 99] i dlatego nasza prezentacja ograniczy się jedynie do zasadniczych elementów modelu.

Punktem wyjścia modelu jest równanie Boltzmana dla atomów wodoru w przybliżeniu dyfuzyjnym. Zakładamy, że cząstki neutralne dyfundują w plazmie na skutek procesu wymiany ładunkowej, który jest traktowany jako rozproszenie, zaś proces jonizacji uważany jest za mechanizm absorpcji cząstek neutralnych. Przyjmujemy, że proces wymiany ładunku jest na tyle intensywny, że jony plazmy i atomy wodoru znajdują się w lokalnej równowadze termodynamicznej. Nasze rozważania przeprowadzimy tylko dla jednej grupy atomów pomijając fakt, że w rzeczywistości atomy nie są monoenergetyczne i ich energie zawierają się w pewnym przedziale. Przybliżenie takie jest słuszne w warunkach gdy recyrkulacja plazmy jest dominującym źródłem atomów wodoru [100].

Równanie opisujące transport atomów otrzymujemy z równania Boltzmana, całkując je po prędkości i kącie rozproszenia (pierwszy moment równania Boltzmana). W rezultacie otrzymujemy równanie ciągłości dla gęstości atomów:

$$\frac{\partial n_0^H}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{\Gamma}_0) = -S_n^i \quad (2.27)$$

Drugi moment równania Boltzmana określa strumień atomów neutralnych, który w przypadku atomów rozpraszanych izotropowo zapisze się jako:

$$\vec{\Gamma}_0 = -\frac{\lambda_0}{3} \nabla (n_0^H v_H) \approx -\frac{\lambda_0}{3} v_H \nabla n_0^H \left(1 + \frac{L_{n_0}}{L_v}\right) \quad (2.28)$$

gdzie średnia droga swobodna atomów λ_0 zdefiniowana jest następująco:

$$\lambda_0 = \frac{v_H}{\alpha_i^H + \alpha_{cx}^H}$$

v_H jest prędkością termiczną atomów, a $L_{n_0} = |1/\nabla \ln n_0^H|$ i $L_v = |1/\nabla \ln v_H|$ są odpowiednio miarami długości gradientu gęstości atomów i ich prędkości termicznej. W modelu dyfuzyjnym zakładamy, że $L_{n_0}/L_v \ll 1$ co oznacza, że człon unoszeniowy w wyrażeniu dla strumienia cząstek jest pomijalny w porównaniu z członem dyfuzyjnym i w rezultacie dostajemy:

$$\vec{\Gamma}_0 = -\frac{\lambda_0}{3} v_H \nabla n_0^H = -D^H \nabla n_0^H \quad (2.29)$$

gdzie współczynnik dyfuzji D^H równy jest:

$$D^H = \frac{1}{3} \frac{(v_H)^2}{\alpha_i^H + \alpha_{cx}^H}$$

a prędkość termiczna atomów, przy założeniu, że ich średnia energia E_0^H wynosi $3/2T_i$, określona jest przez średnią z rozkładu Maxwella dla jonów o temperaturze T_i :

$$v_H = \sqrt{\frac{8T_i}{\pi m_i}}$$

Korzystając z wyrażenia na strumień atomów (Równ.2.29) możemy zapisać efektywną dyfuzyjną prędkość atomów \vec{v}_{od}^H jako:

$$\vec{v}_{od}^H = -\frac{\lambda_0}{3} v_H \nabla n_0^H = -\frac{D^H}{n_0^H} \nabla n_0^H. \quad (2.30)$$

Podstawiając równanie (2.29) dla strumienia atomów Γ_0 do równania ciągłości (2.27) dostajemy w rezultacie równanie dyfuzji określające rozkład atomów w warstwie przyściennej:

$$\frac{\partial n_0^H}{\partial t} - \nabla \cdot (D^H \nabla n_0^H) = -S_n^i \quad (2.31)$$

Aby powyższe równanie mogło być wykorzystane wspólnie z równaniami dla plazmy, należy w wyrażeniach dla wyrazów źródłowych (równ.2.10 i 2.12) opisujących straty pędu i energii plazmy wstawić w miejsce prędkości atomów \vec{v}_H prędkość dyfuzyjną atomów wodoru określoną równaniem (2.30), natomiast dla temperatury atomów powinniśmy przyjąć, zgodnie z założeniem o lokalnej równowadze termodynamicznej, że jest ona równa temperaturze jonów:

$$T_H = T,$$

2.3.3 Opis hydrodynamiczny

Jak wspomnieliśmy wcześniej ważnym problemem w projektowaniu reaktora termojądrowego jest opracowanie diwertora radiacyjnego zdolnego do rozproszenia strumienia energii wpływającego do warstwy brzegowej z obszaru centralnego, zanim osiągnie on płytę diwertora (*detached plasma*). Jednym ze sposobów rozwiązania tego problemu wydaje się możliwość rozproszenie strumienia energii w diwercorze poprzez rekombinację plazmy i utworzenie zimnej ($T_e < 1 \text{ eV}$) warstwy gazu neutralnego w pobliżu płyt diwercora. Aby osiągnąć tego typu reżim pracy diwercora, gęstość atomów wodoru powinna być rzędu 10^{21} m^{-3} ponieważ wtedy zderzenia pomiędzy atomami wodoru wpływają silnie na transport pędu i energii. Efektem zderzeń atom-atom jest zmniejszenie średniej drogi swobodnej atomów wodoru, przez co otrzymujemy przepływ gazu z większymi liczbami Reynoldsa co powoduje, że głównie procesy unoszeniowe w gazie odpowiedzialne są za transport energii w diwercorze.

Aby właściwie opisać procesy transportu wodoru w plazmie brzegowej w warunkach gęstej i zimnej plazmy konieczne jest zastosowanie opisu hydrodynamicznego (Navier Stokes'a) dla gazu neutralnego [46]. W modelu zakładamy, że przepływ gazu jest laminarny. Układ równań opisujący transport gazu w plazmie składa się z czterech, dwuwymiarowych, sprzężonych równań nieliniowych opisujących przepływ masy i pędu.

Równanie ciągłości

$$\frac{\partial n_0^H}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{g}} \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\sqrt{g}}{h_x} n_0^H v_0^H + \frac{\partial}{\partial y} \frac{\sqrt{g}}{h_y} n_0^H u_0^H \right) = -S_n^i. \quad (2.32)$$

Równanie dla składowej poloidalnej prędkości atomów v_0^H , ($\vec{v}_H = (v_0^H, u_0^H, w_0^H)$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_i n_0^H v_0^H) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} m_i n_0^H (v_0^H)^2 - \eta^n \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial v_0^H}{\partial x} \right) + \\ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} m_i n_0^H v_0^H u_0^H - \eta^n \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial v_0^H}{\partial y} \right) = -\frac{1}{h_x} \frac{\partial p_0}{\partial x} - m_i S_{nv}^H. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Równanie dla składowej radialnej prędkości atomów u_0^H :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_i n_0^H u_0^H) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} m_i n_0^H v_0^H u_0^H - \eta^n \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial u_0^H}{\partial x} \right) + \\ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} m_i n_0^H (u_0^H)^2 - \eta^n \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial u_0^H}{\partial y} \right) = -\frac{1}{h_y} \frac{\partial p_0}{\partial y} - m_i S_{nu}^H. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Równanie dla składowej toroidalnej prędkości atomów w_0^H :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m_i n_0^H w_0^H) + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} m_i n_0^H v_0^H w_0^H - \eta^n \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial w_0^H}{\partial x} \right) + \\ \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} m_i n_0^H u_0^H w_0^H - \eta^n \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial w_0^H}{\partial y} \right) = -m_i S_{nw}^H. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Dodatkowo należy uwzględnić wpływ atomów na zmianę temperatury jonowej T_i (rown. 2.4):

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(n_0^H + \sum_a n_a T_i \right) + \frac{1}{\sqrt{g}} \sum_a \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \frac{5}{2} n_a v_a T_i + q_a^* \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \frac{5}{2} n_a u_a T_i + q_a^* \right) \right] \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_x} \frac{5}{2} n_0^H v_0^H T_i - \kappa^n \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sqrt{g}}{h_y} \frac{5}{2} n_0^H u_0^H T_i - \kappa^n \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial T_i}{\partial y} \right) \\ + \frac{1}{\sqrt{g}} \sum_a v_a \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\eta_x^a \frac{\sqrt{g}}{h_x^2} \frac{\partial v_{\parallel}^a}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta_y^a \frac{\sqrt{g}}{h_y^2} \frac{\partial v_{\parallel}^a}{\partial y} \right) \right] = \frac{v_0^H}{h_x} \frac{\partial p_0}{\partial x} + \frac{u_0^H}{h_y} \frac{\partial p_0}{\partial y} + \sum_a v_a \frac{1}{h_x} \frac{\partial p_a}{\partial x} + \sum_a Q_{ea} \end{aligned} \quad (2.36)$$

Wyrazy źródłowe w równaniach dla składowych prędkości mają następującą postać:

$$S_{nv}^H = m_i n_0^H \alpha_i^H v_0^H + m_i n_0^H \alpha_{i-n}^H (v_0^H - h_{\Theta} v_{\parallel}^i) - m_i n_i \beta_{rec}^H h_{\Theta} v_{\parallel}^i \quad (2.37)$$

$$S_{nu}^H = m_i n_0^H \alpha_i^H u_0^H + m_i n_0^H \alpha_{i-n}^H (u_0^H - u_i) \quad (2.38)$$

$$S_{nw}^H = m_i n_0^H \alpha_i^H w_0^H + m_i n_0^H \alpha_{i-n}^H (w_0^H - h_{\Phi} v_{\parallel}^i) - m_i n_i \beta_{rec}^H h_{\Phi} v_{\parallel}^i \quad (2.39)$$

gdzie $\alpha_{i-n}^H = \alpha_{i-n}^{H,elastic} + \alpha_{i-n}^{H,inelastic}$ uwzględnia zarówno zderzenia elastyczne jak i nieelastyczne pomiędzy jonami i atomami wodoru.

Współczynniki transportu, lepkości i przewodnictwa cieplnego, dla atomów uwzględniają zarówno zderzenia jon-atom jak i atom-atom w następujący sposób [46]:

$$\eta^n = \eta_{n-n} \left(1 + \frac{\eta_{n-n}}{\eta_{n-i}} \right)^{-1} \quad \kappa^n = \kappa_{n-n} \left(1 + \frac{\kappa_{n-n}}{\kappa_{n-i}} \right)^{-1} \quad (2.40)$$

gdzie η_{n-n} (κ_{n-n}) oraz η_{n-i} (κ_{n-i}) są odpowiednio współczynnikami lepkości (przewodnictwa cieplnego) wskutek zderzeń atom-atom i atom-ion.

W modelu przyjmujemy, że atomy generowane są wskutek recyrkulacji jonów plazmy na płycie diwertora i warunek brzegowy dla gazu na płycie wyrażający ten fakt jest następujący:

$$n_0^H v_0^H = -R h_{\Theta n, v_{||}} \quad (2.41)$$

Pewnej modyfikacji wskutek obecności intensywnych strumieni atomów wodoru ulegają również warunki brzegowe dla strumieni ciepła na płycie diwertora (równ.2.17) [46]:

$$\tilde{Q}_{xp}^i = \delta_i n_i v_i T_i + \delta_0 n_0^H v_0^H T_i \quad \delta_0 = 0.02$$

gdzie zmodyfikowany poloidalny strumień ciepła równy jest:

$$\tilde{Q}_x^i = \frac{5}{2} (n_i v_i + n_0^H v_0^H) T_i + q_x^i - \kappa_n \frac{\partial T_i}{\partial x}$$

Na pozostałych brzegach dla uproszczenia przyjmujemy, że składowe prędkości atomów normalne do brzegu są zerem.

2.4 Elementy metody numerycznej

Układ równań opisujący transport plazmy wodorowej, jonów zanieczyszczeń oraz gazu neutralnego w obszarze brzegowym tokamaka jest silnie nieliniowy. Nieliniowymi funkcjami parametrów plazmy są zarówno współczynniki transportu oraz wyrazy źródłowe opisujące procesy atomowe w plazmie i oddziaływanie plazmy z atomami. Dodatkowo istnieje nieliniowe sprzężenie pomiędzy rozwiązaniem problemu a warunkami brzegowymi (recyrkulacja wodoru, sputtering jonów zanieczyszczeń) co jest szczególnie istotnym elementem w momencie gdy poszukujemy rozwiązań stacjonarnych problemu, jako że są one określone poprzez warunki brzegowe i rozkład źródeł.

Wzajemne powiązanie poszczególnych elementów zagadnienia jest tak duże, że w zasadzie nie jest możliwe określenie w równaniach problemu, tych elementów czy wyrazów, które decydują o dynamice układu. Relacje wielkości pomiędzy różnymi członami równań, nawet w ramach jednego wariantu obliczeń, zmieniać się mogą o wiele rzędów, występować mogą także znaczne różnice pomiędzy ich wartościami w różnych punktach siatki numerycznej.

Powyższe względy były przyczyną tego, że przy wyborze metody numerycznej nie zdecydowano się na jeden schemat numeryczny, który można by zastosować do całego układu równań. Metoda numeryczna, którą postanowiono wykorzystać do rozwiązania problemu jest swoistą mieszaniną różnych schematów numerycznych, które wydają się być najbardziej odpowiednie dla poszczególnych równań układu lub nawet pewnych ich fragmentów.

Należy tu podkreślić, że u podstaw konstrukcji metody numerycznej leży metoda relaksacji, za pomocą której poszukujemy rozwiązań zagadnienia transportu plazmy i zanieczyszczeń

w tokamaku. Ponieważ poszukujemy rozwiązań stacjonarnych, więc dla uzyskania rozwiązania prezentowanego zagadnienia możliwe jest również zastosowanie metod iteracyjnych [46, 81]. Metoda relaksacyjna ma jednak tę zaletę, że pozwala śledzić ewolucję czasową układu. Jest to jej bardzo istotna cecha, ponieważ przy tak silnej nieliniowości rozwiązywanych równań bardzo trudno jest uzyskać ich rozwiązanie bez bezpośredniej kontroli procesu rozwiązywania i wglądu w przebieg zjawisk fizycznych mu towarzyszących. Dodatkową zaletą metody jest fakt, że pozwala ona również na rozwiązywanie zagadnień ewolucyjnych.

W rezultacie zastosowanych schematów numerycznych do układu równań transportu plazmy i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka otrzymano oryginalną metodę numeryczną wykorzystaną przy konstrukcji kodu numerycznego EPIT (Edge Plasma Impurity Transport) [107, 108, 110, 113] pozwalającego symulować procesy fizyczne związane z transportem plazmy i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka.

2.4.1 Równania płynowe

Metoda numeryczna wykorzystana do rozwiązania układu równań została opisana bardziej szczegółowo w pracach [107, 113] i dlatego przedstawimy tu tylko jej podstawowe punkty. Do rozwiązania układu równań wykorzystano metodę różnic skończonych na niejednorodnej przestrzennie siatce numerycznej. Należy tu zaznaczyć, że w metodzie stosowane są dwie siatki numeryczne, jedna dla prędkości i strumieni a druga dla gęstości i temperatur, które przesunięte są względem siebie o pół komórki. W zastosowanej metodzie, zgodnie z sugestią zawartą w pracy [19], rozwiązywany jest układ równań przekształcony do takiej postaci aby wyrazić pochodne czasowe parametrów plazmy $\partial/\partial t(n_a, v_a, T_e, T_i)$ jako jawne funkcje zmiennych n_a, v_a, T_e, T_i , ich gradientów i źródeł. Schematycznie przekształcone równania układu mogą być zapisane w postaci:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L_x(f) + L_y(f) + S(f) \quad (2.42)$$

gdzie L_x, L_y są odpowiednio operatorami różniczkowymi w kierunku x i y , zaś $S(f)$ jest wyrazem źródłowym.

Do równania (2.42) zastosowano dwustopniową metodę numeryczną:

- pierwszy krok

$$\frac{f_{r,s}^{n+\frac{1}{2}} - f_{r,s}^n}{0.5\Delta} = L_x^{r,s}(f^{n+\frac{1}{2}}) + L_y^{r,s}(f^n) + S^{r,s}(f^{n+\frac{1}{2}}) \quad (2.43)$$

- drugi krok

$$\frac{f_{r,s}^{n+1} - f_{r,s}^{n+\frac{1}{2}}}{0.5\Delta} = L_x^{r,s}(f^{n+\frac{1}{2}}) + L_y^{r,s}(f^{n+1}) + S^{r,s}(f^{n+\frac{1}{2}}) \quad (2.44)$$

gdzie (r, s) jest punktem siatki numerycznej.

Dokładna postać operatorów różnicowych $L_x^{r,s}, L_y^{r,s}$ zależy od rodzaju równania które aproksymują.

- *Równanie ciągłości*

Operator $L_x^{r,s}$ przedstawia metodę FCT zaproponowaną przez Boris'a i Book'a [45, 124]. Jako schemat niskiego rzędu zastosowano metodę "donor-cell" [80] zaś schemat wyższego rzędu to metoda Lax'a-Wendroff'a [74]. Operator $L_y^{r,s}$ aproksymuje wyraz dyfuzyjny i w tym przypadku zastosowano metodę Cranka-Nicholsona [74].

- *Równanie ruchu*

Ponieważ w kierunku x równanie zasadniczo jest typu hiperbolicznego, więc do aproksymacji operatora L_x zastosowano ponownie metodę FCT. Ponieważ prędkość w kierunku radialnym jest określona przez dyfuzję cząstek to operator L_y może być w tym przypadku wyrażony przez gradienty gęstości i włączony do wyrazu źródłowego.

- *Równania dla temperatur*

Wybór metody numerycznej w przypadku równań energii nie jest tak jednoznaczny jak dla równania ciągłości czy ruchu, ponieważ typ równania może zmieniać się w zależności od parametrów plazmy w warstwie brzegowej. Również, ze względu na fakt, że częstość zderzeń pomiędzy elektronami i jonami może być duża, sprzężenie pomiędzy temperaturą jonową i elektronową może być silne. Dlatego też, do rozwiązania dwóch równań dla T_i i T_e zastosowano metodę naprzemiennych kierunków (ADI) [78].

Poważną trudność w rozwiązywaniu równań płynowych stanowiło silne sprzężenie pomiędzy różnymi płynami wywołane przez wyraz opisujący siłę tarcia pomiędzy składnikami w równaniu ruchu. Poważną trudność sprawiał również fakt silnego sprzężenia pomiędzy gęstościami jonów w sąsiednich stanach ładunkowych, w przypadku gdy oba procesy atomowe, jonizacja i rekombinacja, były istotne. W związku z powyższym należało traktować w sposób specjalny wyrazy źródłowe. Człony opisujące procesy atomowe w równaniach gęstości i ruchu aproksymowane są w sposób zaproponowany w pracy [50]. Metoda ta składa się z dwóch kroków, w pierwszym etapie w sposób niejawni aproksymowane są człony opisujące procesy jonizacji, zaś na etapie następnym wyrazy opisujące zjawiska rekombinacji. Zaletą tej półniejawnej metody jest jej niski koszt numeryczny i prostota implementacji. Wyrazy opisujące siłę tarcia w równaniu ruchu, oraz wszelkie straty w równaniach energii uwzględniane są w sposób niejawni.

2.4.2 Metoda rozwiązywania równań opisujących dryfy i prądy

Jeśli chodzi o sposób rozwiązania równań opisujących ruch dryfowy, to należy zaznaczyć, że napotkano na bardzo poważne trudności numeryczne przy próbie ich rozwiązania. Ustalono trzy podstawowe przyczyny zauważonych problemów numerycznych:

- silna nieliniowość warunku brzegowego dla potencjału plazmy i prądów po obu stronach płyty diwertora/limitera (eq.2.18);
- równania dla dryfów nie zawierają w sposób jawny czasu podczas gdy równania płynowe są ewolucyjne;
- brak dyfuzji radialnej w równaniach dla dryfów i prądów jako, że wyprowadzone one były z pominięciem członów inercyjnych;

Aby pokonać trudności pojawiające się przy próbie rozwiązania równań dryfowych, zaproponowano specjalną metodę numeryczną.

- Po pierwsze, na każdym kroku czasowym, wprowadzono dwie pętle iteracyjne. Pętlę wewnętrzną dla tzw. prądu stałego $j_{||c}$ ($j_{||} = j_{||c} + \tilde{j}_{||}$, gdzie $\tilde{j}_{||}$ jest zmienną poloidalnie częścią składową równoległej prądu [20]) oraz pętlę zewnętrzną dla pozostałych wielkości dryfowych.

- Po drugie, wprowadzono pewien "sztuczny czas" dla dryfów aby wielkości dryfowe i prądy powoli ewoluowały w czasie. Stwierdzono, że rozwiązanie stacjonarne może być otrzymane tylko w warunkach gdy zmiany wielkości dryfowych są wolniejsze od zmian wielkości opisywanych przez równania płynowe, w przeciwnym wypadku rozwiązanie jest niestabilne.
- Po trzecia, problem związany z brakiem dyfuzji rozwiązany został poprzez wprowadzenie pewnych procedur wygładzających dla wielkości dryfowych w kierunku radialnym.

Wykorzystanie w metodzie numerycznej w większości pół-niejawnych schematów numerycznych powoduje, że procedura relaksacyjna jest stabilna i zbieżna przy stosunkowo niewielkich ograniczeniach dla kroku czasowego. W metodzie numerycznej zastosowanej w kodzie EPIT, krok czasowy ograniczony jest jedynie poprzez klasyczny warunek stabilności Couranta-Friedricksa-Lewyego [74].

$$\Delta t < \left(\frac{\Delta x}{v_a + \sqrt{2} h_{\theta} c_s^2} \right)_{\min} \quad (2.45)$$

Procesy atomowe oraz przewodnictwo ciepłe nie wpływają na wielkość kroku czasowego. Należy zaznaczyć jednak, że czasami ze względu na silnie nieliniowy charakter modelowanych zjawisk fizycznych, zwłaszcza w przypadku intensywnej recyrkulacji jonów wodoru, konieczne było zmniejszenie kroku wynikającego z warunku (2.45) kilkakrotnie (2-5 razy) celem otrzymania stabilnego rozwiązania problemu. Koszt obliczeniowy zaproponowanej metody ze względu na specyficzne potraktowanie wyrazów opisujących procesy atomowe jest niski i rośnie liniowo wraz z liczbą atomową domieszki. Jest to bardzo istotna zaleta kodu, zwłaszcza w sytuacji gdy przedmiotem badań jest transport jonów metali.

Możliwości obliczeniowe kodu EPIT jak również zakres stosowanych przybliżeń i uproszczeń modelowych na tle innych kodów opracowanych w przodujących ośrodkach termojądrowych przedstawione są w Tabeli 2.1.

2.5 Jakościowy opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka

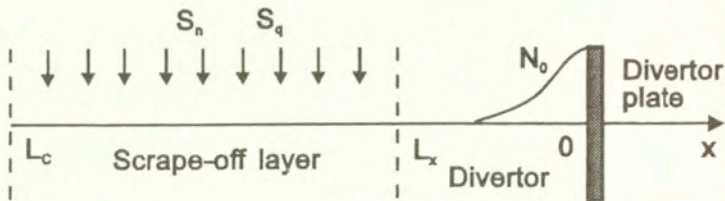
2.5.1 Wstęp

Zanim przystąpimy do prezentacji wyników obliczeń uzyskanych za pomocą kodu numerycznego EPIT symulującego transport plazmy i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym tokamaka, użytecznym będzie poprzedzić taką prezentację prostą jakościową analizą zachowania się plazmy w warstwie przysięennej. Rozważania nasze oparte są na analitycznych rozwiązaniach uproszczonego układu równań transportu plazmy i zanieczyszczeń w warstwie scrape-off [115, 120, 122]. Mimo, że z konieczności jest to bardzo prosty opis, to jednak daje on wgląd w podstawowe mechanizmy fizyczne określające procesy transportu w warstwie brzegowej. Poza tym pewne wnioski wynikające z tych rozważań wydają się mieć charakter ogólny i znajdują potwierdzenie zarówno eksperymentalne jak i odbicie w wynikach uzyskanych za pomocą bardziej złożonych modeli.

Plazmę brzegową scharakteryzować możemy zasadniczo za pomocą dwóch podstawowych parametrów fizycznych. Pierwszym z nich jest stosunek średniej drogi swobodnej dla procesu zderzeń kulombowskich do charakterystycznego wymiaru urządzenia $L_c = \pi q_c R_T$ - długości

Tablica 2.1: Możliwości obliczeniowe kodu EPIT jak również zakres stosowanych przybliżeń i uproszczeń modelowych na tle innych kodów modelujących transport plazmy brzegowej.

B2.5 [14, 49]	EDGE2D [86, 87]	UEDGE [81, 104]	EPIT	Charakterystyka kodu	
X	X	X	X	Równania MHD Bragińskiego	Model fizyczny
X	X	X X	X	Metoda różnic skończonych Metoda iteracyjna	Metoda obliczeniowa
X	X		X	Metoda relaksacji	
X		X	X	Krzywoliniowa, ortogonalna	Geometria
	X	X		Krzywoliniowa, nieortogonalna	
X	X	X		Połączenie z kodami równowagowymi MHD	
X	X	X	X	Dowolna koncentracja	Domieszki
X				Kilka rodzajów zanieczyszczeń	
X	X		X	Procesy sputteringu	
X	X			Metoda Monte-Carlo	Neutrały
X			X	Model analityczny	
		X	X	Model dyfuzyjny	
		X	X	Model hydrodynamiczny	
X	X	X	X	Prądy	Dodatkowy transport
	X	X	X	Dryfy $E \times B$ i ∇B	
	X			Dryfy $B \times \nabla T$	



Rys.2.6 Jednowymiarowy model warstwy brzegowej tokamaka.

linii sił pola magnetycznego od osi symetrii do płyty limitera/diwertora (q_c jest współczynnikiem bezpieczeństwa). Drugi parametr to stosunek średniej drogi jonizacji dla atomów wodoru do długości charakterystycznej (L_c). W przypadku gdy oba te parametry są duże (lub bliskie jedności) to w warstwie brzegowej ustalają się warunki z plazmą o stosunkowo wysokiej temperaturze i małej gęstości. W tym przypadku gradienty temperatury i gęstości są małe, a przepływ energii ma charakter konwekcyjny.

W drugim granicznym przypadku, gdy oba parametry charakterystyczne są małe, oddziaływanie plazmy z cząstkami neutralnymi określa dynamikę plazmy w warstwie przyściennej. W tej sytuacji przewodnictwo cieplne wzdłuż pola magnetycznego dominuje i jest odpowiedzialne za przepływ energii, przyczyniając się do powstania gęstej i zimnej plazmy w obszarze brzegowym. Na skutek silnej nieliniowej zależności współczynników przewodnictwa cieplnego od temperatury pojawiają się w pobliżu płyt neutralizujących silne gradienty temperatury plazmy. Istotną cechą takiego zachowania się plazmy jest fakt, że parametry plazmy poza diwertoem w warstwie scrape-off słabo zależą od warunków panujących w diwertoem, dlatego też aby opisać analitycznie plazmę w warstwie brzegowej wygodnie jest rozróżnić oba te obszary.

2.5.2 Jednowymiarowy model transportu plazmy

Ponieważ parametry plazmy w SOL mogą być silnie niejednorodne do ich opisu musimy wykozystać conajmniej model jednowymiarowy (wzdłuż linii sił pola magnetycznego).

Obszar I: $s > L_x$ - warstwa brzegowa (scrape-off)

W naszym modelu zakładamy, że przepływ plazmy w SOL wywołany jest przez jednorodne źródła masy, pędu i energii (Rys.2.6). Uproszczone, stacjonarne równania opisujące transport plazmy wodorowej otrzymać możemy z ogólnego układu równań (2.1-2.5).

- równanie ciągłości

$$\frac{d(n_s v_{||}^i)}{ds} = S_n \quad (2.46)$$

- równanie ruchu

$$\frac{d}{ds} \left(m_i n_i (v_{\parallel}^i)^2 + 2n_i T \right) = S_{nv} \quad (2.47)$$

- równanie energii

$$\frac{d}{ds} \left(5n_i v_{\parallel}^i T - \chi_{\parallel}^e \frac{dT}{ds} \right) = S_E \quad (2.48)$$

gdzie s - jest kierunkiem wzdłuż rozprostowanych linii sił pola magnetycznego a $T = T_e = T_i$ jest temperaturą plazmy. Przyjmujemy, że za przewodnictwo plazmy odpowiedzialne są głównie elektrony, a współczynnik przewodnictwa równy jest $\chi_{\parallel}^e = \chi_o T^{5/2}$ gdzie $\chi_o = 1.3 \times 10^{22} / Z_{eff} (eV^{-5/2} / m / sek)$.

S_n, S_{nv}, S_E są objętościowymi źródłami masy, pędu i energii zdefiniowanymi jako:

$$S_n = \frac{\Psi_0}{V_{SOL}} \quad S_{nv} = 0 \quad S_E = \frac{P_{inp}}{V_{SOL}} \quad (2.49)$$

gdzie $\Psi_0 [sek^{-1}]$ jest wejściowym strumieniem cząstek a $P_{inp} [W]$ jest mocą wpływającą do SOL, $V_{SOL} \equiv 4\pi^2 a R_T \lambda_n$ jest objętością warstwy brzegowej. Dla uproszczenia zakładamy, że straty pędu poza diwertorem są zerowe.

Rozwiązanie powyższego układu równań spełnia następujące warunki brzegowe w płaszczyźnie symetrii (2.14):

$$v_{\parallel}^i(L_c) = 0 \quad \frac{dT}{ds} \Big|_{s=L_c} = \frac{dn_i}{ds} \Big|_{s=L_c} = 0 \quad (2.50)$$

Po scałkowaniu równania ciągłości (równ.2.46) otrzymujemy wyrażenie dla prędkości plazmy w postaci:

$$v_{\parallel}^i(s) = - \frac{S_n(L_c - s)}{n_i(s)} \quad (2.51)$$

Całkując wzdłuż linii sił pola magnetycznego równanie ruchu (równ.2.47) dostaniemy:

$$m_i n_i (v_{\parallel}^i)^2 + 2n_i T = 2n_{i,s} T_s \quad (2.52)$$

Podstawiając $v_{\parallel}^i(s)$ z (2.51) możemy gęstość plazmy w warstwie scrape-off możemy zapisać jako:

$$n_i(s) = \frac{1}{2} n_{i,s} \frac{T_s}{T(s)} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4T(s)}{T_s} \frac{S_n^2(L_c - s)^2}{(n_{i,s} v_s)^2}} \right\} \quad (2.53)$$

gdzie indeks "s" odnosi się do parametrów plazmy w płaszczyźnie symetrii: $p_s = n_{i,s} T_s$ jest ciśnieniem plazmy a $v_s^2 \equiv 2T_s/m_i$.

Jeżeli $S_n^2 L_c^2 / n_{i,s} v_s \ll 1$ to gęstość plazmy jest następująca:

$$n_i(s) \approx n_{i,s} \left[\frac{T_s}{T(s)} - (L_c - s)^2 \frac{S_n^2}{(n_{i,s} v_s)^2} \right] \quad (2.54)$$

Zakładając, że transport ciepła jest przewodnościowy dostajemy po scałkowaniu równania (2.48) następujące wyrażenie na temperaturę plazmy:

$$T(s) = T_s \left[1 - \frac{7}{4} \frac{S_E}{\chi_0 T_s^{7/2}} (L_c - s)^2 \right]^{2/7} \quad (2.55)$$

które w przypadku gdy $S_q L_c^2 / \chi_0 T_s^{7/2} \ll 1$ upraszcza się do postaci:

$$T(s) \approx T_s \left[1 - \frac{7}{2} \frac{S_E}{\chi_0 T_s^{7/2}} (L_c - s)^2 \right] \quad (2.56)$$

Obszar II: $s \leq L_x$ - diwertor

W obszarze diwertora (lub w pobliżu płyty limitera) transport plazmy jest silnie zdeterminowany poprzez oddziaływanie plazmy z atomami wodoru. Podobnie jak w warstwie scrape-off, w przypadku stacjonarnym jednowymiarowy transport plazmy wodorowej opisany jest następującymi równaniami:

- równanie ciągłości

$$\frac{dn_i v_{\parallel}^i(s)}{ds} = n_0^H \alpha_i^H = \frac{\Gamma_o^{plate}}{\lambda_{ion}^H} e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \quad (2.57)$$

- równanie ruchu

$$\frac{d}{ds} \left(m_i n_i (v_{\parallel}^i)^2 + 2n_i T \right) = S_{nv} \approx m_i \Gamma_o^{plate} \left[\frac{V_o}{\lambda_{ion}^H} e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} - \frac{V_o - v_{\parallel}^i}{\lambda_{cr}^H} e^{-s \sin \Theta / \lambda_{cr}^H} \right] \quad (2.58)$$

- równanie energii

$$\frac{d}{ds} \left(5n_i v_{\parallel}^i T - \chi_e^{class} \frac{dT}{ds} \right) = -n_e L_Q \quad (2.59)$$

gdzie założyliśmy następujący profil gęstości atomów wodoru $n_0^H(s) = n_0^{H,plate} e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H}$ (równ.2.24). Strumień wodoru z płyty diwertora równy jest $\Gamma_o^{plate} = n_0^{H,plate} v_T^H$, $V_o = v_T^H \sin \Theta$ jest rzutem prędkości plazmy na kierunek pola magnetycznego, a Θ jest kątem pomiędzy linią sił pola magnetycznego a płytą diwertora. Straty energii elektronów definiujemy jako

$$L_Q = n_0^H \alpha_i^H I_H + n_0^H L_H + n_e L_Z \approx n_0^H \alpha_i^H \mathcal{E}_H + n_e L_Z \quad (2.60)$$

gdzie \mathcal{E}_H ($\approx 17.5eV$ - potencjał jonizacji + średnie straty na promieniowanie liniowe) określa sumaryczne straty energii plazmy związane z jednym atomem wodoru i jednym aktem jonizacji. L_Z są sumarycznymi (jonizacja+promieniowanie lini) stratami energii plazmy wskutek obecności jonów zanieczyszczeń przypadającymi na jeden jon zanieczyszczeń a n_e jest średnią gęstością zanieczyszczeń.

Na płycie diwertora/limitera spełnione muszą być następujące warunki brzegowe:

$$\Gamma_o^{plate} = -R \Gamma_p \sin \Theta \quad (2.61)$$

$$5n_i v_{\parallel}^i T_p - \chi_0 T_p^{5/2} \frac{dT}{ds} \Big|_{s=0} = -[\delta_e n_{ep} + \delta_i (n_{ip} + n_{zp})] c_s^i T_p \quad (2.62)$$

gdzie zakładamy, że prędkość plazmy na płycie spełnia warunek Bohm'a : $v_p = c_s^i \equiv (2T_p/m_i)^{1/2}$, $\Gamma_p = -n_{ip}c_s^i$ jest strumieniem plazmy do płyty a indeks "p" odnosi się do parametrów plazmy na płycie.

W warunku (2.61) wprowadzony został współczynnik recyrkulacji R (równ.2.22), który odzwierciedla fakt, że strumień plazmy w pobliżu płyty diwertora wzrasta na skutek jonizacji wodoru, który produkowany jest na płycie neutralizującej wskutek rekombinacji plazmy. W prezentowanym uproszczonym modelu współczynnik recyrkulacji jest parametrem zewnętrznym.

Całkując równanie ciągłości (2.57) oraz wykorzystując warunek brzegowy dla strumienia plazmy na płycie otrzymamy następujące wyrażenie dla prędkości plazmy:

$$v_{\parallel}^i(s) = \frac{\Gamma_p}{n_i(s)} \left[1 - R \left(1 - e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) \right] \quad (2.63)$$

Dalej, z równania ruchu scałkowanego wzdłuż linii sił pola magnetycznego, otrzymamy:

$$m_i n_{ip} (c_s^i)^2 + 2n_{ip} T_p = 2n_{is} T_s - \mathcal{P}_{loss}(L_x) \quad (2.64)$$

gdzie straty pędu w warstwie brzegowej zdefiniowane są jako: $\mathcal{P}_{loss}(s) = \int_0^s S_{nv} ds$. W powyższym równaniu założono, że wejściowy strumień pędu do diwertora równy jest $2n_{is} T_s$, co oznacza, że na zewnątrz diwertora ciśnienie jest stałe. Równanie to określa związek pomiędzy gęstością plazmy w płaszczyźnie symetrii n_{is} a gęstością na płycie n_{ip} :

$$\frac{1}{2} \frac{n_{is} T_s}{n_{ip} T_p} = 1 - \frac{\mathcal{P}_{loss}}{4n_{ip} T_p} \quad (2.65)$$

Widzimy, że jeżeli w obszarze brzegowym brak jest procesów prowadzących do dyssypacji pędu ($\mathcal{P}_{loss} = 0$) to ciśnienie plazmy na płycie jest dwukrotnie niższe od ciśnienia plazmy w płaszczyźnie symetrii.

Wykorzystując równania (2.63) i (2.58) otrzymamy wyrażenie dla gęstości plazmy:

$$n_i(s) = n_{ip} \frac{T_p}{T(s)} \left\{ 1 + \sqrt{\left(1 + \frac{\mathcal{P}_{loss}(s)}{4n_{ip} T_p} \right)^2 - \frac{T(s)}{T_p} \left[1 - R \left(1 - e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) \right]^2} \right\} \quad (2.66)$$

z którego widać, że zmiany gęstości plazmy następują głównie w obszarze o grubości $\sim \lambda_{ion}^H$ w pobliżu płyty neutralizującej.

Kolejnym etapem modelu jest określenie temperatury plazmy. Po scałkowaniu równania (2.59) i wykorzystaniu warunku brzegowego (2.62) otrzymamy równanie różniczkowe określające temperaturę plazmy w SOL:

$$5n_i v_{\parallel}^i T - \chi_o T^{5/2} \frac{dT}{ds} + [\delta_e n_{ep} + \delta_i (n_{ip} + n_{zp})] c_s^i T_p = R \Gamma_p \mathcal{E}_H \left(1 - e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) - \int_0^s n_e n_z L_z d\zeta \quad (2.67)$$

Definiując funkcję $g(s)$ jako,

$$g(s) = -5n_{ip}c_s^i T_p e^{s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} + [\delta_e n_{ep} + \delta_i (n_{ip} + n_{zp})] c_s^i T_p - \quad (2.68)$$

$$R\Gamma_p \mathcal{E}_H \left(1 - e^{s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) + \int_0^s n_e n_z L_z d\zeta$$

możemy przybliżone równanie dla temperatury zapisać w postaci:

$$T^{5/2} \frac{dT}{ds} = \frac{g(s)}{\chi_o} \quad (2.69)$$

W wyrażeniu dla funkcji $g(s)$ założyliśmy dla uproszczenia, że unoszeniowy strumień ciepła maleje eksponencjalnie przy oddalaniu się od płyty diwertora/limitera.

Rozwiązanie tego równania ma postać [38]:

$$T(s) = T_p \left\{ 1 + \frac{7}{2} \frac{n_{ip} c_s^i}{\chi_o T_p^{5/2}} \int_0^s d\zeta \left[\delta - 5e^{-\zeta \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} + \frac{R\mathcal{E}_H}{T_p} \left(1 - e^{s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) + \frac{\int_0^\zeta n_e n_z L_z d\xi}{n_{ip} c_s^i T_p} \right] \right\}^{2/7} \quad (2.70)$$

gdzie $\delta = [\delta_e n_{ep} + \delta_i (n_{ip} + n_{zp})] / n_{ip}$.

Z warunku ciągłości obu rozwiązań dla temperatur (w diwercorze i poza nim) w punkcie $s = L_x$ znajdujemy związek pomiędzy temperaturą plazmy w płaszczyźnie symetrii i na płycie diwertora/limitera (zauważmy, że dla limitera $L_x = 0$):

$$T_s = T_p \frac{\left\{ 1 + \frac{7}{2} \frac{n_{ip} c_s^i}{\chi_o T_p^{5/2}} \int_0^{L_x} d\zeta \left[\delta - 5e^{-\zeta \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} + R\mathcal{E}_H \left(1 - e^{s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) + \frac{\int_0^\zeta n_e n_z L_z d\xi}{n_{ip} c_s^i T_p} \right] \right\}^{2/7}}{\left[1 - \frac{7}{4} \frac{S_E}{\chi_o T_s^{7/2}} (L_c - L_x)^2 \right]^{2/7}} \quad (2.71)$$

Warunek ten zapisany być może w wygodniejszej postaci [38]:

$$T_s^{7/2} = T_p^{7/2} + T_*^{7/2} \quad (2.72)$$

gdzie T_* określone jest następująco:

$$T_*^{7/2} \equiv \frac{7}{4} \frac{S_E}{\chi_o} (L_c - L_x)^2 + \frac{7}{2} \frac{n_{ip} T_p c_s^i}{\chi_o} \int_0^{L_x} d\zeta \left[\delta - 5e^{-\zeta \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} + R\mathcal{E}_H \left(1 - e^{s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) + \frac{\int_0^\zeta n_e n_z L_z d\xi}{n_{ip} c_s^i T_p} \right] \quad (2.73)$$

Z warunku ciągłości strumieni energii w punkcie L_x (na wejściu do diwertora) określić możemy temperaturę plazmy na płycie diwertora/limitera (równ.2.48, 2.67):

$$T_p = \frac{S_q(L_c - L_x)}{\delta n_{ip} c_s^2} - R \frac{\mathcal{E}_H}{\delta} - \frac{\int_0^{L_x} d\zeta n_e n_z L_x}{\delta n_{ip} c_s^2} \quad (2.74)$$

Wykorzystując natomiast równanie (2.51) i definicję współczynnika recyrkulacji (2.22) znajdziemy gęstość plazmy na płycie diwertora,

$$n_{ip} = \frac{S_n(L_c - L_x)}{1 - R} \frac{1}{c_s^2} \quad (2.75)$$

Z pomocą równ.(2.75) warunek dla temperatury plazmy na płycie przepisać możemy jako:

$$T_p = \frac{1}{\delta} \left[\frac{P_{inp}}{\Psi_0} (1 - R) - R \mathcal{E}_H - \frac{(1 - R) S_{eff} \int_0^{L_x} d\zeta n_e n_z L_x}{\Psi_0} \right] \quad (2.76)$$

gdzie $S_{eff} \equiv V^{sol}/L_c$ jest efektywną powierzchnią limitera/diwertora.

Zdefiniujemy F_p jako tę część energii plazmy, która nie została wypromieniowana w warstwie przejściowej:

$$F_p \equiv 1 - \frac{\frac{R}{1-R} \Psi_0 \mathcal{E}_H + S_{eff} \int_0^{L_x} d\zeta n_e n_z L_x}{P_{inp}} \quad (2.77)$$

Warunek dla temperatury plazmy na płycie zapisać teraz możemy w prostszej postaci:

$$T_p = \frac{(1 - R) F_p P_{inp}}{\delta \Psi_0} \quad (2.78)$$

Zauważmy, że jeśli straty promieniste wodoru i jonów zanieczyszczeń są pomijalne to wtedy temperatura plazmy na płycie diwertora określona jest jedynie poprzez stosunek pomiędzy wejściowymi strumieniami energii i cząstek i nie zależy od procesów transportu w warstwie brzegowej. Analizując równanie (2.72) wyróżnić możemy dwa skrajne przypadki, w zależności od wzajemnych relacji pomiędzy wartościami T_p i T_s .

- układ z limiterem (w tym wypadku $L_x = 0$)

Jeżeli spełniony jest warunek $T_p \gg T_s$ to z równ. (2.72) dostajemy

$$T_p = T_s$$

czyli w warstwie brzegowej brak jest w tym przypadku gradientów temperatury wzdłuż pola magnetycznego. Jednocześnie z równania (2.65) otrzymujemy, że:

$$n_s = 2n_p \quad (2.79)$$

Tego typu sytuacja charakterystyczna jest najczęściej dla układów z limiterem.

W przypadku gdy recyrkulacja jonów w pobliżu płyty limitera/diwertora jest zaniedbywalna a temperatura wzdłuż linii sił pola magnetycznego jest stała, można podać analityczne wyrażenia dla parametrów plazmy w warstwie brzegowej. Rozwiązanie to znane jest jako rozwiązanie *simple SOL* [92]:

$$\left(\frac{\pi}{2} - 1\right) \frac{L_c - s}{L_c} = -M(s) + 2 \operatorname{arctg} [M(s)] \quad (2.80)$$

$$\frac{n(s)}{n_s} = \frac{1}{1 + M(s)^2} \quad (2.81)$$

$$\Phi(s) = -\frac{T}{e} \ln [1 + M(s)^2] \quad (2.82)$$

$$T(s) = T_p \quad (2.83)$$

W powyższych wzorach: $M \equiv \left|v_{\parallel}^i/c_s^i\right|$ jest liczbą Macha, $\Phi(s)$ jest potencjałem plazmy.

- układ z diwertorem

Gdy zachodzi relacja odwrotna, a mianowicie $T_p \ll T_s$, co ma miejsce gdy spełniony jest warunek [92]

$$\frac{n_s L_c Z_{eff}}{F_p T_s^2} \geq 10^{17} m^{-2} eV^{-2}$$

z równ. (2.72) wynika następująca relacja:

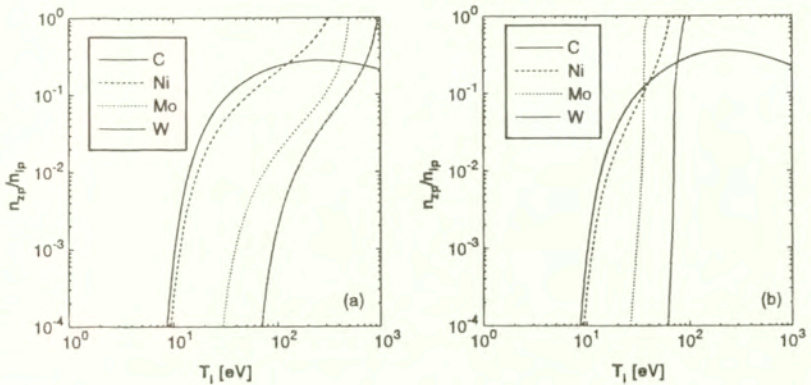
$$T_s = T_p \quad (2.84)$$

Oznacza ona, że temperatura plazmy w płaszczyźnie symetrii słabo zależy od warunków panujących w diwertorze. Temperatura plazmy przy płycie diwertora w tym wypadku nie zależy od charakteru transportu energii w SOL. Jest ona określona jedynie poprzez procesy recyrkulacji, jonizacji oraz promieniowanie plazmy. Natomiast gęstość plazmy w punkcie stagnacji zmienia się nieznacznie nawet dla dużych zmian gęstości plazmy w pobliżu płyty. Zachodzi mianowicie związek [70, 38]:

$$n_s \propto n_p^{1/3} \quad (2.85)$$

W układzie z diwertorem gradienty parametrów plazmy decydują zasadniczo o transporcie plazmy w warstwie brzegowej.

Aby obliczyć całkowitą stratę $I = \int_0^{L_x} d\zeta n_e n_z L_z$, należy rozpatrzyć dwa różne przypadki, jako że zanieczyszczenia w warstwie brzegowej pojawiają się na skutek procesów wybijania lub są wprowadzone celowo do warstwy brzegowej poprzez zewnętrzne źródła (np. *gas puff*).



Rys.2.7 Koncentracja jonów zanieczyszczeń n_{sp}/n_{ip} w funkcji temperatury plazmy na płycie dla różnych materiałów płyty (C, Ni, Mo, W): a) $Z = 1$, b) $Z = \langle Z \rangle$ (wg.[122]).

Zanieczyszczenia wybijane

W tym przypadku gęstość zanieczyszczeń na płycie diwertora (limitera) określona jest przez intensywność procesów sputtering. W warunkach stacjonarnych ilość zanieczyszczeń generowanych z płyt diwertora (limitera) w jednostce czasu równa jest strumieniowi jonów zanieczyszczeń do płyt neutralizujących co daje następujący warunek na gęstość zanieczyszczeń na płycie [122, 120]:

$$n_{zp} = \frac{Y_H^C}{1 - Y_z^C} \frac{n_{ip}}{M_{zp}} \equiv Y_{eff} \frac{n_{ip}}{M_{zp}} \quad (2.86)$$

gdzie Y_{eff} jest efektywnym współczynnikiem sputtering zdefiniowanym jako $Y_{eff} = Y_H^C / (1 - Y_z^C)$. Zakładając dla uproszczenia, że temperatura jonów zanieczyszczeń jest taka sama jak temperatura jonów plazmy wodorowej, dla liczby Macha zanieczyszczeń na płycie $M_{zp} = |c_s^*/c_s^*|$ otrzymany następujące wyrażenie: $M_{zp} \equiv \sqrt{m_i/m_z}$.

Na Rys.2.7 przedstawiona jest koncentracja jonów zanieczyszczeń n_{sp}/n_{ip} w funkcji temperatury plazmy na płycie dla różnych materiałów płyty (C, Ni, Mo, W). Możemy zobaczyć, że dla grafitu dla którego współczynnik self-sputtering jest mniejszy od jedności, koncentracja zanieczyszczeń jest ograniczona. Natomiast dla pozostałych materiałów wyróżnić możemy pewną temperaturę krytyczną, powyżej której koncentracja jonów zanieczyszczeń zmierza do nieskończoności. Ta krytyczna temperatura określona jest poprzez warunek, że współczynnik self-sputtering równy jest jedności, $Y_z^C = 1$. Możemy zauważyć, że temperatura krytyczna jest wyższa dla materiałów o wyższej liczbie atomowej (Z_{max}), lecz gdy weźmiemy pod uwagę fakt, że również średni ładunek zanieczyszczeń w pobliżu płyty $\langle Z \rangle$ rośnie wraz z liczbą atomową zanieczyszczeń (dla tej samej temperatury płyty) to może okazać się, że wpływ materiału płyty na temperaturę krytyczną nie jest tak istotny (Rys.2.7b).

Oznaczmy straty energii plazmy wskutek obecności jonów zanieczyszczeń przypadające na jeden jon zanieczyszczeń jako $L_z \equiv \alpha_z \mathcal{E}_z$. Zatem całkowite straty energii związane z obecnością zanieczyszczeń zapisać możemy jako:

$$n_e n_z L_z = n_e n_z \alpha_z \mathcal{E}_z = \frac{\Gamma_z^{plate}}{\lambda_z} \mathcal{E}_z e^{-s \sin \Theta / \lambda_z} \quad (2.87)$$

gdzie α_z , \mathcal{E}_z są odpowiednio, efektywną częstością procesów atomowych z udziałem jonów zanieczyszczeń i sumaryczną energią (jonizacja + promieniowanie linii) traconą w czasie jednego takiego procesu przez jeden jon zanieczyszczeń.

Korzystając z tego wyrażenia możemy wyliczyć całkę strat:

$$I = \int_0^{L_z} d\zeta n_e n_z L_z = \Gamma_z^{plate} \sin \Theta \mathcal{E}_z (1 - e^{-s \sin \Theta / \lambda_z})$$

gdzie $\Gamma_z^{plate} = n_0^{Z,plate} v_0^z$ jest strumieniem zanieczyszczeń z płyty, a parametr λ_z (średnia droga dla procesów atomowych związanych z domieszkami) zdefiniowany jest jako $\lambda_z = v_0^z / n_e \alpha_z$. Teraz temperatura plazmy w SOL oraz temperatura plazmy na płycie zapiszą się następująco:

$$T(s) = T_p \left\{ 1 + \frac{7}{2} \frac{n_{ip} c_s^i}{\chi_0 T_p^{5/2}} \left[\left(\delta + R \frac{\mathcal{E}_H}{T_p} + Y_{eff} \frac{\mathcal{E}_z}{T_p} \right) s - R \frac{\mathcal{E}_H}{T_p} \frac{\lambda_{ion}^H}{\sin \Theta} \left(1 - e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^H} \right) - Y_{eff} \frac{\mathcal{E}_z}{T_p} \frac{\lambda_{ion}^Z}{\sin \Theta} \left(1 - e^{-s \sin \Theta / \lambda_{ion}^Z} \right) \right] \right\}^{2/7} \quad (2.88)$$

$$T_p = \frac{1}{\delta} \left[\frac{P_{inp}}{\Psi_0} (1 - R) - R \mathcal{E}_H - Y_{eff} \mathcal{E}_z \right] \quad (2.89)$$

Natomiast związek pomiędzy temperaturą plazmy w płaszczyźnie symetrii i na płycie diwertora ma teraz postać ($L_z \gg \lambda_{ion}^H, \lambda_{ion}^Z$):

$$T_s = T_p \frac{\left[1 + \frac{7}{2} \frac{n_{ip} c_s^i}{\chi_0 T_p^{5/2}} \left(\delta + R \frac{\mathcal{E}_H}{T_p} + Y_{eff} \frac{\mathcal{E}_z}{T_p} \right) L_z \right]^{2/7}}{\left[1 - \frac{7}{4} \frac{S_E}{\chi_0 T_s} (L_c - L_z)^2 \right]^{2/7}} \quad (2.90)$$

Domieszki wstrzeliwane (wprowadzone celowo do SOL)

W przypadku domieszek wstrzeliwanych do plazmy brzegowej, znalezienie przybliżonego rozwiązania dla temperatury plazmy jest o wiele trudniejsze. Spowodowane to jest faktem, że w tym przypadku straty promieniste wywołane obecnością jonów domieszki zależą w bezpośredni sposób od profilu temperatury plazmy. W tej sytuacji możliwe jest podanie w postaci analitycznej jedynie pewnych oszacowań i tendencji dotyczących strat promienistych i temperatury plazmy.

Dla prostoty rozważań możemy założyć, że mamy jednorodny źródło jonów domieszki w objętości diwertora o intensywności Ψ_{z0} i rozciągłości przestrzennej l_z (wzdłuż linii sił pola magnetycznego).

Równanie ciągłości dla jonów domieszki w przybliżeniu średniego ładunku zapisać możemy jako:

$$\frac{dn_z v_{||}^z}{ds} = S_{nz} \quad (2.91)$$

gdzie $S_{nz} = \Psi_{z0}/V^{SOI}$. Całkując równanie (2.91) wzdłuż linii sił pola magnetycznego i zakładając dla uproszczenia, że prędkość jonów domieszki równa jest prędkości jonów plazmy, co jest zazwyczaj słuszne w przypadku gęstej i zimnej plazmy diwertorowej, otrzymujemy wyrażenie dla gęstości jonów domieszki:

$$n_z(s) = \frac{S_{nz}(l_z - s)}{v_{||}^+(s)} \quad (2.92)$$

Z pomocą powyższego równania możemy określić całkę strat I :

$$I = \frac{S_{nz}\alpha_z\mathcal{E}_z l_z}{c_s^2} \int_0^{l_z} d\zeta \left(1 - \frac{\zeta}{l_z}\right) \frac{n_i(\zeta)}{M(\zeta)} \quad (2.93)$$

W przypadku intensywnej recyrkulacji, gdy $1 - R \ll 1$, z pomocą równań (2.63) i (2.66) możemy zapisać straty promieniste domieszki jako:

$$I = 2 \frac{n_{ip} S_{nz} \alpha_z \mathcal{E}_z l_z}{c_s^2 (1 - R)} \left(1 + \frac{P_{loss}}{4n_{ip} T_p}\right)^2 \int_0^{l_z} d\zeta \left(1 - \frac{\zeta}{l_z}\right) \left(\frac{T_p}{T(\zeta)}\right)^2$$

Równanie dla temperatury plazmy na płycie diwertora jest więc następujące:

$$T_p = \frac{1}{\delta} \left[\frac{P_{inp}}{\Psi_0} (1 - R) - R\mathcal{E}_H - 2 \frac{S_{nz} \alpha_z \mathcal{E}_z l_z}{(c_s^2)^2 (1 - R)} \left(1 + \frac{P_{loss}}{4n_{ip} T_p}\right)^2 \int_0^{l_z} d\zeta \left(1 - \frac{\zeta}{l_z}\right) \left(\frac{T_p}{T(\zeta)}\right)^2 \right]$$

i jak widać, temperatura plazmy na płycie zależy od profilu temperatury w całej warstwie brzegowej. Z powyższego równania wynika, że temperatura plazmy w pobliżu płyty maleje ze wzrostem intensywności źródła domieszki S_{nz} . Widzimy również, że straty promieniste wzrastają ze wzrostem liczby atomowej domieszki, gdyż rośnie wtedy zarówno \mathcal{E}_z jak i α_z . Należy zwrócić uwagę, że straty pędu w warstwie przysiennej przyczyniają się znacząco do wzrostu strat promienistych w warstwie brzegowej.

2.5.3 Ochłodzenie plazmy związane z recyrkulacją wodoru

Recyrkulacja jonów wodoru w pobliżu płyt diwertora/limitera jest procesem bardzo ważnym, wpływającym silnie na parametry plazmy brzegowej i dlatego omówimy obecnie w sposób jakościowy to zjawisko fizyczne.

Przy wzroście strumienia plazmy do płyty neutralizującej spowodowanego jonizacją atomów wodoru w pobliżu płyty, zmniejsza się średnia energia cząstek plazmy. Z równania (2.78) wynika, że przy wzroście współczynnika recyrkulacji R temperatura plazmy maleje jak $1 - R$, zaś gęstość rośnie proporcjonalnie do $(1 - R)^{-3/2}$ (równ.2.75) tak, że całkowity strumień plazmy do płyty zwiększa się jak $(1 - R)^{-1}$. Przy tym prędkość cząstek na płycie spada $c_s^2 \propto (1 - R)^{1/2}$, a ciśnienie wzrasta $p_p \propto (1 - R)^{-1/2}$. Już z tej prostej analizy widać, że recyrkulacja plazmy może być sposobem na realizację reżimu pracy urządzenia z gęstą i chłodną plazmą w pobliżu płyty diwertora.

Wzrost strumienia plazmy w obszarze brzegowym związany jest z recyrkulacją. Współczynnik recyrkulacji określony natomiast jest przez prawdopodobieństwo jonizacji atomów wodoru i może być zapisany w postaci[38]:

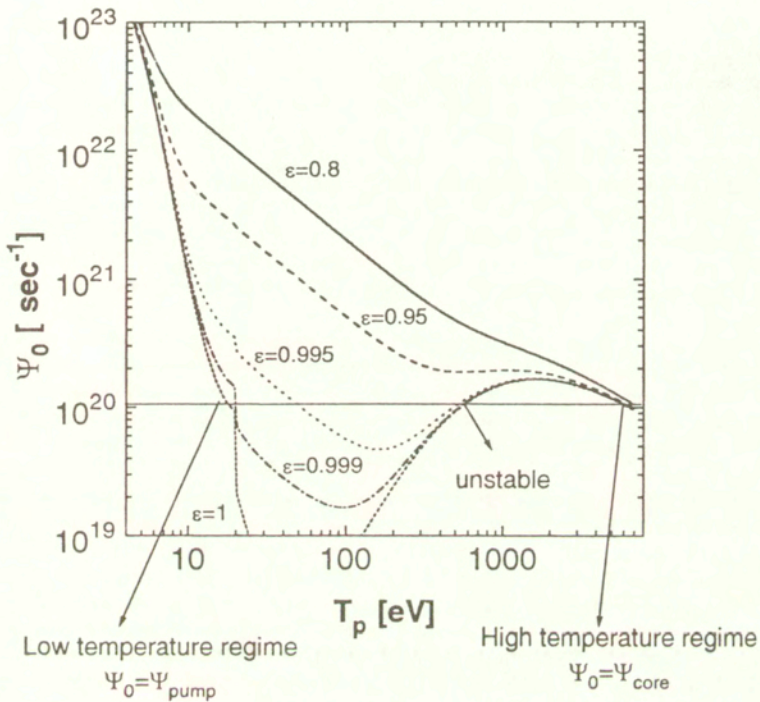
$$R = \varepsilon(1 - \exp(-l_d/\lambda_{ion}^H)) \quad (2.94)$$

gdzie l_d jest tzw. głębokością diwertora (dla atomów), ε jest liczbą atomów wodoru przypadającą na jeden padający na płytę jon. Z relacji (2.94) wynika, że współczynnik recyrkulacji zależy silnie od średniej drogi jonizacji. Droga jonizacji natomiast proporcjonalna jest do prędkości plazmy i odwrotnie proporcjonalna do jej gęstości na płycie, czyli $\lambda_{ion}^H \propto (1 - R)^2$. Tak silna nieliniowość procesu recyrkulacji powoduje, że pojawia się niejednoznaczność parametrów plazmy w warstwie brzegowej przy zadanych wejściowych strumieniach cząstek i energii. Niejednoznaczność ta związana jest z faktem, że transport energii do płyty może realizować się na dwa sposoby. Z jednej strony energia może być unoszona przez strumień cząstek bliski strumieniowi wejściowemu, przy stosunkowo wysokiej temperaturze plazmy w warstwie przyściennej, lub też przez znacznie większy strumień plazmy do płyty przy jednocześnie niskiej temperaturze plazmy. Z warunku stacjonarności rozwiązania (2.19) wynika, że strumień plazmy wpływający do diwertora Ψ_0 powinien być skompensowany przez strumień atomów wodoru, bądź z powrotem do plazmy (Ψ_{core}) lub przez strumień odpompowany (Ψ_{pump}). W przypadku silnej recyrkulacji, atomy wodoru są zlokalizowane w objętości diwertora i strumień powrotny może być dowolnie mały. W tym wypadku stan stacjonarny osiągany jest tylko dzięki odpompowaniu wodoru. Przy zmniejszaniu temperatury plazmy, plazma może stać się przezroczysta dla cząstek neutralnych. Wtedy wydaje się również możliwe uzyskanie stanu stacjonarnego bez potrzeby odpompowania.

Uwzględniając równanie (2.94) oraz równanie dla temperatury płyty diwertora (2.78) otrzymamy następujący warunek wiążący wejściowy strumień plazmy Ψ_0 z temperaturą plazmy T_p [38]:

$$\Psi_0 = \frac{F_p P_{inp}}{\delta} \left[\frac{1 - \varepsilon}{T_p} + \varepsilon \frac{\exp(-l_d/\lambda_{ion}^H)}{T_p} \right] \quad (2.95)$$

Pierwszy wyraz w nawiasie kwadratowym opisuje strumień odpompowany, drugi zaś strumień powrotny do plazmy centralnej. Ponieważ λ_{ion}^H może być wyrażone jako funkcja temperatury płyty, więc Ψ_0 również zależy od temperatury plazmy przy powierzchni płyty. Zależność $\Psi_0(T_p)$ przedstawiona jest na Rys.2.8 dla różnych wartości parametru ε . Z wykresu tego widzimy, że dla $\varepsilon \geq 0.9$ istnieją trzy rozwiązania odpowiadające różnym temperaturom płyty, przy zadanym wejściowym strumieniu cząstek do warstwy brzegowej. W obszarze wysokich temperatur, kiedy $T_p \cong P_{inp}/\delta \Psi_0 \cong T_s$ i $\lambda_{ion}^H \gg l_d$ otrzymujemy reżim pracy z małą recyrkulacją plazmy w warstwie brzegowej. Jeżeli temperatura plazmy jest niższa tak, że $\lambda_{ion}^H \leq l_d$ strumień powracających atomów zaczyna się zmniejszać wskutek jonizacji, w związku z czym pojawia się możliwość uzyskania rozwiązania z mniejszymi wartościami wejściowego strumienia energii. W tym reżimie średnia droga jonizacji atomów wodoru zmniejsza się przy spadku temperatury plazmy na skutek zmniejszenia prędkości atomów oraz w związku ze wzrostem gęstości plazmy. Trzeba jednak zaznaczyć, że jest to rozwiązanie niestabilne, ponieważ przy zmniejszaniu temperatury i drogi jonizacji rośnie współczynnik recyrkulacji plazmy, co powoduje dalszy spadek temperatury plazmy. W warunkach niskich temperatur i dużej gęstości plazmy możliwe są ponownie rozwiązania stacjonarne, kiedy to wejściowy strumień plazmy równoważony jest przez odpompowywany strumień atomów wodoru.



Rys.2.8 Zależność wejściowego strumienia cząstek $\Psi_0(T_p)$ od temperatury plazmy w diwercorze dla różnych wartości parametru ϵ .

2.5.4 Jednowymiarowy transport jonów zanieczyszczeń w warstwie przyściennej

W pracy [122] przedstawiony został szczegółowo uproszczony model transportu jonów zanieczyszczeń w plazmie brzegowej tokamaka. Dlatego też w prezentowanej rozprawie ograniczymy się tylko do dyskusji podstawowych elementów tego modelu. Należy zaznaczyć, że prezentowany model słuszny jest jedynie dla zanieczyszczeń generowanych z płyty diwertora (limitera) na skutek procesów wybijania i nie może być wykorzystany w przypadku domieszek injektowanych celowo do plazmy.

W obszarze brzegowym tokamaka dynamika zanieczyszczeń określona jest poprzez równowagę pomiędzy transportem radialnym, przepływem wzdłuż linii sił równowagowego pola magnetycznego w kierunku płyty diwertora (limitera) oraz procesami atomowymi towarzyszącymi nieelastycznym zderzeniom pomiędzy jonami zanieczyszczeń i elektronami. Tak skomplikowany obraz dynamiki zanieczyszczeń w SOL opisywany jest przez nieliny, dwuwymiarowy, wielopłynowy układ równań różniczkowych cząstkowych (równ. 2.1-2.3). Aby otrzymać układ uproszczony, który można by rozwiązać analitycznie, konieczny jest cały szereg założeń upraszczających. Pierwsze założenie polega na rozseparowaniu dynamiki plazmy wodorowej i zanieczyszczeń poprzez przyjęcie przybliżenia cząstki próbnej dla jonów zanieczyszczeń. Kolejno, pominięto w w równaniach wyrazy inercyjne co jest słuszne w sytuacji gdy charakterystyczna droga zmian parametrów plazmy wodorowej jest dużo większa od drogi charakterystycznej dla jonów zanieczyszczeń. Taka sytuacja w szczególności, choć nie tylko, ma miejsce dla przypadku *Simple SOL* (równ. 2.80-2.83). Ponieważ liczba niewiadomych w układzie równań opisujących dynamikę jonów zanieczyszczeń jest bardzo duża (gęstość i prędkość dla każdego stopnia jonizacji jonów zanieczyszczeń) dalsze uproszczenia polegają na zastosowaniu przybliżenia jedno-płynowego, tzn. rozważamy tylko atomy zanieczyszczeń i jeden (średni) stan ładunkowy jonów zanieczyszczeń. Odpowiednie równania otrzymujemy po zsumowaniu równań ciągłości i ruchu dla poszczególnych jonów zanieczyszczeń. Takie przybliżenie jest słuszne jeśli przyjąć, że procesy jonizacji i rekombinacji pomiędzy sąsiednimi stanami ładunkowymi są szybsze niż charakterystyczny czas przepływu plazmy, tzn. możemy zastosować równowagę koronową. Ostatnie uproszczenie polega na scałkowaniu równań w kierunku radialnym dzięki czemu otrzymujemy w rezultacie układ dwóch równań różniczkowych zwyczajnych, który może być rozwiązany analitycznie. Dodatkowo zakładamy, że linie sił pola magnetycznego są prostopadłe do płyty (przypadek ogólny, gdy linie sił pola magnetycznego tworzą kąt mniejszy niż $\pi/2$ z powierzchnią płyty rozważany jest w pracy [122]). Odpowiednie równania są następujące:

$$\frac{\partial n_z v_{||}^z}{\partial s} = \frac{1}{\lambda_{n_0}} \int_0^{\Delta} n_0^z \alpha_0^z dy \quad (2.96)$$

$$n_z v_{||}^z \equiv \Gamma_z = \delta_1 n_z v_{||}^1 + \delta_2 \frac{\tau_{z1}}{m_z} \left[\frac{\partial n_z T_{iz}}{\partial s} - \langle Z \rangle en_z \frac{\partial \Phi}{\partial s} + \alpha_{iz} n_z \frac{\partial T_{iz}}{\partial s} \right] \quad (2.97)$$

W powyższych wyrażeniach wszystkie parametry plazmy są określone na separatrixie (LCMS), a współczynniki δ_1 , δ_2 są zdefiniowane jako:

$$\delta_1 = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{n_0}} + \frac{1}{2\lambda_T}} \quad \delta_2 = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{n_0}} + \frac{5}{2\lambda_T} - \frac{1}{\lambda_n}}$$

gdzie Δ jest szerokością warstwy brzegowej, λ_n , λ_T są szerokościami połówkowymi profilu gęstości i temperatury plazmy a λ_{n_0} jest szerokością połówkową profilu gęstości atomów zanieczyszczeń. Tutaj v_{\parallel}^* jest składową równoległą prędkości jonów zanieczyszczeń, Γ_z jest strumieniem jonów zanieczyszczeń, τ_{zi} jest czasem zderzeń pomiędzy jonami plazmy i zanieczyszczeń, $\langle Z \rangle$ jest średnim ładunkiem zanieczyszczeń a α_{th} jest współczynnikiem określającym wielkość termosily [24, 39, 62].

Pomijając procesy rekombinacji możemy wyrazić gęstość atomów zanieczyszczeń jako:

$$n_0^Z(s) = n_0^{Z,plate} \exp(-s/\lambda_{ion}^Z) \quad (2.98)$$

Podstawiając powyższe wyrażenie dla gęstości atomów zanieczyszczeń do równania ciągłości (2.96) a następnie całkując je i wykorzystując równ.(2.97) otrzymujemy:

$$\frac{dn_z}{ds} + n_z \left[(1 - \alpha_{th}) \frac{d \ln T_{is}}{ds} + \langle Z \rangle e \frac{d\Phi}{ds} - \frac{\delta_1 m_z v_{\parallel}^i}{\delta_2 \tau_{zi} T_{is}} \right] = \frac{1}{\delta_2} \frac{m_z}{T_s \tau_z} \frac{1}{\lambda_{n_0}} \int_0^{\Delta} \Gamma_{op}(y) \exp(-s/\lambda_{ion}^Z) dy \quad (2.99)$$

Rozwiązanie powyższego zwyczajnego równania różniczkowego pierwszego rzędu jest następujące:

$$n_z(s) = n_{zp} e^{r(s)} \times \left[1 + \left(1 + \frac{T_{sz}}{T_{is}} \right) \frac{M_{zp}}{\delta_2} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \frac{1}{\lambda_{zi}} \int_0^s ds' \left(\frac{1}{\lambda_{n_0}} \int_0^{\Delta} \exp(-y/\lambda_{n_0}) \exp(-s'/\lambda_{ion}^Z(y) - r(s')) dy \right) \right] \quad (2.100)$$

gdzie M_{zp} jest liczbą Macha jonów zanieczyszczeń na płycie, $\lambda_{zi} \equiv c_{zi}^i \tau_{zi} \sqrt{m_z/m_i}$ jest średnią drogą swobodną dla zderzeń elastycznych pomiędzy jonami zanieczyszczeń i jonami plazmy a funkcja $r(s)$ zdefiniowana jest następująco:

$$r(s) = \alpha_{th} \ln \frac{T_i(x)}{T_{ip}} - \int_0^s ds' \left(\frac{\delta_1 c_{zi}^i m_z}{\delta_2 T_{is} \tau_{zi}} M(s') + \frac{\langle Z \rangle e}{T_{is}} \frac{d\Phi}{ds'} \right) \quad (2.101)$$

Rozwiązanie dla gęstości zanieczyszczeń n_z (równ.2.100) jest sumą dwu składników, rozwiązania równania jednorodnego określonego poprzez równowagę pomiędzy siłami pola elektrycznego, tarcia dynamicznego, termosily i ciśnienia bez źródeł jonów zanieczyszczeń oraz rozwiązania równania niejednorodnego, określonego przez intensywność produkcji zanieczyszczeń. Aby przedyskutować, w jaki sposób różne procesy fizyczne wpływają na rozkład zanieczyszczeń wzdłuż linii sił pola magnetycznego, wygodnie jest wprowadzić tzw. współczynnik utrzymania \mathcal{R} , będący odwrotnością średniej gęstości jonów zanieczyszczeń wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS,

$$\mathcal{R}^{-1} \equiv \int_{L_x}^{L_c} \frac{ds}{L_c - L_x} \frac{n_z}{n_{zp}}. \quad (2.102)$$

Wykorzystując wyrażenie dla gęstości jonów zanieczyszczeń (równ.2.100) możliwe jest w pewnych przypadkach znalezienie analitycznej postaci współczynnika utrzymania \mathcal{R} .

W przypadku konfiguracji z limiterem ($L_x = 0$) kiedy gradienty temperatury w warstwie brzegowej są niewielkie, pominąć możemy wpływ termosyły oraz wykorzystać rozwiązanie analityczne dla plazmy wodorowej[92] (równ.2.80-2.83). W tym przypadku zmieniając zmienną całkowania z s na liczbę Macha M zgodnie z transformacją zdefiniowaną równ. (2.80) otrzymamy [122, 9]:

$$\mathcal{R}^{-1} = \frac{2}{\pi - 2} \left(A_1(\alpha_1, \alpha_2) + \left(1 + \frac{T_{es}}{T_{is}}\right) \frac{M_{zp}}{\delta_2} \alpha_2 \frac{1}{\lambda_{n0}} \int_0^{\Delta} dy \exp(-y/\lambda_{n0}) A_2(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) \right) \quad (2.103)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \langle Z \rangle \frac{T_{es}}{T_{is}} \\ \alpha_2 &= \sqrt{\frac{m_z}{m_i}} \frac{L_c}{\lambda_{z1}} \frac{2}{\pi - 2} \\ \alpha_3 &= \frac{L_c}{\lambda_{n0}(y)(\pi - 2)} \end{aligned}$$

Mając na uwadze, że w konfiguracji limiterowej, zasadniczy wkład do całki w równ.(2.102) pochodzi z obszaru w pobliżu płyty, gdzie $M \sim 1$ otrzymamy następujące asymptotyczne wyrażenia dla współczynników A_1 i A_2 :

$$\begin{aligned} A_1 &\cong \frac{1}{2\alpha_2 + \alpha_1^2} \\ A_2 &\cong \frac{1}{4\alpha_2\alpha_3} \frac{1}{1 + 0.5\sqrt{\pi}\alpha_1\sqrt{\alpha_2/\alpha_3}} \end{aligned}$$

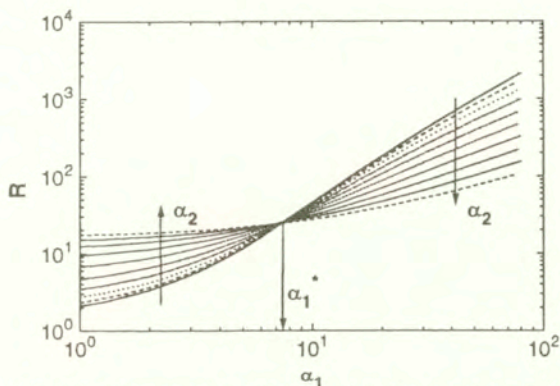
i możemy przepisać współczynnik utrzymania \mathcal{R} w postaci:

$$\mathcal{R}^{-1} = \frac{2}{\pi - 2} \left(\frac{1}{2\alpha_2 + \alpha_1^2} + \left(1 + \frac{T_{es}}{T_{is}}\right) \frac{M_{zp}}{\delta_2} \frac{1}{\lambda_{n0}} \int_0^{\Delta} dy \exp(-y/\lambda_{n0}) \frac{1}{4\alpha_3} \frac{1}{1 + 0.5\sqrt{\pi}\alpha_1\sqrt{\alpha_2/\alpha_3}} \right) \quad (2.104)$$

Zauważając, że gęstość atomów maleje szybko w kierunku radialnym tzn. $\lambda_{n0}/\Delta \ll 1$, otrzymamy:

$$\mathcal{R}^{-1} = \frac{2}{\pi - 2} \left(\frac{1}{2\alpha_2 + \alpha_1^2} + \left(1 + \frac{T_{es}}{T_{is}}\right) \frac{M_{zp}}{\delta_2} \frac{1}{4\alpha_3} \frac{1}{1 + 0.5\sqrt{\pi}\alpha_1\sqrt{\alpha_2/\alpha_3}} \right) \quad (2.105)$$

Na Rys.2.9 przedstawiony jest współczynnik utrzymania \mathcal{R} w funkcji parametrów α_1, α_2 dla przypadku gdy $\delta_1 = \delta_2 = 1$, natomiast na Rys.2.10 przedstawiono funkcje A_1 i A_2 . Zależność od parametru α_1 określającego siłę pola elektrycznego jest monotoniczna. Jeśli rośnie α_1 (np. poprzez wzrost ładunku jonów zanieczyszczeń) to oba wyrazy A_1 i A_2 maleją, jako że siła która popycha jony w kierunku płyty wzrasta. Jeśli chodzi natomiast o zależność od współczynnika α_2 określającego siłę tarcia dynamicznego, to widzimy, że nie jest ona monotoniczna. Współczynnik utrzymania \mathcal{R} wzrasta dla $\alpha_1 < \alpha_1^*$, natomiast dla $\alpha_1 > \alpha_1^*$, maleje. Punkt $\alpha_1 = \alpha_1^*$ może być



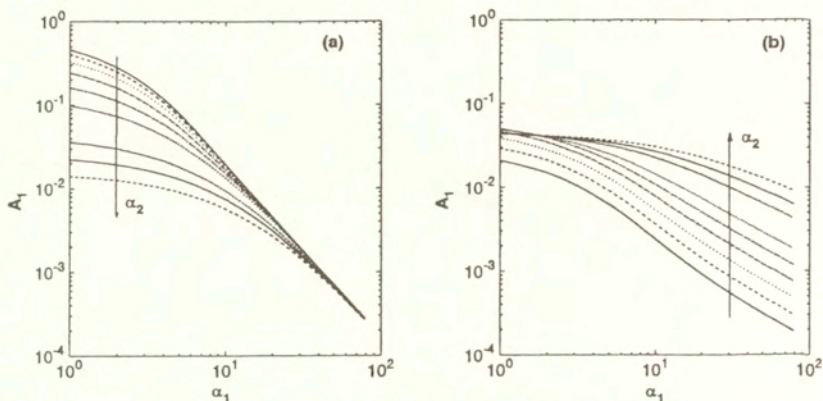
Rys.2.9 Współczynnik utrzymania $\mathcal{R}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ wyliczony zgodnie z równ.(2.103) w funkcji parametru α_1 , dla $1 < \alpha_2 < 10^2$, $\alpha_3 = 25$ i $M_{zp} = 1$ (wg.[122]).

określony z równ.(2.105) w przypadku gdy $\alpha_3 \gg 1$ i w przybliżeniu równy jest $\alpha_1^* \cong \alpha_3 / (\pi - 2)M_{zp}$. Takie zachowanie się współczynnika utrzymania może być wyjaśnione w następujący sposób. Jeśli pole elektryczne jest słabe to domieszki, które jonizowane są daleko od płyty, przyspieszane są w tym polu do prędkości mniejszych niż prędkość plazmy ($v_{\parallel}^* < v_{\parallel}^*$). W takim przypadku siła tarcia działa w kierunku płyty i utrzymanie zanieczyszczeń jest lepsze jeśli siła tarcia jest większa (α_2 większe). W przypadku przeciwnym, gdy pole elektryczne jest silne to przyspiesza ono jony zanieczyszczeń do prędkości większych od prędkości plazmy wodorowej ($v_{\parallel}^* > v_{\parallel}^*$). W takiej sytuacji zderzenia pomiędzy jonami zanieczyszczeń i plazmy wodorowej zmniejszają prędkość jonów zanieczyszczeń i w ten sposób hamują strumień zanieczyszczeń płynących do płyty. Konsekwencją jest gorsze utrzymanie jonów zanieczyszczeń. Zauważmy, że w przypadku gdy nie ma źródeł, siła tarcia zawsze poprawia utrzymanie zanieczyszczeń w warstwie przyściennej, co widać z Rys.2.10a gdzie przedstawiono współczynnik A_1 . Natomiast zachowanie się wyrazu A_2 związanego ze źródłami jest odmienne tj. utrzymanie zanieczyszczeń jest gorsze gdy rośnie siła tarcia dynamicznego, co widać na Rys.2.10b. Efekt ten, który nazywać będziemy efektem źródła, jest silniejszy jeśli α_3 maleje, tzn. gdy średnia droga jonizacji jest większa i źródła są rozciągle.

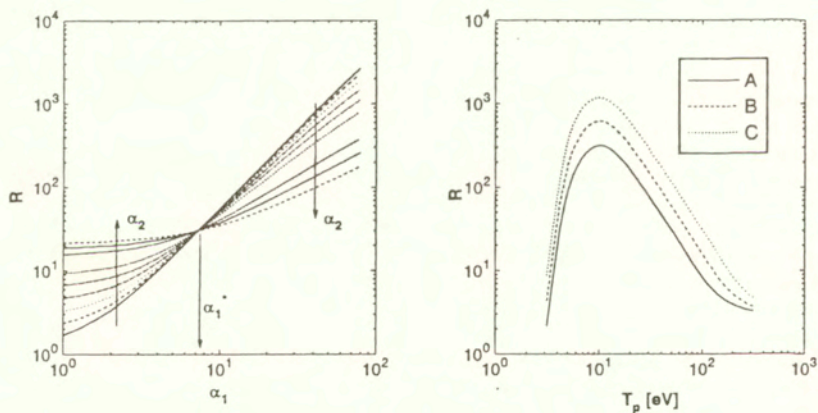
Na Rys.2.11 przedstawione jest rozwiązanie asymptotyczne (równanie 2.105). Możemy zobaczyć, że zgodność pomiędzy rozwiązaniem przybliżonym a ścisłym (Rys.2.9) jest zadowalająca.

Interesującą kwestią jest zbadanie jak zależy współczynnik utrzymania od parametrów plazmy. W tym celu zauważmy, że $\alpha_2 \propto (Z)nL_c/T^2$ oraz $\alpha_3 \propto nL_cT^p$, gdzie założono, że $T_{is} = T_{es} = T$ oraz przyjęto następującą aproksymację dla częstości jonizacji $(\sigma v)_{ion}^0 \propto T^p$. Współczynnik utrzymania jako funkcja temperatury plazmy jest pokazany na Rys.2.12. Widzimy, że jeśli temperatura plazmy jest niska to współczynnik utrzymania może być mały, co wynika z faktu, że średnia droga jonizacji jest wtedy duża i daje o sobie znać efekt źródła. Przy wyższych temperaturach pole elektryczne i siła tarcia zaczynają dominować i wtedy współczynnik utrzymania rośnie.

Jeśli temperatura jest niska i dominuje efekt źródła to asymptotyczne zachowanie współczynnika utrzymania jest następujące:



Rys.2.10 Zmiany współczynników utrzymania: a) $A_1(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ i b) $A_2(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ w funkcji parametru α_1 , dla $1 < \alpha_2 < 10^2$, $\alpha_3 = 25$ i $M_{zp} = 1$ (wg.[122]).



Rys.2.11 Asymptotyczna postać współczynnika utrzymania $\mathcal{R}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ wyliczona zgodnie z równ.(2.105) w funkcji parametru α_1 , dla $1 < \alpha_2 < 10^2$, $\alpha_3 = 25$ i $M_{zp} = 1$ (wg.[122]).

Rys.2.12 Współczynnik utrzymania w funkcji temperatury plazmy w SOL wyliczony dla płyty grafitowej, przy założeniu: $L_c = 10m$, $M_{zp} = 1$ oraz różnych wartości gęstości plazmy: A) $n_e = 4 \times 10^{19} m^{-3}$; B) $n_e = 2.5 \times 10^{19} m^{-3}$; C) $n_e = 10^{19} m^{-3}$ (wg.[122]).

$$\mathcal{R} \propto (nL_c)^{1/2} T^{3/2\sigma+2} \langle Z \rangle^{-1}$$

co daje bardzo ostrą zależność współczynnika utrzymania od temperatury. Natomiast, jeśli temperatura plazmy jest wysoka, współczynnik utrzymania skaluje się jak:

$$\mathcal{R} \propto \frac{nL_c}{T^2} \langle Z \rangle^2$$

i jest malejącą funkcją temperatury plazmy w SOL. Wartość temperatury plazmy odpowiadająca maksimum współczynnika \mathcal{R} zależy od rodzaju zanieczyszczeń i jest słabą funkcją parametrów nL_c i $\langle Z \rangle$. Warty odnotowania jest fakt, że utrzymanie zanieczyszczeń w SOL poprawia się gdy rośnie gęstość plazmy, ponieważ maleje średnia droga jonizacji a rośnie siła tarcia dynamicznego. Zależność od charakterystycznego wymiaru układu L_c jest podobna do zależności od gęstości ponieważ oba parametry ingerują w wyrażeniu dla \mathcal{R} poprzez iloczyn nL_c . Należy tu zaznaczyć, że znaleziona na drodze rozważań teoretycznych zależność współczynnika utrzymania jonów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka, znalazła potwierdzenie eksperymentalne w pomiarach przeprowadzonych na tokamaku FTU [9].

2.6 Wyniki obliczeń

2.6.1 Obliczenia dla tokamaka FTU

Tokamak FTU (Frascati Tokamak Upgrade) jest średniej wielkości urządzeniem z silnym polem magnetycznym. FTU odgrywa istotną rolę w badaniach plazmy brzegowej w tokamakach ponieważ pracuje z plazmą o dużej gęstości, przez co osiągnięte strumienie energii są porównywalne ze strumieniami reaktorowymi [67]. Prezentowane obliczenia dotyczą serii eksperymentów z grzaniem omowym przeprowadzonych na tokamaku FTU w latach 1992-1994. W tym czasie tokamak FTU wyposażony był w limiter poloidalny. Większość eksperymentów przeprowadzona była dla limitera wykonanego z niklu, prowadzono jednak również pomiary dla limiterów wykonanych z molibdenu i wolframu [1, 2, 3, 67, 9, 4, 51], co zasadniczo odróżnia tokamak FTU od innych tokamaków. Analizowano również parametry w warstwie brzegowej tokamaka FTU w sytuacji gdy ściany i limiter zostały pokryte warstwą krzemu (*silikonizacja ścian*) [4, 5].

Należy tu zaznaczyć, że w roku 1996 tokamak FTU uległ modernizacji polegającej na zainstalowaniu limitera toroidalnego wykonanego z molibdenu. Dodatkowo tokamak wyposażono w anteny fal wysokiej częstotliwości służące do dogrzewania plazmy (*RF heating*). Planuje się, że docelowo moc grzania dodatkowego osiągnie 2 MW. Aktualnie prowadzone są prace mające na celu porównanie wyników pomiarów eksperymentalnych otrzymanych w nowej konfiguracji z rezultatami obliczeń numerycznych uzyskanych za pomocą kodu EPIT.

Mimo zastosowania tylko grzania omowego moce osiągnięte w urządzeniu były rzędu ≤ 2 MW, co pozwalało na osiągnięcie dużej gęstości mocy (1 MWm⁻³) oraz dużej gęstości elektronów ($> 3 \times 10^{20}$ m⁻³). W eksperymentach często obserwowano strumienie energii do warstwy brzegowej $P_{inp} > 0.1$ MWm⁻² oraz na powierzchnię limitera $Q_p \geq 3$ MWm⁻².

Podstawowe parametry tokamaka FTU są następujące: promień toroidalny $R_T = 0.935$ m, promień poloidalny $a = 0.30$ m, toroidalne pole magnetyczne $B_T \leq 8$ T, prąd plazmy $I_p \leq 1.4$ MA. Plazma brzegowa w tokamaku FTU jest standardowo analizowana za pomocą sond Langmuira [67] dzięki czemu można było określić radialne profile takich parametrów warstwy brzegowej jak gęstość plazmy n_e , temperatura T_e i potencjał plazmy Φ .

Aby przeprowadzić analizę uzyskanych danych eksperymentalnych przeprowadzono symulacje komputerowe parametrów plazmy w warstwie brzegowej tokamaka FTU celem, z jednej strony porównania wyników obliczeń z eksperymentem, a z drugiej strony aby wyjaśnić obserwowane fakty eksperymentalne. Podstawowymi zagadnieniami wymagającymi wyjaśnienia było określenie mechanizmów produkcji zanieczyszczeń w tokamaku FTU i ich transportu w warstwie brzegowej, znalezienie mechanizmów fizycznych odpowiedzialnych za brak zależności temperatury elektronowej plazmy T_e od gęstości plazmy czy też wyjaśnienie obserwowanych praw skalowania dla gęstości i temperatury.

Aby odpowiedzieć na wyżej sformułowane pytania przeprowadzono za pomocą kodu EPIT szereg analiz numerycznych dla szerokiego spektrum danych wejściowych. Symulacje komputerowe zostały przeprowadzone przy założeniu, że zanieczyszczenia generowane są z płyt limitera tylko na skutek procesów sputteringu. W konsekwencji tylko jeden rodzaj zanieczyszczeń rozpatrywany był w jednym cyklu obliczeń. Większość obliczeń została przeprowadzona dla niklu, chociaż przeprowadzono pewną ilość symulacji również dla krzemu (Si) i molibdenu (Mo).

Obliczenia zostały wykonane dla uproszczonej geometrii warstwy brzegowej (*slab geometry*) wytwarzanej na skutek obecności limitera poloidalnego dla różnych wartości wejściowego strumienia energii P_{inp} , strumienia cząstek Ψ_0 i długości charakterystycznej L_c . Należy zaznaczyć, że ponieważ limiter w tokamaku FTU nie był całkowicie poloidalny (składał się z kilku sekcji przesuniętych w kierunku radialnym, które w sumie pokrywały około 230° pełnego kąta poloidalnego), zmienna też była długość charakterystyczna L_c w zależności od współrzędnej poloidalnej ($2m \leq L_c \leq 18m$), przy czym średnia wartość długości charakterystycznej równa była $L_c = 3m$. Dlatego też większość obliczeń przeprowadzono dla tej wartości L_c , chociaż aby zbadać wpływ zmienności parametru L_c na parametry plazmy brzegowej przeprowadzono pewną liczbę symulacji dla innych wartości długości charakterystycznej L_c . W obliczeniach przyjęto, że szerokość warstwy brzegowej równa jest $\Delta = 4\text{ cm}$ (wliczając w to szerokość warstwy przejściowej, która równa jest $y_T = 1\text{ cm}$). Dla współczynników transportu radialnego przyjęto następujące wartości:

$$D_{\perp}^i = 1\text{ m}^2/\text{sek} \quad D_{\perp}^j = 0.5\text{ m}^2/\text{sek} \quad \chi_v^e/n_e = 2\text{ m}^2/\text{sek}$$

$$\chi_v^a/n_a = 0.4\text{ m}^2/\text{sek} \quad \eta_v^a/n_a = 0.2\text{ m}^2/\text{sek}$$

W obliczeniach zmieniano wejściowe strumienie energii i cząstek w zakresie:

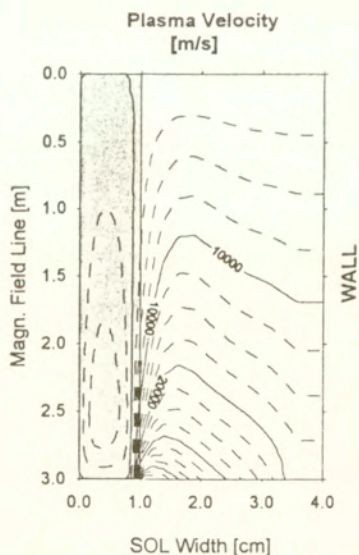
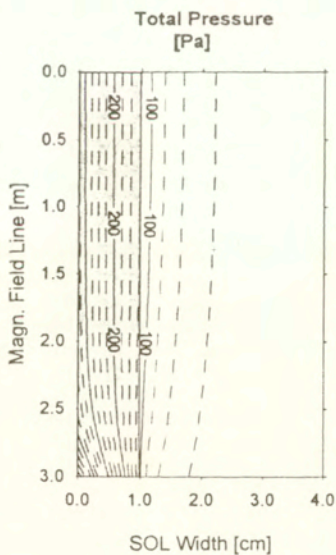
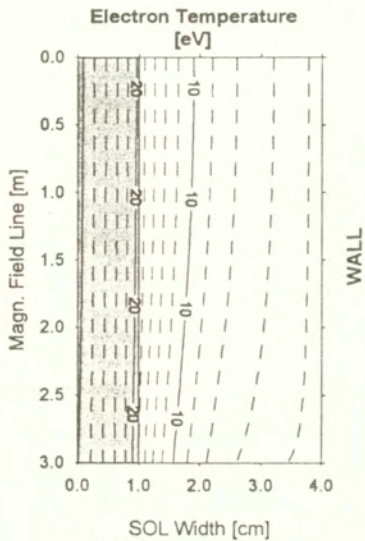
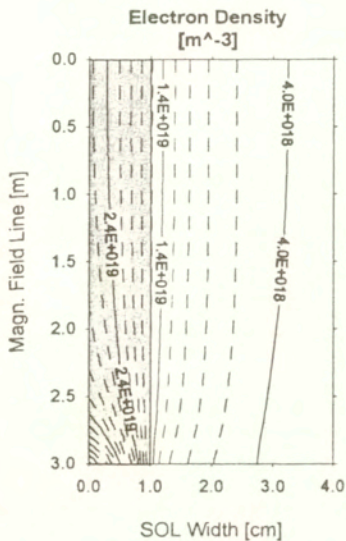
$$0.15\text{ MW} \leq P_{inp} \leq 1\text{ MW} \quad (P_{inp}^e/P_{inp}^i = 1)$$

$$8 \times 10^{21}\text{ sek}^{-1} \leq \Psi_0 \leq 7 \times 10^{22}\text{ sek}^{-1}$$

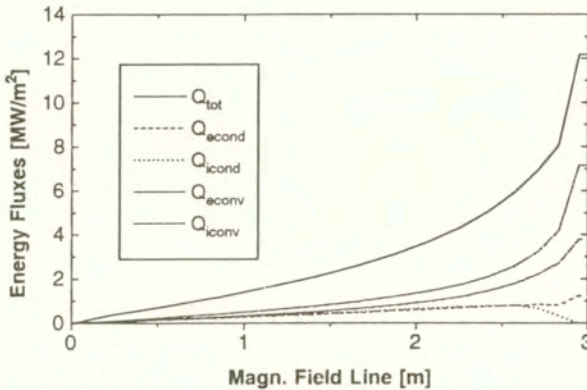
W sytuacji gdy transport energii ma nielokalny charakter stosowano ograniczenie strumieni energii elektronowej $f_e = 0.2$ [70]. Podobne ograniczenie stosowane było dla strumieni lepkościowych w równaniach ruchu [108]:

$$\eta_z^a = \eta_a^{class} \frac{1}{(1 + \tau_{zi}/\tau)^2}$$

gdzie η_a^{class} jest klasycznym współczynnikiem lepkości wzdłuż linii sił pola magnetycznego, $\tau = c_s^a/L_c$ jest czasem charakterystycznym a τ_a jest czasem zderzeń pomiędzy jonami plazmy



Rys.2.13 Przestrzenne rozkłady gęstości n_e , prędkości $v_{||}^i$, temperatury T_e i całkowitego ciśnienia plazmy p_{tot} w warstwie brzegowej tokamaka FTU (wg.[113]).



Rys.2.14 Strumienie energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS (wg.[113]).

i zanieczyszczeń. W konfiguracji limiterowej recyrkulacja wodoru jest niewielka dlatego też w obliczeniach przyjęto, że współczynnik recyrkulacji równy jest $R = 0.6$.

Prezentację wyników obliczeń dla tokamaka FTU zaczniemy od przedstawienia typowych rozkładów wybranych parametrów plazmy w warstwie brzegowej tokamaka FTU. Na Rys.2.13 pokazane są rozkłady gęstości n_e , składowej równoległej prędkości $v_{||}^i$, temperatury T_e oraz ciśnienia plazmy $p = p_e + p_i$, otrzymane dla $\Psi_0 = 10^{22} \text{ sek}^{-1}$, $P_{imp} = 0.5 \text{ MW}$ oraz $L_c = 3 \text{ m}$. Charakterystyczne cechy rozkładów parametrów plazmy w warstwie brzegowej tokamaka z limiterem mogą być podsumowane następująco:

- W kierunku radialnym obserwujemy eksponencyjny zanik gęstości, temperatury i ciśnienia plazmy.
- Wzdłuż linii sił pola magnetycznego gęstość i temperatura plazmy zmienia się w niewielkim stopniu.
- Ciśnienie plazmy jest praktycznie stałe wzdłuż linii sił pola magnetycznego, poza wąskim obszarem w pobliżu płyty limitera gdzie maleje ono aby osiągnąć na płycie wartość bliską połowie wartości ciśnienia w płaszczyźnie symetrii $p_p \approx 0.5 p_s$ (równ.2.79).
- Prędkość plazmy zmienia się monotonicznie od zera w płaszczyźnie symetrii do prędkości dźwięku na płycie. Maksimum prędkości osiągane jest na końcu płyty limitera, gdzie temperatura plazmy jest najwyższa.
- Jak możemy zobaczyć na Rys.2.14, gdzie przedstawione są profile strumieni energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego, w układzie z limiterem dominuje unoszeniowy charakter przepływu energii wzdłuż pola magnetycznego. Związane to jest z faktem, że gradienty temperatury są pomijalne.
- Termosiła działająca na jony zanieczyszczeń jest niewielka w układzie z limiterem (Rys.2.15). Jednocześnie widzimy, że siła tarcia dynamicznego pomiędzy jonami plazmy

i zanieczyszczeń jest dominującą siłą określającą strumienie zanieczyszczeń w warstwie brzegowej.

Poniżej przedstawione są rezultaty analiz parametrycznych przeprowadzonych dla plazmy brzegowej w tokamaku FTU z limiterem niklowym. Na Rys.2.16 przedstawiony jest wykres zależności gęstości plazmy na LCMS n_{es} w funkcji Ψ_0 , wejściowego strumienia cząstek do SOL. Okazuje się, że prosta zależność $n_{es} \propto (\Psi_0)^{0.87}$ dobrze aproksymuje wyniki obliczeń numerycznych. Zakładając jak w pracy [92], $\Psi_0 \propto (n_e^{lin})^\rho$, gdzie n_e^{lin} jest średnią (liniową) gęstością plazmy w tokamaku, a ρ jest wykładnikiem słabo zależnym od parametrów plazmy i zmieniającym się w zakresie $\rho = 1.5 - 2$, otrzymujemy proste prawo skalowania wiążące wartość gęstości plazmy na brzegu z gęstością średnią $n_{es} \propto (n_e^{lin})^\rho = n_{es} \propto (n_e^{lin})^{1.3-1.74}$. Podobną zależność znaleziono eksperymentalnie ($n_{es} \propto (n_e^{lin})^{1.45}$ [67]), co wskazuje że procesy transportu w plazmie brzegowej tokamaka FTU są w głównej mierze odpowiedzialne za związek pomiędzy gęstością brzegową a gęstością średnią plazmy w tokamaku.

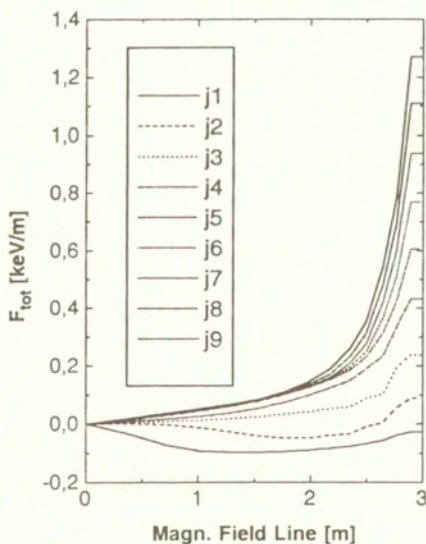
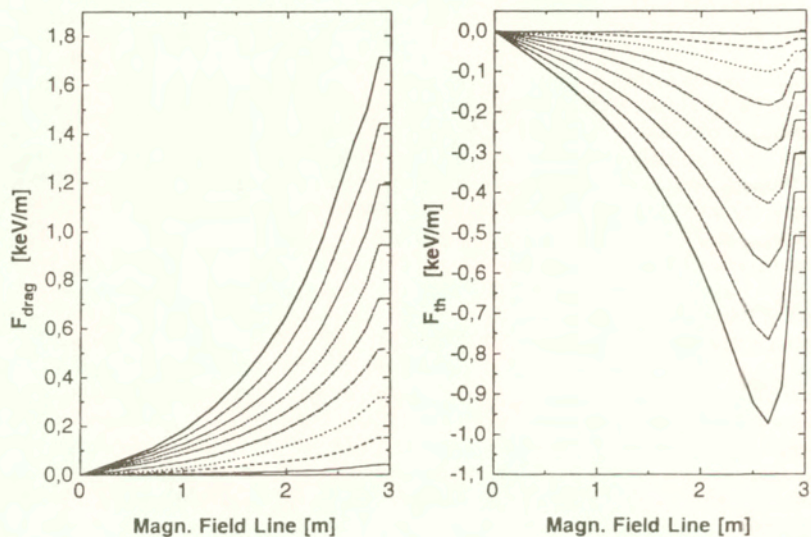
Na rysunku 2.17 przedstawiona jest temperatura elektronowa plazmy na LCMS w funkcji gęstości plazmy. Z wykresu widzimy, że niezależnie od gęstości plazmy i mocy wejściowej P_{inp} , temperatura elektronowa ograniczona jest do wartości poniżej $\sim 30eV$. Podobne zachowanie się temperatury elektronowej w warstwie brzegowej tokamaka FTU stwierdzono eksperymentalnie, mierząc temperaturę w SOL za pomocą sond Langmuira [118]. Mechanizm fizyczny odpowiedzialny za takie zachowanie się plazmy związany jest bezpośrednio z ochłodzeniem plazmy spowodowanym promieniowaniem liniowym jonów zanieczyszczeń generowanych z płyt limitera. Widać to wyraźnie na Rys.2.18 gdzie pokazane są całkowite straty promieniste w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy. Z wykresu widzimy, że dla niskiej gęstości plazmy, na skutek intensywnej produkcji jonów niklu z płyt limitera (Rys.2.19), promieniowanie liniowe zanieczyszczeń jest główną przyczyną strat energii plazmy. Należy stwierdzić, że zależność temperatury jonowej od gęstości plazmy jest zgodna z naszymi oczekiwaniami (równ.2.78), tzn. maleje z gęstością jak $n_{es}^{-2/3}$. Dla małej gęstości plazmy obserwuje się znaczną różnicę pomiędzy temperaturą elektronową i jonową, kiedy to stosunek T_{ie}/T_{es} osiąga wartość bliską 3. Efekt ten znajduje również odbicie w ilości energii transportowanej do płyt limitera przez elektrony i jony, jako że odpowiedni stosunek zmienia się od $Q_p^e/Q_p^i = 0.24$ gdy gęstość jest mała do $Q_p^e/Q_p^i = 0.72$ dla dużej gęstości. Z rysunku 2.19 widzimy, że strumień zanieczyszczeń wybijanych z płyt limitera jest silnie malejącą funkcją gęstości plazmy, co jest wynikiem zależności temperatury jonowej od gęstości. Oznacza to, że zmiany energii jonów padających i w konsekwencji współczynników wybijania związane są ze zmianami temperatury jonowej plazmy.

Przedstawione powyżej fakty dotyczące zachowania się temperatury, strat promienistych czy strumieni zanieczyszczeń, w warstwie brzegowej tokamaka FTU potwierdzają, że głównym mechanizmem generacji zanieczyszczeń w tokamaku FTU z metalowym limiterem są procesy sputteringem.

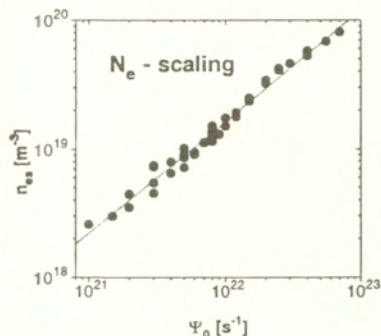
Na Rys.2.20 przedstawione są szerokości połówkowe radialnego profilu gęstości plazmy i temperatury w funkcji gęstości plazmy. Okazuje się, że zgodnie z obserwacjami eksperymentalnymi [67], parametry λ_n , λ_T słabo zależą od gęstości plazmy.

Zmienność poloidalna parametrów plazmy w warstwie brzegowej tokamaka FTU z poloidalnym limiterem

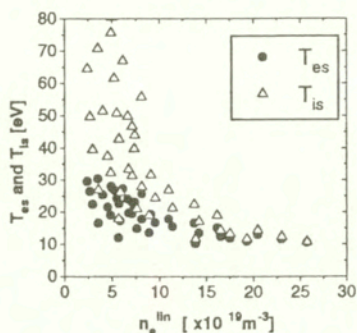
Pomiary eksperymentalne przeprowadzone w tokamaku FTU wskazują na znaczącą poloidalną zmienność parametrów plazmy w warstwie brzegowej [67, 51]. Podobny efekt, silnej zależno-



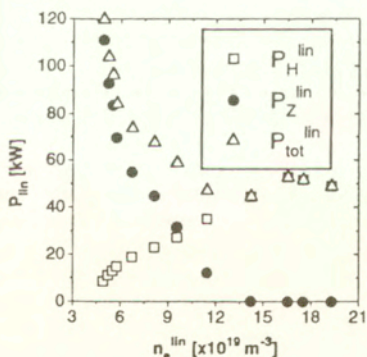
Rys.2.15 Siły działające na jony zanieczyszczeń wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS w warstwie brzegowej tokamaka FTU: a) całkowita siła $F_{tot} = F_F + F_{th}$, b) siła tarcia dynamicznego pomiędzy jonami plazmy i zanieczyszczeń F_F , c) termosila $F_{th} = F_{T_e} + F_T$, (wg.[113]).



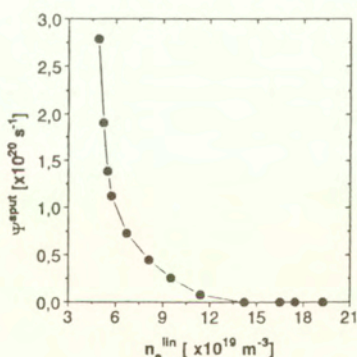
Rys.2.16 Gęstość elektronowa n_e na separatriście w funkcji wejściowego strumienia cząstek Ψ_0 (wg.[113]).



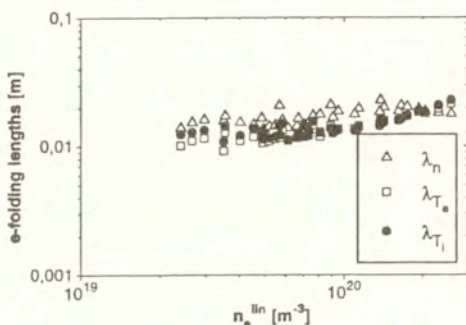
Rys.2.17 Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i na separatriście w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} , wyliczonej zgodnie z eksperymentalnym prawem skalowania gęstości brzegowej [67] (wg.[113]).



Rys.2.18 Całkowite promieniowanie plazmy, promieniowanie wodoru i promieniowanie liniowe jonów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka FTU w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} ($P_{inp} = 500 \text{ kW}$) (wg.[113]).



Rys.2.19 Strumień zanieczyszczeń z płyty limitera w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} ($P_{inp} = 500 \text{ kW}$) (wg.[113]).

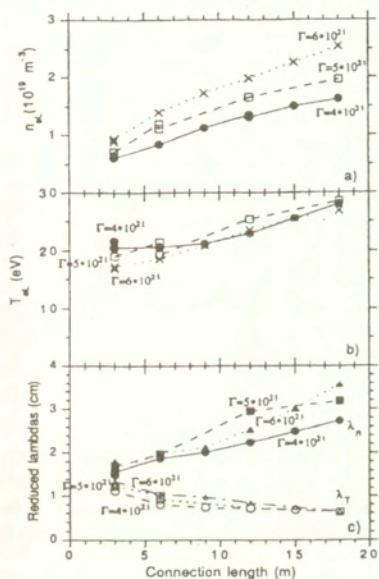


Rys.2.20 Szerokości połówkowe radialnego profilu gęstości λ_n , temperatury elektronowej λ_{T_e} i jonowej λ_{T_i} , w funkcji gęstości plazmy n_e^{ln} (wg.[113]).

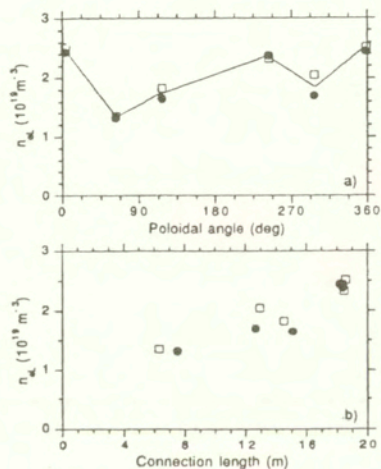
ści parametrów plazmy od kąta poloidalnego w tokamakach z limiterem, był po raz pierwszy obserwowany na tokamaku Alcator-C [12].

Jako możliwe wytłumaczenie obserwowanych niejednorodności plazmy w SOL przyjmuje się poloidalną zmienność długości charakterystycznej L_c [67, 51]. Taka zmienność parametru L_c jest nieuchronna w tokamakach z limiterem, kiedy to kształt warstwy brzegowej nie jest identyczny z kształtem limitera. W tokamaku FTU efekt ten jest jeszcze dodatkowo wzmocniony przez fakt, że limiter nie był ciągle poloidalnie. Powoduje to, że linie sił pola magnetycznego w pobliżu LCMS mogą wykonać kilka obrotów toroidalnych zanim uderzą w powierzchnię limitera. Aby zbadać w jakim stopniu zmienność L_c jest odpowiedzialna za obserwowane niejednorodności plazmy brzegowej przeprowadzono szereg symulacji parametrów plazmy w SOL za pomocą kodu EPIT. Na rysunku 2.21 pokazane są wybrane parametry plazmy w funkcji L_c : a) n_{es} , b) T_{es} , c) λ_n i λ_T . Obliczenia przeprowadzono dla $P_{inp} = 0.3 \text{ MW}$ oraz $\Psi_0 = 4,5,6 \times 10^{21} \text{ sek}^{-1}$ i współczynników transportu jak wyżej. Jak możemy zobaczyć wszystkie wielkości: gęstość i temperatura na LCMS oraz szerokości połówkowe zmieniają się wraz z parametrem L_c w sposób zbliżony do obserwacji eksperymentalnych (Rys.2.22). Osiągnięto ilościową zgodność pomiędzy obliczeniami a eksperymentem z dokładnością do czynnika 1.2 w przypadku n_{es} , podczas gdy T_{es} rośnie dużo wolniej niż wielkości eksperymentalne (czynnik 2.5 – 3). Również zmiany szerokości połówkowych λ_n i λ_T są wolniejsze od obserwowanych. Przeprowadzone obliczenia pokazują, że modyfikacje takich parametrów plazmy jak T_{es} , λ_n i λ_T związane z dwuwymiarowym charakterem przepływu plazmy w SOL, są zgodne jakościowo z obserwacjami eksperymentalnymi, jednak nie w dostatecznym stopniu aby wytłumaczyć obserwowany wynik ilościowo. Dla $L_c \approx 10 \text{ m}$ obliczone wartości λ_n i λ_T są zgodne z wartościami eksperymentalnymi, jednak dla $L_c \approx 3 \text{ m}$, λ_n powinno wzrosnąć, a λ_T zmaleć o czynnik ≈ 2 . Jak pokazują dodatkowe obliczenia kodem EPIT oznacza to 4-krotną redukcję współczynnika dyfuzji D_{\perp} oraz blisko 10-krotny wzrost przewodnictwa cieplnego $\chi_y/n_e \approx 20 \text{ m}^2/\text{sek}$. W tym wypadku również otrzymujemy prawidłową wartość T_{es} dla $L_c \approx 3 \text{ m}$.

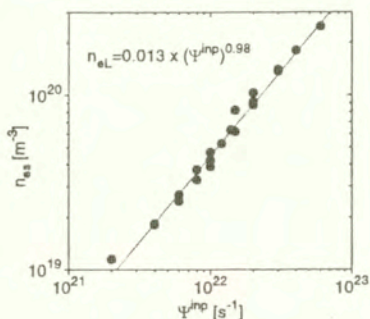
Przeprowadzone symulacje wskazują, że poza niewątpliwym wpływem zmienności L_c na parametry plazmy w SOL tokamaka FTU, również zmiany współczynników transportu wraz z



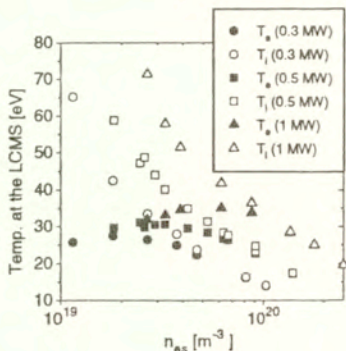
Rys.2.21 Zależność parametrów plazmy od długości charakterystycznej L_c : a) gęstość plazmy na separatrixie n_{eS} ; b) temperatura plazmy na separatrixie T_{eS} ; szerokości połowkowe radialnego profilu gęstości i temperatury elektronowej λ_n i λ_T (wg.[51]).



Rys.2.22 Eksperymentalne wartości gęstości plazmy na separatrixie w funkcji: a) kąta poloidalnego i b) długości charakterystycznej L_c . Wyniki te otrzymano dla dwóch zbliżonych wyładowań o parametrach: $n_e \approx 0.94 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $I_p = 0.6 \text{ MA}$, $B_T = 5.7 \text{ T}$, $P_{inp} \approx 0.34 \text{ MW}$ (wg.[51]).



Rys.2.23 Gęstość plazmy na separatrixie n_{es} w funkcji wejściowego strumienia cząstek Ψ_0 (wg.[121]).



Rys.2.24 Temperatura plazmy na separatrixie: elektronowa T_{es} i jonowa T_{is} w funkcji gęstości plazmy brzegowej (wg.[121]).

parametrami plazmy są bardzo istotne. Efekty te będą przedmiotem dalszych prac teoretycznych i eksperymentalnych mających na celu wyjaśnienie mechanizmów transportu plazmy w obszarze brzegowym tokamaka FTU.

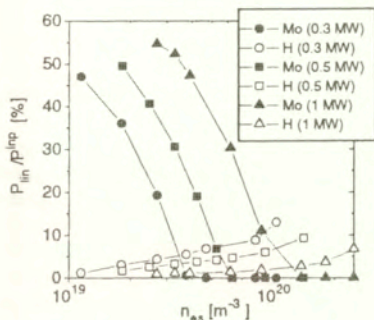
Porównanie konfiguracji poloidalnej i toroidalnej

Jak wspomnieliśmy wcześniej w tokamaku FTU został zainstalowany limiter toroidalny wykonany z molibdenu, w związku z czym przeprowadzone zostały obliczenia za pomocą kodu EPIT symulujące parametry plazmy brzegowej w nowej konfiguracji tokamaka FTU [121] celem porównania poloidalnej i toroidalnej konfiguracji plazmy. Wyniki analiz parametrycznych przedstawione są poniżej.

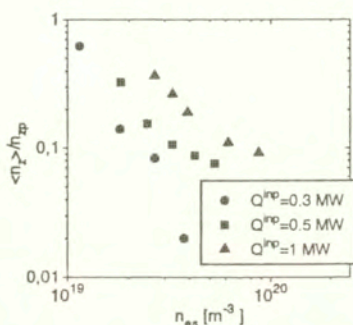
Na rysunku 2.23 pokazana jest gęstość plazmy na LCMS w funkcji wejściowego strumienia cząstek. Jak widać $n_{es} \propto \Psi_0$ co wskazuje, że w konfiguracji toroidalnej mamy silniejszą zależność gęstości plazmy na separatrixie od gęstości średniej niż w konfiguracji poloidalnej. Należy tu wskazać również na fakt, że gęstości plazmy brzegowej osiągnęte w konfiguracji toroidalnej są znacznie wyższe niż w konfiguracji limiterowej.

Jeśli chodzi o zależność temperatury plazmy od gęstości plazmy, to stwierdzono, że sytuacja jest prawie identyczna jak w konfiguracji poloidalnej. Jak możemy zobaczyć na Rys.2.24 temperatura elektronowa na LCMS jest ograniczona do wartości ~ 35 eV. Gdy gęstość plazmy jest niska, to T_e słabo zależy od gęstości, natomiast dla wyższych gęstości obserwujemy pewien spadek temperatury elektronowej z gęstością i wzrost ze wzrostem energii wpływającej do SOL. Ograniczenie temperatury plazmy, tak jak w konfiguracji poloidalnej z niklowym limiterem, związane jest z ochłodzeniem plazmy na skutek promieniowania liniowego jonów molibdenu, co widać z Rys.2.25 gdzie przedstawione są straty promieniste w funkcji gęstości plazmy brzegowej. Należy zwrócić uwagę na fakt, że w konfiguracji z limiterem toroidalnym promieniowanie plazmy brzegowej może być znaczne na skutek większej objętości i gęstości plazmy brzegowej. Obliczenia pokazują, że możliwe jest wypromieniowanie do 60% energii wpływającej do SOL.

Okazuje się, że w konfiguracji toroidalnej utrzymanie jonów zanieczyszczeń w warstwie brze-



Rys.2.25 Promieniowanie plazmy i jonów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy na separatrysie n_{zs} dla $P_{inp} = 300 \text{ kW}, 500 \text{ kW}, 1 \text{ MW}$ (wg.[121]).



Rys.2.26 Współczynnik utrzymania zanieczyszczeń $\mathcal{R}^{-1} = \langle n_z \rangle / n_{zp}$ w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla $P_{inp} = 300 \text{ kW}, 500 \text{ kW}, 1 \text{ MW}$ (wg.[121]).

gowej jest dobre, jak możemy zobaczyć na Rys.2.26 gdzie pokazany jest współczynnik utrzymania zanieczyszczeń $\mathcal{R}^{-1} = \langle n_z \rangle / n_{zp}$. Utrzymanie zanieczyszczeń jest lepsze niż w konfiguracji poloidalnej ponieważ długość charakterystyczna L_c jest większa oraz wyższa jest gęstość plazmy. Wpływ termosyli jest pomijalny, jako że na skutek wyższej gęstości wzrasta siła tarcia dynamicznego.

2.6.2 Obliczenia reaktorowe-tokamak ITER

Jak wspomnieliśmy już wcześniej (Rozdz.1), oddziaływania plazma-ściana odgrywać mogą zasadniczą rolę w tokamaku ITER, ponieważ oczekuje się w nim strumieni energii do warstwy brzegowej rzędu 300 – 600 MW [114], co z kolei powodować może bardzo intensywną erozję materiału ścian. Jedną z idei prowadzącą do rozwiązania tego problemu jest wygaszenie strumienia (płomienia) plazmowego w pewnej odległości od płyt diwerta poprzez realizację w diwercie gazowym tzw. reżimu typu *detachment*. Niestety okazuje się, że realizacja takiego reżimu w pracy diwerta jest utrudniona i wymaga wysokich gęstości plazmy na separatrysie $n_{zs} > 10^{20} \text{ m}^{-3}$ [48, 66], co z kolei jest niedopuszczalne ze względu na ograniczenia stabilnościowe. Dlatego też nieodzowne wydaje się zastosowanie domieszek celem wypromieniowania (rozproszenia) nadmiaru energii wpływającej do diwerta.

Aby przeanalizować jak rozkłady parametrów plazmy w tokamaku-reaktorze zależą od wejściowych strumieni energii P_{inp} i cząstek Φ_0 oraz procesów recyrkulacji wodoru w pobliżu płyt diwerta, przeprowadzono serię obliczeń dla parametrów urządzenia zbliżonych do tokamaka ITER [109, 113]. Założone parametry urządzenia są następujące: odległość od osi symetrii do punktu x (wejścia do diwerta) równa jest $L_c = 75 \text{ m}$, zaś odległość od punktu x do płyty diwerta przyjęto za równą $L_x = 25 \text{ m}$. Szerokość warstwy brzegowej Δ wynosi 15 cm, a dla współczynników transportu radialnego przyjęto następujące wartości:

$$D_1^i = 1 \text{ m}^2/\text{s} \quad D_1^j = 0.5 \text{ m}^2/\text{s} \quad \chi_y^e/n_e = 3 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\chi_y^a/n_a = 1 \text{ m}^2/\text{s} \quad \eta_y^a/n_a = 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$$

W obliczeniach założono, że wejściowy strumień energii elektronów jest trzykrotnie wyższy od strumienia energii jonów $P_{inp}^e/P_{inp}^i = 3/1$.

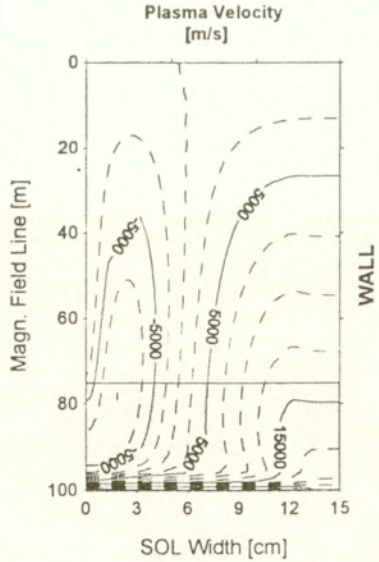
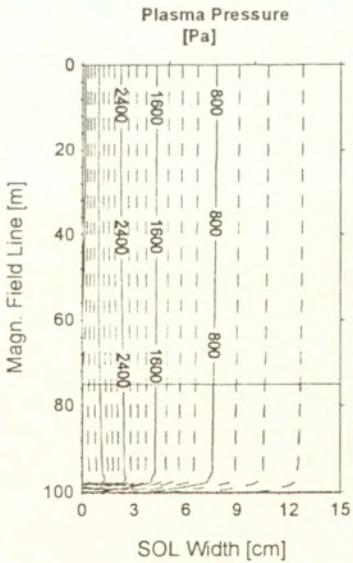
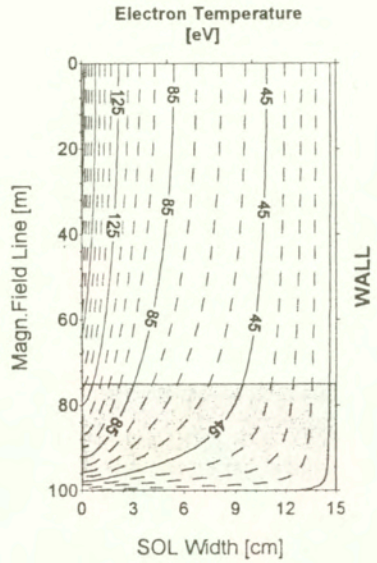
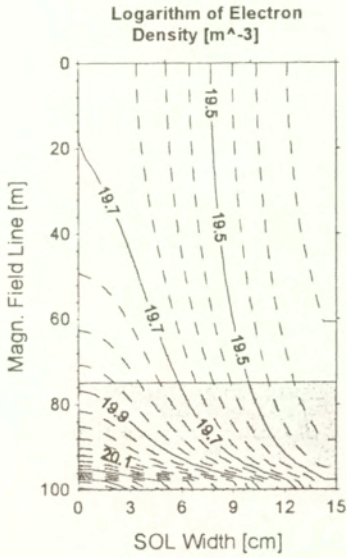
Na rysunku 2.27 przedstawione są przestrzenne rozkłady wybranych parametrów plazmy w warstwie brzegowej tokamaka ITER w uproszczonej prostokątnej geometrii warstwy brzegowej (*slab geometry*). Należy podkreślić, że rozkłady parametrów plazmy w układach z limiterem różnią się zasadniczo od rozkładów plazmy w układach z diwertorem. Na rysunku pokazano zmienność takich wielkości jak: gęstość n_e i prędkość plazmy $v_{||}^i$, temperatura plazmy T_e i całkowite ciśnienie plazmy $p_{tot} = p_e + p_i$ otrzymane przy następujących wejściowych strumieniach energii i cząstek $P_{inp} = 300 \text{ MW}$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$ oraz współczynnika recyrkulacji równym $R = 0.995$. Obliczenia przeprowadzono dla płyty niklowej.

Prezentację wyników zaczniemy od przedstawienia charakterystycznych cech parametrów plazmy w konfiguracji diwertorowej, które scharakteryzować można następująco.

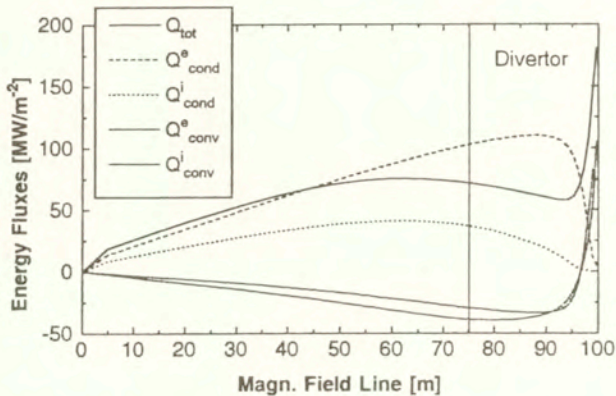
- Podobnie jak w konfiguracji limiterowej obserwujemy eksponencjalny spadek gęstości, temperatury i ciśnienia plazmy w kierunku radialnym.
- Poza diwertorem gęstość i temperatura plazmy słabo zmieniają się wzdłuż linii sił pola magnetycznego, natomiast w diwertorze charakterystyczną cechą są silne gradienty wszystkich parametrów plazmy w pobliżu płyt diwertora.
- Ciśnienie plazmy jest stałe wzdłuż linii sił pola magnetycznego, poza wąskim obszarem w pobliżu płyty, gdzie spada gwałtownie aby osiągnąć wartość bliską połowie wartości ciśnienia w płaszczyźnie symetrii $p_p \approx 0.5p_s$.
- W obszarze brzegowym tokamaka z diwertorem często zaobserwować można odwrotny strumień plazmy, płynący od płyty do plazmy centralnej (*reverse flow*) powstający na skutek silnej recyrkulacji jonów paliwa w pobliżu płyty diwertora (Rys.2.27).
- W konfiguracji diwertorowej, w odróżnieniu od układów z limiterem, przeważa przewodnościowy charakter transportu energii, co możemy zobaczyć na Rys.2.28 gdzie pokazane są strumienie energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego.
- Termosiła działająca na jony zanieczyszczeń jest zazwyczaj znacząca w konfiguracji z diwertorem co widać na rysunku 2.29, gdzie pokazane są siły działające na jony zanieczyszczeń. Z wykresów wynika, że ruch jonów zanieczyszczeń określają dwie konkurujące ze sobą siły, siła tarcia dynamicznego i termosiła. Gdy ta ostatnia przeważa mamy do czynienia z gromadzeniem się zanieczyszczeń poza obszarem diwertora.

Zauważmy, że w tokamaku wejściowe strumienie energii $P_{inp} = P_{inp}^e + P_{inp}^i$ i cząstek Ψ_0 płynące z obszaru centralnego do warstwy brzegowej nie mogą być zadane w sposób niezależny. Związek pomiędzy nimi określony jest poprzez czasy utrzymania cząstek τ_p i energii τ_E oraz średnią temperaturę plazmy centralnej (T) w następujący sposób [98]:

$$\frac{P_{inp}}{\Psi_0} = \langle T \rangle \frac{\tau_p}{\tau_E} \quad (2.106)$$



Rys.2.27 Przemienne rozklady gęstości n_e , prędkości $v_{||}^i$, temperatury T_e i całkowitego ciśnienia plazmy p_{tot} w warstwie brzegowej tokamaka ITER (wg.[113]).

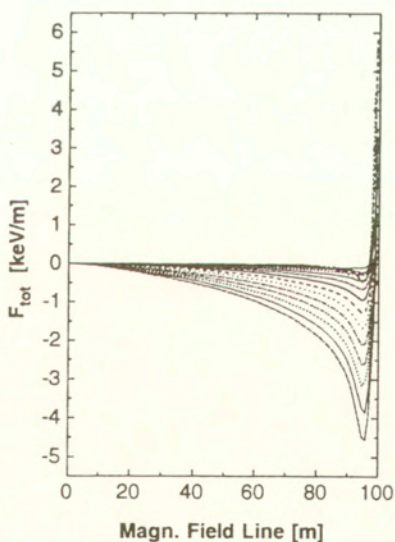
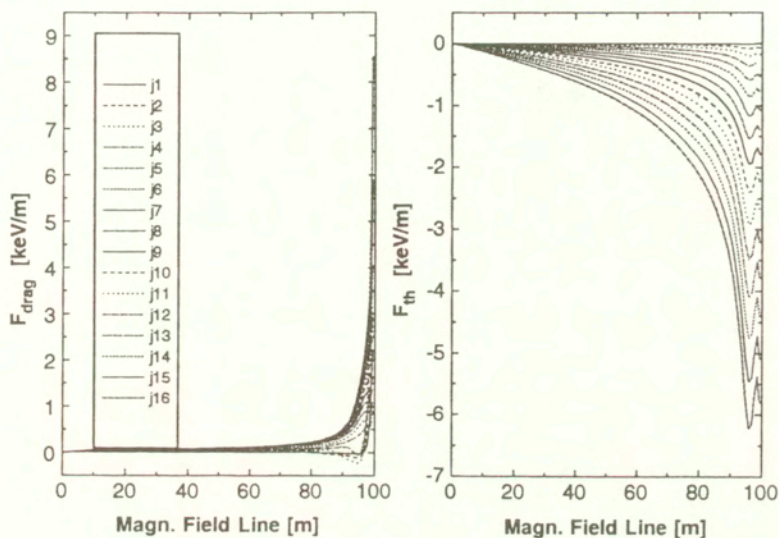


Rys.2.28 Strumienie energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS (wg.[113]).

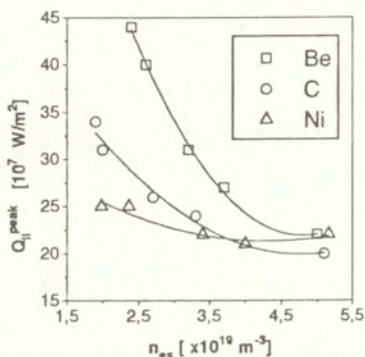
W prezentowanych poniżej obliczeniach przyjęto $\tau_E/\tau_p = 2 [7]$ oraz średnią temperaturę plazmy równą $\langle T \rangle = 13 \text{ keV}$ [114], co oznacza, że w przypadku gdy strumień energii do SOL $P_{inp} = 240 \text{ MW}$ to strumień wejściowy cząstek, zgodnie z równaniem (2.106) równy jest $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$. Obliczenia przeprowadzono przy założeniu, że zanieczyszczenia generowane są z płyty diwertyora jedynie na skutek procesów wybijania (*sputtering*).

Na rysunkach 2.30-2.33 pokazano zależność maksymalnego strumienia energii plazmy płynącego do płyty diwertyora w jednostce czasu, straty promieniste, strumienie jonów zanieczyszczeń z płyty diwertyora oraz koncentrację zanieczyszczeń na separatrixie dla płyt berylowych, grafitowych i niklowych w funkcji gęstości plazmy na separatrixie. Wyniki obliczeń pokazują, że gdy gęstość plazmy na separatrixie n_{es} jest większa niż $3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ to w przypadku wszystkich rozpatrywanych materiałów strumień mocy do płyty nie przekracza 10 MW/m^2 (Rys.2.30). Obciążenie termiczne płyt jest mniejsze gdy są wykonane z materiałów o dużej liczbie atomowej (Ni), jako że straty promieniste rosną silnie gdy wzrasta liczba atomowa materiału płyty (Rys.2.31). Należy zaznaczyć, że w przypadku płyt z materiałów o niskiej liczbie atomowej (Be, C) erozja płyty może być bardzo silna (Rys.2.32): $\Psi^{sputt} = 2 \times 10^{23} \text{ sek}^{-1}$ dla berylu i $\Psi^{sputt} = 7 \times 10^{22} \text{ sek}^{-1}$ dla płyty grafitowej (przy gęstości plazmy na separatrixie $3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Koncentracja zanieczyszczeń na separatrixie okazuje się być niska, co prowadzi do wniosku, że zanieczyszczenie centrum sznura plazmowego nie powinno być problemem w tokamaku ITER (Rys.2.33). W obliczeniach obserwuje się pewną akumulację zanieczyszczeń w płaszczyźnie symetrii na skutek obecności strumienia plazmy w kierunku od płyty (*flow reversal*) ale efekt ten nie jest silny. Warto podkreślić jest fakt, że w przypadku płyty niklowej erozja jest prawie stukrotnie mniejsza niż dla płyty berylowej jak też ekranowanie jonów niklu przez warstwę brzegową jest dużo lepsze niż dla jonów berylu.

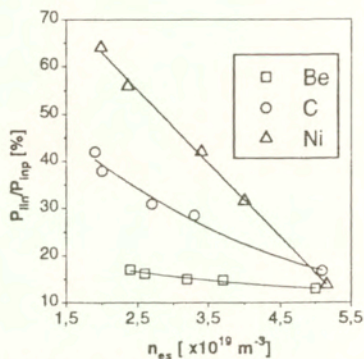
Celem określenia jak parametry plazmy w warstwie brzegowej zależą od wejściowego strumienia energii, przeprowadzono serię obliczeń zmieniając P_{inp} w zakresie $240 - 660 \text{ MW}$. Odpowiednio, zgodnie z równ.(2.106), strumień wejściowy cząstek Ψ_0 zmieniany był w zakresie $8 \times 10^{22} - 2.2 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$. W obliczeniach założono współczynnik recyrkulacji równy $R = 0.9935$.



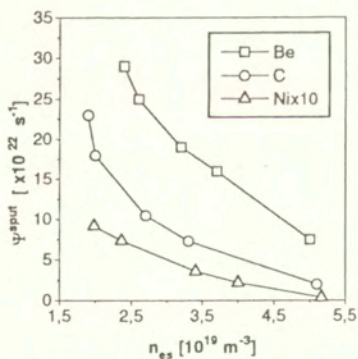
Rys.2.29 Siły działające na jony zanieczyszczeń wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS w warstwie brzegowej tokamaka ITER: a) całkowita siła $F_{tot} = F_F + F_{th}$, b) siła tarcia dynamicznego pomiędzy jonami plazmy i zanieczyszczeń F_F , c) termosila $F_{th} = F_{T_e} + F_{T_i}$ (wg.[113]).



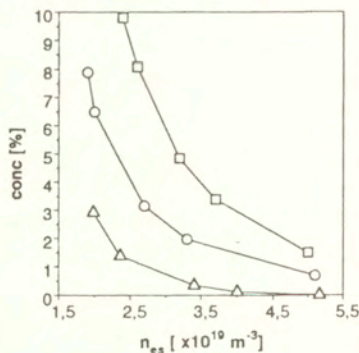
Rys.2.30 Maksimum strumienia energii do płyty diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 \text{ MW}$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (wg.[109]).



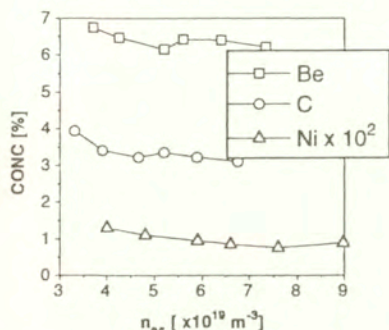
Rys.2.31 Straty promieniste w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 \text{ MW}$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (wg.[109]).



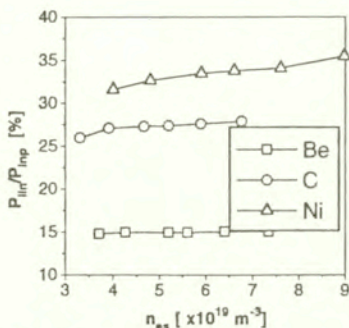
Rys.2.32 Strumień zanieczyszczeń z płyty diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 \text{ MW}$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (wg.[109]).



Rys.2.33 Koncentracja jonów zanieczyszczeń na separatrixie c_{2s} w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 \text{ MW}$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ (wg.[109]).



Rys.2.34 Koncentracja jonów zanieczyszczeń na separatrixie c_{zs} w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwerta wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{imp} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$ (wg.[109]).

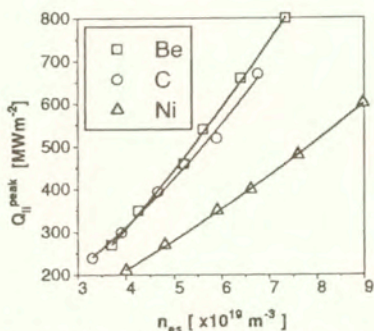


Rys.2.35 Promieniowanie plazmy w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwerta wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{imp} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$ (wg.[109]).

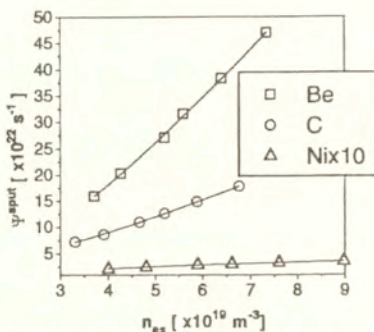
Jak możemy zobaczyć na Rys.2.34-2.35, zarówno koncentracja jonów zanieczyszczeń jak i promieniowanie liniowe zanieczyszczeń słabo zależą od gęstości plazmy (czy wejściowego strumienia cząstek).

Inaczej sprawa przedstawia się ze strumieniem energii do płyty diwerta (Rys.2.35) i strumieniem jonów wybijanych (Rys.2.36), które rosną gdy rośnie gęstość plazmy na separatrixie (lub wejściowy strumień cząstek). Przyczyną takiego zachowania się plazmy jest fakt, że strumień energii do płyty Q_p proporcjonalny jest do strumienia cząstek na płycie diwerta $Q_p \propto \Gamma_p T_p$, co oznacza, że przy stałej temperaturze płyty T_p , strumień energii okazuje się być liniową funkcją wejściowego strumienia cząstek Ψ_0 . Podobnie dla strumienia zanieczyszczeń wybijanych z płyt diwerta mamy $\Psi^{pucc} \propto \Gamma_p$ (Rys.2.37). Wynik ten pokazuje, że w celu zmniejszenia erozji i obciążenia termicznego płyt diwerta w reaktorze, konieczna wydaje się minimalizacja strumienia plazmy wodorowej płynącej do płyty. W ten sposób pozwalamy zanieczyszczeniom uwolnionym z płyt na przejście znaczącej części energii plazmy i jej rozproszenie. Wynika to z faktu, że średnie straty związane z jednym jonom zanieczyszczeń (szczególnie dla dużych liczb atomowych materiału płyty) są znacznie większe niż straty towarzyszące jonom wodoru.

Podsumowując przeprowadzone obliczenia możemy powiedzieć, że zanieczyszczenia uwolnione z płyt diwerta w reaktorze mogą efektywnie przyczynić się do zwiększenia strat energii w SOL, co prowadzi do redukcji obciążenia termicznego płyt diwerta. Rozproszenie energii plazmy związane jest z promieniowaniem liniowym zanieczyszczeń oraz ze wzmocnieniem, na skutek procesów wybijania, strumienia cząstek płynących do płyty (Be). Pierwszy efekt jest silniejszy dla zanieczyszczeń o dużej liczbie atomowej co wskazuje, że płyty o dużym Z, mogą być wykorzystane w reaktorze. Dodatkowo, w przypadku materiałów o dużej liczbie atomowej, własności ekranujące warstwy brzegowej poprawiają się, ponieważ wzrasta siła tarcia i skróceniu ulega droga jonizacji.



Rys.2.36 Wartość maksymalna strumienia energii na płycie diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{in,p} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$ (wg.[109]).

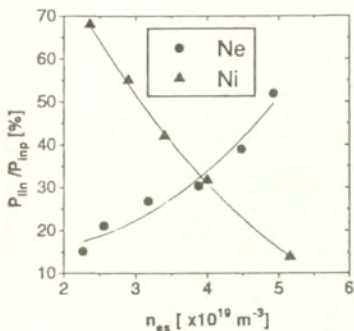


Rys.2.37 Strumień zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{in,p} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$ (wg.[109]).

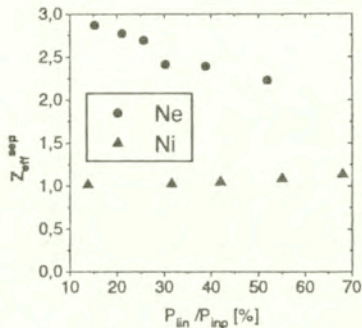
Jak wspomnieliśmy wcześniej zanieczyszczenia mogą być wprowadzane do plazmy na skutek oddziaływania plazmy z powierzchniami materialnymi (głównie sputtering) jak też mogą być wstrzeliwane do warstwy brzegowej (*gas puff*). Oczywiście istnieje zasadnicza różnica pomiędzy zachowaniem się zanieczyszczeń w plazmie brzegowej w zależności od mechanizmu generacji jonów zanieczyszczeń (rozdział 2.5.2)). Celem sprawdzenia jaki jest wpływ różnych mechanizmów generacji jonów zanieczyszczeń na efektywność redukcji strumienia energii w diwertorze tokamaka ITER, przeprowadzono obliczenia zakładając dwa różne scenariusze produkcji zanieczyszczeń [112]. W jednym przypadku jony niklu generowane były bezpośrednio z płyty przez procesy sputteringu a w drugim założono rozciągle źródło jonów neonu Ne^{+1} w bezpośrednim sąsiedztwie płyty diwertora o długości $l_z = 12 m$ (wzdłuż linii pola magnetycznego). Należy podkreślić, że otrzymane rozwiązania słabo zależą od parametru l_z . W obliczeniach założono wejściowy strumień energii równy $P_{in,p} = 300 MW$, podczas gdy wejściowy strumień cząstek zmieniany był w zakresie $6 \times 10^{22} sek^{-1} \leq \Psi_0 \leq 1.4 \times 10^{23} sek^{-1}$.

Na rysunku 2.38 przedstawione są straty promienne dla obu scenariuszy wprowadzania zanieczyszczeń. Jak możemy zauważyć zależność funkcjonalna strat od gęstości jest zupełnie różna w obu przypadkach. W przypadku zanieczyszczeń wybijanych straty promienne maleją przy wzroście gęstości plazmy, ponieważ maleje temperatura a tym samym intensywność generacji zanieczyszczeń. W przypadku neonu promieniowanie plazmy wzrasta gdy wzrasta jej gęstość. Niestety w tym przypadku koncentracja domieszek w SOL jest duża, prowadząc do zbyt wysokiego poziomu Z_{eff} na LCMS (Rys.2.39). Powodem takiego zachowania się jonów neonu jest fakt, że przestrzenna rozciągłość źródła jest dużo większa od drogi jonizacji i w konsekwencji termosiła oraz odwrotny strumień plazmy wodorowej (*reverse flow*) silnie wpływają na rozkład jonów zanieczyszczeń [90].

W przypadku jonów niklu są one generowane na płycie diwertora i ich droga jonizacji jest krótsza od drogi jonizacji wodoru co przyczynia się do ich dobrego ekranowania przez warstwę



Rys.2.38 Moc wypromieniowana w SOL dla niklu i neonu w funkcji gęstości plazmy na separatrixie (wg.[112]).



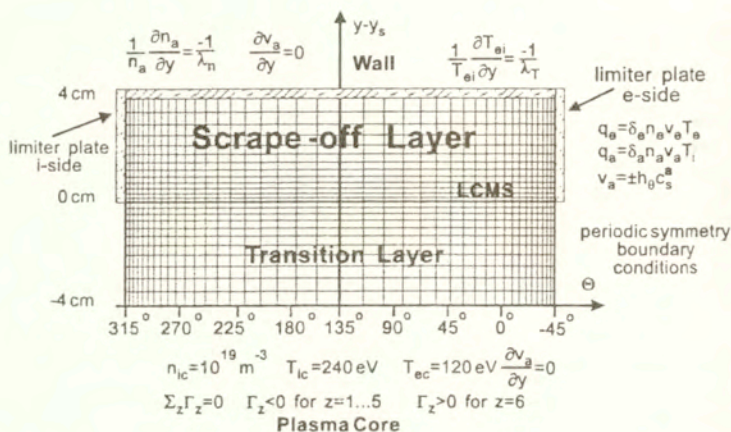
Rys.2.39 Ładunek efektywny na separatrixie w funkcji strat radiacyjnych w SOL (wg.[112]).

brzegową i w konsekwencji Z_{eff} na separatrixie jest niskie.

2.6.3 Modelowanie tokamaka TEXTOR - niestabilności plazmy

Za pomocą kodu EPIT rozszerzonego o ruchy dryfowe i prądy przeprowadzono przykładowe obliczenia parametrów plazmy w warstwie brzegowej tokamaka TEXTOR, wyposażonego w toroidalny limiter wykonany z grafitu [84]. Modelowano wyładowanie w gazie deuterowym z węglem jako dominującym zanieczyszczeniem. Współrzędna poloidalna limitera wynosiła $\theta = -45^\circ$, całkowite pole magnetyczne równe było $B = 2.25 T$ zaś przesunięcie Szafranowa powierzchni magnetycznych wynosiło $\Delta_S = 6 cm$. Założono, że jony węgla generowane są z płyt limitera tylko wskutek procesów wybijania (*sputtering*). Transport anomalny w kierunku radialnym modelowany był poprzez zadanie profilowanych współczynników transportu $D_{\perp}^a(y) = 0.6(2 - (y/0.04)^2) m^2 sek^{-1}$ dla $y \leq 0$ i $D_{\perp}^a(y) = 1.2 m^2 sek^{-1}$ dla $y > 0$, $\eta_{\perp}^a = \frac{1}{3} D_{\perp}^a$, $\chi_{\perp}^a/n_e = \frac{3}{2} \chi_{\perp}^a/n_a = 2 D_{\perp}^a$. Założone w obliczeniach warunki brzegowe przedstawione są na Rys.2.40. Na styku z plazmą centralną przyjęto temperaturę plazmy równą $T_{ec} = 120 eV$, $T_{ic} = 240 eV$ a gęstość jonów wodoru równą $n_{ic} = 10^{19} m^{-3}$ (Rys.2.40). Przyjęto, że całkowity wejściowy strumień jonów zanieczyszczeń na styku z plazmą główną równy jest $\sum_{j=1}^6 \Gamma_j = 0$ z tym, że dla jonów w stanach ładunkowych 1 do 5 przyjęto, że wypływają one z warstwy brzegowej, a dla jonów 6-krotnie zjonizowanych, że płyną one z plazmy centralnej do brzegowej. Na ścianie komory próżniowej zadano gradienty gęstości i temperatury zgodnie z warunkami (2.13), przy czym $\lambda_n = \lambda_T = 2 cm$.

Należy zaznaczyć, że w przypadku z jonami zanieczyszczeń, jedynie przy założeniu warunku brzegowego dla prędkości $\partial v_a / \partial y = 0$ na granicy z plazmą centralną możliwe było utrzymanie rozwiązania stacjonarnego. Dodatkowo, trzeba podkreślić, że rozwiązanie stacjonarne można było otrzymać tylko w sytuacji gdy zmiany wielkości dryfowych następowały "wystarczająco wolno" w porównaniu z ewolucją wielkości opisywanych równaniami płynowymi (rozdz.2.4.3). Miarą opóźnienia ruchów dryfowych w stosunku do zmian parametrów plazmy jest tak zwany współczynnik relaksacji $rel = C_{rel} \times \Delta t$, gdzie stała C_{rel} dobierana jest empirycznie. Jeśli jest on wielkością małą to rozwiązanie jest stabilne, natomiast gdy przekroczy on pewną wartość gra-

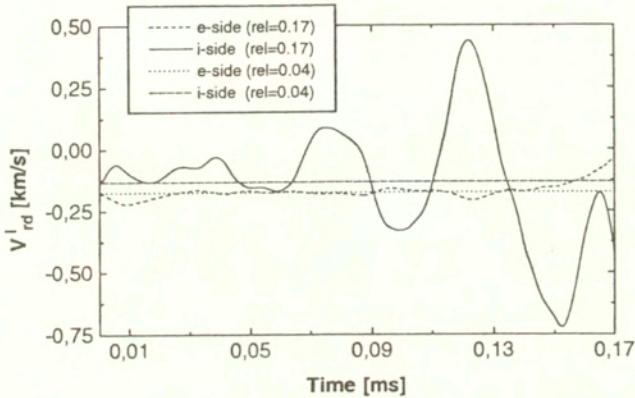


Rys.2.40 Obszar całkowania oraz warunki brzegowe wykorzystane do obliczeń parametrów plazmy w tokamaku TEXTOR.

niczną, rozwiązanie staje się niestabilne jak możemy zobaczyć na Rys.2.41 gdzie przedstawiona jest ewolucja czasowa prędkości dryfu radialnego na końcach limitera v_{rd} dla dwóch różnych parametrów relaksacji. Widzimy, że jeżeli zmiany wielkości dryfowych są szybkie ($rel = 0.17$) to rozwiązanie jest niestabilne. Tego typu narastająca eksponencjalnie krótkofalowa niestabilność wymienna obserwowana była już wcześniej w obliczeniach za pomocą kodu SOLXY [23].

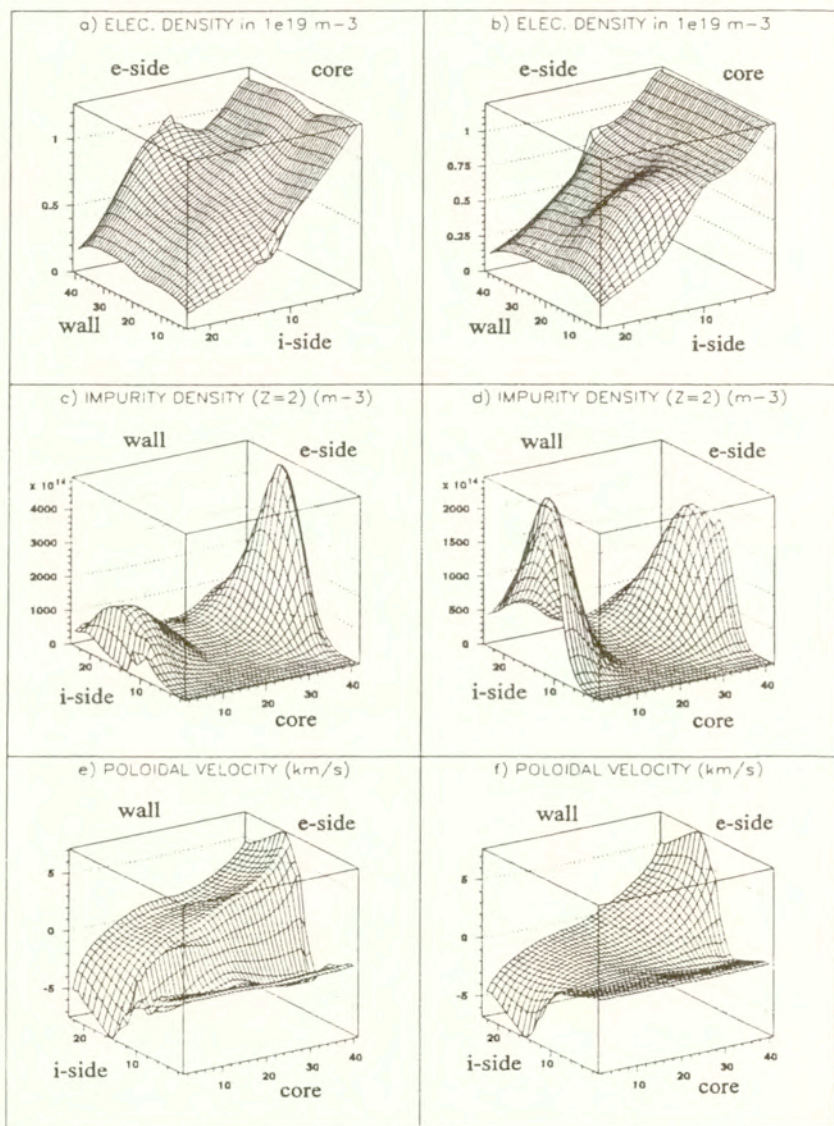
Celem obliczeń dla tokamaka TEXTOR była analiza jednoczesnego wpływu poprzecznych oraz radialnych dryfów oraz prądów na transport plazmy i zanieczyszczeń. Z tego też powodu porównano dwa przypadki: z dryfami i bez dryfów. Należy podkreślić, że wpływ dryfów na dynamikę plazmy wodorowej jest istotny. Na Rys.2.42 wyraźnie widać duże zmiany wywołane przez dryfy w rozkładach gęstości elektronowej i jonowej (plazmy wodorowej i zanieczyszczeń) oraz promieniowaniu plazmy.

Jeśli chodzi natomiast o profile potencjału plazmy (Rys.2.43b) i ładunku efektywnego Z_{eff} (Rys.2.43c) to są one bardzo podobne. W rozkładzie Z_{eff} wyraźnie widoczny jest wpływ termosily, która odpowiedzialna jest za akumulację jonów węgla w pobliżu płaszczyzny $x = 0$. Różnice w rozkładach gęstości i promieniowania plazmy spowodowane są przez ruchy dryfowe oraz na skutek tego, że dryfy poloidalne jak i anomalna dyfuzja radialna są poloidalnie niejednorodne wskutek przesunięcia Szafranowa powierzchni magnetycznych. Dla węgla taki efekt był po raz pierwszy zaobserwowany w pracy [22]. Wpływ poprzecznej prędkości dryfu v_{\perp}^1 na prędkość poloidalną jest widoczny na Rys.2.42. Ponieważ w warstwie brzegowej v_{\perp}^1 skierowana jest w kierunku górnej (elektronowej strony limitera: e-side) (Rys.2.43d), przesuwa ona deuterony i jony zanieczyszczeń ku stronie elektronowej (Rys.2.42a-d). Wskutek dryfów również prędkość równoległa do pola magnetycznego ulega zmianie, wzrasta ona po jonowej stronie limitera (i-side) oraz maleje po stronie elektronowej, zgodnie z zależnością: $h_{\theta} v_{\parallel}^a \approx v_z^a - v_{\perp}^a$, Rys.2.43e. W warstwie przejściowej generowane są silne prądy poloidalny i równoległy aby zlikwidować nieciągłość w rozkładzie potencjału. Natomiast w warstwie brzegowej na skutek

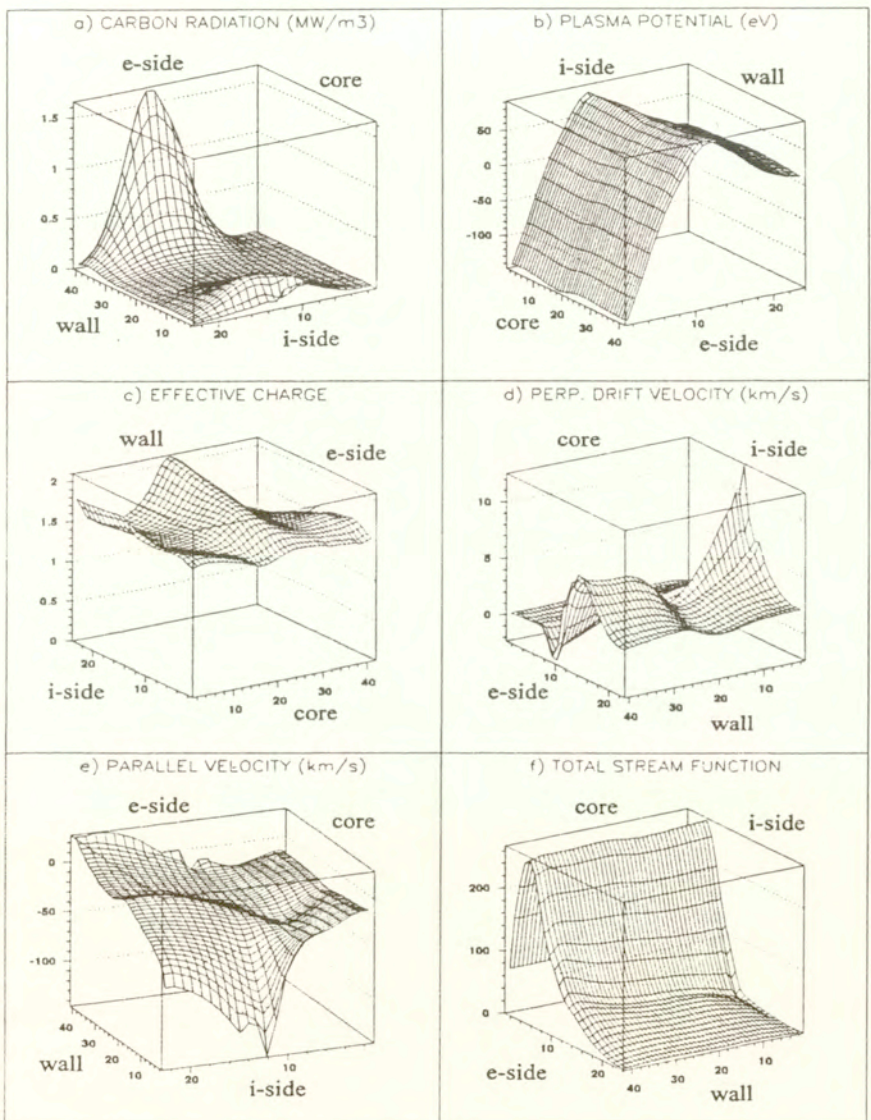


Rys.2.41 Ewolucja czasowa radialnej prędkości dryfu v_{rd}^i na końcach limitera dla dwóch różnych parametrów relaksacji (rel=0.17, 0.04).

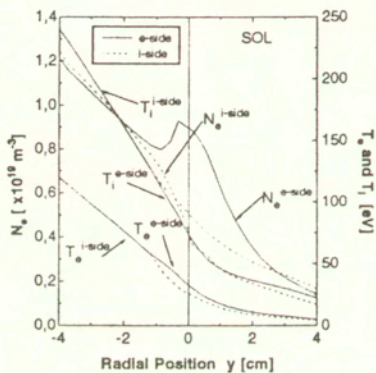
reakcji przewodzącego limitera prądy plazmy są silnie zredukowane, Rys.2.43f. Z Rys.2.44, gdzie przedstawiono profile gęstości plazmy i temperatury, możemy wywnioskować, że po stronie elektronicznej limitera radialne profile gęstości i temperatury elektronów są dużo bardziej strome niż po stronie jonowej. Należy również zaznaczyć, że jony plazmy zwiększając prędkość w pobliżu jonowej strony limitera (i-side) powodują istotny wzrost temperatury jonowej T_i (Rys.2.45), co zostało zaobserwowane wcześniej w pracy [20].



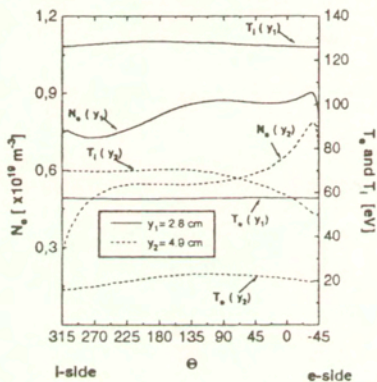
Rys.2.42 Gęstość plazmy n_e : przypadek z dryfami a), przypadek bez dryfów b), gęstość dwukrotnie zjonizowanych jonów węgla: przypadek z dryfami c), przypadek bez dryfów d), prędkość poloidalna plazmy v_p^θ : przypadek z dryfami e), przypadek bez dryfów f).



Rys.2.43 a) promieniowanie jonów zanieczyszczeń, b) potencjał plazmy Φ , c) ładunek efektywny Z_{eff} , d) poprzeczna prędkość dryfu v_{\perp}^i , e) prędkość równoległa v_{\parallel}^i , f) funkcja prądu Ψ .



Rys.2.44 Radialne profile gęstości plazmy i temperatury po obu stronach limitera.



Rys.2.45 Poloidalne profile parametrów plazmy n_e , T_e i T_i otrzymane dla dwóch współrzędnych radialnych $y_1 = -1 \text{ cm}$ oraz $y_2 = 1 \text{ cm}$.

Rozdział 3

Opis transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze centralnym tokamaka

3.1 Równania transportu

Modele radialnego transportu energii i cząstek w obszarze centralnym sznura plazmowego w tokamaku znajdują obecnie szerokie zastosowanie w analizach zachowania się plazmy w tokamakach. Zbudowane na ich podstawie kody numeryczne [37, 88, 40] wykorzystywane są z powodzeniem do analizy danych eksperymentalnych, prognozowania wyników eksperymentów czy też do projektowania urządzeń następnej generacji tj. reaktorów termojądrowych.

Podstawę modeli transportowych stanowi założenie, że plazma w tokamaku w warunkach gdy brak jest niestabilności i silnych przepływów plazmy, znajduje się w stanie bliskim stanowi równowagi i powierzchnie stałego ciśnienia pokrywają się z powierzchniami magnetycznymi. Oczywiście stan taki nie jest niezmienny i plazma na skutek jej grzania, zmiany wielkości czy rozkładu prądu elektrycznego, promieniowania plazmy czy też obecności strumieni cząstek i energii płynących w poprzek sznura plazmowego, podlega powolnej ewolucji polegającej na przejściu z jednego stanu quasistacjonarnego do drugiego. Opis matematyczny procesów ewolucji plazmy w układzie osiowosymetrycznym jest w zasadzie problemem dwuwymiarowym, jednakże na skutek dużej różnicy w szybkościach procesów transportu wzdłuż i w poprzek powierzchni magnetycznych, ewolucję układu można z dobrym przybliżeniem opisać za pomocą radialnego modelu transportu plazmy, dzięki uśrednieniu wielkości termodynamicznych po powierzchniach magnetycznych. Model ten opiera się na układzie równań typu dyfuzyjnego wyrażającym zasadę bilansu energii i cząstek na powierzchniach magnetycznych.

Zakładając dla uproszczenia, że przekroje poprzeczne powierzchni magnetycznych są okrągami odpowiedni układ równań opisujący radialny przepływ masy i energii można zapisać następująco [29]:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_i) = S_i \quad (3.1)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial (n_e T_e)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(q_r^* + \frac{5}{2} T_e \Gamma_e \right) \right\} - \frac{\Gamma_e}{n_e} \frac{\partial}{\partial r} (n_e T_e) = P_{OH} + P_e - Q_{ei} \quad (3.2)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial(n_i T_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(q_r^i + \frac{5}{2} T_i \Gamma_i \right) \right\} - \frac{\Gamma_i}{n_i} \frac{\partial}{\partial r} (n_i T_i) = P_i + Q_{ei} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial B_p}{\partial t} = c \frac{\partial E_\phi}{\partial r} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_p) = \frac{4\pi}{c} j_\phi$$

gdzie r jest współrzędną radialną, E_ϕ , j_ϕ są odpowiednio składowymi toroidalnymi pola elektrycznego i gęstości prądu, P_{OH} jest mocą grzania omowego, P_e , P_i są wyrazami opisującymi różnego rodzaju źródła i straty energii elektronów i jonów (np. grzanie cząstkami alfa, promieniowanie liniowe, itp.), a Q_{ei} opisuje zderzeniową wymianę energii pomiędzy jonami i elektronami. Ostatnie dwa równania powyższego układu są równaniami Maxwella, w których pominięto prąd przesunięcia. Strumień energii elektronów i jonów zapisuje się następująco:

$$q_r^{e,i} = -\chi_r^{e,i} \frac{\partial T_{e,i}}{\partial r}$$

gdzie $\chi_r^{e,i}$ jest radialnym współczynnikiem przewodnictwa cieplnego, odpowiednio dla jonów i elektronów.

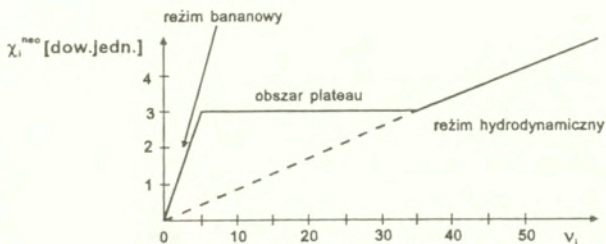
Przedstawione powyżej równania radialnego transportu plazmy w tokamaku są zaledwie punktem wyjścia do zbudowania modelu transportowego. Należy je jeszcze dodatkowo uzupełnić o równania określające związki pomiędzy strumieniami i źródłami a niewiadomymi układu. Wybór tych relacji okazuje się być zagadnieniem bardzo trudnym i obecnie nie do końca rozwiązany.

Formalnie układ równań opisujący transport plazmy w tokamaku jest identyczny z równaniami transportu plazmy w nieskończenie długim cylindrze. Dzieje się tak dzięki zastosowaniu procedury uśredniania po powierzchniach magnetycznych i w konsekwencji zamianie symetrii toroidalnej na cylindryczną. Nie oznacza to jednak, że w równaniach modelu brak jest efektów toroidalnych. Ich wkład ujawnia się w wyrażeniach opisujących zależność współczynników transportu od parametrów plazmy (gęstości i temperatury).

Neoklasyczne strumienie cząstek i energii

Teoria transportu masy i energii w silnym, niejednorodnym polu magnetycznym została opracowana przez Galeeva oraz Sagdeeva [33] i uzyskała nazwę teorii neoklasycznej. Przedrostek "neo" w nazwie teorii wyraża fakt, że wyniki teorii zasadniczo różnią się od rezultatów klasycznej teorii transportu cząstek w jednorodnym polu magnetycznym. Pokazano, że wprowadzenie niejednorodnej konfiguracji pola magnetycznego i związane z tym skomplikowanie trajektorii cząstek prowadzi do silnego wzrostu współczynników transportu.

W teorii Galeeva i Sagdeeva uwzględniony jest złożony charakter ruchu cząstek naładowanych: występują cząstki przelatujące, wykonujące pełny obieg wokół obu osi tokamaka, geometrycznej i magnetycznej, oraz cząstki bananowe, (nazywane tak ze względu na kształt orbity po której się poruszają) uwięzione w lokalnych jamach potencjału i wskutek tego nie będące w stanie wykonać pełnego obiegu. Teoria neoklasyczna Galeeva-Sagdeeva pokazuje, że wykres zależności współczynników transportu od częstości zderzeń ma postać krzywej, składającej się z trzech części (Rys.3.1) [29]: w obszarze częstych zderzeń (*reżim hydrodynamiczny*, plazma stosunkowo chłodna) cząstki bananowe nie odgrywają istotnej roli, współczynniki transportu zależą więc liniowo od częstości zderzeń; w obszarze pośrednim rośnie liczba cząstek bananowych co prowadzi do tego, że współczynniki transportu przestają zależeć od częstości zderzeń i jest to



Rys.3.1 Zależność neoklasycznego współczynnika przewodnictwa ciepłego jonów (χ_i^{neo}) od częstości zderzeń.

tw. obszar *plateau*; i wreszcie w obszarze bardzo rzadkich zderzeń (*obszar bananowy*, wysoka temperatura plazmy) liczba cząstek bananowych ulega nasyceniu i współczynniki transportu ponownie narastają z częstością zderzeń.

Transport anomalny

Problemem, który do tej pory nie znalazł zadowalającego rozwiązania teoretycznego są anomalnie duże - w porównaniu z przewidywaniami teorii neoklasycznej - straty energii plazmy spowodowane przewodnictwem cieplnym elektronów. Wiadomo, że za wzrost przewodności cieplnej elektronów odpowiedzialny jest rozwój mikroskalowej turbulencji plazmy, lecz nadal nie są znane formuły wiążące współczynniki transportu, z nieznanym również, widmem turbulencji. Teoria transportu anomalnego powinna wyjaśnić wzrost współczynników transportu o jeden lub nawet dwa rzędy wielkości, a przy tym wyjaśnić również to, że podłużna (wzdłuż pola magnetycznego) przewodność elektryczna wykazuje klasyczną zależność od parametrów plazmy. Obszerna dyskusja tego problemu zawarta jest w pracy [52].

Ze względu na fakt, że obecnie nie istnieje teoria, która wystarczająco dobrze wyjaśniałaby mechanizmy transportu cząstek i energii, w modelach transportowych opieramy się często na półempirycznych formułach określających zależność współczynników transportu od parametrów plazmy. I tak w przypadku przewodnictwa ciepłego, wyrażenie dla współczynników przewodnictwa $\chi_r^{e,i}$ możemy zapisać następująco [57]:

$$\chi_r^{e,i} / n_{e,i} = C_{e,i} \frac{a^2}{\tau_E} F(r) \quad (3.4)$$

gdzie $C_{e,i}$ jest stałą dobieraną empirycznie, a jest promieniem plazmy a τ_E jest określanym empirycznie czasem utrzymania energii. Dla funkcji profilu $F(r)$ przyjmuje się często zależność paraboliczną od promienia plazmy:

$$F(r) = 1 + 3\frac{r^2}{a^2}$$

Transport jonów zanieczyszczeń

Radialny transport jonów zanieczyszczeń w plazmie tokamaka opisany może być następującym układem równań: [94, 59, 57, 82, 11]:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\Gamma_j) + \frac{n_j}{\tau_{\parallel}} = n_{j-1}\alpha_{j-1} - n_j(\alpha_j + \beta_j) + n_{j+1}\beta_{j+1} \quad (3.5)$$

$$j = 1, \dots, Z_{\max}$$

tutaj τ_{\parallel} jest czasem charakteryzującym transport jonów zanieczyszczeń wzdłuż linii sił pola magnetycznego w warstwie brzegowej.

Występujące tu strumienie jonów zanieczyszczeń Γ_j składają się z dwóch części: strumienia neoklasycznego i strumienia anomalnego: [59, 57]:

$$\Gamma_j = \Gamma_j^{nc} + \Gamma_j^{an}$$

W przypadku kołowego przekroju powierzchni magnetycznych odpowiednie wyrażenie dla strumienia cząstek w przybliżeniu cząstki próbnej ma postać [35, 36, 83]:

$$\Gamma_j^{nc} = (1 + q_c) \frac{\rho_i^2 \nu_i}{Z_j T_i} \left[T_i \frac{\partial n_i}{\partial r} - \frac{n_i}{Z_j n_j} T_j \frac{\partial n_j}{\partial r} - \frac{n_i}{Z_j} \frac{\partial T_j}{\partial r} \right] \quad (3.6)$$

gdzie ν_i jest częstością zderzeń pomiędzy jonami zanieczyszczeń a jonami plazmy wodnorojowej, ρ_i jest promieniem Larmor'a jonów plazmy a Z_j jest ładunkiem jonu zanieczyszczeń o ładunku j . Dla zanieczyszczeń najczęściej zakładamy, że ich temperatura równa jest temperaturze jonów plazmy $T_i = T_j$.

Strumień anomalny określony jest natomiast następująco:

$$\Gamma_j^{an} = -D_{\perp}^j \frac{\partial n_j}{\partial r} + n_j V_j^{pinch} \quad (3.7)$$

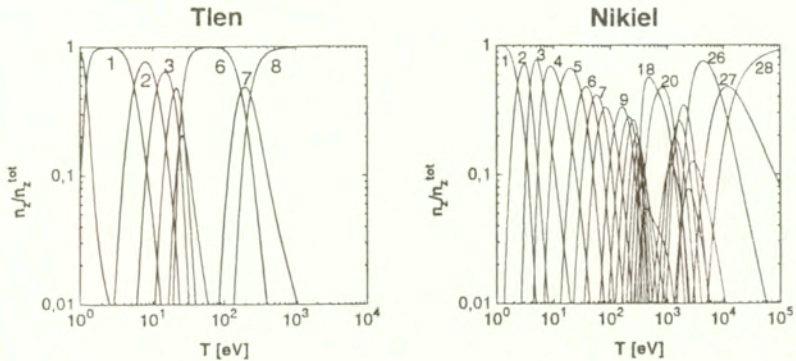
gdzie D_{\perp}^j i jest anomalnym współczynnikiem dyfuzji [59, 57, 35] a anomalna prędkość dryfu V_j^{pinch} ma następującą postać:

$$V_j^{pinch} = -2\gamma_D D_{\perp}^j \frac{r}{a^2},$$

tutaj γ_D jest stałym współczynnikiem dobieranym empirycznie.

Równowaga koronowa

W przypadku modelowania jonów zanieczyszczeń bardzo ważne jest uproszczone rozwiązanie układu równań (3.5) odpowiadające tzw. modelowi równowagi koronowej. Model ten formalnie otrzymujemy w przypadku gdy procesy atomowe opisane przez prawą stronę równań zachodzą w czasie dużo krótszym niż czasy charakterystyczne dla procesów dyfuzji i dryfów. W tym przypadku równania (3.5) zastąpić możemy przez następujący układ równań:



Rys.3.2 Rozkłady gęstości jonów a) tlenu i b) niklu otrzymane przy założeniu równowagi koronowej.

$$n_{j-1}\alpha_{j-1} - n_j(\alpha_j + \beta_j) + n_{j+1}\beta_{j+1} = 0 \quad j = 1, \dots, Z_{\max} \quad (3.8)$$

Jeśli zastosujemy powyższą relację do całkowicie zjonizowanych jonów zanieczyszczeń, dla których wyrazy $n_j\alpha_j$ oraz $n_{j+1}\beta_{j+1}$ nie istnieją, to otrzymamy najpierw dla $j = Z_{\max}$ i kolejno dla wszystkich j związku o następującej postaci:

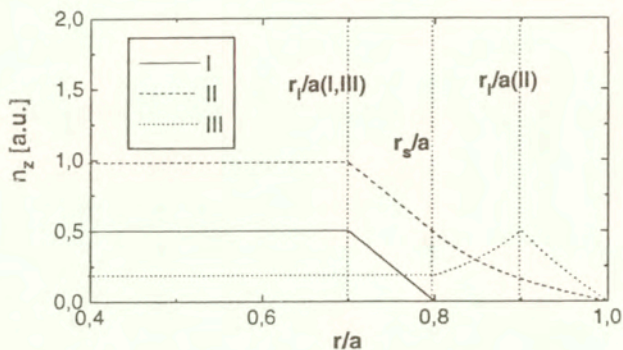
$$n_{j-1}\alpha_{j-1} = n_j\beta_j \quad j = 1, \dots, Z_{\max} \quad (3.9)$$

Zgodnie z powyższymi relacjami, otrzymujemy oszacowanie, że dany stopień jonizacji j dominuje w zakresie parametrów plazmy określonych przez następujące nierówności:

$$\frac{\alpha_j}{\beta_{j+1}} < 1 < \frac{\alpha_{j-1}}{\beta_j}$$

co definiuje, na skutek silnej zależności współczynników jonizacji od temperatury, pewien przedział temperatury, w którym gęstość jonów o danym stopniu jonizacji j jest najwyższa. Wykorzystując równania określające równowagę koronową (3.9), gęstość jonów zanieczyszczeń o ładunku j może być zapisana jako $n_j = f_{zj}n_z$, gdzie $n_z \equiv \sum n_j$ jest całkowitą gęstością jonów zanieczyszczeń, a współczynnik f_{zj} jest jedynie funkcją temperatury elektronowej plazmy T_e i rodzaju domieszki. Na Rys.3.2 przedstawione są rozkłady gęstości jonów tlenu i niklu otrzymane przy założeniu równowagi koronowej.

Uprozczone rozwiązanie równań transportu jonów domieszki. Zanim przystąpimy do ścisłego rozwiązania równań transportu jonów zanieczyszczeń w tokamaku, należy zwrócić uwagę na fakt, że rozkład zanieczyszczeń w centrum w istotny sposób zależy od procesów zachodzących w plazmie przyściennej. Z jednej strony parametry plazmy w obszarze brzegowym określają szybkość produkcji zanieczyszczeń, z drugiej zaś strony przy zadanej szybkości produkcji zanieczyszczeń, ich ilość w centrum plazmy zależy od procesów transportu w warstwie *scrape-off*. Aby przybliżyć powyższe stwierdzenia rozważmy najpierw bardzo uproszczony



Rys.3.3 Radialne profile gęstości jonów zanieczyszczeń otrzymane z trzech uproszczonych modeli transportu: przypadek I opisany jest równ.3.10, przypadek II odpowiada sytuacji gdy jonizacja atomów odbywa się wewnątrz separatrysy, a w przypadku III atomy zanieczyszczeń jonizowane są w warstwie *scrape-off*.

przypadek, kiedy ściana tokamaka dla $r = a$ pokrywa się z ostatnią zamkniętą powierzchnią magnetyczną. Przyjmujemy, że zanieczyszczenia uwalniane są ze ścian tokamaka z energią rzędu 1 eV . Aby otrzymać proste oszacowanie założymy dodatkowo, że wszystkie atomy zanieczyszczeń jonizowane są na promieniu $r = r_i$. Z układu równań (3.5) zsumowanego po wszystkich stopniach jonizacji otrzymamy następujące rozwiązanie stacjonarne (dla uproszczenia przyjęliśmy, że $\Gamma_j = D_{\perp}^z \frac{\partial n_z}{\partial r}$, gdzie współczynnik dyfuzji D_{\perp}^z jest stały) [70]:

$$n_z(r) = \frac{\Psi_z}{D_{\perp}^z} (a - r_i) + n_z(a) \quad \text{dla } r < r_i \quad (3.10)$$

$$n_z(r) = \frac{\Psi_z}{D_{\perp}^z} (a - r) + n_z(a) \quad \text{dla } r_i < r < a$$

gdzie Ψ_z jest całkowitym strumieniem zanieczyszczeń uwolnionym ze ścian, oraz dodatkowo założyliśmy, że $(a - r_i) \ll a$. Gęstość zanieczyszczeń na brzegu $n_z(a)$ powinna być określona poprzez odpowiedni model transportu w warstwie brzegowej, gdzie przybliżenie dyfuzyjne nie jest słuszne. Najczęściej wykorzystuje się warunek brzegowy o postaci:

$$D_{\perp}^z \frac{\partial n_z}{\partial r} \Big|_{r=a} = -v_{eff} n_z(a) \quad (3.11)$$

gdzie v_{eff} jest efektywną prędkością wypływu zanieczyszczeń z obszaru centralnego. Dla prostoty rozważań zakładamy, że $n_z(a) = 0$. (Rys.3.3 przypadek I)

Ważnym wnioskiem wynikającym z otrzymanego rozwiązania (3.10) jest stwierdzenie, że gęstość zanieczyszczeń w centrum jest proporcjonalna do całkowitego strumienia zanieczyszczeń ze ścian urządzenia i odwrotnie proporcjonalna do współczynnika dyfuzji. Należy zauważyć, że uwzględnienie w powyższym rozwiązaniu członu adwekcyjnego zmienia je tylko w niewielkim stopniu [70].

Powyższe rozwiązanie oczywiście nie opisuje sytuacji gdy mamy warstwę brzegową, kiedy linie sił pola magnetycznego dla $r > r_s$ (r_s jest współrzędną separatrysy) przecinają powierzchnię limitera/diwertora i która działa jak swego rodzaju pompa w stosunku do cząstek naładowanych. Aby zrozumieć wpływ warstwy scrape-off na transport zanieczyszczeń w centrum, opiszemy dla uproszczenia straty zanieczyszczeń w obszarze brzegowym za pomocą strat objętościowych $n_j/\tau_{||}$.

Jeżeli jak poprzednio założymy, że wszystkie atomy zanieczyszczeń jonizowane są na promieniu $r = r_i$, musimy rozpatrzyć dwa przypadki w zależności od tego czy jonizacja ma miejsce wewnątrz czy na zewnątrz separatrysy. Pierwszy przypadek jest charakterystyczny dla cienkiej warstwy brzegowej i rozwiązanie zbliżone jest do rozwiązania poprzedniego z tą jednak różnicą, że teraz gęstość zanieczyszczeń na separatrysie nie jest zerem, lecz zanika eksponencjalnie w warstwie brzegowej ze stałą zaniku równą $\sqrt{D_{\perp}^2 \tau_{||}}$ (Rys.3.3 przypadek II). Gęstość zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego równa jest tym razem

$$n_z(0) = \frac{\Psi_z}{D_{\perp}^2} \left\{ (r_s - r_i) + \sqrt{D_{\perp}^2 \tau_{||}} \times \operatorname{tgh} \left[\frac{(a - r_s)}{\sqrt{D_{\perp}^2 \tau_{||}}} \right] \right\} \quad (3.12)$$

i jest nieznacznie większa jak w poprzednim przypadku.

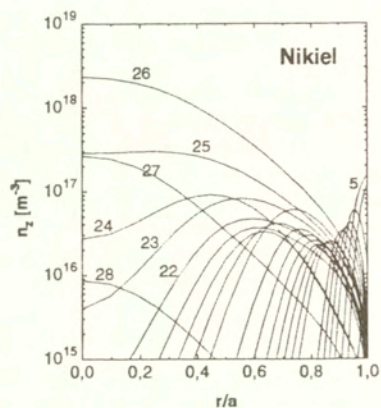
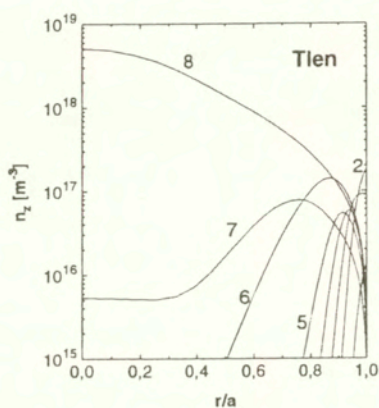
Jeżeli natomiast szerokość warstwy brzegowej jest na tyle duża, że atomy zanieczyszczeń jonizowane są w warstwie brzegowej wtedy rozwiązanie ma charakter taki jak na Rys.3.3 (przypadek III) i daje następujące oszacowanie gęstości zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego:

$$n_z(0) = \frac{\Psi_z}{D_{\perp}^2} \sqrt{D_{\perp}^2 \tau_{||}} \times \exp \left[-\frac{(r_i - r_s)}{\sqrt{D_{\perp}^2 \tau_{||}}} \right] \quad (3.13)$$

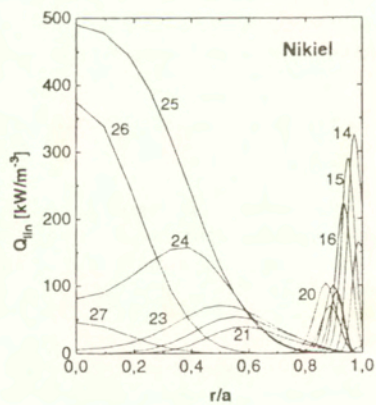
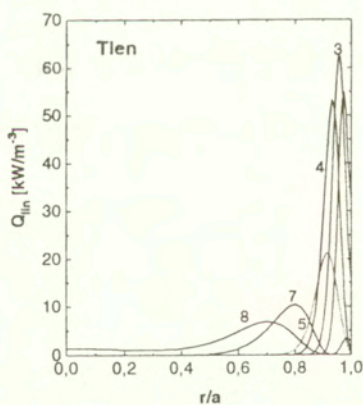
W tym przypadku widzimy, że gęstość zanieczyszczeń w centrum jest niższa niż dla przypadku poprzedniego, co związane jest z faktem odpływu jonów zanieczyszczeń do płyty neutralizującej w obszarze pomiędzy separatryszą (r_s) a strefą jonizacji (r_i).

3.2 Numeryczny model radialnego transportu zanieczyszczeń

Ograniczenia poczynione powyżej w celu otrzymania rozwiązań przybliżonych mogą być oczywiście pominięte jeżeli poszukujemy rozwiązań układu (3.5) na drodze numerycznej. Istnieje szereg kodów numerycznych, które rozwiązują model radialnego transportu zanieczyszczeń w tokamaku [37, 59, 35, 11]. Podobny kod numeryczny RIT (Radial Impurity Transport) został również opracowany w IFPILM z udziałem autora tej rozprawy. Kod ten oparty jest na metodzie różnic skończonych i wykorzystuje schemat Cranka-Nicholsona do aproksymacji wyrazów dyfuzyjnych i adwekcyjnych [74], zaś wyrazy opisujące szybkości procesów atomowych aproksymowane są za pomocą schematu numerycznego zaproponowanego przez Lackner'a [50] charakteryzującego się stosunkowo niskim kosztem obliczeń. Przykładowe wyniki obliczeń przeprowadzone dla parametrów tokamaka FTU dla tlenu i niklu przedstawione są na Rys.3.4. Na rysunku 3.5 pokazano natomiast straty promieniiste związane z promieniowaniem jonów zanieczyszczeń. Widzimy, że w przypadku jonów tlenu promieniowanie plazmy zlokalizowane jest w wąskim obszarze na brzegu sznura plazmowego.



Rys.3.4 Rozkłady radialne gęstości jonów a) tlenu i b) niklu otrzymane dla tokamaka FTU.



Rys.3.5 Radialny rozkład promieniowania liniowego jonów domieszki: a) tlenu i b) niklu w tokamaku FTU.

Rozdział 4

Samouzgodnione modelowanie plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku

4.1 Model fizyczny

4.1.1 Wstęp

Jednym z podstawowych zadań stojących przed fizykami, które musi być rozwiązane aby realizacja reaktora termojądrowego na bazie tokamaka była możliwa jest problem kontroli oddziaływań plazmy ze ścianami komory próżniowej i zagadnienie redukcji strumienia energii płynącego do płyt diwertyora [70, 92]. Zanieczyszczenia uwolnione ze ścian reaktora w wyniku oddziaływań plazmy z powierzchniami materialnymi mogą w sposób zasadniczy wpływać na dynamikę wyładowania w tokamaku. Jony zanieczyszczeń mogą dyfundować do centralnych obszarów sznura plazmowego powodując ochłodzenie plazmy poprzez zwiększone straty promieniste, jak również przyczyniając się do rozcieńczenia paliwa jądrowego.

Z drugiej jednak strony obecność domieszek w plazmie tokamaka może być pożądana, gdyż zwiększone promieniowanie plazmy pozwala na redukcję strumienia energii płynącego do płyt limitera/diwertyora, regulując tym samym ilość zanieczyszczeń w sznurze plazmowym. Należy zaznaczyć, że zgodnie z aktualnym stanem wiedzy [57, 71, 56] wydaje się niemożliwe wypromieniowanie całej energii syntezy w objętości diwertyora. Co prawda oszacowania analityczne [71] i analizy numeryczne [14] wskazują, że teoretycznie możliwe byłoby wypromieniowanie energii plazmy w diwertyorze, ale tylko przy wysokiej koncentracji jonów domieszek w obszarze brzegowym. Rozwiązania takie prowadzą niestety do zbyt wysokiego Z_{eff} w plazmie tokamaka, szczególnie gdy utrzymanie zanieczyszczeń w obszarze brzegowym nie jest dobre, jak to ma miejsce np. w przypadku reżimów bez kontaktu plazmy z płytą diwertyora (*detached regimes*) [54, 63].

Istotną redukcję strumienia energii do diwertyora osiągnąć można poprzez silne promieniowanie plazmy centralnej. Straty promieniste plazmy na skutek promieniowania liniowego domieszek mogą być zlokalizowane zarówno w obszarze diwertyora, jak też w wąskim obszarze rzędu kilku centymetrów w zewnętrznym obszarze sznura plazmowego, tzw. płaszczu radiacyjnym (*core mantle*). Położenie i szerokość płaszczu radiacyjnego mogą być kontrolowane poprzez odpowiedni dobór rodzaju promieniującej domieszki. Należy tu podkreślić, że na wielu istniejących układach eksperymentalnych pokazano, że promieniowanie liniowe domieszek wprowadzonych do plazmy jest w stanie odprowadzić energię plazmy [55, 69]. Jednakże, do tej pory nie jest oczywistym czy taki sam wniosek wysnuć można w przypadku reaktora termojądrowego, co

związane jest z wymaganiem, aby ilość domieszek w reaktorze mierzona poprzez wartość ładunku efektywnego Z_{eff} była odpowiednio niska.

W tradycyjnych analizach teoretycznych [57, 56, 10], w celu określenia maksymalnej dopuszczalnej wartości Z_{eff} , przy której możliwy jest jeszcze zapłon termojądrowy, traktuje się koncentrację zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego jako niezależną wielkość. Takie podejście jest oczywiście nierealistyczne, ponieważ parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i w obszarze brzegowym są ze sobą silnie powiązane. Dlatego też, do analizy plazmy w tokamaku reaktorze konieczne jest jednocześnie (samouzgodnione) modelowanie obu obszarów plazmy: centralnego i brzegowego. Niestety, taki opis jest niezmiernie skomplikowany ze względu na mnogość zjawisk fizycznych odpowiedzialnych za parametry wyładowania w tokamaku. W literaturze istnieją modele teoretyczne i zbudowane na ich podstawie kody numeryczne opisujące transport plazmy w obu obszarach niezależnie. I tak, dynamika plazmy i zanieczyszczeń w centrum sznura plazmowego opisywana jest najczęściej za pomocą $1\frac{1}{2}$ D kodów transportowych [37, 57, 10] (Rozdz.3), podczas gdy do opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń w plazmie brzegowej używa się dwuwymiarowych, wielopłynowych kodów numerycznych uwzględniających topologię powierzchni magnetycznych i transport gazu neutralnego oraz skomplikowane warunki brzegowe [85, 104, 109, 121, 111] (Rozdz.2). Niestety oba opisy plazmy, w centrum i przy brzegu, są na tyle skomplikowane, że połączenie ich w jeden spójny model opisujący dynamikę plazmy w całym obszarze tokamaka jest zagadnieniem niezmiernie złożonym. Co prawda takie próby zostały podjęte w ostatnich latach [26, 93], jednak napotykają one na bardzo poważne problemy numeryczne i wymagają niezmiernie długich czasów obliczeń. Z tego powodu opracowany został stosunkowo prosty model fizyczny mający na celu samouzgodniony opis transportu plazmy i zanieczyszczeń, zarówno w obszarze brzegowym jak i centralnym tokamaka [67, 123, 119, 115, 117, 5].

W modelu fizycznym zakłada się, że profile parametrów plazmy w centrum sznura plazmowego są zadane, zaś plazmę brzegową opisuje się w ramach modelu jednowymiarowego (Rozdz.2.5), uwzględniającego silne niejednorodności parametrów plazmy w diwitorze. Model uwzględnia zarówno procesy wybijania (*sputtering*) materiału płyty, jak i straty promieniste na skutek promieniowania liniowego domieszek celowo wprowadzonych do plazmy [115].

Na podstawie opracowanego modelu matematyczno-fizycznego zbudowano kody numeryczne FTUZERO [67, 123, 5] oraz BILDIV [119, 115, 117], za pomocą których możliwa jest analiza reżimów pracy tokamaka FTU oraz reaktora termojądrowego. Dzięki stosunkowej prostocie modelu, otrzymano kody numeryczne charakteryzujące się dużą uniwersalnością, pozwalające na przeprowadzenie parametrycznych analiz reżimów pracy tokamaka dla różnych materiałów płyt diwatora/limitera, wprowadzonych domieszek, wymiarów urządzenia, czy też warunków pracy. Należy tu zaznaczyć, że prostsza wersja modelu opracowana dla tokamaka FTU (kod FTUZERO) została z sukcesem zweryfikowana przez dane eksperymentalne [5, 123].

4.1.2 Opis plazmy centralnej

W modelu zakłada się, że profile temperatury plazmy ($T = T_e = T_i$), gęstości jonów (n_i) i prądu plazmy (j_ϕ) są zadane:

$$T(r) = T_0 \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^{\alpha_T} + T_s \quad (4.1)$$

$$n_i(r) = n_{i0} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^{\alpha_N} + n_{i,s} \quad (4.2)$$

$$j_{\phi}(r) = j_{\phi 0} \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^{1.5\alpha_T} \quad (4.3)$$

Założono, że wykładniki w wyrażeniach opisujących profile parametrów plazmy są wielkościami stałymi i w obliczeniach przyjęto odpowiednio, dla reaktora, $\alpha_T = 1$, $\alpha_N = 0.5\alpha_T$, $\alpha_j = 1.5\alpha_T$ a dla tokamaka FTU $\alpha_T = q_c - 1$, $\alpha_N = 0.5\alpha_T$, $\alpha_j = 1.5\alpha_T$ (tutaj q_c jest współczynnikiem zapasu bezpieczeństwa na separatrixie). Rozkłady radialne jonów zanieczyszczeń n_z , zarówno wybijanych z płyty diwertora/limitera $n_z^{puł}$ jak i wprowadzanych celowo do plazmy n_z^{inj} , ($n_z = n_z^{inj} + n_z^{puł}$) są następujące:

$$n_z = (n_e/n_{es})^{\alpha_z} n_{zs}, \quad (4.4)$$

gdzie przyjęto, że wykładnik $\alpha_z = 0.5$, co daje w przybliżeniu płaski radialny profil ładunku efektywnego Z_{eff} [57]. Gęstość elektronów jest wyznaczana w modelu z warunku quasi neutralności:

$$n_e(r) = n_i(r) + 2n_{He}(r) + Zn_z(r), \quad (4.5)$$

gdzie n_{He} jest gęstością helu w reaktorze, dla której przyjmuje się taki sam profil jak dla jonów plazmy.

W modelu dla plazmy centralnej zakłada się, że średni ładunek jonów domieszki Z jest funkcją współrzędnej radialnej i obliczany jest przy założeniu równowagi koronowej [72]:

$$Z(r) = f(T(r)), \quad (4.6)$$

natomiast ładunek efektywny wyraża się następująco:

$$Z_{eff}(r) = (n_i(r) + 4n_{He}(r) + Z^2 n_z(r)) / n_e. \quad (4.7)$$

W powyższym modelu gęstość zanieczyszczeń w plazmie centralnej określona jest przez zadanie gęstości zanieczyszczeń na separatrixie, która z kolei wyliczana jest w modelu plazmy brzegowej (rozdz.2.5.4).

Temperatura plazmy w centrum sznura plazmowego T_0 określona jest przez równanie opisujące bilans energii w tokamaku:

$$\frac{3 \langle n_e T \rangle}{\tau_E} = P_{aux} + P_{OH} + P_{\alpha} - P_B - f_{rad} P_{lin} \equiv P_{core} \quad (4.8)$$

gdzie $\langle n_e T \rangle$ jest uśrednioną wartością iloczynu $n_e T$, P_{aux} jest mocą grzania dodatkowego, P_{OH} jest mocą grzania omowego, P_{α} jest energią syntezy wydzielaną w jednostce czasu, P_B są stratami wskutek promieniowania hamowania, P_{lin} opisuje straty promieniste na skutek promieniowania liniowego jonów domieszki zaś τ_E jest energetycznym czasem utrzymania. Straty promieniste w centrum wyliczane są przy założeniu równowagi koronowej [72]. W obliczeniach stosowano tzw. skalowanie ITER-89-P zaproponowane w pracach [57, 106]:

$$\tau_E = C_E \times 4.8 \cdot 10^{-2} a_{[m]}^{0.3} R_T^{1.2} B_T^{0.2} \bar{A}_i^{0.5} \kappa^{0.5} \left(\langle n_e \rangle_{[10^{20} m^{-3}]} \right)^{0.1} (P_{core[MW]})^{-0.5} (I_{p[MA]})^{0.85} \quad (sek) \quad (4.9)$$

gdzie $\langle n_e \rangle$ jest średnią gęstością elektronów, κ jest wydłużeniem przekroju poprzecznego plazmy, R_T promieniem toroidalnym, \bar{A}_i masą atomową jonów paliwa, zaś współczynnik C_E

jest tak dobierany, aby otrzymać wymagany czas utrzymania plazmy (w obliczeniach założono $C_E = 1.5$).

Występujący powyżej współczynnik f_{rad} ($0 \leq f_{rad} \leq 1$), który zdefiniowany jest jako stosunek energii wypromieniowanej z obszaru w centrum sznura plazmowego (do połowy promienia sznura), do całkowitych strat promienistych:

$$f_{rad} = \int_0^{a/2} P_{in} / \int_0^a P_{in} \quad (4.10)$$

został wprowadzony do równania bilansu energii celem uwzględnienia faktu, że w tokamaku-reaktorze promieniowanie będzie prawdopodobnie zlokalizowane w zewnętrznych obszarach sznura plazmowego, nawet dla domieszek o dużej liczbie atomowej. W konsekwencji straty promieniste z płaszcza radiacyjnego w niewielkim stopniu zaburzają bilans energii w centrum, redukują natomiast strumień energii płynący do warstwy brzegowej.

$$P_{inp} \equiv P_{aux} + P_{OH} + P_{\alpha} - P_B - P_{in} \quad (4.11)$$

Ponieważ w przypadku tokamaka FTU znane są empiryczne prawa skalowania określające temperaturę w centrum sznura plazmowego oraz gęstość plazmy na separatrixie w funkcji parametrów plazmy, dlatego też możliwe jest istotne uproszczenie modelu. Zamiast równania (4.8) definiującego temperaturę w centrum wykorzystać można następującą prostą zależność algebraiczną [15, 123]:

$$T_0 = 4.03 \times 10^3 \left(\frac{10^{19}}{\langle n_e \rangle} \right)^{0.35} \left(\frac{I_p}{10^6} \right)^{0.15} (Z_{eff})^{0.15} \quad (4.12)$$

Dodatkowo mamy związek wiążący średnią gęstość plazmy (n_e) z gęstością plazmy na separatrixie [67, 123]:

$$n_{e,s} = 2.11 \times 10^{-10} \langle n_e \rangle^{1.45} \quad (4.13)$$

W powyższych wyrażeniach (4.12 i 4.13) gęstość wyrażona jest w m^{-3} , prąd plazmy w amperach a temperatura w elektronowoltach.

4.1.3 Opis plazmy brzegowej

Ze względu na dużą niejednorodność plazmy w obszarze przyściennym, do opisu transportu plazmy i zanieczyszczeń w diwercorze stosowane są najczęściej wielopłynowe, dwuwymiarowe kody numeryczne [113] (patrz rozdz.2). Jednak z powodu dużej złożoności takiego opisu oraz ze względu na długi czas obliczeń, bezpośrednie wykorzystanie tych modeli do samouzgodnionej analizy dynamiki plazmy w tokamaku jest niezwykle utrudnione. Dlatego też, skonstruowano prosty jednowymiarowy model, oddający główne cechy transportu zarówno plazmy wodorowej jak i zanieczyszczeń w warstwie brzegowej tokamaka. Model taki został szczegółowo przedstawiony w pracach [115, 122, 120] oraz w rozdziale 2.5 tej rozprawy i dlatego wymienimy tutaj jedynie jego zasadnicze punkty.

W zastosowanym modelu plazmy brzegowej rozwiązywane są jednowymiarowe równania ciągłości, ruchu i energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego [115]. W modelu założono, że temperatury jonowa i elektronowa są jednakowe, zaś transport plazmy odbywa się na skutek

jednorodnych źródeł cząstek i energii. Wyjściowe równania zostały scałkowane od punktu równowagi do płyty diwertora z zastosowaniem standartowych warunków brzegowych uwzględniających istnienie warstwy Langmuira [92]. Równanie dla temperatury plazmy na płycie diwertora może być zapisane jako (równ.2.74) [115, 117]

$$P_p(T_p) \equiv Q_p(T_p)S_{eff} \equiv [\delta_i(\Psi_{ip} + \Psi_{zp}^{sput}) + \delta_e\Psi_{ep}] T_p = P_{inp}(T_p) - P_{rad}^{SOL}(T_p), \quad (4.14)$$

gdzie δ_i , δ_e są współczynnikami transmisji energii do płyty diwertora [92], $\Psi_{ip} = n_{ip}c_s^i S_{eff}$, $\Psi_{ep} = n_{ep}c_s^e S_{eff}$ są strumieniami jonów i elektronów do płyty, a $\Psi_{zp}^{sput} = n_{zp}^{sput}c_s^i M_{zp}^{sput} S_{eff}$ strumieniem jonów zanieczyszczeń z płyty generowanym na skutek procesu wybijania. M_{zp}^{sput} jest liczbą Macha jonów zanieczyszczeń, c_s prędkością dźwięku, a S_{eff} jest efektywną powierzchnią płyty diwertora/limitera.

Gęstość plazmy na płycie diwertora, przy zadanym strumieniu cząstek do warstwy brzegowej Ψ_0 i współczynniku recyrkulacji R może być obliczona następująco (równ.2.75):

$$n_{ip} = \frac{\Psi_0}{S_{eff}(1-R)c_s}. \quad (4.15)$$

Temperatura plazmy T_s i jej gęstość n_{es} na separatrixie określone są natomiast poprzez wartości parametrów plazmy na płycie diwertora:[115] (równ.2.71):

$$T_s \approx T_p \left[1 - \frac{7}{2} \frac{P_{inp}}{\chi_s T_s^{7/2} V_{SOL}} L_c^2 \right]^{-1}, \quad (4.16)$$

$$f_p n_{es} T_s \approx 2 n_{ep} T_p \quad (4.17)$$

gdzie f_p określa redukcję ciśnienia plazmy na płycie diwertora.

W przypadku modelu opisującego jony zanieczyszczeń, należy rozróżnić dwa typy domieszek: zanieczyszczenia wybijane z płyty diwertora oraz domieszki wprowadzone celowo do tokamaka. Dla tych ostatnich, założono dla prostoty, że ich gęstość w warstwie brzegowej jest stała $n_{zs}^{inj} = n_{zp}^{inj} = n_z^{inj}(a)$. W przypadku jonów zanieczyszczeń generowanych na płycie diwertora w wyniku procesów wybijania, zakłada się że strumień jonów Ψ_{zp}^{sput} określony jest przez warunek stacjonarności $\Psi_{op}^z = \Psi_{zp}^{sput}$ gdzie Ψ_{op}^z jest strumieniem atomów wybitych: $\Psi_{op}^z = Y_H^C \Psi_{ip} + Y_z^C \Psi_{zp}^{sput}$. Zakładając, że $v_{zp} = M_{zp}^{sput} c_s^i$ otrzymamy następujące wyrażenie określające gęstość zanieczyszczeń na płycie diwertora (równ.2.86)

$$n_{zp}^{sput} = Y_{eff} \frac{n_{ip}}{M_{zp}^{sput}}, \quad (4.18)$$

Aby zamknąć samouzgodniony opis plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku koniecznym jest określenie relacji wiążącej gęstość zanieczyszczeń na płycie diwertora/limitera i na separatrixie. Gęstość zanieczyszczeń na separatrixie n_{zs}^{sput} zależy głównie od zjawisk transportu w warstwie brzegowej. Dynamika jonów zanieczyszczeń w diwertorze jest szeroko dyskutowana w literaturze [92, 89, 90]. Pokazano, że modele jednowymiarowe prowadzą z reguły do rezultatów niefizycznych, gdyż przewidują silną akumulację zanieczyszczeń poza diwertorem w warunkach gdy termosila przewyższa siłę tarcia dynamicznego pomiędzy jonami zanieczyszczeń i plazmy wodrowej [62]. Stąd ważne jest uwzględnienie transportu poprzecznego celem uzyskania poprawnych wyników.

Przeprowadzone analizy teoretyczne wskazują [120, 122, 90] (rozdz.2.5.4), że transport zanieczyszczeń w warstwie brzegowej może być opisany przez tzw. współczynnik utrzymania \mathcal{R} (retention factor), który jest głównie funkcją następującego parametru: $n_{i,p} L_T / T_p$ gdzie L_T jest miarą długości gradientu temperatury. W konsekwencji gęstość zanieczyszczeń na separatrysie może być zapisana jako:

$$n_{zs}^{sput} = C_R \mathcal{R}^{-1} n_{zp}^{sput}, \quad (4.19)$$

gdzie C_R jest współczynnikiem, dobowanym tak, aby uzyskać zgodność liczbową z rezultatami eksperymentu lub symulacji wielowymiarowych. Analityczną postać współczynnika utrzymania \mathcal{R} określona jest równaniem (2.105).

Należy zaznaczyć, że w przypadku tokamaka z limiterem gęstość zanieczyszczeń na separatrysie n_{zs}^{sput} określona jest przez dwa różne procesy: transport jonów domieszki w SOL, który omówiony został w rozdz.2.5.4 oraz przez dopływ bezpośredni tzw. *direct fueling* kiedy to atomy domieszki dyfundują bezpośrednio do obszaru centralnego i tam są jonizowane

$$n_{zs}^{sput} = (n_{zs}^{sput})_{direct} + (n_{zs}^{sput})_{indirect} \quad (4.20)$$

Aby oszacować wpływ strat wynikających z dopływu bezpośredniego, konieczne jest określenie tej części atomów zanieczyszczeń f , która jest jonizowana w warstwie brzegowej. Wartość parametru f może być określona jako [123]:

$$f = 1 - \exp(-\lambda_n / \lambda_{ion}^z) \quad (4.21)$$

gdzie λ_{ion}^z jest drogą jonizacji atomów zanieczyszczeń a λ_n szerokością połówkową radialnego profilu gęstości plazmy. Teraz wkład do gęstości zanieczyszczeń na separatrysie od procesu dopływu bezpośredniego oszacować można następująco [89, 123, 31]:

$$(n_{zs}^{sput})_{direct} = (1 - f) \frac{M_{zp}^{sput} c_s^i \lambda_{ion}^z}{D_{\perp}^z} \frac{S_{lim}}{S_{LCMS}} n_{zp}^{sput} \quad (4.22)$$

gdzie D_{\perp}^z jest współczynnikiem dyfuzji dla jonów zanieczyszczeń a S_{lim} , S_{LCMS} są odpowiednio powierzchniami limitera i separatrysy. Ulega modyfikacji natomiast wyrażenie dla gęstości jonów zanieczyszczeń na separatrysie określonej transportem jonów w warstwie brzegowej (4.19):

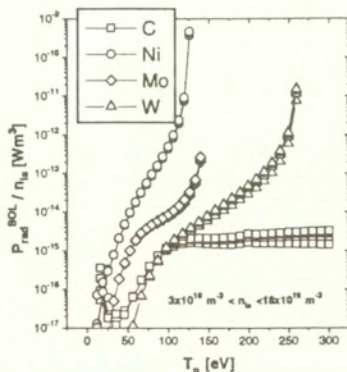
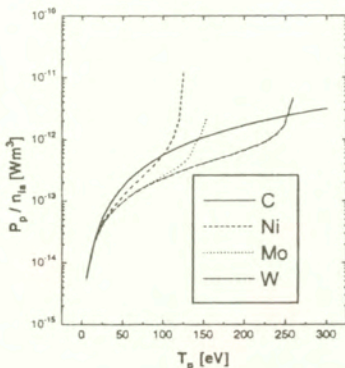
$$(n_{zs}^{sput})_{indirect} = f \mathcal{R}^{-1} n_{zp}^{sput} \quad (4.23)$$

W rezultacie otrzymujemy:

$$n_{zs}^{sput} = \left[(1 - f) \frac{M_{zp}^{sput} c_s^i \lambda_{ion}^z}{D_{\perp}^z} \frac{S_{lim}}{S_{LCMS}} + f \mathcal{R}^{-1} \right] n_{zp}^{sput} \equiv \mathcal{A}_T n_{zp}^{sput} \quad (4.24)$$

W modelu zakłada się, że promieniowanie jonów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej jest proporcjonalne do gęstości zanieczyszczeń na separatrysie i objętości warstwy brzegowej. Zarówno jony zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwatora/limitera jak i domieszki celowo wprowadzonej do tokamaka dają wkład do całkowitych strat promienistych. Również promieniowanie wodoru jest uwzględnione w modelu (równ.2.60):

$$P_{rad}^{SOL} = \frac{R}{1 - R} \Psi_0 \mathcal{E}_H + V^{SOL} n_{es} (n_{zs}^{sput} L_z^{sput} + n_{zs}^{inj} L_z^{inj}) \quad (4.25)$$



Rys.4.1 Moc dostarczana do płyty diwertora P_p oraz moc wypromieniowana w warstwie brzegowej P_{rad}^{SOI} w funkcji temperatury plazmy T_p dla różnych materiałów płyty diwertora C, Ni, Mo i W.

Szybkość strat promienistych jonów domieszki (cooling rates) L_z^{sput} , L_z^{inj} wyliczana jest w oparciu o model koronowy [72].

4.2 Analiza równań modelu

Zanim przystąpimy do przedstawienia rezultatów obliczeń numerycznych parametrów plazmy w tokamaku, celowa wydaje się prezentacja rezultatów, otrzymanych na gruncie analizy wyjściowych równań samouzgodnionego modelu transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku.

Nasze rozważania rozpoczniemy od równania dla temperatury plazmy na płycie diwertora T_p :

$$P_p(T_p) = P_{inp}(T_p) - P_{rad}^{SOI}(T_p) \quad (4.26)$$

tutaj P_p oznacza mocy przekazywaną do płyty diwertora, P_{rad}^{SOI} jest energią wypromieniowaną w warstwie brzegowej na jednostkę czasu, a P_{inp} jest mocą dostarczaną do obszaru brzegowego. Przykładowa postać parametrów P_p i P_{rad}^{SOI} w funkcji temperatury płyty T_p pokazana jest na rysunku 4.1. Z wykresów wyraźnie widać, że istnieje graniczna wartość temperatury plazmy $T_p \leq T_{crit}$, przy czym wartość krytyczna T_{crit} zdefiniowana jest przez warunek:

$$Y_z(T_{crit}) \equiv 1$$

Wykorzystując równ.(4.14) i równ.(4.25) możemy przekształcić równanie dla temperatury T_p następująco:

$$T_p^{3/2} = \frac{1}{n_{ip}} \left(\frac{P_{inp} - n_{e0}^2 \sum_i C_{SOI}^i L_{z2}^i}{\gamma_T (\delta_e + \delta_i) (1 + Y_{eff}(T_p) \delta_z) + R \mathcal{E}_H / T_p} \right), \quad (4.27)$$

gdzie $C_{SOI}^i = V^{SOI} L_z^i$, $\gamma_T = \sqrt{2e/m_i} S_{eff}$ i $\delta_z = (\delta_i + \delta_e Z^{sput} / M_{zp}^{sput}) / (\delta_i + \delta_e)$.

Analizując powyższe równanie możemy rozróżnić dwa graniczne przypadki:

- jeśli $P_{rad}^{SO_L} \ll P_{inp}$ wtedy przy zadanym wejściowym strumieniu mocy P_{inp} temperatura plazmy określona jest przez bilans pomiędzy energią doprowadzoną do warstwy brzegowej, a energią dostarczaną do płyt diwertora w jednostce czasu, prowadząc do następującego oszacowania:

$$T_p \propto \left(\frac{P_{inp}}{n_{ip}} \right)^{2/3} \quad (4.28)$$

- jeśli $P_{inp} \approx P_{rad}^{SO_L}$ wtedy temperatura plazmy w pobliżu płyty bliska jest temperaturze krytycznej

$$T_p \approx T_{crit} \quad (4.29)$$

Energia dostarczana do płyty w jednostce czasu P_p równ.(4.14) może być wyrażona w funkcji koncentracji jonów zanieczyszczeń c_{zs}^{sput} przy uwzględnieniu równania dla współczynnika utrzymania \mathcal{R} (równ.4.19):

$$P_p = (\delta_e + \delta_i) \Gamma_{ip} T_p \left(1 + 2 \frac{\delta_z M_{zp}^{sput}}{f_p \mathcal{R}^{-1}} c_{zs}^{sput} T_p / T_s \right) \quad (4.30)$$

i podobnie moc dostarczana do warstwy brzegowej:

$$P_{inp} = (\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p \left(1 + 2 \frac{\delta_z M_{zp}^{sput}}{f_p \mathcal{R}^{-1}} c_{zs}^{sput} T_p / T_s \right) + \frac{R}{1-R} \Psi_0 \mathcal{E}_H + n_{es}^2 \sum_i C_{SOL}^i c_{zs}^i. \quad (4.31)$$

Aby przeanalizować jak silnie warunki pracy reaktora zależą od intensywności produkcji zanieczyszczeń, celowe jest rozważenie zależności koncentracji zanieczyszczeń na separatrijsie w funkcji efektywnego współczynnika wybijania:

$$c_{zs}^{sput} = C_R C_A M_{zp}^{sput} \frac{f_p T_p T_s}{2 (Z^{sput})^2 n_{ip} L_c} Y_{eff}(T_p), \quad (4.32)$$

gdzie $C_A \approx 10^{16}$. Wykorzystując równanie dla temperatury plazmy (4.28) otrzymamy ostatecznie:

$$c_{zs}^{sput} \simeq \frac{0.5 C_R C_A M_{zp}^{sput}}{\gamma_T^{2/3} (\delta_e + \delta_i)^{2/3}} \frac{f_p T_s}{(Z^{sput})^2 L_c n_{ip}^{5/3}} \frac{P_{inp}^{2/3}}{(1 + Y_{eff}(T_p) \delta_z)^{2/3}} Y_{eff}(T_p). \quad (4.33)$$

W powyższym równaniu dla jasności opisu zaniedbano promieniowanie plazmy w obszarze brzegowym. Jak widać, jeżeli moc dostarczana do obszaru brzegowego jest stała ($P_{inp} = const.$), to koncentracja zanieczyszczeń jest silnie malejącą funkcją gęstości plazmy, co wyraża fakt, że zdolność ekranowania zanieczyszczeń przez warstwę brzegową wzrasta wraz ze wzrostem gęstości plazmy. Oczywiście koncentracja zanieczyszczeń jest mniejsza, gdy liczba atomowa domieszki wzrasta, ponieważ rośnie wtedy średni ładunek jonów zanieczyszczeń i maleje współczynnik wybijania (przy tym samym P_{inp}). Należy zauważyć, że dla materiałów o dużej liczbie atomowej, jeśli $Y_{eff} \ll 1$, to sprzężenie pomiędzy plazmą centralną i brzegową jest bardzo silne, ponieważ gęstość zanieczyszczeń na separatrijsie jest proporcjonalna do szybkości wybijania oraz ponieważ energia dostarczana do warstwy brzegowej, która determinuje szybkość wybijania, jest silną funkcją gęstości zanieczyszczeń.

W przypadku materiałów o niskiej liczbie atomowej, mamy zazwyczaj $Y_{eff} \gg 1$ i w konsekwencji:

$$c_{zs}^{sput} \propto \frac{f_p T_s}{(Z^{sput})^2 L_c} \frac{T^{2/3}}{n_{ip}} Y_{eff}^{1/3} (T_p). \quad (4.34)$$

W tym przypadku koncentracja zanieczyszczeń na separatrixie słabo zależy od szybkości wybijania, ale należy zaznaczyć, że erozja płyt diwertora/limitera może być w tych warunkach poważnym problemem.

W tokamaku energia dostarczana do warstwy brzegowej silnie zależy od warunków panujących w obszarze przyściennym. Aby uwzględnić ten fakt w naszych rozważaniach należy wyrazić bilans mocy w centrum sznura plazmowego za pomocą parametrów plazmy w warstwie brzegowej. Przybliżone wyrażenia opisujące grzanie omowe P_{OH} , promieniowanie hamowania P_B , promieniowanie liniowe P_{lin} i grzanie za pomocą cząstek alfa P_α można zapisać następująco:

$$\begin{aligned} P_{OH} &\simeq P_{OH}^0 [1 + \beta_z \sum_i Z^i (Z^i - 1) c_{zs}^i], & P_{OH}^0 &= C_{OH} \frac{R_0^2}{T_0^{3/2}}, & C_{OH} &= 8 \times 10^{-4} R_T \frac{3\alpha_T + 2}{\alpha^2} \\ P_B &\simeq P_B^0 [1 + \beta_z \sum_i Z^i (Z^i - 1) c_{zs}^i], & P_B^0 &= C_B n_{e0}^2 T_0^{1/2}, & C_B &= \frac{6.8 \times 10^{-37} R_T \alpha^2}{2 + \alpha_T + 2\alpha_N} \\ P_\alpha &\simeq P_\alpha^0 \left[1 - 4 \frac{n_{He}}{n_{e0}} - 2\beta_z \sum_i Z^i c_{zs}^i \right], & P_\alpha^0 &= C_\alpha n_{e0}^2 (\sigma v)_0^2, & C_\alpha &= \frac{5.6 \times 10^{-13} 4\pi^2 R_T \alpha^2}{4(\alpha_N + 2\alpha_T) + 2} \\ P_{lin} &\simeq n_{es}^2 \sum_i C_{lin}^i c_{zs}^i, & & & C_{lin}^i &= 4\pi^2 R_T \int_0^\alpha \frac{n_e}{n_{e0}} \frac{n_z}{n_{z0}} L_z(T_e) r dr, \end{aligned} \quad (4.35)$$

gdzie $\beta_z \equiv \left(\frac{n_{e0}}{n_{e0}}\right)^{\alpha_e - 1}$, a $(\sigma v)_0$ jest szybkością reakcji syntezy w centrum sznura plazmowego. Sumowanie w powyższych wyrażeniach dotyczy zarówno zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora $i = sput$, jak i domieszek wprowadzonych celowo do plazmy $i = inj$. Za pomocą powyższych wyrażeń energię plazmy wpływającą do warstwy brzegowej w jednostce czasu zapisać można w postaci przybliżonej:

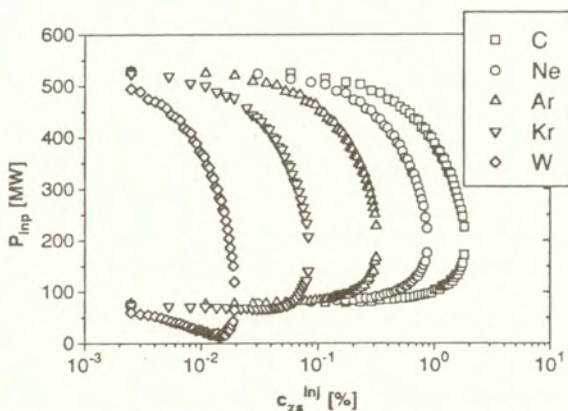
$$\begin{aligned} P_{inp} &= P_{aux} + P_{OH} + P_\alpha - P_B - P_{lin} \simeq \\ &P_{aux} + P_{OH}^0 \left[1 + \beta_z \sum_i Z^i (Z^i - 1) c_{zs}^i \right] + P_\alpha^0 \left[1 - 4 \frac{n_{He}}{n_{e0}} - 2\beta_z \sum_i Z^i c_{zs}^i \right] \\ &- P_B^0 \left[1 + \beta_z \sum_i Z^i (Z^i - 1) c_{zs}^i \right] - n_{es}^2 \sum_i C_{lin}^i c_{zs}^i. \end{aligned} \quad (4.36)$$

Ponieważ wpływ zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora na parametry plazmy jest inny niż wpływ domieszek wstrzeliwanych do sznura plazmowego, dlatego też celowe jest rozróżnienie tych dwóch rodzajów zanieczyszczeń w powyższym równaniu:

$$P_{inp} = P_{inp}^{inj} - P_{core}^{sput}(P_{inp}), \quad (4.37)$$

gdzie

$$\begin{aligned} P_{inp}^{inj} &= P_{aux} + P_{OH}^0 [1 + \beta_z Z^{inj} (Z^{inj} - 1) c_{zs}^{inj}] + P_\alpha^0 \left[1 - 4 \frac{n_{He}}{n_{e0}} - 2\beta_z Z^{inj} c_{zs}^{inj} \right] \\ &- P_B^0 [1 + \beta_z Z^{inj} (Z^{inj} - 1) c_{zs}^{inj}] - n_{es}^2 C_{lin}^{inj} c_{zs}^{inj} \end{aligned} \quad (4.38)$$



Rys.4.2 Moc wejściowa do warstwy brzegowej P_{inp}^{inj} w funkcji koncentracji jonów zanieczyszczeń c_{zs}^{inj} dla różnych domieszek C, Ne, Ar, Kr, W.

jest mocą dostarczaną do warstwy brzegowej w sytuacji, gdy nie ma zanieczyszczeń wybijanych z płyt diwertora, zaś:

$$P_{core}^{sput} = (P_B^0 - P_{OH}^0)\beta_z Z^{sput}(Z^{sput} - 1)c_{zs}^{sput} + 2P_\alpha^0\beta_z Z^{sput}c_{zs}^{sput} + n_{e,z}^2 C_{in}^{sput}c_{zs}^{sput} \equiv C_{core}^{sput}c_{zs}^{sput}, \quad (4.39)$$

określa zmianę w bilansie mocy w centrum sznura plazmowego na skutek obecności zanieczyszczeń wybijanych z płyt diwertora. Należy tu podkreślić, że P_{core}^{sput} jest silnie nieliniową funkcją energii dostarczanej do warstwy brzegowej w jednostce czasu P_{inp} poprzez zależność koncentracji jonów wybijanych c_{zs}^{sput} od energii wpływającej do warstwy brzegowej. Ten fakt ma istotny wpływ na bilans mocy w tokamaku. Obrazuje on wpływ mechanizmu samoregulującego, sprzęgającego efektywnie plazmę brzegową i centralną, na całkowity bilans energii w tokamaku. Wykorzystując równanie (4.32) możemy moc dostarczaną do warstwy brzegowej zapisać jako:

$$P_{inp} \simeq \frac{P_{inp}^{inj}}{1 + \gamma_{inp} \frac{f_p T_p P_{inp}^{-1/3}}{n_{p,3}^{2/3} (1 + Y_{eff}(T_p)\delta_e)^{2/3}} Y_{eff}(T_p) C_{core}^{sput}}, \quad (4.40)$$

gdzie

$$\gamma_{inp} = \frac{0.5 C_R C_A M_{zp}^{sput}}{(Z^{sput})^2 L_c \gamma_T^{2/3} (\delta_e + \delta_i)^{2/3}}. \quad (4.41)$$

Zauważmy, że mianownik w równaniu (4.40), w przypadku tokamaka-reaktora, jest zawsze dodatni (grzanie omowe jest pomijalne). Oznacza to, że energia która wpływa do warstwy brzegowej jest silnie zredukowana na skutek obecności jonów zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora/limitera. Obecność tych jonów oddziałuje na wszystkie składniki określające bilans energii: redukują one energię syntezy poprzez rozcieńczenie paliwa jądrowego jak też zwiększają straty promieniste na skutek promieniowania hamowania i promieniowania liniowego.

Tablica 4.1: Maksymalne wartości koncentracji jonów domieszki c_{\max}^{inj} dla tokamaka ITER i odpowiadające im minimalną moc P_{inp}^{crit} oraz ładunek efektywny.

Z	B_e	C	O	Ne	Si	Ar	Ni	Kr	Mo	W
c_{\max}^{inj} (%)	2.18	1.28	0.85	0.6	0.34	0.22	0.089	0.058	0.046	0.013
Z_{eff}	1.46	1.59	1.69	1.74	1.82	1.87	1.8	1.81	1.83	1.59
P_{inp}^{crit} (MW)	205	206	214	233	216	215	208	182	174	105

Należy podkreślić, że w warunkach stacjonarnych, gdy zachodzi produkcja energii syntezy, strumień energii płynący do diwertora może być efektywnie zredukowany tylko w obecności zanieczyszczeń wybijanych z płyt diwertora, jako że moc P_{inp}^{inj} określona przez ilość domieszek celowo wprowadzonych do sznura plazmowego musi być zawsze większa od pewnej wielkości krytycznej P_{inp}^{crit} . Widać to wyraźnie z rysunku 4.2 gdzie dla tokamaka ITER przedstawiono moc dostarczaną do warstwy brzegowej P_{inp}^{inj} w funkcji koncentracji jonów zanieczyszczeń na separatrixie c_{za}^{inj} , dla różnych rodzajów jonów zanieczyszczeń. Możemy zobaczyć, że istnieje ograniczony zakres P_{inp}^{inj} , dla którego mamy produkcję energii syntezy. Biorąc, pod uwagę fakt, że tylko górna gałąź rozwiązania jest stabilna, widzimy że dla większości zanieczyszczeń minimalna moc wpływająca do warstwy brzegowej jest rzędu $P_{inp}^{crit} \approx 200 MW$ i jest osiągana gdy koncentracja zanieczyszczeń osiąga maksymalną dopuszczalną wartość, przy której mamy do czynienia ze spalaniem termojądrowym $c_{za}^{inj} \equiv c_{\max}^{inj}$. Oznacza to, że w reaktorze będzie bardzo trudno zredukować energię dostarczaną do warstwy brzegowej tylko poprzez promieniowanie plazmy w sznurze plazmowym (płaszczu radiacyjnym). W tabeli 4.1 pokazano na przykładzie tokamaka ITER maksymalne wartości koncentracji jonów domieszki c_{\max}^{inj} i odpowiadające im minimalną moc P_{inp}^{crit} oraz ładunek efektywny.

Równanie opisujące bilans mocy w centrum (4.36) razem z równaniem bilansu mocy w warstwie brzegowej (4.31) określają samouzgodnioną wartość koncentracji jonów zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora na separatrixie c_{za}^{sput} . Należy podkreślić, że jest to podstawowy parametr określający sprzężenie pomiędzy plazmą brzegową i centralną.

$$c_{za}^{sput} = \frac{P_{inp}^{inj} - n_{e2}^2 C_{SOL}^{inj} c_z^{inj} - (\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p - \frac{R}{1-R} \Psi_0 \mathcal{E}_H}{C_{core}^{sput} + n_{e2}^2 C_{SOL}^{sput} + 2(\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p \frac{\delta_i M_{ip}^{sput}}{j_p R - 1} T_p / T_s}. \quad (4.42)$$

Z powyższego równania, przy zadanej temperaturze plazmy w centrum T_0 i na płycie diwertora T_p , otrzymujemy koncentrację zanieczyszczeń na separatrixie. Określa ono, razem z równaniami dla gęstości zanieczyszczeń na separatrixie (4.19) oraz równaniem opisującym bilans mocy w centrum sznura plazmowego (4.8) samouzgodnione rozwiązanie problemu transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku.

Z analizy powyższego równania wynika, że gęstość zanieczyszczeń wybijanych w centrum sznura plazmowego nie zależy bezpośrednio od szybkości ich produkcji, tj. Y_{eff} . Płoch zanieczyszczeń w sznurze plazmowym jest określona w głównej mierze poprzez bilans mocy w tokamaku i rodzaj materiału z którego wykonane są płyty diwertora/limitera. Szybkość wybijania reguluje natomiast temperaturę plazmy w SOL (równ.(4.27)).

Należy zauważyć, że koncentracja jonów zanieczyszczeń w sznurze plazmowym rośnie liniowo (przy ustalonej temperaturze T_0) wraz ze wzrostem mocy grzania dodatkowego. Zarówno wzrost strat promienistych, jak też wzrost średniego ładunku zanieczyszczeń (duża liczba atomowa)

powodują redukcję koncentracji zanieczyszczeń w plazmie. Oczywiście dobre ekranowanie zanieczyszczeń poprzez warstwę brzegową silnie zmniejsza zanieczyszczenie plazmy centralnej.

Ponieważ wartość koncentracji zanieczyszczeń nie może być liczbą ujemną, otrzymujemy z równ.(4.42) następujące nierówności:

$$P_{inp}^{inj} - n_{es}^2 C_{SOL}^{inj} C_z^{inj} \geq (\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p + \frac{R}{1-R} \Psi_0 \mathcal{E}_H \quad (4.43)$$

oraz

$$C_{core}^{sput} + n_{es}^2 C_{SOL}^{sput} + 2(\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p \frac{\delta_z M_{zp}^{sput}}{J_p \mathcal{R}^{-1}} T_p / T_s \geq 0 \quad (4.44)$$

Pierwszy warunek (równ.4.43) definiuje ograniczenie od góry na gęstość plazmy brzegowej w tokamaku:

$$n_{es}^{up} \leq \sqrt{\frac{P_{inp}^{inj}}{C_{SOL}^{inj} C_z^{inj}}} \quad (4.45)$$

Zauważmy, że tylko w sytuacji gdy gęstość plazmy jest bliska powyższej wartości, koncentracja jonów wybijanych z płyty diwatora zmierza do zera $C_{zs}^{sput} = 0$. Z powyższego warunku wynika, że gęstość graniczna n_{es}^{up} maleje, gdy wzrasta koncentracja domieszek wstrzeliwanych do sznura plazmowego. Powyższe ograniczenie gęstości w tokamaku pojawia się jedynie w sytuacji gdy brak jest sprzężenia pomiędzy plazmą centralną i brzegową, co oznacza, że temperatura płyt diwatora jest niższa niż wartość progowa dla procesu wybijania.

Drugi warunek (równ.4.44) jest konsekwencją oddziaływania plazmy z jonami zanieczyszczeń wybijanymi z płyty diwatora. Warunek ten wyraża fakt, że wszystkie straty energii związane z jonami zanieczyszczeń (wybijanymi z płyty), tzn. promieniowanie liniowe i hamowania, rozcieńczenie paliwa i energia niesiona przez jony zanieczyszczeń do płyty diwatora muszą przewyższać odpowiedni wzrost grzania omowego. Mając na uwadze fakt, że gęstość plazmy centralnej jest zawsze pewną funkcją gęstości plazmy brzegowej $n_{es} = f_n(n_{e0})$ [4], można z równ.4.44 otrzymać dolne ograniczenie gęstości plazmy w tokamaku.

$$\begin{aligned} n_{es}^2 \geq & \left[C_{OH} f_n^2 \beta_z Z^{sput} (Z^{sput} - 1) I_p^2 / T_0^{3/2} \right] \times \\ & \times \left[C_B f_n^2 \beta_z Z^{sput} (Z^{sput} - 1) T_0^{1/2} + 2 C_\alpha f_n^2 \beta_z Z^{sput} (\sigma v)_0^2 + \right. \\ & \left. (C_{in}^{sput} + C_{SOL}^{sput}) + (\delta_e + \delta_i) v_{ip} T_p S_{eff} \delta_z M_{zp}^{sput} / \mathcal{R}^{-1} n_{es} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (4.46)$$

Możemy rozważyć pewne przypadki graniczne:

- Klasyczny tokamak

W większości aktualnie istniejących tokamaków energia syntezy oraz straty wskutek promieniowania hamowania są pomijalne, co prowadzi do następującego warunku dla gęstości plazmy:

$$n_{es}^2 \geq \frac{C_{OH} f_n^2 \beta_z Z^{sput} (Z^{sput} - 1) I_p^2 / T_0^{3/2}}{(C_{in}^{sput} + C_{SOL}^{sput}) + (\delta_e + \delta_i) v_{ip} T_p S_{eff} \delta_z M_{zp}^{sput} / \mathcal{R}^{-1} n_{es}}. \quad (4.47)$$

W przypadku tokamaków z silnym polem magnetycznym i z metalowymi ścianami [123] promieniowanie liniowe jest najczęściej dużo większe niż energia dostarczana do ścian urządzenia, co prowadzi do następującego ograniczenia dla n_{es}^2 :

$$n_{es}^2 \geq \frac{C_{OH} f_n \beta_z Z^{spul} (Z^{spul} - 1) I_p^2 / T_0^{3/2}}{(C_{lin}^{spul} + C_{SOL}^{spul})}. \quad (4.48)$$

Interesujący jest fakt, że wartość graniczna gęstości nie zależy od wielkości grzania dodatkowego P_{aux} . Określona jest ona poprzez równowagę pomiędzy promieniowaniem a grzaniem omowym. Minimalna gęstość plazmy rośnie liniowo z całkowitym prądem plazmy i maleje gdy wzrasta liczba atomowa zanieczyszczeń. Podobne zachowanie się gęstości granicznej obserwowane było w eksperymentach przeprowadzonych na tokamaku FTU[123].

- Stacjonarny reaktor termojądrowy

Tutaj grzanie omowe będzie pomijalne, zaś energia syntezy duża, dlatego też ograniczenie gęstości zdefiniowane przez warunek (4.46) spodziewane jest poniżej zakresu dopuszczalnej gęstości plazmy. Jednakże, należy zwrócić uwagę, że w reaktorze pojawi się nowe ograniczenie gęstości wywołane przez fakt, że koncentracja zanieczyszczeń jest ograniczona (Tab.4.1), a efektywność ekranowania zanieczyszczeń przez warstwę brzegową maleje gdy zmniejsza się gęstość plazmy. Z równania (4.32) otrzymujemy:

$$n_{es} \geq C_R C_A M_{zp}^{spul} \frac{T_p^2}{Z^2 C_{max}^{spul} L_c} Y_{eff}(T_p). \quad (4.49)$$

W reaktorze jednym z podstawowych problemów jest redukcja strumienia energii do płyt diwatora, który powinien być zredukowany do wartości poniżej $5 \text{ MW}/\text{m}^2$. Dlatego interesujące jest przebadanie jak w przypadku rozwiązania samouzgodnionego, strumień energii transportowany do diwatora zależy od parametrów plazmy. Z pomocą równania dla c_{zs}^{spul} (równ.4.42) i równania opisującego energię dostarczaną do warstwy brzegowej (równ.4.37) możemy napisać równanie dla energii transportowanej do płyt diwatora $P_p = P_{inp} - P_{rad}^{SOI}$ w postaci:

$$P_p = (\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p + (P_{inp}^{inj} - n_{es}^2 C_{SOL}^{inj} c_z^{inj} - \frac{R}{1-R} \Psi_0 \mathcal{E}_H) \times \quad (4.50)$$

$$\frac{2(\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p \frac{\delta_z M_{zp}^{spul}}{I_p R^{-1}} T_p / T_s}{C_{core}^{spul} + n_{es}^2 C_{SOL}^{spul} + 2(\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p \frac{\delta_z M_{zp}^{spul}}{I_p R^{-1}} T_p / T_s}$$

W większości przypadków możemy założyć, że energia niesiona do płyt diwatora przez jony wybijane ze ścian urządzenia jest dużo mniejsza niż zmiany w bilansie energii plazmy centralnej na skutek obecności jonów zanieczyszczeń wybijanych z płyty, co daje:

$$P_p = (\delta_e + \delta_i) \Psi_{ip} T_p \propto f_p n_{es} T_s T_p^{1/2} \quad (4.51)$$

Ważnym wnioskiem wynikającym z powyższego równania jest fakt, że energia transportowana do płyt diwatora może być efektywnie zredukowana jeśli zredukujemy ciśnienie plazmy w diworcie. Oznacza to, że reżymy pracy tokamaka bez kontaktu plazmy z płytą diwatora (*detached*) lub z ograniczonym kontaktem (*semi-detached*) są bardzo pożądane w reaktorze.

Jeżeli nie ma sprzężenia pomiędzy plazmą centralną i brzegową, co może być osiągnięte jedynie gdy nie ma zanieczyszczeń wybijanych, to oznacza, że temperatura plazmy w pobliżu płyty diwatora jest niska ($T_p \rightarrow 0$) i konsekwentnie $n_{es} = n_{es}^{up} = \sqrt{P_{inp}^{inj} / C_{SOL}^{inj} c_z^{inj}}$. Wtedy:

$$P_p^{up} \propto f_p T_s T_p^{1/2} \sqrt{\frac{P_{inp}^{inj}}{C_{SOL}^{inj} c_z^{inj}}}. \quad (4.52)$$

Ponadto, mamy zwykle,

$$P_p \leq P_p^{up} \quad (4.53)$$

co oznacza, że energia dostarczana do płyty diwertora jest zawsze mniejsza w przypadku gdy sprężenie plazmy centralnej i brzegowej ma miejsce. Dodatkowo, może być ona zredukowana przez zmniejszenie gęstości plazmy brzegowej oraz poprzez wybór materiału płyty diwertora o niskiej temperaturze krytycznej T_{crit} i małej liczbie atomowej.

W dotychczasowych oszacowaniach temperatura plazmy w środku sznura plazmowego T_0 traktowana była jako parametr swobodny. Oczywiście takie podejście nie jest ogólne, dlatego istotne jest określenie jak temperatura plazmy zależy od innych parametrów plazmy w przypadku rozwiązania samouzgodnionego. Temperatura w centrum T_0 opisana jest przez równanie bilansu mocy (równ. 4.8):

$$\frac{3 \langle nT \rangle}{\tau_E} = P_{OH} + P_\alpha - P_B - f_{rad} P_{lin} = P_{core} \quad (4.54)$$

gdzie czas utrzymania τ_E zgodnie z równaniem (4.9) możemy wyrazić jako:

$$\tau_E = \frac{C_\tau}{P_{core}^{0.5}}, \quad (4.55)$$

gdzie

$$C_\tau = C_E \times 4.8 \cdot 10^{-2} a_{[m]}^{0.5} R_{T[m]}^{1.3} B_T^{0.2} \bar{A}_i^{0.5} \kappa^{0.5} \left(n_{e0[10^{20}m^{-3}]} \frac{2\pi^2}{\alpha_N + 1} \right)^{0.1} (I_{p[MA]})^{0.85}, \quad (4.56)$$

co daje następujące wyrażenie dla temperatury plazmy T_0 :

$$T_0 = \frac{C_\tau}{C_W} \sqrt{P_{core}} \quad (4.57)$$

gdzie C_W definiujemy jako:

$$C_W = \frac{6\pi^2 R_T a^2}{\alpha_N + \alpha_T + 1} \quad (4.58)$$

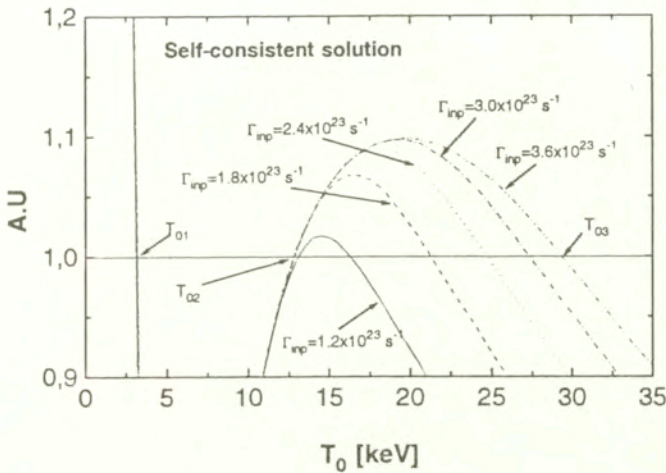
i zgodnie z równ.(4.11)

$$P_{core} = P_{inp} + (1 - f_{rad}) P_{lin}. \quad (4.59)$$

Ostatecznie otrzymujemy następujące oszacowanie dla temperatury plazmy w centrum sznura plazmowego:

$$T_0 \approx \left(\frac{C_\tau}{C_W} \right) n_{es} \sqrt{\frac{P}{n_{es}} + \sum_i ((1 - f_{rad}) C_{lin}^i + C_{SOL}^i) c_z^i} \quad (4.60)$$

W przypadku, gdy energia dostarczana do płyty diwertora P_p jest dużo mniejsza niż całkowite straty promieniste, to $T_0 \propto n_{es}$. W przypadku przeciwnym, kiedy promieniowanie plazmy jest pomijalne, wykorzystując (4.30) znajdujemy następującą zależność: $T_0 \propto \sqrt{n_{es}}$. W



Rys.4.3 Funkcja strat $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/\langle n_e T \rangle(T_0)$ w przypadku rozwiązania samouzgodnionego dla różnych wartości strumieni wejściowych cząstek $1.2 \times 10^{23} \text{ s}^{-1} \leq \Gamma_{imp} \leq 3.6 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$.

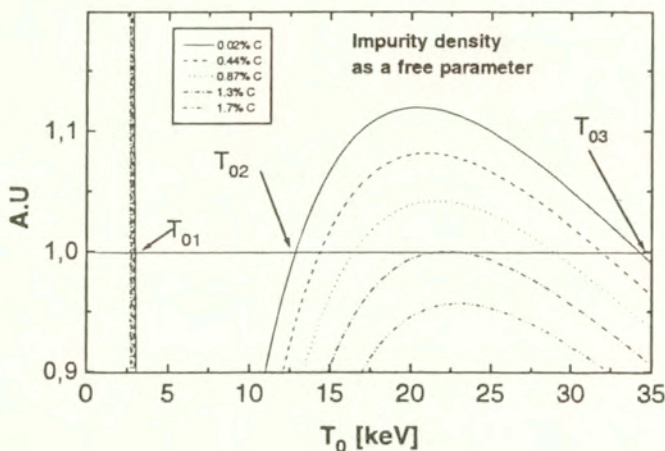
powyższych wyprowadzeniach pominięto promieniowanie wodoru, jako że jest ono najczęściej niewielkie.

Należy zauważyć, że rozwiązanie nieliniowego równania dla temperatury T_0 (równ.4.57) ze spalaniem termojądrowym, istnieje tylko wtedy, gdy gęstość jonów zanieczyszczeń wybijanych z płyt diwertora c_{zs}^{spul} jest mniejsza od pewnej wartości granicznej c_{max}^{spul} .

W przejrzysty sposób zostało to zobrazowane na rysunku 4.3, gdzie przedstawiono graficznie zależność funkcji strat $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/\langle n_e T \rangle$ od temperatury T_0 dla kilku wartości strumienia cząstek wpływających do warstwy brzegowej.

Punkty przecięcia linii poziomej z krzywą $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/\langle n_e T \rangle$ są samouzgodnionymi rozwiązaniami problemu transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku. W ogólności mamy trzy rozwiązania: rozwiązanie niskotemperaturowe T_{01} (bez energii syntezy) i dwa rozwiązania wysokotemperaturowe T_{02} , T_{03} , z tym, że tylko rozwiązanie T_{03} jest stabilne. Oczywiście rozwiązanie wysokotemperaturowe istnieje tylko wtedy, gdy lokalne maksimum krzywej $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/\langle n_e T \rangle$ jest odpowiednio duże. Zauważmy, że jeśli zmniejsza się strumień cząstek wpływających do warstwy brzegowej, co jest równoważne zmniejszeniu gęstości plazmy brzegowej, to koncentracja zanieczyszczeń wybijanych z płyt diwertora (przy zadanej koncentracji c_{zs}^{inj}) zwiększa się i tym samym obniża się maksimum krzywej strat $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/\langle n_e T \rangle$, i w rezultacie dla $c_{zs}^{spul} > c_{max}^{spul}$ nie ma rozwiązania (równ.4.49). Konsekwencją takiego zachowania się krzywej strat jest ograniczenie, w tokamaku-reaktorze, gęstości plazmy od dołu n_{e3}^{th} , a wynika ono z faktu, że zdolność ekranowania zanieczyszczeń przez warstwę brzegową poprawia się ze wzrostem gęstości plazmy.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że kształt krzywej strat w przypadku gdy nie ma sprzężenia pomiędzy plazmą centralną i brzegową jest odmienny, co widać na rysunku 4.4, gdzie przed-



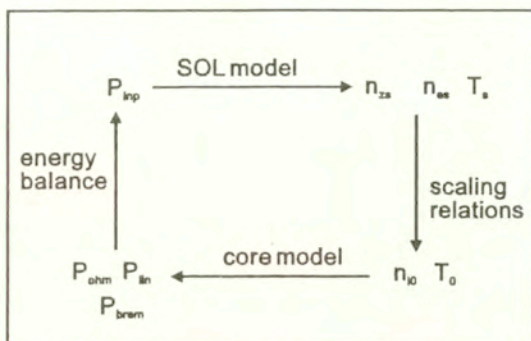
Rys.4.4 Funkcja strat $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/(n_e T)(T_0)$ dla różnych wartości koncentracji jonów węgla (bez sprzężenia z plazmą brzegową).

stawiono zależność krzywej strat od temperatury, traktując koncentrację zanieczyszczeń jako parametr swobodny. Z porównania rysunków 4.3 i 4.4 widać, że na skutek samoregulującego mechanizmu, który sprzęga plazmę brzegową i centralną, stabilne rozwiązanie ze spalaniem termojądrowym pojawia się przy stosunkowo niskiej temperaturze plazmy (w porównaniu z rozwiązaniem bez sprzężenia), co powoduje, że strumień energii do warstwy brzegowej jest niższy w przypadku obecności zanieczyszczeń wybijanych niż bez nich.

Warto zauważyć, że ograniczenie gęstości plazmy brzegowej od góry n_{es}^{up} maleje ze wzrostem gęstości domieszek wstrzeliwanych c_{2s}^{inj} (równ.4.45) podczas gdy ograniczenie od dołu n_{es}^{th} rośnie z c_{2s}^{inj} , co w rezultacie prowadzi do zawężenia zakresu osiągalnej gęstości plazmy brzegowej w reaktorze, w granicy nawet do jednego punktu.

4.3 Metoda numeryczna

Samouzgodnione rozwiązanie problemu transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze centralnym i brzegowym tokamaka opisane jest przez nieliniowy układ równań algebraicznych (4.1-4.25). Do rozwiązania tego układu równań służy kod numeryczny BILDIV. Metoda rozwiązania układu równań problemu opiera się na fakcie, że koncentracja zanieczyszczeń na separatrixie c_{2s}^{put} jest podstawowym parametrem fizycznym określającym sprzężenie pomiędzy plazmą centralną i brzegową. Dla zadanej wartości koncentracji zanieczyszczeń na separatrixie c_{2s}^{put} rozwiązujemy za pomocą metody bisekcji bilans mocy w centrum, wyznaczając energię transportowaną do warstwy brzegowej w jednostce czasu P_{imp} , dla której to z kolei wyznaczamy, stosując podobny schemat iteracyjny, temperaturę w warstwie brzegowej oraz koncentrację za-

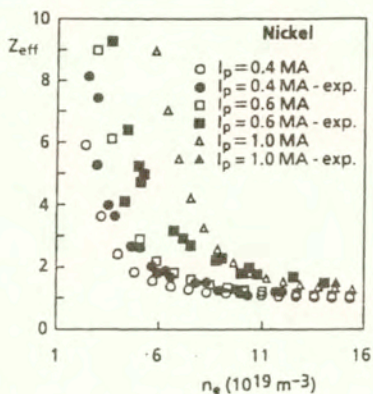


Rys.4.5 Schemat iteracyjny zastosowany w kodzie FTUZERO (wg.[123]).

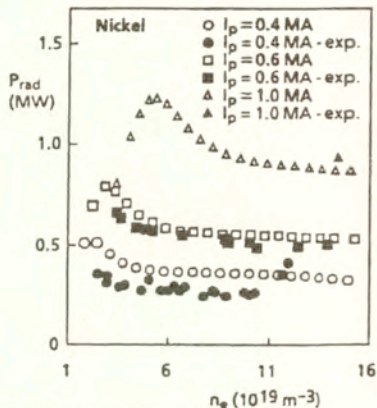
nieczyszczeń c_{zs}^{pput} . W rzeczywistości metoda rozwiązania składa się z dwóch kroków. Najpierw poszukujemy takich przedziałów dla temperatury, w których istnieją rozwiązania. Czynimy to w następujący sposób, dla zadanej temperatury plazmy w centrum $T_0^i = T_0^{\min} + (i-1)(T_0^{\max} - T_0^{\min})$ ($i = 1, i_{max}$) rozwiązujemy bilans mocy w warstwie brzegowej i określamy znak funkcji strat $F_{core}(T_0^i) \equiv \frac{3qnT_s}{\tau_E} - P_{core}$. Jeśli funkcja F_{core} zmienia znak w pewnym punkcie T_0^j , oznacza to, że w małym podprzedziale wartości temperatury $\langle T_0^{j-1}, T_0^j \rangle$ istnieje rozwiązanie samouzgodnione problemu. Powtarzając tę procedurę dla wszystkich wartości indeksu $i = 1, i_{max}$, znajdujemy wszystkie przedziały temperatury, w których istnieje rozwiązanie samouzgodnione. Kolejny etap rozwiązywania nieliniowego układu równań polega na znalezieniu wszystkich samouzgodnionych rozwiązań problemu dzięki metodzie bisekcji, dla której jako punkty startowe przyjmujemy wartości graniczne przedziałów znalezionych na pierwszym kroku metody $\langle T_0^{j-1}, T_0^j \rangle$.

W zastosowanej metodzie numerycznej, zadanie gęstości plazmy w tokamaku (n_e), strumienia cząstek do plazmy brzegowej Ψ_0 , współczynnika recyrkulacji R oraz koncentracji jonów domieszki celowo wprowadzonej do układu (c_x^{inj}) pozwala na określenie pozostałych parametrów plazmy, zarówno w centrum ($P_\alpha, P_B, P_{lin}, \langle n_i \rangle, \langle T \rangle, \tau_E, \dots$) jak i w warstwie brzegowej ($n_{es}, n_{ep}, T_s, T_p, P_{rad}^{SOL}, P_p, \dots$).

W przypadku tokamaka FTU, gdy znane są empiryczne prawa skalowania określające temperaturę plazmy w centrum oraz gęstość plazmy na brzegu (równ.4.12 i 4.13) metoda numeryczna może być znacznie uproszczona, gdyż w tym wypadku konieczne jest zastosowanie tylko jednej pętli iteracyjnej. Wykorzystana została ona przy budowie kodu FTUZERO i schematycznie przedstawiona jest na Rys.4.5. Przy zadanej gęstości plazmy (n_e) i zadanym strumieniu mocy wpływającym do warstwy brzegowej, równania bilansu w SOL określają wartości plazmy w warstwie brzegowej, w tym n_{za}, T_s, n_{es} , które niezbędne są do określenia parametrów plazmy w centrum sznura plazmowego. Mając parametry plazmy w centrum, możemy określić z kolei strumień mocy płynący do brzegu i procedura powtarza się dopóki nie osiągniemy zbieżności.



Rys.4.6 Obliczone i zmierzone wartości ładunku efektywnego w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego (wg.[123]).



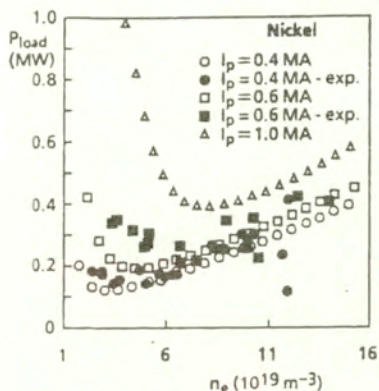
Rys.4.7 Obliczone i zmierzone wartości strat radiacyjnych w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego (wg.[123]).

4.4 Wyniki obliczeń

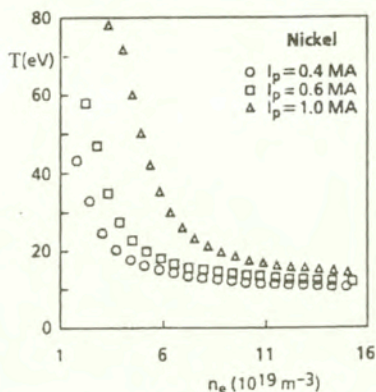
4.4.1 Modelowanie tokamaka FTU

Samouzgodniony model transportu plazmy i zanieczyszczeń został wykorzystany do modelowania parametrów plazmy w tokamaku FTU wyposażonym w poloidalny limiter wykonany z niklu. Przyjęte do obliczeń parametry urządzenia są następujące: promień toroidalny $R_T = 0.935$ m, promień poloidalny $a = 0.3$ m, toroidalne pole magnetyczne $B_T = 6$ T. Obliczenia przeprowadzono za pomocą kodu FTUZERO dla trzech wartości prądu plazmy $I_p = 0.4, 0.6$ i 1 MA oraz dla uproszczenia przyjęto; że średni ładunek jonów zanieczyszczeń w pobliżu płyty limitera nie zależy od parametrów plazmy i wynosi $\langle Z \rangle = 2$ [123]. Stwierdzić należy jednak, że wyniki obliczeń słabo zależą od tego parametru. Spowodowane to jest obecnością mechanizmu samoregulującego, który sprzęga plazmę brzegową i centralną. Jeżeli $\langle Z \rangle$ rośnie, to rośnie koncentracja zanieczyszczeń (na skutek wzrostu współczynników wybijania), więc rosną również straty promieniste i w konsekwencji maleje strumień energii do płyty limitera. A zatem maleje również szybkość produkcji zanieczyszczeń, a co za tym idzie ilość zanieczyszczeń.

Na rysunku 4.6 przedstawione są obliczone i zmierzone wartości ładunku efektywnego. Jak możemy zobaczyć zgodność wielkości eksperymentalnych z wynikami symulacji komputerowych jest zadowalająca. Ładunek efektywny, przy tej samej gęstości plazmy, wzrasta gdy rośnie prąd plazmy. Wyraźnie widać, że istnieje ograniczenie gęstości plazmy od dołu (nierówność 4.48). Wytlumaczenie tego efektu jest następujące. Jeżeli maleje gęstość plazmy to wzrasta temperatura plazmy na płycie limitera, przyczyniając się do silniejszej erozji płyt limitera i wzrostu koncentracji jonów domieszki. To powoduje z kolei wzrost Z_{eff} a co za tym idzie zwiększenie mocy grzania omowego P_{OH} i temperatury plazmy w centrum sznura. Jednocześnie wzrastają straty promieniste, zarówno w centrum jak i w warstwie brzegowej, ale ponieważ współczynniki strat promienistych (*cooling rates*) maleją ze wzrostem temperatury plazmy, wzrost ten nie



Rys. 4.8 Energia przekazywana płycie limitera w jednostce czasu w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu plazmy (wg.[123]).

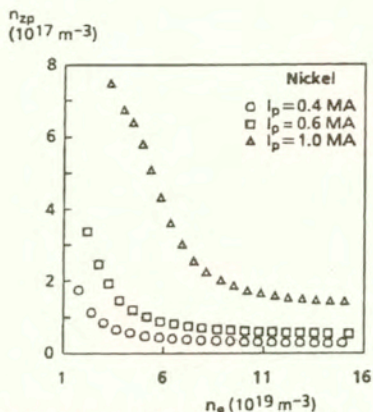


Rys. 4.9 Temperatura plazmy w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu plazmy (wg.[123]).

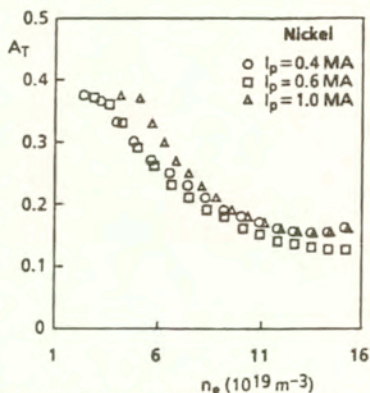
może skompensować wzrostu mocy grzania omowego. W takiej sytuacji nie istnieje rozwiązanie stacjonarne problemu. Interesującym jest, że to teoretyczne ograniczenie gęstości bliskie jest rzeczywistemu ograniczeniu gęstości obserwowanemu na tokamaku FTU.

Na rysunku 4.7 pokazane są teoretyczne i zmierzone wartości strat promienistych w tokamaku FTU [17]. Widzimy, że moc promieniowania słabo zależy od gęstości plazmy, wzrasta natomiast ze wzrostem prądu plazmy. Podobnie zachowuje się moc grzania omowego (za wyjątkiem wąskiego obszaru w pobliżu gęstości granicznej, gdzie to grzanie omowe wzrasta wskutek wzrostu Z_{eff}). Dlatego też, moc która dostarczana jest do limitera również słabo zależy od gęstości plazmy jak możemy zobaczyć na Rys.4.8 gdzie przedstawiono wyniki pomiarów i symulacji komputerowych. Nieoczekiwana, słaba zależność energii wypromieniowanej od gęstości plazmy może być wytłumaczona następująco. Jeśli gęstość plazmy jest duża to intensywność produkcji zanieczyszczeń jest mała na skutek niskiej temperatury plazmy brzegowej (Rys.4.9 i Rys.4.10) ale równocześnie wzrasta objętość promieniującej plazmy, ponieważ współczynniki strat promienistych (*cooling rates*) rosną gdy temperatura plazmy maleje.

Na Rys.4.10 pokazana jest gęstość jonów zanieczyszczeń na płycie limitera. Silny wzrost gęstości jonów niklu dla niskiej gęstości plazmy wywołany jest przez fakt, że współczynnik wybijania (Y_z^C) zbliża się do jedności. Na Rys.4.11 pokazany jest współczynnik utrzymania \mathcal{A}_T zdefiniowany przez równanie (4.24). Jak widać jest on słabą funkcją prądu plazmy i maleje gdy rośnie gęstość plazmy. Gdy gęstość plazmy jest mała to zarówno dopływ bezpośredni (*direct fueling*) jak i transport jonów zanieczyszczeń w SOL wpływają na efektywność ekranowania jak możemy zobaczyć na Rys.4.12, gdzie pokazana jest ta część atomów domieszki, która jest jonizowana w warstwie brzegowej. Jeśli gęstość plazmy jest duża to wzrasta również ilość atomów jonizowanych w warstwie brzegowej i zdolność ekranująca warstwy brzegowej określona jest jedynie przez zjawiska transportu w SOL. Utrzymanie jonów niklu w tokamaku FTU z poloidalnym limiterem jest raczej słabe gdyż długość charakterystyczna (*connection length*) jest mała $L_c = 3m$.



Rys.4.10 Gęstość zanieczyszczeń na płycie limitera w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego (wg.[123]).



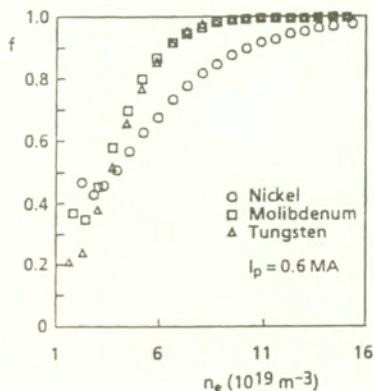
Rys.4.11 Współczynnik utrzymania jonów niklu A_T w warstwie brzegowej tokamaka FTU (wg.[123]).

Za pomocą kodu FTUZERO przeprowadzono również obliczenia mające na celu określenie wpływu różnych płyt limitera na parametry plazmy. Rozważano konfigurację tokamaka FTU o parametrach jak wyżej, wyposażonego w limitery wykonane z niklu, molibdenu i wolframu. Obliczenia przeprowadzono dla stałego prądu plazmy $I_p = 0.6 \text{ MA}$. Wyniki symulacji komputerowych pokazują, że straty promieniste w przypadku materiałów o większej liczbie atomowej stają się silną funkcją gęstości plazmy (Rys.4.13). Spadek mocy wypromieniowanej dla materiałów o dużej liczbie atomowej związany jest z faktem, że gdy maleje temperatura plazmy wzrost intensywności promieniowania nie jest w stanie skompensować spadku gęstości zanieczyszczeń związanego z mniejszymi współczynnikami wybijania. Dlatego też energia dostarczana do płyt limitera w przypadku molibdenu i wolframu jest wyższa niż dla niklu i jest malejącą funkcją gęstości. Przedstawione tu wyniki obliczeń dla materiałów o dużej liczbie atomowej znajdują również potwierdzenie eksperymentalne [4, 3].

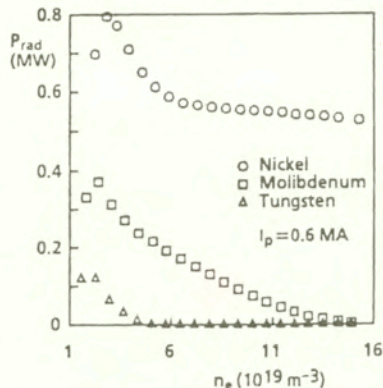
Należy tu podkreślić, że w przypadku limitera niklowego nawet gdy $Z_{eff} \approx 1$ znacząca część energii plazmy jest wypromieniowywana.

Weryfikacja eksperymentalna modelu samouzgodnionego

Jak widzieliśmy powyżej uproszczona wersja samouzgodnionego opisu plazmy centralnej i brzegowej, wykorzystująca półempiryczne prawa skalowania znajduje potwierdzenie eksperymentalne. Powstaje pytanie czy również dla pełnego modelu otrzymamy zgodność z eksperymentem. Celem odpowiedzi na tak sformułowane pytanie dokonano porównania wyników otrzymanych za pomocą pełnego samouzgodnionego modelu plazmy centralnej i brzegowej, z rezultatami eksperymentalnymi otrzymanymi na tokamaku FTU. Ponieważ stwierdzono eksperymentalnie, że w FTU obowiązuje prawo skalowania energii typu Lackner'a-Gottardi [15], do obliczeń przyjęto



Rys.4.12 Stopień jonizacji atomów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej w przypadku płyt limitera wykonanych z niklu, molibdenu i wolframu w funkcji gęstości plazmy dla prądu plazmy $I_p = 0.6 \text{ MA}$ (wg.[123]).



Rys.4.13 Straty promieniste w tokamaku FTU w przypadku płyt limitera wykonanych z niklu, molibdenu i wolframu w funkcji gęstości plazmy dla prądu plazmy $I_p = 0.6 \text{ MA}$ (wg.[123]).

więc następującą formułę dla czasu utrzymania energii:

$$\tau_E = 0.12 \times I_p^{0.8} \left(\frac{\langle n_e \rangle}{P_{core}} \right)^{0.6} a^{0.4} R_T^{1.8} q_c^{0.4} \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^{0.8}} \quad (\text{sek}). \quad (4.61)$$

Wyniki porównań pokazane są na Rys.4.14, gdzie przedstawiono dla dwóch wartości prądu plazmy: $I_p = 400 \text{ kA}$ (Rys.4.14a) oraz $I_p = 600 \text{ kA}$ (Rys.4.14b), temperaturę plazmy w centrum sznura plazmowego, moc dostarczaną do warstwy brzegowej oraz moc wypromieniowaną. Z wykresów wynika, że zgodność rozwiązania teoretycznego z danymi eksperymentalnymi jest zadowalająca.

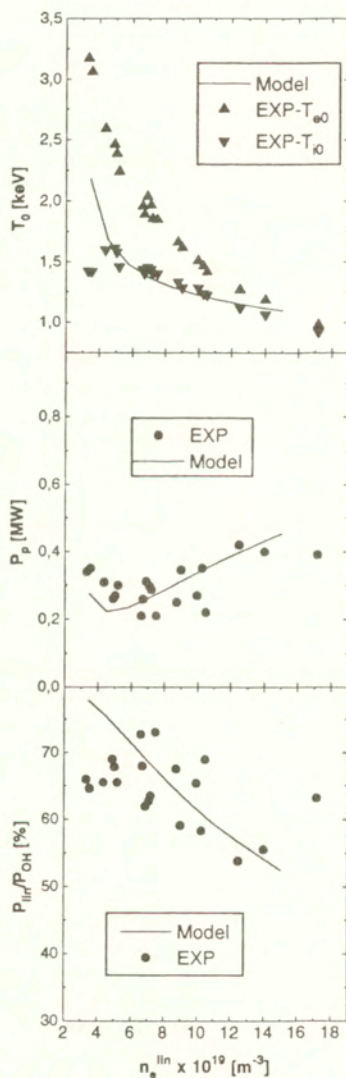
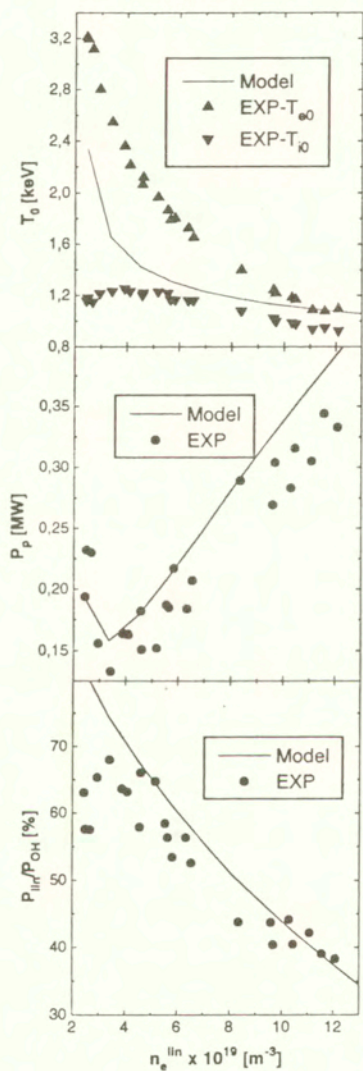
4.4.2 Teoretyczna analiza reżimów pracy reaktora termojądrowego

Tokamak IGNITOR

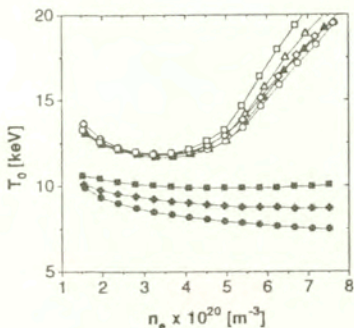
Prezentację obliczeń reaktorowych rozpoczniemy od tokamaka IGNITOR [119], który jest projektem tokamaka o dużej gęstości plazmy i silnym polu magnetycznym, w którym planuje się osiągnięcie warunków zapłonu termojądrowego. IGNITOR jest urządzeniem impulsowym, o takiej konfiguracji magnetycznej, w której plazma jest styczna do ścian komory próżniowej (*inner wall configuration*). Konfiguracja ta topologicznie równoważna jest układowi z limiterem toroidalnym. Do obliczeń przyjęto następujące parametry urządzenia: $R_T = 1.3 \text{ m}$, $a = 0.64 \text{ m}$, $B_T = 13 \text{ T}$, $I_p = 12 \text{ MA}$, $q_c = 3.6$, $n_{He}/n_e = 0.001$. W przypadku tokamaka IGNITOR, zgodnie z sugestią Coppi'ego [25] przyjmujemy dla prawa skalowania energii wyrażenie uwzględniające zależność czasu utrzymania energii τ_E od ładunku efektywnego Z_{eff} :

a) $I_p = 400$ kA

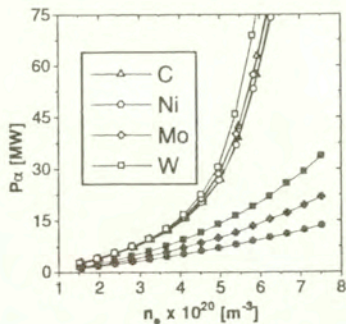
b) $I_p = 600$ kA



Rys.4.14 Porównanie rezultatów obliczeń z wynikami eksperymentalnymi z tokamaka FTU. Moc dostarczana do limitera P_p oraz straty promienne w funkcji gęstości plazmy dla dwóch wartości prądu plazmy: a) $I_p = 400$ kA, b) $I_p = 600$ kA.



Rys.4.15 Temperatura plazmy w centrum T_0 w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$) (wg.[119]).



Rys.4.16 Moc syntezy w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$) (wg.[119]).

$$\tau_E = 1.75 \cdot 10^{-1} \left(\frac{n_e^{ln} \kappa}{P_{core}} \right)^{0.6} \left(\frac{I_p}{\alpha_T} \right)^{0.5} a R_T (q_c \bar{A}_i)^{0.4} Z_{eff}^{-0.2} \quad (sek) \quad (4.62)$$

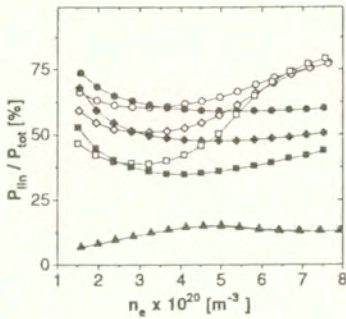
gdzie \bar{A} , jest średnią masą atomową izotopów wodoru. W równaniu opisującym profil temperatury (równ.4.1) założono, że $\alpha_T = q_c - 1$.

Ważną wielkością określającą warunki zapłonu w tokamaku jest parametr f_{rad} (równ.4.10) charakteryzujący wpływ promieniowania na warunki utrzymania energii. Dla uproszczenia obliczenia przeprowadzono dla dwóch skrajnych wartości parametru f_{rad} ($f_{rad} = 0, 1$) i różnych wartości gęstości w tokamaku IGNITOR.

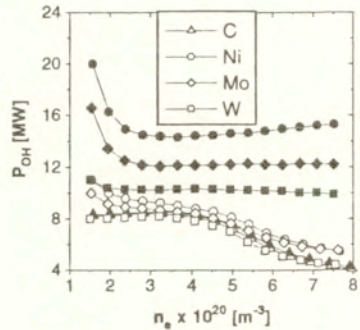
Na rysunkach 4.15-4.20 przedstawione są wyniki obliczeń w przypadku różnych materiałów, z których wykonana jest ściana tokamaku: C, Ni, Mo, W (symbole pełne odnoszą się do przypadku $f_{rad} = 1$, zaś symbole puste oznaczają przypadek gdy $f_{rad} = 0$). Obliczenia przeprowadzone są dla profilu gęstości plazmy spełniającego warunek $n_{ea}/n_e(1) = 0.1$.

Rezultaty obliczeń pokazują, że w przypadku gdy gęstość plazmy jest rzędu $< n_e > \approx 5 \times 10^{20} m^{-3}$ ($f_{rad} = 0$) to możliwe jest osiągnięcie warunków zapłonu ze stosunkowo niską temperaturą plazmy centralnej $T_0 \approx 13 keV$ (Rys.4.15), znaczącą produkcją energii syntezy $P_\alpha \sim 27 MW$ (Rys.4.16) i jednocześnie ze stosunkowo dużą mocą grzania omowego $P_{OH} \sim 8 MW$ (Rys.4.17). Widzimy, że parametry plazmy w istotny sposób zależą od parametru f_{rad} za wyjątkiem ścian grafitowych, kiedy to promieniowanie jest nieistotne ($P_{lin}/P_{rad}^{SOL} \leq 15\%$). W przypadku materiałów o średniej lub dużej liczbie atomowej (Ni, Mo, W) promieniowanie plazmy jest znaczące, gdyż można nawet wypromieniować około 70 % energii plazmy (Rys.4.18).

Należy zwrócić uwagę na fakt, że ilość wypromieniowanej energii słabo zależy od położenia warstwy radiacyjnej (parametr f_{rad}). Jeżeli f_{rad} rośnie, co oznacza że położenie warstwy promienistej przesuwa się do centrum, wtedy maleje temperatura plazmy i w konsekwencji zmniejsza się energia syntezy lecz wzrasta moc grzania omowego. Zauważmy, że dla ściany wolframowej na skutek obecności mechanizmu samoregulującego ograniczającego produkcję zanieczyszczeń, nawet dla $f_{rad} = 1$ możliwe jest osiągnięcie warunków bliskich warunkom zapłonu ze stosunkowo dużą energią produkowaną w reakcjach syntezy ($P_\alpha \approx 12 MW$) i porównywalną mocą grzania



Rys.4.17 Moc promieniowania plazmy w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$) (wg.[119]).



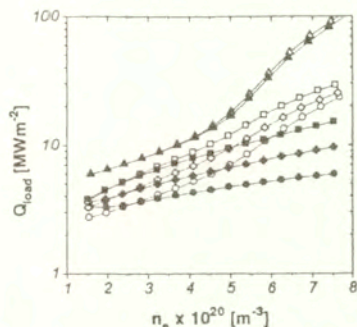
Rys.4.18 Moc grzania omowego w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$) (wg.[119]).

omowego ($P_{OH} \approx 11 \text{ MW}$). Należy tu podkreślić, że w przypadku materiałów o średniej liczbie atomowej oczekujemy, że promieniowanie zlokalizowane będzie w zewnętrznych rejonach sznura plazmowego. Jeżeli zdefiniujemy promień R_{80} , jako $\int_0^{R_{80}} P_{lin} / \int_0^a P_{lin} = 0.2$, co oznacza, że 80% promieniowania plazmy przypada na obszar na zewnątrz promienia R_{80} , to okazuje się, że R_{80} słabo zależy od gęstości plazmy i wynosi: $R_{80}/a = 0.6$ dla niklu, 0.56 dla molibdenu i 0.42 dla wolframu.

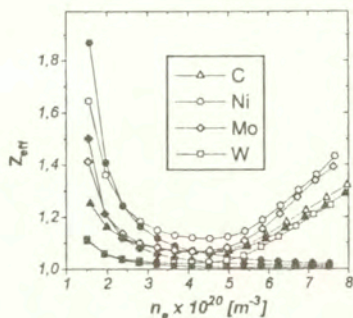
Na rysunku 4.19 przedstawiony jest strumień mocy płynący do ściany komory. Widzimy, że dzięki obecności mechanizmu samoregulującego sprzęgającego produkcję zanieczyszczeń i promieniowanie plazmy, energia dostarczana do ścian jest silnie zredukowana. W przypadku materiałów o średnim i dużym Z takie sprzężenie jest bardzo efektywne co prowadzi do stosunkowo niskiej koncentracji zanieczyszczeń $c_{Ni} \sim 0.02 \%$ (Rys.4.20). W przypadku ściany niklowej strumień energii przekazywany ścianie w jednostce czasu P_p jest najmniejszy (Rys.4.19). Należy zaznaczyć, że przy wyliczaniu P_p powierzchnia limitera była obliczana jako $S_{eff} = 2\pi R_T \lambda_n \theta$, gdzie parametr θ wprowadzony jest celem uwzględnienia struktury pola magnetycznego w pobliżu płyty (w obliczeniach przyjęto $\theta = 10$ [91, 32]). Obliczenia przeprowadzone dla zanieczyszczeń o małej liczbie atomowej (grafit) dają dużą gęstość jonów zanieczyszczeń w pobliżu płyty limitera $n_{zp} \sim 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, ponieważ w tym przypadku znacząca część energii plazmy transportowana jest do płyty za pośrednictwem jonów zanieczyszczeń. Należy jednak podkreślić, że również w tym przypadku zanieczyszczenie plazmy centralnej jest niewielkie dzięki wysokiej efektywności ekranowania zanieczyszczeń poprzez plazmę brzegową, charakterystycznej dla tokamaków z gęstą plazmą. W przypadku materiałów o małej liczbie atomowej erozja ścian stanowić może istotny problem.

Tokamak ITER

Kolejnym przykładem zastosowania samouzgodnionego modelu transportu plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku są obliczenia przeprowadzone za pomocą kodu BILDIV parametrów plazmy w tokamaku ITER. Analizy wykonano dla różnych rodzajów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) oraz



Rys.4.19 Strumień mocy do płyty w funkcji gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W, ($f_{rad} = 0, 1$) (wg.[119]).

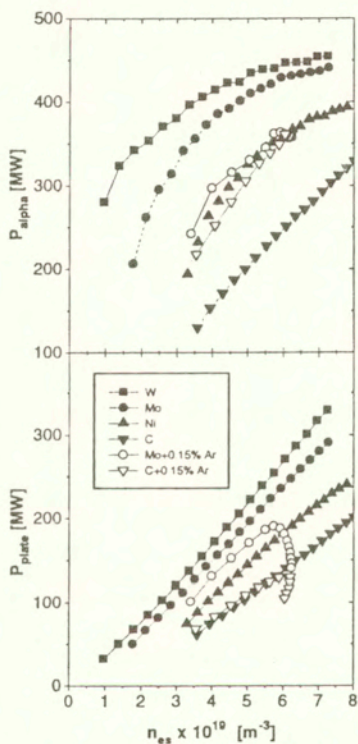


Rys.4.20 Ładunek efektywny w funkcji gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W, ($f_{rad} = 0, 1$) (wg.[119]).

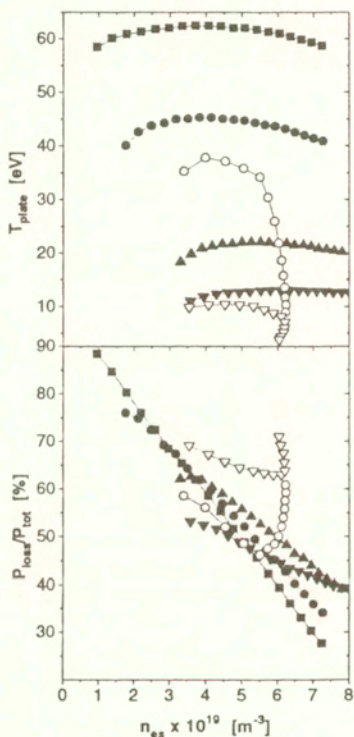
domieszek celowo wprowadzanych do plazmy (Ne, Ar, Kr), zakładając następujące parametry urządzenia [57] ($R_T = 8.1 \text{ m}$, $a = 3 \text{ m}$, $I_p = 24 \text{ MA}$, $(n_e) = 10^{20} \text{ m}^{-3}$, $10\% \text{ He}$). Jako swobodny parametr w obliczeniach został wybrany strumień cząstek do warstwy brzegowej Ψ_0 , który zmieniano w takim zakresie, aby wynikowa gęstość plazmy brzegowej zawierała się w granicach $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} < n_{es} < 9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ co pokrywa przewidywany zakres gęstości plazmy brzegowej w tokamaku ITER. W tabelach 4.2-4.6 przedstawione zostały zbiorcze wyniki obliczeń, dla różnych domieszek, współczynników recyrkulacji oraz współczynników utrzymania domieszek.

Na rysunkach 4.21-4.22 przedstawione zostały, w funkcji gęstości plazmy na separatrixie n_{es} , następujące parametry plazmy: moc syntezy P_α , strumień energii do płyt diwatora P_p w jednostce czasu, temperatura plazmy przy płycie diwatora T_p oraz całkowite straty promieniaste. Obliczenia przeprowadzono dla tarcz wykonanych z następujących materiałów C, Ni, Mo i W oraz przy założeniu stałego współczynnika recyrkulacji $R = 0.975$. Rezultaty symulacji numerycznych pokazują, że tak jak przewidziano na podstawie oszacowań analitycznych, istnieje pewna graniczna wartość gęstości plazmy n_{es}^{th} , poniżej której nie ma rozwiązań ze spalaniem termojądrowym. Granica ta związana jest z faktem, że zdolność do ekranowania zanieczyszczeń przez warstwę brzegową poprawia się gdy rośnie gęstość plazmy brzegowej, co powoduje ograniczenie strumienia zanieczyszczeń do centrum sznura plazmowego. Ta graniczna wartość gęstości maleje, gdy rośnie liczba atomowa materiału płyty, dzięki czemu w przypadku materiałów o dużej liczbie atomowej możliwe są reżimy pracy reaktora ze stosunkowo niską gęstością plazmy. Na rysunku 4.21 możemy zobaczyć, że strumień mocy płynący do płyt diwatora wzrasta praktycznie liniowo z gęstością plazmy brzegowej, w przypadku wszystkich rozpatrywanych materiałów (C, Ni, Mo, W), oraz przy ustalonej gęstości n_{es} , P_p rośnie z liczbą atomową materiału płyty jako efekt lepszego utrzymania energii. Należy tu podkreślić, że obserwowana zależność mocy dostarczanej do płyt diwatora od gęstości plazmy jest cechą charakterystyczną dla wszystkich rodzajów zanieczyszczeń generowanych z płyt diwatora, czy też wprowadzanych celowo do sznura plazmowego, o ile tylko wybijany jest pewien strumień zanieczyszczeń z płyt diwatora. Innymi słowy, tak długo jak długo mamy sprzężenie pomiędzy plazmą centralną i brzegową.

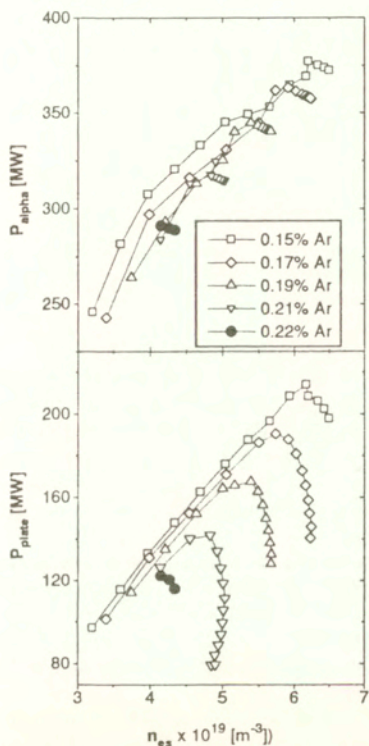
Na rysunkach 4.23-4.24 przedstawiono, dla parametrów wejściowych jak poprzednio, moc



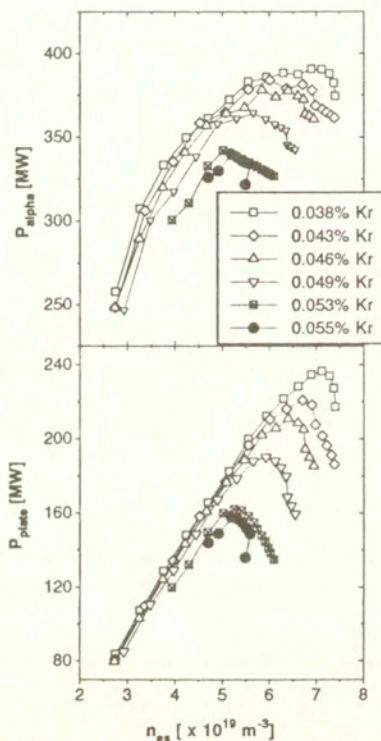
Rys.4.21 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) (wg.[117]).



Rys.4.22 Temperatura plazmy na płycie diwertora oraz straty promieniste w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) (wg.[117]).



Rys.4.23 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla płyty molibdenowej i różnych wartości koncentracji argonu (wg.[117]).



Rys.4.24 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla płyty molibdenowej i różnych wartości koncentracji kryptonu (wg.[117]).

Tablica 4.2: Parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i obszarze brzegowym dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W)

Z	n_{es} $10^{19} m^{-3}$	n_{ep} $10^{19} m^{-3}$	T_p eV	P_p MW	Γ_z $10^{20} s^{-1}$	P_α MW	P_{rad}/P_{tot} %	$\langle T \rangle$ keV	$\langle Z_{eff} \rangle$	τ_E sek
C	4	25.4	7	72	2.7	158	52	8.4	1.46	4.85
	5	23.6	12.9	112	5.9	213	48	10.3	1.55	4.1
	6	30	13	145	8.3	257	44	11.7	1.54	3.64
Ni	4	12.4	20.9	106	2.5	269	61	10.6	1.74	3.77
	5	16	22	145	3.9	326	56	12.2	1.78	3.34
	6	19.8	22	179	4.7	356	50	13.2	1.72	3.12
Mo	4	6.9	45.3	150	0.8	380	61	13.	1.84	3.07
	5	8.9	44.6	195	0.95	408	52	14.	1.72	2.9
	6	11	43.5	238	1.1	428	45	14.9	1.6	2.77
W	4	4.9	62.3	166	0.07	408	59	13.5	1.57	2.95
	5	6.5	62.1	218	0.09	431	50	14.4	1.52	2.82
	6	8.1	61	267	0.1	445	40	15.1	1.45	2.71

syntezy P_α oraz strumień mocy do płyty diwertora wykonanej z molibdenu P_p oraz dla różnych koncentracji jonów domieszek iniektowanych: argonu i kryptonu. Możemy zobaczyć, że jeśli koncentracja argonu lub kryptonu wzrasta, to P_p lekko maleje (Tab.4.4) ale jednocześnie pojawia się nowe ograniczenie gęstości, tym razem od góry n_{es}^{up} . Powyżej tego proggu nie ma rozwiązań problemu samouzgodnionego. To ograniczenie gęstości potwierdza również nasze wcześniejsze oszacowania analityczne. Interesujący jest fakt, że podobny limit gęstości obserwowany był eksperymentalnie w tokamaku JET[13].

W pobliżu gęstości granicznej n_{es}^{up} temperatura plazmy na płycie jest na tyle niska, że nie ma produkcji zanieczyszczeń. Jak możemy zobaczyć z rysunków 4.23-4.24, jeśli rośnie koncentracja jonów domieszki celowo wprowadzonej do plazmy, wtedy n_{es}^{th} rośnie zaś n_{es}^{up} maleje i w konsekwencji operacyjny zakres gęstości plazmy, zdefiniowany jako $n_{es}^{th} < n_{es} < n_{es}^{up}$, redukuje się do jednego punktu, określonego przez maksymalną dopuszczalną koncentrację jonów domieszki c_{max}^{inj} oraz odpowiednią gęstość plazmy n_{es}^{up} .

W przypadku gdy $n_{es} \approx n_{es}^{up}$ (lub $c_{es} \sim c_{max}^{inj}$) nie ma sprzężenia pomiędzy plazmą centralną i brzegową i możliwe wydaje się (przynajmniej teoretyczne) zredukowanie strumienia energii do płyt diwertora do bardzo małych wartości bez zaburzenia parametrów wyładowania w centrum sznura plazmowego. Należy jednak podkreślić, że realizacja tak pożądanego reżimu pracy reaktora może być niezwykle trudna do osiągnięcia w rzeczywistym urządzeniu ze względu na wymagania stabilnościowe plazmy.

Jeżeli koncentracja domieszek wprowadzonych celowo do sznura plazmowego jest mniejsza niż c_{max}^{inj} i jeśli $n_{es} < n_{es}^{up}$ wtedy sprzężenie pomiędzy plazmą centralną i brzegową definiuje parametry plazmy w reaktorze. Fakt ten bardzo silnie oddziałuje na zachowanie się plazmy w tokamaku ITER. W tym reżimie temperatura plazmy w pobliżu płyty diwertora T_p zależy silnie od materiału płyty i jego temperatury krytycznej T_{crit} (Rys.4.23). Dodatkowo, ponieważ sprzężenie centrum-brzeg realizowane jest głównie za pośrednictwem gęstości zanieczyszczeń na separatrixie n_{2p}^{spnt} , która z kolei jest proporcjonalna do gęstości plazmy na płycie diwertora $n_{2p}^{spnt} \propto Y_{eff} n_p$, to aby ograniczyć strumień zanieczyszczeń z płyty należy zredukować gęstości

Tablica 4.3: Parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i obszarze brzegowym dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Mo) oraz maksymalnej dopuszczalnej koncentracji domieszek celowo wprowadzonych do sznura plazmowego (Ne, Ar, Kr)

Z	n_{es}	n_{ep}	T_p	P_p	Γ_z	P_α	P_{rad}/P_{tot}	$\langle T \rangle$	$\langle Z_{eff} \rangle$	τ_E	
	$10^{19} m^{-3}$	m^{-3}	eV	MW	$10^{20} s^{-1}$	MW	%	keV		sek	
C	4	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
	+0.53%	5	31.8	9.5	103	0.8	234	56	10.6	1.68	3.92
	Ne	6	42	8.7	122	0.43	270	53	11.4	1.68	3.7
C	4	28.3	8.5	80	0.24	266	70	10.8	1.8	3.74	
	+0.21%	5	50.8	6.1	94	1.e-5	315	70	12.2	1.82	3.36
	Ar	6	-	-	-	-	-	-	-	-	-
C	4	22.9	9.7	76	0.66	245	69	10.1	1.7	3.97	
	+0.053%	5	31	9.9	107	1.1	297	64	11.6	1.72	3.5
	Kr	6	42	9.2	127	0.7	326	61	12.5	1.72	3.3
Mo	4	7.8	35.9	133	0.27	318	58	12.2	1.75	3.3	
	+0.53%	5	11.9	30.7	164	0.16	343	52	13.1	1.67	3.1
	Ne	6	26.5	15.1	156	0	318	51	12.9	1.66	3.2
Mo	4	8.6	31.9	126	0.14	284	56	11.2	1.85	3.6	
	+0.21%	5	25.7	12.6	119	0	315	63	12.2	1.82	3.36
	Ar	6	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Mo	4	8	32.3	120	0.14	300	60	11.3	1.8	3.56	
	+0.053%	5	11.3	31	160	0.08	342	53	12.5	1.78	3.26
	Kr	6	30.3	12.7	140	0	327	57	12.5	1.75	3.31

plazmy brzegowej. To wymaganie, bardzo silnie oddziałuje na zachowanie się plazmy w warstwie brzegowej.

W tym wypadku dominuje konwekcyjny reżim transportu cząstek i energii w warstwie brzegowej powodując, że gradienty temperatury i gęstości wzdłuż linii sił pola są niewielkie. W tym reżimie energia dostarczana do płyt diwertora może być zapisana jako $P_p \propto T_p^{3/2} n_{ep}$, z czego możemy wywnioskować, że aby zmniejszyć obciążenie termiczne płyt diwertora gęstość plazmy brzegowej powinna być możliwie najniższa (Rys.4.21, Tab.4.2). Interesujące jest, że w przypadku sprzężenia centrum-brzeg, temperatura płyty diwertora prawie nie zależy od gęstości plazmy. Zauważmy również, że temperatura plazmy T_p określona jest głównie przez temperaturę krytyczną T_{crit} , zatem strumień energii do płyt diwertora jest niższy dla materiałów o niskiej liczbie atomowej.

Kolejną konsekwencją sprzężenia pomiędzy warstwą brzegową i centrum sznura plazmowego jest stwierdzenie, że rozwiązanie samouzgodnione słabo zależy od współczynnika recyrkulacji, co można zobaczyć w tabeli 4.5. Wytłumaczenie tego faktu jest następujące, przy zadanej gęstości plazmy na separatrixie n_{es} , bilans energii w tokamaku określa strumień zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora Ψ_{zp} , ale ponieważ $\Psi_{zp} \propto Y_{eff} \Psi_{ip}$, to również strumień plazmy do płyty diwertora jest zdeterminowany przez bilans energii w tokamaku i w konsekwencji słabo zależy od współczynnika recyrkulacji R .

Jeśli chodzi o pytanie jak ekranowanie zanieczyszczeń poprzez warstwę brzegową wpływa na rozwiązanie samouzgodnione, to należy stwierdzić, że wskutek konwekcyjnego charakteru trans-

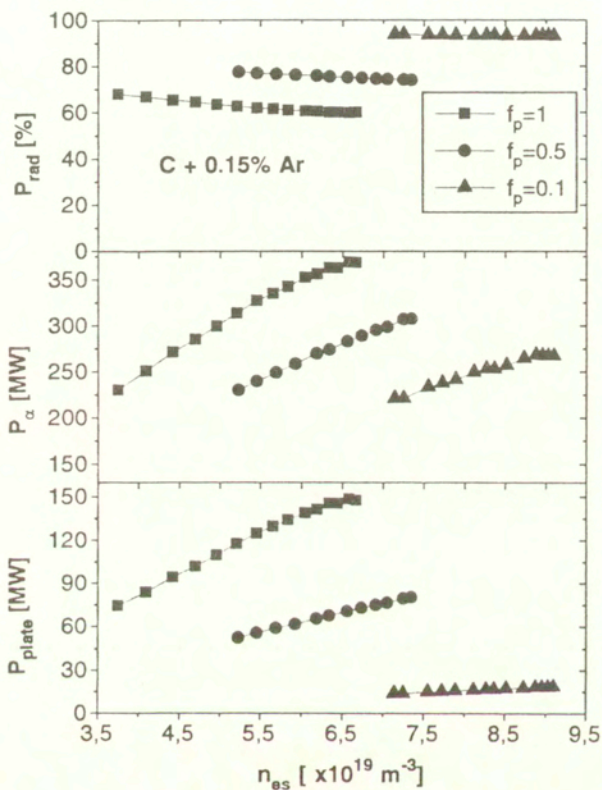
Tablica 4.4: Parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i obszarze brzegowym dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) przy 0.21% koncentracji jonów argonu

Z	n_{cs} $10^{19} m^{-3}$	n_{ep} m^{-3}	T_p eV	P_p MW	Γ_z $10^{20} s^{-1}$	P_α MW	P_{rad}/P_{tot} %	$\langle T \rangle$ keV	$\langle Z_{eff} \rangle$	τ_E sek
C +0.21% Ar	4	28.3	8.5	80	0.24	266	70	10.8	1.8	3.74
	5	50.8	6.1	94	1.e-5	315	70	12.2	1.82	3.36
Ni +0.21% Ar	4	22.7	10.7	85	0.11	260	67	10.6	1.81	3.81
	5	33	9.6	108	0.06	315	66	12.2	1.83	3.37
Mo +0.21%	4	8.6	31.9	126	0.14	284	56	11.2	1.85	3.6
	5	25.7	12.6	119	0	315	63	12.2	1.82	3.36
W +0.21% Ar	4	5.4	52.6	148	0.009	286	48	11.2	1.83	3.61
	5	7.9	46.6	183	0.001	312	41	12.1	1.83	3.4

portu cząstek i energii w warstwie brzegowej, lepsze ekranowanie prowadzi do wzmoczonej erozji i zwiększonego obciążenia cieplnego płyt diwertora (Tab.4.6). Wyjaśnienie tego zaskakującego faktu jest następujące. Jeśli poprawia się utrzymanie zanieczyszczeń w warstwie brzegowej, wtedy aby osiągnąć tę samą gęstość jonów zanieczyszczeń na separatrixie n_{zs} , strumień zanieczyszczeń wybijanych musi być większy, co oznacza, że również strumień energii do płyt diwertora jest większy. Okazuje się zatem, że w reaktorze dobre utrzymanie zanieczyszczeń w warstwie brzegowej nie jest zjawiskiem pożądanym, przynajmniej w warunkach gdy ma miejsce sprężenie centrum-brzeg.

Strumień energii płynący do płyt diwertora jest jednym z najbardziej krytycznych parametrów w reaktorze termojądrowym. W warunkach gdy istnieje sprzężenie pomiędzy plazmą centralną i brzegową strumień ten wyraża się następująco (równ.4.52) $P_p \propto f_p T_s T_p^{1/2} n_{cs} \approx f_p T_s T_{cvi}^{1/2} n_{cs}$. Z formuły tej wynika, że P_p można ograniczyć poprzez redukcję ciśnienia w warstwie brzegowej, przy jednocześnie możliwie niskiej gęstości plazmy na separatrixie. Ten bardzo pożądaný efekt widoczny jest na rysunku 4.25, gdzie przedstawiono moc syntezy, straty promieniste i moc dostarczana do płyt diwertora dla trzech wartości współczynnika redukcji ciśnienia ($f_p = 0.1, 0.5, 1$). Z obliczeń wynika, że wpływ parametru f_p na parametry plazmy centralnej ($P_\alpha, T_0...$) jest niewielki (Rys.4.25). Są one po prostu przesunięte w stronę większych gęstości plazmy, co wynika z faktu, że aby otrzymać porównywalne parametry plazmy w warstwie brzegowej, gęstość plazmy na separatrixie musi być wyższa aby skompensować wpływ redukcji ciśnienia plazmy. Natomiast wpływ parametru f_p na parametry plazmy w warstwie brzegowej jest bardzo silny. Widzimy, że strumień mocy płynący do płyt diwertora może być ograniczony do bardzo małych wartości (poniżej 20 MW dla $f_p = 0.1$) jako efekt zwiększonych strat promienistych w warstwie brzegowej.

Jeśli chodzi o wybór materiału optymalnego dla płyt diwertora w tokamaku ITER, to przeprowadzone obliczenia pokazują (Tab.4.2-4.4), że z punktu widzenia obciążenia termicznego płyt diwertora, materiały o niskiej liczbie atomowej wydają się być najlepsze (jeśli tylko utrzymanie energii jest wystarczająco dobre). Należy jednak zaznaczyć, że w tym przypadku erozja płyt może być znaczna. Aby ograniczyć erozję, oraz aby osiągnąć szerszy zakres warunków pracy zdefiniowany poprzez dozwoloną gęstość plazmy na separatrixie, należy wprowadzić do plazmy centralnej pewną ilość jonów domieszki o średniej lub dużej liczbie atomowej (Rys.4.23) (dla przykładu: płyta grafitowa z dodatkiem jonów argonu).



Rys.4.25 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla płyty grafitowej (przy 0.15% koncentracji argonu) dla trzech wartości współczynnika redukcji ciśnienia $f_p = 1, 0.5, 0.1$.

Tablica 4.5: Temperatura plazmy oraz straty promieniste dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) i współczynników recyrkulacji ($n_{es} = 5 \times 10^{19} m^{-3}$).

R	$\langle T \rangle$ (keV)				P_{rad}/P_{tot} (%)			
	C	Ni	Mo	W	C	Ni	Mo	W
0.925	10.2	12.2	14	14.5	48	57	52	49
0.975	10.2	12.2	14	14.5	48	56	52	50
0.995	10.3	12.1	14	14.5	48	55	52	50

Tablica 4.6: Temperatura plazmy oraz straty promieniste dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) i współczynników utrzymania jonów domieszki ($n_{es} = 5 \times 10^{19} m^{-3}$).

C_R	$\langle T \rangle$ (keV)				P_{rad}/P_{tot} (%)				P_p (MW)			
	C	Ni	Mo	W	C	Ni	Mo	W	C	Ni	Mo	W
1	16.7	15.2	14.9	15.1	11	30	36	37	450	320	285	274
10	10.3	13.3	14.3	14.6	34	47	48	46	142	197	220	235
50	10.2	12.2	14	14.4	48	56	52	50	111	145	194	218

Rozdział 5

Podsumowanie i wnioski

W pracy przedstawiono wyniki programu badawczego realizowanego w latach 1990-1997, mającego na celu opis transportu zanieczyszczeń w plazmie tokamaka. Zostały skonstruowane modele fizyczne i na ich podstawie kody numeryczne opisujące transport zarówno plazmy wodorowej, jonów zanieczyszczeń jak i składnika neutralnego w obszarze przysciennym oraz centralnym tokamaka. W trakcie realizacji tego programu badawczego osiągnięto szereg interesujących rezultatów:

- Opracowano wielopłynowy dwuwymiarowy model transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze brzegowym tokamaka uwzględniający rzeczywistą geometrię problemu, transport składnika neutralnego oraz ruchy dryfowe. Model ten w sposób samouzgodniony uwzględnia generację zanieczyszczeń z płyt diwertora/limitera .
- Zbudowano kod numeryczny EPIT rozwiązujący nieliniowe równania opisujące transport plazmy i zanieczyszczeń w tokamakach wyposażonych zarówno w diwertyor jak i limiter. Za pomocą kodu EPIT przeprowadzono analizę parametrów plazmy w różnych urządzeniach typu tokamak: FTU, TEXTOR, ITER.

- Obliczenia przeprowadzone dla tokamaka FTU pozwalają wyjaśnić wiele obserwowanych faktów eksperymentalnych. Wyniki pomiarów pokazują, że temperatura elektronowa plazmy w warstwie brzegowej zmienia się bardzo nieznacznie przy pięciokrotnej zmianie gęstości plazmy. Aby wyjaśnić i zrozumieć zjawiska fizyczne odpowiedzialne za takie zachowanie się plazmy w tokamaku FTU przeprowadzono symulacje komputerowe parametrów plazmy w warstwie brzegowej przy założeniu, że procesy sputteringu są jedynym źródłem jonów niklu. Wyniki obliczeń wyjaśniają obserwacje eksperymentalne: gdy gęstość plazmy jest niska mamy intensywną produkcję zanieczyszczeń na płycie limitera i w związku z tym wzbudzenia atomów i jonów zanieczyszczeń wskutek zderzeń z elektronami prowadzą do zamiany energii elektronów na promieniowanie liniowe zanieczyszczeń i wkonsekwencji silne straty energii elektronów, tym samym obniżając temperaturę elektronową. Jednocześnie temperatura jonowa jest dużo wyższa niż temperatura elektronowa (3 razy) w przypadku najniższej osiągniętej gęstości plazmy ($n_e^{lin} \simeq 3 \times 10^{19} m^{-3}$). Przeprowadzone analizy parametryczne parametrów plazmy w warstwie brzegowej potwierdzają znalezione eksperymentalnie prawa skalowania wiążące gęstość plazmy na separatrysie n_{es} z gęstością plazmy w tokamaku n_e^{lin} oraz szerokość połowkową radialnego profilu temperatury elektronowej plazmy λ_{T_e} z wartością temperatury plazmy T_{es} .

Obliczenia za pomocą kodu EPIT wskazują również na związek pomiędzy obserwowaną zmiennością poloidalną parametrów plazmy w warstwie brzegowej a długością linii sił pola magnetycznego w obszarze przyściennym (L_c).

- Obliczenia wykonane za pomocą kodu EPIT dla tokamaka ITER pokazują, że zanieczyszczenia uwolnione z płyt diwertora mogą efektywnie rozpraszać energię plazmy przyczyniając się do ograniczenia obciążenia termicznego płyt diwertora. Ochłodzenie plazmy związane jest z promieniowaniem liniowym jonów zanieczyszczeń oraz wzrostem strumienia plazmy płynącego do płyt diwertora. Promieniowanie zanieczyszczeń jest silniejsze dla jonów o wyższej liczbie atomowej i jednocześnie strumień atomów zanieczyszczeń wybijanych z płyty jest mniejszy. Powoduje to, że materiały o dużej liczbie atomowej mogą okazać się użytecznym materiałem dla płyt diwertora w reaktorze termojądrowym.

Otrzymane numerycznie koncentracje jonów zanieczyszczeń są niższe od wartości dopuszczalnych, jeśli tylko gęstość plazmy na separatrixie jest odpowiednio duża ($> 3.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Obserwuje się co prawda pewną akumulację jonów zanieczyszczeń w płaszczyźnie symetrii wskutek niekorzystnego efektu zawrócenia strumienia plazmy ale proces ten nie wydaje się być silny. Należy zaznaczyć, że utrzymanie w obszarze diwertora jonów o dużym Z jest lepsze, ponieważ w tym przypadku droga jonizacji jest mniejsza a siła tarcia dynamicznego większa, co ponownie wskazuje na celowość wykorzystania materiałów o dużej liczbie atomowej w reaktorze.

- Za pomocą rozszerzonego o ruchy dryfowe i prądy kodu EPIT wykonano obliczenia parametrów plazmy brzegowej i zanieczyszczeń w realnej, krzywoliniowej geometrii tokamaka TEXTOR z toroidalnym grafitowym limiterem. Rezultaty obliczeń pokazują, że dryfy elektryczne i gradientowe silnie modyfikują rozkłady parametrów plazmy i jonów domieszki w warstwie przyściennej tokamaka. Są one odpowiedzialne za obserwowane, duże różnice w wartościach gęstości elektronowej i jonowej oraz mocy promieniowania plazmy po obu stronach limitera. Wynikają one z faktu, że dryfy poloidalne jak i anomalna dyfuzja radialna są poloidalnie niejednorodne wskutek przesunięcia Szafranowa powierzchni magnetycznych. Z powodu dryfów ulega również zmianie składowa równoległa prędkości; wzrasta ona po jonowej stronie limitera oraz maleje po stronie elektronowej. Ruchy dryfowe są odpowiedzialne za generację dużego prądu poloidalnego i równoległego w warstwie przejściowej. Jednocześnie w SOL, dzięki reakcji limitera prądy są silnie zredukowane. Przeprowadzone obliczenia wskazują na możliwość pojawienia się niestabilności wymiennej generowanej przez dryfy i prądy w plazmie brzegowej tokamaka.

- Opracowano analityczny model transportu jonów zanieczyszczeń w obszarze przyściennym tokamaka. Dzięki zastosowaniu przybliżenia cząstki próbnej oraz pominięciu członów inercyjnych w równaniu dla zanieczyszczeń możliwe było uproszczenie wyjściowego układu równań różniczkowych cząstkowych do postaci układu równań różniczkowych zwyczajnych, który został rozwiązany analitycznie. Za pomocą otrzymanego rozwiązania określono tzw. współczynnik utrzymania jonów zanieczyszczeń w warstwie brzegowej. Znaleziono wyrażenia asymptotyczne dla współczynnika utrzymania wykorzystując wyrażenia dla potencjału i prędkości plazmy otrzymane na gruncie modelu *Simple-SOL*. Założenie modelu *Simple-SOL* ogranicza zakres stosowności otrzymanych zależności do przypadku warstwy brzegowej w urządzeniach tokamak wyposażonych w limiter lub pracujących w tzw. konfiguracji *inner-wall*. Przeprowadzone analizy pokazują, że w przypadku niskich

temperatur utrzymanie zanieczyszczeń w SOL poprawia się ze wzrostem temperatury, ponieważ droga jonizacji maleje gdy temperatura wzrasta. Powyżej pewnej wartości temperatury jednak, utrzymanie zanieczyszczeń pogarsza się gdy temperatura rośnie, ponieważ średnia droga swobodna dla zderzeń pomiędzy jonami plazmy i zanieczyszczeń wydłuża się, powodując zmniejszenie siły tarcia dynamicznego. Okazuje się jednak, że utrzymanie zanieczyszczeń poprawia się zawsze gdy rośnie ładunek jonów domieszki, ponieważ w tym wypadku wpływ pola elektrycznego jest silniejszy. Dodatkowo wzrost gęstości plazmy zawsze poprawia utrzymanie zanieczyszczeń ponieważ powoduje on wzrost siły tarcia i skrócenie drogi jonizacji.

- Opracowano model radialnego transportu plazmy i jonów zanieczyszczeń w centralnych obszarach sznura plazmowego. Zbudowano kod numeryczny RIT modelujący transport jonów zanieczyszczeń. Dzięki zastosowaniu efektywnego schematu numerycznego kod RIT charakteryzuje się niskim kosztem obliczeń dzięki czemu jest możliwe połączenie kodu RIT z kodem EPIT celem całościowego opisu transportu jonów zanieczyszczeń w tokamaku.
- Opracowano model matematyczno-fizyczny do samouzgodnionego modelowania transportu plazmy i jonów zanieczyszczeń w obszarze centralnym i brzegowym tokamaka. Plazma centralna opisana jest za pomocą zero-wymiarowego modelu, który uwzględnia zarówno grzanie omowe i za pomocą wysokoenergetycznych cząstek alfa jak też straty promieniste w wyniku promieniowania hamowania oraz promieniowania liniowego jonów zanieczyszczeń. Plazma przyścienna opisana jest za pomocą jednowymiarowego modelu transportu wzdłuż linii sił pola magnetycznego, który uwzględnia silne gradienty parametrów plazmy w pobliżu płyt diwerta. Takie procesy jak wybijanie jonów domieszki z płyty diwerta w wyniku oddziaływania z plazmą oraz ochłodzenie promieniste plazmy w wyniku wstrzeliwania jonów zanieczyszczeń są uwzględnione w sposób samouzgodniony w modelu. Na podstawie modelu matematyczno-fizycznego opisującego w sposób samouzgodniony dynamikę plazmy i jonów zanieczyszczeń w obszarze centralnym i brzegowym tokamaka opracowano kody numeryczne FTUZERO i BILDIV.
- Przeprowadzono analizy rozwiązań równań modelu samouzgodnionego mające na celu wyjaśnienie wyników symulacji numerycznych oraz lepsze poznanie i zrozumienie procesów odpowiedzialnych za samouzgodniony transport plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku. Pokazano, że istnieje pewien przedział gęstości plazmy brzegowej, dla których możliwe jest otrzymanie rozwiązań samouzgodnionych. Górne ograniczenie gęstości plazmy brzegowej związane jest z promieniowaniem plazmy podczas gdy ograniczenie dolne wynika ze wzrostu koncentracji zanieczyszczeń gdy maleje gęstość plazmy. Stwierdzono, że gdy istnieje sprzężenie plazma centralna-plazma brzegowa, energia dostarczana do płyt diwerta jest niższa niż w warunkach gdy takiego sprzężenia brak. Okazuje się, że energia transportowana do płyt diwerta może być efektywnie ograniczona jeśli zredukujemy ciśnienie plazmy w diwercorze.
- Uproszczona wersja modelu samouzgodnionego wykorzystująca półempiryczne prawa skalowania dla temperatury i gęstości plazmy w tokamaku FTU została wykorzystana celem symulacji parametrów wyładowania w tokamaku FTU z poloidalnym metalowym limiterem. Wyniki symulacji otrzymane za pomocą kodu FTUZERO dla limitera wykonanego z niklu w jakościowy sposób odzwierciedlają obserwowaną eksperymentalnie zależność ładunku efektywnego Z_{eff} od gęstości plazmy. Okazuje się, że poniżej pewnej

gęstości granicznej brak jest rozwiązania stacjonarnego, co związane jest z faktem, że wzrost mocy grzania omowego na skutek wzrostu ładunku efektywnego, nie może być skompensowany przez jednoczesny wzrost promieniowania plazmy. Rezultaty symulacji komputerowych pokazują na słabą zależność strat promienistych od gęstości plazmy - fakt, który obserwowany jest również w eksperymencie. Wynik taki wyjaśniony może być następująco: zmniejszenie koncentracji zanieczyszczeń na skutek wzrostu gęstości plazmy kompensowany jest przez wzrost objętości promieniającej plazmy towarzyszący zmniejszeniu temperatury plazmy. Obliczenia przeprowadzone dla różnych limitów (nikiel, molibden, wolfram) pokazują, że straty promieniste w przypadku materiałów o dużej liczbie atomowej stają się silnie malejącą funkcją gęstości plazmy. Zmniejszenie się strat promienistych spowodowane jest faktem, że wzrost szybkości wzbudzeń gdy maleje temperatura plazmy nie kompensuje spadku produkcji jonów zanieczyszczeń. W konsekwencji dla materiałów o dużym Z strumień mocy płynący do limitera wzrasta wraz ze wzrostem gęstości plazmy. Interesujący jest fakt, że w przypadku jonów niklu nawet gdy $Z_{eff} \approx 1$ znacząca część energii plazmy może być wypromieniowana. Otrzymane na drodze symulacji komputerowych wyniki dla molibdenowych i wolframowych płyt limitera znajdują również potwierdzenie eksperymentalne.

- Za pomocą kodu BILDIV wykonano symulacje komputerowe parametrów plazmy w tokamaku IGNITOR. Pokazano, że w przypadku gdy gęstość plazmy (n_e) $\approx 5 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, to możliwe jest osiągnięcie warunków zapłonu termojądrowego ze stosunkowo niską temperaturą plazmy centralnej $T_0 = 13 \text{ keV}$, znaczną mocą syntezy $P_o \approx 27 \text{ MW}$ i jednocześnie dużą mocą grzania omowego $P_{OH} \approx 8 \text{ MW}$. Okazuje się, że w przypadku materiałów o średniej lub dużej liczbie atomowej (Ni, Mo, W) zanieczyszczenia mogą wypromieniować nawet do 70% energii plazmy. Obliczenia pokazują, że w przypadku ścian niklowych obciążenie termiczne ścian jest najmniejsze przy jednoczesnym niewielkim zanieczyszczeniu plazmy centralnej jonami niklu.
- Za pomocą kodu BILDIV wykonano symulacje komputerowe parametrów plazmy w tokamaku ITER. Analizy przeprowadzono dla różnych materiałów płyty diwertora (C, Ni, Mo, W) oraz różnych rodzajów jonów dodawanych do plazmy deuterowej (Ne, Ar, Kr). Wyniki obliczeń wskazują, że możliwe jest osiągnięcie rozwiązań stacjonarnych jedynie w ograniczonym zakresie wartości gęstości plazmy brzegowej. Dolny próg gęstości związany jest ze zjawiskami generacji i ekranowania zanieczyszczeń w obszarze brzegowym tokamaka, podczas gdy ograniczenie gęstości plazmy od góry spowodowane jest promieniowaniem plazmy. W wyniku przeprowadzonych obliczeń stwierdzono, że wzajemne sprzężenie pomiędzy plazmą brzegową i centralną w stacjonarnym tokamaku-reaktorze jest decydującym zjawiskiem odpowiedzialnym za warunki zapłonu w reaktorze termojądrowym. W wyniku sprzężenia zanieczyszczenie plazmy centralnej regulowane jest w taki sposób, że erozja i obciążenie termiczne płyt diwertora jest możliwe najmniejsze.

Przeprowadzono obliczenia parametrów plazmy w reaktorze dla różnych reżimów pracy diwertora: zbadano reżimy pracy z dużą recyrkulacją wodoru (*high recycling regimes*), jak też warunki pracy z ograniczonym kontaktem plazmy z płytami diwertora (*detached lub semi-detached regimes*). Wyniki analiz wskazują, że dzięki istnieniu sprzężenia pomiędzy plazmą centralną a plazmą brzegową, strumienie energii plazmy do płyt diwertora jak też erozja płyt mogą być efektywnie zredukowane. Jednocześnie stwierdzono, że warunki

pracy reaktora bez sprzężenia pomiędzy obszarem brzegowym i centralnym są bardzo niekorzystne z punktu widzenia obciążenia energetycznego płyt diwertora. Sytuacji tej nie poprawia nawet wprowadzenie domieszek do centralnej części reaktora celem wypromieniowania nadmiaru energii. Wyniki obliczeń pozwalają na stwierdzenie, że materiałami optymalnymi dla płyt diwertora są materiały o niskiej liczbie atomowej (dla przykładu grafit), gdyż dla nich obciążenie termiczne jest najmniejsze. Jednocześnie, aby ograniczyć erozję płyt konieczne jest jednoczesne wprowadzenie do centralnej części sznura plazmowego domieszek o dużej liczbie atomowej (np. Argon lub Krypton). Najkorzystniejsze warunki pracy reaktora wydają się stwarzać tzw. reżimy *semi-detached*, gdyż wtedy wykorzystane jest zarówno sprzężenie plazmy centralnej z plazmą brzegową przy jednoczesnych znaczących stratach promienistych w warstwie brzegowej i stosunkowo niskiej gęstości plazmy brzegowej.

Przedstawione rozważania pokazują, że wpływ jonów zanieczyszczeń na parametry wylądowania w tokamaku jest niezwykle silny. Odnosi się to zwłaszcza do problemu reaktora, w którym ilość zanieczyszczeń jest limitowana przez warunki zapłonu. Osobne traktowanie dynamiki zanieczyszczeń w obszarze przyściennym i centralnym tokamaka pozwala na ich drobiazgowy opis w ramach wielopłynowych i wielowymiarowych modeli i kodów numerycznych. Takie podejście daje szczegółowy wgląd w przebieg procesów fizycznych determinujących transport zanieczyszczeń i pozwala na identyfikację i zrozumienie podstawowych mechanizmów fizycznych odpowiedzialnych za dynamikę zanieczyszczeń w tokamaku. Jednakże, ze względu na złożoność modeli dla plazmy centralnej i brzegowej, niezmiernie trudnym staje się połączenie obu opisów w jeden spójny model traktujący łącznie plazmę brzegową i centralną. Z tego też powodu, aby przybliżyć i poznać zjawiska fizyczne, które odpowiedzialne są za samouzgodniony transport plazmy i zanieczyszczeń w tokamaku, a w szczególności warunki zapłonu w reaktorze, skonstruowano uproszczony model dynamiki plazmy w całym tokamaku jednocześnie. Model ten pozwala na identyfikację wielu istotnych procesów fizycznych odpowiedzialnych za samouzgodniony transport plazmy i zanieczyszczeń, zarówno w istniejących urządzeniach typu tokamak jak i w przyszłościowych reaktorach termojądrowych. Jednak ze względu na prostotę podejścia, taki opis traktowany jedynie być może jako pierwsze przybliżenie do problemu całościowego opisu plazmy w tokamaku. Dlatego też, rozważania przedstawione w tej pracy będą dalej rozwijane, celem stworzenia całościowego, bardziej szczegółowego, opartego na kodach EPIT, RIT oraz BILDIV, jednolitego opisu plazmy w tokamaku-reaktorze.

Wykaz rysunków

- Rys.1.1 Uśredniony przekrój czynny $\langle \sigma v \rangle$ dla reakcji syntezy DT i DD w funkcji temperatury [70].
- Rys.1.2 Pionowy ruch dryfowy cząstek naładowanych (e =elektryony, i =jony) oraz pole elektryczne E_v w przypadku toroidalnego pola magnetycznego; B_0 jest wartością pola toroidalnego na osi sznura plazmowego [70]
- Rys.1.3 Schemat ideowy tokamaka.
- Rys.1.4 Separacja plazmy od ścian tokamaka: a) układ z limiterem, b) układ z diwertorem.
- Rys.1.5 Przekrój poloidalny tokamaka z poloidalnym diwertorem.
- Rys.1.6 Intensywność strat radiacyjnych (*cooling rate*) L_x wyliczona w oparciu o model koronowy dla tlenu, niklu i wolframu [72].
- Rys.2.1 Schemat powierzchni magnetycznych w tokamaku.
- Rys.2.2 Siatka numeryczna i warunki brzegowe dla tokamaka z limiterem.
- Rys.2.3 Siatka numeryczna i warunki brzegowe dla tokamaka z diwertorem.
- Rys.2.4 Jednowymiarowy model warstwy brzegowej.
- Rys.2.5 Współczynniki wybijania dla niklu: a) w funkcji energii jonów padających, b) w funkcji kąta padanie.
- Rys.2.6 Jednowymiarowy model warstwy brzegowej tokamaka.
- Rys.2.7 Koncentracja jonów zanieczyszczeń n_{zp}/n_{ip} w funkcji temperatury plazmy na płycie dla różnych materiałów płyty (C, Ni, Mo, W):a) $Z = 1$, b) $Z = \langle Z \rangle$.
- Rys.2.8 Zależność wejściowego strumienia cząstek $\Psi_0(T_p)$ od temperatury plazmy w diwertorze dla różnych wartości parametru ϵ .
- Rys.2.9 Współczynnik utrzymania $\mathcal{R}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ wyliczony zgodnie z równaniem (2.103) w funkcji parametru α_1 , dla $1 < \alpha_2 < 10^2$, $\alpha_3 = 25$ i $M_{zp} = 1$.
- Rys.2.10 Zmiany współczynników utrzymania: a) $A_1(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ i b) $A_2(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, w funkcji parametru α_1 , dla $1 < \alpha_2 < 10^2$, $\alpha_3 = 25$ i $M_{zp} = 1$.
- Rys.2.11 Asymptotyczna postać współczynnik utrzymania $\mathcal{R}(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ wyliczona zgodnie z równ.(2.105) w funkcji parametru α_1 , dla $1 < \alpha_2 < 10^2$, $\alpha_3 = 25$ i $M_{zp} = 1$.
- Rys.2.12 Współczynnik utrzymania w funkcji temperatury plazmy w SOL wyliczony dla płyty grafitowej, przy założeniu: $L_c = 10m$, $M_{zp} = 1$ oraz różnych wartości gęstości plazmy:A) $n_e = 4 \times 10^{19} m^{-3}$, B) $n_e = 2.5 \times 10^{19} m^{-3}$, C) $n_e = 10^{19} m^{-3}$.
- Rys.2.13 Przestrzenne rozkłady gęstości n_e , prędkości $v_{||}^i$, temperatury T_e i całkowitego ciśnienia plazmy p_{tot} w warstwie brzegowej tokamaka FTU.

- Rys.2.14 Strumienie energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS w konfiguracji tokamaka z limiterem.
- Rys.2.15 Siły działające na jony domieszki wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS w warstwie brzegowej tokamaka FTU: a) całkowita siła $F_{tot} = F_F + F_{th}$, b) siła tarcia dynamicznego pomiędzy jonami plazmy i domieszki F_F , c) termosila $F_{th} = F_{T_e} + F_{T_i}$.
- Rys.2.16 Gęstość elektronowa n_e na separatrixie w funkcji wejściowego strumienia cząstek Ψ_0 .
- Rys.2.17 Temperatura elektronowa T_e i jonowa T_i na separatrixie w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} , wyliczonej zgodnie z eksperymentalnym prawem skalowania gęstości brzegowej [67].
- Rys.2.18 Całkowite promieniowanie plazmy, promieniowanie wodoru i promieniowanie liniowe jonów domieszki w warstwie brzegowej tokamaka FTU w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} ($P_{inp} = 500kW$).
- Rys.2.19 Strumień zanieczyszczeń z płyty limitera w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} ($P_{inp} = 500kW$).
- Rys.2.20 Szerokości połowkowe radialnego profilu gęstości λ_n , temperatury elektronowej λ_{T_e} i jonowej λ_{T_i} w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} .
- Rys.2.21 Zależność parametrów plazmy od długości charakterystycznej L_c : a) gęstość plazmy na separatrixie n_{es} ; b) temperatura plazmy na separatrixie T_{es} ; szerokości połowkowe radialnego profilu gęstości i temperatury elektronowej λ_n i λ_{T_e} .
- Rys.2.22 Eksperymentalne wartości gęstości plazmy na separatrixie w funkcji: a) kąta poloidalnego i b) długości charakterystycznej L_c . Wyniki te otrzymano dla dwóch zbliżonych wyładowań o parametrach: $n_e \approx 0.94 \times 10^{20} m^{-3}$, $I_p = 0.6MA$, $B_T = 5.7T$, $P_{inp} \approx 0.34MW$ [51].
- Rys.2.23 Gęstość plazmy na separatrixie n_{es} w funkcji wejściowego strumienia cząstek Ψ_0 .
- Rys.2.24 Temperatura plazmy na separatrixie : elektronowa T_{es} i jonowa T_{is} w funkcji gęstości plazmy brzegowej.
- Rys.2.25 Promieniowanie liniowe wodoru i jonów domieszki (Mo) w SOL w funkcji gęstości plazmy n_e^{lin} dla $Q^{inp} = 300kW, 500kW, 1MW$.
- Rys.2.26 Współczynnik utrzymania $\mathcal{R}^{-1} = \langle n_z \rangle / n_{zp}$ w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla $P_{inp} = 300kW, 500kW, 1MW$.
- Rys.2.27 Przestrzenne rozkłady gęstości n_e , prędkości $v_{||}^i$, temperatury T_e i całkowitego ciśnienia plazmy p_{tot} w warstwie brzegowej tokamaka ITER.
- Rys.2.28 Strumienie energii wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS w konfiguracji tokamaka z diwertorem.
- Rys.2.29 Siły działające na jony domieszki wzdłuż linii sił pola magnetycznego na LCMS w warstwie brzegowej tokamaka ITER: a) całkowita siła $F_{tot} = F_F + F_{th}$, b) siła tarcia dynamicznego pomiędzy jonami plazmy i domieszki F_F , c) termosila $F_{th} = F_{T_e} + F_{T_i}$.

- Rys.2.30 Maksimum strumienia energii do płyty diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} m^{-3}$.
- Rys.2.31 Straty promieniste w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} m^{-3}$.
- Rys.2.32 Strumień zanieczyszczeń z płyty diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} m^{-3}$.
- Rys.2.33 Koncentracja jonów domieszki na separatrixie $c_{z,s}$ w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. W obliczeniach przyjęto $P_{inp} = 240 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} m^{-3}$.
- Rys.2.34 Koncentracja jonów domieszki na separatrixie $c_{z,s}$ w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{inp} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$.
- Rys.2.35 Promieniowanie plazmy w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{inp} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$.
- Rys.2.36 Maksimum strumienia energii na płycie diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{inp} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$.
- Rys.2.37 Strumień zanieczyszczeń wybijanych z płyty diwertora w funkcji gęstości plazmy na separatrixie $n_{e,s}$ dla płyt diwertora wykonanych z berylu, grafitu i niklu. Obliczenia wykonano dla $\tau_E/\tau_p = 2$, $P_{inp} = 240 - 660 MW$, $\Psi_0 = 8 \times 10^{22} - 22 \times 10^{22} m^{-3}$, $R = 0.9935$.
- Rys.2.38 Moc wypromieniowana w SOL dla niklu i neonu w funkcji gęstości plazmy na separatrixie.
- Rys.2.39 Ładunek efektywny na separatrixie w funkcji strat radiacyjnej w SOL.
- Rys.2.40 Obszar całkowania oraz warunki brzegowe wykorzystane do obliczeń parametrów plazmy w tokamaku TEXTOR.
- Rys.2.41 Ewolucja czasowa radialnej prędkości dryfu v_{rd}^i na końcach limitera dla dwóch różnych parametrów relaksacji (rel=0.17, 0.04).
- Rys.2.42 Gęstość plazmy n_e : przypadek z dryfami a), przypadek bez dryfów b), gęstość dwukrotnie zjonizowanych jonów węgla: przypadek z dryfami c), przypadek bez dryfów d), prędkość poloidalna plazmy v_p^i : przypadek z dryfami e), przypadek bez dryfów f).
- Rys.2.43 a) promieniowanie jonów domieszki, b) potencjał plazmy Φ , c) ładunek efektywny Z_{eff} , d) poprzeczna prędkość dryfu v_{\perp}^i , e) prędkość równoległa v_{\parallel}^i , f) funkcja prądu Ψ .
- Rys.2.44 Radialne profile gęstości plazmy i temperatury po obu stronach limitera.

- Rys.2.45 Poloidalne profile parametrów plazmy n_e , T_e i T_i otrzymane dla dwóch współrzędnych radialnych $y_1 = -1 \text{ cm}$ oraz $y_2 = 1 \text{ cm}$.
- Rys.3.1 Zależność neoklasycznego współczynnika przewodnictwa cieplnego jonów (χ_1^{neo}) od częstości zderzeń.
- Rys.3.2 Rozkłady gęstości jonów: a) tlenu i b) niklu, otrzymane przy założeniu równowagi koronowej.
- Rys.3.3 Radialne profile gęstości jonów domieszki otrzymane w ramach trzech uproszczonych modeli transportu: przypadek I opisany jest równ.3.10, przypadek II odpowiada sytuacji gdy jonizacja atomów odbywa się wewnątrz separatrysy, a w przypadku III atomy domieszki jonizowane są w warstwie scrape-off.
- Rys.3.4 Rozkłady gęstości jonów a) tlenu i b) niklu otrzymane dla tokamaka FTU.
- Rys.3.5 Radialny rozkład promieniowania liniowego jonów domieszki w tokamaku FTU: a) tlenu i b) niklu.
- Rys.4.1 Moc dostarczana do płyt diwertora P_p oraz moc wypromieniowana w warstwie brzegowej P_{rad}^{SOI} w funkcji temperatury plazmy T_p dla różnych materiałów płyty diwertora C, Ni, Mo i W.
- Rys.4.2 Moc wejściowa do warstwy brzegowej P_{imp}^{inj} w funkcji koncentracji jonów zanieczyszczeń c_{zj}^{inj} dla różnych domieszek C, Ne, Ar, Kr, W.
- Rys.4.3 Funkcja strat $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/(n_e T)(T_0)$ w przypadku rozwiązania samouzgodnionego dla różnych wartości strumieni wejściowych cząstek $1.2 \times 10^{23} \text{ s}^{-1} \leq \Gamma_{imp} \leq 3.6 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$.
- Rys.4.4 Funkcja strat $\frac{1}{3}\tau_E P_{core}/(n_e T)(T_0)$ dla różnych wartości koncentracji jonów węgla (bez sprzężenia z plazmą brzegową).
- Rys.4.5 Schemat iteracyjny zastosowany w kodzie FTUZERO.
- Rys.4.6 Obliczone i zmierzone wartości ładunku efektywnego w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego.
- Rys.4.7 Obliczone i zmierzone wartości strat radiacyjnych w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego.
- Rys.4.8 Energia przekazywana płycie limitera w jednostce czasu w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego.
- Rys.4.9 Temperatura plazmy w warstwie brzegowej w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego.
- Rys.4.10 Gęstość zanieczyszczeń na płycie limitera w funkcji gęstości plazmy dla różnych wartości prądu elektrycznego.
- Rys.4.11 Współczynnik utrzymania jonów niklu \mathcal{A}_T w warstwie brzegowej tokamaka FTU.

- Rys.4.12 Stopień jonizacji atomów domieszki w warstwie brzegowej w przypadku płyt limitera wykonanych z niklu, molibdenu i wolframu w funkcji gęstości plazmy dla prądu plazmy $I_p = 0.6 MA$.
- Rys.4.13 Straty promieniste w tokamaku FTU w przypadku płyt limitera wykonanych z niklu, molibdenu i wolframu w funkcji gęstości plazmy dla prądu plazmy $I_p = 0.6 MA$.
- Rys.4.14 Porównanie rezultatów obliczeń z wynikami eksperymentalnymi z tokamaka FTU. Moc dostarczana do limitera P_p oraz straty promieniste w funkcji gęstości plazmy dla dwóch wartości prądu plazmy: a) $I_p = 400 kA$, b) $I_p = 600 kA$.
- Rys.4.15 Temperatura plazmy w centrum T_0 w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$).
- Rys.4.16 Moc syntezy w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$).
- Rys.4.17 Moc promieniowania plazmy w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$).
- Rys.4.18 Moc grzania omowego w funkcji średniej gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W ($f_{rad} = 0, 1$).
- Rys.4.19 Strumień mocy do płyty w funkcji gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W, ($f_{rad} = 0, 1$).
- Rys.4.20 Ładunek efektywny w funkcji gęstości plazmy dla różnych materiałów pierwszej ściany: C, Ni, Mo oraz W, ($f_{rad} = 0, 1$).
- Rys.4.21 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W).
- Rys.4.22 Temperatura plazmy na płycie diwertora oraz straty promieniste w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W).
- Rys.4.23 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla płyty molibdenowej i różnych wartości koncentracji argonu.
- Rys.4.24 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla płyty molibdenowej i różnych wartości koncentracji kryptonu.
- Rys.4.25 Moc syntezy oraz całkowita moc dostarczana do płyt diwertora w funkcji gęstości plazmy brzegowej dla płyty grafitowej (przy 0.15% koncentracji argonu) dla trzech wartości współczynnika redukcji ciśnienia $f_p = 1, 0.5, 0.1$.

Wykaz tabel

- Tab.1.1 Parametry wybranych urządzeń termojądrowych.
- Tab.1.2 Podstawowe parametry tokamaka ITER.
- Tab.1.3 Wymagania projektowe stawiane przed diwertorem dla tokamaka ITER.
- Tab.2.1 Możliwości obliczeniowe kodu EPIT jak również zakres stosowanych przybliżeń i uproszczeń modelowych na tle innych kodów modelujących transport plazmy brzegowej.
- Tab.4.1 Maksymalne wartości koncentracji jonów domieszki c_{\max}^{inj} dla tokamaka ITER i odpowiadające im minimalna moc P_{inp}^{crit} oraz ładunek efektywny.
- Tab.4.2 Parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i obszarze brzegowym dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W).
- Tab.4.3 Parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i obszarze brzegowym dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Mo) oraz maksymalnej dopuszczalnej koncentracji domieszek celowo wprowadzonych do sznura plazmowego (Ne, Ar, Kr).
- Tab.4.4 Parametry plazmy w centrum sznura plazmowego i obszarze brzegowym dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) przy 0.21% koncentracji jonów argonu.
- Tab.4.5 Temperatura plazmy oraz straty promieniste dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) i współczynników recyrkulacji ($n_{es} = 5 \times 10^{19} m^{-3}$).
- Tab.4.6 Temperatura plazmy oraz straty promieniste dla różnych materiałów płyt diwertora (C, Ni, Mo, W) i współczynników utrzymania jonów zanieczyszczeń ($n_{es} = 5 \times 10^{19} m^{-3}$).

Bibliografia

- [1] F. ALLADIO, M. L. APICELLA, G. A. APRUZZESE, R. BARTIROMO M. BORRA et al. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, vol.36, No.12B (1994) B253-B261.
- [2] F. ALLADIO, M. L. APICELLA, G. A. APRUZZESE, R. BARTIROMO M. BORRA et al. Global particle balance and local particle transport in the Frascati Tokamak Upgrade. In *Proceedings of the IAEA Fifteenth International Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion Research*, Seville, Spain, 26 Sept. - 1 Oct. 1994.
- [3] F. ALLADIO, M. L. APICELLA, G. A. APRUZZESE, R. BARTIROMO M. BORRA et al. High Z material operation in FTU. In *Proceedings of the ICTP Conference*, Brasile, 1995.
- [4] M. L. APICELLA, G. A. APRUZZESE, M. BORRA, G. BRACCO et al. *Nucl. Fusion*, vol.37, No.3 (1996) 381-396.
- [5] M. L. APICELLA, R. BARTIROMO, V. PERICOLI RIDOLFINI, L. PIERONI, R. ZAGÓRSKI et al. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, vol.39 (1997) 1153-1167.
- [6] N. ASAKURA et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) 559.
- [7] N. ASAKURA, K. SHIMIZU, H. SHIRAI, Y. KOIDE, and T. TAKIZUKA. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, vol.39 (1997) 1294-1314.
- [8] R. AYMAR et al. Iter project: A physics and technology experiment. volume IAEA-CN-64/01-1, Montreal, Canada, 7-11 October 1996. 16th IAEA Fusion Energy Conference.
- [9] R. BARTIROMO, I.CONDREA, R.DE ANGELIS, M.LEIGHEB, F.ROMANELLI, and R.ZAGÓRSKI. *Nucl. Fusion*, vol.35, No.10 (1995).
- [10] B. BECKER. *Nucl. Fusion*, vol.35 (1995) 969.
- [11] T.A. BEU et al. *Comp. Phys. Commun.*, vol.36 (1985) 161.
- [12] B.La BOMBARD and B. LIPSCHULTZ. *Nucl. Fusion*, vol.27 (1987) 81.
- [13] K. BORRAS et al. *Nucl. Fusion*, vol.33 (1993) 63.
- [14] B.J. BRAAMS. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 276-281.
- [15] G. BRACCO. private information, 1993.
- [16] S.I. BRAGINSKIJ. *Rev. Plasma Phys.*, vol.1 (1965) 205.

- [17] M. CIOTTI, C. FERRO, G. FRANZONI, G. MADDALUNO and FTU Team. Heat fluxes and energy balance in the FTU machine, In *Proc. 20th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys.*, European Physical Society, volume 17C, PartII, Lisbon, 1993.
- [18] R. CHODURA. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.28 (1988) 303.
- [19] H.A. CLAASSEN and H. GERHAUSER. A numerical study of plasma profiles in the limiter shadow region of a tokamak. In *Proc. 12th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys.*, volume 2, page 464, EPS, Budapest, June 1985.
- [20] H.A. CLAASSEN and H. GERHAUSER. *J. Nucl. Mat.*, vol.176-177 (1990) 721.
- [21] H.A. CLAASSEN and H. GERHAUSER. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 361-365.
- [22] H.A. CLAASSEN, H. GERHAUSER, and B. MOHAMEDDED. 2D model calculations of carbon density and radiation profiles within the minor cross-section of TEXTOR. Technical Report JUL-3058, Report of KFA Juelich, May 1995.
- [23] H.A. CLAASSEN, H. GERHAUSER. In *Proc. 18th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys.*, volume 3, page 1013, EPS, Berlin, 1991.
- [24] H.A. CLAASSEN, H. GERHAUSER and R.N. EL-SHARIF. Longitudinal transport coefficients of a magnetized plasma consisting of hydrogen and a single impurity element in arbitrary populated charge states. Technical Report July-2-423, Institute of Plasma Physics, Juelich, 1991.
- [25] B. COPPI, M. NASSI, and L.E. SUGIYAMA. *Physica Scripta*, vol.45 (1992) 112-132.
- [26] D.P. COSTER et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) 690.
- [27] D.P. COSTER, R. SCHNEIDER, and J. NEUHAUSER. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 150-160.
- [28] The ITER Director. Iter design options developments. Technical report, The Third Meeting of the Technology Advisory Committee, Naka (Japan), 9-11 September 1993.
- [29] Yu.N. DNIESTROVSKI and D.P. KOSTOMAROV. *Matematicheskoe Modelirovanie Plazmy*. NAUKA, Moskwa, 1982. in Russian.
- [30] H.W. DRAWIN. The application of atomic and molecular physics in fusion plasma diagnostic, Technical Report IPPJ-AM-61, IPP, Nagoya, Japan, 1988.
- [31] W. ENGELHARDT and W. FENEBERG. *J. Nucl. Mat.*, vol.77-78 (1978) 518.
- [32] C. FERRO et al. Technical Report RT/ERG/FUS/94/14, Frascati Energy Research Center, Frascati, Italy, 1994.
- [33] A.A. GALEEV and R. SAGDEEV. *Z.E.T.F.*, vol.53 (1967) 348.
- [34] P.J. HARBOUR et al. Technical Report EUR XII-324/7 NET EUR 324, BRUSSELS, 1982-1983.

- [35] J. HAWRYLUK et al. *Nucl. Fusion*, vol.19 (1979) 607.
- [36] R.D. HAZELTINE, E.P. LEE and M.N. ROSENBLUTH. *Phys. Fluids*, vol.14 (1971) 361.
- [37] W.A. HOULBERG et al. *Nucl. Fusion*, vol.22 (1982) 925.
- [38] Yu. L. IGITKHANOV et al. 1D self-consistent description of the scrape-off layer plasma with impurities. Technical Report 4217/8, Kurchatov Institute of Atomic Energy, Moscow, 1985. in Russian.
- [39] Yu.L. IGITKHANOV. Description of an arbitrary level impurities in the scrape-off tokamak plasma. In *Proceedings of the 14th EPS Conf. on CFPP*, volume 2, page 760, Madrid, 22-26 June 1987.
- [40] J. JACKUINOT. *Fus. Eng. and Design*, vol.30 (1995) 67.
- [41] G. JANESCHITZ. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 73.
- [42] G. JANESCHITZ et al. Iter divertor, and pumping and fueling system design. volume IAEA-CN-64-F2, Montreal, Canada, 7-11 October 1996. 16th IAEA Fusion Energy Conference.
- [43] JET joint undertaking annual report. Technical Report EUR 15723-EN-C (EUR-JET-AR16), JET, 1993.
- [44] JET joint undertaking progress report. Technical Report 15722-EN-C (EUR-JET-PR11), JET, 1993.
- [45] D.L. BOOK J.P. BORIS. *J. Comp. Phys.*, vol.11 (1973) 38.
- [46] D.A. KNOLL et al. *Phys. Plasmas*, vol.3 (1996) 2930.
- [47] N.A. KRALL and A.W. TRIVELPIECE. *Fizyka Plazmy*. PWN, Warszawa, 1979.
- [48] A.S. KUKUSHKIN. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.34, No.2/3 (1994) 282.
- [49] A.S. KUKUSHKIN. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) 268.
- [50] K. LACKNER et al. *Z. Naturforsch.*, vol.37A (1982) 931.
- [51] M. LEIGHEB, V. PERICOLI, and R. ZAGÓRSKI. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) 914-918.
- [52] P.C. LIEWER. *Nucl. Fusion*, vol.25 (1985) 543.
- [53] B. LIPSCHULTZ. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 50.
- [54] B. LIPSCHULTZ. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) 771.
- [55] M.A. MAHDAVI. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 13.
- [56] J. MANDREKAS et al. *Nucl. Fusion*, vol.36, No.7 (1996) 917.
- [57] J. MANDREKAS and W.M. STACEY. *Nucl. Fusion*, vol.35, No.7 (1995) 843.

- [58] J. MANDREKAS, W.M. STACEY, and F.A. KELLY. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 245-249.
- [59] F. DE MARCO et al. *Plasma Phys.*, No.3 (1982) 257.
- [60] K. MATSUOKA, H. YAMADA, H. IGUCHI, et al. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, vol.34, No.13 (1992) 1909-1915.
- [61] G.F. MATTHEWS et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) A3.
- [62] J. NEUHAUSER et al. *Nucl. Fusion*, vol.24 (1984) 39.
- [63] J. NEUHAUSER and R. SCHNEIDER. Iter divertor modelling and database expert group workshop. Technical Report SCX MI 8 95-11-22 F1, JAERI, Naka, Japan, October 16-20 1995.
- [64] M. NGAMI. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 3.
- [65] R.R. PARKER. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.34 (1994) 422.
- [66] M. PETRAVIC et al. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.34, No.2/3 (1994) 380.
- [67] V. PERICOLI RIDOLFINI, R. ZAGÓRSKI, F. CRISANTI, G. GRANUCI, G. MAZITELLI, et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 218-222.
- [68] G.S. PITCHER et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) 696.
- [69] A. POSPIESZCZYK. *Phys. Plasmas*, vol.2 (1995) 2272.
- [70] D.E. POST and R. BEHRISH, editors. *Physics of Plasma -Wall Interactions in Controlled Fusion*, volume 131 of *NATO ASI Series B: Physics*. Plenum Press, New York, 1986.
- [71] D.E. POST, B.J. BRAAMS, J. MANDREKAS, W. STACEY, and N. PUTVINSKAYA. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 240-244.
- [72] D.E. POST et al. *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, vol.20 (1977) 397.
- [73] D.E. POST et al. Iter physics. ITER Documentation Series 21, IAEA, Vienna, 1991.
- [74] D. POTTER. *Computational Physics*. John Wiley & Sons, London, 1973.
- [75] S. PUTVINSKI et al. Iter physics. volume IAEA-CN-64-F1, Montreal, Canada, 7-11 October 1996. 16th IAEA Fusion Energy Conference.
- [76] P.H. REBUT. *Fus. Eng. and Design*, vol.27 (1985) 3.
- [77] P.H. REBUT. *Fus. Eng. and Design*, vol.30 (1995) 85.
- [78] R.D. RICHTMYER. *Difference Methods for Initial Value Problems*. Interscience Publishers, 1967.
- [79] K.U. RIEMANN. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.34, No.2/3 (1994) 127-132.
- [80] P.J. ROACHE. *Computational Fluids Dynamics*. Hermosa Publishers, Albuquerque, 1976.

- [81] T.D. ROGNLIEN. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 105.
- [82] A. RUSSEL and A. HULSE. *Nuclear Technology/Fusion*, vol.3 (1983) 259.
- [83] P.H. RUTHERFORD. *Phys. Fluids*, vol.17 (1974) 1732.
- [84] U. SAMM, P. BOGEN, G. ESSEV, J.D. HEY, et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 25-35.
- [85] R. SCHNEIDER et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 1076.
- [86] R. SIMONINI et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.196-198 (1992) 369.
- [87] R. SIMONINI et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 1086.
- [88] C.E. SINGER et al. *Comp. Phys. Commun.*, vol.49 (1988) 275.
- [89] P.C. STANGEBY. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.28, No.4/5 (1988) 509.
- [90] P.C. STANGEBY and J.D. ELDER. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 193-197.
- [91] P.C. STANGEBY et al. *Nucl. Fusion*, vol.32 (1992) 2079.
- [92] P.C. STANGEBY and G.M. MCCRACKEN. *Nucl. Fusion*, vol.30, No.7 (1990) 1225.
- [93] A. TARDITI et al. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 132-135.
- [94] T. TAZIMA et al. *Nucl. Fusion*, vol.17 (1977) 419.
- [95] F. TROYON et al. *Nucl. Fusion*, vol.25 (1985) 1635.
- [96] G. VELARDE, J.M. MARTINEZ-VAL, E. MINGUEZ, and J.M. PERLADO, editors. *Advances in Laser Interactions with Matter and Inertial Fusion*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, 1997.
- [97] G. VELARDE, Y. RONEN, and J.M. MARTINEZ-VAL, editors. *Nuclear Fusion by Inertial Confinement. A Comprehensive Treatise*. C.R.C. Press, Inc., 1993.
- [98] E.L. VOLD et al. *Nucl. Fusion*, vol.32, No.8 (1992) 1433.
- [99] E.L. VOLD, A.K. PRINJA, F. NAJMABADI, and R.W. CONN. *J. Nucl. Mat.*, vol.176-177 (1990) 570-577.
- [100] E.L. VOLD, A.K. PRINJA, F. NAJMABADI, and R.W. CONN. *Fusion Technology*. vol.32 (1992) 208-226.
- [101] M.L. WATKINS and P.H. REBUT. volume 2, page 731, Innsbruck, 1992. 19th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics.
- [102] U. WENZEL et al. *J. Nucl. Mat.*, vol.241-243 (1997) B26.
- [103] J. WESSON. *Tokamaks*. Clarendon Press, Oxford, 1987.
- [104] F. WISING, D.A. KNOLL, S.I. KRASHENINNIKOV, T.D. ROGNLIEN, and D.J. SIGMAR. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 309-313.

- [105] Y. YAMAMURA et al. Angular dependence of sputtering yields of monoatomic solids. Technical Report IPPJ-AM 26, Inst. of Plasma Physics, Nagoya Univ., Japan, 1983.
- [106] P.N. YUSHMANOV. *Nucl. Fusion*, vol.30 (1990) 1999.
- [107] R. ZAGÓRSKI. *Analiza Transportu plazmy i zanieczyszczeń w obszarze przysięciennym tokamaka. Rozprawa Doktorska*, Inst. of Nucl. Problems, Otwock-Świerk, 1992.
- [108] R. ZAGÓRSKI. Numerical modelling of the FT-tokamak edge plasma. Technical Report RT/NUCL/92/19, ENEA C.R.E-Frascati, Frascati, Italy, 1992.
- [109] R. ZAGÓRSKI. *J. Nucl. Mat.*, vol.220-222 (1995) 1081-1085.
- [110] R. ZAGÓRSKI. *J. Tech. Phys.*, vol.36, No.3 (1995) 279-298.
- [111] R. ZAGÓRSKI. Numerical modelling of boundary plasma in tokamaks. In *Proc. Symp. Investigations and applications of plasma PLASMA '95*, volume 2, page 167, Warsaw, 1995. Plasma Phys. Sec., Committee of Phys., Polish Acad. Sci.
- [112] R. ZAGÓRSKI. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 288-292.
- [113] R. ZAGÓRSKI. *J. Tech. Phys.*, vol.37, No.1 (1996) 7-37.
- [114] R. ZAGÓRSKI. A review of progress towards radiative divertor. Technical Report RT/ERG/FUS/96/23, ENEA-Frascati Energy Research Center, Rome, Italy, 1997.
- [115] R. ZAGÓRSKI. *J. Tech. Phys.*, vol.38, No.1 (1997) 43-58.
- [116] R. ZAGÓRSKI and M. KOLANOWSKI. Atomic processes in the tokamak scrape-off layer. Technical Report 8/1/86, IPP&LM, Warsaw, 1985.
- [117] R. ZAGÓRSKI, S. KULIŃSKI, and M. SCHOLZ. *Physica Scripta*, vol.56 (1997) 399-406.
- [118] R. ZAGÓRSKI, V. PERICOLI, and L. PIERONI. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.34, No.2/3 (1994) 446-471.
- [119] R. ZAGÓRSKI and F. ROMANELLI. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No. 2/3 (1996) 145-149.
- [120] R. ZAGÓRSKI and F. ROMANELLI. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.34, No.2/3 (1994) 331-336.
- [121] R. ZAGÓRSKI, V. PERICOLI, and L. PIERONI. *Contrib. Plasma Phys.*, vol.36, No.2/3 (1996) 140-144.
- [122] R. ZAGÓRSKI and F. ROMANELLI. *Nucl. Fusion*, vol.36, No.7 (1996) 853.
- [123] R. ZAGÓRSKI, F. ROMANELLI and L. PIERONI. *Nucl. Fusion*, vol.36, No.7 (1996) 873.
- [124] S.T. ZALESK. *J. Comp. Phys.*, vol.31 (1979) 335.