Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy



Metody emisyjnej spektroskopii optycznej w zastosowaniu do badań gorącej plazmy w układach typu tokamak i Plasma-Focus

Katarzyna Jakubowska

Praca doktorska wykonana pod kierunkiem Prof. dr hab. Marka Sadowskiego

Warszawa, Styczeń 2012

Autorka pragnie podziękować

promotorowi rozprawy doktorskiej

Prof. dr hab. Markowi Sadowskiemu

za prowadzenie pracy, oraz opiekę merytoryczną podczas pisania pracy,

dr Elżbiecie Składnik-Sadowskiej

za możliwość wzięcia udziału w sesji eksperymentalnej,

dr Wojciechowi Skrzeczanowskiemu

za udostępnienie aparatury pomiarowej, cenne uwagi,

niedościgniony optymizm i nieustanną motywację do pracy,

dr Markowi Scholzowi, dr Marianowi Paduchowi

oraz dr Ryszardowi Miklaszewskiemu

za sugestie i owocne dyskusje,

mgr Włodzimierzowi Stępniewskiemu

za otwarcie oczu na świat i jego najnowsze zdobycze.

Chciałabym złożyć ukłon w stronę

zespołu obsługi urządzenia PF-1000

za wsparcie na całej linii,

Monice i Agacie

za swobodny przepływ wiedzy i doświadczeń (na różnych płaszczyznach)! Jest grupa osób której należą się przeprosiny...

Janku, Serge, Panie Jacku i Danielu

w tym roku na pewno się poprawię!

Ewunia,

gdybyś nie odkryła przede mną zbawiennych właściwości syropu z cebuli i miodu najprawdopodobniej praca byłaby jeszcze długo w powijakach... Dzięki!!!

Moltissimi ringraziamenti alla Mafia italiana:

Don Dino, Alessandro, Chiara e Giovanni

Mi hanno fatto un'offerta che non potevo rifiutare...

Mi hanno obbligato a finire ciò che avevo iniziato, dandomi forza e supporto,

Very many thanks to António for magic word: \linebreak.

Szczególne podziękowania pragnę złożyć **Rodzicom** za niezawodność i wsparcie.

Adaś daliśmy radę!!! Wielka buźka!

STRESZCZENIE

W przedstawionej niżej rozprawie spektroskopia promieniowania w zakresie widzialnym była stosowana do badania właściwości plazmy wytwarzanej w urządzeniach typu tokamak (TEXTOR i JET) oraz w układzie Plasma-Focus (PF-1000).

widmowych W pracy omówione \mathbf{sa} badania linii rozszczepionych na skutek efektu Starka, które pozwalają na określenie rozkładu gęstości prądu wysokotemperaturowej plazmie wodorowej (bądź deuterowej) przy W użvciu różnych metod, a w szczególności polarymetrii i metody ilorazowej. Obydwie metody diagnostyczne opieraja się na nieinwazyjnej technice charakteryzowania własności plazmy (kiedy obliczanymi parametrami są wartość i kierunek pola magnetycznego) na podstawie pomiaru promieniowania linii H_{α} lub D_{α} . Linie te emitowane są przez wysokoenergetyczne atomy wodoru lub deuteru wprowadzane do obszaru plazmy, m.in. przy wstrzykiwaniu wiązek neutralnych atomów (NBI).

Praca zawiera również opis kilku metod kalibracji, które zastosowano w trakcie badań przeprowadzonych w tokamaku TEXTOR, a także w układzie PF-1000.

W pracy przedstawione są metody wyznaczania efektywnej koncentracji elektronowej uśrednionej wzdłuż kierunku obserwacji (n_e) oparte na pomiarach emisji linii serii Balmera atomów deuteru, a także sposoby określania uśrednionej temperatury elektronowej (T_e) na podstawie pomiarów emisji linii domieszek argonu (np. ArII).

Do najważniejszych rezultatów badań opisanych w tej pracy należy zaliczyć wykonanie i instalację aparatury spektroskopowej oraz analizę wyników pomiarów, która pozwoliła wyznaczyć profil-q przy wykorzystaniu diagnostyki spektroskopowej na tokamaku TEXTOR, co stanowiło innowacyjną metodę pomiaru i analizy danych. Metoda ilorazowa, opracowana przez autorkę, oparta jest na wyznaczaniu struktury pola magnetycznego na podstawie stosunku natężeń składowych π i σ rozszczepionej linii H_{α} , w odróżnieniu do standardowej metody polegającej na wyznaczaniu profilu-q na podstawie polaryzacji najbardziej przesuniętej ku czerwieni składowej π linii D_{α} rozszczepionej w wyniku efektu Starka.

Badania na urządzeniu PF-1000 zaowocowały bardzo interesującymi informacjami o liniach serii Balmera deuteru. Nietypowe, znaczne poszerzenie tych linii, zaobserwowane na ich skrzydłach, pozwoliło na oszacowanie prędkości i energii strumieni jonów deuteru.

Element innowacyjny w pracy stanowi również opracowanie wyników spektroskopowych przy wykorzystaniu metody Analizy Głównych Składowych (AGS), która doprowadziła do wykazania silnej zależności pomiędzy wielkością emitowanego strumienia neutronów i ilością domieszek w plazmie wytwarzanej w układzie PF-1000.

ABSTRACT

In this thesis the optical emission spectroscopy in the visible range is developed and used for studies of plasma properties in tokamaks (TEXTOR and JET) and in a large Plasma-Focus facility (PF-1000).

Studies of *Motional Stark Effect* (*MSE*) spectra for evaluation of a q-profile in the fusion plasmas have been performed with two different spectroscopic techniques: *ratiometry* and *polarimetry*. Both techniques provide a non-invasive method for diagnosing the internal plasma characteristics, e.g. magnetic field components. A pitch angle of magnetic field lines is obtained from polarisation of Stark-splitted H_{α} or D_{α} spectral lines,

which are emitted by energetic hydrogen atoms, e.g. those injected into the plasma volume as energetic neutral beams.

The second part of the thesis presents experimental results obtained within the PF-1000 Plasma-Focus facility. There are presented methods of the estimation of an effective electron density averaged along line of sight (n_e) and electron temperature (T_e) , based on the Balmer series of deuterium and radiation of argon admixtures (ArII), respectively.

Several calibration methods of spectroscopic measuring systems on TEXTOR and PF-1000 are discussed.

The main result of this work appears to be the manufacturing and implementation of appropriate spectroscopic equipment and the performance of the first measurements of the safety-factor radial profile with a new ratiometric MSE system on TEXTOR. Ratiometry, as developed by the author, allows to determine the magnetic field structure on a basis of the total intensity-ratio π and σ component of the Stark splitted H_{α} line, in contrast to polarimetry where the q-profile is calculated on basis of polarisation of the most red-shifted π component.

During experimental sessions performed within the PF-1000 facility the author has observed an extraordinary large broadening of wings in Balmer-series lines, which made it possible to determine velocity and energy of deuterium ion streams. In order to analyze correlations between spectroscopic quantities and neutron yields the author applied the *PCA* (*Principle Component Analysis*) method. As a result, of this innovative approach it was possible to show a strong correlation between neutron yield and an amount of impurities released during discharges in the PF-1000 facility.

Spis treści

1.	\mathbf{Ws}	tęp		7
	1.1.	ANALIZA S	STANU WIEDZY W DZIEDZINIE BADAŃ NAD KONTROLOWANYMI	
		REAKCJAM	II SYNTEZY JĄDROWEJ	7
	1.2.	BADANIA 7	tokamaków i urządzeń typu Plasma-Focus jako źró-	
		DEŁ PROM	IENIOWANIA W ZAKRESIE WIDZIALNYM	11
	1.3.	UZASADNI	ENIE WYBORU TEMATU PRACY I SFORMUŁOWANIE TEZY	15
2.	Wy	brane zaga	adnienia emisyjnej spektroskopii plazmy	19
	2.1.	Plazma w	V STANIE RÓWNOWAGI TERMODYNAMICZNEJ	19
		2.1.1. Roz	kład Maxwella	19
		2.1.2. Roz	kład Boltzmanna	20
		2.1.3. Pra	wo Sahy-Eggerta	21
		2.1.4. Roz	kład Plancka	21
	2.2.	Mechaniz	XMY POSZERZENIA LINII SPEKTRALNYCH	23
		2.2.1. Nat	uralna szerokość linii	23
		2.2.2. Pos	zerzenie rezonansowe	24
		2.2.3. Pos	zerzenie Van der Waalsa	24
		2.2.4. Pos	zerzenie Dopplera	24
		2.2.5. Roz	szczepienie i poszerzenie Starka	25
		2.2.6. Roz	szczepienie i poszerzenie Zeemana	27
		2.2.7. Pos	zerzenie aparaturowe	27
		2.2.8. Sam	noabsorpcja	28
		2.2.9. Pro:	fil linii	28
	2.3.	Metody v	WYZNACZANIA PARAMETRÓW PLAZMY	30
		2.3.1. Szad	cowanie temperatury elektronowej (T_e)	30
		2.3.2. Okr	eślanie koncentracji elektronowej (n_e)	32
3.	Wy	znaczanie	struktury pola magnetycznego w tokamakach	33
	3.1.	Przegląd) BADAŃ EKSPERYMENTALNYCH ZWIĄZANYCH Z DIAGNOSTYKĄ	
		Motional	L STARK EFFECT (MSE)	33
		3.1.1. Pola	arymetria	33
		3.1.2. Pola	arymetria/Interferometria	34
		3.1.3. Met	oda ilorazowa	34
	3.2.	Struktur	RA POLA MAGNETYCZNEGO I ZASADA DZIAŁANIA TOKAMAKA .	37
	3.3.	Metody o	GRZANIA PLAZMY	41
		3.3.1. Grz	anie oporowe	41
		3.3.2. Grz	anie cyklotronowe elektronów (ECRH)	41
		3.3.3. Grz	anie cyklotronowe jonów (ICRH)	42

		3.3.4. Grzanie strumieniem wysokoenergetycznych neutralnych atomów	
		$(\text{NBI}) \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $	42
	a 4	3.3.5. Budowa i zasada działania NBI	44
	3.4.	WIDMO MOTIONAL STARK EFFECT (MSE)	45
	3.5.	PODSTAWY METOD WYZNACZANIA PROFILU-Q	47
		3.5.1. Metod ilorazowa	47
		3.5.2. Polarymetria	49
	3.6.	CHARAKTERYSTYKA UKŁADU POMIAROWEGO NA TOKAMAKU TEXTOR	50
		3.6.1. Kalibracja diagnostyki Motional Stark Effect (MSE)	54
		3.6.2. Wyniki pomiarów	58
		3.6.3. Wyznaczanie profilu- q	61
	3.7.	CHARAKTERYSTYKA UKŁADU POMIAROWEGO NA TOKAMAKU JET	63
		3.7.1. Diagnostyka MSE	64
		3.7.2. Wyniki pomiarów	66
		3.7.3. Wpływ struktur ELM na sygnał MSE	66
		3.7.4. Filtrowanie struktur ELM z sygnału MSE	69
		3.7.5. Zmiany profilu-q w wyniku zastosowania filtra struktur ELM z sy-	
		gnału MSE	71
4.	Sza	gnału MSE	71 75
4.	Sza 4.1.	gnału MSE	71 75
4.	Sza 4.1.	gnału MSE	71 75 75
4.	Sza 4.1. 4.2.	gnału MSE	71 75 75 78
4.	Sza 4.1. 4.2.	gnału MSE	71 75 75 78 80
4.	Sza 4.1. 4.2.	gnału MSE	71 75 78 80 83
4.	Sza 4.1. 4.2. 4.3.	gnału MSE	71 75 78 80 83 84
4.	Sza 4.1. 4.2. 4.3.	gnału MSE	71 75 78 80 83 84 84
4.	Sza 4.1. 4.2. 4.3.	gnału MSE cowanie parametrów plazmy w urządzeniu typu Plasma-Focus ZASADA DZIAŁANIA I FAZY WYŁADOWANIA W URZĄDZENIU TYPU PLASMA-FOCUS (PF) CHARAKTERYSTYKA UKŁADU EKSPERYMENTALNEGO PF-1000 4.2.1. Spektroskopowa aparatura diagnostyczna 4.2.2. Kalibracja układu doświadczalnego WYNIKI UZYSKANE NA PF-1000 4.3.1. Widmo na urządzeniu PF-1000 4.3.2. Wyznaczanie koncentracji elektronowej plazmy (n_e)	71 75 78 80 83 84 84 84
4.	Sza 4.1. 4.2. 4.3.	gnału MSE cowanie parametrów plazmy w urządzeniu typu Plasma-Focus ZASADA DZIAŁANIA I FAZY WYŁADOWANIA W URZĄDZENIU TYPU PLASMA-FOCUS (PF) CHARAKTERYSTYKA UKŁADU EKSPERYMENTALNEGO PF-1000 4.2.1. Spektroskopowa aparatura diagnostyczna 4.2.2. Kalibracja układu doświadczalnego WYNIKI UZYSKANE NA PF-1000 4.3.1. Widmo na urządzeniu PF-1000 4.3.2. Wyznaczanie koncentracji elektronowej plazmy (n_e) 4.3.3. Szacowanie temperatury elektronowej plazmy (T_e)	71 75 78 80 83 84 84 86 105
 4. 5. 	Sza 4.1. 4.2. 4.3.	gnału MSE	71 75 78 80 83 84 84 86 105 .07
 4. 5. 	Sza 4.1. 4.2. 4.3. Wy 5.1.	gnału MSE	71 75 78 80 83 84 84 86 105 .07 107
4 . 5 .	Sza 4.1. 4.2. 4.3. Wy 5.1. 5.2.	gnału MSE	71 75 78 80 83 84 84 86 105 .07 107

Rozdział 1

Wstęp

1.1. Analiza stanu wiedzy w dziedzinie badań nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej.

Urządzenia typu tokamak są obecnie najbardziej zaawansowane pod względem badań fizycznych i rozwiązań technologicznych. Niestety, wysiłki związane z uzyskaniem dodatniego bilansu energii w tego typu układach jak dotąd nie zakończyły się powodzeniem. Pionierskim wynikiem było osiągnięcie w 1997 roku w tokamaku JET wydajności najbliższej do warunków break-even, (tj. $P_{fusion} = P_{input}$) [1], kiedy moc uzyskiwana z reakcji syntezy jądrowej (P_{fusion}) równa byłaby mocy dostarczanej do plazmy (P_{input}). W związku z tym nadal trwają badania nad uzyskaniem optymalnych warunków, pozwalających na długotrwały przebieg reakcji syntezy oraz uzyskanie dodatniego bilansu energii. W najbliższych latach prace te mają doprowadzić m.in. do zbudowania dużego tokamaka ITER (INTERNATIONAL THERMONUCLEAR EXPERIMENTAL REACTOR [2, 3]. Głównymi zadaniami tego eksperymentu będzie sprawdzenie rozwiązań technologicznych niezbędnych do skonstruowania prototypowej wersji reaktora termojądrowego DEMO (DEMONSTRATION POWER PLANT) oraz wykazanie możliwości uzyskania dodatniego bilansu energetycznego.

W latach 50-tych ubiegłego wieku zrozumienie procesów związanych z produkcją energii jądrowej w gwiazdach doprowadziło do poszukiwania podobnych reakcji syntezy w warunkach ziemskich. Warunkiem zachodzenia takich procesów jest pokonanie przez dodatnio naładowane jądra bariery kulombowskiej wynikającej z oddziaływań pomiędzy tymi jądrami, co równoznaczne jest ze zbliżeniem się wcześniej wspomnianych jąder na bardzo małą odległość (rzędu 10^{-15} m). Wykorzystanie efektu tunelowego, który pozwala na pokonanie bariery jądrom obdarzonym energią niższą od niezbędnej do przekroczenia bariery kulombowskiej, nie eliminuje problemu całkowicie, ponieważ energia substratów musi wynosić od kilku do kilkuset keV.

Przez analogię do procesów spalania, połączenie dwóch jąder wymaga osiągnięcia tem-

peratury zapłonu, która przekracza zwykle 10 keV (1 eV $\cong 10^4$ K). W tej temperaturze materia występuje w postaci plazmy, czyli całkowicie zjonizowanego gazu.

Najłatwiejsze do zrealizowania, ze względu na szybkość przebiegu reakcji, wydają się być procesy zachodzące pomiędzy deuterem (D) i trytem (T) opisane zależnością 1.3 [4], co ilustruje wykres przedstawiony na Rys. 1.1.

$$D^2 + D^2 \to T^3 + H^1 + (4, 03MeV)$$
 (1.1)

$$D^2 + D^2 \to He^3 + n^1 + (3,27MeV)$$
 (1.2)

$$D^2 + T^3 \to He^4 + n^1 + (17, 6MeV)$$
 (1.3)

$$D^2 + He^3 \to He^4 + H^1 + (18.3MeV)$$
 (1.4)

Ze względu na różnicę mas pomiędzy substratami i produktami reakcji (*deficyt masy*), w wyniku zachodzącego procesu wydzielana jest duża ilość energii (Równanie 1.3).

Aby utrzymać materię w stanie plazmy przez czas wystarczający do przebiegu reakcji syntezy opracowano dwie metody:

- * Wytwarzanie i UTRZYMANIE INERCYJNE gorącej plazmy [5, 6],
- * Wytwarzanie i UTRZYMANIE MAGNETYCZNE gorącej plazmy w układach typu tokamak [4], układach z odwróconym polem magnetycznym (Reversed Field Pinch -



Rysunek 1.1: Zależność szybkości przebiegu reakcji pomiędzy izotopami wodoru i He^3 od temperatury, w której przebiega reakcja [4].

RFP) [7, 8], w pułapkach typu *stellarator* [9] oraz w urządzeniach typu Z-pinch [10, 11] do których należy Plasma-Focus [12]).

W UKŁADACH INERCYJNYCH reakcje syntezy jądrowej mogą zachodzić po pełnej jonizacji i kompresji pastylki zawierającej odpowiednie paliwo termojądrowe, co można osiągnąć przez jednoczesne, sferyczne bombardowanie takiej tabletki dobrze zogniskowanymi bardzo silnymi impulsami laserowymi, intensywnymi wiązkami wysoko energetycznych jonów lub elektronów.

Wyniki przestawione w tej pracy dotyczą głównie badań przeprowadzonych w urządzeniach stanowiących pułapki magnetyczne. Dlatego też urządzenia inercyjne nie zostaną szczegółowo omówione. Drobiazgowy opis układów inercyjnych znajduje się w [6].

W układach stanowiących ZAMKNIĘTE PUŁAPKI MAGNETYCZNE ruchem naładowanych cząstek steruje w głównej mierze pole magnetyczne. Mimo olbrzymiego postępu prowadzonych od około 60 lat badań nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej ciągle występują trudności związane z poprawą efektywności energetycznej. Od dawna wiadomo, że do pokonania bariery odpychania elektrostatycznego i zachodzenia reakcji syntezy niezbędne jest przekroczenie krytycznej wartości iloczynu gęstości (n), temperatury (T) i czasu utrzymania plazmy (τ_E), która wynosi [4]:

$$nT\tau_E \geqslant 3 \cdot 10^{21} [m^{-3} keV \cdot s] \tag{1.5}$$

Spełnienie tego warunku pozwala na realizację tzw. samozapłonu (ignition). Po przekroczeniu progu samozapłonu energia wytwarzana w procesach syntezy jądrowej może przewyższać energię potrzebną do ogrzania paliwa i pozwolić na samoczynne podtrzymanie reakcji termojądrowych. Wynika stąd, że kontrolowana reakcja syntezy termojądrowej może być zrealizowana poprzez odpowiednio długie utrzymywanie stosunkowo rzadkiej plazmy, bądź też utrzymywanie w czasie krótkich wyładowań plazmy o dużej gęstości. Temperatura rzędu setek milionów kelwinów, która jest niezbędna do spełnienia warunku 1.5, prowadzi do całkowitej jonizacji atomów paliwa i zanieczysz-czeń i wytworzenia czwartego stanu skupienia materii - *plazmy*.

Jak zostało już wcześniej wspomniane, plazmę wysokotemperaturową w warunkach laboratoryjnych można wytwarzać na wiele sposobów, np. w *tokamakach* [13, 14, 15], których nazwa pochodzi od rosyjskiego terminu *Toroidalnaja Kamiera s Magnitnymi Katuszkami*, gorąca plazma utrzymywana jest przez pole magnetyczne o złożonej *helikalnej* (toroidalno-spiralnej) strukturze, które stanowi sumę pola wytwarzanego przez zewnętrzne cewki magnetyczne i pola indukowanego przez prąd plazmy. Takie rozwiązanie możliwe jest do zastosowania, gdyż plazma składa się głównie ze swobodnych jąder atomowych i elektronów, które (ze względu na swój ładunek elektryczny) podążają za liniami sił pola magnetycznego o helikalnym kształcie. Kontakt wysokotemperaturowej plazmy z materiałem ścian komory jest w znacznym stopniu ograniczony przez zastosowanie komory w kształcie torusa.

W urządzeniach typu PLASMA-FOCUS (PF) [10, 11, 12] pole magnetyczne - związane z przepuszczanymi impulsowo bardzo silnymi prądami - powoduje samozaciśnięcie (*pinch*) plazmy w niewielkim obszarze (np. < 1 cm³), zapewniając wzrost jej koncentracji ($n \leq 10^{19}$ cm⁻³) i temperatury ($T \leq 1$ keV) w bardzo krótkim czasie (rzędu 50 - 200 ns). Dlatego układy typu PF są źródłami wysokoenergetycznych jonów, elektronów i promieniowania rentgenowskiego oraz dużych strumieni neutronów pochodzących z reakcji syntezy jądrowej. Opis działania oraz charakterystyka poszczególnych faz wyładowania w urządzenia typu PF zamieszczone są w Rozdziale 4.

Bardzo wysoka temperatura gorącej plazmy, zarówno w tokamakach jak i układach typu PF, nie pozwala na diagnozowanie parametrów w jej rdzeniu na podstawie pomiarów przeprowadzanych w widzialnym przedziale spektralnym ze względu na skład plazmy (niemalże całkowicie zjonizowane atomy i elektrony). W przypadku tokamaków wprowadzanie wysokoenergetycznych atomów neutralnych otwiera jednak drogę do badań spektroskopowych centrum plazmy. Temperatura na krawędzi plazmy jest wystarczająco niska na prowadzenie badań spektroskopowych w zakresie widzialnym bez wykorzystania dodatkowych środków.

W prezentowanej niżej pracy przedstawiona została metoda wyznaczania właściwości pola magnetycznego na podstawie analizy kształtu linii emitowanych z rdzenia plazmy, oparta na wykorzystaniu wprowadzanych z zewnątrz wiązek neutralnych atomów (tzw. *Neutral Beam Injection - NBI*) w urządzeniach typu tokamak JET [16] i TEXTOR [17, 18]). Zaprezentowane zostały również wyniki spektroskopowych badań strumieni gorącej plazmy, metody określania temperatury, koncentracji elektronowej plazmy [19, 20, 21], prędkości i energii wysokoenergetycznych wiązek deuterowych oraz wyznaczone zostały korelacje pomiędzy wielkościami spektroskopowymi i wielkością strumienia neutronów w urządzeniu typu Plasma-Focus (PF-1000) [22].

1.2. Badania tokamaków i urządzeń typu Plasma-Focus jako źródeł promieniowania w zakresie widzialnym

Ze względu na dużą różnorodność zjawisk zachodzących podczas wyładowań w plazmie wytwarzanej w tokamakach, nieustannie udoskonalane są zarówno scenariusze wyładowań jak i warunki w jakich one zachodzą. Można wyodrębnić kilka obszarów, w których prowadzone są badania w celu:

- * testowania różnych metod wytwarzania stabilnej plazmy oraz eliminowania (lub prób określenia mechanizmów powstawania) niestabilności, głównie przez badanie specjalnych scenariuszy wyładowań, np.: *H-mode* [23], *Advan*ced Tokamak Scenario -ATS [24, 25, 26], Radiative Improved mode - RI [27],
- * badania współczynników transportu, oraz określania energii i czasu utrzymania cząstek w plazmie,
- * ulepszania metod pozwalających na dodatkowe nagrzewanie plazmy, np.: Neutral Beam Injection (NBI), Electron Cyclotron Resonance Heating (ECRH), Ion Cyclotron Resonance Heating (ICRH),

* diagnozowania i kontroli transportu zanieczyszczeń w plazmie,

* badania fluktuacji plazmy w celu określenia jej roli w transporcie plazmy.

Diagnozowanie i kontrola zanieczyszczeń plazmy ma niezmiernie ważne znaczenie, ze względu na fakt, iż obecność zanieczyszczeń w paliwie termojądrowym prowadzi do strat dużej ilości energii (na skutek zwiększenia emisji elektromagnetycznej). W efekcie powoduje to obniżanie temperatury plazmy, a tym samym skrócenie czasu jej utrzymania, co przy znacznym stężeniu zanieczyszczeń mogłoby uniemożliwić wystąpienie samozapłonu [28].

W związku z powyższym, bardzo duży nacisk położono nie tylko na stosowanie bardzo czystego paliwa termojądrowego, ale również na opracowanie szeregu metod eliminowania zanieczyszczeń z plazmy, np. przez boronizację elementów wewnętrznej (pierwszej) ściany komory próżniowej, oraz wykorzystanie w konstrukcji tokamaka poloidalnego diwertora. Skonstruowano i zainstalowano wiele diagnostyk monitorujących emisję, transport plazmy i jej oddziaływania z powierzchniami pierwszej ścianki komory próżniowej, limitera, oraz diwertora. Szczegółowy opis standardowych diagnostyk wykorzystywanych w tokamakch znaleźć można m. in. w [4, 29, 30].

Podstawowe parametry plazmy wytwarzanej w tokamakach (tj. jej koncentracja, temperatura, pole elektryczne, magnetyczne i prędkość rotacji) wyznaczane są na podstawie pomiarów spektroskopowych opartych na różnego rodzaju technikach i obejmujących emisję promieniowania w szerokim zakresie długości fal (od promieniowania podczerwonego po promieniowanie X). Określenie parametrów na krawędzi plazmy nie sprawia większych problemów, ze względu na stosunkowo niską temperaturę plazmy. Trudności pojawiają się natomiast w przypadku konieczności określenia parametrów rdzenia plazmy, gdzie bardzo wysoka temperatura (rzędu setek milionów Kelwinów) prowadzi do całkowitej jonizacji atomów.

Jak zostało już wspomniane wyżej, do wystąpienia samozapłonu niezbędne jest uzyskanie co najmniej granicznej wartości iloczynu gęstości (n), temperatury (T)i czasu utrzymania plazmy (τ_E) (Równanie 1.5). Niestety, istnieje wiele mechanizmów, które prowadzą do transportu energii i cząstek w poprzek linii pola magnetycznego utrzymującego plazme, powodując silne skrócenie czasu efektywnego utrzymania plazmy. Dlatego też zrozumienie mechanizmu powstawania takich procesów jest jednym z kluczowych zadań przy badaniach syntezy termojądrowej. W wypadku eksperymentów prowadzonych w trybie L-MODE (Low confinement mode) radialne pole elektryczne (E_R) nie odgrywa większego wpływu na transport. Po odkryciu w tokamaku ASDEX możliwości stosowania korzystnego scenariusza H-mode (High confinement mode) [23], który opiera się wytworzeniu w plazmie wewnętrznych barier transportu ITB (Internal Transport Barriers) [31, 32] silnie wzrosło zainteresowanie pomiarami E_R przy wykorzystaniu tego trybu pracy tokamaka. Wiele teorii sugeruje, że podstawową rolę w powstawaniu bariery ITB (w trybie H-mode) odgrywa właśnie składowa radialna pola elektrycznego (E_R) . W związku z tym opracowany został model wyjaśniający tworzenie się barier transportu, zmniejszenie turbulencji i poprawę czasu utrzymania plazmy dla różnych urządzeń (m.in. tokamaków wyposażonych w limiter oraz diwertor, stellaratorów, a także urządzeń z odwróconym polem magnetycznym) [33, 34, 35, 36]. Istnieje przekonanie, że zmiana profilu gestości prądu może prowadzić do znacznej redukcji transportu w określonych regionach plazmy, ale warunki niezbędne do osiągnięcia takiego efektu nie są jeszcze dokładnie znane i nie znaleziono precyzyjnego sposobu ich kontroli. Emisyjna spektroskopia optyczna ma bardzo ważne znaczenie dla pomyślnego rozwiązania tego problemu. Pomiar toroidalnej i poloidalnej prędkości rotacji jonów zanieczyszczeń [37, 38], która powiązana jest silnie ze składową radialną pola elektrycznego, wykonywany jest głównie za pomocą diagnostyki CXRS (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) [39, 40]. Diagnostyka ta służy również do wyznaczania temperatury jonowej (T_i) na podstawie pomiarów dopplerowskiego poszerzenia linii jonowych [41], a także koncentracji jonowej na podstawie pomiarów natężenia promieniowania przy dokładnie określonym osłabieniu NBI [42]. Pomiary aktywnej emisji CXRS oparte są na detekcji promieniowania w wyniku wymiany ładunku pomiędzy jonami zanieczyszczeń plazmy i wprowadzaną z zewnątrz neutralną wiązką wysokoenergetycznych atomów (NBI). Nie jest to jednak jedyna diagnostyka, która pozwala na wyznaczanie składowej radialnej pola elektrycznego. Wyznaczanie wielkości E_R możliwe jest również za pomocą diagnostyki *MSE (Motional Stark Effect)* [43, 44, 45, 46]. Badania przeprowadzone w tokamaku TFTR potwierdziły występowanie E_R w wąskich obszarach plazmy w wyładowaniach o polepszonym utrzymaniu (*improved confinement*) i wykazały, że zmianom E_R towarzyszą zmiany prędkości rotacji poloidalnej (v_{θ}) , wyznaczanej na podstawie promieniowania zanieczyszczeń w plazmie [47]. Ponadto stwierdzono, iż wzrost gradientu ciśnienia powoduje zwiększenie wartości radialnego pola elektrycznego (E_R) [43, 44, 45, 46], co ma znaczący wpływ na wyniki analizy pomiarów metodami *MSE*.

Ze względu na wybór wolframu jako materiału do budowy diwertora w tokamaku ITER [2], bardzo ważną rolę odgrywają także badania nad wytwarzaniem i zachowaniem ciężkich jonów wolframu w warunkach panujących w tokamakach. W celu przeprowadzenia takich badań, m.in. eksperymentów dotyczących określania wielkości emisji promieniowania, transportu plazmy i wpływu obecności wolframu na wyładowania plazmowe, na powierzchni diwertora tokamaka JET zainstalowano pokryte wolframem płytki CFC na części powierzchni pierwszej ścianki komory próżniowej (zagrożonej kontaktem z NBI), oraz pokryte wolframem płytki CFC i płytki wolframowe [48], podobnie jak zrobiono to poprzednio w tokamaku ASDEX Upgrade [49].

Ponadto, pomiary spektroskopowe w zakresie widzialnym pozwalają na badanie:

- * czasu utrzymania wodoru/deuteru na podstawie obserwacji natężenia linii H_{α} , a także współczynników wzbudzenia i jonizacji atomów paliwa termojądrowego,
- * widma ciągłego, na które składa się promieniowanie hamowania (*Bremsstrah-lung*) związane ze zderzeniami zachodzącymi pomiędzy elektronami i jonami, a także promieniowanie pochodzące z procesów rekombinacji,
- * procesów elementarnych zachodzących w plazmie, z uwzględnieniem atomowej fizyki jonów (np. wyznaczanie przekroju czynnego na jonizację [50]).

Konstrukcja urządzeń typu Plasma-Focus (PF) sięga 60 lat ubiegłego stulecia, kiedy to najpierw Filipow [10], a następnie Mather [11] zbudowali układy typu PF różniące się relacjami między długością i średnicą elektrod. W przypadku układu typu Mathera stosunek długości do średnicy elektrod jest większy od jedności. Badania prowadzone na tych urządzeniach bardzo szybko doprowadziły do koncentracji uwagi na układzie typu Mathera ze względu na lepsze parametry plazmy uzyskiwane w czasie wyładowań, w szczególności ze względu na wysoką emisję neutronów [12, 51, 52, 53].

Badania spektroskopowe w zakresie widzialnym na urządzeniach typu Plasma-Focus koncentrują się na następujących zagadnieniach:

* określeniu dynamiki pinchu i zrozumieniu poszczególnych etapów wyładowania [52, 54, 55, 56],

- * szacowaniu koncentracji elektronowej, oraz czasowego i przestrzennego rozkładu parametrów plazmy na podstawie liniowego efektu Starka na obrzeżach plazmy [19, 57, 58, 59],
- * badaniu oddziaływania strumieni plazmy z powierzchnią tarczy [60, 61, 62],
- * badaniu korelacji pomiędzy gęstością mocy plazmy i natężeniem linii zanieczyszczeń
 [63]

Pomiary przeprowadzone z szybkimi kamerami typu *streak* i *frame* pozwoliły na zidentyfikowanie i potwierdzenie różnych faz powstawania pinchu (szczególnie fazy radialnego zbiegania i samego pinchu) [54, 55, 57].

Badania przeprowadzone na 1kJ urządzeniu Plasma-Focus wykazały silną zależność wzrostu natężenia linii zanieczyszczeń emitowanych z powierzchni elektrod i izolatora od natężenia pinchu, co wskazuje na duże znaczenie początkowych faz formowania się plazmy [63], oraz że formowanie cienkiej powłoki plazmy prowadzi do zwiększonej erozji materiału elektrod i izolatora, a także powstawania bardziej efektywnego pinchu [63].

Kształt linii serii Balmera pozwala na oszacowanie koncentracji elektronowej (obliczenia opierają się na szerokości emitowanej linii) i temperatury elektronowej. Właściwości te wykorzystane zostały do określenia parametrów plazmy w urządzeniu o energii 2 kJ [58], oraz na dużym układzie PF-1000 gdzie magazynowana energia może osiągać 1MJ [19, 59].

1.3. Uzasadnienie wyboru tematu pracy i sformułowanie tezy

Spektroskopia optyczna w zakresie widzialnym jest doskonałym narzędziem do diagnozowania plazmy. Analiza kształtu emitowanych linii widmowych pozwala nie tylko na określenie składu plazmy, ale także na określenie parametrów ośrodka, w jakim zachodzi emisja obserwowanego promieniowania elektromagnetycznego.

Metody spektroskopii optycznej wykorzystane zostały przez autorkę pracy w czasie badań prowadzonych na dwóch różnych rodzajach urządzeń plazmowych, pozwalających na realizację reakcji syntezy jądrowej w warunkach laboratoryjnych, w szczególności w tokamaku TEXTOR w ośrodku badawczym w Jülich (Niemcy), w tokamaku JET w Culham (Wielka Brytania), oraz w dużym układzie typu Plasma-Focus PF-1000 zainstalownym w IFPiLM w Warszawie.

Poprzednio wspomniano już, że określenie konfiguracji pola magnetycznego, a tym samym gęstości prądu - w tokamakach, jest jednym z kluczowych zagadnień, z jakim borykaja sie badania nad kontrolowana synteza (fuzja) jadrowa. Wynika to z faktu, iż możliwość monitorowania profilu gęstości prądu pozwala na kontrolę czasu utrzymania plazmy i charakteru wyładowania, oraz stwarza możliwość eliminowania niestabilności zaburzających procesy syntezy jądrowej. Charakterystyczny parametr q, który jest wyznaczany za pomocą diagnostyki MSE (Motional Stark Effect), jest jednym z podstawowych parametrów charakteryzujących stabilne działanie tokamaków. Parametr q określa po ilu toroidalnych okrażeniach linia sił pola magnetycznego wróci do początkowej wartości kąta poloidalnego. Wyładowania, w czasie których wpółczynnik q na granicy plazmy osiąga wartości mniejsze od 2, są z reguły bardzo niestabilne, a powstała plazma gwałtownie rozpada się, oddając całą energię w kierunku ścianek tokamaka. Dlatego też usilnie dąży się do ustalenia optymalnego scenariusza wyładowania, które pozwoliłoby osiągnąć jak największą wydajność energetyczną i dobrą stabilność plazmy, tj. długi czas jej utrzymywania (confinement time). Warto również zaznaczyć, że pomiary wykonywane za pomocą techniki MSE są (obok polarymetrii i interferometrii/polarymetrii opartej na wyznaczaniu kierunku pola magnetycznego na podstawie efektu Faradaya) jednymi z kluczowych źródeł informacji. Dostarczają one dane wejściowe do kodów rekonstruujących układ powierzchni magnetycznych (w tym ostatniej zamkniętej powierzchni magnetycznej), profil rozkładu gestości prądu, a także wartości parametru q w badanych tokamakach.

Ze względu na ważną rolę omawianych problemów, autorka w czasie pobytów naukowych w kilku zagranicznych ośrodkach naukowych, skoncentrowała się na skonstruowaniu, zainstalowaniu i uruchomieniu nowego rodzaju diagnostyki optycznej, pozwalającej na śledzenie zmian profilu-q, a następnie na opracowaniu pierwszych wyników eksperymentalnych uzyskanych przy użyciu tej diagnostyki. *Metoda ilorazowa*, zapoczątkowana przez autorkę w sposobie detekcji i analizy danych, jest jedyną metodą, pozwalającą na wyznaczenie kierunku pola magnetycznego (a tym samym profilu gęstości prądu) w rdzeniu plazmy na podstawie pomiarów stosunku całkowitego natężenia składowej π do σ dla linii Balmer- α [17, 18], w tak wysokiej temperaturze plazmy. Metoda ta w okresie jej opracowywania i wdrażania stanowiła nowe podejście do rozwiązania problemu diagnozowania struktury pola magnetycznego w zamkniętych pułapkach magnetycznych typu tokamak, w późniejszym czasie tego typu diagnostyka zinstalowana została również na tokamaku DIII-D [64, 65].

Nasępnie autorka pracy skupiła się na badaniu wpływu zaburzeń typu ELM na sygnał mierzony przez diagnostykę MSE, a w rezultacie - na określany profil-q[16]. Zaburzenia omawianego typu zaobserwowano w postaci silnych periodycznych zakłóceń sygnału przy rejestrowaniu danych mierzonych za pomocą polarymetru w tokamaku JET, Culham. Należy tu dodać, że polarymetria jest znaną i powszechnie wykorzystywaną metodą wykorzystywaną do określania profilu gęstości prądu w wyładowaniach plazmowych [4, 29, 30]. Znajduje ona zastosowanie w wielu tokamakach na całym świecie [66, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76], w tym także na tokamaku JET [77, 78, 79].

Badania spektroskopowe, przeprowadzone W plazmie deuterowej ukła-W dzie PF-1000, miały za zadanie określenie podstawowych parametrów plazmy, takich jak koncentracja i temperatura elektronowa. W trakcie przeprowadzonych eksperymentów zaobserwowano niestandardowy kształt linii serii Balmera, który manifestował się dodatkowym, znacznym poszerzeniem na skrzydłach centralnego piku [19]. Istnieje podejrzenie, iż centralne maksimum zarejestrowanych linii podlega poszerzeniu Starka, a szerokie maksima występujące na skrzydłach linii mogą pochodzić ze zderzeń wysokoenergetycznych jonów z neutralnymi atomami. Zjawisko przesunięcia Dopplera wykorzystane zostało do oszacowania przez autorkę prędkości, a następnie na ich podstawie energii deuterowych wiązek jonowych.

Na podstawie analizy wspomnianych wyżej badań spektroskopowych, autorka niniejszej pracy sformułowała następującą tezę:

Wyniki spektroskopowe uzyskane na urządzeniach typu tokamak (TE-XTOR, JET) oraz Plasma-Focus (PF-1000) pozwalają na stwierdzenie, iż emisyjna spektroskopia optyczna umożliwia uzyskanie istotnych informacji o zachowaniu gorącej plazmy w różnego typu układach, ale interpretacja rejestrowanych linii spektroskopowych musi uwzględniać specyfikę badanych wyładowań i rolę różnego rodzaju efektów fizycznych. W celu udowodnienia powyższej tezy autorka podjęła dalsze prace badawcze, które obejmowały dwa etapy:

- * Analizę wyników eksperymentalnych otrzymanych w wyniku pomiarów wykonanych z udziałem autorki w tokamakach TEXTOR (Jülich) i JET (Culham),
- * Przeprowadzenie nowych pomiarów spektroskopowych w dużym układzie PF-1000 eksploatowanym w IFPiLM, oraz opracowanie ich wyników.

Rozdział 2

Wybrane zagadnienia emisyjnej spektroskopii plazmy

2.1. Plazma w stanie równowagi termodynamicznej

W plazmie znajdującej się w równowadze termodynamicznej (*plazmie zrównoważo-nej*) wystąpieniu jakiegokolwiek procesu towarzyszy wystąpienie procesu odwrotnego. Jednocześnie układ składający się z atomów, jonów, elektronów i promieniowania charakteryzuje się taką samą temperaturą. Stan tego typu plazmy określony jest przez cztery prawa [80, 81, 82, 83, 84, 85]:

- * ROZKŁAD MAXWELLA, który dotyczy prędkości cząstek,
- * ROZKŁAD BOLTZMANNA, który związany jest z energią wewnętrzną cząstek,
- * PRAWO SAHY-EGGERTA, które obrazuje stopień jonizacji w plazmie,
- * ROZKŁAD PLANCKA, który opisuje koncentrację energii promieniowania w plazmie.

2.1.1. Rozkład Maxwella

Jak już zostało wcześniej wspomniane, rozkład Maxwella opisuje, stały w czasie, aczkolwiek zależny od temperatury (T), rozkład prędkości każdego typu cząstek [80, 81, 83]:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^2 exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$$
(2.1)

gdzie:

v - prędkość cząsteczki gazu,

- m masa cząsteczki gazu,
- k stała Boltzmanna ($k = 1.38054 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$).

Zgodnie z zależnością prawa Maxwella (2.1) wszystkie rodzaje cząstek w plazmie równowagowej będą poruszały się ze średnią prędkością \bar{v} (różną w zależności od masy) oraz obdarzone będą średnią energię kinetyczną (\bar{E}):

$$\bar{E} = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3}{2}kT$$
(2.2)

w związku z tym nazywa się ją plazmą izotermiczną.

2.1.2. Rozkład Boltzmanna

Rozkład Boltzmanna opisuje populację atomów wzbudzonych do poziomu i o energii E_i :

$$\frac{n_i}{n} = \frac{g_i exp\left(-\frac{E_i}{k_B t}\right)}{U(T)} \tag{2.3}$$

gdzie:

n - liczba atomów w cm³ objętości plazmy,

 n_i - liczba atomów znajdujących się w stanie wzbudzonym i,

 g_i - waga statystyczna stanui,gdzie $g_i=2J_i+1,$ aJjest wypadkowym momentem orbitalnym,

 E_i - energia stanu i,

 k_B - stała Boltzmanna ($k_B = 1.38054 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$),

T - temperatura,

U(T) - funkcja podziału $U(T) = \sum_{i} g_{i} exp\left(\frac{E_{k} - E_{i}}{k_{B}T}\right).$

Sumowanie powinno być wykonane po wszystkich poziomach.

Dla dwóch poziomów energetycznych (k, i) [81, 82, 83, 84]:

$$\frac{n_k}{n_i} = \frac{g_k}{g_i} exp\left(-\frac{E_k - E_i}{k_B t}\right) \tag{2.4}$$

gdzie:

 $n_k,\,n_i$ - liczba atomów znajdujących się w stanie górnym ki dolnym i,

 g_k, g_i - wagi statystyczne stanu górnego (k) i dolnego (i),

 E_k, E_i - energie stanu górnego (k) i dolnego (i),

 k_B - stała Boltzmanna,

 ${\cal T}$ - temperatura.

Zgodnie z rozkładem Boltzmanna ze wzrostem temperatury obsadzane są coraz to wyższe stany energetyczne.

2.1.3. Prawo Sahy-Eggerta

Prawo Sahy-Eggerta opisuje stopień jonizacji plazmy w funkcji temperatury, koncentracji i energii jonizacji atomów:

$$n_e \frac{n_z}{n_{z-1}} = 2\left(\frac{U_z(T)}{U_{z-1}(T)}\right) \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{h^3} exp\left(-\frac{\chi_{z-1} - \Delta\chi_{z-1}}{k_B T}\right)$$
(2.5)

gdzie:

 n_e - koncentracja elektrowa (liczba elektronów w cm³),

 n_z - koncentracja jonów w stanie jonizacyjnym $z,\,$

 n_{z-1} - koncentracja jonów w stanie jonizacyjnym z-1,

 $U_z(T), U_{z-1}(T)$ - funkcje podziału związane z dwoma stanami jonizacyjnymi,

 χ_{z-1} - energia jonizacji dla wyizolowanego układu,

 $\Delta \chi_{z-1}$ - korekcja energii jonizacji ze względu na oddziaływania,

 m_e - masa elektronu ($m_e = 9,109\ 382 \cdot 10^{-31}$ kg),

h - stała Plancka ($h = 6,626\ 068\ \cdot\ 10^{-34}\ \text{J}\cdot\text{s}$),

T - temperatura gazu.

Równanie to stosuje się dla słabo zjonizowanej plazmy, w której ekranowanie ładunków elektronów i jonów jest zaniedbywanie małe. W przypadku wysokiej koncentracji człon po prawej stronie Równania 2.5 zależy od koncentracji. Oddziaływanie jonu z polem Coulomba jonów i elektronów powoduje obniżenie energii jonizacji obydwóch stanów (z) oraz (z-1). Szczegółowe obliczenia obniżenia energii jonizacji ($\Delta \chi_{z-1}$) zawarte są w [83].

2.1.4. Rozkład Plancka

Gęstość promieniowania plazmy zrównoważonej wyraża się wzorem Plancka [80, 81, 82, 83, 84]:

$$\rho = \frac{8\pi}{c^3} h\nu^3 \left[exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}$$
(2.6)

Położenie maksimum w rozkładzie widmowym gęstości promieniowania w zależności od temperatury opisuje prawo Wiena [82, 84]:

$$\lambda_{max}kT = 249.7 \text{ [nm eV]} \tag{2.7}$$

Plazma wytwarzana w warunkach laboratoryjnych nie spełnia założeń równowagi termodynamicznej, z reguły opisywana jest przez LOKALNĄ RÓWNOWAGĘ TERMODYNAMICZNĄ (LRT), gdzie wszystkie rozkłady poza rozkładem energii wewnętrznej Plancka są spełnione. Spełnienie warunków lokalnej równowagi termodynamicznej, ogranicza kryterium [86]:

$$n_e^{kr} \ge 1, 6 \cdot 10^{12} T_e^{1/2} (\Delta E)^3$$
 (2.8)

gdzie:

 n_e^{kr} - limit koncentracji elektronowej [cm⁻³],

 T_e - temperatura elektronowa [K],

 ΔE - największa przerwa energetyczna w układzie poziomów energetycznych dla atomu bądź jonu [eV].

Temperatura elektronowa wyznaczona z wykresu Boltzmanna na podstawie linii ArII dla różnych wyładowań zwierała się w granicach $3,48\cdot10^4$ - $5,22\cdot10^4$ K (Paragraf 4.3.3), co odpowiada limitowi koncentracji elektronowej w przedziale $7,25\cdot10^{15}$ - $5,92\cdot10^{15}$ [cm⁻³].

W przypadku wyładowań dla których, w tej pracy, określana była efektywna koncentracja elektonowa (n_e) (Paragraf 4.3.2) analzowane widma nie zawierały informacji na temat wielkości, które pozwoliłyby na określenie temperatury elektronowej.

2.2. Mechanizmy poszerzenia linii spektralnych

Spektroskopia oparta jest na uśrednionym w czasie pomiarze promieniowania emitowanego z pewnej objętości plazmy. Kształt linii widmowej jest wypadkową świecenia wielu wzbudzonych emiterów poddanych różnego rodzaju oddziaływaniom. W związku z szeroką gamą procesów jakie zachodzą w plazmie oraz z samą budową atomu jest kilka mechanizmów, które wpływają na szerokość emitowanych linii spektralnych [29, 83, 84, 87, 88, 89, 90, 91, 92, 93]:

- * naturalna szerokość linii,
- * poszerzenie rezonansowe,
- * poszerzenie Van der Waalsa,
- * poszerzenie Dopplera,
- * rozszczepienie i poszerzenie Starka,
- * rozszczepienie i poszerzenie Zeemana,
- * poszerzenie aparaturowe.

W wyniku zachodzących w plazmie procesów może również dojść do zniekształcenia i poszerzenia emitowanej linii w wyniku samoabsorpcji.

Szerokość linii wyrażona jest jako pełna szerokość mierzona w połowie wysokości linii (FWHM - Full Width At Half Maximum).

2.2.1. Naturalna szerokość linii

Szerokość każdego z poziomów energetycznych (ΔE) nie jest ściśle określona i związana jest ze skończonym czasem życia poziomu energetycznego emitera $\Delta \tau_E$. Wynika ona z zasady nieoznaczoności Heisenberga ($\Delta E \Delta \tau \ge \hbar/2$), gdzie ($\hbar = h/2\pi$) wyrażona jest przez stałą Plancka ($h = 1,054 \cdot 10^{-34}$ J·s), a czas życia τ wyrażony jest przez sumę odwrotności współczynników Einsteina dla emisji spontanicznej.

Pełna szerokość połówkowa linii widmowej $(\Delta \omega_{1/2}^N)$ dla przejścia pomiędzy poziomami k i i wynosi:

$$\Delta\omega_{1/2}^N = \tau_k^{-1} + \tau_i^{-1} \tag{2.9}$$

gdzie τ_k i τ_i - czasy życia kombinujących poziomów k i i.

Naturalna szerokość linii jest zwykle zanied
bywalna i wynosi około 10^{-4} nm. Kształt emitowanej linii opisuje profil
 Lorentza.

2.2.2. Poszerzenie rezonansowe

Poszerzenie rezonansowe dotyczy przejść, dla których z górnego bądź dolnego poziomu dozwolone jest dipolowe przejście do postawowego, bądź też metastabilnego stanu emitera. Pełna szerokość połówkowa (*FWHM*) opisana jest zależnością:

$$\Delta \lambda_R \simeq 1,23 \cdot 10^{-6} \left(\frac{g_i}{g_k}\right)^{\frac{1}{2}} \lambda^2 \lambda_R f_R n_i \tag{2.10}$$

gdzie:

 g_i, g_k - wagi statystyczne poziomu podstawowego i dolnego,

 λ - długość fali obserwowanej linii,

 λ_R - długość fali rezonansowej linii z poziomu R, (gdzie poziom R jest górnym bądź dolnym poziomem obserwowanego przejścia, jednocześnie będący górnym poziomem przejścia rezonansowego do stanu podstawowego),

 f_R - moc oscylatora linii rezonansowej z poziomu R,

 n_i - w tym przypadku gęstość cząstek w stanie podstawowym, będących tego samego rodzaju co emiter.

Współczynnik liczbowy wyrażony jest w nm.

2.2.3. Poszerzenie Van der Waalsa

Poszerzenie Van der Waalsa zachodzi podczas oddziaływania dipola wzbudzonego atomu z dipolem indukowanym w neutralnym atomie przebywającym w stanie podstawowym o koncentracji n_i . Jest to odziaływanie krótkiego zasięgu (potencjał typu C/r^6) i może zachodzić pomiędzy emiterem i atomem tego samego rodzaju bądź też atomem innego pierwiastka.

2.2.4. Poszerzenie Dopplera

Promieniowanie emitowane przez poruszjący się emiter charakteryzuje się poszerzeniem dopplerowskim. Nawet w przypadku braku prędkości skierowanej atomy poruszają się w różnych kierunkach ze względu na prędkości termiczne. Wraz ze wzrostem temperatury wzrasta poszerzenie emitowanej linii.

Pełna szerokość połówkowa (*FWHM* - *Full Width at Half Maximum*) profilu linii poszerzonej w wyniku efektu Dopplera ($\Delta \lambda_d$), przy założeniu rozkładu Maxwella dla prędkości emiterów w temperaturze (*T* [K]), wyrażona jest zależnością:

$$\Delta \lambda_d = 7, 2 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda_0 \cdot \left(\frac{T}{M}\right) \tag{2.11}$$

gdzie:

M - masa emitera wyrażona w jednostkach masy atomowej,

 λ_0 - długość fali w Å.

Kształt emitowanej linii opisuje krzywa Gaussa.

2.2.5. Rozszczepienie i poszerzenie Starka

Rozszczepienie Starka związane jest z wpływem pola elektrycznego na charakter emitowanego promieniowania. Kiedy przejście ze stanu wzbudzonego zachodzi w obecności jednorodnego zewnętrzenego pola elektrycznego poziomy energetyczne ulegają rozszczepieniu i zamiast pojedynczej linii emitowana jest seria linii. W przypadku atomu, izotopów wodoru i jonów wodoropodobnych zachodzi LINIOWY EFEKT STARKA (efekt pierwszego rzędu) ($\Delta E \sim E_l$ - gdzie E_l - natężenie pola elektrycznego). Prowadzi on do rozszczepienia i symetrycznego przesunięcia poziomów energetycznych ze średnim większym przesunięciem w przypadku składowych π (spolaryzowanych równolegle do pola elektrycznego) niż składowych σ (spolaryzowanych prostopadle do pola elektrycznego). Poziomy energetyczne ulegają rozszczepieniu na 2n - 1 podpozionów symetrycznie wokół położenia linii niezaburzonej, a ich przesunięcie jest proporcjonalne do pola elektrycznego. Wynika to z faktu, iż dla danej liczby kwantowej n elektryczny moment dipolowy pomiędzy zdegenerowanymi podpoziomami (o różnej wartości l) przyjmuje wartości różne od zera.

W przypadku pozostałych atomów rozsunięcie poziomów energetycznych w wyniku efektu Starka zależne jest od kwadratu pola elektrycznego ($\Delta E \sim E_l^2$) - KWA-DRATOWY EFEKT STARKA. Należałoby również wspomnieć, iż liniowy efekt Starka prowadzi do symetrycznego poszerzenia emitowanej linii nie powodując przesunięcia centralnej linii i dotyczy atomu, izotopów wodoru oraz jonów wodoropodobnych, natomiast w przypadku kwadratowego efektu Starka linia zostaje zarówno przesunięta jak i poszerzona.

Poszerzenie Starka zachodzi w ośrodku o dużej koncentracji emiterów. Ponieważ pole elektryczne odczuwane przez poszczególne wzbudzone atomy nie jest stałe, a ma pewien rozkład widmo ulega rozmyciu.

Podczas eksperymentów przeprowadzonych w tokamaku TEXTOR, JET i na urządzeniu PF-1000, gazem roboczym był wodór (TEXTOR) bądź też deuter (JET, PF-1000) w związku z tym decydujący wpływ na szerokość mierzonych linii (H_{α} , D_{α} , D_{β} , D_{γ}) miał liniowy efekt Starka.

W przypadku eksperymentów przeprowadzonych na urządzeniach typu



Rysunek 2.1: Rozszczepienie linii Balmer- α (H_{α}) w polu elektrycznym. Układ poziomów energetycznych z zaznaczonymi dozwolonymi przejściami.

tokamak rozszczepienie linii wynikało z faktu odczuwania, przez emiter poruszający się z dużą prędkością ($\vec{v}_b \sim 3 \cdot 10^6 \text{ m/s}$) w polu magnetycznym ($\vec{B} \sim 2 \text{ T}$), zewnętrznego pola elektrycznego \vec{E}_L ($\vec{E}_L = \vec{v}_b \times \vec{B}$). Koncentracja elektronowa w urządzeniach typu tokamak wynosi około 10^{13} cm^{-3} co wyklucza poszerzenie Starka związane ze znaczną koncentracją emiterów. Teoretyczne obliczenia badające wpływ pola magnetycznego o wartości kilku tesli na emisję D_{α} przy jednoczesnej obecności pola elektrycznego rzędu kilku MV/m dowiodły brak wpływu pola magnetycznego na wyniki pomiarów [94]. Kwadratowy efekt Starka zaczyna przeważać nad liniowym w polach elektrycznych rzędu 50MV/m (wartości takie nie są osiągane w obecnie działających urządzeniach tokamak).

Głównym mechanizmem poszerzenia linii serii Balmera $(D_{\alpha}, D_{\beta}, H_{\gamma})$ mierzonych na urządzeniu Plasma-Focus był również efekt Starka. W tym przypadku wynikał on jednak z oddziaływania emitera z elektronami i jonami o wysokiej koncentracji (10¹⁶ cm⁻³).

Linia H_{α} na podstawie której zaprezentowane zostaną metody wyznaczania pola magnetycznego, wynika z przejść pomiędzy poziomem energetycznym $n_k = 3$ i $n_i = 2$.

W obecności pola elektrycznego poziomy te ulegają rozszczepieniu na (2n - 1) podpoziomów (5 i 3 odpowiednio dla $n_k = 3$ i $n_i = 2$). W związku z tym zamiast jednej linii emitowanych jest 15 (Rys. 2.1), z których 9 ma wystarczająco wysokie natężenie, aby być obserwowanymi w czasie eksperymentu. Centralne 3 linie spolaryzowane są prostopadle do pola elektrycznego \vec{E} (składowe σ). Kolejne trzy linie po prawej i lewej stronie od składowych σ spolaryzowane są równolegle do pola elektrycznego \vec{E} (składowe π). Charakter emitowanego światła zależy od kierunku obserwacji. Przy obserwacji promieniowania prostopadle do pola elektrycznego (\vec{E}) obserwowane są dwie składowe spolaryzowanego światła:

- * składowe π , które spolaryzowane są liniowo, równolegle do kierunku pola elektrycznego (\vec{E}) i odpowiadają przejściom, dla których orbitalna liczba kwantowa (m_l) nie ulega zmianie $\Delta m_l = 0$,
- * oraz składowe σ , które spolaryzowane są liniowo, prostopadle do kierunku pola elektrycznego (\vec{E}) i odpowiadają przejściom dla których orbitalna liczba kwantowa (m_l) przyjmuje dwie dozwolone wartości $\Delta m_l = \pm 1$.

W przypadku obserwacji w kierunku równoległym do kierunku pola elektrycznego (\vec{E}) :

- $^*\,$ składowe π emitowanego światła nie są obserwowalne,
- *składowe σ spolaryzowane są kołowo w przeciwnych kierunkach.

Jako że większość wyników opisanych w tej pracy dotyczy linii widmowych atomu wodoru (bądź też jego izotopów) w polu elektrycznym, w paragrafie tym autorka skupiła się na zaprezentowaniu wiadomości dotyczących liniowego efektu Starka pomijając informacje dotyczące kwadratowego efektu Starka [93, 95].

Poszerzenie Starka w odróżnieniu od rozszczepienia Starkowskiego wynika z niejednorodności pola elektrycznego wywołującego rozmycie mierzonego widma.

2.2.6. Rozszczepienie i poszerzenie Zeemana

Rozszczepienie Zeemana wynika z usunięcia degeneracji poziomów energetycznych przez pole magnetyczne. Podobnie jak w przypadku liniowego efektu Starka normalne zjawisko Zeemana prowadzi do rozszczepienia poziomów energetycznych, emisji dodatkowych linii symetrycznie wokół poziomu niezaburzonego. Poziomy energetyczne przesunięte są proporcjonalne do pola magnetycznego. Anomalne zjawisko Zeemana prowadzi do rozszczepienia poziomów energetycznych z jednoczesnym symetrycznym przesunięciem poziomów różniącym się wartością dla poziomu górnego i dolnego oraz emisji większej liczby linii widmowych.

Poszerzenie Zeemana związane jest z emisją w niejednorodnym polu magnetycznym.

2.2.7. Poszerzenie aparaturowe

Poszerzenie aparaturowe przyrządu zwykle wyznaczane jest na podstawie widma niskociśnieniowych lamp i ma kształt zbliżony do Gaussa. W przypadku eksperymentu przeprowadzonego na urządzeniu PF-1000 poszerzenie aparaturowe określone zostało na podstawie emisji niskociśnieniowej lampy ArHg.

2.2.8. Samoabsorpcja

Efekt absorpcji odgrywa ważną rolę w przypadku optycznie gęstej plazmy.

Efekt samoabsorpcji związany jest z ze skończoną grubością optyczną plazmy. Jeżeli grubość optyczna plazmy (l) jest znacznie mniejsza od 1 ($k_{\lambda}l \ll 1$, gdzie k_{λ} jest współczynnikiem absorpcji), absorpcja jest bardzo mała. W przypadku, kiedy $k_{\lambda}l \gg 1$ linia traci kształt (maksimum linii płaszczy się), a natężenie emitowanej linii osiąga natężenie ciała doskonale czarnego o temperaturze T. W pierwszej kolejności zaburzenie linii dotyka centralnej części linii ponieważ k_{λ} posiada tam najwyższą wartość.

W plazmie niejednorodnej może dojść do odwrócenia maksimum linii [84, 96] wyniku promieniowania plazmy absorpcji przez zewnętrzne warstwy W charakteryzujące się niższą temperaturą. Tego typu efekt obserwowany był bardzo często W przypadku emisji linii D_{α} mierzonej w czasie eksperymentów przeprowadzonych na urządzeniu PF-1000 (Rys. 2.2).

2.2.9. Profil linii

Mierzony profil jest wynikiem splotu emitowanej linii z szerokością aparaturową. Wpływ różnych mechanizmów na kształt linii spektralnych powinien znaleźć swoje



Rysunek 2.2: Linia D_{α} mierzona w czasie eksperymentu przeprowadzonego na urządzeniu *PF-1000.*

odbicie w procesie analizy danych poprzez uwzględnienie splotu profili wynikających z różnych mechanizmów zaburzających naturalną szerokość linii.

Wynikiem splotu dwóch linii o profilu Lorentza $(\Delta \lambda_{L1}, \Delta \lambda_{L2})$ jest linia o profilu Lorentza $(\Delta \lambda_L)$:

$$\Delta \lambda_L = \Delta \lambda_{L1} + \Delta \lambda_{L2} \tag{2.12}$$

Wynikiem splotu dwóch linii o profilu Gaussa $(\Delta \lambda_{G1}, \Delta \lambda_{G2})$ jest linia o profilu Gaussa $(\Delta \lambda_G)$:

$$\Delta\lambda_G = \Delta\lambda_{G1} + \Delta\lambda_{G2} \tag{2.13}$$

Wynikiem splotu linii o kształcie Lorenza i Gaussa jest profil Voighta ($\Delta \lambda_V$) [97]:

$$\Delta \lambda_V \approx \left[\left(\frac{\Delta \lambda_L}{2} \right)^2 + \Delta \lambda_G^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \frac{\Delta \lambda_L}{2}$$
(2.14)

W odniesieniu do pomiarów przeprowadzonych w tokamaku TEXTOR i JET najistotniejszym mechanizmem poszerzenia linii spektralnych był efekt Starka. Teoretyczne obliczenia przeprowadzone dla wartości pola magnetycznego równego 3 T przy polu elektrycznym wzrastającym od 0 do 8,33 MV/m dowiodły, że zjawisko Zeemana nie pełniło istotnej roli w poszerzeniu badanych linii [94]. Standardowo w czasie wyładowań w tokamaku TEXTOR i JET pole elektryczne Lorentza osiąga wartości rzędu 6-9 MV/m, B ~ 2 T, $v_b \sim 3 \cdot 10^6$ m/s).

W przypadku pomiarów wykonanych na urządzeniu Plasma-Focus PF-1000 i opisanych w niniejszej pracy zasadnicznym mechanizmem prowadzącym do poszerzenia mierzonych linii deuteru serii Balmera było poszerzenie Starka i przesunięcie Dopplera, aczkolwiek w analizie danych wzięta została również pod uwagę szerokość aparaturowa przyrządu. Szerokość połówkowa ($\Delta \lambda_d$) emitowanych linii pod wpływem efektu Dopplera była o 2 rzędy mniejsza od szerokości połówkowej wynikającej z poszerzenia Starka ($\Delta \lambda_S$) w związku z czym wpływ poszerzenia Dopplera na wyznaczane parametry plazmy został zaniedbany.

2.3. Metody wyznaczania parametrów plazmy

Plasma-Focus jest urządzeniem, które produkuje strumienie plazmy o wysokiej koncentracji i energii. Oddziaływanie tego typu strumieni z powierzchnią materiałów będących jedyną alternatywą w budowie elementów konstrukcyjnych przyszłej testowej wersji reaktora termojądrowego ITER stanowi jeden ze sposobów diagnozowania warunków na granicy plazmy i próbki materiału [61, 62]. W tej pracy spektroskopia optyczna zastosowana została w celu oszacowania parametrów plazmy i deuterowych wiązek jonowych powstałych w czasie wyładowań. W wyniku przeprowadzonych badań określona została temperatura elektronowa (T_e) , efektywna koncentracja elektronowa mierzona wzdłuż kierunku obserwacji (n_e) , prędkość wiązek wysokoenergetycznych jonów deuteru oraz ich energia.

2.3.1. Szacowanie temperatury elektronowej (T_e)

Temperatura elektronowa (T_e) wyznaczona została przy założeniu równowagi termodynamicznej, w której rozkład prędkości elektronów, obsadzenie poziomów energetycznych i kolejnych stanów jonizacyjnych zależą od temperatury (T). Przy założeniu maxwellowskiego rozkładu prędkości cząstek (Równanie 2.1) [81] oraz wykorzystaniu równania Sahy-Eggerta (Równanie 2.5) na względną gęstość cząstek po przekształceniach wzoru 2.5 uzyskuje się równanie na stosunek natężeń dwóch linii tego samego atomu/jonu:

$$\frac{I_2}{I_1} = \left(\frac{\lambda_1 g_2 A_2}{\lambda_2 g_1 A_1}\right) exp\left[\frac{-(E_2 - E_1)}{kT}\right]$$
(2.15)

Temperatura elektronowa wyznaczona została również z Równania 2.16 po podstawieniu tablicowych wartości w postaci wagi statystycznej (g = 2J+1), prawdopodobieństwa przejść (A), długości fali (λ) oraz natężenia linii ze zmierzonego widma I:

$$kT = ln \frac{I_1}{I_2} \frac{\lambda_2 g_1 A_1}{\lambda_1 g_2 A_2}$$
(2.16)

Wyznaczenie temperatury wzbudzenia przy założeniu boltzmannowskiego rozkładu obsadzeń poziomów elektronowych wykonane zostało w czasie wyładowań, gdzie gazem roboczym była mieszanka deuteru i argonu. Temperaturę elektronową (T_e) wyznaczono na podstawie zależności:

$$I_{ki} = h \frac{e^2 N_0 g_k f_{ki}}{2\lambda^3 U(T)\epsilon_0 m_e} e^{\frac{E_k}{kT_e}}$$
(2.17)

Znając natężenia kilku linii argonu o takim samym stopniu jonizacji, aczkolwiek różnych wartościach energii górnego poziomu energetycznego (E_k) , określona została liniowa

zależność (y=ax+b)gdzi
e $y=log(I\lambda 3/gf),\,x=E_i$, natomiast nachylenie krzywej jest odwrotnie proporcjonalne do temperatury
 a=-1/T.

2.3.2. Określanie koncentracji elektronowej (n_e)

Przedmiotem badań w tej pracy była emisja serii Balmera atomów deuteru. Do określenia koncentracji elektronowej n_e niezbędna była informacja na temat pełnych szerokości połówkowych emitowanych linii.

Profil rejestrowanej linii stanowi splot profilu emitowanego z profilem aparaturowym. Z uwagi na warunki eksperymentalne i przeprowadzone obliczenia zarejestrowany profil jest wypadkową profilu aparaturowego oraz profilu emitowanego zdominowanego przez poszerzenie starkowskie (poszerzenie dopplerowskie, zgodnie z przeprowadzonymi obliczeniami, jest o dwa rzędy mniejsze).

Koncentracja elektronowa wyznaczona została na podstawie poszerzenia Starka ($\Delta \lambda_S$, $[\mathring{A}]$) przy uwzględnieniu współczynnika $\alpha_{\frac{1}{2}}$ [87, 98]:

$$\Delta \lambda = 2, 5 \cdot 10^{-9} \alpha_{\frac{1}{2}} n_e^{\frac{2}{3}} \tag{2.18}$$

Rozdział 3

Wyznaczanie struktury pola magnetycznego w tokamakach

3.1. Przegląd badań eksperymentalnych związanych z diagnostyką Motional Stark Effect (MSE)

Określenie konfiguracji pola magnetycznego, a tym samym gęstości prądu, w tokamakach jest jednym z kluczowych problemów, z jakimi boryka się fuzja wysokotemperaturowa. Wynika to z faktu, iż możliwość kontroli profilu gęstości prądu pozwala na znaczną kontrolę długości i charakteru wyładowania oraz na wyeliminowanie niestabilności zaburzających sam proces. Współczynnik qwyznaczany przy pomocy diagnostyki MSE jest jednym z podstawowych parametrów stabilnego działania tokamaków, a diagnostyka jednym z podstawowych narzędzi pozwalających na monitorowanie zmian tego współczynnika.

Do określania gęstości prądu w tokamakach wykorzystywane są trzy rodzaje diagnostyk: polarymetria - oparta na systemie fotoelastycznych modulatorów [66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 74, 75, 99], polarymetria/interferometria - oparta na zjawisku Faradaya [100, 101] oraz metoda ilorazowa - oparta na wyznaczaniu gęstości prądu ze stosunku całkowitego natężenia składowej π i σ linii Balmer- α [17, 18, 64, 65].

3.1.1. Polarymetria

Polarymetria oparta na systemie fotoelastycnych modulatorów jest znaną i powszechnie stosowaną metodą określania profilu gęstości prądu [66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 74, 75]. Opiera się na wyznaczaniu kierunku pola magnetycznego z kąta polaryzacji (kąta pomędzy osią-Z tokamaka i wektorem pola elektrycznego) jednej ze składowych linii H_{α} (bądź też D_{α}). Diagnostyka ta zostanie szczegółowo opisana w Paragrafie 3.5.2.

3.1.2. Polarymetria/Interferometria

Metoda ta oparta jest na pomiarze przesunięcia fazy wiązki przedmiotowej (przechodzącej przez plazmę) w stosunku do wiązki odniesienia oraz kąta polaryzacji wyznaczanego na podstawie skręcenia płaszczyzny polaryzacji pod wpływem pola magnetycznego (efekt Faradaya) [100, 101]. Na podstawie przesunięcia fazy określana jest gęstość elektronowa. Znajomość kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji i gęstości elektronowej pozwala na określenie składowej pola magnetycznego równoległej do wiązki.

Pomiar stanowi uśrednienie wzdłuż kierunku obserwacji i z reguły przecina plazmę w pionowej płaszczyźnie.

3.1.3. Metoda ilorazowa

Metoda ilorazowa jest sposobem nowego podejścia do rozwiązania problemu diagnozowania struktury pola magnetycznego w obszarze wysokich temperatur. Prowadzi ona do wyznaczania kierunku pola magnetycznego ze stosunku całkowitego natężenia składowej π do σ z emisji rozszczepionej starkowsko linii Balmer- α . Pierwsza tego typu diagnostyka została zainstalowana przez autorkę tej pracy na tokamaku TEXTOR [17, 18], a następnie układ oparty na tej samej idei pojawił się na tokamaku DIII-D [64, 65].

Innowacyjność techniki ma bardzo duże znaczenie ze względu na wykluczenie wpływu zjawiska Faradaya na wyniki pomiarów. W związku z tym stanowi ona jedno z konkurencyjnych dla polarymetrii rozwiązań przy konstrukcji diagnostyki MSE dla tokamaka ITER [102, 103]. Przewaga metody ilorazowej nad polarymetrią jest dosyć poważna w przypadku metody ilorazowej pomiar nie jest oparty na detekcji polaryzacji światła. Światło wpadające do polarymetru musi przebyć długą drogę optyczną (kierowane do polarymetru przez kilka zwierciadeł), a przewidywany zgodnie z teoretycznymi obliczeniami duży strumień neutronów doprowadzić może do zmiany właściwości, bądź niszczenia powierzchni zwierciadeł powodując zmianę współczynnika odbicia dla spolaryzowanego światła [104].
Metoda ilorazowa ma wiele zalet m.in.:

- * system jest niezależny od zmian pola magnetycznego (efekt Faradaya nie wpływa na wyniki pomiarów), ze względu na fakt, iż wartości q wyznaczane są na podstawie stosunku całkowitego natężenia składowej π do całkowitego natężenia składowej σ , a nie na podstawie kąta polaryzacji pojedynczej linii. Szeroki przedział długości fal, w którym wykonywany jest pomiar nie jest czuły na zmiany pola magnetycznego.
- * system nie jest zależny od fluktuacji energii wstrzykiwanej neutralnej wiązki (czyli prędkości atomów, która ma bezpośredni związek z przesunięciem Dopplera emitowanego promieniowania),
- * mierzone widmo zawiera emisję z krawędzi plazmy oraz 3 składowe starkowskich linii (wynikających z różnic prędkości atomów NBI). Dzięki temu dostarcza ono dodatkową informację w postaci wartości przesunięcia Dopplera. Wartość przesunięcia Dopplera służy do kalibracji radialnej pozycji pomiaru,
- * pomiar poszerzenia Starka pozwala na obliczenie natężenia pola magnetycznego (przy założeniu, że składowa poloidalna pola magnetycznego równa jest zeru),
- * przy wykorzystaniu emisji dwóch składowych energetycznych teoretycznie możliwe jest również określenie składowej radialnej pola elektrycznego (E_R) . W praktyce jednak zadanie to jest bardzo trudne do wykonania ze względu na osłabienie (*atenuację*) neutralnej wiązki. Należałoby zaznaczyć dodatkowo, że w przypadku typowych wyładowań w tokamaku TEXTOR spodziewana wartość składowej radialnej pola elektrycznego (E_R) stanowi 1% składowej Lorentza pola elektrycznego (E_L) .

Wyniki pomiarów diagnostyki MSE są podstawą, bądź też uzupełnieniem badań prowadzonych w wielu kierunkach. Przede wszystkim stanowią źródło informacji na temat przebiegu profilu gęstości prądu i profilu-q, który jest bezpośrednio związany ze stabilnością wyładowań. Kontrola i aktywna modyfikacja profilu gęstości prądu pozwala na uzyskanie zaawansowanych scenariuszów wyładowań (*advanced scenario*), które prowadzą do polepszenia parametrów wyładowania [105].

Lokalne ogrzewanie plazmy może prowadzić do modyfikacji profilu gęstości prądu z końcowym rezultatem w postaci maksimum przesuniętego w stosunku do osi oraz profilem-q odbiegającym od monotonicznego przebiegu (*reversed shear*). Tego rodzaju scenariusz wyładowań najprawdopodobniej będzie stanowił podstawowy tryb pracy w przyszłych reaktorach termojądrowych [106].

Stwierdzono również zależność pomiędzy wartościami q, a występowaniem w plazmie różnego rodzaju niestabilności (wyspy magnetczne - magnetic islands, ITB - Internal Transport Barriers) [107, 108].

Dane MSE stanowią jedne z podstawowych danych wejściowych do programu EFIT

[109] symulującego strukturę powierzchni magnetycznych w przeprowadzanych wyładowaniach.

Badania przeprowadzone w tokamaku DIII-D wykazały znaczny wpływ składowej radialnej pola elektrycznego (E_R) na analizę danych MSE [44, 45, 69], a tym samym na wnioski dotyczące rozkładu gęstości prądu w tokamaku. Wzrost znaczenia składowej radialnej pola elektrycznego (E_R) związany jest bezpośrednio ze wzrostem gradientu ciśnienia lub też z dużą rotacją plazmy [44]. Z tego też względu bardzo ważne jest monitorowanie w szczególności toroidalnej składowej prędkości (poloidalna składowa stanowi 10%-20% toroidalnej składowej).

W tokamaku JET przeprowadzone zostały również badania mające na celu określenie wpływu zaburzeń typu ELM na sygnał diagnostyki MSE [16]. Szczegółowa analiza problemu wykazała, że przy uśrednieniu danych w czasie 20 ms zaburzenia sygnału diagnostyki MSE przez struktury typu ELM nie mają wpływu na kształt profilu q.

3.2. Struktura pola magnetycznego i zasada działania tokamaka

W tokamaku siły pola magnetycznego (**B**) równoważone są przez ciśnienie plazmy, w związku z tym wytworzona zostaje nieskończona liczba zamkniętych powierzchni magnetycznych, z których każda charakteryzowana jest przez określoną wartość gęstości prądu (**j**), ciśnienia (p) i temperatury (co opisuje równanie Grad-Shafranova) [4]:

$$-\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \tag{3.1}$$

Transport energii i cząstek jest znacznie wydajniejszy (o 6 rzędów wielkości) wzdłuż linii pola magnetycznego niż w kierunku prostopadłym (radialnym) do nich.

Plazma utrzymywana jest wewnątrz komory próżniowej przez odpowiednią konfigurację pola magnetycznego będącego superpozycją kilku składowych (Rys. 3.2, 3.1):

Toroidalna składowa pola magnetycznego (B_{ϕ})

Toroidalna składowa pola magnetycznego (B_{ϕ}) jest główną składową pola skierowaną wzdłuż torusa. Składowa ta indukowana jest przez prąd płynący w zewnętrznych poloidalnych cewkach.

Polidalna składowa pola magnetycznego (B_{θ})

Poloidalna składowa pola magnetycznego (B_{θ}) jest drugą istotną dla określenia kierunku linii sił pola magnetycznego składową pola. Skierowana jest ona w poprzek torusa w swoisty sposób *obejmując* plazmę. Składowa ta indukowana jest przez prąd



Rysunek 3.1: Konfiguracja pola magnetycznego w tokamaku. Toroidalna składowa pola magnetycznego (B_{ϕ}) indukowana jest przez prąd płynący w zewnętrznych cewkach. Prąd plazmy indukuje poloidalną składową pola magnetycznego (B_{θ}) .

plazmy, powstający w wyniku akcji transformatora.

Z reguły poloidalna składowa pola magnetycznego (B_{θ}) wynosi około 10% toroidalnej składowej pola magnetycznego (B_{ϕ}).

Pionowa składowa pola magnetycznego (B_V)

Pionowa składowa pola magnetycznego indukowana przez prąd płynący w zewnętrznych poziomych cewkach. Pozwala ona na kontrolę pozycji plazmy w pionie.

RADIALNA SKŁADOWA POLA MAGNETYCZNEGO (B_R)

Radialna składowa pola magnetycznego równoważy siłę odśrodkową zmierzającą do rozciągnięcia objętości plazmy w kierunku zewnętrznych ścianek komory próżniowej.

Dzięki sile Lorentza ($\vec{F} = Ze(\vec{v} \times \vec{B})$) działającej na cząstki obdarzone ładunkiem elektrycznym (Ze) składniki plazmy (elektrony i jony) poruszają się w tokamaku spiralnie wokół zamkniętych, helikalnych linii pola magnetycznego minimalizując kontakt naładowanych cząsteczek ze ściankami komory próżniowej (Rys. 3.2, 3.1). Neutrony, pozbawione ładunku elektrycznego, natychmiast opuszczają plazmę. W przypadku tokamaka ITER ma to dosyć duże znaczenie, ponieważ przewidywane strumienie neutronów mogą prowadzić do niszczenia materiału ścian komory próżniowej oraz elementów diagnostyk.

Wypadkowe pole magnetyczne tworzy układ o nieskończonej ilości powierzchni magnetycznych charakteryzujących się stałym ciśnieniem i gęstością prądu. Strukturę pola



Rysunek 3.2: Schemat tokamaka z zaznaczonymi składowymi pola magnetycznego [110].

magnetycznego opisuje współczynnik bezpieczeństwa (safety factor - q). Współczynnik ten odgrywa bardzo istotną rolę w określeniu stabilności i transportu plazmy tokamakowej. Większe wartości q prowadzą do lepszej stabilności plazmy. Eksperymentalnie stwierdzono, że w przypadku, kiedy plazma na krawędzi opisana jest przez q o wartości mniejszej od 2 w plazmie pojawiają się różnego rodzaju niestabilności, co może prowadzić do zerwania sznura plazmy (*disruption*).

W warunkach równowagi linie pola magnetycznego podążają wzdłuż powierzchni magnetycznych wychodząc z danego punktu pod określonym toroidalnym kątem ϕ powracają do niego po zmianie tegoż kąta o $\Delta \phi$, każda linia pola magnetycznego opisana jest przez daną wartość q:

$$q = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \tag{3.2}$$

Innymi słowy współczynnik bezpieczeństwa (q) określa liczbę okrążeń w kierunku toroidalnym (m) i poloidalnym (n) jaką musi wykonać linia pola magnetycznego, aby powrócić do początkowej wartości kąta poloidalnego [4]:

$$q = \frac{m}{n} \tag{3.3}$$

Dla tokamaków o okrągłym przekroju poprzecznym i dużym stosunku promienia tokamaka do promienia plazmy (R/a) - jakim jest np. TEXTOR - wartość q opisana jest przez zależność łączącą składowe pola magnetycznego (B_{ϕ}, B_{θ}) oraz promień plazmy (r)i promień tokamaka (R) w których wykonywany jest pomiar [4]:

$$q = \frac{B_{\phi}r}{B_{\theta}R} \tag{3.4}$$

Zwykle profil-q jest monotoniczny i jego wartość rośnie od najmniejszej (q_0) na osi magnetycznej do największej na krawędzi plazmy (q_a) . Wartość współczynnika q w rdzeniu (q_0) oraz na krawędzi plazmy (q_a) wyrażone są eksperymentalnie wyznaczonymi zależnościami, odpowiednio:

$$q_a = \frac{2\pi a^2 B_\phi}{\mu_0 R_0 I_p}$$
(3.5)

$$q_0 = \frac{q_a}{q_a + 1} \tag{3.6}$$

gdzie:

a - promień plazmy (dla tokamaka TEXTOR a = 0.46 m),

 R_0 - promień osi geometrycznej (w tokamaku TEXTOR $R_0 = 1,75$ m),

 I_p - prąd plazmy [kA],

 μ_0 - przenikalność magnetyczna $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \ \mathrm{H/m}.$



Rysunek 3.3: a) Porównanie koncentracji elektronowej podczas wyładowań typu L i H w funkcji czasu. b) Dynamika radialnych profili koncentracji elektronowej przy przejściu pomiędzy wyładowaniami typu L i H [4].

Toroidalne pole magnetyczne (B_{ϕ}) powiązane jest z geometrią tokamaka poprzez jego promień (R_0) , promień tokamaka związany z geometrią układu (R) oraz toroidalną składową pola magnetycznego $(B_{\phi 0})$ w następujący sposób:

$$B_{\phi} = B_{\phi_0} \frac{R_0}{R} \tag{3.7}$$

Ogrzewanie plazmy w początkowej fazie wyładowań przy pomocy neutralnych wiązek (*NBI*) o mocy przekraczającej wartość określoną na podstawie eksperymentów przeprowadzonych na różnych tokamakach [4] pozwala na modyfikowanie przebiegu profilu-q. W czasie tego typu wyładowań następuje skokowa zmiana ciśnienia, koncentracji elektronowej (Rys. 3.3) oraz wytworzenie bariery transportu, która prowadzi do dłuższego czasu utrzymania plazmy (τ_E) (przejście z fazy L (*Low mode*) do H(*High mode*). Niestety wyładowaniom prowadzonym w trybie H zwykle towarzyszy również nagłe, periodyczne uwolnienie dużych ilości energii w bardzo krótkim czasie w kierunku ścianek komory próżniowej (zaburzenie zwane *ELM* [4]). Wystąpienie tego typu zaburzeń powoduje obniżenie koncentracji i temperatury elektronowej na krawędzi plazmy, czasami doprowadza to również do spadku temperatury w poprzek promienia, co skutkuje pogorszeniem czasu utrzymania plazmy oraz ze względu na ilość energii i częstotliwość uwalnianych strumieni ciepła stwarza zagrożenie wprowadzenia dodatkowej ilości zanieczyszczeń do plazmy, a nawet zniszczenia materiału komory.

Okazuje się, że odpowiednie zaaplikowanie grzania może prowadzić do wytworzenia wyładowania, w czasie którego maksimum profilu-q pojawia się na osi magnetycznej, natomiast po prawej i lewej stronie od maksimum widoczne są dwa lokalne minima (*hollow profile*). Tego typu scenariusze eksperymentów również prowadzą do wydłużenia czasu utrzymania plazmy.

3.3. Metody grzania plazmy

Dla uzyskania jak największej efektywności procesów zachodzących w tokamaku dąży się do utrzymania czystej i gorącej plazmy. Niestety temperatura plazmy ulega obniżeniu w wyniku elektromagnetycznego promieniowania gazu roboczego jak i w związku z obecnością zanieczyszczeń, które dostają się do plazmy np. po uwolnieniu ze ścian komory próżniowej.

W celu wyrównania strat i podtrzymania procesu fuzji niezbędne jest więc zastosowanie mechanizmów pozwalających na dodatkowe ogrzanie plazmy. Wśród nich znajdują się [4]:

- * grzanie oporowe,
- * rezonansowe grzanie cyklotronowe elektronów (ECRH Electron Cyclotron Resonance Heating),
- * rezonansowe grzanie cyklotronowe jonów (*ICRH Ion Cyclotron Resonance Heating*),
- * grzanie strumieniem wysokoenergetycznych neutralnych atomów (*NBI Neutral Beam Heating*).

Grzanie oporowe oraz rezonansowe grzanie cyklotronowe elektronów i jonów zostaną opisane jedynie w kilku słowach, natomiast grzaniu strumieniem wysokoenergetycznych neutralnych atomów poświęcone zostanie więcej uwagi, ponieważ ta metoda grzania jest bezpośrednio związana z metodą diagnostyczną wykorzystywaną w przeprowadzonych eksperymentach.

3.3.1. Grzanie oporowe

Grzanie oporowe związane jest z podgrzewaniem plazmy w wyniku przepływu prądu (związane jest to z rezystywnością (ρ) wywołaną zderzeniami elektronów i jonów). Niestety ze wzrostem temperatury efektywność grzania ulega osłabieniu, ponieważ rezystywność zmienia się wraz z temperaturą ($\rho \sim T^{3/2}$).

3.3.2. Grzanie cyklotronowe elektronów (ECRH)

Grzanie cyklotronowe elektronów pozwala na lokalną zmianę temperatury plazmy przez wprowadzenie fal elektromagnetycznych o częstości rezonansowej ($f_e = 100 - 200$ GHz)

z częstością elektronową plazmy:

$$f_e = \frac{eB}{2\pi m_e} \tag{3.8}$$

gdzie:

e - ładunek elektronu ($e = 1,602 \ 176 \ \cdot 10^{19} \ \mathrm{C}$),

B - pole magnetyczne,

 m_e - masa elektronu ($m_e = 9,109\ 383\ \cdot 10^{-31}$ kg).

Lokalna zmiana parametrów plazmy możliwa jest ze względu na zależność częstości fal elektromagnetycznych od pola magnetycznego (gdzie pole magnetyczne jest odwrotnie proporcjonalne w stosunku do promienia tokamaka - równanie 3.7). Oznacza to, iż wybór częstotliwości określa radialną, lokalną pozycję grzania plazmy, a tym samym pozwala na kontrolowaną zmianę profilu temperatury, koncentracji elektronów i profilu gęstości prądu.

3.3.3. Grzanie cyklotronowe jonów (ICRH)

Grzanie cyklotronowe jonów pozwala na lokalną zmianę temperatury plazmy przez wprowadzenie fal elektromagnetycznych o częstości ($f_i = 20$ MHz - 10 GHz) rezonansowej z częstością jonową plazmy. Różnica w przedziale częstości wynika z różnicy mas pomiędzy elektronem i masą jonową. W przypadku tym obowiązuje również zależność 3.7 przy jednoczesnym zastosowaniu masy jonowej (m_i) zamiast masy elektrowej (m_e).

3.3.4. Grzanie strumieniem wysokoenergetycznych neutralnych atomów (NBI)

Neutralna wiązka wprowadzana do torusa tokamaka spełnia kilka istotnych zadań z punktu widzenia działania urządzenia:

- * DOSTARCZA DODATKOWEGO PALIWA poprzez wprowadzanie neutralnych atomów wodoru (H), bądź deuteru (D) (w zależności od stosowanego gazu roboczego).
- * OGRZEWA PLAZMĘ w wyniku zderzeń i wymiany ładunku pomiędzy wprowadzonymi wysokoenergetycznymi, neutralnymi atomami z elektronami i jonami plazmy. Wydajność przekazywania energii jest znacznie większa w przypadku zderzenia z jonami niż elektronami.
- * PRODUKUJE DODATKOWY PRĄD JONOWY, który wywołuje dryft elektronów wywołany zderzeniami elektronów z rozpędzonymi jonami. Kierunek dryftu zgodny jest

z kierunkiem prądu jonowego. Prąd elektronowy wywołany tym dryftem skierowany jest w przeciwnym kierunku do prądu jonowego.

* SŁUŻY JAKO WIĄZKA DIAGNOSTYCZNA prowadząc do wyznaczenia wielu parametrów plazmy przy wykorzystaniu diagnostyk MSE (Motional Stark Effect) oraz CXRS (Charge eXchange Resonance Spectroscopy). Jednym z podstawowych parametrów określanych przy pomocy NBI jest: profil-q, profil gęstości prądu (ρ). Ponadto mierzone dane pozwalają na określenie radialnego pola elektrycznego (E_R), poloidalnej (B_{θ}) i toroidalnej (B_{ϕ}) składowej pola magnetycznego, bremsstrahlung, prędkości toroidalnej rotacji (v_{ϕ}) atomów zanieczyszczeń, czy też kalibrację lokalizacji pomiaru (R) bezpośrednio w czasie przeprowadzanego pomiaru.

3.3.5. Budowa i zasada działania NBI

Jak już zostało wcześniej wspomniane, rdzeń plazmy składa się z elektronów i jąder atomowych. Wprowadzenie z zewnątrz neutralnych atomów (NBI) prowadzi do różnego rodzaju oddziaływań pomiędzy atomami wiązki i plazmą. Wzbudzone w wyniku oddziaływań atomy pozwalają na spektroskopowe, bezinwazyjne określenie parametrów rdzenia wysokotemperaturowej plazmy.

System produkujący neutralne atomy składa się z kilku elementów:

- * ŹRÓDŁO JONÓW dostarcza jonów w wyniku wyładowania łukowego. Skład gazu roboczego w źródle jonów określa skład produkowanej neutralnej wiązki (H, D, He).
- * AKCELERATOR zbudowany jest z dwóch płytek z wydrążonymi wewnątrz otworami. Masa jonów, odległość między płytkami oraz napięcie do nich przyłożone wyznaczają prędkość z jaką jony przedostają się ze źródła jonów do komory neutralizacyjnej. Napięcie na płytkach określone jest w taki sposób, aby pozwalało na najbardziej efektywne wprowadzenie NBI do plazmy (zależy od gęstości plazmy).
- * NEUTRALIZATOR jest zbiornikiem z neutralnymi atomami wodoru (H), które wymieniają ładunek z rozpędzonymi jonami źródła neutronów ($H_b^+, H_{2b}^+, H_{3b}^+$). Zneutralizowane jony zachowują kierunek i wartość prędkości. Przebieg reakcji pomiędzy atomami i jonami wodoru opisują związki:

$$H_b^+ + H \to H_b^E + H^+ \tag{3.9}$$

$$H_{2,b}^+ + H \to 2H_b^{E/2} + H^+$$
 (3.10)

$$H_{3,b}^+ + H \to 3H_b^{E/3} + H^+$$
 (3.11)

- * MAGNET I PŁYTKA ODPROWADZAJĄCA JONY (ION DUMP) zapewnienia czystość wiązki. Jony które nie wymieniły ładunku z neutralnymi atomami wodoru w komorze neutralizacyjnej, zostają usunięte z neutralnej wiązki (*NBI*) przy pomocy pola magnetycznego. Naładowane dodatnio jony podążają za liniami pola magnetycznego aż do metalowej płyty (*ion dump*), która oddaje energię przejętą od jonów przez wypromieniowanie.
- * KANAŁ ODPROWADZAJĄCY (DRIFT PIPE) neutralne atomy wstrzykiwane są do plazmy przez kanał próżniowy.

3.4. Widmo Motional Stark Effect (MSE)

Wysoka temperatura w rdzeniu plazmy wewnątrz tokamaka powoduje, że plazma składa się w większości z jąder atomowych i elektronów, które nie emitują promieniowania w zakresie widzialnym. Jak zostało już wspomniane diagnostyka MSE (*Motional Stark Effect*) opiera swoje działanie na detekcji promieniowania emitowanego przez wzbudzone, wprowadzone z zewnątrz do plazmy neutralne, wysokoenergetyczne atomy (patrz opis NBI Paragraf 3.3.5). Zwykle są to atomy takiego samego rodzaju, jak atomy wykorzystywanego w czasie eksperymentów paliwa (H bądź D).

Neutralne atomy wprowadzone do plazmy zderzają się z jonami gazu roboczego $(H^+$ lub $D^+)$, jonami zanieczyszczeń (Z^+) i elektronami (e^-) . Mierzone widmo wynika z emisji atomów wodoru neutralnej wiązki wzbudzonych głównie przez zderzenia z jonami wodoru oraz całkowicie zjonizowanymi jonami zanieczyszczeń [94]:

$$H_b^0 + H_p^+ \to H_b^{0*} + H_p^+$$
 (3.12)

$$H_b^0 + Z_p^+ \to H_b^{0*} + Z_p^+$$
 (3.13)

$$H_b^0 + e_p^+ \to H_b^{0*} + e_p^+$$
 (3.14)

gdzie:

 H_b^0 - atom wprowadzany do plazmy przez *NBI*, H_p^+ - jon wodorowy będący składnikiem plazmy, H_b^{0*} - wzbudzony atom wprowadzony do plazmy przez *NBI*, Z_p^+ - jon zanieczyszczeń będący składnikiem plazmy, e_p^+ - elektron będący składnikiem plazmy.

Wzbudzone atomy mogą wypromieniowywać energię w wyniku różnego rodzaju przejść. Do wyznaczania kierunku pola magnetycznego wykorzystywana jest emisja linii Balmer- α ($n_k = 3 \rightarrow n_i = 2$) wodoru ($H_\alpha = 656,28$ nm), bądź deuteru ($D_\alpha = 656,11$ nm) (w zależności od stosowanego gazu roboczego). Do pomiarów wyselekcjonowano linię Balmer- α wodoru, ponieważ jest ona jedną z linii wodoru o największym natężeniu promieniowania. Ponadto zjawisko Starka dla wodoru i jonów wodoropodobnych jest zależne liniowo od przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego, co ma bezpośredni wpływ na liczbę dozwolonych przejść i symetryczne rozsunięcie rozszczepionych poziomów energetycznych (Rys. 5) [81, 83, 87, 89, 90, 111].

Wprowadzone, do komory próżniowej, neutralne atomy (*NBI*) z reguły obdarzone są dużą prędkością (~ 10^6 m/s) w wyniku czego odczuwają obecność stosunkowo silnego pola elektrycznego (~ 6 MV/m) związanego ze składową prędkości prostopadłą do linii

sił pola magnetycznego (efekt Lorenza). W związku z tym poziomy energetyczne atomu ulegają rozszczepieniu i zamiast jednej linii obserwowanych jest kilkanaście przejść - emisja podlega zjawisku Starka (Rys. 2.1) [94].

Pole elektryczne pod wpływem którego zachodzi zjawisko Starka ma dwie składowe: radialną (\vec{E}_R) i Lorentza (\vec{E}_L) :

$$\vec{E} = \vec{E}_L + \vec{E}_R \tag{3.15}$$

Składowa Lorenza wektora pola elektrycznego wyrażona jest zależnością pomiędzy wektorem prędkości atomów neutralnej wiązki \vec{v}_b , a wektorem wypadkowego pola magnetycznego \vec{B} (który stanowi superpozycę dwóch składowych, poloidalnej (B_{θ}) i toroidalnej (B_{ϕ}) składowej pola magnetycznego):

$$\vec{E}_L = \vec{v}_b \times \vec{B} \tag{3.16}$$

Wartość składowej radialnej pola elektrycznego (E_R) wyrażona jest zależnością [45]:

$$\vec{E}_R = (Z_i e n_i)^{-1} \nabla P_i - v_{\theta i} B_\phi + v_{\phi i} B_\theta$$
(3.17)

gdzie:

- Z_i ładunek jonów,
- $\boldsymbol{n_i}$ koncetracja jonów,
- e ładunek elektronu,
- P_i ciśnienie jonowe,
- $v_{\theta i}$ poloidalna prędkość rotacji,
- $v_{\phi i}$ toroidalna prędkość rotacji,
- B_{ϕ} toroidalna składowa pola magnetycznego,
- B_{θ} toroidalna składowa pola magnetycznego.

Zwykle składowa radialna (E_R) pola elektrycznego stanowi około 1% składowej Lorentza (E_L) . Okazuje się jednak, że wkład tych dwóch składowych w wypadkowe pole elektryczne (E) zmienia się, kiedy w plazmie pojawiają się duże gradienty ciśnień, bądź też kiedy plazma poddana jest znacznej rotacji. Wzrost gradientu ciśnienia powoduje wzrost wartości radialnego pola elektrycznego (E_R) (Równanie 3.17), [44, 45, 69], co ma znaczący wpływ na wyniki analizy pomiarów.

Ponieważ wyniki opisane w tej pracy otrzymane zostały na podstawie analizy danych uzyskanych w warunkach eksperymentalnych, w których radialne pole elektryczne (E_R) nie odgrywało kluczowej roli, wpływ tego pola na pomiary zostanie pominięty w dalszej dyskusji wyników.

3.5. Podstawy metod wyznaczania profilu-q

3.5.1. Metod ilorazowa

Metoda ilorazowa polega na wyznaczaniu współczynnika bezpieczeństwa (q) (safety factor), bądź też gęstości prądu (j) ze stosunku całkowitego natężenia składowej π do całkowitego natężenia składowej σ . Emitowane światło jest anizotropowe. Rozkład kątowy składowych π i σ spolaryzowanego światła zależy od kąta θ pomiędzy linią patrzenia i wektorem pola elektrycznego (\vec{E}).

$$\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}} = \frac{\sin^2\theta}{(1+\cos^2\theta)} \tag{3.18}$$

Zależność 3.18 zachodzi pod warunkiem, że poziomy energetyczne są statystycznie obsadzone ($I_{\pi 0}/I_{\sigma 0} = 1$). Dla kątów w pobliżu θ równemu 45° stosunek natężeń ulega największym zmianom (Równanie 3.18, Rys. 3.4), więc geometria układu, w którym linia patrzenia znajduje się pod kątem 45° do osi-Z tokamaka pozwoliłaby na pomiar z największą dokładnością.

Ponieważ metoda ta oparta jest na pomiarze natężenia światła, a nie na pomiarze polaryzacji, wynik analizy pomiaru nie jest uzależniony w decydujący sposób od optyki wykorzystanej w przesyłaniu sygnału. Dzięki temu wyeliminowany jest wpływ efektu Faradaya (skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła w obecności pola magnetycznego) na końcowy rezultat pomiaru.

Niestety jedynym dostępnym dla diagnostyki MSE portem na tokamaku TEXTOR jest port znajdujący się w płaszczyźnie równikowej urządzenia (co odpowiadało zmianom kąta θ w granicach 85-90°). Taka lokalizacja zapewniała zmiany stosunku I_{π}/I_{σ}



Rysunek 3.4: a) Stosunek natężeń I_{π}/I_{σ} w zależności od kąta θ w układzie MSE bez polaryzatora - obliczony na podstawie zależności 2.18. b) Stosunek natężeń I_{π}/I_{σ} w zależności od kąta θ w układzie MSE z polaryzatorem umieszczonym pod kątem 45° do osi-Z tokamaka - obliczony na podstawie zależności 3.19 oraz odpowiadające temu stosunkowi wartości q.

w bardzo wąskim przedziale (0,98 - 1) Rys. 3.4a. Aby zwiększyć czułość pomiaru w układzie optycznym zastosowany został dodatkowy element: polaryzator. Polaryzator umieszczony został pod kątem 45° do kierunku obserwacji co zapewniło przeprowadzanie pomiarów w obszarze o największych zmianach stosunku natężeń (Równanie 3.18, Rys. 3.4a, b).

W wyniku umieszczenia dodatkowego elementu na drodze optycznej zależność 3.18 przyjmuje formę:

$$\frac{I_{\pi}}{I_{\sigma}} = \frac{\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta} \cdot \frac{1}{\tan^2(\alpha_p - |\gamma_p|)}$$
(3.19)

gdzie:

 θ - kąt pomiędzy wektorem pola elektryczneg
o (\vec{E}) i płaszczyzną pomiaru,

 α - kąt polaryzatora,

 γ_p - kąt polaryzacji (kąt pomiędzy kierunkiem pola elektrycznego (\vec{E}) i osia-Z).

Kąt polaryzacji γ_p jest bezpośrednio związany z kątem nachylenia linii pola magnetycznego $\gamma:$

$$tan\gamma_p = tan\gamma \frac{cos\kappa}{sin\alpha} \tag{3.20}$$

gdzie γ jest kątem pomiędzy kierunkiem wypadkowego pola magnetycznego (B) i toroidalnej składowej pola magnetycznego (B_{ϕ}) (Rys. 3.5).

Tangens kąta nachylenia linii pola magnetycznego (B) wyrażany jest poprzez stosunek poloidalnej (B_{θ}) do toroidalnej składowej pola magnetycznego (B_{ϕ}) (Rys. 3.5b):

$$tan\gamma = \frac{B_{\theta}}{B_{\phi}} \tag{3.21}$$



Rysunek 3.5: a) Rzut wektora elektrycznego (\vec{E}) na płaszczyznę polaryzatora. b) Wypadkowe pole magnetyczne składa się z poloidalnej (B_{θ}) i toroidalnej składowej pola magnetycznego (B_{ϕ}) . Kąt γ określający kierunkek pola magnetycznego jest kątem pomiędzy wypadkowym polem magnetycznym (B) i składową toroidalną (B_{ϕ})

3.5.2. Polarymetria

Polarymetr w tokamaku JET składa się z dwóch fotoleastycznych modulatorów (PEM - photoelastic modulator) ustawionych pod katem 45° stopni w stosunku do osi modulacji oraz polaryzatora ustawionego pod kątem 22,5° do osi każdego z fotoelastycznych modulatorów. Analiza mierzonego światła wykonana jest przy pomocy wektora Stokesa S:

$$S = \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ I_0 cos(2\gamma_p) \\ I_0 sin(2\gamma_p) \\ R \end{bmatrix}$$
(3.22)

gdzie:

I - określa całkowite natężenie (w przypadku tokamaka JET składa się ono ze składowej spolaryzowanej liniowo I_0 oraz ze składowej niespolaryzowanego światła I_b),

MiCzwiązane są ze stopniem i kierunkiem natężenia liniowo spolaryzowanego światła oraz z kątem polaryzacji $\gamma_p,$

R - opisuje światło spolaryzowane kołowo (które w tokamaku JET nie jest obecne).

Wektor Stokesa badanego światła jest iloczynem wektora Stokesa S oraz macierzy Müllera elementów optycznych, które znajdują się na drodze optycznej analizowanego światła (na tokamaku JET jest to: zwierciadło, dwa fotoelastyczne modulatory i polaryzator). Jeśli amplituda powodująca drgania dla obydwu fotoleastycznych modulatorów jest taka sama, na podstawie wzoru 3.20 wyznaczyć można przybliżoną wartość kąta polaryzacji [74]:

$$\gamma_m \simeq \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{V_{2\omega_2}}{V_{2\omega_1}}\right) \tag{3.23}$$

gdzie $V_{2\omega_1}$ i $V_{2\omega_2}$ są amplitudami sygnału dla drugiej harmonicznej częstotliwości fotoelastycznych modulatorów ($2\omega_1, 2\omega_2$).

Polaryzacja światła może ulec zmianie przez zniszczoną, bądź zanieczyszczoną powierzchnię zwierciadła, co zaprezentowane zostało w literaturze [104].

3.6. Charakterystyka układu pomiarowego na tokamaku TEXTOR

Tokamak TEXTOR (Tokamak Experiment for Technology Oriented Research) [13] (Jülich, Niemcy) jest średniej wielkości urządzeniem dostosowanym do badania oddziaływań plazmy ze ścianami komory próżniowej. Wyposażony jest w kilka systemów ogrzewających plazmę: system dwóch neturalnych wiązek (*NBI*), systemy *ECRH* i *ICRH* (ogrzewające plazmę poprzez wprowadzanie fal elektromagnetycznych o częstości rezonansowej do częstości elektronów - *ECRH* i jonów - *ICRH*), limiter (który jest "jedynym" z punktów kontaktu plazmy ze ścianami urządzenia) oraz diwertor.

W tokamaku TEXTOR zainstalowane są dwa układy *NBI* do wstrzyjest kiwania neutralnych atomów. Jeden \mathbf{Z} nich skierowany zgodnie kierunkiem płynącego prądu, drugi kierunku przeciwnym do kierunku \mathbf{Z} W plazmy. Obydwa znajdują się płaszczyźnie równikowej pradu W tokamaka. Do przeprowadzania pomiarów przy pomocy diagnostyki MSE w tokamaku TEXTOR wykorzystywana jest wiązka cząstek neutralnych wprowadzana zgodnie kierunkiem prądu plazmy. Maksymalna wartość napięcia przyspieszającego \mathbf{Z} w akceleratorze wynosi 55 kV. Wprowadzane atomy wodoru $(H_b^E, H_b^{E/2}, H_b^{E/3})$ obdarzone są odpowiednio energią (E_b) o wartości: 50 keV, 25 keV i około 17 keV, a co za tym idzie innymi prędkościami (v_b) z jakimi wstrzykiwane są do plazmy:

$$v_b = \sqrt{\frac{E_b}{2m_H}} \tag{3.24}$$

Znajduje to także odzwierciedlenie w mierzonym widmie, które składa się z trzech, rozszczepionych w wyniku efektu Starka, linii przesuniętych dopplerowsko w stosunku do tablicowej długości fali linii H_{α} .

Jako źródło neutronów w *NBI* mogą być wykorzystane wodór (*H*), deuter (*D*) oraz dwa izotopy helu (³*He* i ⁴*He*), przy czym najczęściej stosowane są atomy używane jako paliwo w reakcji termojądrowej (z reguły jest nim wodór, bardzo rzadko deuter).

Neutralna wiązka ma szerokość około 0,2 m. Duża szerokość i osłabienie wiązki (*attenuation* - utrata energii w wyniku zderzeń z jonami czy elektronami plazmy) oraz zmiana pola magnetycznego ma istotny wpływ na symetrię mierzonego widma.

Diagnostyka MSE na tokamaku TEXTOR zainstalowana jest w płaszczyźnie równikowej urządzenia. Dla uzyskania optymalnych wyników pomiarów przy wyborze lokalizacji portu diagnostyki wziętych zostało pod uwagę kilka istotnych czynników:

* EMISJA PROMIENIOWANIA obserwowana jest zgodnie ze schematem przedstawionym na Rysunku 3.6a, w związku z czym przesunięta jest w stronę fal dłuższych



Rysunek 3.6: Geometria układu MSE na tokamaku TEXTOR. a) Rzut z góry na plazmę, kierunek neutralnej wiązki (NBI) i kierunek obserwacji (L.os.). b) Zależność wartości kątów od pozycji radialnej pomiaru: kąt Ω (L.os., B_{ϕ}) zaznaczony jest linią ciągłą, kąt α (NBI, B_{ϕ}) zaznaczony jest linią przerywaną i kąt κ (NBI i L.o.s) zaznaczony jest linią kropkowaną.

w stosunku do tablicowej długości fali ($H_{\alpha} = 656.28$ nm). Obserwacja emisji zgodnie z Rysunkiem 3.6a, optymalizuje warunki obserwacji promieniowania. W wyniku zastosowania takiej geometrii wszystkie linie patrzenia są styczne do powierzchni magnetycznych, co pozwala na polepszenie przestrzennej rozdzielczości pomiaru (~ 0,03 m).

- * KĄT κ pomiędzy kierunkiem patrzenia i kierunkiem wiązki *NBI* jest mały (Rys. 3.6b), co pozwala na wyraźne rozsunięcie emisji neutralnej wiązki i emisji z krawędzi plazmy.
- * KĄT α pomiędzy kierunkiem pola magnetycznego (B) i kierunkiem wiązki NBI jest duży (Rys. 3.6b) dla zmaksymalizowania wartości pola elektrycznego (\vec{E}), a tym samym odległości pomiędzy składowymi starkowskimi linii.

Mierzone promieniowanie H_{α} pada bezpośrednio na powierzchnię pryzmatu SF6 (Rys. 3.7) (na wejściu do portu diagnostycznego nie jest zainstalowane okno). materiału Prvzmat wykonany iest \mathbf{Z} 0 stałej Verdeta bliskiej zeru. co pozwala na założenie, że polaryzacja światła po przejściu przez pryzmat w polu magnetycznym nie ulega zmianie (efekt Faradaya może zostać pominięty w rozpatrywaniu wyników pomiarów). Pryzmat zastosowany jest wyłącznie w celu skierowania badanej wiązki światła w kierunku kolejnego elementu diagnostyki, jakim jest polaryzator umieszczony pod kątem 45° do kierunku osi-Z tokamaka (Rys. 3.5a). Nachylenie polaryzatora pod kątem 45° podyktowane jest uzyskaniem jak największej czułości w pomiarze



Rysunek 3.7: a) Elementy optyczne wewnątrz metalowej obudowy. b) Schematyczny rysunek konfiguracji elementów optycznych, z których zbudowana jest diagnostyka MSE zainstalowana na tokamaku TEXTOR: pryzmat, polaryzator, soczewki i wiązka światłowodów.

stosunku natężeń składowych π i σ . Następnym elementem układu jest układ soczewek, które skupiają światło na światłowodach ułożonych w 3 poziomych rzędach składających się z 20 światłowodów. Rdzeń światłowodu o średnicy 600 μ m wykonany jest z kwarcu i otoczony poliamidowym płaszczem o średnicy 660 μ m.

Lokalny pomiar pola magnetycznego obejmuje rdzeń i rozciąga się niemalże po krawędź plazmy (1,7 - 2,11 m). Odległości pomiędzy punktami pomiarowymi wahają się w granicach od 0,015 do 0,02 m. Wszystkie elementy układu optycznego umieszczone są w próżniowej tubie, co pozwala na korektę ustawienia polaryzatora pomiędzy wyładowaniami (Rys. 3.7). Światłowody o długości 35 m przesyłają sygnał do 3 spektrometrów typu Littrow (Rys. 3.8). Spektrometr Littrowa wykorzystywany do rozszczepienia bada-



Rysunek 3.8: Spektrometr Littrowa (1 - szczelina wejściowa, 2 - zwierciadło, 3 - siatka dyspersyjna, 4 - soczewka, 5 - szczelina wyjściowa).

nego promieniowania (Rys. 3.8) zbudowany jest ze zwierciadła i soczewki (o średnicy 0,2 m i ogniskowej 0,75 m), która wytwarza równoległą wiązkę światła na siatce dyfrakcyjnej (rozmiar $0,2 \ge 0,2$ m, 1200 linii/m).

Pomiar wykonywany był przy pomocy kamery CCD Wright o wielkości matrycy 1152 x 298 pikseli i rozmiarze piksela 22,5 x 22,5 μ m z minimalną dostępną rozdzielczością czasową 50 ms. Dyspersja spektrometru wynosiła 0.23Å/piksel, a szerokość aparaturowa równa była 1.265 Å.

3.6.1. Kalibracja diagnostyki Motional Stark Effect (MSE)

Polarymetria i metoda ilorazowa pozwalają na określenie kierunku pola magnetycznego z emisji linii H_{α} lub D_{α} . Ze względu na fakt, iż zarówno poloidalna (B_{θ}) jak i toroidalna (B_{ϕ}) składowa pola magnetycznego zależą od promienia plazmy (a) i promienia tokamaka (R), niezbędne jest przeprowadzenie kalibracji położenia punktów, w których wykonywany jest pomiar (określenia promienia tokamaka - R).

Jak zostało już wspomniane w Rozdziale 3.6, diagnostyka *MSE* zainstalowana na tokamaku TEXTOR składa się z 3 poziomych rzędów światłowodów. W każdym rzędzie znajduje się 20 z nich. Pomiar widma zawierającego 3 składowe *NBI* i emisji z krawędzi plazmy pozwala na określenie pozycji pomiaru przy wykorzystaniu trzech różnych metod:

- * metody opartej na podstawie pomiarów wewnątrz komory próżniowej tokamaka podczas dłuższej przerwy technicznej w kampanii eksperymentalnej (tzw. kalibracja *in situ*, Rys. 3.9),
- * metody opartej na podstawie wielkości przesunięcia dopplerowskiego $(\Delta \lambda_D)$,
- * metody opartej na podstawie wielkości rozszczepienia starkowskiego ($\Delta \lambda_S$), bez obecności prądu plazmy, który indukuje poloidalną składową pola magnetycznego (B_{θ}).

Kalibracja in situ

Kalibracja in situ (Rys. 3.9) może być wykonana tylko podczas przerwy w kampanii eksperymentalnej. Kalibracja ta polega na umieszczeniu wewnątrz komory próżniowej płyty (np. płyty wykonanej z pleksiglasu) w kierunku pokrywającym się z kierunkiem



Rysunek 3.9: Schemat kalibracji in situ.

wprowadzania neutralnych atomów (*NBI*). Oświetlenie wiązki światłowodów od strony detektora przy pomocy lampy halogenowej pozwala na odwzorowanie pozycji punktów światłowodu na płycie pleksiglasowej. Światło dochodzi do poszczególnych końcówek światłowodu wewnątrz tokamaka tak jak przedstawiono na Rys. 3.9. Znajomość położenia punktów światła na płycie pleksiglasowej oraz geometrii tokamaka pozwala na ustalenie promienia tokamaka w którym przeprowadzony został pomiar.

Jedną z wad tej metody kalibracji jest realna możliwość zmiany lokalizacji punktów pomiarowych w czasie eksperymentu. Zmiana lokalizacji pomiaru związana jest z mechanicznymi naprężeniami urządzenia związanymi z wysoką temperaturą na granicy plazma - materiał ściany i z naprężeń powstających pod wpływem sił magnetycznych mogą one prowadzić do przesunięcia wiązki światłowodów.

Kalibracja na podstawie zjawiska Dopplera

Druga z metod kalibracji oparta jest na pomiarze przesunięcia dopplerowskiego linii H_{α} . Pomiar przesunięcia dopplerowskiego ($\Delta \lambda_D$) pozwala na określenie kąta α (pomiędzy kierunkiem prowadzania wysokoenergetycznej wiązki neutralnych atomów (v_b), a kierunkiem obserwacji):

$$\Delta \lambda_D = \frac{v_b}{c} \lambda_0 cos\alpha \tag{3.25}$$

Geometria pomiaru wyznaczana jest dzięki znajomości położenia portu diagnostyki MSE i kierunku wprowadzanej neutralnej wiązki (NBI).

Detekcja kompletnego widma zawiera informację o wielkości przesunięcia dopple-



Rysunek 3.10: Porównanie wyników kalibracji uzyskanych na podstawie metody in situ i na podstawie przesunięcia Dopplera.

rowskiego w każdym pomiarze przeprowadzanym w czasie eksperymentu. Pozwala to na przeprowadzenie kalibracji na podstawie każdego z wyładowań. Rysunek 3.10 przedstawia porównanie radialnej pozycji pomiaru otrzymanej na podstawie kalibracji *in situ* oraz z przesunięcia dopplerowskiego. Punkty zaznaczone na rysunku są efektem uśrednienia wyników dla 4 różnych wyładowań (#94555, #94562-64). Większość punktów w granicach błędu pomiaru układa się na linii prostej poprowadzonej pod kątem 45° do obydwóch osi, co prowadzi do wniosku, że pozycje pomiarów wyznaczone na podstawie obydwóch metod dają bardzo zbliżone wyniki.

Kalibracja na podstawie zjawiska Starka

Trzecia metoda prowadząca do kalibracji geometrii pomiaru polega na wykorzystaniu detekcji rozszczepienia Starka H_{α} (lub D_{α}). Metoda ta wymaga przeprowadzenia eksperymentu bez obecności prądu plazmy, który indukuje poloidalną składową pola magnetycznego (B_{θ}) . Rozszczepienie Starka w tego typu warunkach nie jest zależne od poloidalnej składowej pola magnetycznego $(B_{\theta} = 0)$ i przyjmuje formę:

$$\Delta\lambda_S = \frac{3a_0e\lambda_0^2}{2hc}v_b B_\phi sin\alpha \tag{3.26}$$

gdzie:

a₀ - promień Bohra,

 λ_0 - tablicowa długość fali linii H_{α} (bądź D_{α}),

 B_{ϕ} - toroidalna składowa pola magnetycznego,

e - ładunek elektronu,

h - stała Plancka,

c - prędkość światła,

 α - kąt pomiędzy kierunkiem wprowadzania neutralnej wiązki (NBI), a toroidalną składową pola magnetycznego (B_{ϕ}) .

Toroidalna składowa pola magnetycznego (B_{ϕ}) jest odwrotnie proporcjonalna do promienia tokamaka (R) [4]:

$$B_{\phi} = B_{\phi 0} \frac{R_0}{R} \tag{3.27}$$

gdzie:

 $B_{\phi 0}$ jest toroidalną składową pola magnetycznego odpowiadajacą promieniowi tokamaka $R_0~(R_0=1.75~{\rm m}$).

Po połączeniu tych dwóch zależności:

$$\frac{B_{\phi}}{B_{\phi_0}}\sin\alpha = \frac{\Delta\lambda_S}{v_b B_{\phi_0} C} = \frac{R_0}{R}\sin\alpha = \frac{R_0}{R}\sin\left\{\arccos\left(\frac{R_c}{R}\right)\right\}$$
(3.28)

gdzie:

 $C = 3a_0 e\lambda_0^2 / (2hc),$

 R_c - minimalna odleglość między centrum plazmy i neutralną wiązką (w tokamaku TE-XTOR $R_c=1,\!66$ m).

Porównanie wyników otrzymanych przy pomocy kalibracji na podstawie efektu Starka i Dopplera [112] pokazuje, że pierwsza z tych metod jest bardziej dokładna dla promienia mniejszego od 2,04 m, natomiast druga dla promieni przekraczających tą wartość.

3.6.2. Wyniki pomiarów

W przypadku tokamaka TEXTOR oś-X pokrywa się z kierunkiem wprowadzania neutralnej wiązki (*NBI*), w związku z tym kierunek pola magnetycznego (\vec{B}) i prędkości (\vec{v}) określone są odpowiednio zależnościami:

$$\vec{v}_b = v_b \begin{pmatrix} 1\\0\\0 \end{pmatrix}, \qquad \vec{B} = B_\phi \begin{pmatrix} \cos\alpha\\\sin\alpha\\\tan\gamma \end{pmatrix}, \qquad l.\vec{os.} = \begin{pmatrix} \cos\Omega\\\sin\Omega\\0 \end{pmatrix}$$
 (3.29)

gdzie:

 v_b - prędkość atomów *NBI*,

 α - kąt pomiędzy kierunkiem NBIi linią patrzenia,

 Ω - kąt pomiędzy kierunkiem B_{ϕ} i *NBI*,

 γ - kąt pomiędzy kierunkiem B_{ϕ} i B,

 $tan\gamma = B_{\theta}/B_{\phi}.$

Podstawiając równania 3.29 do równania 3.15 otrzymujemy:

$$\vec{E}_L = \vec{v}_b \times \vec{B} = |v_b \cdot B_\phi| \begin{pmatrix} 0\\ -tan\gamma\\ sin\alpha \end{pmatrix} = |v_b \cdot B_\phi| \sqrt{sin^2\alpha + tan^2\gamma}$$
(3.30)

Rozszczepione linie przesunięte są względem siebie o [113]:

$$\Delta\lambda_S = \frac{3a_0e\lambda_0^2}{2hc} \cdot \left|\vec{E}\right| = \frac{3a_0e\lambda_0^2v_b}{2hc}\sqrt{B_\phi^2sin^2\alpha + B_\theta^2} \tag{3.31}$$

gdzie:

a₀ - promień Bohra,

- λ_0 tablicowa długość fali linii H_{α} (bądź D_{α}),
- B_{ϕ} toroidalna składowa pola magnetycznego,
- B_{θ} poloidalna składowa pola magnetycznego,
- e- ładunek elektronu,
- h- stała Plancka,
- c prędkość światła,

 α - kąt pomiędzy kierunkiem wprowadzania neutralnej wiązki (*NBI*), a toroidalną składową pola magnetycznego (B_{ϕ}).

Widmo MSE w tokamaku TEXTOR (Rys. 3.11) składa się z trzech grup starkowsko rozszczepionych linii Balmer- α . Pojawienie się w widmie trzech grup linii związane jest z występowaniem w źródle neutralnej wiązki (*NBI*) atomów wodoru o trzech różnych energiach ($H_b^E, H_b^{E/2}$ i $H_b^{E/3}$) (Paragraf 3.3.5). Mierzone w grupach energetycznych linie przesunięte są znacznie względem tablicowej długości fali H_{α} , ponieważ emitowane



Rysunek 3.11: Trzy składowe energetyczne emisji H_{α} oraz nieprzesunięta emisja z krawędzi plazmy H, D, CII, D₂O. Widmo zmierzone na tokamaku TEXTOR [113].

są przez poruszające się atomy, a mierzone przy wykorzystaniu stacjonarnego detektora (Rys. 3.11).

Przesunięcie długości fali emitowanych linii (przesunięcie Dopplera, $\Delta \lambda_D$) od tablicowego położenia (λ_0) zależne jest od prędkości wprowadzanych atomów (v_b) oraz od kąta α pomiędzy linią patrzenia i kierunkiem wprowadzania neutralnych atomów (*NBI*) (Równanie 3.25).

Zgodnie z regułami wyboru dla zjawiska Starka, dla atomu wodoru możliwych jest 15 przejść. W związku z tym każda z grup energetycznych składa się z 15 linii [81, 89, 140] (Rys. 2.1, 3.11). Tylko 9 z nich ma wystarczajaco wysokie natężenie, aby być obserwowalnymi w czasie eksperymentu (trzy składowe σ w centrum oraz trzy składowe π po prawej i po lewej stronie od składowych σ).

Emisja trzech grup energetycznych związanych z występowaniem w źródle neutralnej wiązki atomów wodoru o trzech różnych energiach $(H_b^E, H_b^{E/2} \ i \ H_b^{E/3})$ prowadzi do jednoczesnej detekcji 27 linii.

Jednoczesny pomiar trzech składowych energetycznych wiązki:

- * dostarcza dodatkowych informacji spektroskopowych takich jak: przesunięcie Dopplera ($\Delta \lambda_D$) oraz przesunięcie Starka ($\Delta \lambda_S$), które pozwalają na określenie pozycji przeprowadzanego pomiaru,
- * zwiększa dokładność pomiaru, poprzez jednoczesne rejestrowanie widma MSE dla trzech składowych energetycznych *NBI*,
- * teoretycznie pozwala na określenie wielkości radialnego pola elektrycznego (E_R) .



Rysunek 3.12: Emisja linii H_{α} zarejestrowana na tokamaku TEXTOR: a) pomiar przeprowadzony w pozycji R = 1.81 m (bliżej centrum), b) pomiar przeprowadzony w pozycji R = 2.02 m (bliżej krawędzi plazmy) [18].

Emitowane światło jest anizotropowe. Rozkład kątowy składowych π i σ spolaryzowanego światła zależy od kąta θ pomiędzy linią patrzenia i wektorem pola elektrycznego (\vec{E}) .

Rozkład natężenia składowej π opisany jest wzorem [94]:

$$I_{\pi} = I_{\pi_0} \sin^2 \theta \tag{3.32}$$

a składowej σ :

$$I_{\sigma} = I_{\sigma_0} (1 + \cos^2 \theta) \tag{3.33}$$

Diagnostyka MSE na tokamaku TEXTOR zainstalowana jest w płaszczyźnie równikowej, co powoduje, że linia patrzenia jest prostopadła do kierunku pola elektrycznego. Wynikiem tego jest pomiar emisji liniowo spolaryzowanych składowych σ (trzy składowe centralne) i π (3 składowe po prawej i 3 po lewej stronie od centralnego piku σ), Rys. 3.11.

Teoretycznie wprowadzone neutralne atomy powinny podlegać również zjawisku Zeemana, które przejawia się rozszczepieniem poziomów energetycznych w obecności zewnętrznego pola magnetycznego. W praktyce jednak, zgodnie z symulacjami przeprowadzonymi dla tokamaka JET, dla $E_L \ge 4,5$ MV/m zjawisko Zeemana w porównaniu ze zjawiskiem Starka ma zaniedbywalny wpływ na kształt mierzonego widma [94, 114].

Ponieważ praca ta oparta jest na danych zgromadzonych w warunkach, w których pole elektryczne Lorentza ($E_L \ge 6.75 \text{ MV/m}$) przekraczało istotnie wspomnianą graniczną wartość pola elektrycznego (4,5 MV/m) wpływ zjawiska Zeemana na analizę wyników został zupełnie zaniedbany.

3.6.3. Wyznaczanie profilu-q

Jak zostało wcześniej wspomniane, typowe widmo mierzone przy pomocy diagnostyki MSE składa się z trzech przesuniętych dopplerowsko i jednocześnie rozszczepionych w wyniku zjawiska Starka linii H_{α} (Rys. 3.12, 3.11). Jednym z najbardziej interesujących wyników uzyskanych podczas pierwszych kilku wyładowań było sprawdzenie czułości diagnostyki. W celu uzyskania informacji na temat czułości dokonywanego pomiaru przeprowadzony został eksperyment, w którym w czasie wyładowania zmieniane było natężenie prądu plazmy (I_p). Zastosowano scenariusz, zgodnie z którym początkowo natężenie prądu szybko narastało (0-350 kA w ciągu 0,5 s), po czym utrzymane zostało na poziomie 350 kA przez około 400 ms. W następnym kroku zredukowano je do 250 kA i utrzymano na tej wartości przez około 1,7 s (Rys. 3.13). Grzanie neutralną wiązką używaną przez diagnostykę MSE zaczęło się już podczas fazy wyładowania przy $I_p = 350$ kA i zostało utrzymane dla $I_p = 250$ kA.

Analiza profilu-q przeprowadzona została w dwóch momentach wyładowania (Rys. 3.13):

- * zaraz po ustabilizowaniu się neutralnej wiązki w plazmie $(I_p=350 \text{ kA}),$
- * oraz po zredukowaniu natężenia prądu do wartości 250 kA.

W wyniku analizy otrzymano profil-q dla dwóch różnych wartości prądu plazmy $(I_p=250 \text{ i } I_p = 350 \text{ kA})$ (Rys. 3.14). Symbole (niebieskie) w postaci otwartych diamentów przedstawiają wartości odpowiadające prądowi plazmy o natężeniu 350 kA, natomiast kropki (czerwone) prądowi plazmy o natężeniu 250 kA. W obydwu przypadkach punkty obliczone na podstawie pomiarów pokrywają się w granicach błędów



Rysunek 3.13: Przebieg omawianego wyładowania #94046.

z profilem-q obliczonym na podstawie przybliżenia wynikającego z wyznaczonej doświadczalnie zależności opisującej q:

$$q = q_0 + (q_a - q_0) \frac{r^2}{a^2}$$
(3.34)

gdzie:

 q_0 - współczynnik bezpieczeństwa safety factor w centrum plazmy,

 q_a - współczynnik bezpieczeństwa na krawędzi plazmy,

a - promienień plazmy,

r- promienień plazmy odpowiadający obszarowi plazmy z której rejestrowano emisję promieniowania.

Przy obliczaniu przybliżonego profilu-q wartości współczynnika safety w centrum (q_0) i na krawędzi plazmy (q_a) zostały z góry ustalone na podstawie parametrów plazmy (Równania 3.5, 3.6).

Wartość współczynnika bezpieczeństwa w centrum plazmy (q_0) , określona została również na podstawie pomiarów temperatury plazmy wykonanych przy pomocy diagnostyki ECE, gdzie pomiar promienia wskazującego na zmianę kierunku zaburzenia zwanego sawtooth odpowiada powierzchni o q = 1.

Zgodnie z przewidywaniami krzywa zależności q od promienia odpowiadająca większej wartości natężenia prądu plazmy ma mniejszą wartość na krawędzi niż profil-q obliczony dla prądu plazmy o mniejszej wartość natężenia (q_a jest odwrotnie proporcjonalne do I_p - Równanie 3.5).



Rysunek 3.14: Profil-q: punkty pomiarowe i kwadratowe przybliżenie profilu-q odpowiadające prądowi plazmy I_p wynoszącemu 250 kA i 350 kA [17, 18].

3.7. Charakterystyka układu pomiarowego na tokamaku JET

Tokamak JET (Joint European Torus) jest międzynarodowym projektem, w którym uczestniczy około 40 laboratoriów z całego świata. Jednocześnie jest on największym urządzeniem typu tokamak jakie dotąd powstało i jest wykorzystywane do przeprowadzania eksperymentów.

Neutralne atomy na tokamaku JET wprowadzane są w dwóch kierunkach: zgodnie i przeciwnie do kierunku prądu plazmy [115] przy wykorzystaniu ośmiu urządzeń do wytwarzania neutralnych wiązek (*PINI* - neutral injection source). Każde z urządzeń wprowadza neutralną wiązkę pod innym poloidalnym i toroidalnym kątem. Każda z wiązek jest źródłem emisji linii Balmer- α charakteryzującą się innym przesunięciem względem tablicowej długości fali (efekt Dopplera). Dodatkowo *PINI* wchodzące w skład jednej grupy różnią się poloidalnym kątem wprowadzania atomów, co ma wpływ na polaryzację emitowanego światła.

Taka budowa neutralnej wiązki praktycznie wyklucza analizę pomiaru linii H_{α} w eksperymentach, w których wszystkie *PINI* aplikowane są jednocześnie, ze względu na stopień skomplikowania mierzonego widma (składowe π i σ rozszczepionych linii H_{α} nakładają się na siebie Rys. 3.15a). Problem ten rozwiązany został przez zastosowanie wyższego napięcia przyspieszającego w akceleratorze jednej z *PINI*. Prowadzi to do przesunięcia badanej, rozszczepionej w wyniku efektu Starka, linii H_{α} względem pozostałych linii. Analiza wyników opiera się na emisji składowej π najbardziej przesuniętej ku czerwieni, aby w jak największym stopniu wykluczyć nakładanie się emisji będącej wynikiem oddziaływania neutrałów z plazmą.

3.7.1. Diagnostyka MSE

Okno diagnostyki MSE [77, 78, 109, 116] zabezpieczone jest metalową zasłoną (*shutter*), która chroni powierzchnię okna przed zanieczyszczeniem podczas boronizacji.

Światło emitowane przez atomy deuteru (D) przechodzi przez okno po czym kierowane jest przez pryzmat Amiciego do kolejnych elementów układu optycznego (Rys. 3.15). Pryzmat pokryty jest dwoma warstwami dielektrycznymi, które pozwalają na odbicie w takim samym stopniu składowych π i σ mierzonego światła. Wykorzystanie tego rodzaju pryzmatu pozwala również na wyeliminowanie ewentualnej zmiany polaryzacji mierzonego promieniowania w wyniku efektu Faradaya. Wbrew pozorom jest to bardzo istotne i pozwala na unikniecie systematycznego błędu pomiaru.

Osiem soczewek wykorzystanych w układzie optycznym wykonano z materiału (SFL6) charakteryzującego się stałą Verdeta o wartości zbliżonej do zera. Dzięki temu zminimalizowany jest wpływ efektu Faradaya na ostateczny wynik pomiaru (soczewki znajdują się w silnym polu magnetycznym). Materiały o stałej Verdeta [117] różniącej się od zera w polu magnetycznym podlegają efektowi Faradaya, w wyniku którego następuje skręcenie płaszczyzny polaryzacji światła spolaryzowanego liniowo, co jest równoznaczne ze zmianą polaryzacji. Za ostatnią z soczewek umieszczone jest okno, zamykające próżniową tubę, przez które światło wpada do polarymetru.

Polarymetr (Rys. 3.17) zbudowany jest z dwóch fotoleastycznych modulatorów (*PEM* - *PhotoElastic Modulator* [99]) ustawionych pod kątem 45° w stosunku do osi modulacji oraz polaryzatora ustawionego pod katem 22,5° do osi każdego z fotoelastycznych modulatorów. Fotoelastycze modulatory działają przy niewiele różniącej się częstotliwości (20 i 23 kHz), co pozwala na określenie kierunku pola magnetycznego z zależności 3.23. Po przejściu przez ostatni element polarymetru, jakim jest liniowy polaryzator, światło pada na soczewkę i wiązkę światłowodów. Światłowody (o średnicy rdze-



Rysunek 3.15: Diagnostyka na tokamaku JET [79].



Rysunek 3.16: Przekrój poprzeczny przez komorę tokamaka JET. Ciągłe linie symbolizują kierunki 8 PINI wewnątrz komory próżniowej. Pomiar MSE wykonywany jest wzdłuż PINI 1 [79].

nia rzędu 1mm wykonanego z krzemionkowego szkła w plastikowym płaszczu i nylonowym płaszczu zewnętrznym) pozwalają na wykonanie pomiaru w 25 radialnych pozycjach (Rys. 3.16). Każdy punkt pomiarowy odpowiada sygnałowi z 6 ustawionych pionowo światłowodów. Sygnał transportowany przy pomocy każdego ze światłowodów przechodzi przez filtr optyczny po czym mierzony jest przez detektor (diodę lawinową). Każdy z filtrów transmituje sygnał w przedziale $\sim 0,4$ nm. Równolegle do pomiaru diody lawinowej przeprowadzany jest pomiar spektroskopowy w celu określenia centralnej wartości długości fali przepuszczanej przez filtr optyczny (Rys. 3.15).



Rysunek 3.17: Polarymetr zbudowany jest z dwóch fotoleastycznych modulatorów ustawionych pod kątem 45° w stosunku do osi modulacji oraz polaryzatora ustawionego pod katem 22,5 ° do osi każdego z fotoelastycznych modulatorów. b) Zdjęcie fotoelastycznych modulatorów [99].

3.7.2. Wyniki pomiarów

Przy jednoczesnym użyciu wszystkich dostępnych neutralnych wiązek (*PINI*) widmo rozszczepionej linii Balmer- α na tokamaku JET ma bardzo skomplikowaną strukturę - nakładają się na siebie rozszczepione starkowsko linie emitowane przez neutralne atomy wprowadzane przez wszystkie *PINI* (Rys. 3.18a) [78]. Dla ominięcia tego problemu energia jednej z *PINI* jest większa od pozostałych wiązek. Pozwala to na przesunięcie emisji D_{α} w kierunku wyższych długości fal (Rys. 3.18b). Do analizy danych MSE wykorzystywana jest składowa π przesunięta najbardziej ku czerwieni.



Rysunek 3.18: Symulowane widmo MSE z tokamaka JET. a) Symulowane widmo przy użyciu wszystkich dostępnych neutralnych wiązek [78]. b) Symulowane widmo MSE w przypadku wykorzystania jednej wiązki [78]. Pionowe kreski o wartościach dodatnich symbolizują składowe σ , kreski o wartościach ujemnych symbolizują składowe π .

3.7.3. Wpływ struktur ELM na sygnał MSE

Po przekroczeniu granicznej wartości energii dostarczonej z zewnątrz (np. przy pomocy ogrzewania NBI) na krawędzi plazmy tworzy się gradient ciśnienia poprawiający utrzymanie energii. Prowadzi to do przemiany pomiędzy dwoma diametralnie różnymi reżimami wyładowań: trybem L i H (Rys. 3.3), pojawienia się barier transportu (objawiającymi się skokową zmianą wartości temperatury elektronowej (T_e) i koncentracji elektronowej (n_e) (Rys. 3.3, 3.19) oraz nawet dwukrotnie większego czasu utrzymania plazmy (τ_E) [23]. Niestety eksperymentom prowadzonym w trybie H zwykle towarzyszą niestabilności zlokalizowane na krawędzi plazmy, (*ELM - Edge Localised Mode*) (Rys. 3.3). Niestabilności te objawiają się periodyczną emisją dużej ilości promieniowania H_{α} , co prowadzi do pogorszenia barier transportu, a w efekcie do obniżenia temperatury i koncentracji elektronowej na krawędzi plazmy. Niejednokrotnie wypływa to również na obniżenie wartości tych parametrów w rdzeniu plazmy, co w rezultacie prowadzi do skrócenia czasu utrzymania plazmy. W związku z tym na szeroką skalę prowadzone są badania



Rysunek 3.19: Dynamika parametrów podczas wyładowania w trybie H [4].

w celu wyeliminowania obecności niestabilności ELM podczas eksperymentów w trybie H [118, 119, 120]. Emitowane promieniowanie H_{α} wywoływane jest uwolnieniem wodoru ze ścian komory próżniowej.

Sygnał diagnostyki *MSE* w tokamaku JET zaburzony jest w większości wyładowań, w których na krawędzi plazmy pojawiają się zaburzenia typu *ELM*. Zaburzenia te objawiają się nagłym skokiem wartości mierzonego sygnału i skorelowane są czasowo z periodycznie powtarzającymi się strukturami *ELM* występującymi na krawędzi plazmy (Rys. 3.20).

Pomimo, iż zaburzenia te występują jedynie na krawędzi plazmy ich wpływ na sygnał diagnostyki rozciąga się również na kanały rejestrujące sygnał z rdzenia plazmy (Rys. 3.21).

Zachowanie tego typu nasuwa pytanie, czy nagłe skoki sygnału *MSE* związane są z problemami aparaturowymi, czy też są przejawem rzeczywistych zmian struktury pola magnetycznego?

W celu sprawdzenia jaki jest wpływ zaburzeń wynikających z obecności struktur *ELM* na krawędzi plazmy na pomiary *MSE* napisany został program komputerowy pozwalający na filtrowanie nagłych skoków sygnału. Pozwoliło to na przeprowadzenie analizy w najbardziej interesujących momentach wyładowania (przed wystąpieniem zaburzenia w plazmie, w czasie zaburzenia w maksimum piku oraz w czasie zaburzenia po wyfiltrowaniu piku) i dało możliwość porównania odpowiadającym im profili-q.



Rysunek 3.20: Sygnał obrazujący emisję linii D_{α} (na samej górze) wskazującą na występowanie zaburzenia ELM oraz dwa sygnały diagnostyki MSE mierzone przy pomocy diód lawinowych.



Rysunek 3.21: Wpływ aktywności struktur ELM na poszczególne kanały pomiaru MSE. Wartości od 1-5 reprezentują wpływ zaburzenia ELM na sygnał MSE: 5 - wysoki, 4 mały, 3 - bardzo mały, 1 - bez wpływu na sygnał MSE.

3.7.4. Filtrowanie struktur ELM z sygnału MSE

W celu wyeliminowania nagłych skoków w sygnale diagnostyki MSE oraz sprawdzenia jaki jest wpływ obecności tych zmian na profil-q wykorzystany został program komputerowy, napisany przy współudziale autorki, stanowiący swego rodzaju filtr. Filtr ten bazuje na przejściowych zmianach w sygnale i eliminuje wpływ struktur ELM na sygnał MSE poprzez zastosowanie interpolacji pomiędzy niezaburzonymi punktami wszystkich składowych polaryzacji mierzonego światła zaraz przed i po wystąpieniu zmiany sygnału. Początek i koniec filtrowania wyznaczany jest przez przekroczenie pewnej wartości zmiany natężenia (w większości przypadków wynosi ona 47,5 V· s⁻¹).

Wykorzystanie filtra jest bardzo kłopotliwe, a wręcz niemożliwe, kiedy w plazmie występują struktury *ELM* składające się z kombinacji dwóch typów zaburzeń *ELM* (*ELM* typu I i *ELM* typu II), ponieważ ze względu na częstotliwość pojawiania się struktur *ELM* sygnał pomiędzy zaburzonymi obszarami nie powraca do poziomu sprzed zaburzenia. Rysunki 3.22 i 3.23 przedstawiają przykład zastosowania filtra dla wszyst-kich składowych polaryzacji mierzonego światła. Zaobserwowano, że zaburzenie występuje również, kiedy do plazmy nie jest wprowadzana neutralna wiązka niezbędna do przeprowadzania pomiarów przy pomocy diagnostyki MSE, co sugerowałoby, że filtr optyczny zastosowany do wyodrębnienia określonego przedziału długości fal przepuszcza również promieniowanie tła (Rys. 3.23).



Rysunek 3.22: #70221 - przebiegi czasowe (od góry do dołu): emisja D_{α} mierzona po wewnętrznej stronie diwertora, całkowite nateżenie (DC - kanały 7, 11, 21) - po zastosowaniu i bez zastosowania filtra.



Rysunek 3.23: Sygnały (od góry do dołu): promieniowanie D_{α} , moc wstrzykiwanej wiązki (P_{NBI}) , całkowite natężenie (FDC) kanał 11, składowa kołowa polaryzacji (23 kHz) kanał 11, całkowite natężenie (FDC) kanał 21 i składowa kołowa polaryzacji (23 kHz) kanał 21. Sygnały FDC i F23 są sygnałami MSE po zastosowaniu i bez zastosowania filtra.
3.7.5. Zmiany profilu-q w wyniku zastosowania filtra struktur ELM z sygnału MSE

Analiza pomiarów MSE przeprowadzona była dla wyładowań, w których struktury ELM charakteryzowały się różną częstotliwością i natężeniem emisji D_{α} . Kąt polaryzacji γ_p wyznaczany był zwykle zaraz przed, w czasie i po wystąpieniu zaburzenia w sygnale MSE.

Pomiar MSE dokonywany jest z częstotliwością 250 kHz, a analiza przy 20 milisekundowym uśrednieniu sygnału.

W przypadku analizowanych wyładowań wpływ struktur ELM widoczny był w sygnale wszystkich kanałów MSE. Nawet po zaaplikowaniu filtra sygnały MSEz wielu kanałów są zaburzone i konieczne było usunięcie ich z ostatecznej analizy (np. w analizie profilu-q przedstawionego na Rys. 3.25 usuniętych zostało 13 kanałów). Jednakże po wykorzystaniu filtra liczba kanałów użytecznych do rekonstrukcji struktury pola magnetycznego przy pomocy kodu EFIT wzrasta.

Analiza różnych wyładowań nie wykazała tendencji do określonego wpływu struktur *ELM* na poszczególne kanały diagnostyki *MSE*. W rejestrowanym sygnale *MSE* nie zostały zaobserwowane systematyczne zmiany związane z częstotliwością występowania, czy natężenia struktur *ELM*.

Kąt polaryzacji (γ_p) w wyładowaniu #70229 wyznaczony w punkcie odpowiadającemu obecności piku *ELM* (Rys. 3.24) czerwona krzywa) oraz γ_p obliczone



Rysunek 3.24: Kąt polaryzacji γ_p . Punkty zaznaczone przy pomocy symboli ujęte zostały w analizie przy wykorzystaniu kodu EFIT (9 z 12 kanałów zostało wykorzystanych w analizie bez zastosowania filtra i 12 z 25 w analizie po zastosowaniu filtra). Na wykresie zamieszczonych jest 23 z 25 punktów pomiarowych. Ciągłe linie reprezentują dopasowanie do danych.



Rysunek 3.25: Profil-q zrekonstruowany przy pomocy kodu EFIT po zastosowaniu filtra (niebieski), bez zastosowania filtra (czerwony) i przed pojawieniem się wpływu struktur ELM na sygnał MSE (zielony).

dla tego samego punktu przy wykorzystaniu mechanizmu filtra (Rys. 3.24 niebieska krzywa) wykazuje zgodność z γ_p obliczonym zaraz przed pojawieniem się piku *ELM* w plazmie (Rys. 3.24 zielona krzywa). Profile q odpowiadające tym wartościom kątów polaryzacji γ_p zaprezentowane są na rysunku 3.25. Jak widać wyraźnie na rysunku 3.25 w wyniku zaaplikowania filtra wartość współczynnika safety factor na osi (q_0) jest porównywalna z wartościami obliczanymi przed wystąpieniem zaburzenia sygnału *MSE* (Tab. 3.1).

Wartości q_0 obliczone na podstawie sygnału poddanego procedurze filtrowania są bardzo zbliżone do wartości q_0 wyznaczonych zaraz przed pojawieniem się piku *ELM* w plazmie. W tabeli 3.1 zawarte są przykłady zmian wartości q_0 wyznaczone na podstawie oryginalnego sygnału (A) *MSE*, sygnału poddanego procedurze filtrowania (B) sygnału *MSE* oraz w momencie przed, bądź po (C) pojawieniu się wpływu struktur *ELM* na sygnał *MSE*. Wszystkie obliczenia przeprowadzone zostały przy 20 ms uśrednieniu sygnału. Wszystkie profile są gładkie i mają monotoniczny bądź zbliżony do monotonicznego przebieg. χ^2 obliczone jest dla wszystkich pomiarów wykorzystanych przez *EFIT*, w tym z obydwu diagnostyk magnetycznych.

Rozrzut wartości kąta polaryzacji γ_p , który zwiększa się ze zmniejszeniem czasu uśrednienia sygnału, zmniejsza się w przypadku wykorzystania filtra. W ramach błędów pomiaru nie można wykryć zmian w monotonicznym profilu-q powodowanych występowaniem niestabilności *ELM* na krawędzi plazmy.

nr wył.	t [s]	$q_0(A)$	χ^2	$q_0(B)$	χ^2	t [s]	$q_0(C)$	χ^2
70016	68,664	0,7	154,4	0,8	76,8	68,89	0,9	47,2
70221	60,9005	0,6	102,2	0,7	33,3	60,858	0,8	33,7
	60,9695	0,6	120,1	0,8	46,5	60,858	0,8	33,7
	61,0075	0,8	58,4	0,8	42,3	60,858	0,8	33,7
	61,320	0,6	151,6	0,8	66,3	61,078	0,8	71,6
	61,329	0,6	215,3	0,7	70,1	61,078	0,8	71,6
70222	61,410	0,6	11,1	0,7	26,0	61,400	0,7	46
70229	61,776	0,7	31,7	1,0	22,4	61,737	1,0	6,4

Tablica 3.1: Wartości q_0 wyznaczone na podstawie oryginalnego sygnału (A), sygnału poddanego procedurze filtrowania (B) oraz w momencie przed, bądź po pojawieniu się wpływu struktur ELM na sygnał MSE (C).

Rozdział 4

Szacowanie parametrów plazmy w urządzeniu typu Plasma-Focus

4.1. Zasada działania i fazy wyładowania w urządzeniu typu Plasma-Focus (PF)

Urządzenie Plasma-Focus [11, 10, 12] składa się z generatora impulsów prądowych (który stanowi bateria impulsowych kondensatorów), oraz z eksperymentalnej komory próżniowej wypełnionej gazem roboczym pod niskim ciśnieniem od kilku do kilkunastu hPa (Rys. 4.1). W komorze tej znajduje się układ dwóch cylindrycznych, współosiowych elektrod częściowo odseparowanych izolatorem, pomiędzy którymi zachodzi wyładowanie elektryczne. W zależności od stosunku długości elektrody centralnej (l) do jej średnicy ϕ urządzenia PF zostały podzielone na dwa typy, Filippova ($l/\phi <1$)



Rysunek 4.1: Przekrój poprzeczny urządzenia PF-1000.

[10] i Mathera $(l/\phi > 1)$ [11]. Zachodzące wyładowanie prowadzi do wytworzenia gęstej $(n_e \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3})$ plazmy o wysokiej temperaturze $(\sim 1 \text{ keV})$ i krótkim czasie życia (50 - 200 ns). W różnych obszarach wyładowania występują znaczne różnice podstawowych parametrów opisujących plazmę (np. temperatury (T_e) i koncentracji (n_e) elektronowej), charakteru zachodzących zjawisk i czasu ich trwania. W związku z tym wyróżnia się kilka faz wyładowania [57, 121].

FAZA PRZEBICIA

W wyniku uruchomienia generatora impulsów prądowych na elektrodach urządzenia PF pojawia się napięcie rzędu kilku do kilkudziesięciu kV. Wywołuje to przebicie w gazie roboczym w obszarze powierzchni izolatora. W urządzeniu zaczyna płynąć prąd dostarczany przez generator. W zależności od początkowego ciśnienia gazu roboczego struktura prądu może mieć zarówno charakter objętościowy (zbyt niskie ciśnienie) jak i włóknisty (zbyt wysokie ciśnienie) [12]. Faza ta trwa od 100 - 300 ns.

FAZA FORMOWANIA WARSTWY PLAZMOWEJ

Początkowo powstająca warstwa prądu przemieszcza się ruchem przyspieszonym w objętości nad izolatorem wypełniając przestrzeń pomiędzy wewnętrzną i zewnętrzną elektrodą. Przepływ nad powierzchnią izolatora bardzo szybko przekształca się w przepływ wzdłuż jego powierzchni. W tym samym czasie zmienia się charakter struktury plazmy. Z jednorodnej i azymutalnie symetrycznej zaczyna przekształcać się w we włóknistą i przemieszczać się w postaci włókien plazmowych wzdłuż powierzchni izolatora. Gwałtownie wzrastające natężenie prądu związane z formowaniem się włókien plazmowych powoduje zwiększenie znaczenia siły elektrodynamicznej. Siła ta powoduje oderwanie warstwy prądowej od powierzchni izolatora jak i narzuca jednoczesne przemieszczanie wzdłuż wewnętrznej elektrody i radialne oddalanie w kierunku elektrody zewnętrznej.

Po pewnym czasie na froncie warstwy prądowej pojawia się bardzo wąska powłoka charakteryzująca się gwałtowną zmianą podstawowych parametrów (temperatury, gęstości, ciśnienia) tworząca czoło fali uderzeniowej. Opisana faza kończy się w momencie zetknięcia frontu warstwy plazmowej z elektrodą zewnętrzną i trwa zwykle od 0,5 do 1,4 μ s.

FAZA AKCELERACJI OSIOWEJ

Podczas tej fazy wyładowania prędkość warstwy prądowej może osiągnąć wartość rzędu 10^7 cm/s, a warstwa uzyskuje wysoką energię kinetyczną i wewnętrzną. Przemieszczająca się warstwa prądowa przesuwa się na wstępie ruchem przyspieszonym w kierunku końca elektrod, po czym ze względu na zrównoważenie ciśnienia magnetycznego ciśnieniem statycznego gazu roboczego ruch ten przechodzi w jednostajny. Na czole przemieszczającej się warstwy prądowej tworzy się gęsta powłoka plazmowa (poprzedzona przez falę uderzeniową), która powstaje w wyniku jonizacji i unoszenia gazu roboczego przez warstwę prądową. Ostatecznie pomiędzy elektrodami powstaje jednorodna warstwa plazmowo-prądowa (*WPP*) o nieznacznie zmieniającej się koncentracji elektronowej ok. 10¹⁸ cm⁻³ i temperaturze ok. 5 eV. Profil warstwy prądowej przyjmuje kształt zbliżony do parabolicznego ze względu na fakt, iż dynamika plazmy wywołana jest siłą Lorentza, która jest odwrotnie proporcjonalna do promienia ($F \sim r^{-2}$).

Faza kompresji radialnej

Faza kompresji radialnej rozpoczyna się w momencie osiągnięcia przez warstwę plazmowo-prądową końca wewnętrznej elektrody, dobiega końca kiedy warstwa plazmowo-prądowa (*WPP*) poruszająca się ruchem przyspieszonym z prędkością ok. $2 \cdot 10^6$ cm/s zbiega się radialnie na osi urządzenia. Podczas radialnego przemieszczania się *WPP* gwałtownie rośnie energia kinetyczna, zwiększa się również temperatura (T ~ 30eV), oraz gęstość (n ~ 10^{18} cm⁻³). Proces ten zachodzi o rząd wielkości szybciej niż pozostałe opisane wcześniej fazy wyładowania (100-500 ns).

FAZA PINCHU

W fazie pinchu na osi urządzenia tworzy się gęsty sznur plazmowy o parametrach odpowiadających warunkom reakcji termojądrowej (gęstość osiąga wartość rzędu 10^{19} - 10^{20} cm⁻³, a temperatura 0,2-1 keV). Prowadzi to do emisji miękkiego promieniowania X, oraz neutronów. Rozmiar sznura plazmowego w zależności od wielkości urządzenia Plasma-Focus może osiągać średnicę 0,2 - 2 cm i długość 1 - 10 cm, czas utrzymania pinchu waha się od 50 do 200 ns.

FAZA ROZPADU SZNURA PLAZMOWEGO

Sznur plazmowy ulega rozpadowi w wyniku rozwoju niestabilności związanych z brakiem równowagi pomiędzy polem magnetycznym i plazmą (MHD), oraz niestabilności kinetycznych. Niestabilnościom tym towarzyszy tworzenie lokalnych, silnych pól elektrycznych, które przyspieszają jony i elektrony do energii rzędu kilkuset keV prowadząc do obfitej emisji twardego promieniowania X i emisji neutronów.

4.2. Charakterystyka układu eksperymentalnego PF-1000

Pomiary zawarte w tej pracy wykonane zostały na urządzeniu PF-1000 zlokalizowanym w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie, Tabela 4.1 [51, 52, 122].

Zasobnikiem energii urządzenia Plasma-Focus PF-1000 jest bateria kondensatorów tworzących generator prądowy. Odbiornikiem energii jest wyładowanie w gazie roboczym zachodzące pomiędzy współosiowymi elektrodami. Ze względu na stosunek rozmiarów elektrody centralnej (średnica elektrody jest znacznie mniejsza od jej długości) PF-1000 jest urządzeniem Plasma-Focus typu Mathera [11]. Obydwie elektrody mają długość 460 mm. Wewnętrzna elektroda wykonana jest z miedzi i ma średnicę 230 mm, zewnętrzna składa się z 12 tub wykonanych ze stali nierdzewnej o średnicy 80 mm, które rozmieszczone są symetrycznie na okręgu o średnicy 400 mm. Wokół wewnętrznej elektrody na długości 152 mm znajduje się izolator (Rys. 4.2).

Parametr	Symbol	Wartość parametru	Jednostka miary
Energia baterii	Е	266-1064	kJ
Pojemność baterii	С	1,332	$\mu { m F}$
Napięcie baterii	U	20-40	kV
Prąd maksymalny	I _{max}	12	MA

Tablica 4.1: Parametry urządzenia PF-1000.



Rysunek 4.2: a) Czoło urządzenia PF-1000. b) Wnętrze komory próżniowej i elektrody: wewnętrzna miedziana i zewnętrzna wykonana ze stali nierdzewnej.

4.2.1. Spektroskopowa aparatura diagnostyczna

Promieniowanie elektromagnetyczne emitowane przez plazmę w zakresie widzialnym (350-750 nm) mierzone było w odległości 300 mm od końca elektrod przy pomocy kolimatora z obszaru o średnicy 10 mm (na osi-Z urządzenia Plasma-Focus), co odpowiada kątowi bryłowemu rzędu 0,7 sr (Rys. 4.3). Obserwacje przeprowadzone zostały pod kątem 90° do osi-Z urządzenia. Sygnał przesyłany był za pomocą światłowodu wykonanego z materiału MgF₂ o średnicy rdzenia 600 μ m do spektrometru typu Mechelle900 o zdolności rozdzielczej $\lambda/\Delta\lambda \approx 900$. Szerokość aparaturowa ($\Delta\lambda_I$) w przedziale długości fali 350-750 nm zdefiniowana została przez szerokość linii mierzonych przy pomocy niskociśnieniowej lampy ArHg (Rys. 4.4). Dla długości fali $\lambda = 200$ nm, 1 piksel = 0,067 nm, natomiast dla długości dla $\lambda = 1000$ nm, 1 piksel = 0,33 nm. Pomiary wykonane zostały w przedziale czasu od -2 μ s do 7 μ s z rozdzielczością czasową zmieniającą się od 500 ns do 2 μ s. Każde widmo odpowiada kolejnemu pomiarowi przesuniętemu w czasie w stosunku do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (t_0). Sondy magnetyczne mierzyły pochodną prądu (dI/dt) w 4 różnych lokalizacjach na obwodzie urządzenia.

W spektrometrze Mechelle (Rys. 4.3) elementem dyspersyjnym jest siatka odbiciowa typu Echelle. Siatka Echelle jest siatką dyfrakcyjną o niesymetrycznych trójkątnych rysach pokrytych warstwą odblaskową. Poprzez wybranie kąta padania wiązki w taki sposób, aby kąt odbicia był równy kątowi dyfrakcji uzyskuje się dużą efektywność odbicia w kolejnych rzędach dyfrakcji (nawet do 15 rzędu). Szerokość aparaturowa spektrometru określona na podstawie pomiaru pełnej szerokości połówkowej linii niskociśnieniowej lampy ArHg zawiera się w przedziale 0,3 nm do 0,56 nm odpowiednio dla długości fal 374,4 - 736,9 nm (Rys. 4.4). Rozszczepione światło rejestrowane było przez kamerę CCD PCO SensiCam o maksymalnej czasowej zdolności rozdzielczej 100 ns.

Na podstawie przeprowadzonych pomiarów wyznaczono temperaturę (T_e) i koncentra-



Rysunek 4.3: Geometria układu pomiarowego na PF-1000.



Rysunek 4.4: Szerokość aparaturowa ($\Delta \lambda_I$) w zależności od długości fali.

cję (n_e) elektronową z rozdzielczością czasową (wykonując pomiary przy takich samych parametrach początkowych wyładowań dla różnych strzałów i w różnych odstępach czasowych (t) w stosunku do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (t_0) , wszytkie pomiary przeprowadzone były wzdłuż tej samej, jednej linii patrzenia).

Estymacja koncentracji elektronowej wykonana została na nietypowej serii pomiarów linii D_{β} i D_{γ} . Odmienność widm polegała na wyraźnym uwidocznieniu się do-



Rysunek 4.5: Schemat spektrometru echelle: 1 - okno, 2 - soczewki korygujące, 3 - zw. kierujące, 4 - pryzmat (separator rzędów), 5 - siatka dyfrakcyjna echelle, 6 - zwierciadło kolimujące, 7 - szczelina wyjściowa spektrometru.

datkowego poszerzenia na skrzydłach obydwóch linii. Podobny kształt linii spektralnych D_{β} zaobserwowany był wcześniej w literaturze w czystej wodorowej plazmie [123] oraz w plazmie argonowej z domieszką wodoru [124], aczkolwiek autorka nie odnotowała tego typu anomalii we wcześniej prowadzonych pomiarach spektroskopowych na urządzeniach typu PF.

Temperatura elektronowa (T_e) wyznaczona została na podstawie wykresu Boltzmanna dla pomiarów wykonanych w wyładowaniach mieszanki argonu z deuterem (ArII) (Równanie 2.16).



Rysunek 4.6: Krzywa kalibracyjna wyznaczona na podstawie pomiaru z lampą DW.

4.2.2. Kalibracja układu doświadczalnego

Wszystkie dane zaprezentowane w tej części pracy skalibrowane zostały pod względem długości fali oraz natężenia.

Kalibracja długości fali wykonana została przy pomocy niskociśnieniowej lampy kalibracyjnej ArHg, natomiast natężenie mierzonego promieniowania skalibrowane zostało przy pomocy widma ciągłego emitowanego przez niskociśnieniową lampę DW. Funkcja aparaturowa przedstawiona jest na Rysunku 4.6. Rysunek 4.7 przedstawia skalibrowaną zależność od długości fali, oraz spektrum po odjęciu widma ciągłego.



Rysunek 4.7: Sygnał mierzony po kalibracji lampą DW i ArHg (czarny), oraz widmo liniowe (czerwony).

4.3. Wyniki uzyskane na PF-1000

4.3.1. Widmo na urządzeniu PF-1000

Zgodnie z badaniami przeprowadzonymi w obszarze zakresu widzialnego zarejestrowane widmo zawiera zawsze linie D_{α} , D_{β} i D_{γ} (Rys. 4.8), bardzo rzadko pojawia się w nim również linia D_{δ} . Niestety w przeważającej liczbie przypadków emisja linii D_{α} ulega w znacznym stopniu samoabsorpcji. W związku z tym nie została ona wzięta pod uwagę przy przeprowadzaniu analizy danych. W większości przypadków bez względu na czas wykonywania pomiaru (w odniesieniu do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt mierzone przy pomocy sond magnetycznych) oprócz linii serii Balmera pojawiły się również linie neutralnego atomu miedzi (CuI 406,264 nm, CuI 465,112, CuI 510,554 nm, CuI 515,324 nm, CuI 521,820 nm). W wyniku identyfikacji linii podejrzewa się również obecność domieszek takich jak żelazo, wapń, węgiel w postaci linii spektralnych atomów i jonów. Zanieczyszczenia te pochodzą zarówno z powierzchni elektrod, jak i izolatora.

Linie deuterowe serii Balmera $(D_{\alpha}, D_{\beta} \text{ i } D_{\gamma})$ charakteryzują się znacznie większą szerokością i natężeniem od szerokości i natężenia linii emitowanych z powierzchni elektrod (Rys. 4.9). Poszerzenie mierzonych linii związane jest głównie z efektem Starka, zgodnie z którym dla wodoru, izotopów wodoru, oraz jonów wodoropodobnych rozsunięcie poziomów energetycznych proporcjonalne jest do pola elektrycznego, a tym samym zależy od koncentracji elektronowej [83, 84, 89, 90, 91, 92].



Rysunek 4.8: Seria Balmera deuteru.



Rysunek 4.9: Różnica emisji w czasie strzałów #8708 i #8793 dowodzi, że podczas wyładowania #8708 poszerzenie na skrzydłach centralnego piku nie jest związane z emisją zanieczyszczeń (Fe, Cu).

4.3.2. Wyznaczanie koncentracji elektronowej plazmy (n_e)

Jak już wcześniej zostało wspomniane, wszystkie prezentowane przez autorkę dane zostały skalibrowane zarówno pod względem natężenia (przy wykorzystaniu lampy DW) jak i długości fali (przy wykorzystaniu niskociśnieniowej lampy ArHg).

Ze względu na fakt, iż w większości przypadków linia D_{α} $(n_k = 3 \rightarrow n_i = 2, D_{\alpha} = 656,10 \text{ nm})$ ulegała znacznej samoabsorpcji, do obliczania koncentracji elektronowej wykorzystane zostały linie D_{β} $(n_k = 4 \rightarrow n_i = 2, D_{\beta} = 486,03 \text{ nm})$ i D_{γ} $(n_k = 5 \rightarrow n_i = 2, D_{\gamma} = 433,30 \text{ nm})$ (Rys. 4.8).

W celu wyznaczenia zależności zmian koncentracji elektronowej (n_e) od momentu, w którym pojawia się minimum w sygnale dI/dt, przeprowadzony został szereg pomiarów. Pomiary przeprowadzane były w przedziale czasów (t) od -2 μ s do 7 μ s w odniesieniu do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (t_0) . Czas ekspozycji (t_{exp}) ustalony był we wszystkich przypadkach do 100 ns.

Emisja linii D_{α} oraz D_{β} (Rys. 4.10, 4.11) obrazuje bardzo wyraźne narastanie szero-



Rysunek 4.10: Dynamika zmian profilu linii D_{α} w czasie wyładowań w urządzeniu PF-1000.



Rysunek 4.11: Dynamika zmian profilu linii D_{β} w czasie wyładowań w urządzeniu PF-1000.



Rysunek 4.12: Dynamika zmian profilu lini
i D_{γ} w czasie wyładowań w urządzeniu PF-1000.

kości linii wraz z czasem odniesienia (t) w stosunku do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (t_0) . Po przekroczeniu wartości maksymalnej ponownie następuje zwężanie profilu (Rys. 4.10, 4.11), co sugeruje dynamiczne zmiany koncentracji elektronowej w czasie wyładowania. Jednocześnie należałoby podkreślić, że skan w czasie wykonany jest na podstawie kolejnych wyładowań.

Na Rysunku 4.11 przedstawiona jest dynamika zmian emisji linii D_{β} . Do obliczenia koncentracji elektronowej wykorzystane zostało Równanie 2.18. Na podstawie porównania widm bogatych w emisję linii zanieczyszczeń (Rys. 4.9) stwierdzono, że poszerzenie na skrzydłach linii nie jest związane z emisją zanieczyszczeń (np. Fe, bądź Cu). W analizie danych rozpatrzono wpływ poszerzenia aparaturowego, starkowskiego i dopplerowskiego na szerokość połówkową zarejestrowanych linii. Szerokość



Rysunek 4.13: 3-D dynamika zmian profilu linii D_{β} i D_{γ} w czasie wyładowań w urządzeniu PF-1000 [19].



Rysunek 4.14: Profil linii D_{β} zmierzony w wyładowaniach #8703, #8707, #8709, #8712 (PF-1000) oraz dopasowanie 3 profili lorentzowskich. Otwarte kółka obrazują punkty eksperymentalne, niebieskie i czerwone linie przedstawiają dopasowane profile.

aparaturowa (instrumentalna) ($\Delta\lambda_I$) określona została na podstawie pełnej szerokości połówkowej (FWHM) linii emitowanych przez niskociśnieniową lampę kalibracyjną ArHg. Szerokość aparaturowa zawierała się w granicach od 0,3 nm do 0,56 nm w przedziale długości fal od 374,4 nm do 736,9 nm (Rys. 4.4). Szerokość linii D_{β} przyjmowała wartości od 0,9-3,1 nm dla różnych faz wyładowania przy szerokości instrumentalnej wynoszącej 0,38 nm i poszerzeniu dopplerowskim o dwa rzędy mniejszym od poszerzenia starkowskiego.

Bardzo interesującym jest fakt, iż w tej serii pomiarów bez względu na przesunięcie czasowe w stosunku do t_0 w widmie nie pojawiają się linie zanieczyszczeń o znacznym natężeniu pochodzących z powierzchni elektrod i izolatora, a rejestrowane linie CuI mają śladową, bardzo niewielką intensywność.

W pierwszym podejściu założono, że głównym mechanizmem poszerzenia centralnego piku jak i szerokich skrzydeł jest poszerzenie starkowskie, a kształt linii jest wynikiem pomiaru przeprowadzonego w obszarze o średnicy 1cm na osi-Z urządzenia. Opracowywanie danych przeprowadzone zostało przy pomocy programu OriginPro 7.5. Pełna szerokość połówkowa badanych linii wyznaczona ($\Delta\lambda_M$) została na podstawie dopasowania profilu Lorenzta (Rysunek 4.14, 4.15) przy uwzględnieniu szerokości aparaturowej ($\Delta\lambda_M = \Delta\lambda_S - \Delta\lambda_I$).

Poszerzenie dopplerowskie wynikające z rozkładu prędkości emitujących atomów policzone zostało na podstawie zależności 2.17. Obliczone wartości poszerzenia dop-



Rysunek 4.15: Profil linii D_{γ} zmierzony w wyładowaniach #8704, #8705, #8711, #8712 (PF-1000). Otwarte kółka obrazują punkty eksperymentalne, niebieskie i czerwone linie przedstawiają dopasowane profile.

plerowskiego były od dwa rzędy mniejsze od poszerzenia starkowskiego, w związku z tym zostało ono zaniedbane we wszystkich obliczeniach. Podczas analizy danych eksperymentalnych założono, że eksperymentalny profil mierzonej linii jest złożeniem poszerzenia starkowskiego i szerokości aparaturowej. Wynikiem takiego założenia są



Rysunek 4.16: Efektywna koncentracja elektronowa (n_e) obliczona na podstawie dopasowania centralnego piku emisji D_β i D_γ (Rys. 4.14, 4.15) [19].



Rysunek 4.17: Efektywna koncentracja elektronowa (n_e) obliczona na podstawie dopasowania piku Lorentza na skrzydłach emisji D_β i D_γ (Rys. 4.14, 4.15).

dwa profile koncentracji elektronowej zaprezentowane na rysunku 4.16. Koncentracja elektronowa (n_e) oszacowana na podstawie dopasowania profilu Lorenza do centralnego piku lini
i D_β i D_γ ma bardzo zbliżone wartości w przypadku pomiarów wykonanych przed momentem maksymalnego zaciśnięcia plazmy, oraz od 3 μ s po zaciśnięciu. Rozbieżności pomiędzy koncentracją elektronową od 0 do 3 μ mogą wynikać z różnic pomiędzy procesami, które prowadzą do wzbudzenia i emisji linii D_{β} i D_{γ} , bądź też z faktu, iż w charakteryzowanej plazmie w przedziale czasu odpowiadającemu znacznym rozbieżnościom wartości n_e plazma nie spełnia warunków LRT. Wartości koncentracji elektronowej oszacowanej na podstawie szerokości połówkowej skrzydeł zarejestrowanych linii przekraczają koncentracje całkowicie zjonizowanego gazu. W tej sytuacji należałoby dopatrywać się innego mechanizmu odpowiedzialnego za wpływ na kształt emitowanych linii. Jednym z najbardziej prawdopodobnych mechanizmów jest oddziaływanie wysokoenergetycznych wiazek jonowych (o energiach w dużym przedziale energetycznym przemieszczających się pod różnymi kątami w stosunku do osi-z PF-1000) deuteru z neutralnymi atomami. Przy takim założeniu poszerzenie skrzydeł linii D_{β} i D_{γ} powinno zostać przybliżone profilem gaussowskim.

W związku z wcześniej zaprezentowaną analizą autorka poddała dane również innego rodzaju analizie prowadzącej do wyznaczenia koncentracji elektronowej, obliczenia oparte zostały jak poprzednio na zależności 2.18. W analizie danych rozpatrzono wpływ poszerzenia aparaturowego, starkowskiego i dopplerowskiego na pełną szerokość połówkową zarejestrowanych linii. Szerokość instrumentalna ($\Delta \lambda_I$) określona została, jak poprzednio, na podstawie pełnej szerokości połówkowej (*FWHM*) linii emitowanych przez niskociśnieniową lampę kalibracyjną ArHg. Szerokość ta zawierała się w granicach od 0,3 nm do 0,56 nm w przedziale długości fal od 374,4 nm do 736,9 nm (Rys. 4.4).

Przy opracowywaniu wyników autorka założyła, że głównym mechanizmem poszerzenia centralnego piku jest wysoka koncentracja (poszerzenie starkowskie), natomiast poszerzenie na skrzydłach linii związane jest z emisją światła pochodzącą od wysokoenergetycznych jonów rekombinujących w obszarze pomiaru (poszerzenie dopplerowskie). Pełna szerokość połówkowa centralnego piku badanych linii $(\Delta \lambda_M)$ wyznaczona została na podstawie dopasowania profilu Lorenzta przy uwzględnieniu szerokości aparaturowej ($\Delta \lambda_M = \Delta \lambda_S - \Delta \lambda_I$). W przypadku centralnego piku poszerzenie dopplerowskie zostało zaniedbane ze względu na niskie wartości $\Delta \lambda_d$ otrzymane na podstawie stosunku natężeń linii CuI. Jednym z najbardziej prawdopodobnych mechanizmów dodatkowego poszerzenia skrzydeł rejestrowanych linii serii Balmera jest rekombinacja wysokoenergetycznych wiązek jonowych deuteru (o energiach w dużym przedziale energetycznym przemieszczających się pod różnymi kątami w stosunku do osiz PF-1000 w obszarze pomiaru, które opisane zostały w tym przypadku przy pomocy efektu Dopplera. W związku z tym na skrzydłach dopasowane zostały linie o profilu Gaussa. Autorka przyjęła takie samo przesunięcie centrum dopasowywanych linii Gaussa w stronę długich i krótkich fal.

Przykładowe dopasowania linii Lorentza i Gaussa dla emisji D_{α} , D_{β} , D_{γ} znajdują się odpowiednio na Rysunkach 4.18, 4.19, 4.20.



Rysunek 4.18: Profil linii D_{α} zmierzony w serii wyładowań na urządzeniu PF-1000 (otwarte punkty - punkty eksperymentalne, niebieskie i czerwone linie - dopasowane krzywe).



Rysunek 4.19: Profil linii D_{β} zmierzony w serii wyładowań na urządzeniu PF-1000 (otwarte punkty - punkty eksperymentalne, niebieskie i czerwone linie - dopasowane krzywe).



Rysunek 4.20: Profil linii D_{γ} zmierzony w serii wyładowań na urządzeniu PF-1000 (otwarte punkty - punkty eksperymentalne, niebieskie i czerwone linie - dopasowane krzywe).



Rysunek 4.21: Efektywna koncentracja elektronowa (n_e) wzdłuż kierunku obserwacji obliczona na podstawie dopasowania profilu lorentzowskiego i dwóch profili gaussowskich linii D_{β} i D_{γ} o jednakowym przesunięciu w stronę dłuższych i krótszych długości fal Rys. 4.19, 4.20).

Efektywna koncentracja elektronowa (n_e) wzdłuż kierunku obserwacji oszacowana została na podstawie wzoru po przeprowadzeniu dopasowania profilu Lorentza do centralnego piku linii D_{β} i D_{γ} . Jak można zaobserwować na Rysunku 4.21, efektywne koncentracje elektronowe obliczone na podstawie emisji D_{β} i D_{γ} charakteryzują się drobnym rozrzutem, aczkolwiek ich wartości są zbliżone.

Jak już wspomniano, jednym z najbardziej prawdopodobnych mechanizmów do-



Rysunek 4.22: Geometria układu z uwzględnieniem kąta α .

datkowego poszerzenia skrzydeł rejestrowanych linii serii Balmera jest rekombinacja, a następnie emisja przez zneutralizowane wysokoenergetyczne wiązki jonowe deuteru w obszarze pomiaru. Opierając się na takim założeniu autorka przeprowadziła obliczenia energii jonów deuteru.

W celu oszacowania wartości energii jonów deuteru autorka obliczyła prędkość tych jonów (Równanie 3.25, 4.23, 4.24, 4.25) na podstawie przesunięcia dopplerowskiego uwzględniając różne kąty pomiędzy kierunkiem ekspandującej plazmy i kierunkiem przeprowadzanego pomiaru (α), (Rys. 4.22).



Rysunek 4.23: Prędkości jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{α} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i obserwacji (Rys. 4.22).



Rysunek 4.24: Prędkości jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{β} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i kierunkiem obserwacji (Rys. 4.22).



Rysunek 4.25: Prędkości jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{γ} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i kierunkiem obserwacji (Rys. 4.22).

Energia obliczona została na odstawie zależności:

$$E = \frac{mv^2}{2} \tag{4.1}$$

gdzie m jest masą deuteru.



Rysunek 4.26: Energie jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{α} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i kierunkiem obserwacji.



Rysunek 4.27: Energie jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{β} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i kierunkiem obserwacji.



Rysunek 4.28: Energie jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{γ} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i kierunkiem obserwacji.



Rysunek 4.29: Energie jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{α} , D_{β} i D_{γ} w funkcji kąta (α) zawartego pomiędzy kierunkiem ekspansji jonów i kierunkiem obserwacji.



Rysunek 4.30: Energie jonów deuteru oszacowane na podstawie emisji D_{α} , D_{β} i D_{γ} dla kąta dopplerowskiego równego 70°, który odpowiada kątowi 20° pomiędzy kierunkiem ekspansji wiązki wysokoenergetycznej i osi-Z układu PF-1000.

Energie jonów oszacowane na podstawie pomiarów spektroskopowych (Rys. 4.26, 4.27, 4.28, 4.29) osiągają bardzo zbliżone wartości do tych otrzymanych przy wykorzystaniu spektrometru Thomsona [125]. Dowodzi to, że hipoteza o poszerzeniu na skrzydłach linii w trakcie przeprowadzonych pomiarów może być prawidłowe. Dodatkowo asymetria kształtu emitowanych linii serii Balmera (Rys. 4.10, 4.11, 4.12) sugeruje asymetrię pinchu.

Badania dotyczące rozkładu kątowego emisji szybkich jonów deuteru emitowanych w trakcie wyładowań na urządzeniu PF-1000 pokazały istnienie dwóch, w niewielkim stopniu asymetrycznych maksimów, przy kącie pomiędzy osią-Z i kierunkiem rozchodzenia się jonów wynoszącym około 20° [126]. Na tej podstawie można wyciągnąć wniosek, że poszerzenie na skrzydłach widm serii Balmera jest spowodowane emisją wysokoenergetycznych rekombinujących wiązek jonowych rozchodzących się pod kątem około 20° w stosunku do osi-Z urządzenia PF. W związku z tym, przedstawiona przez autorkę, metoda bazująca na opisie linii widmowych daje możliwość określenia prędkości (Rys. 4.23, 4.24, 4.25) i energii (Rys. 4.30) emitowanych wiązek.

Należałoby wspomnieć, że prezentowane widmo (Rys. 4.10, 4.11, 4.12) nie jest typowe dla pomiarów w urządzeniu typu Plasma-Focus i nie było jeszcze nigdy szczegółowo badane. Znaczne poszerzenie skrzydeł linii widmowych wodoru i deuteru zaobserwowano również w czasie eksperymentów w czystym wodorze z katodą wnękową [123, 127, 128], w wyładowaniach o radiowej częstotliwości zachodzących w wodorze [129], w doświadczeniach z domieszką gazu szlachetnego [123, 130, 131, 132]. Jednak w tych przypadkach mechanizm wytworzenia szybkich jonów jest nieco inny.

4.3.3. Szacowanie temperatury elektronowej plazmy (T_e)

Temperatura wzbudzenia (T_e) wyznaczona została na podstawie wykresu Boltzmanna. Analiza przeprowadzona została dla strzałów w gazie roboczym deuteru (D) o 12% domieszce Ar. Do otrzymania wykresu Boltzmanna wykorzystane zostały linie ArII o długościach fal: 457,94 nm, 460,96 nm, 465,79 nm, 472,69 nm, 473,59 nm, 476,49 nm, 500,93 nm, 501,72 nm and 506,20 nm (Rys. 4.31). Pomiar wykonany został w początkowej fazie wyładowania 0,7 μ s przed pojawieniem się minimum w sygnale dI/dt. Należałoby podkreślić, że punkty obliczone na podstawie danych zaczerpniętych z bazy danych Kurucz [133] (pełne punkty) są znacznie mniej rozproszone, w stosunku do dopasowanej prostej, od punktów wyznaczonych na podstawie informacji zawartych w bazie danych NIST [134] (otwarte punkty). Na podstawie przeprowadzonych pomiarów oszacowana temperatura elektronowa wynosi od 3 do 4,5 eV w zależności od momentu wykonania pomiaru w odniesieniu do czasu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (Rys. 4.33). Dodatkowo przeprowadzono obliczenia dla gazu o takim samym składzie procentowym przy innym napięciu.



Rysunek 4.31: Promieniowanie liniowe argonu emitowane w czasie eksperymentu, w którym ciśnienie argonu stanowiło 12% gazu roboczego (D) [19].



Rysunek 4.32: Wykres Boltzmanna skonstruowany został na podstawie linii: 457,94 nm, 460,96 nm, 465,79 nm, 472,69 nm, 473,59 nm, 476,49 nm, 500,93 nm, 501,72 nm and 506,20 nm (Rys. 4.31). Prosta dopasowana została do punktów oszacowanych na podstawie wartości zaczerpniętych z bazy danych Kurucza [133], oraz wartości z bazy danych NIST [134].



Rysunek 4.33: Wykresy Boltzmanna wykreślone na podstawie danych dla strzałów: #8779, #8780 ($P_{Ar} = 0.13$ hPa, $P_D = 1.0$ hPa, U = 24 kV, $t_{exp} = 100$ ns). Czas pomiaru w odniesieniu do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt był inny dla każdego ze strzałów (#8779, t=-0,7 µs; #8780, t=-0,1 µs).
Rozdział 5

Wyznaczanie korelacji parametrów plazmy w urządzeniu PF-1000

5.1. Analiza Głównych Składowych (AGS)

Analiza Głównych Składowych (AGS) [135, 136, 137, 138] pozwala na porównanie obiektów wielowymiarowych, co skutkuje ustaleniem ich zasadniczych właściwości. Najbardziej popularnymi metodami wielowymiarowej analizy porównawczej są: metody taksonomiczne oraz metody analizy czynnikowej. Metody taksonomiczne prowadzą do porządkowania i grupowania obiektów o podobnych właściwościach w podzbiory. Metody analizy czynnikowej sprowadzają się do przedstawienia wejściowego zbioru obiektów dowolnej natury przez przekształcenie ortogonalne macierzy wejściowej jako kombinacji liniowej nowych nie obserwowalnych charakterystyk zwanych czynnikami.

Wielowymiarowa analiza porównawcza prowadzi do:

- * redukcji dużej ilości informacji charakteryzujących obiekty do kilku podstawowych, które mogą być poddane szczegółowej analizie,
- * grupowania obiektów charakteryzowanych przez bardzo zbliżone właściwości prowadzące do ujawnienia tychże podstawowych właściwości obiektów,
- * wyodrębnienia najbardziej typowych zjawisk i procesów, co powoduje zmniejszenie nakładu czasu oraz kosztów przeprowadzanych badań,
- $\ast\,$ wyjaśnienia struktury powiązań pomiędzy charakterystykami obiektów.

Nieprawidłowy dobór zmiennych może prowadzić do błędnych wyników w analizie porównawczej. Dlatego też zbiór zmiennych opisujących obiekty w wielowymiarowej analizie statystycznej powinien być ograniczony za pomocą kryteriów pozastatystycznych (merytorycznych i formalnych), bądź też statystycznych. Najbardziej optymalnym rozwiązaniem jest połączenie obydwóch metod. Wstępna selekcja zmiennych oparta na merytorycznych przesłankach prowadzi do wyodrębnienia potencjalnych zmiennych statystycznych, których ilość redukowana jest przy wykorzystaniu metod statystycznych. Prowadzi to do wyodrębnienia ostatecznego zespołu zmiennych będących podstawą analizy porównawczej.

Wartość informacyjna danej zmiennej weryfikowana jest za pomocą procedur statystycznych ze względu na:

- zmienność względem badanych obiektów oraz
- stopień korelacji zmiennych:

$$V^{k}(x_{j}) = \frac{S(x_{j})}{\bar{x}}, j = 1, 2, ..., m$$
(5.1)

Przy czym:

 $\bar{x_j}$ jest średnią arytmetyczną wartości *j*-tej zmiennej - $\bar{x_j} = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_{ij}}{n}$. Natomiast odchylenie standardowe $S(x_j)$ opisane jest zależnością:

$$S(x_j) = \left[\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^n (x_{ij} - \bar{x}_j)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$
(5.2)

Analiza Głównych Składowych (AGS) [135, 136, 137, 138] wykorzystywana była (i nadal jest wykorzystywana) od wielu dziesięcioleci w różnego rodzaju dziedzinach (np.: socjologii, biologii, ekonomii jak i innych dyscyplinach). Analiza Głównych Składowych (*Principal Component Analysis - PCA*) w tej pracy zastosowana została do określenia współzależności pomiędzy wielkościami związanymi ze spektroskopią zakresu widzialnego, wielkością strumienia neutronów oraz momentem wystąpienia minimum w pochodnej prądu wyładowania, które charakteryzują plazmę wytwarzaną w urządzeniach typu Plasma-Focus.

Jak już wspomniano wcześniej AGS prowadzi do zredukowania wielowymiarowych układów danych wejściowych powiązanych niejawnymi zależnościami do zbiorów o mniejszej ilości zmiennych, które nie są skorelowane (czyli są ortogonalne). Zwyczajowo wyniki AGS prezentowane są za pomocą wykresów PC, które reprezentują zmienne wejściowe w nowych współrzędnych tzw. głównych składowych (PC - Principal Component) zawierających jak najwięcej zmienności wejściowych danych.

Zaprezentowana w tej pracy analiza danych wykonana została przez autorkę na podstawie serii pomiarów wykonanych w różnych warunkach początkowych. Efektem przeprowadzonych obliczeń jest stwierdzenie silnej korelacji pomiędzy strumieniem neutronów i ilością domieszek w plazmie.

5.2. Wyniki zastosowania AGS w badaniach spektroskopowych

Pomiary wykonane zostały na urządzeniu PF-1000, które opisane zostało w Rozdziale 4. Ciśnienie dopuszczanego gazu deuterowego podczas przeprowadzanych eskperymentów zawierało się w przedziale 0,9 - 2,1 [hPa]. W czasie większości wyładowań układ kondensatorów naładowany był do 24 kV, zaś w przypadku kilku z nich do 22 kV. Pomiary spektroskopowe wykonywane były jak w poprzednim eksperymencie przeprowadzonym na urządzeniu Plasma-Focus - prostopadle do osi PF-1000 w odległości 30 cm od zakończenia elektrod. Spektrometr Mechelle900 zapewnił rozszczepienie promieniowania w zakresie widzialnym (350 nm-750 nm). Widmo mierzone było przy pomocy kamery CCD – PCO SensiCam z rozdzielczością czasową równą 100 ns (co stanowiło maksymalną wartość definiowaną ograniczeniami kamery CCD).

Strumień neutronów mierzony był przy pomocy srebrnych liczników umieszczonych pod kątem 30° w stosunku do płaszczyzny prostopadłej do osi urządzenia. Sondy magnetyczne mierzyły pochodną prądu (dI/dt) w 4 różnych lokalizacjach na obwodzie urządzenia.

Typowe widmo mierzone w dużej odległości od anody (30 cm) przedstawione jest na Rys. 5.1. Widmo to składa się z serii Balmera $(D_{\alpha}, D_{\beta}, D_{\gamma})$. W kilku



Rysunek 5.1: Seria Balmera deuteru zmierzona podczas wyładowania w urządzeniu PF-1000.



Rysunek 5.2: Przykład widma bogatego w linie zanieczyszczeń.

przypadkach zaobserwowano również linię D_{δ} . W wielu przypadkach linie D_{α} i D_{β} charakteryzują się wysoką samoabsorpcją (Rys. 5.1). Niektóre widma zawierają kilka linii zanieczyszczeń (głównie są to linie miedzi np.: CuI 510,554 nm, CuI 515,324 nm, CuI 521,820 nm), bądź też dużą liczbę linii domieszek emitowanych w czasie wyładowania. Niestety spektralna zdolność rozdzielcza spektrometru nie pozwala wykluczyć obecności linii emitowanych przez atomy uwolnione podczas wyładowania z materiału anody, bądź też izolatora (Fe, C, Ni, Ca), (Rys. 5.2).

Analiza danych metodą głównych składowych przeprowadzona została na podstawie danych zgromadzonych dla 74 wyładowań charakteryzujących się różnymi warunkami początkowymi (ciśnienie gazu roboczego zawierało się w przedziale 0,9 - 2,1 [hPa], napięcie na kondensatorach wynosiło 24, bądź też, w kilku przypadkach, 22 kV). Pierwotna baza danych zawierała 22 zmienne. Ostatecznie do analizy danych arbitralnie wybranych zostało 10 parametrów. Przy wyborze danych do analizy autorka dążyła do wyodrębnienia parametrów niezależnych oraz interesujących ze względu na osiągi urządzenia PF (wielkość strumienia neutronów). W ostatecznym rozrachunku pod uwagę wzięte zostały:

- * X_1 czas wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt,
- * X_2 wielkość strumienia neutronów,
- * X_3 zawartość linii zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm,

- * X_4 stosunek wartości zliczeń w maksimum dla linii CuI 521/CuI 515nm (świadczący o temperaturze plazmy w chwili rejestracji widma),
- * X_5, X_6 -głębokość piku samoabsorpcji odpowiednio dla lini
i D_{α} i $D_{\beta},$
- * $X_7,~X_8$ szerokość prawego ramienia piku samo
absorpcji odpowiednio dla D_α i $D_\beta,$
- * X_9 ciśnienie gazu roboczego,
- * X_{10} napięcie na kondensatorach.

Liczba głównych składowych, które zostały wzięte pod uwagę w dalszej analizie zdefiniowana została na podstawie dwóch kryteriów prowadzących do redukcji wymiaru:

- KRYTERIUM KAISERA, zgodnie z którym wszystkie główne składowe o wartości poniżej 1 nie powinny być rozpatrywane w analizie danych. Przyjmuje się, że zbiór wejściowy jest dobrze reprezentowany przez *PC*, gdy zawierają one 70 -80% zmienności,
- 2. WYKRES CATTELLA, który prezentuje wartości własne w zależności od numerów głównych składowych. Zwykle pierwsza składowa posiada najwyższą wartość, a kolejne wartości stopniowo zmniejszają swoją wartość wraz ze wzrostem numeru głównej składowej. Zgodnie z *wykresem Cattella* składowe główne, których wartości pojawiają się poza tą, która rozpoczyna łuk powinny zostać odrzucone w dalszej analizie

Zgodnie z tym *kryterium Kaisera* przy analizie opartej na wszystkich 10 parametrach jedynie 3 pierwsze składowe powinny być wzięte pod uwagę. Wyjaśniają one 66% zmienności.

Według Rys. 5.3a i Tabelą 6.1 (Appendix) na podstawie kryterium Cattella liczba głównych składowych mogłaby zostać zredukowana do pierwszych trzech; dokładnie jak wystąpiło to w przypadku kryterium Kaisera. Małe wartości zmienności dla pierwszych 3 składowych głównych (łącznie 68,6 %) ujawniają złożoność zjawiska i trudność wyjaśnienia procesów zachodzących w czasie wyładowania w urządzeniach typu PF.

Wykres w głównych składowych (Rys. 5.3b) oparty na wartościach PC_1 i PC_2 zawartych w Tabeli 6.3, 6.4, 6.5 (patrz - Appendix) obrazuje korelacje pomiędzy wyselekcjonowanymi zmiennymi wejściowymi w układzie dwóch pierwszych składowych głównych (PC_1 , PC_2). Zgodnie z tym wykresem zmienne wejściowe kumulują się w trzech grupach ukazujących wysokie współzależności (niebieskie punkty na Rys. 5.3b wskazują pozycje różnych wyładowań w układzie współrzędnych PC_1 , PC_2):

1. PIERWSZA GRUPA składa się z wielkości strumienia neutronów (X_2) , ilości zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3) , stosunku wartości liczby zliczeń



Rysunek 5.3: a) Wykres wartości własnych dla 10 parametrów. b) Położenie zmiennych (czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (X_1) , wielkości strumienia neutronów (X_2) , zawartości linii zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3) , stosunku wartości zliczeń w maksimum dla linii - CuI 521/CuI 515 nm (X_4) , głębokości piku samoabsorpcji odpowiednio dla linii D_{α} i D_{β} $(X_5,$ $X_6)$, szerokości prawego ramienia piku samoabsorpcji odpowiednio dla D_{α} i D_{β} (X_7, X_8) , ciśnienia gazu roboczego (X_9) , napięcia na kondensatorach (X_{10})) i wyładowań w układzie głównych składowych (PC1, PC2).

w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) oraz wartości napięcia na kondensatorach (X_{10}) .

- 2. DRUGA GRUPA składa się z czasu pomiaru, który wyznaczony jest w stosunku do momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (X_1) , głębokości w piku samoabsorpcji linii D_{α} (X_5) i D_{β} (X_6) oraz szerokości połowy prawego ramienia piku samoabsorpcji dla linii D_{β} (X_8) .
- 3 TRZECIA GRUPA składa się z parametru opisującego szerokość połowy prawego ramienia piku samoabsorpcji dla linii $D_{\alpha}(X_7)$ oraz ciśnienia gazu roboczego (X_9) .

Najsilniejsza korelacja zaobserwowana została pomiędzy wielkością strumienia neutronów (X_2) , a ilością zanieczyszczeń w plazmie (X_3) . Korelacja ta pojawia się w pierwszej grupie parametrów (IV ćwiartka układu współrzędnych). Analiza wykresu scree (Rys. 5.4a, Appendix Tabela 6.6) przeprowadzona dla tej grupy zmiennych sugeruje, że dwie pierwsze główne składowe mogą pełnić najważniejszą rolę w wyjaśnianiu zależności pomiędzy zmiennymi. Wyjaśniają one 77% zmienności.

Pierwsza składowa główna w grupie jest wysoce skorelowana ze wszystkimi zmiennymi i wyjaśnia 56% zmienności, a dodatkowo wszystkie jej wartości obdarzone są wartościami dodatnimi, (charakter zależności jest taki sam - typu proporcjonalności). Położenie zmiennych (strumienia neutronów (X_2), ilości zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530



Rysunek 5.4: a) Wykres wartości własnych dla 4 parametrów. b) Położenie zmiennych (strumienia neutronów (X_2), ilości zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3), stosunku wartości liczby zliczeń w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) oraz wartości napięcia na kondensatorach (X_{10})) i wyładowań w układzie głównych składowych (PC1, PC2).

nm (X_3) , stosunku wartości liczby zliczeń w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) oraz wartości napięcia na kondensatorach (X_{10})) i wyładowań w układzie głównych składowych (PC1, PC2) (Rys. 5.4b, Appendix Tabela 6.8, 6.9, 6.10) grupuje dane w postaci dwóch liniowo skorelowanych parametrów opisujących wyładowania zmierzone przy napięciu na kondensatorach wynoszącemu 22 i 24 kV.

Na wykresie 5.4b zaobserwowana została silna współzależność pomiędzy wielkością strumienia neutronów (X_2) oraz zawartością zanieczyszczeń w plazmie (X_3) jak i stosunkiem amplitudy linii miedzi (CuI 521/CuI 515nm) (X_4) . Współzależność ta może być wyjaśniona na dwa sposoby:

- 1. Wzrost emisji linii miedzi może być związany ze strukturą i natężeniem warstwy prądu formującej się na powierzchni anody. Wysokie natężenie niejednorodnej warstwy prądu o strukturze filamentu przemieszczającej się z dużą prędkością, osiągające do kilkuset kA i koncentraję rzędu 10¹⁸-10¹⁹ cm⁻³ [139] może powodować uwolnienie dużej ilości miedzi z anody wyprzedzając formowanie kolumny plazmy.
- 2. W czasie wyładowań na PF-1000 pojawiają się niestabilności, które prowadzą do rozerwania sznura plazmowego, co skutkuje utworzeniem wysokoenergetycznych wiązek jonowych i elektronowych. Wiązki te rozbiegają się w kierunkach wzdłuż osi-Z urządzenia. W tym przypadku emisja miedzi mogłaby być wyjaśniona poprzez oddziaływanie wysokoenergetycznych wiązek elektronów z materiałem elektrody.

Analiza przeprowadzona na drugiej grupie danych wyłonionych podczas pierwotnej analizy PCA opartej na 10 parametrach doprowadziła do ujawnienia zależności przedsta-



Rysunek 5.5: a) Wykres wartości własnych dla 4 parametrów: czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale $dI/dt(X_1)$, głębokości piku samoabsorpcji dla linii $D_{\alpha}(X_5)$ i $D_{\beta}(X_6)$ oraz szerokości prawego ramienia piku samoabsorpcji dla $D_{\beta}(X_8)$. b) Położenie zmiennych $(X_1, X_5, X_6 \text{ oraz } X_8)$ i wyładowań w układzie głównych składowych (PC1, PC2).

wionej na Rys. 5.5 (Appendix Tabela 6.11, 6.13. 6.14, 6.15) Zgodnie z wykresem Cattella jak i regułą Kaisera pierwsza składowa (wyjaśniająca 69.8% zmienności) jest dominująca pośród czterech składowych wykorzystanych do przeprowadzenia wieloczynnikowej analizy porównawczej. Jak zaprezentowane jest to na Rys. 5.5b (Appendix Tabela 6.13.) wszystkie wyładowania, w czasie których nie została zaobserwowana samoabsorpcja układają się na linii prostej (zaznaczone w czerwonym owalu na Rys. 5.5b). Poza tym nie zaobserwowano silnej korelacji pomiędzy badanymi wielkościami (X_1, X_8, X_5, X_6).

Ponieważ kształt mierzonego widma zależy w bardzo dużym stopniu od czasu (t)pomiaru względem minimum w sygnale dI/dt wykonana została również analiza współzależności pomiędzy t (X_1) , strumieniem neutronów (X_2) oraz zawartością emisji zanieczyszczeń (X_3) .

Zgodnie z przeprowadzoną analizą (Rys. 5.6, Appendix Tabela 6.18, 6.19, 6.20) w pierwszej ćwiartce układu współrzędnych rozmieszczone zostały wyładowania zmierzone w średnim czasie t wynoszącym około 3200 ns, charakteryzują się one największym strumieniem neutronów (X_2) oraz bardzo dużą zawartością zanieczyszczeń (X_3).

W drugiej ćwiartce układu współrzędnych znalazły się dane mierzone w średnim czasie t wynoszącym około 4400 ns, cechuje je mały strumień neutronów (X_2) jak i niewielka zawartość zanieczyszczeń (X_3) .

Pomiary znajdujące się w III ćwiartce zostały zmierzone w średnim czasie t wynoszącym około 2500 ns. W przypadku tych pomiarów strumień neutronów (X_2) jak i zawartość zanieczyszczeń (X_3) jest najmniejsza.

Wyładowania umieszczone w IV ćwiartce układu współrzędnych zmierzone zostały średnio w czasie $t \sim 700$ ns, charakteryzowane są one przez bardzo wysoki strumień neu-



Rysunek 5.6: a) Położenie zmiennych $(t(X_1), strumienia neutronów (X_2) oraz zawar$ $tości zanieczyszczeń (X_3)) i wyładowań w układzie głównych składowych (PC1, PC2).$ b) Porównanie parametrów dla wyładowań rozmieszczonych w różnych ćwiartkach układuwspółrzędnych opartego na głównych składowych PC₁ i PC₂.

tronów (X_2) oraz najwyższą zawartość zanieczyszczeń (X_3) .

Dla wartości $PC_1 > 0$ pojawia się dużo bądź bardzo dużo zanieczyszczeń i dużo lub bardzo dużo neutronów, zaś dla $PC_1 < 0$ - mało i bardzo mało neutronów i zanieczyszczeń. Oś PC_2 koreluje raczej z czasem i nie ma związku neutronami i domieszkami.

Zastosowanie *PCA* pozwoliło na określenie zależności pomiędzy wielkościami opisującymi plazmę, opartymi na badaniach spektroskopowych zakresu widzialnego, wielkością strumienia neutronów oraz pochodną prądu plazmy, wytwarzaną przy wykorzystaniu urządzenia PF-1000. Zaobserwowana została silna korelacja pomiędzy strumieniem neutronów i zawartością zanieczyszczeń w plazmie (Rys. 5.3, 5.4b), którą można wyjaśnić na dwa sposoby:

- 1. Wysoka emisja zanieczyszczeń związana jest z dużą koncentracją szybko przemieszczającej się po anodzie wąskiej warstwy prądowej. Liczniki srebrne mierzą dużą liczbę neutronów, widma pozwalają te domieszki zaobserwować, co z kolei pozwala uchwycić korelacje z neutronami. Taka korelacja wskazuje na celowość podjęcia w pracy pomiarów spektroskopowych i zastosowania do ich analiz wielowymiarowych metod statystycznych, a także sugeruje możliwość wyjaśnienia nowych mechanizmów wytwarzania neutronów w wyładowaniu PF.
- 2. Duża emisja zanieczyszczeń związana jest z oddziaływaniem wiązek elektronowych z powierzchnią katody. Wiązki jonowe, których powstawanie jest skorelowane w czasie z tworzeniem się wiązek elektronowych mogą prowadzić (w znaczniejszym stopniu niż wiązki elektronowe) do generacji nietermicznych neutronów.

Wyjaśnienie mechanizmu tego zjawiska nie jest trywialne. Dla wyciągnięcia jednoznacznych wniosków niezbędne jest powtórzenie pomiarów przy wykorzystaniu spektrometru o znacznie większej rozdzielczości spektralnej.

Rozdział 6

Podsumowanie i wnioski końcowe

Najważniejsze wyniki przedstawionej pracy doktorskiej można podsumować w kilku punktach:

- 1. Autorka przeprowadziła analizę stanu wiedzy dotyczącego badań spektroskopowych w zakresie widzialnym wykonanych w urządzeniach typu tokamak i w układach typu PF oraz zaprezentowała różne metody określania współczynnika q (charakteryzującego plazmę w tokamakach).
- 2. Autorka wykonała szereg prac związanych z przygotowaniem i instalacją nowego typu diagnostyki *MSE* w tokamaku TEXTOR oraz wykonała obliczenia potrzebne do otrzymania pierwszych wyników po zainstalowaniu nowej diagnostyki.
- 3. Autorka wykazała brak wpływu zakłóceń typu ELMna profil-qwyznaczany w tokamaku JET.
- 4. W celu udowodnienia głównej tezy naukowej, na podstawie serii eksperymentów, autorka oszacowała czasowe zmiany uśrednionej koncentracji elektronowej (n_e) oraz temperatury elektronowej (T_e) w układzie PF-1000.
- 5. W serii przeprowadzonych eksperymentów autorka zwróciła szczególną uwagę na wyładowania, w których profile linii serii Balmera deuteru $(D_{\alpha}, D_{\beta} i D_{\gamma})$ charakteryzowały się nietypowym, bardzo dużym poszerzeniem na skrzydłach. Zaobserwowany efekt autorka wyjaśniła procesem rekombinacji i emisji deuterowych wysokoenergetycznych wiązek jonowych w plazmie.
- 6. Po raz pierwszy w historii badań układów typu PF autorka przeprowadziła analizę korelacji pomiędzy parametrami spektroskopowymi i wielkością strumienia neutronów przy wykorzystaniu metody Analizy Głównych Składowych (AGS). Doprowadziło to do ujawnienia wyraźnej zależności pomiędzy

wydajnością emisji neutronów, a liczbą zanieczyszczeń obserwowanych w przedziale długości fal 490-530 nm.

Reasumując zaprezentowane wyniki badań można stwierdzić, że osiągnięty został cel główny rozprawy. Udowodniono, że emisyjna spektroskopia optyczna umożliwia uzyskanie istotnych informacji o zachowaniu gorącej plazmy w różnego typu układach, ale interpretacja rejestrowanych linii spektroskopowych musi uwzględniać specyfikę badanych wyładowań i rolę różnego rodzaju efektów fizycznych.

W celu przeprowadzenia dowodu wykonano bardziej dokładną analizę danych uzyskanych przy wykorzystaniu diagnostyki *MSE* w tokamaku TEXTOR oraz szczegółowe badania spektroskopowe w układzie PF-1000. Zasadnicza różnica pomiędzy przeprowadzanymi pomiarami polegała na innej genezie efektu Starka (jakiemu ulegały atomy emitujące promieniowanie elektromagnetyczne zakresu widzialnego) oraz bardzo różniących się wartościach koncentracji elektronowej. W pierwszym przypadku na podstawie rozszczepienia Starka (wynikającego z obecności zewnętrznego pola elektrycznego) określona została konfiguracja pola magnetycznego, a w drugim przypadku na podstawie starkowskiego poszerzenia linii spektralnych gazu roboczego (związanego z dużą wartością koncentracji plazmy) określona została uśredniona wartość koncentracji elektronowej.

Należy dodać, że najważniejsze wyniki prac opisywanych badań zaprezentowane zostały już przedstawione w kilku recenzowanych publikacjach oraz materiałach konferencyjnych (patrz spis prac autorki związanych z tematem tej rozprawy doktorskiej).

Na podstawie przedstawionych wyżej wyników badań i ich analizy można sformułować wniosek, że metody emisyjnej spektroskopii optycznej powinny być nadal rozwijane i wykorzystywane w różnych eksperymentach plazmowych, ponieważ dostarczają one istotnych informacji o parametrach badanej plazmy i jej dynamice. Przy kompletacji aparatury spektroskopowej trzeba jednak zwrócić szczególną uwagę na zapewnienie odpowiednio dużej zdolności rozdzielczej, np. przy badaniach linii z serii Balmera dla deuteru w układach typu Tokamak lub PF należy uzyskać rozdzielczość $\lambda/\Delta\lambda \ge 1000$. Dla uzyskania informacji o dynamice plazmy należy zastosować układy detekcyjne, które umożliwiają rejestrację badanego widma optycznego z odpowiednio krótkim czasem ekspozycji, np. przy badaniu stosunkowo długotrwałych wyładowań w tokamakach trzeba rejestrować wybrane linie spektralne stosując czas ekspozycji od 1 ms do 1 s, a przy badaniach krótkotrwałych silnoprądowych wyładowań typu Z-pinch lub Plasma-Focus - wybrane linie spektralne powinny być rejestrowane z czasem ekspozycji od $0.02 \ \mu s$ do $1 \ \mu s$. Stosowanie dłuższych czasów ekspozycji prowadzi do uśredniania wyników i uniemożliwia określenie wpływu dynamicznych procesów zachodzących w badanej plazmie. Ponadto należy rozszerzyć analizę kształtów linii spektralnych uwzględniając wpływ wiązek wysokoenergetycznych jonów, które są generowane w różnych układach plazmowych.

Spis prac autorki związanych z tematem tej rozprawy doktorskiej.

PUBLIKACJE W RECENZOWANYCH CZASOPISMACH:

- <u>K. Jakubowska</u>, M. Kubkowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, M. Ladygina, *Optical spectroscopy* of plasma beam interaction with tungsten target and temporal characteristic of spectral line emission in PF-1000, Acta Technica CSAV 56 (2011) T107
- <u>K. Jakubowska</u>, M. Kubkowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, A. K. Marchenko, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, *Optical emission* spectroscopy of plasma streams in *PF-1000 experiments* Nukleonika 56(2) (2011) 125
- E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. J. Sadowski, M. Kubkowska, K. Jakubowska, M. Paduch, M. Scholz, I. E. Garkusha, M. Ladygina, and V. I. Tereshin, Optical Spectroscopy of Free-Propagating Plasma and Its Interaction with Tungsten Targets in PF-1000 Facility, Contributions to Plasma Physics 51(2-3) (2011) 288
- M. Kubkowska, K. Jakubowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, A.K. Marchenko, Spectroscopic investigation of PF-1000 discharges under different experimental conditions, Problems of Atomic Science and Technology 6, Series: Plasma Physics 16 (2010) 202
- A.J. Donné, M.F.M. de Bock, I.G.J. Classen, M.G. von Hellermann,
 K. Jakubowska, R. Jaspers, C.J. Barth et al., Overview of core diagnostics for TEXTOR, Fusion Science and Technology 47 (2005) 220
- K. Jakubowska, M. De Bock, R. Jasper, M. von Hellermann, L. Shmaenok, Motional Stark Effect diagnostic on TEXTOR, Review of Scientific Instruments 75 (2004) 3475

PRACE PRZEDSTAWIONE W MATERIAŁACH KONFERENCYJNYCH:

- <u>K. Jakubowska</u>, W. Skrzeczanowski, M. Paduch and M. Scholz, *Principal Component Analysis of the data acquired at the Plasma-Focus-1000 device*, Proc. International Conference on Research and Applications of Plasmas PLASMA-2011, 12-16 September, 2011, Warsaw, Poland, Book of abstracts and CD issue, Poster P-3.11.
- 2. A. Marchenko, I. Garkusha, М. Ladygina, E. Skladnik-Sadowska, Kubkowska, and **K**. M.J. Sadowski, M. Jakubowska, Determination elektrondensity in*high-density* magnetized plasmas from analysis of of self-absorbed spectra Proc. International Conference lines. on Research and Applications of Plasmas PLASMA-2011, 12-16 September, 2011, Warsaw, Poland, Book of abstracts and CD issue, Poster P-3.2.
- 3. **K. Jakubowska**, M. Kubkowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, A. K. Marchenko, M. Paduch, М. J. Sadowski, M. Scholz, Optical ofplasma streams *PF-1000* emission spectroscopy inexperiments, Proc. 9th International Workshop and Summer School "Towards Fusion Energy", 8-12 June, 2010, Kudowa Zdrój, Poland, Oral.
- M. Kubkowska, K. Jakubowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, A. K. Marchenko, Spectroscopic investigation of PF-1000 discharges under different experimental conditions, Proc. International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, 13-18 September, 2010, Alushta, Ukraine, Book of Abtracts.
- <u>K. Jakubowska</u>, M. Kubkowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, M. Ladygina, *Optical spectroscopy* of plasma bream interaction with tungsten target and temporal characteristic of spectral line emission in PF-1000 experiments, Proc. 24th Symposium on Plasma Physics and Technology, 14-17 June, 2010, Praga, Czech Republic, Poster P. 136.
- 6. <u>E. Skladnik-Sadowska</u>, K. Malinowski, M. J. Sadowski, M. Kubkowska, K. Jakubowska, M. Paduch, M. Scholz, I. E. Garkusha, M. Ladygina, and V. I. Tereshin, *Optical Spectroscopy of Free-Propagating Plasma* and Its Interaction with Tungsten Targets in PF-1000 Facility, Proc. Int. Conf. PLASMA Diagnostics, 12-16 April, 2010, Pont-a-Mousson, France, Oral O-11.
- 7. <u>K. Jakubowska</u>, M. Brix, N.C. Hawkes, E. Rachlew and JET-EFDA contributors, *ELM instability influence on the q-profile measured by MSE*

diagnostic on JET, Proc. 34th European Physical Society Conference on Plasma Physics, 2-6 July, 2007, Warsaw, Poland, ECA Vol. 31F, Poster P-1.116.

- K. Jakubowska, R. Jaspers, Motional Stark Effect diagnostic on TEXTOR, Proc. 15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics, 19-22 April, 2004, San Diego, California, U.S.A., Poster P. A37.
- 9. <u>K. Jakubowska</u> and R. Jaspers, *A new MSE diagnostic set-up in TEXTOR*, Proc. DPG Spring Conference, Aachen, Germany, 24 March, 2003, Oral.
- <u>K. Jakubowska</u> and R. Jaspers, A new MSE diagnostic set-up in TEXTOR, Proc. DPG Spring Conference, Aachen, Germany, 24 March, 2003, Poster P.A23.
- <u>K. Jakubowska</u>, R. Jaspers, *The new Motional Stark Effect measurement set-up in the tokamak TEXTOR*, Proc. 6th Carolus-Magnus Euro-Summer School on Plasma and Fusion Energy Physics, 1-12 September, 2003, Brussels, Belgium, Poster P.15.
- <u>R.F.C. Groothuis</u>, **K. Jakubowska** and R. Jaspers, Measurement of current density profile by the Motional Stark Effect in the tokamak TEXTOR, Proc. Symposium on Plasma Physics & Radiation Technology (CPS) 11-12 March, 2002, Lunteren, The Netherlands, Poster P15.

Appendix

Tablica 6.1: Wartości własne (WW)i wyjaśniona zmienność (WZ)dla 10 parametrów.

	Wartości własne, zmienność									
Wartość	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC_4	PC ₅	PC ₆	PC ₇	PC ₈	PC ₉	PC ₁₀
WW	3,07	2,58	1,21	0,96	0,71	0,47	0,45	0,32	0,19	0,05
WZ [%]	30,74	25,81	12,07	9,58	7,06	4,67	4,54	3,16	1,92	0,46
$\sum WZ \ [\%]$	30,74	56,55	68,62	78,20	85,26	89,93	94,47	97,63	99,54	100,00

Tablica 6.2: Wektory własne dla zestawu 10 zmiennych (ZM).

				We	ktory w	łasne				
ZM	PC_1	PC ₂	PC ₃	PC_4	PC ₅	PC ₆	PC ₇	PC ₈	PC ₉	PC_{10}
X ₁	0,351	0,291	0,049	-0,240	-0,434	0,485	0,412	-0,009	0,360	-0,098
X ₂	0,244	-0,369	0,288	0,290	0,022	0,638	-0,416	-0,190	-0,141	0,021
X ₃	0,174	-0,445	0,152	0,298	0,189	-0,200	0,649	-0,384	0,123	0,035
X ₄	0,263	-0,382	0,350	0,016	-0,334	-0,270	0,009	0,687	-0,034	-0,062
X ₅	0,459	0,127	-0,363	0,326	0,101	-0,156	-0,144	0,001	0,023	-0,692
X ₆	0,386	0,336	0,205	0,220	0,244	-0,223	-0,264	0,031	0,497	0,471
X ₇	-0,169	0,241	0,749	-0,190	0,184	-0,115	-0,053	-0,175	0,043	-0,485
X ₈	0,366	0,404	0,148	0,064	0,021	-0,046	0,215	-0,022	-0,763	0,212
X ₉	-0,343	0,227	0,054	0,521	0,308	0,346	0,299	0,496	0,050	-0,061
X ₁₀	0,279	-0,186	-0,100	-0,550	0,682	0,190	0,088	0,257	-0,009	-0,017

			Skłac	lowe gł	ówne ((PC)				
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC ₄	PC ₅	PC ₆	PC ₇	PC ₈	PC ₉	PC ₁₀
9214	-4,31	1,33	0,14	1,97	-0,68	-0,17	-0,18	-0,05	0,02	-0,05
9215	-4,15	1,35	0,22	1,96	-0,81	0,12	-0,13	-0,09	0,11	-0,07
9216	-1,69	3,48	0,51	2,50	-0,76	-0,09	0,35	-0,10	-0,35	-0,07
9217	-0,06	0,94	1,17	0,58	-3,03	-0,83	-0,57	-0,64	0,03	0,17
9218	-3,60	1,30	-0,53	2,16	-1,11	0,24	0,37	-0,04	0,36	-0,03
9219	-0,24	0,69	0,94	0,09	-3,43	-0,88	-0,37	-0,77	-0,04	0,08
9220	-1,00	-0,96	0,37	-1,62	-0,43	-0,57	-0,25	-0,04	0,16	-0,04
9221	0,77	-0,43	0,23	-0,95	-0,58	-0,73	0,25	0,13	-0,01	-0,34
9222	-1,14	-1,49	0,80	-1,52	-0,42	-1,30	-0,68	0,75	-0,20	-0,06
9223	-2,94	0,51	-0,26	-0,52	1,23	0,15	-0,13	0,28	0,00	-0,05
9224	-2,94	0,51	-0,26	-0,52	1,23	0,15	-0,13	0,28	0,00	-0,05
9225	-2,43	0,58	-0,86	-0,50	0,74	0,62	0,22	0,41	0,27	0,11
9226	0,16	2,83	-0,07	0,32	1,27	0,10	0,10	0,32	0,45	0,24
9227	-2,11	0,46	-1,49	-0,24	0,64	0,69	0,19	0,51	0,25	0,17
9228	-1,94	0,36	-1,61	-0,09	0,69	0,58	0,42	0,42	0,32	0,07
9229	0,24	-1,60	-1,24	-1,10	-1,49	-0,52	-0,41	1,50	0,12	0,28
9230	0,86	1,80	-0,75	-1,13	0,06	-0,32	-0,23	-0,88	0,49	0,37
9232	-1,77	-0,01	-0,29	-1,87	0,21	-0,39	-0,39	-1,09	0,17	0,04
9233	0,18	1,74	0,02	-1,69	-0,11	0,03	0,00	-1,08	-0,46	-0,27
9234	0,65	1,17	-1,67	-0,94	-0,09	-0,25	-0,19	-0,82	-0,31	-0,20
9236	-1,78	0,23	-1,06	-0,85	0,46	0,16	0,06	-0,25	0,28	-0,03
9237	1,18	2,78	-0,11	0,07	0,95	-0,03	-0,26	-0,29	-0,37	0,52
9238	0,91	2,26	0,73	-0,40	0,32	1,49	0,03	-0,65	-0,87	0,37
9240	1,16	2,26	-1,05	0,42	0,97	-0,15	-0,47	-0,20	-0,48	-0,09
9241	0,73	-2,00	-1,51	0,83	-0,65	1,91	-0,77	0,79	-0,01	0,08
9242	0,07	0,15	0,82	-0,45	-0,03	-0,03	0,43	0,60	0,57	-0,17

Tablica 6.3: Składowe główne dla poszczególnych wyładowań.

	Składowe główne (PC)										
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC_4	PC ₅	PC ₆	PC ₇	PC_8	PC ₉	PC_{10}	
9243	-0,86	1,20	-0,05	-0,91	0,37	0,76	-0,13	-0,38	0,51	-0,04	
9244	-2,22	-1,17	0,53	-0,51	0,81	-0,89	-0,97	0,77	-0,57	0,03	
9245	1,01	0,36	1,47	-0,28	-0,26	0,53	1,46	0,17	-0,28	0,28	
9246	-0,42	2,04	0,18	-1,43	-0,18	1,05	0,80	-0,36	0,38	-0,11	
9247	1,06	0,43	1,57	-0,86	-1,15	1,83	1,27	0,44	0,11	-0,24	
9248	-1,54	-1,22	0,92	-0,59	0,18	0,02	-0,76	0,89	-0,25	-0,09	
9249	2,01	1,85	1,40	0,20	0,30	-0,10	-0,36	0,82	0,52	0,44	
9250	2,07	1,36	0,82	0,74	0,67	-0,31	-0,93	0,69	1,25	-0,25	
9251	2,20	-2,02	0,10	1,69	0,39	1,03	-0,31	-0,69	-0,37	-0,36	
9252	2,23	0,12	1,57	0,61	0,49	-0,37	0,60	-0,38	0,49	-0,19	
9253	1,51	-2,86	-1,50	1,68	0,16	0,65	-0,26	-0,22	0,31	0,30	
9254	2,08	1,55	0,75	-0,09	0,02	-0,31	-0,47	$0,\!57$	0,81	0,02	
9258	0,91	1,03	1,26	-0,86	-0,37	0,30	0,16	0,33	-0,68	-0,04	
9259	0,87	0,87	0,98	-1,18	-0,92	0,24	0,62	0,82	-0,22	0,05	
9260	1,73	2,40	1,12	0,63	0,89	-0,40	-0,11	0,87	-0,41	0,47	
9261	0,96	1,45	-2,51	1,07	0,86	0,14	-0,15	0,22	0,02	-0,31	
9262	-0,49	-2,72	1,59	0,18	0,43	0,64	0,20	-0,86	-0,02	0,04	
9263	-1,03	-1,92	0,83	-0,07	0,43	-0,60	1,27	0,03	0,31	-0,04	
9264	-1,31	-1,75	1,11	0,17	0,68	-0,22	1,38	0,11	0,34	-0,08	
9267	0,82	-2,38	-1,80	-0,02	-0,74	-0,29	0,65	-0,10	0,32	0,29	
9268	-0,46	-0,13	-2,43	-1,11	-0,30	-0,09	-0,24	-0,72	0,34	-0,09	
9269	0,52	0,61	1,01	-1,04	-1,00	1,31	1,13	0,59	0,15	-0,14	
9270	1,23	-2,28	0,24	0,17	-0,59	1,73	-1,73	-0,40	0,06	-0,23	
9271	-1,03	-0,11	-1,57	-1,46	-0,13	-0,17	-0,26	-0,86	0,28	0,10	
9272	1,13	-0,82	-0,29	-0,47	-0,70	0,15	-0,70	0,27	-0,79	0,03	
9273	2,60	-0,22	0,73	0,56	0,22	0,07	-1,28	-0,45	0,14	0,00	

Tablica 6.4: Składowe główne dla poszczególnych wyładowań - cd.

			Skłac	dowe g	łówne	(PC)				
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC ₄	PC ₅	PC ₆	PC ₇	PC ₈	PC ₉	PC ₁₀
9274	0,17	-1,26	-1,62	-0,93	-0,97	-0,65	0,09	0,58	0,31	-0,01
9275	0,81	-2,70	-1,02	0,09	-0,58	0,16	0,55	-0,52	0,27	0,30
9276	1,97	-0,25	0,83	0,12	0,14	-0,13	-1,267	-0,28	0,73	0,12
9277	2,69	-0,37	0,73	0,71	0,43	-0,59	-0,49	-0,65	0,73	0,25
9278	-1,02	-2,14	1,51	0,20	0,45	1,41	-1,38	0,05	-0,50	-0,01
9279	-1,26	-2,13	1,10	0,13	0,83	-0,47	0,98	-0,40	0,11	0,02
9280	-1,67	-1,26	0,81	-0,48	0,43	-0,14	-0,59	0,58	-0,26	-0,05
9281	-1,11	-2,24	1,24	0,14	0,68	-0,39	0,99	-0,25	0,13	0,00
9282	0,58	2,66	0,23	-1,00	0,41	-0,09	0,27	-0,63	-0,78	0,09
9283	0,14	1,27	-1,33	-0,42	0,53	-0,37	-0,11	-0,51	-0,16	-0,34
9284	1,06	0,46	0,42	-0,22	-0,08	0,16	-0,48	0,36	-0,53	-0,42
9285	1,58	0,44	-0,61	0,33	0,12	-0,45	-0,19	0,36	-0,24	-0,44
9286	1,65	-0,16	-2,23	0,48	-0,44	-0,53	0,52	0,86	-1,18	0,25
9288	-1,41	-3,07	1,34	0,43	1,23	-0,81	-0,66	-0,45	-0,77	0,21
9289	1,76	0,94	0,05	0,24	0,30	-0,99	-0,21	0,51	0,13	-0,55
9290	1,95	-1,55	0,15	1,12	0,23	0,04	1,31	-0,65	-0,28	-0,06
9291	1,82	-0,88	-1,57	0,88	-0,08	-0,51	0,96	0,17	-0,22	-0,03
9292	-1,31	-2,31	1,02	-0,09	0,83	-0,80	0,17	-0,47	-0,23	0,08
9293	2,04	-0,30	-1,15	0,85	0,08	-0,77	0,95	0,18	-0,76	-0,13
9294	0,72	-2,45	-1,37	0,68	-0,38	0,50	0,30	0,18	0,16	0,06
9295	2,87	0,15	0,11	1,32	0,67	-0,97	0,44	-0,10	0,19	-0,11

Tablica 6.5: Składowe główne dla poszczególnych wyładowań - cd.

Tablica 6.6: Wartości własne i wyjaśniona zmienność dla 4 parametrów (strumień neutronów (X_2) , ilość zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3) , stosunek wartości liczby zliczeń w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) , oraz wartość napięcia na kondensatorach (X_{10})).

Wartości własne, zmienność								
Wartość	PC ₁	PC_2	PC_3	PC ₄				
Wartości własne	2,231	0,861	0,471	0,437				
Zmienność [%]	55,767	21,535	11,767	10,932				
Suma zmienności [%]	55,767	77,301	89,068	100,000				

Tablica 6.7: Wektory własne dla 4 parametrów (strumień neutronów (X_2) , ilość zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3) , stosunek wartości liczby zliczeń w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) , oraz wartość napięcia na kondensatorach (X_{10})).

Wektory własne								
Zmienna	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC_4				
X_2	0,546	-0,197	0,593	-0,558				
X ₃	0,546	-0,141	-0,786	-0,253				
X_4	0,550	-0,214	0,165	0,790				
X ₁₀	0,319	0,946	0,044	0,025				

Tablica 6.8: Składowe główne dla 4 parametrów (strumień neutronów (X_2) , ilość zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3) , stosunek wartości liczby zliczeń w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) , oraz wartość napięcia na kondensatorach (X_{10})).

Skł	adowe g	główne ((PC)	
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC ₄
9213	-2,716	-2,313	-0,178	-0,372
9214	-2,741	-2,303	-0,206	-0,345
9215	-2,629	-2,344	-0,084	-0,461
9216	-2,747	-2,301	-0,213	-0,339
9217	-0,908	-2,981	0,412	0,782
9218	-2,552	-2,353	-0,447	-0,440
9219	-1,028	-2,938	0,270	0,940
9220	-0,081	0,347	-0,012	0,753
9221	0,470	0,169	-0,282	0,955
9222	0,376	0,157	0,249	1,669
9223	-1,676	0,915	-0,076	-0,242
9224	-1,676	0,915	-0,076	-0,242
9225	-1,672	0,913	-0,072	-0,246
9226	-1,675	0,914	-0,075	-0,243
9227	-1,638	0,901	-0,035	-0,281
9228	-1,498	0,869	-0,330	-0,325
9229	0,434	0,113	0,615	1,962
9230	-1,586	0,891	-0,202	-0,285
9232	-1,472	0,859	-0,302	-0,352
9233	-1,565	0,875	0,044	-0,355
9234	-1,536	0,873	-0,148	-0,336
9236	-1,486	0,864	-0,317	-0,338
9237	-1,413	0,820	0,210	-0,511
9238	-0,754	0,582	0,925	-1,184
9240	-1,401	0,816	0,222	-0,523
9241	1,473	-0,217	1,588	-0,559

Tablica 6.9: Składowe główne dla 4 parametrów (strumień neutronów (X_2), ilość zanieczyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3), stosunek wartości liczby zliczeń w maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4), oraz wartość napięcia na kondensatorach (X_{10})) - cd.

Skład	owe głó	wne (PC	C) - cd.	
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC ₄
9242	0,316	0,219	-0,111	0,705
9243	-1,334	0,791	0,296	-0,592
9244	-0,094	0,333	0,386	0,773
9245	1,067	-0,007	-0,430	0,238
9246	-1,603	0,889	0,002	-0,316
9247	1,051	-0,049	0,602	0,225
9248	0,490	0,116	0,857	0,691
9249	0,268	0,199	0,692	0,677
9250	0,392	0,165	0,661	0,419
9251	2,838	-0,599	0,440	-1,518
9252	1,706	-0,203	-0,657	-0,127
9253	2,431	-0,452	-0,009	-1,080
9254	0,078	0,269	0,530	0,732
9258	0,145	0,246	0,638	0,555
9259	0,114	0,250	0,405	1,209
9260	-0,176	0,366	0,392	0,561
9261	-1,275	0,788	-0,088	-0,553
9262	2,443	-0,447	-0,213	-1,065
9263	1,388	-0,070	-1,459	0,325
9264	1,406	-0,074	-1,368	0,082
9267	1,272	-0,054	-0,887	0,207
9268	-1,475	0,860	-0,305	-0,349
9269	0,362	0,185	0,397	0,526
9270	2,155	-0,455	2,081	-1,129
9271	-1,480	0,862	-0,311	-0,344
9272	0,790	0,017	0,972	0,393

Tablica 6.10: Składowe główne dla 4 parametrów (strumień neutronów (X_2) , ilość zanie-
czyszczeń w przedziale długości fal 490-530 nm (X_3) , stosunek wartości liczby zliczeń w
maksimum dla linii miedzi - CuI 521/CuI 515nm (X_4) , oraz wartość napięcia na konden-
satorach (X_{10})) - cd.

Skład	owe głó	wne (PC	C) - cd.	
Wyładowanie	PC_1	PC_2	PC ₃	PC_4
9273	1,507	-0,201	0,981	-0,528
9274	0,032	0,310	-0,269	1,173
9275	1,839	-0,240	-0,688	-0,367
9276	1,170	-0,089	0,822	-0,182
9277	1,680	-0,209	-0,180	-0,383
9278	1,774	-0,315	1,731	-0,940
9279	1,547	-0,113	-1,360	-0,257
9280	0,424	0,163	0,476	0,427
9281	1,767	-0,196	-1,233	-0,129
9282	-1,670	0,912	-0,070	-0,249
9283	-1,498	0,869	-0,329	-0,326
9284	0,301	0,191	0,832	0,318
9285	0,207	0,253	0,108	0,411
9286	0,153	0,279	-0,274	0,825
9288	2,055	-0,329	-0,281	-0,474
9289	0,138	0,274	-0,082	0,841
9290	2,405	-0,399	-1,194	-0,684
9291	1,071	0,021	-1,041	0,210
9292	1,407	-0,091	-0,872	-0,166
9293	0,926	0,064	-0,986	0,345
9294	1,721	-0,226	-0,190	-0,254
9295	1,469	-0,116	-0,897	0,058

Tablica 6.11: Wartości własne i wyjaśniona zmienność w przypadku analizy opartej na 4 zmiennych (czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (X_1), głębokości piku samoabsorpcji dla linii D_{α} (X_5) i D_{β} (X_6), oraz szerokości prawego ramienia piku samoabsorpcji dla D_{β} (X_8)).

Wartości własne, zmienność								
Wartość	PC ₁	PC_2	PC_3	PC_4				
Wartości własne	2,794	0,645	0,358	0,204				
Zmienność [%]	69,838	16,117	8,954	5,091				
Suma zmienności [%]	69,838	85,955	94,909	100,000				

Tablica 6.12: Wektory własne dla grupy 4 zmiennych (czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (X_1) , głębokości piku samoabsorpcji dla linii D_{α} (X_5) i D_{β} (X_6) , oraz szerokości prawego ramienia piku samoabsorpcji dla D_{β} (X_8)).

Wektory własne					
Zmienna	PC ₁	PC_2	PC_3	PC ₄	
X_1	0,451	-0,748	-0,388	-0,295	
X_5	0,476	0,572	-0,654	0,137	
X_6	0,527	0,294	0,511	-0,613	
X ₈	0,542	-0,165	0,400	0,7215	

Tablica 6.13: Składowe główne dla analizy PCA wykonanej na podstawie grupy 4 zmiennych (czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (X_1), głębokości piku samoabsorpcji dla linii D_{α} (X_5) i D_{β} (X_6), oraz szerokości prawego ramienia piku samoabsorpcji dla D_{β} (X_8)).

Skł	Składowe główne (PC)				
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC ₄	
9213	-2,340	0,548	0,653	0,176	
9214	-2,193	0,304	0,526	0,080	
9215	-2,048	0,062	0,401	-0,015	
9216	1,275	-0,003	0,684	0,517	
9217	0,630	-0,815	0,255	-0,180	
9218	-1,579	-0,120	-0,109	-0,125	
9219	0,255	-1,192	-0,029	-0,052	
9220	-1,668	-0,467	0,057	-0,230	
9221	0,196	-0,299	-0,340	0,096	
9222	-2,097	0,145	0,444	0,018	
9223	-2,121	0,184	0,464	0,033	
9224	-2,121	0,184	0,464	0,033	
9225	-1,656	-0,327	0,018	-0,185	
9226	1,854	0,268	0,729	-0,407	
9227	-1,457	-0,133	-0,248	-0,143	
9228	-1,334	-0,043	-0,406	-0,126	
9229	-1,043	-0,239	-0,708	-0,222	
9230	1,456	-0,263	0,163	-0,480	
9232	-1,797	-0,354	0,186	-0,179	
9233	0,824	-0,932	0,034	0,510	
9234	0,920	0,055	-0,606	0,476	
9236	-1,455	-0,153	-0,247	-0,150	
9237	2,512	0,251	0,992	0,266	
9238	1,967	-1,271	0,723	0,653	
9240	2,216	0,957	0,145	0,544	
9241	-0,561	0,044	-1,318	-0,181	

Tablica 6.14: Składowe główne dla analizy PCA wykonanej na podstawie grupy 4 zmiennych (czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale dI/dt (X₁), głębokości piku samoabsorpcji dla linii D_{α} (X₅) i D_{β} (X₆), oraz szerokości prawego ramienia piku samoabsorpcji dla D_{β} (X₈))

Składowe główne (PC) - cd.				
Wyładowanie	PC ₁	PC_2	PC ₃	PC ₄
9242	0,147	-0,524	0,017	-0,535
9243	-0,152	-0,698	-0,002	-0,525
9244	-2,611	0,997	0,886	0,353
9245	1,130	-1,595	0,455	0,293
9246	0,681	-1,888	-0,177	-0,270
9247	1,109	-2,709	-0,482	-0,125
9248	-2,071	0,102	0,422	0,001
9249	2,711	-0,016	0,999	-0,768
9250	2,521	1,107	0,202	-1,363
9251	0,829	0,902	-0,727	0,309
9252	2,049	0,187	0,287	-0,431
9253	-0,250	1,225	-0,978	-0,334
9254	2,507	0,166	0,292	-0,925
9258	1,192	-1,085	0,468	0,531
9259	1,054	-1,601	0,145	0,151
9260	2,888	0,418	1,392	0,221
9261	1,702	1,326	-0,899	0,255
9262	-1,868	-0,235	0,247	-0,132
9263	-1,785	-0,168	0,138	-0,119
9264	-1,839	-0,284	0,222	-0,152
9267	-0,753	0,110	-1,107	-0,139
9268	-0,754	0,080	-1,101	-0,149
9269	0,719	-2,331	-0,387	-0,129
9270	-0,485	0,109	-0,853	-0,482
9271	-1,234	-0,206	-0,494	-0,191
9272	0,210	-0,039	-0,263	0,585

Tablica 6.15: Składowe główne dla analizy PCA wykonanej na podstawie grupy 4 zmien-
nych (czasu wykonania pomiaru względem momentu wystąpienia minimum w sygnale
dI/dt (X ₁), głębokości piku samoabsorpcji dla linii D_{α} (X ₅) i D_{β} (X ₆), oraz szerokości
prawego ramienia piku samoabsorpcji dla $D_{\beta}(X_8)$).

Składowe główne (PC) - cd.				
Wyładowanie	PC_1	PC_2	PC ₃	PC ₄
9273	1,911	0,945	0,162	-0,425
9274	-0,836	-0,035	-0,985	-0,178
9275	-0,916	-0,092	-0,882	-0,188
9276	1,334	0,750	0,250	-1,018
9277	2,000	1,014	0,329	-0,861
9278	-2,091	0,135	0,439	0,014
9279	-2,075	0,109	0,425	0,003
9280	-2,167	0,261	0,504	0,063
9281	-2,012	0,003	0,370	-0,038
9282	1,831	-0,690	0,693	0,795
9283	0,707	0,505	-0,389	0,370
9284	1,016	0,035	-0,106	0,436
9285	1,511	0,779	-0,471	0,352
9286	1,221	0,522	-0,614	1,350
9288	-2,855	1,403	1,096	0,513
9289	1,959	0,954	-0,169	-0,013
9290	0,951	0,135	-0,422	0,498
9291	1,105	0,643	-0,867	0,524
9292	-2,351	0,603	0,656	0,196
9293	1,614	0,708	-0,526	1,048
9294	-0,760	0,306	-1,135	-0,073
9295	2,621	1,264	0,013	-0,025

Wartości własne, zmienność				
Wartość PC_1 PC_2 PC_3				
Wartości własne	1,563	0,992	0,444	
Zmienność [%]	52,116	33,081	14,803	
Suma zmienności [%]	52,116	85,197	100,000	

Tablica 6.16: Wartości własne i wyjaśniona zmienność dla 3 zmiennych - $t(X_1)$, strumieniu neutronów (X_2), oraz zawartości zanieczyszczeń (X_3).

Tablica 6.17: Wektory własne dla 3 zmiennych - $t(X_1)$, strumieniu neutronów (X_2) , oraz zawartości zanieczyszczeń (X_3) .

Wektory własne				
Zmienna	PC ₁	PC_2	PC ₃	
X_1	-0,238	0,948	0,213	
X_2	0,668	0,319	-0,672	
X_3	0,705	0,018	0,7093	

Składowe główne (PC) - cd.				
Wyładowanie	PC ₁	PC ₂	PC ₃	
9213	-0,846	-1,989	-0,409	
9214	-0,955	-1,694	-0,308	
9215	-0,894	-1,323	-0,378	
9216	-1,344	-0,179	0,041	
9217	-0,690	0,761	-0,176	
9218	-0,926	-0,828	0,098	
9219	-0,899	0,858	0,029	
9220	-0,468	-0,516	0,092	
9221	-0,268	0,245	0,559	
9222	-0,420	-1,369	-0,162	
9223	-1,015	-1,554	-0,252	
9224	-1,015	-1,554	-0,252	
9225	-1,209	-0,766	-0,079	
9226	-1,433	0,111	0,121	
9227	-1,175	-0,712	-0,114	
9228	-1,002	-0,686	0,170	
9229	-0,891	-0,132	-0,183	
9230	-1,427	0,549	0,333	
9232	-0,926	-0,851	0,098	
9233	-1,402	0,585	0,079	
9234	-1,256	0,139	0,173	
9236	-0,981	-0,704	0,150	
9237	-1,114	0,273	-0,200	
9238	-0,518	1,494	-0,822	
9240	-1,001	-0,114	-0,302	
9241	1,145	0,930	-1,546	
9242	-0,330	0,473	0,387	

Tablica 6.18: Składowe główne dla 3 zmiennych $t(X_1)$, strumieniu neutronów (X_2) , oraz zawartości zanieczyszczeń (X_3) .

Składowe główne (PC) - cd.				
Wyładowanie	PC ₁	PC ₂	PC ₃	
9243	-1,048	0,440	-0,270	
9244	-0,069	-2,358	-0,714	
9245	0,394	1,442	0,785	
9246	-1,678	1,475	0,330	
9247	-0,075	2,867	0,074	
9248	0,105	-1,005	-0,921	
9249	-0,583	1,051	-0,290	
9250	-0,230	0,699	-0,403	
9251	3,058	0,811	-0,703	
9252	1,308	0,992	0,802	
9253	2,654	0,150	-0,285	
9254	-0,769	1,061	-0,106	
9258	-0,595	0,979	-0,276	
9259	-1,077	1,344	0,194	
9260	-0,678	0,274	-0,175	
9261	-0,830	-0,154	-0,014	
9262	2,726	-0,050	-0,124	
9263	1,273	-0,716	1,336	
9264	1,397	-0,614	1,210	
9267	0,979	0,090	0,923	
9268	-1,081	-0,250	0,237	
9269	-0,662	2,166	0,217	
9270	1,973	1,161	-2,146	
9271	-1,033	-0,467	0,195	
9272	0,206	0,294	-0,826	
9273	1,260	0,764	-0,971	

Tablica 6.19: Składowe główne dla 3 zmiennych $t~(X_1),$ strumieniu neutronów $(X_2),$ oraz zawartości zanieczyszczeń $(X_3).$

Składowe główne (PC) - cd.					
Wyładowanie	PC_1	PC_2	PC ₃		
9274	-0,672	-0,196	0,515		
9275	1,731	0,351	0,627		
9276	0,810	0,629	-0,749		
9277	1,482	0,617	0,182		
9278	1,937	-0,332	-2,073		
9279	1,823	-1,020	1,026		
9280	0,301	-1,240	-0,653		
9281	1,883	-0,842	0,962		
9282	-1,514	0,461	0,193		
9283	-1,087	-0,347	0,246		
9284	-0,207	0,457	-0,648		
9285	-0,189	0,133	0,027		
9286	-0,362	-0,188	0,435		
9288	2,615	-2,324	-0,413		
9289	-0,467	0,066	0,305		
9290	2,377	0,710	1,118		
9291	0,798	0,163	1,101		
9292	1,738	-1,585	0,439		
9293	0,622	0,018	1,051		
9294	1,537	0,240	0,137		
9295	1,180	0,336	0,946		

Tablica 6.20: Składowe główne dla 3 zmiennych t $(X_1),$ strumieniu neutronów $(X_2),$ oraz zawartości zanieczyszczeń $(X_3).$

Bibliografia

- [1] A. Hellemans, JET Takes a Step Closer to Break-Even, Science 278(5335) (3 October 1997) 29
- [2] R. Aymar, P. Barabaschi and Y. Shimomura, *The ITER design*, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 519
- [3] A.J.H. Donné, A.E. Costley, R. Barnsley, H. Bindslev, R. Boivin, G. Conway, R. Fisher, R. Giannella, H. Hartfuss, M.G. von Hellermann, E. Hodgson, L.C. Ingesson, Κ. Itami, D. Johnson, Υ. Kawano, Τ. Kondoh, Υ. Ρ. Ρ. Α. Krasilnikov, Kusama, А. Litnovsky, Lotte, Nielsen, Τ. Nishitani, F. Orsitto, B.J. Peterson, G. Razdobarin, J. Sanchez, М. Sasao, Τ. Sugie, G. Vayakis, Υ. Voitsenya, Κ. Vukolov, С. K. Young and the Topical Walker, ITPA Group on Diagnostics, Chapter 7: Diagnostics, Nucl. Fusion 47 (2007) S337
- [4] J. Wesson, Tokamaks, Oxford University Press (2004) Oxford
- [5] J. Lindl, Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain, Physics of Plasmas 2 (1995) 3933
- [6] S. Atzeni, J Meyer-ter-Vehn, The Physics of Inertial Fusion: beam plasma interaction, hydrodynamics, hot dense matter, Oxford University Press (2004) Oxford
- [7] P. Martin, L. Apolloni, M.E. Puiatti, J. Adamek, M. Agostini, A. Alfier, S.V. Annibaldi, V. Antoni, F. Auriemma, O. Barana, M. Baruzzo, P. Bettini, T. Bolzonella, D. Bonfiglio, F. Bonomo, M. Brombin, J. Brotankova, A. Buffa, Ρ. А. S. Cappello, Carraro, Buratti, Canton, L. R. Cavazzana, M. Cavinato, B.E. Chapman, G. Chitarin, S. Dal Bello, A. De Lorenzi, G. De Masi, D.F. Escande, A. Fassina, A. Ferro, P. Franz, E. Gaio, E. Gazza, L. Giudicotti, F. Gnesotto, M. Gobbin, L. Grando, L. Guazzotto, S.C. Guo, V. Igochine, P. Innocente, Y.Q. Liu, R. Lorenzini, A. Luchetta, G. Manduchi, G. Marchiori, D. Marcuzzi, L. Marrelli, S. Martini, E. Martines, K. McCollam,

S. Menmuir, F. Milani, M. Moresco, L. Novello, S. Ortolani, R. Paccagnella,
R. Pasqualotto, S. Peruzzo, R. Piovan, P. Piovesan, L. Piron, A. Pizzimenti,
N. Pomaro, I. Predebon, J.A. Reusch, G. Rostagni, G. Rubinacci, J.S. Sarff,
F. Sattin, P. Scarin, G. Serianni, P. Sonato, E. Spada, A. Soppelsa, S. Spagnolo, M. Spolaore, G. Spizzo, C. Taliercio, D. Terranova, V. Toigo, M. Valisa,
N. Vianello, F. Villone1, R. B. White1, D. Yadikin, P. Zaccaria, A. Zamengo,
P. Zanca, B. Zaniol, L. Zanotto, E. Zilli, H. Zohm and M. Zuin, *Overview* of *RFX-mod results*, Nuclear Fusion 49 (2009) 104019

- [8] S.C. Prager, J. Adney, A. Almagri, J. Anderson, A. Blair, D.L. Brower, M. Cengher, B.E. Chapman, S. Choi, D. Craig, S. Combs, D.R. Demers, D.J. Den Hartog, B. Deng, W.X. Ding, F. Ebrahimi, D. Ennis, G. Fiksel, R. Fitzpatrick, C. Foust, C.B. Forest, P. Franz, L. Frassinetti, J. Goetz, Τ. Lovell, D. Holly, В. Hudson, М. Kaufman, L. Marrelli, P. Martin, K. McCollam, V.V. Mirnov, P. Nonn, R. O'Connell, S. Oliva, P. Piovesan, I. Predebon, J.S. Sarff, G. Spizzo, V. Svidzinski, M. Thomas, E. Uchimoto, R. White, M.Wyman, Overview of results in the MST reversed field pinch experiment, Nuclear Fusion 45 (2005) S276-S282
- M. Wakatani, Stellarator and Heliotron Devices, Oxford University Press (1998)
 Oxford
- [10] N. V. Filippov, T. I. Filippova, V. P. Vinogradov, Dense High Temperature Plasma in a Noncylindical Z-Pinch Compression, Nucl. Fusion Suppl. 2 (1962) 77
- [11] J. W. Mather, Investigation of the High Energy Acceleration Mode in the Coaxial Gun, Phys. Fluids Suppl. 7 (1964) 28
- [12] M J Sadowski and M Scholz, The main issues of research on dense magnetized plasmas in PF discharges, Plasma Sources Sci. Technol. 17 (2008) 024001
- [13] O. Neubauer, G. Czymek, B. Giesen, P. W. Hüttemann, M. Sauer, W. Schalt, J. Schruff, *Design features of the tokamak TEXTOR*, Fusion Science and Technology 47 (2005) 76
- [14] J.L. Luxon, A design retrospective of the DIII-D tokamak, Nuclear Fusion 42 (2002) 614
- [15] J. Wesson, The science of JET, JET-R(99)13
- [16] K. Jakubowska, M. Brix, N.C. Hawkes, E. Rachlew and JET-EFDA contributors, ELM instability influence on the q-profile measured by MSE diagnostic on JET, 34th

European Physical Society Conference on Plasma Physics, 2-6 July 2007, Warsaw, Poland, ECA Vol. **31F**, P-1.116

- [17] K. Jakubowska, M. De Bock, R. Jaspers, M. von Hellermann, L. Shmaenok, Motional Stark Effect diagnostic on TEXTOR, Rev. Sci. Instrum. 75 (2004) 3475
- Donné, M.F.M. de Bock, I.G.J. Classen, M.G. von Hellermann, [18] A.J. K. Jakubowska, R. Jaspers, C.J. Barth, H.J. van der Meiden, T. Oyevaar, M.J. van de Pol, S.K. Varshney, G. Bertschinger, W. Biel, C. Busch, K.H. Finken, H.R. Koslowski, A. Krämer-Flecken, A. Kreter, Y. Liang, H. Oosterbeek, O. Zimmermann, G. Telesca, G. Verdoolaege, C.W. Domier, Mazzucato, Τ. N.C. Luhmann, Ε. Munsat, Η. Park, М. Kantor, D. Kouprienko, A. Alexeev, S. Ohdachi, S. Korshlom, P. Woskov, H. Bindslev, F. Meo, P.K. Michelsen, S. Michelsen, S.K. Nielsen, E. Tsakadze, L. Shmaenok, Overview of core diagnostics for TEXTOR, Fusion Science and Technology 47 (2005) 220
- [19] K. Jakubowska, M. Kubkowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, A. K. Marchenko, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, Optical emission spectroscopy of plasma streams in PF-1000 experiments, Nukleonika 56(2) (2011) 125
- [20] K. Jakubowska, M. Kubkowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, M. Ladygina, Optical spectroscopy of plasma beam interaction with tungsten target and temporal characteristic of spectral line emission in PF-1000, Acta Technica CSAV 56 (2011) T107
- M. Kubkowska, K. Jakubowska, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski,
 M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, A. K. Marchenko, Spectroscopic investigation of PF-1000 discharges under different experimental conditions,
 Problems of Atomic Science and Technology, Series: Plasma Physics
 6 (2010) 202
- [22] K. Jakubowska, W. Skrzeczanowski, M. Paduch and M. Scholz, Principal Component Analysis of the data acquired at the Plasma-Focus-1000 device, Plasma-2011, International Conference on Research and Applications of Plasmas, 12-16 September 2011, Warsaw, Poland, Book of abstracts and CD issue, P-3.11
- G. Κ. Behringer, D. Campbell, [23] F. Wagner, Becker, А. Eberhagen, Engelhardt, G. Fussmann, O. Gehre, J. Gernhardt, G. v. Gierke, W. G. Haas, M. Huang, F. Karger, M. Keilhacker, O. Klüber, M. Kornherr, G. Lisitano, G. G. Lister, H. Κ. Lackner, М. Mayer, D. Meisel,

E. R. Müller, H. Murmann, H. Niedermeyer, W. Poschenrieder, H. Rapp,
H. Röhr, F. Schneider, G. Siller, E. Speth, A. Stäbler, K. H. Steuer,
G. Venus, O. Vollmer, and Z. Yü, Regime of Improved Confinement and High Beta in Neutral-Beam-Heated Divertor Discharges of the ASDEX Tokamak, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408

- [24] F.M. Levinton, M.C. Zarnstorff, S.H. Batha, M. Bell, R.E. Bell, R.V. Budny, C. Bush, Z. Chang, E. Fredrickson, A. Janos, J. Manickam, A. Ramsey, S.A. Sabbagh, G.L. Schmidt, E.J. Synakowski, G. Taylor, *Improved Confinement* with Reversed Magnetic Shear in TFTR, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4417
- [25] E.J. Strait, L.L. Lao, M.E. Mauel, B.W. Rice, T.S. Taylor, K.H. Burrell, M.S. Chu, E.A. Lazarus, T.H. Osborne, S.J. Thompson and A.D. Turnbull, *Enhanced Confinement and Stability in DIII-D Discharges with Reversed Magnetic Shear*, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4421
- [26] Y. Koide, M. Kikuchi, M. Mori, S. Tsuji, S. Ishida, N. Asakura, Y. Kamada, T. Nishitani, Y. Kawano, T. Hatae, T. Fujita, T. Fukuda, A. Sakasai, T. Kondoh, R. Yoshino, Y. Neyatani, *Internal transport barrier on q=3 surface and poloidal plasma spin up in JT-60U high-bp discharges*, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 3662
- [27] J. Ongena, R. Budny, P. Dumortier, G.L. Jackson, H. Kubo, A.M. Messiaen, M. Murakami, J.D. Strachan, R. Sydora, M. Tokar, B. Unterberg, U. Samm, P.E. Vandenplas, R. Weynants, N. Asakura, M. Brix, M. Charlet, I. Coffey, G. Cordey, S.K. Erents, G. Fuchs, M. von Hellermann, D.L. Hillis, J. Hogan, L.D. Horton, L.C. Ingesson, K. Itami, S. Jachmich, A. Kallenbach, H.R. Α. Kraemer-Flecken, K.D. Koslowski, Lawson, Α. Loarte, G.P. Maddison, G. Mank, G.R. McKee, А. Meigs, F. Milani, Ρ. Monier-Garbet, M.F.F. Nave, M.E. Puiatti, V. Parail, J. Rapp, S. Sakurai, S. Sharapov, F. Sartori, M. Stamp, Η. Tamai, G. Telesca, М. Valisa, G. Van Wassenhove, В. Weyssow, K.-D. Zastrow, performance and Recent progress toward high above theGreenwald densitylimitin impurity seeded discharges inlimiter and divertor tokamaks, Phys. Plasmas 8 (2001) 2188
- [28] D. M. Meade, Effect of high-Z impurities on the ignition and Lawson conditions for a thermonuclear reactor, Nucl. Fusion 14 (1974) 289
- [29] I. H. Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics, Cambridge University Press (2002) Cambridge
- [30] P.E. Stott, A. Wootton, G. Gorini, E.Sindoni, D.Batani, Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion, Kluwer Academic/Plenum Publisher (2002) New York
- [31] E. Joffrin, G. Gorini, C.D. Challis, N.C. Hawkes, T.C. Hender, D.F. Howell, P. Maget, P. Mantica, D. Mazon, S.E. Sharapov, G. Tresset and contributors to the EFDA-JET Workprogramme, *Triggering of internal transport barrier in JET*, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 1739
- [32] G. Otto, R. Wolf, H.-S. Bosch, R. Dux, S. Guenter, P. McCarthy, K. Lackner, M. Marschek, H. Meister, G. Pereverzev, A. Staebler, W. Treutterer and the ASDEX Upgrade Team, *Steady-State Operation with Transport Barriers* and Control by On/Off-Axis Current Drive on ASDEX Upgrade, J. Plasma Fusion Res. SERIES 3 (2000) 31
- [33] K.H. Burrel, T.N. Carlstrom, E.J. Doyle, D. Finkenthal, P. Gohil, R.J. Groebner, D.L. Hillis, J. Kim, H. Matsumoto, T.A. Moyer, T.H. Osborne, C.L. Rettig, W.A. Peebles, T.L. Rhodes, H. StJohn, R.D. Stambaugh, M.R. Wade, J.G. Watkins, *Physics of the L-mode to H-mode transition in tokamaks*, Plasma Phys. Control.Fusion **34** (1992) 1859
- [34] K.H. Burrell, Effects of ExB velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices, Phys. Plasmas 4(5) (1997) 1499
- [35] K.H. Burrell, Tests of causality: Experimental evidence that sheared ExB flow alters turbulence and transport in tokamaks, Physics of Plasmas 6(12) (1999) 4418
- [36] K.H. Burrell, T.H. Osborne, P.B. Snyder, W.P. West, M.E. Fenstermacher, R.J. Groebner, P. Gohil, A.W. Leonard and W.M. Solomon, *Quiescent H-Mode Plasmas with Strong Edge Rotation in the Cocurrent Direction*, Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 155003
- [37] K. Crombé, Y. Andrew, M. Brix, C. Giroud, S. Hacquin, N.C. Hawkes, A. Murari, M.F.F. Nave, J. Ongena, V. Parail, G. Van Oost, I. Voitsekhovitch, K.-D. Zastrow, *Poloidal Rotation Dynamics, Radial Electric Field, and Neoclassical Theory in the Jet Internal-Transport-Barrier Region*, Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 155003
- [38] J. W. Coenen, B. Schweer, M. Clever, S. Freutel, O. Schmitz, H. Stoschus, U. Samm, B. Unterberg, Charge exchange recombination spectroscopy on a diagnostic hydrogen beam-measuring impurity rotation and radial electric field at the tokamak TEXTOR, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 43 (2010) 144015
- [39] M. von Hellermann, P. Breger, J. Frieling, R. Konig, W. Mandl, A. Maas, H. P. Summers, Analytical approximation of cross-section effects on charge exchange

spectra observed in hot fusion plasmas, Plasma Phys. Control. Fusion **37(2)** (1995) 71

- [40] R.C. Isler, An overview of charge-exchange spectroscopy as a plasma diagnostic, Plasma Phys. Control. Fusion 36 (1994) 171
- [41] B.A. Grierson, K.H. Burrell, W.M. Solomon, N.A. Palant, Deuterium velocity and temperature measurements on the DIII-D tokamak, Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 10D735
- [42] M.G. von Hellermann, W. Mandl, H.P. Summers, H. Weisen, A. Boileau, P.D. Morgan, H. Morsi, R. Koenig, M.F. Stamp, and R. Wolf, *Visible charge* exchange spectroscopy at JET, Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3479
- [43] B.W. Rice, K.H. Burrell and L.L. Lao, Direct Measurement of the Radial Electric Field in Tokamak Plasmas using the Stark Effect, Nucl. Fusion 37 (1997) 517
- [44] M. C. Zarnstorff, F. M. Levinton, S. H. Batha, E. J. Synakowski, The effect of Er on motional-Stark effect measurements of q, a new technique for measuring Er, and a test of the neoclassical Er, Phys. Plasmas 4 (1997) 1097
- [45] B.W. Rice, D.G. Nilson, K.H. Burrell, L.L. Lao, Simultaneous measurement of q and Er profiles using the motional Stark effect in high-performance DIII-D plasmas, Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 815
- [46] C.T. Holcomb, M.A. Makowski, R.J. Jayakumar, S.A. Allen, R.M. Ellis,
 R. Geer, D. Behne, K.L. Morris, L.G. Seppala, J.M. Moller, Motional Stark effect diagnostic expansion on DIII-D for enhanced current and E_r profile measurements, Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 10E506
- [47] F.M. Levinton, R.E. Bell, S.H. Batha, E.J. Synakowski, M.C. Zarnstorff, Radial Electric Field Measurements in Reversed Shear Plasmas, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 4887
- [48] T. Hirai, J. Linke, M. Rubel, J.P. Coad, J. Likonen, C.P. Lungu, G.F. Matthews, V. Philipps, E. Wessel and JET-EFDA contributors, *Thermal load testing* of erosion-monitoring beryllium marker tile for the ITER-Like Wall Project at JET, Fusion Engineering and Design 83(7-9) (2008) 1072
- [49] R. Neu, R. Dux, A. Kallenbach, T. Pütterich, M. Balden, J.C. Fuchs, A. Herrmann, C.F. Maggi, M. O'Mullane, R. Pugno, I. Radivojevic, V. Rohde, A.C.C. Sips, W. Suttrop, A. Whiteford and the ASDEX Upgrade team, *Tungsten: an option for divertor and main chamber plasma facing components in future fusion devices*, Nucl. Fusion 45 (2005) 209

- [50] L. Vainshtein, I. Beigman, Ph. Mertens, S. Brezinsek, A. Pospieszczyk and D. Borodin, *Ionization of W atoms and W+ ions by electrons*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 44 (2011) 125201
- [51] M. Scholz, B. Bieńkowska, I. M. Ivanova-Stanik, L. Karpiński, M. Paduch, E. Zielińska, J. Kravárik, P. Kubeš, M. J. Sadowski, A. Szydłowski, H. Schmidt, *General characteristics of fusion neutron emission from megajoule plasma-focus facility*, Czechoslovak Journal of Physics, Suppl. B 56 (2006) B243
- [52] M. Scholz, B. Bienkowska, I.M. Ivanova-Stanik, L. Karpinski, M. Paduch, K. Tomaszewski, E. Zielinska, J. Kravarik, P. Kubes, A. Banaszak, L. Jakubowski, M. Sadowski, A. Szydlowski, H. Schmidt, S. Vitulli, Correlation between pinch dynamics, neutron and X-ray emission from megajoule plasma focus device, Vacuum 76 (2004) 361
- [53] A. Szydlowski, A. Banaszak, B. Bienkowska, I.M. Ivanova-Stanik, M. Scholz, M.J. Sadowski, Measurements of fast ions and neutrons emitted from PF-1000 plasma focus device, Vacuum 76 (2004) 357
- [54] M. Borowiecki, B. Bieńkowska, S. Jednoróg, L. Karpiński, M. Paduch, M. Scholz and M.J. Sadowski, *Investigation of pinch dynamics in plasma focus discharges* by means of fast streak and fast frame camera, Czechoslovak Journal of Physics, Suppl. B 56 (2006) B184
- [55] J. Zebrowski, M.J. Sadowski, K. Czaus, M. Paduch and K. Tomaszewski, *Peculiar features of plasma-focus discharges within PF-360 facility*, Czechoslovak Journal of Physics 54(6) (2004) 643
- [56] A. Bernard, H. Bruzzone, P. Choi, H. Chuaqui, V. Gribkov, J. Herrera, K. Hirano, A. Krejči, S. Lee, C. Luo, F. Mezzetti, M. Sadowski, H. Schmidt, K. Ware, C.S. Wong and V. Zoita, *Scientific status of plasma focus research* J. Moscow Phys. Soc. 8 (1998) 93
- [57] W. Skrzeczanowski, Badania struktury i dynamiki warstwy plazmowej w układzie PF-20, Praca doktorska, Wojskowa Akademia Techniczna im. Jarosława Dąbrowskiego (1990) Warszawa
- [58] P. Meenakshi Raja Rao, P. Saraswathy, G. Krishnamurty, R.K. Rout, S.K.H. Auluck, Anurag Shyam, I.V. Kulkarni and Dipak H. Oza, *Line broadening* studies in low energy plasma focus, J. Phys. **32(5)** (1989) 627
- [59] E. Składnik-Sadowska, K. Malinowski, M. J. Sadowski, P. Kubeŝ, M. Scholz, M. Paduch, L. Karpiński, A. Marchenko, A. Sarenko, *Temporal and spatial*

measurements of plasma electrondensity from linear stark broadening of $D\beta$ (486 nm) in PF-1000 experiment, Czechoslovak Journal of Physics, Suppl. B 56 (2006) B383

- [60] V.A. Gribkov, A.V. Dubrovsky, M. Paduch, M.J. Sadowski, M. Scholz, K. Tomaszewski, K. Malinowski, E. Składnik-Sadowska, V. Strzyżewski, A.K. Marchenko, A.V. Sarenko, S.A. Masljaev, V.N. Pimenov, *In-line* and following-up tests of perspective fusion-reactor materials in plasma focus devices, Czechoslovak Journal of Physics 56(12) (2006) 1401
- [61] E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, A. Marchenko, M.J. Sadowski, M. Scholz, L. Karpinski, M. Paduch, B. Zielinska and V.A. Gribkov, Studies of Pulsed Plasma-Ion Streams During Their Free Propagation And Interaction With Carbon-Tungsten Targets In PF-1000 Facility, AIP CP 993 (2008) 365
- [62] E. Κ. Malinowski, M.J. Sadowski, Skladnik-Sadowska, M. Kubkowska, Κ. Scholz, I.E. Jakubowska, M. Paduch, М. Garkusha, M. Ladygina V. I. Teresin, Optical Spectroscopy of Free-Propagating Plasma and and Its Interaction with Tungsten Targets in PF-1000 Facility, Contrib. Plasma Phys. **51(2-3)** (2011) 288
- [63] J. Feugeas and G. Grigioni, Optical emission spectroscopy of electrical focii discharges, J. Phys. D: Appl. Phys. 30 (1997) 2026
- [64] N.A. Pablant, K.H. Burrell, R.J. Groebner, D.H. Kaplan and C.T. Holcom, Measurements of the internal magnetic field on DIII-D using intensity and spacing of the motional Stark multiplet, Rev. Sci. Instrum. 79 (2008) 10F517
- [65] N.A. Pablant, K.H. Burrell, R.J. Groebner, C.T. Holcomb and D.H. Kaplan, Measurements of the internal magnetic field using the B-Stark motional Stark effect diagnostic on DIII-D, Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 10D729
- [66] F.M. Levinton, G.M. Gammel, R. Kaita, H.W. Kugel and D.W. Roberts, Magnetic field pitch angle diagnostic using the motional Stark effect, Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 2914
- [67] D. Wróblewski, K. H. Burrell, L. L. Lao, P. Politzer and W. P. West, Motional Stark effect polarimetry for a current profile diagnostic in DIII-D, Rev. Sci. Instrum. 61 (1990) 3552
- [68] F.M. Levinton, The multichannel motional Stark effect diagnostic on TFTR, Rev. Sci. Instrum. 63 (10) (1992) 5157

- [69] B.W. Rice, q profile measurements with the motional Stark effect diagnostic in the DIII-D tokamak, Fusion Engineering and Design 34 (1997) 135
- [70] N. Bretz, D. Simon, R. Parsells, R. Bravenec, W. Rowan, N. Eisner, M. Sampsell,
 H. Yuh, E. Marmar and J.Terry, Rev. Sci. Instrum. 72 (2001) 1012
- [71] D. Merkl, Current Holes and other Structures in Motional Stark Effect Measurements, PhD Thesis Technische Universität München (2004)
- [72] Ph. Lotte, B. Echard, W. Hess and J.B. Migozzi, Design of the Tore Supra motional Stark effect diagnostic, Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 10E503
- [73] E.L. Foley and F.M. Levinton, Progress on the motional Stark effect with laserinduced fluorescencje diagnostic, Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 10F311
- M. Kuldkepp, M.J. Walsh, P.G. Carolan, N.J. Conway, N.C. Hawkes, J. McCone,
 E. Rachlew, G. Wearing, *Motional Stark effect diagnostic pilot experiment* for MAST, Rev. Sci. Instrum. 77 (2006) 10E905
- [75] N.J. Conway, M.F.M. De Bock, C.A. Michael, M.J. Walsh, P.G. Carolan, N.C. Hawkes, E. Rachlew, J.F.G. McCone, S. Shibaev, and G. Wearing, *The MAST motional Stark effect diagnostic*, Rev. Sci. Instrum. 81 (1999) 10D738
- [76] E.L. Foley and F.M. Levinton, The Motional Stark Effect with Laser-Induced Fluorescence Diagnostic, Journal of Physics: Conference Series 227 (2010) 012007
- [77] N. Hawkes, Design Study of a Motional Stark Effect Diagnostic for JET, JET-R(96) 10 (1997)
- [78] N.C. Hawkes, K. Blackler, B. Viaccoz, C.H. Wilson, J.B. Migozzi and B.C. Stratton, Design of the Joint European Torus motional stark effect diagnostic, Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 894
- [79] N.C. Hawkes and M. Brix, Calibration and operational experience with the JET motional Stark effect diagnostic, Rev. Sci, Instrum. 77 (2006) 10E509
- [80] W. Lohte-Holtgreven, *Plasma diagnostics*, North-Holland Publishing Company (1968) Amsterdam
- [81] G.V. Marr, *Plasma Spectroscopy*, Elsvier Publishing Company (1968) Amsterdam -London - New York
- [82] D. Kunisz, *Fizyczne podstawy emisyjnej analizy widmowej*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe (1973) Warszawa
- [83] H.R. Griem, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge University Press (1997)

- [84] H.-J. Kunze, Introduction to Plasma Spectroscopy, Springer Heidelberg Dordrecht London New York (2009)
- [85] G. Cristoforetti, A. De Giacomo, M. Dell'Aglio, S. Legnaioli, E. Tognoni, V. Palleschi, N. Omenetto, Local Thermodynamic Equilibrium in Laser-Induced Breakdown Spectroscopy: Beyond the McWhirter criterion, Spectrochimica Acta Part B 65 (2010) 86
- [86] Z. Szymanski and J. Kurzyna, Spectroscopic measurements of laser induced plasma during welding with CO2 laser, J. Appl. Phys. 70 (12) (1994) 7754
- [87] H.R. Griem, Spectral line broadening by plasmas, New York, Academic Press (1974)
- [88] I.I. Sobel/man, L.A. Vainshtein, E.A. Yukov, Excitation of Atoms and Broadening pf Spectral Lines, Springer (1995) Berlin
- [89] H. Haken, H. C. Wolf, Atomy i kwanty Wprowadzenie do wspołczesnej spektroskopii atomowej, Wydawnictwo Naukow PWN (1997)
- [90] J. Musielok, Starkowskie rozszerzenie linii widmowych i jego wykorzystanie w diagnostyce plazmy, Wyższa Szkoła Pedagogiczna im. Powstańców Śląskich w Opolu (1991) Opole
- [91] W. Demtröder, *Spektroskopia laserowa*, Wydawnictwo Naukowe PWN (1993) Warszawa
- [92] Z.Leś, Wstęp do spektroskopii atomowej, Państwowe Wydawnictwo Naukowe (1969) Warszawa
- [93] N. Konjević, Plasma broadening and shirting of non-hydrogenic spectra lines: prezent status and applications, Physics Reports 316 (1999) 339
- [94] W. Mandl, R.C. Wolf, M.G von Hellermann and H.P. Summers, Beam emission spectroscopy as a comprehensive plasma diagnostic tool, Plasma Phys. Control. Fusion 35 (1993) 1373
- [95] N. Konjević, A. Lesage, J. R. Fuhr and W. L. Wiese, Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms (A Critical Review of Selected Data for the Period 1989 Through 2000), J. Phys. Chem. Ref. Data 31(3) (2002) 819
- [96] D. Karabourniotisa, E. Drakakisb, J.J.A.M. van der Mullen, Source function approximations and their impact on the shape of self-reversed atomic lines, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 108(3) (2007) 319

- [97] J. Torres, M.J. van de Sande, J.J.A.M. van der Mullen, A. Gamero, A. Sola, Stark broadening for simultaneous diagnostics of the electron density and temperature in atmospheric microwave discharges, Spectrochimica Acta Part B 61 (2006) 58
- [98] P. Meeknakshi Raja Rao, P. Saraswathy, G. Krishnamurty, R.K. Rout, S.K.H. Auluck, Angurag Shyam, I.V. Kulkarni and Diak H. Oza, *Line broadening* studies in low energy plasma fokus, J. Phys. **32(5)** (1989) 627
- [99] HINDS Instrument oficjalna strona internetowa: http://www.hinds instruments.com
- [100] H. Soltwisch, Current distribution measurement in a tokamak by FIR polarymetry, Rev. Sci. Instrum. 57(8) (1986) 1939
- [101] A. Boboc, M. Gelfusa, A. Murari, P. Gaudio and JET-EFDA Contributors, Recent developments of the JET far-infrared interferometer-polarimeter diagnostic, Rev. Sci. Instrum. 81 (2010) 10D538
- [102] M. von Hellermann, M. de Bock, R. Jaspers, K. Jakubowska, R. Barnsley, C. Giroud, N. C. Hawkes, K. D. Zastrow, P. Lotte, R. Giannella, A. Malaquias, E. Rachlew, S. Tugarinov and A. Krasilnikov, A. Litnovsky, V. Philipps, P. Wienhold, P. Oelhafen, G. De Temmerman and L. Shmaenok, *Pilot experiments for the International Thermonuclear Experimental Reactor active beam spectroscopy diagnostic*, Rev. Sci. Instrum. **75(10)** (2004) 3458
- [103] A. Malaquias, M. von Hellermann, S. Tugarinov, P. Lotte, N. Hawkes, M. Kuldkepp, E. Rachlew, A. Gorshkov, C. Walker, A. Costley and G. Vayakis, Active beam spectroscopy diagnostics for ITER: Present status, Rev. Sci. Instrum. 75(10) (2004) 3393
- [104] M. Kuldkepp, E. Rachlew, N. Hawkes and B. Schunke, First mirror contamination studies for polarimetry motional Stark effect measurements for ITER, Rev. Sci. Instrum. 75(10) (2004) 3446
- [105] A.A. Tuccillo, F. Crisanti, X. Litaudon, Yu.F. Baranov, A. Becoulet, M. Becoulet, L. Bertalot, C. Castaldo, C.D. Challis, R. Cesario, M.R. De Baar, P.C. de Vries, B. Esposito, D. Frigione, L. Garzotti, E. Giovannozzi, C. Giroud, G. Gorini, C. Gormezano, N.C. Hawkes, J. Hobirk, F. Imbeaux, E. Joffrin, P.J. Lomas, L. Maillaux, P. Mantiae, M.L. Mantainan, D. Magan, D. Magan, A. Mugari,

J. Mailloux, P. Mantica, M.J. Mantsinen, D. Mazon, D. Moreau, A. Murari,V. Pericoli-Ridolfini, F. Rimini, A.C.C. Sips, C. Sozzi, O. Tudisco,D. Van Eester, K-D. Zastrow and JET-EFDA work-programme contributors,

Development on JET of advanced tokamak operations for ITER, Nucl. Fusion **46** (2006) 214

- [106] S.C. Jardin, C.E. Kessel, C.G. Bathke, D.A. Ehst, T.K. Mau, F. Najmabadi, T.W. Petrie, *The ARIES Team, Physics basis for a reversed shear tokamak power plant*, Fusion Engineering and Design **38** (1997) 27
- [107] L.-G. Eriksson, C. Fourment, V. Fuchs, X. Litaudon, C.D. Challis, F. Crisanti, B. Esposito, X. Garbet, C. Giroud, N. Hawkes, P. Maget, D. Mazon, and G. Tresset, Discharges in the JET Tokamak Where the Safety Factor Profile Is Identified as the Critical Factor for Triggering Internal Transport Barriers, Phys. Rev. Lett. 88(14) (2002) 145001
- [108] E. Joffrin, C.D. Challis, G.D. Conway, X. Garbet, A. Gude, S. Günter, N.C. Hawkes, T.C. Hender, D.F. Howell, G.T.A. Huysmans, E. Lazzaro, P. Maget, M. Marachek, A.G. Peeters, S.D. Pinches, S.E. Sharapov and JET-EFDA Contributors, *Internal transport barrier triggering by rational magnetic flux surfaces in tokamaks*, Nucl. Fusion **43** (2003) 1167
- [109] M. Brix, N.C. Hawkes, A. Boboc, V. Drozdov, S.E. Sharapov and JET-EFDA Contributorsc, Accuracy of EFIT equilibrium reconstruction with internal diagnostic information at JET, Rev. Sci. Instrum. 79 (2008) 10F325
- [110] http://woodruffscientific.com/wp/wp-content/uploads/2010/06/Slide5.jpg
- [111] H.R. Griem, Stark Broadening of the Hydrogen Balmer-α Line in Low and High Density Plasmas, Contrib. Plasma Phys. 40(1-2) (2000) 46
- [112] R.F.C. Groothruis, *Beam Emission Spectroscopy at the TEXTOR tokamak*, Eindhoven University (2002)
- [113] R. Jaspers, B.S.Q. Elzendoorn, A.J.H. Donné, and T. Soetens, Spectra polarimetry of the motional Stark effect at TEXTOR-94, Rev. Sci. Instrum 72(1) (2001) 1018
- [114] W. Mandl, Development of Active Balmer-Alpha Spectroscopy at JET, JET-IR(92)05
- [115] D. Ćirić, D.P.D. Brown, C.D. Challis, B. Chuilon, S.J. Cox, B. Crowley, I.E. Day, D.C. Edwards, G. Evison, L.J. Hackett, S. Hotchin, Z. Hudson, I. Jenkins, T.T.C. Jones, R. King, M. Kovari, D. Martin, J. Milnes, A. Parkin, A. Li Puma, M. Shannon, A. Stevens, D. Stork, E. Surrey, C. Waldon, R. Warren, D. Wilson, D. Young, I.D. Young, Overview of the JET neutral beam enhancement Project, Fusion Eng. Des. 82 (2007) 610

- [116] B.C. Stratton, D. Long and R. Palladino and N.C. Hawkes, Instrumentation for the Joint European Torus motional Stark effect Diagnostic, Rev. Sci. Instrum. 70 (1999) 898
- [117] W. Vaughan, Handbook of Optics, The Kingsport Press (1978) USA
- [118] J. Rapp, T. Eich, M. von Hellermann, A. Herrmann, L.C. Ingesson, S. Jachmich, G.F. Matthews, V. Philipps, G. Saibene and contributors to the EFDA-JET Workprogramme, *ELM mitigation by nitrogen seeding in the JET gas box divertor*, Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002) 639
- [119] A. Alfier, M. Beurskens, E. Giovannozzi, M. Kempenaars, H.R. Koslowski, Y. Liang, C. McKenna, R. Pasqualotto, S. Saarelma, M. Walsh, E. De La Luna and JET-EFDA Contributors, *Edge Te and ne profiles during type-I ELM mitigation experiments with perturbation fields on JET*, Nucl. Fusion 48 (2008) 115006
- [120] N. Oyama, Progress and issues in understanding the physics of ELM dynamics, ELM mitigation, and ELM control, JournalofPhysics: Conference Series 123 (2008) 012002
- [121] M. Zadrożny, Eksperymentalno-teoretyczne badania rozpływu prądu w wyładowaniu Plasma-Focus, Praca doktorska, Wojskowa Akademia Techniczna im. Jarosława Dąbrowskiego (1990) Warszawa
- M. Scholz, R. Miklaszewski, M. Paduch, M.J. Sadowski, A. Szydłowski,
 K. Tomaszewski, *Preliminary Neutron Experiments With the PF-1000 Plasma-Focus* Facility, IEEE Trans Plasma Sci. **30(2)** (2002) 476
- [123] E. Li Ayers and W. Benesch, Shapes of atomic-hydrogen lines produced at a cathode surface, Phys. Rev. A 37(1) (1988) 194
- [124] M. Kuraica, N. Koniević, M. Platiša and D. Pantelić, *Plasma diagnostics of the Grimm-type glow discharge*, Spectrochim Acta **47B(10)** (1992) 1173
- [125] K. Czaus, E. Skladnik-Sadowska, K. Malinowski, R. Kwiatkowski, M.J. Sadowski, J. Zebrowski, L. Karpinski, M. Paduch, M. Scholz, E. Zielinska and I.E. Garkusha, Mass- and energy- analysis of fast ion beams in PF-1000 by means of a thomson spectrometer, Plasma Diagnostics 2010, Pont-à-Mousson, April 12-16, 2010 - Poster
- [126] M. Szydłowski, M. Sadowski and M. Scholz, Measurements of ion beams on the PF-1000 facility by means of nuclear track detectors, J. Tech. Phys., Special Supply 39 (1998) 73

- [127] W. Benesch and E. Li, Line shapes of atomic hydrogen in hollow-cathode discharges, Optics Letters 9(8) (1984) 338
- [128] N.M.Šišović, G.Lj. Majstorović and N. Konjevič, Excessive Doppler broadening of the $H\alpha$ line in a hollow cathode glow discharge Radial distribution, influence of surface coverage and temperature effect, Eur. Phys. J. D **41** (2007) 143
- [129] S.B. Radovanov, K. Dzierżęga, J.R. Roberts and J.K. Olthoff, Time-resolved Balmer-alpha emission from fast hydrogen atoms in low pressure, radio-frequency discharges in hydrogen, Appl. Phys. Lett. 66 (1995) 2637
- [130] S. Djurović and J. R. Roberts, Hydrogen Balmer alpha line shapes for hydrogen argon mixtures in a low - pressure rf discharge, J. Appl. Phys. 74 (1993) 6558
- [131] N. Konjević, G.Lj. Majstorović and N.M. Šišović, Excessive broadening of hydrogen Balmer lines for discharge-surface interaction monitoring, Appl. Phys. Lett. 86 (2005) 251502
- [132] K. Akhtar, J.E. Scharer and R.L. Mills, Substantial Doppler broadening of atomichydrogen lines in dc and capacitively coupled RF plasmas, J. Phys. D: Appl. Phys. 42 (2009) 135207
- [133] http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html
- [134] http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
- [135] I.T. Jolliffe, *Principal Component Analysis*, Springer-Verlag, New York (2002)
- [136] A. Balicki, Statystyczna analiza wielowymiarowa i jej zastosowania społecznoekonomiczne, Wydawnictwo Uniwersytetu Gdańskiego (2009) Gdańsk
- [137] E. Frączak, E. Gołata, T. Klimanek, A. Ptak-Chmielewska, M. Pęczkowski, Wielowymiarowa Analiza Statystyczna, Teoria - przykłady zastosowań z systemem SAS, Szkoła Główna Handlowa w Warszawie (2009) Warszawa
- [138] T. Panek, Statystyczne metody wielowymiarowej analizy porównawczej, Szkoła Główna Handlowa w Warszawie (2009) Warszawa
- [139] M.J. Sadowski, A. Malinowska, Formation and role of filaments in high current discharges of the pinch type, Czechoslovak Journal of Physics, Suppl. B 56 (2006) B364
- [140] B.H. Bransden, C.J. Joachain, *Physics of Atoms and Molecules*, Pearson Education Limited (2003)