

## **ROZPRAWA DOKTORSKA**

ANETA MALINOWSKA

# BADANIE EMISJI PROTONÓW REAKCJI SYNTEZY EMITOWANYCH Z UKŁADU TYPU PLASMA FOCUS

Promotor pracy: Prof. dr hab. Marek J. Sadowski

OTWOCK-ŚWIERK 2007

Pracę dedykuję mojej rodzinie

a w szczególności mężowi Karolowi

za wyrozumiałość i wsparcie w trakcie pisania pracy.

### PODZIĘKOWANIA

Autor pragnie podziękować promotorowi rozprawy doktorskiej Prof. dr hab. Markowi Sadowskiemu za prowadzenie pracy oraz opiekę merytoryczną podczas pisania pracy.

Dodatkowo dziękuję Koleżankom i Kolegom z Zakładu P-V IPJ oraz z Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy za współpracę oraz za stworzenie warunków do pracy eksperymentalnej na układzie PF–360 i PF-1000.

Szczególnie serdeczne podziękowania za pomoc naukową składam dr Adamowi Szydłowskiemu.

## SPIS TREŚCI

#### Rozdział 1

	Analiza dotychczasowego stanu wiedzy w dziedzinie badań nad kontrolowanymi reakciami syntezy jadrowej	1
1.1	Wprowadzenie	1
1.2	Utrzymanie plazmy zewnętrznym polem magnetycznym	3
1.5	Utrzymanie plazmy własnym polem magnetycznym	8 11
1.5	Wnioski z analizy dotychczasowego stanu wiedzy w dziedzinie badań	16
	nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej	
	Rozdział 2	
	Sformułowanie tezy naukowej	22
2.1	Teza naukowa i cel pracy doktorskiej	22
	Rozdział 3	
	Układ eksperymentalny	25
3.1	Opis zjawiska Plasma Fokus Charalitarijstika urządzenia Plasma Falaus	25
5.2	Charakterystyka urządzenia Flasnia Fokus	55
	Rozdział 4	
<i>1</i> 1	Metody pomiarowe wykorzystywane w badaniach protonów Pomiary protonów przy użyciu dielektrycznych detektorów śladowych	37
4.1	(SSNTD's)	57
4.2	Pomiary protonów przy użyciu kamer typu piniole	43
	Rozdział 5	
	Układy eksperymentalne wykorzystywane w pomiarach emisji	45
51	protonow oraz opis sposobu przeprowadzenia badan Badanie charakterystyk dielektrycznego detektora śladowego	45
5.2	Kamery typu pinhole	55
	Rozdziel 6	
	Wyniki oraz analiza pomiarów	61
6.1	Pomiary integralne w czasie	61
6.2	Pomiary energetyczne protonów	84
	Rozdział 7	
	Podsumowanie i wnioski końcowe	108
	Dodatek	
	Obliczenia widm energetycznych protonów	112
8.1	Rozważania ogólne rozkładu kątowego i przekroju czynnego dla reakcji $D(d, p)T$	112
8.2	Widma protonów wyemitowanych z plazmy w stanie równowagi termodynamicznej	123
8.3	Widma protonów wyemitowanych z plazmy pod wpływem	127
	mechanizmu akceleracyjnego	
	Słowniczek Literatura	132
		100

#### STRESZCZENIE

Pomiary produktów reakcji syntezy dostarczają wiele cennych informacji o podstawowych parametrach plazmy i mechanizmach reakcji jądrowych. W wielu laboratoriach na całym świecie dotychczas badano głównie neutrony. Pomiarom szybkich protonów pochodzących z drugiego kanału reakcji D-D poświęcano niewiele uwagi, chociaż produkty te mogą dostarczyć wiele informacji uzupełniających. Poza tym, w porównaniu z neutronami protony mogą być mierzone z lepszą rozdzielczością przestrzenną i energetyczną. Pomiary wykonane za pomocą kamery typu pinhole pozwalają określić przestrzenny rozkład źródeł emisji protonów (tj. obszarów, w których zachodzą takie reakcje), ocenić intensywność reakcji w tych źródłach oraz ich mikrostrukturę. Badania rozkładu energetycznego protonów pozwalają również ocenić, które mechanizmy reakcji jądrowych (tzn. oddziaływania termojądrowe czy oddziaływania typu wiązka-tarcza) przeważają w wytworzonej plazmie i są odpowiedzialne za emisję szybkich protonów i neutronów.

W związku z powyższym, podstawowym celem niniejszej pracy była analiza problemów związanych z badaniami protonów pochodzących z reakcji syntezy D-D zachodzących w gorącej plazmie wytwarzanej w urządzeniach typu Plasma Focus (PF). Badania przeprowadzono w dwóch różnych układach: PF-360 w IPJ w Świerku oraz dużym układzie PF-1000 w IFPiLM w Warszawie. Umożliwiło to zbadanie zależności emisji produktów reakcji jądrowych od parametrów układu zasilania (tj. energii i prądu wyładowania) oraz od innych parametrów pracy układu PF. Jako podstawowe narzędzie badawcze do wykonania zaplanowanych badań wybrano dielektryczne detektory śladowe (SSNTD) typu CR-39/PM-355.

#### ABSTRACT

In numerous plasma laboratories, dispersed all over the world, there are carried out extensive studies concerning the collection of information about properties and parameters of various high-temperature deuterium plasma discharges. Such information can be gained from measurements of different products of D-D fusion reactions. Particular attention is often paid to measurements of fast neutrons, which are studied with different spatial- and temporalresolutions. Measurements of fast protons, which are produced in the second reaction channel, have so far brought smaller attention. On the other hand, the fast protons (originating from the D-D fusion reactions) can be measured with better spatial- and energetic-resolution than the fusion neutrons. From measurements of an angular distribution of the fusion protons by the use ion cameras it is possible to determine the spatial distribution of sources (microregions), in which the fusion reaction occur, as well as to estimate their efficiency and microstructure. Moreover, from studies of energetic distributions of the fusion protons one can also estimate which nuclear processes (e.g. thermonuclear reactions or beam-target interactions) are responsible for the observed emissions of fast neutrons and protons.

Taking into consideration the situation described above, the main aim of this Ph.D. thesis became an analysis of problems connected with measurements of protons from D - D reactions occurring inside high-temperature deuterium plasma produced within PF-type experiments. Detailed measurements of the fusion protons have been performed within the PF-360 facility (operated at IPJ in Swierk) and PF-1000 facility (operated at IPPLM in Warsaw). The main measuring tools have been solid-state nuclear track detectors (SSNTD's), and particularly track detectors of the CR-39 and PM-355 type.

#### **Rozdział 1**

### Analiza dotychczasowego stanu wiedzy w dziedzinie badań nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej

#### 1.1 Wprowadzenie

Intensywna eksploatacja naturalnych zasobów energii, w dłuższej perspektywie czasu, doprowadzi kraje całego świata do podjęcia trudnej decyzji, dokonania wyboru pomiędzy rozszerzeniem zasobów energii jądrowej, albo zasadniczym zredukowaniem obecnych standardów życia [1–3]. Wobec tego scenariusza, kraje Europy oraz inne wielkie kraje świata przedstawiły alternatywne źródło energii, oparte na syntezie termojądrowej. Będzie ono w stanie lepiej zaspokoić rosnące zapotrzebowanie na energię współczesnej populacji. W związku z zaangażowaniem w ten projekt wielu specjalistycznych dyscyplin nauki, państwa członkowskie UE połączyły swoje siły w Europejską Wspólnotę Energii Atomowej (Europen Atomic Energy Community – EURATOM). Organizacja ta umożliwiła lepszą współpracę pomiędzy wieloma ośrodkami naukowymi z różnych krajów europejskich w dziedzinie rozwoju badań i technologii termojądrowych oraz wymianę specjalistów.

Obecnie na całym świecie przeprowadzane są prace eksperymentalne i teoretyczne, których celem jest zbudowanie w przyszłości reaktora, w którym energia uzyskiwana będzie z reakcji syntezy termojądrowej. Zasoby paliwa termojądrowego – deuteru – są właściwie niewyczerpalne i mogą zaspokoić "głód energetyczny" ludzkości na wiele milionów lat. Na każde 5000 cząsteczek zwykłej wody w wodach mórz i oceanów występuje jedna cząsteczka ciężkiej wody  $D_2O$ . Wynika stąd, że łączne zasoby deuteru na kuli ziemskiej wynoszą około  $10^{17}$  kg, co odpowiada zasobom energetycznym rzędu  $10^{24}$  kWh. Koszty uzyskania tego paliwa są bardzo małe. Uzyskanie 1 g deuteru kosztuje w przybliżeniu 1 *\$*.

W urządzeniach, w których wytwarzana jest plazma, próby wydzielenia energii z reakcji syntezy przeprowadza się głównie na deuterze, ewentualnie na mieszaninie deuteru i trytu. Reakcje syntezy z udziałem deuteru, trytu oraz helu przebiegają w następujący sposób:

$$D + D \rightarrow T + p + 4.0 MeV$$
  

$$D + D \rightarrow^{3}He + n + 3.3 MeV$$
  

$$D + T \rightarrow^{4}He + n + 17.6 MeV$$
  

$$D +^{3}He \rightarrow^{4}He + p + 18.3 MeV$$

Przewiduje się, że w ewentualnym pierwszym reaktorze termojądrowym wykorzystana będzie reakcja D-T. Reakcja ta zachodzi z około stu razy większym prawdopodobieństwem, (w temperaturze kilku milionów °*C*, jaką przewiduje się w pierwszych reaktorach) i "dostarcza" więcej energii niż reakcja D-D. Tryt, niedostępny w przyrodzie uzyskuje się w reakcji prędkich neutronów z tarczą litową. Zasoby litu w skorupie ziemskiej są prawie tak duże jak zasoby deuteru.

Pierwszymi układami, w których udało się uzyskać plazmę o parametrach zbliżonych do "termojądrowych" (kryterium Lawsona) są układy typu Z–pinch, zbudowane w latach pięćdziesiątych. Plazma w tych układach utrzymywana jest własnym polem magnetycznym wytworzonym przez prąd płynący wzdłuż kolumny plazmowej. W latach sześćdziesiątych opracowano układy typu zamkniętej pułapki magnetycznej (Tokamak, Stellarator), gdzie plazma utrzymana jest przez zewnętrzne pole magnetyczne. Od połowy lat siedemdziesiątych rozpoczęto prace nad inercyjnym utrzymaniem plazmy, w których plazma wytwarzana jest za pomocą wiązek jonów, elektronów oraz intensywnego promieniowania lasera.

Aby wykorzystać te ogromne zasoby energetyczne musimy "opanować" kontrolowaną reakcję syntezy termojądrowej. Oznacza to, że musimy nauczyć się wytwarzać temperatury rzędu milionów °*C*, poznać właściwości materii w tak wysokich temperaturach oraz znaleźć sposoby na utrzymanie ogrzanej plazmy.

#### 1.2 Utrzymanie plazmy zewnętrznym polem magnetycznym

W latach 60–tych, radziecki fizyk L. Arcymowicz opracował urządzenie typu zamkniętej pułapki magnetycznej, które nazwano Tokamak<sup>1</sup> [4, 5] (Rys. 1).



Rys. 1. Układ typu Tokamak [6].

W latach 1950 – 2007 zbudowano wiele układów typu Tokamak. W układach tych wytwarzana jest plazma o parametrach coraz bardziej zbliżonych do tych, przy których uzyskana energia syntezy zrównuje się z energią zużytą na wytworzenie i utrzymanie plazmy. Największym dotychczas zbudowanym (przez Wspólnotę Europejską) Tokamakiem jest układ JET (Joint European Torus), który ulokowano w Culham (Anglia).

W 1991 roku w układzie JET wykorzystano po raz pierwszy mieszaninę deutertryt [7] (Rys. 2). Uzyskano wówczas z reakcji syntezy 2 *MJ* energii. Energii tej odpowiadała maksymalna moc 1.7 *MW*. W 1997 roku dzięki iniekcji wiązki trytonów (z generatora wiązki neutralnej) uzyskano 7 *MJ* energii. Jak widać na rysunku 2, udało się również wydłużyć czas wyładowania do około 6 *s*, dzięki temu uzyskano z reakcji syntezy, średnią moc około 4 *MW*. W tym samym roku uzyskano również rekordowe moce 16 *MW* w wyładowaniach trwających około 2 *s*. Tak rekordowe moce były możliwe głównie dzięki zastosowaniu specyficznych metod nagrzewania plazmy. Do grzania plazmy dostarczano około 22 *MW* w formie wiązek wysokoenergetycznych cząstek neutralnych (NBI) oraz około 3 *MW* w formie promieniowania mikrofalowego (ICRF heating). Obecnie pełna moc grzania plazmy wynosi 40 *MW* w czasie 10 *s*.



Rys. 2. Rozwój mocy uzyskanej z reakcji syntezy na układzie JET i TFTR [7].

Jednym z większych problemów w tego typu eksperymentach jest ucieczka szybkich cząstek z obszaru plazmy [8]. Ubytek tych cząstek uzupełniany jest przez wstrzyknięcie tzw. mikropeletów (mikrotarcze zawierające paliwo termojądrowe) w postaci kuleczek lodu deuterowego. Na przełomie 2004 i 2007 roku układ JET podlegał licznym modernizacjom [9]. Zastosowano także szereg nowych narzędzi diagnostycznych do detekcji cząstek alfa i neutronów, jak również liczne urządzenia do zbadania oddziaływania plazmy ze ściankami układu.

Równorzędnie prowadzone były badania na wielu mniejszych układach typu Tokamak, takich jak np. DIII–D i NSTX w Stanach Zjednoczonych, TEXTOR w Niemczech, TORE SUPRA we Francji, JT–60U w Japonii, KSTAR w Korei czy T–10 M i T–11M w Rosji [10–19]. W układach tych większość prac dotyczyła niestabilności plazmy i rozkładu plazmy wzdłuż promienia. Prace te miały doprowadzić do wydłużenia czasu utrzymania plazmy, jak również do odsunięcia jej od ścian komory. Dla przykładu, w układzie DIII–D po wpuszczeniu deuteru w obszar pomiędzy plazmą a ściankami komory, zaobserwowano ochłodzenie obrzeży plazmy (w tym obszarze). Przyczyniło się to do znacznego wydłużenia czasu eksploatacji materiału, z którego wykonano ścianę komory. Podobne badania przeprowadzane są na układzie TEXTOR, gdzie w badaniach transportu materiału w plazmie brzegowej stosuje się tzw. technikę śladową. Zastosowanie znaczników śladowych o wysokiej liczbie atomowej Z (np. węgiel) również obniżyło stopień erozji elementów, z których wykonano ściany komory. Prowadzone są również prace, których celem jest odprowadzenie

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Tłumaczenie w słowniku znajdującym się na końcu pracy.

zanieczyszczeń z plazmy na zewnątrz układu. Aby to uzyskać, stosowane są różnego rodzaju dywertory<sup>2</sup>.

Na mniejszych układach, np. TEXTOR, gdzie wartość prądu plazmy wynosi 0.8 *MA*, a pola magnetycznego 3.0 *T*, również plazma grzana jest przez ICRF oraz NBI. Przy pełnej mocy tych generatorów, dochodzącej do 9 *MW*, uzyskuje się impulsy wyładowania o czasie trwania kilku sekund. Na TORE SUPRA, przy mocach grzania 15 *MW*, czas wyładowania został wydłużony do 1000 *s*.

Zastosowanie wymienionych wyżej technik grzania plazmy pociąga za sobą kolejne lawiny prac, związanych np. z obserwacją zmian temperatury jonowej plazmy.

Duże postępy zrobiono także na układach typu Tokamak w Chinach [20]. W Chinach pomiary eksperymentalne prowadzone są na siedmiu układach. Na każdym z nich przeprowadzany jest inny rodzaj pomiarów. HT–7 jest średniej wielkości układem typu Tokamak, na którym prowadzone są prace dotyczące utrzymania ciągłego działania układu. Innym małym układem jest HT–6M, gdzie przeprowadza się badania nad skutecznością grzania za pomocą ICRF oraz pomiary transportu plazmy brzegowej. Grupy badawcze na HL–1M również zajmują się grzaniem plazmy oraz przyspieszaniem procesu zapłonu, zaś na układach KT–5 i CT–6B bada się turbulencje brzegowe plazmy.

NSTX jest typem układu z magnetycznym utrzymaniem plazmy o konfiguracji sferycznego torusa (ST). Układ ten zbudowano w laboratorium w Princeton, USA [21, 22]. Do innych tego typu układów zaliczyć można MAST w Wielkiej Brytanii oraz GLOBUS-M w Rosji [23, 24]. Wytwarzana w nich plazma ma kształt sfery, z tym że środek układu nie jest wypełniony plazmą. Podstawowe parametry układu NSTX to: R = 1.4 m, pole magnetyczne w zakresie B = 1.2 - 2.0 Tesla oraz czas trwania wyładowania 0.3 – 1.2 s. Przy odpowiednim grzaniu plazmy układ jest w stanie wytworzyć plazmę o odpowiednim profilu potrzebnym do testowania krytycznych wartości fizycznych np. ß plazmy (stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia pola magnetycznego). Ta nowatorska konfiguracja plazmy może mieć wiele korzyści. Do najważniejszych z nich zaliczana jest zdolność utrzymania plazmy o wyższym ciśnieniu przy zastosowaniu silnych pól magnetycznych. Biorąc pod uwagę, że ilość wyprodukowanej mocy z reakcji syntezy jest proporcjonalna do kwadratu ciśnienia plazmy, użycie takiej konfiguracji znacznie zmniejszyłoby koszty budowy reaktora termojądrowego. Głównym celem eksperymentów wykonywanych na układach typu ST jest uzyskanie informacji o podstawowych zjawiskach fizycznych zachodzacych w

sferycznie ukształtowanej plazmie. Innym celem eksperymentów jest ustalenie nowych parametrów wyładowania przy prądach rzędu mega amperów oraz przy wysokim  $\beta$  plazmy, tj. równocześnie ultra wysokiego  $\beta$ , długiego czasu utrzymania i dobrej inicjacji prądu wyładowania.

Prace badawcze przeprowadzone na istniejących już układach typu Tokamak, dzięki którym uzyskano plazmę o coraz lepszych parametrach spowodowały, że w ramach współpracy między Wspólnotą Europejską, Japonią i Rosją "powołano do życia" cztery zespoły, których celem było opracowanie nowego projektu wielkiego układu ITER (International Tokamak Experimental Reactor) [25–28]. Rysunek 3 przedstawia porównanie gabarytowe układów JET i ITER. W tabeli 1 wyszczególniono główne parametry plazmy w układzie ITER.



Rys. 3. Widok układów JET i ITER [7, 27].

Tab.	1
------	---

GŁÓWNE PARAMETRY I ROZMIARY PLAZMY			
Całkowita moc syntezy	500 MW (700 MW)		
Prąd plazmy (I <sub>p</sub> )	15 MA (17.4 MA)		
Wprowadzane pomocnicze grzanie	73 MW (100 MW)		
Większy promień plazmy	6.2 <i>m</i>		
Mniejszy promień plazmy	2.0 <i>m</i>		
Objętość plazmy	837 $m^3$		
Powierzchnia plazmy	$678 m^2$		
Czas trwania impulsu	do 30 minut		

Pomimo wielu wcześniejszych problemów związanych z finansowaniem projektu oraz wyborem miejsca lokalizacji układu ITER, 28 czerwca 2007 roku podjęto decyzję o zlokalizowaniu ITER–a we Francji, niedaleko centrum badań w Cadarache (CEA) [27]. Ten międzynarodowy projekt jest ważnym ogniwem pośrednim pomiędzy dzisiejszymi badaniami prowadzonymi nad "ujarzmieniem" syntezy, a jutrzejszym sposobem uzyskania z niego elektryczności. W nadchodzących latach ITER będzie budowany przez 6 partnerów: Unię Europejską, Japonię, Koreę, Chiny, Rosję i Stany Zjednoczone. Lokalizacja ITER–a na terenie Unii Europejskiej jest z jednej strony dobrą wiadomością dla nas, członków Unii, z drugiej strony jednak stanowi szczególne wyzwanie dla całej społeczności badawczej pracującej w ramach europejskiego projektu badań nad syntezą jądrową.

Innym układem typu zamkniętej pułapki magnetycznej jest Stellarator<sup>3</sup> (Rys. 4). Projekt zasady działania Stellaratora został opracowany przez Lymana Spitzera a pierwsze urządzenie tego typu zostało zbudowane w laboratorium w Princeton w 1951 roku.



Rys. 4. Układ typu Stellarator [29].

W najnowszych Stellaratorach, stosując różne metody grzania, takie jak: ICRF, NBI, uzyskano plazmę o parametrach zgodnych z przewidywaniami różnych modeli i praw skalowania [30–33]. Obecnie prowadzone są eksperymenty obejmujące głównie takie zagadnienia jak: 1. Badanie limitu stabilności  $\beta$  (stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia pola magnetycznego) – celem tych eksperymentów jest zbadanie wpływu wiązki neutralnej na stabilność plazmy; 2. Badania przeprowadzane nad różnego rodzaju dywertorami, jak np. "dywertorem wyspowym" (island divertor); 3. Wpływ wiązki neutralnej na radialne pole elektryczne, które odgrywa kluczową rolę we właściwościach transportu plazmy brzegowej; 4. Grzanie elektronowe plazmy przy wysokich koncentracjach wiązek, które odgrywa istotną rolę przy kontrolowaniu całkowitego prądu w układzie; 5. Teoretyczne badania struktur pola elektrycznego (analizowane są równania transportu przy użyciu odpowiedniego modelu).

Zachęcające wyniki uzyskane na układach typu Stellarator od układu W1–A aż do układu W7–AS w Garching (Niemcy), stały się podstawą do opracowania projektu jeszcze większego Stellaratora WENDELSTEIN 7–X. Zgodnie z decyzją rządu niemieckiego, układ ten jest obecnie budowany w nowym laboratorium w Greifswald (niedaleko od Szczecina) [34, 36]. Celem tego projektu, jest zademonstrowanie potencjalnego reaktora pracującego w konfiguracji Stellaratora. Jest to tak zwana idea HELIAS.

Pole magnetyczne o zadanej konfiguracji, wytwarzane będzie przez 50 niepłaskich i 20 płaskich super–przewodzących cewek, które będą rozmieszczone w pięciu modułach oraz schładzane do 3,3 *K* przy użyciu ciekłego helu [34, 36]. Wszystkie największe części, tj. pierwsze cewki i segment komory układu Stellaratora dostarczono do końca 2002 roku. Stellarator WENDELSTEIN 7–X będzie miał do dyspozycji około 300 kanałów pomiarowych. Sto pięćdziesiąt kanałów zaprojektowane zostanie do celów diagnostyki plazmy, dziewiętnaście dla celów grzania plazmy. Grzanie plazmy w układzie W7–X realizowane będzie poprzez 10 *MW* Elektron Cyklotron Resonance Frequensy heating (ECRF). Około sto pięćdziesiąt kanałów ma służyć do obsługiwania i kontrolowania dywertora. W 2006 roku do diagnostycznego uposażenia w pełni zoptymalizowanego Stellaratora WENDELSTEIN 7–X włączono system reflektometrów, których zadaniem będzie pomiar profilów gęstości na brzegach plazmy oraz określenie zmian tych profili w czasie i przestrzeni (propagacja poloidalna). Prace przygotowawcze takiego projektu i instalacja pierwszej pary anten należą do tak zwanych diagnostyk "pierwszego startu".

#### **1.3 Inercyjne utrzymanie plazmy**

Dużym zainteresowaniem cieszą się również układy z inercyjnym utrzymaniem plazmy<sup>4</sup>. Badania ukierunkowano tu głównie w stronę poszukiwania odpowiedniego "zapalnika" [37]. Prace realizowane w tym zakresie, przeprowadzane są w dwóch różnych nurtach, tzn. zapłon przez inercyjny centralny gorący punkt, który uzyskiwany jest albo przez bezpośrednie skierowanie wiązki lasera lub w sposób pośredni, rysunek 5.



Rys. 5. Geometria naświetlania peletu<sup>5</sup> [38].

W obu metodach niezbędne jest wykorzystanie układów laserowych o dużej mocy, dzięki czemu w ostatnich latach powstało wiele układów laserowych o mocy kilku Peta Wattów. Na szczególną uwagę zasługują takie układy jak: NOVA, LIL we Francji, OMEGA w Stanach Zjednoczonych oraz IFSA w Japonii.

Istotnego postępu w tym kierunku badań dokonano dzięki wykorzystaniu kryształów KDP (diwodorofosforan potasu). Kryształy te zmieniają długość fali światła z podczerwieni na ultrafiolet. Zmiana ta pozwoliła uzyskać lepszy przekaz energii lasera do naświetlanej tarczy. Dla przykładu, laser OMEGA przy użyciu 60–u wiązek laserowych jest w stanie dostarczyć więcej niż 40 *kJ* energii na powierzchnie tarczy o rozmiarze mniejszej niż 1 *mm* [38, 39]. Postęp technologiczny spowodował, że koszty budowy coraz to lepszych układów laserowych gwałtownie się obniżyły. Laser OMEGA zbudowany został za 1/3 ceny lasera NOVA, a przy około dwudziestokrotnym wzroście kosztów budowy, układ NIF (National Ignition Facility) uzyska prawdopodobnie energię około sześćdziesiąt razy większą.

Pełną gotowość do pracy nowego układu NIF zaplanowano na 2010 rok [40]. Układ NIF będzie dysponował 192 wiązkami laserowymi i dostarczy 1.8 *MJ* energii oraz 700 *TW* mocy. Wiązki będą wprowadzane do komory o średnicy 10 *m*, aby w ten sposób umożliwić zainstalowanie około 100 układów diagnostycznych. Wielkość energii wyzwalanej z reakcji syntezy, jaką otrzyma się w wyniku zaciskania i grzania peletów wiązkami, ma znacznie przewyższać wielkość energii potrzebnej do zainicjowania reakcji syntezy (dodatni bilans energii). Jednym z zadań eksperymentu NIF jest uzyskanie danych, które umożliwią zapoznanie się z procesami fizycznymi, jakie zachodzą przy temperaturach rzędu 100 mln  ${}^{\theta}C$  oraz przy 100 bilionach atmosfer ciśnienia. Do tej pory "uruchomiono" dziewięć ze 192 wiązek i wyjście energii 153 *kJ*, co przekracza założone wartości, wynoszące 125 kJ. Wydajność pracy układu przewidziano na około 700 strzałów rocznie.

Na wiosnę 2000 roku w Pradze (Republika Czech) uruchomiono duży układ PALS, który został przeniesiony z Garching (Niemcy) [41, 42]. Maksymalna wyjściowa energia układu laserowego PALS wynosi 1 *kJ*, czas trwania impulsu to 400 *ps*, co daje maksymalną moc około 3 *TW*. Dzięki specyficznym cechom układu laserowego, PALS jest odpowiednio przystosowany nie tylko do podstawowych badań prowadzonych nad syntezą, ale również znalazł zastosowanie w badaniach wdrożeniowych przy poziomie gęstości mocy obejmującej zakres od  $10^{14}$  do  $10^{16}$  *W/cm*<sup>2</sup>. "Dobrej jakości" wiązka lasera PALS jest również wykorzystana do pompowania lasera miękkiego promieniowania rentgenowskiego, który oparty jest na zjawiskach plazmowych. Na szczególną uwagę zasługują ostatnio przeprowadzone, jedyne w swoim rodzaju eksperymenty, polegające na oddziaływaniu strumienia plazmy z niektórymi materiałami (otaczającego nas środowiska). Eksperymenty te dostarczają bogaty materiał do porównania danych uzyskanych eksperymentalnie z modelami teoretycznymi, które znalazły zastosowanie zarówno w astrofizyce jak i w badaniach nad inercyjnym utrzymaniem plazmy.

W 2002 roku rozpoczął pracę duży układ laserowy LIL, będący prototypem do konstruowania znacznie większych układów, np. LMJ (Laser Megajoule) w laboratorium CEA we Francji [43]. Aby osiągnąć określony cel, założony przy konstrukcji LMJ, laboratorium CEA zdecydowało się na użycie lasera neodymowego o długości fali 1.055  $\mu m$  (przy pierwszej harmonicznej). Układ laserowy LMJ będzie dysponował 240 wiązkami światła ultrafioletowego o energii 8.2 *kJ* przypadającej na każdą wiązkę.

Warto również zwrócić uwagę na intensywnie w ostatnich latach rozwijane lasery CO<sub>2</sub>, KrF czy lasery typu DPSSL (laserów półprzewodnikowych pompowanych przy użyciu silnych diod półprzewodnikowych), które charakteryzują się dużą sprawnością i możliwościami stosowania wysokiej repetycji [44]. Niektóre laboratoria (zwłaszcza ILE w Japonii oraz LLNL w USA) planują wykorzystanie tego typu systemów laserowych do celów termojądrowych w najbliższych latach. Przeprowadzone symulacje komputerowe wykazały, że do celów termojądrowych potrzebne są jeszcze silniejsze impulsy o mocy rzędu 500 *TW*, w czasie około 4 *ps*.

Wydaje się, że prawdziwy przełom spowoduje koncepcja typu "fast ignitor" (tzw. szybkiego zapalnika) [45]. Według tej idei, pierwszy długi impuls laserowy (*ns*)

wykorzystany jest do wytworzenia i wstępnej kompresji gorącej plazmy, zaś drugi krótki impuls (*ps*) wiązki cząstek (o mocy  $\sim 10^{20} W/cm^2$ ) drąży kanał w gęstej i gorącej plazmie, powodując jej szybki zapłon termojądrowy.

Lepszą kompresję plazmy deuterowo-trytowej uzyskano również poprzez modyfikację mikrotarczy. Modyfikacja ta polegała na nałożeniu cienkiej warstwy na pelet (tzw. ablator), która ulegała jonizacji w pierwszej kolejności, istotnie powiększając absorpcję energii promieniowania laserowego [5]. W japońskim układzie laserowym GEKKO XII o mocy promieniowania laserowego 50 *TW*, ze zmodyfikowanej tarczy deuterowo-trytowej uzyskano wydajność ok. 10<sup>12</sup> *neutronów/strzał*.

Bardzo dużym zainteresowaniem cieszą się także laserowe akceleratory cząstek naładowanych [46, 47]. Ich duża popularność związana jest z możliwością kontrolowania parametrów tych wiązek. Podstawą działania tego typu akceleratora jest zaburzenie rozkładu ładunku elektrycznego, tzw. pole rufowe<sup>6</sup>. Impuls wiodący, którym może być krótki impuls laserowy albo elektronowy, wydmuchuje elektrony ze zjonizowanego gazu na zewnątrz, pozostawiając za sobą obszar ładunku dodatniego. Następnie jony dodatnie przyciągają elektrony z powrotem, przez co wokół obszaru naładowanego dodatnio tworzy się pęcherzyk elektronowy. Pole rufowe powoduje, że impuls elektronów z tyłu pęcherzyka bardzo silnie przyspiesza ku przodowi. Powyższe możliwości otwierają nie tylko nową gałąź wiedzy (do diagnostyki zjawisk powstających w wyniku kontaktu lasera z plazmą), ale również szereg zastosowań np.: w biologii i chemii (terapii protonowej, produkcja radioizotopów), itp..

#### 1.4 Utrzymanie plazmy własnym polem magnetycznym

W wielu laboratoriach prowadzone są również prace badawcze na układach typu Z–,  $\Theta$ – pinch, których budowa opracowana została w latach 50–tych.

Prace te zmierzają do pełnego wyjaśnienia podstawowych zjawisk fizycznych w układach, w których wytwarzanie gęstej i gorącej plazmy polega na wykorzystaniu silnych wyładowań elektrycznych. Wyładowania te powstają podczas przyłożenia wysokich napięć pomiędzy cylindryczne lub prętowe elektrody umieszczone współosiowo. Dla przykładu, w dużym układzie MAGPIE (W. Brytania) prowadzone eksperymenty ukierunkowane są na wyjaśnienie dynamiki implozji metalowych cylindrów, których ściany boczne wykonane są z cienkich drutów [5]. W innych eksperymentach, np. w bezelektrodowych układach mikrofalowych z falą o długości 8.9

*cm*, badane są wyładowania w otwartej wnęce rezonansowej, w atmosferze powietrza lub wodoru pod ciśnieniem 8 *atm*. [48]. W szczególności, również z wykorzystaniem modeli numerycznych, prowadzone są badania zmian długości filamentów (niejednorodna struktura pinchu) w czasie, własności fali uderzeniowej, stanów równowagi energii oraz wiele innych zjawisk. Do jednego z największych układów typu Z–pinch zalicza się SATURN, urządzenie zbudowane w Laboratorium Sandia w USA. Obecnie układ SATURN został zmodernizowany i przebudowany w Z–Machine, w którym uzyskano prądy o natężeniu rzędu 27 *MA*, rysunek 6.



Rys. 6. Widok z góry układu Z-Machine, Sandia, USA [48].

Według najnowszych teoretycznych ocen oszacowano, że do osiągnięcia odpowiedniego zapłonu i wydajności reakcji syntezy jądrowej potrzebne są impulsy rentgenowskie o mocy powyżej 10000 *TW* i energii rzędu 16 *MJ*. W związku z tym w Laboratorium Sandia rozpoczęto budowę nowego układu Z–pinch: X–1 Machine.

Innym rodzajem urządzeń, w których plazma utrzymywana jest własnym polem magnetycznym, są układy typu Plasma Focus (PF).

W Polsce badania plazmy wytwarzanej w urządzeniach typu Plasma Focus prowadzone są w instytutach: IPJ (Instytut Problemów Jądrowych) w Świerku i IFPiLM (Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy) w Warszawie [49–51]. Pierwsze dwa tego typu urządzenia PF–20 zbudowane zostały w końcu lat 60–tych i eksploatowane były jednocześnie w obu ośrodkach. Badania koncentrowały się głównie na optymalizacji obu układów. Poprzez odpowiednie dobranie geometrii elektrod i izolatora dążono do uzyskania jak największej liczby aktów reakcji jądrowych w wytwarzanej plazmie. Miarą tych reakcji była liczba emitowanych produktów reakcji syntezy jądrowej (neutronów, protonów). Następnie prace kontynuowano na nowszym układzie PF–150 o maksymalnej energii 150 *kJ*, który zbudowano w IBJ w Świerku (na zamówienie Wojskowej Akademii Technicznej). Układ ten wyposażony był w dwie koncentryczne miedziane elektrody o średnicach 100 *mm* i 50 *mm* oraz długości 200 *mm*, oddzielone izolatorem wykonanym z ceramiki alundowej. Całość umieszczona była w komorze wykonanej z nierdzewnej stali. Oprócz badań optymalizacyjnych, na układzie PF–150 przeprowadzono wiele eksperymentów, z których uzyskano szereg interesujących wyników. Pozwoliły one na zbadanie wewnętrznej struktury kolumny pinchu, która powstaje podczas wyładowania typu Plasma Focus (PF), jak również określenia miejsc, z których emitowane są intensywne impulsy promieniowania rentgenowskiego.

W latach 70–tych zbudowano w Świerku znacznie większy układ PF–360. Rysunek 7 przedstawia zdjęcie tego układu [49–51]. Celem eksperymentów, wykonywanych obecnie na układzie typu PF–360 jest zbadanie dynamiki wyładowań typu PF (fazy przebicia, uformowania się warstwy plazmowej, akceleracji tej warstwy wzdłuż osi elektrod oraz fazy kompresji). Badania te przeprowadzane są w funkcji napięcia wyładowania i początkowej wielkości ciśnienia deuteru w komorze układu. Badana jest między innymi symetria warstwy plazmowej, zarówno w fazie przebicia jak i w fazie kompresji. Istotna jest również prędkość tej warstwy w poszczególnych fazach. Najważniejsza jest jednak zależność emisji neutronów od symetrii i prędkości warstwy plazmowej a tym samym od parametrów wyładowania: ciśnienia gazu, napięcia i prądu wyładowania.



Rys. 7. Zdjęcie układu PF-360 [49].

Jednym z celów powyższych badań jest znalezienie takich parametrów wyładowania, przy których emisja neutronów jest największa. Maksymalnie, na urządzeniu PF–360 przy energii wyładowania około 200 *kJ* uzyskano 10<sup>11</sup> neutronów z jednego wyładowania. Taką samą emisję uzyskano w układzie POSEIDON (układ PF zbudowany i badany w Stuttgarcie) dopiero przy energii wyładowania równej 380 *kJ*. Świadczy to o lepszym zoptymalizowaniu układu PF–360. Dla uzyskania jeszcze większej emisji neutronów, w układzie PF–360 zastosowano po raz pierwszy specjalne tarcze kriogeniczne pokryte ciężkim lodem ( $D_2O$ ). Próba ta zakończyła się sukcesem przy  $U_0 = 30 \ kV$  oraz  $W_0 = 130 \ kJ$  wydajność neutronowa z pojedynczego wyładowania zwiększyła się z  $2.4 \times 10^{10}$  do  $3.8 \times 10^{10} \ neutronów/strzał$ .

Satysfakcjonujące wyniki prac poświęconych badaniom dynamiki wyładowania PF oraz optymalizacji wydajności emisji neutronów stanowiły podstawę do zaprojektowania jeszcze większego układu PF–1000 (Rys. 8), który uruchomiono w 1994 roku w IFPiLM w Warszawie [49–51].



Rys. 8. Widok układu PF-1000.

Obecnie na układzie PF-1000 wykonuje się pomiary między innymi [52, 53]:

- dynamiki warstwy prądowej stosowane są w tym celu szybkie kamery kadrowe i smugowe,
- wydajności emisji neutronowej pomiary wykonane za pomocą kilku srebrnych liczników i scyntylatorów (umiejscowionych pod różnymi kątami do osi układu i w różnej odległości),

- impulsów promieniowania rentgenowskiego liczniki scyntylacyjne, PIN diody, detektory półprzewodnikowe,
- wiązek elektronowych i jonowych detektory Czerenkowa i dielektryczne detektory śladowe typu PM–355.

Maksymalna emisja neutronów, jaką dotychczas udało się osiągnąć w tym układzie to około  $2 \times 10^{11}$  *neutronów/strzał*. Układ PF–1000 charakteryzuje się również tym, że w porównaniu z innymi urządzeniami typu PF, czas życia kolumny gęstej i gorącej plazmy w tym układzie jest wyjątkowo długi i wynosi 200 – 300 *ns*.

W latach 80-tych, zbudowano w Świerku również inne urządzenia typu PF, między innymi układy RPI-IBIS oraz PF-MAJA, rysunek 9 [49, 50].



Rys. 9. Zdjęcie układu PF-MAJA.

Urządzenie Maja wyposażone jest we współosiowe cylindryczne elektrody, wykonane z 32 molibdenowych prętów o średnicy 2 *mm* i długości czynnej 260 *mm*. Średnica elektrody zewnętrznej wynosi 130 *mm* zaś elektrody wewnętrznej 90 *mm*. Układ zasilany jest z generatora o energii nominalnej 60 *kJ* ( $C_0 = 48 \ \mu F$ ,  $U_0 = 50 \ kV$ , prąd zwarcia  $I_w = 700 \ kA$ ).

W urządzeniu PF–MAJA przeprowadzane są między innymi badania polaryzacji liniowej promieniowania rentgenowskiego, emitowanego z wyładowania, jak również badania tzw. gorących mikroźródeł (hot spots) i ich korelacji z innymi zjawiskami występującymi podczas wyładowania typu PF [49, 50].

Badania wyładowania typu Plasma Focus dotychczas wykonywane są w ponad 20–tu krajach. Wiodącym ośrodkiem jest Instytut Kurczatowa w Moskwie, w którym zbudowano układy ISPF i PFE ( $W = 180 \ kJ$ ) oraz układ PF–3 z całkowitą energią 2,8 MJ [54, 55]. Badania wykonywane w tych układach koncentrują się głównie na pomiarach promieniowania rentgenowskiego oraz na metodach generowania cząstek naładowanych. Wykonano badania oddziaływania cząstek z naddźwiękowym strumieniem plazmy oraz podjęto próbę zaciskania warstwy prądowej plazmy (w kierunku osi z) za pomocą zewnętrznego pola magnetycznego. Niektóre prace wykonywane w Instytucie Kurczatowa ukierunkowane są na badania nad wykorzystaniem układu typu PF do magnetycznego ściskania gęstej plazmy jonowej.

# 1.5 Wnioski z analizy dotychczasowego stanu wiedzy w dziedzinie badań nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej

Z przedstawionego wyżej opisu badań zamkniętych pułapek magnetycznych typu Tokamak i Stellarator wynika, że osiągnięto znaczny postęp w badaniach, zarówno teoretycznych jak i eksperymentalnych, takich układów. W zakresie teorii udało się opracować rozbudowane programy komputerowe, które są obecnie wykorzystywane do różnych badań symulacyjnych. Dzięki temu możliwe jest przewidywanie własności (tj. najważniejszych parametrów) plazmy w różnych warunkach eksperymentalnych. Należy tu wyjaśnić, że stosowane uprzednio analizy oparte na prostych przybliżeniach MHD nie dostarczały pełnej informacji o zachowaniu plazmy w tego typu układach. Dzięki rozwojowi techniki eksperymentalnej i budowie wielu układów badawczych (głównie typu Tokamak) stało się również możliwe zbadanie różnych techniki wytwarzania, nagrzewania i utrzymywania plazmy.

Porównanie wyników z kilku największych eksperymentów typu Tokamak zostało przedstawione na rysunku 10. Na ich podstawie można stwierdzić, że badania nad kontrolowana syntezą jądrową wkroczyły obecnie w kolejny etap. Udokumentowane osiągnięcia, które uzyskano w różnych układach badawczych (patrz Rys. 10), stały się podstawą do zaplanowania i realizacji następnych kroków w kierunku opanowania energetyki termojądrowej [3, 56].



Rys. 10. Wartości iloczynu ciśnienia i czasu utrzymywania plazmy oraz wartości tzw. potrójnego iloczynu (gęstości jonowej, temperatury jonowej i czasu utrzymywania) w zależności od temperatury jonowej, które uzyskano w czterech dużych eksperymentach na układach typu Tokamak wykorzystujących reakcje D-D lub D-T [8].

Duże nadzieje wiąże się z budowanymi obecnie układami W7–X, HT7–U, JT60–S.C. itp.. Oprócz tego modernizowane są istniejące układy, np. TORE SUPRA i LHD, w których zaistniała potrzeba rozwiązania problemów związanych z użyciem nadprzewodzących magnesów i długich impulsów nagrzewających plazmę. Należy tu podkreślić, że w nowych lub zmodernizowanych pułapkach typu Tokamak oraz Stellarator, które różnią się rozmiarami i sposobami wykorzystania nowych osiągnięć technologii, wytwarzana jest plazma o parametrach zbliżonych do wartości umożliwiających uzyskanie dodatniego bilansu energetycznego.

Bogate dane eksperymentalne uzyskane w układach typu Tokamak i Stellarator nie gwarantują jednak w pełni praktycznego opanowania kontrolowanej syntezy termojądrowej. Budowa nowych i kosztownych układów badawczych prowadzi do powstawania wielu różnic konstrukcyjnych, konieczności stosowania różnych parametrów wyładowania i nie zawsze kompatybilnych technik pomiarowych. W tej sytuacji nie można porównywać ze sobą wszystkich zgromadzonych danych eksperymentalnych. Z drugiej strony budowa wielkich i bardzo złożonych układów badawczych pochłania ogromne nakłady finansowe. Doprowadza to do zwiększenia wydajności neutronów z reakcji syntezy, ale z drugiej strony komplikuje zrozumienie mechanizmów ich generacji. Pojawiają się problemy związane z rozwojem różnych niestabilności gorącej plazmy oraz dużymi stratami cząstek  $\alpha$ , które pochodzą z reakcji syntezy D-T i powinny skutecznie nagrzewać plazmę. Bardzo skomplikowana konstrukcja nowych pułapek magnetycznych utrudnia stosowanie wielu różnych układów diagnostycznych, co prowadzi do ograniczenia informacji o zachowaniu badanej plazmy. Poza tym istnieją poważne zagrożenia odnośnie wytrzymałości stosowanych materiałów konstrukcyjnych. Może to znacznie utrudnić, jeśli nie uniemożliwić, osiągnięcie zamierzonych celów w dziedzinie magnetycznego utrzymywania plazmy. Dlatego w wielu ośrodkach prowadzone są nadal prace nad inercyjnym utrzymywaniem plazmy (ICF).

W ostatnich latach osiągnięto w tej dziedzinie wyraźny postęp. Związany on był z szybkim rozwojem techniki laserowej i możliwościami wytwarzania wiązek laserowych o wielkiej mocy (rzędu wielu *TW*). Ważnym celem jest także opracowanie nowych metod optyki laserowej oraz wytwarzania ultrakrótkich impulsów o czasach trwania rzędu *fs* [5]. Przy omawianiu ICF należy także wspomnieć o postępie w badaniach silnoprądowych wyładowań typu Z–pinch, np. o eksperymentach w Laboratorium Sandia, w których inercyjne utrzymywanie plazmy jest realizowane przez krótkie impulsy prądowe o natężeniach osiągających dziesiątki *MA*. W USA planowana jest budowa jeszcze większych układów tego typu.

Oprócz wymienionych wyżej osiągnięć i zamierzeń programów badawczych dotyczących utrzymywania magnetycznego oraz utrzymywania inercyjnego plazmy – należy także zauważyć, że w ostatnich latach nastąpił wyraźny rozwój badań nad wyładowaniami typu Plasma Focus.

Zaletą układów typu PF jest ich stosunkowo prosta konstrukcja i stosunkowo niewielkie koszty budowy i eksploatacji, przy czym układy takie mogą wytwarzać plazmę o parametrach termojądrowych. Prosta budowa układów typu PF umożliwia jednoczesne stosowanie wielu urządzeń diagnostycznych i wykonanie pomiarów parametrów plazmy podczas jednego wyładowania. Ponadto, wyładowania typu PF mogą generować intensywne impulsy promieniowania rentgenowskiego i neutronów, a także impulsowe wiązki relatywistycznych elektronów i wysokoenergetycznych jonów. Impulsy takie mogą być wykorzystane w medycynie, inżynierii materiałów, radiologii, technologii półprzewodnikowej itp.. Należy tu dodać, że doświadczenie i dorobek polskich ośrodków badawczych w dziedzinie fizyki i technologii układów PF został zauważony i doceniony. W 1999 roku, pod auspicjami UNESCO, przy IFPiLM w Warszawie utworzono International Centre for Dense Magnetized Plasmas (ICDMP). Centrum to, działa przy wsparciu finansowym UNESCO i MNiSW. Pozwala to

korzystać z układu PF–1000 oraz specjalistycznej aparatury pomiarowej grupom badawczym z całego świata, którzy przyjeżdżają do Warszawy w celu uczestniczenia w kolejnych sesjach pomiarowych. Duże wydajności neutronowe i powodzenie kolejnych dużych eksperymentów typu PF spowodowały, że niektórzy z badaczy zaproponowali skalowanie dotychczasowych wyników do poziomu reaktora termojądrowego. Przykład takiej ekstrapolacji przedstawiono na rysunku 11.



Rys. 11. Ekstrapolacja dotychczasowych eksperymentów typu PF, w której przedstawiono wydajność emisji neutronowej w funkcji natężenia całkowitego prądu wyładowania [5]. Parametr k = 1 lub 2 opisuje stosunek energii uzyskanej z reakcji syntezy do energii dostarczanej do układu.

Optymistyczne skalowanie przedstawione na powyższym rysunku, nie może stanowić podstawy do budowy reaktora termojądrowego, ponieważ największe eksperymenty PF (z elektrodami typu Mathera) osiągnęły dopiero niedawno poziom 1 *MJ*. Należy zaznaczyć, iż taka zależność wydajności reakcji syntezy od prądu wyładowania, została potwierdzona eksperymentalnie jedynie we Frascati.

W ostatnich latach, dzięki licznym pracom eksperymentalnym i teoretycznym osiągnięto znaczny postęp w zrozumieniu fizyki wyładowań typu PF. Zaproponowano i opanowano nowe metody pomiarowe [56]. Do najważniejszych osiągnięć w omawianej dziedzinie można zaliczyć m.in. udane dwuwymiarowe (2D) symulacje komputerowe fazy przebicia i formowania warstwy prądowej oraz fazy akceleracji poosiowej.

Umożliwiają one określenie rozkładu koncentracji i temperatury elektronowej. Do najważniejszych osiągnięć zaliczyć również należy nowe obserwacje eksperymentalne dotyczące struktury kolumny gęstej plazmy namagnetyzowanej (DMP), np. włókien prądowych (current filaments) i tzw. gorących punktów (hot spots). Obliczenia modelowe są weryfikowane na podstawie nowych danych eksperymentalnych, które uzyskuje się za pomocą szybkich kamer fotograficznych, a także pomiarów wiązek elektronowych i jonowych oraz impulsów neutronowych z wyładowań PF.

Mimo wymienionych wyżej osiągnięć, wiele zjawisk fizycznych związanych z wyładowaniami typu PF nie zostało jeszcze wytłumaczone. Nie została wyjaśniona rola różnych mechanizmów generacji neutronów i innych produktów reakcji syntezy (np. szybkich protonów), nie zbadano dokładnie mikrostruktury kolumny DMP, nie wyjaśniono przyczyn występowania tzw. dobrych strzałów i złych strzałów, itp..

W tej sytuacji, biorąc pod uwagę obecne możliwości prowadzenia badań eksperymentalnych w IPJ w Świerku oraz IFPiLM w Warszawie, zasadne było podjęcie dalszych, bardziej szczegółowych badań w celu uzyskania nowych, wartościowych danych eksperymentalnych i wyjaśnienia niektórych zjawisk występujących w układach typu Plasma Focus.

Omawiane w niniejszej rozprawie doktorskiej badania, polegające na przygotowaniu odpowiedniej aparatury diagnostycznej, wykalibrowaniu użytego w eksperymencie dielektrycznego detektora śladowego, zebraniu materiałów doświadczalnych oraz opracowaniu wyników, przeprowadzone zostały w ramach zespołu prof. Marka Sadowskiego, pod jego bezpośrednim naukowym kierownictwem. Prace eksperymentalne przeprowadzono także we współpracy z innymi pracownikami z IPJ oraz IFPiLM z kilku grup badawczych.

Przygotowanie dielektrycznego detektora śladowego do pomiarów protonów emitowanych z reakcji syntezy, prowadzone zostało we współpracy z Zakładem I – IPJ. Pierwszy etap kalibracji detektora polegał na naświetleniu uprzednio przygotowanych próbek detektora monoenergetycznymi wiązkami protonów. Źródłem wiązki protonów był akcelerator Lech typu Van der Graaff'a (Zakład I – IPJ) oraz akcelerator Tandem typu Van der Graaff'a (Uniwersytete w Erlangen – Nürnberg, Niemcy). Powyższe prace przeprowadzone zostały w całości przez prof. Mariana Jaskółę oraz dr Andrzeja Kormana. Drugi etap prac polegający na obróbce detektora oraz wyznaczeniu krzywej kalibracyjnej wykonane zostały przez autora pracy pod kierownictwem dr Adama Szydłowskiego.

Badania w układzie PF–360, polegające na pomiarach rozkładów kątowych oraz widm energetycznych protonów, przeprowadzone zostały przez autora pracy w ramach pracowni dr Lecha Jakubowskiego.

Pomiary protonów emitowanych z plazmy wytwarzanej w układzie PF–1000 prowadzone zostały przez autora pracy, pod naukowym kierownictwem dr Adama Szydłowskiego. Pomiary te przeprowadzono jako dodatkową diagnostykę w ramach eksperymentów prowadzonych przez zespół dr Marka Scholza (IFPiLM).

#### **Rozdział 2**

#### Sformułowanie tezy naukowej

#### 2.1 Teza naukowa i cel pracy doktorskiej

Na podstawie wniosków z przeprowadzonej wyżej oceny stanu wiedzy w dziedzinie badań nad kontrolowaną syntezą jądrową, w ramach zamierzonej pracy doktorskiej postanowiono skoncentrować się na badaniach emisji produktów reakcji syntezy, które zachodzą w plazmie wytwarzanej przez wyładowania typu Plasma Focus.

W czasie formułowania głównej tezy do zamierzonych badań zwrócono uwagę na fakt, że stosunkowo prosta konstrukcja układu PF pozwala zastosować szereg urządzeń diagnostycznych, co umożliwia szczegółowe pomiary wielu parametrów plazmy, nawet podczas pojedynczego wyładowania. Jednocześnie stwierdzono, że na podstawie dostępnych danych nie można wyciągnąć wniosku, jaka jest rola różnych mechanizmów reakcji jądrowych zachodzących w kolumnie gęstej plazmy namagnetyzowanej. Do tej pory nie wiadomo czy przeważają oddziaływania termojądrowe, czy też reakcje zachodzą w wyniku bombardowania plazmy i tarczy gazowej przez wiązki prędkich deuteronów, które są przyspieszane przez lokalne, silne pola elektromagnetyczne występujące w plazmie. W wyniku chaotycznych zderzeń deuteronów (mechanizm termojądrowy), powinny być emitowane neutrony o średniej energii 2.45 MeV, o rozkładzie energetycznym zbliżonym do krzywej Gaussa. Szerokość połówkowa takiego widma powinna wynosić  $82.5\sqrt{kT}$ . W ten sposób można byłoby określić wartości temperatury jonowej plazmy, oczywiście pod warunkiem, że rozkład energetyczny jest wyznaczony dostatecznie dokładnie. W drugim kanale reakcji D-D emitowane są protony o średniej energii 3.0 MeV i podobnie jak w przypadku neutronów, jeżeli przeważającym mechanizmem reakcji syntezy byłby mechanizm termojądrowy, rozkłady energetyczne protonów powinny być także opisane krzywą Gaussa, o szerokości połówkowej równej  $91.6\sqrt{kT}$ . W plazmie (zwłaszcza DMP) moga jednak pojawiać się silne pola elektryczne skutecznie przyspieszające liczne grupy deuteronów. Pola takie wytwarzane są przez różnego rodzaju niestabilności, fale plazmowe i inne zjawiska [57]. Rozkłady energetyczne produktów reakcji jądrowych, tj. neutronów i protonów, wytwarzanych przez wiązki predkich deuteronów w mechanizmie wiązka-tarcza (beam-target mechanism), moga się znacznie różnić od rozkładów energetycznych produktów z reakcji czysto

termojądrowych. Model wiązka–tarcza polega na oddziaływaniu szybkich deuteronów o energiach  $\geq 50 keV z$  tarczą składającą się z tła plazmy o wysokiej gęstości i temperaturze, czy częściowo zjonizowanego gazu znajdującego się w bliskim obszarze pinchu. Istotną różnicę może stanowić przesunięcie i rozszerzenie rozkładów energetycznych w kierunku wyższych energii. Wielkość przemieszczenia widma energetycznego zależy od energii reagentów i kąta obserwacji, pod którym prowadzone są pomiary w stosunku do kierunku pierwotnej wiązki deuteronów.

Pomiary produktów reakcji syntezy dostarczają wiele cennych informacji o podstawowych parametrach plazmy i mechanizmach reakcji jądrowych. W wielu laboratoriach na całym świecie dotychczas badano głównie neutrony. Pomiarom szybkich protonów pochodzących z drugiego kanału reakcji D-D poświęcano niewiele uwagi, chociaż produkty te mogą dostarczyć wiele informacji uzupełniających. Należy zauważyć, że szybkie protony mogą być mierzone z lepszą rozdzielczością przestrzenną i energetyczną w porównaniu z neutronami.

W związku z powyższym, w ramach podjętej pracy doktorskiej postanowiono skoncentrować się na badaniach protonów pochodzących z reakcji syntezy D-Dzachodzących w gorącej plazmie wytwarzanej w urządzeniach typu Plasma Focus. Jako główny cel pracy przyjęto udowodnienie, że pomiary rozkładu kątowego emisji szybkich protonów (pochodzących z reakcji syntezy) pozwalają określić przestrzenny rozkład obszarów, w których zachodzą takie reakcje, ocenić ich wydajność oraz ich mikrostrukturę. Przyjęto również, że badania rozkładu energetycznego protonów pozwolą ocenić, które mechanizmy reakcji jądrowych (tj. oddziaływania termojądrowe czy oddziaływania typu wiązka-tarcza) są odpowiedzialne za obserwowaną emisję szybkich protonów i neutronów.

Postanowiono, że w celu udowodnienia powyższej tezy konieczne będzie wykonanie szeregu prac eksperymentalnych, a mianowicie:

- Zbadanie możliwości zastosowania dielektrycznych detektorów śladowych (Solid State Nuclear Track Detectors – SSNTD's) do pomiarów cząstek naładowanych w układach typu PF, m.in. zbadanie wpływu promieniowania γ oraz elektronów na formowanie śladów w wybranych detektorach.
- Pomiary zastosowanych detektorów śladowych polegające na wyznaczeniu ich krzywych kalibracyjnych, tj. zależności średnic zarejestrowanych śladów od energii protonów i innych parametrów procesu trawienia.

- Określenie wydajności emisji protonów z pojedynczych wyładowań oraz z serii wyładowań realizowanych w ustalonych warunkach w badanych układach typu PF.
- 4. Określenie rozkładu przestrzennego emisji protonów poprzez pomiary za pomocą kamer jonowych typu pinhole rozmieszczonych pod różnymi kątami względem osi symetrii układów typu PF. W ramach tych pomiarów wykonanie po raz pierwszy badań struktury kolumny DMP poprzez pomiary protonów w różnych kierunkach radialnych (tj. w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii elektrod).
- Określenie rozkładów energetycznych badanych protonów na podstawie zarejestrowanych śladów i wyznaczonych uprzednio krzywych kalibracyjnych detektora.
- 6. Porównanie wyników pomiarowych z obliczeniami widm energetycznych produktów reakcji jądrowych w celu określenia, który z mechanizmów oddziaływań jądrowych przeważa i jaka była temperatura jonowa plazmy.

Jako podstawowe narzędzie badawcze do wykonania zaplanowanych badań wybrano dielektryczne detektory śladowe (SSNTD), w szczególności detektory typu CR–39/PM–355. Wzięto pod uwagę, że produkty reakcji syntezy jądrowej były dotychczas badane w wielu różnej wielkości układach PF, w których wyładowania realizowane były przy różnej geometrii elektrod, różnych ciśnieniach i składzie gazu roboczego, różnych wartościach impulsów prądowych i przebiegów napięciowych. **Dlatego w ramach niniejszej pracy postanowiono również sprawdzić, w jaki sposób emisja produktów reakcji jądrowych zależy od parametrów układu zasilania (tj. energii i prądu wyładowania) oraz od innych parametrów pracy układu PF. W tym celu postanowiono wykorzystać dwa różne urządzenia eksperymentalne: układ PF–360 badany w IPJ w Świerku oraz wielki układ PF–1000 badany w IFPiLM w Warszawie.** 

## Rozdział 3 Układ eksperymentalny

#### 3.1 Opis zjawiska Plasma Focus

Urządzenie Plasma Focus (PF) należy do grupy układów eksperymentalnych, w których silnoprądowe wyładowanie w gazie, wytwarza ognisko gęstej ( $n > 10^{19} cm^{-3}$ ) i gorącej plazmy (~ 1 *keV*) o długości kilku centymetrów i średnicy rzędu 1 mm, oraz o stosunkowo krótkim czasie trwania wynoszącym 100 – 200 *ns*. W układach tych plazma utrzymywana jest własnym polem magnetycznym i stanowi intensywne źródło promieniowania rentgenowskiego, wiązek elektronowych i jonowych oraz produktów reakcji syntezy (neutronów i protonów w przypadku deuteru jako gazu roboczego).

Pierwsze urządzenia PF zbudowano na początku lat 60–tych. Na świecie równocześnie rozwijały się dwa różne typy tych układów: w Los Alamos (USA) zaprojektowany został układ typu Mathera [58], zaś w Instytucie im. Kurczatowa (Moskwa) układ typu Fillipova [59]. Odpowiednie schematy tych układów przedstawiono na rysunku 12.



Rys. 12. A – układ typu Mathera, B – układ typu Fillipova.

Podstawowymi elementami każdego układu typu Plasma Focus są: dwie cylindryczne współosiowe elektrody, najczęściej wykonane z miedzi lub stali, oddzielone izolatorem o odpowiednio dobranym kształcie, wykonanym ze szkła typu Pyrex bądź z ceramiki alundowej oraz baterie kondensatorów o minimalnej

indukcyjności i pojemności od kilkudziesięciu do kilkuset  $\mu F$ , stanowiące źródło energii elektrycznej układu. Elektrody te umieszczone są w komorze próżniowej napełnionej gazem roboczym (najczęściej deuterem lub wodorem) do ciśnienia kilku torów. Ciśnienie to jest tak dobrane aby wyładowanie rozpoczynało się po powierzchni izolatora. Różnica pomiędzy układam typu Mathera a układem typu Fillipova polega na innym stosunku średnic elektrod (Ø) do ich długości (*l*). W układzie typu Mathera  $\frac{\emptyset}{l} > 1$ , natomiast w układzie typu Fillipova  $\frac{\emptyset}{l} < 1$ .

Na rysunku 12 pokazano trzy fazy wyładowania: w fazie 1, która rozpoczyna się w momencie przyłożenia napięcia, następuje przebicie elektryczne w gazie po powierzchni izolatora i uformowanie się warstwy prądowej. Kolejnym etapem jest oderwanie warstwy prądowej od izolatora i jej akceleracja przez siłę elektromagnetyczną  $(\overline{J} \times \overline{B})$  z pozycji 1 do pozycji 2. W ostatniej fazie 3 następuje zaciśnięcie warstwy prądowej i utworzone zostaje krótko żyjące ognisko plazmowe.

Poza różnicą w rozmiarach geometrycznych elektrod, w układzie typu Mathera uformowana warstwa prądowa ulega akceleracji wzdłuż osi elektrod i dopiero przy ich końcu zbiega się do osi, natomiast w urządzeniu typu Fillipova warstwa prądowa po oderwaniu od izolatora przyspieszana jest głównie w kierunku radialnym.

Szczegółowy opis kolejnych faz w wyładowaniu typu Plasma Focus przedstawiono dla układu z elektrodami typu Mathera, ponieważ na tego typie urządzeniu przeprowadzono badania eksperymentalne.

Po napełnieniu komory gazem pod ciśnieniem kilku lub kilkunastu torów i przyłożeniu wysokiego napięcia (od 20 do 60 kV) pomiędzy elektrody, utworzona zostaje warstwa prądowa, która przewodzi prąd wyładowania o natężeniu rzędu setek kA do kilku MA. W ciągu pierwszych kilkuset nanosekund wyładowania warstwa prądowa ma strukturę włóknistą, jednak wraz ze wzrostem prądu wyładowania włókna zanikają a struktura warstwy staje się jednorodna. Jest to pierwsza faza tzw. breakdown, która ma istotny wpływ na późniejszy rozwój wyładowania, którego końcowym rezultatem jest utworzenie się ogniska plazmowego i emisja dużego strumienia neutronów ( $3 \times 10^{11}$  *neutronów/strzał* – wyładowanie na układzie PF–1000) [60, 61]. W fazie tej wyładowanie rozwija się w obszarze międzyelektrodowym, na powierzchni izolatora, przy czym wewnętrzna elektroda jest na potencjale dodatnim. Na formowanie warstwy prądowej w fazie breakdown i w konsekwencji na dalszy przebieg

26

wyładowania istotny wpływ mają: rodzaj, kształt i stan powierzchni izolatora, rodzaj i konstrukcja elektrod przy izolatorze, ciśnienie i rodzaj gazu roboczego, wielkość przykładanego napięcia oraz szybkość narastania prądu wyładowania.

Na skutek oddziaływania warstwy prądowej z polem magnetycznym indukowanym przez prąd płynacy po elektrodzie wewnętrznej, warstwa zostaje oderwana od izolatora i rozpędzona w obszarze międzyelektrodowym zagarniając napotykany gaz. Jest to tzw. faza akceleracji lub rundown. W fazie tej, kształt warstwy wynika z wielkości siły Lorentz'a. Siła ta zależy od promienia jak  $1/r^2$ , co powoduje, że warstwa prądowa przyjmuje paraboliczny kształt. Jej osiowa prędkość osiąga większe wartości przy elektrodzie wewnętrznej niż przy powierzchni elektrody zewnętrznej. Grubość warstwy pomiędzy elektrodami wynosi około 1 cm, przy czym można wyróżnić w niej dwa obszary: gęsty – na przodzie – intensywnie emitujący promieniowanie o szerokim rozkładzie widmowym i rzadki – z tyłu – przez który przepływa około 80 % całkowitego prądu. Prędkość warstwy wkrótce po oderwaniu jej od izolatora ustala się i wynosi - w zależności od ciśnienia wyładowania  $5 \times 10^6 - 10^7$  cm/s. Długości i średnice elektrod powinny być odpowiednio dobrane w stosunku do wielkości ciśnienia gazu roboczego oraz w stosunku do energii i innych parametrów wyładowania (napiecie, itp.). Celem takiej optymalizacji jest zsynchronizowanie wielkości pradu wyładowania z położeniem warstwy plazmowej w obszarze miedzy elektrodami. Obwód wyładowania uważa się za zoptymalizowany, wtedy gdy prąd wyładowania osiąga maksimum, przy czym warstwa znajduje się przy końcu elektrod, wówczas w warstwie zmagazynowana jest maksymalna energia.

Przy końcu elektrod tzw. faza kolapsu warstwa ulega gwałtownemu przyspieszeniu radialnemu, implodując na oś elektrody centralnej i utworzone zostaje tzw. ognisko plazmowe (Plasma Focus). Energia kinetyczna jaką cząstki nabyły w ruchu postępowym wzdłuż osi elektrod zostaje zamieniona w energię ruchów chaotycznych cząstek tak, że plazmie można przypisać temperaturę rzędu kilku kiloelektronowoltów, choć pełny stan równowagi termodynamicznej nie jest osiągalny. Z formowaniem pinchu wiąże się gwałtowny wzrost napięcia na elektrodach oraz nagły, charakterystyczny spadek natężenia prądu wyładowania. Jest to związane z szybką zmianą indukcyjności układu elektrycznego szczególnie podczas fazy kolapsu oraz gwałtowną zmianą oporności omowej plazmy w ognisku plazmowym. Zjawisko to prowadzi do utworzenia struktury włóknistej i tzw. hot spots, które rozpadają się po

27

czasie rzędu 5 – 10 *ns*, emitując intensywne wiązki elektronowe. Faza pinchu trwa około 100 *ns*, po czym na sznurze pojawiają się makroniestabilności magnetohydrodynamiczne (MHD) (głównie typu m = 0), następnie niestabilności kinetyczne, które powodują rozerwanie ogniska plazmowego. Podczas tych zjawisk generowane są silne pola elektryczne, które przyspieszają cząstki naładowane (elektrony i deuterony) do energii rzędu *MeV*, czego efektem jest intensywna emisja neutronów i twardego promieniowania rentgenowskiego.

Główne dynamiczne charakterystyki wyładowania w układzie PF, takie jak akceleracja warstwy prądowej, prędkość jej zaciskania czy energię wewnętrzną pinchu, można w sposób przybliżony obliczyć wykorzystując tzw. jednowymiarowy model snow–plow. Dwuwymiarowy model snow–plow umożliwia oszacowanie przebiegu wyładowania przy założeniu, że warstwa plazmowa jest nieskończenie cienka oraz, że warstwa ta zagarnia napotkany w obszarze międzyelektrodowym gaz. Obliczenia te można wykonać w zależności od równań obwodu, masy nagarnianego gazu i początkowej geometrii elektrod w układzie PF. Wyniki tych obliczeń można porównać z odpowiednimi wielkościami wyznaczonymi eksperymentalnie. Rysunek 13 przedstawia wyniki obliczeń jakie wykonano dla urządzenia PF–1000.



Rys. 13. Obliczenia zmian prądu i napięcia w funkcji czasu przy użyciu modelu 2D snow–plow [62].

Pomiary prądu i napięcia wyładowania należą do tak zwanych diagnostyk rutynowych. Całkowity prąd wyładowania I(t) zwykle jest zmierzony za pomocą tzw. pasa Rogowskiego. Na sygnale z obwodu różniczkowego (jest to tzw. sygnał pochodnej prądu  $\left(\frac{dI}{dt}\right)$ ) zwykle występuje wąski pik, który zsynchronizowany jest z momentem maksymalnego zaciśnięcia warstwy plazmowej na osi elektrod. Sygnał ten

wykorzystywany jest jako sygnał referencyjny przy określeniu czasu życia ogniska plazmowego i momentu emisji promieniowania X i neutronów z tego ogniska. Przykładowe sygnały z dzielnika napięcia i pasa Rogowskiego (sygnały napięcia i prądu) uzyskane w układzie PF–1000 przedstawia rysunek 14. Sygnały te odwzorowują fazy wyładowania i dostarczają ważnych informacji o dynamice warstwy plazmowej.



Rys. 14. Typowe oscylogramy przedstawiające przebiegi prądu i napięcia [62].

Obliczenia, które wykonano w oparciu o model snow-plow, pozwoliły dość dokładnie opisać (odtworzyć) przebieg wyładowania w początkowych fazach, ale okazały się zupełnie niedokładne przy opisie faz końcowych tzn. fazy implozji i rozpadu ogniska plazmowego. Lepszą zgodność z wynikami eksperymentalnymi uzyskuje się wykorzystując w obliczeniach kody numeryczne, które zbudowano w oparciu o dość złożone modele fizyczne. Model MHD, do którego dodatkowo dołączono człony opisujące pewne procesy atomowe takie np. jak jonizacje w gazie neutralnym, dość dobrze opisuje rozwój wyładowania w fazach początkowych (przebicie, oderwanie warstwy od izolatora i jej akcelerację wzdłuż osi elektrod). W równaniach MHD (magnetohydrodynamiki) gaz utożsamiany jest z przewodzaca cieczą, zaś podstawę modelu stanowią równania magnetohydrodynamiczne, które opisują oddziaływanie pomiędzy makroskopowymi właściwościami strumienia zjonizowanego gazu a polem magnetycznym. Równania MHD (w których wykorzystuje się równania zachowania masy, pędu, energii), opisują gęstość masy plazmy, prędkość jej elementu, ciśnienie i pole magnetyczne w danym punkcie przestrzeni i określonej chwili. Obliczenia, które wykonano dla urządzenia PF-1000, objęły fazy wyładowania występujące po fazie breakdown, czyli zaraz po uformowaniu warstwy prądowej [62]. Założono, że warstwa pradowa zaczyna poruszać się w punkcie z = -0.5 cm, poczynając od końca elektrody wewnętrznej oraz, że początkowo warstwa przylega do izolatora. Symulacje numeryczne, wykonano dla określonych parametrów, które wyrażają rozmiary układu elektrod urządzenia PF–1000 (promień elektrody wewnętrznej, promień elektrody zewnętrznej, promień osi w otwartej elektrodzie wewnętrznej i długości elektrody). Obliczenia wykonano dla obszaru o kształcie prostokąta o wymiarach  $r_m = 0.3 \ m$  i  $z_m = 0.26 \ m$ , który rozciągał się wzdłuż osi elektrod, poczynając od końca elektrody wewnętrznej. Założono, że gaz (ciecz) jest początkowo w temperaturze pokojowej i że gaz ten zjonizowany jest w 1% i znajduje się pod ciśnieniem 400 *Pa*. Rezultaty wykonanych obliczeń przedstawiono na rysunku 15.



Rys. 15. Rezultaty obliczeń numerycznych modelu 2D MHD [62].

Z przeprowadzonych obliczeń numerycznych z wykorzystaniem dwuwymiarowego modelu MHD, otrzymano dość dobrą ilościową zgodność z wynikami uzyskanymi eksperymentalnie. Dla przykładu obliczona maksymalna wartość prądu (Rys. 15 a)), była wyższa tylko o około 15 % od wielkości prądu zmierzonego, zaś obliczona prędkość dla fazy rundown tj.  $8.9 \times 10^4 m/s$  była wyższa od prędkości zmierzonej tj.  $8 \times 10^4 m/s$  tylko o około 11 %. Na rysunku 15 b) przedstawiono profil gęstości plazmy, który został obliczony dla momentu maksymalnej kompresji warstwy prądowej na osi układu (oś z). Jak widać na rysunku, warstwa plazmy jest relatywnie cienka i przyjmuje kształt paraboli. W obszarze usytuowanym na osi układu w pobliżu końca elektrod, minimalna wielkość promienia wytworzonej kolumny plazmowej

wynosi 0.048 *m*, zaś gęstość plazmy osiąga wielkość  $5 \times 10^{25} m^{-3}$ . Na rysunku 15 c) przedstawiono rozkład temperatury elektronowej w utworzonym ognisku plazmowym. Maksymalna temperatura tj. 600 *eV* występuje w miejscu, w którym kolumna plazmy ulega maksymalnemu zaciśnięciu. Temperatura ta jest jednak niższa niż temperatura wyznaczona eksperymentalnie. Początkowa wielkość prędkości warstwy plazmowej w fazie pinchu jest relatywnie niska, jednak w momencie gdy warstwa plazmowa zbliża się do osi elektrod prędkość ta wzrasta do wielkości  $4 \times 10^4 m/s$ . Brak jednak danych eksperymentalnych, aby wyniki obliczeń numerycznych można było porównać z wynikami pomiarów.

Rysunek 16 przedstawia przykładowe zdjęcia warstwy plazmowej, które zostały wykonane przy użyciu szybkich kamer kadrowych. Kamery te wyposażone były w przetworniki elektro–optyczne. Szybka fotografia kadrowa umożliwia pomiar położenia warstwy plazmowej w poszczególnych jej fazach, a także obserwację szybkich zmian jasności jej świecenia. W celu dokładnego zbadania procesu ewolucji warstwy, posłużono się trzy–kadrową optyczną kamerą z czasem ekspozycji około 1 *ns* oraz z rozdzielczością przestrzenną 0.4 *mm*. Obrazy przedstawione na rysunku 16 zostały zarejestrowane w różnych momentach ewolucji warstwy plazmowej: w fazie kompresji A, w fazie minimalnej wartości promienia B oraz w fazie niestabilności i rozpadu pinchu C. Faza kompresji (tworzenie kolumny plazmowej) trwa średnio około 200 *ns*. Utworzony sznur plazmowy ma długość około 0.12 *m*, żyje średnio około 1000 *ns*, po czym pojawiające się na nim niestabilności powodują rozerwanie ogniska plazmowego.



Rys. 16. Przykładowa sekwencja obrazów uzyskanych za pomocą kamery kadrowej na układzie PF–1000, gaz roboczy – deuter, ciśnienie 400 *Pa* [62].
Rysunek 17 przedstawia sygnały elektryczne uzyskane z różnych układów diagnostycznych (PIN–diody, sondy scyntylacyjne, liczniki Czerenkowa, sondy *dI/dt*) podczas wyładowania urządzenia PF–1000 [63]. Poszczególne układy diagnostyczne rejestrowały różne promieniowanie emitowane z warstwy plazmowej zarówno w fazie kompresji jak również w fazie ogniska plazmowego.



Rys. 17. Przykładowe przebiegi twardego–, miękkiego– promieniowania rentgenowskiego, elektronów, *dI/dt* oraz neutronów [63].

Interesujące i najważniejsze zjawiska, wnoszące najwięcej informacji na temat plazmy zachodzą w fazie pinchu oraz podczas jego rozpadu. W fazie pinchu emitowany jest silny sygnał miękkiego promieniowania rentgenowskiego ( $3 \div 8 \ keV$  oraz  $0.8 \div 4 \ keV$ , obserwowany na PIN–diodzie, rysunek 17), który silnie zależy od gęstości i temperatury plazmy. Od tych warunków zależy również emisja wytworzonych z reakcji syntezy neutronów i protonów (dla przypadku kiedy gazem roboczym jest deuter). Temperaturę plazmy można również określić na podstawie pomiarów prędkich jonów i elektronów przyspieszanych w wzdłuż osi pinchu, lecz emitowanych w przeciwnych kierunkach ze względu na ich ładunek. Wiązka prędkich elektronów uderzając w powierzchnie elektrody wewnętrznej staje się źródłem emisji twardego promieniowania rentgenowskiego ( $8 \div 30 \ keV$ , obserwowany za pomocą detektorów Czerenkowa, rysunek 17). Dodatkowe informacje wnoszą pomiary sygnału dI/dt z pasa Rogowskiego.

# 3.2 Charakterystyka urządzenia Plasma Focus

Pomiary przeprowadzone w niniejszej pracy wykonano w dwóch urządzeniach typu Plasma Focus (PF): PF–360 i PF–1000. Rysunek 18 przedstawia geometrię wraz z rozmiarami elektrod w układzie PF–360 i PF–1000.









Rys. 18. Schematy układu elektrod urządzeń PF-360 i PF-1000.

W każdym układzie PF, można wyróżnić dwa istotne zespoły (elementy) pokazane na rysunku 19:

- Układ zasilania –,,DRIVER", składający się z baterii kondensatorów, iskierników oraz przewodów łączących;
- Odbiornika energii –,,LOAD", którym jest koaksjalne działo plazmowe (dwie cylindryczne elektrody oddzielone izolatorem).



Rys. 19. Obwód zastępczy dla układu PF [62].

Równania przedstawione na rysunku 19 wyrażają zmianę napięcia w funkcji czasu pomiędzy punktami a i b. Punkty te reprezentują tzw. wyjście generatora i zarazem wejście odbiornika energii elektrycznej [62, 63].

Bateria kondensatorów ma budowę modułową [64, 65]. Każdy moduł składa się z czterech sekcji, każda sekcja z sześciu impulsowych kondensatorów połączonych równolegle. Ilość kondensatorów określa energię jaka może być zgromadzona w baterii. Główne wymogi stawiane wobec baterii, to jej mała indukcyjność własna, mała indukcyjność połączeń, możliwość pracy przy zwartych elektrodach oraz jak najdłuższy czas eksploatacji, który określa ilość możliwych wyładowań. Tabela 2 zawiera podstawowe parametry generatorów, w jakie wyposażono układy PF–360 i PF–1000.

## Tab. 2.

PODSTAWOWE PARAMETRY GENERATORA	PF-360	PF-1000
Ilość modułów	4	12
Napięcie znamionowe	50 kV	40 <i>kV</i>
Energia znamionowa	360 kJ	1152 kJ
Indukcyjność generatora	15 <i>nH</i>	8.9 nH
Pojemność znamionowa	288 µF	1440 µF
Maksymalny prąd zwarcia	~ 6 <i>MA</i>	~ 15 MA

Iskierniki stosowane w urządzeniach PF powinny charakteryzować się małą indukcją własną i być odpowiednio wysokiej jakości tzn. powinny umożliwić transmisje energii elektrycznej (dużego prądu) z baterii kondensatora do układu elektrod. Powinny niezawodnie działać w szerokim zakresie wysokiego napięcia do jakiego ładowana jest bateria, zapewnić możliwość zewnętrznego wyzwalania oraz minimalne prawdopodobieństwo samozapłonów.

Kolektor wykonany został z nierdzewnej stali w formie cylindra tak, aby energię z poszczególnych modułów baterii kondensatorów można było możliwie symetrycznie doprowadzić do elektrod.

Dwie koncentryczne elektrody, rozdzielone w obszarze zapłonu odpowiednio skonstruowanym izolatorem stanowią układ rozładowania. Izolatory stosowane w obydwu urządzeniach PF wykonane były z ceramiki alundowej Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Izolator wykorzystywany w układzie PF–1000 ma długość 113 *mm*, natomiast w układzie PF–360 zastosowano izolator o długości 80 *mm*.

Działo koaksjalne (tj. elektrody rozdzielone izolatorem) umieszczono w komorze próżniowej, która przed wyładowaniem napełniona jest gazem ( $H_2$  lub  $D_2$ ) do ciśnienia kilku torów. Komora wykonana jest z nierdzewnej stali.

Aby efektywnie przekazać energię z baterii kondensatorów do elektrod i następnie do plazmy, wymiary wszystkich wymienionych wyżej elementów "układu rozładowania baterii" powinny być odpowiednio dobrane. Przy projektowaniu "układu rozładowania" głównie zwrócono uwagę, na uzyskanie szybkiego wzrostu prądu w fazie przebicia (wytworzenia warstwy plazmowej na izolatorze), przy odpowiednim ustalonym napięciu, do jakiego ładowana jest bateria kondensatorów. Uwarunkowane jest to indukcyjnością początkową L<sub>o</sub>, która równa jest sumie indukcyjności

początkowej baterii  $L_c$ , doprowadzeń  $L_l$ , iskiernika  $L_s$  oraz kolektora  $L_k$ . Ponadto aby uzyskać żądany przebieg wyładowania, wymagane są: odpowiednio duża gęstość prądu i odpowiednio wysokie natężenie pola elektrycznego oraz duży prąd maksymalny w fazie kompresji. Prąd ten związany jest z odpowiednią wartością całkowitej indukcyjności układu (suma indukcyjności początkowej  $L_o$  oraz indukcyjności elektrod  $L_l$ ).

## **Rozdział 4**

## Metody pomiarowe wykorzystywane w badaniach protonów

# 4.1 Pomiary protonów przy użyciu dielektrycznych detektorów śladowych (SSNTD's)

Przy doborze odpowiedniego detektora do pomiarów prędkich cząstek naładowanych emitowanych z układów typu PF, należało zwrócić uwagę na warunki w jakich ten detektor będzie zastosowany, takie jak: próżnia, silne pola magnetyczne, silne promieniowanie tła – głównie promieniowanie elektromagnetyczne i neutronowe, możliwość oddziaływania na detektor strumieni plazmowych oraz wysokiej temperatury, itp.

Jednymi z często stosowanych detektorów do pomiarów cząstek naładowanych są detektory półprzewodnikowe tj. germanowe i krzemowe oraz ostatnio stosowany półprzewodnikowy detektor diamentowy.

Podczas przejścia cząstki przez ośrodek materialny zachodzą różnego rodzaju procesy oddziaływania (jonizacja, zjawisko fotoelektryczne, rozpraszanie kulombowskie, czy też kreacja par elektron pozyton), w konsekwencji czego cząstka traci część lub całość swojej energii [66]. Przy detekcji cząstek naładowanych najczęściej wykorzystuje się dwa procesy. Pierwszy proces to jonizacja (wybijanie elektronów z atomów ośrodka) oraz wzbudzenia atomów i cząstek ośrodka (emisja fotonów). Straty energii w pojedynczych aktach takich procesów wynoszą od kilku do kilkudziesięciu *eV*. Wzdłuż toru cząstki powstaje swego rodzaju ślad, a odczytanie zawartej w nim informacji stanowi zadanie detektora.

Cząstka naładowana przechodząc przez warstwe czynną detektora półprzewodnikowego powoduje przeniesienie elektronów do pasma przewodnictwa [66]. W wyniku tego powstaje wiele par elektron-dziura i nawet w przypadku, gdy cząstka zdeponuje niewielką ilość energii powstaje sygnał o wysokiej amplitudzie proporcjonalnej do ich energii. Energia konieczna do wytworzenia pary wynosi około 3 - 4 eV w związku z czym, nawet przy niedużej wartości energii rejestrowanej cząstki powstaje sygnał o mierzalnej amplitudzie proporcjonalnej do ich energii. Detektory półprzewodnikowe charakteryzują się dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą około 10 keV oraz czasową zdolnością rozdzielczą około 10 ns. W praktyce jednak w osiągnięciu dobrej zdolności rozdzielczej przeszkadza silne promieniowanie X, które nadmiernie obciąża detektor wydłużając jego czas martwy, co skutkuje tym, że detektor

37

ten gubi impulsy. Ze względu na krótkie zasięgi cząstek naładowanych w plazmie i gazie roboczym, detektor musi być umieszczony we wnętrzu komory układu PF, w bliskiej odległości od ogniska plazmowego. Związane są z tym pewne utrudnienia, gdyż detektor wymagałby wtedy odpowiedniego ekranowania przed zakłóceniami elektromagnetycznymi i cała konstrukcja mogłaby zaburzać wymaganą próżnię. Poza tym, gęstości strumieni prędkich jonów (oraz protonów z reakcji D-D) są na tyle duże, że odpowiedzią półprzewodnikowego detektora będzie jeden (zintegrowany w czasie) impuls.

Podobnie będzie w przypadku zastosowania detektora scyntylacyjnego [66]. Promieniowanie jądrowe przechodząc przez scyntylator poprzez oddziaływanie z atomami wywołuje błysk świetlny, czyli tzw. scyntylacje. Scyntylacje te wyzwalają z fotokatody fotopowielacza elektrony. Impuls elektronowy zostaje wzmocniony poprzez zjawisko emisji wtórnej z dynod fotopowielacza. Wzmocniony impuls rejestrowany jest przez wielokanałowy analizator amplitudy, albo bezpośrednio obserwowany jest na ekranie oscyloskopu (tak jak w przypadku sond neutronowych). Mechanizm powstawania scyntylacji zależy od typu scyntylatora. Stosowane są scyntylatory organiczne takie jak kryształy naftalenu i scyntylatory nieorganiczne, takie jak jodek sodu aktywowany talem NaI(Tl), czy jodek cesu CsI(Tl). Detektory scyntylacyjne charakteryzują się dużo gorszą energetyczną zdolnością rozdzielczą, niż detektory półprzewodnikowe ale większą wydajnością.

W pomiarach cząstek naładowanych emitowanych z urządzeń plazmowych znalazły zastosowanie tzw. dielektryczne detektory śladowe. Po przejściu cząstki naładowanej przez taki materiał powstaje obszar o zwiększonej reaktywności chemicznej. Obszar taki rozciąga się wzdłuż toru cząstki i jego wymiary pierwotne są rzędu 50 Å. Ślady takie widoczne są przy użyciu mikroskopu elektronowego. Po odpowiedniej obróbce chemicznej (trawieniu), ślady te można powiększyć do takich rozmiarów, aby były widoczne pod mikroskopem optycznym przy powiększeniu ~ x1000. Detektory śladowe znalazły powszechne zastosowanie w badaniach prędkich jonów emitowanych z gorącej plazmy wytwarzanej w tokamakach, urządzeniach typu Plasma Focus, plazmy generowanej impulsem laserowym itp. [67–69]. Powodem ich dużej popularności stała się z jednej strony ich duża czułość na ciężkie cząstki naładowane (rejestrują ślady pozostawione przez protony, deuterony, cząstki alfa oraz inne ciężkie jony o energiach z zakresu od kilkudziesięciu *keV* do kilkuset *MeV*), zaś z drugiej strony detektory te są mało czułe na prędkie elektrony [70]. Inną ważną zaletą

tych detektorów jest to, że nie wymagają jakichkolwiek urządzeń elektronicznych, dzięki czemu pomiary naładowanych cząstek nie są zakłócane przez promieniowanie elektromagnetyczne (X,  $\gamma$ ) i szumy intensywnie emitowane przez każde urządzenie plazmowe. Wadą detektorów dielektrycznych jest ich niska rozdzielczość energetyczna, która wynosi 100 *keV* oraz fakt iż nie można przy ich użyciu wykonywać pomiarów z rozdzielczością czasową. Wadą tych detektorów jest również to, że wymagają długiej obróbki po naświetleniu i nie można uzyskać w krótkim czasie informacji o rejestrowanych cząstkach.

Ogólny podział dielektrycznych detektorów śladowych, można przeprowadzić biorąc pod uwagę materiał, z jakiego zostały wykonane np: polimery (azotan celulozy, lexan), kryształy (mika), szkła (melinex, cronar) oraz minerały [71]. Jednym z głównych parametrów charakteryzujących każdy detektor śladowy jest jego wartość progowa dla rejestracji naładowanych cząstek. Pod względem progu na rejestrację wynika, że minerały mają najniższą czułość (najwyższy próg) na rejestracje, oznacza to, że w minerałach zarejestrowane są cząstki o dużym ładunku i energiach do 100 *MeV/nukleon.* Kolejne miejsca pod względem czułości zajmują: mika, melinex, crona, lexan. Najniższy próg na rejestracje mają polimery, które rejestrują cząstki o małym ładunku i o dużych energiach, dlatego też ten typ detektorów znalazł zastosowanie do pomiarów prędkich jonów emitowanych z plazmy wytwarzanej w urządzeniach typu PF.

Stworzono kilka modeli opisu zjawiska, dzięki którym powstają w detektorze uszkodzenia radiacyjne i aby znaleźć parametr, który przesądza o tym czy cząstka wytworzy w danym detektorze wytrawialny ślad [72, 73]. Najpierw wydawało się, że tym parametrem jest zdolność hamowania cząstek przez ośrodek tzn.  $\frac{dE}{dx}$ . Zdolność ta zależy od rodzaju cząstki i jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu ich prędkości  $1/v^2$ , co wynika z poniższego wzoru:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} \overline{NZ} \left[ \ln \left( \frac{mv^2}{\overline{I}} \right) \right]$$
(1)

gdzie:  $\frac{dE}{dx}$  – zdolność hamowania ośrodka lub straty energii na jonizację na jednostce drogi, Ze – ładunek cząstki, m – masa cząstki,  $\overline{I}$  – średni potencjał jonizacji dla dielektryka,  $\overline{NZ}$  – średnia wartość iloczynu liczby atomowej i liczby jąder na  $1m^2$  dielektryka.

W miarę jak cząstka wchodzi w głąb obszaru detektora parametr  $\frac{dE}{dx}$  osiąga wartość maksymalną, po czym maleje. Spadek ten związany jest ze stopniową neutralizacją cząstki, zwłaszcza wtedy, gdy prędkość jej staje się porównywalna z prędkościami elektronów na orbitach. Wyniki uzyskane z wielu przeprowadzonych badań kalibracyjnych pokazały, jednak że parametr  $\frac{dE}{dx}$  nie jest wystarczający aby jednoznacznie określić, czy dana cząstka pozostawi w badanym detektorze wytrawialny ślad czy też nie. Okazało się, że różne jony charakteryzujące się tą samą wartością parametru  $\frac{dE}{dx}$ , wytwarzały w danym detektorze wytrawialne ślady lub nie wytwarzały takich śladów.

Model Pierwotnej Jonizacji zakłada, iż powstanie wytrawialnego śladu jest silnie uzależnione od gęstości pierwotnych jonizacji wytworzonych w bliskiej odległości od trajektorii cząstki w materiale detektora [73]. Pierwotna Jonizacja (Rys. 20) wyrażona jest przez:

$$J = C' \frac{Z_{eff}^{2}}{\beta^{2}} \left[ \ln \left( \frac{\beta^{2}}{1 - \beta^{2}} \right) - \beta^{2} - \delta + K \right]$$
(2)

gdzie:  $Z_{eff} = Z \left[ 1 - \exp\left(-130 \beta / Z^{\frac{2}{3}}\right) \right]$ ,  $\beta$  – prędkość jonu w stosunku do prędkości światła,  $\delta$  – poprawka relatywistyczna związana z polaryzacją ośrodka, C', K – stałe charakterystyczne dla danego ośrodka spowalniającego.



Rys. 20. Pierwotna jonizacja (Model Fleischera) [72].

Model okazał się zbyt uproszczony, ponieważ nie uwzględnia jonizacji wytworzonej przez elektrony wtórne zwane elektronami delta (powstające na skutek zderzeń pierwotnych jonów z elektronami detektora), ale udało się wyznaczyć wartości progowe parametru J, które oddzielają obszary z wytrawialnymi śladami od obszarów, w których śladów nie udało się wytrawić. Wielkość J lepiej więc opisuje fakt wytrawiania śladów niż wielkość  $\frac{dE}{dx}$ .

Innym modelem opartym na bardziej wiarygodnych podstawach fizycznych oraz potwierdzonym zebranymi danymi eksperymentalnymi, jest model opracowany przez Bentona tzw. REL – Restricted Energy Losses. Model REL uwzględnia zarówno jonizację pierwotną jak i jonizację wytworzoną przez elektrony delta, ale tylko tych, których energia jest ograniczona (do 1 *keV*). Zwykle zakłada się, że wpływ na powstanie śladu mają elektrony delta o energiach od kilkuset elektronowoltów do jednego kiloelektronowolta, rysunek 21. Bazując na tym modelu oblicza się tzw. ograniczone straty energii przez cząstkę przechodzącą przez detektor (REL).



Rys. 21. Model Bentona tzw. REL [72].

W większości laboratoriów, dane eksperymentalne analizowane są z wykorzystaniem modelu REL. Wydaje się, że model ten najbardziej oparty jest na zjawiskach fizycznych.

Do opisania wytrawialności śladu, zastosowano odpowiednik reguły Huygensa, która mówi, iż każdy punkt ośrodka, do którego dotarło czoło fali można uważać za źródło nowej fali kulistej [73]. Proces ujawniania śladu opisany jest poprzez dwa parametry:  $V_T$  – jest prędkością, z jaką wytrawiany jest materiał detektora wewnątrz śladu oraz  $V_B$  – jest prędkością trawienia nieuszkodzonej powierzchni detektora. Roztwór trawiący wnika w obszar krateru o zwiększonej reaktywności chemicznej z prędkością  $V_T$ , natomiast krater trawiony jest w kierunku radialnym z tą samą prędkością  $V_B$ , z jaką wytrawiana jest nieuszkodzona powierzchnia detektora. Wielkość parametru  $V_B$  nieuszkodzonej powierzchni tzn. ~ 1  $\mu$ m/h, wyznaczono metodą ważenia próbki detektora przed i po trawieniu. Dla danego punktu usytuowanego na trajektorii cząstki wewnątrz detektora, trawienie w kierunku radialnym rozpoczyna się w momencie, gdy tylko dotrze tam roztwór trawiący, który penetruje wzdłuż osi śladu z prędkością  $V_T$ . Z takiego mechanizmu wynika, że kształt śladu zdeterminowany jest przez obwiednie elementarnych sfer trawienia o środkach położonych na osi śladu i o promieniach malejących w miarę przesuwania się w głąb detektora. Rysunek 22 przedstawia kształty kraterów przy założeniu, że  $V_T$  = const,  $V_T$  spowalnia bądź wzrasta w kierunku wierzchołka śladu.



- Rys. 22. Kształty krateru wynikające z założenia, że [73]:
  - a).  $V_T = \text{const.},$
  - b).  $V_T$  = spowalnia w kierunku końca śladu,
  - c).  $V_T$  = wzrasta w kierunku końca śladu.

Kształt krateru niezależnie od prędkości parametru  $V_T$ , przechodzi przez trzy etapy. Faza pierwsza, czyli tak zwana faza stożkowa trwa do momentu, w którym roztwór trawiący dociera z prędkością  $V_B$  do punktu **P** czyli do końca zasięgu cząstki. Wówczas obserwowany krater ma kształt elipsy. Kształt taki określony jest przez kąt przecięcia stożka z powierzchnią materiału. Następnie w fazie przejściowej, krater ulega zaokrągleniu, aż do przyjęcia kształtu zupełnie okrągłego w tzw. fazie sferycznej. Rysunek 23 przedstawia wszystkie opisane wyżej trzy fazy dla przypadku  $\Phi = 70^{\circ}$ .



Rys. 23. Ewolucja profilu krateru wywołana wydłużonym czasem trawienia,  $\Phi = 70^{\circ}$  [73].

## 4.2 Pomiary protonów przy użyciu kamer typu pinhole

Zasada działania kamery typu pinhole jest bardzo prosta, światło przechodząc przez mały otwór w kamerze, tworzy na powierzchni odpowiedniej kliszy symetryczny względem otworu pinhola obraz, przedstawiający źródła emisji. W celu uzyskania dobrej rozdzielczości przestrzennej, wskazane jest użycie pinhola o średnicy 0.5 *mm* lub mniej. Na rysunku 24 przedstawiono idee powstawania obrazu za pomocą kamery typu pinhole.



Rys. 24. Geometria tworzenia obrazu za pomocą kamery typu pinhole [74].

Matematyczne określenie optymalnej średnicy pinhola, została po raz pierwszy wprowadzona przez Jozefa Petzvala, jednak po dziś dzień używamy ulepszonej formuły zapisu wprowadzonej przez Lorda Rayleigh [74]:

$$d = 1.9\sqrt{f\lambda} \tag{3}$$

Gdzie d jest średnicą pinhola, f jest odległością pomiędzy otworem pinhola a filmem, zaś  $\lambda$  jest długością fali światła. Należy zaznaczyć, iż powyższy wzór odnosi się do światła widzialnego zaś w przypadku rejestracji protonów (cząstek posiadających ładunek) wzór (3) niekoniecznie musi być słuszny.

# **Rozdział 5**

# Układy eksperymentalne wykorzystywane w pomiarach emisji protonów oraz opis sposobu przeprowadzenia badań

# 5.1 Badanie charakterystyk dielektrycznego detektora śladowego

W Instytucie Problemów Jądrowych w Świerku, przeprowadzono szereg szczegółowych badań kalibracyjnych dielektrycznych detektorów śladowych różnych typów, mających na celu optymalne wykorzystanie tych detektorów w eksperymentach plazmowych. Zgromadzone dane eksperymentalne, wyraźnie pokazują że rozmiary wytworzonego śladu, zależą od energii, masy i ładunku rejestrowanej cząstki a także od temperatury roztworu użytego w procesie wytrawiania śladów i czasu trawienia detektora [75–80]. Przeprowadzone prace kalibracyjne miały na celu znalezienie takich charakterystyk wytrawianych kraterów, które umożliwiłyby określenie ładunku, masy a nawet energii rejestrowanych cząstek, jedynie na podstawie rozmiarów wytworzonych przez nie kraterów.

W celu przeprowadzenia pomiarów kalibracyjnych wybranego dielektrycznego detektora śladowego, na ogół był to detektor typu PM–355 (o grubości 0.5 *mm*), jako najbardziej czuły na protony emitowane z wysokotemperaturowej plazmy, próbki tego detektora zostały naświetlone protonami o znanej energii. Źródłem wiązki protonów był akcelerator Lech typu Van der Graaff'a (Zakład I – IPJ) oraz akcelerator Tandem typu Van der Graaff'a (Uniwersytete w Erlangen – Nürnberg, Niemcy). Geometrię naświetlania detektorów przedstawiono na rysunku 25.



Rys. 25. Geometria naświetlania detektora cząstkami monoenergetycznymi uzyskanymi z akceleratora typu Van der Graaff'a.

Wykonano kilkanaście ekspozycji z tym, że kolejne próbki naświetlane były protonami o energii wyższej o kilkaset keV, niż próbki poprzednie. Energie wiązki pierwotnej zmieniano w tym eksperymencie, w zakresie od 0.105 do 2.0 MeV dla akceleratora Lech, zaś w przypadku akceleratora Tandem zakres ten wynosił od 2.0 MeV do 5.0 MeV. Zogniskowaną do średnicy dwóch milimetrów wiązkę pierwotną rozpraszano na cienkiej folii (C, Au lub Al), która była ustawiona prostopadle do wiązki padającej, w ten sposób zmniejszano gęstość strumienia protonów na powierzchni detektora, rysunek 25. Badane próbki detektora ustawiono w odległości 5 cm od tarczy, zaś rozproszona na folii wiązka, którą wykorzystano do naświetlenia próbek, tworzyła kat ~150<sup>°</sup> z kierunkiem wiązki pierwotnej. Symetrycznie do detektorów śladowych umieszczono detektor półprzewodnikowy krzemowy (Si). Liczbę zliczeń tego detektora wykorzystano do określenia liczby protonów padających na powierzchnię badanych próbek, natomiast na podstawie amplitudy impulsów z detektora Si, wyznaczono widma energetyczne tych protonów. Detektor krzemowy służył, więc do określenia rozmycia energetycznego cząstek rozproszonych na folii. Rysunek 26 przedstawia przykładowe widma energetyczne protonów rozproszonych na folii.



Rys. 26. Przykładowe widma energetyczne protonów rozproszonych na folii.

Dzięki zastosowaniu bardzo cienkiej folii (200  $\mu g/cm^2$  do 400  $\mu g/cm^2$ ) prawdopodobieństwo wielokrotnego oddziaływania cząstek wewnątrz folii było względnie małe i cząstki nie doznawały dużych strat energii w wyniku kulombowskiego oddziaływania z elektronami. Wielkość energii protonów  $E_p$  rozproszonych na folii można obliczyć korzystając ze wzoru:

$$E_p = E_0 \left[ \frac{m_p \cos\theta + \sqrt{M^2 - m_p^2 \sin^2 \theta}}{M + m_p} \right]^2$$
(4)

gdzie:  $E_0$  – początkowa energia wiązki protonów,  $m_p$  – masa protonu, M – masa atomowa materiału tarczy,  $\theta$  – kąt, pomiędzy pierwotną wiązką protonów z akceleratora a kierunkiem rozproszonych protonów.

Aby powiększyć ślady pierwotne do takich rozmiarów, aby były widoczne pod mikroskopem optycznym (powiększenie x1000) detektor dielektryczny po naświetleniu, wytrawiany jest w wodnym roztworze odpowiedniego związku chemicznego [75-80]. W przypadku detektorów plastikowych jest to na ogół roztwór NaOH lub KOH. Do wytrawiania detektorów stosowano wyżej wymienione roztwory o różnej koncentracji i temperaturze. Wpływ warunków trawienia na wielkość śladów i szybkość ich powiększania opisano szczegółowo w pracach [75-80]. Istotne jest aby dobrać takie warunki trawienia, w których rozmiary uzyskanych śladów będą silnie zależały od rodzaju rejestrowanej cząstki i jej energii. W niniejszej pracy próbki detektora PM-355, naświetlone monoenergetycznymi protonami, trawiono w wodnym roztworze NaOH o stężeniu 6.25 N i temperaturze 70  $^{0}C$ . Wybór powyższych warunków trawienia uzasadniony był tym, że w wielu laboratoriach na świecie, detektor typu CR-39/PM-355 wytrawiany jest w takich właśnie warunkach, co znacznie ułatwia porównanie uzyskanych wyników. Procedure trawienia przerywano z krokiem, co 2 godziny, po czym detektory były płukane w wodzie destylowanej i suszone. Próbki wytrawione po kolejnym 2 godzinnym cyklu, skanowano pod mikroskopem optycznym o powiększeniu od x400 do x1000. Po wyznaczeniu rozmiarów śladów, procedurę trawienia wznawiano na kolejne dwie godziny.

Rysunek 27 przedstawia przykładowe zdjęcia śladów wykonane pod mikroskopem optycznym przy powiększeniu x20 (powiększenie obiektywu) x20 (powiększenie okularu) x1.5 (powiększenie wewnętrzne mikroskopu).

47



Rys. 27. Przykładowe zdjęcia śladów wytworzonych w detektorze PM–355 przez monoenergetyczne protony o energiach 0.210 *MeV*, 0.400 *MeV*, 1 *MeV*. Ślady te obserwowano po dwu różnych czasach trawienia detektora.

Jak widać na rysunku 27, ślady wytworzone przez monoenergetyczne protony, mają regularne kształty, zbliżone do kształtu kołowego i ich średnice dla konkretnej wartości energii są prawie takie same. Łatwo jest więc je odróżnić od innych śladów, które mogą być wytworzone poprzez promieniowanie tła i cząstki wielokrotnie rozproszone. Łatwo zauważyć, iż średnica kraterów, silnie zależy od energii protonów, jak również od czasu trawienia.

Analizę otrzymanych śladów pod względem ich gęstości i wielkości ich średnic, dokonano za pomocą mikroskopu optycznego, wyposażonego w kamerę CCD. Kamera ta wraz z komputerem i odpowiednim oprogramowaniem, umożliwiła automatyczną obróbkę wytrawionych próbek detektora, rysunek 28.



Rys. 28. Przykładowa ewolucja obróbki zarejestrowanej powierzchni detektora PM–355, dla dwóch różnych rozmiarów kraterów.

Przy użyciu programu IMAGE PROPLUS, zarejestrowany obraz z powierzchni detektora przekształcano do postaci binarnej (czarno–białej), a następnie kratery których parametry mieściły się w granicach założonych przez użytkownika programu tj. zakres wielkości kraterów czy okrągłość obiektów, automatycznie zliczano oraz określano ich średnice. Rysunek 29 przedstawia przykładowe rozkłady wielkości średnic śladów wytworzonych przez protony o energiach 0.210 *MeV*, 0.400 *MeV* oraz 1.0 *MeV* i obserwowanych po określonych dwóch czasach trawienia detektora typu PM–355.



Rys. 29. Rozkłady średnic śladów w detektorze PM-355.

W celu wyznaczenia charakterystyki kalibracyjnej detektora, badano ewolucję śladów w funkcji energii cząstki i czasu trawienia detektora. W tym celu próbki trawiono w cyklach dwu godzinnych (tak jak wcześniej już o tym wspomniano). Rysunek 30 przedstawia wyznaczone charakterystyki kalibracyjne detektora PM–355, które pokazują jak średnica śladów ewoluuje w funkcji energii protonów i czasu trawienia detektora.



Rys. 30. Ewolucja średnic śladów w detektorze PM-355 w funkcji energii protonów i czasu trawienia detektora.

Charakterystyki kalibracyjne o podobnym kształcie wyznaczono również w naszym laboratorium dla detektora PM–355 naświetlonego innymi jonami ( $d^+$ ,  ${}^{4}He^{++}$ ,  $C^{+6}$ ,  $S^+$ ) [79, 80]. Średnice śladów wytworzonych przez różne jony ulegają podobnej ewolucji w funkcji energii jonu i czasu trawienia. Po gwałtownym wzroście średnic w obszarze niskich energii rejestrowanych jonów, następuje ich monotoniczny spadek w miarę jak wzrastają wartości energii rejestrowanego jonu. Taki charakter krzywych kalibracyjnych wytłumaczono przez zdolność jonizującą cząstki, jej zasięg w materiale detektora i przez grubość warstwy zewnętrznej detektora usuniętej po danym czasie trawienia.

W niniejszej pracy do oszacowania energii rejestrowanych protonów emitowanych z układu typu Plasma Focus wykorzystano fakt, że średnice śladów dla danego czasu trawienia detektora maleją monotonicznie z energią cząstki (protonu) (Rys. 30). Oszacowanie takie jest możliwe wtedy, gdy z góry wiadomo, że analizowane protony mają energię wyższą niż ta, przy której występuje maksimum. Dokładniejsza analiza wytrawionych śladów wykazała jednak, że stosunkowo łatwo jest rozróżnić kratery pozostawiane przez niskoenergetyczne protony (na lewo od maksimum) od kraterów wytworzonych przez protony o wyższych energiach (na prawo od maksimum). Optymalny czas wytrawiania dielektrycznego detektora śladowego typu PM–355, naświetlonego monoenergetycznymi wiązkami protonów emitowanych z akceleratora, określono na sześć godzin (Rys. 30). Po sześciu godzinach trawienia, ślady utworzone przez te protony były na tyle duże, że można je było analizować za pomocą mikroskopu optycznego. Wyznaczony w ten sposób optymalny czas trawienia detektora zastosowano do obróbki detektorów naświetlonych protonami emitowanymi z układu typu PF.

Dodatkowo przeprowadzono badanie wpływu promieniowania elektromagnetycznego oraz elektronowego na proces formowania śladów dla zastosowanego typu detektora [70]. Przygotowane próbki detektora naświetlono protonami i jonami  $He^+$  o energii 1.5 MeV oraz cząstkami alfa o energii 5.5 MeV. Źródłem wiązki protonów i jonów helu był akcelerator Lech typu Van der Graaff'a, zaś cząstki alfa uzyskano ze źródła ameryku (<sup>241</sup>Am). Cząstki naładowane padały prostopadle na powierzchnię detektora tworząc obszary o rozmiarach 6 *mm* każdy. Pierwszą partię tak przygotowanych detektorów poddano wpływowi 10 MeV elektronów emitowanych z liniowego akceleratora w Instytucie Technologii i Chemii Jądrowej w Warszawie, pokrywających zakres dawki od  $1 \times 10^5 - 2 \times 10^6 Gy$ . Drugą

52

partię detektorów naświetlono promieniowaniem gamma emitowanym ze źródła kobaltowego (<sup>60</sup>CO) o dawce z zakresu  $3.5 \times 10^5 - 1.3 \times 10^6 Gy$ . Zaabsorbowane dozy promieniowania  $\gamma$  oraz elektronowego zmierzono z dokładnością do kilku procent. Po naświetleniu detektory PM–355 trawiono w wodnym roztworze NaOH o stężeniu 6 *N* i temperaturze 70  $^{0}C$  z odpowiednio dobranym krokiem czasu trawienia. Po każdym kroku trawienia, detektory były płukane, suszone oraz ważone, aby obserwować proces strat masy detektora, zaś przy użyciu mikroskopu optycznego mierzono średnice cząstek naładowanych. Z uzyskanych wyników zaobserwowano proporcjonalną zależność pomiędzy stratą masy detektora  $\Delta m$  a zaabsorbowaną dawką promieniowania  $\gamma$ , określoną jako:

$$\Delta m = \frac{\binom{m_0 - m}{m_0}}{m_0} \tag{5}$$

gdzie  $m_0$  jest masą próbki detektora PM–355 zmierzoną przed naświetleniem, zaś m jest masą zmierzoną po naświetleniu i odpowiednim czasie trawienia detektora. Dla przykładu detektor o grubości 0.5 mm, który został poddany naświetleniu promieniowaniem gamma o dawce 1200 kGy, po czasie trawienia wynoszącym jedną godzinę stracił połowę swojej pierwotnej masy, podczas gdy detektor, który nie został poddany napromieniowaniu po tym samym czasie trawienia traci warstwę o grubości 1  $\mu m$ . W przypadku promieniowania gamma zaobserwowano również 5 % utratę masy detektora przed zastosowaniem procesu trawienia. Efekt ten tłumaczony jest poprzez zjawisko uwalniania gazowych frakcji z materiału detektora PM–355. W przypadku promieniowania elektronowego zaobserwowano ten sam efekt zależności pomiędzy stratą masy detektora a zaabsorbowaną dawką promieniowania. Rysunek 31 przedstawia prędkość trawienia powierzchni detektora  $V_B$  w funkcji zaabsorbowanej dawki promieniowania  $\gamma$  i elektronowego dla wybranych czasów trawienia detektora PM–355.

Jak łatwo zauważyć, zależność współczynnika  $V_B$  od poziomu dawki, pokazana na poniższym rysunku, jest taka sama niezależnie od rodzaju promieniowania. Próbki detektora naświetlone tymi samymi wartościami dawki promieniowania elektromagnetycznego i energetycznymi elektronami oraz po tych samych czasach trawienia pokazują podobne wartości parametru  $V_B$  (do 600 – 800 kGy) w zakresie błędu poniżej 10 %. Innym ważnym spostrzeżeniem, było zaobserwowanie zmian procesu formowania śladu w detektorze pod wpływem określonej dawki promieniowania, rysunek 32.



Rys. 31. Prędkość trawienia powierzchni detektora w funkcji zaabsorbowanej dawki promieniowania gamma (1.17 and 1.33 *MeV*) oraz 10 *MeV* elektronów dla wybranych godzin trawienia [70].



Rys. 32. Średnice kraterów w funkcji dawki energetycznych elektronów po czasie trawienia 1h [70].

W naszej wcześniejszej pracy [75] wykazaliśmy, iż pomiary średnic cząstek  $\alpha$  o wartości kilku MeV zarejestrowanych w detektorze PM–355 miały średnice z zakresu 1.5 – 2.0  $\mu$ m po czasie trawienia 1 *h*. Ta sama cząstka zarejestrowana w tym samym rodzaju detektora (PM–355), który następnie został naświetlony dawką 600 – 800 *kGy* promieniowania elektronowego miał średnicę o rząd wielkości większą [70]. To samo zjawisko zaobserwowano również dla protonów wobec czego, staje się raczej niemożliwym zidentyfikowanie lekkich cząstek zarejestrowanych na detektorze PM–355, który dodatkowo uległ zniszczeniu poprzez naświetlenie go silną dawką promieniowania elektromagnetycznego oraz elektronowego (powyżej 600 *kGy*). Należy jednak zwrócić uwagę na fakt, iż dawki promieniowania są znacznie wyższe od tych, z którymi mamy do czynienia w urządzeniach plazmowych. Podczas przeprowadzania pomiarów protonów emitowanych z układów typu PF, zwracano uwagę aby dawki promieniowania elektromagnetycznego oraz elektronowego nie przekraczały wartości 100 *kGy*.

## 5.2 Kamery typu Pinhole

Pomiary wysokoenergetycznych protonów, emitowanych z układu PF–360 i PF– 1000 przeprowadzono przy użyciu kamer typu pinhole, co pozwoliło określić rozmiary i położenie źródeł emitujących protony, jak również oszacować intensywność emisji protonów tych źródeł. Analiza obrazu z kamery typu pinhole umożliwia identyfikacje względnie dużych (kilka *mm*) oraz bardzo małych (około 0.2 *mm*) źródeł emisji.

W pierwszym etapie przeprowadzonych pomiarów użyto trzech kamer typu pinhole, które umieszczono pod kątami względem osi elektrod:  $0^0$ ,  $60^0$  i  $90^0$  na układzie PF-360 oraz  $0^0$ ,  $68^0$ ,  $90^0$  na układzie PF-1000. Elementem tworzącym obraz, źródła emisji jonów był pinhole o średnicy 3 *mm* w związku z czym, w układzie PF–360 rejestrowano protony z kąta bryłowego  $1.25 \times 10^{-4}$  *sr*, zaś w układzie PF–1000 (ze względu na różne odległości kamer względem rejestrowanego obiektu Rys. 38), z kątów bryłowych: dla kąta emisji  $0^0 - 7.07 \times 10^{-6}$  *sr*,  $68^0 - 1.90 \times 10^{-5}$  *sr*, zaś dla kąta  $90^0 - 2.8 \times 10^{-5}$  *sr*. Obrazy źródła jonów rejestrowane były na płytkach dielektrycznego detektora śladowego typu PM–355, które osłonięte były foliami aluminiowymi o grubościach 80  $\mu$ m. Folie te zabezpieczały detektor przed strumieniami gorącej plazmy oraz eliminowały praktycznie wszystkie wysokoenergetyczne deuterony i przepuszczały protony o energii większej od 2.99 *MeV*.

W celu poprawienia statystyki w układzie PF–360, dielektryczne detektory śladowe naświetlone były serią dwóch strzałów z wyładowań o parametrach  $P_0$ = 6.2 hPa,  $U_0$ = 30 keV, z sumowaną wydajnością neutronową równą  $Y_n = 1.1 \times 10^{11}$ . W układzie PF–1000 detektory naświetlono serią pięciu strzałów o zbliżonych parametrach  $P_0$ = 5.32 hPa,  $U_0$ = 31 keV oraz z sumowaną wydajnością neutronową równą  $Y_n = 6.7 \times 10^{11}$ .

Celem pomiarów przeprowadzonych w drugim etapie, było wyznaczenie rozkładu kątowego emitowanych protonów. Pomiary te wykonano za pomocą dziesięciu kamer typu pinhole, które również wyposażono w diafragmy (pinhole) o średnicy 3 *mm* i które zostały umieszczone na półkolistym uchwycie w jednakowej odległości od końca elektrody centralnej. Średnice półkolistych uchwytów były tak dobrane, aby w urządzeniu PF–360 kamery rejestrowały protony z kata bryłowego  $1.25 \times 10^{-4} sr$ , zaś w układzie PF–1000 kąt ten wynosił  $3.65 \times 10^{-5} sr$ .

W układzie PF–360, dielektryczne detektory śladowe naświetlone zostały protonami wyemitowanymi z serii siedmiu kolejnych wyładowań, które wykonano przy  $P_0$ = 6.2 *hPa*,  $U_0$ = 30 *kV*. Z wyładowań tych w sumie zostało wyemitowane  $2.0 \times 10^{11}$  neutronów. W urządzeniu PF–1000 detektory śladowe naświetlono protonami wyemitowanymi z jednego wyładowania, wykonanego przy  $P_0$ = 4.7 *hPa*,  $U_0$ = 27 *kV* z emisją  $1.3 \times 10^{11}$  neutronów/strzał.

Rysunki 33 – 36 przedstawiają rozmieszczenie kamer wewnątrz komór obydwu urządzeń PF. Rysunki te zostały wykonane w ten sposób, aby została zachowana proporcja rozmiarów elementów urządzenia PF, odległości kamer od elektrod i wielkości tych kamer. Po naświetleniu, detektory trawione były w takich samych warunkach (tzn. w roztworze NaOH o stężeniu 6.25 N w temperaturze 70  $^{0}C$ ) jak detektory użyte do kalibracji oraz poddane zostały tej samej, przerywanej procedurze trawienia. Następnie przy użyciu mikroskopu optycznego, określono rozkład gęstości zarejestrowanych protonów oraz wyznaczono obraz źródła ich emisji.



Rys. 33. Geometria pomiaru protonów przy użyciu trzech kamer typu pinhole w układzie PF–360.



Rys. 34. Geometria pomiaru protonów przy użyciu trzech kamer typu pinhole w układzie PF–1000.





# **Rozdział 6**

## Wyniki oraz analiza pomiarów

#### 6.1 Pomiary integralne w czasie

Efektem wykonanych pomiarów, było nie tylko określenie wielkości i lokalizacji źródła emitującego protony, ale także oszacowanie ilości rejestrowanych protonów oraz określenie ich widma energetycznego.

Rysunki 37 i 38 przedstawiają obrazy źródła emitującego protony jakie uzyskano za pomocą zastosowanego zestawu kamer typu pinhole. Każdy z tych obrazów uzyskany został przez kamerę ustawioną pod innym kątem w stosunku do osi elektrod układu PF–360 oraz PF–1000 (geometrie pomiaru szczegółowo opisano w Rozdziale 5.2). Detektory śladowe, które były eksponowane w czasie rozpatrywanych wyładowań przeprowadzonych w układach typu PF, zostały następnie poddane rutynowej procedurze trawienia i analizy ilościowej za pomocą mikroskopu optycznego (proces obróbki detektora typu PM–355 został szczegółowo opisany w Rozdziale 5.1).

Obrazy przedstawione na rysunku 39, pokazują jakie są rozmiary oraz jakie jest miejsce usytuowania obszarów emitujących protony względem osi układów. Widać więc, że w przypadku PF–360 i PF–1000 obszar emitujący produkty reakcji syntezy, rozciąga się od końca elektrody wewnętrznej na odległość 50 *mm* (w przypadku urządzenia PF–360), zaś w układzie PF–1000 źródło rozciąga się na obszar o długości 130 *mm*.



Rys. 37. Geometria pomiaru i obrazy źródła emitującego protony zarejestrowane pod różnymi kątami względem osi elektrod układu PF–360. Obrazy te zostały uzyskane za pomocą zestawu kamer typu pinhole i były zarejestrowane na płytkach detektora typu PM–355.



Rys. 38. Geometria pomiaru i obrazy źródła emitującego protony zarejestrowane pod różnymi kątami względem osi elektrod układu PF–1000. Obrazy te zostały uzyskane za pomocą zestawu kamer typu pinhole i były zarejestrowane na płytkach detektora typu PM–355.



Rys. 39. Przykładowe obrazy źródła emitującego protony zarejestrowane pod różnymi kątami względem osi elektrod układu PF-360 i PF-1000.

Na zdjęciach zamieszczonych na rysunku 39 (przedstawione również na rysunkach 37 oraz 38), widoczne są intensywnie naświetlone mikroobszary (o rozmiarach kilku milimetrów). Może to sugerować, że badane protony emitowane są z mikroźródeł tzw. hot spots. Należy wziąć pod uwagę fakt, iż uzyskane tą metodą obrazy

źródeł emitujących protony mogą być zniekształcone na skutek wpływu pola magnetycznego, na trajektorie rejestrowanych protonów. Pole takie indukowane jest przez prąd elektryczny o wysokim natężeniu, który wciąż przepływa przez ognisko plazmowe. Protony o energii około 3 MeV moga ulegać znacznemu odchyleniu w takim polu magnetycznym i ich trajektorie w obszarze rozciągającym się od miejsca reakcji jądrowej do miejsca ustawienia kamery mogą być znacznie zmienione. Zarejestrowane obrazy źródła emitującego protony mogą być również rozmyte w wyniku rozpraszania protonów przez cząstki gazu, który wypełnia komorę. Innym ważnym powodem rozmycia obrazów jest fakt, iż źródło emitujące protony może ulegać przesunięciu. Na rysunku 39 łatwo zauważyć przesunięcie obrazów z centrum próbki detektora. Można to wyjaśnić przez fakt, iż kolumna pinchu przesunięta została względem osi elektrod. Efekt taki może być spowodowany odchyleniem protonów w polu magnetycznym indukowanym przez prąd płynący w pinchu, który często wykazuje pewną asymetrię. Z oszacowanej liczby śladów na powierzchni detektora wynika, że liczba ta zależy od kata emisji protonów względem osi elektrod układu, rysunek 39. Emisja ta ma maksimum na osi elektrod i maleje wraz z kątem obserwacji. Przy wyznaczaniu rozkładu kątowego, uwzględniono wielkość tła detektora PM-355. Pomiar wielkości tła wykonano dla tej samej partii detektora, z której próbki użyto w eksperymencie, rysunek 40.



Rys. 40. Pomiar tła detektora PM-355.

Wyznaczone gęstości śladów posłużyły do oszacowania kątowego rozkładu emisji badanych protonów. Wyznaczając ten rozkład wzięto pod uwagę wielkości kąta bryłowego z jakiego poszczególne kamery zarejestrowały protony oraz uzyskane gęstości śladów uśredniono na pojedyncze wyładowanie, rysunek 41.



Rys. 41. Rozkłady kątowe protonów wyznaczone na podstawie liczby śladów zarejestrowanych w detektorach PM–355, które eksponowane były w urządzeniach PF–360 i PF–1000, pod różnymi kątami względem osi elektrod poszczególnych układów.

Wyznaczone rozkłady kątowe protonów wyemitowanych z reakcji syntezy, charakteryzują się silną anizotropią z maksymalną emisją w kierunku osi elektrod. Wstępnie przeprowadzona analiza wyników sugerowała, że protony jako produkty reakcji syntezy emitowane są w wąski stożek wokół osi elektrod. W celu oszacowania szerokości połówkowej obydwu rozkładów kątowych, (pokazanych na rysunku 41) jak również potwierdzenia ich symetrii względem osi układów, przeprowadzono dodatkowe pomiary tych protonów, przy użyciu większej ilości kamer typu pinhole. Geometrię rozmieszczenia kamer typu pinhole względem osi elektrod w obu układach PF–360 i PF–1000 przedstawiono w Rozdziale 5.2. Rysunki 42 i 43 przedstawiają obrazy źródła emitującego protony, które zostały zarejestrowane na płytkach detektora PM–355.


Rys. 43. Geometria rozmieszczenia kamer typu pinhole oraz obrazy źródła emitującego protony, zarejestrowane pod różnymi kątami względem osi elektrod układu PF–1000.



Najważniejszym wynikiem tych szczegółowych pomiarów jest wykazanie, że produkty reakcji syntezy są głównie emitowane z małych obszarów, które są zlokalizowane dookoła osi elektrod. Potwierdzono w ten sposób hipotezę, że rejon pinchu jest głównym miejscem reakcji jądrowych i źródłem emisji prędkich protonów.

Teoretycznie możliwe jest wykonanie podobnych pomiarów z lepszą rozdzielczością przestrzenną. W tym celu należałoby zastosować kamery typu pinhole z otworami o średnicy mniejszej niż 3 *mm*. Spowodowałoby to jednak drastyczne obniżenie wydajności rejestracji i w konsekwencji konieczność ekspozycji protonami wyemitowanymi z większej ilości (z kilku serii) wyładowań. Natomiast zbyt duża ilość wyładowań mogłaby spowodować zniszczenie powierzchni detektora. Rysunek 44 przedstawia obrazy uzyskane w detektorach typu PM–355 umieszczonych wewnątrz kamer typu pinhole zainstalowanych na układzie PF–1000, pod kątem 52<sup>0</sup> i 59<sup>0</sup> do osi elektrod układu. Obraz przedstawiony na rysunku 44 A został uzyskany za pomocą kamery z pinhole z otworem o średnicy 3 *mm*, zaś obraz pokazany na rysunku 44 B uzyskano za pomocą kamery typu pinhole z otworem o średnicy 1 *mm*, oba detektory naświetlone były w tej samej serii wyładowaniach.



Rys. 44. Obrazy źródła emitującego protony zarejestrowane pod dwoma kątami względem osi elektrod układu PF–1000. Obrazy te zostały uzyskane za pomocą kamer typu pinhole z otworami wejściowymi o średnicy A – 3 mm, B – 1 mm.

Na rysunku 45 porównano rozkłady kątowe, jakie wyznaczono we wcześniejszym eksperymencie (Rys. 41) – linia niebieska – z rozkładami uzyskanymi z analizy danych otrzymanych z 10–ciu kamer typu pinhole (Rys. 42 i 43) – linia czerwona – na obu układach typu PF. Te ostatnio uzyskane dane, umożliwiły oszacowanie szerokości połówkowej, badanego rozkładu kątowego oraz potwierdziły,

że rozkład ten jest symetryczny względem osi elektrod. Wyznaczając te rozkłady wzięto pod uwagę wielkości kąta bryłowego z jakiego poszczególne kamery zarejestrowały protony oraz wyznaczone ilości śladów uśredniono na pojedyncze wyładowanie.



Rys. 45. Rozkłady kątowe protonów wyznaczone na podstawie liczby śladów zarejestrowanych w detektorach typu PM–355: A – rozkłady zmierzone w układzie PF–360 oraz B – w układzie PF–1000:

- rozkład zmierzony za pomocą trzech kamer typu piniole (I etap pomiarów);

- rozkład zmierzony za pomocą dziesięciu kamer typu piniole (II etap pomiarów).

Jak łatwo zauważyć, wcześniejsze (rys. 41) bardzo zgrubne przybliżenie kształtów rozkładów kątowych emisji protonów zostało potwierdzone, jak również potwierdzono symetrie rozkładów kątowych względem osi układów dla obu przypadków. Na rysunku 46 widać również, że uzyskane obrazy źródła emitującego protony rozłożone są symetrycznie względem osi elektrod (przykładowe obrazy źródła emitującego protony zarejestrowane w detektorze typu PM–355 w układzie PF–360).



Rys. 46. Obrazy źródła emitującego protony zarejestrowane pod różnymi kątami względem osi elektrod układu PF-360.

Rysunek 47 przedstawia znormalizowane rozkłady kątowe, jakie zostały wyznaczone w układach PF-360 oraz PF-1000.



Rys. 47. Znormalizowane rozkłady kątowe protonów zmierzone na układach PF-360 oraz PF-1000.

Z porównania otrzymanych rozkładów kątowych emisji protonów widać, że charakter tych rozkładów jest podobny, ale rozkład kątowy protonów emitowanych z układu PF–360 jest bardziej anizotropowy niż analogiczny rozkład dla układu PF–1000. Na podstawie szerokości połówkowych rozpatrywanych rozkładów można ocenić, że kąt bryłowy emisji protonów z układu PF–360, wynoszący  $\Phi \le 40^{\theta}$  jest około dwa razy mniejszy niż w układzie PF–1000, w którym  $\Phi \le 80^{\theta}$ . W obu przypadkach tak duża anizotropia emisji protonów nie może być wytłumaczona charakterem oddziaływań jądrowych. Wiadomo, że protony z reakcji D-D charakteryzują się określonym rozkładem kątowym, ale dla uzyskania tak dużej anizotropii emisji protonów z reakcji syntezy D-D należałoby przyjąć, że dominującym mechanizmem reakcji jądrowych jest oddziaływanie wiązka–tarcza i że średnia energia deuteronów wynosi ponad 1 *MeV* [81]. Zaobserwowana anizotropia emisji protonów może być wytłumaczona wpływem osiowego i azymutalnego pola magnetycznego oraz lokalnych niejednorodności tych

pól na trajektorie emitowanych protonów, ale wymaga to bardziej szczegółowych badań.

Ze względu na fakt, że w układach typu PF przepływowi silnych prądów wyładowania towarzyszą bardzo silne azymutalne pola magnetyczne, nasuwa się tu spostrzeżenie, że wpływ takich pól na trajektorie cząstek powinien być szczególnie silny w kierunkach radialnych, tj. pod różnymi kątami azymutalnymi w płaszczyźnie prostopadłej do osi kolumny plazmowej. W literaturze fachowej brak jednak informacji o badaniach tego zjawiska i można przypuszczać, że dotychczas nie mierzono rozkładu kątowego protonów z płaszczyzny prostopadłej do osi kolumny plazmowej. Takie pomiary mogłyby dostarczyć informacji o roli pól magnetycznych i występowaniu włókien (filamentów) prądowych w kolumnie plazmowej. Dlatego w dalszej części tej rozprawy podjęto próbę wykonania takich badań.

Jak wiadomo, zjawisko występowania struktur włóknistych w wyładowaniach typu PF obserwowano w wielu eksperymentach realizowanych w układach o różnej wielkości, tj. o energii nominalnej wyładowania od kilku kJ do kilkuset kJ [82–83]. Niektórzy badacze twierdzili, że pojawianie się takich struktur w warstwie prądowej (current sheath) zależy od konfiguracji elektrod i izolatora oraz od początkowych warunków gazowych w czasie przebicia (breakdown phase). Eksperymentalnie stwierdzono, że gdy wyładowanie jest inicjowane przy zbyt dużym ciśnieniu gazu roboczego w obszarze międzyelektrodowym pojawiają się rzeczywiście guasi-radialne włókna prądowe (quasi-radial filaments). W wyładowaniach typu PF siły elektrodynamiczne oddziaływaja na warstwe prądowa w taki sposób, że jest ona odpychana od powierzchni izolatora, a następnie przyspieszana w kierunku otwartego końca elektrod. Jeżeli początkowy rozkład prądu wyładowania w warstwie prądowej ma charakter włóknisty (filamentarny) w czasie fazy akceleracji poosiowej pierwotne włókna prądowe mogą być zachowane. W takim wypadku prąd wyładowania można podzielić na dwie składowe: prąd przepływający przez jednorodną warstwę prądową  $I_S$  i prąd przewodzony przez przypadkowo powstałe filamenty  $I_R$ . Na podstawie pomiarów całkowitego prądu wyładowania i zaobserwowanej liczby filamentów oszacowano, że pojedyncze włókno prądowe może przewodzić prąd o natężeniu rzędu dziesiątek tysięcy a nawet setek kA. W jednym z opisanych eksperymentów, przeprowadzonych na układzie typu PF, całkowity prąd wyładowania był rzędu 1 MA, a średnia koncentracja wytworzonej plazmy w fazie maksymalnej kompresji wynosiła  $10^{18} - 10^{19} cm^{-3}$  [84]. Eksperymentalnie stwierdzono, że warstwa pradowa zawiera wyraźne włókna pradowe

nawet w fazie kompresji radialnej i w fazie formowania kolumny gęstej plazmy namagnetyzowanej (DMP), a ich liczba może sięgać kilkudziesięciu. Przykładowe obrazy warstwy prądowej z wyraźnymi włóknami prądowymi, które uzyskano za pomocą szybkiej kamery kadrowej czułej na promieniowanie widzialne w dwóch różnych eksperymentach przedstawiono na rysunku 48.



Rys. 48. Obrazy uzyskane w dwóch różnych eksperymentach za pomocą ultraszybkiej kamery kadrowej, które ukazują występowanie wielu wyraźnych włókien prądowych w fazie kolapsu warstwy prądowej w wyładowaniu typu PF [51].

W wielu eksperymentach typu PF nie stwierdzono jednak, aby struktury włókniste powiązane były z warunkami początkowymi wyładowania [83, 84]. Dlatego sformułowano hipotezę, że źródłem struktur może być rozwój różnego rodzaju niestabilności w warstwie prądowej, a następnie wewnątrz sznura plazmowego, ale nie tłumaczy to ilościowo występowania quasi–radialnych włókien prądowych w rozpatrywanych fazach wyładowania.

Niezależnie od mechanizmu powstawania (formowania) włókien prądowych – ich występowanie, ilość, rozmiary i kierunki, mogą mieć istotny wpływ na ukształtowanie wypadkowego pola magnetycznego. Można podejrzewać, że bardzo silne lokalne pola magnetyczne (otaczające poszczególne włókna prądowe) mogą mieć silny wpływ na ruch cząstek naładowanych wewnątrz oraz w pobliżu kolumny plazmowej.

W celu określenia roli włókien prądowych w wyładowaniach typu PF, niektórzy badacze zajmowali się badaniami wpływu struktury kolumny plazmowej na trajektorie szybkich deuteronów, które występują w takich układach [83]. Dla wyjaśnienia obserwowanego rozkładu kątowego emisji przyspieszonych deuteronów, emitowanych z obszaru ogniska plazmowego, wykonano obliczenia numeryczne trajektorii takich deuteronów. W cytowanej wyżej pracy [83] zbadano, jaki wpływ na kierunek ruchu deuteronów mają struktury włókniste, a w szczególności układ równoległych włókien prądowych oraz układ rozchodzących się włókien ("flower–like" filaments). Dla porównania, obliczenia przeprowadzono dla jednorodnej (nie zawierającej włókien) kolumny plazmowej. Wyniki obliczeń pokazały, że jedynie struktury włókniste mogą być odpowiedzialne za występowanie obserwowanego eksperymentalnie lokalnego minimum rozkładu strumienia deuteronów na osi symetrii układu, rysunek 49. Rozpatrywane struktury włókniste, a także przykładowe wyniki obliczeń rozkładu śladów deuteronów, przedstawiono na rysunku 50.



Rys. 49. Przykładowe rozkłady kątowe deuteronów dla różnej wartości energii deuteronów oraz prądu wyładowania [51].

Na podstawie omówionych wyżej obserwacji i badań można wnioskować, że quasi–statyczny model fizyczny, w którym kolumna plazmy zawiera włókna prądowe o kształcie "flower–like", tłumaczy obserwowany rozkład kątowy prędkich deuteronów, w tym występowanie lokalnego minimum w pobliżu osi wyładowania (Rys. 49). Dla otrzymania wyników ilościowych, zbliżonych do rezultatów pomiarów eksperymentalnych, należałoby uwzględnić w obliczeniach dynamikę włókien prądowych oraz wpływ (indukowanych przez ich ruch) pól elektrycznych na akcelerację pierwotnych deuteronów. Obliczenia takie nie zostały przeprowadzone w ramach niniejszej rozprawy, ponieważ jest to odrębne zadanie teoretyczne wymagające

szczegółowej i czasochłonnej analizy. W przyszłości należałoby jednak wykonać takie obliczenia dla różnych konfiguracji włókien prądowych oraz rozmaitych punktów startowych deuteronów i ich prędkości początkowych.



Rys. 50. Lewa kolumna przedstawia rozpatrywane struktury kolumny plazmowej, dla których wykonano obliczenia trajektorii deuteronów opuszczających obszar ogniska plazmowego. Prawa kolumna przedstawia obraz będący wynikiem numerycznych obliczeń śladów deuteronów przy założeniu występowania włókien o kształcie "flower–like". Rysunek przedstawia rozkład śladów prędkich deuteronów na płaszczyźnie prostopadłej do osi elektrod, która oddalona jest od końca elektrod o pewną odległość d [83].

W ramach niniejszej rozprawy, dla określenia wpływu włókien prądowych, przeprowadzono po raz pierwszy pomiary protonów z reakcji D-D, nie tylko pod różnymi kątami  $\Phi$  w stosunku do osi symetrii wyładowania, ale również pod różnymi kątami azymutalnymi  $\gamma$  wokół osi wyładowania.

Opisywane pomiary przeprowadzono w układzie eksperymentalnym PF–360 ze względu na łatwiejszy dostęp oraz bardziej stabilną pracę tego urządzenia w porównaniu do wielkiego układu PF–1000. Do pomiarów omawianych rozkładów kątowych wykorzystano dwa zestawy miniaturowych kamer typu pinhole, wyposażonych w detektory śladowe typu PM–355. Detektory te, tak jak i podczas wcześniejszych pomiarów, zostały osłonięte filtrami wykonanymi z czystej folii aluminiowej o grubości 80  $\mu m$ . Rozmieszczenie omawianych kamer w stosunku do końca elektrod układu PF–360 przedstawiono na Rys. 51.



Rys. 51. Schemat rozmieszczenia kamer typu pinhole (z otworami włotowymi o średnicy  $\emptyset = 3 \text{ mm}$ ), które zastosowano do pomiaru rozkładów kątowych protonów pod różnymi kątami  $\Phi$  do osi z oraz pod różnymi kątami azymutalnymi  $\gamma$  wokół osi wyładowania. Ze względu na uwarunkowania eksperymentalne wszystkie pomiary azymutalne wykonano pod kątem 60<sup>°</sup> względem osi układu.

Pomiary wykonane za pomocą opisanych wyżej zestawów kamer typu pinhole pozwoliły nie tylko uzyskać obrazy mikroobszarów plazmy, w których zachodziły reakcje syntezy jądrowej, ale określić odpowiednie rozkłady kątowe i liczby protonów emitowanych w badanych kierunkach. Detektory śladowe, które były eksponowane w czasie rozpatrywanych wyładowań przeprowadzonych w układzie PF–360, zostały następnie poddane rutynowej procedurze trawienia i analizy ilościowej za pomocą mikroskopu optycznego. Z powodów omówionych wyżej, szczególnie ważne było wykonanie pomiaru rozkładu kątowego protonów z kierunku azymutalnego. Obrazy źródeł emitujących protony, które uzyskano pod różnymi kątami  $\gamma$ , przedstawiono na rysunku 52.



Rys. 52. Obrazy obszarów emitujących szybkie protony, które uzyskano za pomocą kamer typu pinhole umieszczonych pod różnymi kątami azymutalnymi  $\gamma$  w układzie PF–360, stosując dodatkowo metodę sztucznego podbarwienia.

Otrzymane obrazy obszarów, z których emitowane są protony pokazują, że emisja protonów produktów reakcji D-D nie ma charakteru izotropowego w płaszczyźnie azymutalnej. Mikroobszary, w których zachodzą reakcje syntezy, obserwowane pod wybranymi kątami, różnią się wyraźnie rozmiarami, strukturą i położeniem w stosunku do osi symetrii układu. Tak wyraźne różnice obrazów źródeł emitujących protony z tego samego wyładowania, można wytłumaczyć wpływem włóknistej struktury kolumny plazmowej, tj. deformującym wpływem silnych pól magnetycznych pochodzących od różnych filamentów.

W celu wykazania omawianego wpływu lokalnych pól magnetycznych na trajektorie rejestrowanych cząstek, sporządzono rzuty zarejestrowanych obrazów z kierunku prostopadłego do kolumny plazmowej oraz z kierunku horyzontalnego na oś symetrii wyładowania w układzie PF–360. Rzuty te, uzyskano przy założeniu zasad optyki geometrycznej, przedstawiono na rysunkach 53 i 54.



Rys. 53. Pole obserwacji poszczególnych kamer typu pinhole oraz obrazy źródeł emitujących protony, które zarejestrowano przy użyciu kamer typu pinhole umieszczonych pod różnymi kątami azymutalnymi do osi symetrii wyładowania w układzie PF–360.

Rys. 54. Pole obserwacji poszczególnych **PF-360** kamer typu pinhole oraz obrazy źródeł emitujących protony, które zarejestrowano przy użyciu kamer typu pinhole umieszczonych pod różnymi kątami w płaszczyźnie horyzontalnej do osi symetrii wyładowania w układzie PF-360. Ø 238 <mark>| + + + + | + + + + |</mark> 100 mm

Z porównania rzutów geometrycznych i zarejestrowanych obrazów źródeł emitujących protony wynika, iż do interpretacji wyników pomiarów nie można zastosować zasad optyki geometrycznej i należy uwzględnić odchylanie trajektorii protonów przez pola magnetyczne. Problem polega na tym, że nasza wiedza o wartościach zmianach lokalnych pól magnetycznych (de i facto pól elektromagnetycznych) jest obecnie niewystarczająca do przeprowadzenia analizy ilościowej. Niemniej jednak przedstawione rzuty wskazują, że obszar, z którego emitowane są produkty reakcji jądrowej, rozciąga się od końca elektrody wewnętrznej (z = 0) na odległość ok. 50 mm od tej elektrody. Różnice w obrazach protonów zarejestrowanych pod różnymi kątami azymutalnymi  $\gamma$  potwierdzają przypuszczenie, że kolumna plazmowa nie jest jednorodna i prawdopodobnie zawiera liczne włókna pradowe.

Liczby protonów zarejestrowanych w tym samym wyładowaniu PF, za pomocą kamer typu pinhole ustawionych pod różnymi kątami  $\Phi$  względem osi elektrod oraz różnymi kątami azymutalnymi  $\gamma$  wokół osi wyładowania, przedstawiono na rysunku 55.

Należy zwrócić uwagę na fakt, że mimo zauważalnych różnic w rozpatrywanych obrazach przedstawiających obszary z których emitowane są protony, zarejestrowanych z kierunku azymutalnego  $\gamma$ , ilość tych protonów jest bardzo zbliżona i wynosi (2.9–4.5)x10<sup>7</sup> /wyładowanie. Natomiast liczba protonów zarejestrowanych pod różnymi kątami  $\Phi$  względem osi symetrii elektrod jest o rząd wielkości większa i wynosi odpowiednio 2.8x10<sup>8</sup> /wyładowanie.

Rozkład kątowy pokazany na rysunku 55 A, jest podobny do innych rozkładów jakie wyznaczono w funkcji kąta  $\Phi$  i wykazuje własności typowe dla wielu badanych układów typu PF, w tym także układu PF–360. Rozkład ten pokazuje przede wszystkim, że emisja protonów jest symetryczna względem osi elektrod oraz że przeważająca liczba tych protonów wyemitowana jest w stożek o kącie rozwarcia  $\Phi \leq 20^{0}$ . W odróżnieniu od omówionych wyżej rozkładów szybkich deuteronów, w rozkładzie kątowym protonów nie zaobserwowano lokalnego minimum emisji wzdłuż osi z.

Na podstawie wykresu przedstawionego na rysunku 55 B można natomiast stwierdzić, że rozkład w funkcji kąta azymutalnego  $\gamma$  jest stosunkowo płaski, ale wyraźnie nie ma charakteru izotropowego. Można to również wytłumaczyć wpływem włóknistej struktury kolumny plazmowej (tj. związanymi z nią lokalnymi polami magnetycznymi) na trajektorie rejestrowanych protonów, ale uzyskane dotychczas dane eksperymentalne są niewystarczające dla przeprowadzenia bardziej szczegółowej analizy ilościowej, np. metodami tomografii komputerowej.



Rys. 55. Rozkłady kątowe emisji protonów produktów reakcji syntezy w układzie PF–360: A – w funkcji kąta  $\Phi$  względem osi elektrod, B – w funkcji kąta azymutalnego  $\gamma$  wokół osi wyładowania.

Niestety, oba układy badawcze, tj. PF–360 i PF–1000 są obecnie niedostępne, ze względu na konieczność przeprowadzenia wielomiesięcznych prac remontowych oraz modernizacyjnych, a w ramach niniejszej rozprawy nie można było wykonać dalszych pomiarów rozkładów kątowych emisji protonów. Nie mniej jednak, przedstawione wyżej wyniki eksperymentalne, a szczególnie rozkłady azymutalne, są prezentowane po raz pierwszy w historii badań nad zjawiskami PF. Potwierdzają one hipotezę o wpływie struktury warstwy prądowej i kolumny plazmowej na charakterystyki emisyjne układów typu PF. Do wniosków wrócimy jeszcze w podsumowaniu niniejszej rozprawy.

## 6.2 Pomiary energetyczne protonów

Pomiary energii protonów pochodzących z reakcji syntezy, w funkcji kąta ich emisji dają bardzo ważne informacje o mechanizmie oddziaływań termojądrowych. Wyznaczając kształt widm energetycznych produktów reakcji jądrowych (neutronów i protonów), można ocenić jaki procent udziału w reakcjach jądrowych miały oddziaływania termojądrowe (widma o rozkładzie Gaussa) a jaki był udział tzw. akceleracyjnych (widma asymetryczne o oddziaływań znacznie większych szerokościach połówkowych, niż Gaussowskie). W niniejszej pracy podjęto próbę wyznaczenia widm energetycznych rejestrowanych protonów, na podstawie wielkości śladów, jakie protony te wytworzyły w zastosowanym detektorze typu PM-355. W tym celu, próbki detektora typu PM-355 użytych do zarejestrowania obrazów poddano dokładnie tej samej przerywanej procedurze trawienia, co próbki użyte do wyznaczenia diagramów kalibracyjnych, co już zostało powiedziane wcześniej (Rozdział 5.1). Następnie w wyniku precyzyjnego skanowania, przy użyciu mikroskopu optycznego, wytrawionych próbek wyznaczono tzw. histogramy wielkości średnic wytworzonych śladów. Aby transformować wyznaczone histogramy w widma energetyczne protonów, posłużono się diagramami kalibracyjnymi zastosowanego detektora typu PM-355 (Rys. 30). W ten sposób wyznaczono tzw. widma wtórne, to znaczy rozkłady energetyczne rejestrowanych protonów po "przeniknięciu" ich przez folie maskujące o grubości 80 µm. Wyznaczenie widm pierwotnych, było możliwe po dokładnych obliczeniach wielkości strat energii, jakich doznały analizowane protony w zastosowanych foliach aluminiowych. W celu obliczenia tych strat posłużono się programem SRIM.

SRIM jest grupą programów, które za pomocą kwantowo-mechanicznego opisu zderzeń jon (poruszająca się cząstka padająca na tarcze) – atom (wszystkie atomy tarczy), określają wielkość hamowania i zasięgi jonów (10 eV – 2 GeV/amu) wewnątrz

odpowiedniego materiału (tarczy). Podczas zderzeń jon – atom, zachodzi wzajemne oddziaływanie pomiędzy nakładającymi się powłokami elektronowymi. Dodatkowo długozasięgowe oddziaływania jonów wewnątrz materiału prowadzą do wzbudzenia elektronów oraz wytworzenia plazmonów<sup>7</sup> wewnątrz tarczy. Program oblicza zarówno końcową dystrybucje jonów 3D, jak również wszystkie kinetyczne zjawiska związane między innymi ze stratą energii jonów na: uszkodzenie tarczy (rozpylenie materiału poprzez uderzenie wiązki cząstek), jonizację oraz produkcję fotonów. Obliczenia te wykonywane są przy użyciu rzetelnie przygotowanych algorytmów statystycznych (Monte Carlo). Pełny opis zasady działania programu SRIM można znaleźć w książce: *"The Stopping and Range of Ions in Solid"*, autorstwa F. J. Ziegler, J. P. Biersack i U. Littmark, Pergamon Press, New York, 1985 (nowa edycja w 2003) oraz na stronie internetowej: <u>www.srim.org</u>. Rysunek 56 przedstawia graficzne zastosowanie programu SRIM 2003 oraz zasięgi protonów w tarczy aluminiowej.



Rys. 56. Zasięg protonów w aluminium.

Straty energii protonów i deuteronów w folii aluminiowej o grubości 80  $\mu m$  przedstawiają krzywe zamieszczone na rysunku 57. Krzywe te wyrażają iloraz energii "wejściowej" (przed folią), do energii "wyjściowej" (za folią) obliczony w funkcji energii początkowej rozważanych cząstek (protonów i deuteronów).



Rys. 57. Stosunek wartości energii wejściowej do energii wyjściowej protonów po przejściu przez folię aluminiową o grubości 80 μm.

Optymalny czas wytrawiania dielektrycznego detektora śladowego typu PM– 355 określono na sześć godzin. Po tym czasie trawienia, o czym już wspomniano wcześniej, ślady utworzone przez protony były dostatecznie regularne w kształtach i ich rozmiary były na tyle duże, że można je było analizować za pomocą mikroskopu optycznego. Monotoniczny spadek krzywej kalibracyjnej dla czasu trawienia 6h oraz dla zakresu energii protonów od 0.7 *MeV* do 4.0 *MeV*, można przybliżyć prostą, której kąt nachylenia jest na tyle duży, aby w zakresie błędu 200 *keV* i 0.5  $\mu m$ , zmierzonej średnicy śladu przypisać konkretną wartość energii, rysunek 58.



Rys. 58. Wielkość średnic śladów w detektorze PM–355 w funkcji energii protonów dla 6 godzin trawienia detektora.

Przykładowe oszacowanie widma "wtórnego" tzn. rozkładu energetycznego zarejestrowanych protonów po "przeniknięciu" ich przez folię aluminiową, przedstawiono na rysunku 59. Po dokładnych obliczeniach wielkości strat energii, jakich doznały analizowane protony w zastosowanych foliach aluminiowych o grubości 80  $\mu m$ , za pomocą programu SRIM, oszacowano pierwotne widma energetyczne rejestrowanych protonów (przed "przeniknięciem" przez folię aluminiową) (Rys. 60).

Rysunek 61 przedstawia przykładowy histogram wielkości średnic śladów zarejestrowanych w detektorze PM–355 oraz widmo energetyczne, które wyznaczono według wyżej opisanej procedury.



Rys. 59. Oszacowanie widma "wtórnego" zarejestrowanych protonów za pomocą krzywej kalibracyjnej wyznaczonej dla detektora typu PM-355.



Rys. 60. Oszacowanie widma "pierwotnego" zarejestrowanych protonów za pomocą krzywej przedstawiającej straty energii protonów w folii aluminiowej.



E<sub>p wyj.,</sub>

Ep wej.,





B) Widmo energetyczne protonów wyznaczone za pomocą krzywej kalibracyjnej.



Rys. 62. Diagramy prezentujące liczbę śladów zarejestrowanych w detektorze PM– 355 w funkcji wielkości energii protonów. Diagramy te wyznaczono dla trzech detektorów naświetlonych w układzie PF–360, dla trzech przykładowych kątów obserwacji.

W opisywanych pomiarach, detektory zostały naświetlone protonami wyemitowanymi z dwu kolejnych wyładowań, które wykonano przy  $P_0 = 6.2 \ hPa$  i  $U_0 =$ 30 kV. Sumaryczna emisja neutronów z tych wyładowań wynosiła  $Y_n = 1.1 \times 10^{11}$ .

że Wyznaczone widma pokazuja, wyemitowane protony syntezy charakteryzowały się energiami z zakresu od 3.10 MeV do około 4.54 MeV i szerokościami połówkowymi widm rzędu 200 – 300 keV. Z pobieżnej analizy wynika, że protony o takich energiach nie mogły być produktami reakcji ściśle termojądrowych. Tak znaczny rozrzut ich energii można próbować wytłumaczyć znacznym udziałem mechanizmu akceleracyjnego. Może to oznaczać, że reakcje jadrowe w wyładowaniach PF inicjowane są głównie przez prędkie deuterony, które przyspieszane są przez indukowane pola elektryczne. Wyniki te oraz inne dane o produktach reakcji jadrowych jakie można znaleźć w dostępnej literaturze sugerują, że w jednym wyładowaniu Plasma Focus emisja neutronów i protonów ma miejsce dwukrotnie w tym samym wyładowaniu [60, 85, 86].

Zakłada się, że w pierwszym impulsie emitowane są głównie protony i neutrony pochodzenia termojądrowego tzn. takie, które są produktami reakcji jądrowych zachodzących w wyniku termicznych zderzeń reagentów. Świadczą o tym odpowiednio "wąskie" widma energetyczne tych produktów, które swoimi kształtami zbliżone są do rozkładu Gaussa. Widma energetyczne produktów wyemitowanych w drugim impulsie, który ma miejsce kilkadziesiąt nanosekund po pierwszym impulsie są zupełnie inne. Ich znacznie poszerzone szerokości połówkowe i przesunięte do wyższych energii maksima świadczą o tym, że są to produkty reakcji zachodzących w wyniku tzw. oddziaływań wiązka–tarcza.

Postanowiono przeprowadzić identyczne pomiary widma energetycznego protonów na większym układzie PF–1000. Dielektryczne detektory śladowe umieszczone w kamerach typu pinhole naświetlono serią pięciu strzałów o zbliżonych parametrach jak w przypadku PF–360,  $P_0 = 5.32 \ hPa$ ,  $U_0 = 31 \ kV$ ,  $Y_n = 6.7 \times 10^{11}$ . Rezultaty tych pomiarów przedstawiono na rysunku 63.

Z rysunku 63 wynika, że protony wyemitowane z wyładowań urządzenia PF– 1000 charakteryzują się podobnie szerokim rozkładem energetycznym jak protony wyemitowane z urządzenia PF–360 (Rys. 62).



Rys. 63. Diagramy prezentujące liczbę śladów zarejestrowanych w detektorze PM– 355 w funkcji wielkości energii protonów. Diagramy te wyznaczono dla trzech detektorów naświetlonych w układzie PF–1000, dla trzech przykładowych kątów obserwacji.

Również w urządzeniu PF-1000 liczba zarejestrowanych protonów silnie zależała od kata emisji, co potwierdza fakt, że protony te w przeważającej ilości emitowane są w kierunku osi elektrod, rysunek 63. Wytłumaczenie wyznaczonych rozkładów katowo-energetycznych produktów reakcji jadrowych nie jest jednak proste i wymagają głębszej analizy z uwzględnieniem zarówno mechanizmów oddziaływań jądrowych jak i wpływu azymutalnego i osiowego pola magnetycznego na trajektorie ruchu rejestrowanych protonów. O ile kształty widm można próbować wytłumaczyć "udziałem" w reakcjach jądrowych tych jonów pierwotnych, które uległy akceleracji, o tyle próba interpretacji wyznaczonych rozkładów kątowych wymaga dodatkowych założeń o wpływie pola magnetycznego na trajektorie rejestrowanych protonów (Rys. 8 Dodatek). Aby lepiej zinterpretować wyznaczone rozkłady kątowo-energetyczne analizowanych protonów, wykonano dodatkowe pomiary widm energetycznych tych cząstek. Pomiary te przeprowadzono w urządzeniu PF-1000, gdzie ze względu na większe wydajności reakcji D - D emisja 3 MeV protonów była na tyle duża, że pomiar z wystarczającą statystyką możliwy był do wykonania w jednym wyładowaniu, rysunek 64.

Z analizy widm pokazanych na rysunku 64 wynika, że rejestrowane protony można podzielić na grupy. Te o energii z zakresu 3.14 – 3.26 *MeV*, które mogły zostać wyprodukowane w wyniku tzw. mechanizmu termojądrowego i protony o wyższych energiach, które musiały powstać w wyniku reakcji zainicjowanych przez bardziej prędkie deuterony. Hipotezę o dwu mechanizmach reakcji jądrowych potwierdzają również charakterystyki neutronów wyemitowanych z różnych urządzeń typu PF [59, 85, 86]. W wielu eksperymentach wykonanych na urządzeniach PF zaobserwowano, że rozkład kątowy neutronów jest anizotropowy a widma energetyczne tych cząstek przesunięte są w stronę wyższych lub niższych energii w zależności od kierunku w jakim te cząstki zostały wyemitowane.

Próbując powiązać energię reagentów z wielkością przesunięcia widma wytworzonych produktów, należy wziąć również pod uwagę fakt, że naładowane produkty reakcji mogą również ulegać przyspieszeniu w polach elektrycznych wytworzonych w sznurze plazmowym. Wiadome jest, iż produkty reakcji syntezy, które generowane są w wyniku mechanizmów akceleracyjnych mają widmo energetyczne przesunięte nawet o około kilkaset kiloelektronowoltów.

93



Rys. 64. Widma protonów zarejestrowanych w układzie PF-1000.

Zaproponowano kilka modeli opisujacych możliwe mechanizmy akceleracji jonów w sznurze plazmowym urządzenia Z-pinch, w tym również Plasma Focus. Jeden z modeli powstał na bazie założenia, że na skutek niestabilności MHD sznur plazmowy ulega przewężeniu aż do całkowitego zerwania. W momencie zerwania prąd przewodzenia zastąpiony zostaje prądem przenoszenia przez jony i elektrony, wyrwane z "brzegów" takiego przeweżenia i przyspieszone do wysokich energii przez zaindukowane pole elektryczne. Inny model zakłada, iż zjawisko akceleracji jonów powstaje w wyniku lokalnych zmian indukcyjności L przewężających się części sznura. W pracy [87] autor oszacował, iż na długości rozerwania równego 1 cm jony pod wpływem indukowanego pola elektrycznego, zostają przyspieszone do energii 360 keV. I tak skracając długości rozerwania np. do 0.1 *cm* uzyskuje się, że nabywana przez jony energia również ulega zmniejszeniu, w tym przypadku energia ta wynosi 160 keV. Jeszcze inne modele wiaża indukowane pole elektryczne z gwałtownymi zmianami radialnego rozkładu gestości prądu, wnikania pola  $\overline{E}$  i  $\overline{B}$  do plazmy co również powoduje przyspieszenie jonów, grzania plazmy do bardzo wysokich temperatur na skutek adiabatycznego zaciskania, akcelerację jonów pod wpływem fal plazmowych (zyski i straty energii pod wpływem indukowanego pochłaniania promieniowania Czerenkowa emitującego przy tym fale plazmowe). Rozważany był również model diody plazmowej, jednak próba wykazania występowania takiego mechanizmu w urządzeniach typu PF nie dała jednoznacznej odpowiedzi [88]. Autorzy pracy [89] wiążą mechanizm akceleracyjny jonów ze strukturą filamentową kanałów prądowych w fazie pinchu, które to po raz pierwszy udało się pomierzyć, a wyniki przedstawione zostały w Rozdziale 6.1. Należy jednak pamiętać że to, który z mechanizmów akceleracji będzie "działał" w danym urządzeniu, tak naprawdę zależy od warunków wyładowania a w szczególności od napięcia, ciśnienia, wielkości prądu oraz prędkości fazy kolapsu itp.

Jak już wcześniej wspomniano, w wielu eksperymentach plazmowych przeprowadzanych na układach typu Plasma Focus zaobserwowano, że promieniowanie X i neutrony emitowane są kilka razy z tego samego wyładowania w postaci krótkotrwałych impulsów. W pracach [85, 86] Jager pokazuje podwójną emisję neutronów przypisując pierwszy impuls neutronowy mechanizmowi termojądrowemu, podczas gdy drugi impuls powstaje w wyniku procesów akceleracyjnych deuteronów. Pola przyspieszające powstają, według sugestii Jagera, na skutek różnych niestabilności w plazmie.

potwierdzić hipotezę wysuniętą przez Aby Jagera postanowiliśmy przeprowadzić jednocześnie pomiary protonów i neutronów podczas tego samego wyładowania [90]. Pomiary te przeprowadzono w układzie PF-1000 podczas pojedynczego strzału o parametrach  $P_0 = 4.7 hPa$ ,  $U_0 = 27 kV$  oraz wydajności neutronowej  $Y_n = 1.3 \times 10^{11}$  /strzał. W tym celu kamerę jonową typu pinhole umieszczono pod kątem 7<sup>0</sup> do osi układu (ze względów konstrukcyjnych niemożliwy był pomiar bezpośrednio na osi układu), zaś sondę scyntylacyjną, którą zastosowano do pomiaru widma energetycznego neutronów, umieszczono na osi elektrod w odległości 58.3 metry od końca elektrod. Wyniki tych pomiarów przedstawiono na rysunku 65A, B). Widmo neutronów wyznaczono metodą czasu przelotu, który odczytano z oscylogramu. Czas ten wyznaczono w stosunku do momentu zarejestrowania impulsu twardego promieniowania X.

Naniesione na rysunku 65 B krzywe, które zaznaczono kolorem czerwonym, pokazują widma neutronowe wyprodukowane w reakcjach jądrowych zachodzących w wyniku wspomnianych powyżej mechanizmów tzn. termojądrowego i akceleracyjnego. Krzywe te obliczono przyjmując, że wytworzona plazma ma temperaturę jonową  $T_i = 2$ keV (taką wielkość temperatury jonowej wyznaczono w pracy [60]) i że reakcje zachodzą w wyniku zderzeń termicznych oraz, że w ognisku plazmowym przyspieszane są jony  $D^+$ , które oddziałując z deuteronami plazmy i cząstkami  $D_2$  w tzw. tarczy gazowej inicjują reakcje jądrowe o których mówimy, że są "pochodzenia" akceleracyjnego. Widmo neutronów, jak już wcześniej wspomniano, wytworzonych w wyniku oddziaływań termicznych ma kształt Gaussowski a jego szerokość połówkowa wyrażona jest przez  $\Delta E = 82.5\sqrt{kT_i}$ . Widmo neutronów pochodzenia akceleracyjnego zostało obliczone w pracy [88] przy założeniu, że z nieruchomą tarczą gazową oddziałuje wiązka prędkich deuteronów o rozkładzie kątowo–energetycznym opisanym

przez  $f(E_d, \theta_d) \sim E_d^{-3} \exp\left(\frac{-\theta_d}{30^0}\right)$ . Dopasowanie przedstawione na rysunku 65 B uzyskano przy założeniu, że wszystkie neutrony pochodzenia termojądrowego wyemitowane zostały w tym samym czasie, jak również założono że emisja promieniowania X nastąpiła również w tym samym charakterystycznym czasie t<sub>0</sub>. Następnie przyjęto, że mechanizm akceleracyjny zadziałał 60 *ns* później, to znaczy, że 60 *ns* po czasie t<sub>0</sub> pojawiły się prędkie deuterony, które "wytworzyły" kolejny impuls neutronów.



Rys. 65. A – Diagram ten uzyskano dla detektora typu PM–355 naświetlonego w układzie PF–1000 w strzale Nr. 5620.

 B – Próba dopasowania obliczonych widm neutronowych do sygnału "neutronowego" zarejestrowanego przez sondę scyntylacyjną w strzale Nr. 5620. Obliczenia wykonane dla przyjętego scenariusza zdarzeń pokazują, że przeważająca część neutronów ma energie w zakresie od 2.45 *MeV* do 2.86 *MeV*, natomiast protony, które są produktami drugiego kanału reakcji D - D "obdarzone" są energią z zakresu 3.14 *MeV* do 4.54 *MeV*.

W Dodatku, znajdującym się na końcu pracy, przedstawiono szczegółowe wzory, które wykorzystano przy obliczeniach widm protonów, wytworzonych przez tzw. mechanizm akceleracyjny. Obliczenia przeprowadzono dla rozkładu kątowo– energetycznego deuteronów, który został przybliżony funkcją typu  $f|E_d| \sim E_d^{-3} \exp\left(-\frac{\theta_d}{\theta_d^0}\right)$ , dla stałej  $\theta_d = 30^0$  szczegółowo, opisanej w pozycji [70]. Funkcję taką zapostulowano w wyniku analizy rozkładów kątowych i widm energetycznych prędkich deuteronów wyznaczonych w wielu laboratoriach. Opublikowane dane pokazują, że rozkłady te mogą zależeć od wielu parametrów urządzenia PF, jednak wydaje się, że najczęściej wyznaczane rozkłady kątowo–

Rysunek 66 przedstawia przykładowe widma energetyczne produktów reakcji jądrowych uzyskiwanych w dwóch gałęziach reakcji syntezy dla trójwymiarowego rozkładu Maxwella deuteronów. Zakres temperatur wynosił 2 – 10 *keV*, przy czym zakładając, że mechanizm termojądrowy "współtowarzyszy" w liczbie zainicjowanych reakcji jądrowych, założono że  $kT_i = 2 \ keV$ . Widmo protonów, jak już wcześniej wspomniano, wytworzonych w wyniku oddziaływań termicznych ma kształt Gaussowski a jego szerokość połówkowa wyrażona jest przez  $\Delta E = 91.6\sqrt{kT_i}$  (postać analityczna znajduje się w Dodatku na końcu pracy).

energetyczne prędkich deuteronów można przybliżyć właśnie taką funkcją.

Rysunek 67 przedstawia wyniki obliczeń widm protonowych i neutronowych wyprodukowanych w tarczy gazowej przez deuterony o rozkładzie  $f/E_d, \theta/\sim E_d^{-3} \cdot \exp\left(-\frac{\theta_d}{30^0}\right)$ . Wykonując obliczenia widm protonów wyprodukowanych w wyniku oddziaływania wiązka–tarcza założono, że przyspieszone deuterony mają energię z zakresu 0.05 - 1 MeV i że oddziałują z nieruchomą tarczą tzn.  $E_T = 0.0 keV$  (postać analityczna znajduje się w Dodatku na końcu pracy).



Rys. 66. Widma energetyczne neutronów i protonów dla trójwymiarowego rozkładu Maxwella.



Rys. 67. Obliczone widma energetyczne protonów i neutronów, wyprodukowanych w wyniku oddziaływania wiązka-tarcza.

Rysunek 68 przedstawia widma protonów obliczone dla obydwu mechanizmów reakcji na tle widm wyznaczonych eksperymentalnie w urządzeniu PF–1000 (dla kątów emisji  $7^0$ ,  $34^0$ , i  $52^0$ ). Analizując widma pokazane na rysunku 68 łatwo zauważyć, że lepsze dopasowanie uzyskuje się po przesunięciu "obliczonych widm" w stronę wyższych energii o około 200 *keV*. Mogłoby to sugerować, że wytworzone protony ulegają przyspieszeniu w zaindukowanych polach E i zyskują dodatkowo taką właśnie wielkości energii, rysunek 69.

Z przeprowadzonej analizy wynika, że najlepsze dopasowanie widm wyznaczonych i obliczonych uzyskuje się wtedy gdy założy się, że reakcje jądrowe inicjowane są przez dwa mechanizmy oddziaływania tzn. termojądrowy i akceleracyjny. Potwierdzają to również pomiary neutronów, wykonane w tej samej serii eksperymentów (Rys. 70), w której zmierzono protony przedstawione na rysunku 68.

Zdarza się, że pomiary neutronów z rozdzielczością w czasie przeprowadzane na układach typu PF, pokazują trzy (Rys. 70) a nawet cztery dobrze rozseparowane sygnały [86]. Pomiary dynamiki ewolucji warstwy prądowej pokazują, iż ostatnia faza tzw. faza pinchu odgrywa istotną rolę w procesie emisji produktów reakcji syntezy. Liczba akcelerowanych deuteronów nie zmienia się znacznie pomiędzy kolejnymi wyładowaniami w układach typu PF. Istotny wpływ na wydajność reakcji syntezy ma temperatura jonowa plazmy w fazie stabilnej pinchu (mechanizm termiczny) oraz gęstość tarczy (gazu deuterowego) w otaczającym źródle emitującym deuterony w fazie niestabilnej pinchu (mechanizm akceleracyjny).

Jak widać na rysunku 68 widma protonów wyprodukowanych w oddziaływaniach wiązka–tarcza nie są względem siebie znacząco przesunięte, szczególnie dla kątów emisji z zakresu od 7<sup>0</sup> do 52<sup>0</sup>. Szerokości połówkowe tych widm są również zbliżone.

100



Rys. 68. Porównanie widm energetycznych protonów z reakcji syntezy D – D;
– widma obliczone przy założeniu, że reakcje jądrowe zachodzą w wyniku współdziałania dwu mechanizmów oddziaływania;
– widma wyznaczone eksperymentalnie.



Rys. 69. Porównanie widm obliczonych i wyznaczonych eksperymentalnie, po przesunięciu widm obliczonych o około 200 keV.




Rys. 70. Przykładowe sygnały z sondy neutronowej, które uzyskano podczas dwóch różnych pomiarów w układzie PF–1000, przez sondę scyntylacyjną umieszczoną w odległości 16.3 m od końca elektrony wewnętrznej, pod kątem 2.5<sup>°</sup> do osi układu, wraz z odpowiadającymi im obrazami ewolucji warstwy prądowej zarejestrowanej przez kamerę kardową – QUADRO [dane niepublikowane].

Rysunek 71 przedstawia wyniki obliczeń widm protonów jakie przeprowadzono dla przypadku oddziaływania deuteronów z nieruchomą tarczą, dla kątów obserwacji pomiędzy 7<sup>°</sup> a 52<sup>°</sup>, który potwierdza opisane wcześniej spostrzeżenia.



Rys. 71. Obliczone widma protonów emitowanych z reakcji wiązka–tarcza dla wybranych kątów oraz dla zakresu całkowania energii deuteronów od 0.05 - 1 MeV.

Widma wyznaczone eksperymentalnie pod różnymi kątami obserwacji, charakteryzują się również podobnymi kształtami. Może to świadczyć o poprawności postawionej hipotezy, że reakcje jądrowe w plazmie wytworzonej w urządzeniu PF inicjowane są przez dwa mechanizmy; termojądrowy i akceleracyjny. Większą różnicę pomiędzy kształtami obliczonych widm protonów obserwujemy dla kątów 0<sup>0</sup> oraz 90<sup>0</sup>, zarówno co do położenia maksimum jak i szerokości połówkowych, rysunek 72 A. Podobne różnice można zaobserwować pomiędzy widmami wyznaczonymi eksperymentalnie, rysunki 62 i 63.



A

B

Rys. 72 A, B. Obliczone widma protonów emitowanych z reakcji wiązka–tarcza dla kątów z zakresu  $0^0 - 90^0$ .

106

Wykonano również obliczenia dla przypadku, w którym założono, że strumień deuteronów oddziałuje z ruchomą tarczą gazową. Z przeprowadzonych obliczeń wynika, iż widmo przesuwa się w stronę wyższych energii, rysunek 73. Dla przykładu jeżeli weźmiemy pod uwagę tarczę przesuwającą się z prędkością  $1 \times 10^8 cm/s$  ( $E_T = 10 keV$ ) maksimum widma przesuwa się z wartości 3.3 *MeV* do 3.5 *MeV*, co odpowiadałoby zmierzonemu widmowi (Rys. 68). Nie tłumaczyłoby jednak przesunięcia pierwszego termicznego widma w stronę wyższych energii.



Rys. 73. Widma protonów wyprodukowanych w oddziaływaniu wiązka–tarcza i wyemitowanych pod kątem  $\theta_p = 0^0$ , dla różnych prędkości tarczy.

## Rozdział 7

## Podsumowanie i wnioski końcowe

Najważniejsze wyniki tej rozprawy doktorskiej można podsumować w sposób następujący:

- 1. Przeprowadzono analizę dotychczasowego stanu wiedzy w dziedzinie eksperymentalnej fizyki plazmy i badań nad opanowaniem kontrolowanych reakcji syntezy jądrowej, a w szczególności badań nad wyładowaniami typu PF oraz sformułowano główną tezę naukową nt. wniosków, jakie można wyciągnąć z pomiarów szybkich protonów pochodzących z reakcji D D.
- Określono szczegółowy program badawczy i w ramach planu zbadano możliwości stosowania dielektrycznych detektorów śladowych (SSNTD's) do pomiarów cząstek naładowanych w układach typu PF przy równoczesnym występowaniu impulsów promieniowania elektromagnetycznego oraz wysokoenergetycznych elektronów.
- 3. Przeprowadzono szczegółowe pomiary kalibracyjne wybranych detektorów typu CR39/PM355 przy wykorzystaniu monoenergetycznych wiązek protonów (z akceleratorów) oraz wyznaczono krzywe kalibracyjne tych detektorów, tj. zależności średnic rejestrowanych śladów od energii protonów i parametrów procesu trawienia.
- Określono wydajności emisji protonów z pojedynczych wyładowań oraz z serii wyładowań realizowanych w ustalonych warunkach eksperymentalnych w dwóch układach badawczych: PF–360 oraz PF–1000.
- 5. W celu udowodnienia głównej tezy naukowej wykonano pomiary przestrzennych rozkładów emisji protonów, wykorzystując kamery typu pinhole rozmieszczone pod różnymi kątami względem osi symetrii układów PF–360 oraz PF–1000. W rezultacie określono rozmiary i rozmieszczenie mikroobszarów plazmy, w których zachodziły reakcje syntezy jądrowej.
- 6. Po raz pierwszy w historii badań układów PF wykonano pomiary widm protonów w różnych kierunkach radialnych do osi symetrii układu PF–360, tj. pod różnymi kątami azymutalnymi w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii tego układu, co pozwoliło wyciągnąć wnioski odnośnie asymetrii, którą można wytłumaczyć występowaniem zjawiska filamentacji w kolumnie plazmowej.

- Na podstawie analizy rozmiarów zarejestrowanych śladów i wyznaczonych uprzednio krzywych kalibracyjnych detektora określono rozkłady (histogramy) energetyczne szybkich protonów emitowanych z układów PF–360 oraz PF–1000.
- Oszacowano widma energetyczne produktów reakcji jądrowych, w celu określenia, który rodzaj oddziaływań jądrowych (termojądrowy czy wiązka– tarcza) przeważał w określonych fazach badanych wyładowań typu PF.

Reasumując powyższe wyniki można stwierdzić, że osiągnięty został główny cel pracy: wykonano stosunkowo szczegółowe badania emisji protonów z wyładowań plazmowych w układach PF–360 (w IPJ) oraz PF–1000 (w IFPiLM). Rozpatrując przedstawione w pracy wyniki eksperymentalne można również stwierdzić, że udowodniona została główna teza pracy. Wykazano, że pomiary rozkładu kątowego emisji szybkich protonów pozwalają określić przestrzenny rozkład obszarów, w których zachodzą reakcje syntezy, ocenić ich wydajność oraz ich mikrostrukturę. Badania rozkładu energetycznego protonów pozwalają na określenie, które rodzaje oddziaływań jądrowych są prawdopodobnie odpowiedzialne za obserwowaną emisje szybkich protonów i neutronów.

Do najważniejszych wyników badań należy niewątpliwie zaliczyć zgromadzenie nowych, wartościowych danych dotyczących emisji szybkich protonów, potwierdzenie dwupikowej (czasami trzypikowej) emisji produktów reakcji syntezy (zarówno szybkich neutronów jak i szybkich protonów), za które mogą być odpowiedzialne różne mechanizmy (tj. oddziaływania termojadrowe lub typu wiazka-tarcza). Na podstawie przedstawionych obliczeń widm protonowych można wywnioskować, że drugi mechanizm reakcji syntezy polega na oddziaływaniu wiązek prędkich deuteronów z tarczą plazmową i gazową w komorze eksperymentalnej (Dodatek na końcu pracy). Rozkład energetyczny produktów reakcji syntezy jest przesunięty w stosunku do wartości oczekiwanych dla reakcji termojądrowych w stronę wyższych energii, nawet o kilkaset keV. Szerokość połówkową wypadkowego rozkładu energetycznego protonów można "modelować" przez zawężanie lub poszerzanie przedziału energii pierwotnych deuteronów, które wchodzą w reakcje syntezy. Rozkład energetyczny pierwotnych wiązek deuteronów zależy silnie od parametrów wyładowania. Z przeglądu literatury, a także na podstawie własnych obserwacji można wnioskować, iż duży wpływ na własności pierwotnych deuteronów ma początkowe ciśnienie gazu roboczego oraz parametry układu zasilającego. Interesujące i najważniejsze zjawiska, wnoszące

najwięcej informacji na temat plazmy zachodzą w fazie pinchu oraz podczas jego rozpadu. Wiadomo jednak, że pierwotne deuterony moga być przyspieszane przez silne lokalne pola elektromagnetyczne, które mogą pojawiać się w kolumnie PF (DMP) na skutek rozwoju różnych niestabilności: magnetohydrodynamicznych, kinetycznych i Pojawianie takich niestabilności falowych. się iest oczywiste wobec udokumentowanego wyżej występowania włókien pradowych (filamentów) oraz ich miejscowych przewężeń (hot spots) i wyboczeń. W fazie pinchu emitowane są wytworzone z reakcji syntezy neutrony i protony, które silnie zależą od gęstości i temperatury plazmy.

W pracy wykazano, że protony emitowane są głównie do przodu, przy czym stożek emisji protonów w układzie PF–360 jest około dwa razy węższy ( $\Phi \le 40^{\circ}$ ) niż w wielkim układzie PF–1000 ( $\Phi \le 80^{\circ}$ ). Anizotropia emisji protonów może być wytłumaczona wpływem azymutalnego (a także poosiowego) pola magnetycznego, jak również lokalnymi polami niestabilności plazmowych. Jak wynika z przeprowadzonych pomiarów, protony emitowane są z niewielkich obszarów gorącej plazmy o wymiarach liniowych rzędu kilku lub kilkunastu milimetrów. Należy jednak pamiętać, że zarejestrowane obrazy źródeł protonowych są zniekształcone przez wpływ lokalnych pól magnetycznych, które silnie odchylają trajektorie protonów.

Z punktu widzenia naukowego, najciekawszym wynikiem pracy było wykrycie anizotropii emisji protonów w płaszczyźnie prostopadłej do osi symetrii kolumny DMP. Jeżeli kolumna ta byłaby jednorodna emisja protonów powinna mieć charakter izotropowy. Zaobserwowana anizotropia może być wytłumaczona jako wpływ wewnętrznej struktury (np. filamentacji) kolumny DMP.

Na zakończenie należy dodać, że najważniejsze wyniki opisanych badań zostały przedstawione w serii komunikatów konferencyjnych oraz w kilkunastu publikacjach, których współautorem była autorka niniejszej rozprawy. Pełną listę tych publikacji podano w spisie referencji (z odwołaniem się do odnośnych części rozprawy). Wyniki dotyczące anizotropii azymutalnej zostały natomiast przedstawione w pracy przyjętej do prezentacji ustnej (oral) na międzynarodowej konferencji PLASMA–2007 w Greifswaldzie, Niemcy (publikacja w AIP proceeding w 2008 roku).

Na podstawie przeprowadzonych i opisanych prac badawczych można wnioskować, że w przyszłości w ramach badań wyładowań typu PF należałoby kontynuować szczegółowe pomiary szybkich protonów. W szczególności należałoby przeprowadzić pomiary rozkładu azymutalnego protonów przy użyciu wielu (co najmniej kilkunastu) kamer typu pinhole, aby dokładnie określić anizotropię emisji protonów i wnioskować o mikrostrukturze kolumny DMP, np. metodami tomografii komputerowej. Oddzielne zadanie stanowi opracowanie odpowiednich modeli teoretycznych.

## Dodatek

## Obliczenia widm energetycznych protonów

## 8.1 Rozważania ogólne rozkładu kątowego i przekroju czynnego dla reakcji *D(d, p)T*

Elementarnym procesem zachodzącym we wszystkich rodzajach plazmy jest wymiana ładunku w zderzeniach pomiędzy dodatnimi jonami. W rozdziale zostanie przedstawiona teoria oparta na założeniu Maxwelowskiego izotropowego rozkładu prędkości jonów, która dostarcza użytecznych wzorów obliczeniowych. Rozważany jest przypadek monoenergetycznej wiązki oddziałującej z plazmą. Równania wiążą ze sobą z jednej strony prędkości produktów z reakcji syntezy zaś z drugiej strony prędkości reagentów biorących udział w reakcji. Następnie wyprowadzone zostaną rozkłady prędkości dla każdego reagenta, przekroje czynne (prawdopodobieństwo zajścia reakcji), a w rezultacie otrzymane zostaną widma energetycznego produktów z reakcji syntezy [81, 91].

## A. Kinematyka reakcji D(d, p)T

Rozważana jest reakcja:

$$A + B \to C + D + Q \tag{1}$$

czyli:

$$D + D \to T(1.011) + p(3.022) + Q(4.032)$$
 (2)

gdzie *A* i *B* są reagentami z masami  $m_A$  i  $m_B$  oraz odpowiednio z prędkościami w układzie laboratoryjnym  $\vec{v}_A$  i  $\vec{v}_B$ , zaś Q określa ciepło reakcji. Przekrój poprzeczny zależy od prędkości względnej  $\vec{g}$  równej:

$$\vec{g} = \vec{v}_A - \vec{v}_B \tag{3}$$

prędkość reakcji  $\overrightarrow{v_{CM}}$  w układzie centrum masy określa się jako:

$$\overrightarrow{v_{CM}} = \frac{m_A \overrightarrow{v_A} + m_B \overrightarrow{v_B}}{m_A + m_B}$$
(4)

przy założeniu  $m_A = m_B$  formuła (4) upraszcza się do postaci:

$$\overrightarrow{v_{CM}} = \frac{\overrightarrow{v_A} + \overrightarrow{v_B}}{2}$$
(5)

Energia kinetyczna dwóch cząstek w układzie centrum masy zdefiniowana jest jako:

$$E_{kin,CM} = \frac{\mu g^2}{2} \tag{6}$$

gdzie  $\mu$  jako masa zredukowana wynosi:

$$\mu = \frac{m_A m_B}{m_A + m_B} \tag{7}$$

w przypadku  $m_A = m_B = m_d$ ,

$$\mu = \frac{m_d}{2} \tag{8}$$

w związku z czym formuła (6) przybiera postać:

$$E_{kin,CM} = \frac{m_d g^2}{4} \tag{9}$$

Energia syntezy w układzie centrum masy pomiędzy dwoma produktami z reakcji syntezy *C* i*D* wynosi:

$$E_{C,CM} = \frac{m_D}{m_C + m_D} \left( Q + \frac{\mu g^2}{2} \right)$$
(10)

$$E_{D,CM} = \frac{m_C}{m_C + m_D} \left( Q + \frac{\mu g^2}{2} \right) \tag{11}$$

W przypadku reakcji D(d, p)T równania (10) i (11) dla energii produktów wyrażonych w MeV w układzie centrum masy przybierają postać:

$$E_{p,CM} = \frac{m_t}{m_p + m_t} \left( Q + \frac{m_d}{4} g^2 \right) = 0.75 \left( Q + \frac{m_d}{4} g^2 \right) = 3.024 + \frac{3m_d}{16} g^2$$
(12)

$$E_{t,CM} = \frac{m_p}{m_p + m_t} \left( Q + \frac{m_d}{4} g^2 \right) = 0.25 \left( Q + \frac{m_d}{4} g^2 \right) = 1.008 + \frac{m_d}{16} g^2$$
(13)

Dokonując transformacji równania (12) z układu centrum masy do układu laboratoryjnego, otrzymujemy:

$$E_{p,L} = \frac{m_p}{2} \left( \overrightarrow{v_{CM}} + \overrightarrow{v_{p,CM}} \right)^2 = \frac{m_p}{2} \left( v_{CM}^2 + u_{CM}^2 + 2 \cdot v_{CM} \cdot u_{CM} \cdot \cos \psi_p \right)$$
(14)

Rysunek 1 przedstawia pomocniczy schemat transformacji z układu centrum masy do układu laboratoryjnego, gdzie  $\psi_p$  jest kątem emisji protonu w układzie centrum masy zaś  $\psi_1$  w układzie laboratoryjnym.



Rys. 1. Pomocniczy schemat transformacji z układu centrum masy do układu laboratoryjnego.

Wyznaczenie  $\cos \psi_p$  :

$$tg\psi_{l} = \frac{v_{p,CM} \cdot \sin\psi_{p}}{v_{CM} + v_{p,CM} \cdot \cos\psi_{p}}$$

wykorzystując podstawowe wzory trygonometrii otrzymujemy:

$$\bigcup_{l} (v_{CM} + v_{p,CM} \cdot \cos \psi_p)^2 \cdot tg^2 \psi_l = v_{p,CM}^2 (1 - \cos^2 \psi_l)$$
$$\bigcup_{l} (v_{CM} + v_{p,CM} \cdot \sin^2 \psi_l + \cos \psi_l \cdot \sqrt{1 - \frac{v_{CM}^2}{v_{p,CM}^2}} \cdot \sin^2 \psi_l)$$
$$podstawiając \quad \rho = \frac{v_{CM}}{v_{p,CM}} \text{ otrzymujemy:}$$
$$\cos \psi_p = \cos \psi_l \cdot \sqrt{1 - \rho^2 \cdot \sin^2 \psi_l} - \rho \cdot \sin^2 \psi_l$$

podstawiając 
$$\cos \psi_p$$
 do równania (14) otrzymujemy:  

$$E_{p,L} = \frac{m_p \cdot v_{p,CM}^2}{2} \cdot \left[ 1 + \rho^2 + 2 \cdot \rho \cdot \left( \cos \psi_l \cdot \sqrt{1 - \rho^2 \cdot \sin^2 \psi_l} - \rho \cdot \sin^2 \psi_l \right) \right]_{15}$$

Rysunek 2 przedstawia energię protonu  $E_{p,L}$  w reakcji D(d, p)T jako funkcje kąta wylotu przy różnych wartościach energii deuteronu.



Rys. 2. Energia protonu w MeV jako funkcja kąta wylotu przy różnych wartościach energii deuteronu.

Z zależności (15) wykreślono również krzywe, które dla określonych wartości energii deuteronu biorących udział w reakcji syntezy wiązka–tarcza, jak również dla określonych kątów emisji są pomocne przy oszacowaniu energii protonu pochodzących z reakcji syntezy, rysunek 3.



Rys.3. Energia deuteronu w funkcji energii protonu dla określonej wartości kąta emisji.

Dla przykładu: 
$$E_d = 100 keV$$
  $E_d = 200 keV$   
 $E_p(0^0) = 3.47 MeV$   $E_p(0^0) = 3.68 MeV$   
 $E_p(60^0) = 3.25 MeV$   $E_p(60^0) = 3.36 MeV$   
 $E_p(90^0) = 3.05 MeV$   $E_p(90^0) = 3.07 MeV$   
 $E_p(180^0) = 2.68 MeV$   $E_p(180^0) = 2.57 MeV$ 

## B. Przekrój czynny <br/> $\sigma$ dla reakcji (D(d,p)T

Przekrój czynny  $\sigma$  określa prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej (skuteczność zderzeń), jest wyrażany w jednostkach powierzchni. Prawdopodobieństwo zajścia reakcji silnie zależy od energii cząstek jak również od ich rodzaju. Rysunek 4 przedstawia przekrój czynny  $\sigma$  dla podstawowych reakcji syntezy w funkcji energii reagentów w układzie laboratoryjnym.



Rys. 4. Przekrój czynny dla podstawowych reakcji syntezy [92].

Dla wielu praktycznych zastosowań wygodnie jest używać wyrażenia analitycznego na ogólny kształt krzywej. W tym przypadku empiryczne (doświadczalne) przybliżenie dla tej krzywej dane jest jako [93]:

$$\sigma = (A5 + A2/((A4 - A3 \cdot E)^2 + 1))/(E \cdot (\exp(A1/sqrt(E))) - 1)$$
(16)

gdzie E jest energią cząstek wyrażoną w keV, zaś współczynniki A dane są jako:

	D(d,p)	D(d,n)
A1	46.097	47.88
A2	372	482
A3	4.36E-4	3.08E-4
A4	1.220	1.177
A5	0	0

Na rysunku 5 przedstawiono przekrój czynny  $\sigma$  otrzymany na podstawie wyrażenia (16) dla dwóch kanałów reakcji D - D.



Rys.5. Przekrój czynny  $\sigma$  dla dwóch kanałów reakcji D-D.

Reakcja D(d, p)T w układzie centrum masy jest izotropowa w związku, z czym:

$$\sigma\left(\overrightarrow{v_{A}} - \overrightarrow{v_{B}}\right) = \sigma(g) \tag{17}$$

Dla przypadku identyczności reakcji wiązka-tarcza  $\Leftrightarrow$  tarcza-wiązka (symetria dla kąta 90<sup>°</sup>) w układzie centrum masy, rozkład kątowy dla produktów reakcji, wyrażony jest jako rozwinięcie w szereg parzystych wielomianów Legendre'a, względem kolejnych parzystych potęg kąta cos  $\chi$ :

$$\sigma_{d,CM}(g,\chi) = \frac{d^2 \sigma_{d,CM}(g,\chi)}{d^2 \Omega} = \sum_{n=0}^{\infty} C_{2n} \cdot P_{2n}(\cos \chi)$$
(18)

gdzie:  $\chi$  jest kątem między wektorem prędkości protonu w układzie centrum masy a wektorem prędkości względnej oddziałujących deuteronów

Dla energii padających deuteronów poniżej 500 keV, składowe szeregu wielomianu wyższe od potęgi  $\cos^4 \chi$  są pomijane otrzymujemy, więc:

$$\sigma_{d,CM}(g,\chi) = \sigma_{d,CM}(g,\chi = 90^{\circ}) \cdot \left[1 + A\cos^{2}\chi + B\cos^{4}\chi\right]$$
(19)

A i B są współczynnikami asymetrii, uzależnionymi od energii reagentów oraz różniącymi się ze względu na rodzaj kanału przebiegu reakcji D - D.

Tabela 2 przedstawia energetyczną zależność współczynników asymetrii A i B w rozwinięciu rozkładu kątowego w szereg parzystych potęg cos  $\chi$  [81].

E <sub>d</sub> (keV)	Α	В		
D(d,n) <sup>3</sup> He				
19.5	$0.26 \pm 0.22$	-		
26.9	0.51±0.12	-		
32.0	$0.46 \pm 0.06$	-		
45.1	$0.57 \pm 0.03$	$0.04 \pm 0.03$		
71.0	$0.79\pm0.03$	0.01 ± 0.03		
96.6	$0.87 \pm 0.02$	0.12±0.03		
122.0	$0.97 \pm 0.02$	0.17±0.02		
147.5	$1.09 \pm 0.02$	$0.22 \pm 0.02$		
194.0	1.11±0.05	0.41 ± 0.06		
248.3	$1.32 \pm 0.04$	$0.43\pm0.05$		
298.5	$1.23 \pm 0.04$	$0.75 \pm 0.05$		
348.7	$1.29 \pm 0.04$	$0.76 \pm 0.05$		

E <sub>d</sub> (keV)	Α	B		
D(d,p)T				
19.5	0.20±0.15	-		
26.9	$0.27\pm0.08$	-		
32.0	$0.20 \pm 0.04$	-		
45.1	$0.34 \pm 0.02$	$-0.03 \pm 0.02$		
71.0	$0.45 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.02$		
96.6	0.53±0.01	$0.03\pm0.02$		
122.0	0.58±0.01	$0.06 \pm 0.02$		
147.5	0.65±0.01	0.11±0.02		
194.0	0.67±0.03	$0.24 \pm 0.04$		
248.3	$0.76 \pm 0.03$	$0.32 \pm 0.03$		
298.5	0.80±0.03	0.41±0.03		
348.7	$0.65 \pm 0.03$	0.66±0.03		

Całkowity przekrój poprzeczny dla reakcji D - D, wynikający z zależności (19) dla kąta **90**<sup>0</sup> określony jest jako:

$$\sigma(g) = 4\pi\sigma_{d,CM}\left(g,\chi = 90^{\circ}\right) \cdot \left[1 + \frac{A}{3} + \frac{B}{5}\right]$$
(20)

Podstawiając zależność 19) do równania 20) otrzymujemy:

$$\sigma_{d,CM}(g,\chi) = \frac{\sigma(g)}{4\pi} \left[ \frac{1 + A\cos^2 \chi + B\cos^4 \chi}{1 + \frac{A}{3} + \frac{B}{5}} \right]$$
(21)

Rysunek 6 przedstawia typową krzywą rozkładu kątowego w układzie centrum masy, wyrażoną w zależności energii od przekroju czynnego oraz dla określonych wartości współczynników asymetrii.



Rys. 6. Teoretyczna krzywa rozkładu kątowego w układzie centrum masy.

Przy transformacji przekroju czynnego określonego zależnością (21) z układu centrum masy do układu laboratoryjnego, wykorzystujemy fakt, iż liczba wyemitowanych cząstek z reakcji w element kąta bryłowego nie zależy od układu odniesienia, więc:

$$\sigma_d d^2 \Omega_l = \sigma_{d,CM} d^2 \Omega_{CM}$$
(22)

$$\bigcup_{d} = \sigma_{d,CM} \frac{d^2 \Omega_{CM}}{d^2 \Omega_{I}}$$
(23)

gdzie:  $\vec{\Omega}_l(\psi_l \varphi_l)$  określony jest jako kierunek wektora v<sub>p,l</sub> w układzie laboratoryjnym,  $\vec{\Omega}_{CM}(\psi_p \varphi_p)$  określony jest jako kierunek wektora v<sub>p,CM</sub> w układzie centrum masy.

Rysunek 7 przedstawia pomocniczy schemat przedstawiający związki pomiędzy wektorami a katami ich nachyleń przed i po reakcji jądrowej.



Rys. 7. Związki pomiędzy wektorami a kątami ich nachyleń A – przed reakcją jądrową, B – po reakcji jądrowej.

Odpowiednio w układzie współrzędnych sferycznych i w układzie laboratoryjnym:

$$d^{2}\Omega_{CM} = \left| \sin \psi_{p} \right| d\psi_{p} d\phi_{p}$$
$$d^{2}\Omega_{l} = \left| \sin \psi_{l} \right| d\psi_{l} d\phi_{l}$$

więc:

$$\frac{d^2 \Omega_{CM}}{d^2 \Omega_l} = \frac{\sin \psi_p \cdot d\psi_p}{\sin \psi_l \cdot d\psi_l}$$
(24)

podstawiając powyższą zależność do równania (23), przekrój czynny  $\sigma_d$  przybiera postać:

$$\sigma_{d} = \sigma_{d,CM} \frac{\sin \psi_{p} \cdot d\psi_{p}}{\sin \psi_{l} \cdot d\psi_{l}}$$
(25)

 $\sigma_{_{d,CM}}$  określone zostało w równaniu (20), do wyznaczenia ilorazu sinusów korzystamy z zależności (14) i (15) :

$$E_{p,L} = \frac{m_p \cdot v_{p,CM}^2}{2} \cdot \left[1 + \rho^2 + 2 \cdot \rho \cdot \cos\psi_p\right]$$

gdzie:

$$\cos \psi_{p} = \cos \psi_{l} \cdot \sqrt{1 - \rho^{2} \cdot \sin^{2} \psi_{l}} - \rho \cdot \sin^{2} \psi_{l}$$

$$\downarrow$$

$$\sin\psi_{l} = \frac{\sin\psi_{p}}{\sqrt{1 + \rho^{2} + 2\rho\cos\psi_{p}}}$$
(26)

pochodna  $\psi_l$  z zależności (26) po  $\psi_p$  przybiera postać:

$$\frac{d\psi_l}{d\psi_p} = \frac{\left(1 + \rho \cos\psi_n\right)}{\left(1 + \rho^2 + 2\rho \cos\psi_n\right)}$$
(27)

dokonując prostych przekształceń w równaniach (26) i (27) oraz po podstawieniu ich do równania (25) otrzymujemy zależność  $\sigma_d$ :

$$\sigma_{d} = \sigma_{d,CM} \cdot \frac{\left(1 + \rho^{2} + 2\rho \cos \psi_{p}\right)^{3/2}}{1 + \rho \cos \psi_{p}}$$

$$\sigma_{d} = \frac{\sigma(g)}{4\pi} \left[ \frac{1 + A\cos^{2} \chi + B\cos^{4} \chi}{1 + \frac{A}{3} + \frac{B}{5}} \right] \cdot \frac{\left(1 + \rho^{2} + 2 \cdot \rho \cdot \cos \psi_{p}\right)^{3/2}}{1 + \rho \cdot \cos \psi_{p}}$$
(28)

Na rysunku 8 przedstawiono zależność przekroju czynnego w układzie laboratoryjnym dla kątów z zakresu od  $0^0$  do  $180^0$ .



Rys.8. Teoretyczna krzywa rozkładu kątowego w układzie laboratoryjnym.

# 8.2 Widma protonów wyemitowanych z plazmy w stanie równowagi termodynamicznej

Bierzemy pod uwagę zjawisko, przy którym emisja cząstek reakcji syntezy (neutrony i protony), spowodowana była chaotycznym ruchem deuteronów pod wpływem wysokiej temperatury [88]. Liczbę wyemitowanych protonów z plazmy, określamy poprzez emisyjność  $s(\vec{r})$  oznaczającą liczbę zachodzących reakcji na jednostkę objętości w jednostce czasu:

$$s(\vec{r}) = n_1(\vec{r}) \cdot n_2(\vec{r}) \cdot \iint f_1(\vec{v_1}, \vec{r}) \cdot f_2(\vec{v_2}, \vec{r}) \cdot \sigma \cdot g \cdot d\vec{v_1} \cdot d\vec{v_2}$$
(29)

gdzie  $n_i$  jest gęstością jonów na centymetr sześcienny,  $\vec{g}$  jest prędkością względną oddziałujących deuteronów, wyrażoną jako:  $\vec{g} = \vec{v_1} - \vec{v_2}$  (3), wiedząc iż prędkość reakcji (prędkość środka masy)  $\vec{v_{CM}}$  w układzie centrum masy (4) dla plazmy deuterowej przedstawia się zależnością:

$$\overrightarrow{v_{CM}} = \frac{m_d v_1 + m_d v_2}{m_d + m_d}$$
  
otrzymujemy: 
$$\overrightarrow{v_1} = \overrightarrow{v_{CM}} + \frac{\overrightarrow{g}}{2} , \text{ zaś } \overrightarrow{v_2} = \overrightarrow{v_{CM}} + \frac{\overrightarrow{g}}{2}$$

Iloczyn dwóch rozkładów  $\langle \sigma \cdot g \rangle$  we wzorze (29) zwany średnią wartością reaktywności, określony jest poprzez:

$$\langle \sigma \cdot g \rangle = \iint \sigma \cdot g \cdot f_1 \cdot f_2 \cdot d\vec{v_1} d\vec{v_2}$$
 (30)

Dla plazmy deuterowej znajdującej się w stanie równowagi termodynamicznej bez działania pól zewnętrznych, Maxwellowskie funkcje rozkładu prędkości  $f_1$  oraz  $f_2$  wyrażone są zależnościami:

$$f_{1}\left(\overrightarrow{v_{1}}\right) = \left(\frac{m_{d}}{2 \cdot \pi \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{d} \cdot \overrightarrow{v_{1}}^{2}}{2 \cdot T}\right)$$

$$f_{2}\left(\overrightarrow{v_{2}}\right) = \left(\frac{m_{d}}{2 \cdot \pi \cdot T}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(\frac{-m_{d} \cdot \overrightarrow{v2}^{2}}{2 \cdot T}\right)$$
(31)

wprowadzając nową zmienną  $\beta = \frac{m_d}{2 \cdot T}$ , średnia wartość reaktywności (30) przybiera postać:

$$\langle \sigma \cdot g \rangle = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^3 \iint \sigma \cdot g \cdot \exp\left(-\beta \left(\vec{v}_{CM} + \frac{\vec{g}}{2}\right)^2 - \beta \left(\vec{v}_{CM} - \frac{\vec{g}}{2}\right)^2\right) \cdot d\vec{v}_1 \cdot d\vec{v}_2 =$$
$$= \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^3 \iint \sigma \cdot g \cdot \exp\left(-\beta \left(2\vec{v}_{CM}^2 + \frac{\vec{g}^2}{2}\right)\right) d^3 v_{CM} \cdot d^3 g$$

przechodząc na współrzędne sferyczne:

$$\left\langle \sigma \cdot g \right\rangle = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^3 \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} \exp\left(-2 \cdot \beta \cdot v_{CM}^2\right) \cdot v_{CM}^2 \sin \theta_{CM} \cdot dv_{CM} \cdot d\theta_{CM} \cdot d\varphi_{CM} \cdot d\varphi_{$$

ostatecznie otrzymujemy:

$$\left\langle \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{g} \right\rangle_{3 \, DMaxwell}^{D-D} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \beta^{\frac{3}{2}} \cdot \int_{0}^{\infty} \boldsymbol{g}^{3} \cdot \boldsymbol{\sigma}\left(\boldsymbol{g}\right) \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \beta \cdot \boldsymbol{g}^{2}\right) \cdot d\boldsymbol{g}$$
(32)

gdzie:  $\sigma(g)$  jest przekrojem czynnym dla odpowiedniego kanału reakcji D-D, przedstawiony na rysunku 5. Rysunek 9 przedstawia rozwiązanie równania (32) w funkcji temperatury.



Rys. 9. Przekrój czynny w funkcji temperatury dla dwóch gałęzi reakcji syntezy.

Podstawiając powyższe wyprowadzenia do ogólnego wzoru na emisyjność  $s(\vec{r})$  z pozycji (29), otrzymujemy:

$$s = \frac{n^2}{2} \cdot \iint f_1\left(\overrightarrow{v_{CM}} + \frac{\overrightarrow{g}}{2}\right) \cdot f_2\left(\overrightarrow{v_{CM}} - \frac{\overrightarrow{g}}{2}\right) \cdot \sigma(g) \cdot g \cdot d^3g \cdot d^3v_{CM}$$
(33)

W celu uzyskania wyrażenia (33) zależnego od energii protonów, wprowadza się dodatkową zmienną E poprzez funkcję Diraca  $\delta(E - E_p)$ , gdzie E oznacza energię protonu, zaś  $E_p$  jest energią protonu w układzie centrum masy. Biorąc pod uwagę, iż energia syntezy w układzie centrum masy pomiędzy dwoma produktami reakcji syntezy (10),prawa zachowania pędu i energii jest jako: Z wyrażona  $E_{p,CM} = \frac{3}{4} \cdot \left( Q + \frac{m_d}{4} \cdot g^2 \right) = \frac{m}{4} \cdot u_{p,CM}^2 \text{ oraz } \dot{z}e \ m = m_d \text{ , otrzymujemy:}$ 

$$s = \frac{n^2}{2} \cdot \iiint f_1 \left( \vec{v}_{CM} + \frac{\vec{g}}{2} \right) \cdot f_2 \left( \vec{v}_{CM} - \frac{\vec{g}}{2} \right) \cdot \frac{\delta \left( u_{p,CM}^2 - \frac{1 \cdot 2 \cdot p_{p,CM}}{m} \right)}{u_{p,CM}} \cdot d^3 v_{CM} \cdot d^3 g \, d^3 u_{p,CM}$$

Korzystając ze schematu pomocniczego przedstawiającego przejście z układu centrum masy do układu laboratoryjnego (Rys. 1), prędkość centrum masy zapiszemy jako:  $\overrightarrow{v_{CM}} = \overrightarrow{u_{p,l}} - \overrightarrow{u_{p,CM}}$ 

$$s = \frac{n^2}{2} \cdot \iiint f_1 \left( \overrightarrow{u_{p,l}} - \overrightarrow{u_{p,CM}} + \frac{\overrightarrow{g}}{2} \right) \cdot f_2 \left( \overrightarrow{u_{p,l}} - \overrightarrow{u_{p,CM}} - \frac{\overrightarrow{g}}{2} \right) \cdot g \cdot \sigma(g, \Psi_l) \cdot \frac{\delta\left( u_{p,CM}^2 - \frac{4 \cdot E_{p,CM}}{m} \right)}{u_{p,CM}} \cdot d^3 u_{p,l} \cdot d^3 u_{p,CM} \cdot d^3 g$$

Różniczkując funkcje s po  $d\Omega_l$  oraz po  $dE_{p,l}$  otrzymujemy zależność matematyczną na widmo protonów wyemitowanych pod dowolnym kątem  $\Psi_l$  w układzie laboratoryjnym.

$$s(E_{p,l}, \Psi_l) = \frac{d^2 s}{d\Omega_l \cdot dE_{p,CM}} = \frac{n^2 \cdot u_{p,l}}{m} \cdot \iint f_1 \left( \overrightarrow{u_{p,l}} - \overrightarrow{u_{p,CM}} + \frac{\overrightarrow{g}}{2} \right) \cdot f_2 \left( \overrightarrow{u_{p,l}} - \overrightarrow{u_{p,CM}} - \frac{\overrightarrow{g}}{2} \right) \cdot g \cdot \sigma(g, \Psi_l) \cdot \frac{\delta \left( u_{p,CM} - \frac{4 \cdot E_{p,CM}}{m} \right)}{\sqrt{\frac{4 \cdot E_{p,CM}}{m}}} \cdot du_{p,CM} \cdot d^3 g$$

Dla izotropowego rozkładu Maxwella otrzymujemy:  $f(V) = \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \exp\left(-\beta \cdot V^2\right)$ 

$$s(E_{p,l}) = \frac{4 \cdot n^2 \cdot \beta^2}{m \cdot \pi} \cdot \left[ \int_{0}^{\infty} \exp\left(-2 \cdot \beta \left(u_{p,l}^2 + \frac{4 \cdot E_{p,CM}}{m} + \frac{g^2}{4}\right)\right) \cdot \frac{\sinh\left(4 \cdot \beta \cdot \sqrt{\frac{4 \cdot E_{p,CM}}{m}}\right)}{\sqrt{\frac{4 \cdot E_{p,CM}}{m}}} \right] \cdot g^3 \cdot \sigma(g) dg$$

Korzystając z zależności iż,  $\sinh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$  oraz ograniczając się do niskich temperatur tzn. spełniających warunek  $T\langle\langle Q, w$ ówczas  $\sinh \approx \frac{e^x}{2}$ , ostatecznie otrzymamy:

$$s(E_{p,l}) = \frac{n^2}{m_d \cdot u_0} \cdot \left(\frac{2 \cdot \beta}{\pi}\right)^{1/2} \langle \sigma \cdot g \rangle_3 \exp\left(-2 \cdot \beta \cdot \left(u_{p,l} - u_0\right)^2\right)$$
(34)

gdzie  $u_o = \sqrt{\frac{3 \cdot Q}{m_d}}$  – prędkość protonu przy zerowej prędkości reagentów (Q=4032 keV

- ciepło reakcji), 
$$u_{p,l} = \sqrt{\frac{4 \cdot E_{p,l}}{m_d}}$$
, n=2E19 jonów/cm<sup>3</sup> – gęstość jonów, zaś  $\beta = \frac{m_d}{2 \cdot T}$ .

Rysunek 10 przedstawia widmo energetyczne protonów dla trójwymiarowego rozkładu Maxwella, dla kilku wybranych wartości temperatury.



Rys.10. Widmo energetyczne protonów emitowanych z reakcji syntezy termojądrowej.

## 8.3 Widma protonów wyemitowanych z plazmy pod wpływem mechanizmów akceleracyjnych

W modelu wiązka–tarcza przyjmuje się, iż plazma jest niestermalizowana w związku z czym emisja produktów reakcji syntezy związana jest ze zderzeniami jonów, które poruszają się w sposób uporządkowany [94]. Kierunkiem wyróżnionym jest kierunek wzdłuż osi układu co pociąga w konsekwencji istnienie anizotropii i różnice energetyczne neutronów i protonów emitowanych w różnych kierunkach. W niniejszym modelu rozpatrujemy przypadek oddziaływania strumienia prędkich deuteronów z gazem deuterowym (tarcza). Bardzo szczegółowe wyprowadzenie wzorów na ostateczny charakter widma neutronów w funkcji kąta (dla 0<sup>0</sup> oraz 90<sup>0</sup>), zostało

przeanalizowane w literaturze [88, 94], w niniejszej pracy przedstawię transformacje tych wzorów na widma protonowe w postaci ostatecznych wzorów dla kątów 0<sup>0</sup> – 90<sup>0</sup>. Obliczenia przeprowadzono dla rozkładu kątowego deuteronów, który został przybliżony krzywą eksponencjalną typu  $f|E_d| \sim E_d^{-3} \exp\left(-\frac{\theta_d}{\theta_d^0}\right)$ , dla stałej  $\theta_d = 30^0$  szczegółowo, opisanej w pozycji [87], rysunek 11.



[88].

Ostateczne zapisy analityczne widm protonów dla wybranych kątów, mają postać:

dla kąta  $\theta_p = 0^0$  (kierunek osi elektrod):

$$S(E_{T}, E, \theta_{p}) = \int_{E_{d}^{1}}^{E_{d}^{2}} \frac{(2E_{d})^{\frac{1}{2}}}{(m_{d})^{\frac{3}{2}}} f(E_{d}, \theta_{d}(E)) g(E_{d}, \theta_{d}(E), E_{T}) \frac{\sigma_{T}}{2} \cdot \frac{1 + A\cos^{2}\chi(E) + B\cos^{4}\chi(E)}{1 + \frac{A}{3} + \frac{B}{5}} \frac{\sqrt{8E}}{T_{0}} dE_{d}$$
  
gdzie:

dla widma  $0^0$  rozkład kątowy deuteronów wyrażamy tylko w funkcji E i E<sub>d</sub>:

$$f(E_d, \theta_d(E)) = E_d^{-3} \exp\left(-\frac{\arccos \theta_d(E)}{30^o}\right)$$

współczynniki A i B podane są w tabeli 2, zaś  $\sigma_T$  – jest przekrojem czynnym dla reakcji D(d, p)T (patrz wzór 16),

$$g(E_{d},\theta_{d}(E),E_{T}) = \sqrt{\frac{2E_{d}}{m_{d}}(1+\gamma^{2}-2\gamma\cos\theta_{d})}$$
$$\gamma = \sqrt{\frac{E_{T}}{E_{d}}}$$
$$\cos\theta_{d} = \frac{E - \frac{3}{4}Q - \frac{1}{4}E_{d}(1+\gamma^{2}) - \gamma\sqrt{\frac{EE_{d}}{2}}}{\sqrt{\frac{EE_{d}}{2}} - E_{d}\gamma}$$
$$\cos\chi = \frac{\cos\psi_{n}(1-\gamma^{2}) - 2\gamma\sin\theta_{d}\sin\psi_{n}}{\sqrt{1+\gamma^{2}+2\gamma\cos\theta_{d}}\sqrt{1+\gamma^{2}-2\gamma\cos\theta_{d}}}$$
$$\cos\psi_{n} = -\rho^{2}\sin\theta_{CM}(E) + \cos\theta_{CM}(E)\sqrt{1-\rho^{2}\sin\theta_{CM}(E)}$$
$$\cos\theta_{CM}(E) = \frac{\cos\theta_{d}(E) + \gamma}{\sqrt{1+\gamma^{2}+2\gamma\cos\theta_{d}(E)}}$$

$$T_{0} = \frac{\sqrt{8E}}{\sqrt{3} \left(\sqrt{\sqrt{\frac{EE_{d}}{2}} - E_{d}\gamma}\right) \sqrt{\sqrt{\frac{EE_{d}}{2}} \left[2Q + E_{d}\left(1 + 3\gamma^{2}\right)\right] - E_{d}\gamma \left[\frac{Q}{2} + \frac{E_{d}}{2}\left(1 + \gamma^{2}\right)\right] - 2\gamma E_{d}E}}$$

dla kąta  $\theta_p \neq 0^0, \pi$ 

$$S(E_{T}, E, \theta_{p}) = \int_{E_{d}^{1}}^{E_{d}^{2}} \frac{(2E_{d})^{\frac{1}{2}}}{(m_{d})^{\frac{3}{2}}} \int_{\theta_{d}^{1}}^{\theta_{d}^{2}} \sin \theta_{d} f(E_{d}, \theta_{d}) g(E_{d}, \theta_{d}, E_{T}) s^{*}(E_{d}, \theta_{d}, E_{T}, E, \theta_{p}) d\theta_{d} dE_{d}$$

gdzie:

$$tg\theta_{CM} = \frac{\sin\theta_d}{\cos\theta_d + \rho}$$
$$tg\theta_{CM} = \frac{\sin\theta_d}{\cos\theta_d - \rho}$$
$$W_p = \frac{3}{4} \left[ Q + \frac{E_d}{2} \left( 1 + \rho^2 - 2\rho\cos\theta_d \right) \right]$$

$$\gamma = \frac{E_d^{\frac{1}{2}} (1 + \rho^2 + 2\rho \cos \theta_d)^{\frac{1}{2}}}{[6Q + 3E_d (1 + \rho^2 - 2\rho \cos \theta_d)]^{\frac{1}{2}}}$$
$$\cos \psi_p^E = \frac{E - W_p (1 + \gamma^2)}{2\gamma W_p}$$

 $\cos \chi^{E} = \frac{1}{\sin \theta_{cm}} \left[ \gamma \cos \theta_{cm} \sin \left( \theta_{g} - \theta_{cm} \right) + \sin \theta_{g} \cos \psi_{p}^{E} - \cos \theta_{p} \sin \left( \theta_{g} - \theta_{cm} \right) \left( 1 + \gamma^{2} + 2\gamma \cos \psi_{p}^{E} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$ 

$$\cos \varphi_d^E = \frac{\frac{E - W_p (1 - \gamma^2)}{2\gamma \sqrt{EW_p}} - \cos \theta_{cm} \cos \theta_p}{\sin \theta_{cm} \sin \theta_p}$$
$$\sin \varphi_d^E = \sqrt{1 - \cos^2 \psi_d^E}$$
$$\sqrt{E_2} = \sqrt{W_p} \left[ \gamma \cos(\theta_p + \theta_{cm}) + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2(\theta_p + \theta_{cm})} \right]$$
$$\sqrt{E_1} = \sqrt{W_p} \left[ \gamma \cos(\theta_p - \theta_{cm}) + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2(\theta_p - \theta_{cm})} \right]$$

gdy  $E \notin (E_2, E_1)$  to:

$$s^* \left( E_d, \theta_d, E_T, E, \theta_p \right) = \frac{\sigma_T}{4\pi} \frac{1 + A\cos^2 \chi^E + B\cos^4 \chi^E}{1 + \frac{A}{3} + \frac{B}{5}} \frac{1}{\gamma W_p \sin \theta_{CM} \sin \theta_n \sin \varphi_d^E}$$

gdy  $E \in (E_2, E_1)$  to wówczas:

$$s^*(E_d, \theta_d, E_T, E, \theta_p) = 0$$

Rysunek 12 przedstawia obliczone widmo energetyczne protonów wyprodukowanych w nieruchomej tarczy gazowej przez deuterony o rozkładzie  $f / E_d, \theta / \sim E_d^{-3} \cdot \exp\left(-\frac{\theta_d}{30^0}\right).$ 



Rys. 12. Obliczone widmo energetyczne protonów dla mechanizmu akceleracyjnego.

#### Słowniczek

<sup>1</sup>**TOKAMAK** – Urządzenie typu zamkniętej pułapki magnetycznej. Plazma w tym urządzeniu wytwarzana jest w komorze o kształcie torusa. Komora ta nałożona jest na rdzeń wielkiego transformatora a wytwarzana w niej plazma stanowi jego wtórne uzwojenie. Plazma wytworzona przez "akcję transformatorową" oddzielana jest od ścianek komory i utrzymywana przez pole magnetyczne, którego linie mają kształt spirali "oplatającej" plazmę. Pole o takiej konfiguracji uzyskiwane jest przez nałożenie się dwóch pól magnetycznych: poloidalnego i toroidalnego. Pole toroidalne wytwarzane jest przez potężne cewki magnetyczne "nałożone" na komorę próżniową i ma wartość rzędu kilku Tesli. Kierunek tego pola jest prostopadły do płaszczyzny przecinającej komorę w kierunku pionowym. Pole poloidalne pochodzi od prądu wzbudzanego w plazmie przez "akcję transformatorową" i jest na ogół o rząd wielkości mniejsze od pola toroidalnego. We wspomnianej wyżej płaszczyźnie prostopadłej do torusa linie sił pola poloidalnego mają kształt koncentrycznych okręgów.

<sup>2</sup>**DYWERTORY** – Ich zadaniem jest odwrócenie zewnętrznych linii pola magnetycznego do miejsca znajdującego się w dalekiej odległości od plazmy za pomocą specjalnie ukształtowanego pola magnetycznego

<sup>3</sup>STELLARATOR – Inny rodzaj układu typu zamkniętej pułapki magnetycznej. Różnica pomiędzy układem typu Tokamak a Stellarator jest to, iż układy te posiadają skomplikowaną konfigurację pola magnetycznego (cewki pola poloidalnego są odpowiednio ukształtowane na kształt ósemek).

<sup>4</sup>**UKŁADY LASEROWE** – Metoda ta polega na uzyskaniu tak gęstej plazmy, aby bez specjalnej próby utrzymania jej w objętości (zajmowanej przez plazmę) zaszła odpowiednio duża liczba aktów syntezy jądrowej w czasie zanim plazma zdąży się rozpaść.

<sup>5</sup>**PELET** – Mikrotarcza zawierająca paliwo termojądrowe.

<sup>6</sup>**POLE RUFOWE** – Nazwa powstała przez analogię do fali na wodzie, która rozchodzi się za rufą łódki. W akceleratorze plazmowym zasilanym laserem, ultrakrótki impuls laserowy jest zogniskowany na strudze helu, która ma kilka milimetrów długości. Impuls natychmiast zdziera elektrony z cząsteczek gazu i powstaje plazma. Ogromne ciśnienie promieniowania wiązki laserowej rozdmuchuje we wszystkich kierunkach lekkie elektrony, cięższe jony natomiast pozostają na miejscu. Lecz elektrony nie odbiegają zbyt daleko, ponieważ są z powrotem przyciągane przez jony. Gdy docierają do osi, wzdłuż której przemieszcza się impuls laserowy, "przebijają się" przez nią i znowu poruszają się w kierunku na zewnątrz, tworząc falopodobną oscylację. Właściwie ta oscylacja nosi nazwę laserowego pola rufowego.

<sup>7</sup>**PLAZMON** – Jest kwazicząstką opisującą kwant drgań oscylacji plazmy. Są to kolektywne oscylacje gazu elektronów swobodnych. Plazmony mają duży wpływ na właściwości optyczne metali. Światło o częstotliwości poniżej częstotliwości plazmy jest odbijane, ponieważ elektrony z metalu ekranują pole elektryczne światła.

### Literatura

- 1. L. Jakubowski i M. Sadowski, Energia Termojądrowa, *Encyklopedia Fizyki* Współczesnej, PWN Warszawa, (1983).
- R.W. Conn, W.A. Czujanow, N. Inoue, D.R. Sweetmann, ITER Międzynarodowy eksperymentalny reaktor termojądrowy, Świat Nauki 6, (1992), 59–65.
- 3. Summary of the 4<sup>th</sup> Symposium on current trends in international fusion research, *Fusion Science and Technology, Vol. 43, (2003), 138–142.*
- 4. A.J. Webster, Fusion: Power for the future, Phys. Educ. 38, (March 2003), 135-142.
- M.J. Sadowski, Perspektywy wykorzystania syntezy jądrowej, *Report IAE-71/A* (2001).
- 6. http://www.jet.efda.org/images/posters/005laboratory.pdf
- 7. D. Stork for Task Force DT, JET DT plans to ends 2006, *The second University Fusion Association Burning Plasma Science Workshop, BPS II, San Diego (May* 2001).
- S.D. Pinches, V.G. Kiptily, S.E. Sharapov, D.S. Darrow, L.–G. Eriksson, H.–U. Fahrbach, M. García–Muńoz, M. Reich, E. Strumberger, A. Werner, the ASDEX Upgrade Team and JET–EFDA Contributors, Observation and modelling of fast ion loss in JET and ASDEX Upgrade, *Nucl. Fusion 46*, (2006), S904–S910.
- 9. http://www.pppl.gov/projects/pages/nstx.html
- M.R. Wade for the DIII–D Team, Development in the DIII–D tokamak of advanced operating scenarios and associated control techniques for ITER, *Nucl. Fusion 47*, (2007), S543–S562.
- P. Wienhold, M. Rubel, B. Emmoth, D. Hindebrandt, Tracer techniques in studies of material transport in the plasma edge of Tokamaks, *Proc. PLASMA-2001 Intern. Symp. on Research and Applications of Plasmas, Warsaw, Poland, September 19–* 21 (2001), P2.8.
- M. Lehnen, M. Brix, U. Samm, B. Schweer, B. Unterberg and the Textor-team, Plasma edge transport phenomena caused by particle drifts and sources in TEXTOR, *Nucl. Fusion 43 (2003), 168–178.*
- L. Colas, V. Basiuk, B. Beaumont, A. Bécoulet, G. Bosia, S. Brémond, M. Chantant, F. Clairet, A. Ekedahl, E. Faudot, A. Géraud, M. Goniche, S. Heuraux, G.T. Hoang, G. Lombard, L. Millon, R. Mitteau, P. Mollard, K. Vulliez and the

Tore Supra team, Key results of long pulse ICRH operation in Tore Supra, *Nucl. Fusion 46 (2006) S500–S513.* 

- M. Chatelier on behalf of Equipe Tore Supra, Integration of high power, long pulse operation in Tore Supra in preparation for ITER, *Nucl. Fusion 47, (2007), S579– S589.*
- 15. S. Morita, M. Goto, Y. Takeiri, J. Miyazawa, S. Murakami, K. Narihara, M. Osakabe, K. Yamazaki, T. Akiyama, N. Ashikawa, M. Emoto, M. Fujiwara, H. Funaba, P. Goncharov, Y. Hamada, K. Ida, H. Idei, T. Ido, K. Ikeda, S. Inagaki, M. Isobe, K. Itoh, O. Kaneko, K. Kawahata, H. Kawazome, K. Khlopenkov, T. Kobuchi, A. Komori, A. Kostrioukov, S. Kubo, R. Kumazawa, Y. Liang, S. Masuzaki, K. Matsuoka, T. Minami, T. Morisaki, O. Motojima, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nagayama, Y. Nakamura, H. Nakanishi, Y. Narushima, K. Nishimura, A. Nishizawa, N. Noda, T. Notake, H. Nozato, S. Ohdachi, K. Ohkubo, N. Ohyabu, Y. Oka, T. Ozaki, B.J. Peterson, A. Sagara, T. Saida, K. Saito, S. Sakakibara, R. Sakamoto, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Satow, T. Seki, T. Shimozuma, M. Shoji, S. Sudo, H. Suzuki, N. Takeuchi, N. Tamura, K. Tanaka, K. Toi, T. Tokuzawa, Y. Torii, K. Tsumori, T. Uda, K.Y. Watanabe, T. Watari, Y. Xu, H. Yamada, I. Yamada, S. Yamamoto, T. Yamamoto, M. Yokoyama, Y. Yoshimura and M. Yoshinuma, Experimental study on ion temperature behaviours in ECH, ICRF and NBI H<sub>2</sub>, He and Ne discharges of the Large Helical Device, Nucl. Fusion 43, (2003), 899–909.
- S. Ide and the JT-60 Team, Long Pulse Operation of High Performance Plasmas in JT-60U, *Plasma Sci. Technol. 8, (2006), 1–4.*
- 17. D.A. Kislov for the T–10 Team, Overview of T–10 results, *Nucl. Fusion 47*, (2007), *S590–S597*.
- 18. S V Mirnov, E A Azizov, V A Evtikhin, V B Lazarev, I E Lyublinski, A V Vertkov and D Yu Prokhorov, Experiments with lithium limiter on T–11M tokamak and applications of the lithium capillary–pore system in future fusion reactor devices, *Plasma Phys. Control. Fusion 48, (2006), 821–837.*
- K. Kim, H.K. Park, K.R. Park, B.S. Lim, S.I. Lee, Y. Chu, W.H. Chung, Y.K. Oh, S.H. Baek, S.J. Lee, H. Yonekawa, J.S. Kim, C.S. Kim, J.Y. Choi, Y.B. Chang, S.H. Park, D.J. Kim, N.H. Song, K.P. Kim, Y.J. Song, I.S. Woo, W.S. Han, S.H. Lee, D.K. Lee, K.S. Lee, W.W. Park, J.J. Joo, H.T. Park, S.J. An, J.S. Park and G.S. Lee,

Status of the KSTAR superconducting magnet system development, *Nucl. Fusion* 45, (2005), 783–789.

- J. Xie, HT–7 Team, Y. Liu, HL–1M Team, Y. Wen, KT–5 Team, L. Wang and CT– 6B Team, Overview on the progress of tokamak experimental research in China, *Nuclear Fusion, Vol. 41, No.10 (2001), 1495–1502.*
- D. Johnson and NSTX Team, Diagnostic development for ST plasmas on NSTX<sup>\*</sup>, Plasma Phys. Control. Fusion 45, (2003), 1975–1987.
- 22. J.E. Menard, M.G. Bell, R.E. Bell1, S. Bernabei, J. Bialek, T. Biewer, W. Blanchard, J. Boedo, C.E. Bush, M.D. Carter, W. Choe, N.A. Crocker, D.S. Darrow, W. Davis, L. Delgado-Aparicio, S. Diem, C.W. Domier, D.A. D'Ippolito, J. Ferron, A. Field, J. Foley, E.D. Fredrickson, D.A. Gates, T. Gibney, R. Harvey, R.E. Hatcher, W. Heidbrink, K.W. Hill, J.C. Hosea, T.R. Jarboe, D.W. Johnson, R. Kaita, S.M. Kaye, C.E. Kessel, S. Kubota, H.W. Kugel, J. Lawson, B.P. LeBlanc, K.C. Lee, F.M. Levinton, N.C. Luhmann, Jr., R. Maingi, R.P. Majeski, J. Manickam, D.K. Mansfield, R. Maqueda, R. Marsala, D. Mastrovito, T.K. Mau, E. Mazzucato, S.S. Medley, H. Meyer, D.R. Mikkelsen, D. Mueller, T. Munsat, J.R. Myra, B.A. Nelson, C. Neumeyer, N. Nishino, M. Ono, H.K. Park, W. Park, S.F. Paul, T. Peebles, M. Peng, C. Phillips, A. Pigarov, R. Pinsker, A. Ram, S. Ramakrishnan, R. Raman, D. Rasmussen, M. Redi, M. Rensink, G. Rewoldt, J. Robinson, P. Roney, A.L. Roquemore, E. Ruskov, P. Ryan, S.A. Sabbagh, H. Schneider, C.H. Skinner, D.R. Smith, A. Sontag, V. Soukhanovskii, T. Stevenson, D. Stotler, B.C. Stratton, D. Stutman, D. Swain, E. Synakowski, Y. Takase, G. Taylor, K. Tritz, A. von Halle, M. Wade, R. White, J. Wilgen, M. Williams, J.R. Wilson, H. Yuh, L.E. Zakharov, W. Zhu, S.J. Zweben, R. Akers, P. Beiersdorfer, R. Betti, T. Bigelow, M. Bitter, P. Bonoli, C. Bourdelle, C.S. Chang, J. Chrzanowski, L. Dudek, P.C. Effhimion, M. Finkentha, E. Fredd, G.Y. Fu, A. Glasser, R.J. Goldston, N.L. Greenough, L.R. Grisham, N. Gorelenkov, L. Guazzotto, R.J. Hawryluk, J. Hogan, W. Houlberg, D. Humphreys, F. Jaeger, M. Kalish, S. Krasheninnikov, L.L. Lao, J. Lawrence, J. Leuer, D. Liu, G. Oliaro, D. Pacella, R. Parsells, M. Schaffer, I. Semenov, K.C. Shaing, M.A. Shapiro, K. Shinohara, P. Sichta, X. Tang, R. Vero, M. Walker and W.Wampler, Overview of recent physics results from the National Spherical Torus Experiment (NSTX), Nucl. Fusion 47, (2007), S645-S657.
- B. Lloyd, R.J. Akers, F. Alladio, Y. Andrew, L.C. Appel, D. Applegate, K.B. Axon, N. Ben Ayed, C. Bunting, R.J. Buttery, P.G. Carolan, I. Chapman, D. Ciric, J.W.

Connor, N.J. Conway, M. Cox, G.F. Counsell, G. Cunningham, A. Darke, E. Delchambre, R.O. Dendy, J. Dowling, B. Dudson, M. Dunstan, A.R. Field, A. Foster, S. Gee, L. Garzotti, M.P. Gryaznevich, A. Gurchenko, E. Gusakov, N.C. Hawkes, P. Helander T.C. Hender, B. Hnat, D.F. Howell, N. Joiner, D. Keeling, A. Kirk, B. Koch, M. Kuldkepp, S. Lisgo, F. Lott, G.P. Maddison, R. Maingi, A. Mancuso, S.J. Manhood, R. Martin, G.J. McArdle, J. McCone, H. Meyer, P. Micozzi, A.W. Morris, D.G. Muir, M. Nelson, M.R. O'Brien, A. Patel, S. Pinches, J. Preinhaelter, M.N. Price, E. Rachlew, C.M. Roach, V. Rozhansky, S. Saarelma, A. Saveliev, R. Scannell, S.E. Sharapov, V. Shevchenko, S. Shibaev, K. Stammers, J. Storrs, A. Surkov, A. Sykes, S. Tallents, D. Taylor, N. Thomas–Davies, M.R. Turnyanskiy, J. Urban, M. Valovic, R.G.L. Vann, F. Volpe, G. Voss, M.J. Walsh, S.E.V.Warder, R. Watkins, H.R. Wilson, M. Wisie and the MAST and NBI teams, Overview of physics results from MAST, *Nucl. Fusion 47, (2007), S658–S667.* 

- 24. A.V. Voronin, V.K. Gusev, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, K.B. Abramova, E.M. Sklyarova and S.Yu. Tolstyakov, High kinetic energy plasma jet generation and its injection into the Globus–M spherical tokamak, *Nucl. Fusion 45, (2005), 1039–1045.*
- 25. Paul-Henri Rebut, From JET to the reactor, *Plasma Phys. Control. Fusion 48*, (2006), B1-B13.
- 26. Werner Burkart, Status report on fusion research, Nucl. Fusion 45, Nr 10A (2005).
- 27. <u>http://www.jet.efda.org/pages/content/tokamak-description.html</u>
- V. Mukhovatov, M. Shimada, K. Lackner, D.J. Campbell, N.A. Uckan, J.C.Wesley, T.C. Hender, B. Lipschultz, A. Loarte, R.D. Stambaugh, R.J. Goldston, Y. Shimomura, M. Fujiwara, M. Nagami, V.D. Pustovitov, H. Zohm, ITPA CC Members, ITPA Topical Group Chairs and Co–Chairs and the ITER International Team, Chapter 9: ITER contributions for Demo plasma development, *Nucl. Fusion* 47, (2007), S404–S413.
- 29. http://www.ipp.mpg.de/de/for/bereiche/tokamak/for\_ber\_tok.html
- U. Wenzel, K. McCormick, N. Ramasubramanian, F. Gadelmeier, P. Grigull, R. König and H. Thomsen, Study of the detachment phases in the Wendelstein 7–AS stellarator, *Nucl. Fusion 44, (2004), 1130–1140.*
- D. Sharma, Y. Feng, F. Sardei and D. Reiter, Three-dimensional Monte Carlo simulations of W7-X plasma transport: density control and particle balance in steady-state operations, *Nucl. Fusion 45*, (2005), 825–836.

- 32. Kinga Horvath, Johann Lingertat, Matthias Otte and Friedrich Wagner, Investigations of the electron temperature profiles at the WEGA stellarator, *Plasma Phys. Control. Fusion 48*, (2006), 315–323.
- 33. J. Sánchez, M. Acedo, A. Alonso, J. Alonso, P. Alvarez, F. de Aragon, E. Ascasíbar, A. Baciero, R. Balbín, L. Barrera, E. Blanco, J. Botija, B. Brañas, E. de la Cal, E. Calderón, I. Calvo, A. Cappa, J.A. Carmona, B.A. Carreras, R. Carrasco, F. Castejón, G. Catalán, A.A. Chmyga, N.B. Dreval, M. Chamorro, S. Eguilior, J. Encabo, L. Eliseev, T. Estrada, A. Fernández, R. Fernández, J.A. Ferreira, J.M. Fontdecaba, C. Fuentes, J. de la Gama, A. García, L. García, I. García-Cortés, J.M. García-Regaña, B. Gonçalves, J. Guasp, J. Herranz, A. Hidalgo, C. Hidalgo, R. Jiménez-Gómez, J.A. Jiménez, D. Jiménez, I. Kirpitchev, A.D. Komarov, A.S. Kozachok, L. Krupnik, F. Lapayese, M. Liniers, D. López-Bruna, A. López-Fraguas, J. López-Rázola, A. López-Sánchez, E. de la Luna, G. Marcon, F. Martín, L. Martínez-Fresno, K.J. McCarthy, F. Medina, M. Medrano, A.V. Melnikov, P. Méndez, E. Mirones, B. van Milligen, I.S. Nedzelskiy, M. Ochando, J. Olivares, R. Orozco, P. Ortiz, J.L. de Pablos, L. Pacios, I. Pastor, M.A. Pedrosa, A. de la Peña, A. Pereira, D. Pérez-Risco, A. Petrov, S. Petrov, A. Portas, D. Rapisarda, L. Rílos, C. Rodríguez, L. Rodríguez-Rodrigo, E. Rodríguez-Solano, J. Romero, A. Ros, A. Salas, E. Sánchez, M. Sánchez, E. Sánchez-Sarabia, X. Sarasola, K. Sarksian, C. Silva, S. Schchepetov, N. Skvortsova, A. Soleto, F. Tabarés, D. Tafalla, J. Tera, A. Tolkachev, V. Tribaldos, V.I. Vargas, J. Vega, G. Velasco, M. Weber, G. Wolfers, S.J. Zweben and B. Zurro, Overview of TJ-II experiments, Nucl. Fusion 47, (2007), *S677–S685*.
- M. Wanner, V. Erckmann, J.–H. Feist, W. Gardebrecht, D. Hartmann, R. Krampitz, H. Niedermeyer, H. Renner, Th. Rummel, F. Schauer, L. Wegener, F. Wesner, G.A. Müller, W. Kasparek, M. Thumm and G. Dammertz, Status of WENDELSTEIN 7–X construction, *Nucl. Fusion* 43(2003), 416–424.
- M. Hirsch, E. Holzhauer and H.J. Hartfuss, Reflectometry for Wendelstein 7–X, Nucl. Fusion 46 (2006), S853–S861.
- 36. T. Klinger, Physics and Progress of the Wendelstein 7–X Project, Proc. Inter. Conference on Research and Applications of Plasmas, Greifswald, Germany, October 16–19 (2007), Tu1–1.
- 37. J. Tassart, Overview of inertial fusion and high-intensity laser plasma research in Europe, *Nucl. Fusion 44, (2004), S134–S139.*

- 38. T.C. Sangster, R.L. McCrory, V.N. Goncharov, D.R. Harding, S.J. Loucks, P.W. McKenty, D.D. Meyerhofer, S. Skupsky, B. Yaakobi, B.J. MacGowan, L.J. Atherton, B.A. Hammel, J.D. Lindl, E.I. Moses, J.L. Porter, M.E. Cuneo, M.K. Matzen, C.W. Barnes, J.C. Fernandez, D.C. Wilson, J.D. Kilkenny, T.P. Bernat, A. Nikroo, B.G. Logan, S. Yu, R.D. Petrasso, J.D. Sethian and S. Obenschain, Overview of inertial fusion research in the United States, *Nucl. Fusion 47*, (2007), S686–S695.
- 39. <u>http://www.photonics.com/todaysheadlines/article.asp?id=5977</u>
- 40. http://www.laserfocusworld.com/articles/article\_display.html?id=257238
- K. Jungwirth, A. Cejnarova, L. Juha, B. Kralikowa, J. Krasa, E. Krousky, P. Krupickova, L. Laska, K. Masek, A. Prag, O. Renner, K. Rohlena, B. Rus, J. Skala, P. Straka, and J. Ullschmied, The Prague Asterix Laser System, *Physics of Plasmas Volume8, Issue 5 (2001), 2495–2501.*
- 42. K. Jungwirth, Highlights of laser plasma research at PALS, Proc. Inter. Conference on Research and Applications of Plasmas, Greifswald, Germany, October 16–19 ( 2007), Tu2–3.
- 43. C. Cavailler, Inertial fusion with the LMJ, *Plasma Phys. Control. Fusion 47 (2005)*, B389–B403.
- 44. M.C. Myers, J.D. Sethian, J.L. Giuliani, R. Lehmberg, P. Kepple, M.F. Wolford, F. Hegeler, M. Friedman, T.C. Jones, S.B. Swanekamp, D. Weidenheimer and D. Rose, Repetitively pulsed, high energy KrF lasers for inertial fusion energy, *Nucl. Fusion 44*, (2004), S247–S253.
- 45. J. Badziak, J. Honrubia, S. Jabłoński, J. Wołowski, Laser-driven proton fast ignition of inertial fusion: concepts, issues and prospect, *Proc. Inter. Conference on Research and Applications of Plasmas, Greifswald, Germany, October 16–19 (* 2007), Tu2–2.
- 46. S.V. Bulanov, New epoch in the charged particle acceleration by relativistically intense laser radiation, *Plasma Phys. Control. Fusion 48, (2006), B29–B37.*
- 47. J. Chandrashekhar, Akceleratory plazmowe, Świat Nauki 3, (2006), 33–39.
- 48. http://Zpinch.sandia.gov
- 49. M.J. Sadowski, Research on Dense Magnetized Plasmas in Poland; History, Status, and Prospects, Problems of Atomic Science and Technology (1999), Series: Plasma Physics, Issues 3(3), 4(4), 173–177.

- 50. M.J. Sadowski, Recent Achievements of Plasma Research at IPJ Swierk, Poland, *Problems of Atomic Science and Technology (2002), No.4, Series: Plasma Physics* (7), 118–122.
- 51. M.J. Sadowski and M. Scholz, The main issues of research on dense magnetized plasmas, Proc. 28<sup>th</sup> ICPIG, Prague, Czech Republic, July 15–20 (2007), General Invited Lecture G05; submitted for publication in Plasma Sources Science & Techn ology (2008).
- 52. M. Scholz, B. Bienkowska, I.M. Ivanova–Stanik, A. Kasperczuk, L. Karpinski, R, Miklaszewski, M. Paduch, T. Pisarczyk, K. Tomaszewski, E. Zielinska, M. Sadowski, L. Jakubowski, A. Szydlowski, A. Banaszak, P. Kubeš, J. Kravárik, D. Klír, H. Schmidt, V. Romanova, S. Vitulli, Experiments with PF–1000 Plasma Focus Facility at 750–kJ Energy Level, *Czech. J. Phys. 52 (2002), D100–D106.*
- 53. M. Scholz, B. Bienkowska, V. Gribkov, I.M. Ivanova–Stanik, L. Karpinski, R, Miklaszewski, M. Paduch, W. Stepniewski, K. Tomaszewski, E. Zielinska, J. Kravarik, P. Kubes, A. Banaszak, L. Jakubowski, M. Sadowski, A. Szydlowski, A. Bernard, H. Schmidt, V. Zoita, A. Patran, S. Vitulli, F. Rocchi, Development of diagnostic equipment for the large Pf–1000 experiment, <sup>2nd</sup> German–Polish Conference on Plasma Diagnostics for Fusion and Applications, Cracow, Poland, September 8–10 (2004), I–09.
- 54. V.I. Krauz, Main Direction of Plasma Studies in Kurchatov Institute, Book of Abstracts, International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion, Alushta Ukraine, September 16–21 (2002).
- 55. V I Krauz, Progress in plasma focus research and applications, *Plasma Phys. Control. Fusion 48, (2006), B221–B229.*
- 56. M.J. Sadowski, New Approach to Some Unsolved Problems of Plasma–Focus Research, Czech. J. Phys. 52, Suppl.D (2002), D161–D167.
- 57. D.A. Frank-Kamieniecki, Plazma czwarty stan materii, PWN Warszawa (1963).
- 58. J.W. Mather, P. Bottoms, J.P. Carpenter, Stability of the Dense Plasma Focus, *The Physics of Fluids, Vol.12, No.11 (1969), 2343–2347.*
- 59. N.V. Filippov, V.I. Agafonov, I.F. Belyaeva, V.V. Vikhrev, V.A. Gribkov, L.G. Golubchikov, V.F. Dyachenko, V.S. Imshennik, V.D. Ivanov, O.N. Krokhin, M.P. Moiseeva, G.V. Sklizkov, T.I. Filippova, Experimental and theoretical Investigation of a pinch discharge of 'Plasma Focus' Type, *Nuclear fusion, Supplement (1972)* 53–68.
- A. Bernard, H. Bruzzone, P. Choi, H. Chuaqui, V. Gribkov, J. Herrera, K. Hirano, A. Krejčí, S. Lee, C. Luo, F. Mezzetti, M. Sadowski, H. Schmidt, K. Ware, C.S. Wong, V. Zoita, Scientific status of plasma focus research, *J. Moscow Phys. Soc. 8* (1998), 93–170.
- 61. J.W. Mather and P. Bottoms, Characteristics of the Dense Plasma Focus Discharge, *The Physics of Fluids*, *Vol.11*, *No.3 (1968)*, *611–618*.
- M. Scholz, B. Bieńkowska, I. Ivanova–Stanik, L. Karpiński, R. Miklaszewski, M. Paduch, W. Stępniewski, K. Tomaszewski, M.J. Sadowski, The physics of plasma focus, *Czechoslovak Journal of Physics, Vol.54 (2004), C170–C185.*
- 63. M. Scholz, MJ Plasma Focus Experiment at ICDMP, Workshop and expert meeting (ICDMP), Warsaw, Poland (2004).
- M. Scholz, L. Karpiński, M. Paduch, K. Tomaszewski, R. Miklaszewski, A. Szydlowski, Recent Progress In 1MJ Plasma–Focus Research, *Nucleonika* 46(1) (2001), 35–39.
- 65. M.J. Sadowski, Progress In Dense Magnetized Plasma Research In Poland; A Review, Problems of Atomic Science and Technology, Vol.3 (2000), Series: Plasma Physics (5), 73–77.
- 66. A. Strzałkowski, Wstęp do fizyki jądra atomowego, PWN Warszawa (1979).
- 67. A. Szydlowski, A. Malinowska, M.J. Sadowski, G. Van Wassenhove, B. Schweer and the TEXTOR-team, Fusion-reaction protons measurements within TEXTOR by means of solid-state nuclear track detectors, *Czechoslovak Journal of Physics*, *Vol. 56, Suppl. B (2006), B156–B161.*
- 68. A. Szydlowski, A. Banaszak, M.J. Sadowski, M. Scholz and J. Wolowski, Advantages of the use of solid–state nuclear track detectors in high–temperature plasma experiments, *Radiation Measurements 40 (2005)*, 479–482.
- 69. J. Wołowski, J. Badziak, F.P. Boody, S. Gammino, H. Hora, K. Jungwirth, J. Krása, L. Láska, P. Parys, M. Pfeifer, K. Rohlena, A. Szydlowski, L. Torrisi, J. Ullschmied and E. Woryna, Characteristics of ion emission from plasma produced by high–energy short–wavelength (438 nm) laser radiation, *Plasma Phys. Contr. Fusion 45 (2003), 1087–1093.*
- 70. A. Szydlowski, A. Banaszak, I. Fijal, M. Jaskola, A. Korman, M.J. Sadowski, Z. Zimek, Influence of intensive γ and electron radiation on tracks formation in the PM–355 detectors, *Radiation Measurements 36 (2003), 111–113*.
- 71. J. B. England, Eksperymentalne metody fizyki jądrowe, PWN Warszawa (1980).

- 72. W. Enge, On the question of nuclear track formation in plastic materials, *Radiation Measurements 25 (1995), 11–26.*
- 73. S. A. Durrani, Solid State Nuclear Track Detection, AERE Harwell, Oxon, UK.
- 74. http://en.wikipedia.org/wiki/Pinhole\_camera
- 75. A. Szydlowski, A. Banaszak, T. Czyzewski, I. Fijal, M. Jaskola, A. Korman, M. Sadowski, J. Choinski, W. Kretschmer, Advantage of PM–355 nuclear track detector in light–ion registration and high–temperature plasma diagnostics, *Radiation Measurements 34 (2001), 325–329.*
- 76. A. Szydlowski, A. Banaszak, M.J. Sadowski, M. Scholz, Calibration and application of CR-39 type nuclear track detectors in Plasma Focus and other plasma experiments, *Proc. Quatrieme Seminaire Franco-Polonais sur les Plasmas Thermiques dans l'Espace et en Laboratoire, Bourges , France, Juin 16–19 ( 2003), I.6.*
- 77. A. Szydlowski, A. Banaszak, I. Fijal, M. Jaskola, A. Korman, M.J. Sadowski, Calibration and applications of modern solid state nuclear track detectors in hightemperature plasma experiments, *Proc. International Conference on Plasma Research and Applications PLASMA-2003, Warsaw, Poland, September 9–12* (2003), P 8.3.
- 78. A. Szydłowski, A. Banaszak, I. Fijał, M. Jaskóła, A. Korman and M. Sadowski, Spectroscopic properties of the PM-355 solid state nuclear track detector, *Proc. German-Polish Conf. on Plasma Diagnostics, Greifswald, Germany, September 4–* 6 (2002), P-B08.
- 79. A. Szydłowski, A. Banaszak, T. Czyżewski, I. Fijał, M. Jaskóła, A. Korman, M. Sadowski, J. Choiński, W. Kretschmer, Response of the PM–355 solid state nuclear track detector to energetic <sup>4</sup>He– and <sup>32</sup>S–ions, *Czech. J. Phys. 52, Suppl.D (2002), D921–D926.*
- M. Sadowski, A. Szydlowski, M. Jaskola, T. Czyzewski, and A.P. Kobzev, Comparison of responses of CR-39, PM-355 and CN track detectors to energetic hydrogen-, helium-, nitrogen-, and oxygen- ions, *Radiation Measurements 28* (1997), 207-210.
- 81. R.B. Theus, W.I. McGarry, L.A. Beach, Angular distributions and cross-section ratios for the reactions <sup>2</sup>H(d,n)<sup>3</sup>He and <sup>2</sup>H(d,p)<sup>3</sup>H below 500 keV, *Nuclear Physics* 80 (1966), 273–288.

- 82. A. Matusiak, Z. Jankowicz, B. Bartolik, M. Rabiński, Włókniste struktury plazmowe, *Raport* INR/1857/XXIV/PP/B (1980).
- M.J. Sadowski and A. Malinowska, Formation and role of filaments in high-current discharges of the pinch type, *Czechoslovak Journal of Physics, Vol.56 (2006) Suppl. B*, *B364 – B370.*
- 84. M. Sadowski, H. Herold, H. Schmidt, M. Shakhatre, Filamentary structure of the pinch column in plasma Focus Discharges, *Physics Letters, Vol.105A, nr3 (1984)*, 117–123.
- 85. U. Jager, H. Herold, Fast ion kinetics and fusion reaction mechanism in the Plasma Focus, *Nucl. Fusion 27, No. 3, (1987), 407–423.*
- 86. U. Jager, L. Bertalot and H. Herold, Energy spectra and space resolved measurements of fusion reaction protons from plasma focus devices, *Rev. Sci. Instrum.* 56 (1) (1985), 77 – 79.
- 87. Б.А. Трубников, Физика Плазмы и Проблема Термоядерных Реакции, *М.: Изд*во АН СССР, (1958).
- A. Szydlowski, Badanie emisji jonów z plazmy w układach Plasma Focus, Rozprawa doktorska, WAT, Warszawa 1986.
- 89. W.H. Bostick, V. Nardi, Proc. Of 4<sup>th</sup> Inter. Workshop on Plasma Focus, Warsaw (1985).
- 90. A. Malinowska, A. Szydlowski, K. Malinowski, M.J. Sadowski, M. Scholz, M. Paduch, I. Ivanova–Stanik, P. Kubes, Investigation of fusion–reaction protons from PF–discharges, *Czechoslovak Journal of Physics, Vol.56 (2006) Suppl. B*, B303 B308.
- 91. H. Brysk, Fusion neutron energies and spectra, *Plasma Physics, Vol.15 (1973), 611–617.*
- 92. http://www.kayelaby.npl.co.uk/atomic\_and\_nuclear\_physics/4\_7/4\_7\_4.html
- 93. <u>http://home.earthlink.net/~jimlux/nuc/sigma.htm</u>
- 94. P. Genta, Widma neutronów emitowanych z plazmy wytwarzanej w urządzeniu fokus, Raport C E A R–4772, Warszawa 1978, 1–144.