

2 Współpraca w ramach PALS (Prague Asterix Laser System Research Infrastructure) oraz CELIA (Centre Lasers Intenses et Applications)

2.1 Kompleksowe badania optycznych generatorów silnego pola magnetycznego i plazmy namagnetyzowanej w zastosowaniu do ICF i astrofizyki

Osoba kontaktowa: T. Pisarczyk, tadeusz.pisarczyk@ifpilm.pl

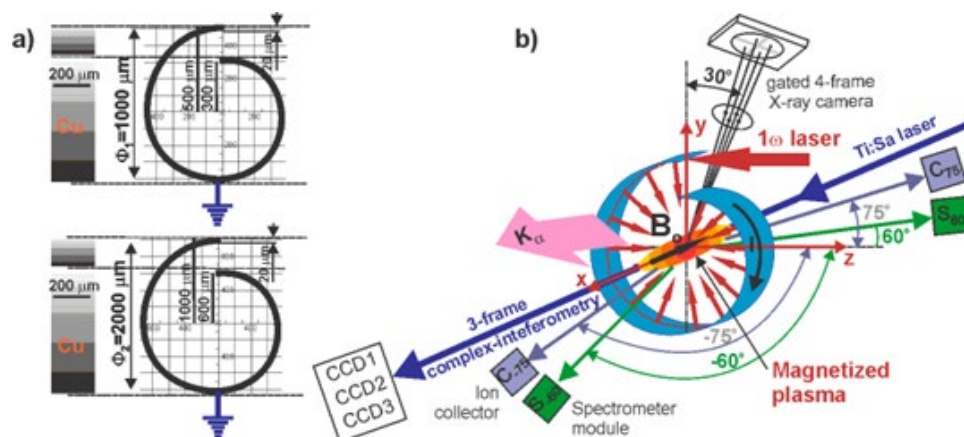
Badania plazmy laserowej odgrywają dużą rolę w fizyce HED (High Energy Density) i stwarzają szerokie w badaniach dotyczących implementacji fuzji inercyjnej (IFE), modelowaniu zjawisk astrofizycznych, a także otwiera drogę dla innowacyjnych zastosowań przemysłowych i medycznych. Jedną z głównych trudności w prowadzeniu takich badań jest generacja silnych pól magnetycznych do wytwarzania strumieni namagnesowanych, które są przewidywane do zwiększenia efektywności implozji i zapłonu termojądrowego IFE, oraz laboratoryjnego modelowaniem obiektów i zjawisk we wszechświecie. Zastosowanie do tego celu impulsowych generatorów lub magnesów stałych nie stwarza dużych możliwości w osiągnięciu w ekstremalnie dużych indukcji (maksymalnie do kilkunastu Tesli).

Szczególnie interesującą alternatywą dla wytwarzania strumieni namagnesowanej plazmy, nadającą się do różnych zastosowań, są tarcze o specjalnej konstrukcji typu kondensator-cewka (CCT) oraz w kształcie ślimaka (ST), w których spontaniczne pola magnetyczne (SPM) są generowane przez interakcję intensywnej wiązki laserowej z (i) kondensatorem lub dyskiem w przypadku celów CCT lub (ii) spiralną taśmą w przypadku tarcz ST. Eksperymenty z celami CCT przeprowadzone w LULI i GEKKO-XII wykazały generowanie pól magnetycznych powyżej 500 T. Znacznie wyższe pola magnetyczne, sięgające dziesiątek kT (setki MG), można uzyskać stosując tarcze ST napromieniowane w relatywistyczna dziedzinie intensywności, która otwiera nowe horyzonty dla różnych zastosowań, m.in. w fuzji proton-bor. Oddziaływanie wiązki laserowej z niejednorodną, silnie namagnesowaną plazmą jest procesem złożonym, ponieważ propagacja wiązki przez ośrodek zjonizowany zależy od jej polaryzacji liniowej lub kołowej, a w tym drugim przypadku od jej obrotu zgodnie z ruchem wskazówek zegara lub przeciwnie do ruchu wskazówek zegara.

Badania wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarczy CCT oraz ST zostały podjęte w ramach projektu, a motywacją do ich podjęcia jest implementacja wielokadrowej femtosekundowej interferometrii kompleksowej na eksperymencie PALS przez zespół realizujący projekt, która umożliwia uzyskanie informacji o przestrzenno-czasowych rozkładach SPM w plazmie, które są kluczowe w badaniach optymalizacyjnych w/w tarcz.

1.1. Badania namagnetyzowanych strumieni plazmowych kreowanych w tarczach typu ST

Przedmiotem badań optymalizacyjnych były tarcze z Cu o dwóch średnicach: $F=1000$ mm i $F=2000$ mm, rys. 1.1a, które oświetlano promieniowaniem 1w lasera jodowego PALS o energii około 500 J o polaryzacji liniowej oraz kołowej, zogniskowanym do minimalnego promienia.



Rys. 1.1.1: Konstrukcja tarcz ślimakowych (a) oraz geometria ich oświetlenia wiązką laserową z uwzględnieniem lokalizacji poszczególnych diagnostyk w eksperymencie (b).

Proces powstawania plazmy w tarczach ST wizualizowano zarówno w zakresie widzialnym (za pomocą 3-klatkowej kompleksowej interferometrii), jak i rentgenowskim (za pomocą 4-kadrowej kamery rentgenowskiej). Ważnych informacji uzupełniających dostarczyły badania emisji elektronów i jonów za pomocą diagnostyk dostępnych na PALS takich jak: 2D zobrazowanie emisji linii Ka z Cu, wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów, pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej oraz pomiary emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych i parabolicznego spektrometru Thomsona.

W badaniach wykorzystywane były następujące diagnostyki:

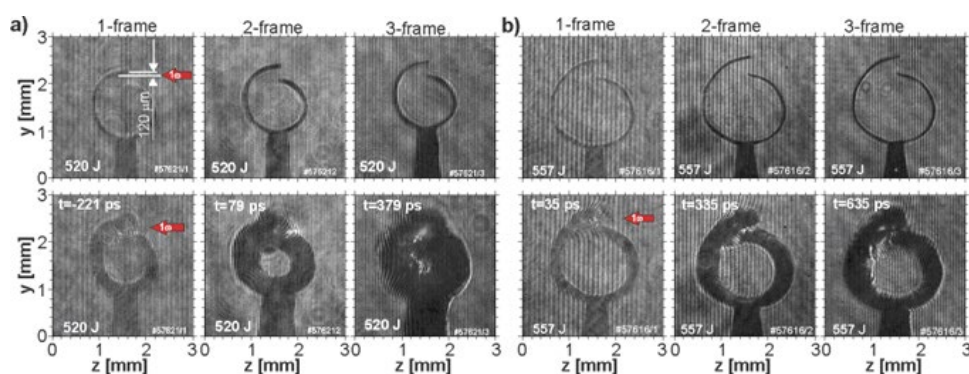
- 2D zobrazowanie emisji linii Ka-Cu do wizualizacji-monitorowania procesu oddziaływania gorących elektronów wzdłuż powierzchni tarczy w zakresie rentgenowskim oraz uzyskania informacji o rozkładzie ich energii zdeponowanej wzdłuż powierzchni tarczy ślimakowej oraz o konwersji promieniowania laserowego w energię gorących elektronów,
- 4-kadrowa rentgenowska kamera otworkowa do wizualizacji procesu formowania namagnesowanego strumienia plazmy w tarczy ślimakowej w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego o energii od 10 do 10000 eV.
- wielokanałowy spektrometr magnetyczny elektronów do rejestrowania kątowych rozkładów energii elektronów oraz temperatury, których anizotropia będzie ważnym kryterium oceny efektywności formowania namagnesowanej plazmy z osiowym polem magnetycznym,
- pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej, związanego z emisją elektronów mierzoną za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów,
- układ kolektorów siatkowych oraz spektrometr Thomsona do pomiaru rozkładów kątowych emisji jonów, które w korelacji z pomiarami emisji elektronów stanowią będą dodatkowe kryterium potwierdzające powstawanie namagnesowanej plazmy w centrum tarczy ST.

Geometria i sposób oświetlenia tarczy ślimakowej oraz usytuowanie diagnostyk na eksperymencie przedstawione rys. 1.1,1b.

Kompleksowa interferometria

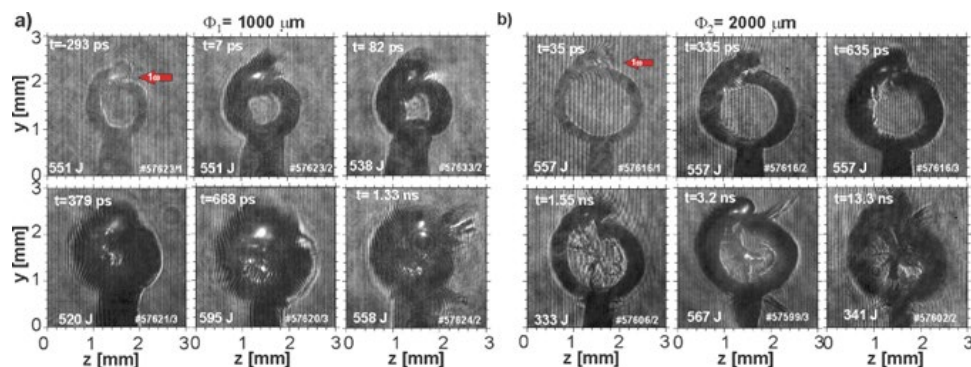
Podstawowe dane o procesie formowania plazma namagnetyzowanej w tarczach ST uzyskano za pomocą 3-kadrowego kompleksowego interferometru, który składa się z trzech niezależnych kanałów pracujących w reżimie kompleksowej interferometrii. Zarejestrowany układ prążków na interferogramie kompleksowym odnosi się do gęstości elektronów, podczas gdy modulacja ich intensywności odpowiada efektowi Faradaya w strumieniu namagnesowanej plazmy utworzonej w

tarczach ST. Aby uzyskać czasowe informacje na temat formowania się plazmy wewnątrz ślimaka napromieniowanego laserem, w każdym strzale rejestrowano trzy kadry z odstępem czasowym 300 ps. Opóźnienie między pierwszym kadrem a maksimum intensywności lasera wynosiło od -1000 ps do kilku, a nawet kilkunastu ns. Aby zapewnić identyczne warunki oświetlenia dla wszystkich tarcz ślimakowych, były one powtarzalnie oświetlane, jak pokazano na ryc. 1.1.2a (1 kadr). Wiązka laserowa padała na wewnętrzną powierzchnię tarczy około 120 mm poniżej krawędzi wejściowej ślimaka. Przypadkowe błędy nie przekraczały odchylenia $50\text{ }\mu\text{m}$ od pożądanej pozycji ogniskowej. Widoczne w dolnej części ślimaka wsporniki nie wpływały znacząco na proces powstawania plazmy namagnesowanej w tarczy. Wskazuje to, że proces ten jest regulowany przez lokalne wyładowania wewnątrz obszaru interakcji. Aby sprawdzić konfigurację laser-tarcza, przed każdym strzałem rejestrowano sekwencję interferogramów referencyjnych. Procedura ta jest niezbędna ze względu na metodykę analizy ilościowej interferogramów, wykorzystywanej do uzyskania informacji o rozkładzie koncentracji elektronowej i pola magnetycznego wewnątrz kreowanej plazmy w tarczy ST. Rys. 1.1.2 przedstawia 3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujących radialną implozję plazmy utworzonej na wewnętrznej powierzchni dwóch tarcz ślimakowych o różnych średnicach. Tarcze naświetlano wiązką o polaryzacji „p” i energii około 500 J. Porównanie obu zarejestrowanych sekwencji wskazuje, że proces implozji plazmy w tarczach o mniejszej średnicy rozpoczynają się znacznie wcześniej niż w przypadku tarcz o większej średnicy. Wyprzedza ono o kilkaset ps maksimum intensywności impulsu laserowego (zob. rys. 1.1.2a, $t = -221$ ps) a dobrze uformowana plazma w centrum ślimaka jest widoczna przy $t = 79$ ps, czyli już podczas impulsu laserowego. Z kolei w tarczach o średnicy 2000 mm proces tworzenia plazmy rozpoczyna się dopiero po osiągnięciu maksimum natężenia impulsu laserowego, co pokazano na rys. 1.1.2b. Oczywiście mniejsza krzywizna tarcz o większej średnicy skutkuje większymi wymiarami zogniskowanej wiązki laserowej, a tym samym zmniejszoną intensywnością lasera wytwarzającego plazmę. Opóźniona generacja plazmy wewnątrz większej tarczy ślimakowej, w porównaniu z mniejszą tarczą można wstępnie przypisać słabszemu udziałowi gorących elektronów i miękkiego promieniowania rentgenowskiego wytwarzanego w interakcji laser-tarcza oraz stopniowej ablacji wewnętrznej powierzchni tarczy z powodu jej występowania na dłuższym dystansie wzdłuż powierzchni tarczy. Jednocześnie należy wziąć pod uwagę wpływ rozpraszania promieniowania laserowego przez plazmę.



Rys. 1.1.2: 3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów plazmy i odpowiadające im sekwencje interferogramów referencyjnych, ilustrujące tworzenie się namagnesowanej plazmy wewnątrz tarczy ST o różnych średnicach: a) $F_1 = 1000\text{ }\mu\text{m}$ oraz b) $F_2 = 2000\text{ }\mu\text{m}$. Tarcze ST oświetlane były spolaryzowaną liniowo wiązką lasera jodowego PALS o energii około 500 J.

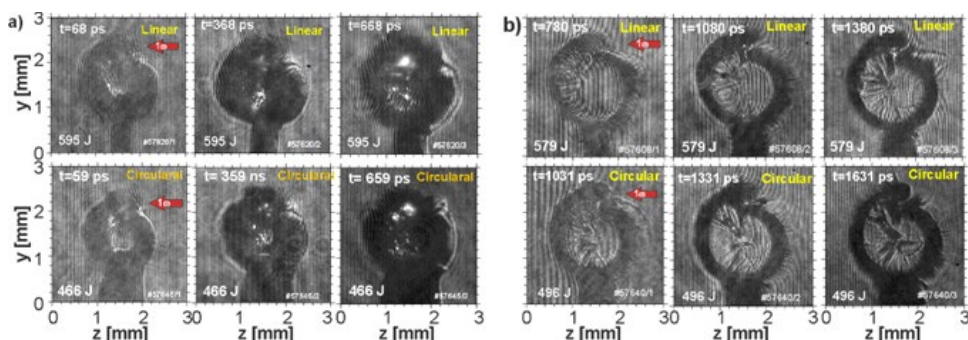
Aby bardziej szczegółowo zilustrować tworzenie się strumienia plazmy, na rys. 1.1.3 pokazano połączenie kilku 3-kadrowych sekwencji czasowych interferogramów zarejestrowanych dla obu typów tarcz.



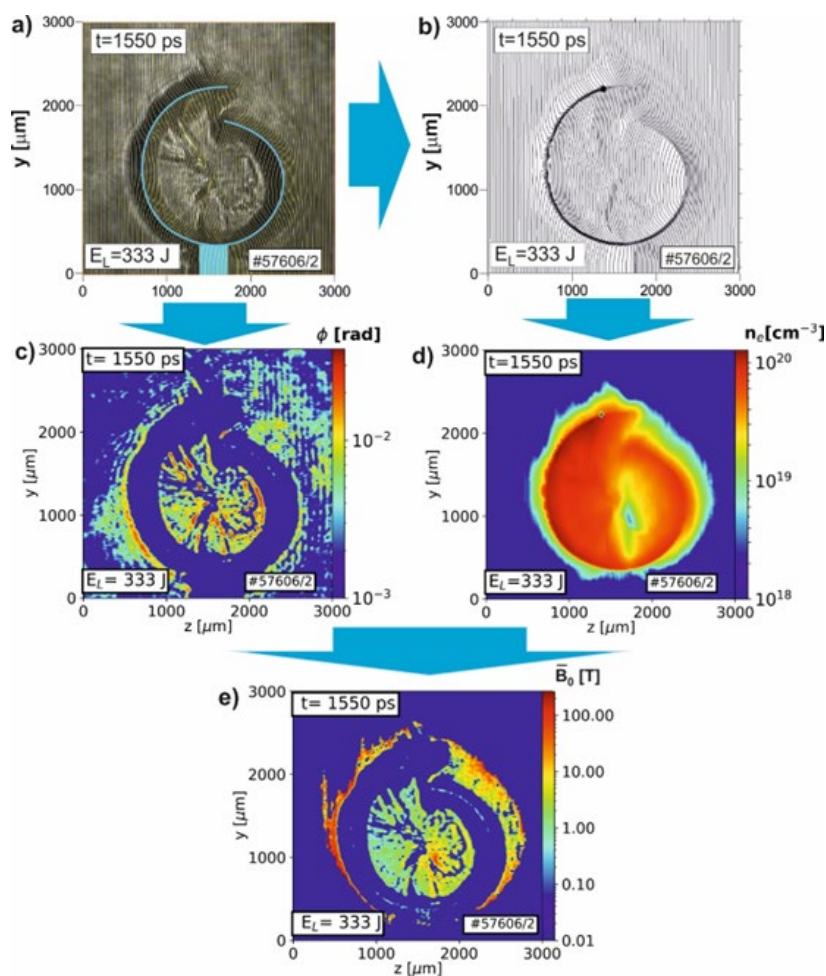
Rys. 1.1.3: Sekwencje czasowe kompleksowych interferogramów skompilowanych z serii 3-kadrowych sekwencji pokazujące ewolucję namagnesowanej plazmy wewnątrz ślimaków: a) o średnicy $F_1 = 1000 \mu\text{m}$, podczas i po interakcji lasera z tarczą dla $t = -293 \text{ ps}$ do $t = 1,33 \text{ ns}$; oraz b) o średnicy $F_2 = 2000 \mu\text{m}$ dla okresu od 35 ps do $13,3 \text{ ns}$. Tarcze oświetlane były liniowo spolaryzowaną wiązką laserową o energii około 500 J .

W porównaniu z rys. 1.1.2 sekwencje czasowe na rys. 1.1.3 obejmują znacznie dłuższą ewolucję badanego procesu. Te rozszerzone sekwencje potwierdzają znacznie szybszy proces powstawania namagnesowanej plazmy w tarczach ST o średnicy 1000 mm . Jak wynika z rys. 1.1.3a, plazma wytworzona na powierzchni ślimaka imploduje promieniowo w kierunku centrum tarczy już podczas impulsu laserowego, zwiększając w ten sposób gęstość elektronów w plazmie, która staje się nieprzezroczyste dla promieniowania lasera diagnostycznego. Złożone interferogramy przedstawiają modulację amplitudy prążków interferencyjnych spowodowaną efektem Faradaya występującym w wiązce diagnostycznej. Linie sił pola magnetycznego utworzone w plazmie są równoległe do osi „x”, co wyjaśnia geometrii eksperymentu przedstawionego na ryc. 1.1.1b. Jednakże struktura prążków interferencyjnych jest zbyt czytelna, aby uzyskać wiarygodne informacje ilościowe na temat koncentracji elektronów i rozkładów pola magnetycznego za pomocą analizy amplitudowo-fazowej kompleksowego interferogramu. W przypadku tarcz o większej średnicy, sekwencja kompleksowych interferogramów zarejestrowanych w czasie ekspansji około $t = 1 \text{ ns}$ pokazuje powstawanie charakterystycznej (quasi-statycznej) stabilnej konfiguracji plazmy o aktualnej strukturze w postaci „dżetów” rozchodząc się w kierunku środka tarczy. Szczególnie dobrze widać to w czasach późniejszych, nawet kilkanaście ns po maksimum impulsu laserowego (rys. 1.1.3b, $t = 13,3 \text{ ns}$). Trwałość tej struktury w bardzo późnych stadiach ekspansji może być spowodowana zamrożeniem pola magnetycznego w powstałej plazmie na skutek silnego namagnesowania strumienia. Struktura prążków interferencyjnych okazała się na tyle czytelna, aby uzyskać ilościowe informacje o rozkładzie pola magnetycznego i koncentracji elektronowej dla wybranych sekwencji interferogramu. W konsekwencji ilościowe analizy złożonych interferogramów dotyczące wpływu polaryzacji wiązki laserowej na powstawanie strumieni plazmy w tarczach ST ograniczono do wybranych sekwencji interferogramów zarejestrowanych na tarczach o większej średnicy. 3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów porównujących strumień plazmy formowanej w tarczach ST o średnicy $F_1 = 1000 \text{ mm}$ oświetlanych wiązką laserową o polaryzacji liniowej i kołowej pokazano na rys. 1.1.4a.

Rys. 1.1.4b przedstawia analogiczne wyniki uzyskane dla tarcz ST o średnicy $F_2 = 2000 \text{ mm}$. W przypadku tarcz o mniejszych średnicach porównanie interferogramów zarejestrowanych przy bardzo podobnych czasach ekspansji wskazuje, że jakościowe różnice w rozkładzie prążków interferencyjnych obserwowane przy różnych polaryzacjach wiązki nie mogą dostarczyć jednoznacznych danych pozwalających na sformułowanie wniosków dotyczących efektu polaryzacji. Ponadto nieczytelność prążków uniemożliwia pełną analizę amplitudowo-fazową kompleksowych interferogramów w celu uzyskania informacji o polu magnetycznym i rozkładzie koncentracji elektronowej w utworzonej strukturze plazmy.



Rys. 1.1.4: Porównanie powstawania strumienia namagnesowanej plazmy w tarczach ST o średnicy: a) $F_1 = 1000 \mu\text{m}$ oraz b) $F_2 = 2000 \mu\text{m}$ w celach napromieniowanych wiązką laserową o polaryzacji liniowej i kołowej.



Rys. 1.1.5: Schemat analizy ilościowej kompleksowych interferogramów dostarczających informacji o rozkładzie gęstości elektronowej i pola magnetycznego w tarczach ST: a) rekonstrukcja interferogramu metodą maksymalnych prążków, b) zrekonstruowany interferogram, c) kąt obrotu płaszczyzny polaryzacji wynikającej z analizy amplitudowej złożonego interferogramu, d) rozkładu średniej koncentracji elektronowej, oraz e) średniego rozkładu pola magnetycznego.

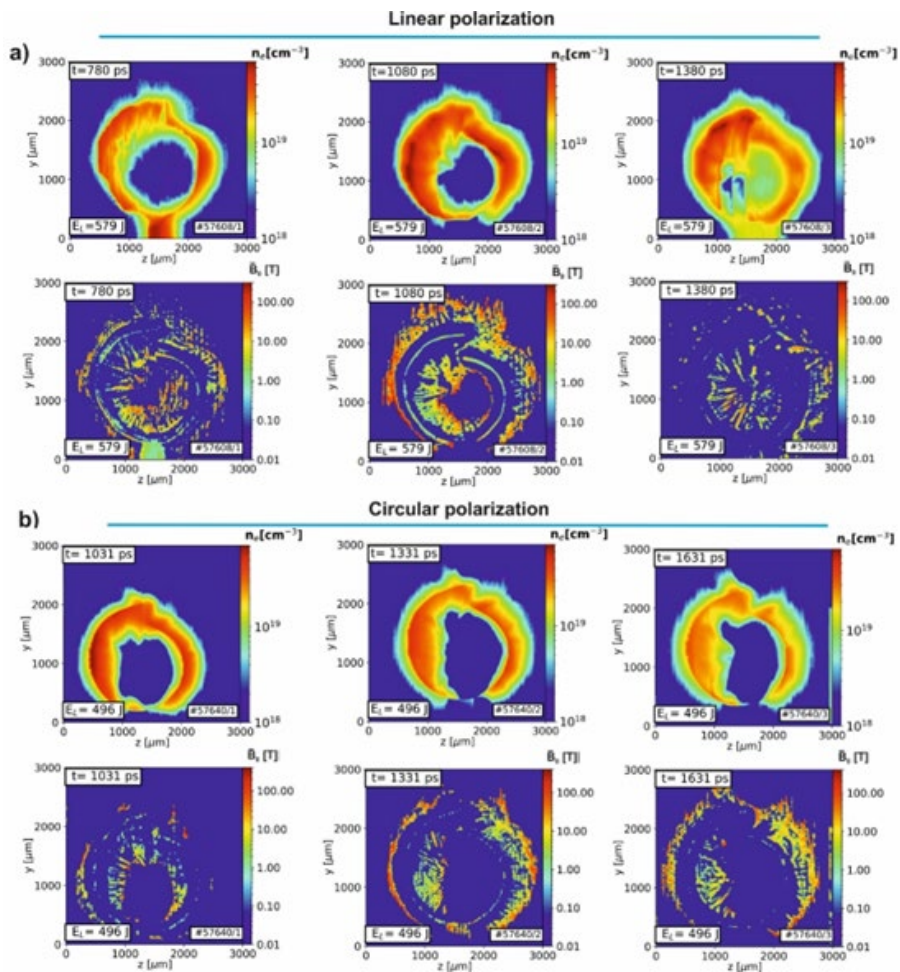
W przypadku tarcz o większej średnicy, patrz ryc. 1.1.4b, jakościowe różnice na kompleksowych interferogramach spowodowane procesami tworzenia plazmy obserwowanymi przy różnej polaryzacji wiązki laserowej są również trudne do oceny. Jednak w przeciwieństwie do interferogramów uzyskanych na tarczach o mniejszej średnicy, struktura prążków interferencyjnych jest wystarczająco wyraźna (choć bardzo złożona), aby uzyskać informacje o rozkładzie pola

magnetycznego i gęstości elektronowej. W celu uzyskania pożądaných danych zmodyfikowano metodologię zastosowaną w pracy. Silne zakłócenie widma Fouriera przez tarczę ślimaka i konstrukcję uchwytu komplikuje mapowanie rozkładu fazy w obszarze wewnętrznym i zewnętrznym tarczy ST. Z tego powodu, rekonstrukcję interferogramu oparto na metodzie maksimum prążka, a oprogramowanie do analizy amplitudowej interferogramów zespolonych zmodyfikowano tak, aby uzyskać wiarygodną informację o rozkładzie kąta obrotu płaszczyzny polaryzacji. Ta metoda ilościowej analizy kompleksowych interferogramów jest schematycznie przedstawiona na rys. 1.1.5.

Pierwszym etapem analizy jest rekonstrukcja rozkładu prążków interferencyjnych metodą maksimum prążka, która pozwala na uzyskanie rozkładu fazy oraz analiza amplitudowa widma Fouriera interferogramu dostarczającego rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Zgodnie z geometrią sondowania optycznego rozkład gęstości elektronów i pola magnetycznego w płaszczyźnie (y, z) normalnej do kierunku sondowania został obliczony na podstawie średniej fazy, danych skręcenia Faradaya i przy założeniu długości sondowania plazmy wzdłuż kierunku x dany wzorem [12]:

$$j(y,z)=2.62 \times 10^{-17} l^2 \bar{n}_e(y,z) \bar{B}_o(y,z) l_x, \quad (1)$$

gdzie: $\bar{n}_e(y,z)$ i $\bar{B}_o(y,z)$ są odpowiednio rozkładami średniej koncentracji elektronowej i pola magnetycznego, a l_x to charakterystyczna długość plazmy. Obliczenia przeprowadzono dla $l_x=400$ mm, oszacowanej na podstawie pomiarów wykonanych za pomocą smugowej kamery rentgenowskiej. Rys. 1.1.6 dotyczy kompleksowych interferogramów pokazanych na rys. 1.1.4b.



Rys. 1.1.6: Rozkłady czasowe średniej koncentracji elektronowej i średniego pola magnetycznego ilustrujące powstawanie namagnesowanej plazmy w tarczach ślimaków o średnicy 2000 μm oświetlanych wiązką

laserową o polaryzacji liniowej (a) i kołowej(b).

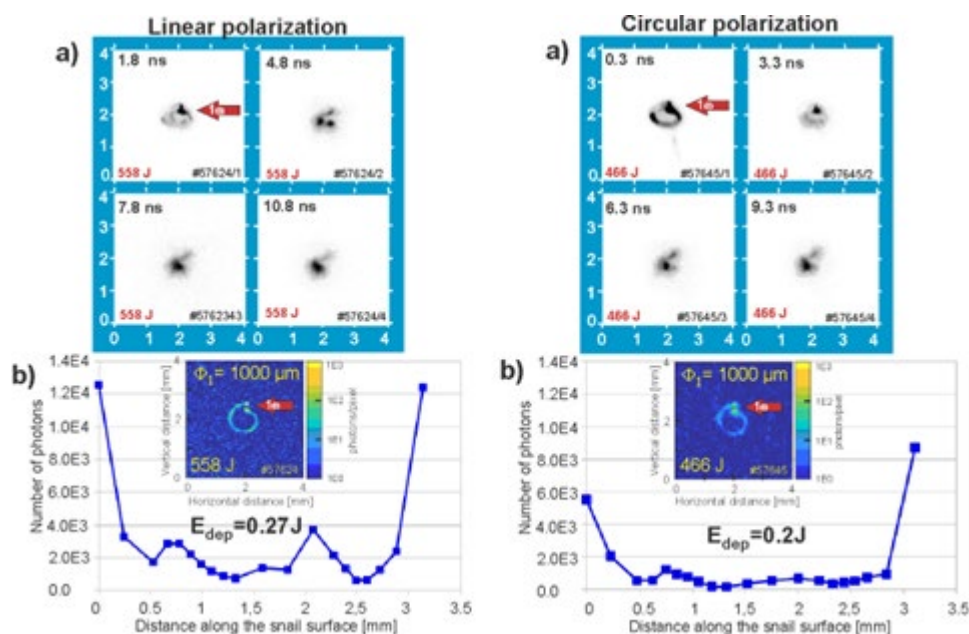
Poszczególne kadry porównują rozkłady średniej koncentracji elektronowej i średniego pola magnetycznego przy różnych czasach ekspansji strumienia namagnesowanej plazmy. W celu bardziej wiarygodnej oceny wpływu polaryzacji wiązki laserowej na proces powstawania namagnesowanej plazmy, rozważyliśmy plazmę o koncentracji elektronów powyżej 10^{18} cm^{-3} . Dla obu rodzajów polaryzacji obserwuje się podobną strukturę średniej koncentracji elektronowej i rozkładu pola magnetycznego (rys. 1.1.6). W pierwszej fazie radialnie implodująca plazma rozwija niestabilności w postaci prądowych „dżetów” rozchodzących się w kierunku centrum tarczy (patrz wyżej). Prądy wewnątrz plazmy rozchodzące się do środka tarczy mają składowe skierowane zgodnie z ruchem wskazówek zegara (efekt ruchu elektronów w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara) równoległe do powierzchni ślimaka. Te obserwowane prądy zwiększają pole magnetyczne w środku tarczy i zmniejszają pole w plazmie większej koncentracji bliżej powierzchni tarczy. Wpływ polaryzacji jest dobrze widoczny w rozkładach gęstości elektronowej i pola magnetycznego, a jednocześnie wpływa na efektywność radialnej implozji plazmy powstałej na powierzchni ślimaka. W przypadku tarcz oświetlanych liniowo spolaryzowaną wiązką laserową, radialnie implodująca plazma charakteryzująca się koncentracją elektronową większą niż 10^{18} cm^{-3} i indukcją pola magnetycznego do 50 T dociera do środka tarczy ślimakowej. Natomiast przy zastosowaniu wiązki spolaryzowanej kołowo zasięg promieniowy plazmy przy polu magnetycznym o podobnej indukcji jest wyraźnie mniejszy. Ponadto dla polaryzacji kołowej struktura i indukcja pola magnetycznego wewnątrz tarczy są dłużej zachowane. Można to wytłumaczyć różnymi skalami powstawania i ekspansji plazmy w zależności od polaryzacji lasera. Hipoteza o wpływie polaryzacji wiązki laserowej na proces powstawania plazmy została potwierdzona uzupełniającymi pomiarami wykonanymi za pomocą kompleksu diagnostycznego, które przedstawione w dalszej części raportu. Rys. 1.1.6 wyraźnie pokazuje również pola magnetyczne rozchodzące się na zewnątrz ślimaka. Struktura pola w pobliżu przedniej krawędzi tarczy ślimaka (lewa górna część poszczególnych kadrów) związana jest z obecnością prądu wyładowania zwrotnego przeciwnego do prądu wewnątrz ślimaka (przeciwnie do ruchu wskazówek zegara), który dominuje po zewnętrznej stronie ślimaka. Jak pokazano dalej na rys. 1.1.10, czas obserwacji tego pola dobrze zgadza się z maksimum zmierzonego prądu powrotnego, co potwierdza przedstawioną powyżej analizę. Profile czasowe prądu zwrotnego omawianego pola magnetycznego są również ze sobą powiązane. Dla polaryzacji liniowej zasięg pola magnetycznego jest większy, pole jest nieco silniejsze w swoim maksimum (co można skorelować z silniejszym prądem zwrotnym widocznym na rys. 1.1.10b) i zachowuje się krócej (por. szybszy spadek prądu zwrotnego na rys. 1.1.10b) niż w przypadku polaryzacji kołowej. Struktura pola obserwowana na zewnątrz ślimaka w pobliżu jego tylnej krawędzi (prawa górna część rysunków) odpowiada ekspansji plazmy z zewnętrznej powierzchni krawędzi ślimaka (patrz rys. 1.6). Zjawisko to polega na oświetleniu zewnętrznej powierzchni ślimaka przez brzeg impulsu laserowego lub przez promieniowanie odbite od plazmy ekspandującej z pobliskiej wewnętrznej warstwy początku ślimaka (patrz -rys. 1.8a).

Wyniki pomiarów spektroskopowych

Wyniki pomiarów wykonanych 4-kadrową kamerą otworkową oraz za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $\text{K}\alpha_1$ z Cu przedstawiono na rys. 1.1.7 i 1.1.8. Dostarczają one uzupełniających informacji o wpływie polaryzacji wiązki laserowej na parametry powstającej plazmy oraz emisję gorących elektronów.

Jak wynika z porównania obrazów zarejestrowanych 4-kadrową kamerą rentgenowską przy różnej polaryzacji wiązki laserowej (rys. 1.1.7a), końcowym etapem procesu oświetlania tarczy jest w obu przypadkach obszar gęstej plazmy formowany w centrum tarczy ST. Wpływ polaryzacji na konfigurację plazmy powstającej w tarczy o tej samej średnicy jest trudny do jakościowej oceny i wydaje się, że nie zależy istotnie od polaryzacji wiązki laserowej. Wyraźne różnice wynikające z

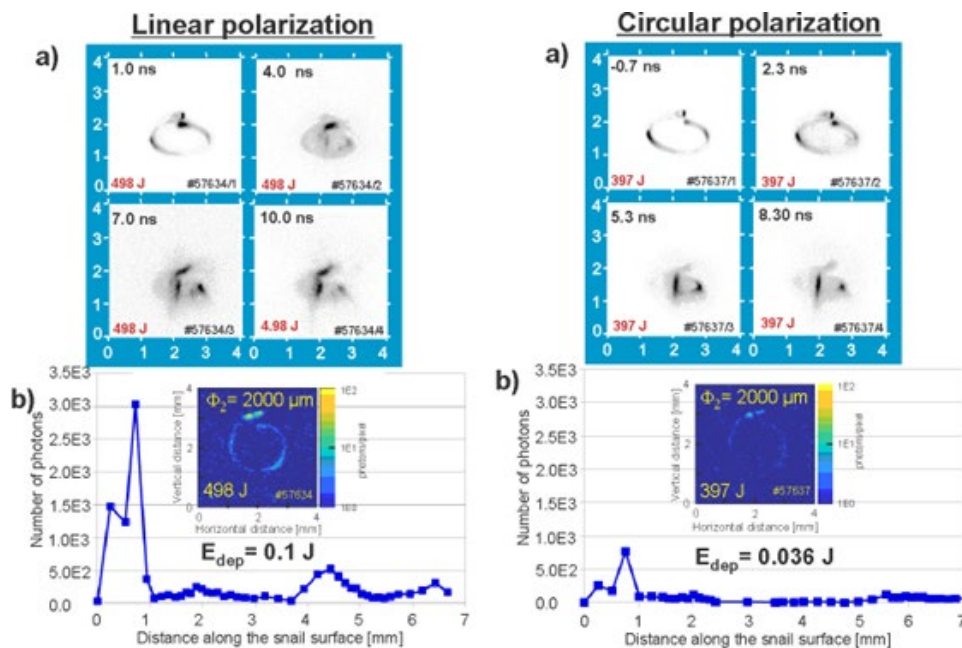
oświetlenia tarczy wiązką laserową spolaryzowaną liniowo lub kołowo są widoczne na obrazach emisji Cu Ka przedstawionych na rys. 1.1.7b. Oświetlenie tarczy liniowo spolaryzowaną wiązką laserową wyraźnie zwiększa emisję fotonów emitowanych pod wpływem gorących elektronów rozchodzących się po powierzchni tarczy. Obliczona energia HE zdeponowana zarówno w pierwszym „spocie” (odpowiadającym ogniskowaniu wiązki laserowej na tarczy), jak i wzdłuż całej powierzchni tarczy, jest znacznie większa w porównaniu z energią zdeponowaną przy oświetleniu tarczy przez wiązkę spolaryzowaną kołowo. Dla strzału nr 57624 (pokazanego na rys. 1.1.7b) energia gorących elektronów zdeponowanych na całej powierzchni ślimaka wynosi około 0,27 J, podczas gdy energia odpowiadająca pierwszemu „spotowi” jest o ponad rząd wielkości mniejsza.



Rys. 1.1.7: Pomiar z rozdzielczością czasową wykonany 4-kadrową kamerą otworkową (a) oraz zintegrowane w czasie obrazy emisji linii Ka z Cu (b) uzyskane dla tarczach ślimakowych o średnicy 1000 μm oświetlanych liniowo i kołowo spolaryzowaną wiązką laserową.

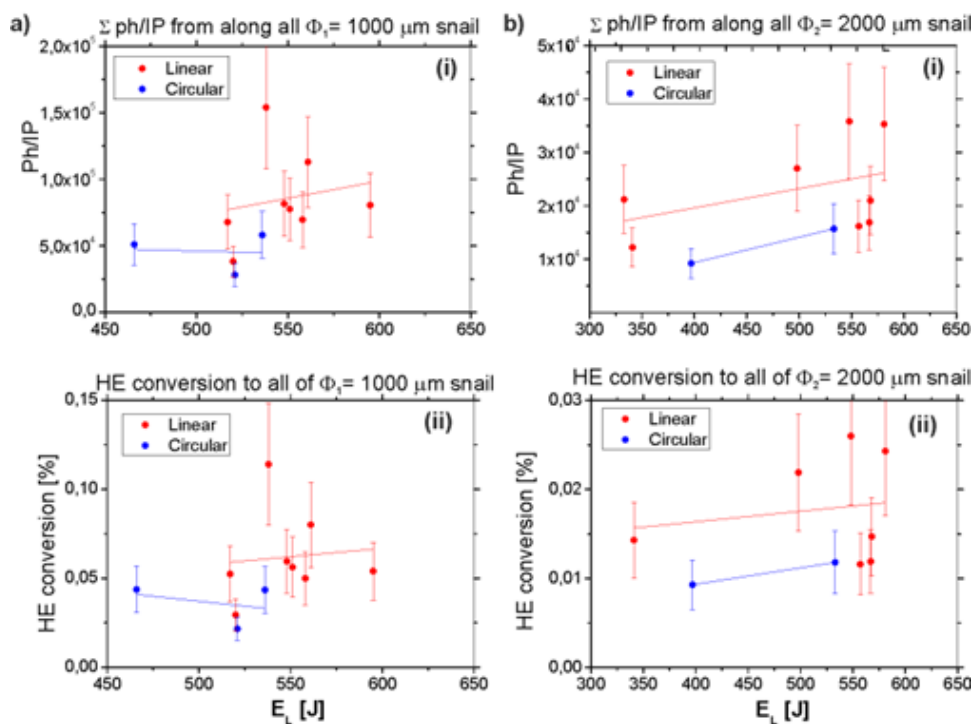
W przypadku tarcz ST o większej średnicy wpływ polaryzacji wiązki laserowej na emisję Ka1 z Cu ponownie potwierdza zwiększona energia gorących elektronów deponowanych wzdłuż powierzchni tarczy oświetlanej liniowo spolaryzowaną wiązką laserową, rys. 1.8b. Jednakże, bezwzględne wartości energii HE deponowanej przez gorące elektrony są wyraźnie mniejsze w porównaniu z tarczami o średnicy 1000 μm.

Dla strzału nr 57634 (rys. 1.1.8b) energia HE zdeponowana wzdłuż powierzchni tarczy wynosi około 0,1 J, czyli ponad dwukrotnie mniej niż obserwowana dla strzału nr 57624 (zob. rys. 1.1.7b), co koresponduje z tarczami o średnicy 1000 mm. Rys. 1.1.8a pokazuje, że w przypadku tarcz o większej średnicy kształt utworzonej plazmy również wydaje się niezależny od polaryzacji wiązki laserowej, ale różni się znacznie od kształtu plazmy utworzonej w przypadku celów o średnicy 1000 μm. W przypadku ślimaka o większej średnicy, rys. 1.1.8a, zdjęcia rentgenowskie (w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego) pokazują, że implozja zachodzi w kilku miejscach wewnątrz tarczy zamiast w jej środku, jak obserwowano w przypadku tarcz o średnicy 1000 μm. Obserwację tę potwierdza rozkład gęstości elektronowej i pola magnetycznego w późnych fazach ekspansji, rys. 1.1.6.



Rys. 1.1.8: Obrazy charakteryzujące ewolucję plazmy (a) i emisję Ka1 z Cu indukowaną gorącymi elektronami (b) w przypadku tarcz ST o średnicy $2000\ \mu\text{m}$ oświetlanych liniowo i kołowo spolaryzowaną wiązką laserową.

Bardziej szczegółowe porównanie pokazujące wpływ polaryzacji wiązki laserowej na emisję Cu Ka z tarcz ST o różnych średnicach przedstawiono na wykresach przedstawionych na rys. 1. 1.9.



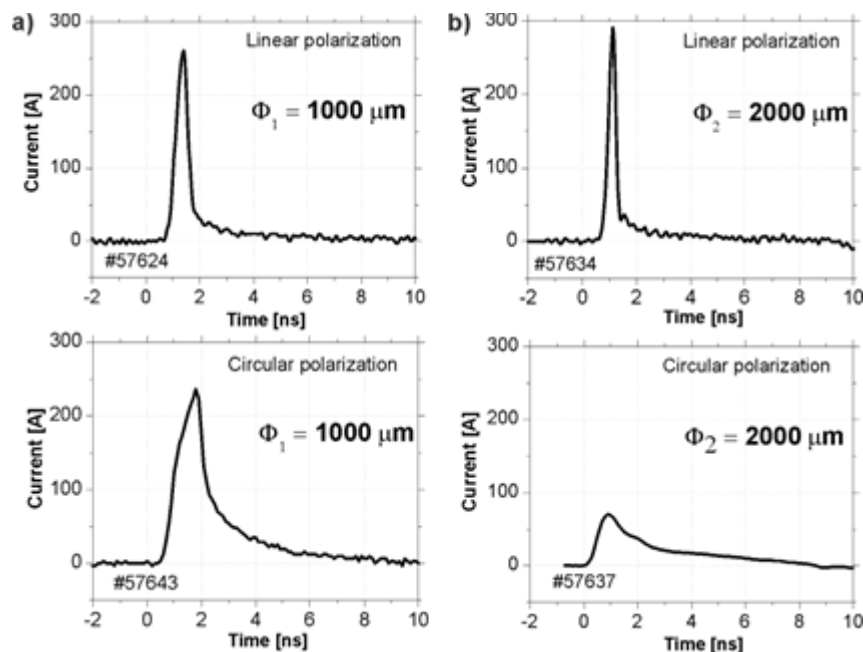
Rys. 1.1.9: Porównanie (i) całkowitej liczby emitowanych fotonów Kaa z Cu i (ii) wydajności konwersji promieniowania laserowego na energię gorących elektronów na całej długości wewnętrznej powierzchni ślimaka dla tarcz o średnicy a) $F1=1000\ \mu\text{m}$ oraz b) $F2=2000\ \mu\text{m}$ oświetlanych wiązką laserową o różnej polaryzacji i energii.

Rys. 1.1.9a przedstawia porównanie całkowitej liczby emitowanych fotonów i związanej z tym efektywności konwersji promieniowania laserowego na energię gorących elektronów dla tarcz o średnicy $1000\ \mu\text{m}$ oświetlanych wiązką o różnej polaryzacji, podczas gdy na rys. 1.1.9b przedstawiono podobne porównanie dla tarcz o większej średnicy. Oczywiście emisja fotonów z tarcz

oświetlanych liniowo spolaryzowaną wiązką laserową jest znacznie większa i wzrasta wraz z energią lasera. Sprawność konwersji stwierdzona dla celów o średnicy 1000 μm sięga około 0,1% dla wiązki spolaryzowanej liniowo (rys. 1.1.9a (ii)) i jest około 3-krotnie większa w porównaniu z tarczami o średnicy 2000 μm (rys. 1.1.9b (ii)).

Istotne różnice wpływu polaryzacji wiązki laserowej na proces powstawania plazmy wewnątrz tarczy przejawiają się również w przebiegu czasowym prądu zwrotnego, który przepływa od ziemi do tarczy i równoważy ładunek dodatni wytworzony na tarczy dzięki ucieczce elektronów z plazmy, co pokazano na rys. 1.1.10.

W przypadku polaryzacji liniowej wiązki laserowej szerokość dominującego pików w połowie amplitudy jest porównywalna z szerokością impulsu laserowego, przy nieznacznym wpływie średnicy tarczy ST. Oświetlenie tarczy wiązką spolaryzowaną kołowo zmienia jednak znacząco profil czasowy zwrotnego prądu tarczy, którego „szczyt” jest w przybliżeniu dwukrotnie szerszy. Ta zmiana prądu tarczy wskazuje, że wiele gorących elektronów ucieka z plazmy długo po interakcji. Wydłużenie czasu trwania prądu zwrotnego tarczy obserwowane dla wiązki laserowej spolaryzowanej kołowo i jego zależność od średnicy tarczy sugeruje zmniejszenie dynamiki formowania plazmy. To prowadzi do wyraźnych zmian w procesie powstawania namagnesowanej plazmy, co potwierdza interferometria kompleksowa, zmniejszona emisja gorących elektronów wydedukowana z pomiarów emisji $\text{K}\alpha$ z Cu oraz czasowe obrazowanie rentgenowskie. Pozytywny wpływ liniowej polaryzacji wiązki laserowej na emisję gorących elektronów z tarcz ST o różnych średnicach widoczny jest również w pomiarach rozkładu energii elektronów za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronowego.

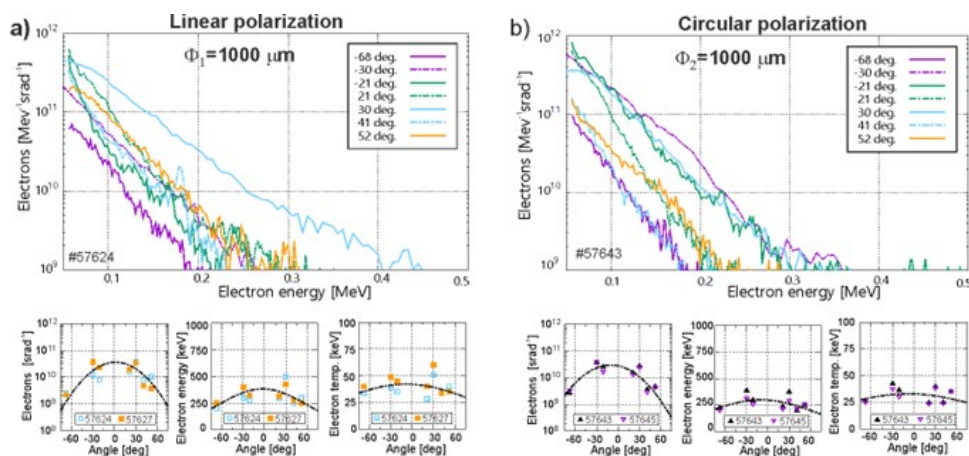


Rys. 1.1.10: Przebiegi czasowe prądu zwrotnego tarczy uzyskane z pomiarów za pomocą sondy prądowej dla tarczach ślimakowych o średnicy: a) $F_1=1000\ \mu\text{m}$ oraz b) $F_2=2000\ \mu\text{m}$ oświetlanych wiązką laserową o różnej polaryzacji.

Aby zmierzyć rozkład kątowy charakterystyki emisji gorących elektronów, 7 spektrometrów umieszczono w układzie kątowym na płaszczyźnie poziomej wokół tarczy pod kątami: -68, -30, -21, 21, 30, 41 i 52 stopni do normalnej do tarczy. Każdy spektrometr elektronów obejmował zakres energii od 50 keV do 1,5 MeV. Strumień gorących elektronów uzyskano całkując rozkład energii. Charakterystyczną temperaturę gorących elektronów uzyskano stosując dopasowanie funkcji wykładniczej. Maksymalną energię gorących elektronów wywnioskowano z punktu, w którym funkcja rozkładu energii znajduje się powyżej poziomu szumu. Wyniki tej ilościowej analizy

dostarczającej informacji o rozkładzie kątowym liczby emitowanych elektronów, ich energii i temperatury dla tarcz ST o różnych średnicach oświetlanych wiązką laserową spolaryzowaną liniowo i kołowo przedstawiono na rys. 1.1.11 i rys. 1.1.12.

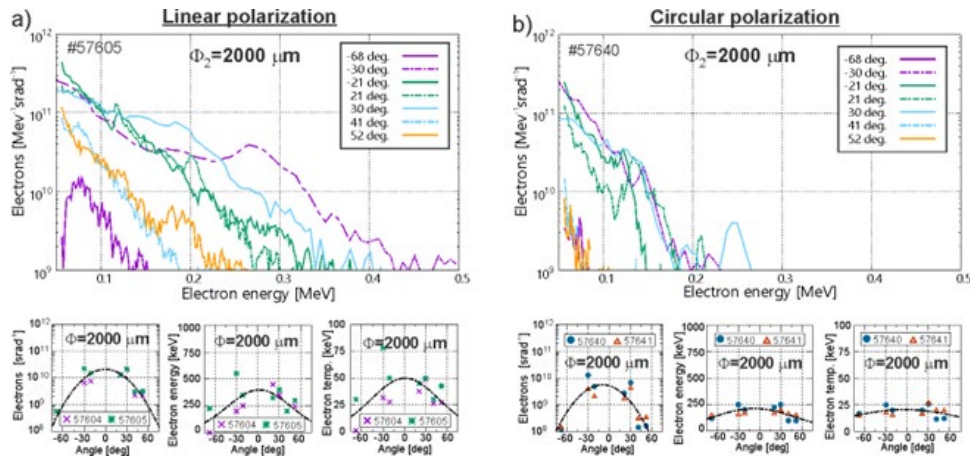
Na rys. 1.1.11 przedstawiono rozkłady kątowe widm energii elektronów i parametrów emisji uzyskanych dla tarczach o średnicy 1000 mm oświetlanych przez wiązkę lasera jodowego 1w o polaryzacji liniowej i kołowej, natomiast na rys. 1.1.12 analogiczne charakterystyki emisji elektronów przedstawiono dla tarcz o średnicy 2000 μm . Przedstawione zależności wyraźnie pokazują wpływ polaryzacji wiązki laserowej na wyżej wymienione parametry emisji elektronów z tarcz ślimakowych o różnych średnicach. W przypadku polaryzacji liniowej wartości energii i temperatury elektronów są zdecydowanie wyższe w porównaniu do mierzonych przy polaryzacji kołowej, ale rozkłady kątowe liczby emitowanych elektronów na jednostkę kąta bryłowego, energii i temperatury pozostają niezmiennic. Cechą charakterystyczną tych rozkładów jest ich spłaszczony charakter, co potwierdza, że w porównaniu z emisją elektronów z płaskich tarcz foliowych, emisja elektronów z tarcz ślimakowych jest silniejsza w kierunku prostopadłym do płaszczyzny tarczy. Ten spłaszczony charakter rozkładu dowodzi również, że uformowana konfiguracja namagnesowanej plazmy ma symetrię podobną do symetrii układu theta-pinch z osiowym polem magnetycznym prostopadłym do płaszczyzny tarczy ślimaka. Rozkłady energii elektronów obserwowane przy mniejszej tarczy ST (1000 μm), pokazują, że można je dobrze scharakteryzować za pomocą rozkładu Maxwella, patrz rys. 1.1.11, podczas gdy widma energii obserwowane dla tarcz 2000 μm mają strukturę szczytową w niektórych kierunkach, co wskazuje na rozkład dwóch temperatur. Może to być spowodowane większą objętością plazmy, która nie pozwala na pełną termalizację gorących elektronów przy danej intensywności lasera.



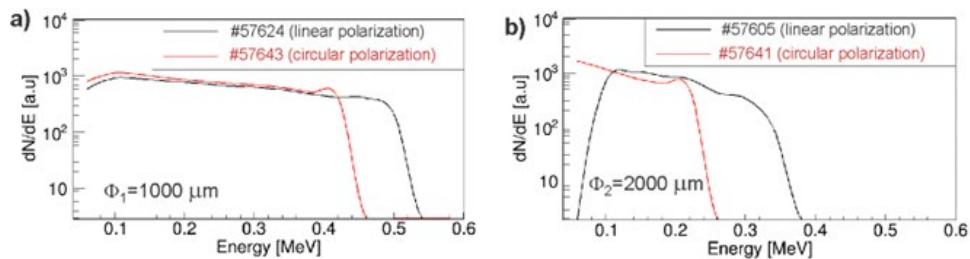
Rys. 1.1.11: Porównanie kątowych widm energii elektronów i parametrów emisji dla tarcz o średnicy 1000 mm oświetlanych wiązką laserową o energii około 500 J spolaryzowaną: a) liniowo i b) kołowo.

Wpływ polaryzacji wiązki laserowej na charakterystyki tarcz ST o różnych średnicach rejestrowano również w pomiarach emisji protonów za pomocą parabolicznego spektrometru Thomsona ustawionego pod kątem 30° w stosunku do normalnej tarczy. Maksymalne i średnie energie protonów (rys. 1.1.13a i 1.1.13b) dobrze zgadzają się z charakterystykami przedstawionymi dla elektronów na rys. 1.1.11 i 1.1.12. Obie wartości wykazują taką samą zależność od zastosowanej polaryzacji impulsu laserowego dla każdej wielkości ślimaka – średnie i maksymalne energie mierzonych protonów są większe w przypadku impulsów spolaryzowanych liniowo w porównaniu z impulsami spolaryzowanymi kołowo. Co więcej, zebrane dane pokazują zależność maksymalnej i średniej energii protonu od wielkości tarczy ślimaka – obie są prawie dwukrotnie większe dla ST z $F_1=1000$ mm w porównaniu z ST z $F_2=2000$ mm. Średnią energię wiązki protonów przyjęto jako średnią wartość histogramu utworzonego z widocznej zarejestrowanej części paraboli - protony o najniższej

energii zostały odchylone poza obszar detekcji i nie można uzyskać informacji o ich energiach.



Rys. 1.1.12: Porównanie kątowych widm energii elektronów i parametrów emisji uzyskanych przy oświetleniu tarcz o średnicy 2000 mm wiązką lasera jodowego 1w o energii około 500 J spolaryzowanej: a) liniowo i b) kołowo.



Rys. 1.1.13: Widma protonów uzyskane przez oświetleniu tarcz ST o średnicach: a) $F_1=1000$ mm oraz b) $F_2=2000$ mm promieniowaniem laserowym o polaryzacji liniowej i kołowej.

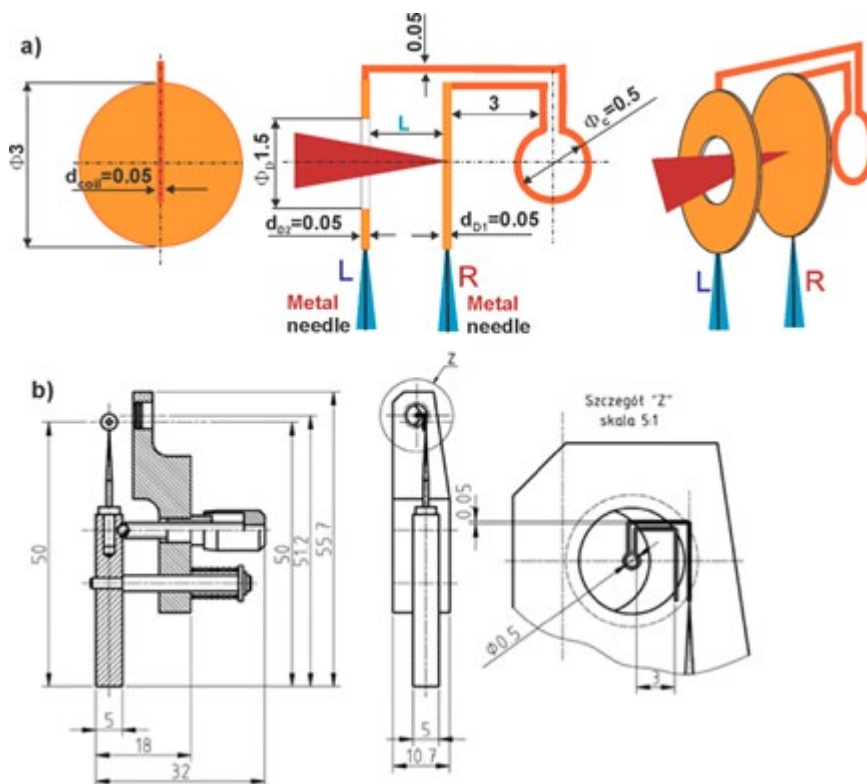
Przedstawione wyżej badania eksperymentalne potwierdzają możliwości generowania wysoko namagnesowanej plazmy wewnątrz tarczy ślimaka przy umiarkowanych natężeniach lasera. Analiza danych zebranych za pomocą kompleksowej interferometrii wskazuje, że przy oświetleniu tarcz o średnicy 2 mm indukcja pola magnetycznego może osiągnąć 100 T. W przeciwieństwie do wiązki laserowej spolaryzowanej kołowo, wiązka o polaryzacji „p” wytwarza silniej namagnesowaną plazmę, która jest intensywnym źródłem gorących elektronów, bremsstrahlung i jonów. Zaobserwowana wysoka temperatura i maksymalna energia gorących elektronów wynikają z połączonych efektów absorpcji rezonansowej i procesów nieliniowych, takich jak wymuszone rozpraszanie ramanowskie oraz niestabilności parametryczne, które przestają być skuteczne w przypadku polaryzacji kołowej i większej średnicy tarczy. W przypadku tarcz ślimakowych o większej średnicy proces implozji plazmy radialnej rozpoczyna się znacznie później po maksymalnym natężeniu impulsu laserowego i skutkuje utworzeniem charakterystycznej (włóknistej) stabilnej struktury prądowej, którą obserwuje się do 10 ns po wyzwoleniu lasera. zakończenie impulsu. Głównego mechanizmu wpływającego na powstawanie pola magnetycznego nie można wiązać tylko z czasem trwania impulsu laserowego, ale z innymi procesami napędzanymi energią zgromadzoną w plazmie podczas interakcji z laserem.

Przedstawione badania plazmy namagnesowanej są ważne z punktu widzenia różnych zastosowań, w tym fuzji inercyjnej sterowanej laserem, modelowania istotnych zjawisk astrofizycznych oraz innowacyjnych zastosowań przemysłowych i medycznych.

1.2. Wyniki badań optymalizacyjnych tarcz CCT

Celem badań optymalizacyjnych było uzyskanie informacji o rozkładzie prądu i pola magnetycznego

w cewce sprzężonej z kondensatorem tarczy CCT w zależności od parametrów plazmy w obszarze kondensatora kreowanej dla różnych warunków oświetlenia tarczy promieniowaniem laserowym oraz konstrukcji tarczy i sposobu jej uziemienia. W badaniach wykorzystywane były tarcze CCT wykonane z Cu, z różnym odstępem między płytkami kondensatora: $L=1000$ i 2000 mm i różnymi sposobami uziemienia za pomocą metalowych nóżek, których konstrukcja przedstawiona jest na rys. 1.2.1a. Tarcze umieszczone były w holderze o konstrukcji przedstawionej na rys. 12.1b, który zapewniał: (i) zamocowanie i pozycjonowanie tarczy w stosunku do wiązki laserowej, (ii) zamocowanie kryształu TGG i jego pozycjonowanie względem cewki oraz (iii) ekranowanie kryształu TGG przed degradującym wpływem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy z obszaru między okładkami kondensatora tarczy CCT. Tarcze CCT oświetlane były pierwszą harmoniczną lasera jodowego PALS spolaryzowaną liniowo (o p-polaryzacji) o różnej intensywności w zakresie $10^{15} - 10^{16}$ W/cm², uzyskiwanej poprzez zogniskowanie wiązki lasera PALS o energii o maksymalnej energii (około 600 J) do wymiarów ogniska różnym promieniem: $R_L=50$ mm oraz 150 mm.



Rys. 1.2.1: Konstrukcje: a) tarczy CCT oraz b) holderu do mocowania kryształu TGG i jego ochrony przed degradującym wpływem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy generowanej między okładkami kondensatora.

Kluczowym zadaniem pomiarów było uzyskanie informacji o rozkładach prądu w plazmie ablacyjnej w powiązaniu z parametrami emisji elektronów i jonów, a w szczególności tych gorących odpowiedzialnych za powstanie różnicy potencjałów między okładkami kondensatora od której zależy wielość prądu płynącego w obwodzie cewki i indukowanego w niej rozkładu pola magnetycznego.

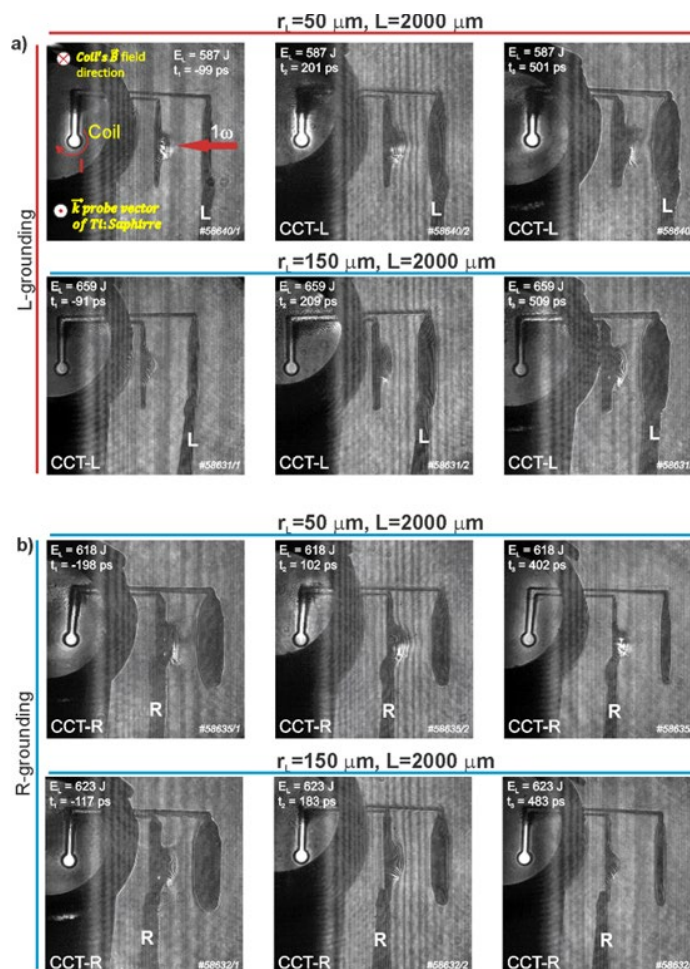
Jako główna diagnostyka wykorzystywana była 3-kadrowa kompleksowa interferometria umożliwiającą jednoczesny pomiar rozkładu prądu w plazmie między okładkami kondensatora tarczy CCT na podstawie rozkładu spontanicznych pól magnetycznych oraz prądu w cewce na podstawie pomiaru efektu Faradaya w kryształach TGG usytuowanym w odpowiednim miejscu w pobliżu cewki.

Do pomiaru parametrów emisji elektronów i jonów oraz ich wizualizacji stosowano:

- 2D obrazowanie emisji linii Cu Ka w celu uzyskania informacji o parametrach emisji gorących (HE): (i) całkowitej liczbie fotonów generowanych w wyniku oddziaływania HE z dyskiem, (ii) energii i temperaturze HE, a także (iii) konwersji energii promieniowania laserowego w energię HE deponowaną w centralnym ognisku jak i w obszarze poza ogniskiem,
- wielokanałowy elektronowy spektrometr magnetyczny do pomiaru widm kątowych HE emitowanych pod różnymi kątami w stosunku do normalnej do dysku będących podstawą do uzyskania informacji o kątowych rozkładach ich energii i temperatury,
- układ kolektorów siatkowych oraz spektrometr Thomsona do pomiaru rozkładów kątowych emisji jonów, które w powiązaniu z w/w diagnostykami elektronowymi stanowią dodatkowe źródło informacji o geometrii rozlotu plazmy istotne z punktu widzenia powstania różnicy potencjału między okładką kondensatora tarczy CCT,
- 4-kadrowa rentgenowska kamera otwarkowa do wizualizacji procesu ekspansji plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego o energii od 10 do 10000 eV.

Istotnym uzupełnieniem zestawu diagnostycznego były pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej, związanego z emisją elektronów mierzona za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów.

Wyniki pomiarów z kompleksowej interferometrii



Rys. 1.2.2: 3-kadrowe sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca efekt Faraday w plazmie między okładkami kondensatora tarczy CCT oraz efekt Faraday'a w kryształach TGG uzyskane w przy oświetleniu tarcz CCT wiązką laserową 1ω o różnej intensywności w zależności o promienia ogniska w przypadku różnych sposobów uziemienia tarczy pokazanych na rys. 1.2.1a: a) L-grounding oraz b) R-grounding.

Pomiary polaro-interferometryczne prowadzone były za pomocą 3-kadrowego kompleksowego interferometru, którego konstrukcja i szczegółowy opis przedstawione są w pracach. Do oświetlenia polaro-interferometru wykorzystywany był laser Ti:Sa z ekstremalnie krótkim impulsem (~ 40 fs) co umożliwiało sondowanie plazmy podczas oddziaływania impulsu lasera głównego z tarczą. 3-kadrowe sekwencje interferogramów kompleksowych, ilustrująca efekt Faraday w plazmie między okładkami kondensatora tarczy CCT oraz efekt Faraday'a w kryształach TGG uzyskane przy oświetleniu tarcz CCT (z odstępem między okładkami kondensator $L=2000$ mm i różnym uziemieniu), wiązką 1w lasera jodowego PALS o różnej intensywności przedstawione są na rys. 1.2.2. Na interferogramach widoczny jest efekt Faraday'a w dolnej połowie interferogramu., co wynika ze wstępnego skręcenia polaryzatora w polar-interferometrze o kąt 2° (zgodnie do wskazówek zegara), co potwierdza (zgodnie z oczekiwaniami) azymutalną geometrię SPM w plazmie. Na interferogramach widoczne jest również skręcenie płaszczyzny polaryzacji wywołane efektem Faraday'a w kryształach TGG.

Przedmiotem ilościowej analizy wyników z pomiarów polaro-interferometrycznych jest uzyskanie informacji o rozkładach SPM w obszarze kondensatora tarczy CCT oraz rozkładów pól magnetycznych w cewce sprzężonej z kondensatorem.

W celu uzyskania informacji o rozkładach SPM wykorzystywana jest metodologia analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych przedstawiona w pracy, która jest pracochłonnym i żmudnym procesem analizy danych. Proces ilościowej analizy kompleksowych interferogramów jest finalizowany, a uzyskane dane są obecnie wizualizowane i interpretowane.

W celu uzyskania informacji o rozkładach pól magnetycznych w cewce sprzężonej z kondensatorem tarczy CCT, stosowana była metodologia opisana w pracy. Zgodnie z metodologią, aby uzyskać informację o rozkładzie kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji (q) w kryształach TGG, będącym podstawą do uzyskania informacji o rozkładzie pola magnetycznego w obszarze cewki, wykorzystywana była zależność między kątem skręcenia (Q), a intensywnością sygnału (I_s) na polarogramie, rys. 1.2.3, uwzględniająca wstępne skręcenie polaryzatora (b) oraz intensywność sygnału referencyjnego (I_r). W celu uzyskania wiarygodnych informacji o kącie skręcenia (Q) pod uwagę należy brać niejednoznaczności (zilustrowane na diagramie-rys. 1.2.3), wynikające z tej samej intensywności sygnału (I_s) odpowiadającej dwóm różnym kątom (Q). Zgodnie z metodologią, aby wybrać właściwą wartość kąta (Q), należy brać pod uwagę kierunek wstępnego skręcenia polaryzatora (zgodny lub przeciwny do ruch wskazówek zegara), oraz określić charakter zmian intensywności (I_s) (rosnący lub malejący) wynikający z zarejestrowanych sekwencji polarogramów.

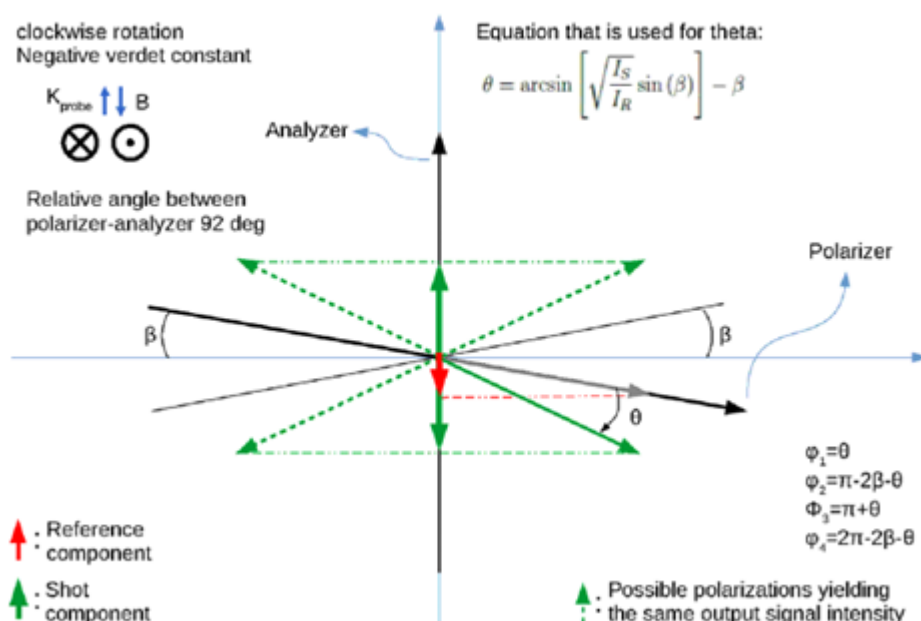
Typowy rozkład kąta skręcenia płaszczyzny w cewce uzyskany na podstawie pomiarów efektu Faraday'a w kryształach TGG oraz uzyskany na jego podstawie rozkład pola magnetycznego w cewce przedstawione są na rys. 1.2.4.

Zbiórce zestawienie wyników pomiarów polarymetrycznych dla tarcz CCT z dystansem między okładkami kondensator $L=2000$ mm i różnym uziemieniu, oświetlanych 1w lasera jodowego PLAS o różnej intensywności przedstawione są w Tabeli 1 oraz Tabeli 2. W tabeli 1 przedstawione są wartości pola magnetycznego i kąty skręcenia płaszczyzny w centrum cewki, uzyskane dla tarcz o uziemieniu typu L, odpowiadające czasowym sekwencjom kadrów poszczególnych strzałach, natomiast tabela 2 przedstawia dane uzyskane w przypadku uziemienia typu R.

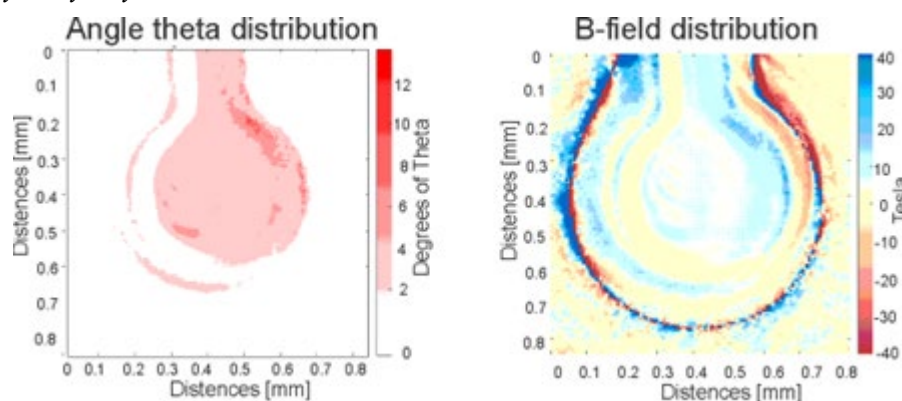
Wstępna analiza wyników pomiarów polarymetrycznych pozwala sformułować następujące wnioski:

- maksymalna zmierzona wartości pola magnetycznego osiąga wartość 34 Tesli,
- wymiar ogniska laserowego, a co za tym idzie intensywność lasera, wyraźnie wpływa na amplitudę indukcji pola magnetycznego generowanego w cewce,
- nie ma wyraźnej tendencji potwierdzającej które typ uziemienia: L lub R jest bardziej skuteczne w osiągnięciu maksymalnej amplitudy pola,

- analiza ilościowa danych pokazuje stosunkowo duże wahania pola magnetycznego między strzałami, pomimo faktu, że parametry oświetlenia i tarczy CCT są bardzo podobne,
- porównanie wyników z modelem Tikhonchuka pokazuje, że w niektórych strzałach model ten zaniża prąd lub pole magnetyczne o czynnik 2.



Rys. 1.2.3: Ilustracja metodologii określenia kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji w kryształach TGG z pomiarów polarymetrycznych.



Rys. 1.2.4: Rozkłady kąta skręcenia płaszczyzny i pola magnetycznego w cewce uzyskane za pomocą metodologii przedstawionej w pracy [..].

Tabela 1: L-grounding

	B-field 1st [T]	B-field 2st [T]	B-field 3st [T]	Angle 1st [°]	Angle 2st [°]	Angle 3st [°]	
58585	1.8	2.6	2.5	0.9	1.2	1.1	
58631	3	3.8	3.2	1.3	1.6	1.3	
58633	15	16.2	15.5	6	6.45	6.28	Satur ated

58638	1.1		3.2	0.6		0.8	
58640	29	34	32	4.6	6	5.3	
58645	2.63	3.7	3.2	0.68	0.86	0.85	
58646	6.1	8.6	9.32	1.1	1.3	1.5	

Tabela 2: R-grounding

	B-field 1st [T]	B-field 2st [T]	B-field 3st [T]	Angle 1st [°]	Angle 2st [°]	Angle 3st [°]	
58582	6.3	4.8	5.8	3.8	2.5	3	Satur ated
58583	6.3	5.8	6.25	3.8	2.8	3.6	Satur ated
57630	5.5	10.3	9.2	3.3	6.2	5.1	
57632	8.3	9.2	8.2	4.1	4.4	4	
57634	19	26	27	6.4	9	9.2	Satur ated
57635	12.1	17.5	21	2	2.4	3	
57639	9.5	12.7	12	1.5	2.1	2	
57642	5.2	8	6.5	1.4	2	1.7	
57643	1.4	1.7	1.29	0.8	0.92	0.7	

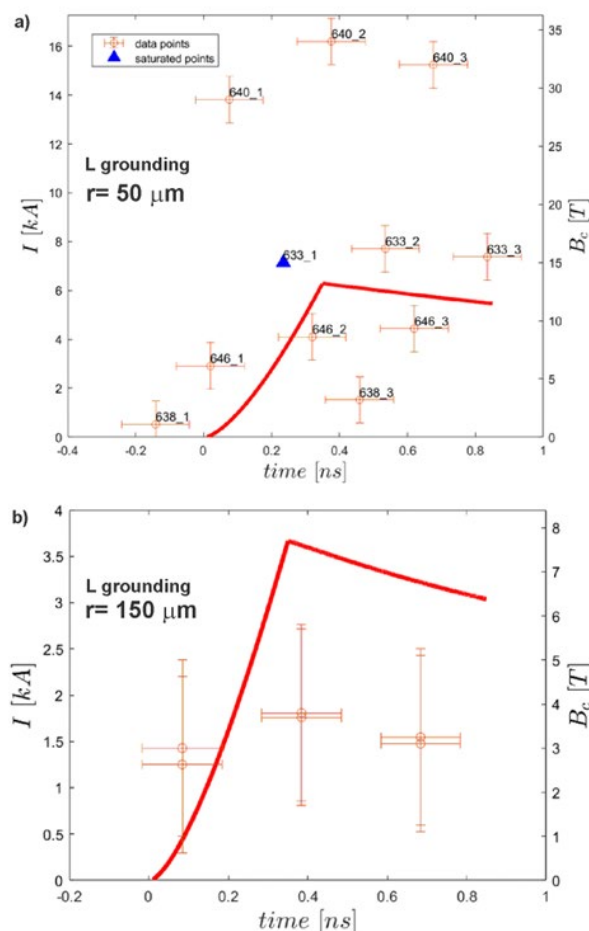
W oparciu o uzyskane dane zilustrowano na rys. 1.2.5 i 1.2.6 zmiany czasowe prądu płynącego w cewce i wartości pola magnetycznego w centrum cewki, dla różnych intensywności oświetlenia tarcz CCT odpowiadających różnym wymiarom ogniska laserowego: $r_L = 50$ mm i $r_L = 150$ mm w zależności od typu uziemienia. Rys. 1.2.5 ilustruje zależności czasowe w przypadku uziemienia typu L, natomiast zmiany czasowe odpowiadające uziemieniu typu R pokazuje rys. 1.2.6. Aby porównać dane eksperymentalne z modelem tarcz CCT zaproponowanym przez Tikhonchuka przesunięte w czasie o +175 ps, co oznacza, że czas zero odpowiada początkowi impulsu laserowego.

Wyniki pomiarów uzyskane z pozostałych stosowanych:

Przykładowe zestawienie danych z wszystkich diagnostyk uzyskanych w ramach jednego strzału przedstawia rys. 1.2.7.

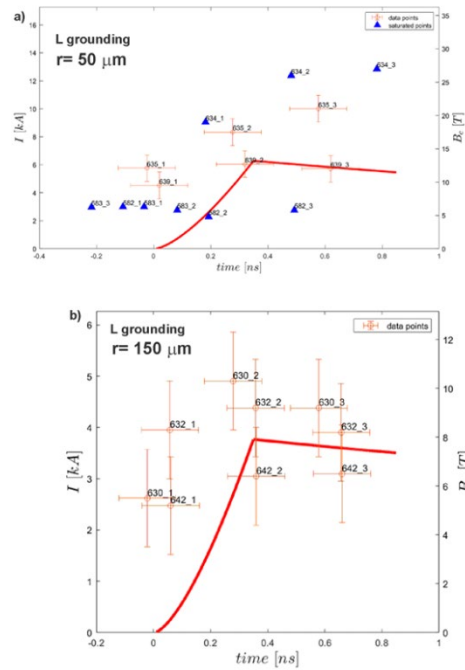
Oczekiwania w stosunku do poszczególnych diagnostyk są następujące:

1. **Interferometria kompleksowa:** kontynuowana jest analiza amplitudowo-fazowa interferogramów kompleksowych w celu uzyskania informacji o czasowo-przestrzennych rozkładach SPM i gęstości prądu w plazmie ablacyjnej generowanej między okładkami kondensatora tarczy CCT. Uzyskane wyniki będą interpretowane w powiązaniu z rozkładami pola magnetycznego w cewce sprzężonej z kondensatorem.
2. **Kadrowa kamera rentgenowska:** analiza jest na etapie wizualizacji i interpretacji zdjęć rentgenowskich w konfrontacji z danymi uzyskanymi z innych diagnostyk.

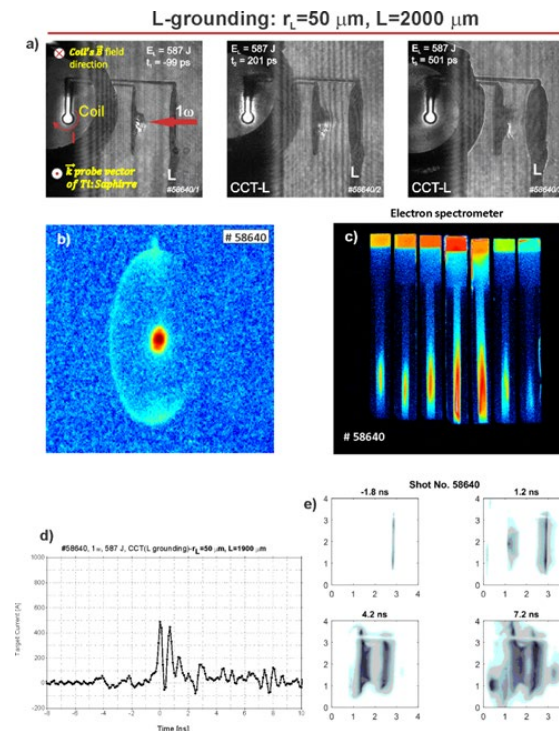


Rys. 1.2.5: Zmiany czasowe prądu płynącego w cewce i wartości pola magnetycznego w centrum cewki, dla różnych intensywności oświetlenia tarcz CCT odpowiadających różnym wymiarom ogniska laserowego: a) dla $r_L = 50 \text{ mm}$ i b) $r_L = 150 \text{ mm}$ odpowiadające uziemieniu tarcz typu L.

2D zobrazowanie emisji linii Ka: celem analizy ilościowej jest uzyskanie informacji o rozkładach emisji fotonów emitowanych z różnych obszarów tarcz CCT będących podstawą uzyskania informacji o energii deponowanej przez HE zarówno w centralnym obszarze okładki kondensatora tarczy CCT jak i poza nim. Etap ilościowej analiz danych został zakończony. Uzyskane 2D zobrazowanie emisji Ka z Cu dla tarcz o różnym typie uziemienia oświetlanych wiązką 1w laser jodowego PALS o różnej intensywności w zależności od promienia ogniska laserowego, przedstawione są na rys. 1.2.8. Zbiorcze zestawienie wszystkich wyników odpowiadające w/w opcjom uziemienia i oświetlenia tarcz, przedstawione są w tabelach 3 i 4. W tabelach zamieszczona jest ilość fotonów emitowanych zarówno z obszaru centralnego płyty kondensatora jak i poza nim oraz obliczone na tej podstawie konwersje promieniowania laserowego w energię HE deponowanych w centralnym ognisku jak i poza ogniskiem. Dalszym etapem analizy wyników z pomiarów Ka będzie ich interpretacja w połączeniu wynikami z innych diagnostyk, a w szczególności z pomiarami kątowych widm energii elektronów uzyskanych za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego oraz pomiarami polarymetrycznymi pól magnetycznych w cewce tarczy CCT, pod kątem optymalizacji pracy tarcz CCT w celu uzyskania informacji o wpływie emisji Ka na amplitudę pola magnetycznego indukowanego w cewce tarczy CCT.



Rys. 1.2.6: Zmiany czasowe prądu płynącego w cewce i wartości pola magnetycznego w centrum cewki, dla różnych intensywności oświetlenia tarcz CCT odpowiadających różnym wymiarom ogniska laserowego: a) dla $r_L = 50$ mm i b) $r_L = 150$ mm odpowiadające uziemieniu typu R.



Rys. 1.2.7: Przykładowe zestawienie danych z wszystkich diagnostyk uzyskanych dla strzału #58640, w którym do wykorzystywania była tarcza CCT (z dystansem między okładkami kondensatora $L = 1900$ mm) oświetlana wiązką 1w lasera jodowego PALS o energii 587J zogniskowaną do promienia $r_L = 50$ mm: a) 3-kadrowa sekwencja interferogramów kompleksowych, b) 2D zobrazowanie emisji linii Ka z Cu, c) sygnały z poszczególnych kanałów magnetycznego spektrometru elektronów, d) sygnał z sondy prądowej oraz e) 4-kadrowa sekwencja obrazów z kamery rentgenowskiej oraz f) oscylogramy sygnałów jonowych z kolektorów siatkowych.

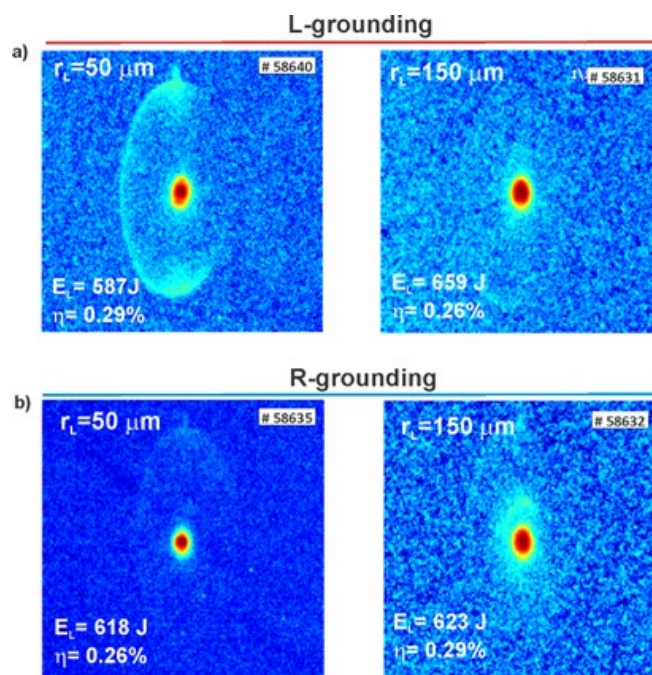
Tabela 3: CCT (L- grounding)

Shot no	E _L	Target	R _L	Σ_{photons} (center)	Σ_{photons} ^(rim)	Conversion h _(center)	Conversion h _(center+rim)
58585	339	CCT-L	50	2,12E+05	-	0,20%	0,20%
58633	619	CCT-L	50	7,37E+05	2,25E+03	0,39%	0,39%
58638	611	CCT-L	50	1,15E+06	1,12E+05	0,61%	0,67%
58640	587	CCT-L	50	5,01E+05	2,55E+04	0,28%	0,29%
58641	604	CCT-L	50	4,72E+05	-	0,25%	0,25%
58646	620	CCT-L	50	5,28E+05	1,17E+05	0,28%	0,34%
58631	659	CCT-L	150	5,20E+05	3,21E+03	0,26%	0,26%
58645	620	CCT-L	150	2.23E+05	2,00E+04	0,12%	0,13%

Tabela 4: CCT (R grounding)

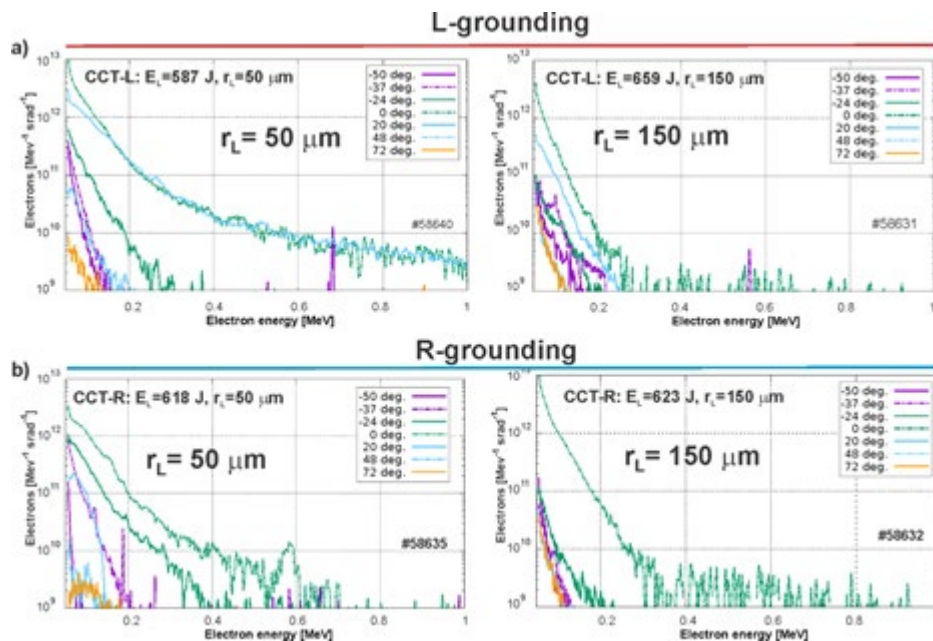
Shot no	E _L	Target	R _L	Σ_{photons} (center)	Σ_{photons} ^(rim)	Conversion h _(center)	Conversion h _(center+rim)
58634	635	CCT-R	50	7,19E+05	1,24E+04	0,37%	0,38%
58635	618	CCT-R	50	4,94E+05	-	0,26%	0,26%
58639	621	CCT-R	50	5,59E+05	-	0,29%	0,29%
58582	616	CCT-R	150	1,18E+06	-	0,63%	0,63%
58583	561	CCT-R	150	5,83E+05	-	0,34%	0,34% 0.290
58630	350	CCT-R	150	3,13E+05	3,76E+03	0,29%	0,30%

586 32	62 3	CCT-R	15 0	5,60E+05	-	0,29%	0,29%
586 42	59 0	CCT-R	15 0	4,94E+05	1,53E+04	0,27%	0,28%
586 43	60 2	CCT-R	15 0	5,08E+05	2,10E+04	0,28%	0,29%

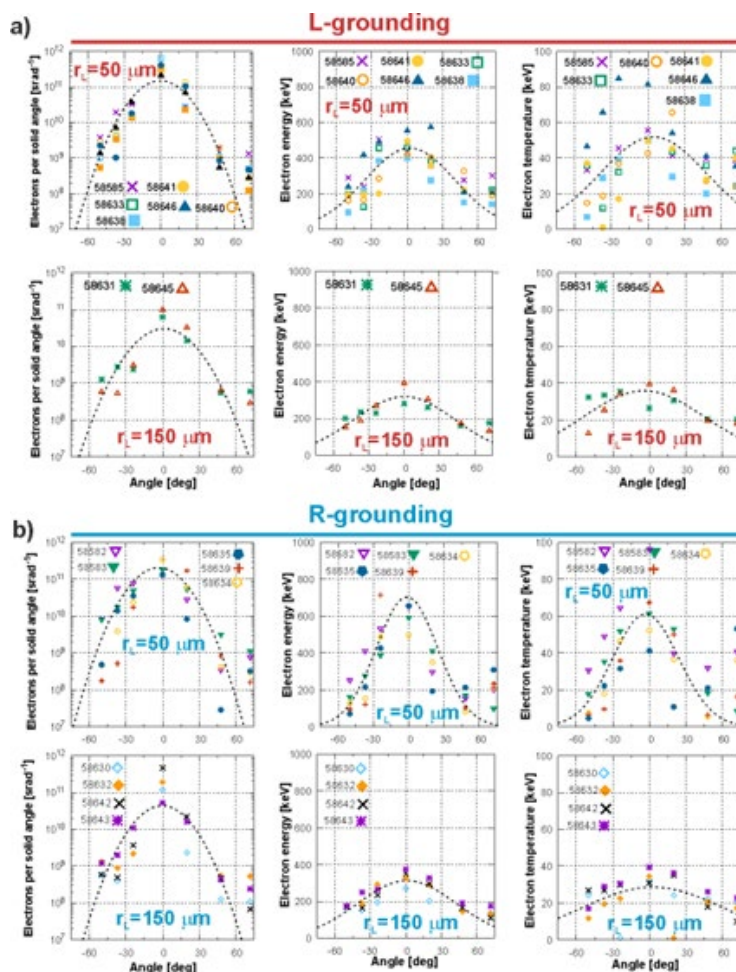


Rys. 1.2.8: 2D zobrazowanie emisji Ka z Cu oświetlanych wiązką 1w laser jodowego PALS o różnej intensywności w zależności od promienia ogniska laserowego dla tarcz o różnym typie uziemienia: a) L oraz b) R, pokazany na rys. 1.2.1a.

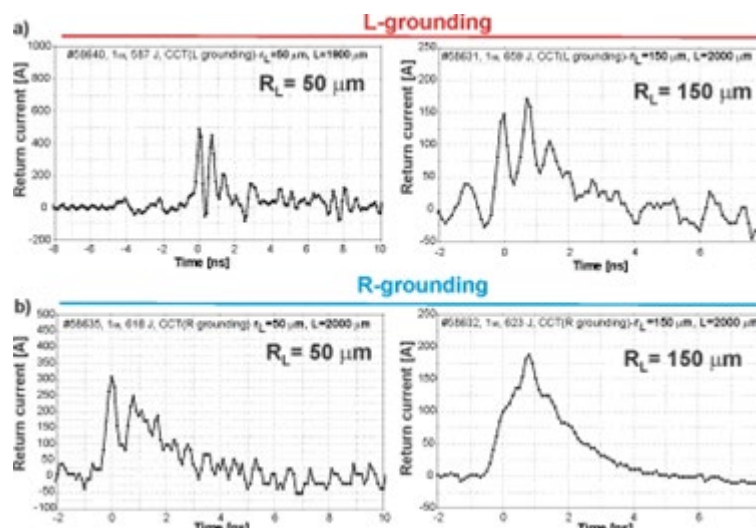
- Wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów:** zakończono etap ilościowej analizy spektrogramów, który umożliwił uzyskanie kątowych widm energii elektronów, a następnie na ich podstawie kątowych rozkładów energii oraz temperatury HE. Przykładowe widma energii elektronów otrzymane dla różnych intensywności oświetlenia tarcz CCT i rozważanych opcji uziemienia, przedstawia rys. 1.2.9. Zbiorcze zestawienie parametrów emisji HE: (i) liczby elektronów (ii) ich energii oraz (iii) temperatury obliczonych na podstawie kątowych rozkładów widm energii elektronów pokazane jest na rys. 1.2.10. Kolejnym etapem analizy wyników z tej diagnostyki pozostaje ich interpretacja i edycja w połączeniu z danym uzyskanym z innych diagnostyk pod kątem przygotowania materiału naukowego do opublikowania.
- Sonda prądowa:** zakończono etap analizy ilościowej oscylogramów profilów czasowych prądu zwrotnego, które będą interpretowane w oparciu o pomiary polarymetryczne prądu w cewce za pomocą efektu Faradaya w kryształach TGG.



Rys. 1.2.9: Przykładowe widma energii elektronów otrzymane dla różnych intensywności oświetlenia tarcz CCT i rozważanych opcji uziemienia pokazanych na rys. 1.2.1a.



Rys. 1.2.10: Zbiorcze zestawienie parametrów emisji HE: (i) liczby elektronów (ii) ich energii oraz (iii) temperatury obliczonych na podstawie kątowych rozkładów widm energii elektronów.



Rys. 1.2.11: Przykładowe profile czasowe prądów zwrotnych otrzymane dla różnych intensywności oświetlenia tarcz CCT i rozważanych opcji uziemienia pokazanych na rys. 1.2.1a.

5. **Pomiary kątowe emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych:** kontynuowana jest analiza ilościowa oscylogramów sygnałów prądowych uzyskanych dla różnych opcji oświetlenia tarcz CCT i dwóch typów uziemienia której celem jest uzyskanie informacji o czasowo-przestrzennych rozkładach gęstości ładunku jonów, które będą przedmiotem interpretacji w połączeniu z wynikami pomiarów z diagnostyki spektroskopowych oraz innym diagnostykami stosowanymi w pomiarach.

Przedstawione wyniki z poszczególnych diagnostyk będą przedmiotem dalszych analiz i interpretacji w roku 2023 których celem będzie przygotowanie materiału naukowego do prezentacji na międzynarodowych konferencjach naukowych oraz opublikowania.

Zrealizowane badania tarcz CCT mają duży potencjał do wykorzystania w badaniach ukierunkowanych na wytwarzanie namagnesowanych strumieni plazmowych do różnych zastosowań. W szczególności mogą one znaleźć zastosowanie w badaniach implozji namagnesowanej tarczy termojądrowej, gdzie kontrola parametrów strumienia HE odgrywa kluczową rolę w uzyskaniu zapłonu termojądrowego. W tym aspekcie szczególnie interesujące są badania tarcz CCT naświetlanych wiązką 3w lasera jodowego PALS, czyli na długości fali zbliżonej do laserów MLJ i NIF stosowanych obecnie w badaniach ICF. Takie badania będą kontynuowane w ramach kolejnego projektu LaseLab, który został zaakceptowany do realizacji.

Przedstawione wyżej badania eksperymentalne tarcz ślimakowych potwierdzają możliwości generowania wysoko namagnesowanej plazmy wewnątrz tarczy ślimaka przy umiarkowanych natężeniach lasera. Analiza danych zebranych za pomocą kompleksowej interferometrii wskazuje, że przy oświetleniu tarcz o średnicy 2 mm indukcja pola magnetycznego może osiągnąć 100 T. W przeciwieństwie do wiązki laserowej spolaryzowanej kołowo, wiązka o polaryzacji „p” wytwarza silniej namagnesowaną plazmę, która jest intensywnym źródłem gorących elektronów, bremsstrahlung i jonów. W przypadku tarcz ślimakowych o większej średnicy proces implozji plazmy radialnej rozpoczyna się znacznie później po maksymalnym natężeniu impulsu laserowego i skutkuje utworzeniem charakterystycznej (włóknistej) stabilnej struktury prądowej, którą obserwuje się do 10 ns po wyzwoleniu lasera, zakończeniu impulsu. Głównego mechanizmu wpływającego na powstawanie pola magnetycznego nie można wiązać tylko z czasem trwania impulsu laserowego, ale z innymi procesami napędzanymi energią zgromadzoną w plazmie podczas interakcji z laserem.

Wstępna analiza wyników pomiarów tarcz CCT, a w szczególności polaro-interferometrycznych potwierdza możliwość generacji pól magnetycznych w cewce sprzężonej z kondensatorem o

amplitudzie do 34 Tesli, biorąc pod uwagę proponowane konstrukcje tarcz CCT oraz warunki oświetlenia tarcz w zakresie umiarkowanych intensywności jakie oferuje układ laserowy PALS. Porównanie wyników z modelem Tikhonchuka pokazuje generalnie zadawalającą zgodność, jednakże, że w niektórych strzałach model ten zaniża prąd lub pole magnetyczne o czynnik 2. Oczekuje się że wyjaśnienie tej niezgodności będzie możliwe rozszerzając model - pod uwagę wyniki uzyskane z innych diagnostyk, a szczególności z pomiarów parametrów emisji HE.

2.2 Badania polarointerferometryczne strug plazmowych generowanych z tarcz gazowych i stałociałowych o różnej konstrukcji za pomocą promieniowania laserowego o umiarkowanej i relatywistycznej intensywności

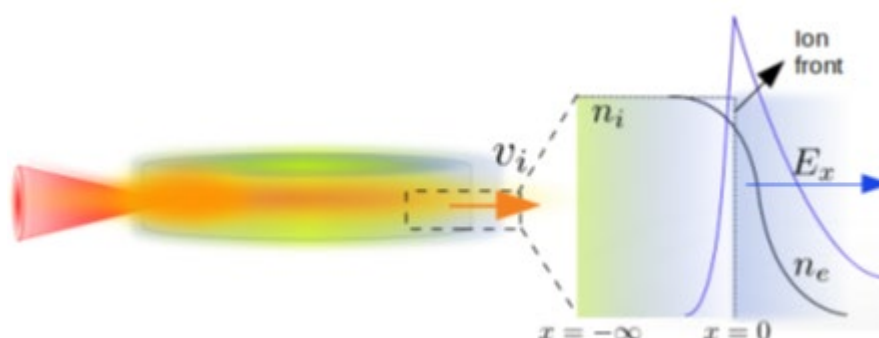
Osoba kontaktowa: T. Pisarczyk, tadeusz.pisarczyk@ifpilm.pl

1.1 Badania realizowane na eksperymencie VEGA-3 w CLPU

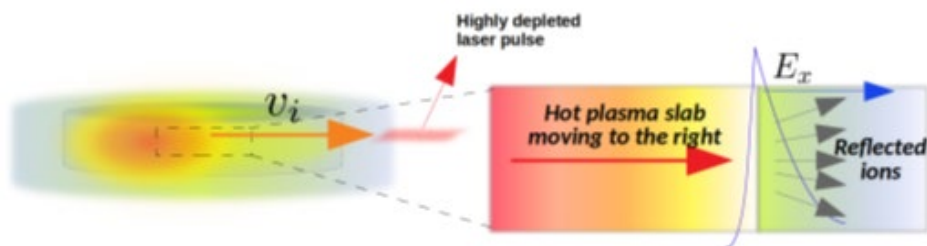
Źródła szybkich jonów napędzane ultraintensywnymi laserami są obiecujące w wielu dziedzinach nauk podstawowych i stosowanych. Podczas gdy laserowe przyspieszanie jonów z ciał stałych było szeroko badane, plazmy o gęstości bliskiej krytycznej (tj. o gęstości swobodnych elektronów rzędu 10^{21} cm^{-3} dla długości fali lasera $1 \mu\text{m}$) jak dotąd niewiele uwagi poświęcano ze względu na trudności w osiągnięciu dobrze kontrolowanych gęstości zbliżonych do krytycznych (z celu stałego, ciekłego lub gazowego).

Zgodnie z faktami potwierdzonymi numerycznie i eksperymentalnie, oddziaływanie impulsów laserowych o ultrawysokiej intensywności ($10^{20-21} \text{ W/cm}^2$) i ultrakrótkich ($< 100 \text{ fs}$) z obiektami gazowymi o gęstości bliskiej krytycznej ($10^{20-21} \text{ cm}^{-3}$) może powodować wzrost objętościowego ogrzewania elektronów w gazie do temperatur relatywistycznych. W takich warunkach elektrony mogą być pobudzone i osiągać energie znacznie przekraczające skalowanie elektromotoryczne, w zależności od intensywności impulsu lasera i gęstości elektronów tarczy gazowej. W przypadku odpowiednio ukształtowanych profili gazowych może to skutkować generowaniem wiązek jonów o energii wielu MeV poprzez połączenie powłokowych pól elektrycznych i bezkolizyjnych uderzeniowych fal elektrostatycznych (CES). Zgodnie z przewidywaniami prowadzi to do powstanie mieszanki mechanizmów przyspieszenia jonów łączących dwa główne mechanizmy: (i) *target normal sheath acceleration* (TNSA) oraz (ii) *electrostatic collisionless shock acceleration* (CSA), a także produkcję gorących elektronów poza standardowym skalowaniem ponderomotorycznym.

W przypadku mechanizmu TNSA, Rys. 1.1.1, przyspieszanie jonów występuje na tylnej granicy fazy plazma-próżnia. Laser przekazuje część swojej energii do elektronów w wyniku nieliniowego procesu wzbudzenia, które wychodząc w próżnię, powodują powstanie podłużnego pola elektrostatycznego E_x , które następnie przyspiesza lokalne jony w kierunku do przodu kierunku (patrz pomarańczowa strzałka).



Rys. 1.1.1: Ilustracja mechanizmu TNSA. Pomarańczowa strzałka pokazuje preferowany kierunek przyspieszania jonów.



Rys. 1.1. 2: Szkic CSA w prawie krytycznej płycie plazmowej.

Natomiast mechanizm CSA przyspieszania jonów opiera się na elektrostatycznej barierze potencjału, która powstaje na granicy dwóch obszarów plazmy o różnych temperaturach, gęstościach lub prędkościach, i z tego powodu nazywany jest bezkolizyjną falą elektrostatycznym. Ilustracja tego mechanizmu odtworzona na podstawie symulacji za pomocą kodu PIC oddziaływania dwóch fal uderzeniowych wyzwolonych na styku dwóch plazm o różnej gęstości, pokazana jest na rys. 1.1. 2.

Do tej pory przyspieszenie jonów wywołane mechanizmem CSA gazach było zgłaszane tylko w eksperymentach w które wykorzystywane były impulsy lasera Nd o energii około 100 J i pikosekundowym czasie trwania, ale o stosunkowo niskiej częstotliwości powtarzania (jeden strzał na godzinę).

Nowe możliwości poznawcze w badaniu interakcji ultrakrótkich impulsowych laserowych z najnowocześniejszymi naddźwiękowymi strumieniami gazu stwarza układ laserowy VEGA-3 na którym zostały zrealizowane badania w ramach MoU między IPPLM, a CLPU, które są opisane w raporcie

W tym eksperymencie, kierując się wcześniejszymi badaniami eksperymentalnymi na układzie laserowym VEGA-2 i numerycznymi symulacjami, udało się stworzyć optymalne warunki interakcji dla generowania strumieni wysokoenergetycznych jonów gazowych metodą CES i bardziej ogólne przy użyciu dobrze kontrolowanych profili gęstości gazu.

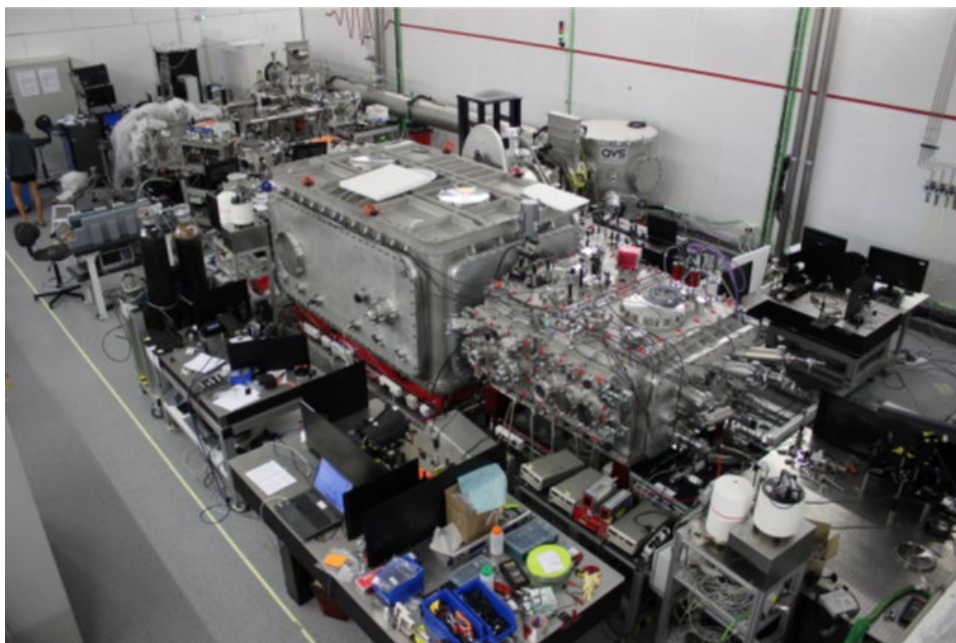
Widok eksperymentu VEGA -3 przedstawiony jest na fotografii, rys. 1.1.3.

Laser VEGA-3 jest laserem Ti:Sa o długości fali $\lambda_L=800$ nm, zdolnym do dostarczenia maksymalnej energii na tarczę eksperymentalną na poziomie $E_{TCC}=18$ J, czasie trwania impulsu $\tau_L=30$ fs przy najlepszej kompresji i o polaryzacji p. Podczas eksperymentu użyto systemu gazowego pod wysokim ciśnieniem (kilkuset bar) w obszarze ogniska lasera (TA) VEGA-3. Dwuwymiarowy rzut modelu CAD układu TA pokazany rys. 1.1.4. Laser jest ogniskowany za pomocą pozaosiowej paraboli (OAP) f/10. Komora interakcji (IC) ma kształt prostokąta o wymiarach $1,1 \times 1,4 \times 0,8$ m³ (szerokość x szerokość x wysokość). Rzut trójwymiarowego zobrazowania CAD komory interakcji można zobaczyć na rys. 1.1.4b. Główny laser VEGA-3 wchodzi przez boczny port po zogniskowaniu. Wiązka interferometryczna (sondująca) wchodzi do komory prostopadle do wiązki głównej i przecina ją w środku komory – w punkcie TCC (zob. niebieska wiązka na rys. 1.1.4b).

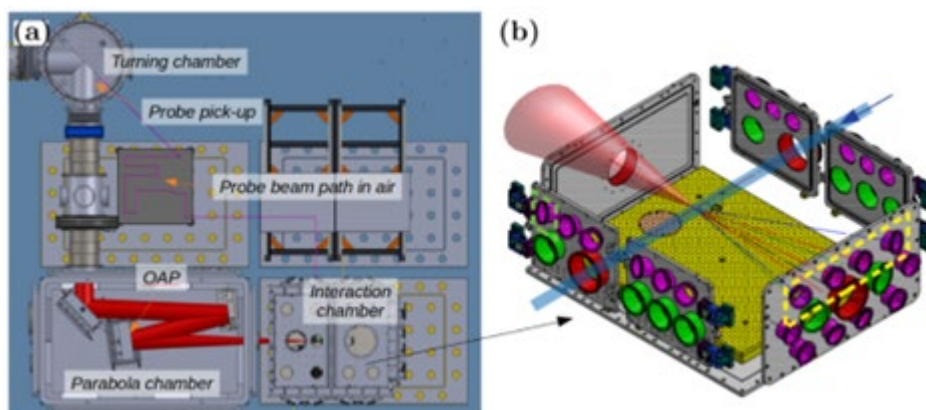
Pomiary realizowano za pomocą kompleksowego układu diagnostycznego składającego się z wielu diagnostyk umożliwiających wszechstronną charakteryzację wytwarzanych strumieni gazowych, których lokalizację przedstawia rys. 1.1.5.

Główna wiązka laserowa wchodzi do komory przez boczny port i przecina wiązkę interferometryczną w punkcie TCC, tworząc kąt 90°. Wprowadzone do komory wiązki laserowe to: wiązka interferometryczna, linia systemu obrazowania ogniskowego, linia detektora czoła fali, linia strioskopii oraz system obrazowania optycznego (widoku z dołu), który służył zarówno do kontroli powierzchni dyszy (a także do jej justowania) po każdym strzale, a także jako alternatywny system

smugowego obrazowania świecenia plazmy. Detektory cząstek aktywnych, które zostały użyte, obejmują diamentowe detektory ToF, spektrometry z magnesami stałymi i parabole Thomsona. Pasywnymi detektorami były stopy folii radiochromowych umieszczone na osi lasera w odległości 60 mm od punktu TCC.



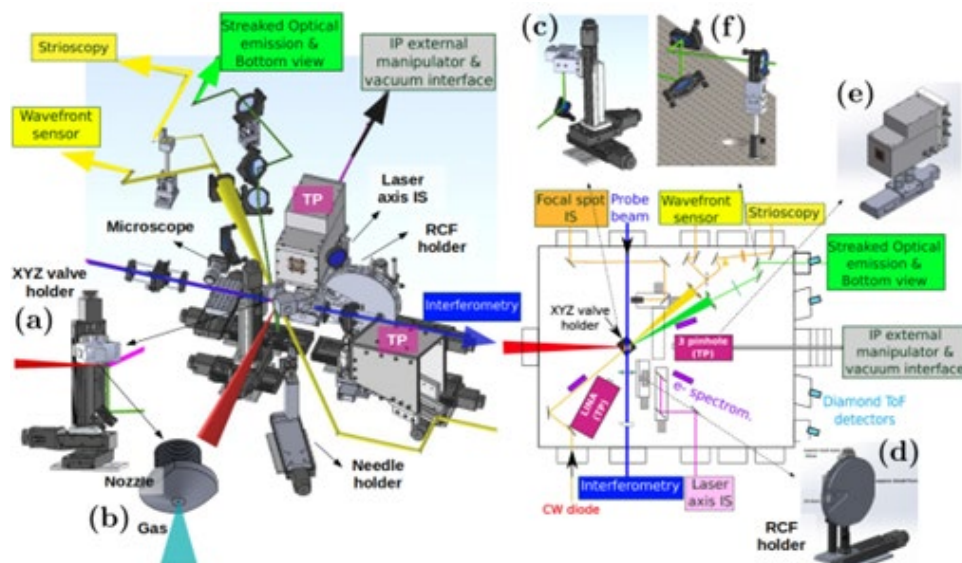
Rys. 1.1.3: Widok eksperymentu VEGA-4.



Rys. 1.1.4: (a) Rozkład obszaru interakcji (TA) na układzie VEGA-3. Wiązka główna wchodzi do komory eksperymentalnej (IC), i jest ogniskowana za pomocą zwierciadła parabolicznego $f/10$ (OAP). (b) Rzut trójwymiarowego modelu CAD komory eksperymentalnej na układzie VEGA-3. Skoncentrowany, główny impuls VEGA-3 narysowany jest na czerwono, a wiązka sondująca (interferometryczna) na niebiesko.

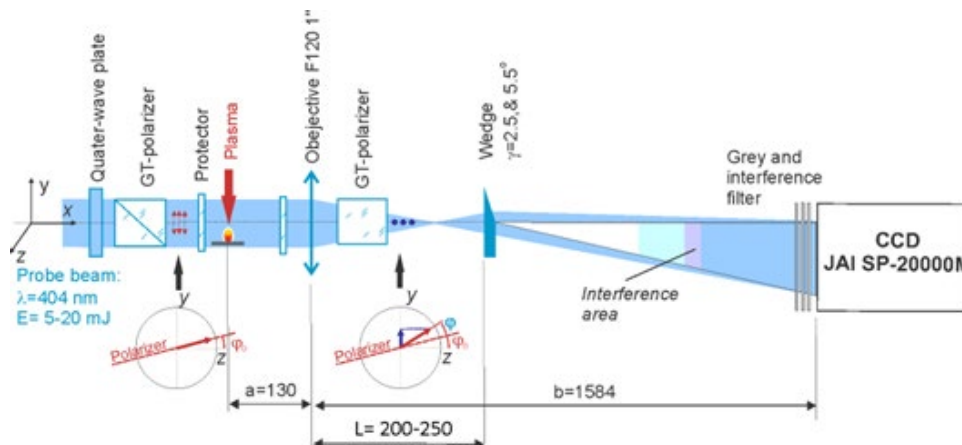
W raporcie przedstawione są wyniki badań interferometrycznych zrealizowanych na eksperymencie VEGA-3 przez zespół z IFPiLM za pomocą układu polaro-interferometrycznego zmodyfikowanego dla potrzeb tego eksperymentu. Schemat optyczny polaro-interferometru wykorzystywanego w badaniach przedstawia rys. 1.1.6. Polaro-interferometr oświetlany był wiązką diagnostyczną wydzieloną z wiązki głównej lasera Ti:Sa i przekonwertowaną do 2w ($\lambda=404$ nm). Do rejestracji obrazów interferencyjnych zastosowano kamerę CCD (JAI SP-20000M) z matrycą o rozdzielczości

3840 x 5120 pikseli (wymiar piksela 6 mm) i dynamice 12 bitów, obsługiwana przez aplikację PALS Vision GigEV.



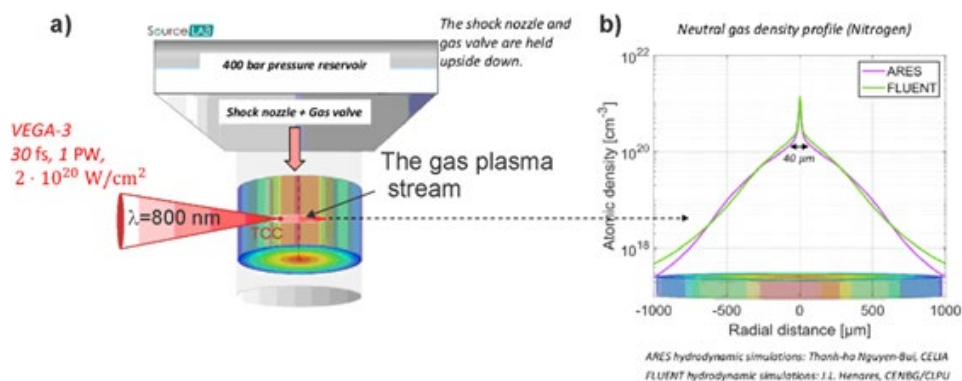
Rys. 1.1.5: (po lewej) Zobrazowanie 3D komory interakcji VEGA-3 przedstawiające lokalizację różnych linii optycznych i diagnostyk. (a) szczegółowy rzut pozycjonera XYZ, który pozycjonował zawór gazowy oraz (b) szczegółowy obraz dyszy gazowej, przykręconej do wylotu zaworu gazowego. (po prawej) Dwuwymiarowy schematyczny rysunek komory interakcji. i: (c) szczegóły pozycjonera zaworu gazowego, (d) uchwyt obrotowy RCF, (e) parabola Thomsona z trzema otworami, umieszczona na zmotoryzowanym pozycjonerze, regulującym odległość TCC do wejścia TP oraz (f) peryskop (w widoku z dołu), który obracał obraz, aby umożliwić mu wejście w szczelinę kamery smugowej.

Przedmiotem pomiarów interferometrycznych zrealizowanych na VEGA-3 była plazma gazowa generowana przy oświetleniu wiązką lasera VEGA-3 (o gęstości mocy powyżej 10^{22} W/cm²) strumieni gazów: azotu, helu oraz ich mieszaniny wytwarzanych pod ciśnieniem około 400 bar za pomocą układu gas-puff zsynchronizowanego z laserem VEGA-3 pracującego z częstotliwością 1 Hz.



Rys. 1.1.6: Schemat optyczny polaro-interferometru implementowanego do badań na układzie laserowym VEGA-3.

Geometria oddziaływania wiązki lasera VEGA-3 ze strumieniem gazu wytwarzanego przez gas-puff, zilustrowana jest na rys. 1.1.7.



Rys.1.1.7: Ilustracja oddziaływania wiązki laserowej VEGA-3 ze strumieniem gazu neutralnego wytwarzanego przez urządzenie gas-puff-(a) oraz profile radialne gęstości atomowej dla azotu uzyskane drogą symulacji odpowiadające warunkom eksperymentu-(b).

Wiązka lasera VEGA-3 o parametrach: energii około 30 J w impulsie 30 fs zogniskowana jest w strumieniu gazu (N, He lub ich mieszaniny) wylatującym z dyszy o średnicy około 400 mm pod ciśnieniem około 400 bar, w wyniku czego formowany jest wzdłuż osi lasera (prostopadłej do osi gas-puff) podłużny strumień plazmy (kanał) o koncentracji elektronów bliskiej krytycznej: $n_{cr,IL} = 1.7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

W raporcie przedstawione wyniki ilościowej analizy interferogramów i ich interpretacja, uzyskane w sesji pomiarowej na eksperymencie VEGA-3 która się odbyła w 2021.

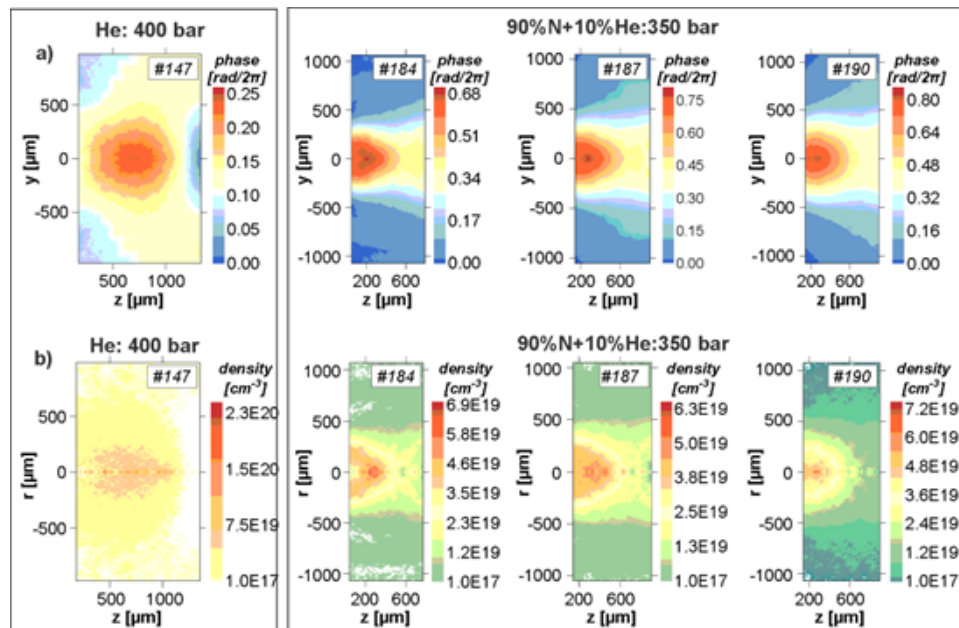
Celem badań było uzyskanie informacji o rozkładach koncentracji elektronowej w formowanym strumieniu plazmy gazowej kreowanym przy oddziaływaniu lasera VEGA-3 o energii około 30 J w impulsie ~ 30 fs, ze strumieniem gazów: He, N lub ich mieszaniny pod ciśnieniem kilkuset bar, w różnych czasach jego ekspansji w stosunku maksimum intensywności lasera. W zależności od rodzaju gazu i typu dyszy uzyskane interferogramy zostały podzielone na 4 kategorie strzałów, a mianowicie:

- I. S900 nozzle & He,
- II. S900 nozzle & a 9/1 N₂/He gas mixture,
- III. S900 nozzle & N₂
- IV. J2021 nozzle & He.

Pewnym problemem analizy ilościowej interferogramów i w uzyskaniu informacji o rozkładzie fazy i koncentracji elektronowej okazała się nieczytelność prążków z powodu samo-świecenia strumienia plazmy gazowej oraz odstępstwo rozkładu fazy od geometrii od osiowej wymaganej do rozwiązania równania Abela. Z w/w powodów do uzyskania informacji o rozkładzie fazy, zamiast analizy Fouriera, stosowana była metoda maksimum prążka (MP), natomiast w celu zminimalizowania wpływu asymetrii strumienia plazmy widocznej na interferogramach, informacje o rozkładzie koncentracji elektronowej były obliczane na podstawie uśrednionego rozkładu fazy wyznaczonego z obu połówek interferogramu metodą MP wykorzystując do abelizacji szybką transformatę Fouriera.

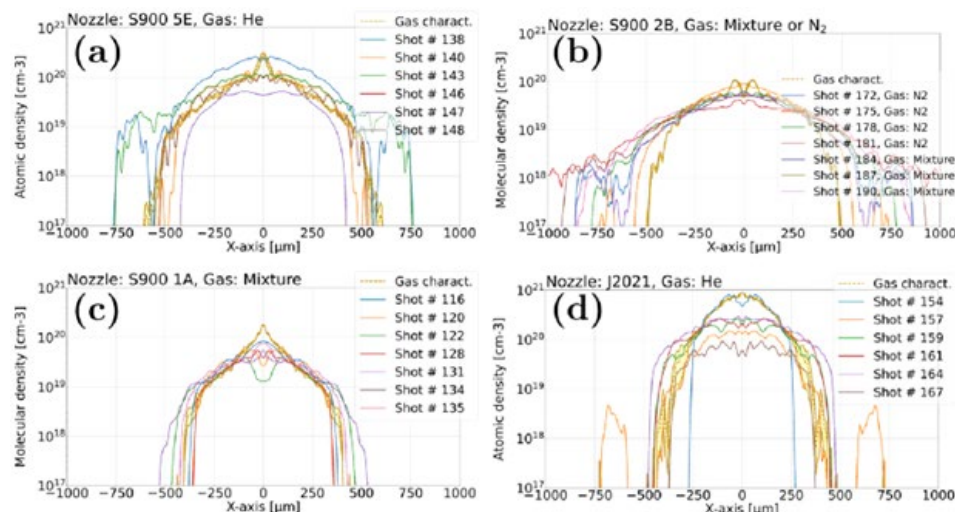
Przedmiotem analizy ilościowej i interpretacji wyników z pomiarów interferometrycznych były zarówno surowe interferogramy jak i uzyskane na ich podstawie rozkłady koncentracji elektronowej dla 4 kategorii w/w strzałów w zależności typu dyszy oraz rodzaju gazu (i jego ciśnienia) dla różnych faz ekspansji formowanego strumienia gazowego biorąc pod uwagę położenie osi zaworu gazowego w stosunku do punktu zogniskowania lasera (TCC). Wyniki pomiarów interferometrycznych były interpretowane w połączeniu z rozkładami koncentracji atomów neutralnych gazów na podstawie rozkładów fazy otrzymanych za pomocą układu PHASICS, który jest standardową diagnostyką wykorzystywaną w badaniach na eksperymencie VEGA-3. Wymiernym wkładem grupy z IFPiLM w te pomiary jest adaptacja oprogramowania (opracowanego w IFPiLM) do abelizacji

rozkładów fazy za pomocą szybkiej transformaty Fouriera (FFT). Rozkłady koncentracji atomów gazu neutralnego dla helu oraz mieszaniny azotu i helu obliczone na podstawie pomiarów rozkładów fazy za pomocą systemu PHASICS uzyskanych w eksperymentach, przedstawione są na rys. 1.1.8.



Rys. 1.1.8: Rozkłady fazy atomów gazu neutralnego He i mieszaniny (90%N + 10%He) uzyskane w eksperymencie VEGA-3 - (a) oraz obliczone na ich podstawie rozkłady koncentracji atomów neutralnych – (b).

Uzyskane na podstawie rozkładów koncentracji profile poprzeczne koncentracji atomów neutralnych, dla 4 kombinacji dysz i rodzaju gazu odpowiadających wynikom eksperymentalnym przedstawionym w dalszej części raportu, są pokazane na rys. 1.1.9.



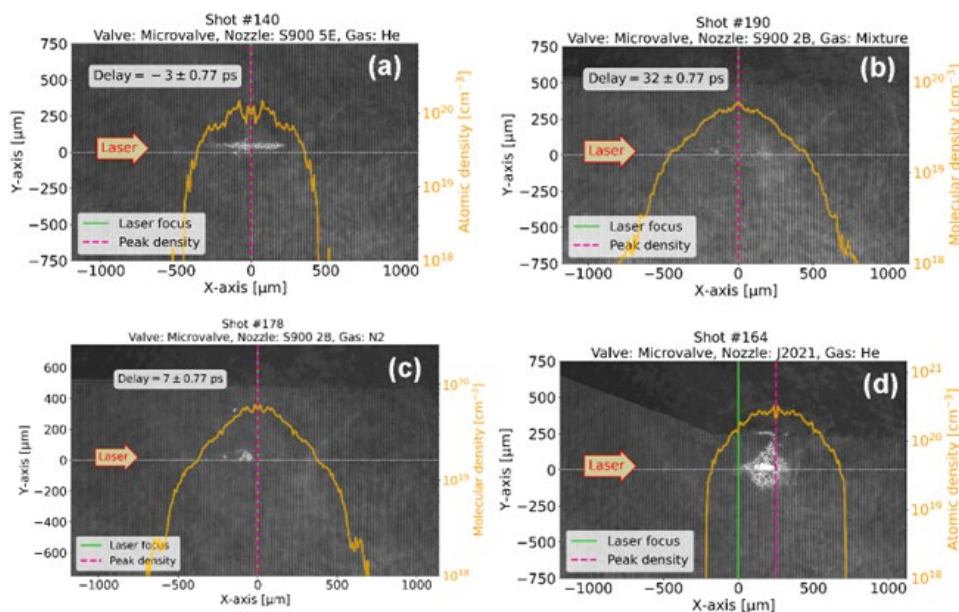
Rys. 1.1.9: Poprzeczne profile koncentracji atomów neutralnych będące kombinacją typu dysz i rodzaju gazu odpowiadające wynikom eksperymentalnym przedstawionym poniżej: (a) dysza S900 5E i He, (b) dysza S900 2B i mieszanina N₂/gaz, (c) dysza S900 1A i mieszanina gazów 9/1 N₂/He oraz (d) dysza J2021 i He.

Najważniejsze wyniki pomiarów interferometrycznych strumieni plazmy gazowej kreowanych w zakresie relatywistycznych intensywności oświetlenia na eksperymencie VEGA-3

Interferogramy uzyskane we wczesnych fazach ekspansji

Interferogramy odpowiadające wczesnej fazie ekspansji dla $t < 35$ ps przedstawione są na rys. 1.1.10. Rys. 1.1.10a odpowiada dyszy S900 5E i He, rys. 1.1.10b dyszy S900 2B i gazowi mieszanki, rys. 1.1.10c dyszy S900 2B & N₂ oraz rys. 1.1.10d dyszy J2021 & He. Na interferogramy są nałożone profile poprzeczne koncentracji atomów neutralnych zaznaczone na pomarańczowo. Płaszczyzna ogniskowania lasera jest oznaczona ciągłą zieloną pionową linią, a pik koncentracji atomów gazu przerywaną różową linią pionową. Należy zauważyć, że położenie ogniska lasera, jest zwykle zlokalizowane w pik koncentracji atomów gazu (rys. 1.1.10a, b, c), a w niektórych strzałach (rys. 1.1.10d) jest przesunięte na zbocze narastającego profilu koncentracji gazu. Zogniskowanie przed pikiem koncentracji gazu jest wynikiem samo-ogniskowania, które zmniejsza filamentację strumienia plazmy, zwiększając w ten sposób możliwości kanałowania lasera przez pik koncentracji elektronowej.

W przypadku dyszy S900 5E i He, rys. 1.1.10a, widać silne samoświecenie plazmy w obszarach przed jak i po pik koncentracji gazu. Ciemny obszar widoczny w górnej części rys.1.1.10b-d odpowiada powierzchni dyszy. W przypadku dyszy S900 2B i mieszaniny gazów obszary samoświecenia występują zarówno przed, jak i po pik koncentracji gazu, rys. 1.1.10b. W przypadku dyszy S900 2B i N₂ samoświecenie jest widoczne tylko przed pikiem koncentracji i gazu, rys. 1.1.10c. W przypadku dyszy J2021 i He, rys. 1.1.10d sygnał samoemisji plazmy jest widoczny na pik koncentracji gazu, a samoemisja emisja rozchodzi się również pionowo i jest dużo bardziej intensywna niż w przypadku dyszy S900 5E i He. To pokazuje, że intensywność emisji własnej jest z pewnością skorelowana z wyższą maksymalną koncentracją gazu w przypadku dyszy J2021 i He.



Rys. 1.1.10: Interferogramy uzyskane we wczesnych fazach ekspansji strumienia plazmy gazowej dla $t < 35$ ps odpowiadające (a) dyszy S900 5E i He, (b) dyszy S900 1A i mieszaninie gazów, (c) dyszy S900 2B i N₂ oraz (d) dysza J2021 & He. Na każdym interferogramie nałożony jest odpowiedni profil koncentracji atomów neutralnych gazu zaznaczony na pomarańczowo. Płaszczyzna ogniskowania lasera jest oznaczona ciągłą pionową zieloną linią, natomiast pik koncentracji atomów gazu przerywaną różową linią pionową.

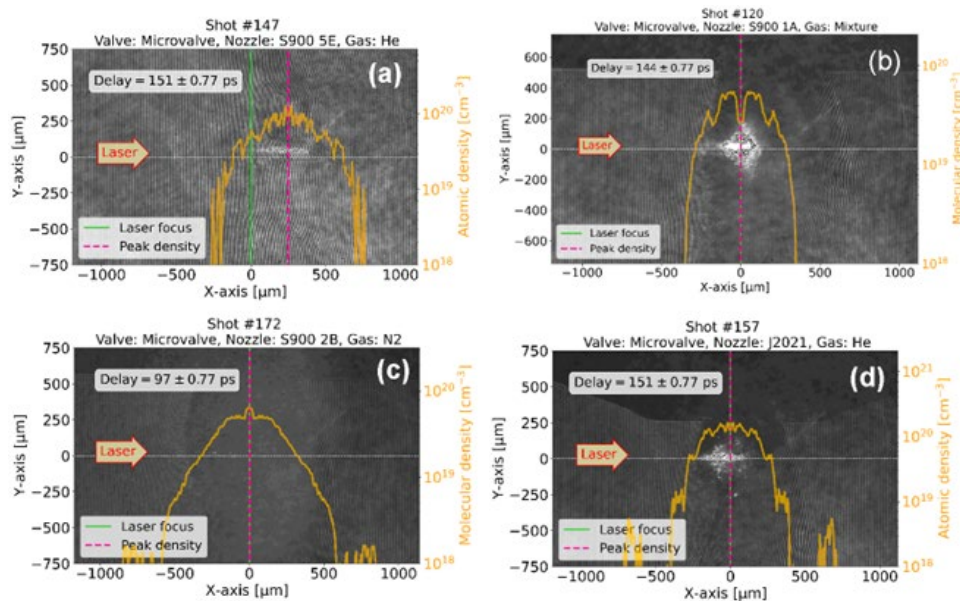
Wniosek: Obserwowane na interferogramach silne samoświecenie strumienia plazmy gazowej we wczesnych fazach ekspansji potwierdzającą silną absorpcję promieniowania laserowego w najgęstszym obszarze tarczy gazowej (zaznaczonym pionową przerywaną linią).

Interferogramy uzyskane w późnych fazach ekspansji

Interferogramy uzyskane w późnych fazach ekspansji dla $t > 90$ ps przedstawione są na rys. 1.1.11. Tak jak poprzednio, odpowiednie profile poprzeczne koncentracji atomów neutralnych są zaznaczone na interferogramach na pomarańczowo, płaszczyzna ogniskowania lasera zieloną linią pionową, a pik koncentracji atomów gazu przerywaną różową linią pionową.

W przypadku dyszy S900 5E i He (rys. 1.1.11a) na interferogramie zarejestrowanym dla $t = 150$ ps wyraźnie widać dwie struktury. Pierwsza w kształcie stożka (widoczna w górnej części interferogramu) odpowiada strumieniowi gazu wychodzącemu z dyszy gazowej. Drugą strukturą jest kanał przechodzący przez pik koncentracji gazu (zaznaczony różową linią przerywaną). Kanał ma około 200 μm szerokości w kierunku pionowym (oś y) i jest najszerszy w środku ($x \approx 120$ μm). W kierunku osi x kanał zaczyna się od $x \approx -200$ μm i kończy przy $x \approx 500$ μm dla całkowitej przybliżonej długości kanału około 700 μm .

W pozostałych trzech przypadkach obserwujemy gęstą kolumnę plazmy, która łączy obszar samoświecenia plazmy na osi z powierzchnią dyszy. Oszacowana koncentracja elektronowa tej kolumny plazmy jest większa niż 10^{20} cm^{-3} . Przy takiej koncentracji wiązka sondująca doświadcza silnego załamania na gradientie koncentracji, ponieważ obszar ten jest wyraźnie nieprzezroczysty. Samoświecenie jest dużo bardziej intensywne w przypadkach, gdy tarcza gazowa zawiera He, a oddziaływanie laser-gaz miało miejsce w odległości mniejszej niż 500 μm od powierzchni dyszy, to jest widoczne dla dyszy S900 1A i mieszaniny gazów oraz dyszy J2021 i He odpowiednio na rys. 1.1.11b i d. W obu przypadkach emisja własna plazmy pokrywa pik koncentracji atomów neutralnych gazu. Natomiast w przypadku dyszy S900 5E i He, rys. 1.1.11a, interakcja miała miejsce w odległości większej niż 750 μm od powierzchni dyszy. Dla dyszy S900 2B i N_2 , rys. 1.1.11c, samoświecenie na osi jest znacznie słabsze i znajduje się dopiero przed pikiem koncentracji gazu dla $x \approx 250$ μm .



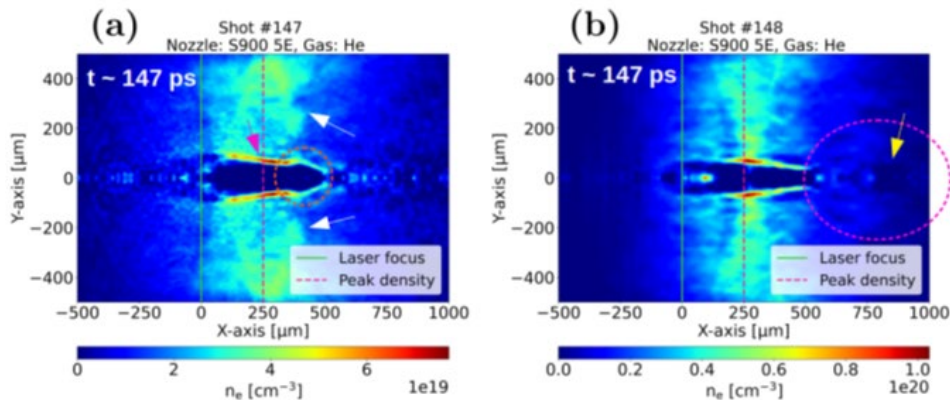
Rys. 1.1.11: Interferogramy uzyskane w późnych fazach ekspansji strumienia plazmy gazowej dla $t > 90$ ps odpowiadające (a) dyszy S900 5E i He, (b) dyszy S900 1A i mieszaninie gazów, (c) dyszy S900 2B i N_2 oraz (d) dyszy J2021 & He. Na każdym rysunku odpowiedni profil poprzeczny gazu neutralnego jest nałożony na pomarańczowo, płaszczyzna ogniskowania lasera jest oznaczona ciągłą pionową zieloną linią, a szczyt gęstości gazu przerywaną różową linią pionową.

Wniosek: W późniejszych fazach ekspansji dla $t \sim 150$ ps obserwuje się kanał zubożony w elektrony w poprzek pik koncentracji gazu, co spowodowane jest prędkością poprzecznej ekspansji z prędkością > 500 km/s.

Kreowanie laserowego kanału w strumieniu plazmy gazowej z He o niskiej koncentracji elektronowej

Tworzenie laserowego kanału ponderomotorycznego, który przechodzi przez pik koncentracji gazu neutralnego, było obserwowane w przypadku dyszy S900 5E i He dla interferogramów uzyskanych w późnych czasach sondowania ($t > 90$ ps). Jest to widoczne na rozkładach koncentracji elektronowej obliczonych na podstawie interferogramów dla strzału nr 147 i 148 pokazanych na rys. 1.1.12a i 1.1.12b odpowiednio. Na obu rozkładach widoczne są dwa obszary radialnej ekspansji plazmy zaznaczone białymi strzałkami na rys. 1.1.12a. Obszary te są połączeniem (splotem) rzeczywistych obszarów radialnej ekspansji plazmy ze stożkowym strumieniem gazu z dyszy zaworu (widocznym na interferogramie nr 147 na rys. 1.1.12a) i mają kształt przypominający motyla.

Obszary o największej koncentracji elektronowej znajdują się na ekspandujących ścianach kanału (jak pokazuje strzałka na rys. 1.1.12a), które mają pionową szerokość około $D_{yw} \approx 30 \mu\text{m}$ i maksymalną gęstość $n_{\text{emax}} \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ w przypadku strzału #147 i $n_{\text{emax}} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dla strzału nr #148. Na rozkładzie nr 147 gęsta plazma ścianek kanału rozciąga się wzdłużnie od $x \approx 100 \mu\text{m}$ do $x \approx 300 \mu\text{m}$. Dla strzału #148 gęste ścianki kanałów są krótsze i rozciągają się od $x \approx 200 \mu\text{m}$ do $x \approx 300 \mu\text{m}$.



Rys. 1.1.12: Rozkłady koncentracji elektronowej w strumieniu plazmy gazowej kreowanej dla dyszy S900 5E i He otrzymane na podstawie interferogramów nr 147 (a) i nr. 148 (b) zarejestrowanych dla czasu ekspansji $t \approx 147$ ps. Płaszczyzna ogniskowania lasera jest oznaczona ciągłą pionową zieloną linią, natomiast pik koncentracji atomów neutralnych He przerywaną różową linią pionową. Laser pada na strumień gazowy od lewej do prawej strony interferogramu.

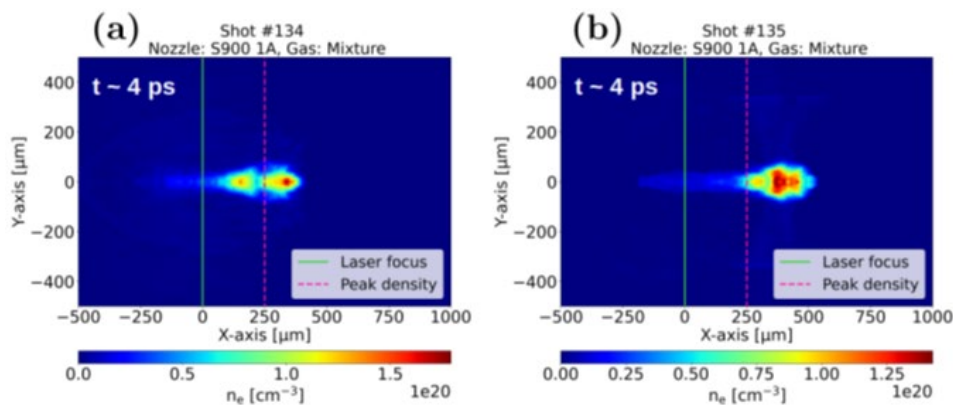
Dla strzału 147 (rys. 12a) pionowa szerokość kanału wynosi około $y_t = \pm 200 \mu\text{m}$. Ta ostatnia nie jest stała i jest najszersza przy $x = 0$, co odpowiada płaszczyźnie ogniskowania lasera ($x = 0$). Natomiast kanał utworzony w przypadku strzału # 148 jest cieńszy i ma szerokość $y_t \pm 150 \mu\text{m}$, która jest również maksymalna w płaszczyźnie ogniskowania lasera. Na końcu kanału obserwuje się owalny obszar o zmniejszonej koncentracji elektronowej zaznaczony czerwonym kołem na rys. 1.1.12a. Taka struktura została powiązana w pracy z wirem magnetycznym tworzącym się na froncie kanału, który wyrzuca z niego wszystkie elektrony.

Podobnie dla strzału #148 możemy wyróżnić strukturę koncentracji elektronowej na opadającym zboczach profilu gazu, która jest większa zarówno wzdłużnie, jak i pionowo, w porównaniu ze strzałem #147, co ilustruje koło na rys. 1.1.12b. Obszar o zmniejszonej koncentracji zaznaczony jest żółtą strzałką po prawej stronie. Taką strukturę można powiązać z powłoką elektrostatyczną ekspandującej na zboczach profilu gazu, której mogłoby towarzyszyć pole magnetyczne. Podłużne/zakrzywione obszary o zmniejszonej gęstości wewnątrz przerywanego koła mogą również odpowiadać włóknom magnetycznym rozwijającym się na prawej granicy próżni plazmy. Aby to potwierdzić występowanie takich struktur, w przyszłych eksperymentach należy zastosować diagnostykę polaro-interferometryczną.

Pojedyncze lub wielokrotne obszary jonizacji zidentyfikowane w strumieniu plazmy gazowej o dużej gęstości elektronowej

Rozkłady koncentracji elektronowej w strumieniu plazmy gazowej kreowanej dla dyszy S900 1A i mieszaniny gazów otrzymane na podstawie interferogramów nr 134 i nr. 135 zarejestrowanych dla czasu ekspansji $t \approx -4$ ps przedstawione są na rys.1.1.13.

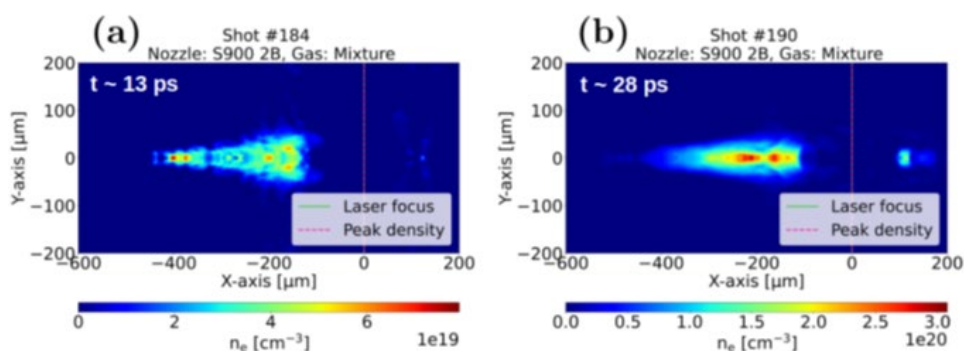
W obu przypadkach widać pojedynczy obszar jonizacji przechodzący przez pik koncentracji atomów mieszaniny gazów, zaznaczony na rys.1.1. 13 pionową różową przerywaną linią. Regiony jonizacji widoczne na obu rozkładach koncentracji elektronowej plazmy gazowej na rys. 1.1.13, mają szerokość poprzeczną około $y_t \approx \pm 100 \mu\text{m}$. Dla strzału #134 obszary jonizacji są równo podzielone przed i po pik koncentracji gazu. Obszar o największej gęstości, w którym $n_{\text{emax}} \approx 1,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ znajduje się około $150 \mu\text{m}$ za pikiem koncentracji gazu. W przypadku strzału #nr 135 zjonizowany obszar znajduje się prawie całkowicie za pikiem koncentracji gazu o maksymalnej koncentracji elektronowej $n_{\text{emax}} \approx 1,25 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$



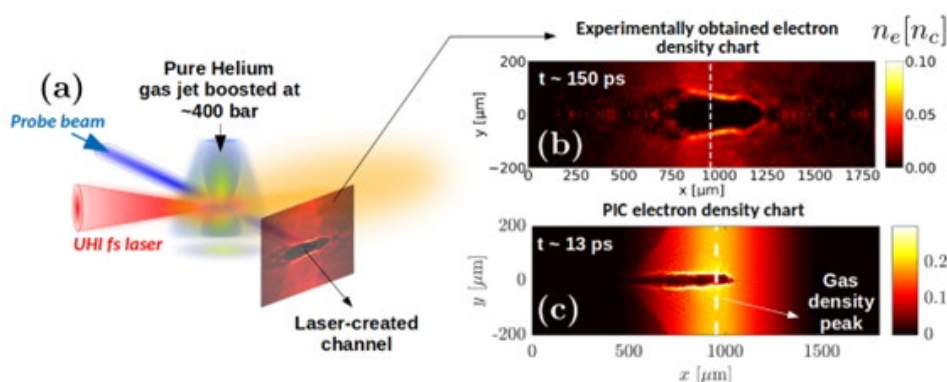
Rys. 1.1.13: Rozkłady koncentracji elektronowej w strumieniu plazmy gazowej kreowanej dla dyszy S900 5E i He otrzymane na podstawie interferogramów nr 134 (a) i nr. 135 (b) zarejestrowanych dla czasu ekspansji $t \approx -4$ ps. Płaszczyzna ogniskowania lasera jest oznaczona ciągłą pionową zieloną linią, natomiast pik koncentracji atomów neutralnych He przerywaną różową linią pionową. Laser pada na strumień gazowy od lewej do prawej strony interferogramu.

Rozkłady koncentracji elektronowej uzyskane dla strzałów nr 184 i nr 190, w których stosowana była dysz S900 2B i mieszanina gazów, odpowiadające czasom sondowania: $t = 13$ ps i $t = 28$ ps, przedstawione są odpowiednio na rys. 1.1.14a i 1.1.14b. W obu przypadkach duży obszar jonizacji odpowiadający profilowi gęstości gazu przed jego pikiem rozciąga się od $x = -450 \mu\text{m}$ do $x = -100 \mu\text{m}$. Drugi obszar jonizacji jest widoczny dla $x > 180 \mu\text{m}$ po pik koncentracji gazu. Ten obszar jonizacji jest znacznie mniejszy od obszaru przed pikiem koncentracji gazu. Wyraźne rozseparowanie tych obszarów może świadczyć o różnych mechanizmach jonizacji w tych obszarach. To wskazuje, że pierwszy mechanizm jonizacji jest zapoczątkowany w obszarze gazu przed pikiem jego koncentracji, w którym promieniowanie lasera jest prawdopodobnie całkowicie zaabsorbowane, a populacja gorących elektronów wzbudzana w tym obszarze jonizuje gaz w drugim obszarze za pikiem koncentracji gazu. Te obszary jonizacji są prawdopodobnie prekursorami kanału ponderomotorycznego, który kreowany jest w wyniku ich poprzecznej ekspansji.

Uzyskane rozkłady koncentracji elektronowej w strumieniu plazmy gazowej dla różnych typów dysz i gazów były przedmiotem modelowania za pomocą 2D kodu PIC. Na rys.1.1. 15 przedstawiono porównanie profilu koncentracji elektronowej, uzyskanego za pomocą interferometrii dla czasu $t \sim 150$ ps po interakcji laser VEGA-3 ze strumieniem czystego He, rys. 1.1.15b, z rozkładem koncentracji elektronowej dla wcześniejszego czasu ekspansji ($t \approx 15$ ps) otrzymanym z 2D modelowania, rys. 1.1.15c.



Rys. 1.1.14: Rozkłady koncentracji elektronowej w strumieniu plazmy gazowej kreowanej przy użyciu dyszy S900 2B i mieszaniny gazów, uzyskane na podstawie interferogramów: (a)- dla strzału nr 184 i (b)- dla strzału nr 190.



Rys. 1.1.15: Ilustracja przedstawiająca oddziaływanie femtosekundowego impulsu laserowego UHI ze strumieniem gazu czystego helu o wysokiej gęstości i wiązkę interferometryczną sondującą zjonizowany gaz w kierunku prostopadłym (a), (b) - eksperymentalny rozkład koncentracji elektronowej uzyskany za pomocą interferometrii dla późnych czasów ($t \sim 150$ ps) oraz (c) - rozkład koncentracji elektronowej uzyskany z symulacji 2D kodem PIC we wcześniejszym czasie ($t \sim 15$ ps).

Jak wynika z rys. 1.1.15 eksperymentalnie i numerycznie uzyskane kanały laserowe są jakościowo podobne - oba przecinają pik koncentracji elektronowej gazu i w obu przypadkach laser jest absorbowany przed przejściem przez cały gaz.

Wnioski wynikające z pomiarów interferometrycznych

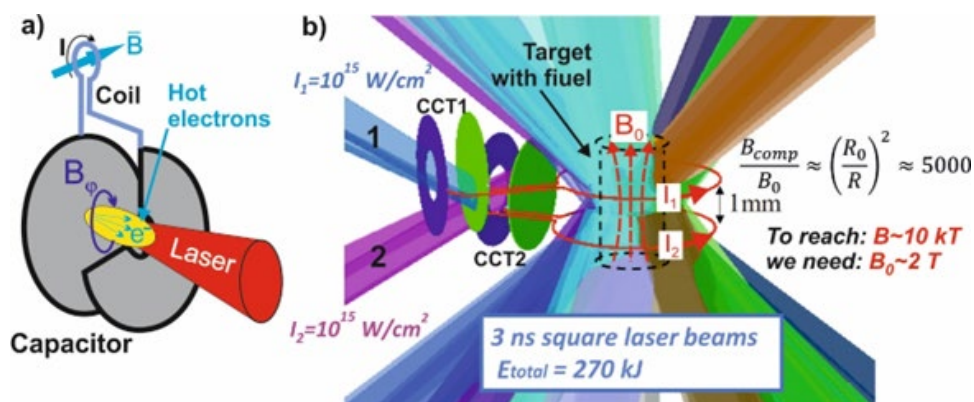
Diagnostyka interferometryczna miała kluczowe znaczenie dla powodzenia eksperymentu VEGA-3. Pomiar interferometryczny potwierdza, że gęste, ale przezroczyste strumienie gazu mogą być skutecznie sprzęgane z impulsami laserowymi o intensywności $\sim 10^{20}$ W/cm² i czasie trwania impulsu 90 fs, prowadząc do szybko ekspandujących kanałów plazmy i znacznego (do ~ 1 MeV/amu) przyspieszenia jonów na osi wiązki laserowej w kierunku do przodu. Taka kawitacja laserowa może być prekursorem wywołania elektrostatycznej fali uderzeniowej wewnątrz plazmy, co jest jednym z głównych celów tego eksperymentu, pozostawionym jako przyszły cel dla nadchodzących eksperymentów, w których spodziewamy się interakcji przy wyższych natężeniach lasera $\sim 10^{21}$ W/cm².

Część wyników badań interferometrycznych została wykorzystana do przygotowania pracy doktorskiej przez Panią Valeria Ospina-Bohórquez z CELIA (Uniwersytet w Bordeaux) pt. “*Experimental and numerical investigations on ion acceleration from near-critical gas targets*”, którą obroniła 14 grudnia 2022 na Uniwersytecie w Bordeaux. Ponadto, były już prezentowane na konferencjach w 2022 (co wyszczególnione jest w punkcie 2e raportu). Zostały przygotowywane również do opublikowania. Wkrótce zostaną przesłane do Physical Review Research.

1.2 Badania realizowane na eksperymencie w LULI: optymalizacja pracy tarcz typu *capacitor-coil* CCT

Ciągły rozwój zewnętrznych źródeł pola magnetycznego na głównych laserowych doprowadził do zainteresowania szeregiem laserowych eksperymentów z wysoką gęstością energii (HED), związanych z doskonaleniem schematów fuzji inercyjnej, przede wszystkim w eksperymentach z kompresją pola magnetycznego. W tych laserowych eksperymentach z kompresją tarcz, zaczynając proces kompresji od zasianego wstępnie pola magnetycznego kilku tesli można osiągnąć poziom pól o indukcji kT w skompresowanym rdzeniu w wyniku jego adwekcji w przepływie plazmy. Tak potężne pola magnetyczne są obiecujące dla magnetycznej fuzji inercyjnej, ponieważ redukują straty energii w kierunku prostopadłym do linii pola magnetycznego co może wystarczyć do ograniczenia fuzji cząstek. Ponadto, tak duże pola magnetyczne mogą łagodzić wpływ hydrodynamicznych niestabilności podczas kompresji tarczy. Takich badaniach duże możliwości stwarzają generatory optyczne silnych pól magnetycznych oparte na tarczach typu kondensator-cewka (Capacitor-Coil – CCT), których rozwój został zainicjowany w ośrodku LULI oraz w Osace, a także w ostatnich eksperymentach na układzie laserowym PALS. Tarczę CCT stanowi kondensator składający się z dwóch płytek połączonych przewodem z miniaturową cewką, w której następuje koncentracja strumienia magnetycznego, rys. 1.2.1a. Impuls laserowy o wysokiej energii jest ogniskowany na wewnętrznej powierzchni jednej z płytek, przechodząc przez otwór, generuje z jej powierzchni gorące elektrony w kierunku przeciwnej okładki, powodując powstanie różnicy potencjałów między okładkami kondensatora, od której zależy wielkość prądu płynącego przez cewkę i indukowanego w niej pola magnetycznego.

Przedmiotem badań w projekcie MoU jest optymalizacja pracy tarcz CCT ukierunkowana na wykorzystanie ich w planowanych eksperymentach na układzie laserowym LMJ w LULI związanych implementacją namagnesowanej fuzji inercyjnej, zgodnie z ideą przedstawioną na rys. 1.2.1b.



Rys. 1.2.1: a) Tarcza CCT oraz b) Idea realizacji zapłonu termojądrowego fuzji inercyjnej za pomocą implozji magnetycznej z wykorzystaniem tarcz CCT.

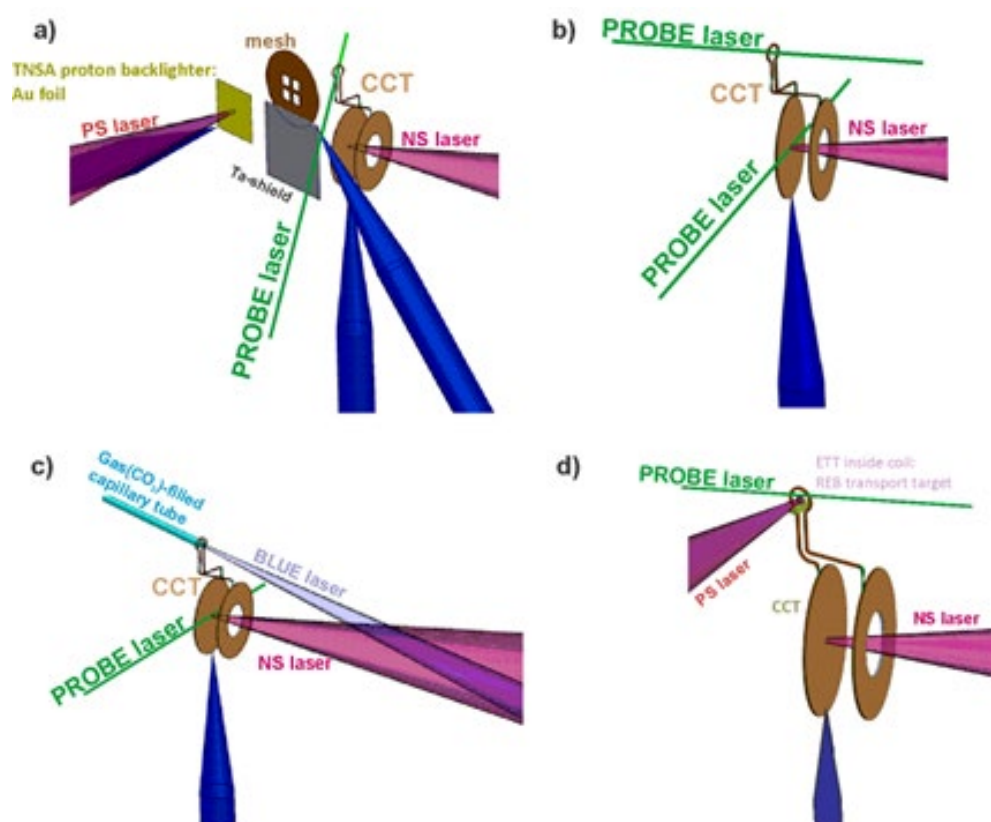
Zgodnie z ideą implozji magnetycznej fuzji inercyjnej, mechanizm działa następująco: najpierw generujemy wstępne pole magnetyczne (B_0) (tzw. *the seed field*), i pozwalamy, aby pole B_0 w wyniku dyfuzji rezystancyjnej przeniknęło do tarczy. Po penetracji pole B_0 jest kompresowane przez adwekcję z tarczą podczas jego implozji. W skali czasowej, proces kompresji tarczy z paliwem powinien być wystarczająco szybki, aby zapobiec dyfuzji rezystancyjnej powodującej przeciekanie pola. Ta silna kompresja polem magnetycznym paliwa prowadzi do powstania gorących punktów zapalających (tzw. *hot spots*) inicjujących zapłon termojądrowy. Do realizacji idei na układzie LMJ, do wstępnego namagnesowania cylindrycznej tarczy z paliwem, proponowane są 2 tarcze CCT

Bezpośrednim wkładem grupy z IFPiLM w te badania był udział w kompleksowych pomiarach na eksperymencie w LULI w których wykorzystywane były:

- polaro-interferometr i układ do fotografii cieniowej do charakteryzacji plazmy generowanej w obszarze kondensatora oraz cewki tarczy CCT, implementowane przez zespół z IFPiLM, oraz
- dwuosiowa protonowa deflektometria do pomiaru pola magnetycznego w cewce tarczy CCT

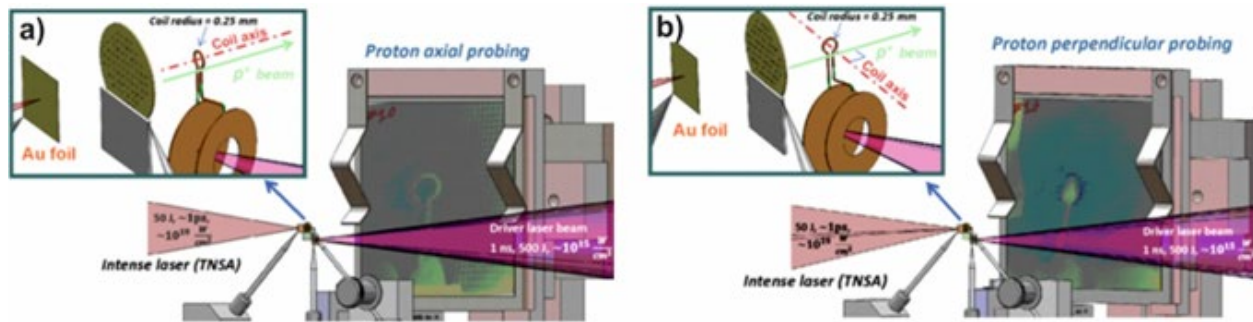
Ilustracja faz eksperymentów, w których wykorzystywane były w/w diagnostyki optyczne, przedstawia rys. 1.2.2.

Niniejszy raport jest podsumowaniem wyników eksperymentów uzyskanych w ramach MoU. przeprowadzonych na LULI2000 z udziałem grupy z IFPiLM, zakończonych przygotowaniem publikacji. Przedmiotem i analiz były eksperymenty realizowane przy oświetleniu zgodnie z fazą A (rys. 1.2.2a), w których jako główna diagnostyka stosowana była dwuosiowa protonowa deflektometria. Interferometria była wykorzystywana do pomiaru parametrów plazmy ablacyjnej między okładkami kondensatora tarczy oraz kreowanej z tarcz stałych i gazowych umieszczonych w cewce. Szczególnie ważną rolę odgrywała interferometria w monitorowaniu właściwego ustawienia foli z Cu (generującej wiązkę protonów), względem cewki wytwarzającej pola magnetyczne.



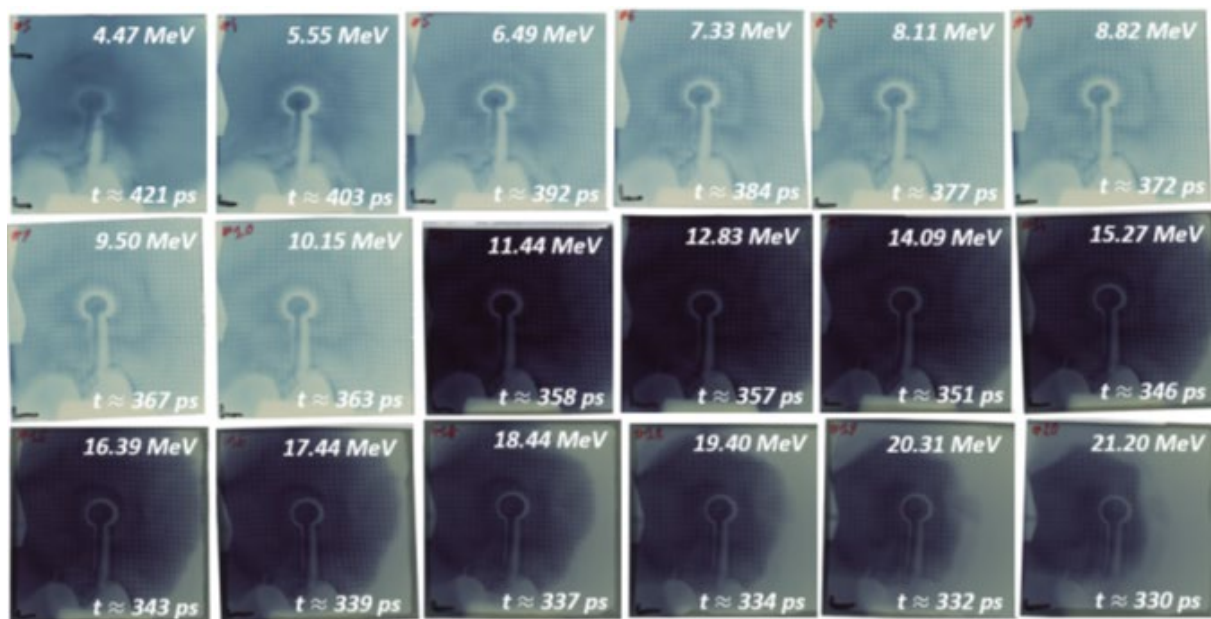
Rys. 1.2.2: Ilustracja faz eksperymentów, w których wykorzystywane były diagnostyki optyczne: a) pomiary pola magnetycznego w cewce tarczy CCT metodą deflektometrii, b) pomiary pola magnetycznego w cewce tarczy CCT za pomocą pomiaru efektu Farady'a w kryształach TGG, c) pomiary interferometryczne w plazmie w kondensatorze tarczy CCT d) pomiary spektroskopowe i interferometryczne plazmy wytwarzanej wewnątrz cewki

Pomiary pola magnetycznego w cewce testowanych tarcz CCT prowadzone były za pomocą dwuosiowej protonowej deflektometrii. Sposób pomiaru odpowiadający dwóm sposobom prześwietlania cewki wiązką protonów zilustrowany jest na rys. 1.2.3. Wiązka protonów generowana metodą TNSA była zorientowana prostopadle lub równolegle do cewki osi symetrii.



Rys. 1.2.3. Ilustracja pomiarów pola magnetycznego generowanego w tarczy CCT za pomocą dwu-osiowej protonowej deflektometrii w przypadku oświetlenia wiązką protonów cewki w kierunku : a) wzdłuż osi cewki oraz b) prostopadłe do osi cewki.

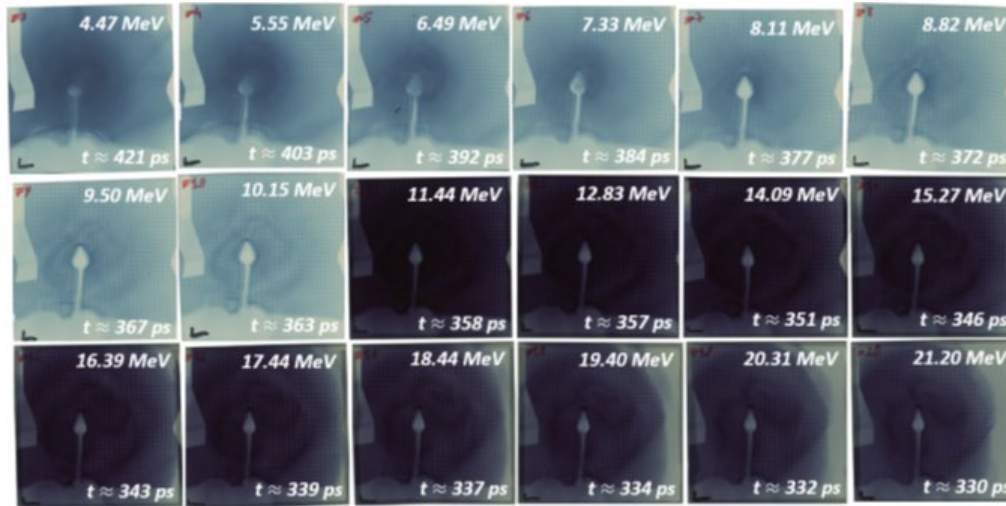
Dla obu geometrii sondowania wykorzystywana była wiązka protonów uzyskiwana w wyniku oświetlenia foli z Au o grubości około 10 nm, wiązką 1 μ m lasera neodymowego (PS-BEAM) o energii około 50 J w impulsie około 1 ps. Pozwalało to uzyskać po odpowiednim zogniskowaniu wiązki laserowej, intensywność na foli z Cu około 10^{19} W/cm², która była wystarczająca, żeby uzyskać wiązkę protonów o energii 20 MeV. Protony rejestrowano za pomocą stosów RCF umieszczonych 55 mm od środka cewki, uzyskując powiększenie obrazu 12. Obrazy odchylenia protonów zarejestrowane na stosach RCF dla dwóch różnych geometrii sondowania protonów: prostopadłe i równoległe do osi cewki pokazane są na rys. 1.2.4 i rys. 1.2.5. Opóźnienie czasowe między laserem głównym oświetlającym kondensator CCT, wiązka lasera generującego wiązkę protonów metodą TNSA wynosiła 250 ps dla obu strzałów.



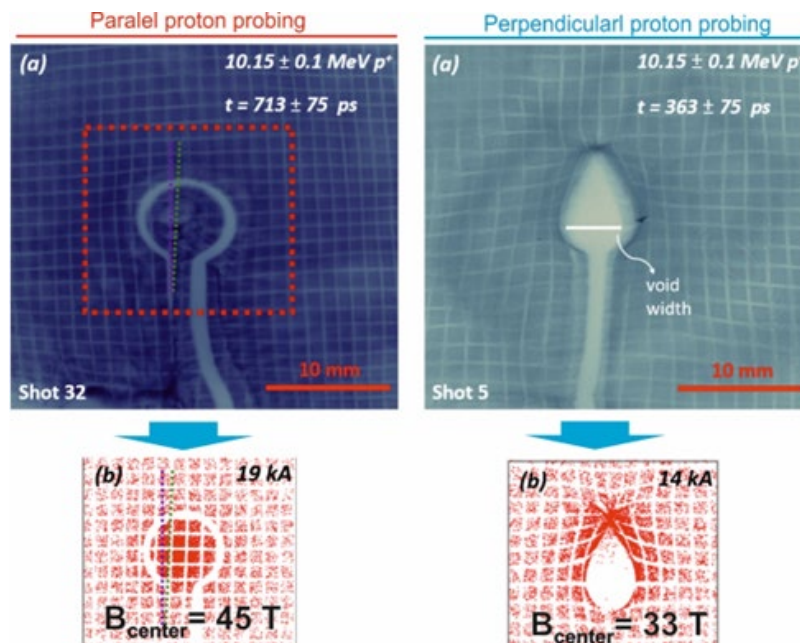
Rys. 1.2.4: Obrazy odchylenie protonów na stosach RCF uzyskane w przypadku prostopadłego sondowania wiązką protonów w stosunku do osi cewki przy opóźnieniu 250 ps między laserem głównym a laserem wytwarzającym wiązkę protonów.

Ilościowa analiza emisji protonów zarejestrowanych na stosach płyt RCF dla dwóch geometrii pomiaru i różnych opóźnień między laserami głównym, a laserem wytwarzających protony pozwoliła uzyskać informacje o rozkładach pola magnetycznego i prądu w cewce sprzężonej z kondensatorem CCT. Przykładowe rozkłady pola magnetycznego i prądu uzyskane dla takiej samej energii protonów (10.15 MeV) odpowiadające dwóm przypadkom sondowania przedstawione są na rys. 1.2.6. Na podstawie dane uzyskanych dla różnych opóźnień impulsów lasera głównego i wytwarzającego

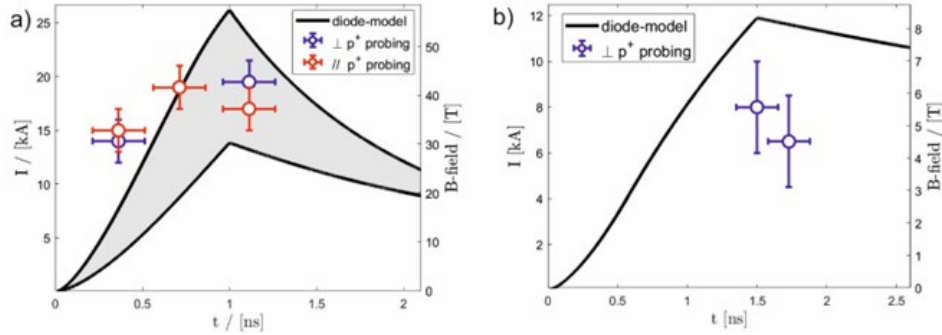
wiązkę protonów uzyskano informacje o czasowych zmianach czasowych indukcji pola magnetycznego i prądu w cewce tarczy CCT, które są przedstawione na rys. 1.2.7a. Wyniki te demonstrują, że prąd w cewce rośnie wraz czasem ekspansji plazmy generowanej w kondensatorze tarczy CCT, osiągając wartość około 19 kA dla czasu ekspansji $t=713$ ps co koresponduje z czasem bliskim zakończeniu impulsu laserowego oświetlającego tarczę CCT. Takiemu prądowi odpowiada pole magnetyczne w centrum cewki około 45 Tesli, które jest wystarczająco zgodne z modelem diodowym Tikhonchuka.



Rys. 1.2.5: Obrazy odchylenie protonów na stosach RFC uzyskane w przypadku równoległego sondowania wiązką protonów w stosunku do osi cewki przy opóźnieniu 250 ps między laserem głównym a laserem wytwarzającym wiązkę protonów.

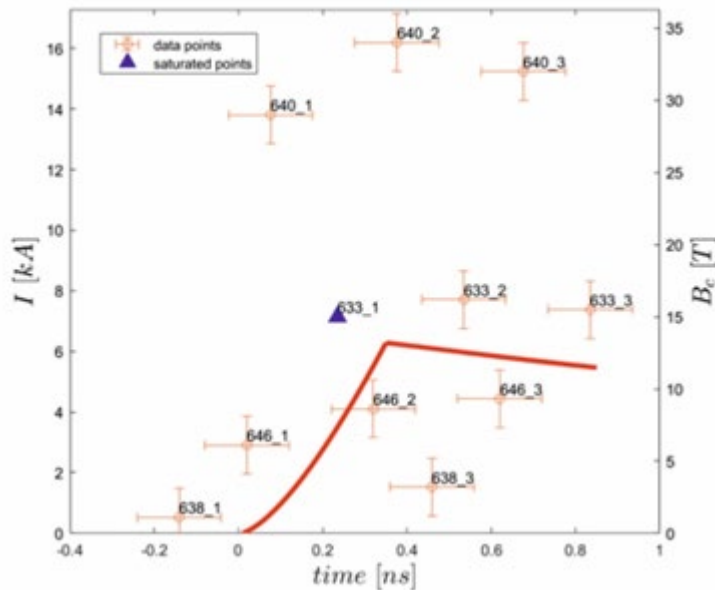


Rys. 1.2.6: Obrazy odchylenia protonów (a) oraz uzyskane na ich podstawie rozkłady prądu i pola magnetycznego w centrum cewki (b) dla tej energii protonów w przypadku równoległego i prostopadłego sondowania wiązką protonów.



Rys. 1.2.7: Zmiany czasowe indukcji pola magnetycznego i prądu w cewce tarczy CCT uzyskane metodą dwuosiowej deflektometrii na eksperymentach: a) w LULI oraz b) układzie laserowym OMEGA. Linia czarna reprezentuje wyniki symulacji uzyskane za pomocą modelu diodowego Tikhonchuka. Dwie czarne linie odnoszą się do maksymalnej i minimalnej intensywności lasera, biorąc pod uwagę niepewności uzyskanych danych.

W przypadku układu laserowego OMEGA, wartość natężenie pola magnetycznego wytwarzanego w cewce tarczy CCT jest wyraźnie niższe w porównaniu z układem laserowym w LULI. Staje się to oczywiste biorąc pod uwagę, że laser OMEGA pracuje na 3w laser neodymowego, w przeciwieństwie do lasera w LULI, który pracuje na 1w. Z tego powodu energie gorących elektronów (odpowiedzialne za powstanie różnicy potencjału na okładkach kondensatora tarczy CCT) w przypadku lasera OMEGA są dużo mniejsze w porównaniu z laserem LULI. Zgodność z modelem Tikhonczuka uzyskano przyjmując dla energii gorących elektronów ~ 16 keV wynikającą z eksperymentu przy konwersji energii promieniowania laserowego w energię gorących elektronów około 1%.



Rys. 1.2.8: Zmiany czasowe prądu i pola magnetycznego w cewce tarczy CCT uzyskane z pomiarów polaro-interferometrycznych na eksperymencie PALS. Linia czerwona reprezentuje dane uzyskane z symulacji za pomocą modelu diodowego [34].

Możliwość generacji pól magnetycznych w cewce tarczy CCT o indukcji około 35T potwierdzona została również w pomiarach polarymetrycznych zrealizowanych na układzie laserowym PALS przez zespół z IFPiLM. Pomiary pola magnetycznego w cewce realizowane były wykorzystując efekt Faradaya w kryształach TGG umieszczonym w odpowiedniej odległości od cewki, wykorzystując część wiązki diagnostycznej oświetlającej polaro-interferometr. Zależność zmian czasowych prądu i indukowanego w niej pola magnetycznego uzyskana przy oświetleniu kondensatora tarczy CCT

(bardzo podobnej konstrukcji) wiązką 1w lasera jodowego PALS o intensywności około 10^{16} W/cm², przedstawia rys. 1.2.8.

Podsumowanie

Badania interferometryczne na eksperymencie VEGA-3

Badania interferometryczne kreowania strumieni plazmy z gazów (He oraz N) różniących się liczbą atomową przy oświetleniu laserem Ti:Sa o relatywistycznej gęstości mocy (powyżej 10^{22} W/cm²) demonstrują powstawanie strumieni o koncentracji elektronowej bliskiej krytycznej ($\sim 1.7 \times 10^{21}$ cm⁻³) o strukturze składającej się z dwóch obszarów różniących się: (i) położeniem względem punktu zogniskowania lasera (TCC) w zależności od punktu VP (położenia dyszy zaworu gars-puff) oraz (ii) wymiarami (średnicy i długości osiowej) w zależności od rodzaju gazu. Diagnostyka interferometryczna miała kluczowe znaczenie dla powodzenia eksperymentu VEGA-3. Pomiary interferometryczne potwierdzają, że gęste, ale przezroczyste strumienie gazu mogą być skutecznie sprzęgane z impulsami laserowymi o intensywności $\sim 10^{20}$ W/cm² i czasie trwania impulsu 90 fs, prowadząc do szybko ekspandujących kanałów plazmy i znacznego (do ~ 1 MeV/amu) przyspieszenia jonów na osi wiązki laserowej w kierunku do przodu. Taka kawitacja laserowa może być prekursorem wywołania elektrostatycznej fali uderzeniowej wewnątrz plazmy, co jest jednym z głównych celów tego eksperymentu, pozostawionym jako przyszły cel dla nadchodzących eksperymentów, w których spodziewamy się interakcji przy wyższych natężeniach lasera $\sim 10^{21}$ W/cm².

Badania na eksperymencie w LULI:

Zrealizowane badania optymalizacyjne tarcz typu capacitor-coil CCT na eksperymencie LULI2000 potwierdziły możliwość generacji quasi-statycznych pól magnetyczne o amplitudzie w zakresie od ~ 30 -50T w centrum cewki o średnicy poniżej 1 mm sprzężonej z kondensatorem tarczy przy oświetleniu nanosekundowym impulsem lasera neodymowego o energii około 500 J zogniskowanym do minimalnej średnicy co pozwalało uzyskać o intensywność na okładce kondensatora $\sim 10^{16}$ W/cm². Wyniki dwu-osiowej deflektometrii zastosowanej do pomiaru rozkładu prądu i pola magnetycznego są w zadawalającym stopniu zgodne z symulacjami za pomocą modelu diodowego prof. Tikhonchuka. Porównanie wyników dwuosiovej deflektometrii z wynikami tej diagnostyki uzyskanej na eksperymencie OMEGA potwierdza wyraźną zależność prądu i pola magnetycznego w cewce tarczy CCT od intensywności I^2 , co ma istotne znaczenie z punktu widzenia różnych zastosowań, w szczególności do realizacji implozji magnetycznej fuzji inercyjnej.

Pomiary interferometryczne pozwoliły na charakteryzację plazmy w obszarze kondensatora tarczy CCT oraz plazmy namagnetyzowanej kreowanej w cewce tarczy CCT w różnych opcjach: (i) przez oświetlenie laserem kapilary wypełnionej gazem CO₂, bądź (ii) poprzez oświetlenie laserem strumienia gazowego wytwarzanego przez zawór gas-puff.

Szczególnie ważną rolę odgrywała interferometria w monitorowaniu właściwego ustawienia folii z Cu (generującej wiązkę protonów), względem cewki wytwarzającej pola magnetyczne.

2.3 Wzrost wydajności przyspieszania folii CD₂ za pomocą tarczy typu cavity na układzie laserowym PALS

Osoba kontaktowa: T. Chodukowski, tomasz.chodukowski@ifpilm.pl

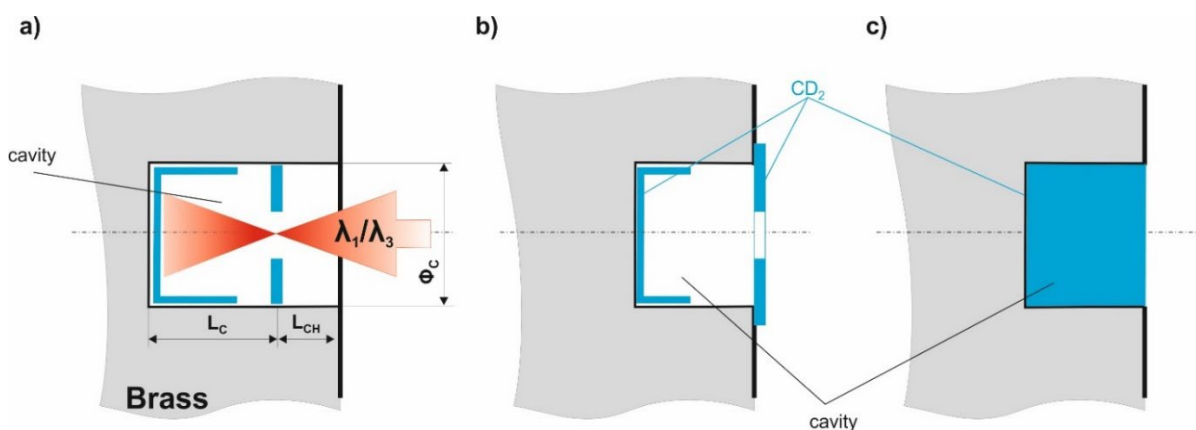
Projekt PALS002750 jest kontynuacją badań nad opracowaniem efektywnego zapalnika efektywną metodą napędzania strumieni plazmowych – CPA (*Cavity Pressure Acceleration*), będącą narzędziem do opracowania zapalnika reakcji termojądrowej w jednym z konceptów inercyjnego utrzymywania plazmy (ICF – *Inertial Confinement Fusion*). W koncepcie tym kompresja i zapłon kapsułki z paliwem termojądrowym są odseparowanymi procesami, a wymagane zapewnienie zapłonu wstępnie już skompresowanego paliwa odbywa się za pomocą wiązki

wysokoenergetycznych cząstek, jak np. ciężkie jony, relatywistyczne elektrony czy makrocząstki. Większa wydajność energetyczna czy niższa podatność na niestabilności hydrodynamiczne daje temu konceptowi wyższość nad klasycznym schematem ICF. Do napędzania takich makrocząstek optymalnym narzędziem mogą być lasery wysokiej mocy i jak najmniejszej długości fali promieniowania.

Podstawą metody CPA jest wykorzystanie tarcz ciśnieniowych typu „cavity”, których konstrukcja stanowi ograniczoną przestrzennie pułapkę energetyczną, pozwalającą na bardziej efektywną konwersję energii lasera w generację szybkich i gęstych strumieni plazmy za pomocą ciśnienia plazmy wewnątrz wnęki.

Tarcze wypełnione były folią/skompresowanym proszkiem z polietylenu deuterowanego (CD_2) w kilku wariantach, przedstawionych na Rys. 1, oświetlane wiązką lasera jodowego PALS o energii na poziomie 500-700 J, w impulsie o długości $\Delta_{FWHM}=300$ ps i długości fali $\lambda_1^{PALS}=1315$ nm.

Wykorzystane tarcze przygotowane były w kilku wariantach: wnęki z kanałem (Rys.1a), wnęki bez kanału (Rys.1b), wnęki bez kanału wypełniona polietylenem deuterowanym (Rys.1c). W dwóch pierwszych przypadkach ciśnienie plazmy wytwarzane poprzez oświetlenie foli na dnie wnęki napędzało folię przykrywającą wnękę. W trzecim przypadku działaniem wiązki laserowej powodowało wzrost ciśnienia we wnętrzu i napędzania materiału, którym była wypełniona.



Rys.1. Schemat ideowy tarcz użytych w eksperymencie: tarcze „B” z napędzaną folią i dodatkowym kanałem (a), „B-nc” bez kanału (b) oraz B-FD: wersja bez kanału wypełniona proszkiem CD_2 (c).

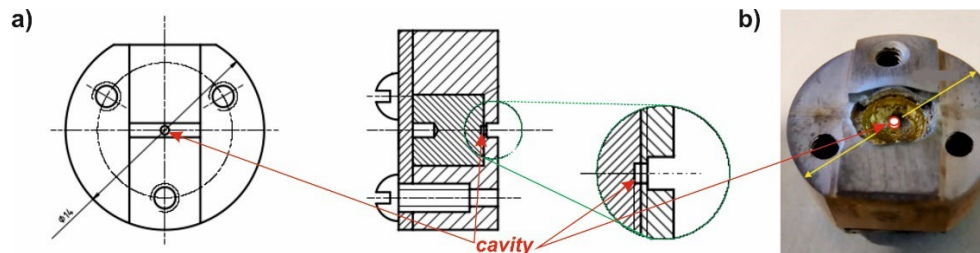
W ramach niniejszego projektu przeprowadzono 3 sesje pomiarowe, w których użyto głównie tarcz typu „backward”, których kanał wprowadzający wiązkę laserową był zarazem kanałem generacji gęstych strumieni plazmy:

- I sesja pomiarowa, przeprowadzona we wrześniu 2021 r., której celem było wstępne zweryfikowanie nowej konstrukcji tarcz,
- II sesja - poszukiwanie najbardziej efektywnych wariantów (różnicowanie podstawowych wymiarów geometrycznych),
- III sesja - podstawowa, uwzględniająca wyniki i wnioski z I + II.

W ramach badań wydajności akceleracji makrocząstek skupiano się głównie nad optymalizacją budowy tarcz i warunków oświetlenia w celu kontrolowania wydajności hydrodynamicznej procesu konwersji energii wiązki laserowej jak i wydajności neutronowej, potwierdzającej powstawanie wewnątrz wnęki tarcz „cavity” warunków pozwalających na zaistnienie reakcji termojądrowych. Wydajność neutronowa jest bardzo dobrym kryterium konwersji energii lasera. Żeby uzyskać zamierzony cel, niezbędne było udoskonalanie tarcz w celu zminimalizowania strat ciśnienia plazmy,

które były głównym powodem obniżenia wydajności energetycznej (choć nadal bardzo wysokiej) w koncepcji CPA, w badaniach przeprowadzonych w ramach projektu PALS002514.

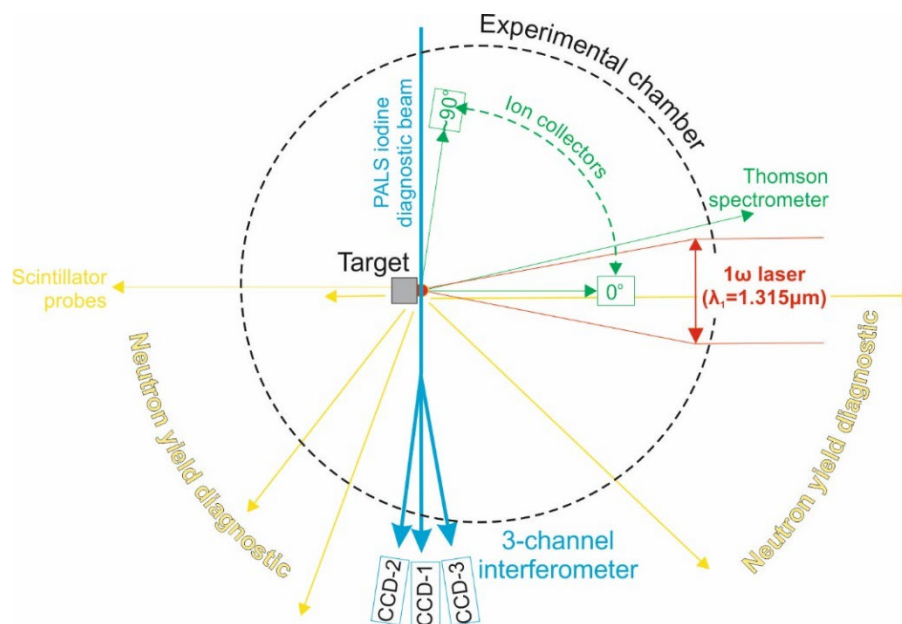
Na Rys. 2. Przedstawiono techniczne rozwiązanie problemu konstrukcji tarcz w celu wyeliminowania strat ciśnienia we wnękach oraz zdjęcie przykładowej tarczy CPA. W nowym projekcie tarcz wnęka tworzona jest jako przestrzeń między dwoma cylindrami – zewnętrznym i wewnętrznym, dzięki czemu pułapka energetyczna jest bardziej szczelna, co z kolei prowadzi do wzrostu wartości zaabsorbowanej energii impulsu laserowego i w konsekwencji do wyższych wartości podstawowych parametrów plazmy (temperatury, gęstości, prędkości akcelerowanych strumieni plazmowych)



Rys. 2. Koncepcja konstrukcji nowych tarcz wykorzystywanych w projekcie (a) oraz przykład tarczy użytej w eksperymencie (b).

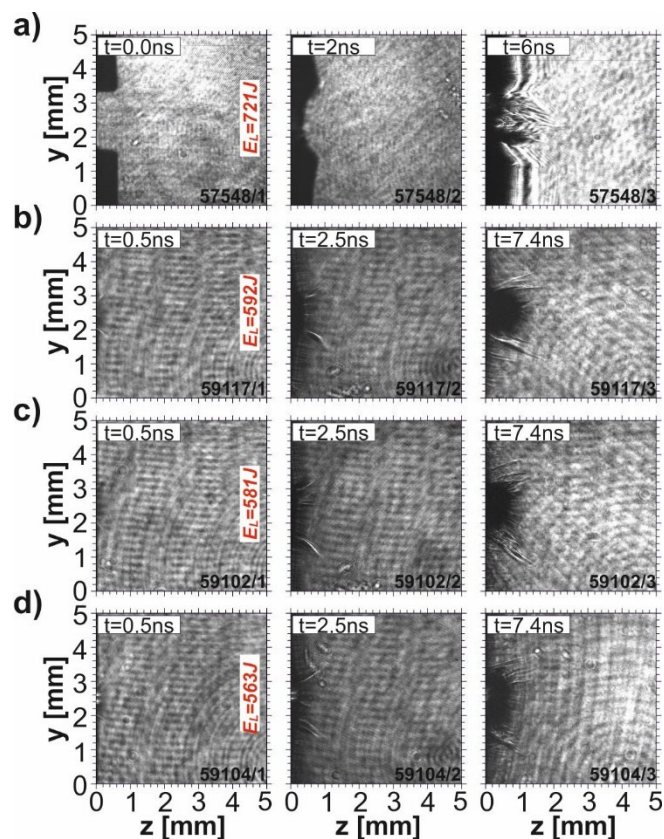
Do badań wykorzystano następujące diagnostyki: dozymetry bąbelkowe (BD-PND), liczniki scyntylacyjne, spektrometr Thomsona (TP), kolektory jonowe oraz 3-kadrowy interferometr.

Schemat ideowy eksperymentu wraz z użytymi diagnostykami przedstawiono na Rys. 3.



Rys. 3. Uproszczony schemat diagnostyk w eksperymentalnych sesjach w ramach projektu PALS002750.

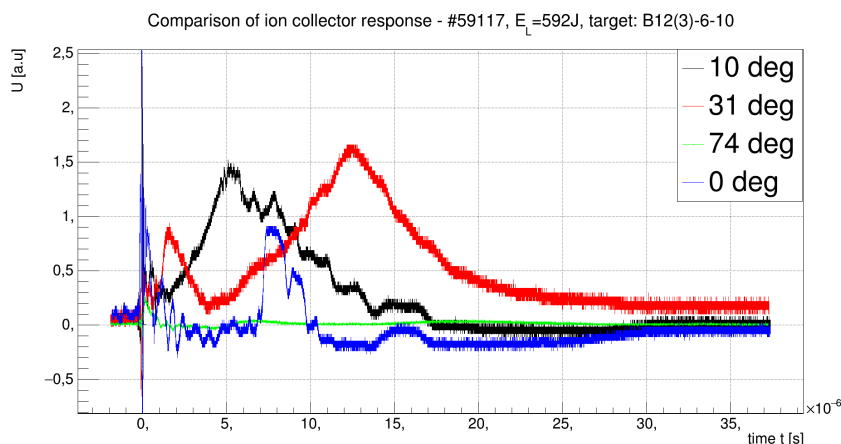
Zastosowano układ interferometryczny oświetlany drugą harmoniczną ($\lambda_2^{\text{PALS}}=658 \text{ nm}$) impulsu laserowego wydzielonego z wiązki lasera głównego PALS, który pozwolił na uzyskanie obrazów ekspandującej plazmy (interferogramów i cieniogramów) z rozdzielczością czasową 2 i 4 ns oraz 2 i 4.9 ns (w zależności od sesji pomiarowej) między kadrami, dzięki czemu możliwe było oszacowanie ewolucji parametrów plazmy takich jak koncentracja elektronowa i średnia prędkość strumieni plazmy.



Rys. 4. Przykładowe cieniogramy dla tarcz CPA dla tarcz użytych w eksperymencie: a) tarcz z napędzaną folią i dodatkowym kanałem (Rys.1a), b) tarczy z wnęką bez kanału (Rys.1b) oraz c) i d) tarcz bez kanału wypełnionych proszkiem CD_2 (Rys.1c).

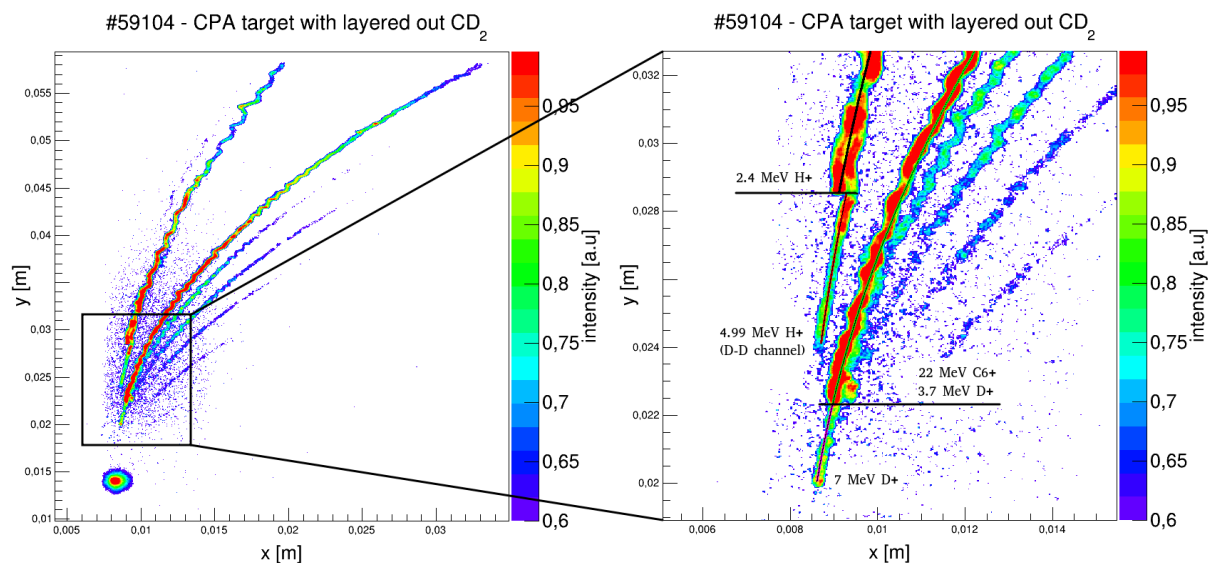
Przykładowe sekwencje uzyskanych cieniogramów przedstawiono na Rys. 4. Z analizy ekspansji tej części plazmy, która była nieprzeźroczysta dla wiązki diagnostycznej, wynika, iż prędkości makrocząstek o bardzo wysokiej gęstości przekraczały wartość 2×10^7 cm/s.

Na podstawie otrzymanych interferogramów i cieniogramów dokonano również kontroli strat ciśnienia z wnęk tarcz za pomocą analizy obrazu ablacji materiału tarczy. Do takiej kontroli użyto również kolektorów jonowych ustawionych pod kątami bliskimi osi głównej wiązki laserowej oraz powyżej 70° . Opisana analiza wykazała znaczącą poprawę ograniczania strat ciśnienia – brak wzmożonej emisji pod kątami powyżej 70° (co było raportowane w poprzednim projekcie).



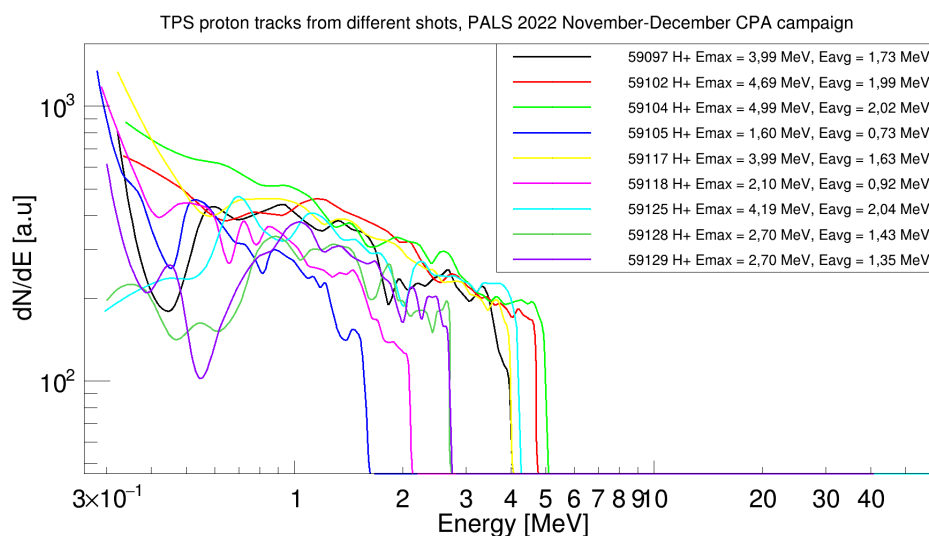
Rys. 5. Przykładowe przebiegi zarejestrowane za pomocą kolektorów jonowych.

Za pomocą spektrometru Thomsona (TP) badano energie protonów emitowanych z tarcz CPA. Zarejestrowane zostały parabole złożone, sugerujące różne źródła jonów o różnych zakresach energetycznych, w szczególności maksymalnych energii. Zaobserwowano wyraźny skok intensywności na liniach odpowiadających stosunkowi $Q/m=1$ (parabola protonowa) oraz $Q/m=2$. Biorąc pod uwagę energie produktów reakcji D-D (proton o energii ~ 3 MeV) zaobserwowane linie (Rys. 6) sugerują silną generację protonów pochodzących z reakcji termojądrowej, dodatkowo przyspieszonych w ramach mechanizmu Cavity Pressure Acceleration. W przypadku linii $Q/m=2$ odnotowane zostały bardzo wysokie energie jonów, również z widocznym załamaniem intensywności. Z racji na obecność deuteru wewnątrz cavity, bardziej prawdopodobną interpretacją tego wyniku jest ślad pochodzący od jonów D^+ nałożony na parabolę odpowiadającą węglowi $C6^+$ - gdyby pominąć jony deuteru, maksymalne odnotowane energie na tej krzywej sięgałyby 30 MeV. W przypadku deuteru, zakres ten wynosi 7 – 3.7 MeV.



Rys. 6. Parabole zarejestrowane spektrometrem Thomsona dla strzału 59104.

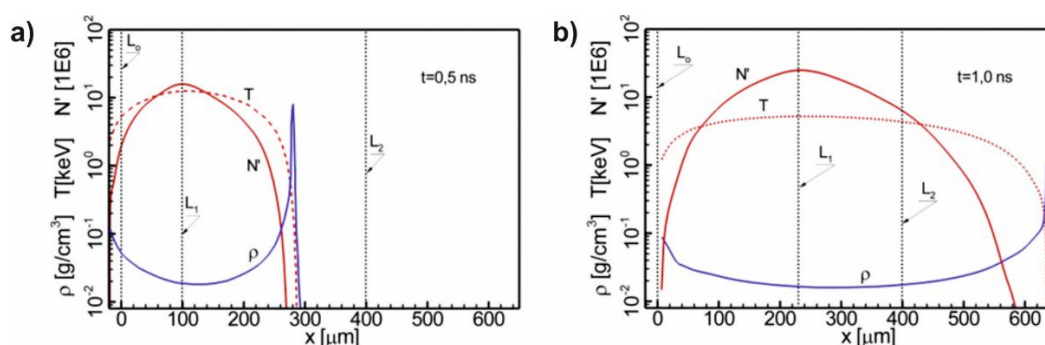
Rozkłady energii protonów zmierzone za pomocą TP zostały przedstawione na Rys. 5.



Rys. 7. Rozkłady widm energii protonów dla wybranych strzałów do tarcz CPA.

W ramach projektu przeprowadzono także jednowymiarowe symulacje numeryczne zjawiska napędzania CPA w tarczach „cavity” za pomocą kodu KAROL. Z przeprowadzonej analizy wynika, iż pozycja maksimum produkcji neutronów we wnętrzu (Rys. 8, $x=L_1$) zachodzi w warstwie, której przemieszczanie się jest znikome względem maksimum gęstości napędzanej makroczołki. Główny obszar generacji neutronów jest ograniczony wymiarami wnętrza oraz pikiem gęstości, związanym z napędzaną makroczołką, czyli do momentu, w którym ww. maksimum gęstości znajduje się jeszcze we wnętrzu. Zatem ponad 80% wydatku neutronowego jest wynikiem reakcji zachodzących do czasu $t \approx 0.72$ ns.

Świadczyć to może o termojądrowym charakterze zachodzących we wnętrzu reakcji. Żeby zbadać mechanizm generacji neutronów we wnętrzu, zdecydowano się wykorzystać tarcze CPA, w których możliwe by było zminimalizowanie ewentualnego pochodzenia produktów reakcji typu *beam-target*. Zatem wykorzystano w eksperymencie nieprzewidziane w założeniach projektu tarcze z wnętrzami wypełnionymi skompresowanym proszkiem CD_2 (Rys. 1c).



Rys. 8. Wykresy produkcji neutronów (N'), maksymalnej gęstości makroczołki oraz temperatury względem osi symetrii wnętrza tarcz CPA, dla dwóch a) $t = 0.5$ ns i b) $t = 1.0$ ns. L_0 – pozycja dna wnętrza ciśnieniowego, L_1 – maksimum wydajności neutronowej, pozycja folii napędzanej ($x = 200 \mu m$) oraz L_2 – pozycja wylotu z kanału ($x = 400 \mu m$).

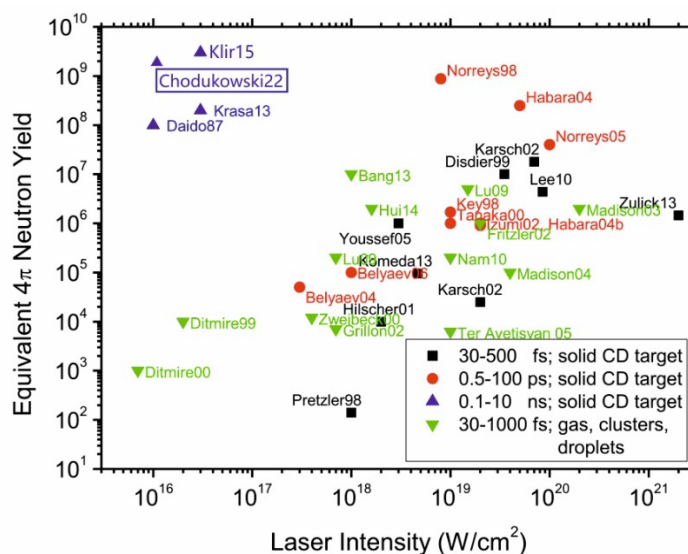
Potwierdzeniem reakcji termojądrowych w tarczach typu „cavity” były pomiary wydajności neutronowej przeprowadzone za pomocą dozymetrów bąbelkowych BD-PND. Detektory te były ekranowane aluminiowym opakowaniem cylindrycznym w celu uniknięcia wpływu odbitych promieni wiązki laserowej na pomiar. W niektórych przypadkach pomiary te były wsparte pomiarami za pomocą srebrnego licznika aktywacyjnego. Zestawienie przykładowych wyników tych pomiarów przedstawiono w Tabeli 1.

Tabela 1. Wydajności neutronowe uzyskane za pomocą mechanizmu CPA.

Nr strzału	Energia lasera [J]	Rodzaj tarczy	Intensywność lasera [W/cm^2]	Wydajność neutronowa (BD-PND)	Wydajność neutronowa (licznik aktywacyjny)
57548	721	B	1.43×10^{16}	$(4.14 \pm 2.59) \times 10^8$	$(1.28 \pm 0.19) \times 10^8$
57554	714	B	1.42×10^{16}	$(3.38 \pm 2.59) \times 10^8$	$(2.72 \pm 0.41) \times 10^7$
59102	581	B-FD	1.16×10^{16}	$(1.04 \pm 0.31) \times 10^9$	-
59104	563	B-FD	1.12×10^{16}	$(2.15 \pm 0.42) \times 10^9$	-

59117	592	B-nc	1.18×10^{16}	$(1.22 \pm 0.34) \times 10^9$	-
59125	563	B-nc	1.12×10^{16}	$(7.77 \pm 2.59) \times 10^8$	-

Uzyskane wydajności emisji neutronów w funkcji intensywności lasera plasują się w ścisłej czołówce wyników otrzymanych na układach laserowych dysponujących laserami o energii w wiązce nawet o rząd wielkości wyższej i intensywności kilka rzędów wielkości wyższej (Rys. 9).



Rys. 9. Wykres funkcji otrzymanych wydajności neutronowych w funkcji intensywności lasera grzejącego. Rezultaty opublikowane w (doi): Chodukowski22 (niniejszy raport), Daido87 (10.1063/1.98937), Bessarab92 (n/a - Sov. Phys. JETP 75,970,1992), Norrey98 (10.1088/0741-3335/40/2/001), Key98 (10.1063/1.872867), Disdier99 (10.1103/PhysRevLett.82.1454), Tanaka00 (10.1063/1.874023), Pretzler98 (10.1103/PhysRevE.58.1165), Hilscher01 (10.1103/PhysRevE.64.016414), Ter-Avetisyan05 (10.1063/1.1815001), Ditmire99 (10.1038/19037), Ditmire00 (10.1063/1.874020), Zweiback00 (10.1063/1.1487382), Izumi02 (10.1103/PhysRevE.65.036413), Karsch02 (Ph.D. thesis, Ludwig-Maximilians-Universitat Munchen, 2002), Grillon02 (10.1103/PhysRevLett.89.065005), Madison03 (10.1364/JOSAB.20.000113), Madison04 (10.1103/PhysRevA.70.053201), Habara04 (10.1103/PhysRevE.70.046414), Belyaev04 (10.1134/1.1777625), Norreys05 (10.1088/0741-3335/47/11/L01), Youssef05 (10.1063/1.2131847), Belyaev06 (10.1134/S1054660X06120097), Lee09 (10.3938/jkps.55.543), Lu09 (10.1103/PhysRevA.80.051201), Nam10 (10.3938/jkps.56.295), Krasa13 (10.1017/S0263034613000360), Komeda13 (10.1038/srep02561), Zulick13 (10.1063/1.4795723), Bang13 (10.1103/PhysRevE.87.023106), Zhang14 (10.7567/APEX.7.026401).

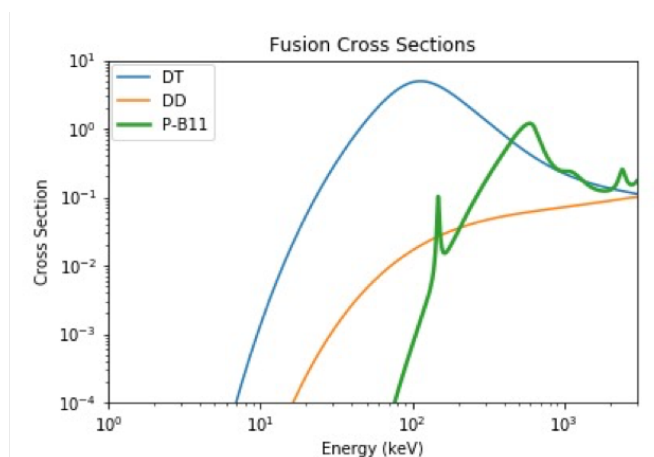
2.4 Pomiar równania stanu dla boru i związków boru na urządzeniu PALS

Osoba kontaktowa: K. Batani, katarzyna.batani@ifpilm.pl

Badania realizowane w ramach projektu na instalacji laserowej PALS stanowi zapoczątkowanie międzynarodowej współpracy skoncentrowanej na studiowaniu równania stanu dla związków boru. Pierwsze pomiary 300-K równania stanu BN (cBN) w warunkach wysokiego ciśnienia (1,15 Mbar) dały wynik $3,69 \pm 0,14$ Mbar modułu objętościowego przy zerowym ciśnieniu. Następnie przeprowadzono pomiary EOS cBN na pojedynczych kryształach osadzonych w quasi-hydrostatycznym ośrodku ciśnieniowym (hel lub neon) oraz dyfrakcję promieniowania

rentgenowskiego do 16,0 Mbar w temperaturze 295 K i 0,80 Mbar w zakresie temperatur 500-900 K. Wyznaczono również EOS cBN w granicach do maksymalnej temperatury 3300 K przy ciśnieniu statycznym do 0,70 Mbar. Równanie stanu wurtzitowego azotku boru i jego ściśliwość zostały zbadane przy ciśnieniach osiagających wartość 0,66 Mbar, wykorzystując kowadło diamentowe i dyfrakcję proszkową promieniowania synchrotronowego. Uzyskana zależność ciśnienie-objętość wykazała, że faza ta ma prawie taką samą ściśliwość jak cBN. Obliczenia termodynamiczne równania stanu dla BN (oparte na tych wynikach) wykazały, że wurtzitowy azotek boru jest metastabilny w całym zakresie ciśnień i temperatur. Ostatnie eksperymenty w National Ignition Facility (NIF) zademonstrowały przydatność materiałów o małej gęstości powierzchniowej (jak bor) do eksperymentów nukleosyntezy. Badania nad wykorzystaniem takich materiałów prowadzone są zarówno na urządzeniach laserowych OMEGA (w Stanach Zjednoczonych), jak i National Ignition Facility, ze szczególnym naciskiem na optymalizację implozji w celu badania reakcji wytwarzania cząstek naładowanych. Podstawowe wymagania w tym zakresie to wysoka wydajność, pozwalająca na uzyskanie wysokiej statystyki pomiarów produktów syntezy, w połączeniu z niską gęstością powierzchniową, umożliwiającą ucieczkę naładowanych produktów syntezy. Jest to optymalnie osiągalne w przypadku implozji z bezpośrednim napędem pchającym, w których stosuje się kapsuły z cienką szklaną powłoką.

Bor jest również bardzo interesujący pod kątem badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Reakcja syntezy protonowo-borowej jest od dawna uważana za "Grala" syntezy jądrowej, który w przyszłości umożliwi produkcję energii. W istocie taka reakcja: $p + B^{11} \rightarrow 3He^4 + 8,7 \text{ MeV}$ ma tę bardzo atrakcyjną cechę, że nie wytwarza neutronów, w przeciwieństwie do reakcji deuteru z trytem. Brak neutronów w reakcji pierwotnej oznacza bardzo niewielką aktywację materiałów w przyszłych reaktorach, a tym samym bardzo małą ilość odpadów radioaktywnych. Jednocześnie w wyniku reakcji produkowane są wysokoenergetyczne cząstki alfa, których energia kinetyczna mogłaby zostać bezpośrednio zamieniona w energię elektryczną bez konieczności przeprowadzania cyklu termodynamicznego. Brak studiów na szeroką skalę w tym temacie związany jest z potrzebą wytworzenia dla przebiegu reakcji bardzo wysokiej temperatury Rys. 1. Z tego względu większość dotąd prowadzonych badań skoncentrowana została na koncepcjach opartych na reakcji DT, pozostawiając syntezę pB jako odległy, choć interesujący "drugi krok" w produkcji energii za pomocą fuzji jądrowej.



Rys. 1 Przekrój czynny na reakcje DT, DD i p-B11.

W zrozumieniu fizyki boru ważną rolę odgrywają dane dotyczące jego zachowania w warunkach ekstremalnych. Dotyczy to w szczególności pozyskiwania danych na temat równania stanu boru przy bardzo wysokich ciśnieniach (do 100 megabarów). Stosując metodę direct-drive na laserze Omega,

uzyskano 3 punkty EOS azotku boru leżące na głównej krzywej Hugoniot, odpowiednio przy ciśnieniach 12,14 Mbar; 20,91 Mbar i 26,43 Mbar. Jako próbki wykorzystano przezroczyste monokryształy BN [6]. W NIF, ta sama grupa przeprowadziła pomiary, które dostarczyły danych dotyczących do określenia jednego punktu na krzywej Hugoniot dla czystego boru przy bardzo wysokich ciśnieniach (56,08 Mbar) [7]. Punkt ten został porównany z teoretyczną tabelą EOS dla boru w szerokim zakresie temperatur ($5,1 \times 10^4$ - $5,2 \times 10^8$ K) i gęstości (0,25-49 g/cm³).

Celem tego projektu było zaprojektowanie, konstrukcja i uruchomienie diagnostyki VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) oraz próba uzyskania pierwszych danych, które pozwolą na określenia równania stanu azotku boru (BN) pod wpływem różnych wartości ciśnień wytworzonych przy pomocy oddziaływania lasera PALS z próbką BN. Diagnostyka VISAR pozwala na śledzenie zmian prędkości fali uderzeniowej w czasie poprzez pomiar przesunięcia Dopplera. W ramach eksperymentu wykorzystano również diagnostykę SOP (Streak Optical Pyrometry), która jest znacznie mniej skomplikowana i pozwala na wyznaczenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej z pomiaru emisji promieniowania emitowanego z materiału tarczy.

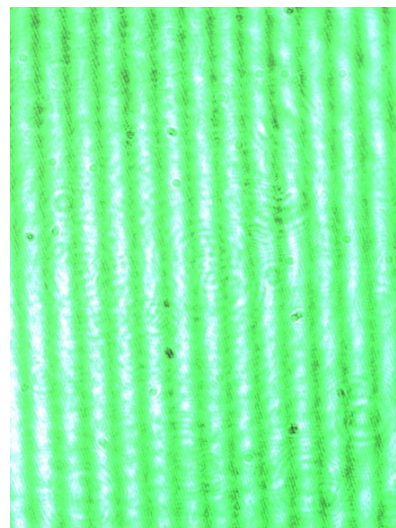
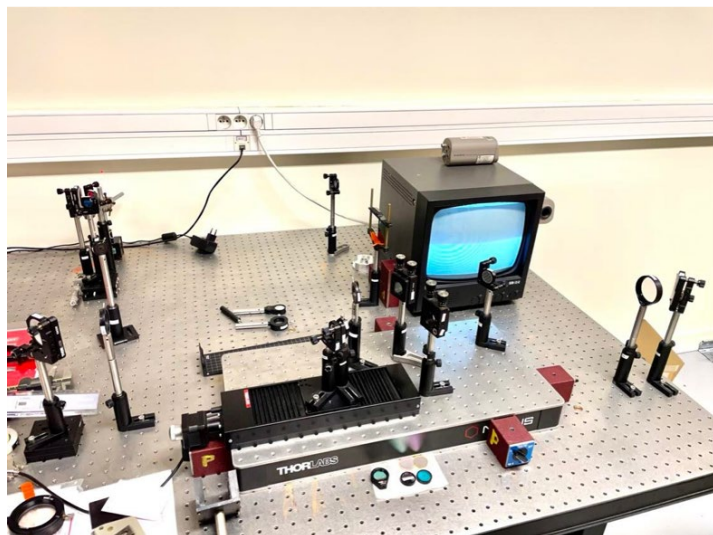
W raporcie przedstawione zostały przygotowania do montażu diagnostyki VISAR, wstępne pomiary wykonane przy pomocy lasera o bardzo niskiej mocy oraz pierwsze pomiary jakie zostały uzyskane przy wykorzystaniu lasera referencyjnego podczas eksperymentu przeprowadzonego podczas eksperymentu na instalacji laserowej PALS.

W pierwszej kolejności skompletowano elementy niezbędne do skonstruowania prototypu i końcowej diagnostyki oraz tarcze. Wykorzystano w znacznej mierze wcześniej dostępne oprzyrządowanie i optykę. Skomplikowane prototypowe wielowarstwowe tarcze wykorzystane podczas eksperymentu zamówione zostały na potrzeby eksperymentu u dwóch niezależnych producentów. Struktura tarcz była podobna, jednakże materiały wykorzystane do wykonania tarcz pochodziły od różnych wykonawców, a badany materiał posiadał inną grubość. Podstawa wielowarstwowych tarcz zamówionych w Scitech Precision składała się z bardzo cienkiej warstwy aluminium (100-200 nm), warstwy polimeru zawierającego jedynie C and H (10 µm), warstwy aluminium (10 µm). Materiały badane w eksperymencie (kwarc o grubości 100 µm i azotek boru (BN) o grubości 100 µm) umieszczone zostały po dwóch stronach 10 µm warstwy aluminium (Rys. 2). Kwarc wykorzystany został jako materiał referencyjny, ze względu na jego parametry bardzo dobrze scharakteryzowane pod wpływem wysokiego ciśnienia.

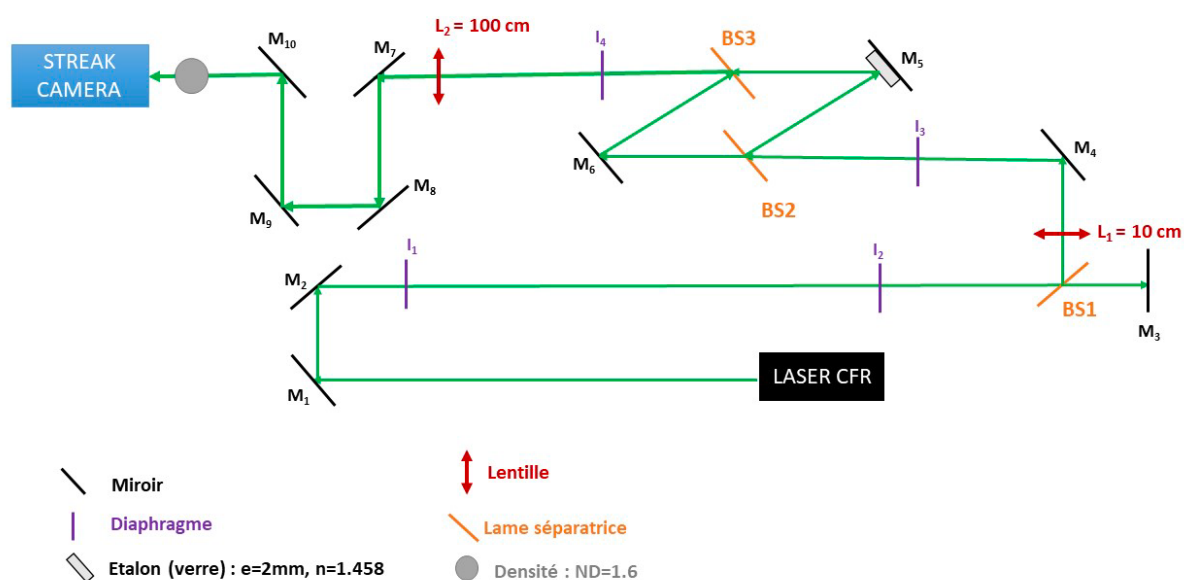
W ramach przygotowań do montażu diagnostyki elementy optyczne, detektory, mocowania i pozostałe niezbędne oprzyrządowanie przetransportowane zostały na instalację laserową PALS. Ze względu na przebiegający równolegle eksperyment diagnostyka zestawiona została w pomieszczeniach poniżej hali eksperymentalnej. Schemat układu VISAR przedstawiony jest na rysunku 4.



Rys. 2 Schemat tarczy [7-9]: podstawa tarczy 4x4 mm zawiera aluminium o grubości 100 to 200 nm, CH (plastik - polimer zawierający jedynie C i H) o grubości 10 µm, Aluminium o grubości 10 µm. Na podstawie tarczy umieszczone są: materiał referencyjny (po prawej) kwarc o grubości 100 µm, oraz materiał badany (po lewej): azotek boru (grubość warstwy od 30 do 100 µm w zależności od wybranej próbki).



Rys. 3a) Prototypowy układ diagnostyki VISAR; b) obraz uzyskanych prążków interferencyjnych



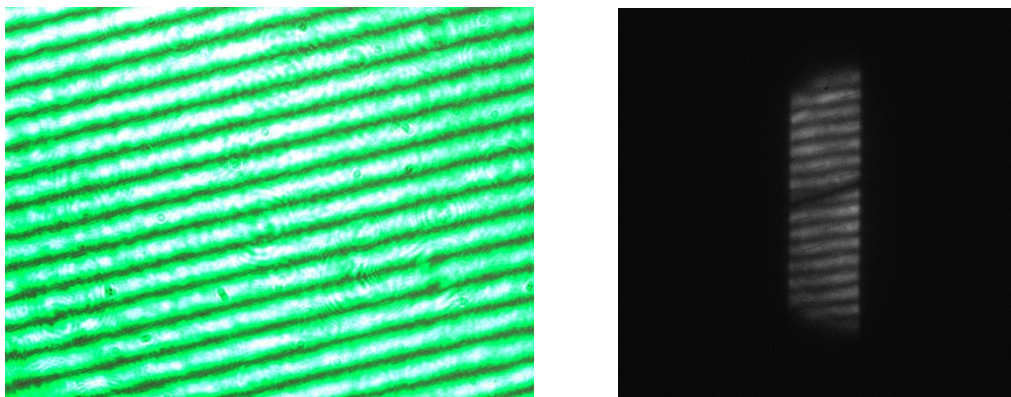
Rys. 4. Finalny schemat diagnostyki VISAR

Przedmiotem testowania były:

- funkcjonalność detektora oraz stolika wyposażonego w motor (Thorlabs), który na późniejszym etapie wykorzystany został do justowania jednego z ramion interferometru,
- parametry elementów optycznych (soczewek, luster, polaryzatora, klina, ćwierćfalówki i filtrów),
- parametry elementów mechanicznych, które niezbędne były do zamontowania elementów optycznych,
- energia wiązki lasera referencyjnego oraz
- opóźnienie reakcji kamery CCD w stosunku do lasera referencyjnego CFR Quantell ND.

W pierwszej kolejności układ optyczny wyjustowany został za pomocą zielonego lasera punkowego (CAS-456261-N7Q8T6) o mocy 4,5 mW. Po ustaleniu pozycji i parametrów wszystkich elementów

optycznych i przy wykorzystaniu etalonu ($d=2\text{ mm}$, $n=1,458$) zarejestrowano obraz prążków interferencyjnych (Rys. 5).



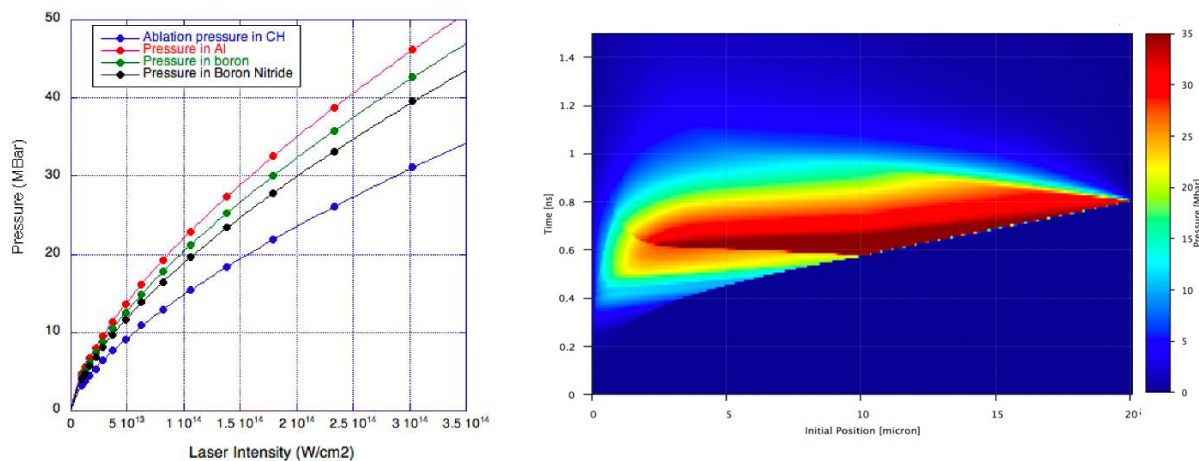
Rys.5 (po lewej) struktura prążków interferencyjnych przy pełnym otwarciu szczeliny kamery smugowej, (po prawej) struktura prążków interferencyjnych z nałożonym obrazem obserwowanego obiektu przy rozmiarze szczeliny rzędu $100\text{ }\mu\text{m}$

Finalne testy dotyczyły ustalenia parametrów elementów optycznych w konfiguracji diagnostyki (Rys. 4) opartej na wykorzystaniu pulsowego lasera Quantell ND o energii 130 mJ i czasie trwania pulsu 7 ns . Energia lasera zredukowana została do wartości $4\text{--}5\text{ mJ}$. Ustalono, że przy takiej energii lasera można było zarejestrować obraz prążków interferencyjnych i jednocześnie zapewnić bezpieczny przebieg eksperymentu dla pozostałych elementów optycznych. Do przeprowadzenia pomiarów wykorzystana została kamera smugowa wyposażona do rejestracji sygnału w kamerę CCD (Mightex) z matrycą o rozdzielczości (1400×1052) obsługiwaną przez aplikację SSClassic. Stolik wyposażony w motor (Thorlabs), kontrolowany był przez aplikację APT User.

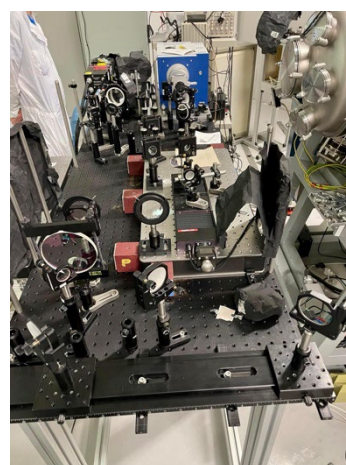
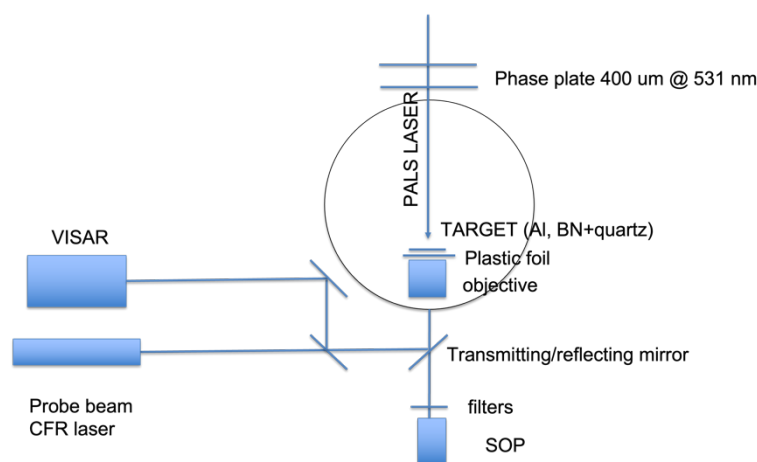
Określono również opóźnienie reakcji detektora na sygnał triggera w odniesieniu do reakcji lasera Quantell ND. Reakcja detektora opóźniona była w stosunku do sygnału lasera o 30 ns .

Zgodne z obliczeniami przeprowadzonymi w ramach przygotowań do eksperymentu charakterystyka lasera PALS powinna pozwolić na wytworzenie w materiałach tarcz ciśnień w przedziale od 10 do 35 Mbar (Rys. 6a). Przy wykorzystaniu programu MULTII określono również dynamikę fali uderzeniowej (Rys. 6b). Do wykonania obliczeń założono gausowski profil natężenia lasera o maksymalnej wartości 10^{14} W/cm^2 i podstawę tarczy zbudowaną z warstwy aluminium (100 nm), CH ($10\text{ }\mu\text{m}$) i aluminium ($10\text{ }\mu\text{m}$).

Badania przeprowadzone zostały na instalacji laserowej PALS w Pradze w okresie od 3 do 27 października 2022 roku. W trakcie pierwszej sesji, która trwała około tygodnia, w pierwszej kolejności przetransportowano diagnostykę VISAR skonstruowaną wcześniej w pomieszczeniach poniżej hali eksperymentalnej instalacji laserowej PALS w pobliżu komory próżniowej. Następnie skupiono się na justowaniu diagnostyk oraz na czasowej synchronizacji diagnostyk z impulsami lasera PALS. Schemat eksperymentu przedstawiony jest na rysunku 7a). Ze względu na stopień skomplikowania diagnostyki VISAR (Rys. 7b) prace nad przygotowaniem do eksperymentu obydwóch diagnostyk odbywał się równolegle z priorytetem uzyskania wyników przy pomocy diagnostyki SOP (składającej się jedynie z soczewki skupiającej sygnał na szczelinie kamery smugowej).



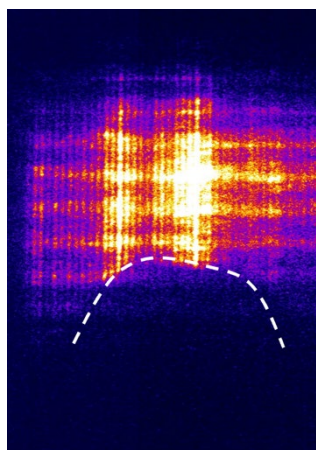
Rys. 6a) Ciśnienie materiałów wytworzone pod wpływem oddziaływania lasera PALS. **6b)** Dynamika fali uderzeniowej otrzymana w wyniku zastosowania jednowymiarowych hydrodynamicznych symulacji uzyskanych przy wykorzystaniu kodu MULTI 1D.



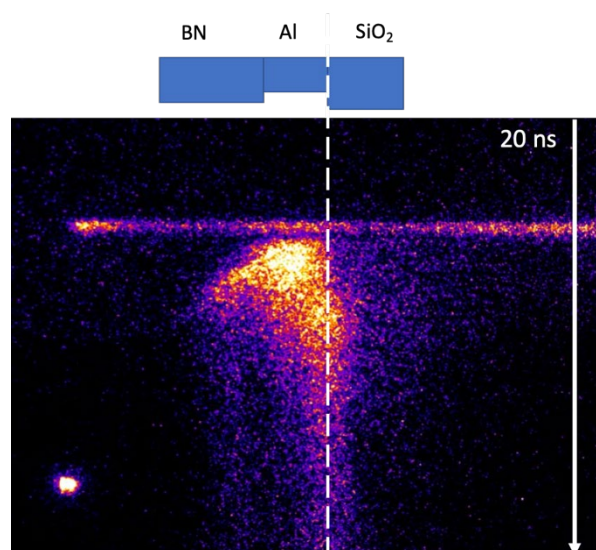
Rys 7 a) Schemat układu eksperymentalnego **b)** Diagnostyka VISAR

Pozostały czas badawczy poświęcony był na przeprowadzenie badań eksperymentalnych w ramach, których studiowano równanie stanu azotku boru (BN). Na wstępie w celu przetestowania funkcjonalności diagnostyki SOP przeprowadzono pomiary przy wykorzystaniu jednowarstwowych płaskich tarcz aluminiowych o różnych grubościach. W celu przetestowania funkcjonalności diagnostyki SOP przeprowadzono pomiary z wykorzystaniem próbek aluminium o grubości 9 i 25 μm. Emisja promieniowania aluminium o grubości 9 μm i 25 μm zaprezentowana jest odpowiednio na Rys. 8a i 8b. Przedstawiony sygnał obrazuje emisję promieniowania w przestrzeni (oś horyzontalna) i czasie (oś wertykalna). Laser aplikowany był od góry. Na rysunku 8a obserwujemy bardzo szybkie wydostanie się fali uderzeniowej z materiału 9 μm aluminium, w przypadku grubszej warstwy aluminium czas ten jest wyraźnie dłuższy. Dla precyzyjnego określenia czasu emisji z badanych materiałów zbudowano specjalny układ, który pozwolił na wydzielenie części światła z wiązki laserowej PALS i przesłanie jej bezpośrednio do detektora systemu SOP (co obrazuje jasny punkt po lewej stronie Rys. 8a i 8b). Pomiary wykonane przy pomocy folii aluminiowej wskazały na poprawne działanie diagnostyki i optymalną synchronizację pomiarów z laserem PALS.

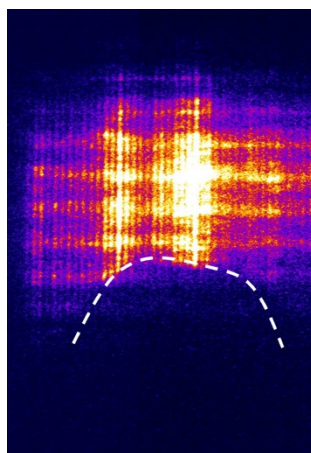
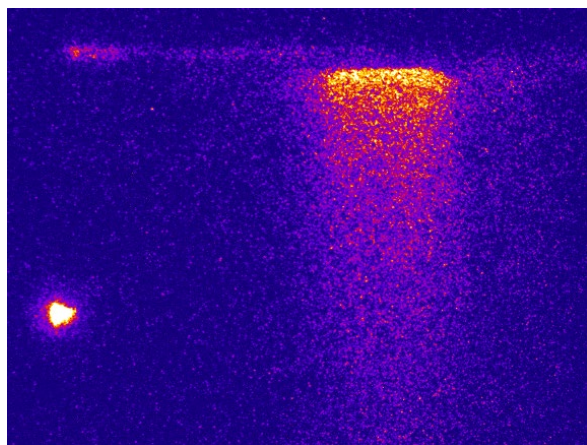
a)



b)



Rys. 8 Pomiary przeprowadzone przy wykorzystaniu diagnostyki SOP a) #58868, Al 9 μm , energia lasera $E = 151,11$ J, czas akwizycji $t=20$ ns b) #58879, Al 25 μm $E=161,11$ J, $t=20$ ns. Rozpoczęta została analiza pomiarów przeprowadzonych przy zastosowaniu próbki wielowarstwowej zawierającej azotek boru. Przykładowe pomiary zarejestrowane przy pomocy układu SOP i VISAR zaprezentowane są odpowiednio na rysunku 9a i b



a)

b)

Rys. 9 SOP: #58898, BN 30 μm , $E = 1175,03$ J, $t=20$ ns VISAR: ns b) #58905, BN 30 μm $E=143,9$ J, $t=20$ ns

Konstrukcja diagnostyki VISAR na instalacji laserowej PALS jest innowacyjnym ambitnym zadaniem, które realizowane jest w ramach współpracy zagranicznej. Perspektywa stworzenia stabilnego systemu pozwalającego na badanie równania stanu materiałów pod wysokim ciśnieniem jest bardzo interesująca nie tylko z perspektywy studiowania fuzji proton bor, ale również z perspektywy studiowania materiałów związanych z konstrukcją tarcz wykorzystywanych w badaniach Inertial Confinement Fusion oraz z punktu widzenia astrofizyki. Przeprowadzenie pomiarów przy wykorzystaniu związku azotku boru zwiększy bardzo ubogą bazę danych opisujących równanie stanu tego związku pod wysokim ciśnieniem.

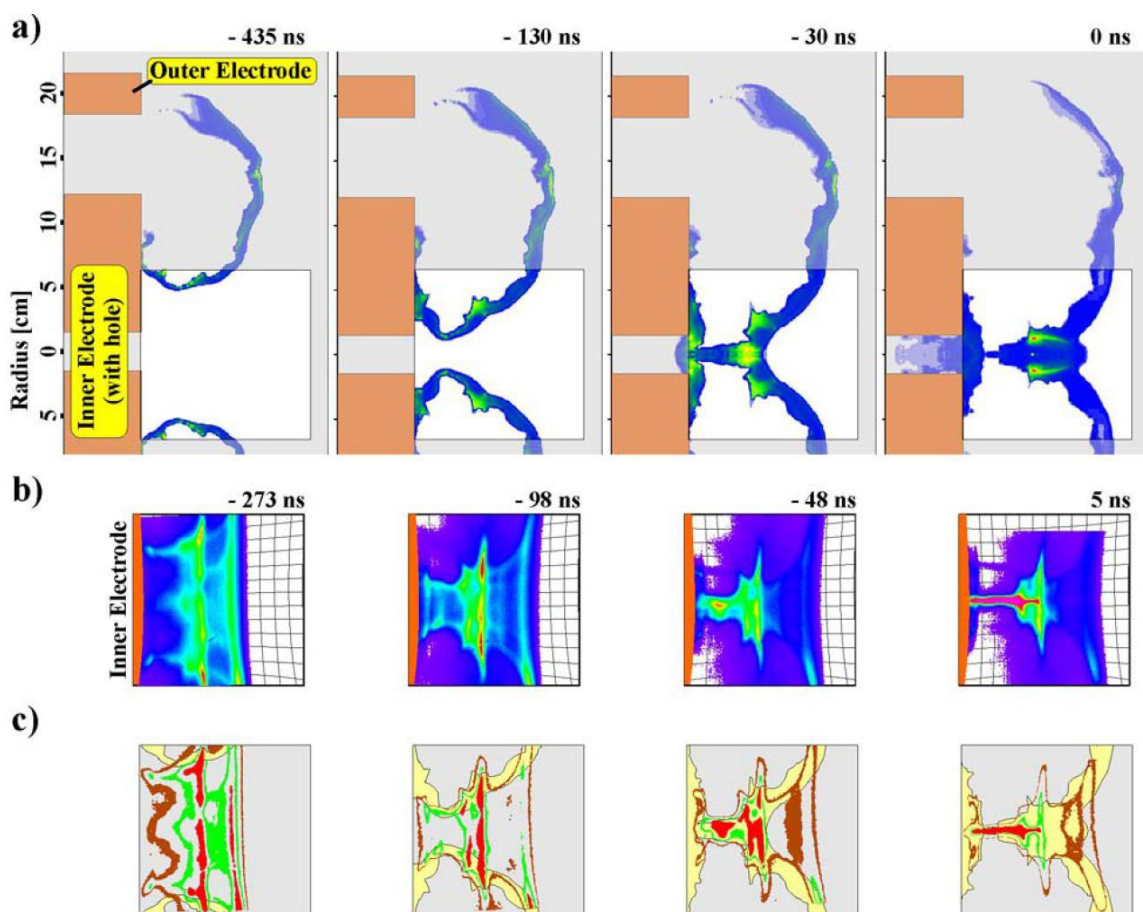
3 Projekty Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej

3.1 Rozwój kompaktowego, powtarzalnego źródła neutronów wykorzystującego urządzenie *plasma focus*

Osoba kontaktowa: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

Zgodnie z harmonogramem w okresie styczeń – marzec 2022 roku przeprowadzono serię obliczeń dla zestawu wybranych konfiguracji elektrod oraz warunków początkowych (ciśnienie, napięcia, etc.) celem wybrania 2-3 w największym stopniu spełniających wymagania projektu.

Głównym narzędziem tego modelowania był dwuwymiarowy kod FOCUS oparty na metodzie swobodnych cząstek i rozwiązujący równania MHD (geometria cylindryczna 2D) z uwzględnieniem członów dyssypacyjnych z wykorzystaniem współczynników Braginskiego)



Rys.1. Kod FOCUS: porównanie struktur powłoki plazmowej oraz powłoki prądowej a) symulacje MHD rozkładu emisji promieniowania termicznego (na podstawie temperatury elektronowej plazmy) b) rozkład emisji miękkiego promieniowania X rejestrowany za pomocą ultra-szybkiej kamery, c) superpozycja rysunków a) i b) pokazująca zgodność wyników symulacji oraz eksperymentu.

Wyniki modelowania pokazały, że optymalną konfiguracją generatora neutronów o energii baterii równej 10 MJ oraz napięciu ładowania 90 kV to geometrii elektrod średnica elektrody wewnętrznej $R_0=17$ cm, średnica elektrody zewnętrznej $R_0=27$ cm, długość elektrod $Z_0=38$ cm, ciśnienie $DT=15$ Torr, indukcyjność zewnętrzna 21 nH. Przy takich parametrach prąd w kolumnie plazmowej wynosi 5.65 MA, prąd maksymalny 7.8 MA natomiast zgodnie z prawem skalowania $Y \sim I^4$ emisja neutronów wynosi $3 \cdot 10^{16}$ neutronów na wyładowanie.

Analiza i modelowanie komputerowe depozycji energii wyładowania w elementach konstrukcyjnych generatora neutronów

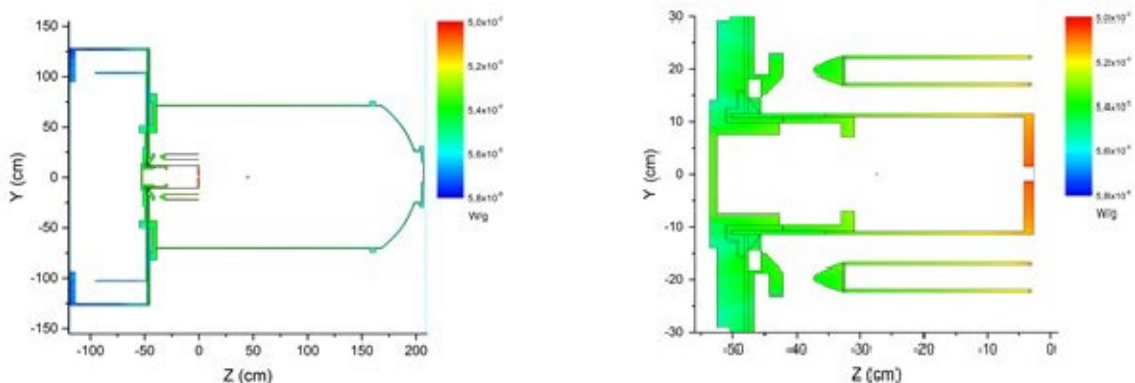
Warunki kontraktu zawartego z IAEA zawierają przeprowadzenie analiz związanych z fazą projektowania docelowego generatora neutronów oraz przygotowanie metodologii i narzędzi (kodów komputerowych) pozwalających takie analizy przeprowadzić.

Jednym z problemów, który pojawi się w procesie projektowania generatora jest zagadnienie odprowadzania ciepła z komory i układu elektrod, W celu oceny mocy grzania jądrowego wykorzystano program MCNP do którego przygotowano odpowiedni „input” odpowiadający przyszłej komorze oraz układowi elektrod docelowego generatora.

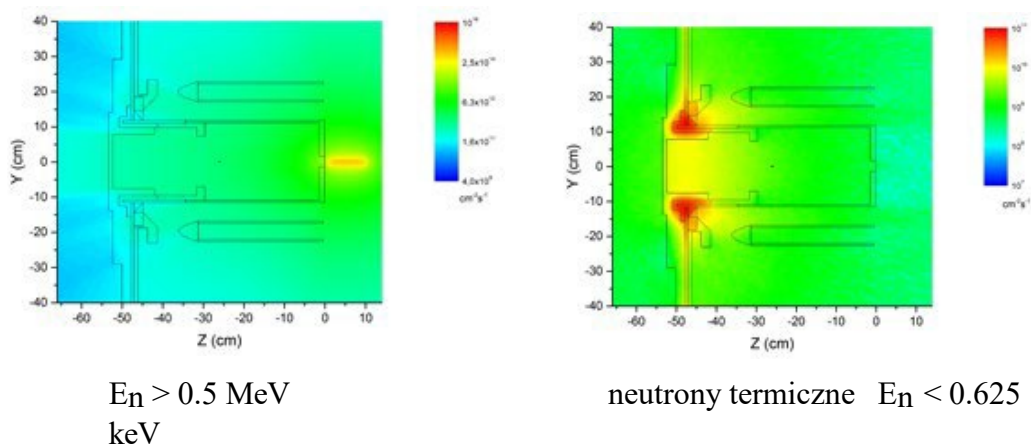
Źródło w kształcie walca o długości 10 cm i średnicy 2 cm zaczynającego się na środku końca elektrody wewnętrznej; energia neutronów 14 MeV; wydatek $3 \cdot 10^{16}$ neutronów na sekundę.

Długotrwała emisja neutronów na poziomie 10^{17} n/s spowoduje znaczącą aktywację konstrukcji źródła neutronów stąd problem aktywacji oraz prędkości zaniku powinien być wstępnie zbadany w ramach projektu. Przewidziano, że końcowy raport (projekt źródła neutronów) zawierał będzie analizę problemu aktywacji konstrukcji oraz wskazówki dotyczące radiacyjnych aspektów bezpieczeństwa obsługi oraz serwisowania źródła. Wstępna analiza aktywacji została przeprowadzona z wykorzystaniem kodu MCNP oraz FISPACT.

Szczegółowy input MCNP dla PF-10MJ (opiera się na konstrukcji generatora PF-1000) zawiera informacje o materiałach użytych do budowy jego elementów i wykorzystując informacje o intensywności strumienia neutronów kod FISPACT wyznaczy rozkład stopnia wzbudzonej aktywności oraz jej zaniku w czasie.



Rys.2. Wyniki modelowania MCNP – grzanie jądrowe elementów źródła



Rys.3. Przestrzenny rozkład gęstości strumienia neutronów jako input kodu FISPACT-II

Rejestracja sub-nanosekundowych impulsów neutronowych w warunkach jednoczesnej emisji twardego promieniowania X

W klasycznej sondzie scyntylacyjnej – wyposażonej w scyntylator plastikowy, istnieje zazwyczaj ogromna rozbieżność pomiędzy amplitudami impulsów związanych z rejestracją promieniowania rentgenowskiego z jednej strony i sygnałem związanym z rejestracją impulsów promieniowania neutronowego, z drugiej strony. Dzieje się tak ze względu na ok. 10 do 20 razy lepszą efektywność detekcji dla promieniowania rentgenowskiego w porównaniu z promieniowaniem neutronowym. Zjawisko to, powoduje często obcięcie (*clipping*) szczytowej amplitudy sygnału związanego z promieniowaniem rentgenowskim, co utrudnia przeprowadzenie skutecznej analizy zarejestrowanych sygnałów.

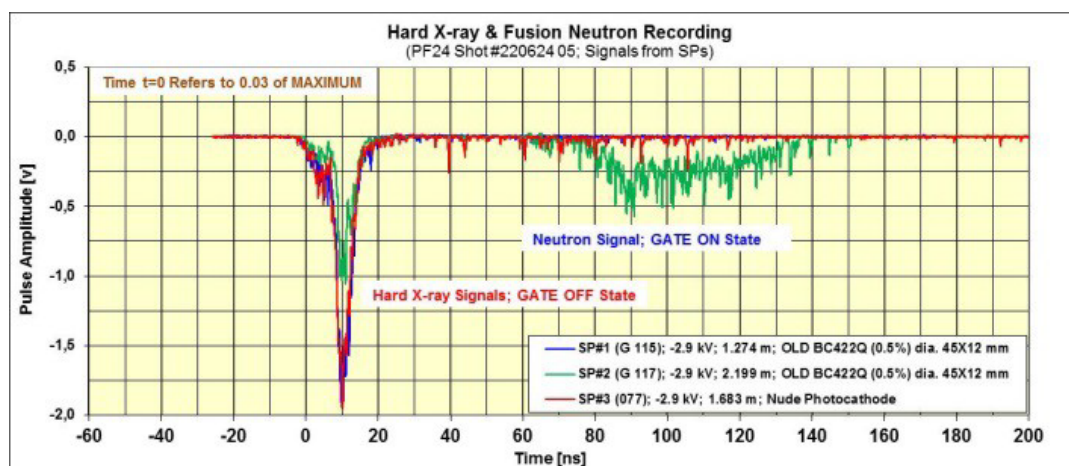
W sondzie bramkowanej istnieje możliwość całkowitego zablokowania sygnałów UV emitowanych ze scyntylatora (bramka w stanie wyłączonym – GATE OFF), a rejestracja impulsów promieniowania rentgenowskiego jest realizowana w tym czasie jedynie poprzez ich bezpośrednią konwersję na fotokatodzie MCP-PMT – oczywiście ze znacznie mniejszą amplitudą niż w przypadku konwersji zachodzącej wewnątrz scyntylatora. Po pewnej chwili (wynikającej z czasu emisji promieniowania rentgenowskiego oraz z różnic w czasach przelotu kwantu i neutronu) bramka zostaje aktywowana (GATE ON), co powoduje możliwość odebrania i wzmocnienia promieniowania UV emitowanego ze scyntylatora podczas jego oddziaływania ze strumieniem neutronów.

Wyniki przeprowadzonych testów pokazały, że w interesującej nas konfiguracji (jednoczesna emisja promieniowania X oraz neutronów) zastosowana metodologia jest skuteczna i pozwala o dwa rzędy wielkości ograniczyć sygnał pochodzący od promieniowania X.

Metoda może znaleźć zastosowanie nie tylko do badania układów typu *plasma focus*, lecz także w badaniach oddziaływania impulsów laserowych z materią.

Wyniki przeprowadzonych testów pokazały, że w interesującej nas konfiguracji (jednoczesna emisja promieniowania X oraz neutronów) zastosowana metodologia jest skuteczna i pozwala o dwa rzędy wielkości ograniczyć sygnał pochodzący od promieniowania X.

Metoda może znaleźć zastosowanie nie tylko do badania układów typu *plasma focus*, lecz także w badaniach oddziaływania impulsów laserowych z materią.



Rys.4. Sygnały (PF-24 IFJ, neutrony + promieniowanie X) rejestrowane za pomocą oscyloskopu MSO066B (pasmo analogowe - 10GHz, maksymalna częstość próbkowania – 50GS/s). W trakcie sygnału neutronowego bramka jest włączona i światło ze scyntylatora nie dochodzi do powierzchni fotokatody MCP-PMT.

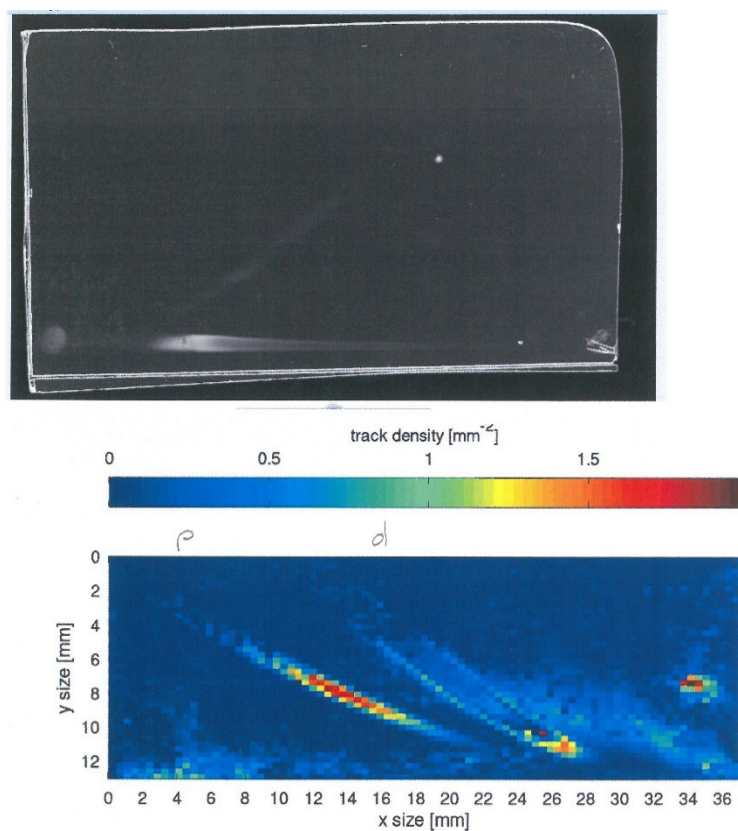
3.2 Zastosowanie intensywnych obciążeń termicznych i radiacyjnych generowanych w plazmie urządzenia PF-1000U w badaniach materiałów istotnych z punktu widzenia reaktora termojądrowego wykorzystującego koncepcję fuzji inercyjnej

Osoba kontaktowa: P. Czarkowski, piotr.czarkowski@ifpilm.pl

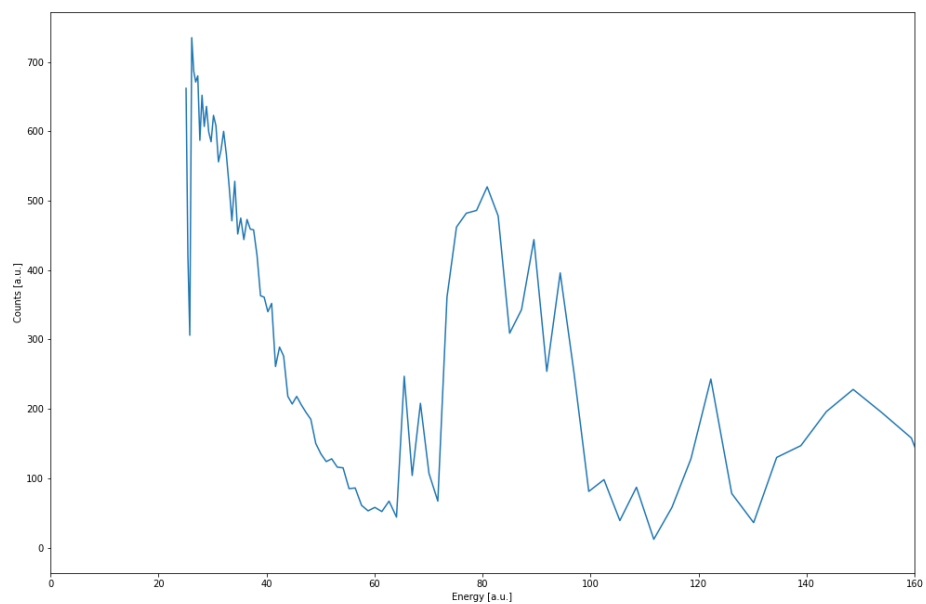
W roku 2022 prowadzone były prace w ramach projektu CRP MAEA „Application of Heavy Thermal and Radiation Loads Generated by Plasma-Focus PF-1000U in Material Sciences in View of Future Reactors Based on Inertial Fusion Concepts”. Z racji prowadzonych prac remontowych w laboratorium, działania skupiały się na pogłębionej analizie próbek naświetlonych w kampanii eksperymentalnej w roku 2021. Wyniki prac we współpracy z Lizbońskim Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear (IPFN) przedstawione zostały na konferencji IBMM-2022 oraz opublikowane zostaną w Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B.

W ramach prac nad rozszerzeniem zastosowań materiałowych urządzenia PF-1000U wykonano wstępne testy układu prejonizacji wstępnej. Uzyskane wyniki wskazują na poprawę powtarzalności wyładowań i bardziej stabilne formowanie warstwy prądowej. Układ działa na bazie prejonizacji intensywnym promieniowaniem UV generowanym w wyładowaniu niezupełnym na skrętce z impulsu symetrycznego 10 kV.

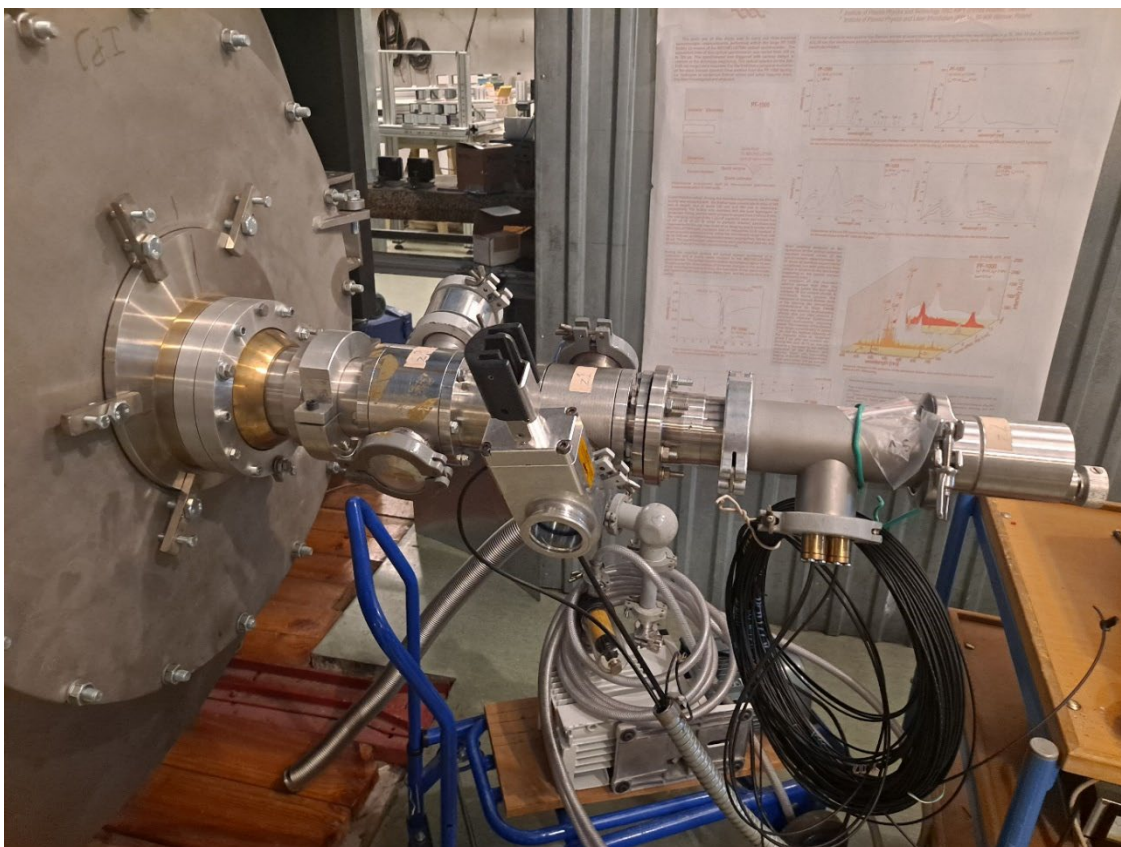
W 2022 roku przeprowadzone zostały pomiary spektrum wiązek jonowych w urządzeniu PF-1000U. Było to konieczne dla precyzyjnego określenia faktycznych obciążeń termicznych i jonowych naświetlanych próbek. Badania zrealizowane zostały dla atmosfer wodorowych, deuterowych i deuterowo-helowych. Wstępne testy prowadzone były z wykorzystaniem detektorów NSSTD (PM-355) z filtrami metalicznymi umieszczonych w pinhole kamerach.



Rys.1. Wytrawiony detektor NSSTD oraz mapa uzyskanych śladów dla atmosfery deuterowo-wodorowej



Rys.2. Uzyskane spektrum energetyczne wiązki jonowej w PF-1000U



Rys.3. Spektrometr thomsonowski

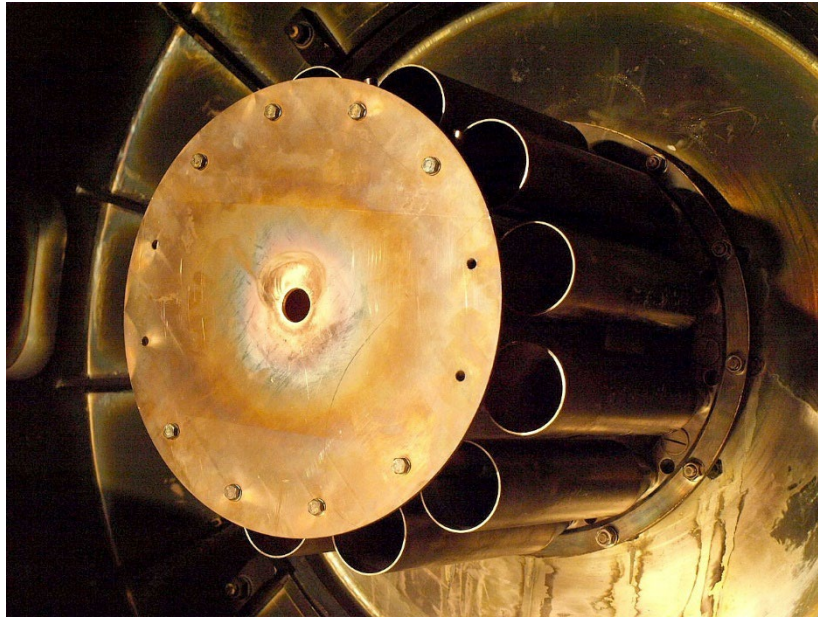


Rys. 4. Kamera pinhole

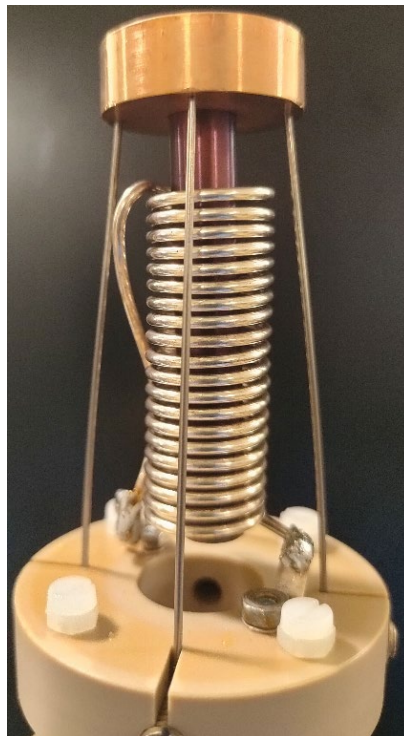
Z racji niedostatecznej dla tej aplikacji rozdzielczości energetycznej, następną fazę badań przeprowadzono z wykorzystaniem spektrometru thomsonowskiego we współpracy z NCBJ w Świerku. Pozyskane dane o spektrach jonowych i doświadczenia z pracą posłużą precyzyjnej ocenie obciążeń termicznych i jonowych w badaniach materiałowych. Dane te stanowić będą również

podstawę do zaprojektowania dedykowanego spektrometru thomsonowskiego dla układów plasma Focus.

W ramach rozwoju możliwości badań materiałowych, kontynuowane były prace nad opracowaniem układu grzania naświetlanych próbek. W świetle wstępnych wyników oraz ograniczeń dostępności ceramiki skrawalnej, podjęto decyzję o modyfikacji układu. Zarzucono koncepcję wykorzystania osłony ceramicznej głowicy grzewczej na rzecz osłonięcia jej antykatodą stalową z tarczą miedzianą na potencjale plazmy. Dokonano przygotowania układu do przeprowadzenia prób w roku 2023. Wstępne wyniki badań posłużą do dalszej modyfikacji i przyjęcia wariantu finalnego głowicy grzewczej.



Rys.5. Antykatoda



Rys. 6. Głowica grzewcza

4 Projekty programu ITER – organizacji Fusion for Energy oraz programu H2020

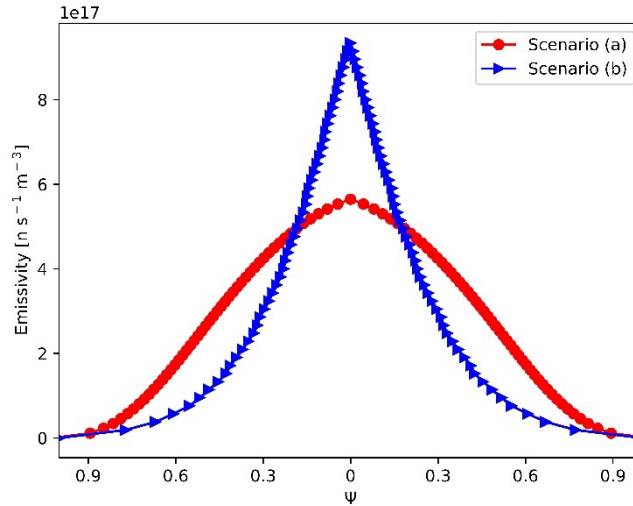
4.1 Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp

Osoba kontaktowa: K. Mikszuta-Michalik, katarzyna.mikszuta-michalik@ifpilm.pl

Radialna Kamera Neutronowa (RNC) dla tokamak ITER składająca się z dwóch systemów: in-port i ex-port zawiera 22 kolimatory wyposażone w detektory neutronów. Diagnostyka ta ma zapewnić pomiar neutronów umożliwiając odtwarzanie profili emisji neutronów w przekroju poloidalnym plazmy. Wymagane jest, aby rozkład emisyjności neutronów rekonstruowany był z niepewnością nie gorszą niż 10%. Warunek ten zapewnia możliwość wiarygodnej interpretacji dystrybucji emisji cząstek alfa oraz temperatury jonowej w tokamaku.

Zespół z IFPiLM wykonał wszystkie przewidziane w harmonogramie zadania w latach poprzednich. Pozwoliło to na realizację dodatkowych prac w roku 2022. Zespół z IFPiLM zastosował samodzielnie opracowane kody numeryczne oparte na różnych metodach do rekonstrukcji profili emisyjności neutronów jako funkcji znormalizowanego strumienia poloidalnego pola magnetycznego w tokamaku ITER. Dokonano ewaluacji precyzyjności wyników przy zastosowanych algorytmach opartych na regularyzacji Tichonowa, Minimalnej Informacji Fishera, Maksymalnej Entropii i Maksymalnego Prawdopodobieństwa. Opracowane kody numeryczne rozważane są jako metody do zastosowania w analizie danych w czasie rzeczywistym podczas eksperymentu w celu kontroli spalania plazmy (ang. Real-time burn control).

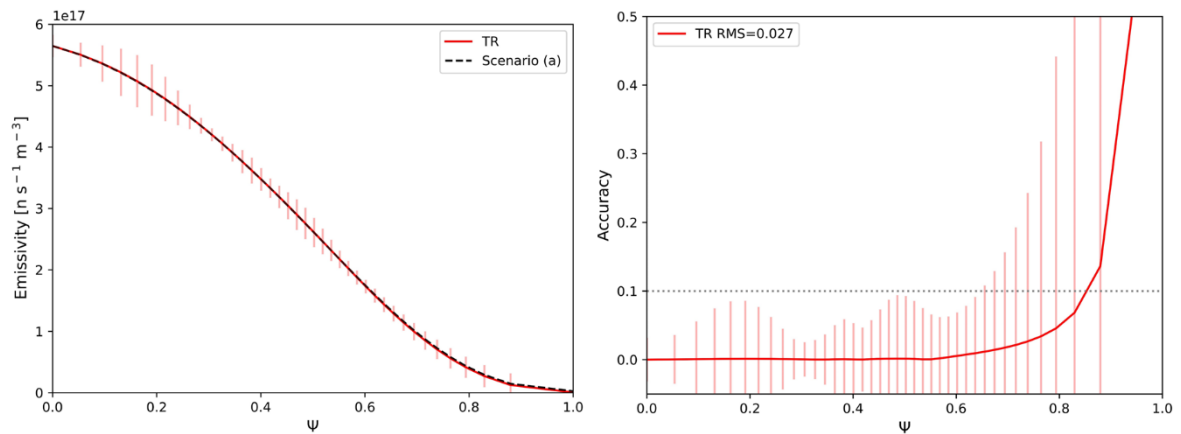
Rekonstrukcja dwu wymiarowej dystrybucji emisyjności neutronów w przekroju poloidalnym tokamaka jest problemem źle postawionym. Zastosowanie przybliżenia mówiącego o stałej emisji neutronów na powierzchniach magnetycznych w tokamaku charakteryzującym się plazmą termojądrową pozwala na redukcję problemu dwu wymiarowego rozkładu parametru plazmy do jednego wymiaru opisywanego przez funkcję zależną od znormalizowanego strumienia poloidalnego pola magnetycznego (Ψ). Liczba poszukiwanych wartości w tym wypadku zależy od liczby rozważanych powierzchni magnetycznych co pozwala na redukcję nieokreśloności problemu i zwiększenie precyzyjności obliczeń. Analiza oceny możliwości rekonstrukcji emisyjności neutronów za pomocą różnych metod została wykonana dla dwóch wersji II referencyjnego scenariusza pracy tokamak ITER: (a) z temperaturą jonową równą 4.5 keV, (b) z gwałtownym wzrostem gęstości w centrum plazmy. Porównanie profili emisji neutronów dla rozważanych scenariuszy znajduje się na rysunku 1.



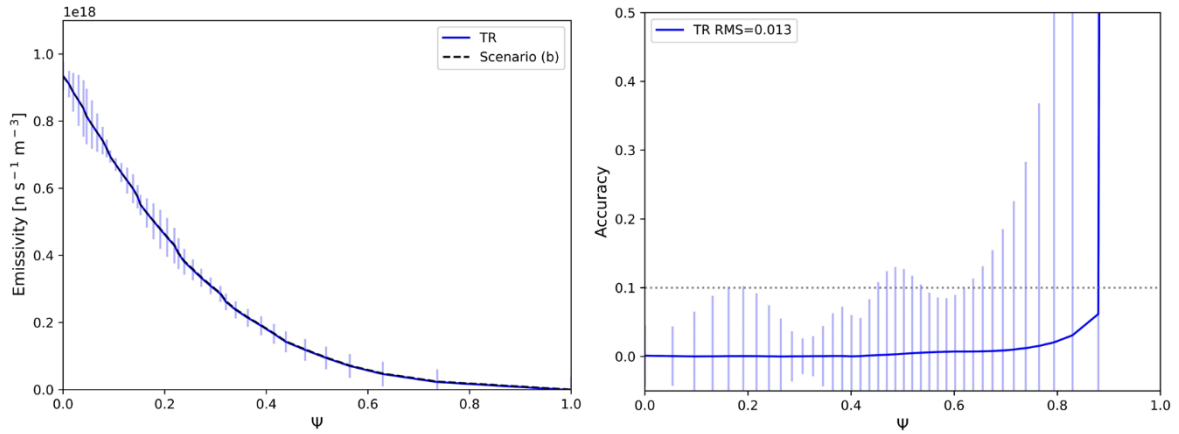
Rys. 1. Profile emisji neutronów dla dwóch wersji bazowego scenariusza pracy tokamaku ITER.

Wstępna analiza kodów została wykonana dla liczby powierzchni magnetycznych równej liczbie detektorów w kamerze neutronowej. Wyniki dla trzech z czterech kodów pozwalały na rekonstrukcję emisyjności neutronowej w szerokim przedziale strumienia poloidalnego. Algorytm oparty na metodzie Maksymalnej Entropii jest nie odpowiedni dla tego typu rozkładów charakteryzujących się gładkimi zmianami. Dalsza analiza wykonana została dla 40 powierzchni magnetycznych co pozwala na dokładniejszą interpretację parametrów plazmy.

Rezultaty obliczeń za pomocą kodu opartego na metodzie regularyzacji Tichonowa (TR) znajdują się na rysunku 2 i 3, odpowiednio dla danych syntetycznych pochodzących z symulacji dla wersji scenariusza (a) i (b). W obu wypadkach precyzja rekonstrukcji jest lepsza niż 10% w obszarze do 0.9 Ψ .



Rys. 2. Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (a) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie TR.

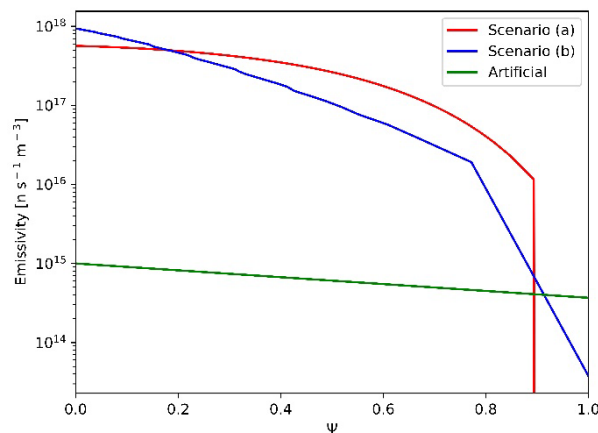


Rys. 3. Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (b) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie TR.

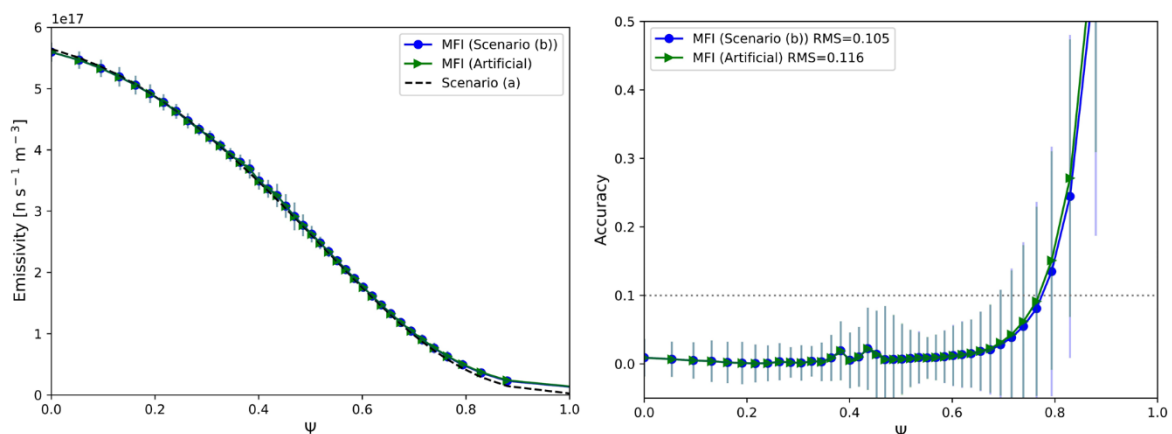
Pozostałe kody mają charakter iteracyjny i wymagają zastosowania domyślnego profilu jako danej wejściowej. Rozkłady emisyjności neutronów rozważane jako domyślne przedstawione są na rysunku 4. Wyniki analizy za pomocą algorytmu opartego na metodzie Minimalizacji Informacji Fishera (MFI) dla danych pochodzących ze scenariusza (a) znajdują się na rysunku 5. Zrekonstruowane rozkłady emisyjności neutronów z użyciem różnych profili wejściowych różnią się tylko na brzegach plazmy. Na rysunku 6 zaprezentowane są wyniki analizy dla danych syntetycznych otrzymanych dla wersji scenariusza (b). W tym wypadku różnica między wynikami jest niewidoczna. Precyzyjność rekonstrukcji lepsza niż 10% jest obserwowana do znormalizowanego strumienia poloidalnego równego 0.8.

Wyniki analizy za pomocą kodu opartego na Maksymalizacji Prawdopodobieństwa dla wersji scenariusza (a) i (b) znajdują się kolejno na rysunkach 7 i 8. Czulość względem profili domyślnych dla tej metody jest bardzo wysoka. Niepewność rekonstrukcji w przypadku zastosowania rozkładu o wartościach podobnych do oryginalnego jako profilu wejściowego jest lepsza niż 10% w całym rozważanym zakresie znormalizowanego strumienia poloidalnego. Precyzja rekonstrukcji w centrum jest lepsza niż 10% nawet w przypadku profilu mocno odbiegającego od zrekonstruowanego.

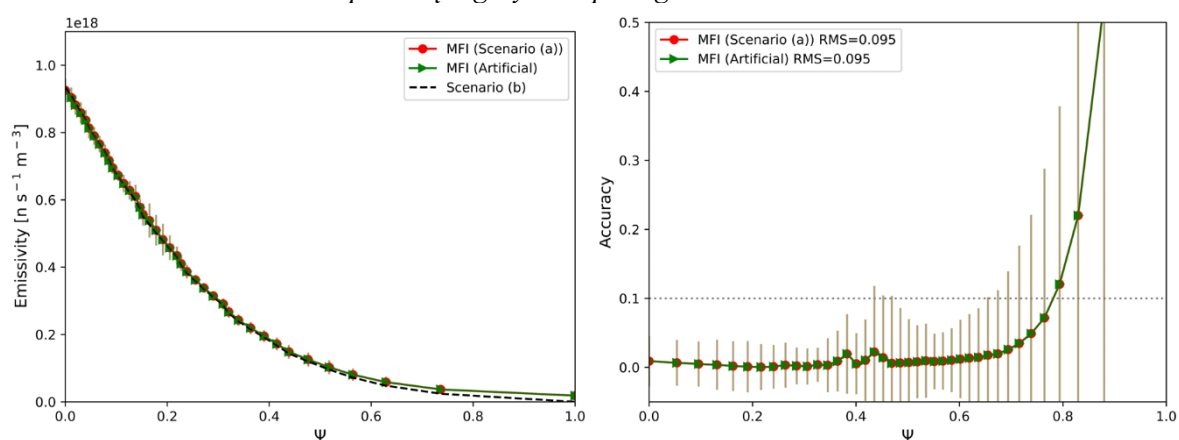
Najlepsze rezultaty otrzymane zostały za pomocą kodu numerycznego opartego na regularyzacji Tichonowa nie wymagającego dodatkowych danych wejściowych co jest jego zaletą.



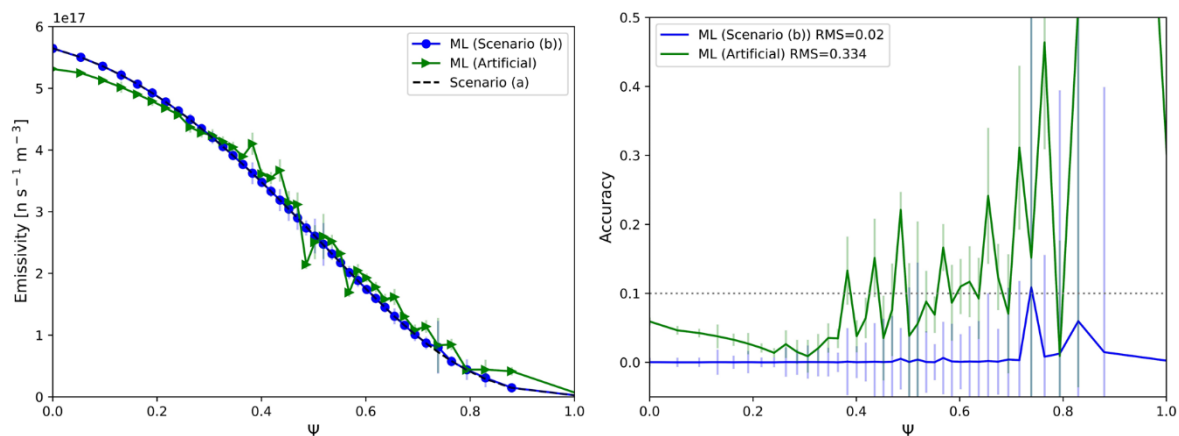
Rys. 4. Domyślne profile emisji neutronów zastosowane jako dane wejściowe w analizie jakości rekonstrukcji.



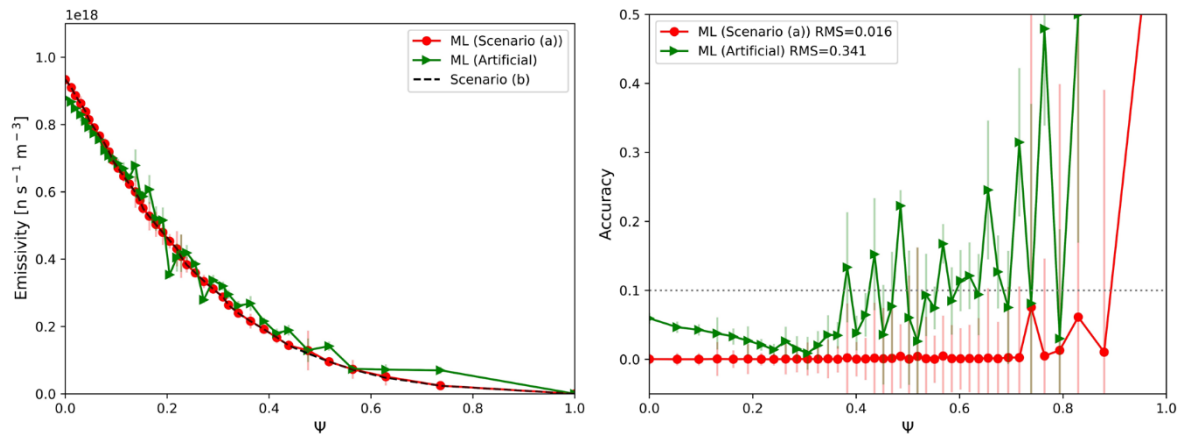
Rys. 5. Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (a) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie MFI.



Rys. 6. Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (b) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie MFI.



Rys. 7. Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (a) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie ML.



Rys. 8. Wyniki rekonstrukcji emisyjności neutronów w tokamaku ITER dla scenariusza (b) otrzymane za pomocą algorytmu opartego na metodzie ML.

Zespół z IFPiLM przygotował cztery kody komputerowe w języku programowania Python oparte na metodach regularyzacji Tichonowa, Minimalnej Informacji Fishera, Maksymalnej Entropii i Maksymalnego Prawdopodobieństwa. Algorytmy zostały przystosowane do zastosowania w wypadku rekonstrukcji profili emisyjności neutronów w tokamaku ITER. Zastosowanie kodów w wypadku Radialnej Kamery Neutronów wymagało przygotowania dedykowanej funkcji umożliwiającej obliczenie macierzy odpowiedzi opartej na geometrii układu. Specjalna funkcja oblicza pola powierzchni magnetycznych przecinanych przez stożki ścięte opisujące powierzchnię plazmy widzianą przez detektory. Przed analizą problemu naukowego wykonane zostały wstępne testy poprawności rekonstrukcji za pomocą przygotowanych kodów komputerowych.

Dzięki szybszemu wykonaniu zadań z harmonogramu w roku 2020 i przygotowaniu ostatecznej wersji kodu komputerowego do tomografii w roku 2021 możliwe było wykonanie dodatkowych obliczeń potrzebnych dla rozwoju projektu. Dokonana została analiza możliwości rekonstrukcji profilu emisji neutronów zredukowanego do jednego wymiaru za pomocą czterech dodatkowo przygotowanych kodów komputerowych. Rozszerzono możliwości analizy numerycznej o algorytmy które będą mogły być zastosowane do analizy w czasie rzeczywistym podczas pracy tokamaku ITER.

Pomiar neutronów za pomocą diagnostyki RNC dla tokamak ITER umożliwi rekonstrukcję rozkładu emisyjności neutronów w plazmie. Analiza rozkładu intensywności emisji neutronów z plazmy termojądrowej pozwoli na poszerzenie wiedzy na temat fuzji jądrowej co będzie skutkowało zwiększeniem wpływu na stabilność wyładowań oraz produkcją energii w reaktorach termojądrowych. Projekt kamery neutronowej musi zapewniać możliwość interpretacji zjawisk fizycznych zachodzących w plazmie oraz oszacowania temperatury jonowej. Zespół z IFPiLM przygotował cztery kody oparte na metodach regularyzacji Tichonowa, Minimalnej Informacji Fishera, Maksymalnej Entropii i Maksymalnego Prawdopodobieństwa, które zostały zastosowane do rekonstrukcji jednowymiarowego rozkładu emisyjności neutronów. Trzy z przedstawionych algorytmów pozwalają na spełnienie wszystkie wymagania dotyczące analizy zjawisk fizycznych w plazmie za pomocą Radialnej Kamery Neutronowej w czasie rzeczywistym.

5 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

5.1 Badania eksperymentalne procesów zachodzących w plazmie laserowej w laboratorium LLWM i innych ośrodkach laserowych

Osoba kontaktowa: M. Rosiński, marcin.rosinski@ifpilm.pl

Wprowadzenie

W Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy od kilku lat prowadzone są badania eksperymentalne obejmujące szeroki zakres tematyczny obejmujący budowę i testowanie różnego typu diagnostyk poprzez prace badawcze dla wielu projektów naukowych. W roku 2022 kontynuowane były badania dotyczące emisji silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) jak również badania nad akceleracją cząstek z wykorzystaniem detektorów IC, półprzewodnikowych, sond IEM jak również Interferometrii. Skutkiem tych działań były wyniki eksperymentalne opisane w innych punktach Annual Raportu 2022 jak również eksperymenty własne w LLWM i innych laboratoriach współpracujących. W szczególności ciekawe wyniki uzyskane zostały w pracach badawczych opisanych poniżej:

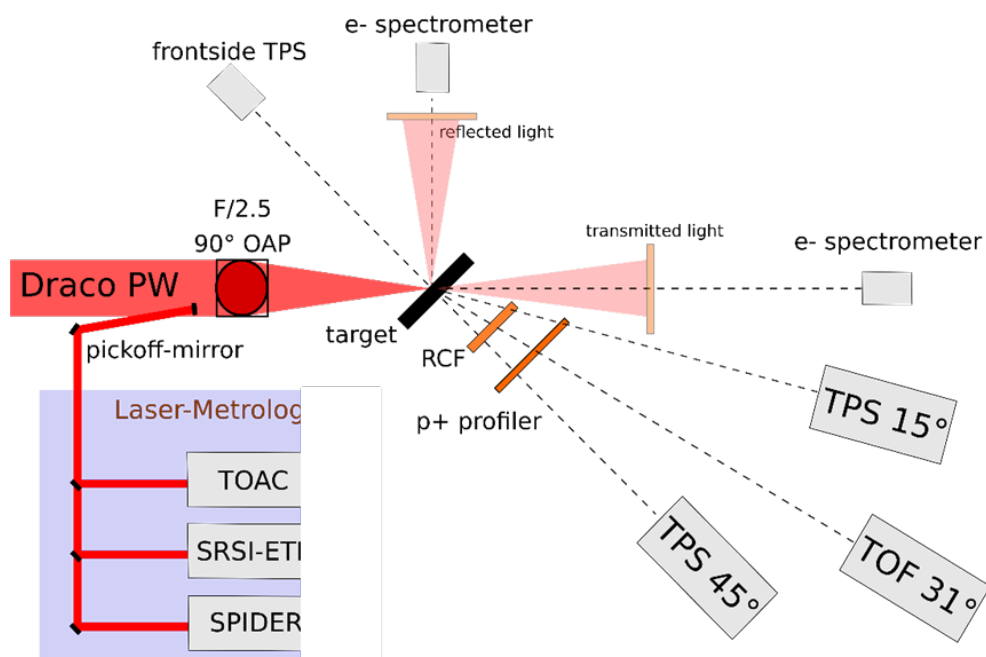
1. Eksperyment na układzie laserowym Draco w Dreźnie

W grudniu 2022 r. zespół LLWM w składzie P. Rączka, M. Rosiński, M. Kustosz, M. Szymański, P. Tchórz i K. Tomaszewski zrealizował eksperyment na układzie laserowym Draco w ośrodku Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) w Dreźnie. Pomiaru w Dreźnie przeprowadzili P. Rączka i M. Kustosz. Ze strony HZDR w eksperymencie uczestniczyli Karl Zeil, Alejandro Laso Garcia, Martin Rehwald oraz Ulrich Schramm. Dostęp do układu był możliwy dzięki grantowi Laserlab Europe nr 23875 pt., „Characterization and mitigation of electromagnetic pulses generated in the process of high-intensity laser ion acceleration” (kierownik naukowy grantu P. Rączka). Celem eksperymentu było zmierzenie parametrów silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM) emitowanych w wyniku oddziaływania wiązki laserowej z materią w warunkach typowych dla laserowej akceleracji jonów, przy dużej energii impulsu laserowego i bardzo dużej intensywności wiązki, a także przetestowanie możliwości ograniczenia emisji silnych IEM przy użyciu pudełkowych osłon elektromagnetycznych opracowanych w IFPiLM.

Laser Draco to petawatowy układ Ti:sapphire generujący impulsy o połówkowym czasie trwania (FWHM) 30 fs i maksymalnej energii przed kompresją 30 J. Rozmiar połówkowy plamki lasera to ok. 2.5 μm , przy czym obszar o tej średnicy obejmuje 35% energii impulsu, co dla intensywności impulsu uśrednionej po obszarze plamki daje wartość $\sim 4 \times 10^{21} \text{ W/cm}^2$. Układ charakteryzuje się kontrastem lepszym niż 10^{-12} dla czasów większych niż 100 ps przed impulsem głównym i lepszym niż 10^{-5} dla czasów większych niż 5 ps przed impulsem głównym. Schemat układu jest przedstawiony na Rys. 1.1.

W standardowej konfiguracji wiązka pada na tarczę pod kątem 45 stopni. Jeśli chodzi o diagnostyki laserowe, to standardowo monitorowane jest światło przechodzące i światło odbite, pomiary te są wykorzystywane m.in. do pozycjonowania tarczy. Jeśli chodzi o diagnostyki jonowe, to korzystaliśmy ze spektrometru Thomsona mierzącego energie jonów napędzanych prostopadłe do tylnej powierzchni tarczy oraz diagnostyki czasu przelotu jonów napędzanych z tylnej powierzchni tarczy, ustawionej pod kątem 6° do normalnej do tarczy. Monitorowane mogą być także elektrony przyspieszone zgodnie z kierunkiem lasera i w kierunku wiązki odbitej, jednak diagnostyki te nie były użyte w naszym eksperymencie. Jeśli chodzi o folie używane do napędzania jonów to w

standardowym podejściu są one osadzone w metalowych matrycach osadzonych w ramce z polieteroeteroketonu, jak to przedstawia Rys. 1.2. Ramka jest zamocowana za pośrednictwem cylindrycznego ceramicznego elementu izolującego do stolika translacyjnego umożliwiającego płynną zmianę położenia tarczy, co jest dobrze widoczne na Rys. 1.4

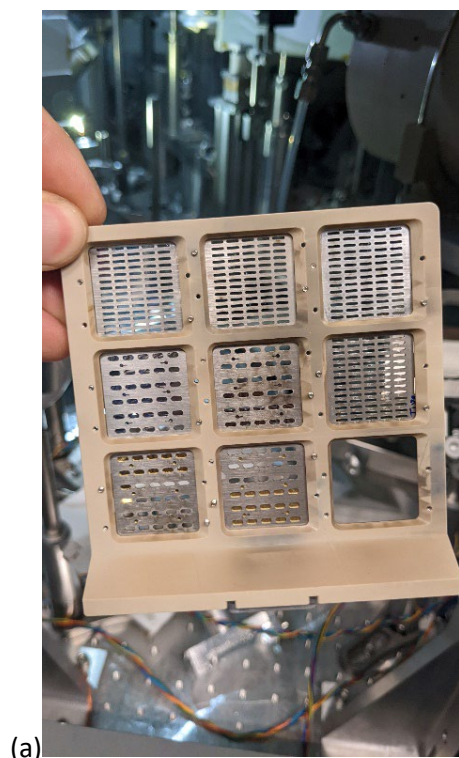


Rys. 1.1 Schemat układu laserowego Draco, z zaznaczeniem standardowych diagnostyk.

Pudełkowe osłony elektromagnetyczne użyte w tym eksperymencie były zmodyfikowanym wariantem osłon użytych w eksperymencie w IFPiLM. Modyfikacja polegała na dostosowaniu otworu wlotowego wiązki laserowej do kąta padania 45° oraz utworzeniu w przedniej ścianie osłony dodatkowego małego otworu do obserwacji światła odbitego od folii pod kątem 15° do normalnej dla pozycjonowania folii w ognisku wiązki. Dodatkowo poprzeczki, do których są przyklejane folie, zostały wkonane z polieteroeteroketonu dla poprawienia izolacji folii od ścianek osłony. Osłony nie mieściły się w standardowej ramce z polieteroeteroketonu, dlatego na potrzeby eksperymentu zostały wykonane w IFPiLM specjalne ramki ze stali, w których mieściły się trzy osłony pudełkowe i jedna matryca na konwencjonalne folie, które służyły jako tarcza referencyjna dla strzałów z użyciem osłon, co przedstawiono na Rys. 1.3. Pewnym problemem przy korzystaniu z osłon pudełkowych jest pozycjonowanie folii w ognisku lasera. Dla wstępnego pozycjonowania użyto folii plastikowych i osłon posiadających w tylnej ścianie otwór pozwalający na monitorowanie światła przechodzącego, jak to przedstawia Rys. 1.4.a. Konstrukcja osłon i ich zamocowanie okazały się na tyle powtarzalne, że ustalone w ten sposób położenia były dobrym punktem wyjściowym do pozycjonowania nieprzezroczystych folii metalowych..

We wszystkich strzałach używane były tylko folie Au o grubości $2\ \mu\text{m}$. Pomiary silnych IEM były prowadzone przy użyciu sond D-dot i sond pętlowych. Położenie sond D-dot jest zilustrowane na Rys. 1.4. Grant Laserlab przewidywał dostęp do lasera Draco przez 5 dni. Pierwszy dzień zajęło przygotowanie układu, a zwłaszcza sprawdzenie czy folie umieszczone wewnątrz osłon pudełkowych uda się wypozytionować w ognisku lasera, co wcale nie było oczywiste. Pozostałe 4 dni poświęcono na sesje pomiarowe, przy czym pierwsze 3 dni objęły sesje ze strzałami na folie w osłonach pudełkowych i strzały porównawcze – w tym jedna sesja eksperymentalna przy podwyższonym kontraście, z użyciem zwierciadła plazmowego, ale też jednocześnie przy niższych energiach na

tarczy - a czwarty dzień poświęcono na strzały na folie umieszczone w ramce standardowo używanej na układzie Draco.

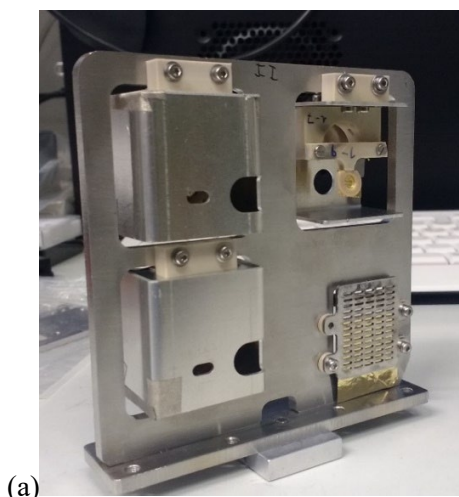


(a)

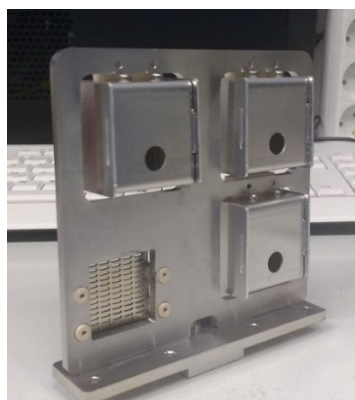


(b)

Rys. 1.2 (a) Matryce podtrzymujące folie laserowe, zamocowane w ramce z polieteroeteroketonu, używane standardowo na układzie Draco. (b) Ramka z polieteroeteroketonu zamocowana do stolika translacyjnego.

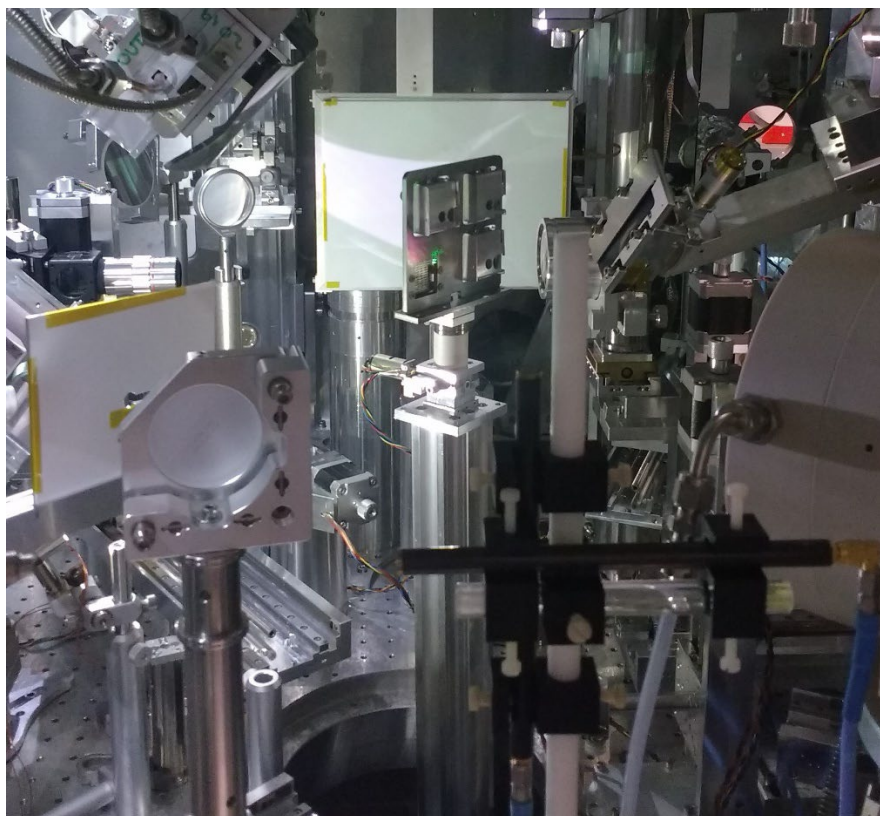


(a)



)

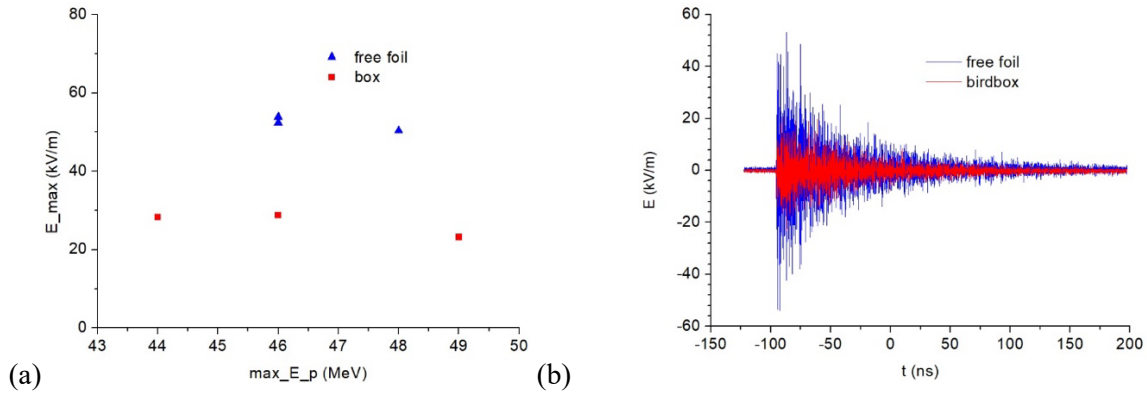
Rys. 1.3 Pudełkowe osłony elektromagnetyczne zamocowane w ramce stalowej wykonanej w IFPiLM, wraz z matrycą podtrzymującą folię do strzałów porównawczych: a) widok z przodu (folie umieszczone wewnątrz osłon były osadzone na dielektrycznych pierścieniach przyklejonych do poprzeczek z polieteroeteroketonu); (b) widok z tyłu.



***Rys. 1.4** Osłony pudełkowe z otworem w tylnej ścianie, umożliwiającym śledzenie światła przechodzącego przez folie plastikowe, co pozwala na szybkie i dokładne pozycjonowanie folii w ognisku lasera. Poniżej ramki z osłonami widać dużych rozmiarów element ceramiczny izolujący ramkę i osłony od stolika translacyjnego. Na pierwszym planie widoczne dwie sondy D-dot.*

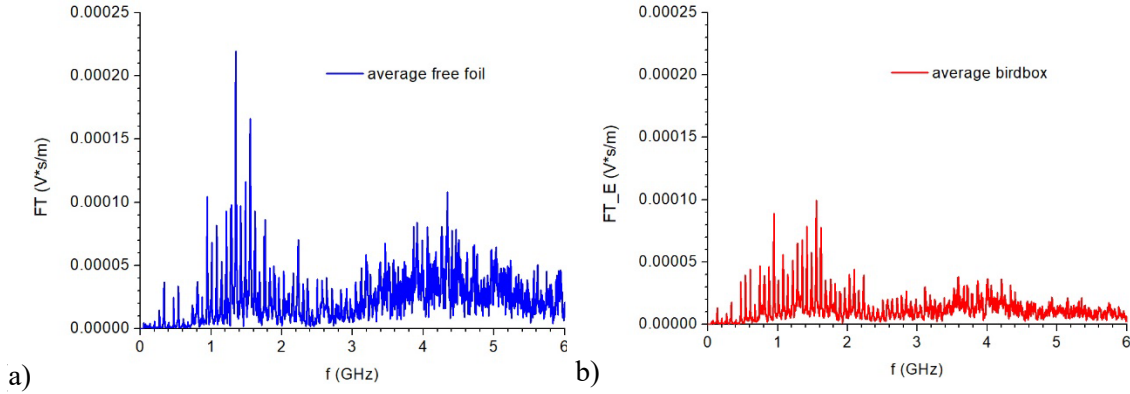
W każdej sesji oddawano trzy strzały na folie umieszczone w osłonach pudełkowych, przy maksymalnej dostępnej energii impulsu laserowego - czyli 30 J przed kompresją, co odpowiada energii około 21 J na tarczy – oraz 3-4 strzały porównawcze na folie w konwencjonalnych matrycach. Każda sesja obejmowała ok. 30 strzałów, jednak służyły one przede wszystkim ustaleniu optymalnych ustawień lasera na dany dzień pracy.

Strzały na folie umieszczone w osłonach pudełkowych pokazały, że takie osłony bez problemu wytrzymują energię lasera rzędu 20 J na tarczy. Nie zaobserwowano żadnych niekorzystnych efektów w takich strzałach. Jedynym efektem, który może mieć wpływ na zakres zastosowań osłon pudełkowych to widoczna ablacja z wewnętrznej strony przedniej ścianki osłony, co może mieć wpływ na dobór folii umieszczanych wewnątrz osłon. Przyczyny tej ablacji wymagają dalszych badań. Po drugie, okazało się, że osłony pudełkowe faktycznie przyczyniają się do zredukowania amplitudy silnych IEM, przy czym parametry napędzanych laserowo jonów nie są pogorszone, a niekiedy nawet wydają się lepsze niż przy konwencjonalnie mocowanych foliach. Można to zilustrować przy użyciu wykresu pokazującego maksymalną wartość składowej pionowej pola elektrycznego w korelacji z maksymalną energią napędzanych protonów, zarejestrowanych w tej samej sesji (Rys. 1.5.a.). Wynik dla składowej poziomej jest podobny. Na Rys. 1.5.b pokazane jest porównanie składowej pionowej pola elektrycznego w dziedzinie czasowej, dla typowych strzałów z osłoną pudełkową i bez takiej osłony, przy maksymalnej energii lasera.



Rys. 1.5 (a) Maksymalna wartość składowej pionowej pola elektrycznego w korelacji z maksymalną energią napędzanych laserowo protonów: trójkąty – folie swobodne, kwadraty – folie w osłonie pudełkowej. (b) Porównanie składowej pionowej pola elektrycznego dla typowych strzałów z osłoną pudełkową – linia czerwona – i bez niej – linia niebieska.

Interesujące jest także porównanie widm IEM w obu przypadkach. Uśrednione widma dla trzech strzałów przedstawione są na Rys. 1.6.



Rys. 1.6 (a) Uśrednione widmo trzech pomiarów składowej pionowej pola elektrycznego dla folii mocowanej do standardowej matrycy. (b) Tak jak w (a), dla folii w osłonie pudełkowej.

Uzyskane wyniki wskazują, że zastosowanie osłon pudełkowych w przypadku lasera petawatowego Draco prowadzi do redukcji amplitudy silnych IEM o czynnik rzędu 2. To redukcja mniejsza niż uzyskana w IFPiLM, należy jednak brać pod uwagę, że strzały na folie w konwencjonalnych matrycach dotyczą tarcz bardzo dobrze izolowanych od podłoża, jak to pokazuje rys. 1.4, podczas gdy strzały porównawcze w przypadku IFPiLM dotyczyły folii na uziemionych pręcikach metalowych. Zastosowanie w przypadku IFPiLM pręcików dielektrycznych także zmniejszyło amplitudy IEM, a tym samym stopień redukcji IEM uzyskiwany przy użyciu osłon pudełkowych. Po drugie, porównując widma pola w obu przypadkach widzimy, że w odróżnieniu od eksperymentu w IFPiLM nie mamy tu jakościowej zmiany charakteru widma, polegającej na wyraźnie silniejszym wytłumieniu sygnału w zakresie 1-2 GHz niż dla wyższych częstotliwości. To wskazuje, że w zastosowanych osłonach nie uzyskano pełnego efektu uwięzienia energii elektromagnetycznej w obrębie osłony i jej opóźnionej emisji w wyższym zakresie częstotliwości. Te zjawiska mogą mieć dwie przyczyny. Po pierwsze, powierzchnia otworów w zastosowanych osłonach była przypuszczalnie zbyt duża dla skutecznego uwięzienia energii elektromagnetycznej wyzwolonej w oddziaływaniu lasera z folią; można to skorygować przez dokładniejsze zaprojektowanie osłony i lepsze dostosowanie do konkretnego lasera. Po drugie, wpływ na niższy współczynnik tłumienia może mieć gorsza retencja szybkich elektronów wewnątrz osłony, bowiem dla warunków lasera Draco energie elektronów wyrzucanych z folii są oczywiście większe niż w przypadku lasera

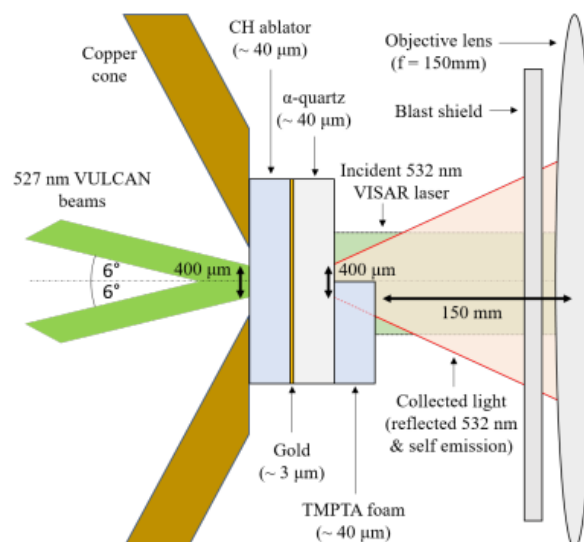
IFPiLM. Temu zjawisku można zaradzić wykonując osłonę z materiału o wyższej liczbie atomowej, która zatrzyma większy ułamek szybkich elektronów.

Zespół IFPiLM przygotował na ten eksperyment także model osłon pudełkowych umożliwiający strzały wielokrotne, jednak okazało się, że ich montaż wymaga czasochłonnych zmian w układzie, a skuteczność tego rozwiązania nie była oczywista. Wspólnie z badaczami z HZDR uznaliśmy, że wartościową alternatywą będzie porównanie silnych IEM generowanych z tarcz osadzonych w stalowych ramkach IFPiLM z impulsami powstającymi w przypadku użycia standardowych ramek Draco. Opracowany model osłony wielostrzałowej będzie przedmiotem dalszych badań na laserze w IFPiLM i innych laserach dużej mocy.

2. Eksperyment na układzie wielowiązkowym Vulcan Target Area West dotyczący fal uderzeniowych w materiale o strukturze pianki

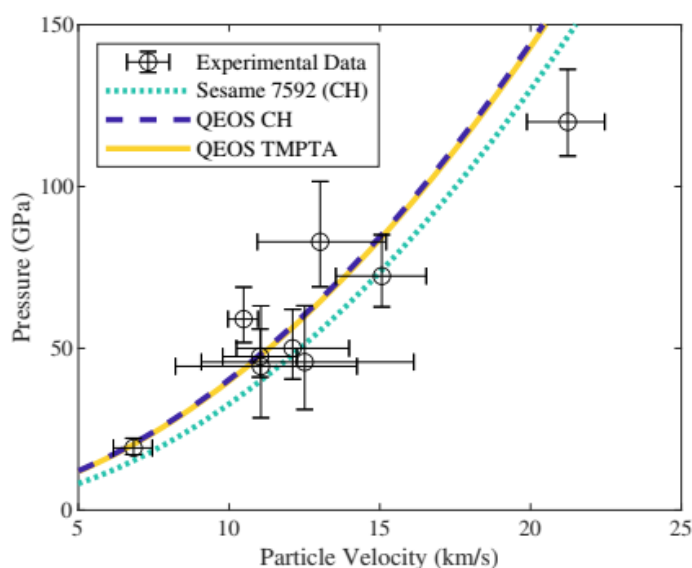
Jednym z interesujących zagadnień z punktu widzenia fuzji z utrzymaniem inercyjnym jest propagacja fal uderzeniowych w materiałach o strukturze pianki. Ważnym zastosowaniem takich materiałów są eksperymenty implozyjne, których celem jest modelowanie zachowania kapsułek zawierających DT w formie „zwilżonej pianki”, co pozwala na rezygnację z układu kriogenicznego i zastosowanie wyższej temperatury początkowej kapsułki, co z kolei wiąże się z możliwością uzyskania warunków zapłonu przy mniejszym stopniu kompresji niż w przypadku kapsułek kriogenicznych. Kwestia równania stanu dla pianki i modelowania fal uderzeniowych w piankach przy użyciu kodów radiacyjno-hydrodynamicznych jest obecnie przedmiotem intensywnych badań. Najprostsze podejście polega na przyjęciu równania stanu odpowiadającego jednorodnemu materiałowi o składzie chemicznym identycznym z pianką i gęstości równej gęstości pianki. Eksperyment na wielowiązkowym układzie laserowym Vulcan Target Area West (TAW) miał na celu sprawdzenie, w jakim stopniu takie podejście odpowiada zachowaniu rzeczywistej pianki. W eksperymencie uczestniczyło 30 badaczy z Wlk. Brytanii, USA, Niemiec Francji, Włoch i Polski (P. Tchórz i P. Rączka). Opiekunem naukowym eksperymentu był prof. Peter Norreys z Uniwersytetu Oksfordzkiego, a kierownikiem naukowym eksperymentu był Robert Paddock, doktorant prof. Norreysa. W eksperymencie badano propagację fal uderzeniowych w tarczach wielowarstwowych złożonych z ablatora CH ($\sim 40\ \mu\text{m}$), folii Au ($\sim 3\ \mu\text{m}$), warstwy kwarcu ($\sim 40\ \mu\text{m}$) i warstwy pianki z materiału TMPTA ($\sim 40\ \mu\text{m}$) o gęstości odpowiadającej gęstości zwilżonej pianki DT ($253\ \text{mg}/\text{cm}^3$), pokrywającej tylko część powierzchni tarczy, naświetlanych sześcioma wiązkami nanosekundowymi układu Vulcan TAW. Czas trwania impulsu laserowego o długości fali $527\ \text{nm}$ wahał się w granicach od 2 do 9 ns, a energia od 300 do 700 J, co przy niemal jednorodnym rozkładzie intensywności lasera na obszarze o średnicy $400\ \mu\text{m}$ dawało impuls o maksymalnym natężeniu od 3×10^{13} do $2 \times 10^{14}\ \text{W}/\text{cm}^2$. Śledzeniu ewolucji fali uderzeniowej służyły diagnostyki VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) oraz SOP (Streaked Optical Pyrometry). Schemat tarczy i układu doświadczalnego jest przedstawiony na Rys. 2.1.

Porównanie wyników z obliczeniami parametrów na krzywej Hugonita, uzyskanych przy użyciu kilku popularnych modeli równania stanu dla jednorodnego materiału o składzie chemicznym TMPTA i gęstości $253\ \text{mg}/\text{cm}^3$, pokazują zgodność w ramach uzyskanej dokładności pomiaru. Ważnym elementem pracy były symulacje przy użyciu kodów radiacyjno-hydrodynamicznych, m.in. symulacja 2D przy użyciu kodu FLASH (Rys. 2.3), wykonana przez P. Rączkę, pokazująca, iż obecność schodka w tarczy nie wpływa znacząco na parametry fali uderzeniowej, które niewiele się różnią od przewidywań 1D. To potwierdziło zasadność korzystania z komercyjnych kodów 1D do modelowania różnych aspektów tego eksperymentu.



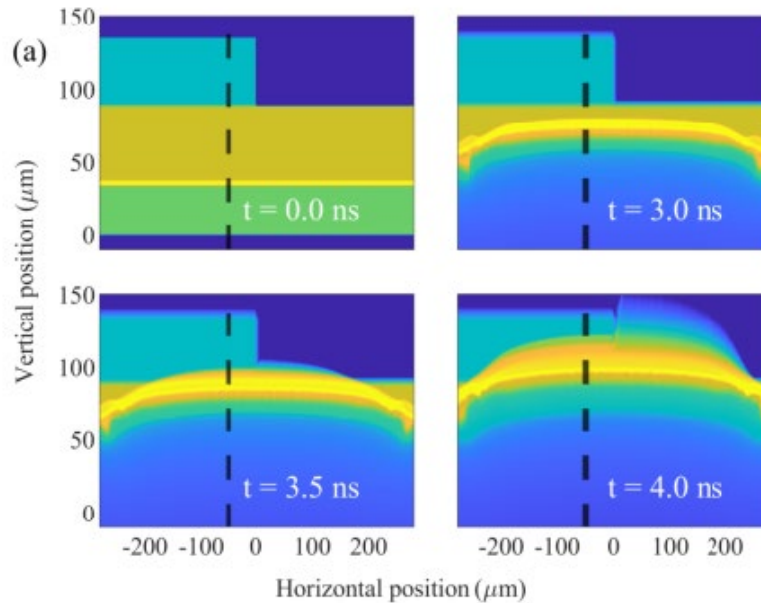
Rys. 2.1 Schemat tarczy schodkowej użytej w eksperymencie Vulcan TAW, z uwzględnieniem padających wiązek laserowych i układu VISAR [R. Paddock et al. (2023)].

Wyniki uzyskane dla parametrów fali uderzeniowej w piance TMPTA są przedstawione na Rys. 2.2.



Rys. 2.2 Ciśnienie i prędkość ośrodka dla fali uderzeniowej w piance TMPTA, porównane z wynikami uzyskanymi przy użyciu kilku popularnych modeli równania stanu dla jednorodnego materiału o identycznym składzie chemicznym i takiej samej gęstości [R. Paddock et al. (2023)].

Wyniki uzyskane w tym eksperymencie zostały zawarte w pracy R. Paddock et al. „Measuring the principal Hugoniot of ICR-relevant TMPTA plastic foams”, która została przyjęta do druku w Physical Review E.

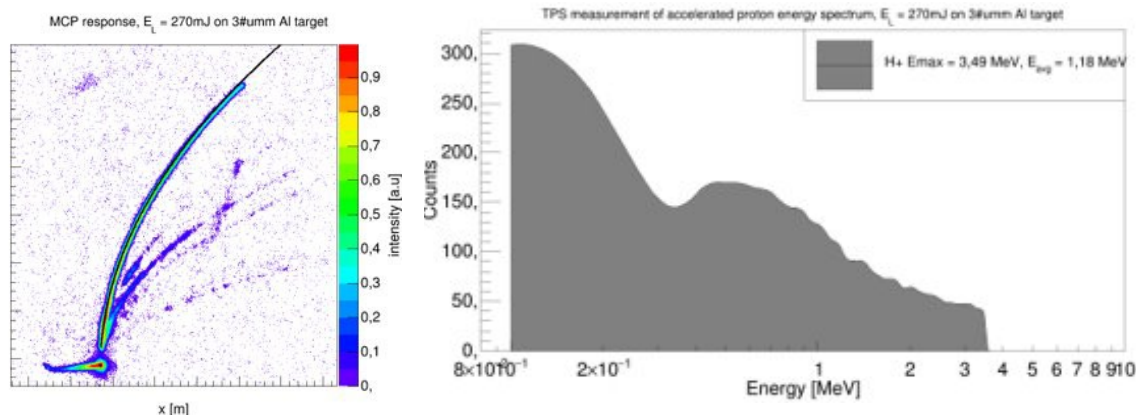


Rys. 2.3 Symulacja 2D tarczy schodkowej przy użyciu kodu FLASH dla intensywności wiązki laserowej $1.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Ewolucja parametrów fali uderzeniowej wzdłuż linii oddalonej $50 \mu\text{m}$ od centrum tarczy nie różni się zauważalnie od ewolucji 1D [R. Paddock et al. (2023)].

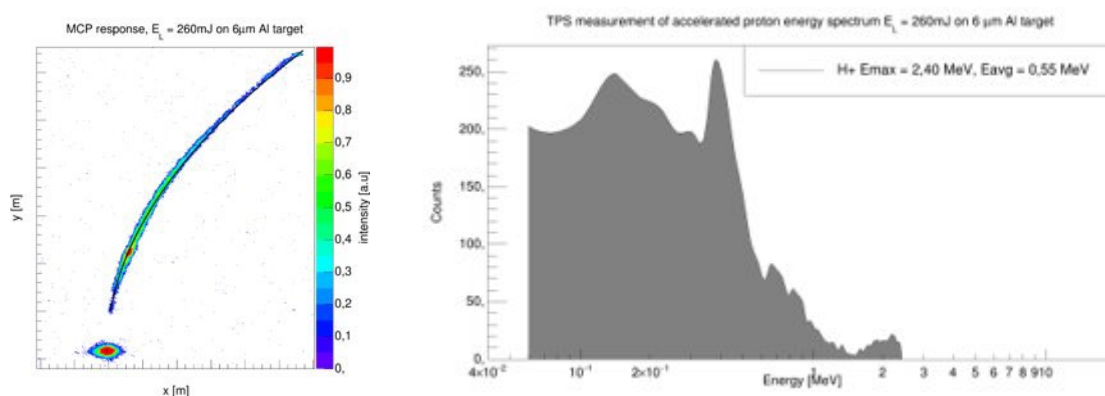
Wyniki uzyskane w tym eksperymencie zostały zawarte w pracy R. Paddock et al. „Measuring the principal Hugoniot of ICR-relevant TMPTA plastic foams”, która została przyjęta do druku w Physical Review E.

3. Eksperyment na układzie 10 TW LLWM dotyczący zjawiska Proton Induced X-ray Emission (PIXE)

W ramach współpracy z ELI-Beamlines (Czechy) oraz przy współudziale Fondazione Bruno Kessler (Włochy) w pierwszej połowie roku 2022 przeprowadzony został pierwszy z serii kilku planowanych eksperymentów dotyczących metody Proton Induced X-ray Emission (PIXE), w ramach którego wiązki protonów generowane na układzie laserowym Pulsar 10TW były inicjatorem emisji promieniowania rentgenowskiego. Metoda PIXE jest jedną z najsukuteczniejszych, a zarazem niedestrukcyjną metodą określania składu chemicznego materiałów, stosowaną w archeologii, geologii oraz konserwacji zabytków. Celem tego eksperymentu było zbadanie możliwości użycia do ww. metody femtosekundowego systemu laserowego LLWM, przy dostarczaniu impulsu laserowego z częstotliwością ok. 1Hz. Badania te wymagały odpowiednio intensywnego strumienia protonów o średniej energii w przedziale 1 MeV - 5 MeV, przy utrzymaniu dość wysokiej jak na możliwości naszego układu częstotliwości. W ramach przygotowań, przed rozpoczęciem eksperymentu szczegółowo przeprowadzono badania charakterystyki generowanej wiązki jonów w zależności od zastosowanych tarcz – celem było dobranie parametrów impulsu laserowego (czas trwania impulsu, energia) oraz typu tarczy (grubość, materiał) tak, aby uzyskiwać stabilną energetycznie wiązkę jonów. Poniżej zaprezentowane zostały przykładowe wyniki ze spektrometru Thomsona dla różnych grubości tarczy aluminiowej: 3mm (Rys. 3.1) oraz 6mm (Rys. 3.2).



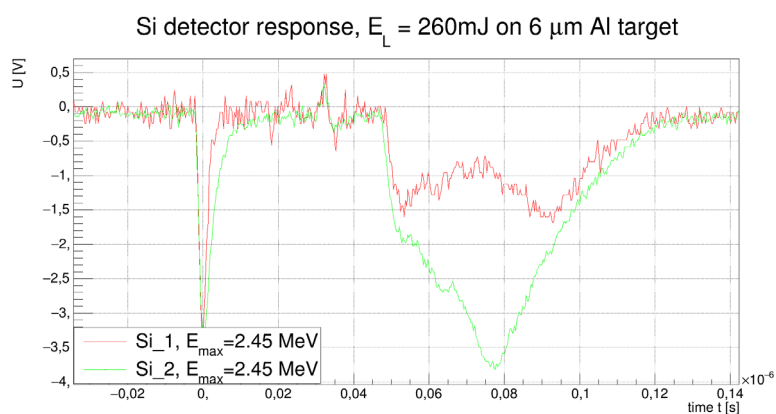
Rys. 3.1 Obraz z MCP(a) oraz (b) widmo energetyczne wiązki jonów odtworzone za pomocą narzędzi stworzonych w LLWM dla tarczy $3\mu\text{m}$.



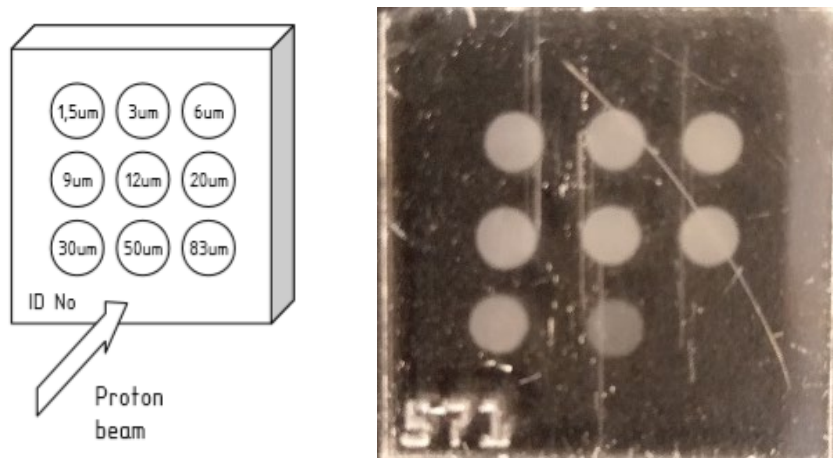
Rys. 3.2 Obraz z MCP(a) oraz (b) widmo energetyczne wiązki jonów odtworzone za pomocą narzędzi stworzonych w LLWM dla tarczy $6\mu\text{m}$.

Pomiary przy użyciu spektrometru Thomsona weryfikowane były poprzez porównanie z sygnałami time-of-flight zarejestrowanymi przy użyciu krzemowych detektorów półprzewodnikowych (Rys. 3.3) oraz analizą kraterów otrzymanych na detektorach śladowych.

Do pomiarów z wykorzystaniem detektorów śladowych wykorzystany został specjalny uchwyt, na którym umieszczona została matryca aluminiowych filtrów o 9 różnych grubościach (Rys. 3.4). W ten sposób w pojedynczym strale mogły zostać zanalizowane poszczególne energie jonów - takie podejście zagwarantowało większą dokładność podczas zliczania śladów, jednocześnie umożliwiając dokładniejsze odwzorowanie faktycznego widma energetycznego wiązki jonowej.



Rys 3.3 Przebiegi z detektorów umieszczonych w osi (zielony) oraz pod kątem 14 stopni (czerwony)

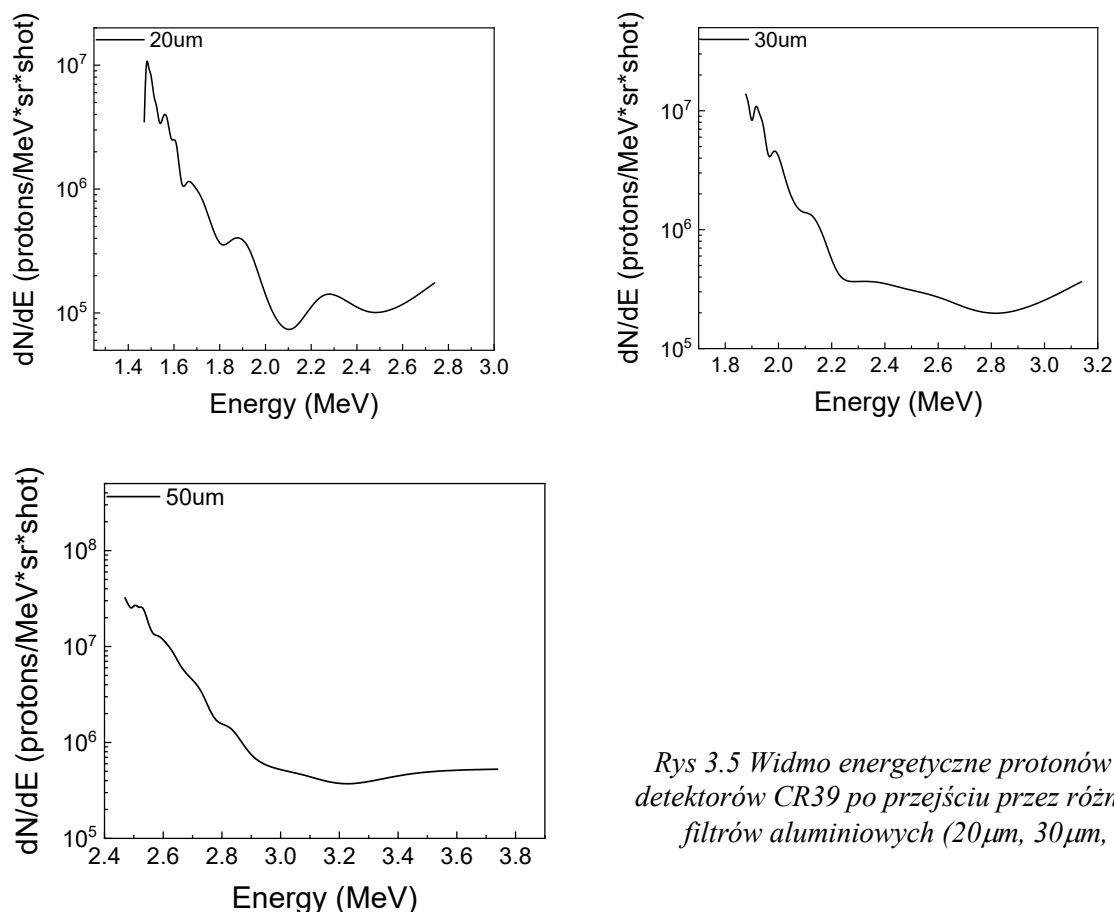


Rys 3.4 Schemat uchwytu do detektorów typu CR39 oraz zdjęcie naświetlonego detektora po jednym strzale

Tabela przedstawiająca maksymalne energie akcelеровanych protonów w zależności od zastosowanego aluminiowego filtra tłumiącego

Thickness of Al filter	Cut off energy (MeV)			Max detected energy of protons (MeV)
	C	Al	p	
1.5	0.98	1.1	0.1	1.7
3	2.7	3.65	0.3	1.9
6	6.6	12	0.5	2.1
9	10.4	22.5	0.7	2.3
12	13.9	33.2	0.8	2.4
20	22.1	58.8	1.2	2.8
30	30.8	86.6	1.6	3.2
50	45	133	2.2	3.8

W przypadku filtrów o grubości poniżej 20 μ m, obszar detekcji uległ całkowitej saturacji, umożliwiając jedynie uzyskanie informacji o protonach o energiach maksymalnych dla danego obszaru. Dla filtrów z zakresu 20 μ m-50 μ m przykładowe widma przedstawione zostały na wykresach poniżej. W przyszłości, podobna metodologia zostanie zastosowana podczas kalibracji naszego spektrometru, który na chwilę obecną (zarówno w przypadku płytki MCP oraz klisz typu Image Plate jako detektora) dostarcza informacje o intensywności wiązki w jednostkach arbitralnych.



Rys 3.5 Widmo energetyczne protonów tworzone z detektorów CR39 po przejściu przez różne grubości filtrów aluminiowych (20 μ m, 30 μ m, 50 μ m)

Wyniki z analizy detektorów CR39 wskazują na wysoką zgodność danych uzyskanych metodami TOF oraz TPS, w szczególności co do maksymalnych energii przyspieszonych protonów (Rys 3.5). Analiza danych z wszystkich diagnostyk jonowych wskazała na tarczę aluminiową o grubości 3mm jako najlepszego kandydata do tego typu badań w LLWM. Podczas samego eksperymentu, po raz pierwszy w obecności plazmy laserowej zastosowane i przetestowane zostały m. in. prototypowe detektory promieniowania rentgenowskiego, dostarczone przez pracowników Fondazione Bruno Kessler.

Wstępne obserwacje wskazały istotny wpływ impulsów elektromagnetycznych (EMP) generowanych w czasie interakcji impulsu laserowego z materią na działanie prototypu detektora, co nie miało miejsca podczas testów diagnostyki w podobnym eksperymencie przeprowadzanym z użyciem klasycznego akceleratora liniowego. Dodatkowo, wewnątrzkomorowy charakter samego detektora, bez możliwości umieszczenia go na wysięgniku próżniowym, rzutował na rejestrowany sygnał promieniowania rentgenowskiego – detektory tego typu w normalnym trybie pracy wymagają rejestracji pojedynczych fotonów. W przypadku tego eksperymentu, większość strzałów produkowała zbyt duże ilości promieniowania X, skutkując saturacją sygnału.

Prace związane z tą tematyką będą kontynuowane w przyszłości po przeanalizowaniu przez oba zespoły zagraniczne danych zgromadzonych z diagnostyk promieniowania X oraz uwzględnieniu poprawek konstrukcyjnych oraz zaprojektowaniu odpowiedniej obudowy detektora.

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

6.1 NCBiR: Impulsowy napęd plazmowy do nano i mikrosatelitów

Osoba kontaktowa: J. Kurzyna, jacek.kurzyna@ifpilm.pl

W ramach projektu (POIR.01.01.01-00-0857/19 realizowanego w kooperacji z liderem przemysłowym – firmą PROGRESJA SPACE¹ Sp. z o. o. (IFPiLM jest konsorcjantem) – zakończono prace rozpoczęte w Etapie III oraz znacząco zaawansowano zadania Etapu V. Oba etapy dotyczą tzw. badań przemysłowych, mających na celu przetestowanie wersji laboratoryjnej silnika PPT zasilanego paliwem ciekłym (PFPE) i zdefiniowanie wersji inżynierskiej. W pierwszej kolejności opracowano projekty konstrukcyjne bloków silnika dla czterech rodzajów wytypowanych kondensatorów na podstawie analizy geometrii kondensatorów oraz rozptyłu prądów wewnątrz proponowanej baterii i między elektrodami wyładowczymi tak aby minimalizować indukcyjność własną bloku silnika, co zgodnie z przewidywaniami modelu *SLUG* powinno prowadzić do poprawy sprawności silnika PPT. Analizę przeprowadzono za pomocą pakietu ANSYS Maxwell dla kilku heurystycznych modeli rozptyłu prądu między elektrodami (patrz raport INP_IFPiLM_R05_01_w_01_20220427 i jego podsumowanie poniżej). Po wytypowaniu konfiguracji optymalnych dla każdego rodzaju zakupionych kondensatorów (patrz RR IFPiLM 2021), opracowano technologię montażu bloków silnika, wykonano stelaże montażowe i powierzono integrację baterii metodą lutowania w piecu rozptylowym firmie SEMICON. W międzyczasie definitywnie zakończono testy pojedynczych kondensatorów wykazując osiągnięcie krytycznego kamienia milowego, tj. minimalnej liczby cykli ładowanie-rozładowanie dla poszczególnych typów kondensatorów nie mniejszej niż 2 miliony przy napięciu ładowania 1000 V – patrz raport INP_IFPiLM_R02_01_w_03_20220524.

Podczas integracji bloków silnika wymienne elektrody wyładowcze (o geometrii określonej w zależności od definicji aktualnego testu) łączone są z bateriami kondensatorów metodą lutowania niskotemperaturowego siłami własnymi zespołu PlaNS. Na Rysunku 1.a pokazano fotografie czterech bloków silnika z takimi samymi rozwartymi elektrodami uformowanymi w kształcie odwróconej litery V (*tapered*), w kolejności dla kondensatorów KEMET 68 nF×30 (wykonano 3 baterie po 2.04 μF), KNOWLES/NOVACAP 250 nF×8 (2 baterie po 2.0 μF), EXXELIA 180 nF×12 (2 baterie po 2.16 μF) i Exxelia 270 nF×8 (3 baterie po 2.16 μF). Po naładowaniu do 1000 V wszystkie baterie dostarczają więc porównywalnej energii (ok. 1 J).

Wszystkie bloki silnika na wstępie przetestowano dla paliwa stałego (PTFE), dla którego średni wydatek masowy na jeden strzał wyznaczono metodą ważenia bloku paliwa (ew. całego silnika) przed i po wykonaniu sekwencji 10000 strzałów. Wynik pomiarów wraz z typową wartością maksymalną osiąganą przez prąd wyładowania przedstawiono w Tabeli 1. W tej samej tabeli podano także wartości indukcyjności poszczególnych baterii obliczone w wyniku wspomnianego już modelowania rozptyłu prądów za pomocą programu ANSYS Maxwell.

Podczas tych wstępnych testów do zasilania obwodu iskiernika i baterii oraz sterowania zapłonem wyładowania jak również zbierania statystyk wykorzystano laboratoryjny układ ładowania z mikrokontrolerem dostarczony przez Lidera projektu (patrz Rys. 1.b). Wszystkie eksperymenty

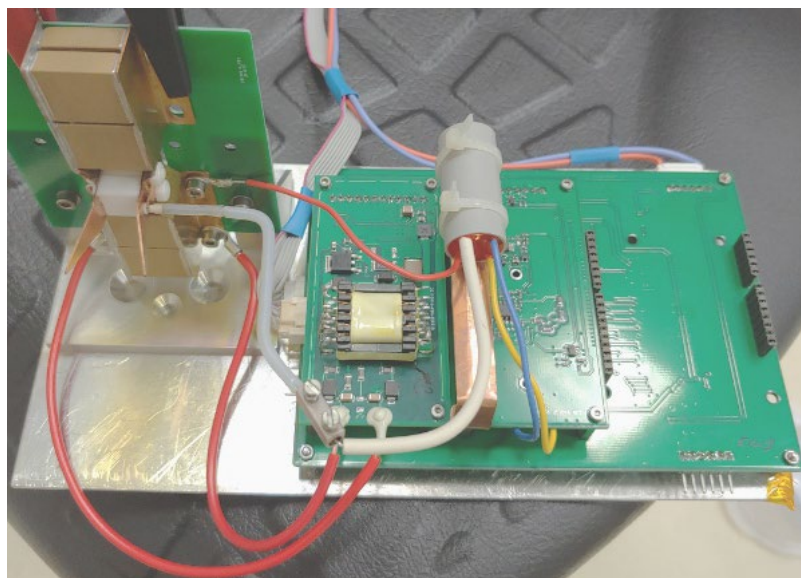
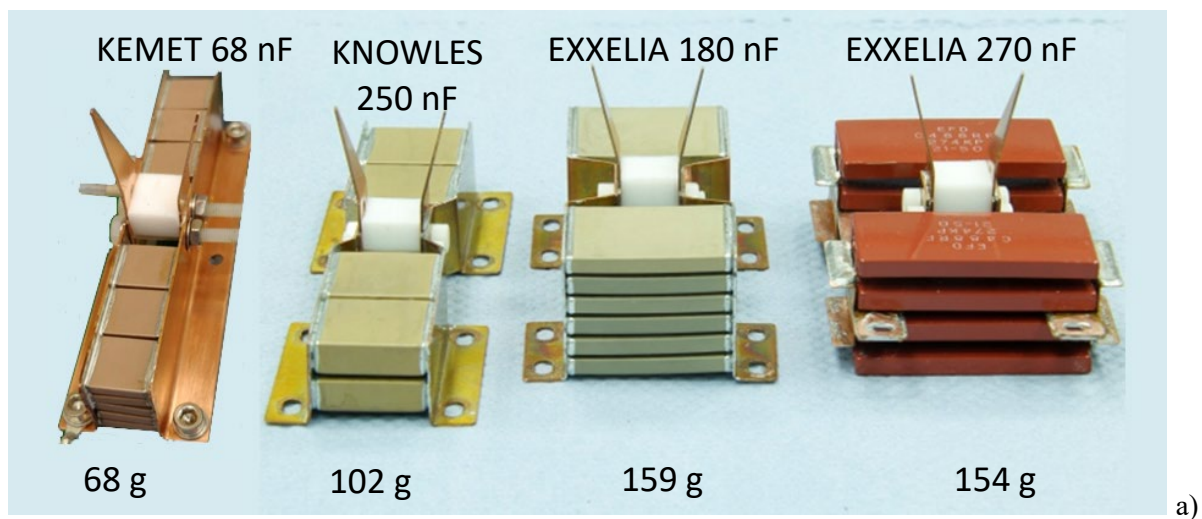
¹ Uwaga: Firma PROGRESJA dokonała zmiany organizacyjnej i obecnie występuje na rynku jako Liftero Sp. z o.o, chociaż w ramach jej struktury wewnętrznej podmiot Progresja Space nadal istnieje.

prowadzono w pomocniczym stanowisku próżniowym laboratorium PlaNS, przy ciśnieniu w komorze (o objętości ok. 40 dm³) nie większym niż 5×10⁻⁷ mbar.

Wydatek masowy, maksymalny prąd wyladowania i indukcyjność baterii

Tabela 1

	KEMET 68	KNOVLES 250	EXXELIA 180	EXXELIA 270
PTFE (teflon)	5.96 µg (bateria 1) 5.03 µg (bateria 2)	4.7 µg	4.94 µg	3.85 µg
PFPE (Fomblin)	2.94 µg (bateria 1)	--	--	--
$I_{\max}$	~ 9 kA	~ ~8.6 kA	~ 9 kA	~ 7.6 kA
L_0	13.4 nH	13.5 nH	14.7 nH	22.1 nH

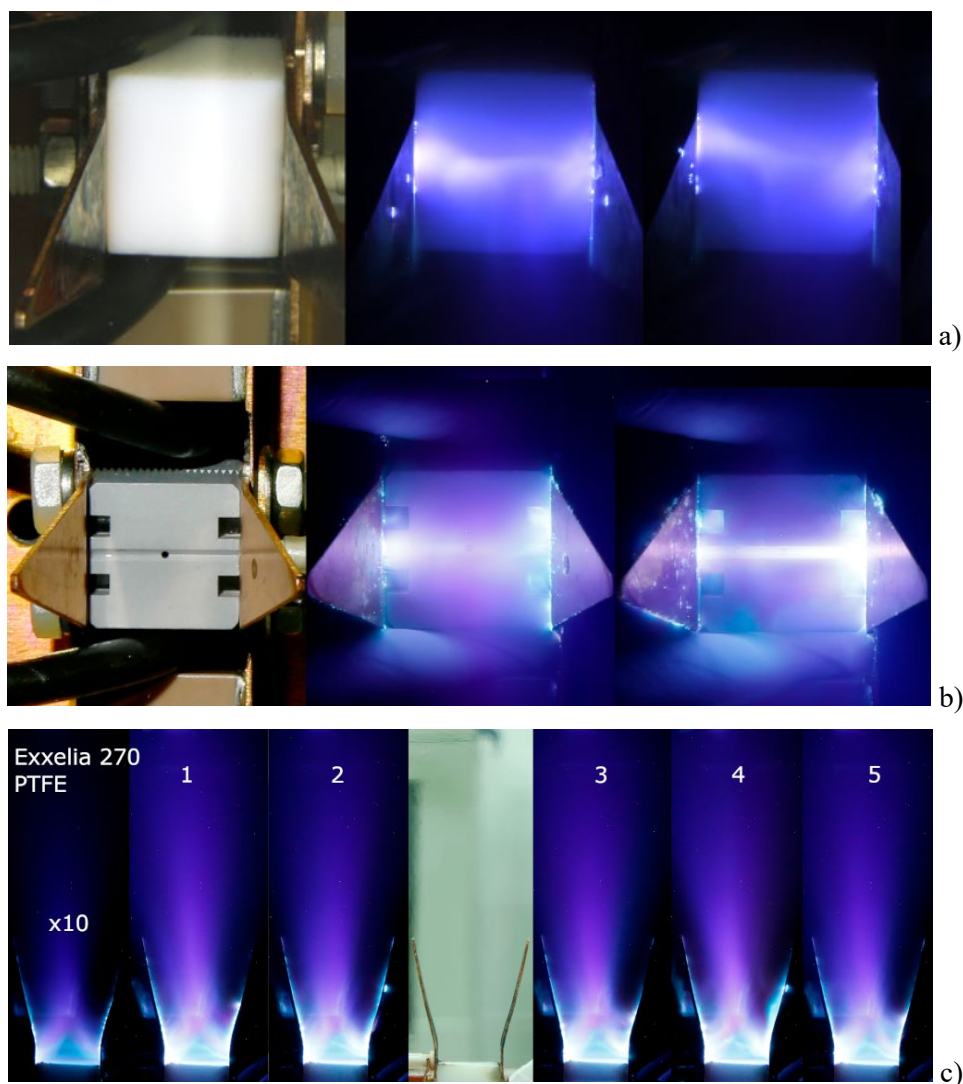


Rys. 1. a) Warianty bloków silnika dla różnych typów kondensatorów ceramicznych. Między elektrodami głównymi widoczny jest stały blok paliwa - teflon (PTFE). Z lewej strony baterii KEMET widoczne podłączenie iskiernika. **b)** Bateria KNOWLES/NOVACAP wraz z elektroniką zasilającą/sterującą gotowa do instalacji w komorze próżniowej.

Dodatkowo dla baterii KEMET przeprowadzono testy wydajności masowej także dla paliwa ciekłego (PFPE). W tym eksperymencie paliwo podawane było przez kapilarę do bruzdy w izolatorze wykonanym z azotku boru o dużej gęstości (hBN+AlN HeBoSint® SL-A 400 firmy Henze) – patrz raport INP_IFPILM_R05_01_w_01_20220427.

Warto zaznaczyć, że znajomość wydatku masowego jest niezbędna dla określenia impulsu właściwego i sprawności silnika na podstawie pomiaru popędu siły ciągu (*impulse bit*), który w dalszej kolejności zostanie zmierzony w głównym stanowisku badawczym za pomocą wagi aerodynamicznej (*thrust stand TS*).

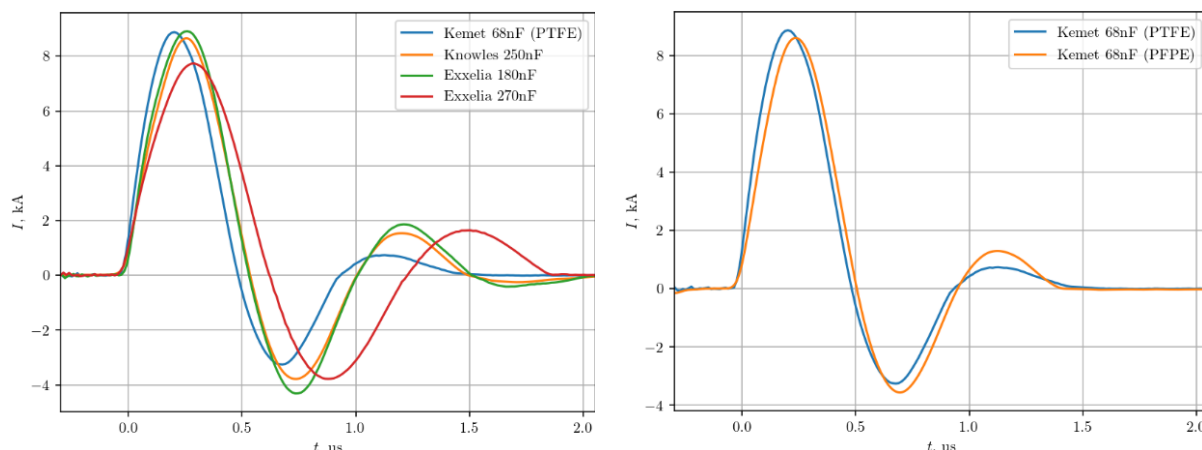
Typowe fotografie wyładowania między elektrodami zarejestrowane w promieniowaniu widzialnym podczas testów z PTFE jako i PFPE pokazano na Rys. 2.



Rys. 2. **a)** blok teflonu między elektrodami baterii KEMET i dwa kolejne wyładowania na jego powierzchni. **b)** Od lewej: izolator BN z bruzdą wypełnioną PFPE między elektrodami baterii KEMET, pojedyncze wyładowanie wzdłuż bruzdy paliwowej i 10 kolejnych wyładowań nałożonych na siebie. **c)** Widok „z boku” kolejnych 5 wyładowań między elektrodami silnika – bateria Exxelia 270, teflon. Fotografia oznaczona x10 to 10 kolejnych wyładowań nałożonych na siebie przy zredukowanej czułości matrycy CCD.

W omawianych eksperymentach mierzono prąd wyładowania $I(t)$ (za pomocą 2 pasów Rogowskiego, zainstalowanych tak, aby każdy mierzył prąd tylko z jednej połowy baterii) oraz spadek napięcia na kondensatorach $U(t)$ (za pomocą wysokonapięciowej sondy różnicowej Tektronix THDP0200 lub dwóch sond P5100A). Sygnały rejestrowano za pomocą oscyloskopu Tektronix DPO4104B i/lub

miniaturowego oscyloskopu komputerowego Picoscope 4824A (12 bit). Typowe przebiegi prądów $I(t)$ dla każdej baterii przedstawiono na Rys. 3.



Rys. 3. a) Prąd wyładowania dla wszystkich typów baterii i paliwa PTFE (teflon). **b)** Porównanie prądu wyładowania dla baterii KEMET przy zasilaniu PTFE i PFPE (ciekły Fomblin).

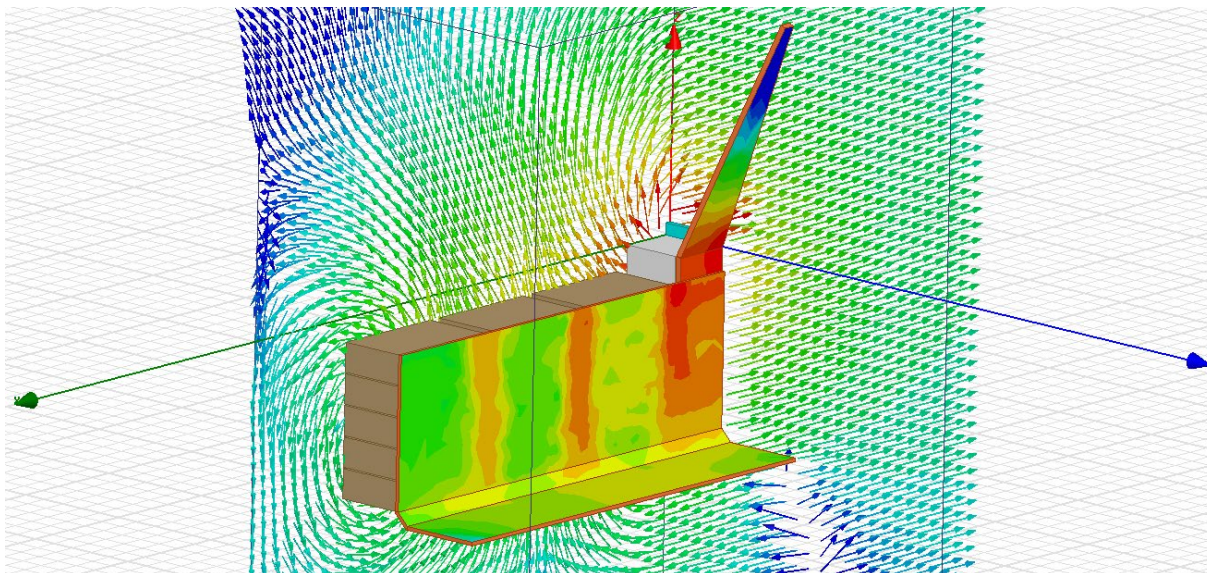
Jak należało oczekiwać, ze względu na geometrię i związaną z nią największą indukcyjność własną bloku silnika Exxelia 270, dla tej baterii zaobserwowano najniższe wartości maksymalnego prądu wyładowania i najdłuższe czasy rozładowania kondensatorów, co przekłada się na najniższy wydatek masowy dla badanego typu paliwa (Teflonu). Bardziej szczegółowe badania porównawcze dla Fomblinu (ciekłego PFPE) zostaną przeprowadzone po dostarczeniu przez Lidera projektu układu przygotowanego funkcjonalnie do zasilania silnika paliwem w sposób nie wymagający od użytkownika ręcznego uzupełniania plenum paliwowego (tak jak to miało miejsce w prowizorycznym układzie z kapilarą wykorzystanym do wstępnej oceny działania baterii KEMET), co ma zasadnicze znaczenie przy testach wymagających wykonania wielu set tysięcy (ostatecznie nawet miliona) strzałów, w tym testach czasu życia poszczególnych baterii.

Modelowanie geometrii bloków silnika za pomocą programu ANSYS Maxwell

Różne geometrie baterii i elektrod zaprojektowane wstępnie w środowisku CAD (po kilka dla każdego rodzaju rozważanych kondensatorów) były eksportowane do programu ANSYS Maxwell – oprogramowania typu *FEM* do obliczeń rozkładów pól elektryczno-magnetycznych w przestrzeni 3D. Oprogramowanie wykorzystywano do testowania danej konstrukcji ze względu na indukcyjność oraz siłę Lorentza działającą na prąd elektryczny zwierający elektrody wyładowcze. Indukcyjność układu była wyliczana z gęstości energii pola magnetycznego w całej domenie obliczeniowej: $L = 2 \int_V u dV / I^2$. Jak widać na Rys. 4, gdy było to możliwe ze względu na symetrię układu, domena obliczeniowa składała się jedynie z jednej ćwiartki silnika, na brzegach której zadawano odpowiednie warunki brzegowe dla pola magnetycznego i przepływu prądu.

We wszystkich rozpatrywanych przypadkach przyjmowano, że przez układ płynie prąd o natężeniu 1 A (0.5 A dla ćwiartki). Na potrzeby obliczeń mających na celu ocenę konstrukcji baterii kształt elektrod wyładowczych został arbitralnie ustalony (elektrody rozwarte i zwężający się ku końcowi), a plazma zwierająca układ została zamodelowana przez lity przewodnik o przekroju 1 mm x 1 mm (0.5 mm x 1 mm dla ćwiartki) i przewodności miedzi, znajdujący się na powierzchni dystrybutora. Z kolei przy obliczeniach mających na celu ocenę wpływu elektrod wyładowczych postąpiono odwrotnie: wszystkie kształty elektrod testowano dla jednej, arbitralnie wybranej geometrii baterii. Takie podejście było możliwe dlatego, że indukcyjność początkowa układu i gradient jego indukcyjności powinny być w przybliżeniu niezależne – ta pierwsza wielkość zależy przede wszystkim od kształtu obwodu przed elektrodami (zwarcie następuje na powierzchni dystrybutora paliwa), zaś druga jedynie od zmiany kształtu obwodu w trakcie rozwoju wyładowania (czyli od

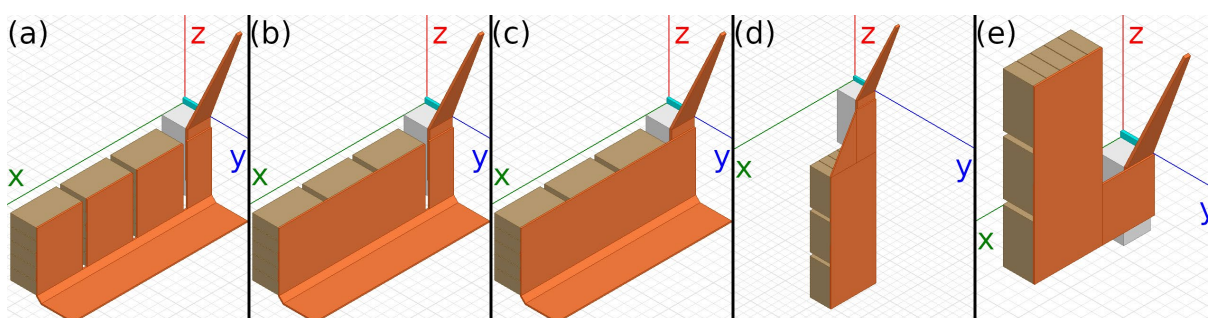
kształtu elektrod). W tym drugim przypadku istotną rolę odgrywać zaczyna również kształt samego wyładowania (plazmy zwierającej elektrody) – silnie skupiony sznur prądowy będzie się cechować większą indukcyjnością niż prąd rozpływający się w dużej objętości (ten efekt prawdopodobnie jest widoczny na Rysunku 3.b, na którym prąd wyładowania dla PFPE osiąga mniejszą wartość w maksimum i narasta wolniej niż dla PTFE). Nie dysponując na tym etapie projektu wiarygodnymi przesłankami przemawiającymi za tym czy innym kształtem plazmy, postanowiono zbadać kilka prostych modeli jej propagacji.



Rys. 4. Przykładowy rezultat obliczeń w ANSYS Maxwell. Kolorowe strzałki na brzegach domeny obliczeniowej symbolizują wektory indukcji pola magnetycznego, a kolorowa powierzchnia na elektrodzie baterii i elektrodzie wyładowczej gęstość prądu elektrycznego. W obu przypadkach kolorowa skala jest logarytmiczna.

Wyniki obliczeń mających na celu ocenę konstrukcji baterii zostaną tutaj zilustrowane na przykładzie baterii KEMET 68. Dla pozostałych kondensatorów przeprowadzono analogiczną analizę. W celu zapewnienia całkowitej pojemności baterii na poziomie $2 \mu\text{F}$ należało użyć 30 sztuk kondensatorów.

W sumie przetestowano 5 wariantów, z których najbardziej obiecujący został nieco poprawiony ze względu na przyjętą technologię wytwarzania i jako wariant finalny ponownie zanalizowany.



Rys. 5. Testowane warianty baterii złożonej z kondensatorów KEMET 68 nF.

Zaczynając od przedstawionej na Rys. 5 wersji (a), w następnych dwóch sprawdzono wpływ skrócenia drogi przepływu prądu na otrzymywane parametry. Zauważono, że w kolejnych wersjach – (b) i (c), indukcyjność baterii istotnie spadła (40%), zaś generowana siła zmalała niewiele (9%). Oznacza to, że wymuszanie przepływu prądu w kierunku z-owym (czyli tym, który powinien wnosi

wkład do składowej siły F_z) nie wydaje się korzystne, ponieważ odbywa się zbyt wysokim kosztem indukcyjności (która, przypomnijmy, istotnie wpływa na wartość przepływającego prądu).

Obliczone parametry L_0 i F_z dla wariantów baterii KEMET 68 n. **Tabela 2**

	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
L_0 , nH	18.0	16.6	10.6	15.3	10.8
F_z , N	3.47e-7	3.44e-7	3.15e-7	3.71e-7	2.41e-7

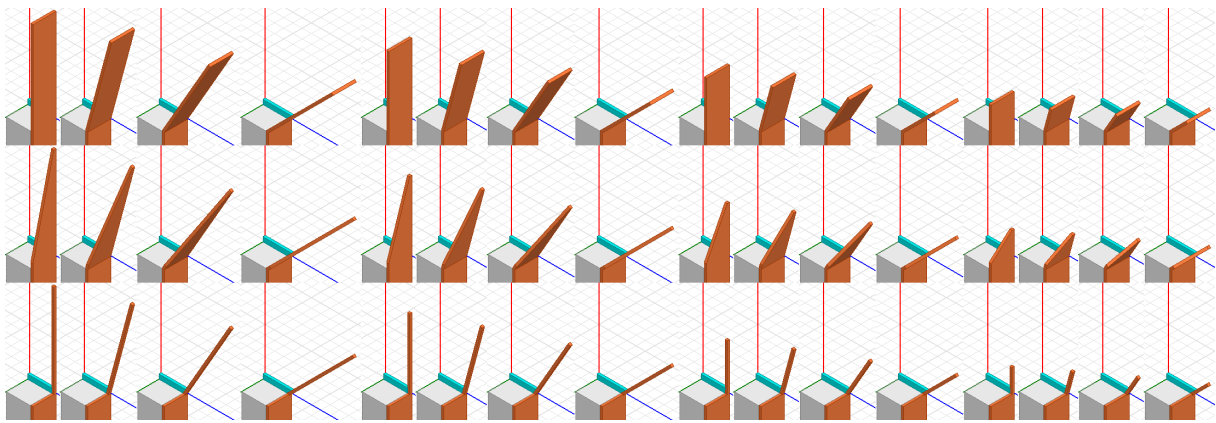
Dla kondensatorów KEMET sprawdzono także asymetryczną konfigurację podłużną – wariant (d) z Rysunku 5. Przy wzroście siły Lorentza o 18% uzyskanym ze względu na korzystny kierunek przepływu prądu, nastąpił jednocześnie skok indukcyjności o 44% względem przypadku (c), co było podstawą do odrzucenia tej konfiguracji. Jest to uzasadnione faktem, że sprawność akceleracji szacowana w ramach modelu *SLUG* jest tym większa im przyrost indukcyjności na skutek propagacji plazmy jest bardziej zbliżony do indukcyjności samej baterii $\Delta L/L_0 \rightarrow 1$. Chcąc poprawić kompaktowość całego układu, sprawdzono również wersję z baterią kondensatorów wysuniętą przed czoło dystrybutora – wariant (e) z Rys. 5. Pozwoliłoby to zagospodarować puste miejsce po obu stronach obszaru wyładowania (oczywiście docelowo należałoby jeszcze dodać odpowiednie ekrany chroniące baterię przed bezpośrednim oddziaływaniem z plazmą). Niestety, mimo bardzo satysfakcjonującej indukcyjności, porównując z wariantem (c), odwrócony przepływ prądu w kierunku z-owym poskutkowało zmniejszeniem generowanej siły o 23%.

Biorąc pod uwagę najmniejszą indukcyjność oraz największą prostotę wykonania do produkcji została wytypowana bateria w wersji (c) z Rys. 5. Ze względów technologicznych musiała ona jednak zostać nieco skorygowana. Przede wszystkim wprowadzono większe odstęp między poszczególnymi kondensatorami dla zapewnienia odpowiedniego przepływu ciepła w trakcie lutowania w piecu rozplwowym oraz odsunięto oba skrzydła baterii od dystrybutora dla zapewnienia miejsca na zapięcie pasów Rogowskiego wykorzystywanych do pomiaru prądu wyładowania. Tak poprawioną baterię zasymulowano ponownie, porównując z poprzednią wersją. Rozmieszczenie kondensatorów w większej objętości zwiększyło finalną indukcyjność baterii z 10.6 nH do 13.4 nH.

Elektrody wyładowcze

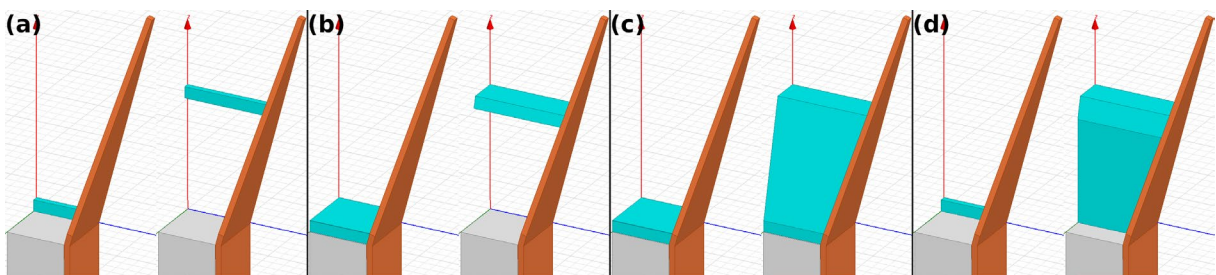
Według modelu typu *rail gun* (lub *SLUG* dla silników PPT) popęd siły wytwarzany przez działo szynowe powinien być proporcjonalny do gradientu indukcyjności obliczanego dla układu z przemieszczającym się pociskiem. Podobnego efektu można się spodziewać także dla silnika PPT, w którym rolę pocisku pełni przemieszczająca się wzdłuż elektrod porcja plazmy o ustalonej masie. Dlatego model *rail gun* jest często stosowany jako pierwsze przybliżenie mechanizmu generowania impulsu w tych silnikach. Mając na względzie tę analogię przeprowadzono symulacje indukcyjności różnych geometrii elektrod wyładowczych w celu wytypowania potencjalnie najkorzystniejszej ze względu na zapewniany gradient indukcyjności. Obliczenia przeprowadzono dla jednej konstrukcji baterii: KEMET 68 nF w wariantcie (c) poprawionym. Jak już wcześniej wspomniano, skorzystano przy tym z założenia, że gradient indukcyjności jest niezależny od początkowego kształtu obwodu (bateria + początkowa „plazma”), a także z założenia projektowego o jednakowym dystrybutorze oraz elektrodach dla wszystkich typów baterii.

Przebadano trzy podstawowe kształty elektrod: 1) *wide*: proste, szerokie na 10 mm, 2) *tapered*: zwężane ku końcowi z 10 do 1 mm, 3) *narrow*: proste, wąskie na 1 mm. Dla każdego kształtu sprawdzono różne długości (5, 10, 15, 20 mm), a także kąty połówkowe rozwarcia (0, 15, 30, 45°) – w sumie 48 wariantów elektrod wyładowczych przedstawionych na Rys. 6.



Rys. 6. Przetestowane warianty elektrod wyladowczych. Od góry do dołu kształty: *wide*, *tapered*, *narrow*.

W celu wyznaczenia gradientu indukcyjności, dla każdej geometrii przeprowadzony był ciąg obliczeń, w których sama indukcyjność była liczona dla układu z przewodzącą poprzeczką zawierającą elektrody przesuwaną coraz dalej ku ich końcowi. Z potrzeby przyjęcia a priori jakiegoś modelu propagacji plazmy, poprzeczka w tych symulacjach miała albo stały przekrój o wymiarach 1 mm na 1 mm, albo ustaloną na 1 mm grubość i zmienną szerokość, w każdej symulacji zgodną z aktualnie dostępną szerokością elektrod – przypadki (a) i (b) na Rys. 7.

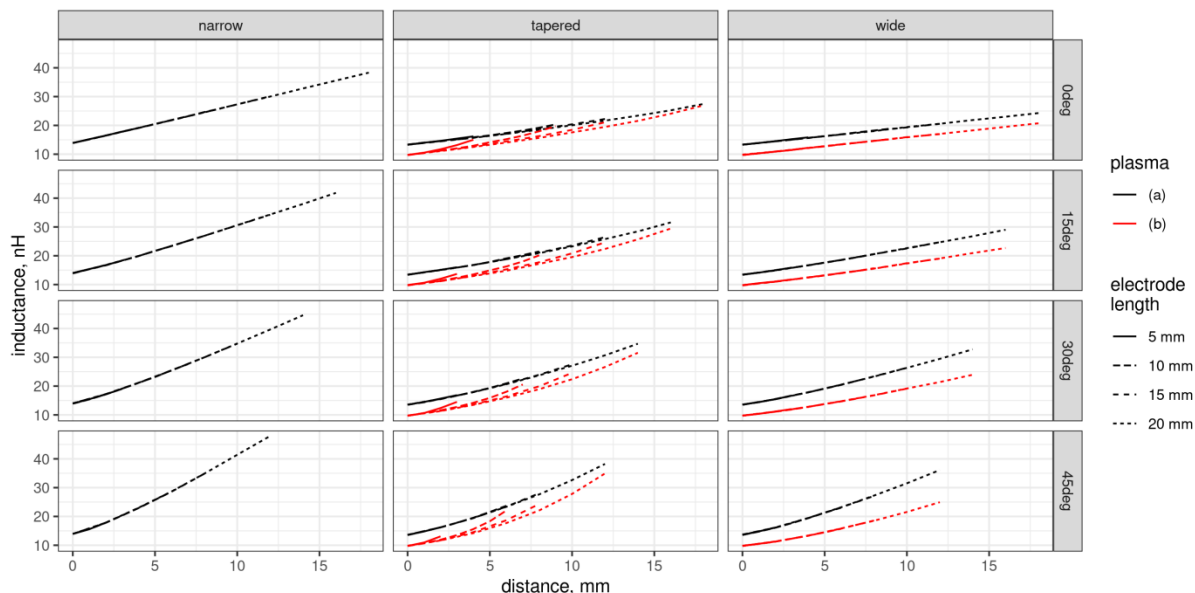


Rys. 7. Rozważane modele kształtu i propagacji plazmy w silniku. (a) sznur o stałym przekroju kwadratowym (b) warstwa o stałej grubości na całą szerokość elektrod, (c) warstwa z propagującym czołem na całą szerokość elektrod, (d) sznur asymetrycznie pęczniejący w obu kierunkach. W każdym przypadku założono, że plazma jest ograniczona przez obrys elektrod.

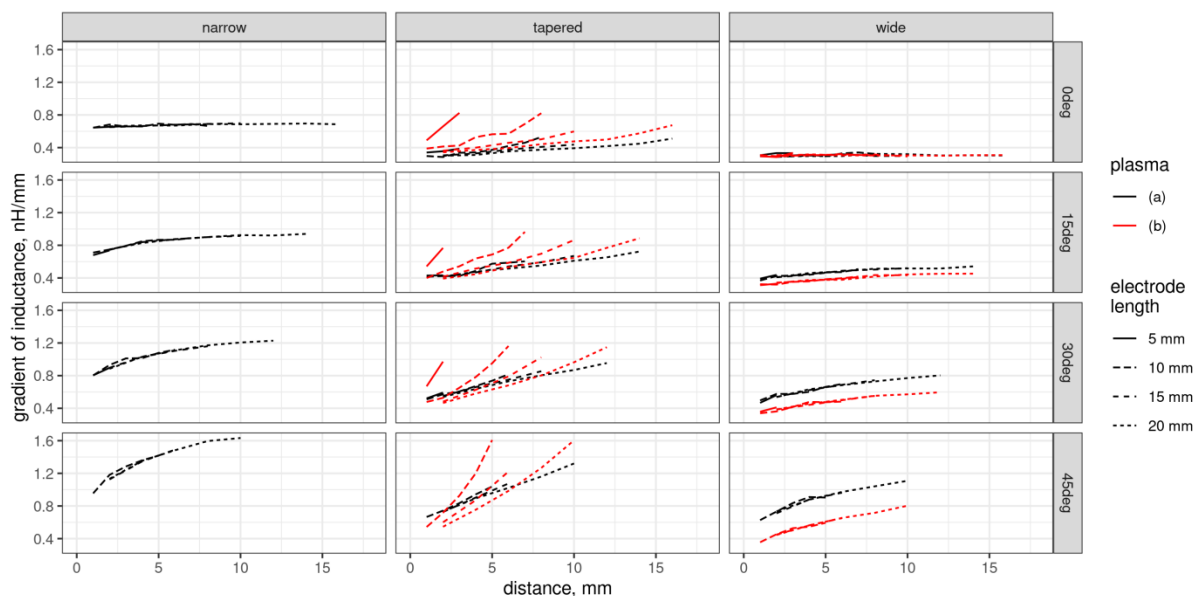
Wyniki obliczeń przedstawiono na Rys. 8. Dla wąskich elektrod oba modele plazmy są tożsame, dlatego krzywe na odpowiednich wykresach są na siebie nałożone. W pozostałych przypadkach dla wąskiego modelu plazmy otrzymano większe indukcyjności niż dla plazmy szerokiej. Warto przy tym zauważyć, że dla dwóch geometrii elektrod – *narrow* i *wide*, krzywe indukcyjności mają te same kształty dla wszystkich długości elektrod (np. krzywa dla elektrody 20 mm jest przedłużeniem krzywej 15 mm, 10 mm i 5 mm). Wynika to z tego, że prąd płynie tylko ścieżkami, które tworzą pętlę, a więc fragmenty elektrod, do których plazma jeszcze nie dotarła są dla obwodu praktycznie niewidoczne. Można powiedzieć, że jeśli kształt elektrod się z długością nie zmienia, to dla danego położenia poprzeczki następuje efektywne skrócenie elektrod. Nie jest to prawdą dla elektrod zwężających (*tapered*), lecz różnice są widoczne głównie dla szerokiej plazmy, a to oznacza, że wynikają przede wszystkim nie ze zmiany kształtu elektrod, a plazmy podczas jej propagacji.

Wykresy gradientu obliczonej wcześniej indukcyjności ilustrują, że dla przyjętych modeli propagacji plazmy największe wartości otrzymuje się przy wąskich i szeroko rozwartych elektrodach. Również zwężające się elektrody (*tapered*) przy modelu szerokiej plazmy oferują duży gradient indukcyjności. Co ciekawe, patrząc na osiową składową siły Lorentza (Rys. 9), widać, że geometria *tapered* daje wartości siły odbiegające od wyników modelu *rail gun* – nie są one proporcjonalne do gradientu

indukcyjności. Może to wynikać z niedotrzymania założeń modelu *rail gun*, w którym masa oraz objętość pocisku są stałe; dla zwężanych elektrod szeroka plazma zmniejsza swoją objętość w trakcie propagacji. Z drugiej strony rozwarcie elektrod również skutkuje powiększeniem objętości plazmy, lecz proporcjonalność siły i gradientu indukcyjności wydaje się być mniej więcej zachowana. Warto również nadmienić, że w eksperymentach opisywanych w literaturze z silnikami zasilanymi stałym PTFE geometria typu *tapered* zwykła dawać większe wartości impulsów siły niż *wide*, co byłoby spójne z powyższymi wynikami, gdyż zarówno siła jak i gradient indukcyjności są większe dla tego kształtu elektrod.

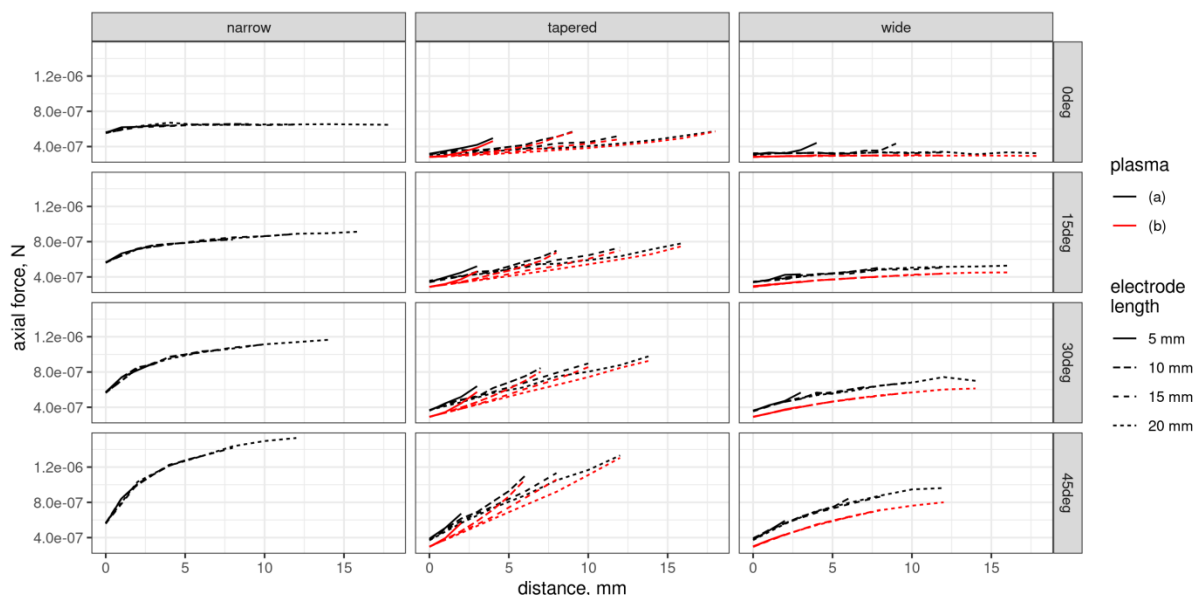


Rys. 8. Indukcyjność w funkcji położenia warstwy prądowej o stałym przekroju (krzywe czarne) oraz stałej grubości i zmiennym przekroju dopasowanym do szerokości elektrod (krzywe czerwone).



Rys. 8. Gradient indukcyjności w funkcji położenia warstwy prądowej.

Warto podkreślić, że model *rail gun* jest bardzo grubym przybliżeniem procesu przyspieszania plazmy w silniku PPT. Prawdziwy kształt propagującej plazmy jest nieznany, a ten może istotnie wpływać na gradient indukcyjności będący kluczowym parametrem tego modelu. Widać to zwłaszcza dobrze przy porównaniu wszystkich wariantów propagacji plazmy z Rys. 7, dla których indukcyjność jest pokazana na Rys. 10 (dla jednej geometrii elektrod wyładowczych).



Rys. 9. Osiowa siła Lorentza w funkcji położenia warstwy prądowej.

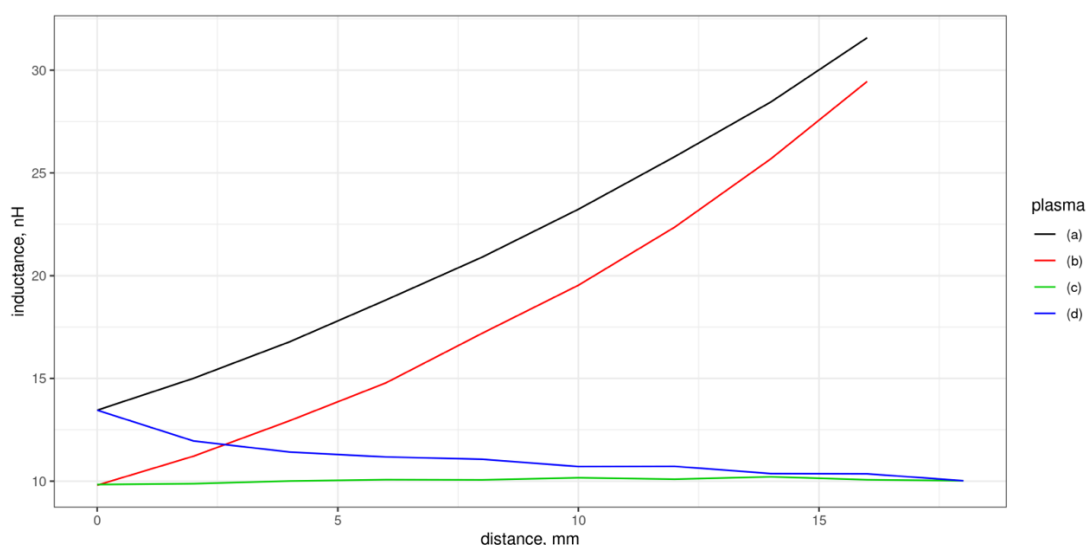
W przypadku (c), zakładającym ciągłe tworzenie się plazmy na całej powierzchni paliwa w trakcie osiowej propagacji frontu, indukcyjność się praktycznie nie zmienia. Natomiast w przypadku (d), gdzie założono ciągłe tworzenie się plazmy wzdłuż wąskiej ścieżki przy froncie pęczniejącym w dwóch kierunkach, indukcyjność wręcz maleje. Dla modelu *rail gun* oznaczałoby to albo zerowy impuls (wariant (c)), albo odwrócenie działania napędu (wariant (d)). Ilustruje to potencjalny problem stosowalności tego modelu do opisu działania silnika PPT, jeśli tworzenie i propagacja plazmy okaże się być nietrywialna. Z tego powodu warto byłoby przynajmniej część z powyższych kształtów przetestować eksperymentalnie i w ten sposób wytypować optymalną geometrię.

Moduł termiczny

Odrębne zagadnienie stanowiło uruchomienie modułu termicznego stanowiącego doposażenie głównego stanowiska próżniowego w Laboratorium PlaNS. Zadanie to zostało sformułowane w projekcie NCBiR jako odpowiedź na wymagane testy funkcjonalności poszczególnych zespołów silnika (w szczególności układu paliwowego) oraz działania całego silnika w warunkach próżniowych podobnych do występujących na niskich orbita okołoziemskich (LEO), a więc w temperaturach zmienianych w zakresie przynajmniej $-50+120^{\circ}\text{C}$. Założenia konstrukcyjne i wyniki modelowania pola temperatury wewnątrz wnęki utworzonej przez podwójny płaszcz ekranujący i stół termiczny (wymienik ciepła) przedstawiono w zeszłorocznym raporcie (RR2021) i informacje te nie będą tutaj powtarzane.

Na potrzeby oceny przygotowywanych technologii kosmicznych przeprowadza się zwykle kilka rodzajów testów termicznych².

- a) *Thermal Cycle Tests* (TCT) – testy te są prowadzone zwykle w ciśnieniu otoczenia (laboratorium) w odpowiedniej komorze. Mogą im podlegać poszczególne elementy, podukłady i całe systemy. Badany obiekt poddawany jest cyklicznym zmianom temperatury od wysokiej do niskiej i odwrotnie. Generowane naprężenia termiczne mają ujawnić defekty materiałowe i wykonania.
- b) *Thermal Vacuum Tests* (TVT) – cykliczne zmiany temperatury badanych obiektów prowadzone są w warunkach wysokiej próżni. Testowane mogą być podukłady jak i całe systemy. Sprawdzana jest funkcjonalność układów pod kątem wydajności w warunkach próżni, przy różnych temperaturach.
- c) *Thermal Balance Tests* (TBT) – testy przeprowadza się w komorach do symulacji przestrzeni kosmicznej. Mają wykazać wydajność systemów kontroli termicznej badanego układu dla zapewnienia jego działania w wymaganym reżimie temperaturowym.
- d) *Vacuum Bake-Out Tests* (VBT) – przeprowadza się w komorach do symulacji przestrzeni kosmicznej dla podukładów i całych systemów w wysokich temperaturach umożliwiających odgazowanie powierzchni.



Rys. 10. Indukcyjność w funkcji położenia warstwy prądowej dla czterech modeli plazmy. Elektrody typu tapered o długości 20 mm, odchylone o 15° w stosunku do osi.

Opracowany moduł termiczny ma zapewnić realizację większości z tych testów. Trzeba jednak pamiętać, że silnik musi działać w próżni i testy w ciśnieniu atmosferycznym (w atmosferze laboratorium) mogą być prowadzone jedynie w bardzo ograniczonym zakresie – w przypadku napędu typu PPT będą więc to przede wszystkim testy próżniowe.

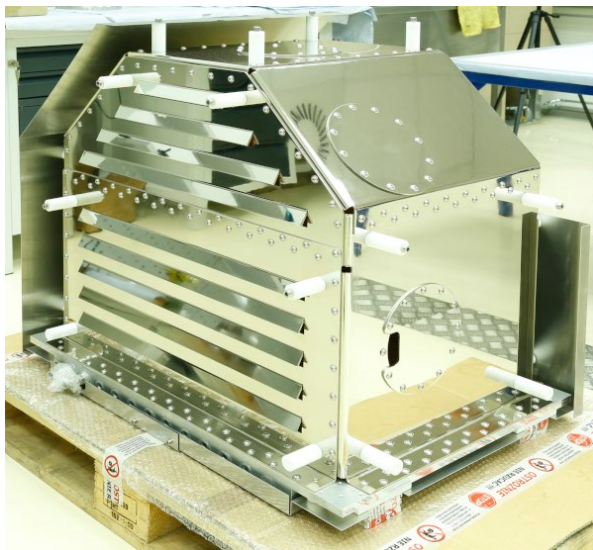
Ostatecznie Firma LPP Equipment Sp. z o.o. (ul. Bodycha 73, PL- 05-816 Reguły k/Warszawy) dostarczyła agregat JULABO PRESTO W85 (OD02) do IFPiLM w marcu 2022, natomiast część próżniową moduł termicznego firma WORKTECH (ul. Ostrobramska 104A/34, 04-118 Warszawa) dopiero w czerwcu 2022. W wersji finalnej (oprócz agregatu JULABO) moduł składa się ze stołu termicznego (wymiennika cieplnego) o wymiarach 60×85 cm (do mocowania testowanych obiektów)

² Roy Stevenson Soler Chisabas, Geilson Loureiro and Carlos de Oliveira Lino (2018), Space Thermal and Vacuum Environment Simulation, <http://dx.doi.org/10.5772/intechopen.73154>

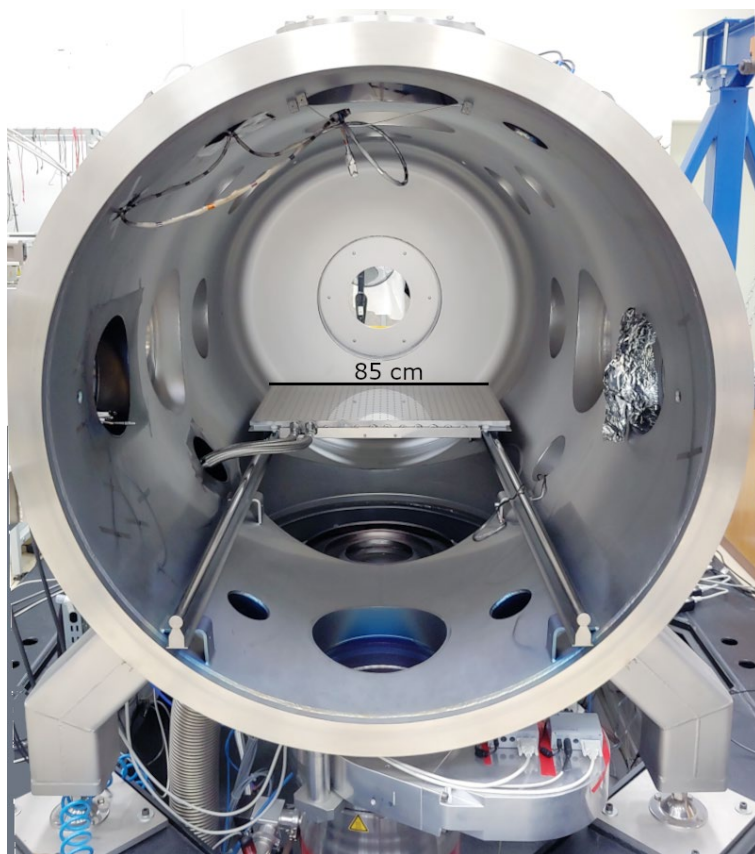
zapewniającego jednorodny rozkład temperatury wewnątrz ekranowanej termicznie wnęki roboczej o pojemności ok. 230 litrów. Niestety, bez części próżniowej modułu nie było możliwe wcześniejsze uruchomienie agregatu JULABO, który, jak się okazało wymagał interwencji serwisu. Podobnie, interwencji producenta wymagały niewystarczająco szczelne spoiny próżniowe samego stołu.



a)



b)



c)



d)

Rys. 11. *a) Część próżniowa modułu termicznego w stanie złożonym przez producenta po dostawie do Laboratorium PlaNS; b) zewnętrzne ekrany częściowo zdemontowane – widoczna struktura wewnętrzna płaszczu termicznego oraz fragmentarycznie stół termiczny. Lustrzana powierzchnia ogranicza przekaz ciepła pomiędzy zewnętrznymi i wewnętrznymi ścianami płaszczu termicznego. c) Stół termiczny po instalacji w komorze próżniowej. d) Przyłącza magistrali cieczy termalnej na zewnątrz komory podczas testów niskotemperaturowych - na izolatorach termicznych oszronienie nie występuje.*

Po przeprowadzeniu koniecznych korekt (naprawie agregatu JULABO i uszczelnieniu spoin w stole – weryfikacja detektorem helowym), w wyniku serii testów stwierdzono, że dopuszczalny zakres temperatur zapewniający bezpieczną pracę z punktu widzenia szczelności próżniowej całego układu to $-60+150^{\circ}\text{C}$. Ostatecznie stół termiczny został zainstalowany na stałe w komorze, natomiast płaszcz może być w niej montowany lub usuwany w zależności od potrzeb i wymagań prowadzonych eksperymentów (zgodnie z założeniami projektu). Fotografie stołu w komorze Laboratorium PlaNS przedstawiono na Rys. 11 natomiast dynamikę zmian temperatury ilustrują wykresy z Rys. 12.



Rys. 12. Tempo nagrzewania a) i schładzania b) modułu termicznego.

6.2 ESA: HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant

Osoba kontaktowa: J. Kurzyna, jacek.kurzyna@ifpilm.pl

W ramach projektu HIKHET (*High Impulse Krypton Hall Effect Thruster*) sponsorowanego z programu PIIS/ESA (*Polish Industry Incentive Scheme*, ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE), w wyniku porozumienia ESA-IFPiLM prowadzono prace zdefiniowane w dokumencie CCN (*Contract Change Notice*) poszerzające zakres badań w stosunku do pierwotnie sformułowanych założeń kontraktu. Dodatkowe badania mają na celu lepsze zrozumienie procesów wpływających na działanie silnika Halla zasilanego wysokim napięciem. Na przeprowadzenie tych prac ESA zaproponowała dofinansowanie w kwocie 39793 Euro. Pierwotny termin zakończenia zadań przewidywany na październik 2022 został przesunięty na koniec maja 2023 (głównie ze względu na ciągle obecne skutki pandemii, w tym przerwane łańcuchy dostaw i ograniczenia dostępności unikalnych podzespołów).

Zadania zdefiniowane w dokumencie CCN obejmują:

- Projekt i realizację systemu diagnostyki pojedynczą sondą Langmuira umożliwiającą pomiar parametrów plazmy wewnątrz kanału silnika Halla HIKHET (szerokość kanału 8 mm, głębokość 23 mm, gęstość plazmy rzędu 10^{19} m^{-3} , temperatura elektronowa $\sim 20\text{ eV}$). Oprócz konstrukcji miniaturowej sondy i elektroniki pomiarowej, zasadniczym podzespołem systemu jest napęd x-y pozwalający na szybką iniekcję sondy do wnętrza kanału, wykonanie pomiaru parametrów plazmy (zebranie charakterystyki prąd-napięcie) i wycofanie sondy przy charakterystycznym czasie cyklu na poziomie dziesiątych części sekundy.
- Założono, że pomiary parametrów plazmy wewnątrz kanału wyładowania powinny zostać wykonane dla dwóch topografii pola magnetycznego: klasycznej i zero-B, jednego wydatku masowego (1.0 mg/s) i przynajmniej dwóch napięć pracy silnika (300 i 600V). Pomiary będą

wykonywane na siatce o określonej wielkości oczek, tak aby uzyskać przestrzenne rozkłady zależne od czasu parametrów plazmy (takich jak potencjał, temperatura elektronowa i koncentracja elektronowa). W przypadku poważnych trudności pomiary zostaną wykonane jedynie na osi kanału.

- Jako zadanie nadprogramowe przewidziano pomiary lokalnych wartości parametrów plazmy za pomocą zespołu pojedynczych sond Langmira umieszczonych w ścianach kanału dielektrycznego silnika. Uzyskane dane mają dostarczyć informacji m.in. o rozkładzie potencjału elektrycznego wzdłuż ścian kanału.
- Analiza uzyskanych rezultatów będzie prowadzona przede wszystkim w odniesieniu do wydajności silnika. Reprodukacja rozkładu potencjału elektrycznego i lokalizacja strefy jonizacji powinny ułatwić zrozumienie różnicy w działaniu silnika przy klasycznej topografii pola B i w konfiguracji zero-B.

Poniżej zostaną przytoczone fragmenty raportów systematycznie wysyłanych do ESA:

Analysis of plasma parameters in the HIKHET channel with a Langmuir probe

- **Based on the time-averaged measurements carried out by Linnell and reported in his PhD³ for NASA-173Mv1 Hall thruster operated at 500 V and fed with 7.9 mg/s of krypton propellant, some estimations were performed for different probe dimensions.**

It should be noted that NASA-173Mv1 has channel cross-section area about 11 times that of HIKHET (see *IFPiLM RR 2021*) and the mass flow rate used by Linnell was only about 8 times larger than typically used by us. However, taking into account poorer ionization efficiency of the smaller HIKHET, it can be assumed that the plasma parameters measured by Linnell are a good example of what can be expected in our thruster.

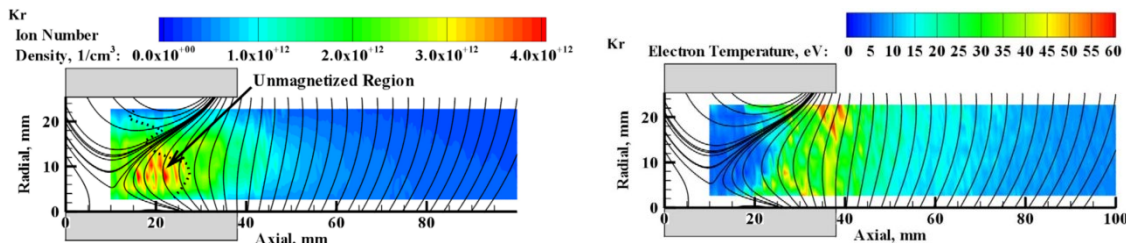


Figure 1. Spatial measurements of Linnell.

- The expected electron saturation current to the probe was estimated (assuming Maxwellian electrons) as $I_{es} = en_e A \sqrt{kT_e / (2\pi m_e)}$. It was found that even for collecting electrode of the probe as small as $\phi 0.05 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$ the collected current can be as high as 40 mA. Therefore, in order to obtain the plasma potential from the I - V characteristic, it is necessary to be able to collect (supply) current in excess of 40 mA. Not many high voltage bipolar power supplies can provide such high current.

To measure the plasma potential Linnell used an emissive probe and having a power amplifier rated up to 80 mA (KEPCO BOP 500M) with single Langmuir probe ($\phi 0.254 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$) could measure only the low-current part of the I - V curve.

³ J.A. Linnell, An Evaluation of Krypton Propellant in Hall Thrusters, PhD thesis, University of Michigan, 2007.

- The expected ion saturation current was estimated as Bohm current $I_{is} = 0.61en_eA\sqrt{kT_e m_i}$ for the same probe dimensions as above. With such tiny probe the ion current is small and can be problematic to measure with good accuracy on the same channel as the electron current.

However, as can be seen by comparing I_{es} and I_{is} the ratio of electron and ion saturation currents is constant and equals approximately 256. Therefore, one possibility to accurately measure both electron and ion current on a 12-bit oscilloscope (4096 discretization levels) is to adjust the scale at different positions of the probe and in this way obtain up to 4-bit resolution of the ion current (16 discretization levels).

The estimated Debye length is several hundredths of a mm, which is comparable to the assumed radius of the probe. Consequently, the thin sheath approximation is invalid and in data analysis the OML (orbital motion limit) theory will need to be used.

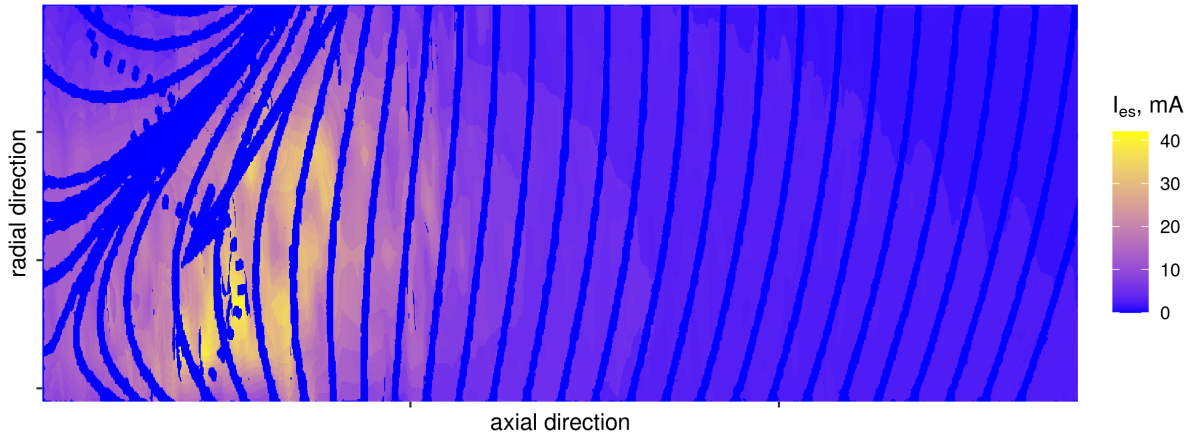


Figure 2. Electron saturation current estimated from Linnell's data assuming ϕ 0.05 mm $\times$ 0.5 mm single probe.

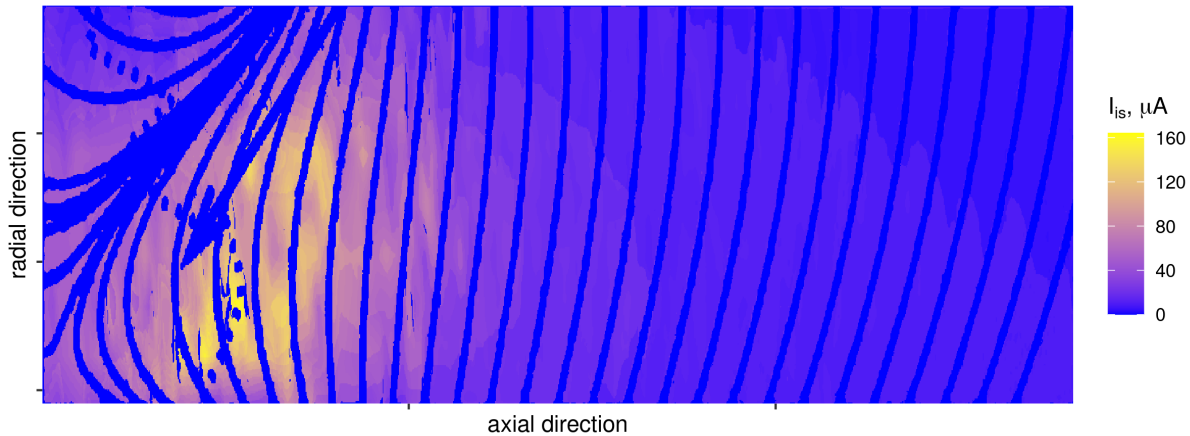


Figure 3. Ion saturation current estimated from Linnell's data assuming ϕ 0.05 mm $\times$ 0.5 mm single probe.

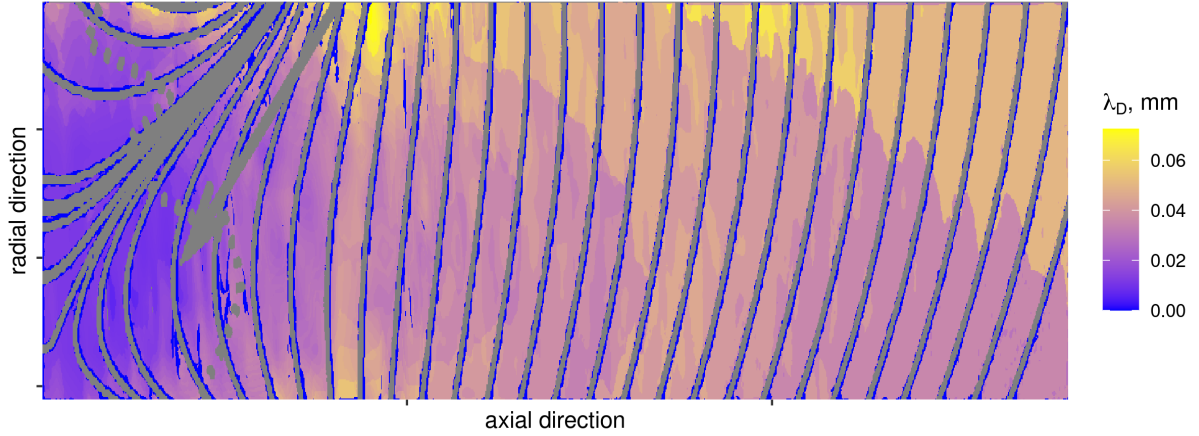


Figure 4. Debye length estimated from Linnell's data.

The above estimations revealed a serious issue: currently available at PlaNS Lab the Keithley 2470 source-meter will be insufficient to measure the whole I - V curve, being able to provide only up to 10 mA in the high voltage range (>200 V) which is too low even for the collecting electrode as small as ϕ 0.05 mm $\times$ 0.5 mm. Consequently, it was decided to buy a high voltage power amplifier in order to boost the current rating of the setup. A number of models, including KEPCO BOP 500DM, KEPCO BOP 100DM, Matsusada Precision AMT-0.6B100, Matsusada Precision AMT-1B60, Advanced Energy Trek PZD700A were considered. However, the thorough analysis of all pros and cons (including budget limitations) resulted in a decision to purchase the Trek PZD700A as the most versatile device.

- **Several measurement procedures were contemplated.**

- One possible method, widely utilized by the group from PEPL, consists of quick voltage sweeps during probe's movement. In this way many I - V curves can be acquired in just one injection of the probe and mapping of the whole channel would require just 7 injections (assuming radial resolution of 1 mm).
- Second possibility is to inject the probe many times along the same line, each time with different bias profile $V_{probe}(x)$ being an offset of the initially measured floating potential $V_{floating}(x)$ (i.e. $V_{probe}(x) = V_{floating}(x) - 50V$, $V_{probe}(x) = V_{floating}(x) - 40V$ and so on). In this way the rate of change of $V_{probe}(x)$ is small enough to not induce significant capacitive current. However, the number of injections is directly proportional to the number of individual points on the I - V curve. Assuming that good I - V characteristic should consist of at least 100 points, this sums up to 700 injections (radial resolution of 1 mm).
- The third possibility is to acquire the whole I - V curve one spatial point at a time. In this way the number of injections is directly proportional to the number of locations in which the plasma parameters is to be measured. For example, mapping the whole discharge channel (ending at the anode which is 20 mm deep inside the channel) with spatial resolution of 1 mm would require 140 injections.

In each case special attention must be paid to the issues of parasitic capacitance and EM noise. For example, the drawback of the first measurement scheme is that the axial resolution depends on the probe's velocity and biasing frequency and a trade-off must be made: too high biasing frequency results in excessive capacitive current which can dominate the signal from the probe. In any case, the capacitive effect must be characterized without plasma or measured simultaneously with a dummy probe and later subtracted during data analysis. The EM noise, without proper shielding, can also be

high enough to cover small signals from the probe. Unfortunately, shielded coaxial cables introduce additional parasitic capacitance (typically 0.1 nF/m). A workaround of this problem may be in sequential biasing of the probe with discrete voltage levels: in this way the signal can be measured at settled, constant voltage with no influence of capacitive current. The number of such voltage levels must be large enough to obtain smooth I - V curve.

Another issue often highlighted in papers on *time-resolved measurements* (and hushed up in most time-averaged measurements) is the non-linearity of electron part of the I - V curve. Due to this, in time varying plasma, the plasma parameters derived from time-averaged I - V characteristic of the probe can differ significantly from the true time-averaged plasma parameters. However, time-resolved measurements are hard to perform and require extraordinary care when designing the setup (e.g. problem of large capacitive current). *Phase-resolved measurements* seem to be a good compromise. While the oscillations of Hall thrusters are not well-defined (the spectrum of oscillations is broadband) and the characteristic frequency of breathing mode fluctuates (and changes due to probing), it should be possible to discern from the measurements at least two phases of breathing mode (crest, trough) and preferable four (crest, trough and two crossings of the mean). In this way the variation of plasma parameters due to the breathing mode could be determined. Also, *phase-averaged values* should provide more trustworthy estimation of the true time-averaged plasma parameters than values taken from time-averaged I - V curves. A slightly similar approach was reported by Albarede et al.⁴ However, in his work the signals were first trigger-aligned and then averaged which can give erroneous results if the frequency fluctuates (as is the case in Hall thrusters), evident as damping of the oscillations further from the trigger (see figure below). In the method contemplated for this experiment such assumption does not need to be made, because the phase can be determined independently of oscillation frequency.

Consequently, at the moment, the third measurement scheme (one spatial point at a time) with sequential biasing and phase-resolved analysis is considered as the one worth pursuing.

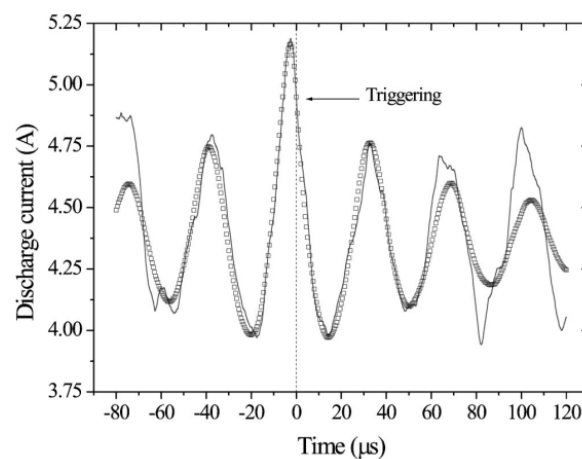


Figure 5. Trigger-aligned averaging by Albarede et al.

- **Preliminary analysis of the data from KLIMT experiment**

- In old data set from single Langmuir probe measurements in the plume (approx. 0.5 m away from the channel exit) several recordings of simultaneously acquired discharge current and

⁴ L. Albarede, S. Mazouffre, A. Bouchole and M. Dudeck, Low-frequency electron dynamics in the near field of a Hall effect thruster, *Physics of Plasmas* 13, 063505, 2006. DOI: 10.1063/1.2209628

probe current (at a fixed voltage) were found which allowed us to carry out some tests of the data analysis.

- The first approach with cross-correlation analysis yielded promising results. As can be seen in Figures 6 and 7, correlation can be found between the (time-shifted) discharge current and probe current which allows us to reconstruct the probe current quite well using fitted linear relationship. Because the measurements then were taken far from the thruster, it is hoped that probing inside the discharge channel will provide even clearer correlations.

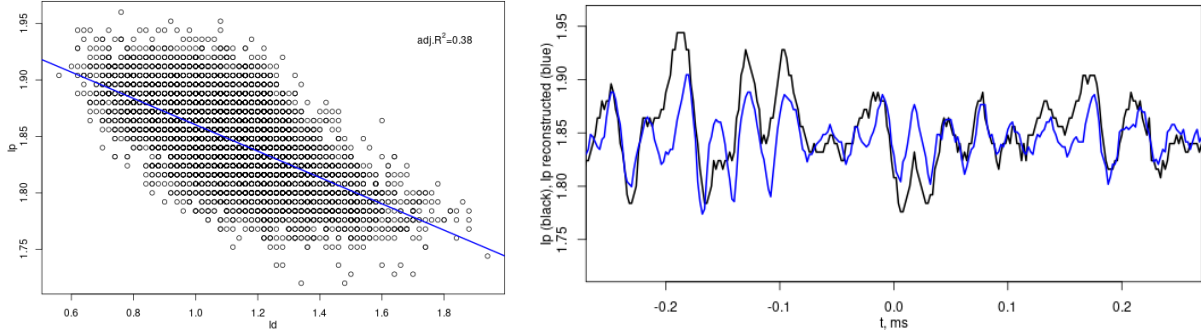


Figure 6. (Left) Probe current as a function of discharge current. (Right) Original probe current in black and reconstructed probe current in blue.

- The second approach is to perform I_d - I_p scaling, but in frequency domain instead of time domain (similarly to Lobbia). Calculating the coherence between the two signals a strong correlation in the breathing-mode range can be clearly seen. The work on this is still in progress.

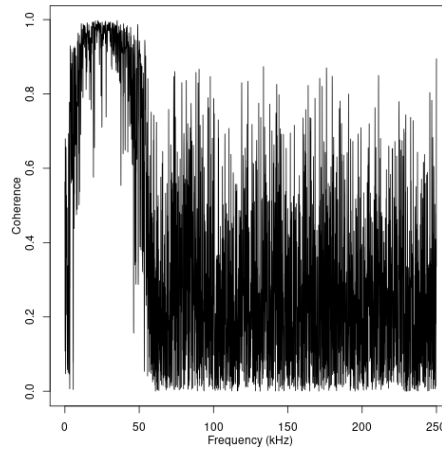


Figure 6. Coherence between discharge current and probe current signals.

- It should be noted that both approaches rely on the presence of clear oscillations. Four scenarios can be imagined: 1) oscillations are present in both discharge current and probe current; 2) oscillations are present only in discharge current; 3) oscillations are present only in probe current; 4) there are no appreciable oscillations in any signal. Only in the first case the correlation analysis can be performed. In second and fourth cases it can be naturally assumed that, since the probe current does not change in time, the plasma parameters are also constant and it is sufficient to calculate time-averaged values. The third case seems unlikely – it would indicate the presence of azimuthal or radial plasma oscillations without any axial mode.

- **A measuring system concept.**

Because of the high bias of the probe (several hundred volts), the voltage and current measurements should be carried out without galvanic connection to the oscilloscope. That is why isolation amplifiers need to be used. There are three main ways of obtaining galvanic isolation: transformer coupling, optical coupling and capacitive coupling. Due to the smallest non-linearity, highest input voltage range and ease of implementation transformer-based isolation amplifier AD215BY was chosen. It has wide input and output voltage rating of ± 10 V, non-linearity of 0.005% and full signal bandwidth of 120 kHz at unity gain (necessary to register breathing mode oscillations). For reference, for time-averaged measurements of I - V characteristics group from PEPL used isolation amplifier AD210 which has bandwidth of only 20 kHz.

To measure the signals with good accuracy an additional precision amplifier should be used at input of the isolation amplifier. AD8221BR was chosen which has maximum offset voltage of 25 μ V (compared to typical 400 μ V of AD215), maximum input bias current of 0.4 nA (compared to typical 300 nA of AD215), settable gain (from 1 to 1000) and wide bandwidth (e.g. 562 kHz at gain 100). Additionally, it can be powered from the isolated power supply of AD215.

In order to measure both electron and ion current parts of the I - V characteristic in the whole discharge channel, as was noted earlier, the sensitivity of the data acquisition system should be adjusted from point to point because the ratio of electron saturation current and ion saturation current is expected to be approximately constant. However, to omit this need and yet improve measurement accuracy of the ion part of I - V curve, the probe current can be simultaneously measured on two shunts, each chosen for specific current range. To protect the more sensitive channel a clipping diode can be placed.

The simplified schematic of the measurement system (as manufactured at IFPiLM) is shown below.

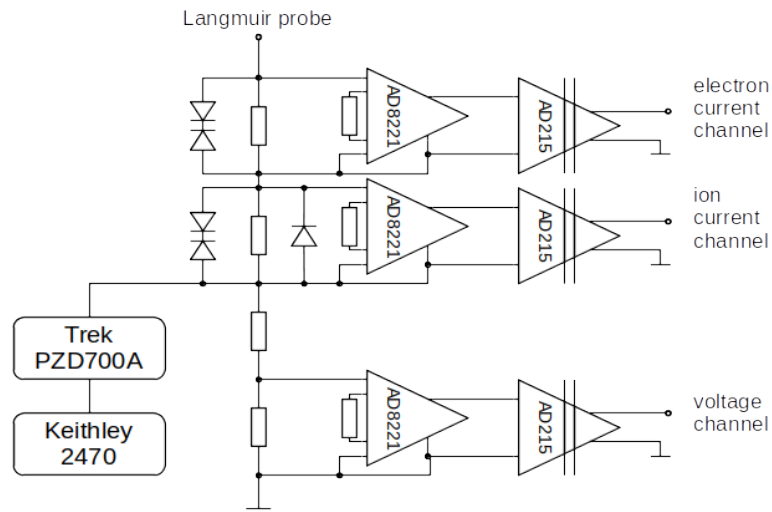


Figure 8. Measurement system schematics.

- **Electronics**

The first version of acquisition electronics was produced – see Figure 9. It has verified bandwidth of 120 kHz (sufficient for acquiring signals related to breathing mode oscillations) and contains three isolated measurement channels: bias voltage (range ± 10 V), electron current (± 100 mA) and ion current (from -1 mA to approximately +0.1 mA).

The HV biasing signal was successfully obtained using RIGOL DG4162 arbitrary function generator and TREK PZD700A high voltage amplifier working in tandem.



Figure 9. First version of acquisition electronics. On the left hand side are three isolated measurement channels and power supply input. On the right hand side are input for HV biasing signal and probe connection.

- **First version of a single Langmuir probe**

The dimensions of the probe tip, based on estimations of the electron saturation current, was chosen as $\phi 0.05 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$. There were several problems with tungsten wire of such small diameter which had to be resolved. First is availability. Second, with such small wire cross-section the resistance of the wire itself becomes noticeable and can introduce errors in voltage measurements. Third, there are no inline connectors to splice a $\phi 0.05 \text{ mm}$ wire with the core of a coaxial cable (e.g., RG178, $\phi 0.31 \text{ mm}$). To resolve this issue it was decided to prepare the electrode of the probe from a thicker tungsten wire, e.g. $\phi 0.5 \text{ mm}$, by electrochemical etching of tungsten in sodium hydroxide solution.

The design consists of three parts:

- The $\phi 0.5 \text{ mm}$ tungsten wire is inserted into a commercially available wire termination receptacle (Millmax 3061). One end of this element is crimped onto the core of RG178 coaxial cable, and the other contains three-finger press-fit contact for .015”-.022” diameter pins into which the $\phi 0.5 \text{ mm}$ is inserted. According to the datasheet this contact is rated for 3 A and extraction force for $\phi 0.5 \text{ mm}$ is 0.3 N. The expected mass of the tungsten wire is 0.45 g, so the contact alone should hold the wire up to 60g of acceleration (resulting from fast injection of the probe). The tungsten wire is covered with alumina tube $\phi 1.2/\phi 0.8 \text{ mm}$ which is then stabilized with PTFE shrink tube. On top of this a stainless steel tube is slid (a gauge 15 needle is suitable for this) and soldered to the screen of the coaxial cable. Another alumina tube covers the screen of the probe and is stabilized with another shrink tube.

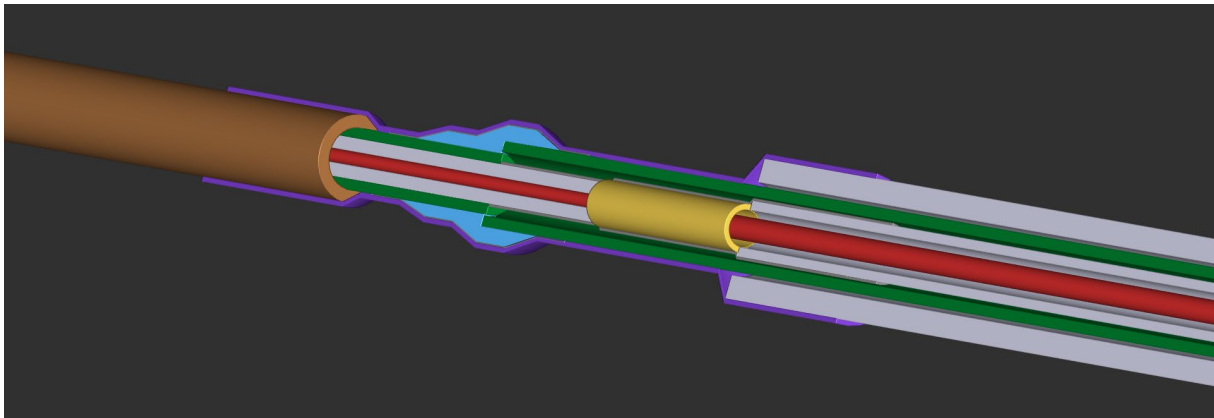


Figure 10. First part of the Langmuir probe. Tungsten and copper wires in red, Millmax 3061 in yellow, screens in green, alumina tubing and cable inner insulator in white, soldering in light blue.

- After approximately 10 cm the tungsten wire is etched down to ϕ 0.15 mm and inserted into ϕ 0.5/ ϕ 0.2 mm alumina tube. This tube is joined with the larger one by sodium silicate (waterglass). The larger tubes and the screen are terminated with ceramic adhesive.

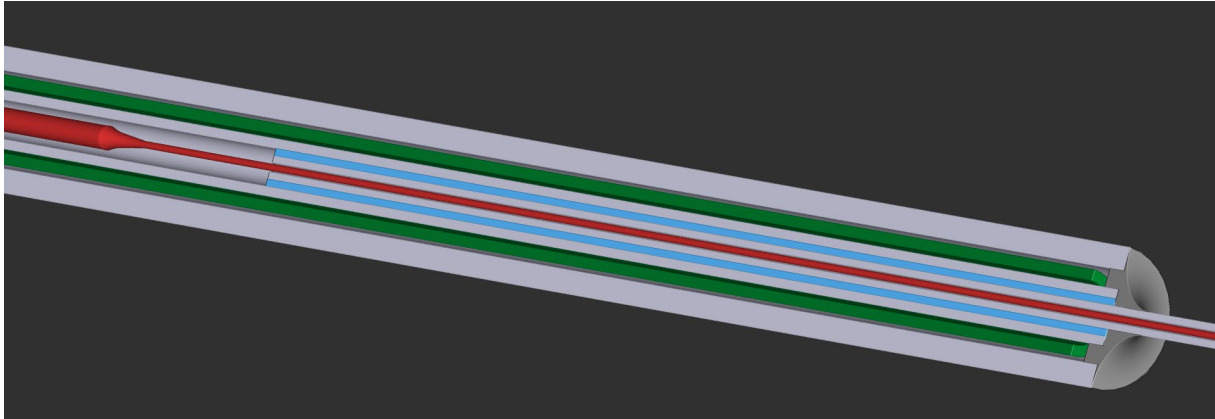


Figure 11. Second part of the Langmuir probe. Sodium silicate (waterglass) in light blue, ceramic adhesive in dark gray.

- The ϕ 0.5/ ϕ 0.2 mm tube extends about 5 cm from the main assembly. The end of the tungsten wire is etched down to ϕ 0.05 mm and extends slightly from the thin ceramic tube. The final length of the electrode tip is determined by the ceramic adhesive cone put on top of the alumina tube and should be close to 0.5 mm.

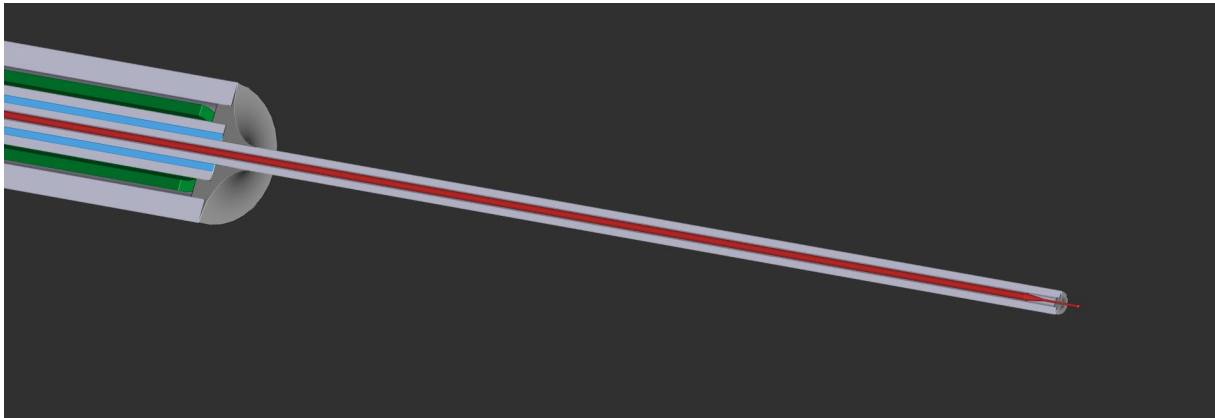
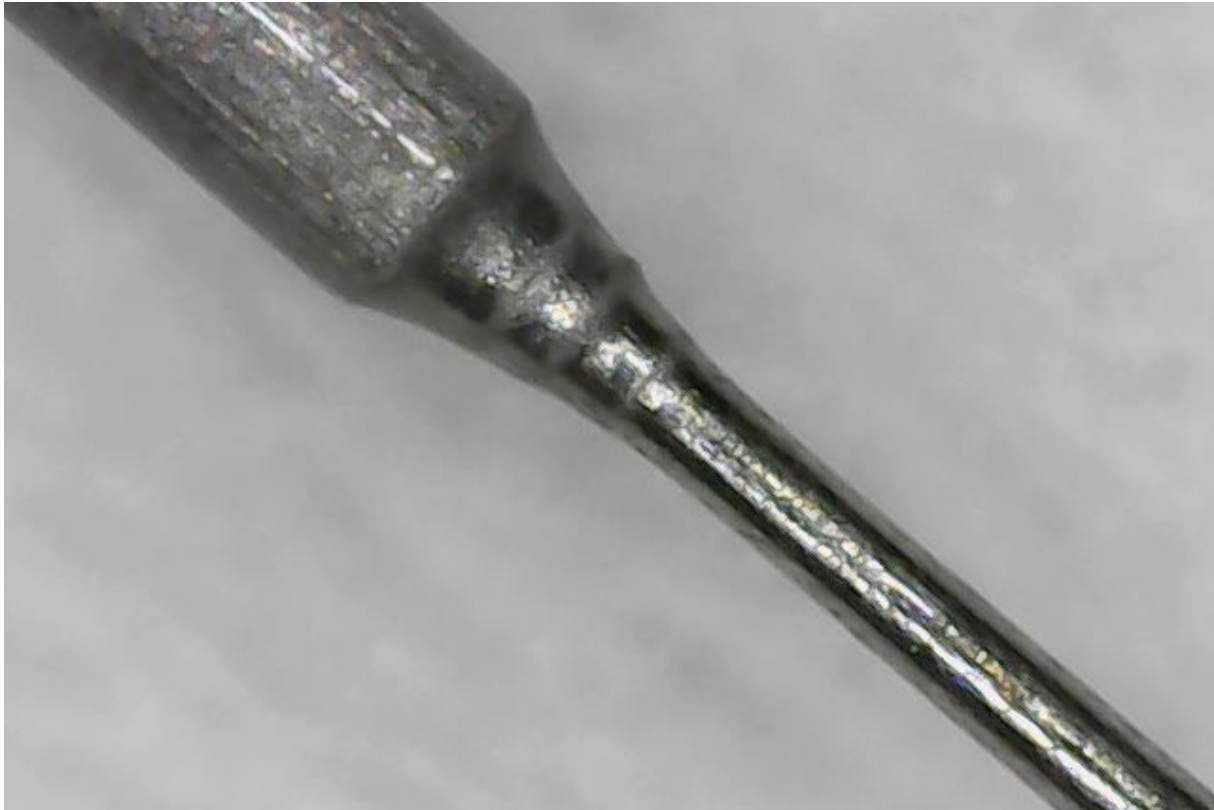


Figure 12. Third part of the Langmuir probe. The last part of the tungsten wire is partially covered by a small amount of ceramic adhesive in dark gray.

- Testing of tungsten etching procedures confirmed that to obtain uniform etching along the wire it is necessary to apply AC voltage instead of DC, as suggested by Chang et al.⁵ In our case applying 6 V in 100 ms pulses with frequency of 2 Hz yielded satisfactory results. It was possible to obtain diameter variation of about 5% on a distance of 10 cm which is well above the 6.5 cm required by the probe's design. Moreover, as can be seen in the photo below, the resulting surface is smooth and without protruding fibers of tungsten.

⁵ W. Chang, I. Hwang, M. Chang, C. Lin, W. Hsu and J. Hou, "Method of electrochemical etching of tungsten tips with controllable profiles", Review of Scientific Instruments, 83, 083704, 2012.



***Figure 13.** Tungsten wire specimen after 20 min. etching followed by 40 min. etching on shorter length. Diameter goes down from $\Phi 0.30$ mm to $\Phi 0.13$ mm (original wire diameter was $\Phi 0.40$ mm).*

- **Channel Langmuir probe manufacturing**

First two single probes were manufactured according to the design and the etching method as described above. The non-etched end of the tungsten wire was connected to a coaxial cable with SMA connector. In order to reduce perturbations of the thruster operation induced by the presence of the probe in the discharge channel, approximately 10 cm of the probe was covered with two layers of boron nitride ceramics deposited in the form of aerosol with silicate as a binder (HeBoCoat 401E). Collecting electrodes in both probes were approximately 0.3 mm long and 0.05 mm in diameter (exact dimensions were also measured for each probe under a calibrated optical microscope). Unfortunately, one of the probes needed to be discarded because of insufficient electrical insulation between the central electrode and the shield: $1\text{ M}\Omega$ at 0 V and short circuit at 50 VDC. In the second probe even at 500 VDC the resistance was approximately $380\text{ M}\Omega$.

- **Probe injecting system**

CAD view of the XY system design for the Langmuir probe driving is reproduced in Figure 15. The XY manipulator is installed on a dedicated scaffolding (in yellow) in the vacuum chamber while the scaffolding itself is supported by both: its own bread board and the bread board that is dedicated for the thrust stand. The XY system is based on 8MTL1401-300 from Standa Ltd. It has been delivered to IFPiLM, tested and considered to be operational. However, to strength the scaffolding stiffness for vibration reduction its design is going to be modified in the next step. Figure 11 illustrates the XY system installation in the vacuum chamber.

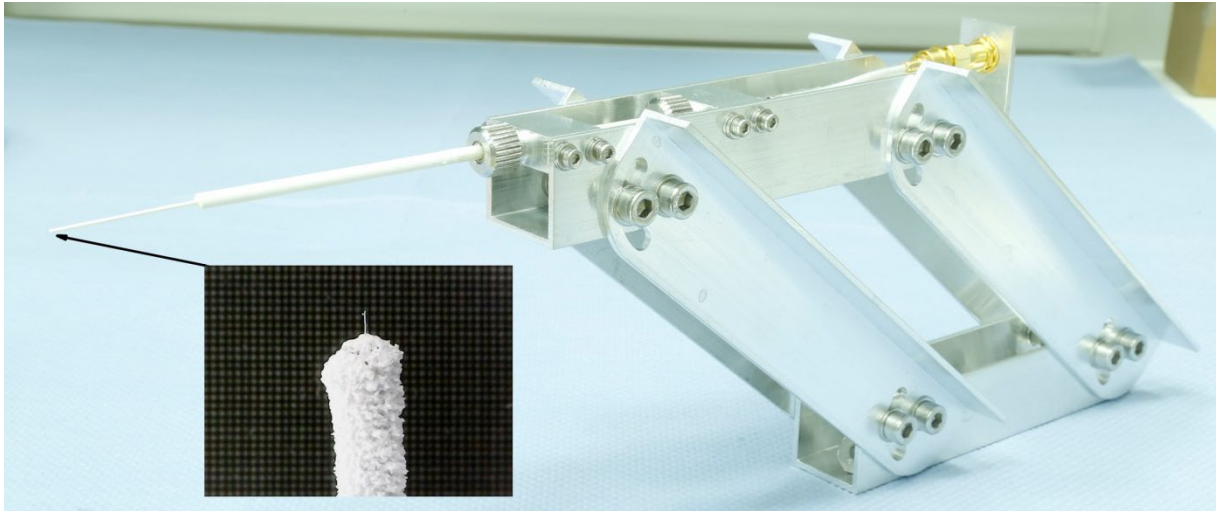


Figure 14. One of the probes mounted on a probe boom. In the insert a magnification of the tip through a digital microscope is shown with a 0.1 mm grid in the background. The white, feathery structure is the boron nitride coating sprayed on the alumina tubes.

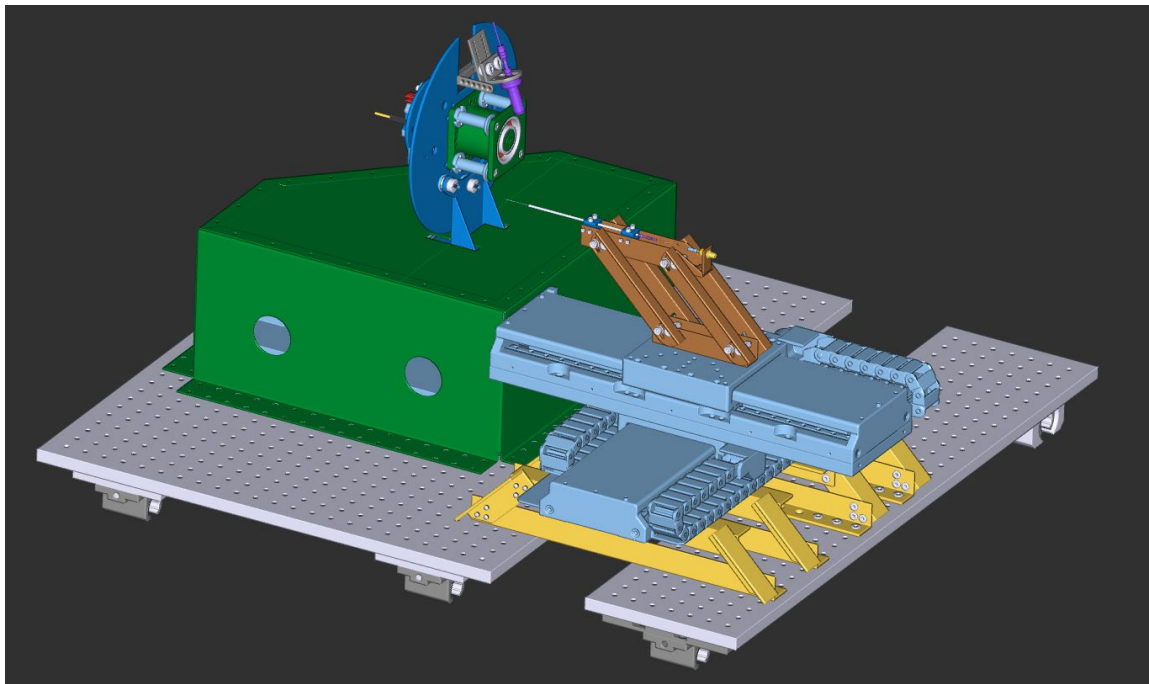


Figure 15. Measurement setup with the Langmuir probe on the XY stage. Scaffolding in yellow, XY stage in light-blue, probe's boom in brown, thrust stand's cover in green.



Figure 16. XY manipulator on top of the scaffolding during installation in the vacuum chamber. The scaffolding is fixed both to the new optical breadboard (in the picture) and to the old one with the thrust balance and the thruster (not yet visible in the picture).

- **Wall-mounted probe system**

Some conceptions for wall-mounted probe measurements were considered. The main difficulty is to place the set of planar probes at both internal faces of the discharge channel and send the collected currents through the thruster body to the biasing/recording system. According to the channel manufacturer the holes and grooves of ϕ 0.35 mm (max length 4 mm) and 0.4 mm respectively are possible to be machined in the boron nitride walls. This sizing is sufficient for the expected ϕ 0.4 mm wall probe (such diameter of the planar probe results in collection area similar to ϕ 0.05 mm x 0.5 mm cylindrical probe).

- **Discharge channel design for wall probe measurements**

- Several designs were prepared. However, it turned out that it is not possible to mill the inner surface of the insulator. As a workaround it was decided to split the insulator into two halves which could be machined separately without problem (according to the manufacturer).
- In the final design each wall is equipped with a set of 5 active probes and 1 dummy probe for noise compensation (in total 12 probes). The active probes are located 1, 3, 5, 7, 9 mm upstream from the channel exit and are shifted with respect to each other by 7° to limit potential crosstalk.
- The boron nitride channel of the design as described above (with dedicated grooves) is still in production. The supplier confirmed that the order is on track and is planned to be delivered in the second half of February 2023.

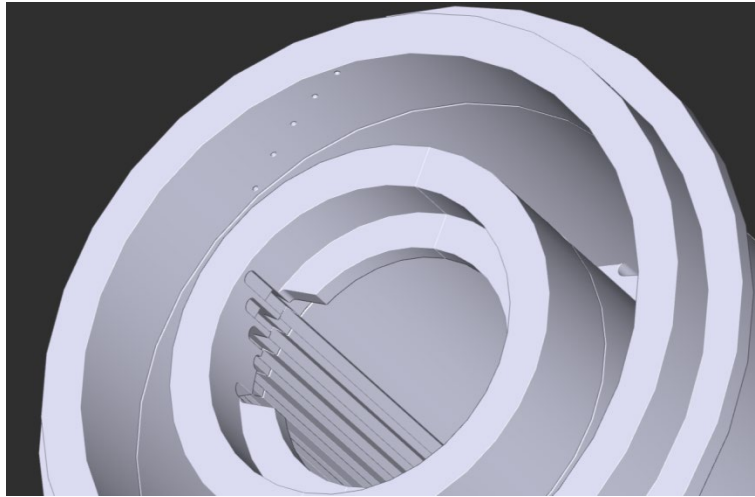


Figure 17. Final design of BN channel insulator for wall probes The holes for probes as well as the grooves for biasing wires are show. Please, note the halving of the insulator.

- **Design of channel wall Langmuir probes:**

- Manufacturing tests of the wall probes were carried out. Using sandpaper with fine grit flat surface finish of the probe tip was obtained which was the main requirement in order to use them as planar probes. In the next step the perpendicularity of the face with respect to the wire axis shall be improved.

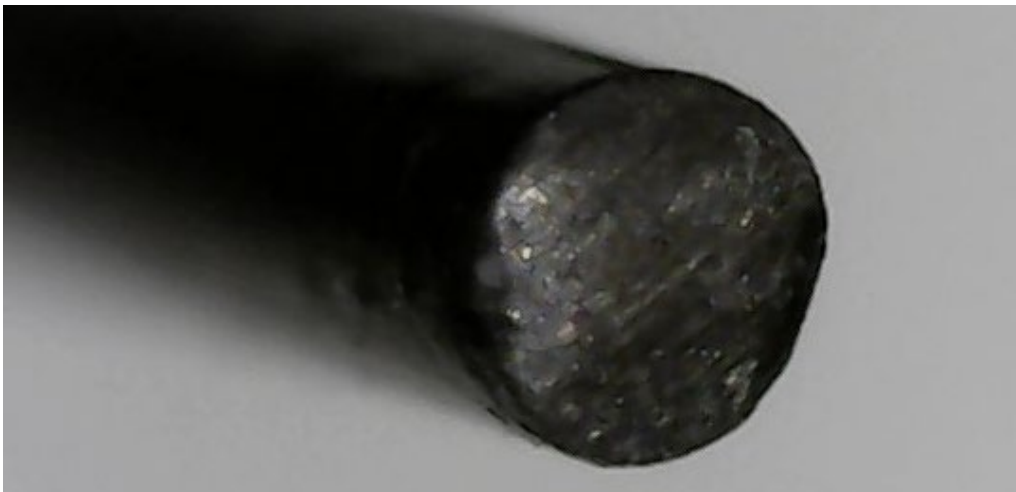


Figure 18. Surface of the planar probe acquired by manual sanding.

- **Steering software**

- Dedicated software for running the experiment was made in LabView environment. It allows for remote operation of the function generator and triggering of the HV signal based on the current position of the XY manipulator. The user can set the manipulator's dynamics (velocity up to 1 m/s, acceleration up to 10 m/s², jerk up to 200 m/s³) as well as delays between subsequent stages of motion during injection. For safety of both the thruster and the probe, the user can also define a "no-go zone" which prevents motions which could lead to a collision.

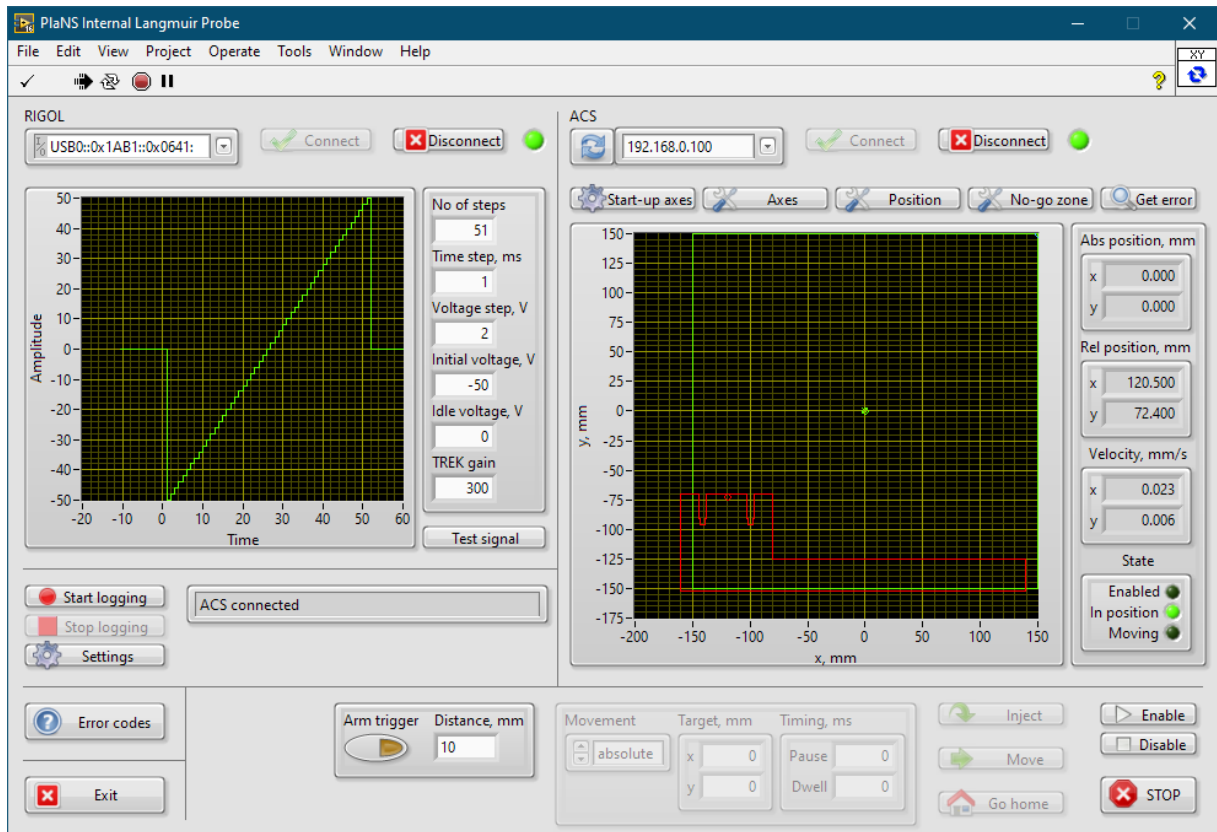


Figure 19. Steering software for the experiment. On the left-hand side, the user can operate the signal generator and on the right hand side the XY manipulator.

- **Experimental setup and first test**

- The XY manipulator was covered with 0.1 mm aluminum foil to protect it from sputtering and the Hall thruster was installed together with a used cathode. The “no-go zone” was carefully mapped and relative position of the probe and thruster axis measured with ± 0.5 mm precision. The probe was successfully injected several times into the discharge channel with maximum settings (1 m/s, 10 m/s², 200 m/s³).

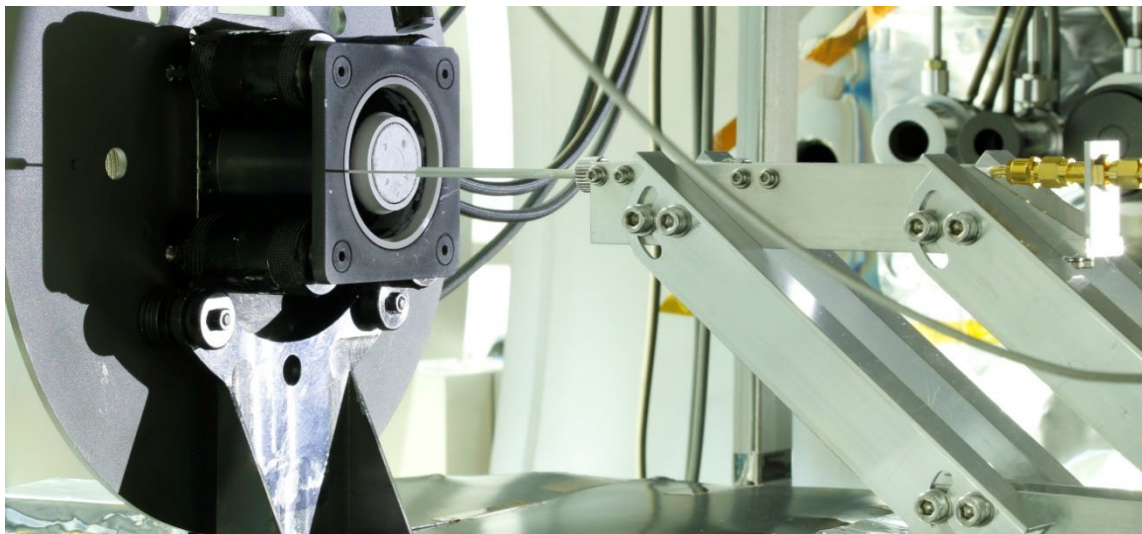


Figure 20. Probe inside the discharge channel during test movements before the experiment.

- Despite long time outside of the vacuum the cathode managed to ignite without problems and the thruster was successfully operated with 1.0 mg/s of Kr at 240 V. Ignoring (for now) some problems with noise in the measurement channels (the corrective actions are predicted as a next step) it was decided to try to acquire some data during this preparatory measurement campaign.
- Unfortunately, during the very first injection, the probe moved into the channel and stayed there as the manipulator disabled the motor during the motion. Consequently, in seconds the probe turned red-hot and white sparks started flying out of it, after which the thruster turned off on its own. Then the motors were manually enabled once again and probe was moved out of the thruster which ignited on its own.
- Diagnostic actions revealed that the manipulator encoder optical sensor contamination (with products of the sputtering) were responsible for stopping the motor. Corrective actions towards encoder protection are ongoing.
- Fortunately the probe itself appeared to be still operative and the very first I - V characteristics was captured (however, this time, in the near-field plasma plume) – see Figure 21. It confirmed that the whole system is properly assembled and after some improvement shall be able to provide us with data on plasma parameters inside the thruster channel.

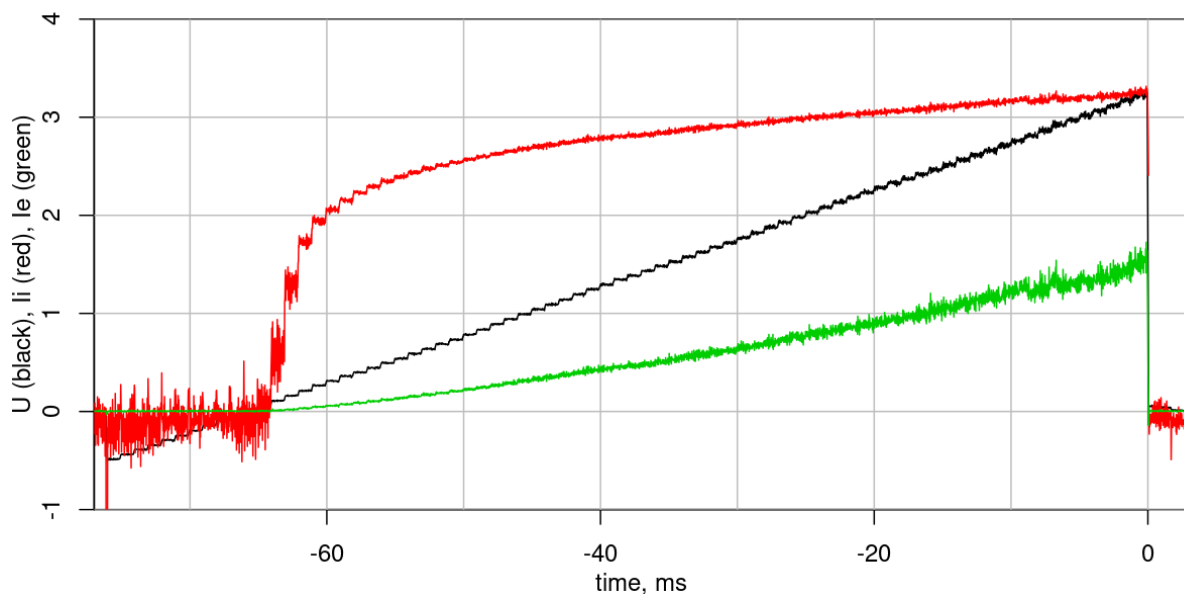


Figure 21. Test signal acquired after the incident. Scaling factors for subsequent channels are: $\times 101$ V (black), $\times 0.1$ mA (red), $\times 10$ mA (green). The signal from ion channel (red) starts to saturate after approx. 0.1 mA due to clipping Schottky diode.

W ramach prac zmierzających do oceny zjawisk przyściennych w silniku Halla mających na celu zrozumienia procesów odpowiedzialnych za erozję w obszarze ujścia kanału, rozwijano zaproponowany w roku ubiegłym model warstwy przyściennej w oparciu o opis kinetyczny. Poniżej przytoczono zasadnicze rezultaty tych badań.

On Debye sheath in HET

The Debye sheath plays an important role in all plasma devices, where plasma has contact with solid walls. The walls can be conducting or dielectric. As the electrons are usually much faster than ions they reach the walls first. The separation of charge generates electric field, which accelerates the ions toward the wall and reduces the electron currents. In simplest case one assumes that for a dielectric

wall, when the a stationary regime is achieved, the net current toward the wall is vanishing and every ion reaching the wall is neutralized by an electron. To reduce the effort in numerical simulation the bulk plasma is replaced by a plasma source at some, not too large distance from the wall, so that the collision can be neglected. The source produces electrons and ions in equal numbers. The ions are moving to the wall, whereas part of electrons is turned by the generated electric field back to the source. The wall can absorb electrons and they can reside there for some time. Clearly one can control to some extent this property e.g. by changing the material and the wall temperature. Assuming that the electric field at the source (placed at $x=0$) is zero one notices that the electric field at the wall (at $x=L$) is determined by the number of electrons residing in the wall (the net charge is zero). Therefore one can expect that the solution should exist for: 1) an arbitrary L , 2) arbitrary (to some extent) $E(L)$ and 3) arbitrary source intensity. Assuming now that

- A) Maxwellian distributions of produced by the source ions and electrons (with different temperatures e.g., $T_e > T_i$)
- B) Every ion reaching the wall is neutralized (usually used assumption) and the number of electrons reaching the wall at unite of time is the same as number of ions.

one can solve this problem (following Schwager⁸) practically in an analytical way. As long as the electric potential is monotone the potential can be taken as the independent variable. After determining the electric field and particles density distribution in terms of potential one can integrate the equation determining the distance x and hence L , which astonishingly turns out to be uniquely determined by the source and the wall property.

Indeed, from $\epsilon_0 \frac{d}{dx} E = e(n_i - n_e)$ and $\frac{d\phi}{dx} = -E$ we have $\epsilon_0 \frac{d}{d\phi} E^2 = -e(n_i - n_e)$. The particle densities can be determined in terms of potential ϕ , potential drop $\phi(L)$ (assuming $\phi(0)=0$) and parameters determining the source. Thus after solving the equation for E^2 as a function of ϕ we are left with equation for x -variable $\frac{dx}{d\phi} = -\frac{1}{\sqrt{E^2(\phi)}}$ from $\phi=0$ to $\phi(L)$. In this way L is uniquely determined. This result throws a new light on the statement of the plasma sheath problem. This suggests that in order to regain the freedom to determine L , the assumption B) should be verified and it should be assumed that more electrons than ions can reach the wall, and the excess of electrons should be reflected from the wall, contrary to simple theories of plasma sheath (e.g Riemann).

On numerical simulations of the plasma-wall interface in HET

The previously presented parametric investigation of plasma-wall interaction has been extended by a study of the effect of ions energy spectrum on Debye sheath structure. For the purpose, the electron-wall interactions remained unchanged (temporal residence inside “ceramic” wall with significant energy losses, immediate diffusive backscattering of some fraction of incident particles with no energy loss), but the ion source has been modified. In one case the source produced monoenergetic ions, in another – ions following logistic velocity distribution. The latter is an approximation of statistics obtained from single particle simulations (Figure 22) for ions in electric field taken from experimental measurements inside a HET⁶.

⁶ Haas, J. M., “Low perturbation interrogation of the internal and near-field plasma structure of a Hall thruster using a high-speed probe positioning system”, PhDT, 2001

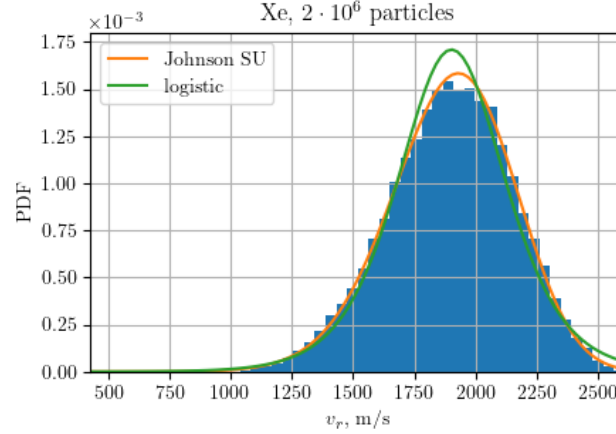


Figure 22: Statistical velocity data obtained from single particle simulations. Data collected for the near-wall region at the exit plane of a HET.

In addition, ion fluxes from the source in both cases had similar average velocities. Eventually, simulations have shown that the wall potentials, on average, are comparable and noticeable difference appears only in their amplitudes (Figure 23).

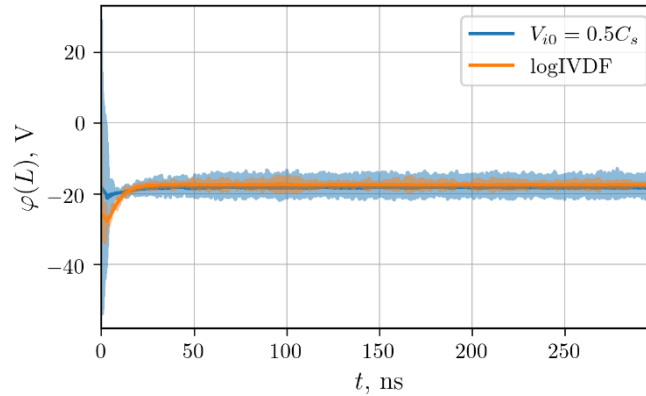


Figure 23: Temporal evolution of the plasma potential at the wall for the case of monoenergetic ions (half of ion acoustic velocity) and ions following logistic distribution (the latter is an approximation of the previously mentioned statistical data).

In spite of strong advantages of Particle-in-Cell (PIC) simulations (e.g., the possibility to solve highly nonlinear and transient problems) there is one serious drawback – the results come without an interpretation (like in an experiment). It stems from the nature of the method where changes in macroscopic quantities are modeled by interactions at microscopic level. In search for interpretation, some attempts to extend a collisionless kinetic model⁷ of the source-collector region has been made. Such models are superior to PIC in terms of computation speed and lack of issues regarding different time scales of electrons and ions (larger ion mass requires longer simulations to achieve some (quasi)stationary mode, see Figure 24).

⁷ Schwager, L. A. and Birdsall, C. K., "Collector and source sheaths of a finite ion temperature plasma", Physics of Fluids B, vol. 2, no. 5, pp. 1057–1068, 1990. doi:10.1063/1.859279.

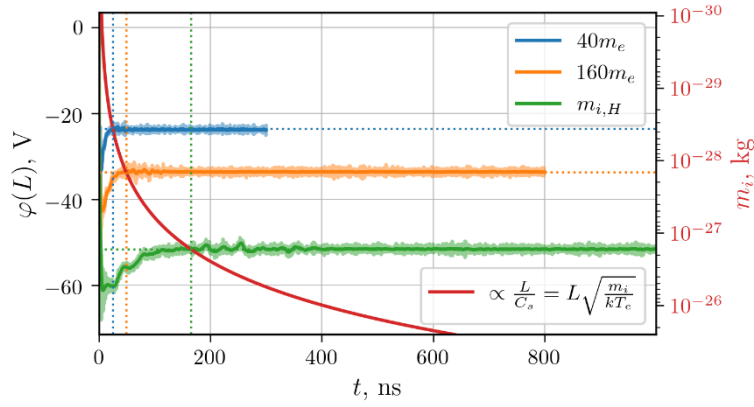


Figure 24: Temporal evolution of plasma potential near the wall for different masses. Red line shows the relation between ion mass and time to achieve (quasi)-steady-state, which is proportional to the characteristic length and ion acoustic velocity. It is clearly seen that further increase of ion mass leads to a significant extension of required simulation time

On the other hand, the disadvantages of the kinetic model are absence of collisions and transient time solution (the model is steady-state only).

The model⁷ above was enriched by emitted electrons (inelastically backscattered, in the first approach). Qualitative agreement with PIC simulations has been achieved (qualitative because of differences in velocity distribution functions of backscattered particles). The problem might be of interest because the emitted electrons in the model are not set to be of zero energy, as in the classical fluid approach⁸, but have some energy spectrum.

Further development incorporated elastic backscattering of some fraction, η , of incident electrons. For illustrative purpose, some results are shown below. The relation between electric field and potential at the wall and fraction of elastically backscattered electrons is described by a solution of $f_{WFC} = 0$. The left plot in Figure 25 shows all possible solutions for $\eta = 20\%$. However, the right plot suggests that solutions below the dotted horizontal line are unphysical. Every solution from $\phi_L = 0$ to the dotted horizontal line corresponds to different length of the simulation domain, from zero to infinity.

Another example is the case of zero electric field at the wall, which occurs when the ratio of emitted to incident electron currents approaches some critical value and further increase of emission would lead to emergence of a virtual cathode. Figure 26 shows all possible relations between the fraction of elastically backscattered electrons and the electric potential at the wall. Physical solutions exist for $\eta \approx [0.62, 0.91]$ and are mapped to $L = [0, \infty]$, as shown in Figure 27.

On breathing type oscillations in HET

Cichorek Olgierd is working on the theory of Hall thruster breathing mode oscillation developing some earlier results obtained in *S. Barral, Z. Peradzyński, Ionization oscillations in Hall accelerators, Physics of Plasmas, Volume 17, Issue 1, article id. 014505 4 pp. (2010)*. The developed their theory is based on two integro-differential equations. Making some approximations concerning the

⁸ Hobbs, G. D. and Wesson, J. A., "RESEARCH NOTES: Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission", *Plasma Physics*, vol. 9, no. 1, pp. 85–87, 1967. doi:10.1088/0032-1028/9/1/410.

ionization zone the simplified models based on simple differential equations with time delay has been obtained. In the simplest approach the theory can be reduced to one first order differential equation with time delay, for which the stability condition can be easily determined. This analysis may help to control the selfsustained oscillations of discharge current. At high voltage they become quite wild and may lead to the brake of the discharge.

Finally, a rather simple formulas where derived for the influence of discharge asymmetry on the discharge current in Hall thrusters. At the beginning we were worried that the so computed current increase is much higher than the one measured in experiment. However, the discharge current depends on the electron atom and other possible collision frequencies including the scattering of electrons on electric field fluctuations induced by plasma turbulence. Some Japanese papers indicates that discharge asymmetry is leading to much higher plasma turbulence and consequently to much higher Bohm diffusion. By taking higher Bohm diffusion coefficient we obtain much better agreement between our theory and experiment.

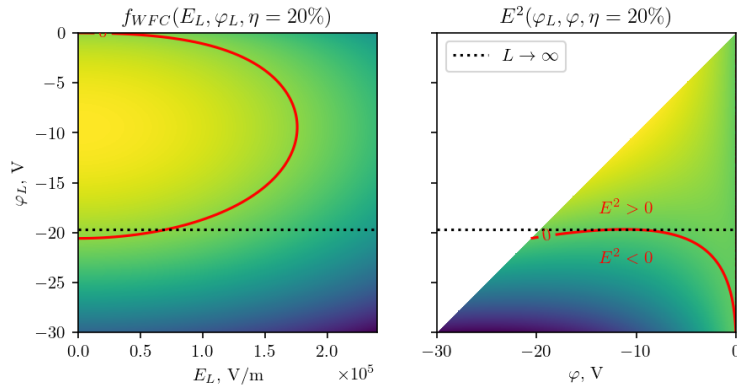


Figure 25: Left – map of the function f_{WFC} . Right – distribution of the electric field (squared) in the range $\varphi = [\varphi_L, 0]$ for various wall potentials. For both the plots the colormap varies from blue (minimum) to yellow (maximum) and the red line indicates zero.

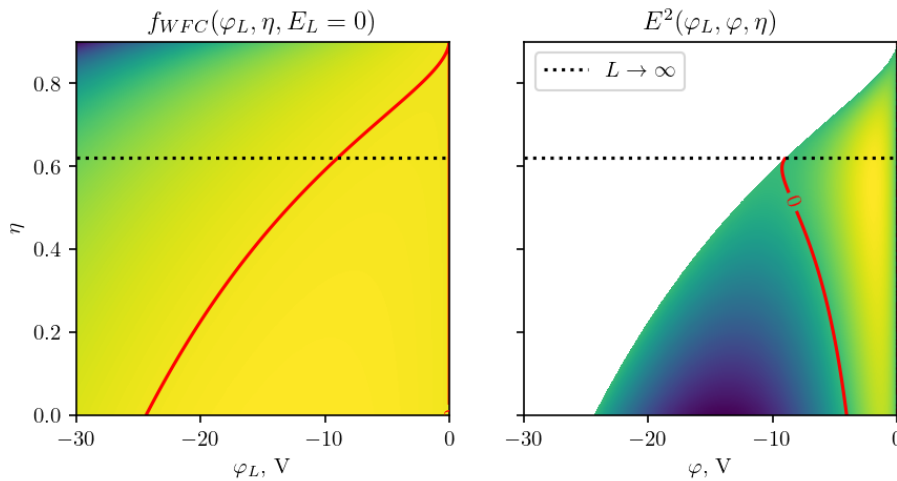


Figure 26: Left – map of the function f_{WFC} . Right – distribution of the electric field (squared) in the range $\varphi = [\varphi_L, 0]$ for various wall potentials. For both the plots the colormap varies from blue (minimum) to yellow (maximum) and the red line indicates zero.

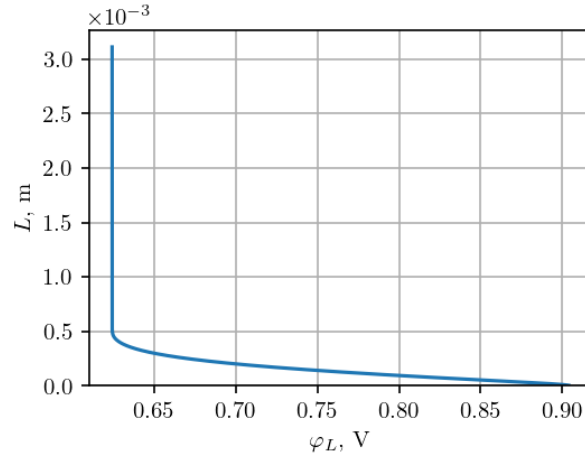


Figure 27: Dependency of the distance between the source and the wall (L) on the fraction of the elastically backscattered electrons (η), for zero electric field at the wall ($E_L = 0$).

7 Projekty Narodowego Centrum Nauki

7.1 Obrazowanie oparte o gazowe powielacze elektronowe w warunkach intensywnego promieniowania z plazmy tokamakowej

Osoba kontaktowa: M. Chernyshova, maryna.chernyshova@ifpilm.pl

Celem badań w ramach projektu jest zaprojektowanie i skonstruowanie systemu obrazowania promieniowania plazmowego dla urządzeń termojądrowych, który skupia się na obszarze miękkiego promieniowania rentgenowskiego o energii fotonów od około 2 do 15 keV. Proponowany system diagnostyczny 2D, w przeciwieństwie do konwencjonalnych systemów 1D, miałby wykorzystywać toroidalne pole widzenia i dostarczać danych do obserwacji zjawisk toroidalnych.

Systemy detekcji miękkiego promieniowania X (SXR, z ang. Soft X-Ray) są szeroko stosowane w układach tokamakowych i stellaratorowych do monitorowania plazmy centralnej. Ponieważ promieniowanie SXR może pochodzić z różnych procesów z udziałem elektronów oddziałujących z jonami lub zewnętrznym polem magnetycznym, w postaci promieniowania bremsstrahlung, emisji cyklotronowej, rekombinacji radiacyjnej, deekscytacji atomów lub jonów, analiza promieniowania SXR znajduje zastosowanie w badaniu, m.in. zanieczyszczeń i ich profili, w identyfikacji wysp magnetycznych plazmy centralnej, modów oraz lokalizacji magnetohydrodynamicznych (MHD, z ang. MagnetoHydroDynamics), w badaniu interakcji zanieczyszczeń z niestabilnościami MHD w plazmie, w badaniu erozji materiału pierwszej ściany, w badaniach *power exhaust* itd. Przykładem aplikacji o wysokim priorytecie jest opracowanie systemu detekcji SXR do identyfikacji obecności, ilości i rozkładu wolframu w plazmie dla reaktorów, w których wolfram jest wybrany jako materiał pierwszej ściany. W perspektywie budowy pierwszego eksperymentalnego reaktora jest to istotne ze względu na fakt, że nawet niewielka ilość silnie promieniującego wolframu w plazmie może doprowadzić do zakłóceń wyładowania. Innym kluczowym zagadnieniem, które należy rozwiązać w celu zapewnienia bezpiecznej pracy reaktora ITER, jest badanie generacji elektronów *runaway* (RE) i łagodzenie skutków zerwania wyładowania. W tym przypadku detektor obrazujący plazmę może stać się również cennym narzędziem do analizy metod efektywnego łagodzenia skutków wiązek elektronów o wysokich energiach, np. proponowanej przez ITER metody wstrzykiwania granulek z materiałów stałych do wyewoluowanej wiązki elektronów RE. W ten sposób powinno powstać przestrzennie dobrze zlokalizowane źródło promieniowania bremsstrahlung, którego pomiary w sposób przestrzenny i energetyczny byłyby przydatne do oceny efektywności systemu ograniczania skutków zerwania wyładowania.

Do istotnych wad obecnych diagnostyk tomograficznych opartych na SXR należy zaliczyć ich nieco ograniczoną rozdzielczość przestrzenną i/lub kalibrację detektorów. Lepszą rozdzielczość przestrzenną uzyskuje się dla obrazowania w kierunku toroidalnym, ale do interpretacji uzyskanych obrazów wymagane są zaawansowane techniki inwersyjne ze względu na całkowanie wzdłuż 3D linii patrzenia. Uważa się jednak, że dwuwymiarowe obrazowanie SXR w modzie zliczeń fotonów w plazmie ma ogromny potencjał w eksperymentach fuzji magnetycznej. W ramach niniejszego projektu, z wykorzystaniem technologii Gas Electron Multiplier (GEM), dąży się do opracowania diagnostyki 2D, która będzie mogła wykonywać globalne obrazowanie SXR w trybie zliczania fotonów (wraz z odpowiedzią spektralną), w celu badania zjawisk 3D plazmy tokamaka, najlepiej mierzonych przez kamery toroidalne, w perspektywach ITER/DEMO. Unikalność będzie polegała na tomografii plazmy 3D, co znacznie przewyższy możliwości konwencjonalnej tomografii i da możliwość wykrycia i zbadania anizotropii toroidalnej, która pochodzi z nieosiowości plazmy.

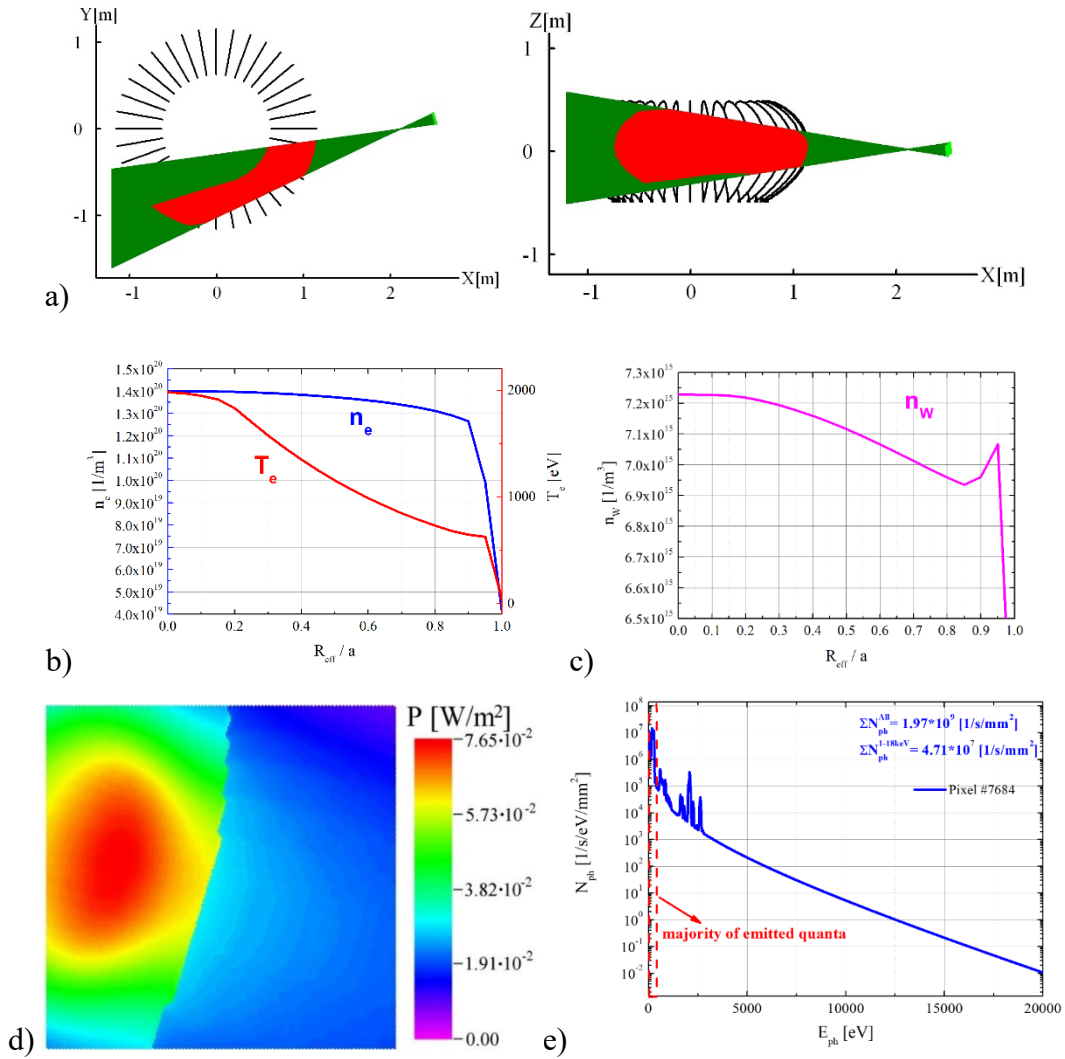
Przyszłe testy budowanej diagnostyki były rozważane na urządzeniu COMPASS-Upgrade, średniej wielkości tokamaku, ale wciąż bardzo elastycznej maszynie, zaprojektowanej i zbudowanej jako urządzenie o wysokim polu magnetycznym (5T) z metalową pierwszą ścianką. Instalacja systemu SXR w początkowej fazie eksploatacji pozwoliłaby na badanie solidności diagnostyki, odporności na neutrony (w dość umiarkowanych warunkach), fundamentalnych własności do badania zjawisk 3D plazmy oraz różnych własności plazmy z globalnym obrazowaniem w trybie zliczania fotonów. Na początkowym etapie działania COMPASS-Upgrade planowane jest stopniowe zwiększanie pola magnetycznego i wydajności plazmy, przy czym grzanie pomocnicze plazmy o mocy co najmniej 1-2 MW ma być już dostępne. Silna aktywność MHD plazmy rdzeniowej napędzana przez zanieczyszczenia, głównie z pierwiastków o wysokim Z, jest wysoce prawdopodobna dla tej fazy działania, jak również znacząca frakcja RE we wczesnej plazmie. Jednakże, negatywne efekty RE są uważane za wciąż tolerowane w mniejszych urządzeniach.

Szerokie, środkowe porty diagnostyczne w kształcie litery X pozwolą na instalację detektora zarówno w kierunku stycznym, jak i radialnym, dostarczając innego rodzaju mierzonych danych 2D jako danych wejściowych do rekonstrukcji tomograficznych. Wstępny zarys geometrii przedstawiono na Rys. 7.1.1(a). Układ przyłącza z portem zewnętrznym został wybrany w celu uproszczenia instalacji diagnostycznej i integracji z urządzeniem COMPASS-U, dając jednocześnie możliwość pewnego toroidalnego widoku plazmy.

W celu uzyskania przybliżonych informacji na temat oczekiwanych strumieni fotonów i widm w urządzeniu COMPASS-U, do pierwszych obliczeń wzięto pod uwagę wstępny scenariusz #23400 dla plazmy w kształcie litery D przy niższych parametrach prądu plazmowego (650 kA) i toroidalnego pola magnetycznego (2.5 T). Scenariusz ten, przewidziany dla fazy 1, jest scenariuszem o dużym znaczeniu dla fizyki promieniowania, przy rozsądnej mocy wyjściowej dla komponentów oddziałujących na plazmę. Symulowane profile gęstości i temperatury elektronowej, pokazane na Rys. 7.1.1(b)-(c) wraz z profilem wolframu, zostały wykonane podczas rozwiniętego modu H przy 1.245 s.

Dla wspomnianego scenariusza przeprowadzono obliczenia rozkładów spektralnych i przestrzennych fotonów rentgenowskich w zakresie od 10 eV do 20 keV w celu oszacowania spodziewanych ładunków promieniowania w miejscu detektora. W zakresie emisji promieniowania z objętości plazmy symulacje te zostały wykonane dla plazmy wodorowej. Rozważano trzy podstawowe składowe emisje promieniowania X: promieniowanie ciągłe (Bremsstrahlung), quasi ciągłe promieniowanie (rekombinacja) oraz emisja liniowa.

Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 7.1.1 (d)-(e). Można zauważyć, że obciążenie mocy detektora dla rozważanego układu koncentruje się na jednej stronie powierzchni detekcyjnej, której linie patrzenia są znacznie dłuższe niż dla drugiej części. Jeśli chodzi o dane spektralne, które zostały uzyskane przy użyciu otwartej bazy ADAS do symulacji promieniowania wolframowego (baza ADF15 dla współczynników emisyjności fotonów oraz baza ADF11 dla efektywnych współczynników rekombinacji i jonizacji), to dla tego scenariusza, dającego umiarkowaną temperaturę elektronów, przewiduje się jedynie linie W o niskiej energii fotonów (tj. promieniowanie quasi-ciągłe na poziomie około 2 keV). Analiza otrzymanego widma rentgenowskiego dla najbardziej napromieniowanego piksela pokazuje, że większość emitowanych kwantów (ponad 90%) pochodzi od fotonów o energii mniejszej niż 300 eV (patrz rysunek 7.1.1). Zatem w razie potrzeby łatwo byłoby zmniejszyć całkowitą liczbę fotonów do akceptowalnego poziomu.



Rys. 7.1.1. a) Układ przyłącza z portem zewnętrznym pokazujący kontur detektora i plazmy, strefa czerwona to pole widoku objętości plazmy widzianej z góry i z boku. Wymiary analizowanych elementów układu są następujące: wysokość plazmy - 1000 mm, szerokość plazmy - 550 mm, promień główny - 900 mm, odległość pinhole-detektor - 410.3 mm, średnica pinhole - 1 mm, długość boku sześciokątnego piksela detektora - 0.35 mm; b) profile gęstości i temperatury elektronów uwzględnione w symulacjach, c) profil koncentracji wolframu uwzględniony w symulacjach, d) rozkład gęstości mocy 2D obliczonej emisji SXR; e) widmo dla najbardziej napromienionego piksela.

Otrzymane wyniki dotyczące widm oraz natężenia promieniowania padającego na detektor zostały następnie wykorzystane do symulacji zjawisk zachodzących wewnątrz komory gazowej. W ten sposób uzyskane informacje są pomocne i wykorzystywane na etapie projektowania konstrukcji detektora oraz szacowania jego parametrów. Wewnątrz obszaru gazowego, w którym wytwarzane jest pole elektryczne, elektrony i jony powstałe w wyniku absorpcji promieniowania jonizującego w obszarze konwersji dryfują w kierunku odpowiednich elektrod. Elektrony, powielone w otworach folii GEM, przemieszczają się w kierunku kolejnej folii GEM, wywołując ostatecznie sygnał na płycie odczytowej. Celem etapu zwielokrotnienia detektora jest uzyskanie mierzalnego przez indywidualny kanał elektroniczny sygnału na poziomie ok. 3-10 fC i rozkładu lawiny elektronowej na minimalnej liczbie pikseli, niezbędnej do jednoznacznej identyfikacji położenia lawiny. Tym samym uznano, że wzmocnienie gazowe powinno być rzędu 10^3 zapewniając stabilną pracę przy dużych obciążeniach promieniowaniem (poniżej górnej granicy $\sim 10^6$ c/mm² s) bez akumulacji ładunków przestrzennych. Rozważane wartości wysokiego napięcia (HV) przyłożonego do każdej

elektrody zostały dobrane tak, aby utrzymać docelowe wzmocnienie, jak również uzyskać akceptowalny rozkład przestrzenny chmury elektronowej.

W celu uzyskania dyfuzji przestrzennej generowanego ładunku dopasowanej do struktury odczytu i wystarczającej do uzyskania dobrej rozdzielczości przestrzennej (do granic detektora GEM na poziomie 100 μm) oraz identyfikacji lokalizacji fotonów na powierzchni detekcyjnej, badano różne konfiguracje folii GEM. Tutaj wstępnym celem było rozszerzenie chmury elektronowej wynikającej z fotonów o energiach w zakresie od 2 keV do 15 keV na co najmniej 2 piksele struktury odczytu sygnału, podobnie jak to zaproponowano w poprzedniej pracy Zespołu. W ramach tych wstępnych badań, dla oszacowania transmisji elektronów, rozważano fotony padające o energii 5.9 keV, które odpowiadają emisji źródła promieniowania ^{55}Fe stosowanego zwykle w eksperymentach laboratoryjnych. Przyjęto, że piksel jest sześciokątem o boku 0.35 mm. Przyjęte wartości HV zostały tak dobrane, aby uzyskać wspomniane niskie wzmocnienie gazu, jak również, aby zachować określone pole elektryczne konwersji i transferu, 3 kV/cm, w celu dostosowania energii elektronu, otrzymanej z pola elektrycznego, do takiej przy której osiąga się maksimum przekroju rozpraszania sprężystego Ar, tj. ok. 10 eV.

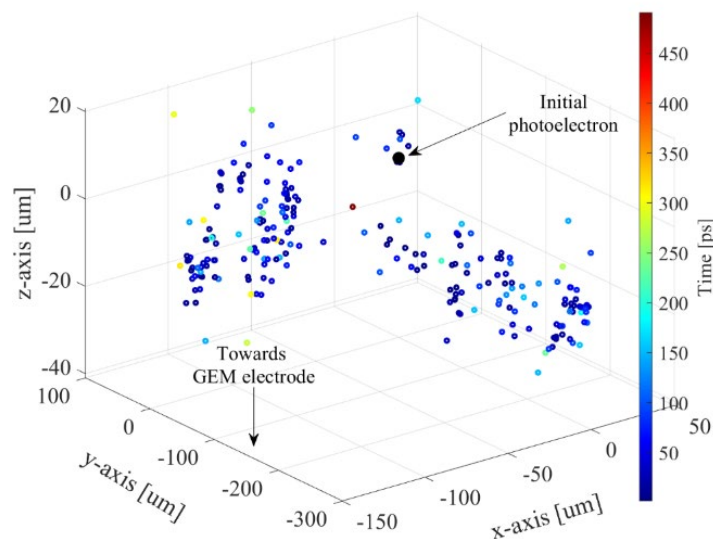
Symulacje rozkładu przestrzennego elektronów pierwotnych przeprowadzono w programie Degrad, a elektronów wtórnych w programie Garfield++. Pomimo podania nieadekwatnych liczb bezwzględnych dla krotności lawiny, Garfield++ daje realistyczne oszacowanie jej kształtu (ponieważ kształt lawiny słabo zależy od wielkości kroku Monte-Carlo) przewidując względny rozkład ładunku przestrzennego z zadowalającą precyzją. Dlatego też przeprowadzone zostało tylko względne porównanie pomiędzy konfiguracjami. Wartość bezwzględna lawiny powinna być ostatecznie określona doświadczalnie.

Ze względu na czas obliczeniowy i bezpośrednie porównanie pomiędzy różnymi obliczeniami sygnałów z detektora Triple-GEM użyto tych samych losowo wybranych zestawów z maksymalnie 1000 różnych rozkładów przestrzennych elektronów pierwotnych (przykład takiego rozkładu pokazany jest na Rys. 7.1.2). Parametrami wejściowymi dla lawiny były współrzędne kolejnych elektronów termicznych w obrębie rozkładu z losowo przyjętym środkiem ciężkości lawiny w obszarze konwersji/dryfu.

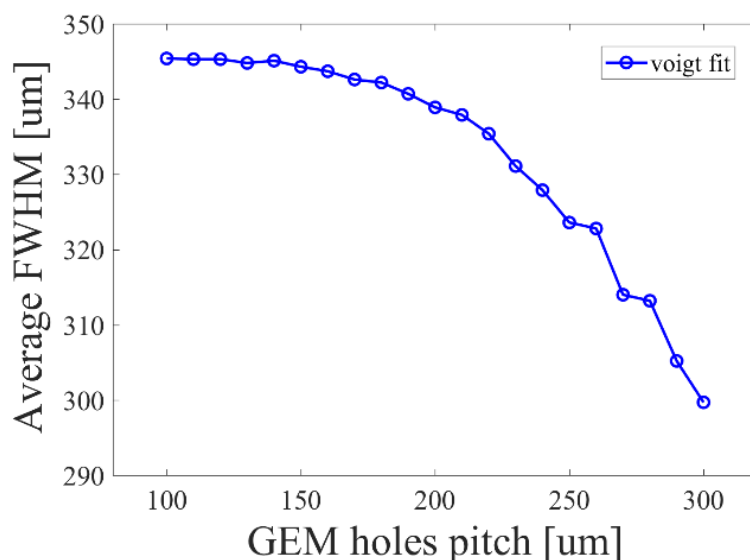
W celu pracy detektora przy zminimalizowanym efekcie ładowania (*charging up*) wybrano w pierwszej kolejności cylindryczne otwory o średnicy 50 μm . Należy zauważyć, że wydajność zbierania/transferu elektronów przez folię GEM dla wybranych pól elektrycznych może nie być optymalna dla tego kształtu otworów, niemniej jednak, użycie takiej geometrii jest nadal kwalifikowane do bezpośredniego porównania pomiędzy różnymi rozstawami. Przy założeniu, że różne rozstawy otworów mogą zmieniać poprzeczną dyfuzję chmury elektronów wędrującej do anody odczytowej, zbadano zakres rozstawu otworów od 100 do 300 μm . Otrzymany średni rozmiar plamki elektronów pierwotnych z 10^5 przeprowadzonych obliczeń w kodzie Degrad w rejonie konwersji charakteryzował się wartością FWHM wynoszącą $\sim 100 \mu\text{m}$ (przy polu 2.4 kV/cm). Zatem rozstaw 300 μm jest traktowany jako górna granica dla przeprowadzonych symulacji i przyjętych parametrów wejściowych. Przeprowadzono liczne symulacje wstępne dla konfiguracji o różnych rozstawach otworów i zastosowanym HV. Zbadano również dodanie podwójnych stożkowych otworów w folii GEM o dużym rozstawie (w celu poprawy efektywności zbierania elektronów przez pierwszą folię).

W ww. celu przeprowadzono najpierw symulacje konfiguracji Single-GEM i zidentyfikowano szerokość połówkową rozkładu przestrzennego lawiny elektronowej dla różnych rozstawów w zakresie od 100 do 300 μm . Wyniki uśrednionej lawiny elektronowej, obliczone przy użyciu

interpolacji danych surowych (Rys. 7.1.3), przedstawiają nasycenie rozprzestrzeniania się chmury elektronowej dla rozstawu 100-180 μm .



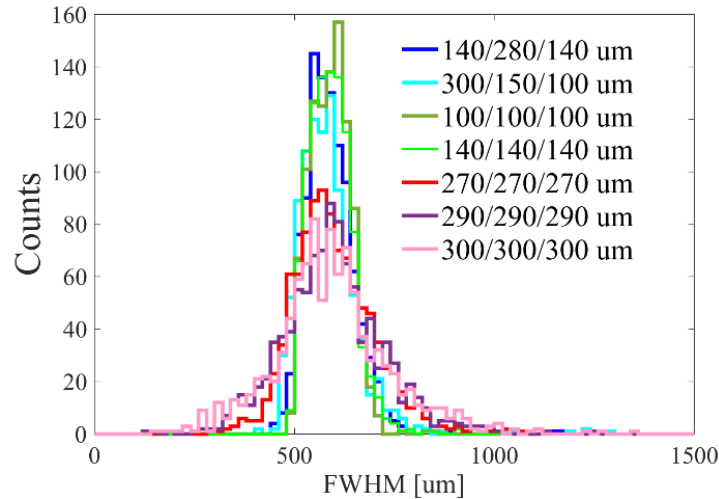
Rys. 7.1.2. Rozkład przestrzenny elektronów termicznych (pierwotnych) powstałych po absorpcji fotonu 5.9 keV, z uwzględnieniem wzbudzeń, termalizowanych do energii 2.0 eV w mieszaninie gazów Ar/ CO_2 przy polu w obszarze dryfu 2.4 kV/cm. Początkowy fotoelektron (w centrum) zaznaczony jest pełnym kołem.



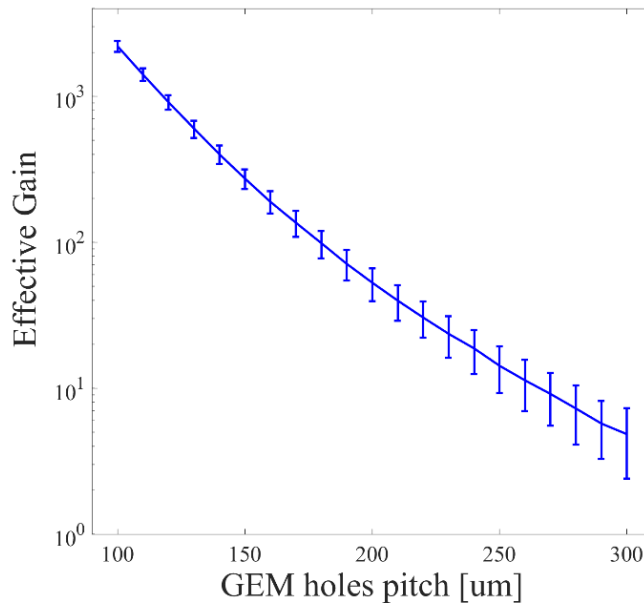
Rys. 7.1.3. Uśredniona zależność wartości FWHM (z dopasowania Voigta kształtu chmury elektronowej pojedynczego fotonu) od rozmiaru rozstawu otworów w folii GEM dla detektora Single-GEM.

W kolejnym kroku zamodelowano detektor Triple-GEM z różnymi kombinacjami rozstawu otworów w folii GEM. Zastosowano standardowe konfiguracje dla wszystkich folii GEM od 100 do 300 μm . Oprócz regularnego układu wartości rozstawu (np. 140/140/140 μm powszechnie stosowanych dla folii GEM1/GEM2/GEM3) wykorzystano kombinacje mieszane, np. zastosowanie malejącego rozstawu w kierunku anody odczytowej dla każdej kolejnej folii GEM (Rys. 7.1.4). Taki układ może być bardziej korzystny, gdyż powiększająca się chmura elektronowa będzie dzielona w ramach

zwiększonej liczby otworków folii GEM. Otrzymane wstępne wyniki pokazują, że średnia wartość FWHM wielkości lawiny elektronowej jest dosyć zbliżona, 580-590 μm , dla dowolnego wyboru (regularnych) rozstawów dla Triple-GEM. Jak widać dla dużych odstępów (np. 290 μm), lawina elektronowa rozciąga się na większe obszary, ale jednocześnie rozkład FWHM pogarsza się i staje się szerszy. Przyczyną tego pogorszenia jest redukcja zdolności do wzmacniania w konfiguracji wielu folii (Rys. 7.1.5).



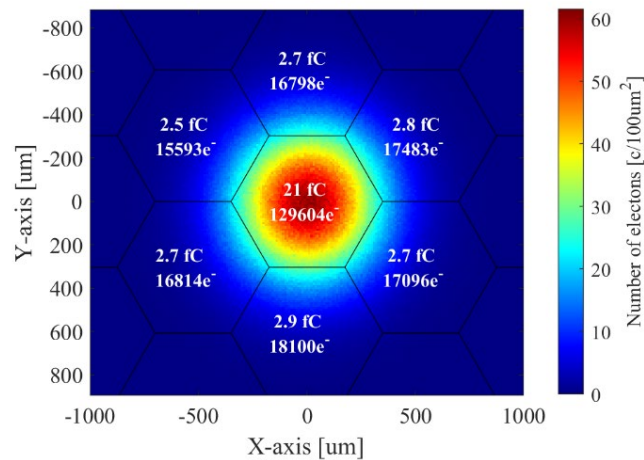
Rys. 7.1.4. Histogramy uzyskanych wartości FWHM dla wszystkich lawin pojedynczych fotonów dla każdej konfiguracji przy napięciu 1500/600/600/600 V przyłożonym do obszarów D/T1/T2/I pomiędzy oknem, foliami GEM i anodą. HV przyłożone na foliach GEM wynosiło 370 V dla konfiguracji 300/150/100 μm oraz 365 V dla pozostałych symulacji.



Rys. 7.1.5. Średnie wzmacnienie efektywne obliczone dla sygnałów uzyskanych dla różnych konfiguracji rozstawów dla detektora Triple-GEM wraz z jego odchyleniem standardowym (słupki).

Uśredniony rozkład lawiny na strukturze odczytu dla Triple-GEM pokazany jest na Rys. 7.1.6 dla wyśrodkowanej, uśrednionej lawiny elektronowej i piksela heksagonalnego, czyli przypadku najtrudniejszego z punktu widzenia identyfikacji pozycji fotonu, gdyż stawiającego pod znakiem zapytania czułość ładunkową systemu akwizycji. Jak widać dla wybranej konfiguracji udział ładunków w sąsiednich pikselach może być wystarczający do pomiarów przez dedykowany system

akwizycji. W przypadku konieczności zwiększenia generowanego ładunku (np. fotony o niższej energii, niekorzystny stosunek sygnału do szumu) można dokonać dalszych optymalizacji.



Rys. 7.1.6. Mapa 2D uśrednionej gęstości elektronów wraz z pikselami odczytu dla wszystkich lawin wygenerowanych dla konfiguracji 100/180/100 μm dla cylindrycznych/dwustożkowych/cylindrycznych otworów GEM i wzmocnienia efektywnego ~ 700 .

Podsumowując uzyskane pierwsze wyniki, warto zauważyć, że konieczne są dalsze optymalizacje pola elektrycznego oraz symulacje o wysokiej statystyce (choć bardzo czasochłonne), gdyż na dyfuzję lawinową mogą mieć wpływ inne parametry geometrii, takie jak rozmiar/kształt otworu, grubość izolatora itp.

Skuteczne wykrywanie różnych właściwości plazmy, takich jak kształt i widmo promieniowania plazmowego i/lub poziom zanieczyszczeń, pozostaje ważnym zadaniem. W tym roku zbadano podstawowe aspekty systemu obrazowania 2D opartego na technologii GEM. Oczekiwane warunki eksperymentalne dla tokamaka COMPASS Upgrade zostały przyjęte w celu numerycznego oszacowania spodziewanych widm na powierzchni detektora. W celu dostarczenia takich informacji rozpoczęto badania nad mieszkanką gazów, wartościami wysokiego napięcia na elektrodach, wymiarami rozstawów i otworów w foliach GEM, strukturą odczytu 2D oraz konfiguracją modułu akwizycyjnego, które są obecnie poddawane intensywnemu procesowi optymalizacji. W szczególności, symulacje mające na celu określenie optymalnego wyboru (regularnych lub mieszanych) rozstawów dla konfiguracji Triple-GEM doprowadziły do wyniku, że średnia szerokość połowkowa rozmiaru lawiny elektronowej nie zależy znacząco od rozstawu. Jednak rozrzut lawiny staje się zauważalnie większy dla konfiguracji z foliami o większym rozstawie otworków (efekt pożądaný). Jednakże wzmocnienie gazowe dla takich konfiguracji mają wyraźny spadek (efekt niepożądany). Dlatego na tym etapie rozwoju detektora do celów obrazowania zostanie zwalidowana konfiguracja Triple-GEM o mniejszym (regularnym) rozstawie, np. 100-120 μm . Równolegle, konfiguracje z mieszanym rozstawem będą dalej badane w celu znalezienia korzystniejszych parametrów detektora. W przypadku struktury odczytu zaproponowano nieco zmodyfikowane podejście do łączenia pikseli w multipiksele, które zostanie wykorzystane. Taka optymalizacja pozwoliła na wyeliminowanie wszystkich powtarzających się par sąsiednich pikseli, co pozwoliło na jednoznaczny identyfikację położenia lawiny, nawet w przypadku, gdy rozchodzi się ona na dwa najbliższe sąsiadujące piksele, a także pozwoliło na zmniejszenie pojemności każdego multipikselu z ok. 16 pF do maksymalnie 10 pF.

Wyniki uzyskane w roku 2022 obejmują oczekiwany strumień fotonów i widma przewidziane dla urządzenia COMPASS-U, jako pierwszego wyboru do testowania i weryfikacji i pozwolą na dalszą optymalizację projektu detektora poprzez kolejne symulacje i walidację wstępnych założeń. Przedstawione rozważania dotyczące ośrodka roboczego i struktury wewnętrznej detektora, w tym konfiguracji elektrod i układu elektrod zbierających, posłużą jako wstępna koncepcja konstrukcji detektora.

7.2 Wpływ implantacji jonów na powstawanie defektów i domieszkowanie tlenku galu

Osoba kontaktowa: I.N. Demchenko, iraida.demchenko@ifpilm.pl

Popularne dziś nowoczesne krzemowe urządzenia zasilające zbliżają się stopniowo do fundamentalnych ograniczeń wydajności, co powoduje, że komercyjne systemy zasilania są nadal nieporęczne i nieefektywne. Z kolei nowa generacja urządzeń mocy opartych na półprzewodniku szerokopasmowym, tlenku galu (Ga_2O_3), powinna zrewolucjonizować branżę energoelektroniki. Ga_2O_3 jest obiecującym materiałem zarówno dla energoelektroniki, jak i dla elektroniki działającej w ekstremalnych warunkach (wysokiej temperaturze, przyłożonym wysokim napięciu elektrycznym i intensywnym promieniowaniu). Zainteresowanie tym materiałem stale rośnie ze względu atrakcyjnych właściwości fizycznych: (i) teoretyczne elektryczne pole przebicia $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ jest około 3 razy większe niż pole SiC lub GaN, umożliwiając tym samym urządzeniom opartym na $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ujarzmienie gigantycznych napięć przełączania; (ii) znacznie mniejszy tzw. spadek przewodności $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ w porównaniu do SiC, czy GaN; (iii) przewidywana prędkość elektronów nasycenia wyróżnia ten materiał dla warunków wysokich częstotliwości. Kolejną zaletą tego materiału jest możliwość niedrogiej syntezy (wzrostu) wysokiej jakości monokryształów oraz warstw epitaksjalnych (typu n). Te ostatnie można otrzymać poprzez precyzyjne domieszkowanie Sn, Si, Ge i Mg. Istnieje wiele obiecujących urządzeń opartych na $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, np., diody barierowe Schottky'ego, tranzystory polowe (MOSFET), różne typy tzw. 'solarblind' fotodetektorów i t.d., patrz Rys. 1. Rozwój tranzystorów opartych na Ga_2O_3 do tej pory skupiał się na geometrii poprzecznej. Jednak czułość takich urządzeń na wysokie prądy i napięcia nie spełnia wymogów wielu zastosowań ze względu na duże obszary urządzeń i problemy wynikające z samonagrzewaniem i niestabilnością powierzchni. Z kolei, geometria pionowa umożliwia stosowanie napędów o wyższym natężeniu prądu bez konieczności zwiększania rozmiaru chipa, uproszczonym zarządzaniu termicznym i znacznie lepszej terminacji pola. Właściwości 'pionowego' przełącznika tranzystorowego są zaprojektowane przez wprowadzenie dwóch rodzajów zanieczyszczeń (domieszek) do półprzewodnika - domieszkowania typu n , które zapewnia swobodne nośniki ładunku (elektrony), gdy przełącznik jest w stanie włączenia; oraz domieszkowania typu p , które umożliwia zablokowanie prądu, gdy przełącznik jest w stanie wyłączonym. Najnowsze pionierskie osiągnięcie w tej dziedzinie polega na zintegrowaniu domieszkowania Si (typu n) i N (typu p) w celu skonstruowania po raz pierwszy tranzystora na bazie Ga_2O_3 w tej geometrii. W celu wprowadzenia domieszek wykorzystana została wysokoenergetyczna implantacja jonów. Uzyskane wyniki wskazują, że implantowany N jest znacznie bardziej stabilny termicznie w porównaniu z Mg (w tym przypadku nie osiągnięto oczekiwanych parametrów z powodu znacznej dyfuzji w wysokich temperaturach przetwarzania). Tym samym stwarza to wyjątkowe możliwości projektowania i konstruowania różnorodnych wysokonapięciowych urządzeń Ga_2O_3 . Implantacja jonów jest techniką szeroko stosowaną w masowej produkcji komercyjnych urządzeń półprzewodnikowych, takich jak tranzystory MOSFET na bazie Si i SiC. Prezentacja pionowego tranzystora Ga_2O_3 złączonego w całość używając implantacji jonów znacznie poprawia perspektywy dla elektroniki mocy opartej na Ga_2O_3 . Zatem implantacja jonów może być stosowana do domieszkowania kanału/obszaru kontaktu i izolacji poszczególnych obszarów urządzenia. Izolacja implantu to metoda wykorzystująca implantację jonową zarówno nieaktywnych elektrycznie lub mających głębokie poziomy zanieczyszczenia w celu wytworzenia obszarów elektroizolacyjnych,

które można wykorzystać do izolacji między pewnymi obszarami urządzenia. Wiedza na temat parametrów implantacji oraz jej skutków jest kluczowa w kontekście poprawy wydajności, m.in., kontaktów, ponieważ jednym z wyzwań dla aplikacji Ga_2O_3 , np., w urządzeniach MOSFET, jest trudność w tworzeniu kontaktów omowych w porównaniu do wąsko przerwowych półprzewodników. Doskonały kontakt omowy między półprzewodnikiem a metalową elektrodą ma zasadnicze znaczenie dla wysokowydajnych urządzeń półprzewodnikowych. Ogólnie w półprzewodnikach o szerokiej przerwie styki omowe są zwykle realizowane przez struktury metal-półprzewodnik, w których bariera potencjału jest zmniejszona przez silne domieszkowanie półprzewodnika, co zwiększa tunelowanie elektronów. W przypadku Ga_2O_3 stosowana implantacja Si zwykle doprowadza do wzrostu przewodności powierzchniowej, tym samym do uzyskania akceptowalnej rezystancji styku.

Zagadnienia zaplanowane w ramach niniejszego Projektu mają na celu zarówno identyfikację defektów strukturalnych spowodowanych implantacją jonów Si lub N do matrycy Ga_2O_3 , jak również wyjaśnienie mechanizmów powstawania owych defektów i ich transformacji zachodzących w czasie implantacji i wygrzewania. Zasadniczym zadaniem jest identyfikacja lokalnego otoczenia ww. jonów i zrozumienie sił napędowych obserwowanych przemian fazowych. Złożoność podejmowanych w ramach Projektu problemów oraz potrzeba opracowania sposobu ilościowej analizy defektów złożonych wymaga zastosowania różnorodnych komplementarnych metod analitycznych, z których każda dostarcza wiedzy tylko o wybranym aspekcie obserwowanego zjawiska. W ramach Projektu zastosowano połączenie technik związanych z promieniowaniem jonowym i synchrotronowym, które stworzy podejście do badania Ga_2O_3 implantowanych pierwiastkami Si/N, które nie było dotychczas stosowane. Takie podejście pozwala na wgląd w mikro- i makrostrukturę ww. jonów w matrycy Ga_2O_3 . Zakładamy, że połączenie różnych technik strukturalnych wraz z badaniami optycznymi i elektrycznymi w fazie końcowej stworzy kompletny obraz, który dostarczy szerokiej wiedzy na temat otoczenia omawianych jonów w Ga_2O_3 i w konsekwencji pozwoli na opisanie ich właściwości z większą precyzją.

Badania, o których mowa w p. 1, 2, 4 oraz 5 przeprowadzono lub zaplanowano do realizacji w wiodących europejskich ośrodkach naukowo-badawczych na skutek wygranych konkursów międzynarodowych.

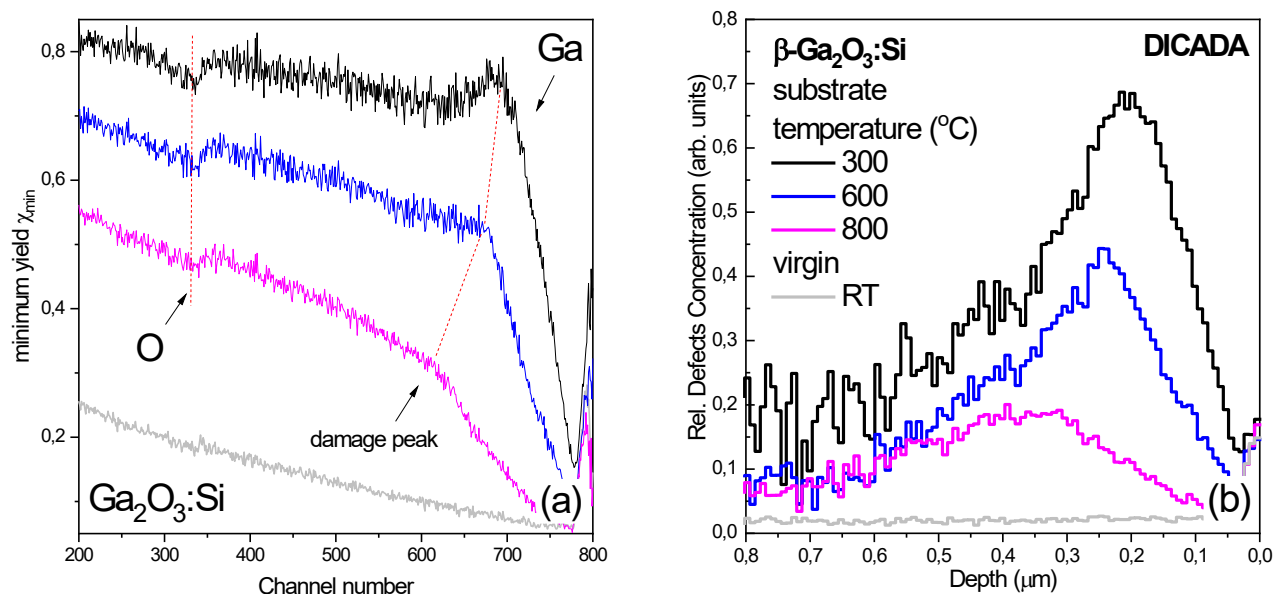
Do tej pory podjęto następujące kroki w celu realizacji projektu:

1. Przygotowano pierwszą serię materiału badawczego:

Domieszkowanie monokryształów $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ jonami Si oraz N metodą implantacji. Opanowano warunki implantacji, co pozwoliło na domieszkowanie obu rodzajów jonów bez mechanicznej degradacji powierzchni próbek (przykładem posłuży wielokrotne pęknięcie powierzchni próbek z którym grupa miała do czynienia w pierwszej fazie implantacji). Implantacja odbyła się do podgrzewanych podłoży.

2. Badania lokacji sieciowej Si/N w matrycy Ga_2O_3 i ich profili głębokościowych przy użyciu technik RBS/c oraz PIXE.

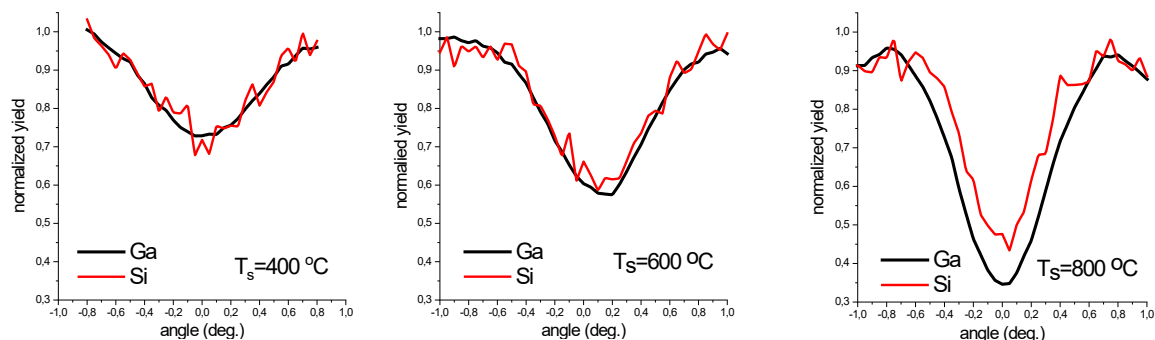
W odniesieniu do RBS w reżymie kanałowania, wszystkie defekty w kryształach przejawiają się jako przemieszczone atomy sieci (ang.: *displaced lattice atoms*). Na potrzeby ww. projektu do analizy defektów zastosowano programu DICADA [K. Gärtner, *Nuclear Instruments and Methods B* 227 (2005) 522-530], bazującego na nieciągłym modelu de-kanałowania (ang.: *the discontinuous model of dechanneling*). Za pomocą tego programu, na podstawie zmierzonej minimalnej wydajności $\chi_{\min}$, przedstawionej na Rys. 2 (a), obliczono względną koncentrację atomów przemieszczonych w sieci w zależności od głębokości, patrz Rys. 2 (b).



Rys. 2. (a) Minimalna wydajność c_{min} w stosunku do liczby kanałów dla wybranych próbek i zastosowanych temperatur podłoża. Opis próbek znajduje się na rysunku po prawej stronie; (b) Względna koncentracja defektów w funkcji głębokości dla wybranych próbek implantowanych do Ga₂O₃ o różnych temperaturach. Symulacje przeprowadzono przy użyciu programu DICADA.

W ramach realizacji projektu NCN dokonano zarówno pomiarów tzw. „rozkładów kątowych” (ang.: angular scans) w reżimie kanałowania z wykorzystaniem technik RBS/c i PIXE/c, gdyż charakterystyczne przebiegi tych krzywych bywają pomocne są w kontekście wnioskowania o dokładnych lokalizacjach implantowanych jonów w sieci macierzystej. Wyniki tych pomiarów dla wybranych próbek przedstawiono na Rys. 3.

Na potrzeby analizy danych RBS/c oraz PIXE wykonawcami grantu stworzono specjalistyczne oprogramowanie komputerowe umożliwiające szybki podgląd danych pomiarowych, wstępne oszacowanie stężenia defektów w matrycy podstawowej po procesie implantacji (na podstawie pracy [K.Schmid Radiation Effects, 1973, 17, 201] w celu porównania danych otrzymanych za pomocą programu DICADA) oraz eksportowanie danych do plików ASCII w celu ich późniejszej analizy za pomocą innych programów komputerowych, takich jak Origin, DICADA itp.



Rys. 3. Rozkłady kątowe kanałowania w kierunku [100] dla wybranych próbek Ga₂O₃:Si implantowanych do podłoża o różnej temperaturze, T_s .

3. Badania odkształceń strukturalnych w objętościowych próbkach Ga₂O₃ poddanych implantacji jonami Si oraz N przy użyciu techniki XRD.

Wyniki badań dla wybranych próbek przedstawiono na Rys. 4. Warto podkreślić, iż maksima pików względnej koncentracji defektów wyznaczonych za pomocą programu DICADA przedstawionych na Rys. 2 (b) oraz maksima profili głębokościowych odkształceń wyznaczonych za pomocą programu RaDMaX, patrz Rys. 4 (dół), są w bardzo dobrej zgodności. Ponadto, w celu późniejszego porównania współczynników Debye'a-Wallera (DW) otrzymanych w trakcie analizy widm absorpcji promieni X, za pomocą programu RaDMaX oszacowano statyczny współczynnik DW dla badanych próbek.

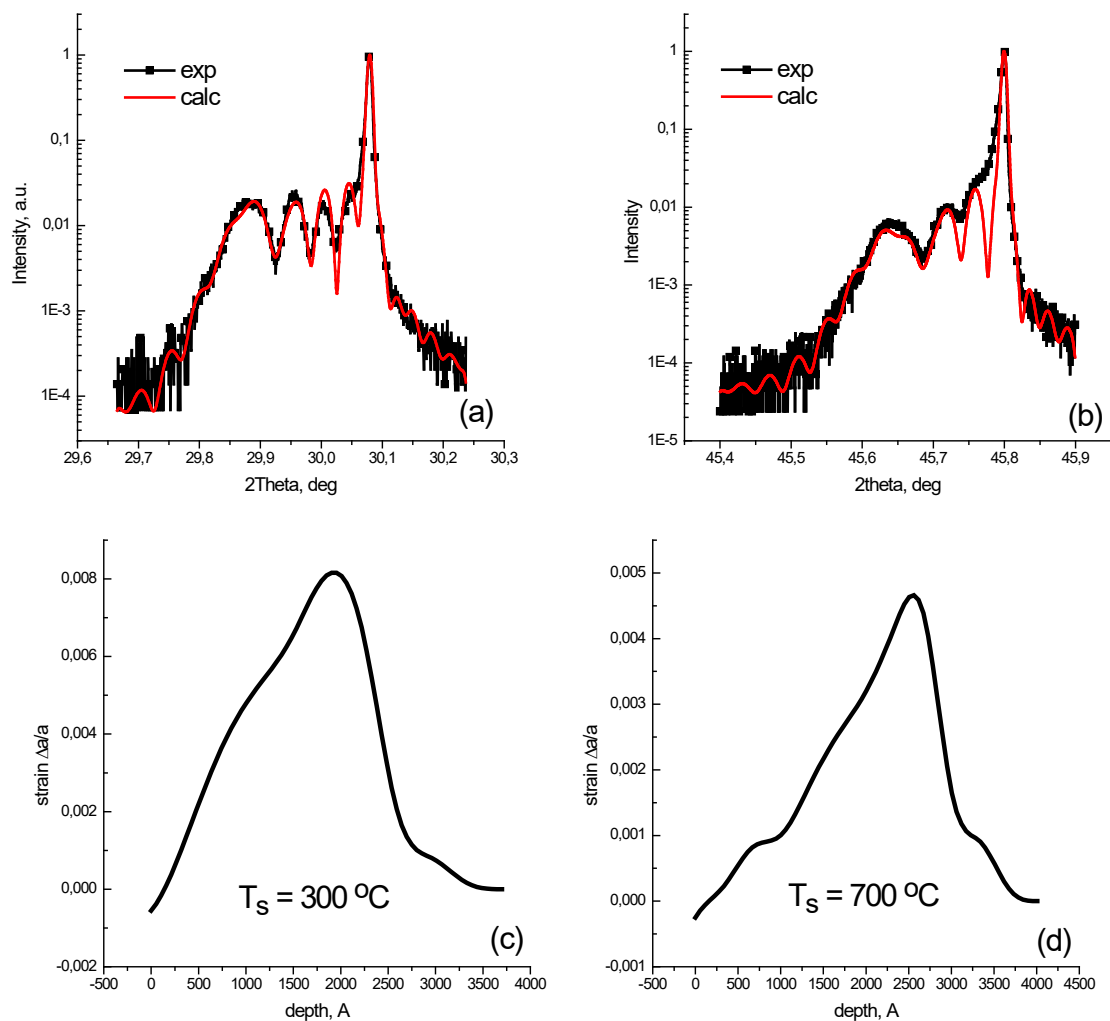
4. Badania struktury atomowej i elektronowej $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{:Si/N}$ oraz ich ewentualnej modyfikacji na skutek wygrzewania używając techniki XAFS.

W ramach programu szybkiego dostępu do Polskiego synchrotronu Solaris w Krakowie (<https://synchrotron.uj.edu.pl/uzytkownicy/nabory-wnioskow/szybki-dostep>) w roku 2022 przeprowadzono testowe pomiary widm XANES dla K krawędzi Si, N, O oraz L3 krawędzi Ga dla serii próbek $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{:Si,N}$ w celu weryfikacji możliwości eksperymentalnej stacji co do wytypowanych próbek. W trakcie pomiaru przeprowadzono testowanie różnych sposobów rejestracji widm absorpcji promieni X – tzw. powierzchniowej (ang.: total electron yield, TEY) oraz objętościowej (ang.: total fluorescence yield, TFY). Zaobserwowano znaczącą różnicę w rejestrowanych widmach XANES w trybie „powierzchniowym” oraz jego „objętościowym” odpowiedniku. Na powierzchni niektórych próbek zaobserwowano fazę dwutlenku krzemu. Wstępne wyniki TFY widm XANES dla K krawędzi krzemu wybranych próbek $\text{Ga}_2\text{O}_3\text{:Si}$ przedstawiono na Rys. 5 (a). Widoczne na widmach różnice (zaznaczone strzałką) zbadano używając stworzonego na potrzeby projektu automatycznego programu XAS-SYM, który wykorzystuje teoretycznie obliczone widma XANES (używając programu FEFF bazującego na teorii wielokrotnych rozprośnień) dla rozpatrywanych modeli.

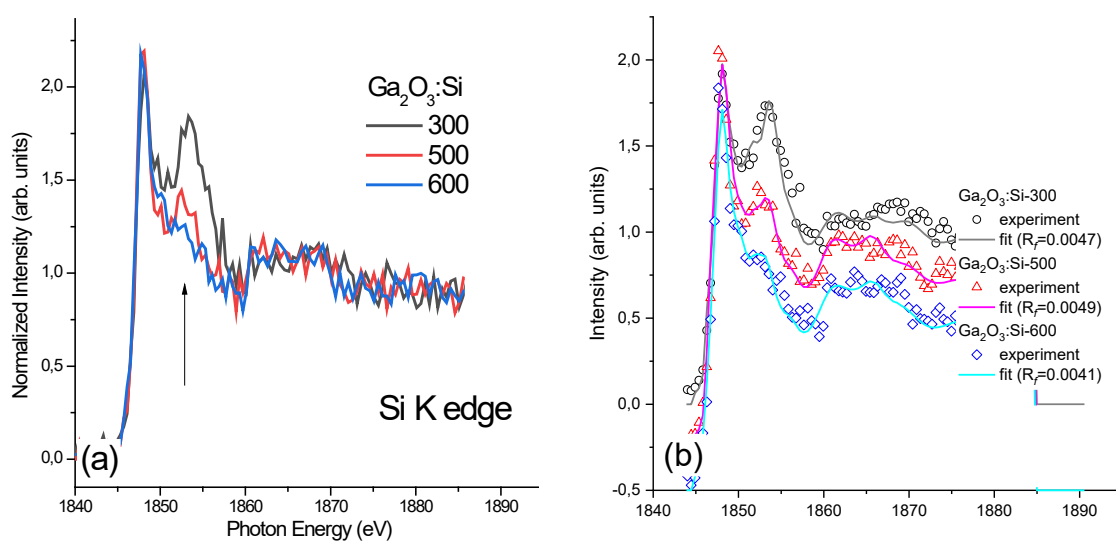
Na chwilę obecną za pomocą programu FEFF obliczono XANES widma odpowiadających następującym defektom w sieci Ga_2O_3 : (i) podstawieniowy krzem w pozycjach Ga1 oraz Ga2 (Si_{Ga}); kompleksy Si_{Ga} z wakansem tlenu (V_{O}) ułożonego w różnych pozycjach (O1, O2, O3) sieci podstawowej, oraz odległościach ' Si_{Ga} ' – ' V_{O} '; (ii) międzywęzłowy atom Si (Si_i) w 5 różnych pozycjach sieci macierzystej (pozycje wytypowano na podstawie energii formacji defektu); (iii) kompleksu tego rodzaju defektu z wakansami galu, wakansami tlenu oraz Si_{Ga} ; (iv) klastrów Si_i – Si_{Ga} o promieniu ok. 3.2 Å. Aktualnie ponad 30 modeli rozpatrywano. Następnie, za pomocą programu XAS-SYM przeprowadzono symulacje wykorzystując kombinację liniową teoretycznych widm XANES w celu uzyskania najlepszej zgodności między teorią a eksperymentem, patrz Rys. 5 (b). Podczas oszacowania optymalnych współczynników wagowych, w trakcie procedury minimalizacji teoretycznych widm XANES, program XAS-SYM wykorzystuje procedurę ewolucji różnicowej [Syryanyy *et al.*, *Materials Science in Semiconductor Processing* 144, 2022, 106609]. Obecnie otrzymane wyniki przedstawiono na Rys. 5 (b). Ze względu na fakt, że otrzymane dane są w procesie przygotowania do publikacji, nie przedstawiamy tutaj tabeli wyników dot. oszacowanych wag rozpatrywanych modeli

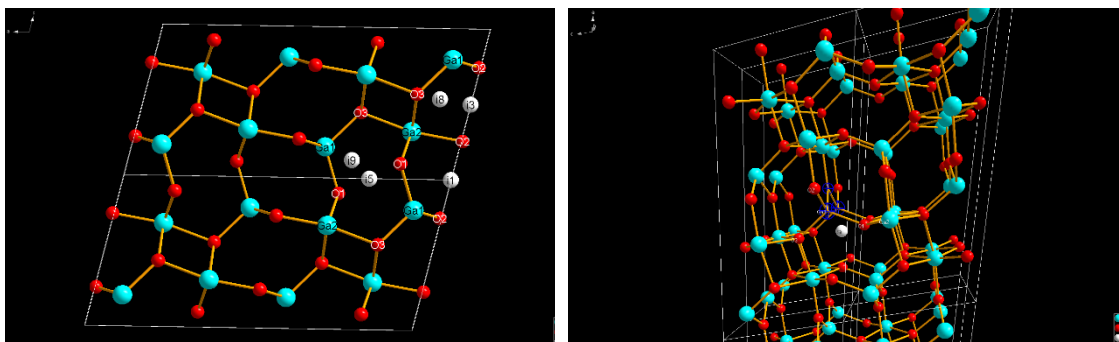
5. Identyfikacja typu defektów za pomocą HRTEM.

W celu potwierdzenia obecnych hipotez roboczych w trakcie analizy widm XANES, we współpracy z kolegami z IPMS (Niemcy), zostaną przeprowadzone badania TEM wraz z badaniami spektroskopii EELS na przełomie lutego – marca b.r.



Rys. 4. (a, b) Krzywe odbicia (400) 2θ dla $\text{Ga}_2\text{O}_3:\text{Si}$ implantowanych do podgrzanego podłoża (T_s). (c, d) Profile głębokościowe odkształceń ($\Delta a/a$) badanych próbek. Symulacje numeryczne przeprowadzono przy użyciu programu RaDMaX.





Rys. 5. Znormalizowane widma XANES w trybie TFY dla Si K krawędzi próbek implantowanych przy temperaturach podłoża 300, 500, 600 °C (a); porównanie danych doświadczalnych z rysunku 5(a) do sygnału teoretycznego (b). Przykładowe modeli wykorzystane w trakcie obliczeń teoretycznych widm XANES przedstawiono w dolnej części rysunku.

1. Obliczenia energii powstawania naładowanych defektów w Ga₂O₃.

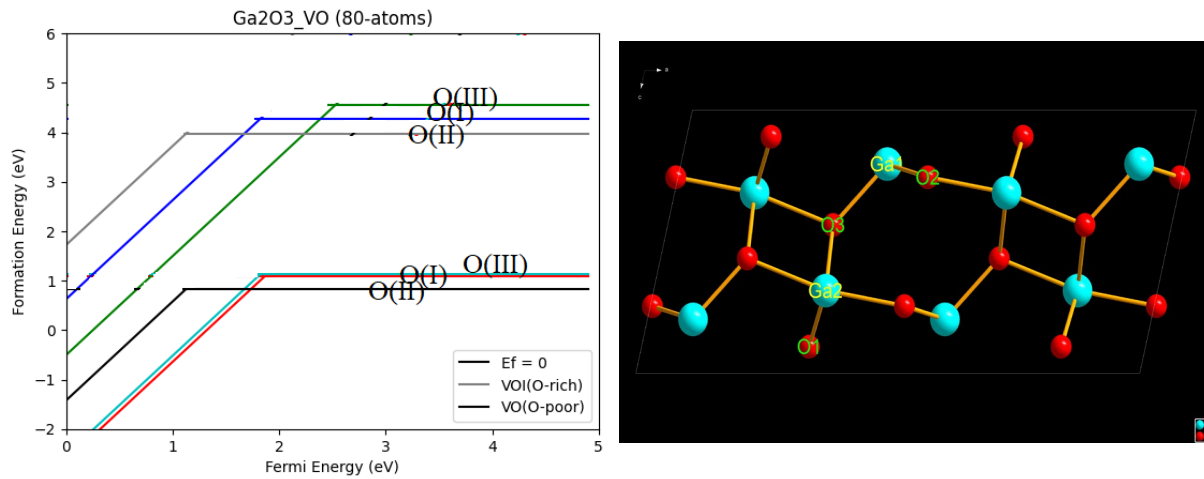
Za pomocą teorii funkcjonałów gęstości częściowo przeprowadzone zostały obliczenia dot. defektów punktowych opisanych w p. 4 wraz z ich kompleksami w β -Ga₂O₃:Si. Część otrzymanych danych porównano do danych eksperymentalnych oraz opublikowanych danych teoretycznych. Wyjaśniono strukturalne i elektroniczne właściwości niedomieszkowanego β -Ga₂O₃. W obliczeniach w pierwszej kolejności wykorzystano metodę ‘projected augmented-wave’ zaimplementowaną w kodzie numerycznym VASP [G. Kresse i J. Furthmüller, *Phys. Rev. B* 54, 11169 (1996); *Comput. Mater. Sci.* 6, 15 (1996)] z wykorzystaniem ‘GGA exchange correlation energy’ [P.E. Blöchl, *Phys. Rev. B* 50, 17953 (1994); G. Kresse i D. Joubert, *tamże* 59, 1758 (1999)]. W celu zgody obliczonej wartości szerokości przerwy wzbronionej oraz stałych sieciowych z danymi eksperymentalnymi obliczenia przeprowadzono uwzględniając korekcyjny funkcjonal HSE z EXX 0.32. W Tabeli 1 zaprezentowane są obliczenia relaksacji i przerwy wzbronionej dla β -Ga₂O₃ wraz z energią tworzenia porównując do danych literaturowych. Następnie, przeprowadzone zostaną obliczenia dotyczące energii tworzenia rozważanych przez naszą grupę defektów punktowych i ich kompleksów w matrycy Ga₂O₃. Przykładowo, na Rys. 6 przedstawiono energię tworzenia wakansów tlenowych (uwzględniając ich nierównoważne pozycje w sieci podstawowej).

Tablica 1. Własności elektroniczne dla β -Ga₂O₃.

	GGA	GGA (ref)	HSE06 +PBEsol (Exx = 0.32)	HSE06 (ref)	experiment
a (Å)	12.452	12.446, 12.438	12.22	12.253 12.18	12.23
b (Å)	3.082	3.083, 3.084	3.028	3.034 3.04	3.04
c (Å)	5.876	5.876, 5.877	5.79	5.789 5.79	5.
E _g (eV)	2.01	2.0	4.68	4.7 4.87	4.9
$\Delta_f E^{\text{Ga}_2\text{O}_3}$ (eV)	-9.43	-9.3	-12.235	-10.3 -12.06	-11.3

Uzyskane powyżej dane są przygotowywane do publikacji. Wyniki uzyskane dzięki połączeniu technik RBS, XRD, testowych pomiarów XANES i wstępnych obliczeń teoretycznych pokazują, że poziom odkształcenia w obszarze implantowanym może być regulowany poprzez gęstość kaskady zderzeń oraz temperatury podłoża. Przewidujemy, że uzyskane wyniki przyczynią się do zrozumienia efektów radiacyjnych w β -Ga₂O₃, natury defektów punktowych oraz ich kompleksów powstających w sieci macierzystej podczas implantacji jonami Si/N i modyfikowanych na skutek wygrzewania.

Podjęte badania mogą mieć w przyszłości duże znaczenie dla potencjalnych zastosowań materiałów bazujących na Ga_2O_3 w urządzeniach elektronicznych, a uzyskana wiedza może przełożyć się na opracowanie bardziej wydajnych urządzeń elektronicznych do stosowania w warunkach ekstremalnych.



Rys. 6. Obliczona energia tworzenia wakansów tlenu w sieci macierzystej. Pozycje wakansów zaznaczono na rysunku po prawej.