

Instytut Fizyki Plazmy
i Laserowej Mikrosyntezy



Rozprawa doktorska

**Badanie parametrów i dynamiki
plazmy w urządzeniu PF-1000 w
fazach formowania i rozpadu kolumny
plazmowej metodą wielo-kadrowej
interferometrii laserowej**

mgr Tomasz Chodukowski

Promotor: dr hab. prof. Tadeusz Pisarczyk

Warszawa, 2012

Pragnę złożyć wyrazy olbrzymiej wdzięczności dr hab. prof. Tadeuszowi Pisarczykowi, za podjęcie decyzji zostania moim promotorem. Wielka opiekuńczość, cierpliwość i wyrozumiałość oraz niebywała kompetencja i zaangażowanie w pomoc, jakimi się wykazał, sprawiły, że nasza współpraca zaowocowała powstaniem tej pracy.

Dr Andrzejowi Kasperczukowi oraz dr Ryszardowi Miklaszewskiemu, których konstruktywna krytyka oraz niezwykle cenne uwagi i rady sprawiły, że ta praca osiągnęła ostateczną formę i jakość.

Spieszę z podziękowaniami dr Marianowi Paduchowi oraz mgr Ewie Zielińskiej, którzy sprawują pieczę nad danymi eksperymentalnymi oraz okazali pomoc w ich uzupełnianiu.

Pragnę także podziękować tej części Zespołu Instytutu Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy, która wspierała mnie podczas pisania tej pracy.

Streszczenie

W pracy przedstawione są wyniki badań interferometrycznych, zrealizowanych po raz pierwszy na urządzeniu PF-1000. W pomiarach wykorzystywany był 16-to kadrowy układ interferometryczny, zbudowany w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy¹, który umożliwił pełną obserwację procesów formowania i rozpadu sznura plazmowego w urządzeniu PF-1000.

Główną część pracy stanowią badania dynamiki i parametrów plazmy na podstawie rozkładów koncentracji elektronowej, uzyskanych w fazach: akceleracji radialnej powłoki plazmowej, formowania sznura plazmowego oraz jego rozpadu. Aby to osiągnąć, zaadaptowana została oraz udoskonalona metodologia ilościowej analizy interferogramów, stosowana do analizy interferogramów z plazmy laserowej. Nowymi elementami udoskonalonego oprogramowania to: możliwość określenia rozkładu fazy z interferogramów zarejestrowanych na *zerowym polu interferencyjnym* oraz implementacja metody FFT (szybkiej transformaty Fouriera) do rozwiązania równania Abela, zamiast stosowanej dotychczas metody średniokwadratowej aproksymacji za pomocą parzystych wielomianów Gegenbauera. Na podstawie przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej określone zostały rozkłady koncentracji liniowej oraz liczby elektronów (deuteronów) w sznurze plazmowym, co pozwoliło na uzyskanie informacji o dynamice wyładowania oraz poznanie różnic w procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego w przypadku niskich oraz wysokich wydajności neutronowych. Analiza rozkładów koncentracji elektronowej pozwoliła wyróżnić w sznurze plazmowym konfigurację plazmy, zwaną plazmoidem i określić jej dynamikę oraz parametry dla różnych wydajności neutronowych. Z badań interferometrycznych wynika, że plazmoid, jako obszar kolumny plazmowej zwiększonej koncentracji elektronowej, może stanowić "tarczę" dla deuteronów przyspieszanych za plazmoidem, w obszarze o obniżonej koncentracji.

W kolejnej części pracy podjęto próbę powiązania wyników badań interferometrycznych z pomiarami emisji neutronowej. Przedmiotem analiz są korelacje rozkładów przestrzennych i liniowych koncentracji elektronowych z parametrami emisji neutronów w różnych fazach rozwoju zjawiska plasma focus. Aby to osiągnąć, dodatkowo opracowano sposób odczytu parametrów emisji neutronowej, tj.: (i) rzeczywistego czasu generacji impulsów neutronowych, (ii) energii neutronów i odpowiadającej im energii deuteronów oraz (iii) wydajności neutronów poszczególnych impulsów.

Zastosowana metodologia pozwoliła wyróżnić cztery grupy impulsów obserwowanych w strukturze sygnału neutronowego, odpowiadających analizowanym etapom rozwoju zjawiska plasma-focus, oraz przyporządkować poszczególnym grupom impulsów określone energie neutronów oraz deuteronów. Korelacje rozkładów koncentracji elektronowych dla wybranych wyładowań z parametrami emisji neutronowej odpowiadającej tym wyładowaniom były podstawą ilościowej oceny występowania akceleracyjnego mechanizmu produkcji neutronów w PF-1000. Uzasadniając tezę, wskazano różnice w emisji neutronów w urządzeniu PF-1000 w odniesieniu do emisji neutronów rejestrowanych na innych dużych urządzeniach PF, a mianowicie: (i) sygnał neutronowy miewa bardziej złożoną strukturę - zamiast dwóch impulsów ich liczba zawiera się w przedziale 2-4, przy czym mniejsza liczba odpowiada zwykle niższej wydajności neutronów, oraz (ii) drugi impuls neutronowy nie zawsze jest związany z fazą rozpadu sznura plazmowego, a może odpowiadać fazie ekspansji radialnej sznura plazmowego.

Wyniki badań pokazały również, iż rozpad kolumny plazmowej nie musi wiązać się z tworzeniem tzw. "diody plazmowej", lecz może być wynikiem rozwoju niestabilności prądowych w obszarach o bardzo niskiej koncentracji elektronowej.

¹przez dr Mariana Paducha

Abstract

This Thesis presents interferometric research results, carried out for the first time in PF-1000 device. Sixteen-frame interferometer used during experiment, designed and build in Institute of Plasma Physics and Laser Microfusion², enabled full-time observation of the processes of pinch forming and disruption in PF-1000 device.

The main part of the work constitutes investigations plasma dynamics and parameters on the basis of electron density distributions obtained in the following phases: radial acceleration of the plasma sheath, formation of the pinch and its disruption. To achieve such aim there was a methodology of quantitative analysis of interferograms (used for laser-produced plasmas) improved and adapted. New elements of improved software include: ability of phase extraction from *zero field* interferograms and implementation of Fast Fourier Transform for numerical solving of Abel equation for any number of data points, instead of use of even Gegenbauer polynomials method.

Based on spatial electron density distributions, linear density distributions and number of electrons (deuterons) in a pinch were determined, which allowed to obtain information about dynamics of discharges and understanding the differences between pinch forming and disruption in cases of low and high neutron yields.

Analysis of electron density distributions enabled to distinguish a plasma configuration, called *plasmoid*, and to determine its dynamics and parameters for various neutron yields.

The interferometric study has shown that the plasmoid, as an area of increased electron density, may be a kind of "target" for deuterons accelerated in the area of decreased density.

The second part of the work attempts to combine interferometric results with measurements of neutron emission. The subject of the analysis are correlations of spatial and linear density distributions with neutron parameters during various stages of evolution of *plasma focus* phenomenon. To achieve that, a way of determination of neutron parameters, which are: (i) real time of generation of neutrons corresponding to maximum of a pulse, (ii) energies of neutrons and deuteron participating in neutron production and (iii) neutron yield corresponding to each of the neutron pulses, was developed.

Methodology used allowed to distinguish four groups of neutron pulses, observed in neutron signals, corresponding to all analysed phases of the *plasma focus* phenomenon and enabled to assign neutron and deuteron energies to those groups. Correlations of electron density distributions with neutron emission parameters for discharges chosen in this work, were a basis of quantitative evaluation of acceleration mechanism in PF-1000 device.

To justify the thesis, differences in the emission of neutrons in the PF-1000 device in relation to neutron emission of other *plasma focus* devices were indicated, namely: (i) neutron signals have rather a more complex structure - two up to four pulses instead of just two, with a smaller number usually corresponding to a lower neutron yield, (ii) second neutron pulse does not have to be related to pinch disruption phase, but usually corresponds to radial expansion during the phase of pinch forming. The results also showed that the disintegration of the plasma column needn't involve the creation of so-called "plasma diode", but may be a result of current instabilities in very low-density areas.

²by dr Marian Paduch

Spis treści

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Wstęp | 7 |
| 1.1 | Wprowadzenie | 7 |
| 2 | Stan wiedzy w zakresie tematyki pracy | 10 |
| 2.1 | Urządzenie <i>plasma focus</i> | 10 |
| 2.1.1 | Charakterystyka wyładowania <i>plasma focus</i> | 10 |
| 2.1.2 | Urządzenie PF-1000 | 12 |
| 2.2 | Badania zjawisk i procesów wyładowania <i>plasma focus</i> na różnych urządzeniach - przegląd literaturowy | 14 |
| 2.2.1 | Badania na urządzeniach typu <i>plasma focus</i> z udziałem diagnostyk optycznych | 14 |
| 2.2.2 | Badania dynamiki i stabilności plazmy na urządzeniach <i>plasma focus</i> w IFPiLM | 18 |
| 2.2.3 | Dotychczasowe badania zrealizowane na urządzeniu PF-1000 związane z tematyką rozprawy | 20 |
| 2.3 | Wnioski z przeglądu literaturowego | 22 |
| 3 | Sformułowanie tezy oraz określenie celu i zakresu badań | 24 |
| 3.1 | Teza i cel pracy | 24 |
| 3.2 | Zakres badań i struktura pracy. | 26 |
| 4 | Układy pomiarowe | 28 |
| 4.1 | 16-to kadrowy układ interferometryczny | 28 |
| 4.2 | Diagnostyki neutronowe | 31 |
| 5 | Metodologia opracowania wyników interferometrycznych | 32 |
| 5.1 | Podstawy pomiarów interferometrycznych w plazmie. | 32 |
| 5.2 | Określenie rozkładu fazy z interferogramów | 35 |
| 5.3 | Określenie rozkładów koncentracji elektronowej | 41 |
| 5.4 | Możliwości oprogramowania | 47 |
| 6 | Badania interferometryczne na urządzeniu PF-1000 | 51 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 6.1 | Badanie dynamiki i parametrów plazmy w procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego dla wyładowań o niskiej wydajności neutronów | 52 |
| 6.2 | Badanie dynamiki i parametrów plazmy w procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego dla wyładowań o wysokiej wydajności neutronów | 61 |
| 6.3 | Komputerowa rekonstrukcja procesu wyładowania w PF-1000 | 69 |
| 6.4 | Sznur plazmowy jako główne źródło generacji neutronów | 71 |
| 6.4.1 | Określenie dynamiki i parametrów plazmy w sznurze plazmowym dla różnych poziomów wydajności neutronów | 71 |
| 6.4.2 | Plazmoid jako miejsce generacji neutronów | 80 |
| 7 | Korelacje przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej z parametrami emisji neutronowej | 83 |
| 7.1 | Analiza emisji neutronów oraz rozkładów koncentracji elektronowej w końcowym etapie fazy akceleracji radialnej | 85 |
| 7.2 | Korelacje parametrów emisji neutronów oraz rozkładów koncentracji elektronowej w fazie ekspansji radialnej sznura plazmowego | 89 |
| 7.3 | Faza rozwoju niestabilności i rozpadu sznura plazmowego | 97 |
| 8 | Wnioski | 108 |
| 8.1 | Podsumowanie osiągnięć zrealizowanych badań | 108 |
| 8.2 | Ocena stopnia realizacji badań | 113 |
| A | Metodologia pomiaru parametrów emisji neutronów w PF-1000 | 114 |
| A.1 | Charakterystyka mechanizmu <i>beam-target</i> | 114 |
| A.2 | Sposób odczytu parametrów impulsu neutronowego | 117 |
| A.3 | Wyniki analiz struktury sygnału neutronowego | 125 |

Rozdział 1

Wstęp

1.1 Wprowadzenie

Tematyka rozprawy ma bezpośredni związek z prowadzonymi od ponad pół wieku badaniami teoretycznymi i eksperymentalnymi nad praktycznym wykorzystaniem energii z reakcji syntezy lekkich jąder. Biorąc pod uwagę zapasy wody (deuteru) na Ziemi w porównaniu do zasobów ciężkich pierwiastków, synteza termojądrowa może być niewyczerpalnym, efektywnym źródłem czystej energii, które może rozwiązać problem energetyczny ludzkości.

Badania nad fuzją termojądrową w świecie skupiają się na dwóch kierunkach badawczych: (i) sferycznej kompresji plazmy za pomocą laserów (ICF-Inertial Confinement Fusion) [1], oraz (ii) magnetycznym utrzymywaniu plazmy (MCF - Magnetic Confinement Fusion) [2] realizowanym na bazie tokamaków oraz układów typu Z-pinch, do których zaliczane są urządzenia *plasma focus* (PF). Należy podkreślić, że obecnie układy PF nie są brane pod uwagę jako przyszłe reaktory termojądrowe. Nie mniej jednak wciąż pozostaje aktualnym wykorzystanie ich w dziedzinie badań termojądrowych, m.in. w układach *hybrydowych* do powielania paliwa [3].

Aktualnie, bardziej zaawansowanym kierunkiem jest synteza laserowa. Prowadzone w tym zakresie badania na największym obecnie układzie laserowym NIF (National Ignition Facility) [4] wchodzą w fazę eksperymentów demonstrujących zapłon termojądrowy.

W obu ww. kierunkach badawczych uczestniczy Polska poprzez bezpośredni udział placówek naukowych w międzynarodowych programach lub projektach naukowych. Spośród placówek naukowych zajmujących się tematyką badań termojądrowych szczególne miejsce zajmuje Instytut Fizyki i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie (IFPiLM) [5]. W zakresie ICF, w IFPiLM prowadzone są zarówno badania podstawowe plazmy laserowej, związane z realizacją mikrosyntezy lasero-

wej, jak i o charakterze aplikacyjnym, odnoszącym się do różnych dziedzin nauki, techniki i medycyny. Znacząca część tych badań prowadzona jest we współpracy międzynarodowej w ramach 7-ego programu EU oraz projektu HIPER [6], który dotyczy budowy największego europejskiego lasera - na którym sprawdzane i optymalizowane będą najnowsze koncepcje zapłonu termojądrowego, z których najbardziej obiecującą wydaje się koncepcja przy użyciu fali uderzeniowej, tzw. *shock ignition* [7].

W przypadku kierunku MCF, IFPiLM jest koordynatorem badań plazmowych w Polsce w programie EURATOM, w ramach którego powstaje w ośrodku w Cadarache we Francji [8] prototyp reaktora termojądrowego ITER. Szczególne miejsce w tych badaniach zajmują badania plazmowe realizowane na urządzeniu *plasma focus* PF-1000. Biorąc pod uwagę możliwości energetyczne tego układu, a mianowicie wytwarzanie plazmy w wyładowaniu prądowym przy energii gromadzonej w baterii kondensatorów na poziomie 1 MJ, jest to niewątpliwie największe pracujące obecnie urządzenie *plasma focus* w świecie.

W ramach EURATOM, urządzenie PF-1000 wykorzystywane jest z dużym powodzeniem do budowy i testowania aparatury diagnostycznej, głównie neutronowej, dla potrzeb największego obecnie układu tokamak - JET w Culham jak i - w perspektywie - dla przyszłego prototypu reaktora ITER. Pomimo, że urządzenie PF-1000 jest już obecnie jednym z najbardziej intensywnych źródeł promieniowania neutronowego, aktualne badania eksperymentalne i teoretyczne prowadzone na tym urządzeniu mają na celu dalszy wzrost jego efektywności pracy. Jednym z nich jest optymalizacja warunków pracy urządzenia PF-1000, zmierzająca do uzyskania jak najwyższej produkcji neutronów.

Ponadto, urządzenie PF-1000 jako emiter nie tylko neutronów, ale również promieniowania rentgenowskiego oraz wysokoenergetycznych wiązek jonów, stwarza duże możliwości wykorzystania tego urządzenia w szerokiej gamie aplikacji w różnych dziedzinach nauki, techniki i medycyny takich jak np.: litografia rentgenowska [9], defektoskopia [10], tomografia jonowa i mikroradiografia, szybka identyfikacja niebezpiecznych materiałów [11] czy testowanie materiałów pod kątem wytrzymałości na temperaturę lub oddziaływanie wysokoenergetycznych cząstek [12, 13]. Niektóre z tych aplikacji realizowane są w IFPiLM w ramach różnego rodzaju projektów badawczych lub badań sponsorowanych przez firmy technologiczne.

Aby poznać i optymalizować pracę urządzeń *plasma focus*, zarówno z punktu widzenia zastosowań termojądrowych jak i ww. aplikacji, niezbędne są informacje na temat dynamiki i parametrów plazmy w różnych fazach wyładowania *plasma focus* oraz emisji neutronów, jonów i promieniowania rentgenowskiego.

W badaniach tych szczególnie przydatne są diagnostyki optyczne, a spośród nich interferometria, która w wersji wielokadrowej, w odróżnieniu od innych metod diagnostycznych (takich jak spektroskopia czy rozproszenie Thompsona), umożliwia zrealizować jednocześnie zarówno przestrzenne jak i czasowe pomiary koncentracji elektronowej w plazmie.

Spośród diagnostyk neutronowych standardową diagnostyką jest pomiar wydajności neutronów oraz anizotropii ich emisji za pomocą liczników aktywacyjnych. Szczególne miejsce w pomiarach neutronowych zajmuje metoda *czasu przelotu* (z ang. *Time Of Flight - TOF*) [14], która umożliwia określenie zarówno energii neutronów jak i ich widma.

W ramach niniejszej rozprawy podjęto badania plazmowe na urządzeniu PF-1000, które mają na celu dalsze poznawanie zjawisk, istotnych z punktu widzenia optymalizacji warunków pracy tego urządzenia.

Źródłem informacji o dynamice i parametrach plazmy w urządzeniu PF-1000 są wielokadrowe pomiary interferometryczne, które w połączeniu z pomiarami neutronowymi umożliwiły lepsze poznanie urządzenia PF-1000 oraz weryfikację dotychczasowej wiedzy na temat zjawisk i procesów zachodzących w dużych urządzeniach *plasma focus*.

Rozdział 2

Stan wiedzy w zakresie tematyki pracy

2.1 Urządzenie *plasma focus*

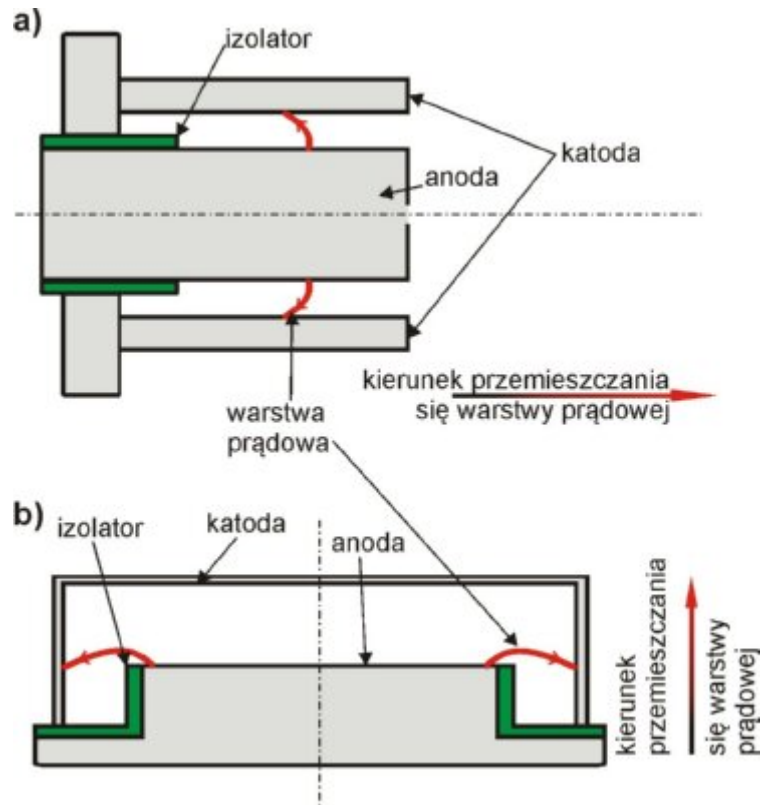
2.1.1 Charakterystyka wyładowania *plasma focus*

W urządzeniu *plasma focus* wytwarzana jest gęsta i gorąca plazma o koncentracji elektronowej powyżej 10^{19} cm^{-3} i temperaturze elektronowej około 1 keV , utrzymująca się stosunkowo krótko: od 10 do 200 ns , która jest wydajnym źródłem neutronów, promieniowania rentgenowskiego oraz wysokoenergetycznych cząstek produkowanych w wyniku reakcji syntezy lekkich jąder (deuteru) z udziałem procesów związanych z formowaniem pinchu.

Najważniejszymi elementami urządzenia *plasma focus* są: komora eksperymentalna napełniona najczęściej deuterem pod ciśnieniem kilku Torrów oraz układ współosiowych elektrod, anody i katody, odseparowanych izolatorem, podłączonych za pośrednictwem układu inicjującego - iskierników - do baterii kondensatorów zasilającej urządzenie. Rozróżnia się dwa zasadnicze typy urządzeń *plasma focus*: typ Mather'a [15], rys. 2.1a, oraz typ Filippov'a [16], rys. 2.1b, różniące się między sobą stosunkiem długości do średnicy elektrod (w przypadku urządzeń typu Mathera stosunek ten jest większy od jedności).

W obu konstrukcjach urządzenia wyładowanie prądowe przebiega w bardzo podobny sposób. W przypadku układu Mather'a można wyróżnić następujące charakterystyczne fazy rozwoju tego wyładowania [17]:

- fazę przebicia i formowanie warstwy prądowo-plazmowej (powłoki plazmowej),
- akceleracji osiowej powłoki plazmowej między współosiowymi elektrodami,



Rysunek 2.1: Schemat układu *plasma focus* typu a) *Mather'a* i b) *Filippov'a*.

- akceleracji radialnej powłoki plazmowej,
- formowania sznura plazmowego¹ oraz
- rozpadu sznura plazmowego.

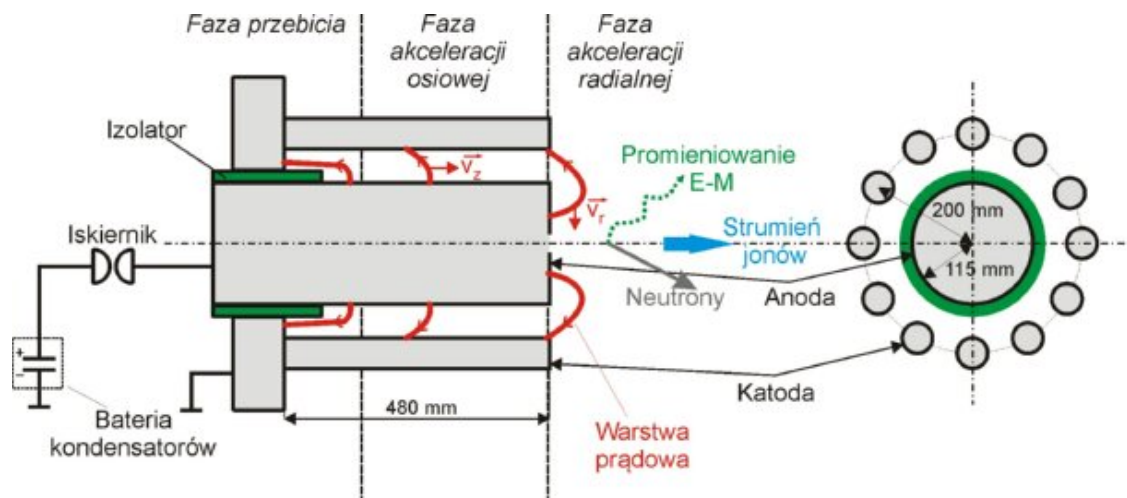
Proces inicjowany jest przebicciem w gazie w obszarze nad izolatorem. Przepływ prądu zachodzący początkowo w całej objętości nad izolatorem przekształca się następnie w przepływ wzdłuż powierzchni izolatora, formując warstwę prądową o strukturze radialnych włókien. W fazie akceleracji osiowej, warstwa prądowa, na skutek oddziaływania na nią siły elektrodynamicznej Lorentza, zaczyna przemieszczać się w kierunku osiowym, zgarniając i pochłaniając napotkany gaz w obszarze między elektrodami, dzięki czemu tworzy się gęsta warstwa prądowo-plazmowa, nazywana powłoką plazmową. Powłoka ta jest ograniczona z przodu falą uderzeniową, rozprzestrzeniającą się w niezaburzonym gazie [17]. W fazie akceleracji osiowej następuje stopniowe ujednorodnianie warstwy prądowej i zanik struktury włóknistej. Powłoka plazmowa przyspieszana jest do momentu osiągnięcia końca elektrody wewnętrznej, po czym rozpoczyna się jej ruch w kierunku osi urządzenia - faza akceleracji

¹Wyrażenie "sznur plazmowy" oraz "kolumna plazmowa" używane są w niniejszej pracy zamiennie

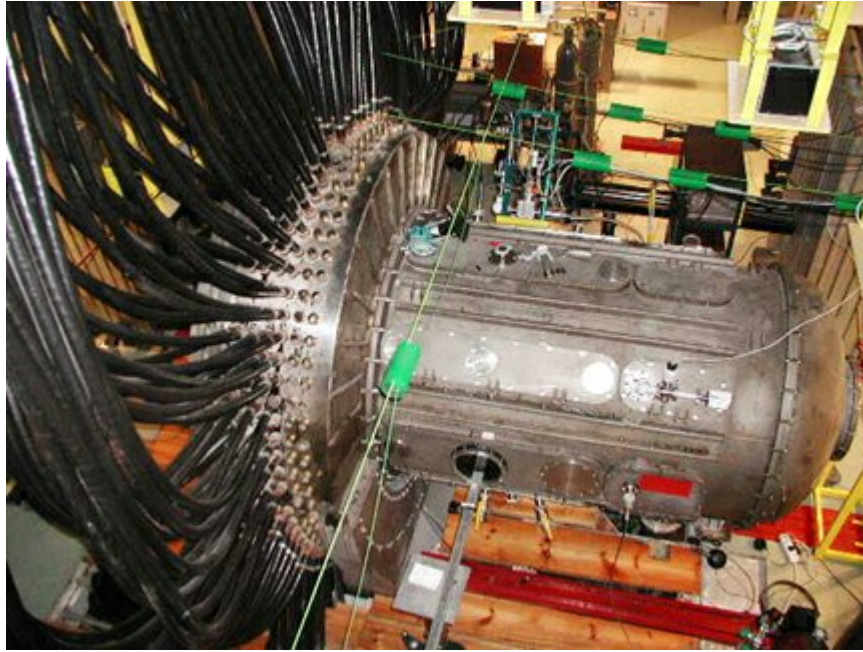
radialnej - z prędkością równą połowie maksymalnej prędkości osiowej powłoki plazmowej osiągniętej na końcu elektrody wewnętrznej. Taki podział osiowej i radialnej prędkości jest efektem "czysto geometrycznym" zgodnym z teorią propagacji fal uderzeniowych [18] i po raz pierwszy został zauważony w pracy [17]. W fazie akceleracji radialnej siły elektrodynamiczne wykonują pracę mechaniczną nad napędzaną powłoką plazmową, w wyniku czego uzyskuje ona znaczną energię kinetyczną i wewnętrzną. Akceleracja radialna powłoki plazmowej kończy się kumulacją plazmy na osi urządzenia, przed czołem elektrody wewnętrznej, która osiąga stan maksymalnej kompresji o ww. parametrach koncentracji i temperatury. Tworzy się sznur plazmowy, którego średnica i długość wynikają głównie z geometrii i wymiarów elektrod urządzenia, co ściśle związane jest z energią urządzenia *plasma focus* czyli jego wielkością. Stan maksymalnej kompresji uformowanego sznura plazmowego trwa od 10 do 200 ns w zależności od wielkości urządzenia i od jego warunków pracy. Końcowym etapem jest stopniowa degradacja i rozpad sznura plazmowego spowodowana rozwojem nietabilności, zarówno konfiguracyjnych (głównie MHD typu $m=0$) jak i prądowych (kinetycznych) związanych z anomalną opornością plazmy i szybką dyfuzją pola magnetycznego [19, 20]. Procesom formowania powłoki i sznura plazmowego towarzyszy emisja neutronów, promieniowania rentgenowskiego oraz wysokoenergetycznych cząstek, będąca wynikiem reakcji syntezy deuteronów oraz występowania w plazmie silnych lokalnych pól elektrycznych i magnetycznych.

2.1.2 Urządzenie PF-1000

Schemat konstrukcji urządzenia PF-1000 przedstawiony jest na rys. 2.2, natomiast rys. 2.3 przedstawia zdjęcie tego urządzenia.



Rysunek 2.2: Schemat konstrukcji urządzenia PF-1000.



Rysunek 2.3: Zdjęcie układu PF-1000 w IFPiLM, Warszawa.

Urządzenie wyposażone jest w koaksjalny układ elektrod typu Mathera, rys. 2.1a. W eksperymentach związanych z realizacją rozprawy, obie elektrody mają tę samą długość równą 480 mm . Zewnętrzna elektroda - katoda, o średnicy 400 mm , składa się z 12 stalowych prętów, o średnicy 20 mm każdy, rozmieszczonych symetrycznie wokół osi urządzenia. Średnica elektrody centralnej wynosi 230 mm . Urządzenie zasilane jest z baterii kondensatorów o pojemności $C = 1332\ \mu\text{F}$ i może pracować w zakresie:

- ciśnienia $p = 1 - 5\text{ Torr}$,
- napięcia $U = 20 - 40\text{ kV}$,

Komora wyposażona jest w okna diagnostyczne, z których dwa, mające średnicę około 200 mm , umożliwiają sondowanie plazmy w kierunku prostopadłym do osi urządzenia w obszarze przed czołem elektrody centralnej i przeznaczone są dla diagnostyk optycznych. Aktualnie są wykorzystywane w wielokadrowych pomiarach interferometrycznych. Zewnętrzna indukcyjność obwodu elektrycznego $L = 9\text{ nH}$. Przy ww. parametrach, maksymalna początkowa energia gromadzona w baterii kondensatorów wynosi około 1 MJ , co umożliwia pracę urządzenia z maksymalnym całkowitym prądem rozładowania baterii sięgającym $I_{max} = 5\text{ MA}$ z czasem narastania, około $\Delta t = 5\ \mu\text{s}$.

2.2 Badania zjawisk i procesów wyładowania *plasma focus* na różnych urządzeniach - przegląd literaturowy

Głównym celem prowadzonych od kilkadziesiąt lat badań na urządzeniach *plasma focus* jest osiągnięcie odpowiednio wysokiej wydajności neutronów na poziomie 10^{17} w pojedynczym wyładowaniu, co stworzyłoby realne możliwości wykorzystania urządzenia typu *plasma focus* w dziedzinie kontrolowanej syntezy termojądrowej, m.in. do powielania paliwa jądrowego [3]. W tym celu budowane są urządzenia *plasma focus* o coraz większej energii, oraz prowadzone są badania, których tematyka skoncentrowana jest na poznaniu procesów i warunków pracy urządzenia *plasma focus* sprzyjających zwiększeniu wydajności neutronów, a w szczególności poznaniu mechanizmów ich generacji.

Główne zainteresowanie urządzeniami o najwyższej energii wynikało z prawa skalowania dla produkcji neutronów [21, 22, 23, 24, 25, 26], które ma postać $Y_n \sim 10^{10} \times I_p^4$, gdzie: I_p jest częścią całkowitego prądu wyładowania, płynącą w sznurze plazmowym. Powyższe zależności obowiązują, gdy gazem roboczym wypełniającym komorę jest deuter.

Największe urządzenia *plasma focus* zostały zbudowane we Frascati (Frascati 1MJ Plasma Focus device) [23, 27], Stuttgarcie (Poseidon) [28, 29] oraz IFPiLM (PF-1000, 1MJ) [30]. PF-1000 jest obecnie największym działającym urządzeniem *plasma focus*, na którym prowadzone są badania plazmowe.

2.2.1 Badania na urządzeniach typu *plasma focus* z udziałem diagnostyk optycznych

Badania plazmy w urządzeniach *plasma focus* za pomocą diagnostyk optycznych w których do sondowania stosowano promieniowanie laserowe, rozpoczęto w latach siedemdziesiątych. Pierwsze badania interferometryczne plazmy na układzie *plasma focus* zrealizowane były w 1971 r. w ośrodku naukowym w Culham przez autorów pracy [31]. W badaniach wykorzystywano jednokadrowy układ interferometryczny Macha-Zehndera. W Polsce po raz pierwszy interferometria została zastosowana w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku przez grupę pracowników pod kierownictwem prof. M. Sadowskiego [32]. Pierwsza praca o zastosowaniu wielokadrowej interferometrii do badania plazmy generowanej w układzie *plasma focus* została opublikowana w 1975 [33]. W IFPiLM pierwsze badania interferometryczne zostały zrealizowane na urządzeniu PF-150 za pomocą 3-kadrowej interferometrii [34].

Badania zjawisk i procesów zachodzących w urządzeniach *plasma focus* z udziałem diagnostyk optycznych podejmowane były w wielu ośrodkach badawczych, między innymi we Frascati [23, 27], Limeil [35], Stuttgarcie [28, 29], Moskwie [16], Warszawie [34, 5] oraz Świerku [36].

W badaniach wykorzystywano takie diagnostyki optyczne jak:

- cieniografia i schlierenografia - w celu wizualizacji wyładowania *plasma focus* i poznania jego dynamiki i struktury w różnych fazach jego rozwoju,
- interferometria - do określenia rozkładów koncentracji elektronowej oraz
- polaro-interferometria - do pomiaru pól magnetycznych i rozkładów prądu w powłoce i sznurze plazmowym.

Zakres tych badań był różny, często ograniczony w zależności od możliwości posiadanej aparatury diagnostycznej.

Spośród opublikowanych dotychczas wyników badań, zrealizowanych w ww. ośrodkach, omówiono poniżej nieliczne prace (m.in. [27],[29], [37], [38]) mające istotny związek z tematyką rozprawy. Stanowią one będą podstawę przedstawionego w dalszej części pracy krótkiego przeglądu badań.

Badania plazmowe na urządzeniu *plasma focus* we Frascati, prowadzone były za pomocą 3-kadrowego układu do fotografii cieniowej i schlierenowskiej [27], który umożliwiał zarejestrowanie 3 cieniogramów plazmy z odstępem czasowym 18 ns. Razem z pomiarami cieniowymi prowadzone były czasowe pomiary emisji neutronów za pomocą układu fotopowielaczy ze scyntylatorami usytuowanymi na osi urządzenia. Badania prowadzono dla różnych warunków pracy urządzenia: energii i ciśnienia gazu roboczego (deuteru) w komorze. Celem badań było badanie rozwoju niestabilności MHD, przed i po fazie maksymalnej kompresji, na podstawie zdjęć cieniowych i schlierenowskich plazmy, uzyskanych w różnych fazach rozwoju wyładowania PF oraz określenie związku tych niestabilności z emisją neutronów. Przeprowadzone pomiary pozwoliły określić parametry rozwoju niestabilności MHD od ciśnienia gazu roboczego w komorze. Informacje na temat związku przestrzenno-czasowych zmian struktury plazmy z czasową emisją neutronów, pozwoliły między innymi ustalić, że maksymalna emisja neutronów (około 70 %) występuje 150 ns po fazie maksymalnej kompresji, co odpowiada rozpadowi sznura plazmowego, związanemu z rozwojem niestabilności MHD typu $m=0$. Kolejne eksperymenty na tym urządzeniu [39], w których do pomiarów widma neutronów stosowane były emulsje jądrowe, pokazały, że czas przelotu deuteronów biorących udział w produkcji neutronów jest zdecydowanie krótszy niż wynika to z wcześniejszych eksperymentów, co tłumaczy

można pułapkowaniem jonów w polu magnetycznym (tzw. *Gyrating-Particle Model (GPM)*) [29, 40, 41].

Szczegółowe badania interferometryczne, łącznie z pomiarami neutronowymi, były wykonane na układzie Poseidon w Stuttgarcie [29]. W pomiarach wykorzystywany był 10-cio kanałowy układ interferometryczny Macha-Zehndera oświetlany promieniowaniem lasera azotowego o czasie trwania impulsu około 1 ns [42]. Podstawą uzyskania informacji o przestrzenno-czasowym procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego były interferogramy zarejestrowane w różnych fazach wyładowań dla tych samych warunków pracy urządzenia. W każdym wyładowaniu rejestrowano całkowitą wydajność i czasowe zmiany emisji neutronowej.

Analiza interferogramów plazmy oraz informacje o czasowych zmianach emisji neutronowej pozwoliły wyróżnić impulsy neutronowe odpowiadające dwóm fazom wyładowania:

- pierwszej kompresji plazmy, będącej efektem akceleracji radialnej powłoki plazmowej, oraz
- rozpadu kolumny plazmowej związanego z rozwojem niestabilności magneto-hydrodynamicznych typu $m=0$.

Ponieważ widma energetyczne neutronów emitowane w osiowym kierunku osiągały maksimum przy 2.45 MeV , sugerowało to termojądrowy mechanizm ich produkcji podczas pierwszej kompresji. Jednakże duża szerokość widma energii neutronów podczas fazy formowania sznura plazmowego nie korespondowała z oczekiwaniami dotyczącymi temperatury jonowej $\sim 1\text{ keV}$. Wątpliwości odnośnie pierwszego impulsu neutronowego próbowali wyjaśnić Deutsch i Kies w [38]. Zamiast termojądrowego mechanizmu zasugerowali mechanizm *gyro-refleksyjny* (z ang. *gyro-reflection acceleration*). Jednakże, bez odpowiedzi pozostało pytanie, jak były przyspieszane elektrony oraz jak było wytwarzane twarde promieniowanie rentgenowskie podczas pierwszej kompresji.

Mechanizmem generacji drugiego, głównego impulsu jest - podobnie jak w urządzeniu we Frascati - mechanizm akceleracyjny, wynikający z rozwoju niestabilności MHD typu $m=0$, prowadzących do przerwania sznura plazmowego i powstania tzw. *diody plazmowej* [43]. Efekt diody obserwowany był również na układzie FLORA [25] za pomocą wielokadrowej interferometrii.

Badania interferometryczne w połączeniu z pomiarami neutronowymi zrealizowane były również w ośrodku CEA w Limeil [37]. W pomiarach wykorzystywano układ jedno-kadrowy. Jako interferometr stosowano układ Jamina, oświetlany laserem rubinowym. Badania interferometryczne i neutronowe przeprowadzone były

dla następujących warunków pracy urządzenia: energii wyładowania 27 oraz 100 kJ , ciśnienia gazu roboczego: 1.5 – 14 $Torr$.

Badania te pozwoliły określić zależność wydajności neutronowej od ciśnienia gazu i energii urządzenia. Podobnie jak na układzie Poseidon [29], pomiary nie dały przekonujących dowodów w kwestii występowania termojądrowego mechanizmu produkcji neutronów, zarówno podczas pierwszej kompresji jak i w fazie rozpadu pinchu.

Diagnostyką optyczną, bardzo rzadko stosowaną w badaniach na urządzeniach PF, jest polaro-interferometria. Jednymi z nielicznych badań układu *plasma focus*, w których wykorzystywano polaro-interferometrię, były badania wykonane na urządzeniu PF-360 w IFPiLM [20, 19] oraz w laboratorium w Goeteborgu na urządzeniu o energii około 20 kJ [44].

W eksperymencie na urządzeniu PF-360 pomiary prowadzone były za pomocą 3-kanałowego polaro-interferometru umożliwiającego jednoczesną rejestrację: polarogramu, interferogramu oraz cieniogramu. Na podstawie rozkładów skręcenia płaszczyzny polaryzacji, uzyskanych z polarymetrii oraz rozkładów koncentracji elektronowej (otrzymanych z interferogramów), określone zostały rozkłady azymutalnego pola magnetycznego oraz prądu w powłoce plazmowej oraz sznurze plazmowym. Rozkłady te pozwoliły określić prędkości dryfu elektronów oraz oszacować efektywną częstość zderzeń elektron-jon w warstwie prądowej, które były podstawą do analizy rozwoju niestabilności prądowych, odpowiedzialnych za występowanie procesów anomalnych w tym urządzeniu, prowadzących do szybkiej dyfuzji pola magnetycznego. Stwierdzono możliwość występowania dwóch typów niestabilności prądowych (elektronowo-dźwiękowej i dolno-hybrydowej [20]), co było zgodne przewidywaniami teoretycznymi. W przypadku drugiego eksperymentu, do oświetlenia układu polarymetryczno-interferometrycznego stosowano, zamiast szerokiej wiązki diagnostycznej, bardzo wąską wiązkę lasera o średnicy około 1 mm . Informacje o rozkładach fazy oraz skręceniu płaszczyzny polaryzacji wiązki sondującej w wybranym przekroju poprzecznym kolumny plazmowej uzyskiwano na podstawie wielu niezależnych "strzałów" dla tych samych warunków pracy urządzenia, zmieniając każdorazowo miejsce sondowania plazmy. Uzyskane z eksperymentu informacje o rozkładzie prądu w kolumnie plazmowej oraz anomalnej dyfuzji pola magnetycznego są w dużej zgodności z pomiarami zrealizowanymi na urządzeniu PF-360.

2.2.2 Badania dynamiki i stabilności plazmy na urządzeniach *plasma focus* w IFPiLM

Badania urządzeń *plasma focus* z udziałem diagnostyk optycznych rozwijane są od wielu lat w IFPiLM w Warszawie. Jednakże ukierunkowane one były głównie na poznanie dynamiki i parametrów powłoki plazmowej w fazach akceleracji radialnej, maksymalnej kompresji i rozpadu kolumny plazmowej. Informacje te były podstawą analiz dotyczących powstawania różnego rodzaju zaburzeń powłoki plazmowej i sznura plazmowego, a w szczególności weryfikacji rozwoju niestabilności magneto-hydrodynamicznych (MHD). Ponieważ zrealizowano te badania na urządzeniach *plasma focus* o różnej skali energetycznej, stanowią one cenne podsumowania stanu wiedzy na temat zjawisk i procesów zachodzących w wyładowaniu *plasma focus*, które należy traktować jako bazę do porównań i weryfikacji wyników badań interferometrycznych zrealizowanych po raz pierwszy na urządzeniu PF-1000.

W badaniach tych, początkowo realizowanych na urządzeniu PF-150 [5, 45, 46] o energii maksymalnej baterii około 150 J, a następnie urządzeniu PF-360 [24, 47, 48] o większej energii baterii (do 360 J), wykorzystywany był wielo-kadrowy układ interferometryczny na bazie interferometru Macha-Zehndera w wersjach 4-ro lub 7-mio kadrowej. W układach tych podzespołem umożliwiającym czasowe oraz przestrzenne rozdzielanie kadrów jest optyczna linia opóźniająca.

Szczegółowa analiza procesu implozji powłoki plazmowej oraz formowania sznura plazmowego w ww. urządzeniach, uzyskanego na podstawie dużej liczby interferogramów plazmy (około kilkuset), pozwoliła stwierdzić, że wyładowanie *plasma focus* jest zjawiskiem geometrycznym i przebiega bardzo podobnie bez względu na wielkość urządzenia. Oznacza to, że zarówno wymiary powłoki plazmowej oraz pinchu (takie jak promień krzywizny i szerokość powłoki oraz średnica i długość pinchu) jak i podstawowe parametry charakteryzujące ich dynamikę oraz plazmę (między innymi charakterystyczne prędkości powłoki, czas trwania fazy implozji radialnej oraz maksymalna koncentracja) zależą w decydujący sposób od średnicy elektrody wewnętrznej. Uzyskane eksperymentalne wartości wybranych parametrów charakteryzujących wyładowania w urządzeniach PF-150 oraz PF-360 wyraźnie sugerują proporcjonalną zależność tych parametrów ze współczynnikiem 2, wynikającą właśnie ze stosunku średnic wewnętrznych elektrod w tych urządzeniach.

Jednym z ważniejszych osiągnięć przeprowadzonych badań interferometrycznych na urządzeniach PF-150 PF-360 są informacje dotyczące występowania i rozwoju zaburzeń powłoki i kolumny plazmowej w tych urządzeniach. Przeprowadzone analizy pokazują, że zaburzenia powłoki i sznura plazmowego zależą od ciśnienia gazu

roboczego i wielkości urządzenia. W przypadku małych ciśnień ($2 - 3 \text{ Torr}$) w tych urządzeniach mamy do czynienia głównie z klasycznymi niestabilnościami MHD typu $m=0$, które w przypadku urządzenia PF-360 mogą pojawiać się już na początku fazy akceleracji radialnej powłoki plazmowej. Jednakże z uwagi na ich małą amplitudę, nie zaburzają one istotnie cylindrycznego kształtu sznura plazmowego, formowanego przez powłokę plazmową. Jednakże ich dalszy rozwój prowadzi do jego rozpadu. Dla większych ciśnień (powyżej 3 Torr) i większego urządzenia (PF-360) struktura powłoki staje się coraz bardziej złożona. Zamiast klasycznych niestabilności MHD pojawiają się wielkoskalowe nieliniowe zaburzenia - pojedyncze bądź podwójne. Zaburzenia te w sposób istotny zaburzają cylindryczny kształt sznura plazmowego, co prowadzi w konsekwencji do zmniejszenia w nim ilości gorącej i gęstej plazmy.

Badania interferometryczne zrealizowane na urządzeniach PF-150 i PF-360 pokazały również, że dynamika i stabilność plazmy w urządzeniu *plasma focus* mają decydujący wpływ na wielkość produkcji neutronów. Im większa dynamika zjawiska tym większa produkcja neutronów. W przypadku większej dynamiki wyładowania charakteryzują się:

- występowaniem niestabilności powłoki plazmowej już we wczesnej fazie akceleracji radialnej,
- mniejszym promieniem sznura plazmowego, przy czym sznur jest nieregularny i często niesymetryczny z uwagi na zaburzenia powłoki plazmowej,
- występowaniem przerwania niezwiązanych z rozwojem niestabilności MHD,
- zdecydowanie krótszym procesem formowania sznura plazmowego i jego rozpadu w porównaniu do wyładowań z niską wydajnością neutronów (plazma podczas rozpadu pinchu jest silnie turbulentna, o czym świadczą nieczytelne interferogramy).

W przypadku niskiej wydajności, proces formowania sznura plazmowego jest wyraźnie dłuższy. Sznur charakteryzuje się wówczas wysoką symetrią osiową i ma większy promień. Ponadto rozpada się on stosunkowo wolno poprzez rozwój klasycznych niestabilności MHD typu $m=0$.

Analiza wyników badań uzyskanych na urządzeniach w IFPiLM o różnej skali wielkości wskazuje pewne prawidłowości odnośnie pracy dużych urządzeń PF, a mianowicie:

- im większe urządzenie *plasma focus*, tym mniejsza dynamika powłoki plazmowej i mniejsza kompresja plazmy, a w konsekwencji mniejsza wartość koncentracji elektronowej w pinchu,

- w dużych urządzeniach *plasma focus* proces akceleracji powłoki plazmowej i formowania kolumny plazmowej zaburzany jest zarówno przez rozwój klasycznych niestabilności MHD ($m=0$), jak i przez wielkoskalowe, nieliniowe zaburzenia, których liczba wzrasta z wartością ciśnienia gazu roboczego, co prowadzi do zmniejszenia ilości gorącej i gęstej plazmy w pinchu,
- im większa dynamika zjawiska tym większa wydajność neutronów.

2.2.3 Dotychczasowe badania zrealizowane na urządzeniu PF-1000 związane z tematyką rozprawy

Aby osiągnąć jak największą produkcję neutronów w PF-1000, prowadzone były badania optymalizacyjne, których celem było poznanie przestrzenno-czasowych charakterystyk emisji neutronów i identyfikacja mechanizmów ich produkcji.

W badaniach przedstawionych w pracach [49, 50] stosowano wyłącznie diagnostyki neutronowe. Standardową diagnostyką był pomiar wydajności oraz anizotropii emisji neutronów za pomocą indowych oraz srebrnych liczników aktywacyjnych. Do określenia energii i widma neutronów stosowano metodę *czasu przelotu* (z ang. *Time Of Flight - TOF*) [14]. Eksperymenty były prowadzone przy energii baterii około 600 *kJ*. Umożliwiało to pracę urządzenia z prądem wyładowania w zakresie 1.5 – 1.8 *MA*. Sondy neutronowo-rentgenowskie były usytuowane na osi urządzenia, symetrycznie w odległościach 7 oraz 84 *m*, po obu stronach od czoła elektrody centralnej.

Z pomiarów tych wynika, że dominująca część neutronów, około 70 % o energii z zakresu 2.6 – 3.2 *MeV* przemieszczała się w kierunku downstream. Około 10 % neutronów zarejestrowano na kierunku upstream, a ich energie mieściły się w zakresie 2.1 – 2.3 *MeV*. Wg autorów głównym mechanizmem produkcji neutronów był mechanizm *beam-target*. Energia deuterionów produkujących neutrony z górnego zakresu widma energetycznego (3.0 *MeV*) wynosiła ~ 200 *keV*. Dominująca część neutronów o energii 2.6 – 2.8 *MeV* wyprodukowana została w reakcji deuterionów o energiach z zakresu 20 – 80 *keV*.

W eksperymencie zaprezentowanym w pracy [51] pomiarów dokonywano przy energii wyładowania 600 do 650 *kJ*, napięciu baterii 30 – 33 *kV* i maksymalnym natężeniu prądu 1.5 – 1.8 *MA*. Komora wypełniona była deuterem o ciśnieniu 4 *hPa*. Pomiar neutronowe prowadzone były metodą TOF, wykorzystując do rejestracji czasowych zmian emisji neutronów i promieniowania rentgenowskiego sondy scyntylacyjne, rozmieszczone na osi urządzenia w dwóch kierunkach i różnych odległościach od czoła elektrody centralnej.

Do wizualizacji procesu formowania i rozpadu sznura plazmowego zastosowano 4-kadrowy układ szybkich kamer optycznych, rejestrujących obrazy w zakresie widzialnym widma ($589 \pm 5 \text{ nm}$) z regulowanym odstępem czasowym między kadrami: 10 – 20 ns. Kamery obserwowały obszar o wymiarach około $10 \times 10 \text{ cm}$ od czoła elektrody wewnętrznej.

We wszystkich zarejestrowanych wyładowaniach zauważono występowanie dwóch impulsów neutronowych. Odległości czasowe pomiędzy tymi impulsami były równe odległościom pomiędzy impulsami promieniowania rentgenowskiego. W większości przypadków drugi impuls neutronowy był impulsem dominującym.

Analiza pomiarów neutronowych pokazała, że energie neutronów na kierunku *downstream* w przypadku pierwszych impulsów wynoszą ok. 2.7 MeV , oraz 3.0 MeV dla drugich impulsów. Dla kierunku *upstream* energie te wynoszą odpowiednio 2.3 oraz 2.0 MeV .

Mechanizm generacji drugiego impulsu jest szczegółowo dyskutowany w [43]. Autorzy sugerują, że - podobnie jak na innych dużych urządzeniach PF (we Frascati oraz układzie POSEIDON) - za emisję neutronów w drugim impulsie odpowiedzialny jest mechanizm akceleracyjny, wynikający z rozwoju niestabilności MHD typu $m=0$, prowadzących do przerwania sznura plazmowego i powstania tzw *diody plazmowej* [43].

Przedmiotem badań na urządzeniu PF-1000 była również emisja deuteronów. W [52] przedstawiono wyniki badań za pomocą detektorów śladowych. Detektory wyposażone w próbki folii usytuowane były pod różnymi kątami do osi urządzenia. W celu uzyskania informacji o energii jonów rejestrowanych pod różnymi kątami, próbki folii maskowane były folią Al o różnej grubości: od 0,7 do 3 mikrometrów. Taki zakres grubości umożliwiał rejestrację deuteronów o energiach w zakresie od 70 do 550 keV . Uzyskane rozkłady kątowe potwierdziły dominującą emisję deuteronów na osi urządzenia.

W [53] zaprezentowano najnowsze wyniki emisji jonów z urządzenia PF-1000. Urządzenie pracowało przy energii 290 – 480 kJ, napięciu 21 – 27 kV oraz maksymalnym prądzie 1.5 – 1.8 MA. By uzyskać przestrzenną strukturę emisji jonowej, zastosowano detektor PM-355. Po raz pierwszy zmierzono emisję jonów na kierunku *upstream*, dzięki czemu udowodniono emisję deuteronów również w tym kierunku. Aby otrzymać widmo energetyczne jonów emitowanych wzdłuż osi, zastosowano miniaturowy spektrometr Thompsona. Zastosowanie miniaturowych detektorów scyntylacyjnych umieszczonych wewnątrz PM-355 umożliwiło uzyskanie wstępnych pomiarów emisji jonów w funkcji czasu. Z pomiarów wynika, że emisja deuteronów o energiach z zakresu do 2 MeV zachodzi głównie w czasie ewolucji kolumny

plazmowej w urządzeniu PF-1000.

2.3 Wnioski z przeglądu literaturowego

Z przeglądu literaturowego wynika, że w przypadku dużych urządzeń *plasma focus*, pracujących na poziomie energii urządzenia PF-1000, zasadnicza emisja neutronów, około 70 % (drugi impuls neutronowy) jest wynikiem rozwoju niestabilności magnetohydrodynamicznych typu $m=0$, prowadzących do przzerwania sznura plazmowego i powstania tzw. *diody plazmowej* [43].

Wciąż pozostaje nierozstrzygnięte pytanie w kwestii udziału neutronów termojądrowych w całkowitej emisji. W szczególności dotyczy to fazy maksymalnej kompresji w której występują najbardziej sprzyjające parametry plazmy (koncentracji i temperatury) dla termojądrowej produkcji neutronów. Możliwość występowania innych mechanizmów w tej fazie takich jak np. mechanizm *gyro-refleksyjny* [54] (z ang. *gyro-reflection acceleration*), w wyniku którego mogą powstawać również neutrony o energiach jak z fuzji termojądrowej, 2.45 MeV , pozostawia to pytanie wciąż bez odpowiedzi. Co więcej, zdaniem niektórych badaczy, np. z ośrodka w Limeil [37], wyniki pomiarów nie dały przekonujących dowodów występowania termojądrowego mechanizmu produkcji neutronów, zarówno podczas pierwszej kompresji jak i w fazie rozpadu pinchu.

Należy również, zauważyć, że w pewnej sprzeczności do wyników badań uzyskanych na dużych urządzeniach (w tym na PF-1000), pozostają wyniki badań interferometrycznych przeprowadzone w IFPiLM na mniejszych urządzeniach (PF-150 i PF-360), dotyczące wpływu dynamiki na wydajność neutronów. Badania interferometryczne stabilności powłoki i sznura plazmowego, zrealizowane na tych urządzeniach, wyraźnie demonstrują, że w przypadku dużych wydajności zaburzenia powłoki plazmowej pojawiają się już we wczesnej fazie akceleracji radialnej, w wyniku czego sznur plazmowy jest nieregularny i często niesymetryczny i rozpada się z powodu przerwań niezwiązanych z rozwojem niestabilności MHD. Natomiast klasyczne niestabilności MHD typu $m=0$ obserwowane były wyłącznie w przypadku bardzo niskiej wydajności. Sznur plazmowy charakteryzuje się, wówczas wysoką symetrią osiową, a proces jego formowania jest wyraźnie dłuższy, co świadczy o mniejszej dynamice wyładowania.

Podsumowując przegląd badań związanych z tematyką rozprawy, należy stwierdzić, że brak jest kompleksowych eksperymentów, z których obraz przebiegu reakcji syntezy w *PF* stworzony byłby na podstawie połączonych pomiarów interferometrycznych i neutronowych. Nieliczne takie kompleksowe eksperymenty podejmowane były

w ośrodkach we Frascati, Stuttgarcie oraz Limeil. Jednakże, ich pewnym “mankamentem” jest to, że zrealizowane były za pomocą jednokadrowych interferometrów. Duża niepowtarzalność zjawiska PF czyni te badania mniej wiarygodnymi, gdyż uniemożliwia, z jednej strony dokładne odtworzenie czasowego przebiegu zjawiska PF, zaś z drugiej nie pozwala na jednoznaczne powiązanie wyników badań interferometrycznych z czasową emisją neutronów. Istotnym niedociągnięciem tych badań jest ograniczona interpretacja uzyskanych wyników badań interferometrycznych. Autorzy nie prezentują ilościowych wyników pomiarów interferometrycznych, tzn. rozkładów koncentracji elektronowej. Przedmiotem analiz i wyciągania wniosków na temat struktury powłoki plazmowej i sznura plazmowego były zwykle interferogramy zamiast, określone na ich podstawie, rozkłady koncentracji elektronowej. Zdaniem autora rozprawy, mogło to wynikać z dość skomplikowanej i pracochłonnej ilościowej obróbki interferogramów plazmy PF.

Należy podkreślić, że w przeciwieństwie do ww. badań prowadzonych w świecie, z dużym powodzeniem interferometria wykorzystywana była w IFPiLM do optymalizacji pracy urządzeń PF-150 i PF-360. Wymierny wkład w dotychczasowe badania urządzeń PF stanowią wyniki uzyskane z zastosowaniem wielokadrowej interferometrii oraz polarymatrii, zrealizowane w IFPiLM na urządzeniach o różnej skali energetycznej, które umożliwiły określenie przestrzenno czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i pola magnetycznego, co było podstawą do poznania dynamiki i oceny stanu stabilności plazmy i ich wpływie na całkowitą produkcję neutronów. Zdaniem autora pracy, wyniki tych badań są niezwykle cenne, gdyż stanowią bazę do porównań z wynikami, które uzyskano w ramach realizacji rozprawy.

Z powyższego przeglądu badań na urządzeniach PF wynika, że wykorzystanie interferometrii w dotychczasowych badaniach, dotyczących poznania mechanizmów generacji neutronów w urządzeniach *plasma focus*, należy uznać za niewystarczające.

Aby lepiej poznać mechanizmy generacji neutronów na dużych urządzeniach PF i wyjaśnić ww. sprzeczności, dotyczące różnic między małymi i dużymi urządzeniami, związanych z formowaniem sznura i rozwojem niestabilności MHD, koniecznym wydaje się uzyskanie z pomiarów interferometrycznych ilościowych informacji, zarówno o dynamice jak i parametrach plazmy w powłoce w różnych fazach rozwoju zjawiska PF i powiązanie ich ze strukturą czasowej emisji neutronów.

Duże możliwości w kontynuowaniu takich badań na urządzeniu PF-1000 stwarzają kompleksowe pomiary interferometryczne i neutronowe z wykorzystaniem 16-to kadrowego interferometru zbudowanego w IFPiLM, którego autorem jest dr M. Paduch [55].

Rozdział 3

Sformułowanie tezy oraz określenie celu i zakresu badań

3.1 Teza i cel pracy

Wstępna analiza wyników pomiarów emisji neutronów w urządzeniu PF-1000 wskazywała na znaczne ich różnice w odniesieniu do emisji neutronów rejestrowanych na innych urządzeniach PF, a mianowicie:

- sygnał neutronowy ma tutaj bardziej złożoną strukturę - w miejsce tradycyjnie dwóch impulsów liczba impulsów zawiera się w przedziale 2-4, przy czym mniejsza ich liczba odpowiada zwykle niższej wydajności neutronów,
- drugi impuls neutronowy nie zawsze jest związany z fazą rozpadu sznura plazmowego, a może odpowiadać fazie jego formowania.

Różnice te wynikają z relatywnie długiego czasu trwania procesów formowania i rozpadu sznura plazmowego w urządzeniu PF-1000, którym towarzyszą reakcje syntezy deuteronów, co stwarza dogodne warunki dla wielokrotnej emisji neutronów.

Ponieważ szczegółowe badania interferometryczne pozwalają śledzić ewolucję plazmy w trakcie wspomnianych procesów, stwarzało to możliwość powiązania poszczególnych impulsów neutronowych z określonym etapem rozwoju zjawiska plasma-focus, a w konsekwencji określenie prawdopodobnych mechanizmów odpowiedzialnych za ich generację.

Powyższa idea stanowiła inspirację przy wyborze tematu pracy:

“Badanie dynamiki i parametrów plazmy w urządzeniu PF-1000 w fazach formowania i rozpadu kolumny plazmowej metodą wielo-kadrowej interferometrii laserowej”

oraz dała podstawy do sformułowania następującej tezy:

Przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej, w połączeniu z pomiarami emisji neutronów, pozwalają na identyfikowanie mechanizmów generacji neutronów w urządzeniu PF-1000 w fazie formowania i rozpadu sznura plazmowego.

W związku z powyższym, aby udowodnić powyższą tezę, zaplanowano kompleksowe eksperymenty na urządzeniu PF-1000 z udziałem wielokadrowej interferometrii oraz diagnostyki neutronowej, których cele badawcze obejmują:

- uzyskanie na podstawie sekwencji interferogramów rozkładów koncentracji elektronowej w powłoce i sznurze plazmowym dla wybranych warunków pracy urządzenia i różnych poziomów wydajności neutronów,
- wyznaczenie na podstawie przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji, koncentracji liniowych i liczby elektronów/deuteronów w powłoce i sznurze plazmowym, niezbędnych do określenia dynamiki i parametrów plazmy,
- określenie parametrów impulsów neutronowych występujących w strukturze sygnału neutronowego:
 - rzeczywistego czasu generacji,
 - udziału każdego z impulsów w całkowitej produkcji neutronów
 - oraz odpowiadających tym impulsom energii neutronów lub deuteronów, niezbędnych dla określenia korelacji z wynikami badań interferometrycznych,
- badanie korelacji rozkładów koncentracji elektronowych z czasową emisją neutronów.

Kluczowym dla zrealizowania powyższych celów było:

- opracowanie metodologii ilościowej analizy interferogramów plazmy uzyskanych za pomocą 16-to kadrowego układu interferometrycznego,
- opracowanie metodologii pomiarów neutronowych do określania parametrów impulsów występujących w sygnale neutronowym.

3.2 Zakres badań i struktura pracy.

Zasadniczą część rozprawy stanowią wyniki badań interferometrycznych uzyskane na urządzeniu PF-1000 za pomocą 16-to kadrowego interferometru, wykonane dla wybranych warunków pracy urządzenia. Opis układu i zasada działania przedstawione są w następnym rozdziale.

Badania dotyczą dwóch aspektów:

1. dynamiki i struktury powłoki oraz sznura plazmowego odpowiadających wybranym zakresom wydajności neutronów,
2. przebiegu reakcji syntezy deuteronów na podstawie kompleksowych pomiarów interferometrycznych i neutronowych.

W eksperymentach dotyczących pierwszego aspektu wykorzystywana była interferometria i pomiary całkowitej wydajności neutronowej za pomocą liczników aktywacyjnych. Podstawą analiz są interferogramy zarejestrowane w różnych fazach rozwoju wyładowania PF-1000 i różnych wydajnościach neutronów. W celu określenia rozkładów koncentracji elektronowej na podstawie uzyskanych interferogramów, adaptowano i rozszerzono możliwości oprogramowania wykorzystywanego dotychczas do analizy interferogramów plazmy laserowej. Dodatkowe możliwości nowego oprogramowania to, między innymi, możliwość analizy interferogramów zarejestrowanych na zerowym polu interferencyjnym oraz zastosowanie szybkiej transformaty Fouriera (Fast Fourier Transformation - FFT) do numerycznego rozwiązania równania Abela. Zastosowana metodologia umożliwia ponadto określenie rozkładów koncentracji liniowej oraz całkowitej liczby elektronów w wybranym fragmencie powłoki lub sznura plazmowego. Szczegóły metodologii przedstawiono w Rozdziale 5.

Aby zrealizować badania związane z drugim aspektem badawczym, pomiary interferometryczne prowadzone były w korelacji z pomiarami czasowymi emisji neutronów. W tym celu, do określenia parametrów impulsów występujących w strukturze sygnału neutronowego opracowano metodologię bazującą na metodzie *TOF*, umożliwiającą określenie rzeczywistego czasu generacji każdego z impulsów oraz odpowiadającą im energię neutronów lub deuteronów. Do określenia energii deuteronów opracowano sposób jej odczytu, wykorzystując związek między energią neutronów i deuteronów, wynikający z reakcji D-D, dla emisji neutronów pod kątami 0° i 180° , nazywanymi odpowiednio kierunkami: *downstream* i *upstream*. Dodatkowo stosowano również kierunek pod kątem 90° do osi elektrod - *side-on*. Metodologia oraz oscylogramy, które były przedmiotem analiz, zamieszczone są w Dodatku A.

Wyniki badań z udziałem wielokadrowej interferometrii, będących przedmiotem analiz, przedstawione są w Rozdziale 6. Dla wszystkich analizowanych wyładowań

pokazane są rozkłady koncentracji elektronowej (zarówno ekwidensy jak i profile przestrzenne) i obliczone na ich podstawie rozkłady koncentracji liniowej oraz liczby cząstek (elektronów/deuteronów), które były wykorzystane do określenia dynamiki i parametrów plazmy w trakcie formowania sznura plazmowego. Pokazano różnice w strukturze powłoki i sznura plazmowego między wyładowaniami o wysokiej i niskiej wydajności neutronowej.

Szczegółowe porównanie wyładowań z niską i wysoką wydajnością możliwe było dzięki symulacjom komputerowym, wykonanym na podstawie przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej uzyskanych z eksperymentów. Rekonstrukcja zjawiska *plasma focus* z rozdzielczością czasową 1 ns pozwoliła zilustrować przebieg procesu formowania powłoki i sznura plazmowego w postaci wideo-animacji.

W Rozdziale 7 przedstawione są korelacje rozkładów koncentracji elektronowej z parametrami emisji neutronowej w trzech rozpatrywanych fazach wyładowania: końcu fazy akceleracji radialnej, formowania sznura plazmowego oraz jego rozpadu. Na podstawie informacji o dynamice i parametrach obszaru plazmy o maksymalnej kompresji w fazie formowania sznura plazmowego oraz parametrów impulsu neutronowego dokonano ilościowej oceny przebiegu akceleracyjnego mechanizmu w tej fazie.

Podsumowanie badań oraz ocena stopnia zrealizowania celów i osiągnięcia tezy rozprawy przedstawione są w Rozdziale 8.

Praca zawiera aneks (Dodatek A), który jest rozszerzeniem i uzupełnieniem wyników badań przedstawionych w rozprawie.

Rozdział 4

Układy pomiarowe

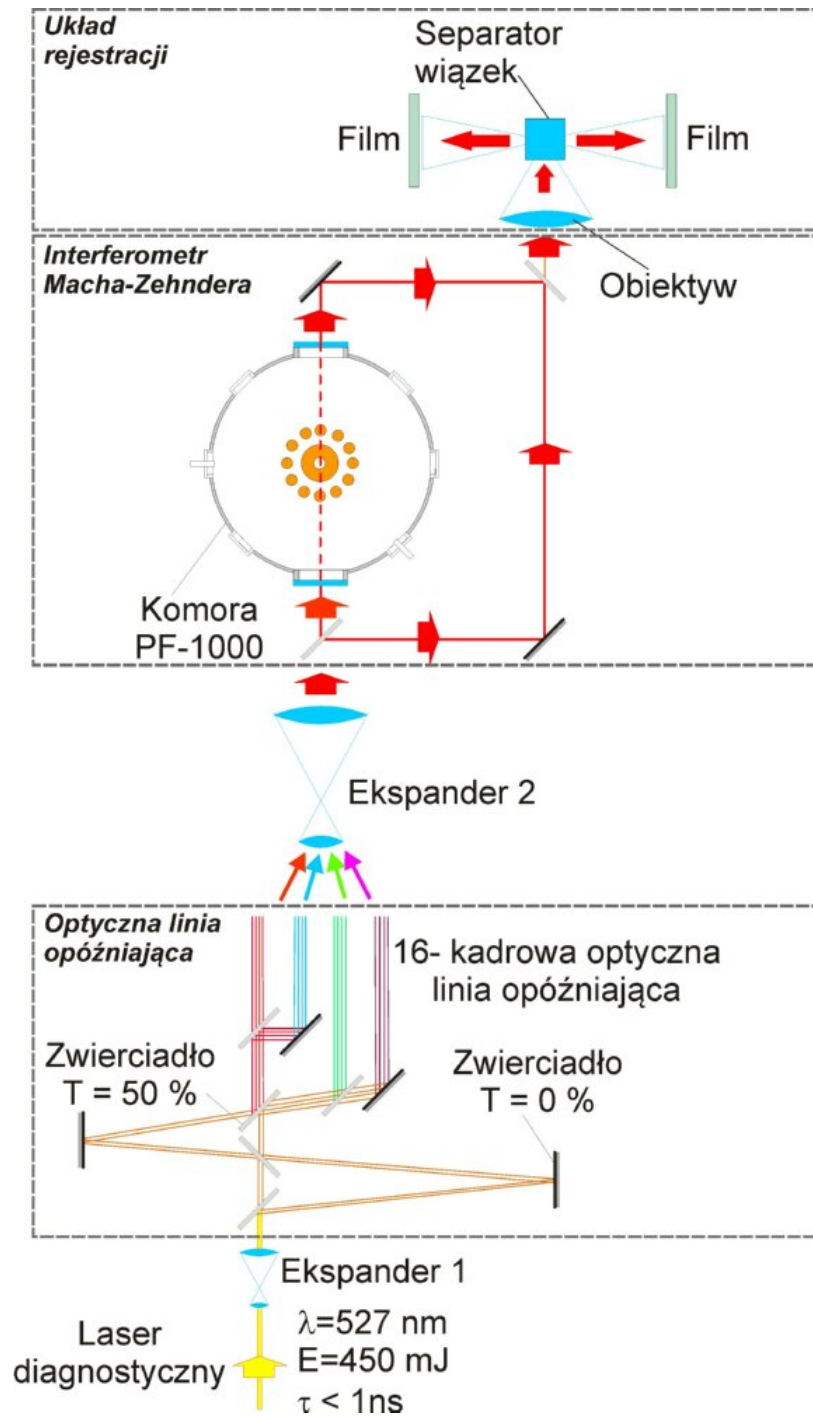
4.1 16-to kadrowy układ interferometryczny

Do pomiaru koncentracji elektronowej w urządzeniu PF-1000 wykorzystywano 16-to kadrowy układ interferometryczny, zbudowany na bazie interferometru Macha-Zehndera [55]. Schemat optyczny interferometru oraz lokalizacja jego podzespołów i elementów przedstawiono na rys. 4.1. Wybór typu interferometru do badań układu PF-1000 autorzy pracy uzasadniają jego zaletami w porównaniu do innych interferometrów stosowanych do diagnostyki wysokotemperaturowej plazmy [56, 57, 58, 59], a mianowicie:

- wielkością pola widzenia, które jest określone jedynie przez wymiary zwierciadeł, oraz
- konstrukcją optyczną, umożliwiającą zrealizowanie pomiarów czasowych przy jednokrotnym przyjściu wiązki sondującej przez badany obiekt fazowy.

16-to kadrowy interferometr składa się z trzech głównych podzespołów wyróżnionych na schemacie optycznym: (i) optycznej linii opóźniającej, (ii) interferometru Macha-Zehndera oraz (iii) układu rejestracji.

Zarówno optyczna linia opóźniająca jak i interferometr zbudowane są ze zwierciadeł o dwóch transmisjach [34]: 50 % oraz 100 %. Linia opóźniająca jest oświetlana impulsowym laserem - Nd:YLF, pracującym na długości fali w zakresie widzialnym 527 nm i umożliwia zarówno przestrzenne jak i czasowe rozdzielanie wiązki laserowej na 16 sub-wiązek o równych intensywnościach, w sposób pokazany na schemacie optycznym, rys. 4.1. Rozdzielczość czasowa określona jest przez długość impulsu laserowego, który jest krótszy niż 1 ns.



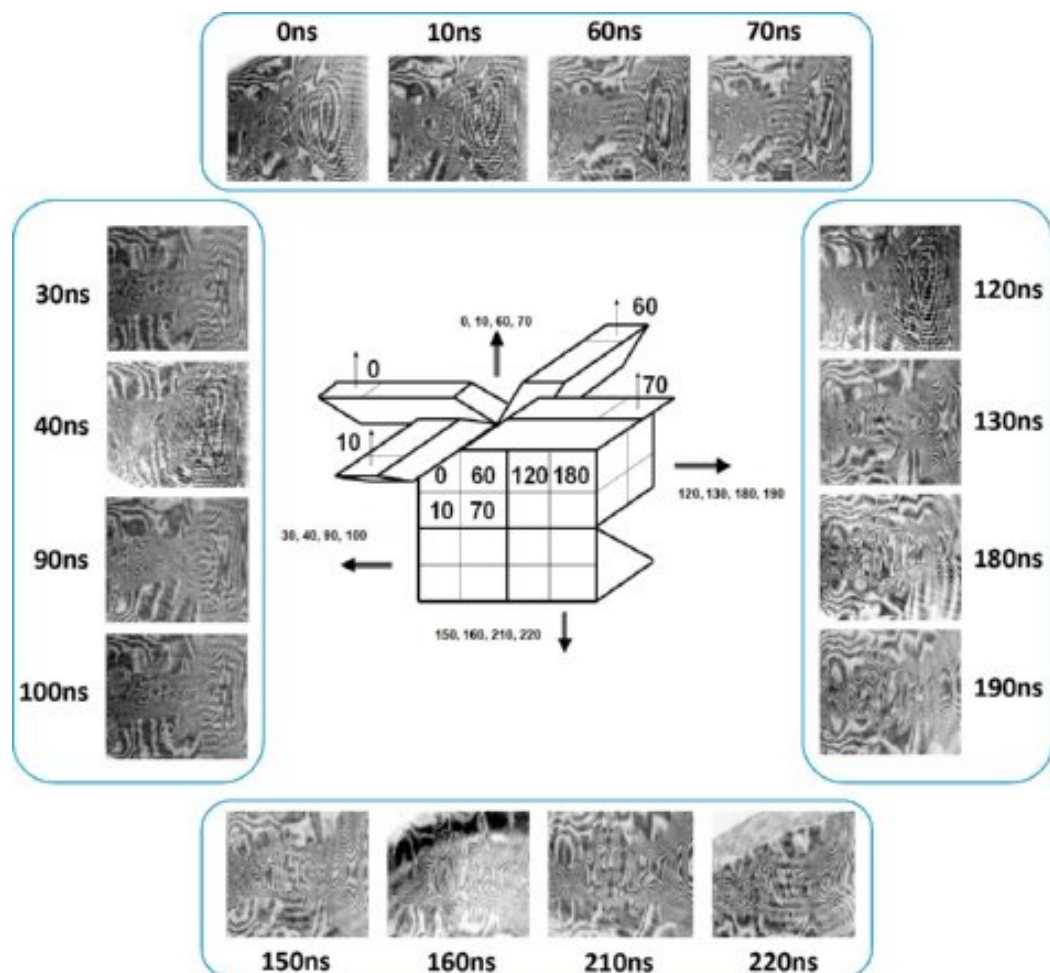
Rysunek 4.1: Schemat optyczny interferometru oraz lokalizacja jego podzespołów.

Wymagana średnica wiązki laserowej, wykorzystywanej do sondowania plazmy w urządzeniu PF-1000, realizowana jest dwu-stopniowo za pomocą dwóch ekspanderów. Pierwszy ekspander, usytuowany przed linią optyczną, wstępnie poszerza wiązkę laserową do średnicy około 60 mm . Następnie, po wyjściu z linii optycznej, każda z 16 wiązek pada pod odpowiednim kątem na drugi ekspander i jest poszerzana do docelowej średnicy około 150 mm . W interferometrze każda z wiązek laserowej

wych dzielona jest na dwie, z których jedna stanowi wiązkę przedmiotową, a druga odniesienia. Po przejściu przez interferometr wszystkie rozdzielone przestrzennie i czasowo wiązki laserowe zbierane są przez obiektyw. Przestrzenne rozseparowanie wiązek laserowych, w celu ich niezależnej rejestracji, zapewnia usytuowany w ognisku obiektywu układ pryzmatów, rys. 4.2. Każdy z 16 kadrów rejestrowany jest na błonie fotograficznej.

Przedstawiony układ interferometryczny umożliwia zarejestrowanie 16 obrazów interferometrycznych, rozdzielonych czasowo co 10 lub 20 ns, obejmując przedział czasowy 220 ns.

Przyporządkowanie czasów rejestracji poszczególnym kadrom przedstawia rys. 4.2

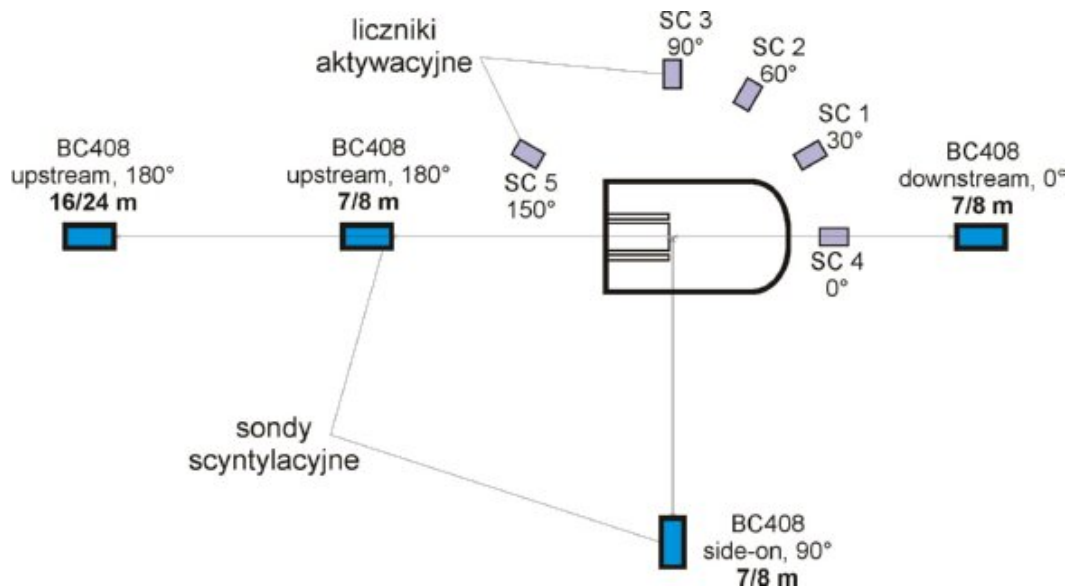


Rysunek 4.2: Schemat układu pryzmatów służących do separacji wiązek.

4.2 Diagnostyki neutronowe

Pomiary całkowitej wydajności neutronów prowadzone były za pomocą zestawu srebrnych liczników aktywacyjnych, rozmieszczonych w eksperymencie PF-1000 w sposób przedstawiony na rys. 4.3. Jako całkowitą wydajność neutronową dla danego wyładowania traktowano wyniki pomiarów z sondy umieszczonej pod kątem 0° .

Do pomiaru czasowej emisji neutronowej stosowano sondy scyntylacyjne BC408, wyposażone w fotopowielacze pokryte folią berylową o grubości $10 \mu\text{m}$, które umożliwiały rejestrację zarówno impulsów neutronowych jak i promieniowania rentgenowskiego o energii powyżej 1 keV . Rozmieszczenie sond przedstawia rys. 4.3.



Rysunek 4.3: Rozmieszczenie sond scyntylacyjnych oraz liczników aktywacyjnych przy urządzeniu PF-1000

Jedna z sond rejestrowała sygnały na kierunku 0° (tzw. *downstream*), natomiast na kierunku 180° (*upstream*) sygnały były rejestrowane za pomocą dwóch sond, umieszczonych w różnych odległościach od urządzenia PF-1000. Dodatkowo wykonywano pomiary na kierunku prostopadłym do osi (*side-on*). Na każdym kierunku sondy ustawione były w odległości 7 lub 8 m, natomiast na kierunku *upstream* druga sonda rejestrowała sygnały na odległości 16 lub 24 m od końca anody.

Sygnały z sond w postaci oscylogramów stanowiły podstawę do analizy czasowej emisji neutronów w celu uzyskania informacji o parametrach neutronów i deuteronów występujących w różnych fazach wyładowania PF-1000. Aby to osiągnąć, niezbędne było opracowanie metodologii, którą przedstawiono w Dodatku A.

Rozdział 5

Metodologia opracowania wyników interferometrycznych

5.1 Podstawy pomiarów interferometrycznych w plazmie.

W badaniach plazmowych, do wyznaczania koncentracji elektronowej wykorzystywane są różne metody diagnostyczne, które ze względu na sposób pomiaru dzielą się na pasywne oraz aktywne.

Metody pasywne, do których zaliczana jest spektroskopia emisyjna w zakresie widzialnym lub rentgenowskim, umożliwiają stosunkowo prosto uzyskać uśrednioną w czasie informację o koncentracji elektronowej w wybranym obszarze lub przekroju plazmy.

Domeną metod aktywnych, takich jak rozproszenie Thompsona promieniowania laserowego na plazmie lub interferometria laserowa, jest możliwość zrealizowania pomiarów lokalnych koncentracji elektronowej. Jednakże zrealizowanie pomiarów koncentracji elektronowej w plazmie jednocześnie z przestrzenną i czasową rozdzielczością zapewnia wielokadrowa interferometria.

Podstawą pomiarów interferometrycznych jest związek współczynnika załamania plazmy n z koncentracją elektronową n_e , który w przypadku całkowicie zjonizowanej plazmy ma postać :

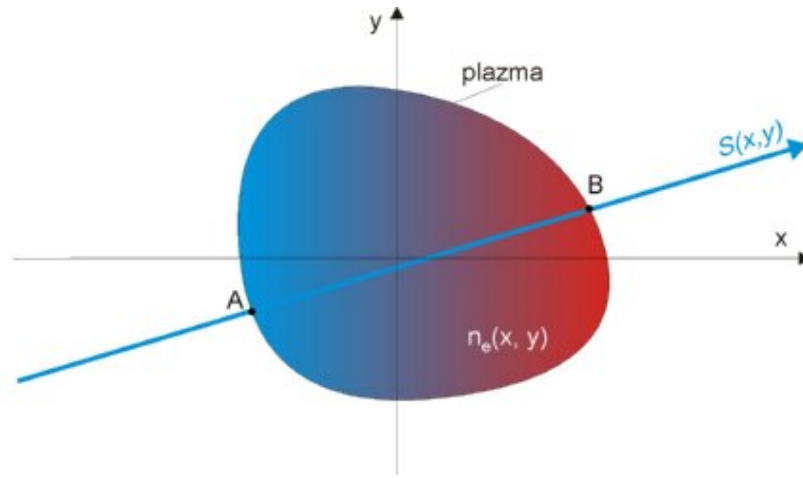
$$n = \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.1)$$

gdzie n_c jest koncentracją krytyczną dla długości fali λ promieniowania sondującego i wyraża się w następujący sposób:

$$n_c = \frac{\pi m_e c^2}{e^2 \lambda} \approx 1.110^{13} \lambda^{-2} [cm^{-3}]. \quad (5.2)$$

Należy zauważyć, że wybór długości fali ma zasadnicze znaczenie w pomiarach interferometrycznych i jest uwarunkowany maksymalną koncentracją elektronową badanej plazmy. W przypadku urządzeń plasma focus (PF), w których maksymalna koncentracja elektronowa plazmy nie przekracza 10^{20} cm^{-3} , wystarczające jest stosowanie sondującego promieniowania laserowego o długości fali z widzialnego zakresu widma.

Dokonując pomiarów przesunięcia fazowego fali promieniowania laserowego $S(x, y)$ przechodzącego przez plazmę, zgodnie z rys. 5.1, możemy określić średnią wartość współczynnika załamania n wzdłuż drogi sondowania, a następnie średnią wartość koncentracji elektronowej $n_e(x, y)$, wykorzystując zależność:



Rysunek 5.1: Idea pomiarów interferometrycznych w plazmie

$$S(x, y) = \frac{1}{\lambda} \int_A^B [1 - n(x, y)] ds = 4.46 \times 10^{-14} \lambda \int_A^B n_e(x, y) ds \quad (5.3)$$

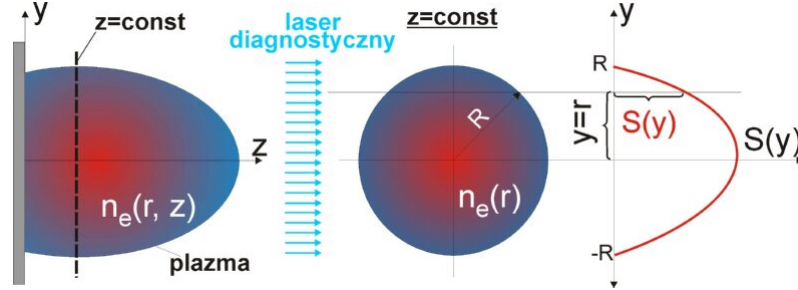
Należy zauważyć, że zależność (5.3) jest niejednoznaczna ze względu na dwuwymiarowość funkcji $S(x, y)$, a zatem otrzymanie informacji o rozkładzie koncentracji elektronowej jest możliwe tylko dla określonej geometrii obiektu.

W przypadku osiowej symetrii plazmy, reprezentatywnej dla wielu urządzeń plazmowych, w tym dla układów plasma-focus, dwuwymiarową funkcję $S(x, y)$, można sprowadzić do jednowymiarowej postaci $S(y)$. Sposób sondowania plazmy w przypadku osiowej symetrii przedstawiony jest na rys. 5.2.

Plazma jest sondowana wiązką laserową w kierunku prostopadłym do osi symetrii. Informacja o radialnym rozkładzie koncentracji elektronowej n_e w wybranym przekroju z badanego obiektu plazmowego uzyskiwana jest na podstawie płaskiego odwzorowania rozkładu fazy $S(y)$, wykorzystując zależność:

$$S(y) = 8.92 \times 10^{-14} \lambda \int_y^R \frac{n_e(x, y)}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr \quad (5.4)$$

gdzie: $S(y)$ - rozkład fazy fali promieniowania sondującego w wybranym przekroju "z" w $[rad/2\pi]$, $n_e(r)$ - rozkład koncentracji elektronowej w $[cm^{-3}]$, λ - długość fali promieniowania w $[cm]$.



Rysunek 5.2: Ilustracja przypadku osiowo-symetrycznego rozkładu fazy.

Powyższe równanie (5.4) ma postać równania całkowego Abela [60]:

$$S(y) = 2 \int_y^1 \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (5.5)$$

w którym $f(r)$ jest tzw. funkcją rozkładu, a jej związek z koncentracją elektronową plazmy, $n_e(r)$, wynikający z tożsamości równań 5.4 oraz 5.5, wyraża się w następujący sposób:

$$f(r) = 4.46 \times 10^{-14} \lambda R n_e(r) \quad (5.6)$$

Wielkości y oraz r w równaniu (5.5) są zmiennymi bezwymiarowymi unormowanymi do R .

Rozwiązaniem równania (5.5) jest tzw. *inwersja całki Abela*, która ma dwie równoważne matematycznie postacie wynikające ze sposobu jego rozwiązania, a mianowicie [61]:

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^1 \frac{dS(y)}{\sqrt{r^2 - y^2}} dy \quad (5.7)$$

lub

$$f(r) = -\frac{1}{\pi r} \frac{d}{dr} \int_r^1 \frac{S(y)y}{\sqrt{r^2 - y^2}} dy, \quad (5.8)$$

Rozwiązanie równania Abela realizuje się zwykle na drodze numerycznej na podstawie rozkładów fazy $S(y)$ określonych z przesunięć prążków na interferogramach plazmy.

Zarówno określenie rozkładów fazy jak i wybór metody rozwiązania równania Abela są zagadnieniami złożonymi, a ponadto są uwarunkowane specyfiką i parametrami plazmy generowanej w danym urządzeniu.

W związku z powyższym, w celu analizy interferogramów plazmy uzyskanych na urządzeniu na urządzeniu PF-1000 potrzebnych dla zrealizowania tezy niniejszej

rozprawy, została opracowana stosowna metodologia do ilościowej analizy wyników badań interferometrycznych, obejmująca sposób odczytu fazy oraz metodę numerycznego rozwiązania równania Abela.

5.2 Określenie rozkładu fazy z interferogramów

Jedną z metod komputerowej analizy obrazów interferometrycznych jest zastosowanie Szybkiej Transformy Fouriera (FFT) [62] jako narzędzia do otrzymania rozkładu fazy promieniowania sondującego badaną plazmę [63]. Metoda ta jest stosowana w IFPiLM do analizy interferogramów plazmy laserowej. Jednakże tą metodą mogą być analizowane interferogramy bardzo dobrej jakości o małych przesunięciach fazy i nieskomplikowanej strukturze prążków interferencyjnych.

Procedura otrzymania informacji o rozkładzie fazy polega na analizie widma częstotliwości, które otrzymuje się na podstawie rozkładu intensywności prążków na interferogramie. Proces ten zilustrowany jest na przykładzie interferogramu plazmy laserowej z rys. 5.3.

Rozkład intensywności prążków można zapisać w następujący sposób: [64]:

$$I(y, z) = a(y, z) + 2b(y, z)\cos(S(y, z) + 2\pi f_0 z) \quad (5.9)$$

gdzie: $a(y, z)$ - reprezentuje tło interferogramu (suma intensywności wiązek referencyjnej i sondującej), $b(y, z)$ - jest modulacją kontrastu prążków interferencyjnych, $S(y, z)$ - przesunięcie fazowe oraz f_0 - częstotliwością nośną odnoszącą się do niezaburzonych prążków.

Korzystając ze wzoru d'Moivre'a [65], r-nie (5.9) można sprowadzić do dogodniejszej dla analizy postaci:

$$I(y, z) = a(y, z) + c(y, z)e^{i2\pi f_0 z} + c^*(y, z)e^{-i2\pi f_0 z} \quad (5.10)$$

gdzie:

$$c(y, z) = b(y, z)e^{iS(y, z)} \quad (5.11)$$

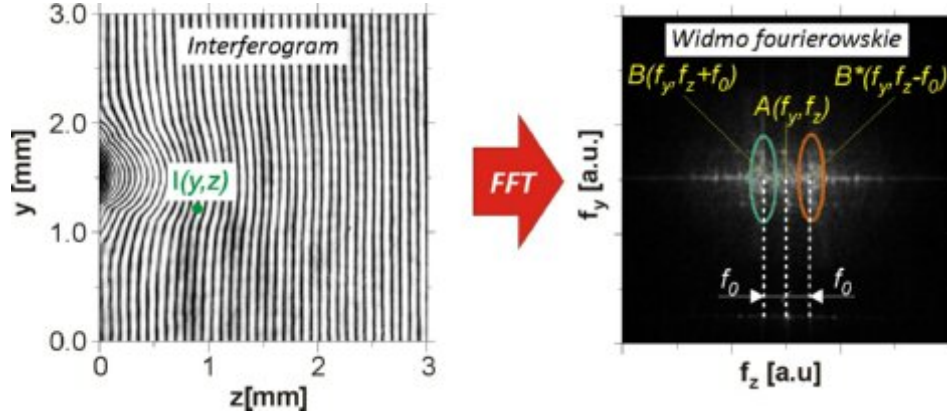
i jest określana mianem *widoczności*¹. Natomiast c^* jest wielkością sprzężoną z c . *Widoczność* zawiera informacje o modulacji kontrastu oraz o przesunięciu fazowym promieniowania sondującego. Po dokonaniu dwuwymiarowej transformaty Fouriera funkcji intensywności opisanej wzorem (5.10) uzyskuje się:

$$FFT\{I(y, z)\} = A(f_y, f_z) + C(f_y, f_z + f_0) + C^*(f_y, f_z - f_0), \quad (5.12)$$

¹Z ang. "visibility"

gdzie: A , C i C^* są transformacjami Fouriera odpowiednich członów w r-niu 5.10:

$$\begin{aligned} A(f_y, f_z) &= FFT\{a(x, y)\} \\ C(f_y, f_z + f_0) &= FFT\{b(x, y)e^{iS(x, y)}e^{i2\pi f_0 z}\} \\ C^*(f_y, f_z - f_0) &= FFT\{b(x, y)e^{-iS(x, y)}e^{-i2\pi f_0 z}\}. \end{aligned}$$



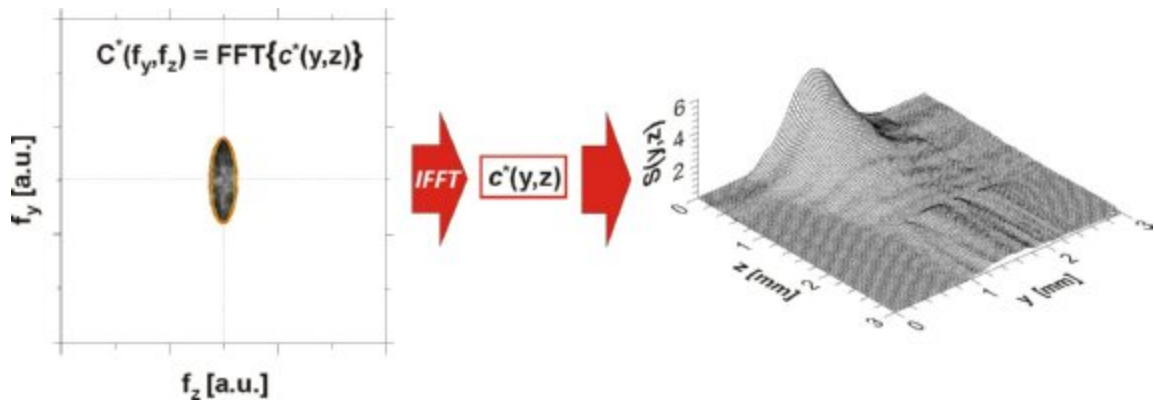
Rysunek 5.3: Przykładowy interferogram plazmy laserowej oraz jego widmo Fouriera.

Powyższe wyrażenia reprezentują widmo fourierowskie, w którym $C(f_y, f_z - f_0)$ jest przesuniętą o f_0 transformacją Fouriera z widoczności, natomiast $A(f_y, f_z)$ jest częstotliwością tła. Aby widmo fourierowskie zawierało tylko informacje o fazie, należy usunąć z widma wszystkie częstotliwości, z wyłączeniem jednego z zewnętrznych *lobów* (C lub C^*), zawierających informacje o widzialności, oraz dokonać przesunięcia wybranego *lobu* do początku układu współrzędnych, w celu wyeliminowania częstotliwości prążków niezaburzonych, f_0 .

Aby uzyskać rozkład fazy $S(y, z)$, należy najpierw dokonać odwrotnej transformaty Fouriera z $C(f_y, f_z)$ lub $C^*(f_y, f_z)$ (pozbawionych częstości f_0), otrzymując odpowiednio $c(y, z)$ lub $c^*(y, z)$. Poszukiwaną fazę oblicza się korzystając z wyrażenia w postaci odpowiadającej wybranemu *płatowi* widma fourierowskiego:

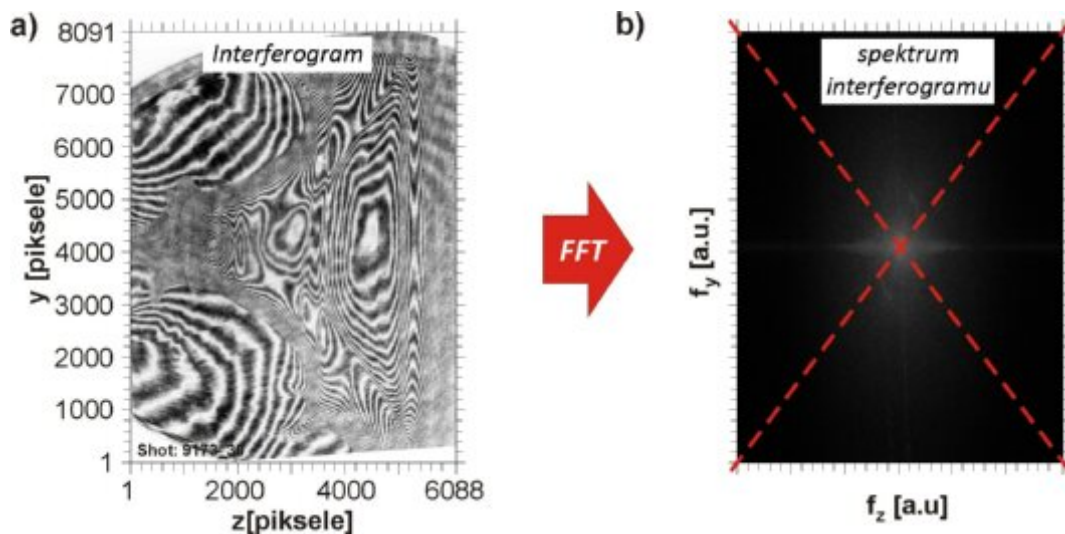
$$S(y, z) = \begin{cases} \arctan\left(\frac{\Im(c(y, z))}{\Re(c(y, z))}\right) & \text{dla lewego lobu,} \\ -\arctan\left(\frac{\Im(c^*(y, z))}{\Re(c^*(y, z))}\right) & \text{dla prawego lobu.} \end{cases} \quad (5.13)$$

Idea tego procesu przedstawiona jest na rys. 5.4.



Rysunek 5.4: Uzyskiwanie fazy z widma fourierowskiego interferogramu

Niestety, ta metoda, choć szybka i prosta w realizacji, zawodzi w przypadku interferogramów dużej rozdzielczości, dużych przesunięć prążków interferencyjnych o skomplikowanej strukturze i dodatkowo nieczytelnych, co ma miejsce w przypadku interferogramów plazmy rejestrowanych na urządzeniu PF-1000. Typowy interferogram plazmy uzyskany na urządzeniu PF-1000 oraz odpowiadające mu widmo fourierowskie przedstawione są na rys. 5.5. Widmo to ma strukturę bardzo złożoną



Rysunek 5.5: Interferogram plazmy o złożonej strukturze prążków interferencyjnych uzyskany na urządzeniu PF-1000 oraz odpowiadające mu widmo furierowskie

i trudno jest odseparować w nim "widzialność" od tła oraz szumów i zakłóceń zarówno o małych jak i dużych częstościach, związanych z nieczytelnością prążków interferencyjnych, spowodowaną zbyt małą rozdzielczością interferogramu bądź zaburzeniami i turbulencjami występującymi w plazmie.

Z tego względu, dla potrzeb analizy interferogramów z urządzenia PF-1000 adaptowano metodę *Maksimum Prążka*, opracowaną przez autorów pracy [66] i wykorzystywaną z dużym powodzeniem do określania rozkładów fazy w plazmie laserowej.

Metodę tę implementowano w dwóch wersjach:

1. do analizy interferogramów zarejestrowanych z prążkami odniesienia oraz
2. do analizy interferogramów zarejestrowanych na zerowym polu interferencyjnym.

Ten drugi sposób okazał się bardzo przydatny, w szczególności do analizy interferogramów o skomplikowanej strukturze rozkładu prążków interferencyjnych, a ponadto jest mniej pracochłonny ze względu na wyeliminowanie jednego etapu obróbki związanego z rekonstrukcją układu prążków odniesienia.

Ww. sposoby odczytu fazy z interferogramu metodą Maksimum Prążka zilustrowano na rys. 5.6. Pierwszym etapem procesu ekstrakcji fazy z interferogramów dla obu sposobów jej odczytu jest rekonstrukcja prążków interferencyjnych (tzw. szkieletowanie) w celu wyznaczenia położenia maksimumów wszystkich prążków na analizowanym interferogramie. Otrzymujemy wówczas ekwidensytometryczny (szkieletowy) obraz rozkładu prążków interferencyjnych w postaci linii, nazwany *cyfrowym interferogramem*, w którym każdemu prążkowi przyporządkowuje się numer oraz zbiór punktów (y_i, z_i) , określający jego położenie względem przyjętego układu współrzędnych.

W przypadku interferogramu z prążkami odniesienia, rys. 5.6a buduje się dodatkowo układ prążków odniesienia, przyporządkowując wszystkim numerom prążków położenia niezaburzone. Na tej podstawie możemy sporządzić dla wybranej wartości współrzędnej $y = y_i$ zależność numerów prążków zaburzonych oraz niezaburzonych w funkcji współrzędnej z , co przedstawia rys. 5.6b, i na tej podstawie określić rozkład fazy $S = S(y_i, z)$, rys. 5.6c. Zgodnie z rysunkiem, faza w wybranym punkcie (y_i, z_i) wyraża się za pomocą wzoru:

$$S(y_i, z_i) = N_k(y_i, z_i) - N_0(y_i, z_i), \quad (5.14)$$

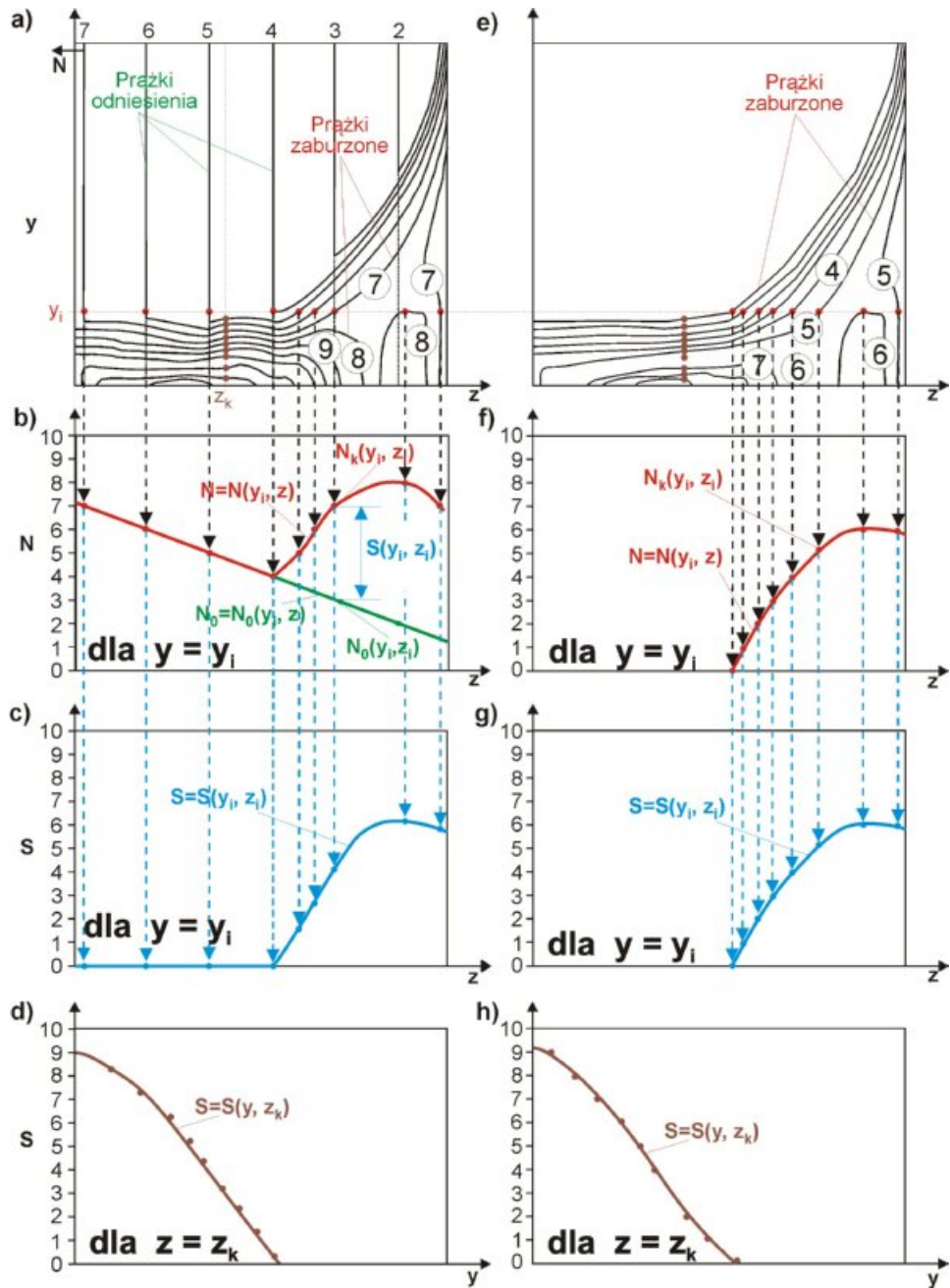
gdzie:

N - numer zaburzonego prążka w punkcie (y_i, z_i) ,

N_0 - numer niezaburzonego prążka w punkcie (y_i, z_i) określony na podstawie układu prążków odniesienia.

Korzystając z zależności $S = S(y_i, z)$ dla całego zakresu współrzędnej y , możemy określić rozkład fazy dla wybranego przekroju $z = z_k$, rys. 5.6d bądź wyznaczyć go dla całego obszaru analizowanego interferogramu.

W przypadku interferogramów zarejestrowanych na polu zerowym rys. 5.6e, proces odczytu rozkładu fazy jest dużo prostszy i ogranicza się w zasadzie do rekonstrukcji interferogramu i uzyskania cyfrowego interferogramu oraz właściwego po-

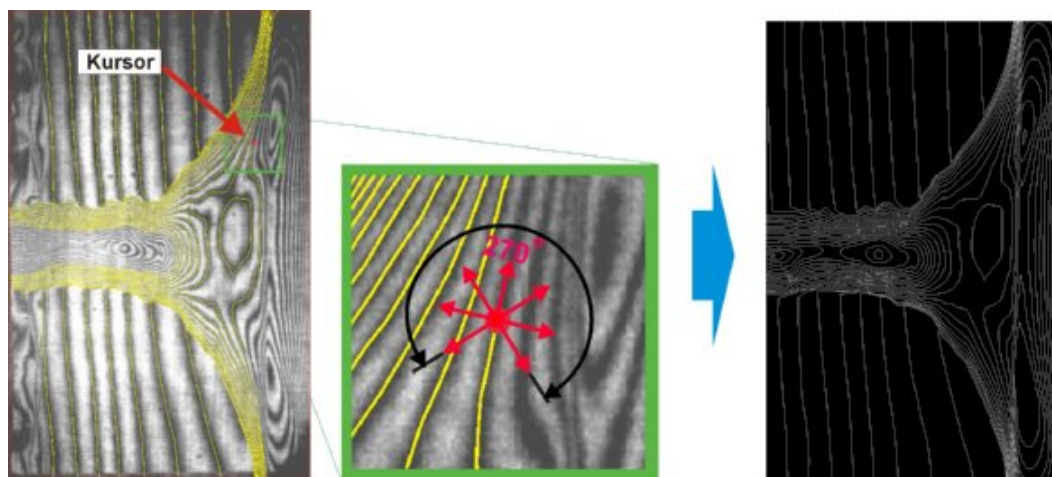


Rysunek 5.6: Sposób odczytu fazy: (a-d) z interferogramu zarejestrowanego z prążkami odniesienia, (e-h) z interferogramu zarejestrowanego na zerowym polu interferencji

numerowania prążków. Z uwagi na brak układu prążków odniesienia, zależność numerów prążków zaburzonych dla wybranej wartości $y = y_i$ w funkcji współrzędnej z , rys. 5.6f, jest tożsama z rozkładem fazy pokazanym na rys. 5.6g. Oznacza to, że rozkład prążków zaburzonych $N = N(y, z)$ można traktować jak rozkład fazy $S = S(y, z)$ dla całego obszaru analizowanego interferogramu. A zatem, wyznaczenie rozkładu fazy tylko dla wybranego przekroju $z = z_k$ (rys. 5.6h nie wymaga

sporządzania zależności $N = N(y_i, z)$, gdyż można to uzyskać w prosty sposób - przyporządkowując numerom prążków ich położenia y w wybranym przekroju z_k .

Do analizy interferogramów wykorzystywane jest wyspecjalizowane oprogramowanie o nazwie PRAZKI [66], którego zadaniem jest rekonstrukcja interferogramów oraz uzyskanie rozkładów fazy dla ww. typów interferogramów. Idea procesu rekonstrukcji interferogramu zarejestrowanego za prążkami odniesienia przedstawiona jest na rys. 5.7. Interferogram przetwarzany jest na obraz interferometryczny o dwóch

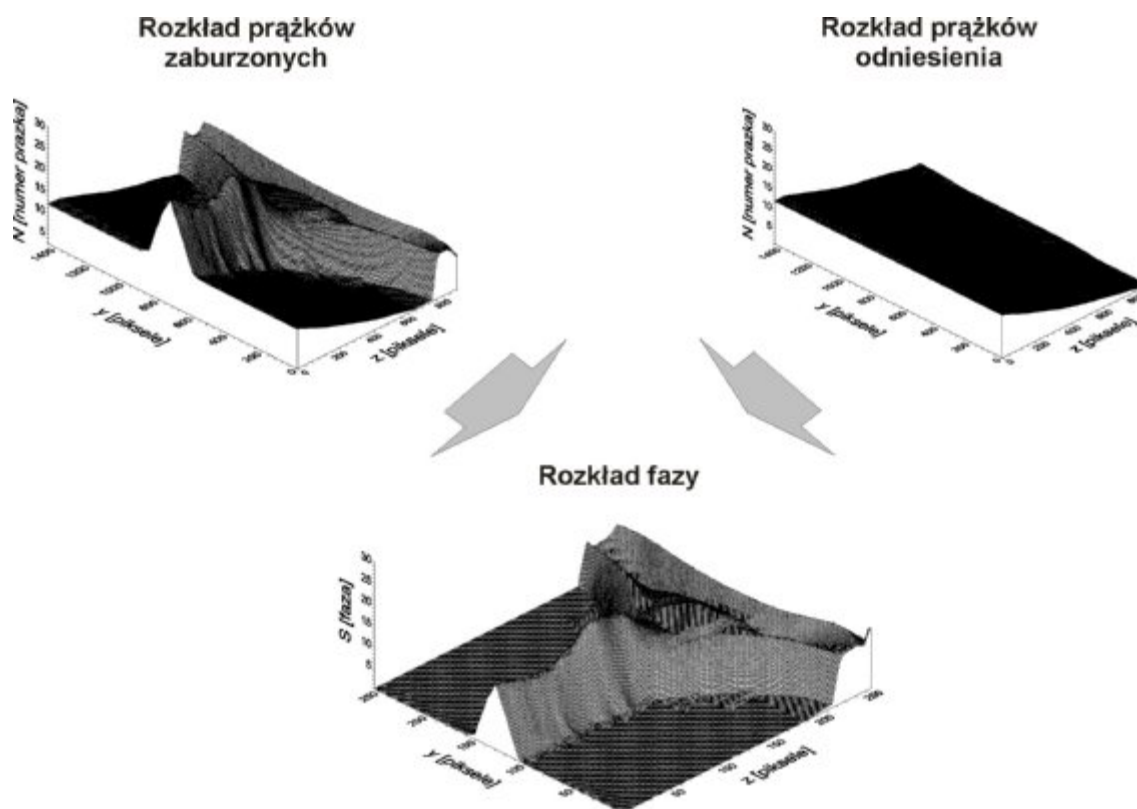


Rysunek 5.7: Ilustracja otrzymania cyfrowego interferogramu za pomocą algorytmu PRAZKI.

stopniach szarości 0 i 255, gdzie: 0 - odpowiada minimum zaczerwienia prążka, a 255 - odpowiada maksimum zaczerwienia. Procedura otrzymywania cyfrowego interferogramu realizowana jest w ten sposób, że kursor przesuwany się wzdłuż prążka śledzi jego maksimum, bądź minimum, na siedmiu kierunkach obejmujących kąt 270° . Ponadto w miejscach, gdzie prążki są nieczytelne, możliwa jest manualna rekonstrukcja prążków za pomocą klawiatury lub myszy komputerowej.

Na podstawie cyfrowego interferogramu możliwe jest uzyskanie rozkładu fazy dla wybranego przekroju z_k lub całego obszaru analizowanego interferogramu, zgodnie z rys. 5.6. Poglądowo zilustrowano to na rys. 5.8, wykorzystując profile przestrzenne rozkładu prążków zaburzonych i odniesienia otrzymane dla interferogramu z rys. 5.7. Rys. 5.8 pokazuje, że finalny rozkład fazy jest wynikiem różnicy obu rozkładów prążków.

Rozkłady fazy uzyskiwane metodą Maksimum Prążka były podstawą do obliczeń rozkładów koncentracji elektronowej, wykorzystując rozwiązanie równania Abela w sposób przedstawiony w dalszej części pracy.



Rysunek 5.8: Ilustracja otrzymania rozkładu fazy metodą Maksimum Prąжка.

5.3 Określenie rozkładów koncentracji elektronicznej

Wybór właściwej metody numerycznej do rozwiązywania równania Abela (5.5) jest bardzo ważnym zagadnieniem z punktu widzenia otrzymania poprawnej rekonstrukcji rozkładu koncentracji elektronicznej w badanej plazmie.

Ponieważ eksperymentalnie wyznaczona funkcja rozkładu fazy (Sy) ma postać zbioru dyskretnych wartości, dlatego do jej matematycznego opisu w celu rozwiązania równania Abela mogą być wykorzystywane różne alternatywne podejścia, takie jak: interpolacja, aproksymacja średnio kwadratowa lub rozwinięcie w szereg Fouriera.

Rozwiązaniu równania Abela z wykorzystaniem ww. sposobów aproksymacji poświęconych jest wiele prac, np. [60, 67, 61, 68, 69, 70, 71, 72, 73], z których wynika, że wskazanie właściwej metody rozwiązania wymaga znajomości a priori rozkładu koncentracji w badanej plazmie. Z tego względu najlepszym podejściem jest testowanie wybranej metody numerycznej za pomocą analitycznych funkcji $S(y)$ i odpowiadających im funkcjom rozkładu $f(r)$, które odpowiadają rozkładom koncentracji elektronicznych w badanej plazmie.

W IFPiLM rozwijane były do tej pory głównie dwie grupy metod rozwiązania równania Abela: (i) oparta na przybliżeniu interpolacyjnym [67] oraz (ii) na przybliżeniu średniokwadratowym poszukiwanej funkcji rozkładu [60].

Testowane były między innymi metody numeryczne, w których do opisu funkcji $S(y)$ wykorzystywano wielomian interpolacyjny Lagrange [74]. Okazało się, że dla tej grupy metod najlepsze odtwarzanie wybranych analitycznych funkcji testowych daje interpolacja wielomianami Lagrange o najniższych stopniach, $n = 0$ lub $n = 1$. W przypadku $n = 0$ wartości funkcji $S(y)$ interpolowane są funkcją stałą, a ten sposób rozwiązania równania Abela nazywany jest metodą Macha-Schardina od nazwiska autora [60, 67].

Z grupy metod, wykorzystujących do poszukiwania funkcji rozkładu $f(r)$ średniokwadratową aproksymację za pomocą różnego rodzaju wielomianami, wybrano - jako najbardziej przydatną - metodę z zastosowaniem parzystych wielomianów Gegenbauera [60].

Powyższe metody zastosowano głównie do określania koncentracji elektronowej plazmy laserowej oraz plazmy generowanej w mniejszych urządzeniach PF: PF-150 i PF-360. Jednakże pewnym ograniczeniem w stosowaniu ww. metod do określania rozkładu koncentracji elektronowej w PF-1000 okazała się konieczność analizy interferogramów zarejestrowanych z bardzo dużą rozdzielczością (nawet powyżej 7000×7000 pikseli).

W związku z powyższym do analizy interferogramów uzyskiwanych na urządzeniu PF-1000 została zaimplementowana metoda, wykorzystująca do rozwiązania równania Abela szybką transformatę Fouriera (FFT) [75]. Ta metoda umożliwia, między innymi, prowadzenie obliczeń rozkładów koncentracji elektronowej z bardzo dużą przestrzenną rozdzielczością (liczbą zadanych wartości funkcji $S(y)$), ograniczoną jedynie możliwościami komputera.

W przypadku tej metody funkcję rozkładu fazy $S(y)$ przedstawia się w postaci szeregu Fouriera:

$$S(y) = a_0 + \sum_{k=1}^{+\infty} a_k \cos\left(\frac{k\pi y}{R}\right), \quad (5.15)$$

gdzie:

$$a_0 = \frac{1}{R} \int_0^R S(y) \cos\left(\frac{k\pi y}{R}\right) dy, \quad (5.16)$$

oraz:

$$a_k = \frac{2}{R} \int_0^R S(y) dy, \quad (5.17)$$

R w powyższych równaniach stanowi promień badanej plazmy, a współczynniki a_k są współczynnikami rozwinięcia w szereg Fouriera. Podstawiając (5.15) do (5.8)

otrzymujemy:

$$f(r) = \sum_{k=1}^{+\infty} \frac{ka_k}{R} \int_r^R (r^2 - y^2)^{-1/2} \sin\left(\frac{k\pi y}{R}\right) dy. \quad (5.18)$$

Równanie (5.18) możemy zapisać w postaci:

$$f(r) = \sum_{k=1}^{+\infty} c_k \cdot g_k(r) \quad (5.19)$$

gdzie:

$$c_k = \frac{\pi ka_k}{2R}, \quad (5.20)$$

a $g_k(r)$ wyraża się następującym wzorem:

$$g_k(r) = \frac{2}{\Pi} \int_0^{(1-\rho^2)^{1/2}} (t^2 + \rho^2)^{-1/2} \operatorname{sinc} k\pi (t^2 + \rho^2)^{1/2} dt, \quad (5.21)$$

gdzie wprowadzono nowe zmienne: $t = (y^2 - r^2)^{1/2}/R$, oraz $\rho = \frac{r}{R}$.

Rozwiązanie równania (5.19) poszukuje się na drodze numerycznych obliczeń, zadając powyższym wielkościom wartości dyskretne. Funkcja $S(y)$ jest zbiorem N_k punktów S_i :

$$S_i = a_0 + \sum_{k=1}^{+\infty} a_k \cos\left(\frac{2k\pi i}{N_k}\right), \quad (5.22)$$

gdzie a_0 oraz a_k przyjmują następujące postacie:

$$a_0 = \frac{1}{R} \sum_i^{N_k} S_i \frac{2R}{N_k}, \quad (5.23)$$

$$a_k = \frac{2}{R} \sum_i^{N_k} S_i \cos\left(\frac{2k\pi i}{N_k}\right) \frac{2R}{N_k}. \quad (5.24)$$

W takim przypadku funkcja $g_k(r)$ z r-nia 5.19 staje się macierzą $g_{k,i}$:

$$g_{k,i} = \frac{2}{\pi} \sum_j^{N_k} \left(\left(\frac{2j}{N_k} + i - 1 \right)^2 + \left(\frac{2i}{N_k} - 1 \right)^2 \right)^{-1/2} \cdot \operatorname{sinc} k\pi \left(\left(\frac{2j}{N_k} + i - 1 \right)^2 + \left(\frac{2i}{N_k} - 1 \right)^2 \right)^{1/2} \frac{2j}{N_k}, \quad (5.25)$$

Zatem rozwiązanie równania (5.18) będzie zbiorem N_k punktów:

$$f_i = \sum_{k=1}^{N_k/2} c_k g_{k,i} \quad (5.26)$$

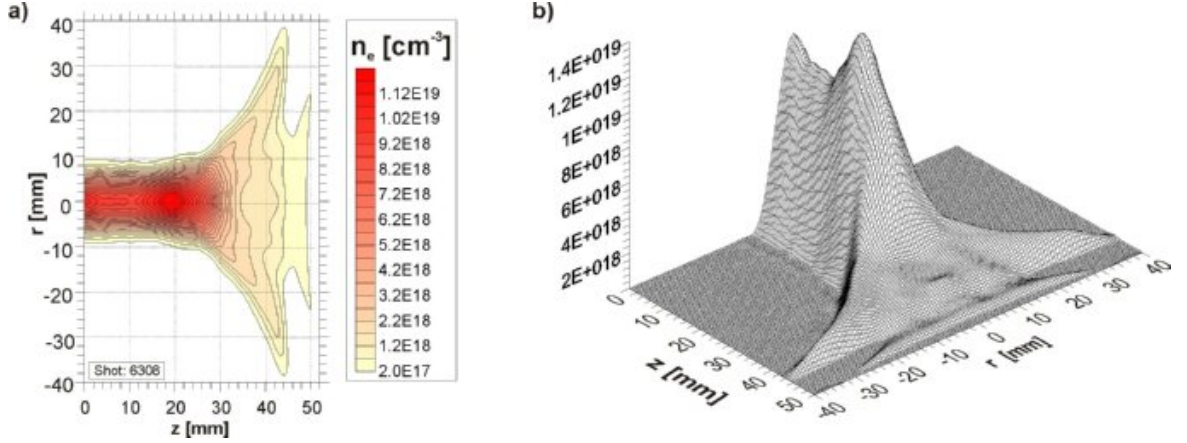
Proces obliczeń numerycznych oparty na ww. wzorach jest, w przypadku interferogramów dużej rozdzielczości (z jakimi ma się do czynienia w przypadku interferogramów uzyskanych na urządzeniu PF-1000), procesem bardzo czasochłonnym.

Jedną z możliwości efektywnego skrócenia czasu obliczeń jest zastosowanie Szybkiej Transformaty Fouriera do określenia współczynników a_k (związanych zależnością 5.20 ze współczynnikami c_k , występującymi w rozwiązaniu równania 5.26):

$$a_k = (-1)^k (FFT\{S_i\})_k. \quad (5.27)$$

Jednakże numeryczne wyznaczanie macierzy $g_{k,i}$ jest zadaniem najbardziej czasochłonnym. Ponieważ poszczególne elementy macierzy $g_{k,i}$ zależą tylko od kwadratu liczby punktów zbioru danych S_i , czyli od N_k^2 , a nie od wartości S_i , dlatego jednym z podejść jest wcześniejsze wyliczenie elementów macierzy $g_{k,i}$ i wykorzystywanie ich do obliczenia funkcji rozkładu na podstawie rozkładów fazy o tej samej liczbie N_k .

Na podstawie funkcji rozkładu f_i wyznacza się rozkład koncentracji elektronowej z zależności 5.6. Rozkład koncentracji elektronowej dla interferogramu z rys.5.5 przedstawiono na rys. 5.9



Rysunek 5.9: Rozkład koncentracji elektronowej (a) odpowiadający interferogramowi z rys.5.5 oraz jego przestrzenna wizualizacja (b).

Błąd, jakim obarczona jest ta metoda, można wyrazić poprzez odchylenie standardowe funkcji opisanej równaniem (5.19). Błąd ten zależy zarówno od błędów pomiarowych wartości S_i jak i liczby współczynników a_k w rozwinięciu S_i w szereg Fouriera. Ponieważ przy wykorzystaniu FFT w rozwinięciu S_i w szereg Fouriera liczba współczynników a_k jest identyczna z liczbą punktów pomiarowych N , dlatego większą dokładność wyznaczenia funkcji rozkładu można osiągnąć dla większego N_k , czyli dla większej liczby współczynników a_k . Jest to niewątpliwą zaletą tej metody w odróżnieniu od ww. metod rozwiązywania równania Abela, ponieważ zarówno w metodach interpolacyjnych jak i średniokwadratowej aproksymacji liczba punktów N_k musi być optymalizowana.

Wyrażenie na odchylenie standardowe w opisywanej metodzie przyjmuje następującą postać:

$$\sigma_{f_i} = \sum_{\mu} \left(\frac{\partial f_i}{\partial S_{\mu}} \right)^2 \sigma_{S_{\mu}}^2, \quad (5.28)$$

Uwzględniając 5.20, 5.24 i 5.25, błąd metody można wyrazić za pomocą następującego wyrażenia:

$$\sigma_{f_i} = \frac{4}{RN_k^2} \left(\sum_{j=0}^{N_k/2} \left(\sum_{k=1}^{N_k/2} k \cos\left(\frac{k\pi j}{N_k}\right) \Psi_{i,l} \right)^2 \sigma_{S_{\mu}}^2 \right)^{1/2}, \quad (5.29)$$

gdzie :

$$\Psi_{i,l} = \sum_{l=0}^{N_k} \left(\left(\frac{2l}{N_k} + i - 1 \right)^2 + \left(\frac{2l}{N_k} - 1 \right)^2 \right)^{-1/2} \text{sink}\pi \left(\left(\frac{2l}{N_k} + i - 1 \right)^2 + \left(\frac{2l}{N_k} - 1 \right)^2 \right)^{1/2}. \quad (5.30)$$

oraz σ_{S_μ} jest odchyleniem standardowym punktów pomiarowych S_μ .

Opisaną metodę testowano za pomocą dwóch różnych rodzajów funkcji rozkładów $f(r)$. Funkcji ciągłej:

$$f_1(r) = \sqrt{(1-r^2)^3} \quad (5.31)$$

oraz nieciągłej w postaci:

$$f_2(r) = \begin{cases} 1 & \text{dla } |y| \leq 0.5 \\ 0 & \text{dla } |y| > 0.5 \end{cases} \quad (5.32)$$

Odpowiadające powyższym funkcjom rozkłady fazy $S(y)$ obliczone zostały analitycznie korzystając z równania Abela 5.5.

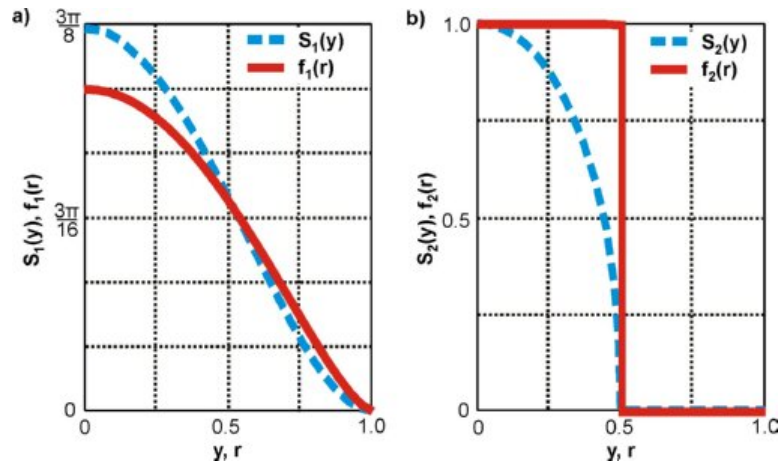
Rozkład fazy $S_1(y)$, otrzymany na podstawie funkcji rozkładu (5.31), opisywany jest zależnością:

$$S_1(r) = \frac{3\pi}{8} (1-y^2)^2 \quad (5.33)$$

natomiast w drugim przypadku wyrażenie na rozkład fazy ma postać:

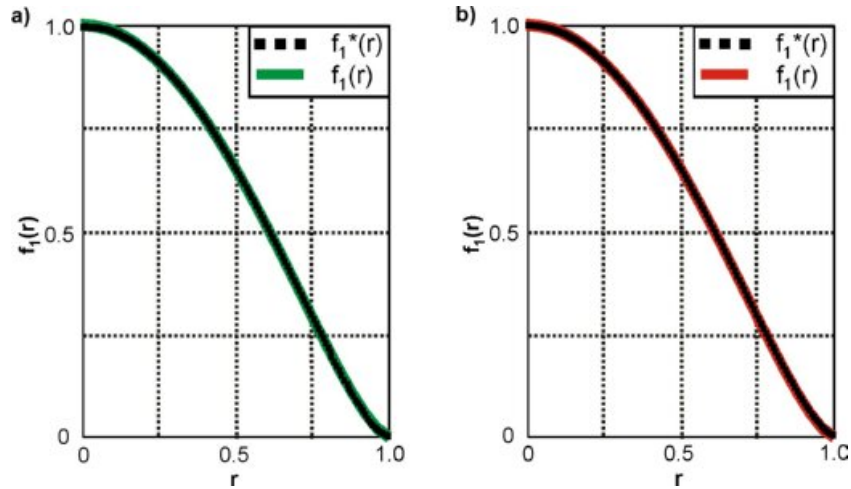
$$S_2(r) = \begin{cases} 2\sqrt{0.25-y^2} & \text{dla } |y| \leq 0.5 \\ 0 & \text{dla } |y| > 0.5 \end{cases} \quad (5.34)$$

Stosowane do testowania funkcje rozkładu oraz ich analityczne rozwiązania przedstawione są na rys. 5.10.



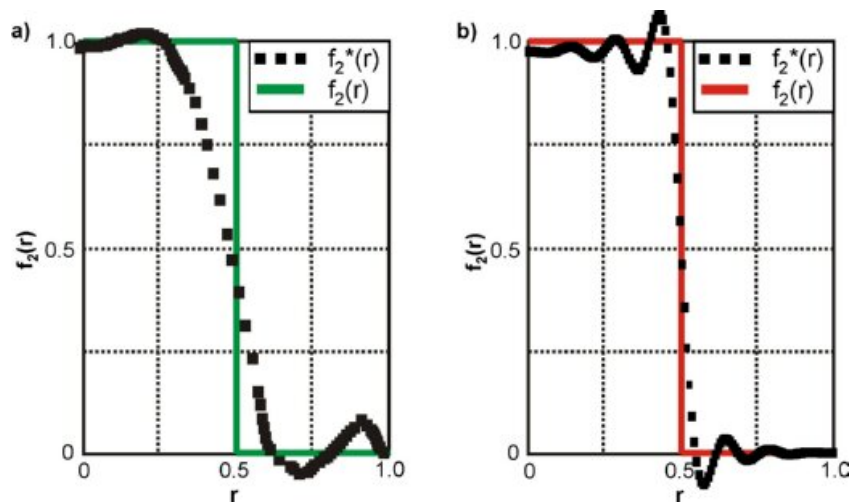
Rysunek 5.10: Przykłady testowanych funkcji - ciągłej (a) i nieciągłej (c) oraz ich rozwiązań równania Abela (odpowiednio b i d).

W celu oceny jakości odtwarzania zadanych funkcji testowych metodą FFT, wyniki obliczeń porównano z wynikami obliczeń numerycznych uzyskanych metodą aproksymacji średniokwadratowej za pomocą parzystych wielomianów Gegenbauera. Porównanie metod dla funkcji ciągłej $S_1(y)$ zilustrowano na rys. 5.10. Natomiast na



Rysunek 5.11: Porównanie metod rozwiązywania równania Abela na podstawie ciągłej funkcji analitycznych - metodą wielomianów Gegenbauera (a) oraz metodą FFT (b). Funkcje oznaczone "*" - numeryczne odtworzenie funkcji

rys. 5.11 przedstawiono wyniki porównania obu metod dla funkcji nieciągłej $S_2(y)$.



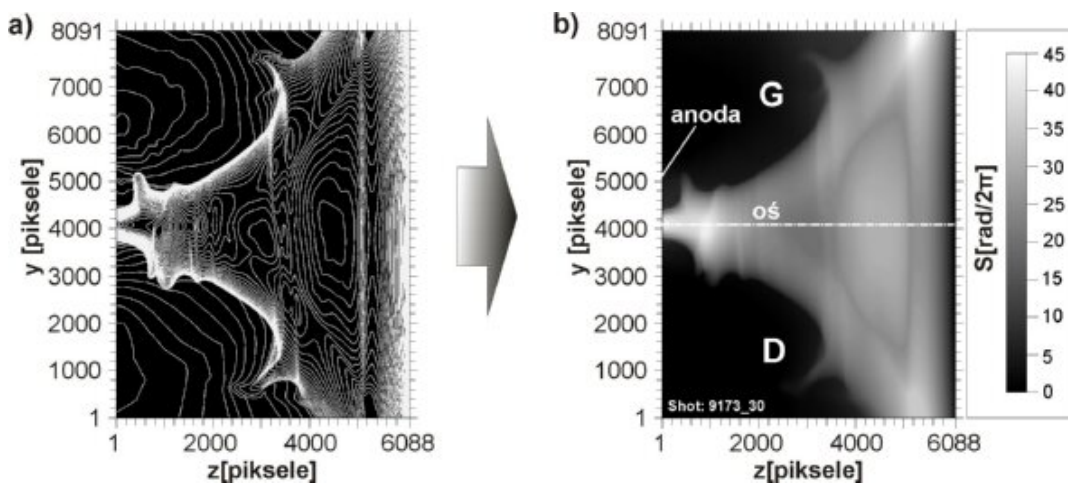
Rysunek 5.12: Porównanie metod rozwiązywania równania Abela na podstawie nieciągłej funkcji analitycznych - metodą wielomianów Gegenbauera (a) oraz metodą FFT (b). Funkcje oznaczone "*" - numeryczne odtworzenie funkcji

Rysunki 5.11 oraz 5.12 pokazują, że w przypadku funkcji ciągłej obie metody zadowalająco odtwarzają testową funkcję rozkładu $f_1(r)$. Jednakże funkcja nieciągła

$f_2(r)$ lepiej jest odtwarzana metodą FFT.

5.4 Możliwości oprogramowania

Jedną z zalet metodologii wykorzystującej do analizy ilościowej interferogramów metodę Maksimum Prążka jest możliwość określania rozkładów koncentracji elektronowej z interferogramów o bardzo złożonej strukturze rozkładu prążków interferencyjnych, takich jak np. na rys. 5.5. Szczególnie przydatnym do analizy interferogramów z PF-1000 okazał się sposób wyznaczania rozkładów fazy tą metodą z interferogramów zarejestrowanych na zerowym polu interferencyjnym, a który jest stosunkowo prosty, szybki w stosowaniu i zapewnia wystarczającą dokładność wyznaczania rozkładu fazy. Uzyskany tą metodą rozkład fazy z interferogramu, rys. 5.5a, przedstawiono na rys. 5.13b.

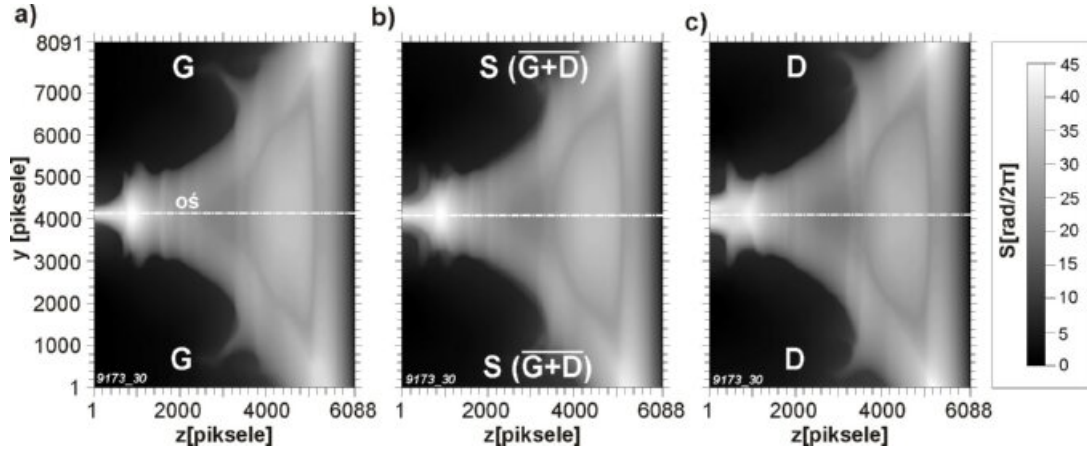


Rysunek 5.13: Cyfrowy interferogram (a) oraz obliczony na jego podstawie rozkład fazy (b)

Jak pokazuje rys. 5.13, rozkład ten charakteryzuje się pewną asymetrią, będącą wynikiem asymetrii wyładowania w urządzeniu PF-1000. Z tego względu opracowane oprogramowanie do ilościowej analizy interferogramów umożliwia ich analizę w trzech wariantach (rys. 5.14), a mianowicie:

1. określenie rozkładu koncentracji elektronowej na podstawie górnej połowy interferogramu (G), rys. 5.14a,
2. określenie rozkładu koncentracji elektronowej na podstawie dolnej połowy interferogramu (D), rys. 5.14b, oraz

3. określenie rozkładu koncentracji elektronowej na podstawie średniej fazy wyznaczonej z górnej i dolnej połowy interferogramu (S), rys. 5.14c.



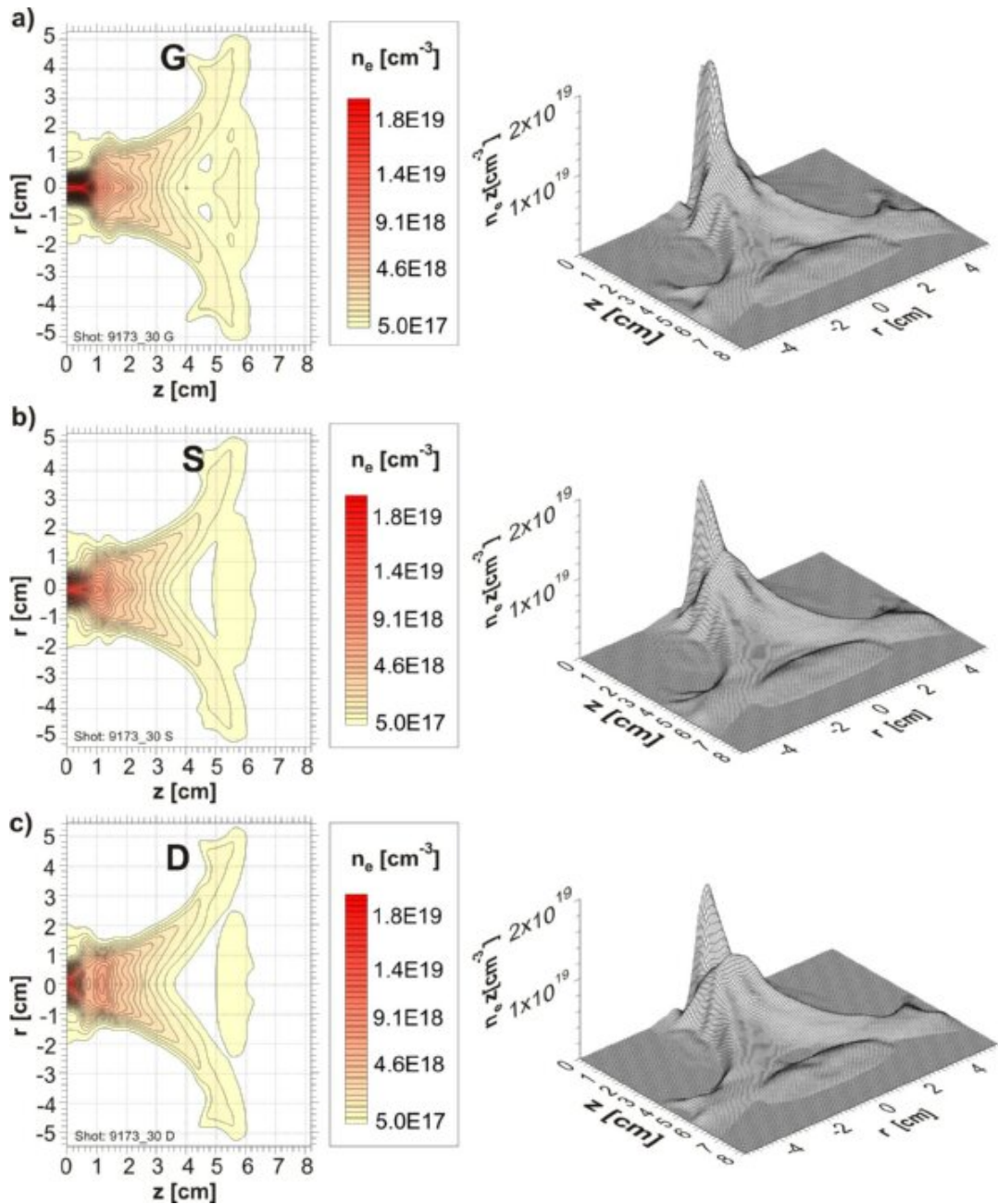
Rysunek 5.14: Przykładowe rozkłady fazy uzyskane za pomocą opracowanej metodologii.

Na rys. 5.15 przedstawiono rozkłady koncentracji elektronowych odpowiadające rozkładom fazy z rys. 5.14.

Przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej były podstawą do uzyskania informacji zarówno o dynamice jak i parametrach plazmy w powłoce i sznurze plazmowym urządzenia PF-1000. Szczególnie przydatne okazały się rozkłady koncentracji liniowej, $N_e(z)$, które informują o liczbie elektronów, przypadających na jednostkę długości powłoki lub sznura plazmowego. Porównanie rozkładów liniowych dla dwóch różnych chwil dostarcza informacji o przepływach plazmy wzdłuż powłoki lub sznura plazmowego. Rozkłady te wyznaczano, określając liczbę elektronów N_e w przekrojach poprzecznych ($z = const$) powłoki lub sznura plazmowego równoległych do powierzchni anody urządzenia PF-1000 z zależności:

$$N_e|_{z=const} = \int_0^R \int_0^{2\pi} n_e(r)|_{z=const} \cdot r \cdot dr d\varphi. \quad (5.35)$$

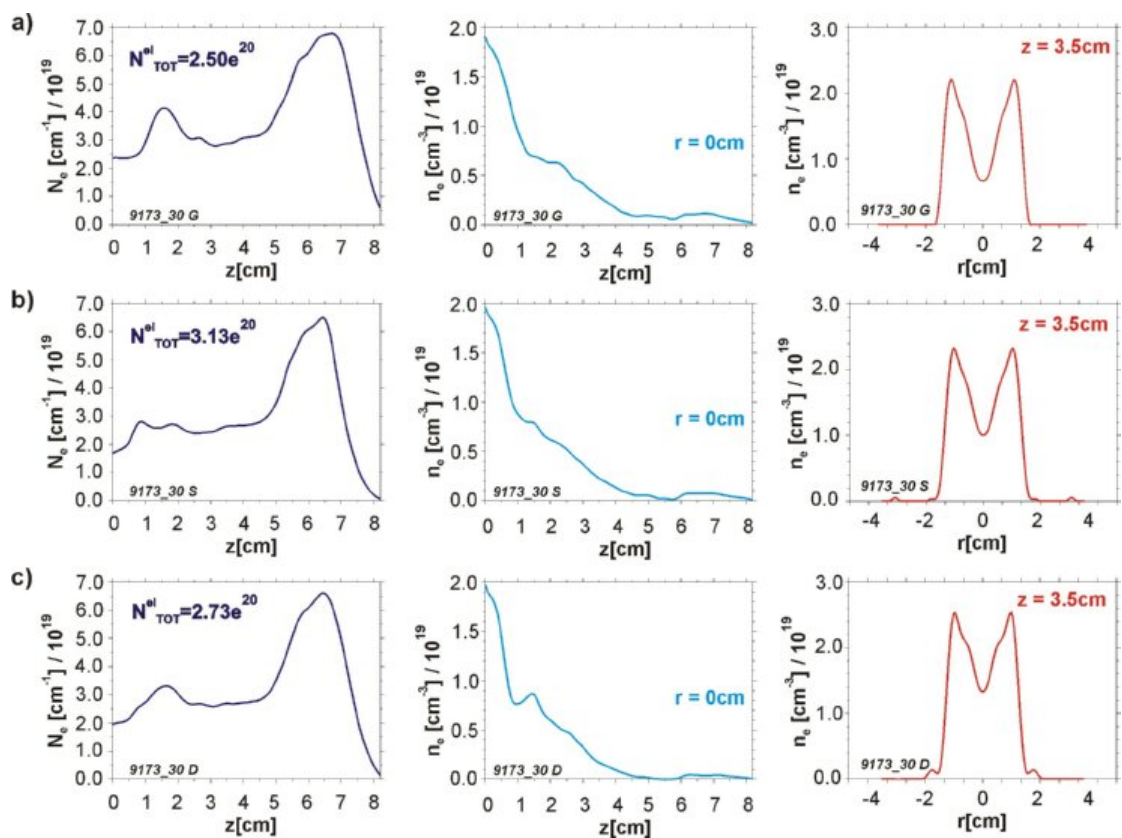
Rozkłady koncentracji liniowej $N_e(z)$, całkowane po z , pozwalały określać całkowitą liczbę elektronów w wybranych obszarach badanej plazmy. Przy założeniu, całkowitej jonizacji deuteru w komorze PF-1000 w badanych obszarach plazmy PF-1000, informacje o rozkładach koncentracji liniowej dawały możliwość oszacowania liczby deuteronów, a następnie, w połączeniu z wynikami pomiarów neutronowych, możliwość wyznaczenia innych wielkości i parametrów charakteryzujących plazmę wyładowania PF-1000, między innymi prąd oraz energię zdeponowaną w strumieniu szybkich deuteronów.



Rysunek 5.15: Przykładowe rozkłady koncentracji elektronowej.

Przykładowe rozkłady koncentracji liniowej (a), koncentracji elektronowej na osi urządzenia PF-1000 (b) oraz rozkład radialny koncentracji elektronowej w wybranym przekroju $z = 3\text{cm}$ (c), określone na podstawie rozkładów koncentracji elektronowej z rys. 5.15, przedstawione są na rys. 5.16.

Z rys. 5.16 wynika, że różnice pomiędzy poszczególnymi opcjami symetrii są nieznaczne. Dlatego, w niniejszej pracy autor ograniczył się do analizy rozkładów koncentracji elektronowych obliczonych na podstawie rozkładów fazy - wariant S, uznając go za najbardziej reprezentatywny.



Rysunek 5.16: Koncentracja liniowa, na osi oraz przekrój poprzeczny dla wariantów symetrii: (a) G, (b) S, (c) D.

Rozdział 6

Badania interferometryczne na urządzeniu PF-1000

Badania prowadzone były dla urządzenia pracującego przy energii wyładowania ok. 470 kJ , osiąganą przy napięciu ładowania baterii ok. 27 kV . Przy takiej energii wyładowania maksymalny prąd wyładowania wynosił ok. 2 MA . Komora eksperymentalna wypełniona była deuterem o początkowym ciśnieniu w zakresie ok. 2 Torr .

Zasadniczą część uzyskanych wyników badań stanowią pomiary interferometryczne, których celem było poznanie różnic w procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego w przypadku niskich oraz wysokich wydajności neutronowych. Pod pojęciem niskiej wydajności neutronowej rozumiano populację neutronów Y_N poniżej 10^{11} , a wysokiej wydajności - na poziomie 10^{11} i wyższym. Podstawę przedstawionych w tym rozdziale analiz stanowią:

- przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej, określone z obrazów interferometrycznych plazmy wybranych wyładowań za pomocą metodologii przedstawionej w poprzednim rozdziale, oraz
- wyniki pomiarów całkowitej wydajności emisji neutronów.

Druga część prezentowanych w tym rozdziale wyników badań dotyczy korelacji rozkładów koncentracji elektronowej, uzyskanych w fazach formowania i rozpadu sznura plazmowego, z parametrami czasowej emisji neutronowej, co umożliwiło bardziej szczegółowo opisać i zinterpretować procesy odpowiedzialne za emisję neutronów w PF-1000.

W pracy prezentowane są rozkłady koncentracji elektronowej, uzyskane na podstawie cyfrowych rekonstrukcji interferogramów, otrzymanych w sposób opisany w rozdziale poprzednim.

6.1 Badanie dynamiki i parametrów plazmy w procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego dla wyładowań o niskiej wydajności neutronów

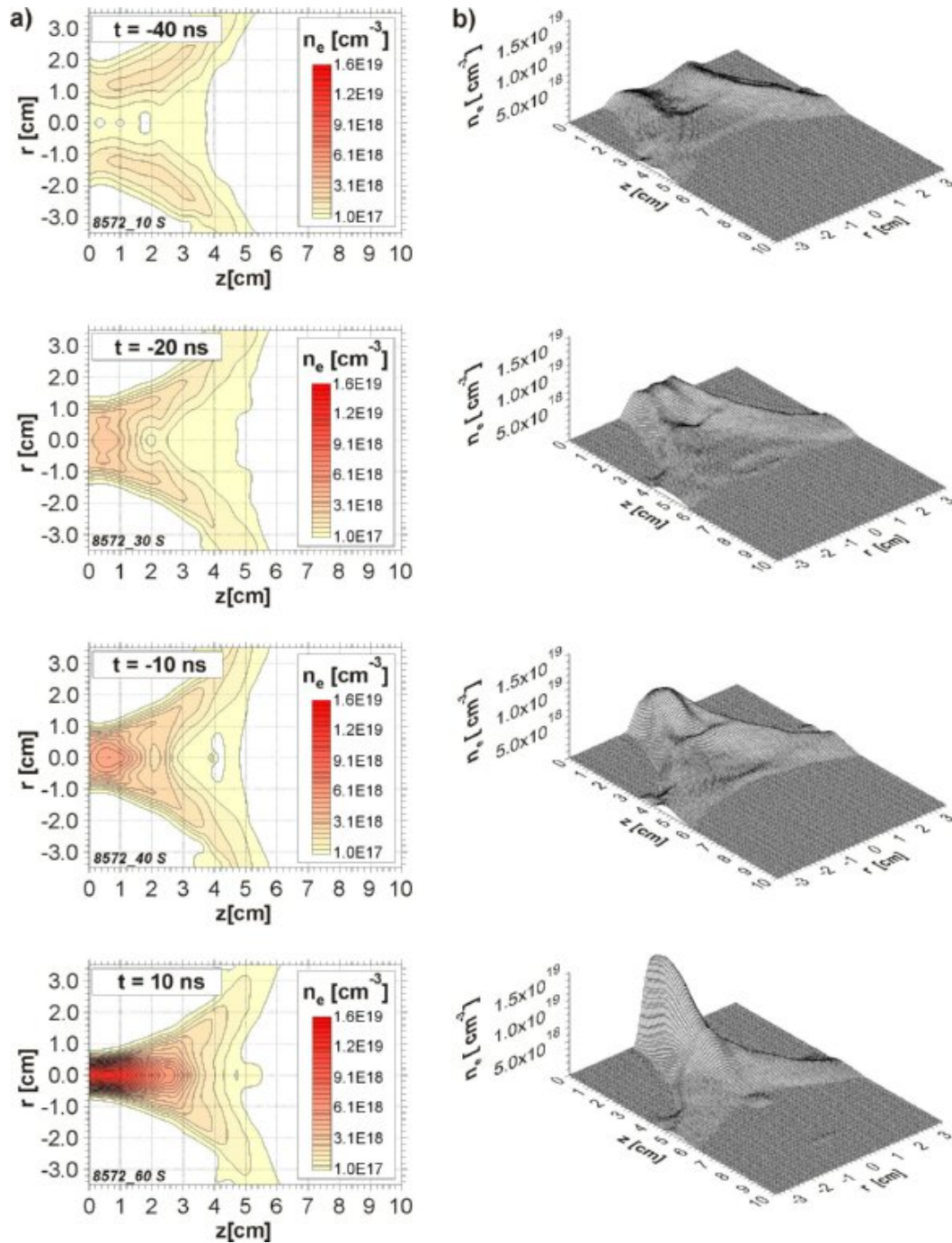
Spśród zarejestrowanych sekwencji interferogramów, w przypadku niskich wydajności neutronowych, wybrano wyładowania:

- **8572** o wydajności neutronowej $Y_N = 2.0 \times 10^{10}$, w którym kadry, zarejestrowane w zakresie czasów ekspansji od -40 do 170 ns, obejmują końcową fazę akceleracji radialnej powłoki plazmowej, proces formowania sznura plazmowego oraz początek jego rozpadu, oraz
- **8980** o wydajności $Y_N = 6.34 \times 10^{10}$, którego interferogramy ilustrują fazę formowania sznura plazmowego od momentu 50 ns oraz jego rozpad, wynikający z rozwoju niestabilności MHD, aż do momentu 200 ns.

Proces formowania sznura plazmowego oraz jego rozpad dla wyładowania **8572** przedstawiają rozkłady koncentracji elektronowej na rys. 6.1 - rys. 6.3.

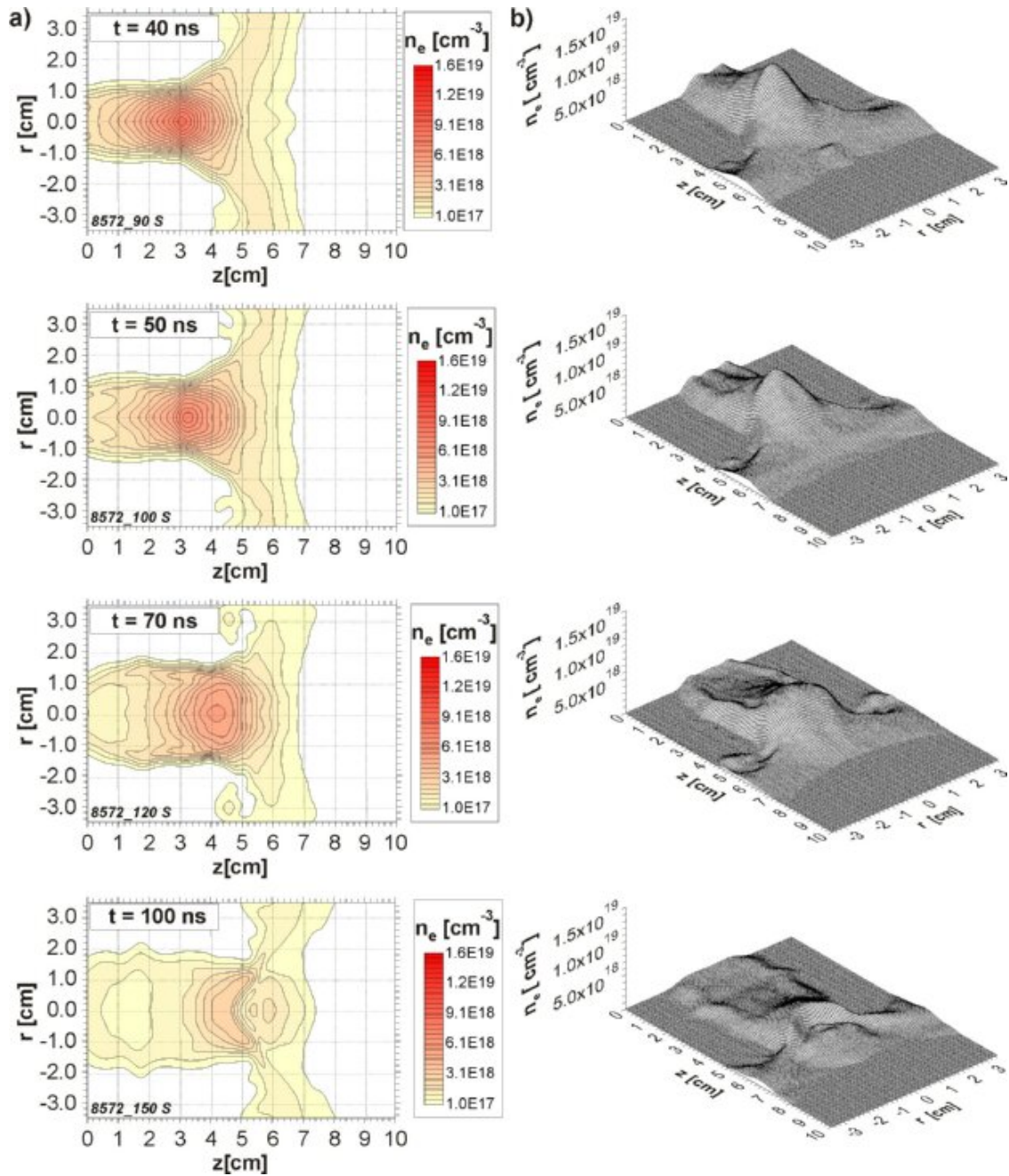
Na rys. 6.1 przedstawione są: a) ekwidensytogramy oraz b) profile przestrzenne koncentracji elektronowej w powłoce plazmowej odpowiadające końcowej fazie akceleracji radialnej i maksymalnej kompresji. Jako granicę plazmy na prezentowanych rozkładach przyjęto wartość koncentracji elektronowej równą $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Kolejne ekwidensy odpowiadają stopniowemu wzrostowi n_e o wartość $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Czasy rejestracji poszczególnych kadrów określone są w stosunku do stanu maksymalnej kompresji plazmy w bezpośrednim sąsiedztwie anody ($t = 0$), który występuje po osiągnięciu przez powłokę plazmową osi urządzenia w pobliżu anody.

Czas $t = 0$ odpowiada również maksimum pierwszego impulsu promieniowania rentgenowskiego w strukturze sygnału neutronowo-rentgenowskiego, co wyjaśnione jest w metodologii pomiarów neutronowych w Dodatku A. Z rozkładu koncentracji elektronowej dla $t = -40$ ns wynika, że maksymalna wartość koncentracji elektronowej w powłoce plazmowej nie przekracza wartości $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a jej szerokość, w przekroju poprzecznym w pobliżu anody, określona na poziomie odpowiadającym połowie maksymalnej wartości koncentracji dla tego przekroju, wynosi ok. 2 cm. Średnia prędkość radialna powłoki plazmowej w tej fazie, określona na podstawie kadrów zarejestrowanych w zakresie od $t = -40$ ns do $t = -10$ ns, wynosi ok. 3×10^7 cm/s. Faza akceleracji radialnej powłoki plazmowej kończy się jej zderzeniem na osi elektrod. Rozpoczyna się wówczas faza formowania sznura



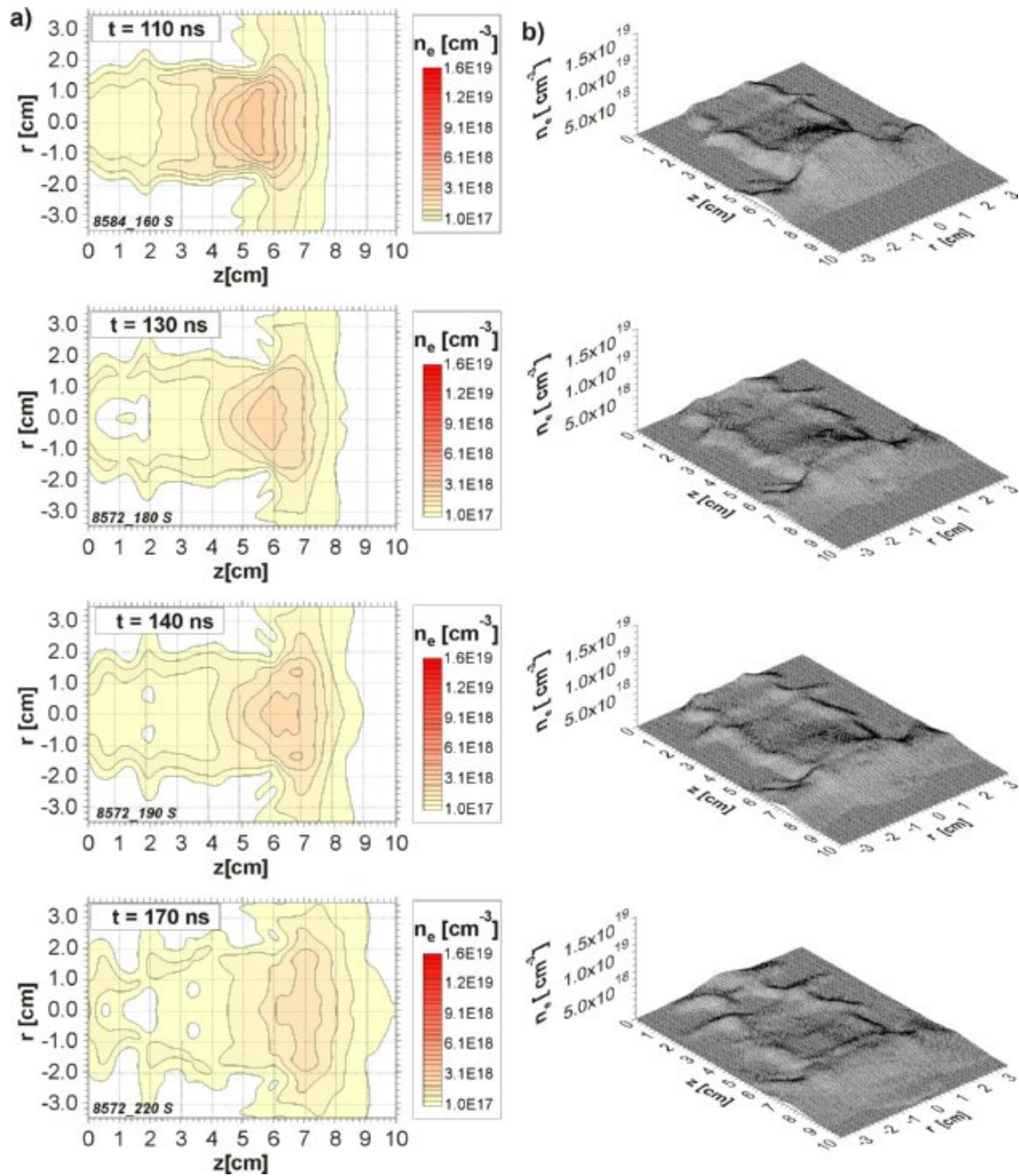
Rysunek 6.1: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie akceleracji radialnej powłoki plazmowej oraz maksymalnej kompresji plazmy w sąsiedztwie elektrody centralnej ($t = 10 \text{ ns}$) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne.

plazmowego. W miejscu zderzenia powłoki plazma osiąga stan maksymalnej kompresji. Obszar skompresyjowanej plazmy nosi nazwę plazmoidu. W wyniku kompresji plazmy, w chwili $t = 0$, w plazmoidzie osiągnięta jest maksymalna koncentracja i temperatura elektronowa plazmy. W rozpatrywanym wyładowaniu, rozkład koncentracji elektronowej najbliższy tej fazie odpowiada kadrowi $t = 10 \text{ ns}$ na rys. 6.1. Promień



Rysunek 6.2: Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące proces formowania sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8572.

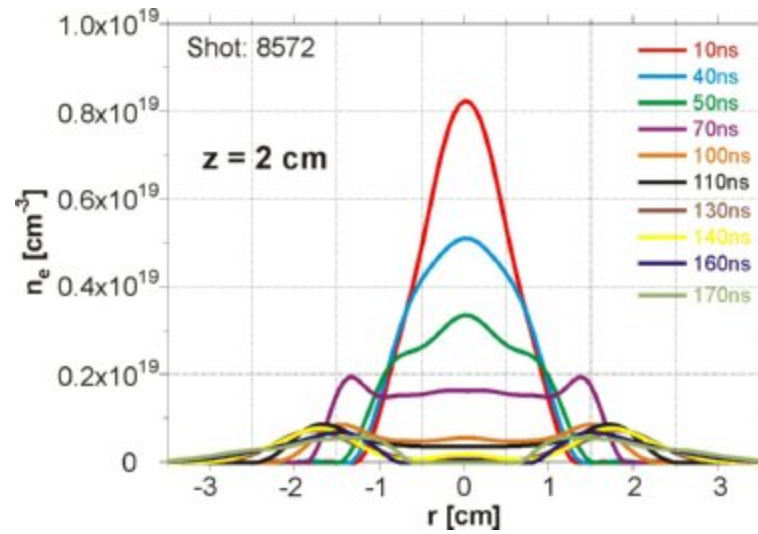
sznura plazmowego w tym czasie nie przekracza 1 cm, zaś maksymalna koncentracja elektronowa osiąga wartość około $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Dalszy proces formowania sznura plazmowego ilustrują rozkłady koncentracji elektronowej przedstawione na rys. 6.2 oraz rys. 6.3. Sznur plazmowy zwiększa swoją długość, ulegając jednocześnie ekspansji radialnej, będącej wynikiem przewagi ciśnienia gazo-kinetycznego plazmy nad ciśnieniem ze strony azymutalnego pola magnetycznego, utrzymującego sznur



Rysunek 6.3: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie rozpadu sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania **8572**.

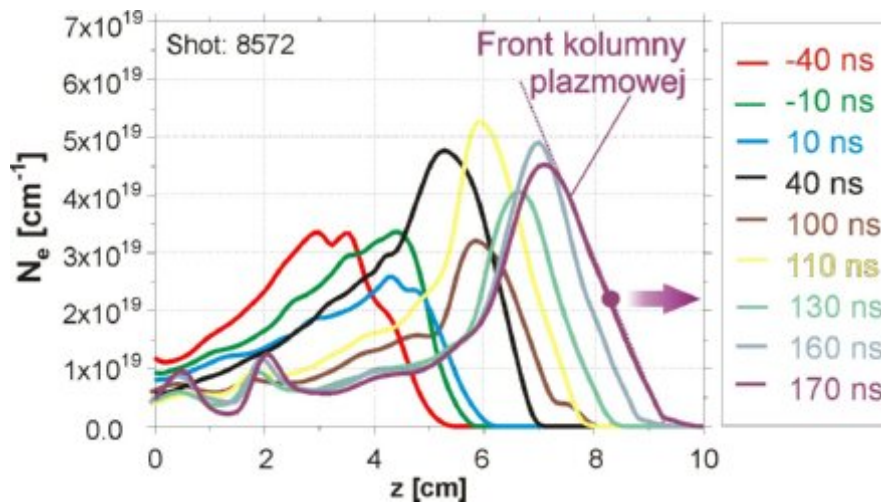
plazmowy. W chwili $t = 140 \text{ ns}$ sznur plazmowy osiąga długość ponad 8 cm oraz promień ok. 2 cm . Z ww. rozkładów wynika, że podczas formowania sznura plazmoid przemieszcza się w kierunku osiowym od anody, a jego maksymalna koncentracja stopniowo maleje. Za plazmoidem tworzy się obszar o wyraźnie niższej koncentracji elektronowej, co ilustrują rozkłady przestrzenne koncentracji, na rys. 6.2. Z radialnych rozkładów koncentracji w przekroju $z = 2 \text{ cm}$, przedstawionych na rys. 6.4, wynika, że koncentracja elektronowa w centralnej części, dla czasu $t = 100 \text{ ns}$, spada

do wartości ok. $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.



Rysunek 6.4: Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 2 \text{ cm}$ od anody. Wyładowanie **8572**.

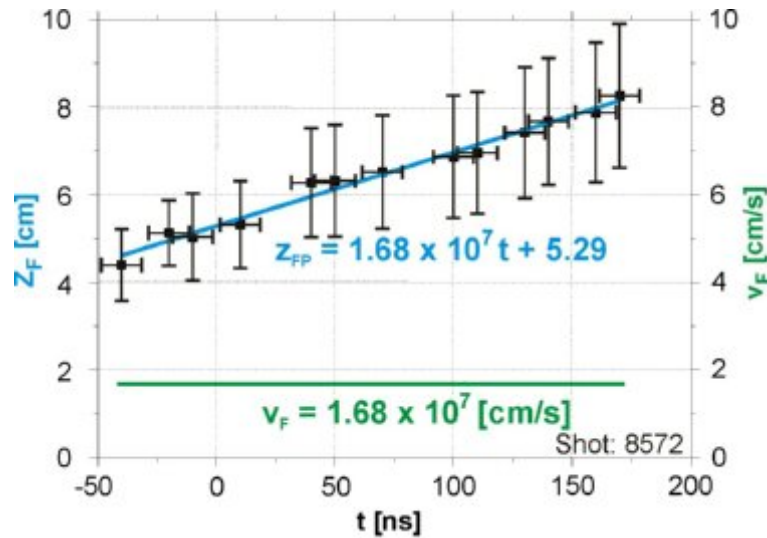
Na podstawie uzyskanych przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej w powłoce i sznurze plazmowym, określono rozkłady koncentracji liniowej (rys. 6.5), które umożliwiły analizę dynamiki wyładowania.



Rysunek 6.5: Rozkłady liniowej koncentracji elektronowej odpowiadające wyładowaniu o niskiej wydajności neutronowej (**8572**).

Do wyznaczenia średniej osiowej prędkości frontu koncentracji liniowej pod uwagę brano przemieszczanie się frontu na poziomie połowy maksimum. Wykres zależności położenia frontów koncentracji liniowej w różnych czasach ekspansji plazmy, na podstawie których określona została prędkość osiowa frontu, przedstawia rys. 6.6.

Średnia prędkość czoła plazmy reprezentowanej przez koncentrację liniową na osi urządzenia dla wyładowania **8572** wynosi 1.68×10^7 cm/s.



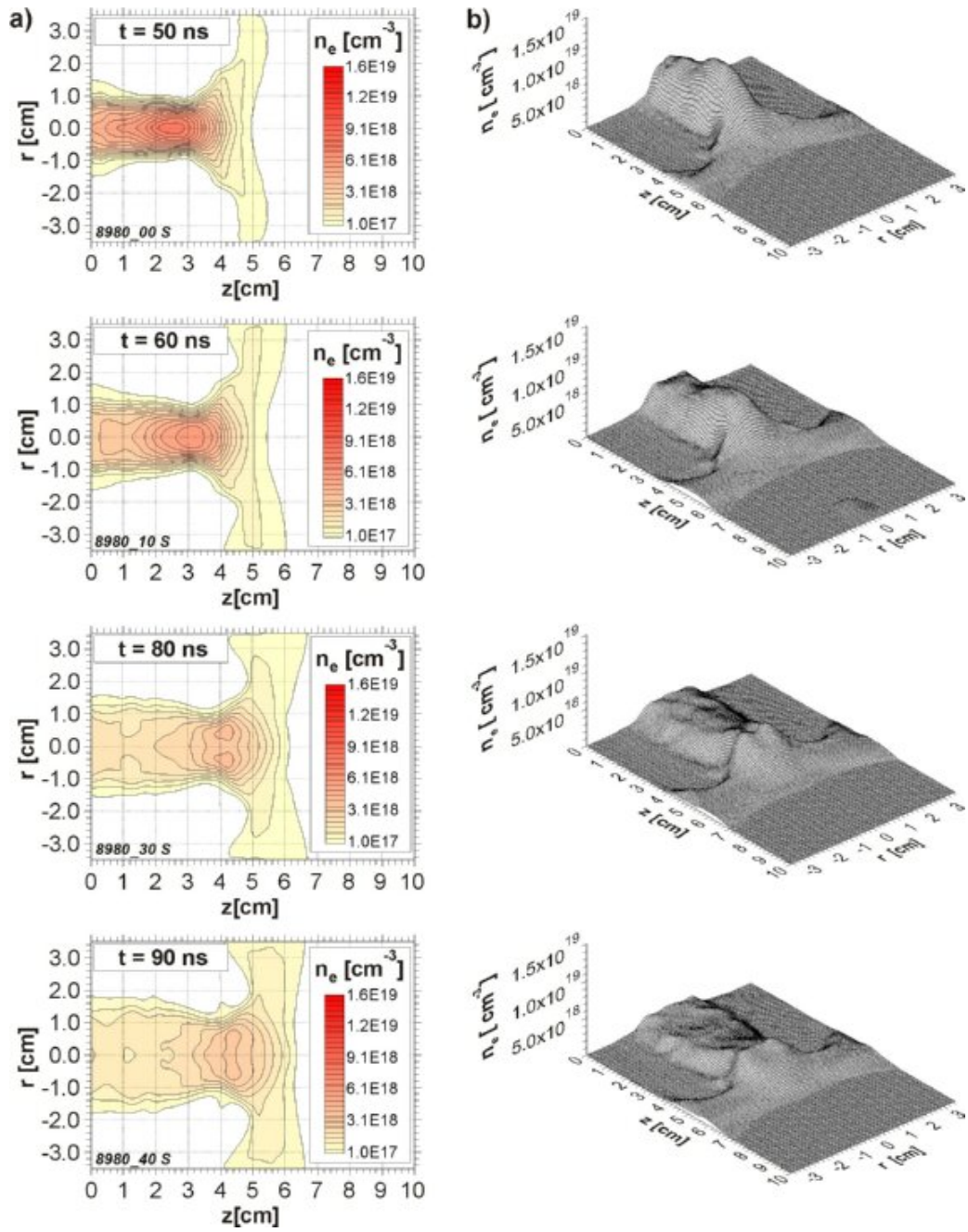
Rysunek 6.6: Zależność położenia frontów koncentracji liniowej oraz średnia prędkość osiowa frontu koncentracji liniowej dla kolumny plazmowej w różnych chwilach ekspansji (8572).

Drugie wyładowanie, reprezentujące grupę wyładowań o niskiej wydajności ($Y_N = 6.34 \times 10^{10}$) - o numerze **8980** - zostało scharakteryzowane za pomocą rozkładów koncentracji elektronowej, przedstawionych na rys. 6.7 i rys. 6.8.

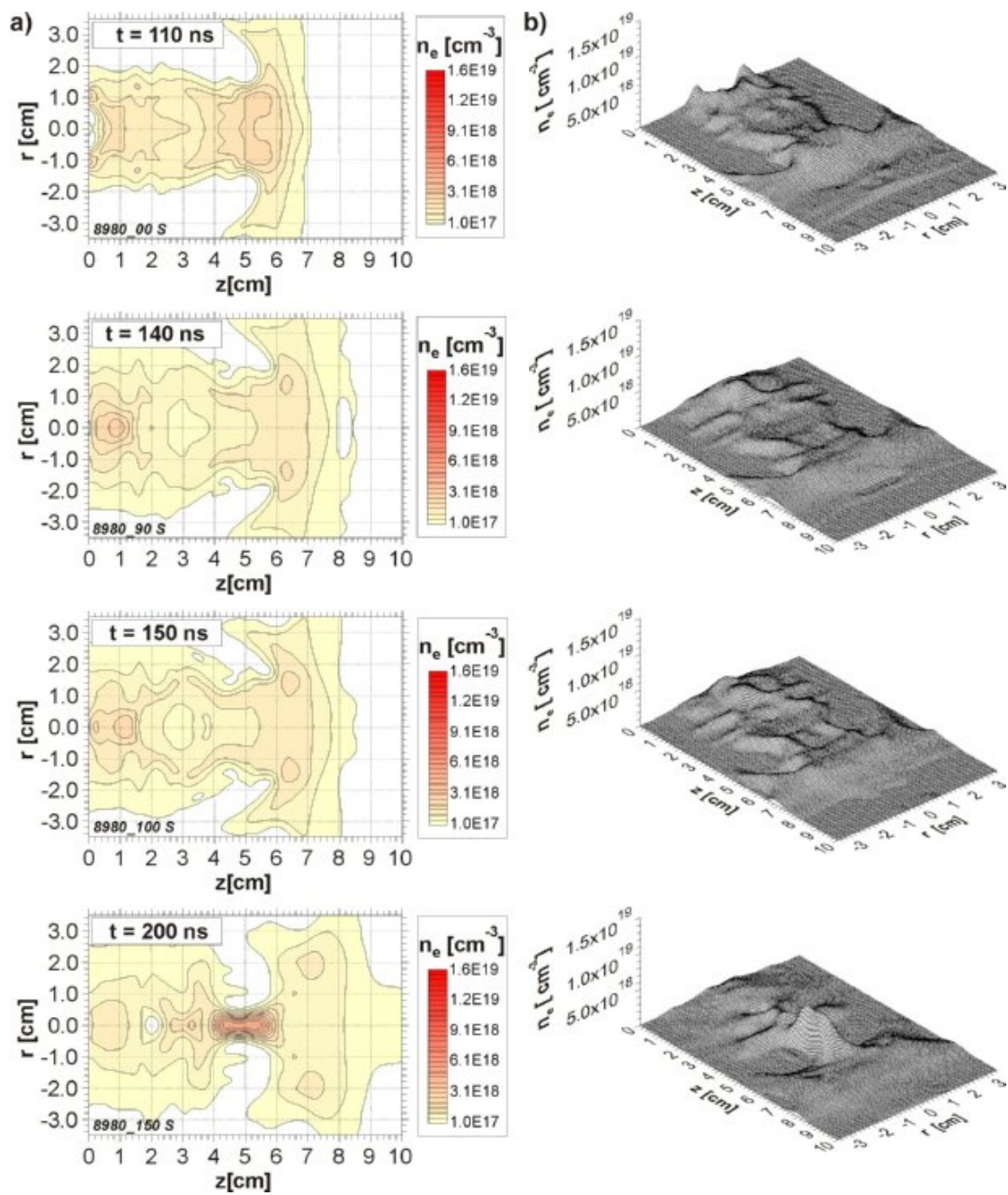
W obydwu analizowanych przypadkach minimalny promień sznura plazmowego wynosił ok. 1 cm. W wyniku ekspansji radialnej promień sznura wzrastał do ok. 2 cm i proces ten trwał do ok. 110 ns. W późniejszym okresie obserwuje się rozpad sznura plazmowego.

Radialne rozkłady koncentracji elektronowej (rys. 6.9) ilustrują powstawanie za plazmoidem obszaru o obniżonej koncentracji elektronowej. Z porównania z rozkładami otrzymanymi w wyładowaniu **8572** wynika, że obszar ten charakteryzuje się wyższą koncentracją.

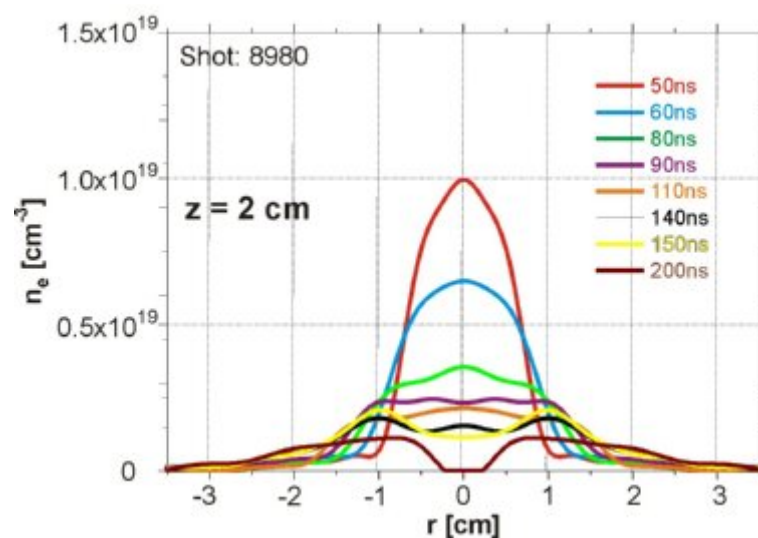
Rozkłady koncentracji liniowej, na podstawie których określono osiową prędkość jej frontu, (rys. 6.11), przedstawia rys. 6.10



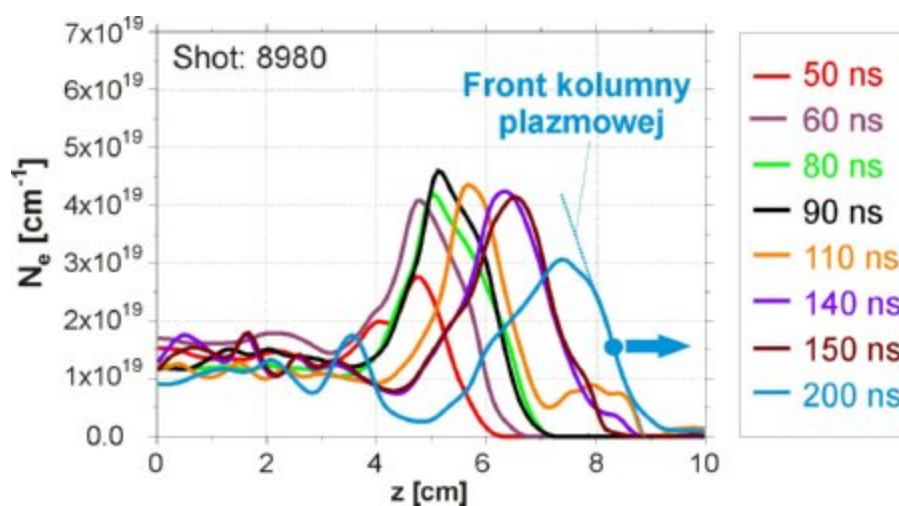
Rysunek 6.7: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie formowania sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8980.



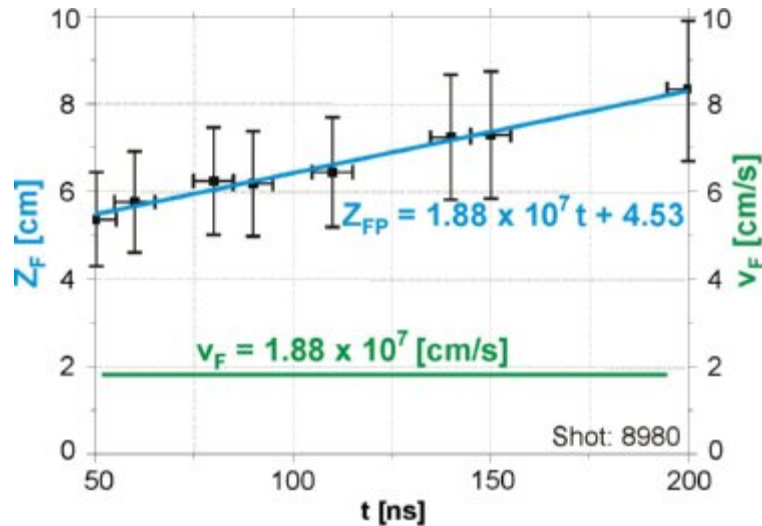
Rysunek 6.8: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie rozpadu sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8980.



Rysunek 6.9: Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 2$ cm od anody. Wyładowanie 8980.



Rysunek 6.10: Rozkłady koncentracji liniowej dla wyładowania 8980.



Rysunek 6.11: Zależność położenia frontów koncentracji liniowej oraz średnia prędkość osiowa czoła plazmy w różnych chwilach ewolucji wyładowania **8980**.

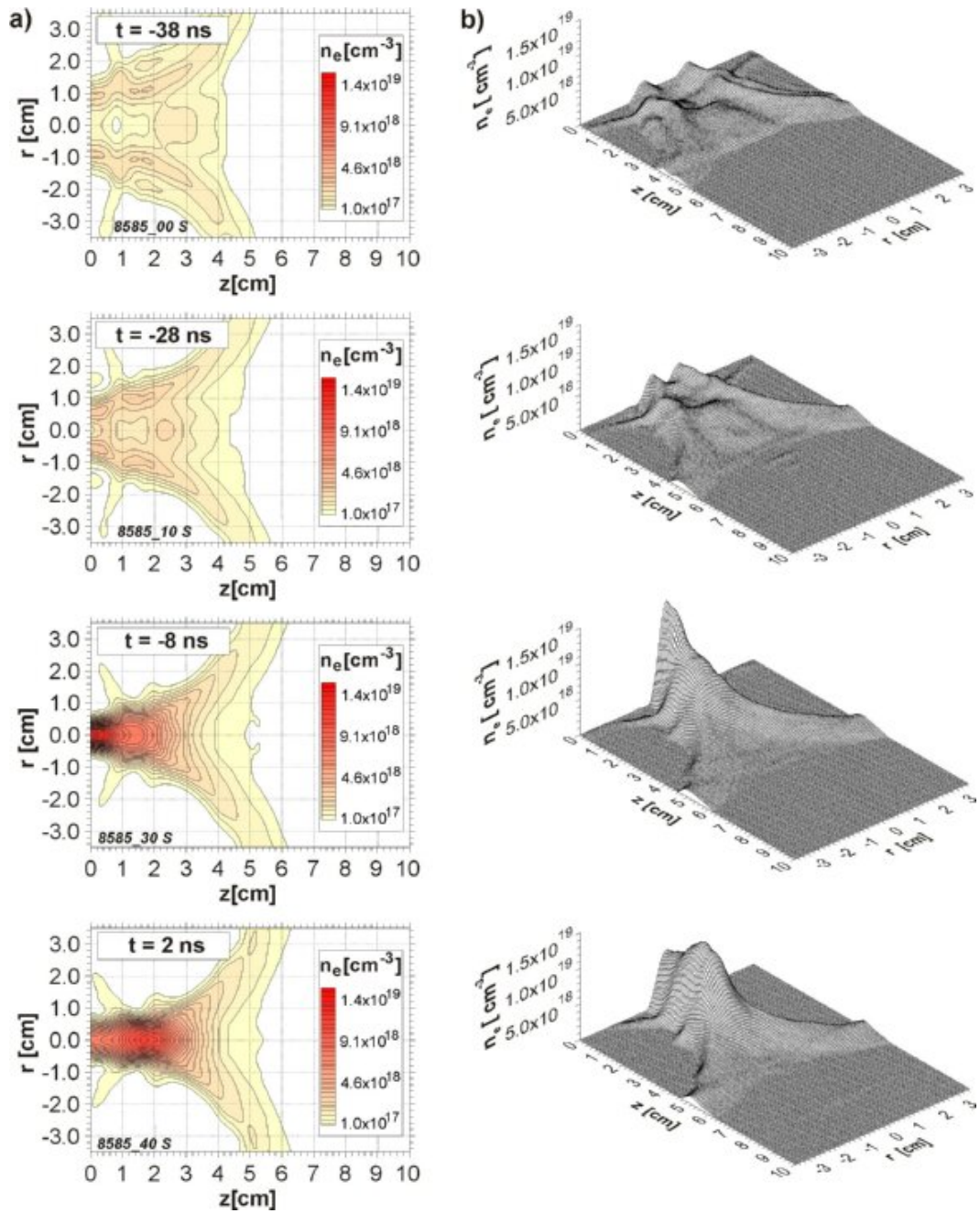
Prędkość frontu liniowej koncentracji elektronowej kolumny plazmowej wynosi $1.88 \times 10^7 \text{ cm/s}$ i jest podobna, aczkolwiek nieznacznie wyższa, jak w przypadku poprzedniego wyładowania (8572).

6.2 Badanie dynamiki i parametrów plazmy w procesie formowania i rozpadu sznura plazmowego dla wyładowań o wysokiej wydajności neutronów

Kategorię wyładowań charakteryzujących się wysoką wydajnością neutronową prezentują w niniejszej pracy strzały o numerach **8585** oraz **8584**, których wydajność jest na poziomie większym niż 1.0×10^{11} . W wyładowaniu **8585** wynosiła 1.22×10^{11} , natomiast w **8584** - 4.30×10^{11} .

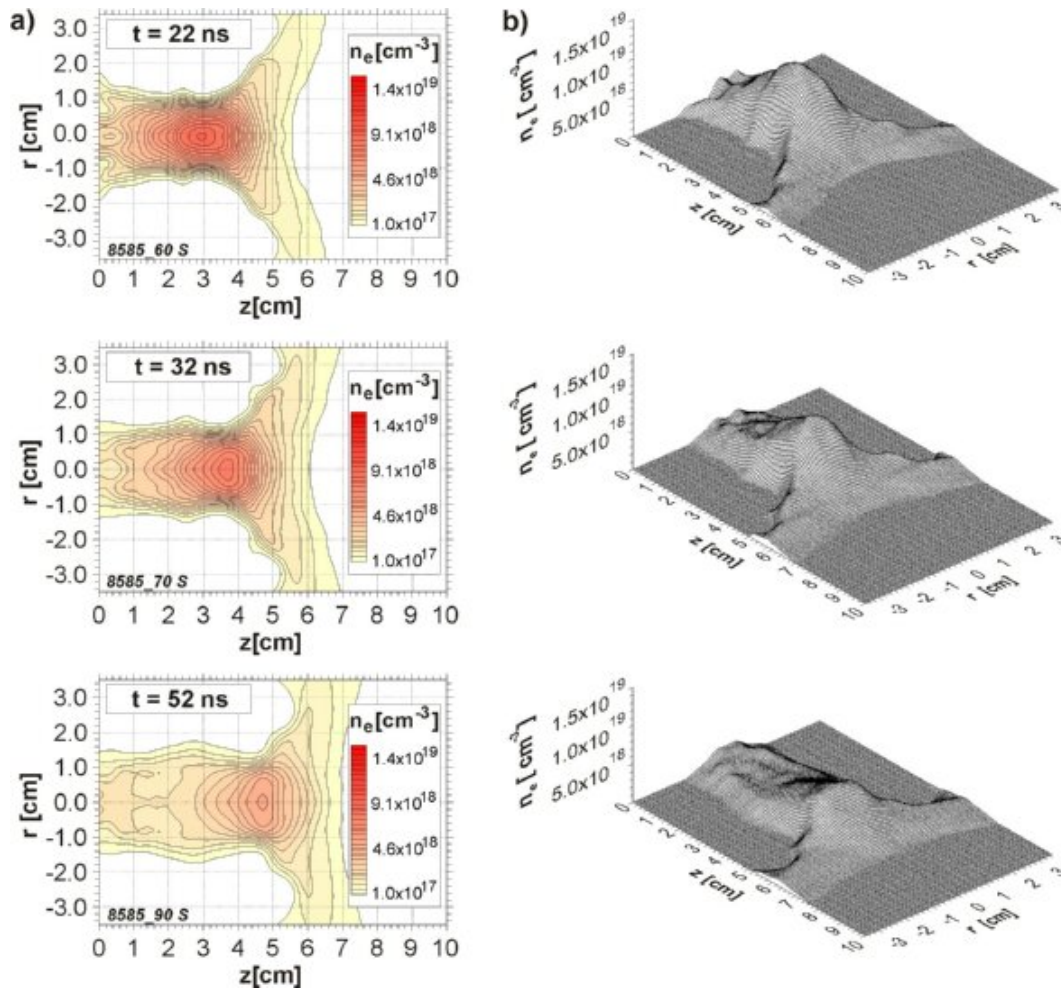
Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące przebieg procesu zbiegania się warstw prądowych oraz formowania sznura plazmowego, w wyładowaniu o numerze **8585**, przedstawione są na rys. 6.12 oraz rys. 6.13.

W odróżnieniu od wyładowań o niskiej wydajności neutronowej, powłoka plazmowa już w fazie akceleracji radialnej ulega wyraźnym zaburzeniom (rys. 6.12). Jednak nie wpływa to na proces formowania sznura plazmowego, co potwierdzają rozkłady koncentracji elektronowej przedstawione na rys. 6.13. Z rozkładów koncentracji elektronowej, rys. 6.12, wynika, że proces formowania sznura plazmowego



Rysunek 6.12: Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące koniec fazy akceleracji radialnej powłoki plazmowej oraz początek formowania sznura plazmowego (wyładowanie 8585).

w tym przypadku jest krótszy (poniżej 90 ns) w porównaniu z wyładowaniami odpowiadającymi niskiej wydajności neutronowej. Świadczy to o większej dynamice powłoki. W stanie maksymalnej kompresji plazma osiąga wartość koncentracji elektronowej ok. $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Porównując radialne rozkłady koncentracji w przekroju poprzecznym dla odległości $z = 2 \text{ cm}$ od anody (rys. 6.14) z rozkładami odpowiadającymi wyładowaniu o niskiej wydajności (8980 - rys. 6.9) można zauważyć, że



Rysunek 6.13: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające procesom zachodzącym w sznurze plazmowym w zakresie czasów 22 do 52 ns (8585) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne.

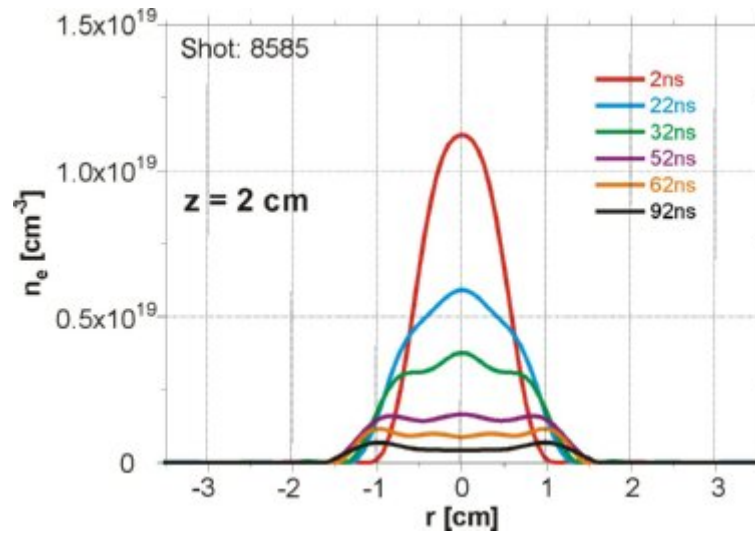
w rozpatrywanym wyładowaniu koncentracja elektronowa spada znacznie szybciej.

Większą dynamikę potwierdzają również rozkłady liniowej koncentracji elektronowej (rys. 6.15) oraz określona na ich podstawie średnia prędkość czoła liniowej koncentracji kolumny (2.13×10^7 cm/s), rys. 6.16.

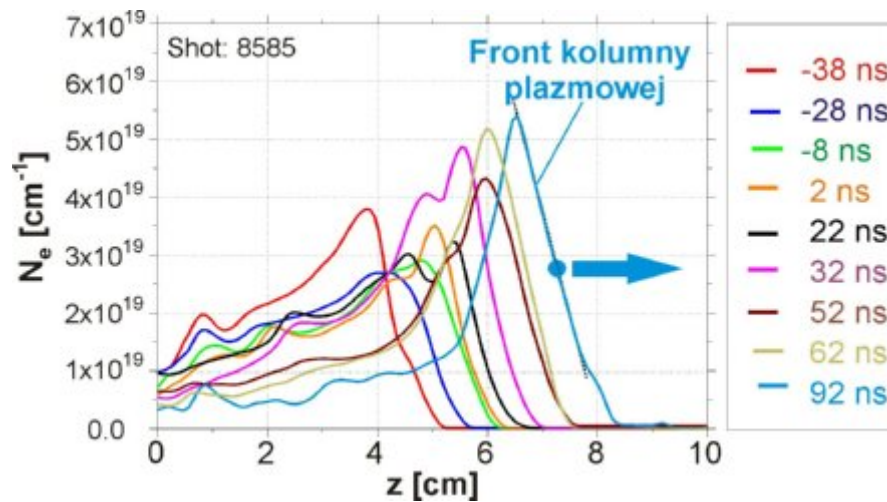
Prędkość ta jest wyraźnie wyższa niż w przypadku niskich wydajności.

Wpływ dynamiki procesu formowania sznura plazmowego na wydajność neutronową jest najbardziej widoczny dla wyładowania o numerze **8584**. Rozkłady koncentracji elektronowej dla tego wyładowania przedstawione zostały na rys. 6.17 oraz rys. 6.18.

Jak wynika, z przedstawionych rozkładów, faza formowania sznura plazmowego, podobnie jak dla poprzedniego wyładowania, jest wyraźnie krótsza niż dla niskich wydajności i wynosi ok. 70 – 90 ns. Maksymalna koncentracja elektronowa w stanie maksymalnej kompresji plazmy osiąga wartość bliską 1.5×10^{19} cm⁻³. W później-



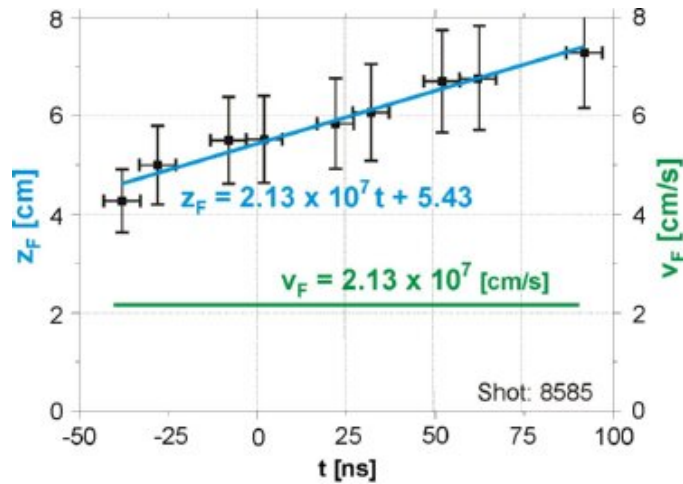
Rysunek 6.14: Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 2$ cm od anody. Wyładowanie **8585**.



Rysunek 6.15: Rozkłady koncentracji liniowej dla wyładowania **8585**.

szym okresie, analogicznie jak w poprzednim przypadku (rys. 6.14), koncentracja plazmy radykalnie spada (rys. 6.19). Spadek koncentracji elektronowej w obszarze za plazmoidem jest w znaczącym stopniu spowodowany szybką ekspansją radialną sznura plazmowego. Określona na podstawie rozkładów radialnych koncentracji elektronowej, rys. 6.19, prędkość ekspansji osiowej sznura plazmowego wynosi ok. 2.13×10^7 cm/s i jest ok. 40 % wyższa od prędkości ekspansji obserwowanych dla wyładowań z niską wydajnością.

Podobnie jak w przypadku poprzedniego wyładowania o dużej wydajności, obserwowane są zaburzenia zarówno powłoki jak i sznura plazmowego w fazie ekspansji radialnej. Nie stwierdzono jednak ich wpływu na dezintegrację sznura plazmowego, co prezentują rozkłady koncentracji elektronowej na rys. 6.18. W przeciwień-



Rysunek 6.16: Średnia osiowa prędkość frontu liniowej koncentracji elektronowej plazmy w przypadku wyładowania o wysokiej wydajności neutronowej (8585).

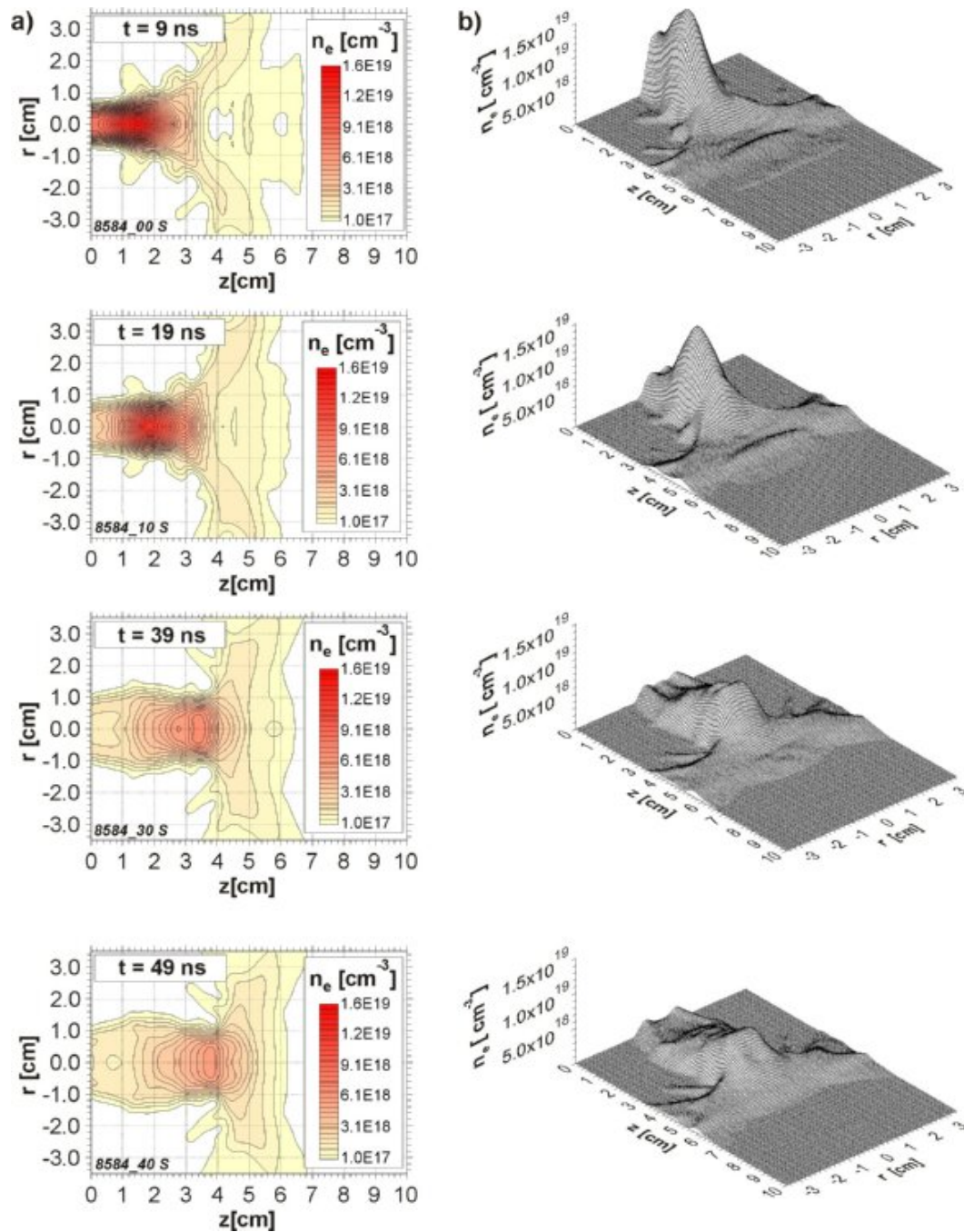
stwie do wyładowań o niskiej wydajności rozpad sznura nie jest wynikiem rozwoju klasycznych niestabilności magneto-hydrodynamicznych, tylko efektem zjawisk anomalnych, związanych z rozwojem różnego typu niestabilności prądowych w plazmie o bardzo niskiej koncentracji elektronowej [66].

Rozkłady liniowej koncentracji elektronowej przedstawione zostały na rys. 6.20, natomiast zależność położenia frontu kolumny plazmowej w funkcji czasu prezentuje rys. 6.20.

Uzyskana średnia prędkość ($2.29 \times 10^7 \text{ cm/s}$) frontu koncentracji liniowej plazmy potwierdza większą dynamikę tego wyładowania w odniesieniu do pozostałych.

Przedstawione wyżej wyniki badań dynamiki i struktury plazmy w urządzeniu PF-1000 dla wyładowań o różnych wydajnościach pozwalają sformułować następujące wnioski:

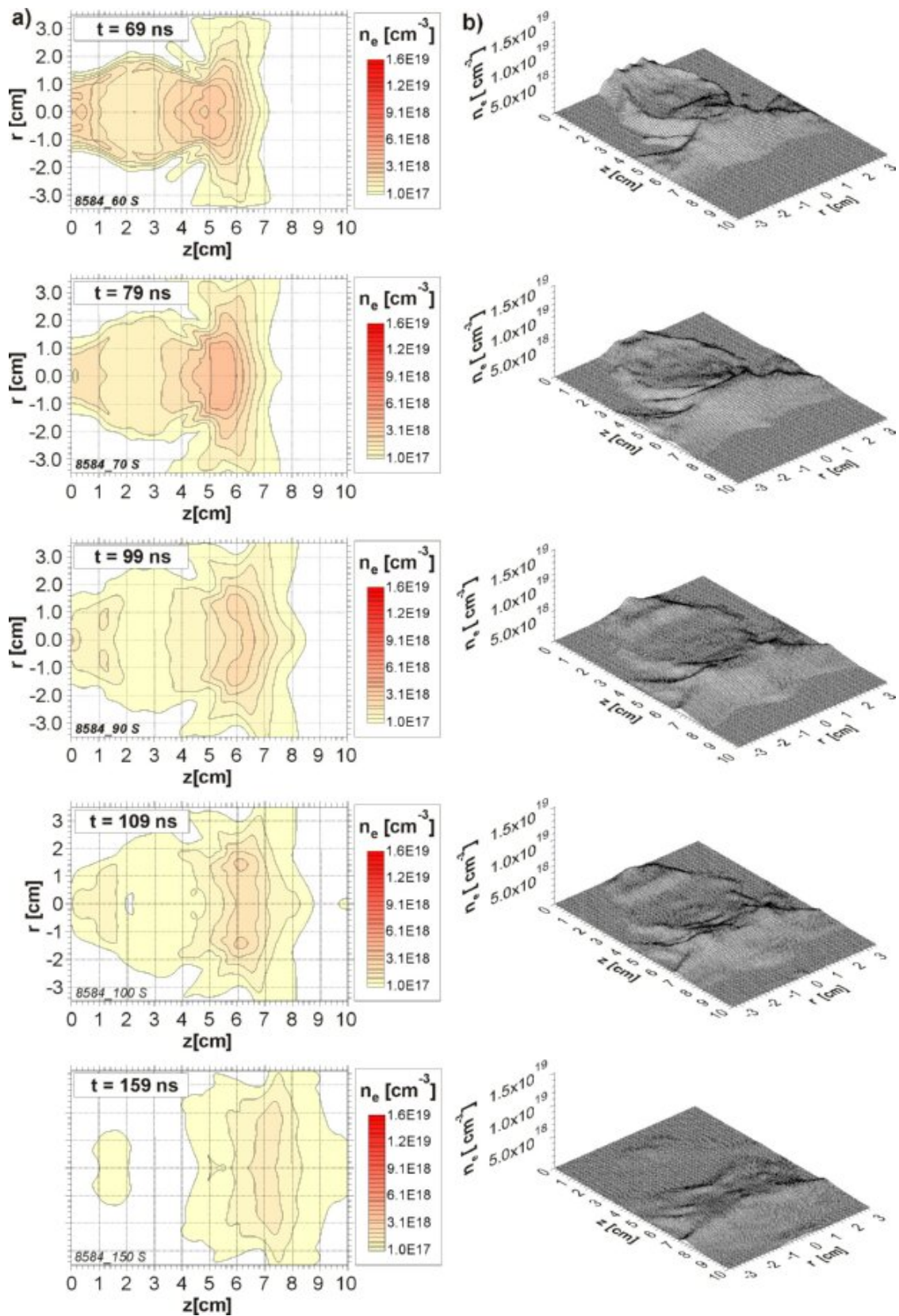
- Powłoka plazmowa dla niskich wydajności neutronów jest gładka, podczas gdy w przypadku wysokich wydajności widoczne są deformacje na jej zewnętrznej powierzchni. Nie mają one jednak istotnego wpływu na proces formowania sznura plazmowego.
- Szybkość formowania sznura plazmowego jest wyraźnie wyższa w przypadku wysokich wydajności neutronów. Świadczy o tym wyższa prędkość osiowa czoła sznura plazmowego w tym przypadku. Jest to efektem wyższej prędkości powłoki plazmowej. Jej prędkość determinuje również dynamikę późniejszych procesów zachodzących w sznurze plazmowym.
- Długość sznura plazmowego jest podobna dla różnych wydajności i osiąga wartość ok. $8 - 9 \text{ cm}$. Długość ta jest jednak tylko zależna od geometrii



Rysunek 6.17: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie ekspansji radialnej sznura plazmowego (8584) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne.

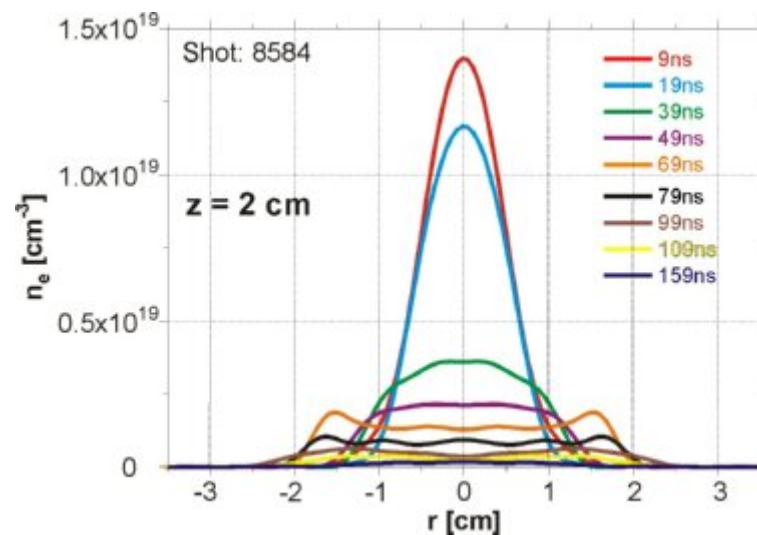
i wymiarów elektrod, a nie od dynamiki powłoki plazmowej. Istotna jest tutaj relacja pomiędzy prędkościami osiową i radialną powłoki, a ta jest zachowana w każdym wyładowaniu.

- Promień minimalny, jaki osiąga sznur plazmowy w wyniku kompresji osiąga wartość około 1 cm, niezależnie od wydajności neutronów. Odpowiada to maksymalnej koncentracji elektronów na poziomie $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

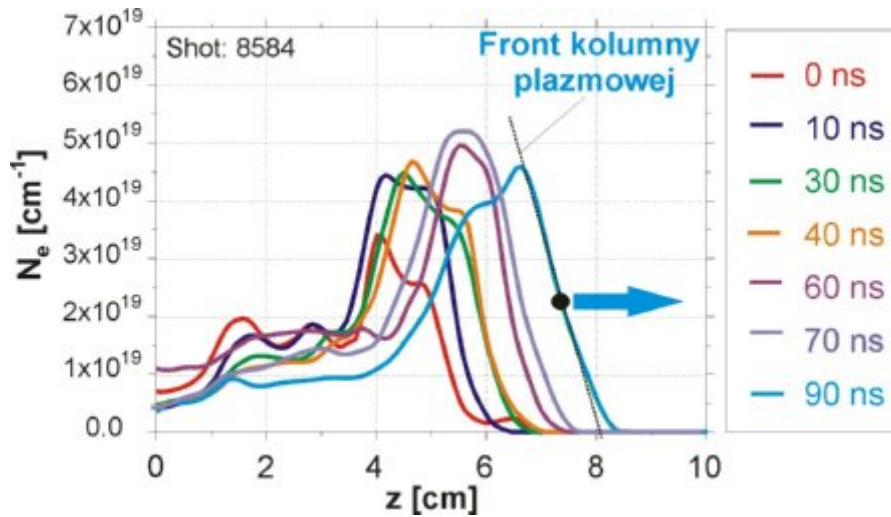


Rysunek 6.18: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie ekspansji radialnej oraz dezintegracji sznura plazmowego (8584) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne.

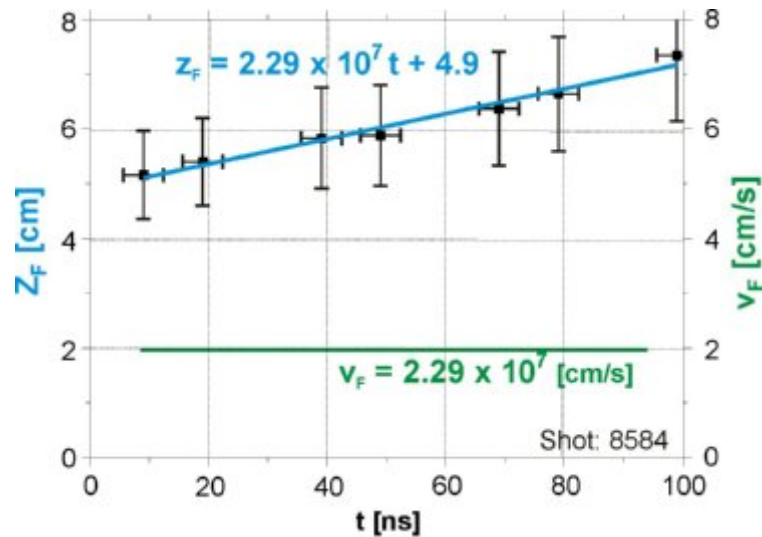
- Istotne różnice obserwuje się w przebiegu ekspansji radialnej sznura plazmowego dla niskich i wysokich wydajności neutronów. Proces ten trwa dla przypadków niskiej i wysokiej wydajności odpowiednio 140 i 90 *ns*. Prowadzi to do około dwukrotnie szybszego spadku koncentracji elektronowej za plazmoidem w przypadku wysokich wydajności neutronów.
- Proces ekspansji radialnej sznura plazmowego kończy się po osiągnięciu przez ciśnienie plazmy stanu równowagi z ciśnieniem pola magnetycznego. Sznur plazmowy osiąga wówczas promień ok. 2 *cm*.
- Końcowym etapem ewolucji sznura plazmowego jest jego rozpad. Towarzyszy mu zarówno rozwój niestabilności MHD $m=0$ jak i niestabilności kinetycznych, prowadzących do stopniowego zaniku ostrej granicy sznura plazmowego w wyniku dyfuzji pola magnetycznego do wnętrza plazmy.



Rysunek 6.19: Radialne rozkłady koncentracji elektronowej w przekroju $z = 2$ *cm* dla wyładowania **8584**.



Rysunek 6.20: Rozkłady liniowej koncentracji elektronowej odpowiadające wyładowaniu o wysokiej wydajności neutronowej (8584).



Rysunek 6.21: Średnia prędkość frontu liniowej koncentracji elektronowej powłoki plazmowej w przypadku wyładowania o wysokiej wydajności neutronowej (8584).

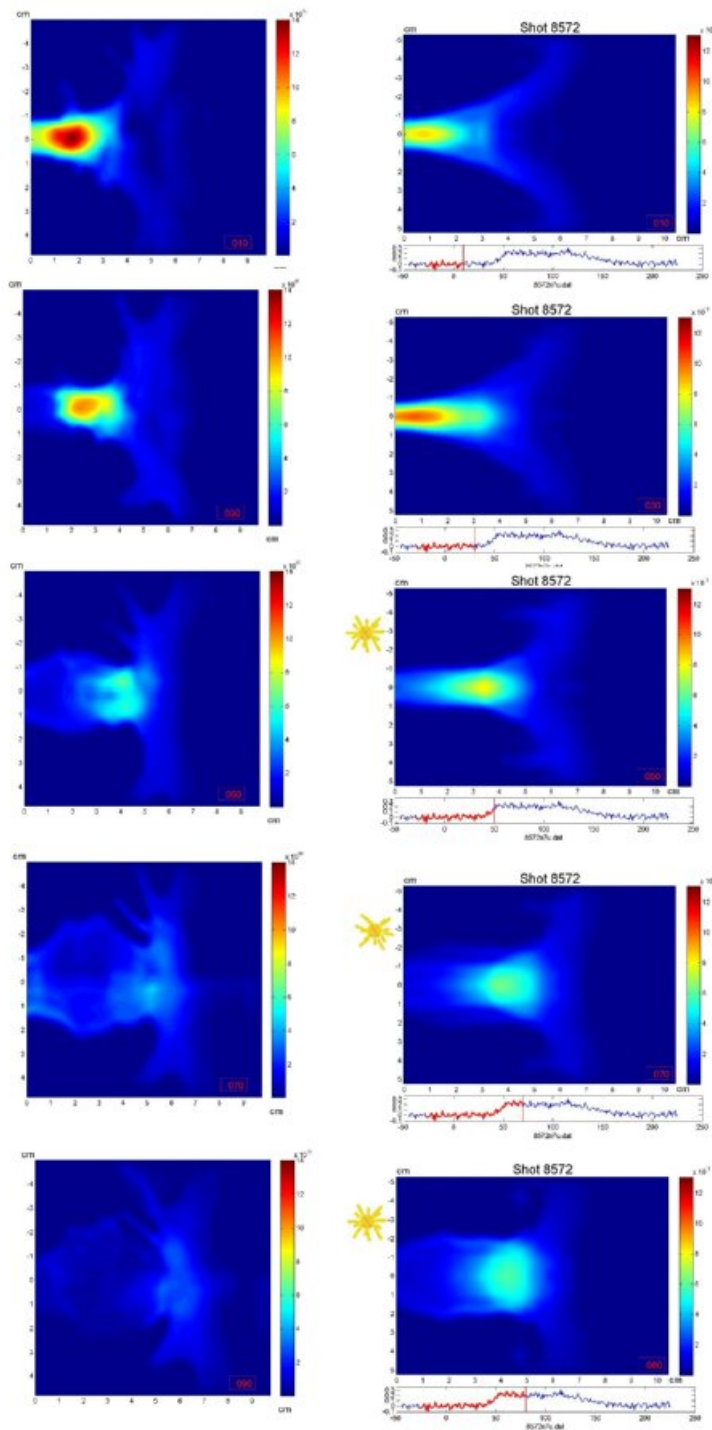
6.3 Komputerowa rekonstrukcja procesu wyładowania w PF-1000

Na podstawie uzyskanych rozkładów koncentracji elektronowej dokonano symulacji komputerowych każdego z wyładowań z rozdzielczością czasową 1 ns¹. Symulacje te umożliwiły bardziej szczegółowe porównanie procesów formowania i rozpadu sznura plazmowego między wyładowaniami o różnych wydajnościach neutronowych.

Rys. 6.22 przedstawia porównanie dynamiki wyładowań w przypadku (a) wyso-

¹Symulacje autorstwa Jiri'ego Kortanka, Politechnika Czeska, Praga, Republika Czeska

kiej oraz (b) niskiej wydajności neutronowej.



Rysunek 6.22: Porównanie dynamiki wyładowań: (a) z wysoką oraz (b) z niską wydajnością neutronową.

Powyższe porównanie potwierdza wyżej dyskutowane różnice w dynamice wyładowań charakteryzujących się różnymi wydajnościami neutronowymi. Dla wyładowania o niskiej wydajności faza formowania sznura plazmowego trwa jeszcze dla czasów powyżej 90 ns, podczas gdy dla wyładowania charakteryzującego się wysoką

wydajnością, rozpoczyna się proces dezintegracji sznura plazmowego.

Przedstawione powyżej wyniki pomiarów interferometrycznych były podstawą do bardziej szczegółowych analiz przedstawionych w Rozdziale 6.

6.4 Sznur plazmowy jako główne źródło generacji neutronów

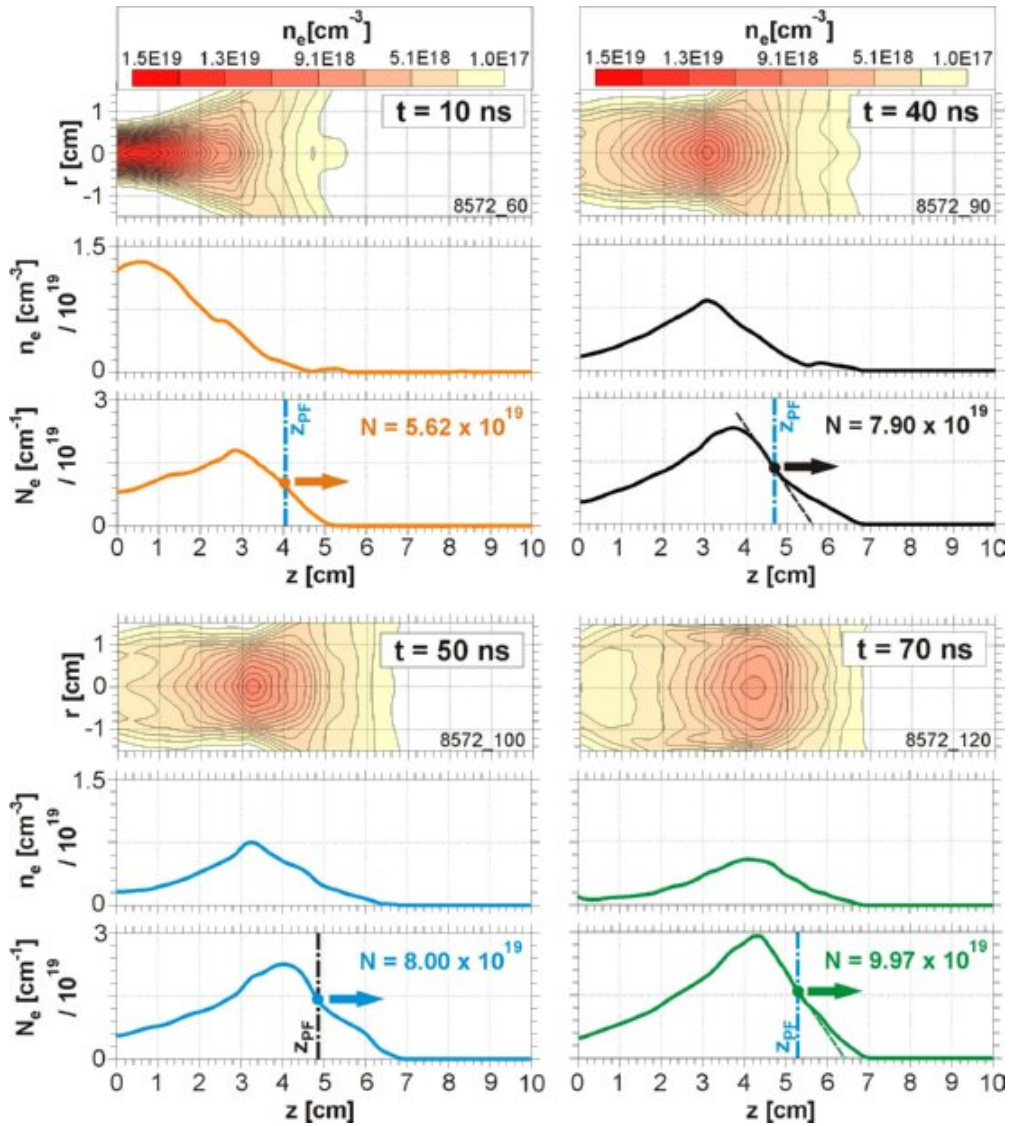
Badanie parametrów i struktury plazmy przedstawione w rozdziale 2 dotyczyły ich związku z sumaryczną wydajnością neutronów. Poniżej przedstawiono analogiczne analizy, jednak dotyczą one tylko sznura plazmowego w różnych chwilach jego ewolucji. Stanowi to materiał niezbędny do poszukiwań związków pomiędzy różnymi stanami ewolucji sznura plazmowego a strukturą sygnałów neutronowych. Szczególną uwagę zwrócono na konfigurację plazmy zwaną plazmoidem, która, zdaniem autora, stanowi ważny element w procesie syntezy deuteronów i emisji neutronów.

6.4.1 Określenie dynamiki i parametrów plazmy w sznurze plazmowym dla różnych poziomów wydajności neutronów

W celu uzyskania bardziej szczegółowych informacji na temat dynamiki i parametrów plazmy w sznurze plazmowym, w przypadku wszystkich analizowanych wyładowań ograniczono się do analizy rozkładów koncentracji elektronowej centralnej części plazmy o promieniu 1.5 cm . Takie podejście miało na celu wyeliminowanie wpływu zewnętrznych fragmentów powłoki plazmowej na szacowane parametry. W analizach nie brano pod uwagę rozkładów koncentracji elektronowej odpowiadających czasom poprzedzającym proces tworzenia kolumny plazmowej.

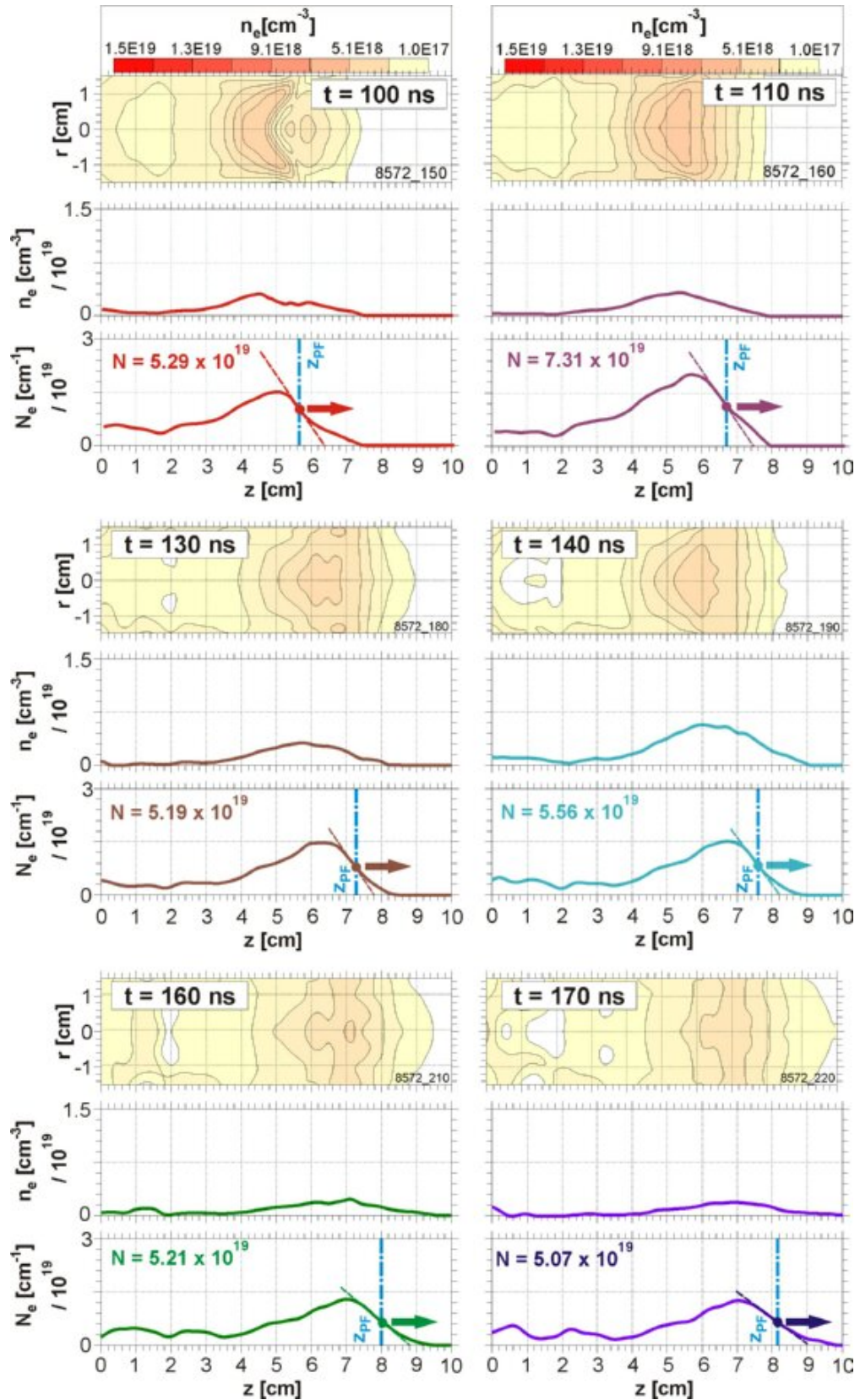
W przypadku wyładowania z niską wydajnością neutronów (**8572**), zestaw rozkładów koncentracji elektronowej przedstawiono na rys. 6.23 i rys. 6.24. Dla każdego kadru odpowiadającego określonej chwili wykreślono rozkład przestrzenny koncentracji elektronów $n_e(r, z)$, rozkład koncentracji na osi plazmy $n_e(z)$ oraz rozkład koncentracji liniowej elektronów wzdłuż osi plazmy $N_e(z)$.

Położenie maksimum na rozkładzie $n_e(z)$ odpowiada miejscu maksymalnej kompresji plazmy, tj. położeniu plazmoidu. Ze względu na krzywiznę powłoki plazmowej, jego prędkość maleje z czasem do wartości prędkości osiowej powłoki plazmowej. Prędkość plazmoidu ma charakter prędkości fazowej i nie wiąże się z przepływem osiowym plazmy. Natomiast informację o ruchu osiowym plazmy uzyskujemy, porównując rozkłady koncentracji liniowej elektronów, odpowiadające różnym chwilom.



Rysunek 6.23: Wyładowanie **8572**. Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej ilustrujące ewolucję plazmoidu w zakresie czasu od 10 do 70 *ns*.

Początkowo front osiowo propagującej się plazmy wyprzedza plazmoid. Jednakże w późniejszym okresie, ze względu na wyższą prędkość plazmoidu w stosunku do prędkości frontu plazmy, położenie plazmoidu praktycznie pokrywa się z frontem plazmy. Ponieważ ten późniejszy okres będzie przedmiotem dalszych analiz w aspekcie jego związku z produkcją neutronów, początkowa rozbieżność położenia plazmoidu względem położenia frontu plazmy jest w związku z tym nieistotna. Poniższe oceny parametrów plazmy na froncie sznura plazmowego, odnoszące się do wszystkich analizowanych wyładowań, stanowią podstawę do dalszych rozważań o mechanizmach produkcji neutronów w obszarze sznura plazmowego, przedstawionych w Rozdziale 7.

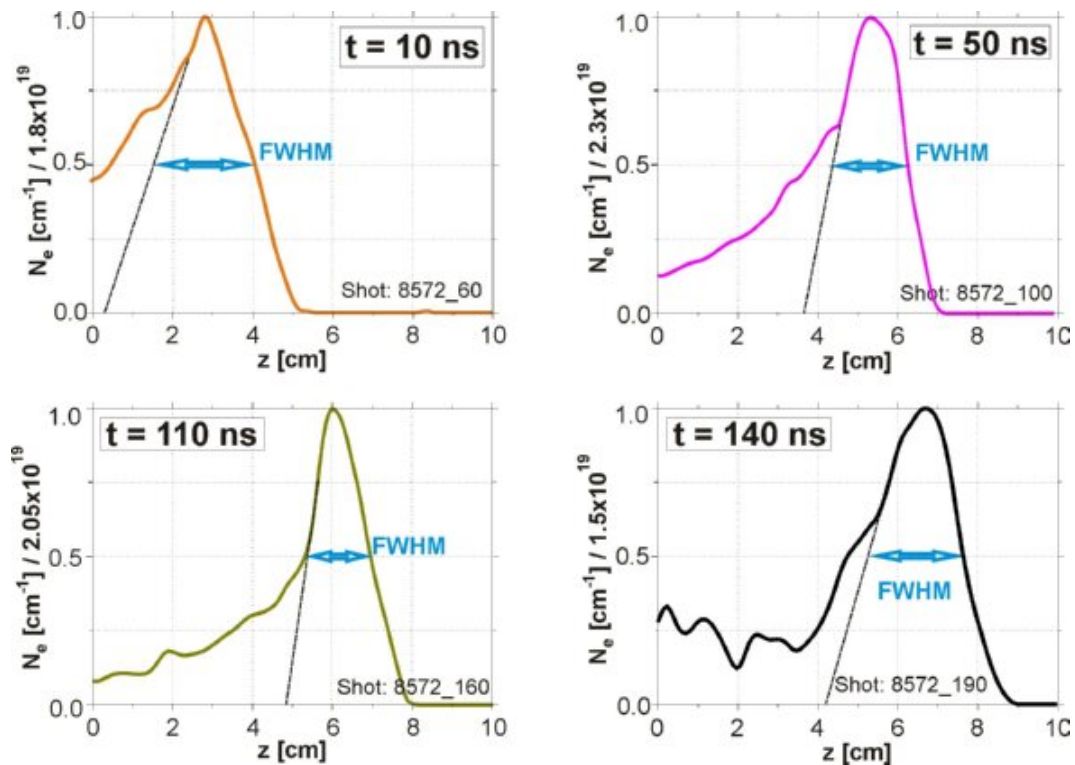


Rysunek 6.24: Wyładowanie 8572. Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej ilustrujące ewolucję plazmoidu w zakresie czasu od 100 do 170 ns.

Na podstawie położenia frontów koncentracji liniowych (rys. 6.5) obliczona została średnia prędkość osiowa plazmy, wynosząca $2.69 \times 10^7 \text{ cm/s}$.

Aby określić liczbę elektronów (deuteronów) w ruchomym fragmencie kolumny plazmowej, jego osiowy wymiar zdefiniowano jako szerokość połówką² rozkładów koncentracji liniowej. Sposób wydzielenia wymiaru osiowego analizowanego fragmentu plazmy ilustruje rys. 6.25

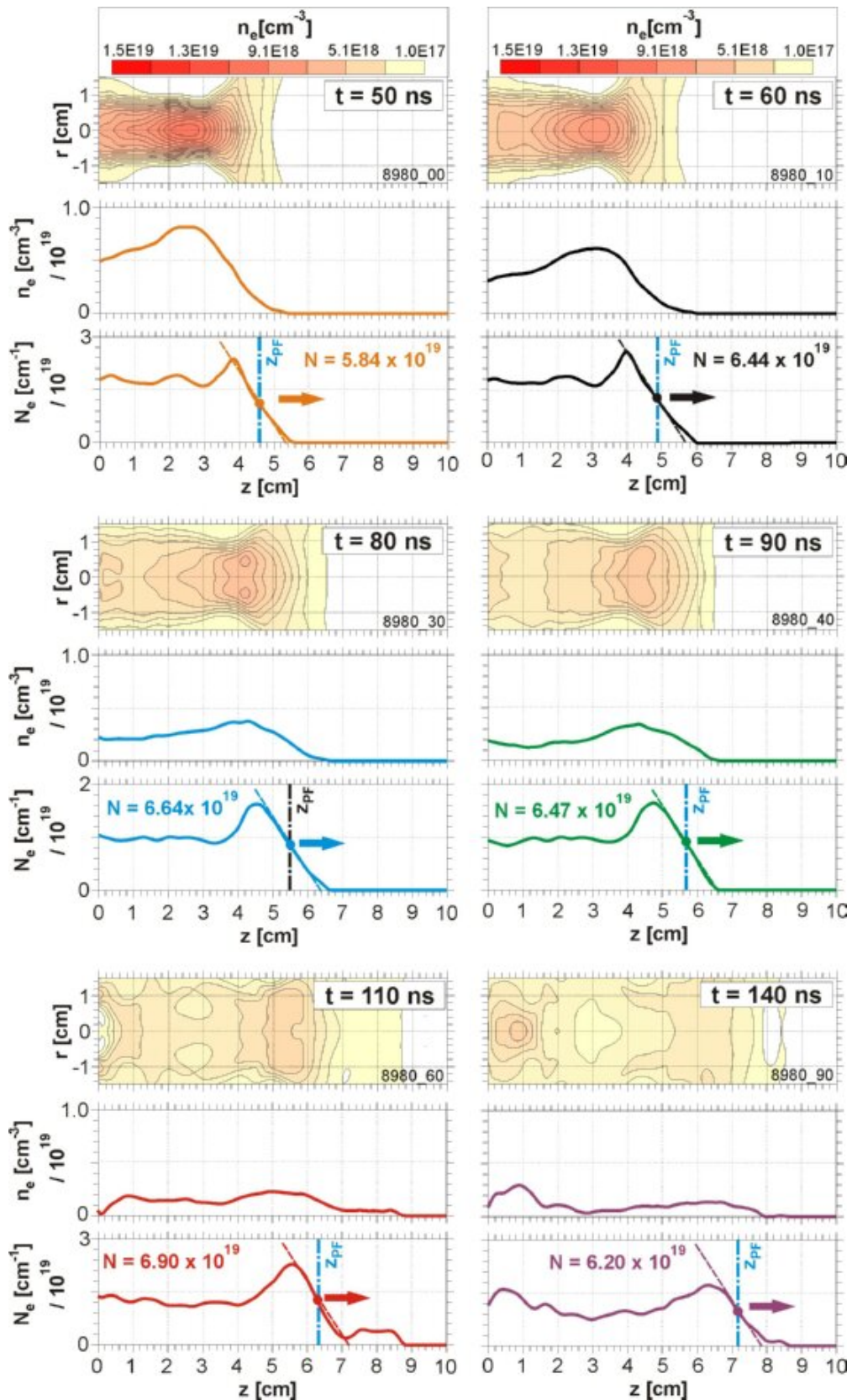
Przedstawiony wyżej sposób wyznaczenia parametrów plazmy przemieszczającej się wzdłuż kolumny plazmowej został zastosowany przy analizie pozostałych wyładowań. Rozkłady koncentracji elektronowej ograniczone do promienia 1.5 cm oraz odpowiadające im rozkłady $n_e(z)$ i $N_e(z)$ dla wyładowań **8980**, **8585** oraz **8584** zostały przedstawione odpowiednio na rysunkach 6.26, 6.27 i 6.28.



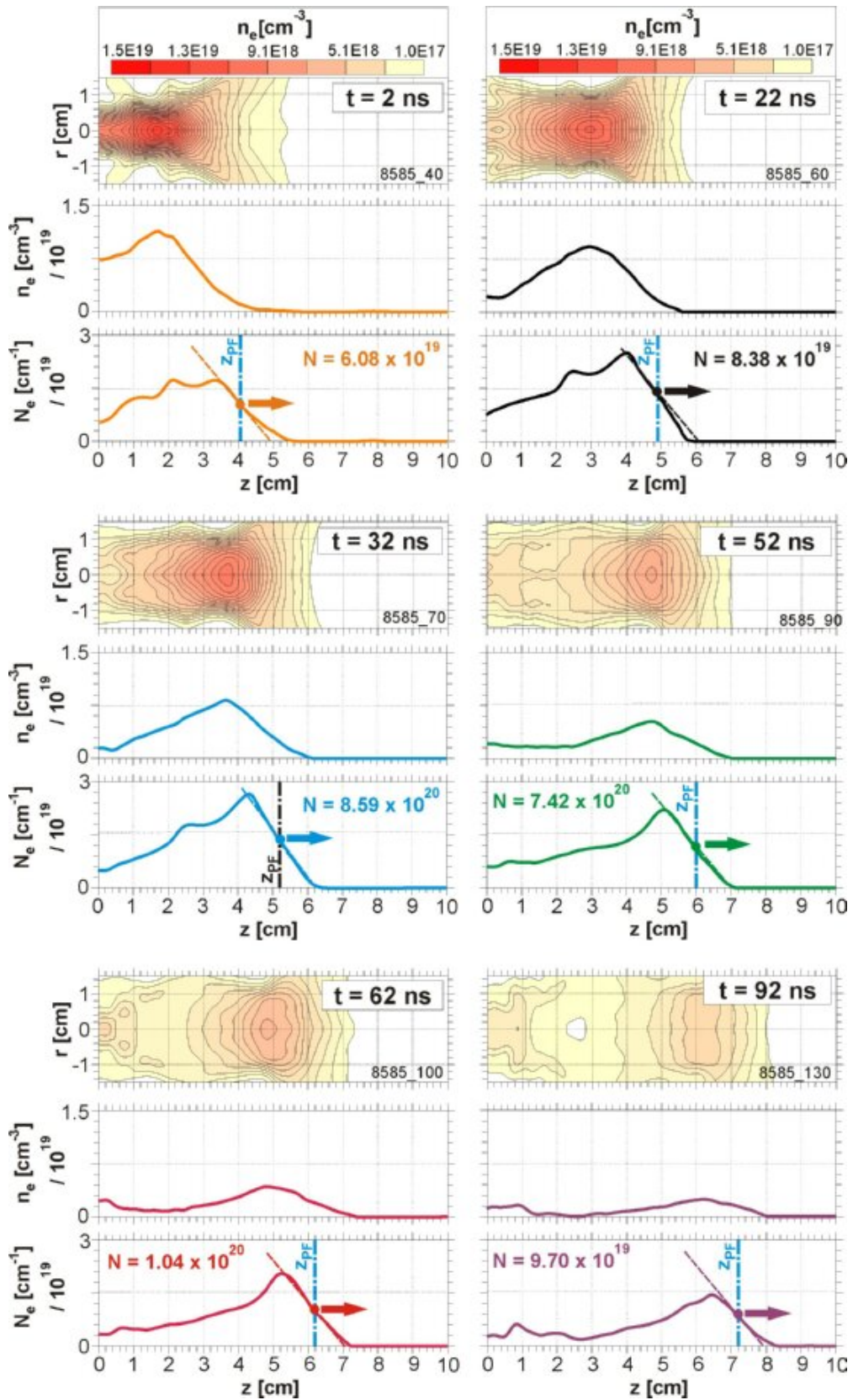
Rysunek 6.25: Znormalizowane liniowe rozkłady koncentracji elektronowej dla wybranych czasów wyładowania **8572**.

Rys. 6.29 przedstawia porównanie położenia frontów liniowej koncentracji elektronowej oraz prędkości osiowej plazmy dla wszystkich analizowanych wyładowań. Na rys. 6.30 przedstawiono zależność wydajności neutronów dla rozpatrywanych wyładowań w funkcji prędkości osiowej plazmy. Z powyższych zależności wynika, że im wyższa prędkość plazmy, tym wyższa wydajność neutronowa.

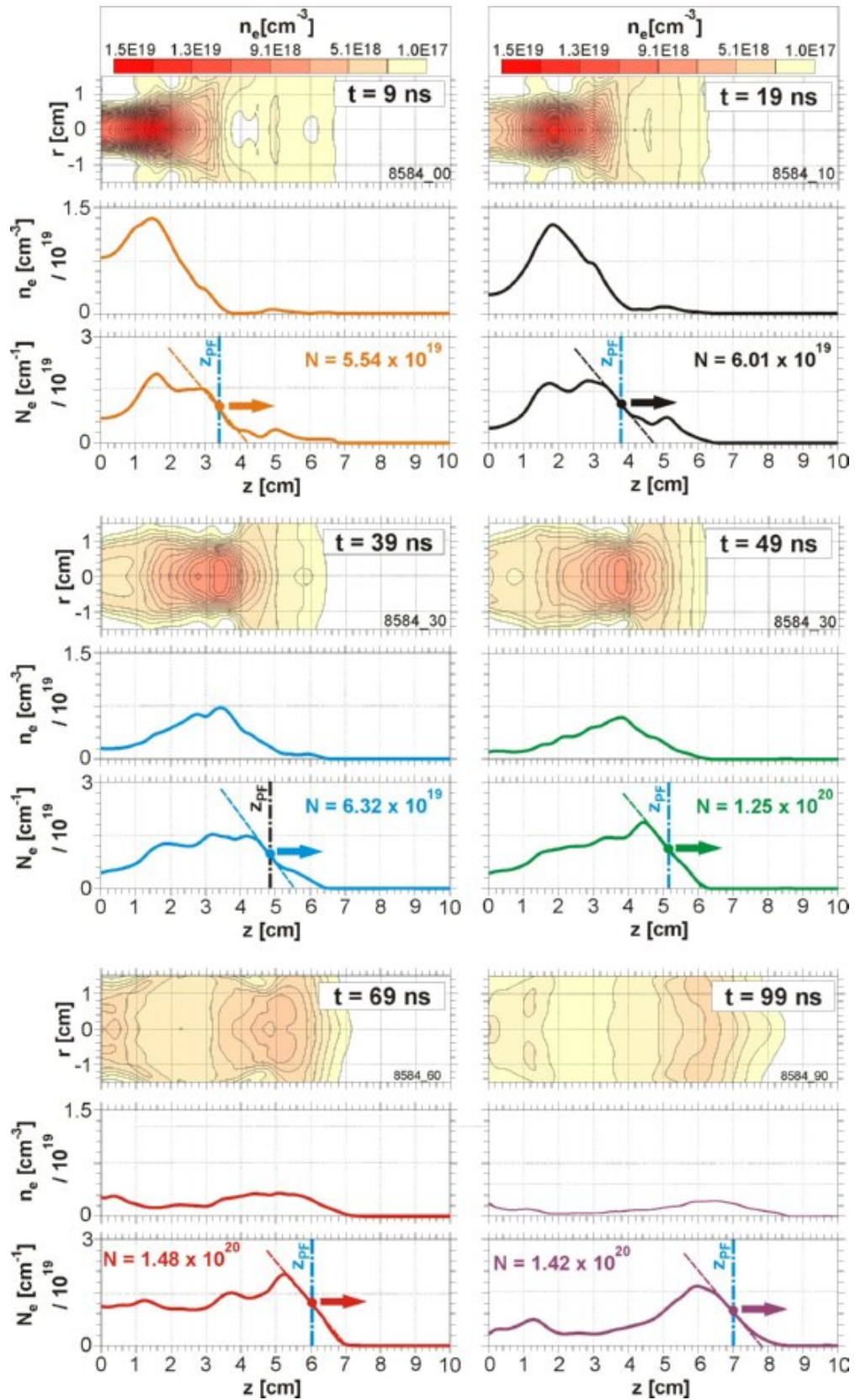
²z ang. *FWHM* - *Full Width in Half Maximum*



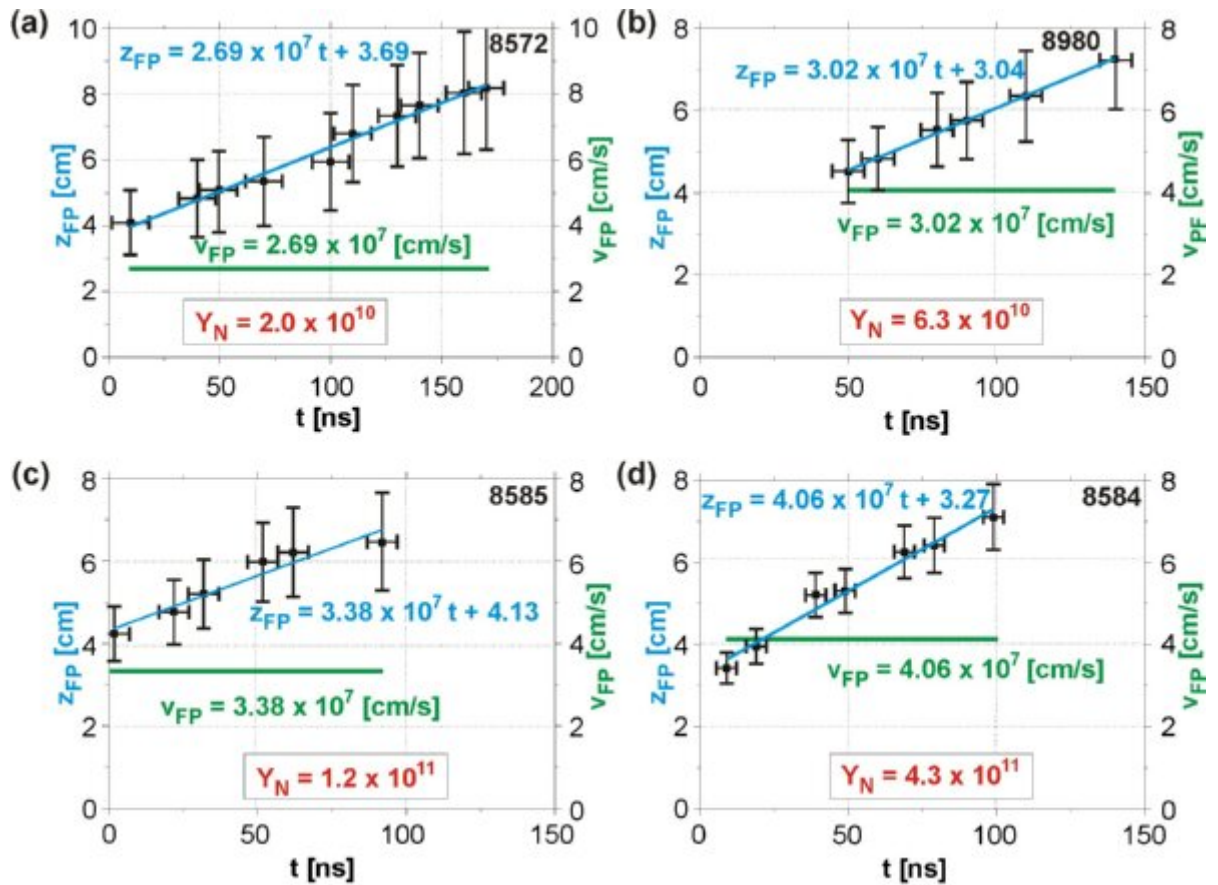
Rysunek 6.26: Wyładowanie 8980. Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej odpowiadające procesom zachodzącym w kolumnie plazmowej w zakresie czasów 50 do 140 ns.



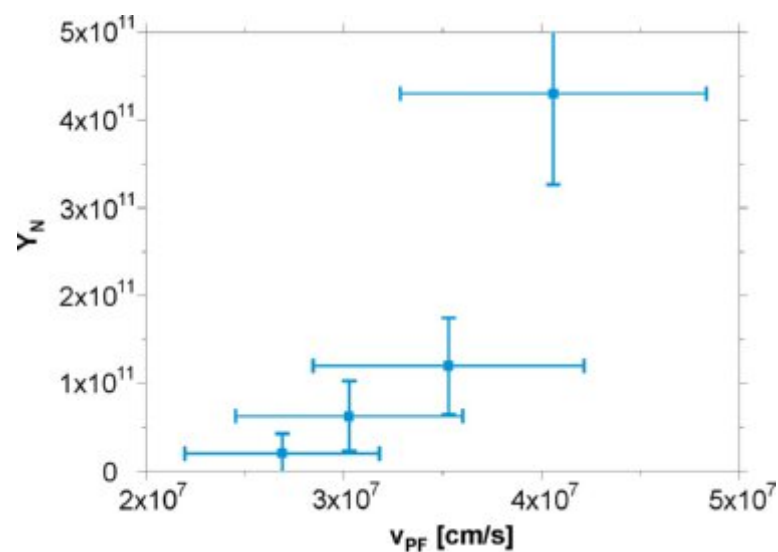
Rysunek 6.27: Wyładowanie 8585. Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej odpowiadające procesom zachodzącym w sznurze plazmowym w zakresie czasu 2 do 92 ns.



Rysunek 6.28: Wyładowanie 8584. Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej odpowiadające procesom zachodzącym w sznurze plazmowym w zakresie czasu 9 do 99 ns.

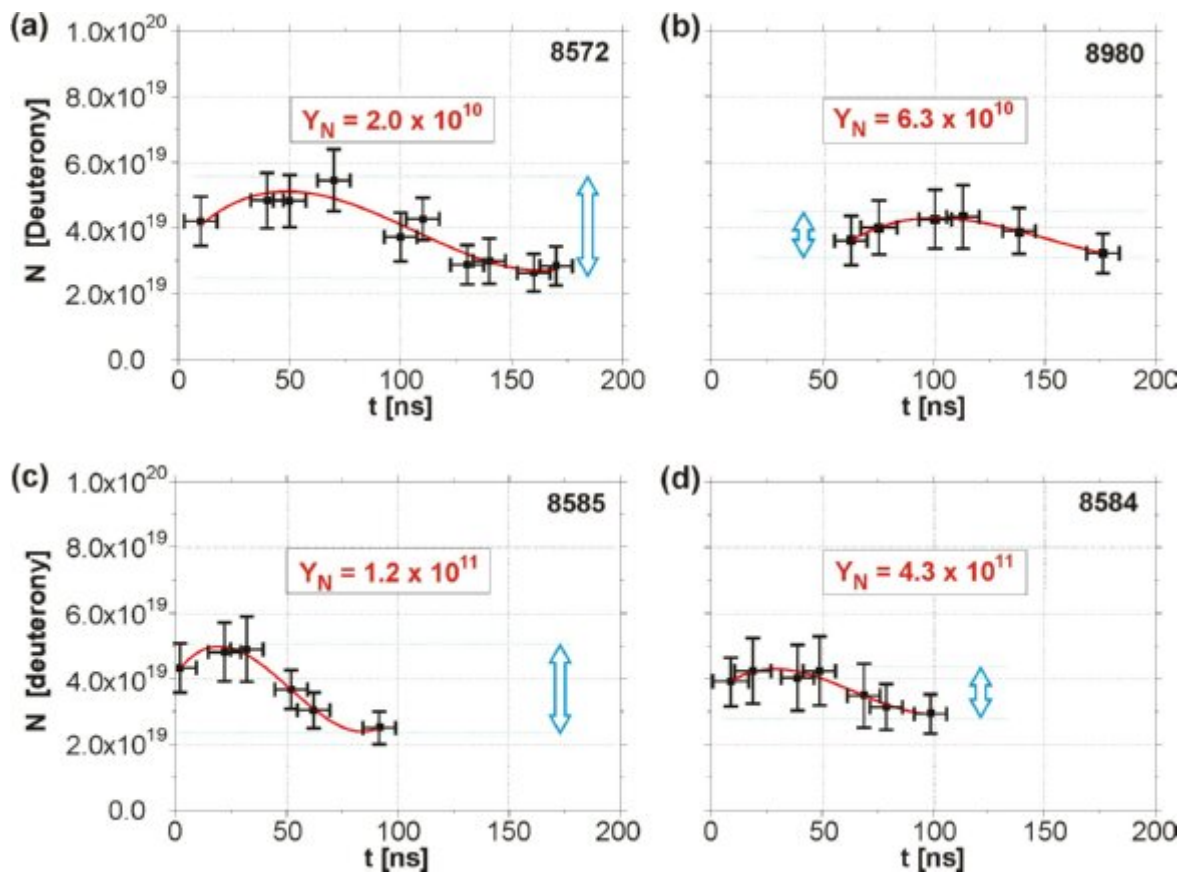


Rysunek 6.29: Położenia frontów koncentracji liniowych oraz ich średnie prędkości dla wyładowań o różnych wydajnościach neutronowych (Y_N): (a) 8572, (b) 8980, (c) 8585, (d) 8584.



Rysunek 6.30: Wykres wydajności neutronowej względem prędkości plazmoidu.

Kolejnym istotnym parametrem, z punktu widzenia wydajności neutronowej, jest liczba elektronów w ruchomej części plazmy, która z dużym prawdopodobieństwem odpowiada liczbie deuteronów (ze względu na plazmę charakteryzującą się małą ilością domieszek). Liczby te, obliczone dla wszystkich przypadków w różnych momentach czasu, przedstawione są na rys. 6.31. Przedstawione zależności pokazują, że zakres zmian liczby elektronów w analizowanym fragmencie kolumny plazmowej nie ma związku z wydajnością neutronów. Natomiast czas “życia” analizowanego fragmentu jest znacznie krótszy w przypadku wyższych wydajności.



Rysunek 6.31: Liczba deuteronów w plazmoidzie w funkcji czasu dla wyładowań o różnych wydajnościach: (a) 8572, (b) 8890, (c) 8585, (d) 8584.

Przedstawione powyżej szczegółowe analizy ewolucji plazmy wewnątrz sznura plazmowego w aspekcie jej związku z wydajnością neutronów pozwalają wyróżnić te czynniki, które mają istotny wpływ na efektywność procesów termojądrowych. Ponieważ wysokiej dynamice procesów formowania i rozpadu sznura plazmowego towarzyszy wysoka wydajność neutronów, problem podwyższenia dynamiki zjawiska *plasma focus* wydaje się być kluczowym zagadnieniem.

6.4.2 Plazmoid jako miejsce generacji neutronów

Plazmoid jest fragmentem sznura plazmowego powstałym w wyniku zderzenia powłoki plazmowej. Ze względu na krzywiznę powłoki, plazmoid ma charakter lokalny i propaguje się wzdłuż formującego się sznura plazmowego. Gwałtowny wzrost ciśnienia skompresowanej plazmy w obszarze plazmoidu skutkuje jej późniejszą ekspansją radialną. Wytwarza to sytuację, w której obszar lokalnie skompresowanej plazmy (plazmoid) wyprzedza ekspandującą plazmę za plazmoidem. Pozwalało to wnioskować, że konfiguracja ta jest odpowiedzialna za produkcję neutronów poprzez mechanizm beam-target. Plazmoid, jako obszar kolumny plazmowej o zwiększonej koncentracji elektronowej, może stanowić "tarczę" dla deuteronów przyspieszanych za plazmoidem, w obszarze o obniżonej koncentracji.

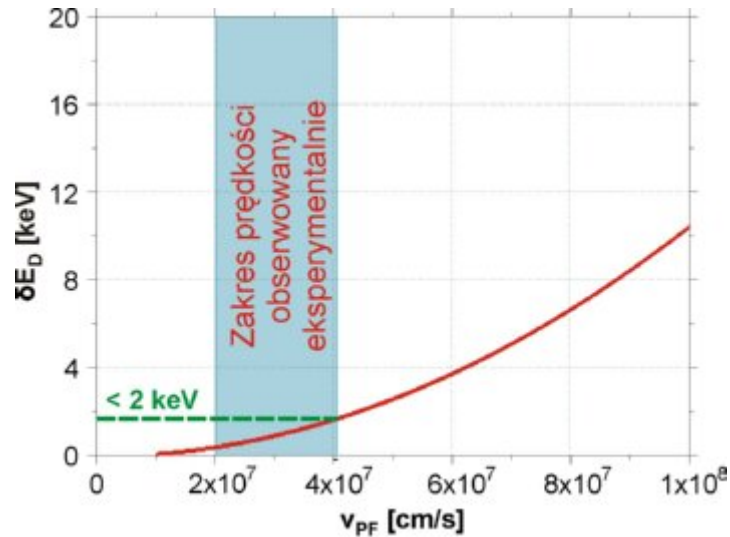
Traktując plazmoid jako miejsce prawdopodobnej generacji neutronów, jego parametry można powiązać z wydajnością neutronów w fazie formowania sznura plazmowego (Y_N) poprzez następującą zależność [50]:

$$Y_N = \frac{1}{2} \sigma(E_D) N_D n_e l = \frac{1}{2} \frac{\sigma(E_D) N_D N}{S}, \quad (6.1)$$

gdzie: $\sigma(E_D)$ - przekrojem czynnym na reakcję D-D [76] dla deuteronów o energii E_D , N_D jest liczbą szybkich deuteronów biorących udział w reakcji D-D, n_e - średnią koncentracją elektronową w plazmoidzie, l - grubością plazmoidu, S - jego przekrojem poprzecznym oraz N - liczbą deuteronów w plazmoidzie.

Z zależności 6.1 wynika, że wydajność neutronów jest tym większa im większa jest energia oraz liczba szybkich deuteronów biorących udział w reakcji D-D oraz liczba deuteronów/elektronów w plazmoidzie. Zatem obserwowany eksperymentalnie wzrost dynamiki plazmoidu z wydajnością neutronową sugeruje większy udział szybkich deuteronów w produkcji neutronów. Ponieważ pomiary interferometryczne pokazują, że liczba deuteronów w plazmoidzie zmienia się w ściśle określonym zakresie wartości (patrz rys. 6.31), to wydajność neutronową można traktować jako funkcję liniową liczby szybkich deuteronów oraz przekroju czynnego na reakcję D-D. Biorąc pod uwagę fakt, iż przekrój czynny jest funkcją energii deuteronów silniej rosnącą niż liniowa, można zasugerować, iż najważniejszym czynnikiem mającym wpływ na wzrost produkcji neutronów jest energia szybkich deuteronów.

Z prędkości przemieszczania się plazmoidu na osi można oszacować poprawkę do energii szybkich deuteronów w procesie *beam-target*. Aby to osiągnąć, należy energię deuteronów w reakcji D-D w układzie odniesienia związanym z plazmoidem powiększyć o energię deuteronów poruszających się wraz z plazmoidem (δE_D). Zależność poprawki do energii wynikającej z dynamiki plazmoidu przedstawiono na rys. 6.32.

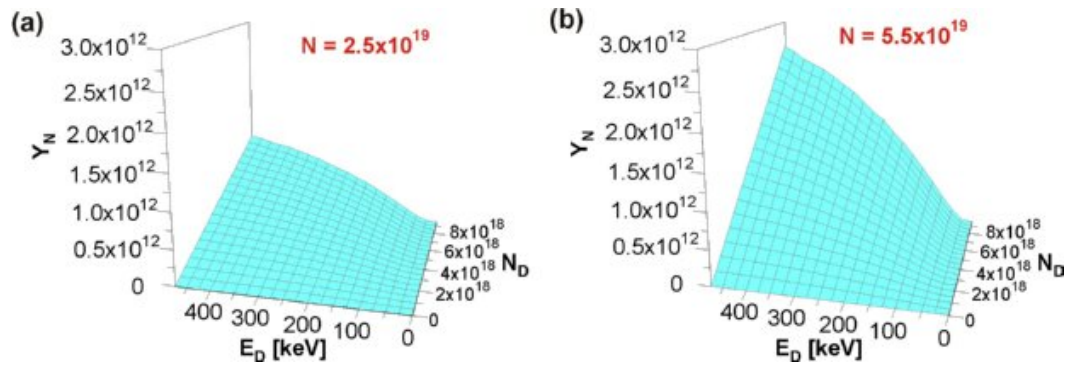


Rysunek 6.32: Wpływ prędkości plazmoidu na poprawkę do energii (E_D) deuteronów ulegających syntezie.

Z rys. 6.32 wynika, że dla analizowanych wyładowań, poprawka do energii szybkich deuteronów potrzebna do zajęcia reakcji syntezy, w przypadku obserwowanych prędkości plazmoidu, nie przekracza wartości 2 keV , co świadczy o niewielkim udziale prędkości plazmoidu na wartość energii szybkich deuteronów (maksymalnie ok. 1.5 %). Natomiast energie szybkich deuteronów mogą być znacznie wyższe, osiągając wartości nawet kilkuset keV, co wynika z dotychczasowych badań na PF-1000 [51, 49, 50].

Biorąc pod uwagę informacje na temat liczby deuteronów w plazmoidzie (rys. 6.31) oraz prawdopodobnego zakresu liczby szybkich deuteronów i ich energii, zilustrowana została zależność 6.1. Rys. 6.33 przedstawia wydajność neutronową w fazie formowania sznura plazmowego jako funkcję liczby szybkich deuteronów oraz ich energii dla (a) minimalnej oraz (b) maksymalnej wartości parametru jakim jest liczba deuteronów w plazmoidzie w urządzeniu PF-1000.

Maksymalne wartości wydajności, przedstawione na rys. 6.33, dotyczą przypadku wiązki 10^{19} monoenergetycznych deuteronów, produkujących neutrony tylko w czasie formowania sznura plazmowego oraz przyspieszanych za plazmoidem do maksymalnych, obserwowanych eksperymentalnie energii. W rzeczywistości, w urządzeniu PF-1000, obserwowane są wydajności znacznie niższe, co spowodowane jest głównie niejednorodnym rozkładem energetycznym szybkich deuteronów. Wpływ na całkowitą, rzeczywistą wydajność ma również fakt, iż neutrony produkowane są w różnych fazach rozwoju sznura plazmowego. Dlatego, aby na podstawie powyższych wykresów poprawnie korelować pomiary interferometryczne z neutronowymi, należy uwzględnić czasową strukturę oraz parametry impulsów w strukturze sygnałów



Rysunek 6.33: Zależność wydajności neutronowej w fazie formowania sznura plazmowego od liczby szybkich deuterionów oraz ich energii dla (a) 2.5×10^{19} oraz (b) 5.5×10^{19} deuterionów w plazmoidzie.

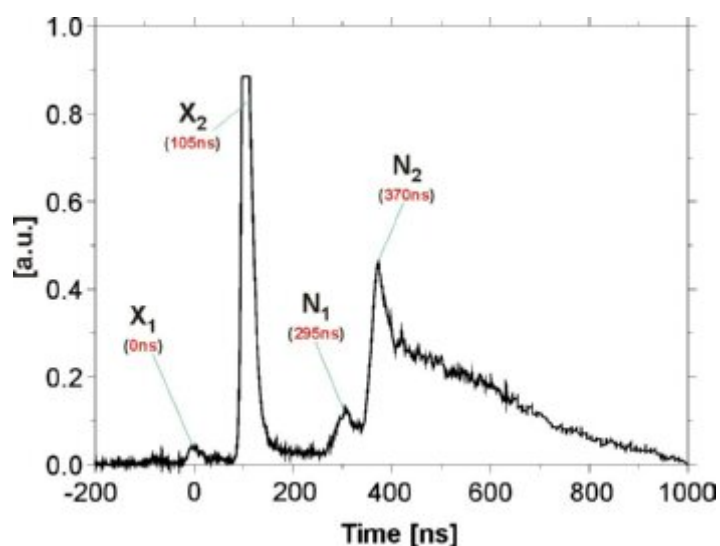
neutronowych.

W ramach niniejszej pracy autor nie ograniczał się do korelacji jedynie w fazie formowania sznura plazmowego, ale również podjął próbę powiązania struktury powłoki i sznura plazmowego z emisją neutronową w końcowym etapie fazy akceleracji radialnej oraz w fazie rozpadu sznura plazmowego (Rozdział 7). W tym celu została opracowana metodologia umożliwiająca określenie parametrów emisji neutronowej.

Rozdział 7

Korelacje przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej z parametrami emisji neutronowej

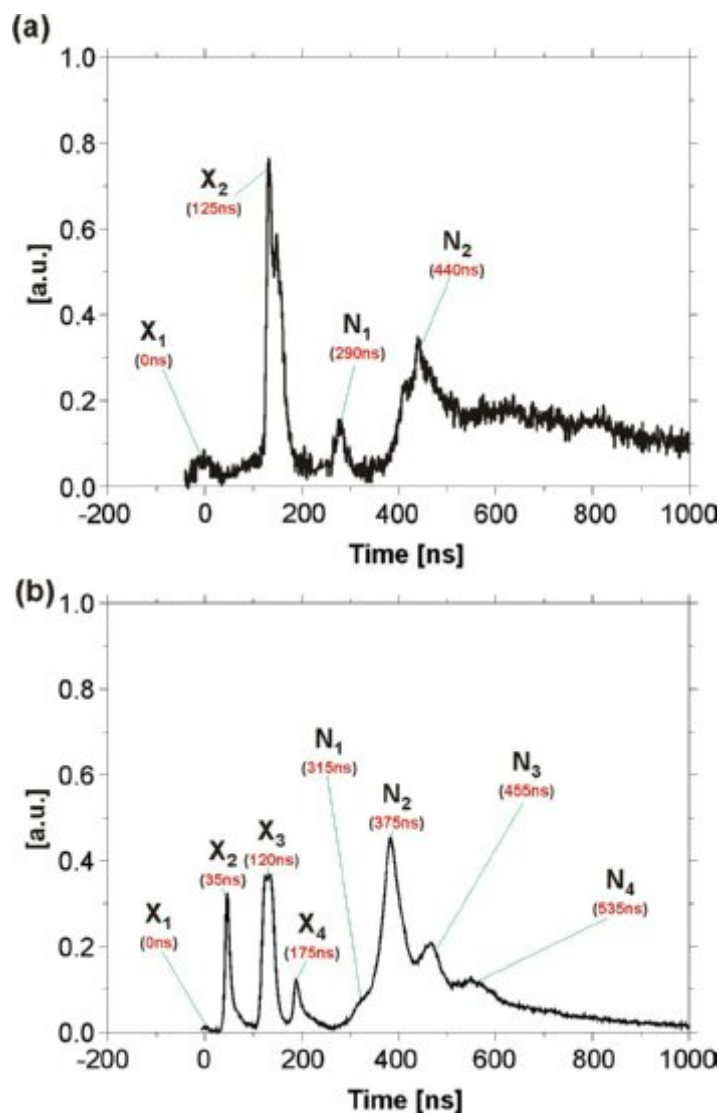
Analiza oscylogramów impulsów neutronowych, uzyskanych przy użyciu sond dla wyładowań o różnych wydajnościach neutronowych, pokazała, że neutrony są generowane nie w jednym, a w kilku impulsach, w zależności od wielkości emisji neutronowej. W przypadku niskich wydajności, rys. 7.1, obserwowane były tylko impulsy dwukrotne.



Rysunek 7.1: Przykładowy oscylogram dla przypadku niskiej wydajności neutronów

Natomiast dla wyładowań charakteryzujących się wysoką wydajnością neutronową, przeważały impulsy o strukturze trzy- oraz czterokrotnej. Przykłady dwu- oraz

czterokrotnej struktury impulsów przedstawiono na rys. 7.2.



Rysunek 7.2: Przykładowy oscylogram dla przypadku wysokiej wydajności neutronów. Struktura dwu-impulsowa (a) oraz cztero-impulsowa (b).

Do określenia parametrów impulsów emisji neutronowej i ich korelacji ze strukturą powłoki i sznura plazmowego w urządzeniu PF-1000, opracowano metodologię, której szczegóły przedstawiono w Dodatku A. Metodologia ta umożliwiła przede wszystkim wyznaczenie rzeczywistego czasu generacji poszczególnych impulsów w strukturze sygnału neutronowego, niezbędnego do powiązania tych impulsów z rozkładami koncentracji elektronowej w różnych fazach wyładowania w urządzeniu PF-1000. Bazując na metodzie *Time-of-Flight* określono energię neutronów odpowiadających poszczególnym maksimum impulsów na oscylogramach. Do określenia wartości energii deuterionów odpowiadającym impulsom neutronowym, wykorzystano jej związek z energią neutronów, wynikający ze schematu reakcji syntezy jąder deute-

ru. Wyznaczone na podstawie tej metodologii parametry impulsów neutronowych i związanych z nimi impulsów deuteronowych odnoszą się do maksimum impulsów neutronowych na oscylogramach.

Oscylogramy impulsów, na podstawie których określono parametry emisji neutronów i deuteronów, będące przedmiotem analiz prezentowanych w rozprawie, przedstawiono na rys. A.10 oraz na rys. A.11. W celu poprawienia statystyki pomiaru parametrów emisji neutronowej, pod uwagę wzięto również oscylogramy dla wyładowań, w których interferometria nie była stosowana.

Analiza oscylogramów impulsów neutronowych w powiązaniu z pomiarami interferometrycznymi pokazała, że kluczowym zagadnieniem dla określenia prawdopodobnych mechanizmów generacji neutronów w poszczególnych impulsach jest znalezienie korelacji między rozkładami koncentracji elektronowej, a rzeczywistym czasem generacji poszczególnych impulsów w strukturze sygnałów HXR i neutronowego. Korelacje te pozwoliły wyróżnić 4 grupy impulsów neutronowych i powiązać je z określonymi fazami wyładowania. Mianowicie, pierwsza grupa impulsów neutronowych związana jest czasowo z końcowym etapem fazy akceleracji radialnej, druga grupa odpowiada emisji neutronów w fazie formowania sznura plazmowego, natomiast grupy trzecia oraz czwarta powiązane są z rozpadem sznura plazmowego.

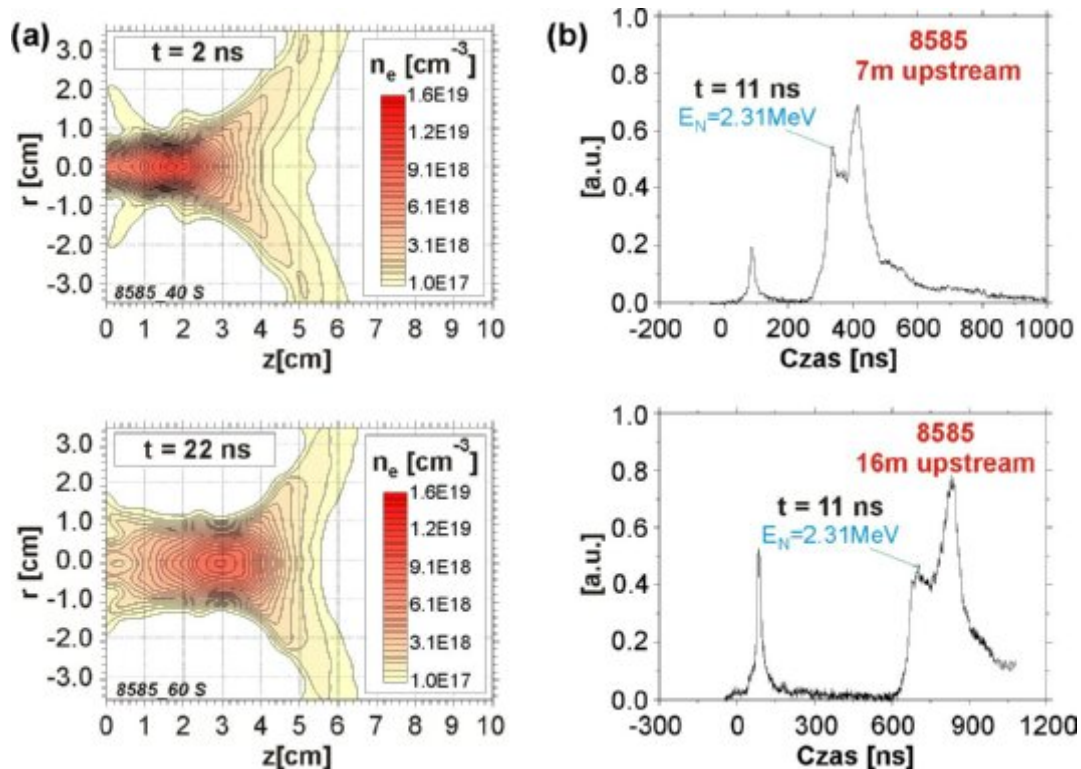
W dalszej części pracy przedstawiona będzie szczegółowa analiza korelacji wyników pomiarów interferometrycznych i neutronowych w różnych fazach wyładowania.

7.1 Analiza emisji neutronów oraz rozkładów koncentracji elektronowej w końcowym etapie fazy akceleracji radialnej

Emisja neutronowa w urządzeniu PF-1000 rozpoczyna się w końcowej fazie akceleracji radialnej, której odpowiadają impulsy neutronowe pierwszej grupy. Zestawienie parametrów emisji neutronowej w przypadku tej grupy impulsów przedstawione jest w Tabeli A.1.

Przykładowe rozkłady koncentracji elektronowej w wyładowaniu **8585**, przedstawiające początkowy etap formowania sznura w czasie emisji impulsu pierwszej grupy oraz odpowiadające im oscylogramy na kierunku *upstream*, przedstawione są na rys. 7.3.

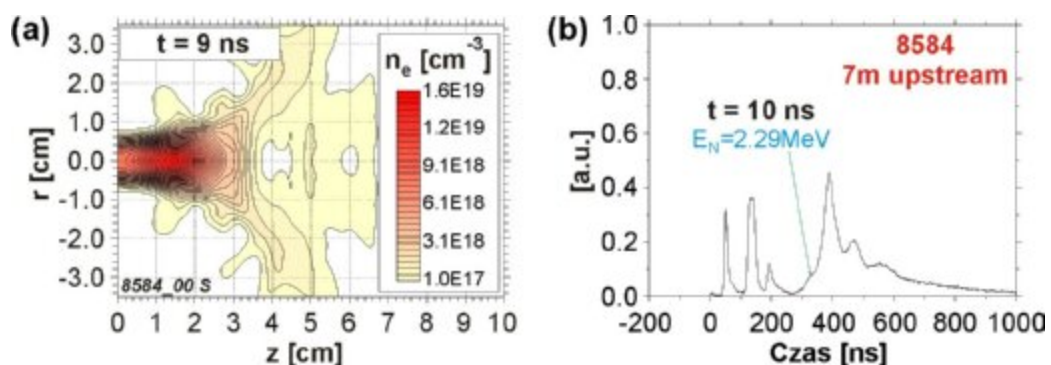
Impuls ten maksimum osiąga dla czasu $t = 11 \text{ ns}$. Maksymalna koncentracja elektronowa wynosi ok. $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Takie warunki sprzyjają występowaniu termicznej syntezy deuteronów. W związku z tym, na tym etapie rozwoju zjawiska



Rysunek 7.3: Rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej (a) podczas emisji impulsu pierwszej grupy dla wyładowania o numerze **8585** i wydajności neutronowej na poziomie 1.23×10^{11} oraz odpowiadające mu oscylogramy (b) na kierunku *upstream*.

plasma focus mechanizm termojądrowy generacji neutronów powinien być dominujący. Jest to sugerowane również, między innymi, w pracach [28, 37].

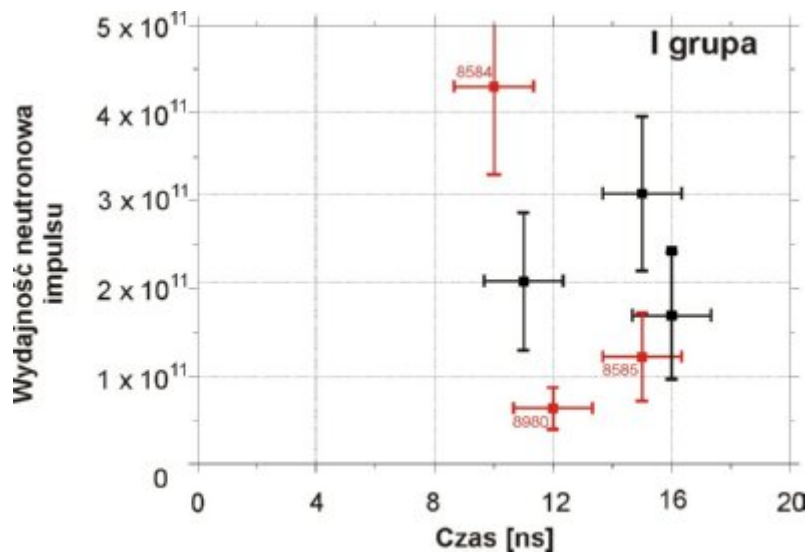
Kolejnym przykładem kolumny plazmowej w tej fazie rozwoju są rozkłady koncentracji elektronowej dla wyładowania **8584**, przedstawione na rys. 7.4.



Rysunek 7.4: Rozkład koncentracji elektronowej kolumny plazmowej (a) podczas emisji impulsu pierwszej grupy dla wyładowania o numerze **8584** i wydajności neutronowej na poziomie 4.30×10^{11} oraz odpowiadający mu (b) oscylogram na kierunku *upstream*.

Z analizy oscylogramów wynika, że impuls ten rozpoczyna się pod koniec fazy akceleracji radialnej, a maksimum osiąga dla czasu $t = 10 \text{ ns}$, w fazie ekspansji radialnej sznura plazmowego, tuż po maksimum kompresji plazmy (rys. 7.4a). Wkład tego impulsu w całkowitą wydajność neutronową wynosi mniej niż 10 %. Uwzględniając parametry plazmy w stanie maksymalnej kompresji, nie należało jednak oczekiwać wyższych wydajności.

Na podstawie uzyskanych informacji o parametrach emisji neutronowej zilustrowano zależność wydajności neutronowej w funkcji rzeczywistych czasów generacji impulsów (rys. 7.5). Wyniki pomiarów skorelowanych z interferometrią wyróżniono kolorem czerwonym.



Rysunek 7.5: Zależność wydajności neutronowej od rzeczywistego czasu generacji maksimum impulsów neutronowych.

Z rys. 7.5 wynika wyraźny brak korelacji między wydajnością neutronową, a rzeczywistymi czasami generacji impulsów w tej fazie wyładowania. W przypadku tej grupy wkład w całkowitą wydajność neutronów jest znikomy. Oznacza to, że za zasadniczą produkcję neutronów w PF-1000 odpowiedzialne są procesy zachodzące w późniejszych fazach ewolucji sznura plazmowego.

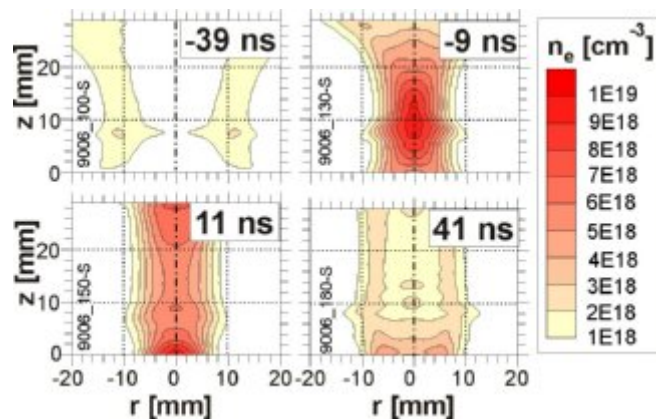
Innym prawdopodobnym mechanizmem generacji neutronów w tej fazie jest mechanizm *gyro-refleksyjny*, proponowany w [38].

Powyższe wyniki były motywacją do podjęcia dalszych badań, z udziałem autora, mających na celu udowodnienie dominacji mechanizmu termojądrowego w fazie akceleracji radialnej [54]. Badania interferometryczne i neutronowe prowadzone były dla obszaru 3 cm, ograniczonym anodą oraz dodatkową elektrodą - antyanodą oraz dla wyładowań charakteryzujących się niską wydajnością neutronową. Aby wyróżnić impulsy pierwszej grupy, odpowiadające termojądrowej frakcji neutronów, zastoso-

wano układ pomiarowy, w którym sondy *TOF* umieszczone zostały na kierunku *upstream* na odległościach 7, 24, 50 oraz 83.7 m, na kierunku *side-on* w odległości 3 m oraz na kierunku *downstream*, 7 m od anody. Uzasadnienie takiego rozmieszczenia sond podyktowane było:

- małymi różnicami energii na kierunkach *downstream* i *upstream* w porównaniu z mechanizmem akceleracyjnym (duże odległości sond na tym kierunku pozwalają na efektywne rozseparowanie impulsów neutronowych tej grupy),
- możliwością weryfikacji anizotropii energii neutronów (dzięki sondom umieszczonym na kilku kierunkach).

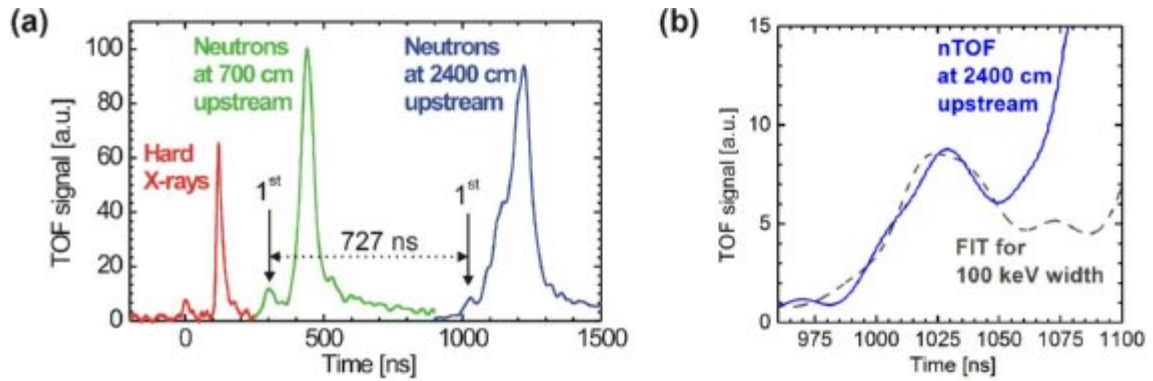
Badania przeprowadzone były na urządzeniu pracującym przy energii 400 kJ, napięciu 24 keV, prądzie wyładowania ok. 2 MA, oraz ciśnieniu ok. 1.8 – 2.0 Torr. Przedmiotem analiz było wyładowanie o numerze 9006 i wydajności 1.50×10^{10} . Rozkłady koncentracji elektronowej, odpowiadające fazie akceleracji radialnej przedstawione zostały na rys. 7.6, natomiast na rys. 7.7 - odpowiadające im oscylogramy sygnałów neutronowych.



Rysunek 7.6: Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazom akceleracji i ekspansji radialnej, dla wyładowania o numerze 9006.

Z otrzymanych oscylogramów oszacowano czas generacji neutronów $t = 10 \text{ ns}$ oraz szerokość impulsów neutronowych - ok. 90 keV. Taka szerokość widma energetycznego wyklucza dominację mechanizmu akceleracyjnego w tej fazie wyładowania.

Biorąc pod uwagę analizę rozkładów koncentracji elektronowej oraz parametry emisji neutronów, oszacowano wydajność neutronów termojądrowych na poziomie ok. 5 % całkowitej wydajności.



Rysunek 7.7: Wyładowanie 9006. (a) Impulsy neutronowe zarejestrowane na odległościach 7 i 24 m oraz (b) impuls pierwszej grupy zarejestrowany w odległości 24 m z dopasowaniem sygnału za pomocą metody Monte-Carlo.

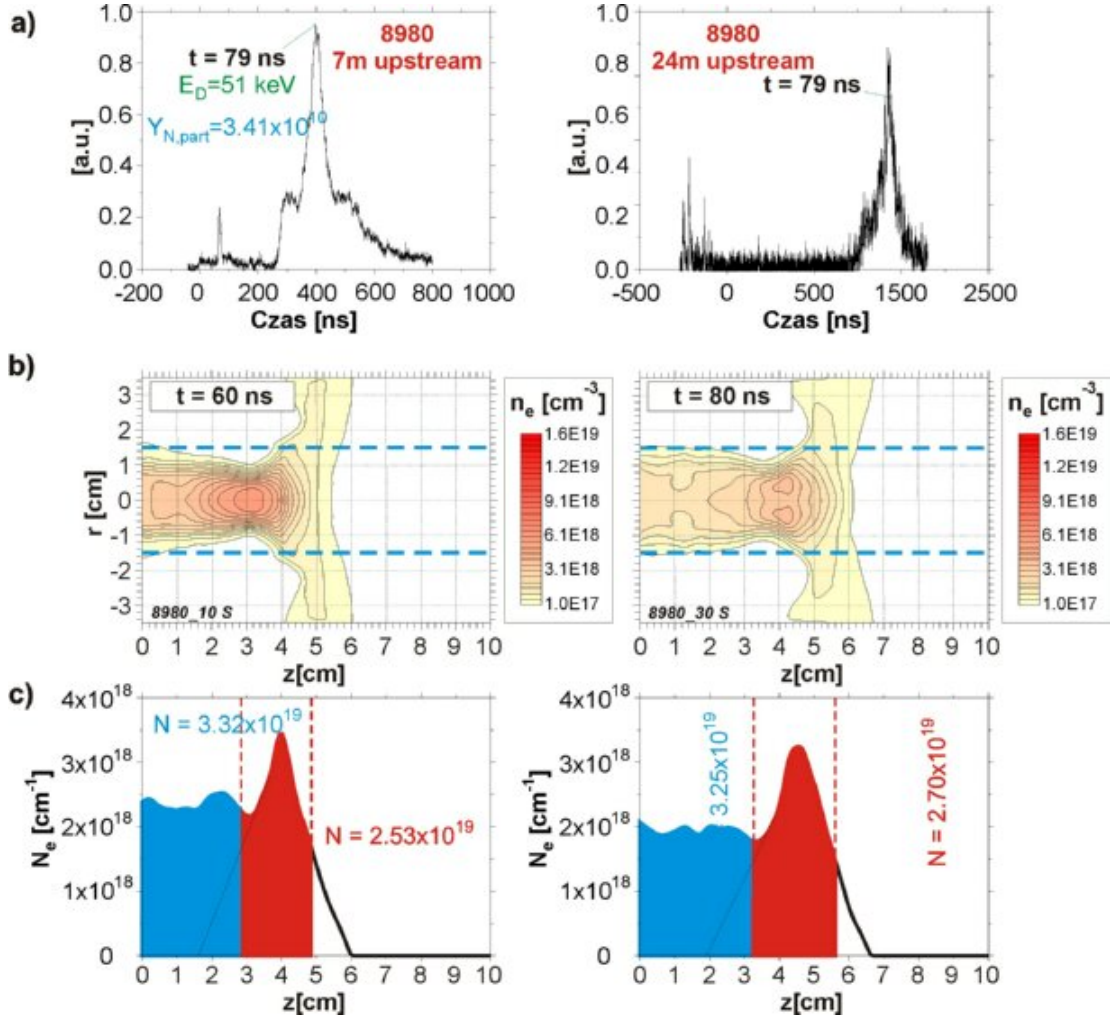
7.2 Korelacje parametrów emisji neutronów oraz rozkładów koncentracji elektronowej w fazie ekspansji radialnej sznura plazmowego

Tej fazie wyładowania w urządzeniu PF-1000 odpowiadają impulsy neutronowe drugiej grupy. Mają one związek z kreacją plazmoidu oraz ekspansją radialną sznura plazmowego za plazmoidem. Uzyskane z pomiarów, rzeczywiste czasy generacji impulsów neutronowych, ich energie oraz odpowiadające tym impulsom energie deuteronów przedstawione są w Tabeli A.2.

Do analizy parametrów emisji neutronowej z rozkładami koncentracji elektronowej w tej fazie wybrano wyładowania: o niskiej wydajności neutronów - 8980 oraz dwa wyładowania o wysokiej wydajności, różniące się liczbą impulsów w strukturze sygnału neutronowego: 8585 (dwa impulsy) i 8584 (cztery impulsy).

W przypadku wyładowań charakteryzujących się niską wydajnością neutronową, impulsy neutronowe drugiej grupy wnoszą decydujący wkład w całkowitą emisję neutronów. Wyniki pomiarów dla wyładowania 8980 o niskiej wydajności neutronowej zestawiono na rys. 7.8. Rzeczywisty czas generacji neutronów odpowiadający maksimum impulsu wynosi 79 ns, a określoną na podstawie sygnałów neutronowych energię deuteronów szacuje się na 51 keV. Na rysunku pokazany jest drugi impuls neutronowy zarejestrowany na dwóch bazach (rys. 7.8a), rozkłady koncentracji elektronowej uzyskane dla czasów ekspansji obejmujących emisję neutronów odpowiadających maksimum tego impulsu oraz odpowiadające im rozkłady koncentracji liniowej dla obszaru o promieniu 1.5 cm. Kolorem czerwonym zaznaczony został obszar koncentracji liniowej w plazmoidzie oraz odpowiadająca mu liczba deuterono-

nów, natomiast niebieskim - obszar kolumny plazmowej, w którym deuterony mogą być przyspieszane. Wkład tego impulsu w całkowitą wydajność neutronów jest na poziomie 3.41×10^{10} , co stanowi ok. 79 % całkowitej emisji neutronowej w tym wyładowaniu.

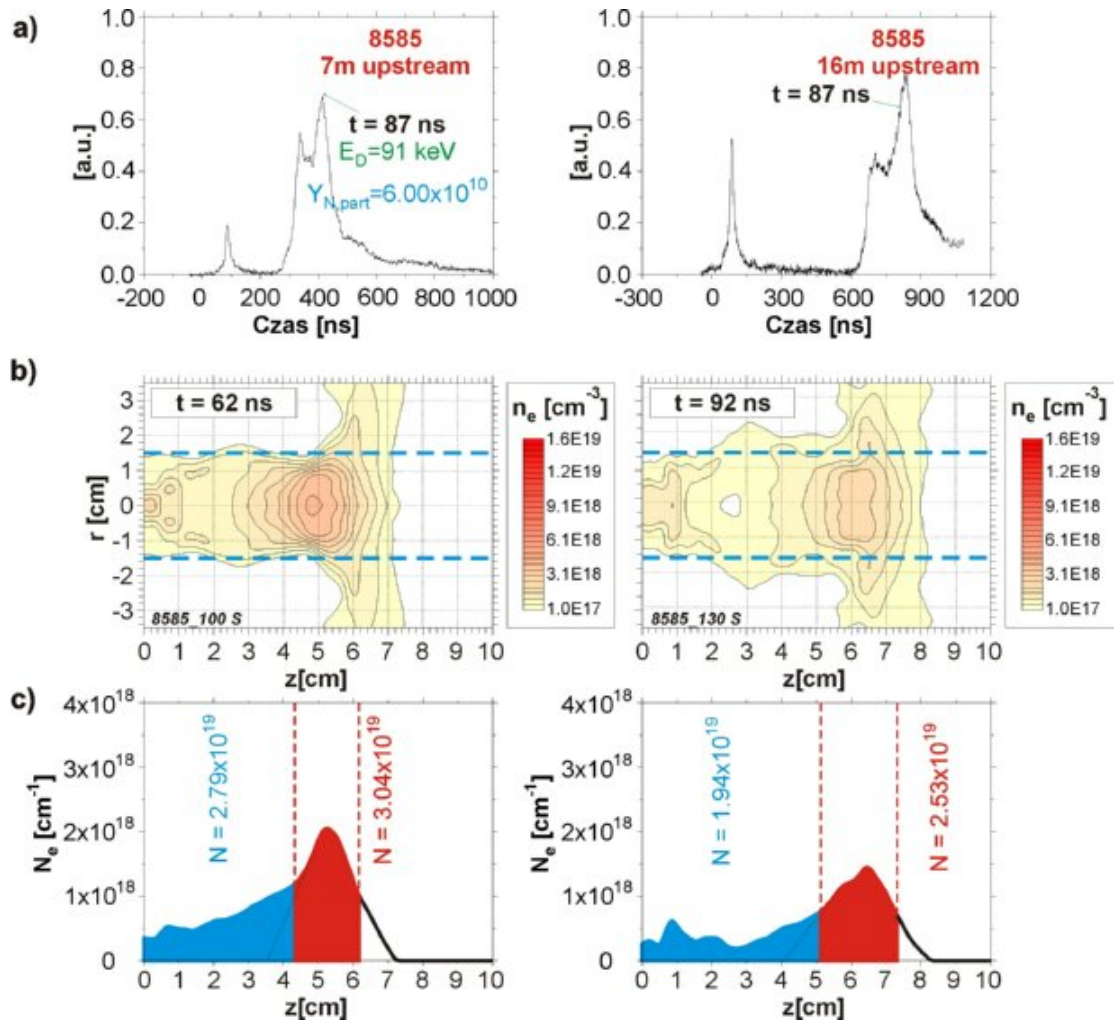


Rysunek 7.8: Wyładowanie 8980 - (a) oscylogramy na kierunku *upstream* oraz odpowiadające im (b) rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej podczas emisji impulsu drugiej grupy dla wyładowania o wydajności neutronowej na poziomie 6.34×10^{10} oraz (c) rozkłady koncentracji liniowej. Kolor czerwony - obszar plazmoidu, kolor niebieski - prawdopodobny obszar przyspieszania deuteronów.

Średnia liczba deuteronów w plazmoidzie, oszacowana dla czasu 79 ns z zależności przedstawionej na rys. 6.31, wynosi 2.73×10^{19} . Natomiast, w najbardziej prawdopodobnym obszarze przyspieszania deuteronów (między anodą a plazmoidem), ich średnia liczba wynosi 3.35×10^{19} .

W przypadku wysokich wydajności, dla wyładowań charakteryzujących się podwójną strukturą impulsów neutronowych, podobnie jak w przypadku niskich wy-

dajności, drugi impuls jest impulsem wnoszącym największy wkład w wydajność neutronową. Przykładem takiego wyładowania jest wyładowanie 8585. Odpowiadająca temu wyładowaniu struktura drugiego impulsu neutronowego, rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające temu impulsowi oraz koncentracje liniowe dla obszaru o promieniu 1.5 cm , przedstawiono na rys. 7.9.

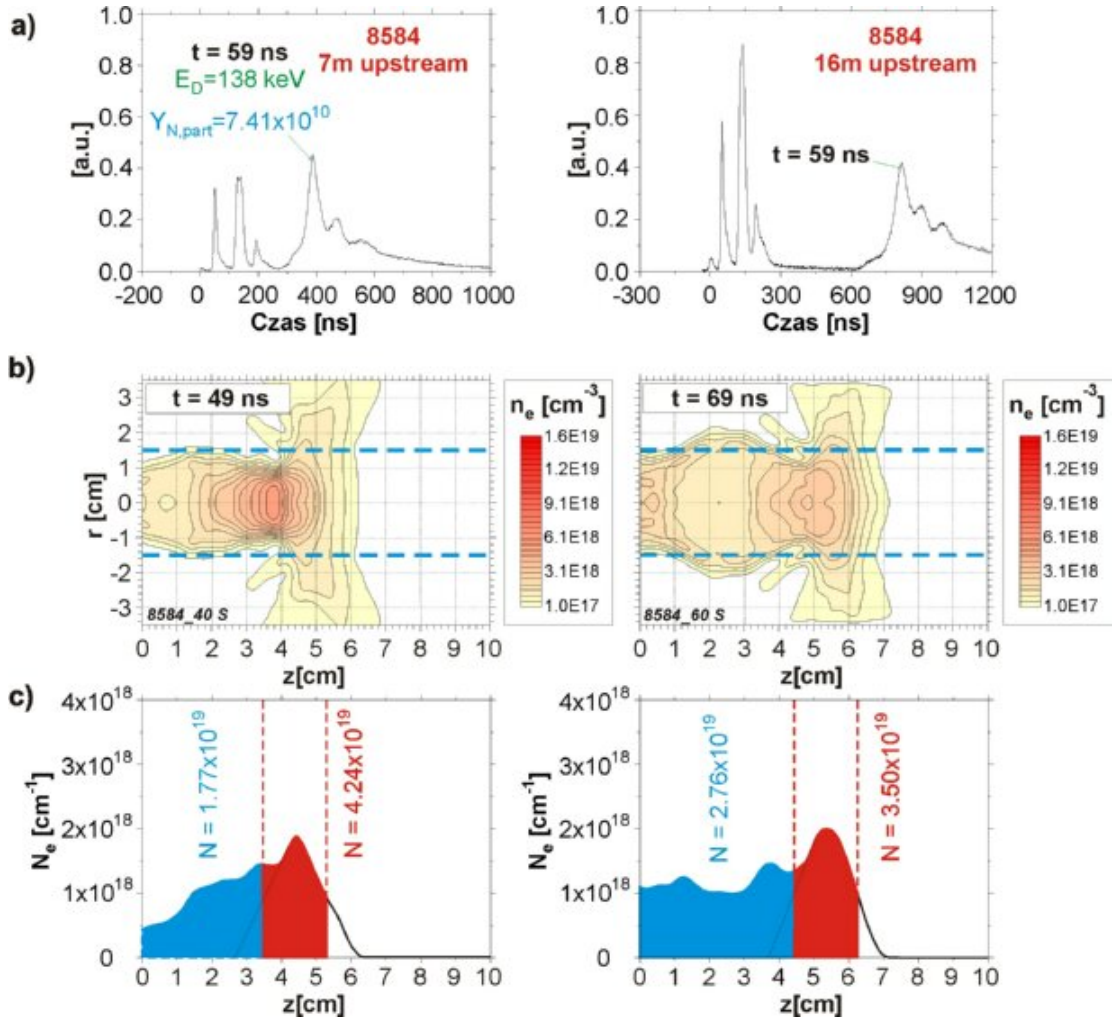


Rysunek 7.9: Wyładowanie 8585 - (a) oscylogramy na kierunku *upstream* oraz odpowiadające im (b) rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej podczas emisji impulsu drugiej grupy dla wyładowania o wydajności neutronowej na poziomie 1.23×10^{11} oraz (c) rozkłady koncentracji liniowej. Kolor czerwony - obszar plazmoidu, kolor niebieski - prawdopodobny obszar przyspieszania deuteronów.

Impuls ten generowany jest w 87 ns w fazie formowania sznura plazmowego, a jego wkład w całkowitą wydajność neutronów jest na poziomie 6.0×10^{10} . Energia deuteronów odpowiadająca maksimum tego impulsu neutronowego jest wyższa niż w poprzednim przypadku i wynosi 91 keV . Oszacowana liczba deuteronów w plazmoidzie wynosi 2.41×10^{19} , natomiast w obszarze między anodą a plazmoidem -

2.08×10^{19} .

Zestawienie wyników pomiarów neutronowych oraz interferometrycznych dla wyładowania o najwyższej rozpatrywanej wydajności neutronowej (4.30×10^{11}) przedstawiono na rys. 7.10.



Rysunek 7.10: Wyładowanie 8584 - (a) oscylogramy na kierunku *upstream* oraz odpowiadające im (b) rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej podczas emisji impulsu drugiej grupy dla wyładowania o wydajności neutronowej na poziomie 4.30×10^{11} oraz (c) rozkłady koncentracji liniowej. Kolor czerwony - obszar plasmoidu, kolor niebieski - prawdopodobny obszar przyspieszania deuteronów.

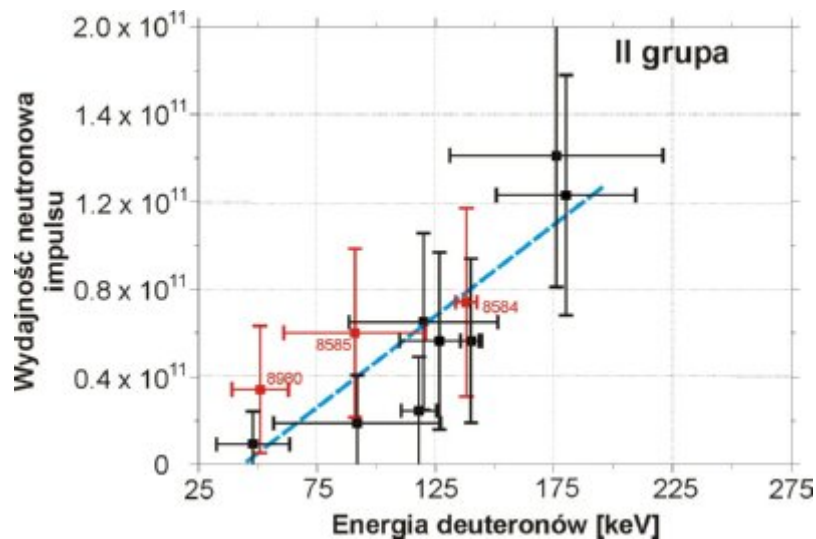
Analiza struktury sygnału neutronowego dla tego wyładowania pokazuje, że drugi impuls nie jest impulsem dominującym, jednak jego udział w całkowitej emisji neutronowej jest największy i wynosi ok. 7.41×10^{10} . Energia deuteronów odpowiadających maksimum tego impulsu jest wyraźnie wyższa niż w przypadku niższych wydajności i wynosi 138 keV. Natomiast czas generacji maksimum impulsu wynosi 59 ns i jest niższy niż dla niższych wydajności. Liczbę deuteronów w plasmoidzie

szacuje się na 3.52×10^{19} , a w prawdopodobnym obszarze przyspieszania deuteronów - 2.41×10^{19} .

Przedstawione wyżej korelacje rozkładów koncentracji elektronowej z parametrami emisji neutronów i deuteronów dla wyładowań o różnej wydajności pozwalają wnioskować, że:

- energia deuteronów, produkujących neutrony w wyniku reakcji syntezy, jest tym wyższa, im wyższa jest wydajność neutronowa drugiego impulsu,
- impulsy o dużej wydajności neutronowej generowane są we wczesnej fazie formowania sznura plazmowego, co świadczy o większej dynamice zjawiska.

Na rys. 7.11 przedstawiono zależność wydajności neutronowej impulsów drugiej grupy od odpowiadającej im energii deuteronów.

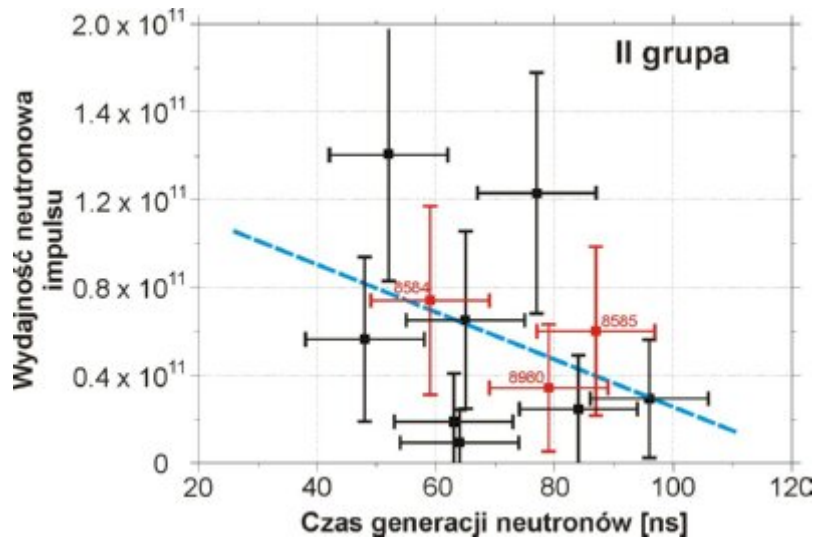


Rysunek 7.11: Zależność wydajności neutronowej od energii deuteronów dla drugiej grupy impulsów.

Energie deuteronów tej grupy impulsów charakteryzują się tendencją wzrostu ze zwiększaniem się wydajności neutronowej. Obserwowane w analizowanych wyładowaniach energie deuteronów osiągają wartości z zakresu od 50 keV do ok. 140 keV .

Na rys. 7.12 zilustrowano zależność wydajności neutronowej drugiego impulsu od rzeczywistego czasu generacji neutronów odpowiadających jego maksimum.

Dla obserwowanego przedziału wydajności, impulsy drugiej grupy generowane są w zakresie czasu od ok. 30 do 120 ns . Z rys. 7.12 wynika tendencja wcześniejszej generacji drugiego impulsu ze wzrostem wydajności neutronowej. Z powyższej zależności, jak również wyników badań interferometrycznych, dotyczących określenia osiowej prędkości plazmoidu dla różnych wydajności (Rozdziały 6.1 oraz 6.2),



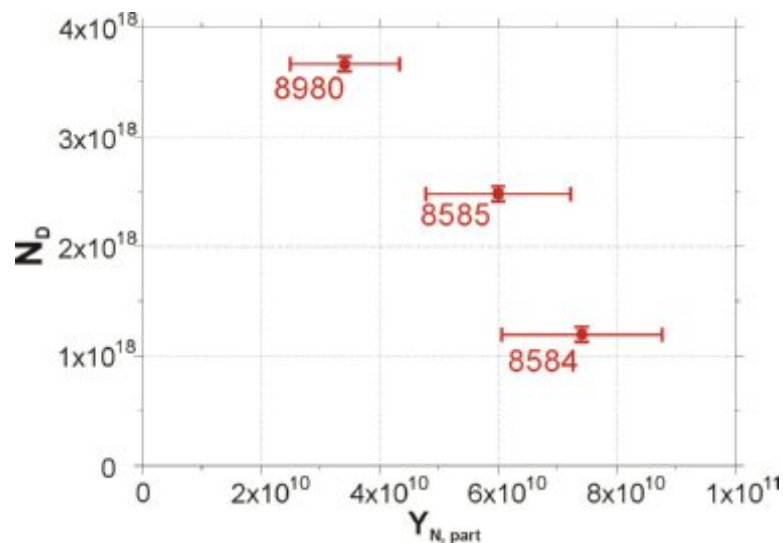
Rysunek 7.12: Zależność wydajności neutronowej od rzeczywistego czasu emisji maksimum drugiego impulsu.

wynika wyraźny wpływ dynamiki plazmoidu na czas generacji drugiego impulsu neutronowego.

Aby określić główny czynnik, mający wpływ na wydajność neutronową impulsów tej grupy, należy, zgodnie z zależnością (6.1), oszacować liczbę szybkich deuteronów biorących udział w produkcji neutronów fuzyjnych w tej fazie rozwoju sznura plazmowego:

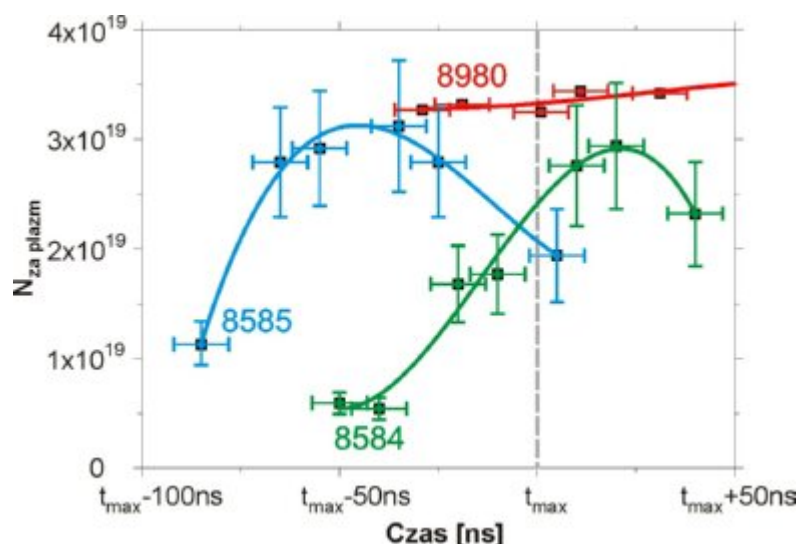
$$N_D = \frac{2Y_N S}{\sigma(E_D)N}. \quad (7.1)$$

Liczby szybkich deuteronów dla różnych wydajności neutronowych impulsów, w rozpatrywanych wyżej wyładowaniach przedstawia rys. 7.13.



Rysunek 7.13: Liczba szybkich deuteronów.

Z rys. 7.13 wynika, że oszacowane liczby szybkich deuteronów są mniejsze w przypadku impulsów o wyższej wydajności. Sugeruje się, iż na liczbę szybkich deuteronów największy wpływ może mieć liczba wszystkich deuteronów, znajdujących się w obszarze ich przyspieszania, od momentu maksimum kompresji do czasu t_{max} , który jest czasem generacji neutronów odpowiadających maksimum impulsu neutronowego. Zmiany liczby szybkich deuteronów dla rozpatrywanych wyładowań, przedstawiono na rys. 7.14.



Rysunek 7.14: Liczba deuteronów za plazmoidem ($N_{zaplazm}$) w funkcji czasu.

Z rys. 7.14 widać, że liczba deuteronów przyspieszanych w polu elektrycznym, biorących udział w reakcji produkcji neutronów, jest większa w przypadku większej liczby wszystkich deuteronów znajdujących się między elektrodą centralną a plazmoidem.

Na podstawie liczby szybkich deuteronów, odpowiadających maksimum impulsu neutronowego, oraz ich energii, określono całkowitą energię zdeponowaną w ich strumieniu, wykorzystując zależność:

$$E_{zdep} = N_D E_D. \quad (7.2)$$

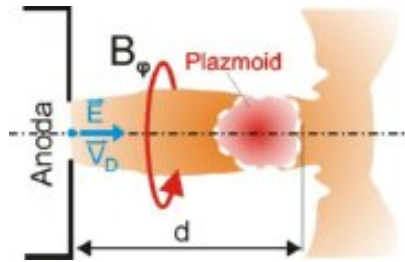
Oszacowane wartości energii zdeponowanej w prądzie szybkich deuteronów (o określonej energii), dla analizowanych wyładowań, przedstawiono w Tabeli 7.1.

Tabela 7.1: Energie zdeponowane w strumieniu szybkich deuteronów.

| Nr wyładowania | N_D | E_D [keV] | E_{zdep} [kJ] |
|----------------|-----------------------|-------------|-----------------|
| 8980 | 3.66×10^{18} | 51 | 29.93 |
| 8585 | 2.48×10^{18} | 91 | 36.13 |
| 8584 | 1.20×10^{18} | 138 | 26.42 |

Uzyskane energie są zbyt duże w porównaniu z wartościami wynikającymi z bilansu energetycznego wyładowania, co można uzasadnić m.in. dłuższą drogą przelotu szybkich deuteronów, wynikającą z wpływu azymutalnego pola magnetycznego dyfundującego w zewnętrzne warstwy sznura plazmowego, na tor lotu deuteronów (rys. 7.15), a także wpływem neutronów produkowanych w gazie, poza kolumną plazmową, na mierzoną wydajność neutronową impulsu.

Maksymalny czas, jaki potrzebują szybkie deuterony o określonej energii na wyprodukowanie neutronów (rzeczywisty czas położenia maksimum impulsu neutronowego), zgodnie z przyjętym w Dodatku A modelem reakcji syntezy, jest czasem przelotu deuteronów przyspieszanych od anody do końca plazmoidu (rys. 7.15).



Rysunek 7.15: Ilustracja procesu produkcji neutronów przez szybkie deuterony.

Porównanie oszacowanych wartości czasu generacji impulsów neutronowych (t_{max}^*) z wartościami eksperymentalnie stwierdzonymi (t_{max}), odpowiadającymi energiom deuteronów E_D , w analizowanych wyładowaniach, przedstawiono w Tabeli 7.2. Ww. dane dowodzą, że w rzeczywistości impulsy są generowane później, niż to wynika z przyjętego modelu, co uzasadnia wpływ proponowanych wyżej procesów na drogę przelotu deuteronów.

Natomiast Tabela 7.3 przedstawia względne różnice w wydajności impulsów drugiej grupy dla analizowanych wyładowań w konfrontacji z liczbą deuteronów w plazmoidzie, liczbą szybkich deuteronów, biorących udział w produkcji neutronów oraz różnicami energii deuteronów.

Tabela 7.2: Oszacowanie czasu emisji maksimum drugiego impulsu neutronowego.

| Nr wyładowania | $Y_{N,part}$ | t_{max}^* [ns] | t_{max} [ns] | E_D [keV] |
|----------------|-----------------------|------------------|----------------|-------------|
| 8980 | 3.41×10^{10} | 50 | 79 | 51 |
| 8585 | 6.00×10^{10} | 49 | 87 | 91 |
| 8584 | 7.41×10^{10} | 34 | 59 | 138 |

Tabela 7.3: Względne różnice w wydajności neutronowej impulsu drugiej grupy ($Y_{N,part}$), liczby deuteronów w plazmoidzie (N), liczby szybkich deuteronów (N_D) oraz ich energii (E_D), między poszczególnymi wyładowaniami.

| Numery wyładowań | $\Delta Y_{N,part}$ | ΔN | ΔN_D | ΔE_D [keV] |
|-------------------|---------------------|------------|--------------|--------------------|
| 8980, 8585 | 92 % | 76 % | -12 % | 78% |
| 8585, 8584 | 252 % | 23.5 % | -26 % | 52 % |
| 8980, 8584 | 578 % | 117 % | -46 % | 171 % |

Z danych przedstawionych w Tabeli 7.3 oraz zależności (7.13) wynika, iż wielkości N oraz N_D nie mają istotnego wpływu na wydajność neutronową impulsów drugiej grupy. Decydującym czynnikiem wpływającym na wydajność neutronów jest energia przyspieszanych deuteronów, które biorą udział w produkcji neutronów fuzyjnych. Ujemne wartości N_D wskazują, iż większa energia deuteronów przenoszona jest przez mniejszą liczbę cząstek.

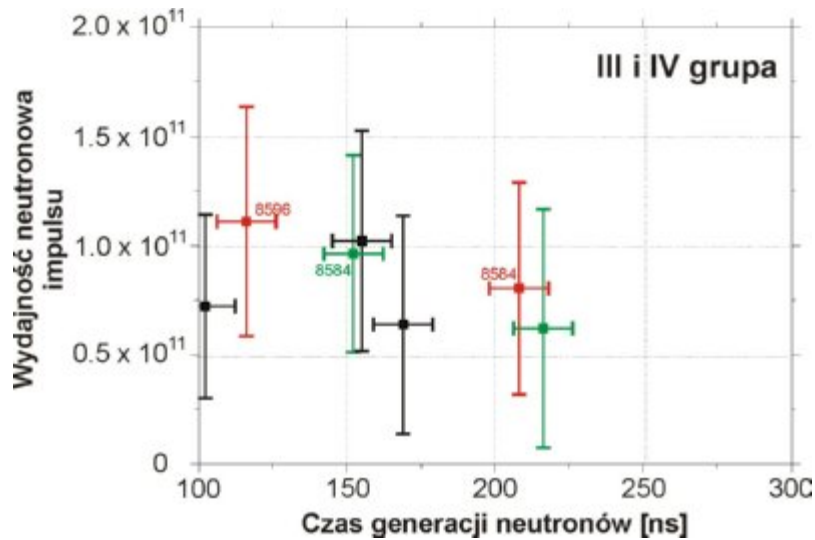
7.3 Faza rozwoju niestabilności i rozpadu sznura plazmowego

Parametry impulsów neutronowych trzeciej oraz czwartej grupy zostały przedstawione w Tabeli A.3.

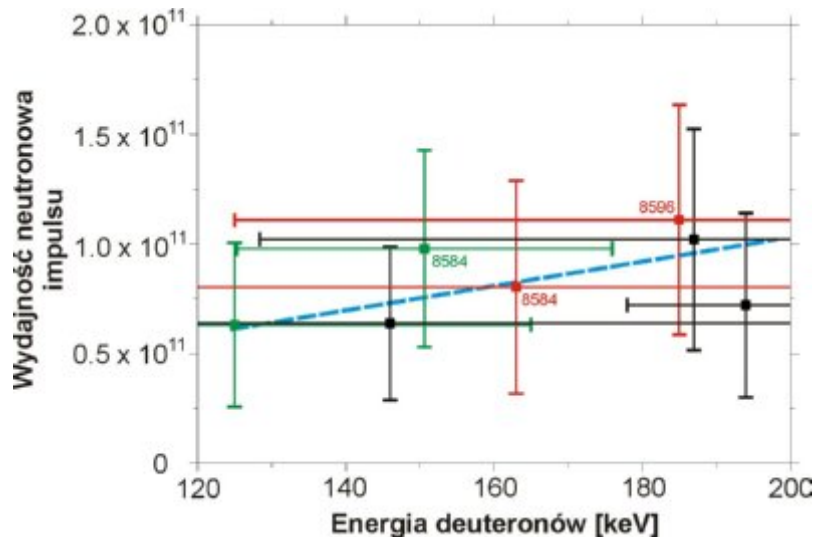
Impulsy tych grup generowane są w fazie rozpadu sznura plazmowego w czasach powyżej 100 ns (Ref. 7.16). W przeciwieństwie do impulsów drugiej grupy - brak korelacji czasu generacji ze wzrostem wydajności neutronowej impulsu świadczy o tym, że impulsy te generowane są spontanicznie.

Z przedstawionej na rys. 7.17 zależności wynika, że energie deuteronów odpowiadające impulsom trzeciej i czwartej grupy charakteryzują się energiami deuteronów powyżej 140 keV.

Podobnie jak w przypadku drugiej grupy impulsów neutronowych, zauważalna jest tendencja wzrostu energii deuteronów ze wzrostem wydajności neutronowej im-



Rysunek 7.16: Zależność wydajności neutronowej impulsu od czasu generacji neutronów dla trzeciej i czwartej grupy impulsów.



Rysunek 7.17: Zależność wydajności neutronowej impulsu od energii deuteronów dla trzeciej i czwartej grupy impulsów.

pulsów tej grupy.

Wysokie energie deuteronów dają podstawy przypuszczać, że emisja neutronów w tej fazie wyładowania może być wynikiem przyspieszania deuteronów przez lokalne, silne pola elektryczne. Takie pola mogą powstawać w obszarach o obniżonej koncentracji elektronowej, w których mogą rozwijać się różnego typu niestabilności plazmy, prowadzące do pojawiania się nieliniowych oddziaływań typu fala-fala, cząstka-fala i innych, zaburzających uporządkowany ruch elektronów, powodując spadek przewodności plazmy, co prowadzi do szybkiej dyfuzji pola magnetycznego do wnętrza kolumny plazmowej [20, 17, 77].

W przypadku wyładowania **8584**, analiza rozkładów koncentracji elektronowej ze strukturą impulsów neutronowych w fazie rozpadu sznura plazmowego pozwoliła zlokalizować dwa takie prawdopodobne obszary, z których pierwszy związany jest z emisją impulsu neutronowego trzeciej grupy, odpowiadającego deuteronom o energii 163 keV , natomiast drugi - z neutronami generowanymi w impulsie czwartej grupy, o energii w maksimum impulsu równej 152 keV . Korelacje wyników pomiarów neutronowych z wynikami badań interferometrycznych, odpowiadające emisji impulsu trzeciej grupy dla wyładowania **8584**, przedstawione zostały na rys. 7.18.

Interferogramy odpowiadające tej fazie wyładowania, charakteryzują się dużą asymetrią oraz niską czytelnością, jednakże pozwoliły na przybliżone oszacowanie koncentracji elektronowej w obszarach przyspieszania deuteronomów oraz prawdopodobnej emisji neutronów.

Dla czasu $t = 109 \text{ ns}$, koncentracja elektronowa w regionie, w którym przyspieszane są deuterony przyjmuje wartości poniżej $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, natomiast koncentracja liniowa nie przekracza wartości $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-1}$. Populacja deuteronomów w prawdopodobnym obszarze emisji neutronów jest na poziomie ok. 3×10^{19} . W czasie $t = 159 \text{ ns}$ maksymalna koncentracja liniowa pozostaje na tym samym poziomie, natomiast w regionie przyspieszania deuteronomów, zarówno koncentracja elektronowa, jak i liniowa są niższe.

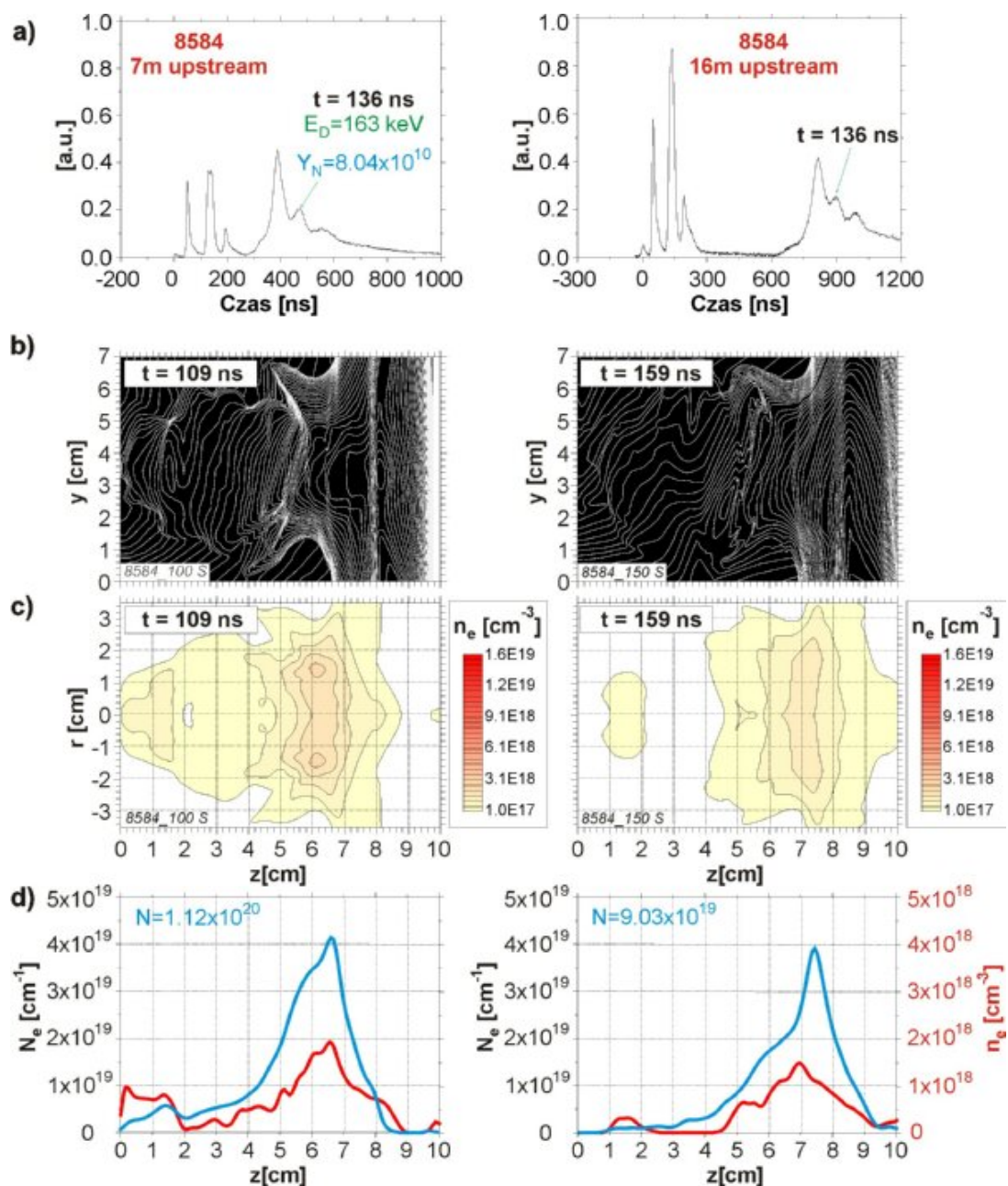
Korelacje w przypadku czwartego impulsu neutronowego przedstawia rys. 7.19.

Maksimum czwartego impulsu występuje po czasie 217 ns , natomiast koncentracja elektronowa oraz liniowa koncentracja w obszarze do 4 cm od czoła anody są wyraźnie niższe niż w przypadku impulsu trzeciej grupy.

Innym przykładem wyładowania, dla którego generacja impulsu wiąże się z rozpadem sznura plazmowego jest wyładowanie **8596**. Impuls neutronowy w tym przypadku jest wynikiem formowania w pobliżu anody charakterystycznego przewężenia, będącego efektem lokalnego zaburzenia równowagi magnetohydrodynamicznej między ciśnieniem plazmy, a ciśnieniem pola magnetycznego B_φ . Korelacje między emisją neutronową, a rozkładami koncentracji elektronowej, przedstawione są na rys. 7.20.

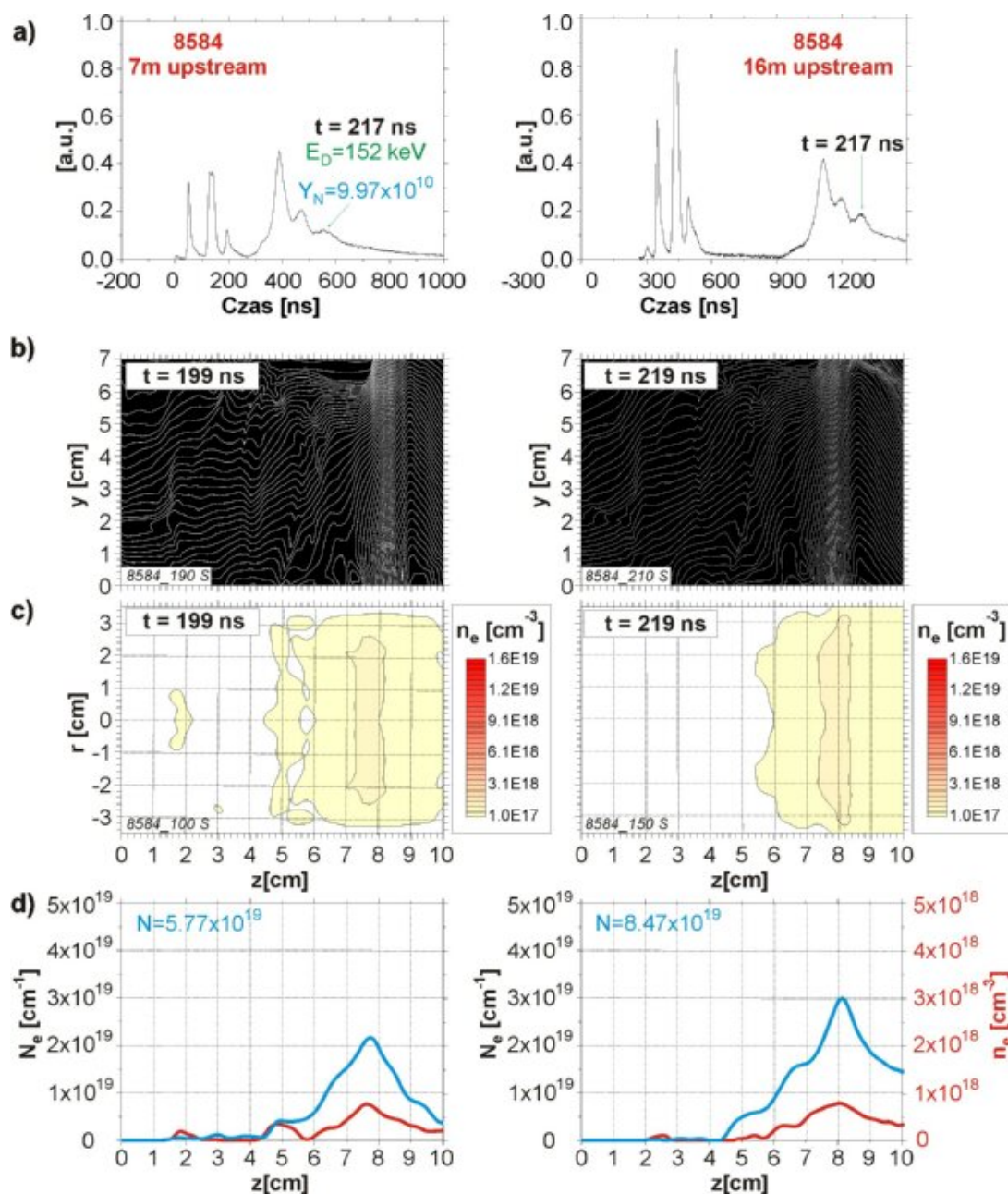
Impuls neutronowy, którego maksimum generowane jest w czasie $t = 116 \text{ ns}$, odpowiada energii deuteronomów 185 keV , a jego udział w całkowitej emisji wynosi ok. 1.11×10^{11} . Szczegółowy obraz tworzenia "przewężki" przedstawiają rys. 7.21 oraz rys. 7.22.

Z przedstawionych rozkładów koncentracji elektronowej wynika, iż proces tworzenia się przewężenia rozpoczyna się w chwili $t = 56 \text{ ns}$, czyli jeszcze w fazie formowania sznura plazmowego.



Rysunek 7.18: Struktura sygnału neutronowego, zrekonstruowane interferogramy, rozkłady koncentracji elektronowej oraz rozkład liniowej koncentracji i koncentracji na osi, odpowiadające emisji impulsu neutronowego trzeciej grupy w wyładowaniu 8584.

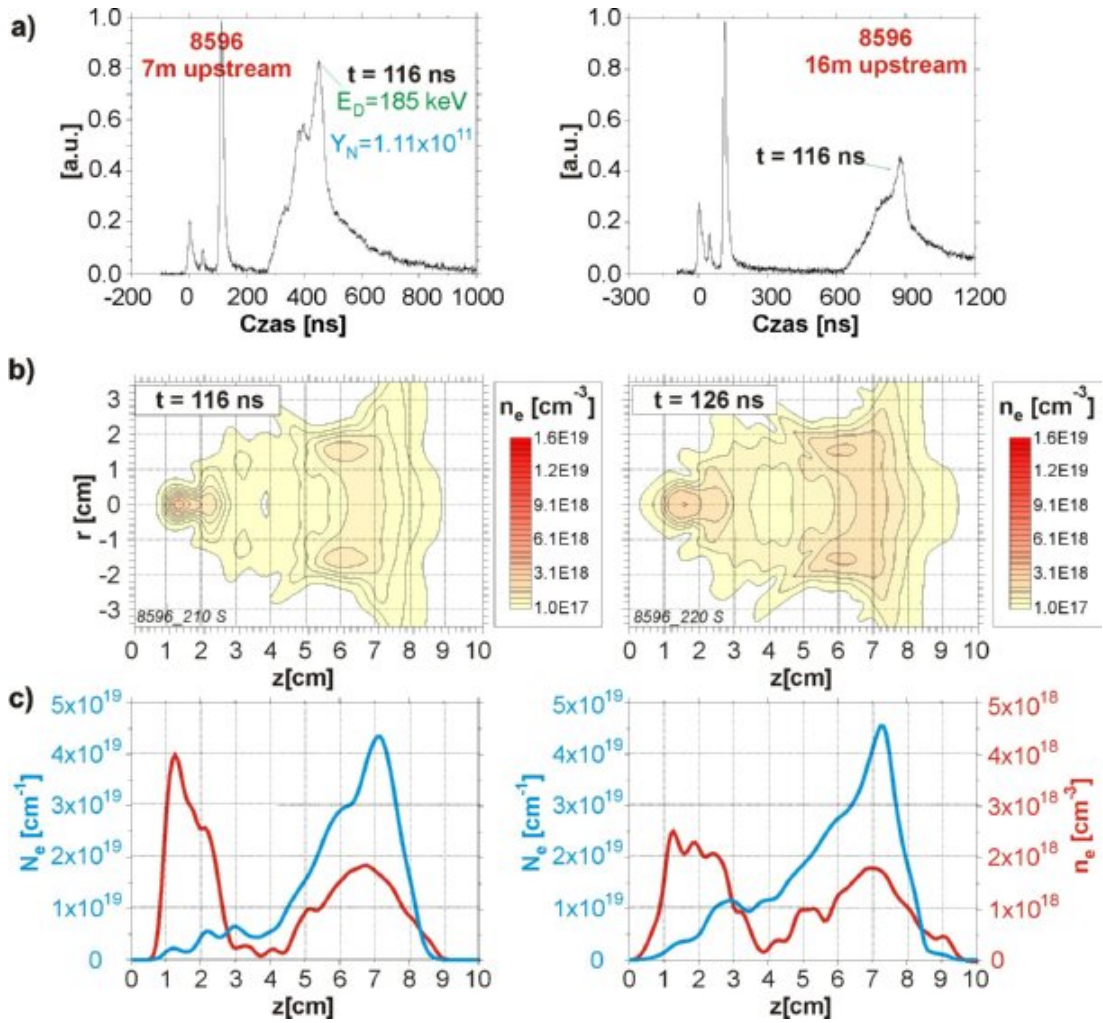
Średnia prędkość powłoki plazmowej o koncentracji elektronowej na poziomie $1.7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (rys. 7.23) wynosi ok. $1.09 \times 10^7 \text{ cm/s}$. Maksimum koncentracji elektronowej w przewężeniu sznura plazmowego, osiągnięte dla $t = 86 \text{ ns}$, wynosi $1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Ponadto, z przedstawionych rozkładów koncentracji wynika, iż dalsze oddziaływanie pola magnetycznego na powłokę plazmową nie powoduje kompresji plazmy w obszarze “przewężki”, lecz prowadzi do powstania wygięcia sznura



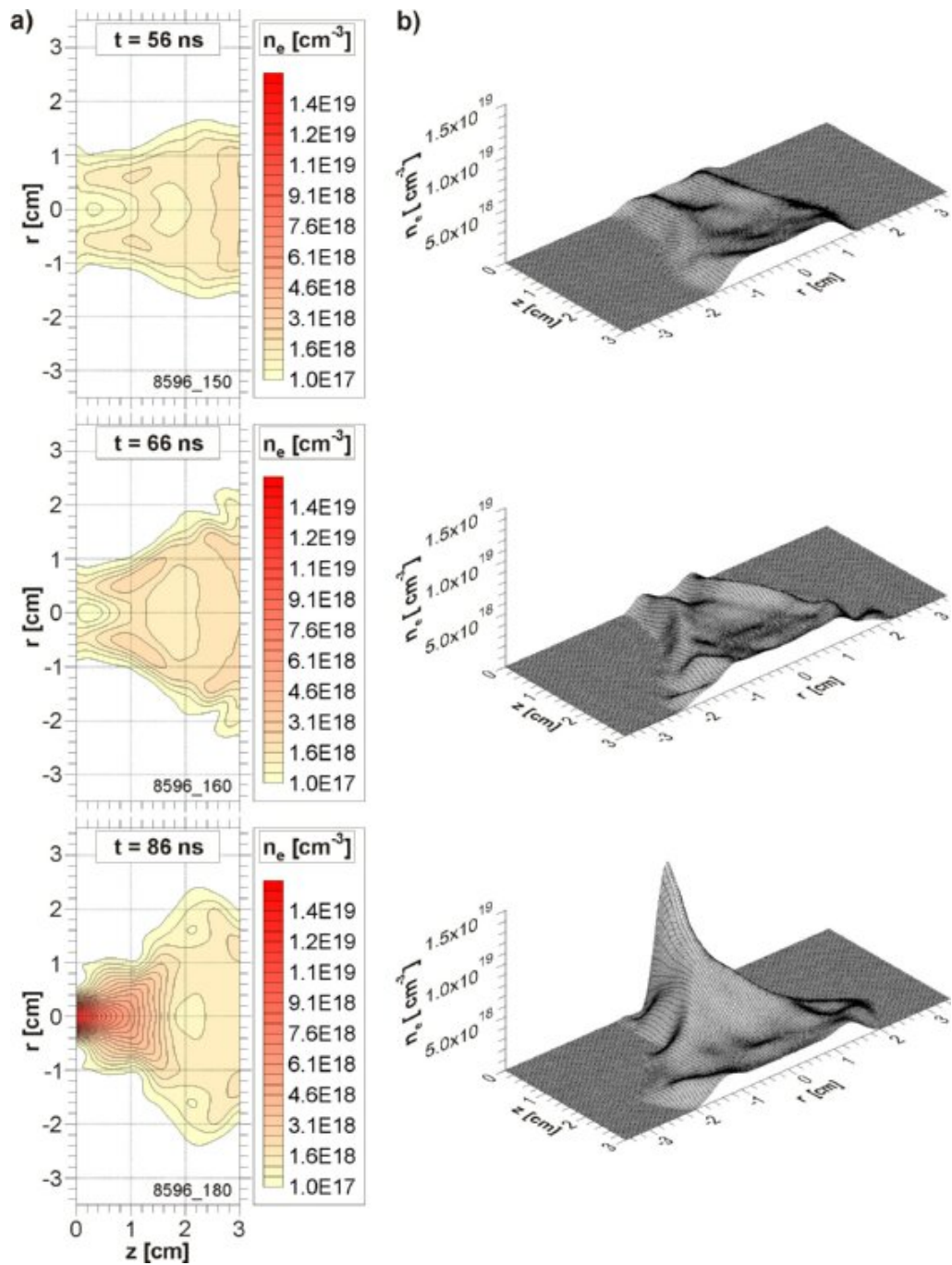
Rysunek 7.19: Struktura sygnału neutronowego, zrekonstruowane interferogramy, rozkłady koncentracji elektronowej oraz rozkład liniowej koncentracji i koncentracji na osi, odpowiadające emisji impulsu neutronowego czwartej grupy w wyładowaniu 8584.

plazmowego w wyniku asymetrii plazmy (rys. 7.22, $t = 96 \text{ ns}$). Ze względu tę asymetrię sznura plazmowego, rozkłady koncentracji dla tego kadru przedstawione są oddzielnie dla górnej i dolnej połowy interferogramu.

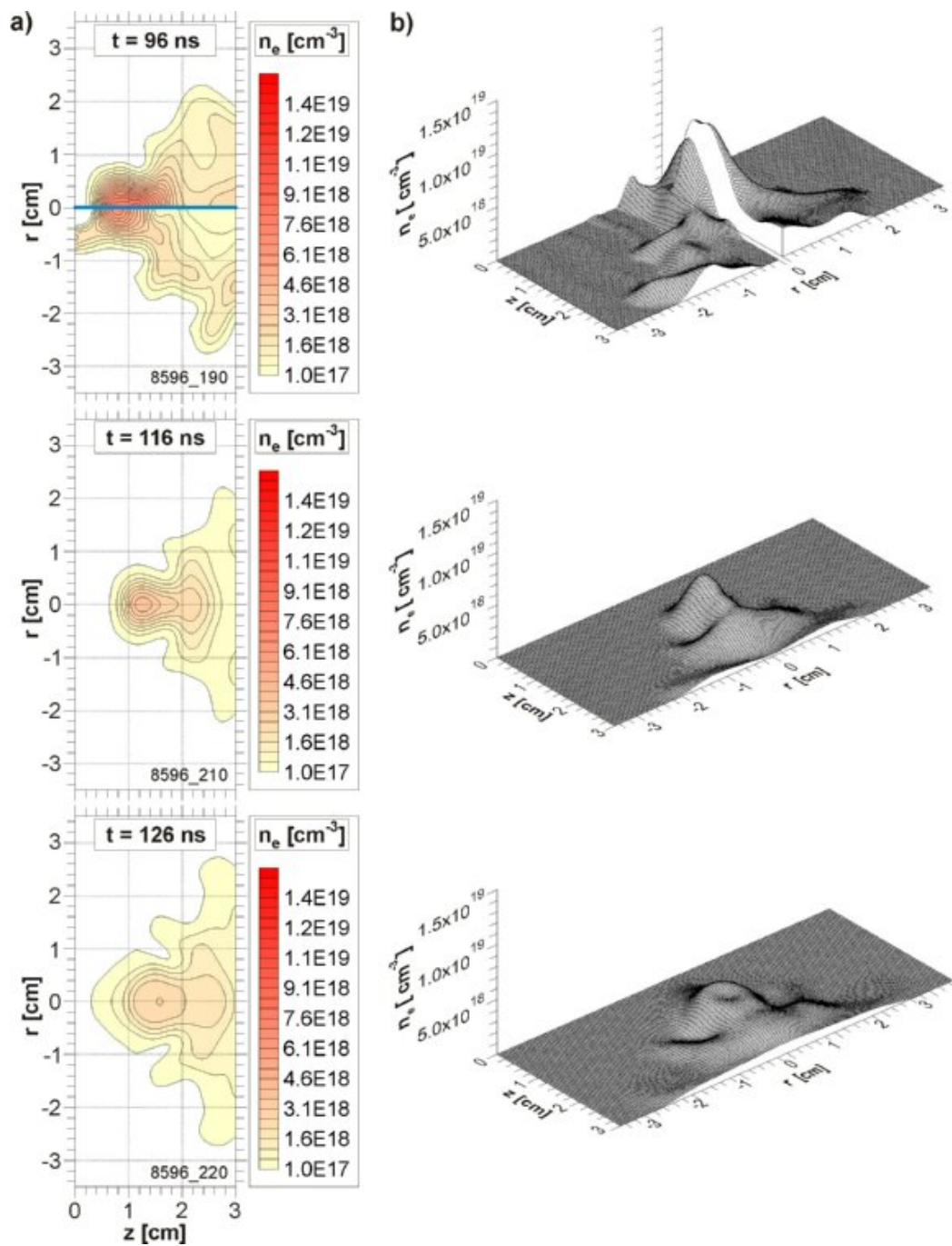
Następstwem zbiegania się warstw prądowych jest silny wypływ plazmy, co przedstawiają rozkłady koncentracji liniowej na rys. 7.24.



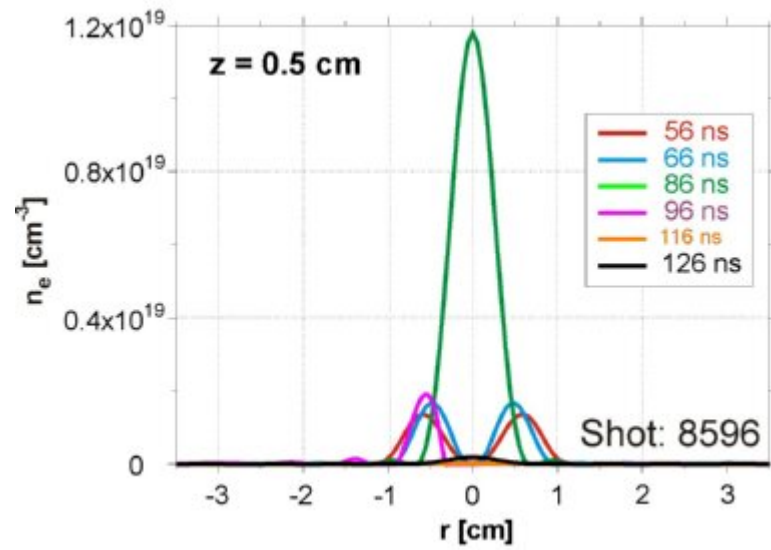
Rysunek 7.20: Struktura sygnału neutronowego, rozkłady koncentracji elektronowej oraz rozkład liniowej koncentracji i koncentracji na osi, odpowiadające emisji impulsu neutronowego związanego z tworzeniem przewężenia w pobliżu anody urządzenia PF-1000.



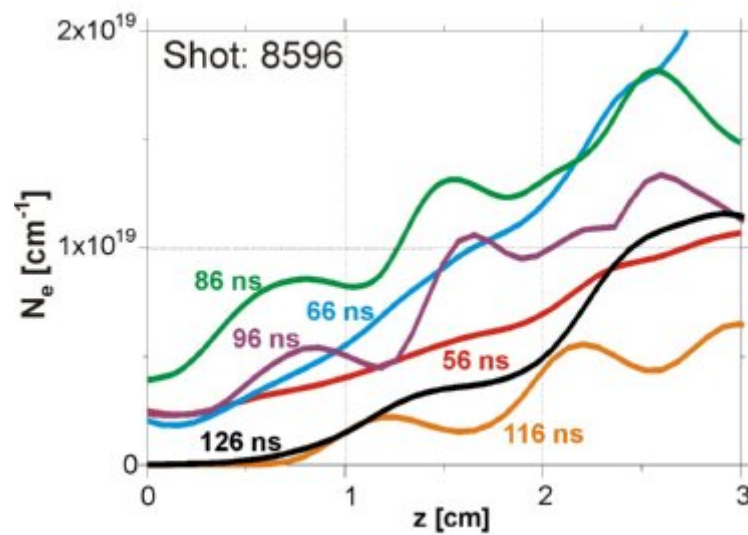
Rysunek 7.21: Rozkłady koncentracji elektronowej w “przewężce”, odpowiadające zakresom czasu 56 do 86 ns - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne.



Rysunek 7.22: Rozkłady koncentracji elektronowej w “przewężce”, odpowiadające zakresom czasu 96 do 126 ns - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne.



Rysunek 7.23: Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 0.5$ cm od anody.



Rysunek 7.24: Rozkłady koncentracji liniowej w “przewężce” dla $z = 0 - 3$ cm.

Zgodnie z [20], szybki spadek koncentracji liniowej (przy zachowaniu stałej wartości gęstości prądu w powłoce plazmowej) prowadzi do wzrostu prędkości dryfu elektronów, i - po przekroczeniu pewnej wartości progowej - powoduje rozwój określonego typu niestabilności prądowych, w wyniku czego pojawiają się efekty anomalne, takie jak anomalna dyfuzja pola magnetycznego [37, 78]. Dynamiczna dyfuzja pola magnetycznego w głąb 'przewężki' prowadzi do szybkiej ekspansji radialnej (eksplozji) sznura plazmowego (rys. 7.22). Przewężka ekspanduje w kierunku radialnym ze średnią prędkością ok. 3×10^7 cm/s. Takie procesy mogą być przyczyną powstawania silnych lokalnych pól elektrycznych, prowadzących do przyspieszania deuteronów do energii wyższych niż w fazie formowania sznura plazmowego.

Z przedstawionych wyżej korelacji przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej z parametrami impulsów struktury emisji neutronowej wynika, że mechanizmem przyspieszania deuteronów w fazie rozpadu sznura plazmowego, podobnie jak w fazie rozwoju sznura plazmowego, jest mechanizm *beam-target*. Jednak tutaj, za powstanie pola elektrycznego, przyspieszającego deuterony biorące udział w reakcji produkcji neutronów, odpowiedzialne są procesy związane z rozwojem w kolumnie plazmowej określonego typu niestabilności prądowych. Zarówno z [20] jak i [44] wynika, że w urządzeniach PF mogą rozwijać się przede wszystkim dwa rodzaje niestabilności prądowych [20, 76, 77]: dolno-hybrydowa, wzbudzana na częstości ω_{LH} , przy prędkościach dryfu elektronów $v_d < v_{Ti}$ oraz elektronowo-dźwiękowa, wzbudzana na częstości $\frac{v_d}{v_{Tj}}\omega_{LH}$, przy prędkościach dryfu $0.15v_{Ti} < v_d < v_{Ti}$, gdzie: ω_{LH} jest częstością *dolnohybrydową* oraz v_{Ti} - prędkością termiczną jonów. Koniecznym warunkiem pojawiania się niestabilności prądowych jest następująca zależność [77]:

$$n_e < \frac{j}{ev_{e,prog}} \quad (7.3)$$

gdzie: j - gęstość prądu elektronów w warstwie prądowej, $v_{e,prog}$ - progowa prędkość dryfu elektronów dla określonego rodzaju niestabilności oraz e - ładunek elektronu.

Pełna ocena możliwości wzbudzenia w sznurze plazmowym niestabilności prądowych, wymaga spełnienia zarówno zależności (7.3) jak i ilościowej oceny szczególnych warunków rozwoju określonego typu niestabilności prądowych. Aby ocenić występowanie ww. niestabilności, oprócz danych interferometrycznych, potrzebne są w szczególności informacje na temat gęstości prądu w sznurze plazmowym, na podstawie których określić można prędkości dryfu elektronów. Taka analiza wybiega poza ramy niniejszej pracy. Nie mniej jednak, biorąc pod uwagę wyniki przeprowadzonych badań interferometrycznych (niskie koncentracje liniowe) oraz wysokie wartości prądu występujące podczas wyładowań w urządzeniu PF-1000, prawdopo-

dobnym jest, iż mogą się w nim rozwijać m.in. ww. rodzaje niestabilności prądowych.

Rozdział 8

Wnioski

8.1 Podsumowanie osiągnięć zrealizowanych badań

W pracy przedstawione są wyniki badań interferometrycznych zrealizowanych po raz pierwszy w urządzeniu PF-1000. W pomiarach wykorzystywany był 16-to kadrowy układ interferometryczny [55], który umożliwiał pełną obserwację procesów formowania i rozpadu sznura plazmowego w analizowanych wyładowaniach. Przedmiotem analiz były wybrane sekwencje interferogramów zarejestrowane w fazach formowania i rozpadu sznura plazmowego dla energii wyładowania ok. 470 kJ , ciśnienia ok. 2 Torr oraz prądu ok. 2 MA . W odróżnieniu od badań interferometrycznych, prezentowanych w innych pracach (np. [23, 35, 28]), w niniejszej pracy podjęto próbę określenia szczegółowych korelacji rozkładów przestrzennych koncentracji elektronowej z parametrami emisji neutronów w różnych fazach rozwoju zjawiska *plasma focus*.

Uzyskanie prezentowanych w pracy wyników badań wymagało sukcesywnej realizacji trzech aspektów badawczych, tj. opracowania metodologii pomiarów, analizy ilościowej interferogramów oraz interpretacji fizycznej wyników badań.

Podsumowując osiągnięcia uzyskane w pracy oraz formułując wnioski końcowe, stwierdza się, że:

W zakresie metodologii

1. Adaptowano i rozszerzono oprogramowanie, stosowane dotychczas do ilościowej analizy interferogramów plazmy laserowej dla potrzeb określenia rozkładów koncentracji elektronowej w urządzeniu PF-1000. Istotnym uzupełnieniem tego oprogramowania było:

- opracowanie sposobu odczytu fazy z interferogramów zarejestrowanych na “zerowym polu interferencyjnym”,
- zastosowanie do numerycznego rozwiązania równania Abela Szybkiej Transformaty Fouriera dla dowolnej liczby punktów pomiarowych.

Zastosowana metodologia pozwoliła ponadto na określenie rozkładów koncentracji liniowej oraz całkowitej liczby elektronów w wybranych obszarach powłoki lub sznura plazmowego.

2. Opracowano sposób odczytu parametrów emisji neutronowej, niezbędnych do korelacji impulsów, charakterystycznych dla struktury sygnału neutronowego, z przestrzennymi rozkładami koncentracji elektronowej w różnych fazach wyładowania, tj.:
 - rzeczywistych czasów generacji neutronów, odpowiadających maksimum impulsów neutronowych,
 - energii neutronów oraz energii deuteronów, biorących udział w produkcji neutronów,
 - wydajności neutronów odpowiadającej poszczególnym impulsom neutronowym.

W zakresie ilościowej analizy wyników badań

Jako przedmiot analiz, spośród znacznej liczby wyładowań, wybrano wyładowania reprezentatywne dla dwóch grup wyładowań o różnej wydajności neutronów: niskiej, o wydajnościach $Y_N = 2.00 \times 10^{10}$ (**8572**) i $Y_N = 6.34 \times 10^{10}$ (**8980**), oraz wysokiej, o wydajnościach: $Y_N = 1.23 \times 10^{11}$ (**8585**) i $Y_N = 4.30 \times 10^{11}$ (**8584**).

1. Otrzymano rozkłady koncentracji elektronowej plazmy odpowiadające charakterystycznym dla procesów formowania i rozpadu sznura plazmowego momentom, a mianowicie:
 - w końcowym etapie fazy akceleracji radialnej powłoki plazmowej oraz tuż po osiągnięciu przez plazmę stanu maksymalnej kompresji, oraz
 - w fazach ekspansji radialnej i rozpadu sznura plazmowego.
2. Na podstawie rozkładów przestrzennych koncentracji elektronowej określono rozkłady liniowe oraz liczbę elektronów w sznurze plazmowym, co pozwoliło na uzyskanie informacji na temat dynamiki wyładowania w przypadku różnych wydajności neutronowych.

3. Określono parametry konfiguracji plazmy, zwanej plazmoidem:
 - rozmiary plazmoidu,
 - średnią prędkość plazmoidu,
 - liczbę elektronów (deuteronów) w plazmoidzie, oraz
 - liczbę elektronów (deuteronów) w obszarze między anodą a plazmoidemtuż przed oraz w trakcie generacji maksimum impulsu neutronowego, dla różnych wydajności neutronowych.
4. Przypisano poszczególne impulsy neutronowe określonym etapom rozwoju zjawiska *plasma focus*, a mianowicie:
 - pierwszą grupę impulsów związane z końcem fazy akceleracji radialnej, będącej równocześnie początkiem formowania się sznura plazmowego,
 - druga grupa występuje w fazie formowania sznura plazmowego,
 - trzecia oraz czwarta grupa są związane z rozpadem sznura plazmowego.
5. Określono korelacje między wydajnością neutronową impulsów w poszczególnych fazach wyładowania a energią neutronów lub deuteronów odpowiadającą tym impulsom. Korelacje pozwoliły przyporządkować poszczególnym grupom impulsów następujące relacje między energiami neutronów oraz wartości energii deuteronów:
 - pierwsza grupa - małe różnice między energiami neutronów zarejestrowanych na kierunkach *upstream* i *downstream*,
 - druga grupa - energie deuteronów w zakresie 48 - 180 keV,
 - trzecia oraz czwarta grupa - energie szybkich deuteronów w zakresie 125 - 194 keV.
6. Na podstawie informacji o wydajności neutronowej impulsu, liczbie deuteronów w plazmoidzie oraz ich energii, podjęto próbę oszacowania liczby deuteronów, które brały udział w produkcji neutronów oraz energii kinetycznej zdeponowanej w strumieniu tych deuteronów.

W zakresie interpretacji wyników

Potwierdzono zaobserwowany w dotychczasowych badaniach, zarówno na PF-1000 [79] jak i innych urządzeniach PF [45, 47], związek dynamiki wyładowania z całkowitą wydajnością neutronów:

- prędkość aksjalna frontu kolumny plazmowej jest większa w przypadku wyładowań o wysokiej wydajności neutronowej (dla wyładowania **8584** o wydajności 4.30×10^{11} prędkość aksjalna jest o 36 % wyższa niż dla wyładowania **8572** o wydajności 2.0×10^{10}),
- czas ekspansji radialnej kolumny plazmowej jest krótszy w przypadku wyższych wydajności (dla wyładowania **8584** czas ekspansji radialnej kolumny plazmowej w fazie formowania sznura plazmowego wynosi ok. 80-90 *ns*, natomiast w wyładowaniu o niskiej wydajności neutronów - **8572** - ok. 110 *ns*).
- w przypadku wysokich wydajności (np. wyładowanie **8585**) powłoka plazmowa ulega zaburzeniom już w fazie akceleracji radialnej, lecz nie obserwuje się wpływu tych zaburzeń na dalszy rozwój zjawiska *plasma focus*.

Wydaje się, że pewne konfiguracje plazmy, charakteryzujące się zwiększoną koncentracją elektronową, mogą być odpowiedzialne za produkcję neutronów w fazach maksymalnej kompresji oraz formowania sznura plazmowego. Wskazują na to korelacje tych konfiguracji z wynikami pomiarów neutronowych:

1. W przypadku **fazy kolapsu (końca fazy akceleracji radialnej)**, sugerowanym mechanizmem produkcji neutronów jest mechanizm termojądrowy [54, 80], będący wynikiem kompresji plazmy w końcowej fazie akceleracji radialnej, na osi urządzenia w pobliżu elektrody centralnej, co potwierdzają:
 - wysokie maksymalne koncentracje elektronowe w plazmoidzie (ok. $1.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$),
 - małe różnice między energiami neutronów zarejestrowanych na kierunkach *upstream* i *downstream*,
 - brak korelacji między całkowitą wydajnością neutronową a czasami generacji maksimów odpowiadających im impulsów,
 - szerokość spektrum energetycznego neutronów w eksperymencie z tzw. “antyanodą” (ok. 90 *keV*) [54].
2. W **fazie formowania sznura plazmowego** gwałtowny wzrost ciśnienia skompresowanej plazmy skutkuje jej późniejszą ekspansją radialną. Kompresja i ekspansja plazmy mają charakter lokalny i propagują się wzdłuż formującego się sznura plazmowego. Wytwarza to sytuację, w której obszar lokalnie skompresowanej plazmy (plazmoid) wyprzedza ekspandującą plazmę za plazmoidem. Pozwalało to wnioskować, że konfiguracja ta jest odpowiedzialna za produkcję neutronów poprzez mechanizm beam-target. Plazmoid, jako

obszar kolumny plazmowej o zwiększonej koncentracji elektronowej, może stanowić "tarczę" dla deuteronów przyspieszanych za plazmoidem, w obszarze o obniżonej koncentracji. Natura pola elektrycznego, odpowiedzialnego za przyspieszanie deuteronów w tej fazie, pozostaje wciąż niewyjaśniona. Jednakże w niektórych pracach (np. [17, 81, 82]) sugerowany jest jego związek z dynamiką azymutalnego pola magnetycznego .

Weryfikację mechanizmu *beam-target* stanowią wyniki pomiarów interferometrycznych oraz ich korelacja z wynikami pomiarów neutronowych, a mianowicie:

- prędkość osiowa plazmoidu jest o rząd wielkości niższa niż prędkości przyspieszanych deuteronów oraz jest wyższa o min. 60 % od prędkości czoła sznura plazmowego, w zależności od wyładowania,
 - dla rozpatrywanych wyładowań liczba deuteronów w plazmoidzie mieści się w zakresie $2.3 - 5.0 \times 10^{19}$, jednak dla wysokich wydajności neutronów wzrost i następnie spadek liczby deuteronów zachodzą szybciej, co świadczy o większej dynamice procesów w tym przypadku,
 - impulsy neutronowe drugiej grupy o dużej wydajności neutronów generowane są wcześniej w fazie formowania sznura plazmowego niż w przypadku niskich wydajności, co potwierdza związek produkcji neutronów z dynamiką zjawiska,
 - wydajność neutronów drugiego impulsu jest tym wyższa, im wyższe są energie przyspieszanych deuteronów,
 - oszacowane liczby szybkich deuteronów są mniejsze w przypadku impulsów o wyższej wydajności, co sugeruje, że energie deuteronów mają decydujący wpływ na wydajność neutronów,
 - ocena zarówno energii zdeponowanej w strumieniu szybkich deuteronów jak i maksymalnego czasu jaki potrzebują na reakcję syntezy świadczą, że ruch deuteronów w obszarze sznura plazmowego jest złożony (np. przez wpływ azymutalnego pola magnetycznego [83]).
3. W **fazie rozpadu sznura plazmowego** mechanizm produkcji neutronów, podobnie jak w fazie formowania sznura plazmowego, ma charakter akceleracyjny. Pola elektryczne odpowiedzialne za przyspieszanie deuteronów są jednak tutaj większe, o czym świadczą wyższe energie szybkich deuteronów. Takie pola wydają się być następstwem anomalnych procesów, rozwijających się w

obszarach plazmy o bardzo niskiej koncentracji elektronowej (na progu mierzalności metody interferometrycznej). Potwierdzeniem występowania silnych pól elektrycznych może być zauważalna tendencja wzrostu energii deuteronów od wydajności neutronowej impulsów trzeciej i czwartej grupy. Brak korelacji wydajności neutronowej impulsów z czasami ich generacji świadczyć może o spontaniczności powstawania lokalnych pól przyspieszających. Typowym przykładem procesu, prowadzącego do takiej generacji neutronów są wyładowania, w których obserwuje się powstawanie “przewężenia”, skutkującego przerwaniem sznura plazmowego (powstania tzw. “diody plazmowej” [84, 17, 83]).

8.2 Ocena stopnia realizacji badań

Uzyskany z wielokadrowych pomiarów interferometrycznych, w korelacji z parametrami emisji neutronowej, obraz formowania i rozpadu sznura plazmowego w urządzeniu PF-1000, potwierdza znaczenie akceleracyjnego mechanizmu produkcji neutronów w badaniach przeprowadzonych w urządzeniach *plasma focus* w różnych ośrodkach naukowych [17, 20, 40, 41, 43].

W niniejszej pracy autor udowodnił, że akceleracyjny charakter emisji neutronów na układzie PF-1000 może mieć miejsce nie tylko w fazie rozpadu sznura plazmowego (rozwoju niestabilności), ale także już w fazie jego ekspansji radialnej. Dodatkowo pokazano, iż rozpad sznura plazmowego nie musi wiązać się z tworzeniem tzw “diody plazmowej” [17, 43, 29], lecz może być wynikiem rozwoju niestabilności prądowych w obszarach o bardzo niskiej koncentracji elektronowej.

Zdaniem autora te informacje stanowią wymierny wkład w badania zjawisk na PF-1000 i uzupełniają dotychczasowy stan wiedzy na temat mechanizmów generacji neutronów w urządzeniach PF.

Znacząca część materiału, uzyskanego w ramach realizacji pracy, została opublikowana przy współudziale autora, w czasopiśmie naukowych ([85, 86, 87, 54, 80]) oraz prezentowana była na konferencjach naukowych ([88, 89, 90, 91, 92]).

Należy podkreślić, że prezentowane w niniejszej pracy badania interferometryczne zrealizowane zostały po raz pierwszy w urządzeniu PF-1000. Ponadto, w dostępnej literaturze nie były dotychczas prezentowane korelacje rozkładów koncentracji elektronowej z parametrami emisji neutronów.

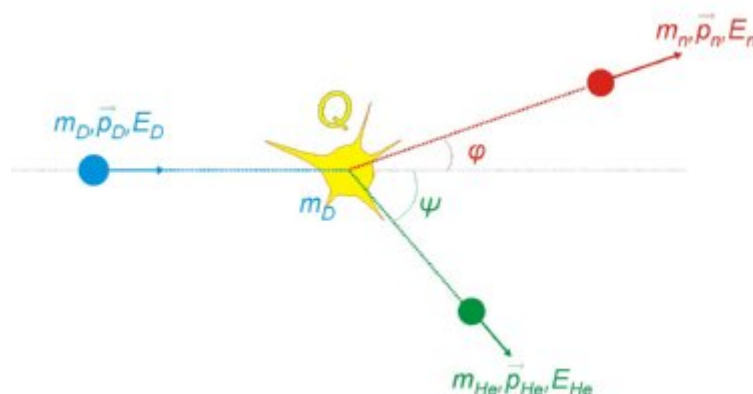
Według oceny autora, teza pracy została udowodniona, a cel pracy w pełni zrealizowany.

Dodatek A

Metodologia pomiaru parametrów emisji neutronów w PF-1000

A.1 Charakterystyka mechanizmu *beam-target*

Z dotychczasowych badań na urządzeniu PF-1000 wynika, że większość produkcji neutronowej w tym urządzeniu jest wynikiem ukierunkowanego ruchu deuteronów - akceleracji wywołanej polem elektrycznym i ich oddziaływania z deuteronami niskoenergetycznymi lub pozostającymi w spoczynku. Taki sposób produkcji neutronów nazywany jest mechanizmem *wiązka-tarcza*¹ i został wzięty pod uwagę w opracowywaniu metodologii pomiarów neutronowych w ramach niniejszej pracy. Schemat reakcji syntezy deuteronów, przy założeniu ww. mechanizmu, przedstawiony jest na rys. A.1.



Rysunek A.1: Schemat mechanizmu *beam-target* dla reakcji D-D w układzie laboratoryjnym.

Biorąc pod uwagę rys. A.1, relację między energią neutronów, a energią deu-

¹z ang. *beam-target*

teronów, biorących udział w reakcji typu $D(d, n)^3He$, można wyznaczyć z zasady zachowania energii oraz pędu.

Ponieważ, bilans energetyczny dla ww. reakcji jest następujący:

$$E_D + Q = E_n + E_{He} \quad (A.1)$$

gdzie $E_{He} = \frac{p_{He}^2}{2m_{He}}$, $E_n = \frac{p_n^2}{2m_n}$, $E_D = \frac{p_D^2}{2m_D}$ są energiami kinetycznymi, p_{He} , p_n , p_D - pędami oraz m_{He} , m_n , m_D - masami odpowiednio jąder Helu, neutronów oraz deuteronów, natomiast $Q = 3.27$ MeV - energią reakcji $D(d, n)^3He$,

a zasada zachowania pędu, zgodnie z rys. A.1. ma postać:

$$p_{He}^2 = p_n^2 + p_D^2 - 2p_n p_D \cos(\varphi), \quad (A.2)$$

to otrzymujemy następującą zależność na energię reakcji:

$$Q = E_n + \frac{p_n^2}{2m_{He}} + \frac{p_D^2}{2m_{He}} - \frac{p_n p_D}{m_{He}} \cos(\varphi) - E_D \quad (A.3)$$

lub w zmienionej formie:

$$Q = E_n \left(1 + \frac{m_n}{m_{He}}\right) - E_d \left(1 - \frac{m_d}{m_{He}}\right) + \frac{2\sqrt{E_D m_D m_n}}{m_{He}} \cos(\varphi) \sqrt{E_n} \quad (A.4)$$

Na podstawie zależności A.4 otrzymuje się następujący związek między energią neutronów, energią deuteronów:

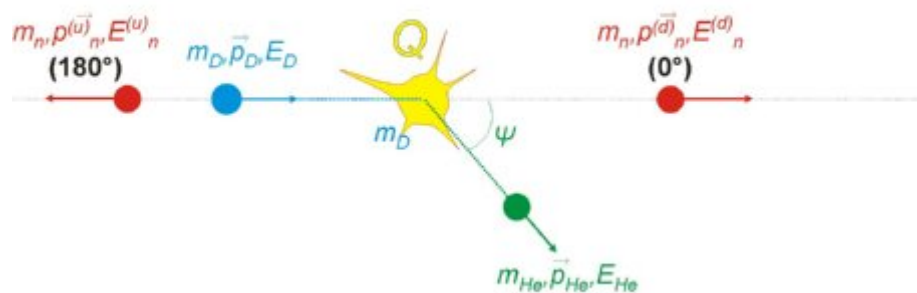
$$E_n = \frac{E_D m_D m_n}{(m_{He} + m_n)^2} \cdot \left[\cos(\varphi) \pm \sqrt{\frac{m_{He} E_D (m_n + m_{He} - m_D) + Q m_{He} (m_n + m_{He})}{E_d m_D m_n}} - \sin^2(\varphi) \right]^2 \quad (A.5)$$

Powyższą zależność można uprościć, jeśli się weźmie pod uwagę anizotropię emisji neutronów występującą w urządzeniach typu *plasma-focus*. Z dotychczasowych badań, realizowanych na różnych układach PF, w tym PF-1000, jednoznacznie wynika, że maksymalna emisja neutronów występuje na osi urządzenia, w związku z czym do określenia energii deuteronów w PF-1000 uzasadnionym wydaje się pomiar emisji neutronów w geometrii przedstawionej na rys. A.2. Ograniczając się zatem do pomiaru emisji neutronów na dwóch kierunkach 0° (*downstream*) oraz 180° (*upstream*), zależność między energią neutronów oraz deuteronów ma postać, w przypadku kąta 0° :

$$E_n = \frac{E_D m_D m_n}{(m_{He} + m_n)^2} \cdot \left[1 + \sqrt{\frac{m_{He} E_D (m_n + m_{He} - m_D) + Q m_{He} (m_n + m_{He})}{E_d m_D m_n}} \right]^2 \quad (A.6)$$

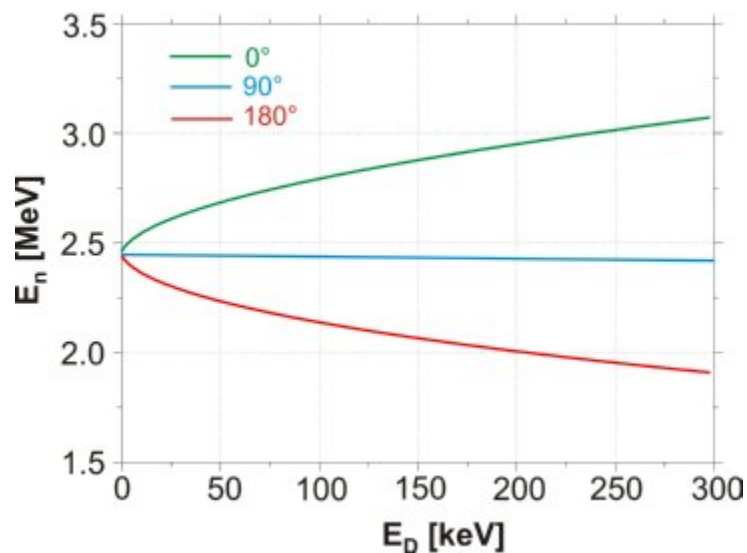
oraz dla kąta 180° :

$$E_n = \frac{E_D m_D m_n}{(m_{He} + m_n)^2} \cdot \left[1 - \sqrt{\frac{m_{He} E_D (m_n + m_{He} - m_D) + Q m_{He} (m_n + m_{He})}{E_d m_D m_n}} \right]^2 \quad (A.7)$$



Rysunek A.2: Schemat reakcji D-D.

Zależność energii neutronów od energii deuteronów zilustrowano na rys. A.3.



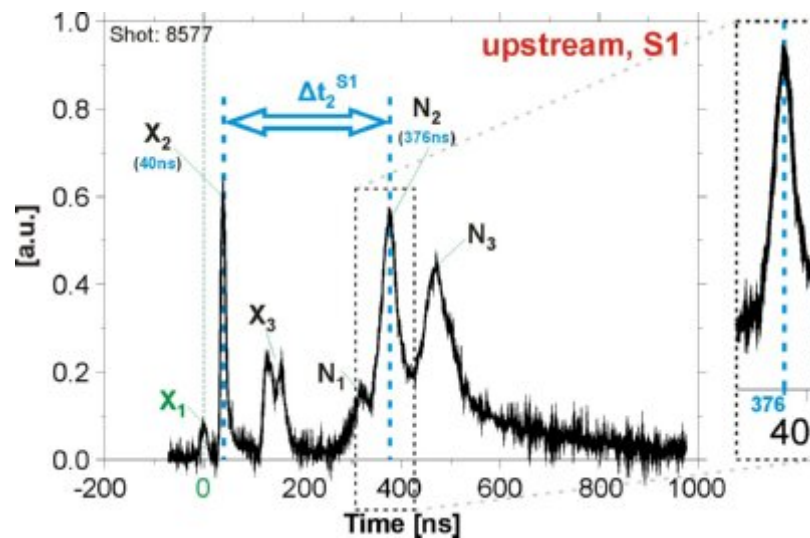
Rysunek A.3: Zależność energii neutronów rejestrowanych na osi urządzenia PF od energii deuteronów.

Wzór (A.7) charakteryzuje się ograniczoną stosowalnością ze względu na istotę mechanizmu prowadzącego do syntezy jądrowej, mianowicie jest prawdziwy powyżej minimalnej energii deuteronów wymaganej do pokonania bariery potencjału kulombowskiego dla ładunku dwóch zderzających się deuteronów. Energia ta jest równa ok. 35 keV .

A.2 Sposób odczytu parametrów impulsu neutronowego

Głównym celem opracowania metodologii neutronowej było wyznaczenie czasu generacji impulsów neutronowych oraz ich energii w procesie formowania powłoki i sznura plazmowego w urządzeniu PF-1000. Aby to osiągnąć, stosowano powszechnie znaną metodę *Time-Of-Flight* (TOF) [14], która polega na wyznaczaniu energii kinetycznej neutronów na podstawie pomiaru średniego czasu przelotu neutronów od ich źródła do detektora.

Na rys. A.4 przedstawiony jest oscylogram zarejestrowany w eksperymencie, który pokazuje typową strukturę impulsów rentgenowskich i skorelowanych z nimi impulsów neutronowych.



Rysunek A.4: Przykładowy oscylogram zarejestrowany na kierunku *upstream* i odległości $S1$ oraz schemat sposobu odczytu położenia maksimum dla drugiej pary impulsów. Sygnały X to sygnały odpowiadające impulsom neutronowym, a sygnały N - sygnały neutronowe

Odniesienie dla określenia zależności czasowych między impulsami neutronowymi, a czasami rejestracji kadrów interferometrycznych, stanowi pierwszy impuls promieniowania rentgenowskiego związany z końcem fazy akceleracji radialnej, w momencie zbiegania się warstw prądowych na osi urządzenia w pobliżu anody.

Aby wyznaczyć średni czas przelotu neutronów na podstawie odległości czasowej między impulsami rentgenowskim i odpowiadającym mu impulsem neutronowym na oscylogramie należy przede wszystkim uwzględnić czas przelotu impulsu rentgenowskiego do sondy (t_{XR}^S), odległej o S od badanego obszaru plazmy, określony

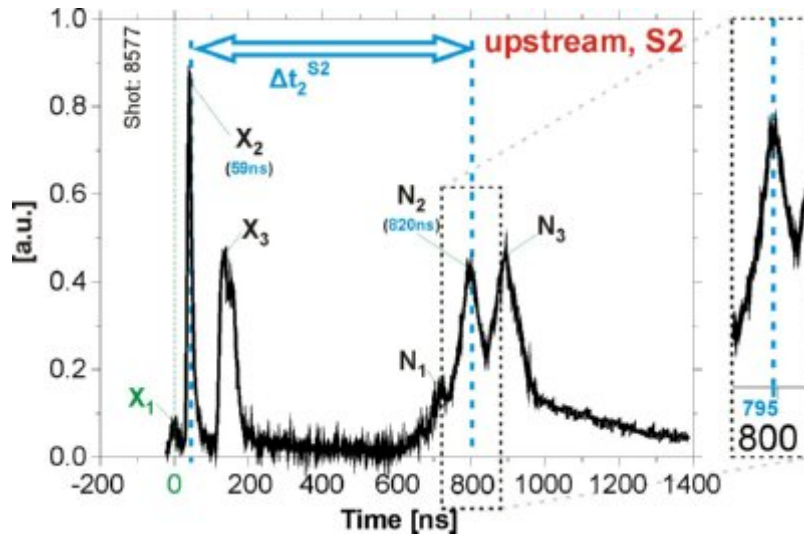
zależnością:

$$t_{XR}^S = \frac{S}{c} \quad (\text{A.8})$$

gdzie c jest prędkością promieniowania w medium (np. w powietrzu), a S - odległością sondy od czoła elektrody centralnej (anody).

Ponadto, wyznaczenie średniego czasu przelotu neutronów wymaga także uwzględnienia faktu, iż generacja maksimum impulsu neutronowego nie zawsze pokrywa się w czasie z generacją maksimum impulsu rentgenowskiego. W tym celu pomiary wykonywane były za pomocą sond neutronowych usytuowanych na różnych bazach. W eksperymentach, prowadzonych w ramach pracy, stosowane były dwie sondy umieszczone na kierunku *upstream* w różnych odległościach od pinchu, zgodnie z rys. 4.3.

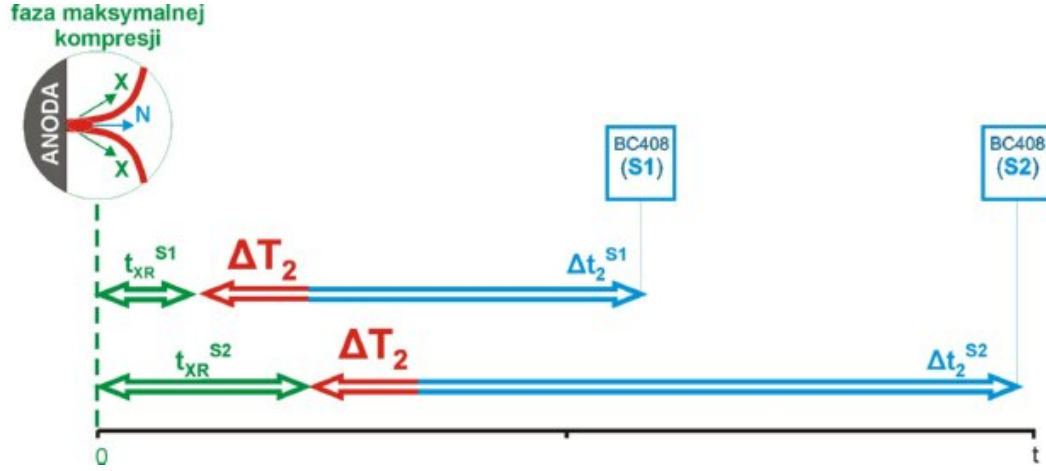
Przykładowy oscylogram zarejestrowany na dłuższej bazie ($S2$), skorelowany z oscylogramem z rys. A.4, przedstawiony jest na rys. A.5.



Rysunek A.5: Przykładowy oscylogram dla kierunku *upstream* i odległości $S2$ oraz schemat sposobu odczytu położenia maksimum dla drugiej pary impulsów. Sygnały X to sygnały odpowiadające impulsom rentgenowskim, a sygnały N - sygnały neutronowe.

Na rys. A.4 oraz rys. A.5 zaznaczone są odległości czasowe (Δt_2^{S1} i Δt_2^{S2}), odpowiadające wybranej parze impulsów rentgenowskiego i neutronowego.

Relacje między interwałami czasowymi Δt_2^{S1} oraz Δt_2^{S2} odpowiednich impulsów na oscylogramach, a czasami przelotu promieniowania X (t_{XR}^{S1} oraz t_{XR}^{S2}) na dystansach $S1$ i $S2$ oraz poprawką związaną z opóźnieniem rejestracji maksimum neutronów, ΔT_2 , wyjaśnione są na rys. A.6.



Rysunek A.6: Relacja między interwałami czasowymi odpowiednich impulsów rentgenowskich i neutronowych na oscylogramach (rys. A.4 , rys. A.5) a czasami przelotu promieniowania rentgenowskiego oraz opóźnieniem generacji neutronów.

Poprawkę ΔT_2 wyznaczono, opierając się na założeniu, iż prędkości neutronów rejestrowanych na różnych bazach na jednym kierunku powinny być takie same:

$$\frac{S1}{\Delta t_2^{S1} + t_{XR} - \Delta T_2} = \frac{S2}{\Delta t_2^{S2} + t_{XR} - \Delta T_2} \quad (A.9)$$

W związku z powyższym:

$$\Delta T_2 = \frac{S1(\Delta t_2^{S2} + t_{XR}) - S2(\Delta t_2^{S1} + t_{XR})}{S2 - S1} \quad (A.10)$$

Po uwzględnieniu wszystkich poprawek, czas przelotu neutronów τ dla drugiego impulsu neutronowego na wybranym kierunku na bazie S , można wyznaczyć z zależności:

$$\tau = \Delta t_2^S + t_{XR}^S - \Delta T_2. \quad (A.11)$$

gdzie: Δt_2^S - zarejestrowana różnica czasowa między impulsem promieniowania X, a impulsem neutronowym dla odległości S pinchu od sondy.

Znajomość czasu ΔT_2 pozwala na wyznaczenie rzeczywistego czasu generacji neutronów t , odpowiadającego maksimum drugiego impulsu neutronowego:

$$t = t_{X2} + \Delta t_2^S, \quad (A.12)$$

gdzie t_{X2} jest czasem generacji maksimum drugiego impulsu rentgenowskiego w stosunku do pierwszego impulsu rentgenowskiego, stanowiącego odniesienie do przebiegu zjawiska.

Wyznaczony czas przelotu τ jest podstawą do wyznaczenia energii kinetycznej neutronów E_n , wykorzystując zależność:

$$E_n = \frac{m_n v^2}{2} = \frac{m_n S^2}{2\tau^2}, \quad (A.13)$$

gdzie: m_n jest masą neutronu. Równanie A.13, po uwzględnieniu A.11, przyjmuje postać:

$$E_n = \frac{m_n S^2}{2 \left(\Delta t_2^S + \frac{S}{c} - \frac{S_2(\Delta t_1^{S_1+t_{XR}}) - S_1(\Delta t_1^{S_2+t_{XR}})}{S_2 - S_1} \right)^2} \quad (\text{A.14})$$

W rozpatrywanym przypadku, gdy na kierunku *upstream* i odległości $S_1 = 7 \text{ m}$ (rys. A.4) drugi pik rentgenowski osiąga maksimum dla 40 ns , a maksimum drugiego impulsu neutronowego przypada na 375 ns , różnica pomiędzy tymi impulsami ($\Delta t_2^{S_1}$) wynosi 336 ns . Natomiast na oscylogramie z rys. A.5, zarejestrowanym na bazie $S_2 = 16 \text{ m}$, drugi pik promieniowania rentgenowskiego osiąga swoje maksimum dla 40 ns , a odpowiadający mu pik neutronowy występuje dla 796 ns . Interwał czasowy między tymi pikami ($\Delta t_2^{S_2}$) wynosi 756 ns .

W związku z powyższym, na podstawie zależności A.10, rzeczywisty czas generacji drugiego impulsu wynosi 48 ns .

Podstawiając wyżej wyznaczone wielkości: $\Delta t_2^{S_1}$, $\Delta t_2^{S_2}$, t_{XR} oraz ΔT_2 do A.14, otrzymuje się dla kierunku *upstream* i odległości $S_1 = 7 \text{ m}$, energię neutronów w przypadku drugiego impulsu, równą:

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{m_n S_1^2}{2 \left(\Delta t_2^{S_1} + \frac{S_1}{c} - \frac{S_1(\Delta t_2^{S_2+t_{XR}}) - S_2(\Delta t_2^{S_1+t_{XR}})}{S_2 - S_1} \right)^2} \\ &= \frac{(1.67 \times 10^{-27} \times 7^2)}{2 \left(336 \times 10^{-9} + \frac{7}{2.99792458 \times 10^8} - \frac{16(336 \times 10^{-9} + 23.3 \times 10^{-9}) - 7(756 \times 10^{-9} + 53.4 \times 10^{-9})}{16 - 7} \right)^2} \\ &= \mathbf{2.09 \text{ MeV}}. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

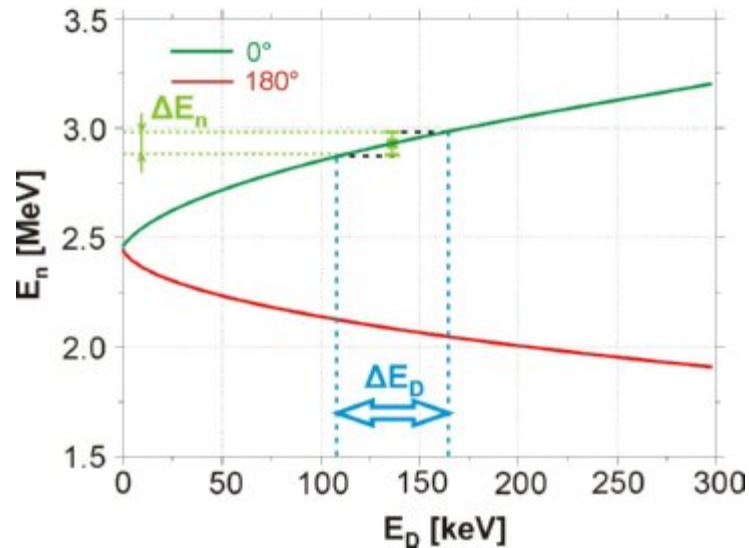
W związku z powyższym, na podstawie wzoru A.7, otrzymuje się, że w przypadku drugiego impulsu w reakcji $D(D, n)^3\text{He}$ biorą udział deuterony o energii $E_d = 121 \text{ keV}$.

Błąd określania energii neutronów (ΔE_n) można wyrazić za pomocą wzoru:

$$\delta E_n = \frac{m_n S^2}{\left(\Delta t_2^S + \frac{S}{c} - \frac{S_1(\Delta t_2^{S_2+t_{XR}}) - S_2(\Delta t_2^{S_1+t_{XR}})}{S_2 - S_1} \right)^3} \left[\delta - \frac{S_1 \delta^{S_2} - S_2 \delta^{S_1}}{S_2 - S_1} \right]. \quad (\text{A.16})$$

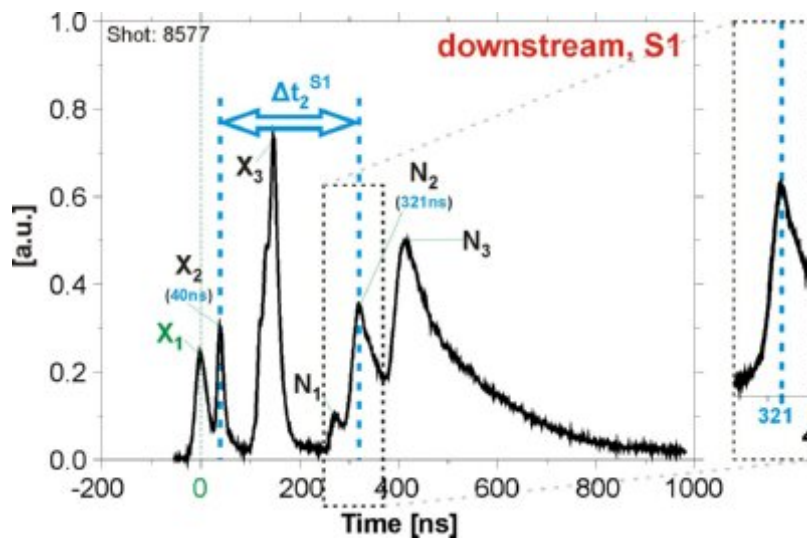
gdzie: δ jest błędem pomiaru czasu dla danego impulsu neutronowego na oscylogramie, a δ^{S_1} oraz δ^{S_2} - błędami wyznaczania impulsów na odległościach odpowiednio S_1 i S_2 .

Błąd energii deuteronów można oszacować na podstawie wzoru (A.5) lub (A.5) - w zależności od badanego kierunku. Ze względu na brak bezpośredniej zależności energii deuteronów w funkcji energii neutronów, oszacowanie to opiera się na odchylenie zakresu błędów z rys. A.3. Istota tego procesu jest zilustrowana na rys. A.7.



Rysunek A.7: Sposób wyznaczania błędów określania energii deuterionów na podstawie błędów energii neutronów.

Pomiary emisji neutronów prowadzono dodatkowo na kierunku *downstream* - rys. 4.3. Pomiary prowadzone były na bazie *S1*, której długość wybierana była w zależności od potrzeb eksperymentu. Przykładowy oscylogram zarejestrowany na kierunku *downstream*, odpowiadający analizowanemu przypadkowi, przedstawiony jest na rys. A.8.

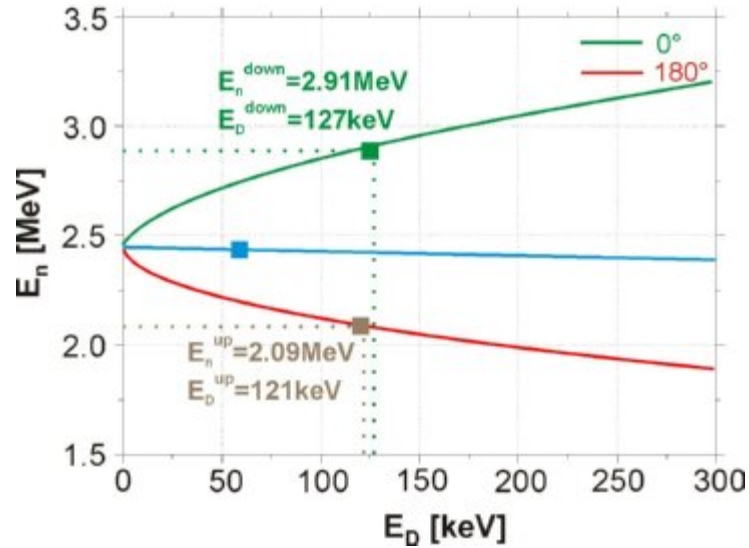


Rysunek A.8: Oscylogram dla kierunku *downstream* i odległości *S1* oraz schemat sposobu odczytu położenia maksimum dla drugiej pary impulsów. Sygnały X to sygnały odpowiadające impulsom neutronowym, a sygnały N - sygnały neutronowe

Na tym oscylogramie, maksimum drugiego impulsu dla promieniowania rentgenowskiego przypada w czasie 40 ns, a odpowiadającego mu pikowi impulsu neutro-

nowego w 321 ns. Interwał czasowy między tymi pikami wynosi 281 ns. A zatem energia neutronów odpowiadających drugiemu pikowi neutronowemu na tym oscylogramie wynosi 2.91 MeV. Odpowiadająca im energia deuteronów wynosi 127 keV.

Sposób odczytu energii deuteronów na podstawie pomiarów wykonanych na kierunku *upstream*, na kierunku *downstream*, a także na kierunku prostopadłym do osi urządzenia ilustruje rys. A.9.



Rysunek A.9: Sposób odczytu energii deuteronów na podstawie energii neutronów.

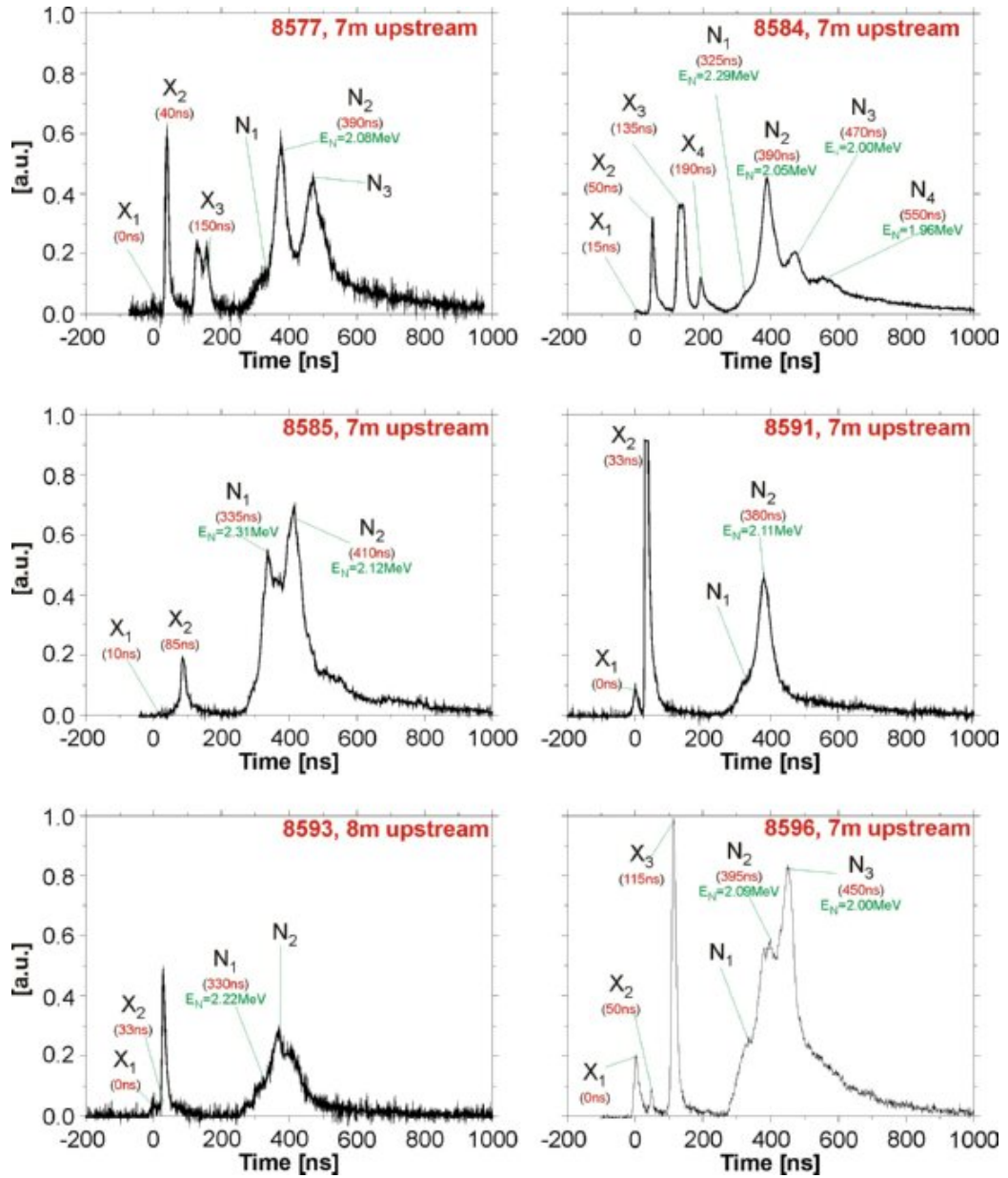
Ponieważ małe błędy wyznaczania energii neutronów przekładają się na bardzo duże błędy energii deuteronów w przypadku pomiarów na kierunku *side-on* (90°), a także maksima impulsów neutronowych na różnych kierunkach nie zawsze odpowiadają generacji tych samych neutronów, w analizie pomiaru energii deuteronów uwzględniano wyniki tylko z kierunku *upstream*. Błąd wyznaczania energii deuteronów dla rozpatrywanego przypadku wynosi:

$$\Delta E_D = 18 \text{ keV}. \quad (\text{A.17})$$

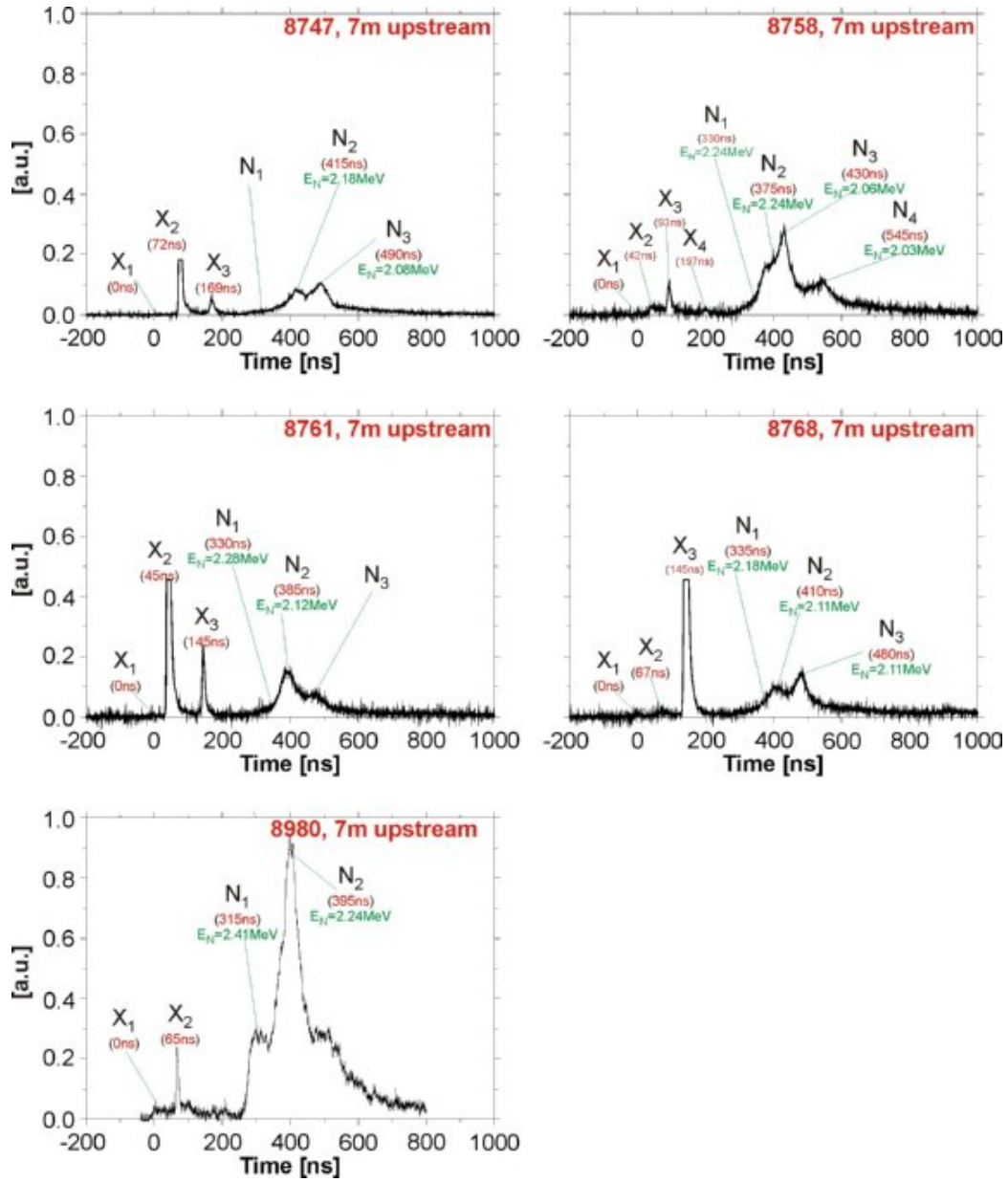
A zatem energia deuteronów dla tego przykładu przyjmuje wartość:

$$E_D = 121 \pm 18 \text{ keV}. \quad (\text{A.18})$$

Opracowana metodologia pozwoliła na określenie parametrów charakteryzujących neutrony emitowane podczas wyładowania w urządzeniu PF-1000, a także biorących udział w ich produkcji deuteronów. W celu polepszenia statystyki pomiarów, obliczenia dokonywano również dla wyładowań, w których nie była stosowana interferometria. Oscylogramy będące podstawą analiz przedstawiono na rys. A.10 oraz rys. A.11.



Rysunek A.10: Oscylogramy będące podstawą do analizy struktury impulsów.



Rysunek A.11: Oscylogramy będące podstawą do analizy struktury impulsów - c.d.

A.3 Wyniki analiz struktury sygnału neutronowego

Przedstawione wyniki pozwoliły wyróżnić cztery grupy impulsów, powiązane z następującymi fazami wyładowania:

- pierwsza grupa impulsów związana z końcową fazą akceleracji radialnej oraz stanem maksymalnej kompresji,
- druga grupa występująca w fazie formowania sznura plazmowego,
- trzecia oraz czwarta grupa związane z rozpadem sznura plazmowego.

Zestawienie wymienionych parametrów w przypadku pierwszej grupy impulsów przedstawia Tabela A.1, w przypadku drugiej grupy impulsów - Tabela A.2. W Tabeli A.3 przedstawiono parametry odpowiadające trzeciej oraz czwartej grupie impulsów neutronowych.

Tabela A.1: Parametry neutronów w przypadku pierwszej grupy impulsów neutronowych.

| Nr | Y_N | Numer impulsu | Czas impulsu neutr. [ns] | Energia neutr. [MeV] |
|------|-----------------------|-------------------|--------------------------|----------------------|
| 8980 | 6.34×10^{10} | 1 : <i>up7m</i> | 12 | 2.41 |
| | | 1 : <i>up16m</i> | | 2.41 |
| | | 1 : <i>down7m</i> | | 2.56 |
| 8585 | 1.22×10^{11} | 1 : <i>up7m</i> | 11 | 2.31 |
| | | 1 : <i>up16m</i> | | 2.31 |
| | | 1 : <i>down7m</i> | | 2.48 |
| 8758 | 1.69×10^{11} | 1 : <i>up8m</i> | 15 | 2.24 |
| | | 1 : <i>up24m</i> | | 2.24 |
| | | 1 : <i>down8m</i> | | 2.75 |
| 8593 | 2.08×10^{11} | 1 : <i>up8m</i> | 15 | 2.22 |
| | | 1 : <i>up24m</i> | | 2.22 |
| | | 1 : <i>down8m</i> | | 2.63 |
| 8768 | 2.43×10^{11} | 1 : <i>up7m</i> | 16 | 2.28 |
| | | 1 : <i>up16m</i> | | 2.28 |
| | | 1 : <i>down7m</i> | | 2.61 |
| 8571 | 3.08×10^{11} | 1 : <i>up7m</i> | 16 | 2.40 |
| | | 1 : <i>up16m</i> | | 2.40 |
| | | 1 : <i>down7m</i> | | 2.75 |
| 8584 | 4.30×10^{11} | 1 : <i>up7m</i> | 10 | 2.29 |
| | | 1 : <i>up16m</i> | | 2.29 |
| | | 1 : <i>down7m</i> | | 2.61 |

Tabela A.2: Parametry neutronów oraz deuteronów w przypadku drugiej grupy impulsów neutronowych.

| Nr | Y_N | $Y_{N,part}$ | Numer impulsu | Czas impulsu neutr. [ns] | Energia neutr. [MeV] | Energia deut. [keV] |
|------|-----------------------|-----------------------|-------------------|--------------------------|----------------------|---------------------|
| 8980 | 6.34×10^{10} | 3.41×10^{10} | 2 : <i>up7m</i> | 79 | 2.24 | 51 ± 16 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.24 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 2.76 | |
| 8595 | 1.22×10^{11} | 6.00×10^{10} | 2 : <i>up7m</i> | 87 | 2.09 | 91 ± 40 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.09 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 2.58 | |
| 8747 | 1.49×10^{11} | 2.92×10^{10} | 2 : <i>up8m</i> | 96 | 2.18 | 90 ± 4 |
| | | | 2 : <i>up24m</i> | | 2.18 | |
| | | | 2 : <i>down8m</i> | | 2.82 | |
| 8758 | 1.69×10^{11} | 9.15×10^9 | 2 : <i>up8m</i> | 64 | 2.24 | 48 ± 21 |
| | | | 2 : <i>up24m</i> | | 2.24 | |
| | | | 2 : <i>down8m</i> | | 2.75 | |
| 8761 | 1.70×10^{11} | 6.51×10^{10} | 2 : <i>up8m</i> | 65 | 2.12 | 120 ± 42 |
| | | | 2 : <i>up24m</i> | | 2.12 | |
| | | | 2 : <i>down8m</i> | | 2.99 | |
| 8596 | 2.00×10^{11} | 1.86×10^{10} | 2 : <i>up8m</i> | 63 | 2.09 | 108 ± 47 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.09 | |
| | | | 2 : <i>down8m</i> | | 2.89 | |
| 8768 | 2.43×10^{11} | 2.44×10^{10} | 2 : <i>up7m</i> | 84 | 2.05 | 118 ± 10 |
| | | | 2 : <i>up24m</i> | | 2.05 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 2.68 | |
| 8591 | 2.69×10^{11} | 1.41×10^{11} | 2 : <i>up7m</i> | 47 | 2.11 | 176 ± 60 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.11 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 2.87 | |
| 8577 | 3.08×10^{11} | 5.64×10^{10} | 2 : <i>up7m</i> | 48 | 2.24 | 121 ± 18 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.24 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 2.88 | |
| 8571 | 3.24×10^{11} | 1.23×10^{11} | 2 : <i>up7m</i> | 87 | 2.08 | 180 ± 30 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.08 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 3.02 | |
| 8584 | 4.30×10^{11} | 7.41×10^{10} | 2 : <i>up7m</i> | 59 | 2.05 | 138 ± 6 |
| | | | 2 : <i>up16m</i> | | 2.05 | |
| | | | 2 : <i>down7m</i> | | 2.87 | |

Tabela A.3: Parametry neutronów oraz deuteronów w przypadku trzeciej oraz czwartej grupy impulsów neutronowych.

| Nr | Y_N | $Y_{N,part}$ | Numer impulsu | Czas impulsu neutr. [ns] | Energia neutr. [MeV] | Energia deut. [keV] |
|-------------|-----------------------|-----------------------|-------------------|--------------------------|----------------------|---------------------|
| 8747 | 1.49×10^{11} | 6.38×10^{10} | 3 : <i>up8m</i> | 169 | 2.08 | 142 ± 25 |
| | | | 3 : <i>up24m</i> | | 2.08 | |
| | | | 3 : <i>down8m</i> | | 2.92 | |
| 8758 | 1.69×10^{11} | 7.21×10^{10} | 3 : <i>up8m</i> | 101 | 2.06 | 194 ± 12 |
| | | | 3 : <i>up24m</i> | | 2.06 | |
| | | | 3 : <i>down8m</i> | | 3.20 | |
| 8758 | 1.69×10^{11} | 1.34×10^{11} | 4 : <i>up8m</i> | 214 | 2.03 | 165 ± 56 |
| | | | 4 : <i>up24m</i> | | 2.03 | |
| | | | 4 : <i>down8m</i> | | 2.76 | |
| 8596 | 2.20×10^{11} | 1.11×10^{11} | 3 : <i>up7m</i> | 116 | 2.00 | 185 ± 60 |
| | | | 3 : <i>up16m</i> | | 2.00 | |
| | | | 3 : <i>down7m</i> | | 2.75 | |
| 8768 | 1.02×10^{11} | 6.38×10^{10} | 3 : <i>up7m</i> | 155 | 2.11 | 187 ± 44 |
| | | | 3 : <i>up24m</i> | | 2.11 | |
| | | | 3 : <i>down7m</i> | | 3.18 | |
| 8584 | 4.30×10^{11} | 8.04×10^{10} | 3 : <i>up7m</i> | 208 | 2.00 | 163 ± 19 |
| | | | 3 : <i>up16m</i> | | 2.00 | |
| | | | 3 : <i>down7m</i> | | 2.89 | |
| 8584 | 4.30×10^{11} | 9.97×10^{10} | 4 : <i>up7m</i> | 217 | 1.96 | 152 ± 60 |
| | | | 4 : <i>up16m</i> | | 1.96 | |
| | | | 4 : <i>down7m</i> | | 2.81 | |

Spis tabel

| | | |
|-----|--|-----|
| 7.1 | Energie zdeponowane w strumieniu szybkich deuteronów. | 96 |
| 7.2 | Oszacowanie czasu emisji maksimum drugiego impulsu neutronowego. | 97 |
| 7.3 | Względne różnice w wydajności neutronowej impulsu drugiej grupy ($Y_{N,part}$), liczby deuteronów w plazmoidzie (N), liczby szybkich deuteronów (N_D) oraz ich energii (E_D), między poszczególnymi wyładowaniami. | 97 |
| A.1 | Parametry neutronów w przypadku pierwszej grupy impulsów neutronowych. | 126 |
| A.2 | Parametry neutronów oraz deuteronów w przypadku drugiej grupy impulsów neutronowych. | 127 |
| A.3 | Parametry neutronów oraz deuteronów w przypadku trzeciej oraz czwartej grupy impulsów neutronowych. | 128 |

Spis rysunków

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Schemat układu <i>plasma focus</i> typu a) <i>Mather'a</i> i b) <i>Filippov'a</i> | 11 |
| 2.2 | Schemat konstrukcji urządzenia PF-1000. | 12 |
| 2.3 | Zdjęcie układu PF-1000 w IFPiLM, Warszawa. | 13 |
| 4.1 | Schemat optyczny interferometru oraz lokalizacja jego podzespołów. . . | 29 |
| 4.2 | Schemat układu pryzmatów służących do separacji wiązek. | 30 |
| 4.3 | Rozmieszczenie sond scyntylicyjnych oraz liczników aktywacyjnych przy urządzeniu PF-1000 | 31 |
| 5.1 | Idea pomiarów interferometrycznych w plazmie | 33 |
| 5.2 | Ilustracja przypadku osiowo-symetrycznego rozkładu fazy. | 34 |
| 5.3 | Przykładowy interferogram plazmy laserowej oraz jego widmo Fouriera. . . | 36 |
| 5.4 | Uzyskiwanie fazy z widma fourierowskiego interferogramu | 37 |
| 5.5 | Interferogram plazmy o złożonej strukturze prążków interferencyjnych uzyskany na urządzeniu PF-1000 oraz odpowiadające mu widmo furierowskie | 37 |
| 5.6 | Sposób odczytu fazy: (a-d) z interferogramu zarejestrowanego z prążkami odniesienia, (e-h) z interferogramu zarejestrowanego na zerowym polu interferencji | 39 |
| 5.7 | Ilustracja otrzymania cyfrowego interferogramu za pomocą algorytmu PRAZKI. | 40 |
| 5.8 | Ilustracja otrzymania rozkładu fazy metodą Maksimum Prążka. | 41 |
| 5.9 | Rozkład koncentracji elektronowej (a) odpowiadający interferogramowi z rys.5.5 oraz jego przestrzenna wizualizacja (b). | 44 |
| 5.10 | Przykłady testowanych funkcji - ciągłej (a) i nieciągłej (c) oraz ich rozwiązań równania Abela (odpowiednio b i d). | 45 |
| 5.11 | Porównanie metod rozwiązywania równania Abela na podstawie ciągłej funkcji analitycznych - metodą wielomianów Gegenbauera (a) oraz metodą FFT (b). Funkcje oznaczone "*" - numeryczne odtworzenie funkcji | 46 |

| | | |
|------|--|----|
| 5.12 | Porównanie metod rozwiązywania równania Abela na podstawie nieciągłej funkcji analitycznych - metodą wielomianów Gegenbauera (a) oraz metodą FFT (b). Funkcje oznaczone "*" - numeryczne odtworzenie funkcji | 46 |
| 5.13 | Cyfrowy interferogram (a) oraz obliczony na jego podstawie rozkład fazy (b) | 47 |
| 5.14 | Przykładowe rozkłady fazy uzyskane za pomocą opracowanej metodologii. | 48 |
| 5.15 | Przykładowe rozkłady koncentracji elektronowej. | 49 |
| 5.16 | Koncentracja liniowa, na osi oraz przekrój poprzeczny dla wariantów symetrii: (a) G, (b) S, (c) D. | 50 |
| 6.1 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie akceleracji radialnej powłoki plazmowej oraz maksymalnej kompresji plazmy w sąsiedztwie elektrody centralnej ($t = 10 ns$) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne. | 53 |
| 6.2 | Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące proces formowania sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8572 | 54 |
| 6.3 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie rozpadu sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8572 | 55 |
| 6.4 | Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 2 cm$ od anody. Wyładowanie 8572 | 56 |
| 6.5 | Rozkłady liniowej koncentracji elektronowej odpowiadające wyładowaniu o niskiej wydajności neutronowej (8572). | 56 |
| 6.6 | Zależność położenia frontów koncentracji liniowej oraz średnia prędkość osiowa frontu koncentracji liniowej dla kolumny plazmowej w różnych chwilach ekspansji (8572). | 57 |
| 6.7 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie formowania sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8980 | 58 |
| 6.8 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie rozpadu sznura plazmowego - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne dla wyładowania 8980 | 59 |
| 6.9 | Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 2 cm$ od anody. Wyładowanie 8980 | 60 |
| 6.10 | Rozkłady koncentracji liniowej dla wyładowania 8980 | 60 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.11 | Zależność położenia frontów koncentracji liniowej oraz średnia prędkość osiowa czoła plazmy w różnych chwilach ewolucji wyładowania 8980 | 61 |
| 6.12 | Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące koniec fazy akceleracji radialnej powłoki plazmowej oraz początek formowania sznura plazmowego (wyładowanie 8585). | 62 |
| 6.13 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające procesom zachodzącym w sznurze plazmowym w zakresie czasów 22 do 52 ns (8585) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne. | 63 |
| 6.14 | Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 2$ cm od anody. Wyładowanie 8585 | 64 |
| 6.15 | Rozkłady koncentracji liniowej dla wyładowania 8585 | 64 |
| 6.16 | Średnia osiowa prędkość frontu liniowej koncentracji elektronowej plazmy w przypadku wyładowania o wysokiej wydajności neutronowej (8585). | 65 |
| 6.17 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie ekspansji radialnej sznura plazmowego (8584) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne. | 66 |
| 6.18 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazie ekspansji radialnej oraz dezintegracji sznura plazmowego (8584) - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne. | 67 |
| 6.19 | Radialne rozkłady koncentracji elektronowej w przekroju $z = 2$ cm dla wyładowania 8584 | 68 |
| 6.20 | Rozkłady liniowej koncentracji elektronowej odpowiadające wyładowaniu o wysokiej wydajności neutronowej (8584). | 69 |
| 6.21 | Średnia prędkość frontu liniowej koncentracji elektronowej powłoki plazmowej w przypadku wyładowania o wysokiej wydajności neutronowej (8584). | 69 |
| 6.22 | Porównanie dynamiki wyładowań: (a) z wysoką oraz (b) z niską wydajnością neutronową. | 70 |
| 6.23 | Wyładowanie 8572 . Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej ilustrujące ewolucję plazmoidu w zakresie czasu od 10 do 70 ns. | 72 |
| 6.24 | Wyładowanie 8572 . Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej ilustrujące ewolucję plazmoidu w zakresie czasu od 100 do 170 ns. | 73 |

| | | |
|------|--|----|
| 6.25 | Znormalizowane liniowe rozkłady koncentracji elektronowej dla wybranych czasów wyładowania 8572 | 74 |
| 6.26 | Wyładowanie 8980 . Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej odpowiadające procesom zachodzącym w kolumnie plazmowej w zakresie czasów 50 do 140 ns. | 75 |
| 6.27 | Wyładowanie 8585 . Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej odpowiadające procesom zachodzącym w sznurze plazmowym w zakresie czasu 2 do 92 ns. | 76 |
| 6.28 | Wyładowanie 8584 . Rozkłady koncentracji elektronowej, rozkłady koncentracji na osi oraz koncentracji liniowej odpowiadające procesom zachodzącym w sznurze plazmowym w zakresie czasu 9 do 99 ns. | 77 |
| 6.29 | Położenia frontów koncentracji liniowych oraz ich średnie prędkości dla wyładowań o różnych wydajnościach neutronowych (Y_N): (a) 8572 , (b) 8980 , (c) 8585 , (d) 8584 | 78 |
| 6.30 | Wykres wydajności neutronowej względem prędkości plazmoidu. | 78 |
| 6.31 | Liczba deuteronów w plazmoidzie w funkcji czasu dla wyładowań o różnych wydajnościach: (a) 8572 , (b) 8890 , (c) 8585 , (d) 8584 | 79 |
| 6.32 | Wpływ prędkości plazmoidu na poprawkę do energii (E_D) deuteronów ulegających syntezie. | 81 |
| 6.33 | Zależność wydajności neutronowej w fazie formowania sznurka plazmowego od liczby szybkich deuteronów oraz ich energii dla (a) 2.5×10^{19} oraz (b) 5.5×10^{19} deuteronów w plazmoidzie. | 82 |
| 7.1 | Przykładowy oscylogram dla przypadku niskiej wydajności neutronów | 83 |
| 7.2 | Przykładowy oscylogram dla przypadku wysokiej wydajności neutronów. Struktura dwu-impulsowa (a) oraz cztero-impulsowa (b). | 84 |
| 7.3 | Rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej (a) podczas emisji impulsu pierwszej grupy dla wyładowania o numerze 8585 i wydajności neutronowej na poziomie 1.23×10^{11} oraz odpowiadające mu oscylogramy (b) na kierunku <i>upstream</i> | 86 |
| 7.4 | Rozkład koncentracji elektronowej kolumny plazmowej (a) podczas emisji impulsu pierwszej grupy dla wyładowania o numerze 8584 i wydajności neutronowej na poziomie 4.30×10^{11} oraz odpowiadający mu (b) oscylogram na kierunku <i>upstream</i> | 86 |
| 7.5 | Zależność wydajności neutronowej od rzeczywistego czasu generacji maksimów impulsów neutronowych. | 87 |

| | | |
|------|---|----|
| 7.6 | Rozkłady koncentracji elektronowej odpowiadające fazom akceleracji i ekspansji radialnej, dla wyładowania o numerze 9006. | 88 |
| 7.7 | Wyładowanie 9006 . (a) Impulsy neutronowe zarejestrowane na odległościach 7 i 24 <i>m</i> oraz (b) impuls pierwszej grupy zarejestrowany w odległości 24 <i>m</i> z dopasowaniem sygnału za pomocą metody Monte-Carlo. | 89 |
| 7.8 | Wyładowanie 8980 - (a) oscylogramy na kierunku <i>upstream</i> oraz odpowiadające im (b) rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej podczas emisji impulsu drugiej grupy dla wyładowania o wydajności neutronowej na poziomie 6.34×10^{10} oraz (c) rozkłady koncentracji liniowej. Kolor czerwony - obszar plazmoidu, kolor niebieski - prawdopodobny obszar przyspieszania deuteronów. | 90 |
| 7.9 | Wyładowanie 8585 - (a) oscylogramy na kierunku <i>upstream</i> oraz odpowiadające im (b) rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej podczas emisji impulsu drugiej grupy dla wyładowania o wydajności neutronowej na poziomie 1.23×10^{11} oraz (c) rozkłady koncentracji liniowej. Kolor czerwony - obszar plazmoidu, kolor niebieski - prawdopodobny obszar przyspieszania deuteronów. | 91 |
| 7.10 | Wyładowanie 8584 - (a) oscylogramy na kierunku <i>upstream</i> oraz odpowiadające im (b) rozkłady koncentracji elektronowej kolumny plazmowej podczas emisji impulsu drugiej grupy dla wyładowania o wydajności neutronowej na poziomie 4.30×10^{11} oraz (c) rozkłady koncentracji liniowej. Kolor czerwony - obszar plazmoidu, kolor niebieski - prawdopodobny obszar przyspieszania deuteronów. | 92 |
| 7.11 | Zależność wydajności neutronowej od energii deuteronów dla drugiej grupy impulsów. | 93 |
| 7.12 | Zależność wydajności neutronowej od rzeczywistego czasu emisji maksimum drugiego impulsu. | 94 |
| 7.13 | Liczba szybkich deuteronów. | 94 |
| 7.14 | Liczba deuteronów za plazmoidem ($N_{zaplazm}$) w funkcji czasu. | 95 |
| 7.15 | Ilustracja procesu produkcji neutronów przez szybkie deuterony. | 96 |
| 7.16 | Zależność wydajności neutronowej impulsu od czasu generacji neutronów dla trzeciej i czwartej grupy impulsów. | 98 |
| 7.17 | Zależność wydajności neutronowej impulsu od energii deuteronów dla trzeciej i czwartej grupy impulsów. | 98 |

| | | |
|------|--|-----|
| 7.18 | Struktura sygnału neutronowego, zrekonstruowane interferogramy, rozkłady koncentracji elektronowej oraz rozkład liniowej koncentracji i koncentracji na osi, odpowiadające emisji impulsu neutronowego trzeciej grupy w wyładowaniu 8584 | 100 |
| 7.19 | Struktura sygnału neutronowego, zrekonstruowane interferogramy, rozkłady koncentracji elektronowej oraz rozkład liniowej koncentracji i koncentracji na osi, odpowiadające emisji impulsu neutronowego czwartej grupy w wyładowaniu 8584 | 101 |
| 7.20 | Struktura sygnału neutronowego, rozkłady koncentracji elektronowej oraz rozkład liniowej koncentracji i koncentracji na osi, odpowiadające emisji impulsu neutronowego związanego z tworzeniem przewężenia w pobliżu anody urządzenia PF-1000. | 102 |
| 7.21 | Rozkłady koncentracji elektronowej w “przewężce”, odpowiadające zakresom czasu 56 do 86 <i>ns</i> - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne. | 103 |
| 7.22 | Rozkłady koncentracji elektronowej w “przewężce”, odpowiadające zakresom czasu 96 do 126 <i>ns</i> - (a) ekwidensy oraz (b) profile przestrzenne. | 104 |
| 7.23 | Radialne rozkłady koncentracji elektronowej dla odległości $z = 0.5$ <i>cm</i> od anody. | 105 |
| 7.24 | Rozkłady koncentracji liniowej w “przewężce” dla $z = 0 - 3$ <i>cm</i> | 105 |
| A.1 | Schemat mechanizmu <i>beam-target</i> dla reakcji D-D w układzie laboratoryjnym. | 114 |
| A.2 | Schemat reakcji D-D. | 116 |
| A.3 | Zależność energii neutronów rejestrowanych na osi urządzenia PF od energii deuteronów. | 116 |
| A.4 | Przykładowy oscylogram zarejestrowany na kierunku <i>upstream</i> i odległości S1 oraz schemat sposobu odczytu położenia maksimum dla drugiej pary impulsów. Sygnały X to sygnały odpowiadające impulsom neutronowym, a sygnały N - sygnały neutronowe | 117 |
| A.5 | Przykładowy oscylogram dla kierunku <i>upstream</i> i odległości S2 oraz schemat sposobu odczytu położenia maksimum dla drugiej pary impulsów. Sygnały X to sygnały odpowiadające impulsom rentgenowskim, a sygnały N - sygnały neutronowe. | 118 |
| A.6 | Relacja między interwałami czasowymi odpowiednich impulsów rentgenowskich i neutronowych na oscylogramach (rys. A.4 , rys. A.5) a czasami przelotu promieniowania rentgenowskiego oraz opóźnieniem generacji neutronów. | 119 |

| | | |
|------|--|-----|
| A.7 | Sposób wyznaczania błędów określania energii deuteronów na podstawie błędów energii neutronów. | 121 |
| A.8 | Oscylogram dla kierunku <i>downstream</i> i odległości S1 oraz schemat sposobu odczytu położenia maksimum dla drugiej pary impulsów. Sygnały X to sygnały odpowiadające impulsom neutronowym, a sygnały N - sygnały neutronowe | 121 |
| A.9 | Sposób odczytu energii deuteronów na podstawie energii neutronów. . | 122 |
| A.10 | Oscylogramy będące podstawą do analizy struktury impulsów. . . . | 123 |
| A.11 | Oscylogramy będące podstawą do analizy struktury impulsów - c.d. . | 124 |

Bibliografia

- [1] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. *Nature*, 239:139–142, 1972.
- [2] A.H. Boozer. Physics of magnetically confined plasmas. *Reviews of Modern Physics*, 76, 2004.
- [3] A. A. Harms, M. Heindler. *Nucl. Science and Engineering*, 66, 1981.
- [4] G. H. Miller, E. I. Moses, C. R. Wuest. *Optical Engineering*, 2004.
- [5] S. Denus, S. Kaliski, A. Kasperczuk, S. Kowalski, L. Pokora, Z. Wereszczyński. *J. Tech. Phys.*, 18(4):381, 1977.
- [6] D. Batani, S. Baton, J. Badziak, J. Davies, L. Gizzi, L. Hallo, P. Norreys, M. Roth, J. Santos, V. Tikhonchuk, N. Woolsey. *AIP Conf. Proc.*, 1209:129, 2010.
- [7] L. J. Perkins, R. Betti, K. N. LaFortune, W. H. Williams. *Phys. Rev. Lett.*, 103(045004), 2009.
- [8] S. Putvinski et al. *AIP Conf. Proc.*, 345:37, 1995.
- [9] J. Eberlea, H. Krompholz, R. Leberta, W. Neffa, R. Noll. *Microelectronic Engineering*, 3(1-4):611, 1985.
- [10] M. Venere, C. H. Moreno, A. Clause, R. Barbuzza, M. Del Fresno. *Nukleonika*, 46(1):5, 2001.
- [11] V.A. Gribkov, R.A. Miklaszewski. Vienna, Austria 4-6 May, 2009.
- [12] M. Borowiecki, P. De Chiara, A. V. Dubrovsky, E. V. Dyomina, V. A. Gribkov, L. I. Ivanov, S. A. Maslyaev, F. Mexxetti, R. Miklaszewski, V. N. Pimenov, L. Pizoo, M. Scholz, A. Szydłowski, Y. E. Ugaste, I. V. Volobuev. *Nukleonika*, 46(1):117, 2001.
- [13] M. V. Roshan, A. R. Babazadeh, S. M. Sadat Kiai, H. Habibi, M. Mamarzadeh. *Journal of Fusion Energy*, 26(3):313, 2007.

- [14] H. Schopper, Ch. Fabjan. *Landolt-Börnstein*, 21, 2011.
- [15] J. W. Mather. *Phys. Fluids Supp.*, 28:366, 1964.
- [16] N. V. Filipov, T. I. Fiippova, V. P. Vinogradov. *Nucl. Fusion*, 2:577, 1962.
- [17] A. Kasperczuk. *Badanie Interferometryczne Procesów Powstania i Rozpadu Sznuła Plazmowego w Urządzeniu Plasma-Focus PF-150*. Praca doktorska, WAT, 1984.
- [18] G.B. Whitham. *Linear and Nonlinear Waves*. Ed. J. Wiley, New York, 1974.
- [19] S. Czekał, A. Kasperczuk, R. Miklaszewski, M. Paduch, T. Pisarczyk, Z. Wereszczyński. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 31(4):587, 1989.
- [20] T. Pisarczyk. *Opracowanie metodyki i aparatury do pomiaru magneto-optycznego efektu Faradaya i jej zastosowanie do badania plazmy*. Praca doktorska, WAT, 1987.
- [21] J. W. Mather. Methods in experimental physics. *Plasma Physics*, 9B:187, 1971.
- [22] A. Bernard. *Nucl. Instrum. Methods*, 145:191, 1977.
- [23] A. Gentilini, Ch. Maisonnier, J. P. Raiger. *Comments Plasma Phys.*, 5:41, 1979.
- [24] H. Herold, A. Jerzykiewicz, H. Schmidt M. Sadowski. *Nucl. Fusion*, 29:1255, 1989.
- [25] V. A. Gribkov et al. *Fiz. Plazmy (Plasma Phys.)*, 14:987, 1988.
- [26] B. Freeman et al. *AIP Conf. Proc.*, 651:261, 2002.
- [27] H. Bruzzone L. Bilbao, V. Y. Nikulin, J. P. Rager. *C.N.E.N. - Edizioni Scientifiche*, 80.11, April 1980.
- [28] G. Decker et al. *Proceedings of the 7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, wolumen IAEA-CN-37/U-3-2, Innsbruck, 1978.
- [29] U. Jager, H. Herold. *Nuclear Fusion*, 27(3):407, 1987.
- [30] M. Scholz, L. Karpinski, M. Paduch, K. Tomaszewski, R. Miklaszewski, A. Szydłowski. *Nukleonika*, 46(1):35, 2001.
- [31] N.J. Peacock, M. G. Hobby, P. D. Morgan. *Proc. 4th Conf. on Plasma Phys. and Contr. Fusion Research*, Madison, 1971.

- [32] and J. Appelt, K. Czas, M. Sadowski, S. Ugniewski. *Nr 1480/XXIV/PP/B*, VII-3.
- [33] G. Decker, G. Pross, B. PRueckle, M. Schmidt, M. Shakharte. *Pulsed High Beta Plasmas*, 1976.
- [34] S. Denus, S. Kaliski, A. Kasperczuk, S. Kowalski, L. Pokora, M. Sadowski, Z. Wereszczyński. *Journ. of Techn. Phys. XXVI*, 7(18):381, 1977.
- [35] A. Bernard, H. Bruzzone, P. Choi, H. Chuaqui, V. Gribkov, J. Herrera, K. Hirano, A. Krejci, S. Lee, F. Mezzetti, M. Sadowski, H. Schmidt, K. Ware, C. S. Wong, V. Zoita. *Moscow Phys. Soc.*, 8, 9-170, 1998.
- [36] M. Sadowski, J. Appelt, W. W. Kisula, J. Nowikowski, S. Ugniewski. *IBJ Nr 1469/XXIV/PP/C*, VII-3, W-wa.
- [37] A. Bernard, A. Coudeville, A. Jolas. *Phys. Fluids*, 18, 2, 1975.
- [38] R. Deutsch, W. Kies. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, 30:263, 1988.
- [39] J. P. Rager, L. E. Bilbao, H. A. Bruzzone, C. Gouylan, U. Guidoni, H. Kroegler, S. Podda, B. V. Robouch, K. Steinmetz. *IAEA-CN-38*, 1980.
- [40] H. Krompholz, L. Michel, K. H. Schonbach. *Appl. Phys.*, 13:29, 1977.
- [41] R. Schmidt, H. Herold. *Plasma Phys.*, 29:523, 1987.
- [42] L. Bertalot, R. Deutsch, M. Herold, U. Jager, H. J. Kaeppler, A. Mozer, T. Oppenlaeder, B. Rueckle, M. Sadowski, P. Schilling, M. Schmidt. *Proc. 8th Intern. Conf. Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research*, strona 152, Brussels, 1980.
- [43] V. A. Gribkov, A. Banaszak, B. Bienkowska, A. V. Dubrovsky, I. Ivanova-Stanik, L. Jakubowski, L. Karpinski, R. A. Miklaszewski, M. Paduch, M. J. Sadowski, M. Scholz, A. Szydowski, K. Tomaszewski. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 40:3592, 2007.
- [44] R.E. Kirk, D.G. Muir, M.J. Forrest, N.J. Peacock. *International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, strona 329, Goeteborg, 1982.
- [45] S. Czekaj, S. Denus, A. Kasperczuk, R. Miklaszewski, M. Paduch, S. Śledziński, K. Tomaszewski, Z. Wereszczyński, J. Wolski. *Proc. 11th Europ. Conf.*, strona 469, Aachen, 1983. Controlled Fusion and Plasma Physics.

- [46] S. Denus, A. Kasperczuk, M. Paduch, L. Pokora, Z. Wereszczyński. *J. Tech. Phys.*, 18(4):395, 1977.
- [47] A. Jerzykiewicz, M. Bielik, L. Jakubowski et al. *Proc. 10th Int. Conf., IAEA*, wolumen 1, strona 579, London, 1984. Controlled Fusion and Plasma Physic.
- [48] S. Czekaaj, S. Denus, A. Kasperczuk, R. Miklaszewski, M. Paduch, T. Pisarczyk, Z. Wereszczyński. *Proc. 4th Int. Workshop*, strona 124, Warsaw, 1985. Plasma Focus and Z-pinch Research.
- [49] P. Kubes, D. Klir, J. Kravarik, K. Rezac, B. Bieńkowska, I. Ivanova-Stanik, L. Karpinski, M. Paduch, M. Scholz, H. Schmidt, M. J. Sadowski, H. Schmidt, K. Tomaszewski. *28th ICPIG, Prague, Czech Republic*, 2007.
- [50] P. Kubes, J. Kravarik, D. Klir, K. Rezac, M. Bohata, M. Scholz, M. Paduch, K. Tomaszewski, I. Ivanova-Stanik, L. Karpinski, , M. J. Sadowski. *IEEE Trans. Plasma Science*, 37(1):83, 2009.
- [51] P. Kubes, J. Kravarik, D. Klir, K. Rezac, M. Scholz, M. Paduch, K. Tomaszewski, I. Ivanova-Stanik, B. Bieńkowska, L. Karpinski, M. J. Sadowski, H. Schmidt. *IEEE Trans. Plasma Science*, 34(5):2349, 2004.
- [52] A.Szydlowski, A.Banaszak, M.Scholz, M.J.Sadowski. Sept. 4-6, 2002.
- [53] E. Składnik-Sadowska, K. Czaus, R. Kwiatkowski, K. Malinowski, M.J. Sadowski, J. Zebrowski, L. Karpinski, M. Paduch, M. Scholz. *PAST. Series Plasma Phys.*, 16:199, 2010.
- [54] D. Klir, P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, M. Scholz, Z. Kalinowska, E. Zielińska, B. Bienkowska, J. Hitschfel, L. Karpinski, J. Kortanek, I. Ivanova-Stanik J. Kravarik, K. Rezac, K. Tomaszewski. *Applied Physics Letters*, 98(071501), 2011.
- [55] E. Zielińska, M. Paduch, M. Scholz. *Contributions to Plasma Physics*, 51(2-3):279, 2011.
- [56] N. G. Basov, W. A. Gribkov, O. N. Krohin, G. W. Sklizkov. *ZETF*, 61:1073, 1968.
- [57] D. Schirman, P. GreLOT, M. Rabeau, G. Tonon. *Phys. Lett.*, 33A:514, 1977.
- [58] H. Azechi, S. Oda, K. Tanaka et al. *Phys. Rev. Lett.*, 39:39, 1977.
- [59] Yu. A. Zaharenkov, A. W. Robe et al. *Kvant. elektron.*, 4:815, 1977.

- [60] R. Gorenflo. *Report IPP/6/19, Institute for Plasma Physics, Garching, Germany*, 1964.
- [61] W. Ladenburg, W. Lewis, R.N. Phese, H.S. Taylor. *High Speed Aerodynamics and Jet Propulsion, T. von Karman et. al*, 9, 1955.
- [62] C.S. Burrus. *Fast Fourier Transforms. Connexions*, 2008.
- [63] M. Kalal. *Proceedings of 16th Congress of the International Commission for Optics - Optics as a Key to High Technology, 9-13, Budapest*, 1993.
- [64] D.W. Robinson, G.T. Reidt. *Institute of Physics Publ., Bristol and Philadelphia*, 1993.
- [65] A. Białyński-Birula. PWN, Warszawa 1976.
- [66] T. Pisarczyk. *Badanie dynamiki i stabilności plazmy laserowej w polu magnetycznym o różnej geometrii. Instytut Podstawowych Problemów Techniki Polskiej Akademii Nauk, Warszawa, Praca habilitacyjna*. 1998.
- [67] W.J. Pearce. *Proc. Conf. by Wiley*, strona 123, March, 1964.
- [68] K. Bockasten. *J. Opt. Soc. Am.*, 51:943, 1961.
- [69] C. Fleurier, J. Chapelle. *Comput. Phys. Commun.*, 7:200, 1974.
- [70] D.W. Sweeney, D.T. Atwood, L.W. Coleman. *Appl. opt.*, 15:1126, 1976.
- [71] L.S. Fan, W. Squire. *Comput. Phys. Commun.*, 10:98, 1975.
- [72] Yu.A. Zakharenkov, O.N. Krokhin, G.V. Sklizkov, A.S. Shikanov. *Sov. J. Quantum Electron.*, 6:571, 1976.
- [73] M. Sadowski, S. Ugniewski. *J. Tech. Phys.*, 17:365, 1976.
- [74] A. Kasperczyk, M. Paduch, L. Pokora, Z. Wereszczyński. *J. Techn. Phys.*, 19:137, 1978.
- [75] M. Kalal, K. A. Nugent. *Applied Optics, 27, 10, 1956, 27(10):1956*, 1988.
- [76] L. David. *NRL Plasma Formulary*. The Office of Naval Research, Washington, 1978.
- [77] V.V. Vikhrev, V.M. Korhavin. *Plasma Physics (Russian)*, 4(4):735, 1978.

- [78] Ch. Maisonnier, J.P. Rager F. Pecarella. *Plasma Physics and Contr. Nucl. Fussion Research*, 3(95), 1975.
- [79] A. Kasperczuk R. Kumar, R. Miklaszewski, M. Paduch, T. Pisarczyk, K. Tomaszewski, M. Scholz. *Phys. Scripta*, 65:96, 2001.
- [80] D. Klir, P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, M. Scholz, Z. Kalinowska, B. Bienkowska, L. Karpinski, J. Kortanek, I. Ivanova-Stanik J. Kravarik, K. Rezac, K. Tomaszewski, E. Zielinska. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 54(015001), 2012.
- [81] H. J. Kaeppler. *Report*, IPF-75-1, 1975.
- [82] D. E. Potter. *Phys. Fluids*, 14, 1971.
- [83] M. Scholz, R. Miklaszewski, V. A. Gribkov, F. Mezzetti. *Nukleonika*, 45:23, 2000.
- [84] J. D. Huba. *NRL Plasma Formulary*. The office of Naval Research, Arlington, 2004.
- [85] P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, T. Chodukowski, D. Klir, J. Kravarik, K. Rezac, I. Ivanova-Stanik, L. Karpiński, K. Tomaszewski, M.J. Sadowski. *IEEE Trans. Plasma Science*, 37:2191, 2009.
- [86] P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, D. Klir, K. Rezac J. Kravarik, T. Chodukowski, I. Ivanova-Stanik, L. Karpiński, K. Tomaszewski, M.J. Sadowski. *IEEE Trans. Plasma Science*, 38:672, 2010.
- [87] P. Kubes, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, T. Chodukowski, D. Klir, J. Kravarik, K. Rezac, I. Ivanova-Stanik, L. Karpiński, K. Tomaszewski, M.J. Sadowski. *IEEE Trans. Plasma Science*, 39(1):562, 2011.
- [88] P. Kubes, J. Kravarik, D. Klir, K. Rezac, M. Paduch, T. Pisarczyk, M. Scholz, I. Ivanova-Stanik, T. Chodukowski, L. Karpinski, K. Tomaszewski, E. Zielinska. *ICOPS SOFE*, San Diego, 2009.
- [89] T. Pisarczyk, M. Paduch, A. Kasperczuk, T. Chodukowski, M. Scholz, E. Zielinska, P. Pisarczyk. *XL Zjazd Fizyków Polskich*, Kraków, 2009.
- [90] T. Pisarczyk, M. Paduch, A. Kasperczuk, T. Chodukowski, M. Scholz, E. Zielinska, P. Pisarczyk. *8th Kudowa School*, Kudowa-Zdrój, 2009.

- [91] T. Pisarczyk, M. Paduch, A. Kasperczuk, T. Chodukowski, M. Scholz, E. Zielińska, K. Tomaszewski, P. Pisarczyk. *International Conference on Plasma Diagnostics*, Pont-a'-Mousson, 2010.
- [92] T. Chodukowski, T. Pisarczyk, M. Paduch, E. Zielińska, M. Scholz, P. Kubes, K. Rezac, D. Klir. *International Conference on Research and Applications of Plasmas*, Warsaw, 2011.