

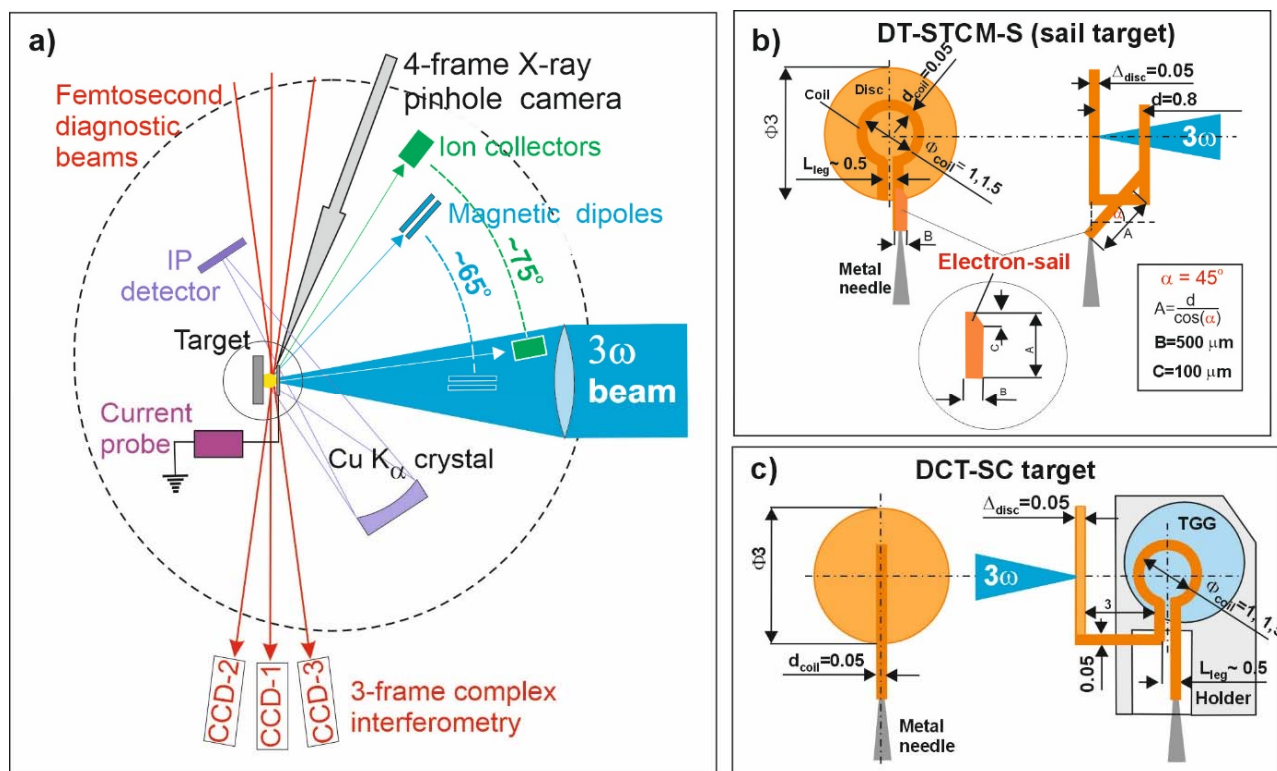
2 Współpraca w ramach PALS (Prague Asterix Laser System) oraz Extreme Light Infrastructure - Beamlines

2.1 Wpływ pola magnetycznego na właściwości strumienia gorących elektronów generowanego trzecią harmoniczną promieniowania jodowego lasera PALS

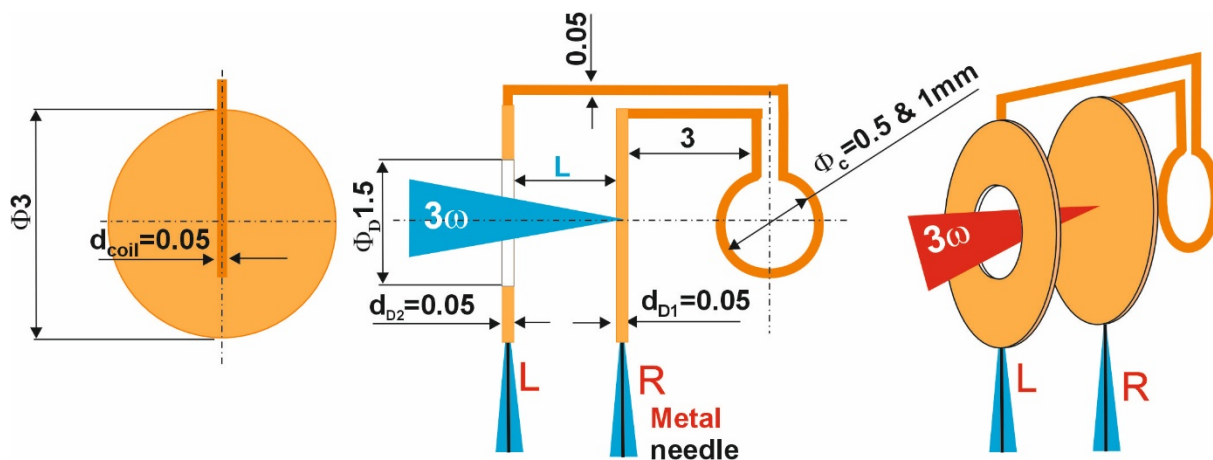
W ramach realizacji zadań 1 i 2 została przygotowana aparatura diagnostyczna oraz konstrukcje tarcz laserowych do badań przewidzianych w projekcie zrealizowanym w dwóch sesjach eksperymentalnych na PALS wyszczególnionych w harmonogramie projektu jako zadania: 3 i 5, a mianowicie:

1-eksperyment: Badania wpływu osiowego pola magnetycznego na parametry emisji gorących elektronów (HE) oraz jonów z plazmy ablacyjnej generowanej z tarcz typu *DT-STCM*, rys. 1b, oświetlanych 3w lasera jodowego PALS, oraz

2-eksperyment: Badania optymalizacyjne tarcz typu *capacitor-coil* (CCT), rys. 2, za pomocą 3-kadrowej kompleksowej interferometrii oraz diagnostyk elektronowych i jonowych.



Rys 1: Układ eksperymentalny: a) lokalizacja diagnostyk w komorze plazmowej, b) konstrukcja tarczy DT-STCM- S z żaglem, c) tarcza DCT-SC do pomiaru pola magnetycznego w cewce za pomocą efekt Faraday'a w kryształ TGG.



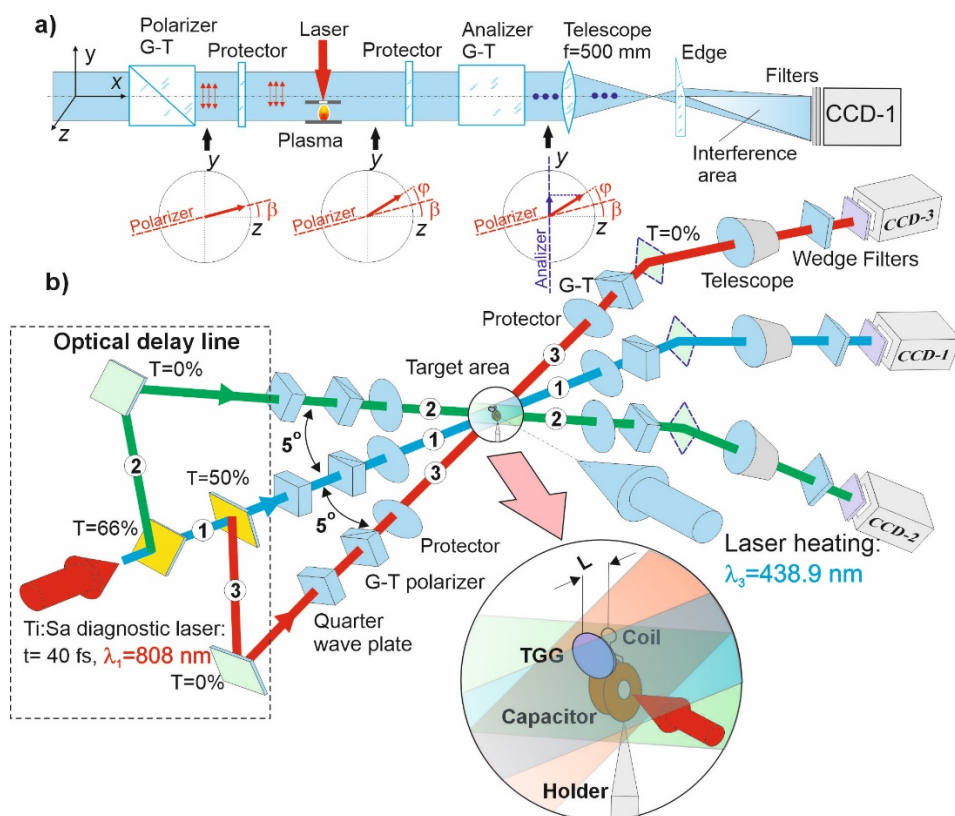
Rys. 2: Konstrukcja tarcz CCT.

W obu eksperymentach do oświetlania tarcz wykorzystano wiązkę 3 ω lasera jodowego PALS ($\lambda_3 = 438,5$ nm) o różnej intensywności w zakresie 10^{15} - 10^{16} W/cm², uzyskaną poprzez zogniskowanie wiązki lasera o energii około 150 J do różnych wymiarów ogniska.

W obu eksperymentach do badania parametrów plazmy ablacyjnej oraz parametrów emisji elektronów i jonów wykorzystywany był kompleksowy zestaw pomiarowy, rys. 1a, składający się z następujących diagnostyk:

- 3-kadrowej kompleksowej interferometrii, rys. 3 do pomiaru przestrzenno-czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie ablacyjnej [1-3],
- 2D zobrazowanie emisji linii Ka z Cu [4] dostarczające informacji o parametrach emisji gorących elektronów (HE), a w szczególności o ich energii zdeponowanej w centralnym punkcie tarczy jak i poza nim oraz efektywności konwersji energii lasera w energię HE,
- wielo-kanałowy magnetyczny spektrometr elektronów [5] mierzący widma energii HE pod różnymi kątami, będące podstawą uzyskania informacji o kątowych rozkładach energii i temperatury,
- pomiary kątowe parametrów emisji jonów z wykorzystaniem kolektorów siatkowych,
- pomiary prądu zwrotnego płynącego przez cewkę do ziemi za pomocą sondy prądowej,
- 4-kadrowej rentgenowskiej kamery otworkowej do wizualizacji procesu ekspansji plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego [6],

Lokalizacja w/w układów diagnostycznych w komorze eksperymentalnej przedstawia jest na rys. 1a..



Rys. 3: Schemat optyczny 3-kadrowego kompleksowego interferometru wykorzystywanego w badaniach PALS.

REZULTATY POMIARÓW I ANALIZ:

1- eksperyment (zadanie 3, zadanie 4)

W odróżnieniu od wcześniejszych badań [7] zastosowano tarcze DC o zmodyfikowanej konstrukcji przedstawionej na rys. 1b. Elementem modyfikacji konstrukcji tarczy jest tzw. żagiel elektronowy, który wychwytuje elektrony w zewnętrznej nóżce w pobliżu dysku w celu zwiększenia prądu płynącego przez cewkę. W celu określenia rozkładu prądu i pola magnetycznego w cewce prowadzone były pomiary efektu Faraday'a za pomocą kryształu TGG umieszczonego w odpowiedniej odległości od cewki, wykorzystując dyski DCT-SC o konstrukcji pokazanej na rys. 1c. Cewka dla tej konstrukcji umieszczona jest prostopadle do tarczy w specjalnym uchwycie, który zabezpiecza kryształ TGG przed degradacją ze strony promieniowania rentgenowskiego emitowanego przez plazmę. W badaniach jako główną diagnostykę wykorzystano 3-kadrowy kompleksowy interferometr oświetlany laserem Ti:Sa o długości impulsu około 40 fs, który umożliwił rejestrację 3-kadrowych sekwencji kompleksowych interferogramów będących podstawą uzyskania informacji o wpływie pola magnetycznego na przestrzenno-czasowe rozkłady koncentracji elektronowej w plazmie kreowanej za pomocą zmodyfikowanych konstrukcji tarcz (DT-STCM-S) w zależności od intensywności wiązki laserowej oświetlającej tarczę, uzyskiwanych poprzez zmianę wymiarów ogniska wiązki laserowej w zakresie od minimalnego $r_L=50\text{ }\mu\text{m}$ do trzykrotnie większego promienia: $r_L=150\text{ }\mu\text{m}$. Przedmiotem badań były tarcze DT-STCM-S (rys. 1b) z cewką o średnicy $\Phi_{\text{coil}} = 1$ i $1,5\text{ mm}$ umieszczoną od tarczy w odległości $d = 0,8\text{ mm}$.

Do scharakteryzowania parametrów emisji HE wykorzystywane były: 2D zobrazowanie emisji Ka z Cu oraz wielokanałowe pomiary widm energii HE za pomocą magnetycznego spektrometru elektronowego. Jako dodatkowe diagnostyki pozwalające ocenić wpływ osiowego pola magnetycznego na charakter ekspansji plazmy w tarczach DCT-STCM, wykorzystywana była 4-kadrowa rentgenowska kamera otwarkowa

pracująca w zakresie soft X-ray oraz układ kolektorów siatkowych do pomiaru emisji jonów. Wpływ żagla w zmodyfikowanych tarczach DT-STCM-S na zwiększenie prądu płynącego przez cewkę, potwierdziły pomiary za pomocą sondy prądowej.

Najważniejsze wnioski z analizy i interpretacji uzyskanych wyników:

- Nowe tarcze z żaglem typu DT-STCM-S oświetlane 3-harmoniczną lasera jodowego PALS, kreują namagnesowaną plazmę o większej temperaturze HE, większych strumieniach i bardziej efektywnym transporcie energii lasera do tarcz w porównaniu z tarczami bez żagla i dysków z Cu. Chociaż parametr sprzężenia $I\lambda^2$ prezentowanego eksperymentu był około ~ 30 razy mniejszy niż w przypadku wcześniejszych eksperymentów wykorzystujących do oświetlenia tarcz DC podstawową harmoniczną impulsu laserowego [7], wartość indukcji magnetycznej w cewce tarczy z żaglem była nawet 1,4 razy większa.
- Pomiary zintegrowanej w czasie emisji Cu-K α z oświetlanej powierzchni tarczy z Cu potwierdziły, że energia HE zdeponowana w środku tarczy zależy od energii lasera i wymiaru zogniskowanej wiązki laserowej. Zdeponowana energia jest o około 20%–40% większa przy użyciu tarcz DT-STCM-S i DT-STCM w porównaniu z tarczami Cu disc.
- Profile osiowych koncentracji elektronowej uzyskane za pomocą femtosekundowej kompleksowej interferometrii w połączeniu z widmami energetycznymi HE zarejestrowanymi przez wielokanałowy spektrometr magnetyczny umożliwiły na zdefiniowanie początkowych warunków trójwymiarowych symulacji numerycznych pozwalających zwizualizować wpływ pola magnetycznego na parametry emisji HE.
- Symulacje wyjaśniają zachowanie strumieni HE podczas interakcji laser-plazma w quasi-statycznych polach magnetycznych generowanych w tarczach typu DC, a w szczególności wykazano, że:
 - interakcja strumienia HE z polem magnetycznym generowanym przez cewkę tarczy prowadzi do znacznego wzrostu energii strumienia z powodu częściowego przeniesienia ($\sim$ kilka procent) energii pola do strumienia elektronów,
 - że przypadku strumienia HE skierowanego do przodu, na wzrost jego energii dodatkowo wpływa interakcja strumienia z polem elektrycznym generowanym przez jony i protony znajdujące się na powierzchni tarczy,
 - wzrostowi energii strumienia HE towarzyszy jednak zwiększona złożoność struktury przestrzennej i niejednorodność tego strumienia, a także jego rozbieżność kątowna.

Szczegółowe wyniki badań uzyskane z poszczególnych diagnostyk zostały przedstawione w rocznym raporcie z realizacji projektu w 2024 oraz opublikowane w czasopiśmie [8]: Plasma Phys. & Control Fusion **66** (2024) 115007 po bardzo pozytywnych recenzjach w czasopiśmie

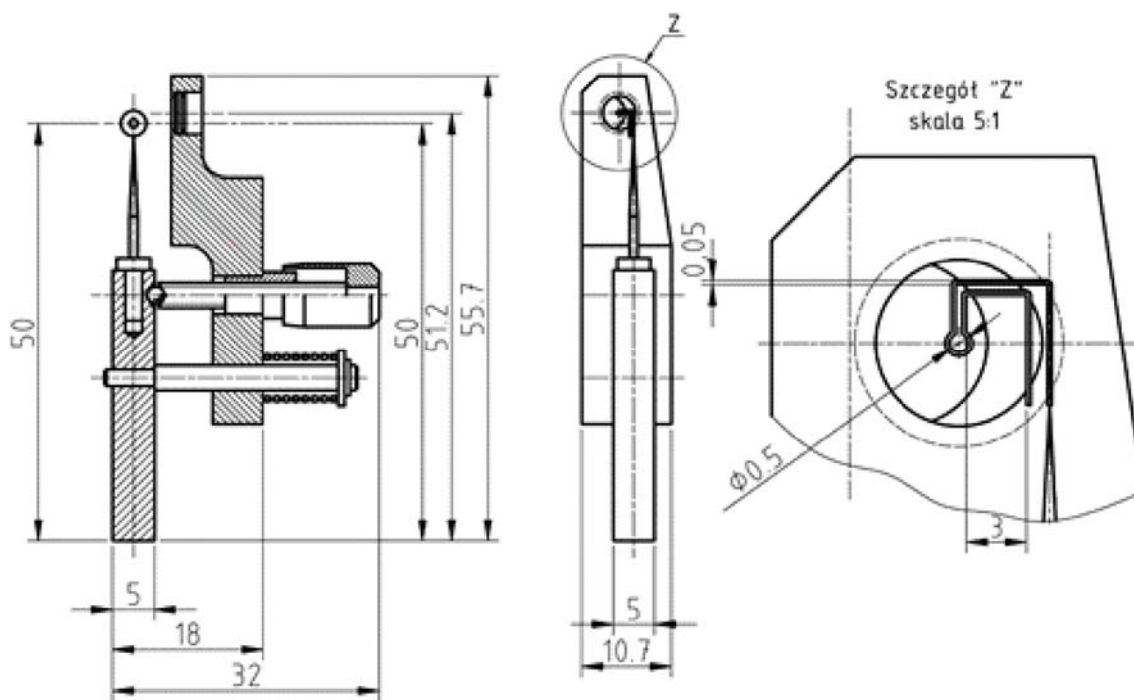
2- eksperyment (zadanie 5):

Przedmiotem badań zrealizowanych w drugiej sesji eksperymentalnej były badania optymalizacyjne tarcz typu capacitor coil (CCT), o konstrukcji pokazanej na rys. 2. Jako główna diagnostyka wykorzystywana była 3-kadrowa kompleksowej interferometria, umożliwiająca na jednoczesne uzyskanie informacji o rozkładzie spontanicznych pól magnetycznych (SMF) pomiędzy okładkami kondensatora tarczy CCT oraz rozkładu pola magnetycznego w cewce sprzężonej z kondensatorem tarczy CCT. Celem badań było poznanie pracy tarcz CCT przy oświetleniu 3-harmoniczną lasera jodowego PALS o intensywności w zakresie 10^{15} - 10^{16} W/cm². W celu uzyskania maksymalnego pola magnetycznego w cewce sprzężonej z kondensatorem tarczy CCT, testowane były tarcze różnym sposobie uziemienia: L i R, oraz o różnej średnicy cewki

sprężonej z kondensatorem: $F_c=0,5$ mm i $F_c=1$ mm, co pokazuje rys. 2. W obu przypadkach uziemienia wiązka laserowa ogniskowana jest na płycie tylnej, a generowane gorące elektrony uderzają w płytę przednią. Ustalona różnica potencjałów generuje prąd w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara. Jediną różnicą jest położenie metalowej nóżki. W przypadku uziemienia L nóżka trzyma cewkę w uchwycie tarczy i jest jednocześnie uziemieniem dla tworzonego obwodu.

Oprócz interferometrii prowadzone były pomiary emisji HE i jonów za pomocą w/w diagnostyk, co pozwoliło lepiej scharakteryzować plazmę między okładkami kondensatora i powiązać tę emisję z pomiarami rozkładów gęstości prądu elektronów wynikającymi z pomiarów za pomocą kompleksowej interferometrii.

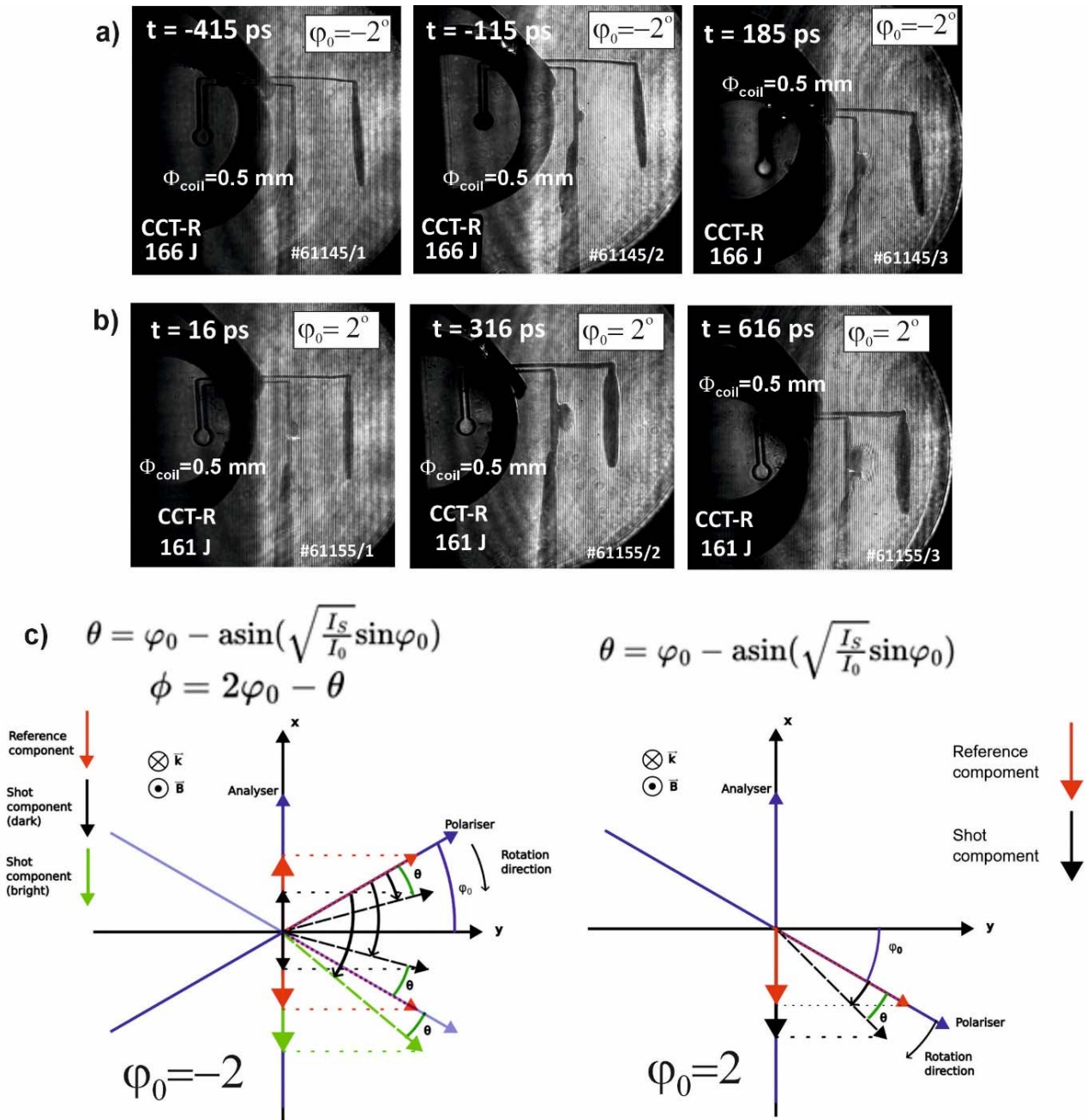
W celu określenia pola magnetycznego w obszarze cewki prowadzone były pomiary polarymetryczne bazujące na efekcie Faradaya w kryształach TGG znajdującym się w pobliżu cewki, wykorzystując do jego oświetlenia część wiązki diagnostycznej. Aby zabezpieczyć kryształ TGG przed degradującym działaniem promieniowania rentgenowskiego emitowanego z plazmy ablacyjnej, kryształ był umieszczony w specjalnym uchwycie, którego budowa pokazana jest na rys. 4.



Rys. 4: Uchwyt umożliwiający precyzyjne zamocowanie CCT oraz kryształu TGG w pobliżu cewki.

Aby zrealizować pomiary pola magnetycznego w cewce sprężonej z kondensatorem tarczy CCT rozważane były dwie opcje pomiarowe pokazane na rys.5, wynikające z kierunku wstępnego skręcenia polaryzatora analizującego (j_0) w układzie rejestracji interferometru oraz geometrii sondowania kryształu TGG, biorąc pod uwagę kierunek wiązki diagnostycznej w stosunku do kierunku pola magnetycznego cewki. Jak wynika z diagramu przedstawionego na rys. 5c, ustawienie $j_0 = -2^\circ$ może powodować niejednoznaczność w określeniu kąta skręcenia w kryształach TGG. Ponieważ, w realizowanej konfiguracji sondowania tarczy CCT kąt w kryształach TGG obraca się zgodnie z ruchem wskazówek zegara, to zgodnie z diagramem ustawienie $j_0 = -2^\circ$ spowoduje najpierw przyciemnienie sygnału w kryształach TGG (widoczne w drugim kadrze rys.6a), a następnie późniejsze rozjaśnienie (widoczne na trzecim kadrze rys. 5a), gdy wygenerowane pole B może wywołać kąt obrotu powyżej 4° . W przypadku gdy, kąt wstępnego skręcenia polaryzatora wynosi $j_0 = 2^\circ$

sygnał w kryształach TGG rośnie zgodnie z diagramem, rys. 5c, co demonstrowają kadry interferogramów na rys. 5b. Z tego powodu opcja pomiarowa odpowiadająca $j_0 = 2^\circ$ została wybrana do rejestracji interferogramów w eksperymencie.

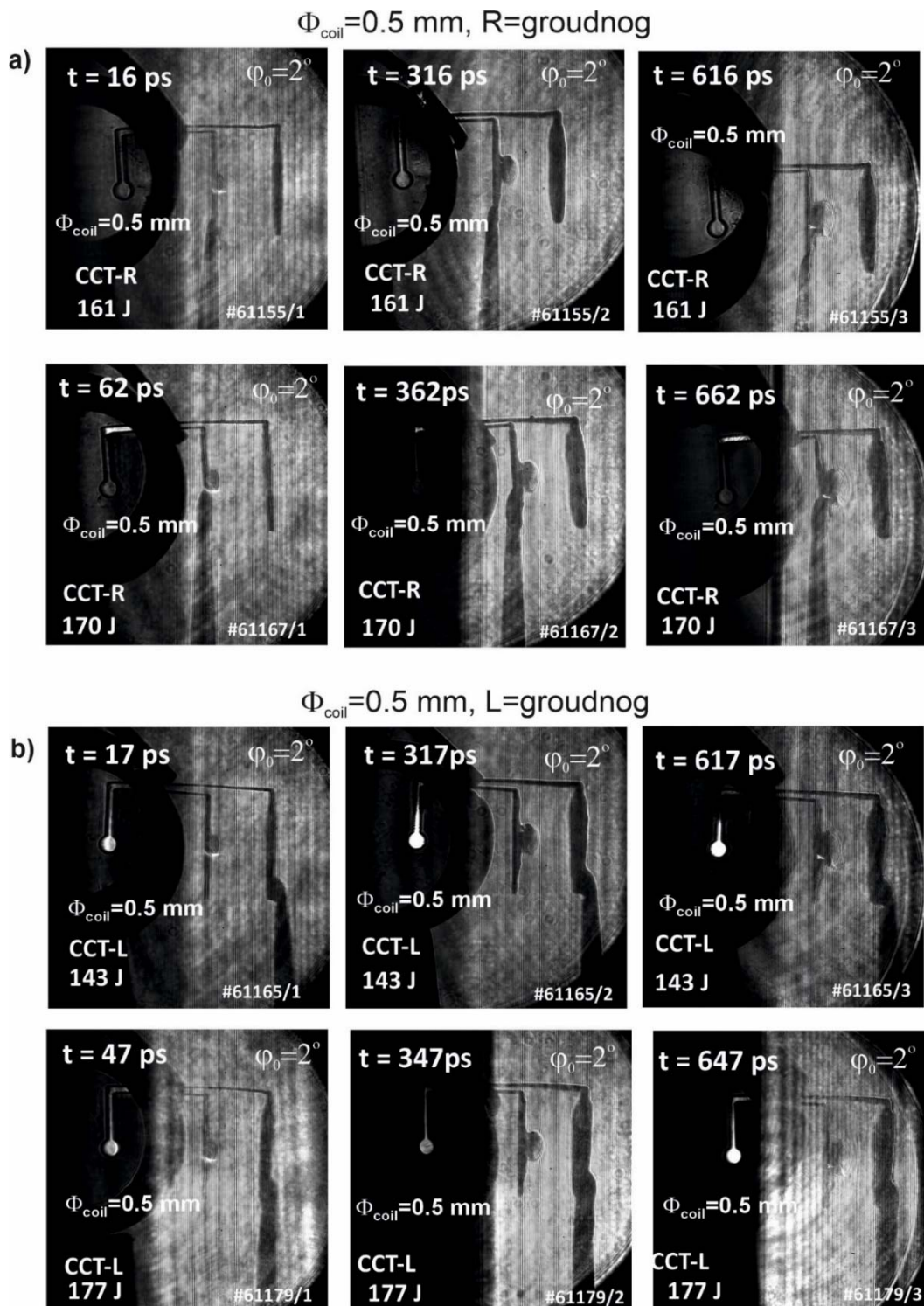


Rys. 5: Opcje pomiarowe pola magnetycznego w cewce tarczy CCT wynikające ze wstępnego skręcenia polaryzatora: a) interferogramy ilustrujące zmiany sygnału w kryształach TGG w przypadku $j_0 = -2^\circ$, b) interferogramy ilustrujące zmiany sygnału w kryształach TGG w przypadku $j_0 = 2^\circ$ oraz c) diagramy ilustrujące zmianę intensywności sygnału w kryształach TGG w zależności od wstępnego skręcenia polaryzatora.

Wybrane do analizy czasowe sekwencje kompleksowych interferogramów na których widoczna jest plazma ablacyjna między okładkami kondensatora w różnych chwilach ekspansji oraz odpowiadające jej zmiany sygnału w kryształach TGG, przedstawione są na rys. 6 i 7.

Na rys. 6 przedstawione jest porównanie interferogramów uzyskanych dla różnego sposobu uziemienia tarcz CCT, o konstrukcji z cewką o średnicy $F_{\text{coil}} = 0,5 \text{ mm}$, natomiast na rys. 7 pokazane jest porównanie

interferogramów uzyskanych dla różnych sposobów uziemienia tarcz CCT z cewką o większej średnicy $F_{\text{coil}}=1$ mm.

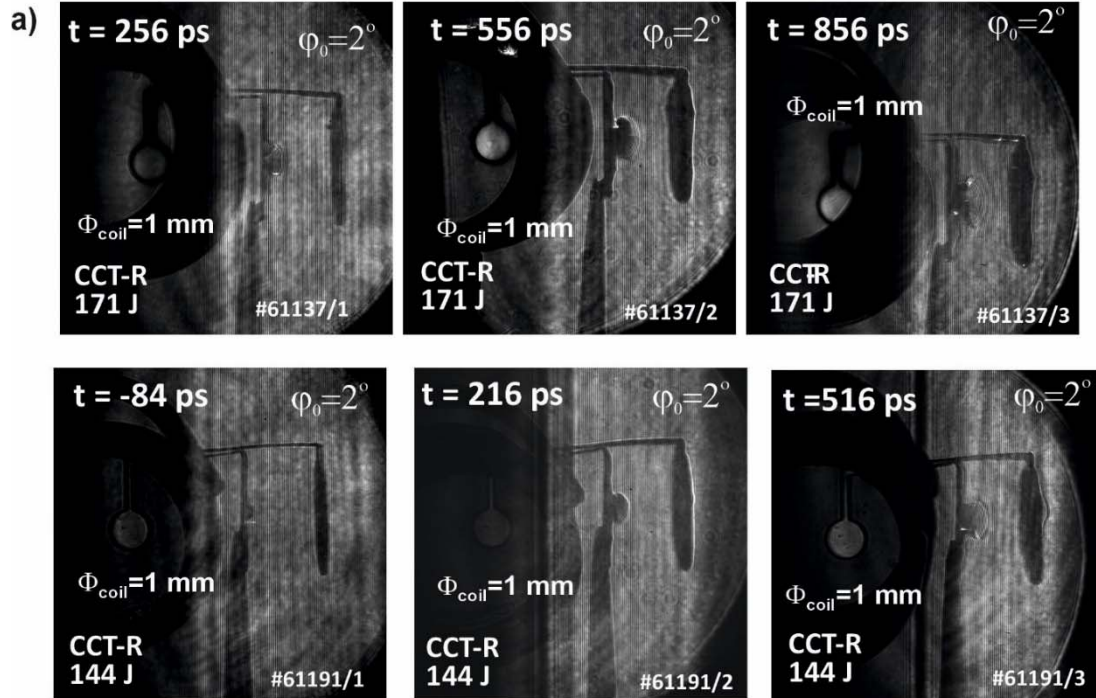


Rys. 6: Czasowe sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy ablacyjnej między okładkami kondensatora oraz zmiany sygnał w kryształ TGG dla tarcz CCT z cewką o średnicy $j_0=0,5$ mm w przypadku różnych sposobów uziemienia: R i L pokazanych na rys. 2.

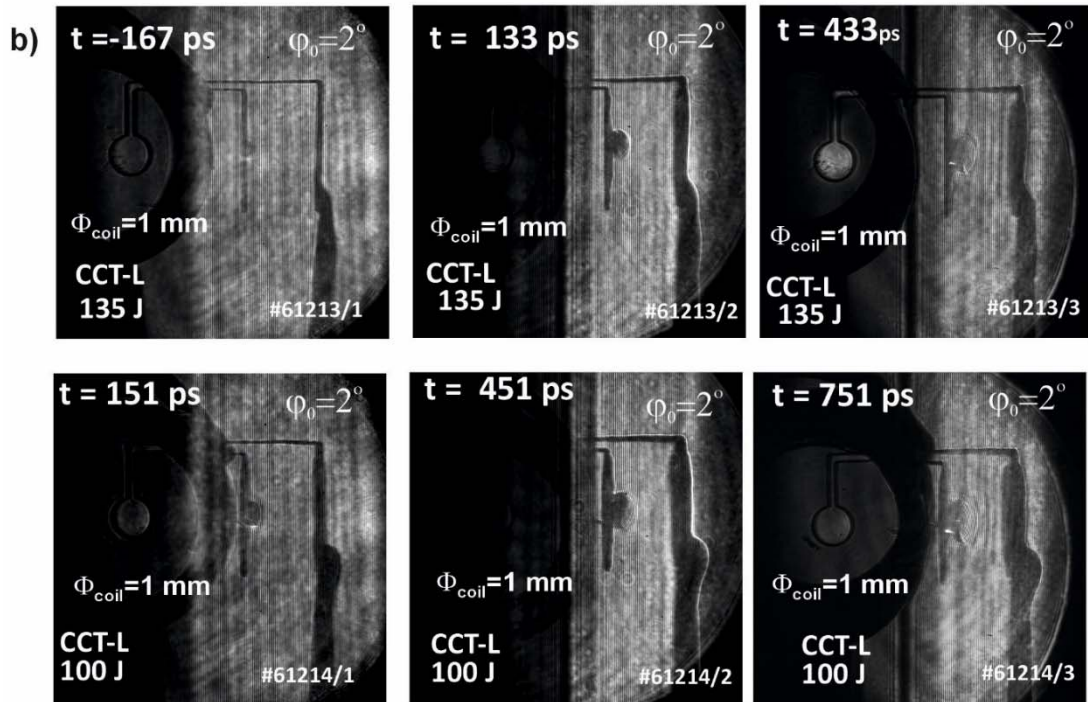
Na wszystkich kompleksowych interferogramach widoczny jest efekt Faraday'a w dolnej połowie plazmy ablacyjnej oraz odpowiadający mu sygnał w kryształ TGG. Taka asymetria efektu Faraday'a na

interferogramach kompleksowych oraz rosnący sygnał w kryształ TGG, są wynikiem wstępne skręcenia polaryzatora $j_0 = 2^\circ$, co potwierdza osiową symetrię spontanicznych pól magnetycznych (SPM) kreowanych w obszarze plazmy ablacyjnej między okładkami kondensatora tarczy CTT oraz przyjętą opcję pomiaru pola magnetycznego w kryształ TGG wynikającą z diagramów przedstawionych na rys. 5.

$\Phi_{\text{coil}}=1 \text{ mm}$, R=groudnog



$\Phi_{\text{coil}}=1 \text{ mm}$, L=groudnog



Rys. 7: Czasowe sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy ablacyjnej między okładkami kondensatora oraz zmiany sygnału w kryształ TGG dla tarcz CCT z cewką o średnicy $j_{\text{coil}}=1 \text{ mm}$ w przypadku różnych sposobów uziemienia: R i L pokazanych na rys. 2.

Analiza ilościowa pomiarów pola magnetycznego w cewce tarczy CCT (zadanie 6) :

W celu uzyskania informacji o rozkładzie pola magnetycznego w cewce tarczy CCT, wykorzystywana była metodologia stosowana w pracach [7, 8]. Zestawienie wartości pól magnetycznych generowanych przez cewkę tarczy CCT w różnych momentach ekspansji uzyskane z pomiarów efektu Faraday'a w kryształach TGG przedstawione jest w Tabelach 1-4. W tabelach 1 i 2 przedstawione są wyniki uzyskane dla tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{\text{coil}} = 0.5$ mm w zależności od sposobu uziemienia. W tabeli 1 przedstawione są wartości pól magnetycznych dla uziemienia typu R, natomiast w tabeli 2 przedstawione są wyniki w przypadku uziemienia L

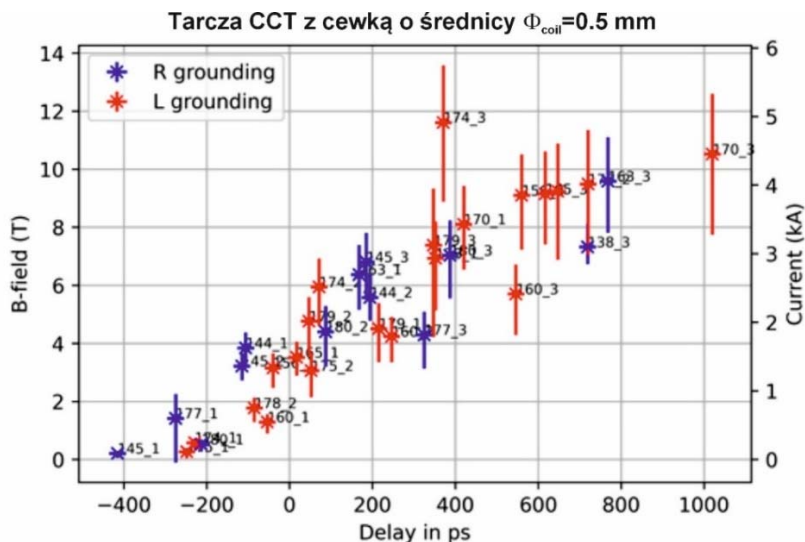
Tabela 1: $\Phi_{\text{coil}} = 0.5$ mm, R-grounding

Shot number	B1 (T)	B2 (T)	B3 (T)
61138	4.24	8.4	7.32
61144	3.84	5.58	-
61145	0.21	3.22	6.8
61163	6.37	6.20	9.56
61177	1.42	6.00	4.29
61180	0.53	4.41	7.03

Tabela 2: $\Phi_{\text{coil}} = 0.5$ mm, L-grounding

Shot number	B1 (T)	B2 (T)	B3 (T)
61143	5.40	9.15	8.6
61156	3.16	6.77	9.10
61160	1.29	4.24	5.70
61165	3.52	5.94	9.15
61170	8.11	9.49	10.52
61174	0.58	5.94	11.61
61175	0.27	3.06	6.93
61178	1.77	4.51	4.33
61179	4.76	7.38	9.24

Porównanie wartości pól magnetycznych generowanych przez cewkę o średnicy $F_{\text{coil}} = 0.5$ mm w różnych momentach ekspansji plazmy ablacyjnej w odniesieniu do maksimum impulsu laserowego w przypadku różnych sposobów uziemienia, przedstawia rys. 8



Rys. 8: Porównanie wartości pól magnetycznych generowanych przez cewkę o średnicy $F_{\text{coil}} = 0.5$ mm w różnych momentach ekspansji plazmy ablacyjnej w odniesieniu do maksimum impulsu laserowego w przypadku różnych sposobów uziemienia pokazanych na rys. 2.

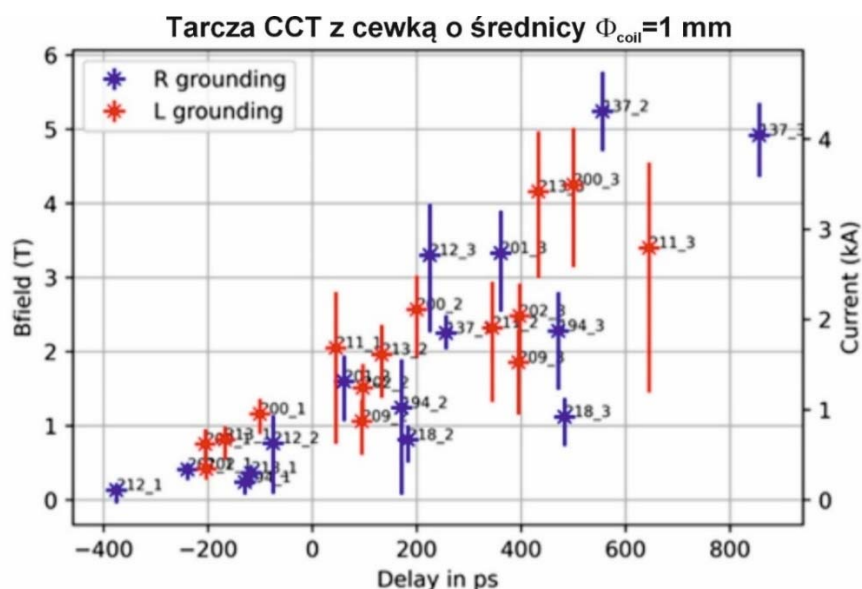
Zestawienie wartości pól magnetycznych generowanych przez cewkę tarczy CCT o większej średnicy $F_{\text{coil}} = 1$ mm w przypadku różnych sposobów uziemienia tarcz (R i L), pokazują odpowiednio tabele 3 i 4. Porównanie wartości pól magnetycznych generowanych przez cewkę o średnicy $F_{\text{coil}} = 1$ mm w różnych momentach ekspansji plazmy ablacyjnej w odniesieniu do maksimum impulsu laserowego w przypadku uziemienia typu R i L przedstawia rys. 9.

Tabela 3: $\Phi_{coil}=1$ mm, R-grounding

Shot number	B1 (T)	B2 (T)	B3 (T)
61137	3.59	5.24	4.92
61194	0.24	1.24	2.28
61201	0.41	1.60	3.33
61212	0.13	0.77	3.30
61218	0.37	0.81	1.12

Tabela 4: $\Phi_{coil}=1$ mm, L-grounding

Shot number	B1 (T)	B2 (T)	B3 (T)
61200	1.16	2.57	4.25
61202	0.42	1.51	2.48
61209	0.76	1.06	1.85
61211	2.05	2.32	3.40
61218	0,81	1.96	4.16



Rys. 9: Porównanie wartości pól magnetycznych generowanych przez cewkę o średnicy $F_{coil}=1$ mm w różnych momentach ekspansji plazmy ablacyjnej w odniesieniu do maksimum impulsu laserowego w przypadku różnych sposobów uziemienia pokazanych na rys. 2.

Wnioski:

- Uzyskane wyniki potwierdzają możliwość generacji pól magnetycznych o indukcji sięgających 10 T (dla opóźnień około 0,8 ns w odniesieniu do maksimum impulsu lasera) w cewce tarczy CCT o średnicy $F_{coil}=0,5$ mm oświetlanej 3-harmoniczną lasera jodowego PALS o energii około 200 J zogniskowanej do minimalnego promienia około 40 mm. Brak danych dla opóźnień większych niż 0,8 ns nie wyklucza generacji pól magnetycznych o większej indukcji.
- Zgodnie z oczekiwaniami dwukrotne zwiększenie promienia cewki prowadzi do proporcjonalnego zmniejszenia indukcji pola magnetycznego przy zachowaniu prądu cewki na poziomie około 4,5 kA.
- Nie stwierdzono wpływu sposobu uziemienia tarczy CCT na wartość generowanego pola magnetycznego w cewce, zwłaszcza jeśli się weźmie pod uwagę wahania prądu dla tego samego opóźnienia, które zależą w dużym stopniu od energii laser.

Analiza ilościowa kompleksowych interferogramów (zadanie 6):

Głównym celem analizy ilościowej interferogramów kompleksowych jest uzyskanie czasowo-przestrzennych rozkładów koncentracji elektronowej i spontanicznych pól magnetycznych (SPM) w plazmie ablacyjnej w obszarze kondensatora tarczy CCT, które stanowią podstawę otrzymania informacji o rozkładach gęstości prądu związanych z ruchem elektronów, zarówno od tarczy (tzw. prąd direct), jak i do tarczy (prąd return) oraz całkowitego prądu w plazmie ablacyjnej płynącego wzdłuż osi „z”. Powiązanie

informacji o rozkładach całkowitego prądu: *direct i return* w obszarze kondensatora tarczy CCT z prądem generowanym w cewce tarczy CCT jest kluczowym zadaniem podjętych badań optymalizacyjnych pozwalających bardziej zrozumieć pracę tarcz.

Do otrzymania informacji o rozkładach koncentracji elektronowej i SPM stosowana była metodologia analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych opisana w pracy [2]. Wyniki analiz interferogramów kompleksowych uzyskanych dla tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=0.5$ mm dla różnych sposobów uziemienia przedstawione są na rys. 10 i 11. W przypadku uziemienia typu R, rys. 10, przedstawione są rozkłady: kąta skręcenia i SPM oraz uzyskane na ich podstawie rozkłady: gęstości prądu i całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów poruszających się, zarówno od tarczy (*direct*) jak i do tarczy (*return*). Dla uziemienia typu L w/w rozkłady przedstawione są na rys. 11.

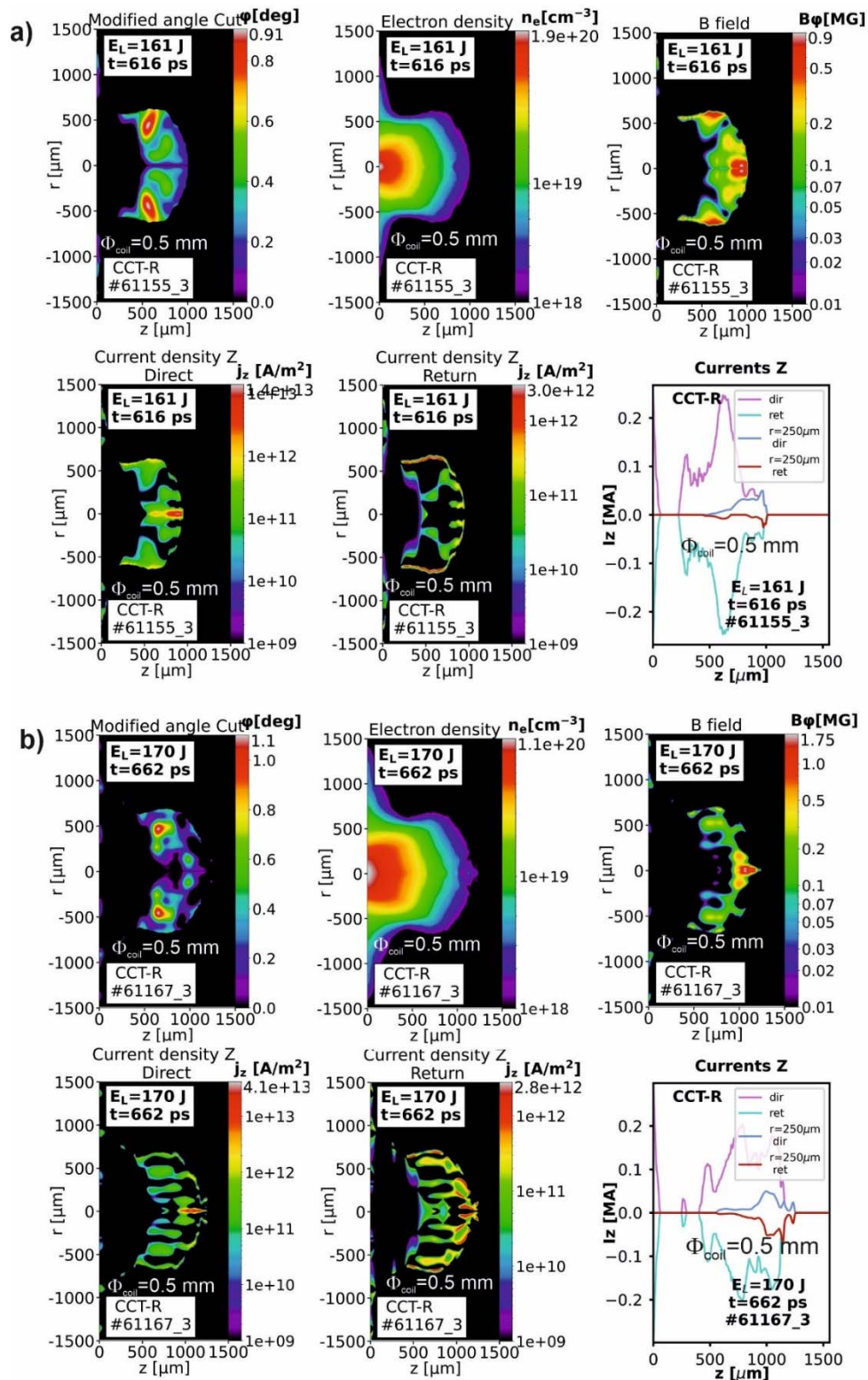
W odróżnieniu od wyników pomiarów polarymetrycznych pola magnetycznego w cewce tarczy CCT (rys. 8 i rys. 9) za pomocą efektu Faraday'a w kryształach TGG, wyniki parametrów plazmy ablacyjnej uzyskane z analizy interferogramów kompleksowych wyraźnie demonstrują wpływ sposobu uziemienia tarcz CCT na rozkłady SPM i otrzymane na ich podstawie rozkłady gęstości i całkowitego prądu w obszarze kondensatora tarczy CCT. W przypadku uziemienia typu L gęstości prądów *direct* oraz *return* oraz otrzymany na ich całkowity prąd płynący wzdłuż osi „z” są wyższe niż w przypadku uziemienia typu R. W obu przypadkach uziemienia rozkłady gęstości prądu (*direct* i *return*) mają charakterystyczną filamentową strukturę. Maksymalna gęstość prądu *direct* występuje na osi „z” i w przypadku uziemienia L osiąga wartość około 7.1×10^{13} A/m³ (rys. 10b).

Ponadto, rozkłady całkowitego prądu *direct* i *return* na rys. 10 i 11, wyraźnie demonstrują, że prąd *direct* (związany z ruchem elektronów w kierunku od tarczy) płynący w całym obszarze plazmy ablacyjnej tj. w cylindrze o maksymalnej średnicy wynikającej z granicy plazmy o koncentracji elektronowej 10^{18} cm⁻³, jest całkowicie kompensowany przez prąd *return* związany z ruchem elektronów w kierunku do tarczy. Jednakże w obszarze cylindra plazmy o promieniu $F=250$ mm porównywalnym z obszarem emisji Ka [8] prąd *direct* nie jest kompensowany przez prąd *return* i jest wyraźnie większy od prądu *return*. Jego amplituda stanowi około 10-20% całkowitego prądu *direct* płynącego w całym obszarze plazmy ablacyjnej.

W przypadku tarcz CCT z cewką $F=1$ mm, relacje między charakterystykami prądowymi tarcz CCT, wynikającymi ze sposobu ich uziemienia są podobne jak dla tarcz z cewką o mniejszej średnicy. Wyniki ilościowych analiz w przypadku tarcz CCT o większej średnicy i uziemienia typu R przedstawione są na rys. 12, natomiast rys. 13 pokazuje w/w rozkłady w przy uziemieniu typu L.

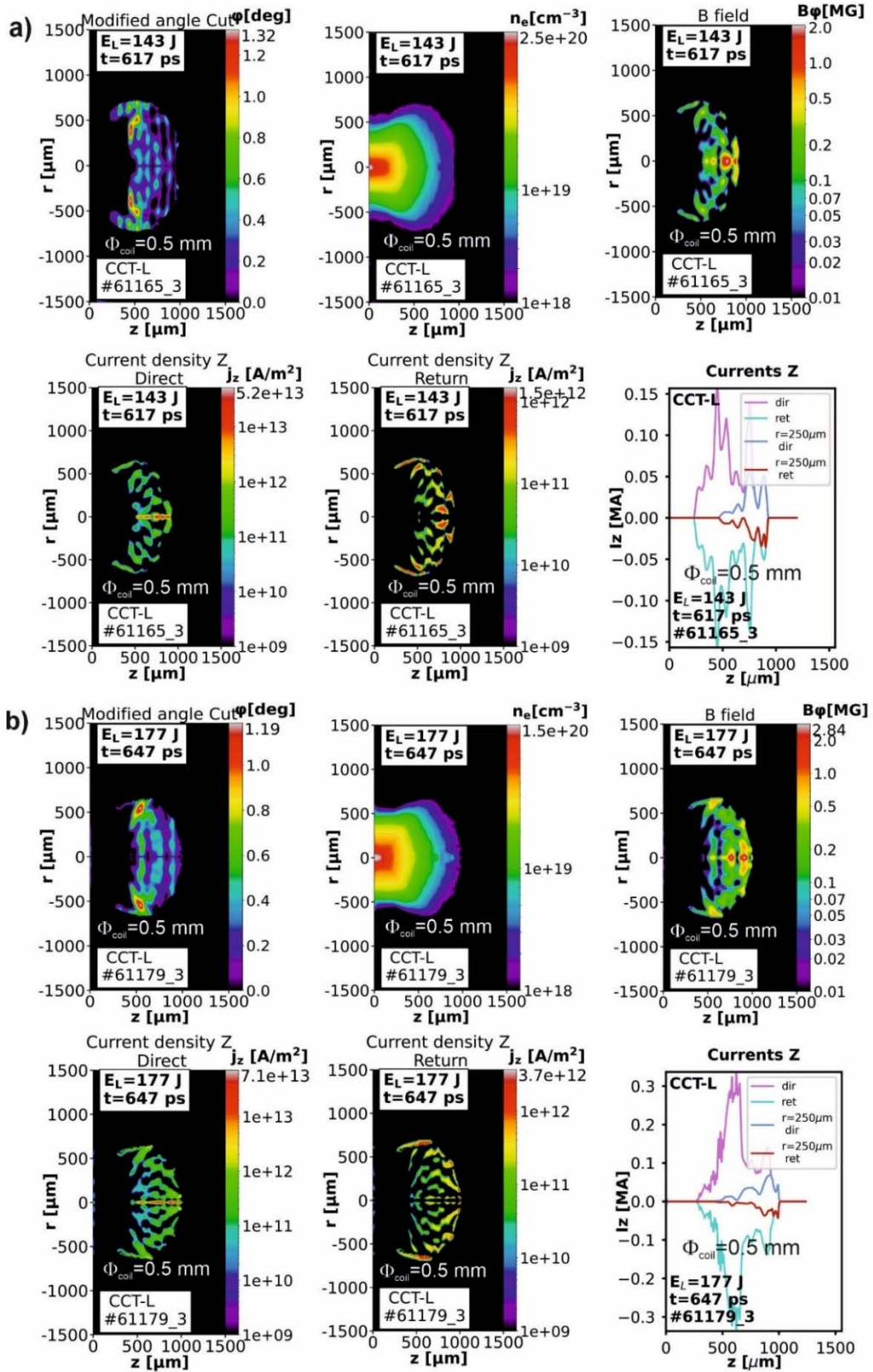
Jednakże, kluczowym pozostaje pytanie w jaki powiązać prądy: *direct* i *return* z prądem płynącym przez cewkę tarczy CCT. Odpowiedź wydaje się oczywista jeśli weźmiemy pod uwagę, że prąd płynący w cewce tarczy CCT jest wynikiem nieskompensowanego prądu *direct* w obszarze plazmy mniejszym niż granica plazmy o koncentracji elektronowej 10^{18} cm⁻³, który jest różnicą między prądami *direct* i *return*. Taką tezę potwierdzają rozkłady maksymalnej różnicy prądów *direct* i *return*: $DI_{z-max}=I_{z-direct} - I_{z-return}$ w funkcji promienia cylindra plazmy, a sposób ich sporządzenia zilustrowano na rys. 14 i 15. Zestawienie zależności $DI_{z-max}=f(r)$ dla tarcz CCT z cewką o różnej średnicy i różnym sposobie uziemienia przedstawione jest na rys. 16 i 17. Uzyskane zależności demonstrują zwiększanie się różnicy DI_{z-max} z promieniem cylindra plazmy, która osiąga maksymalną wartość przed maksymalnym promieniem cylindra odpowiadającym granicy plazmy o koncentracji 10^{18} cm⁻³. Jednakże, po osiągnięciu maksymalnej wartości, następuje spadek tej różnicy prądów do zera co zgodne jest z oczekiwaniami. Jak wynika z rys. 16 i 17 dla wszystkich opcji konstrukcji tarcz CCT maksymalna wartość DI_{z-max} jest większa w przypadku tarczy z uziemieniem typu L, co wydaje się być w sprzeczności z pomiarami polarymetrycznymi pola magnetycznego w cewce za pomocą efektu Faraday'a w kryształach TGG (zob. rys. 8 i 9). Należy również zauważyć, że uzyskana wartość DI_{z-max} z kompleksowej interferometrii jest znacznie większa niż wartość prądu w cewce tarczy CCT wynikająca z pomiarów efektu Faraday'a w kryształach TGG, co wskazuje, że wydajność generowania pola

magnetycznego w rozważanym układzie cewki jest stosunkowo niska. Jednym z najważniejszych powodów tego jest efekt retencji gorących elektronów [1], który sprawia, że większość elektronów powraca do tarczy, chociaż tego procesu nie można bezpośrednio zaobserwować za pomocą diagnostyki stosowanej w tej pracy, ponieważ gęstość tego przepływu jest prawdopodobnie znacznie poniżej granicy obserwacji.



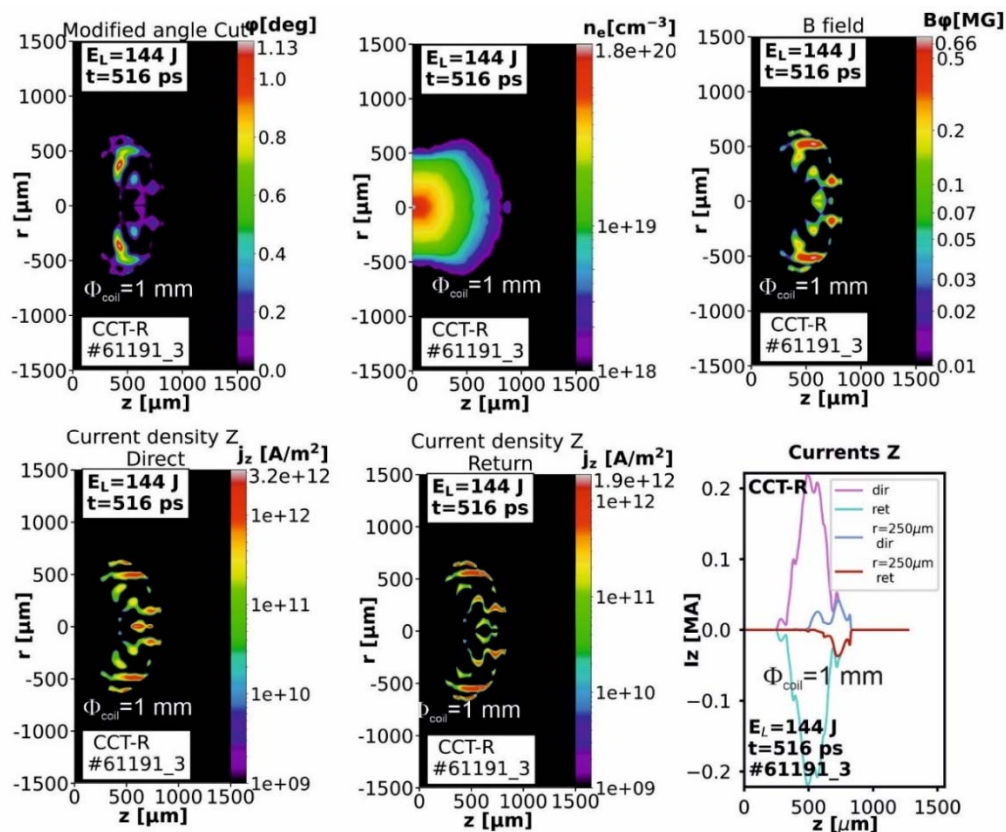
Rys. 10: Rozkłady kąta skręcenia, koncentracji elektronowej i SPM oraz obliczone na ich podstawie rozkłady gęstości prądów i całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów poruszających się, zarówno

od tarczy (direct) jak i do tarczy (return) uzyskane tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=0.5$ mm przy uziemieniu typu R w przypadku strzałów: a) #61155 oraz b) #61167.

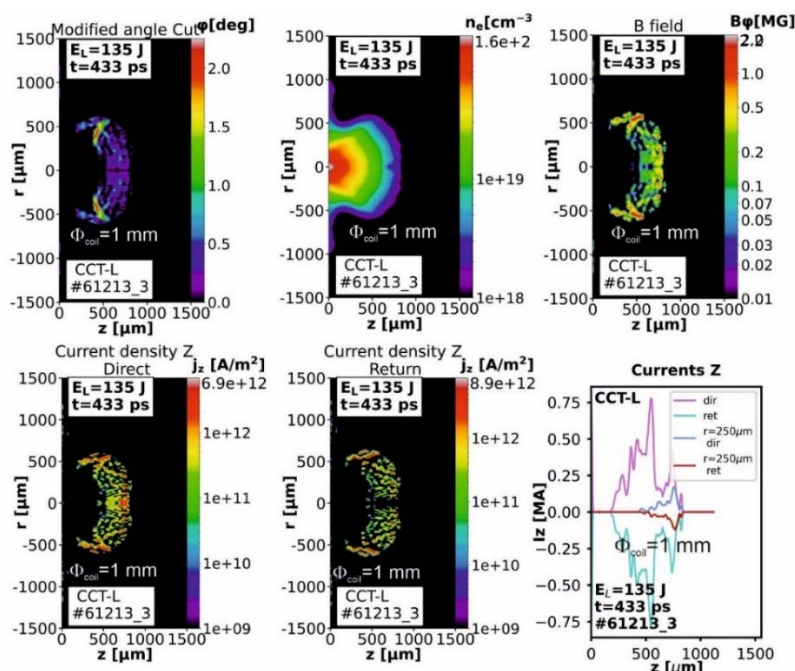


Rys. 11: Rozkłady kąta skręcenia, koncentracji elektronowej i SPM oraz obliczone na ich podstawie rozkłady gęstości prądów i całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów poruszających się, zarówno

od tarczy (direct) jak i do tarczy (return) uzyskane tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=0.5$ mm przy uziemieniu typu L w przypadku strzałów: a) #61165 oraz b) #611179.

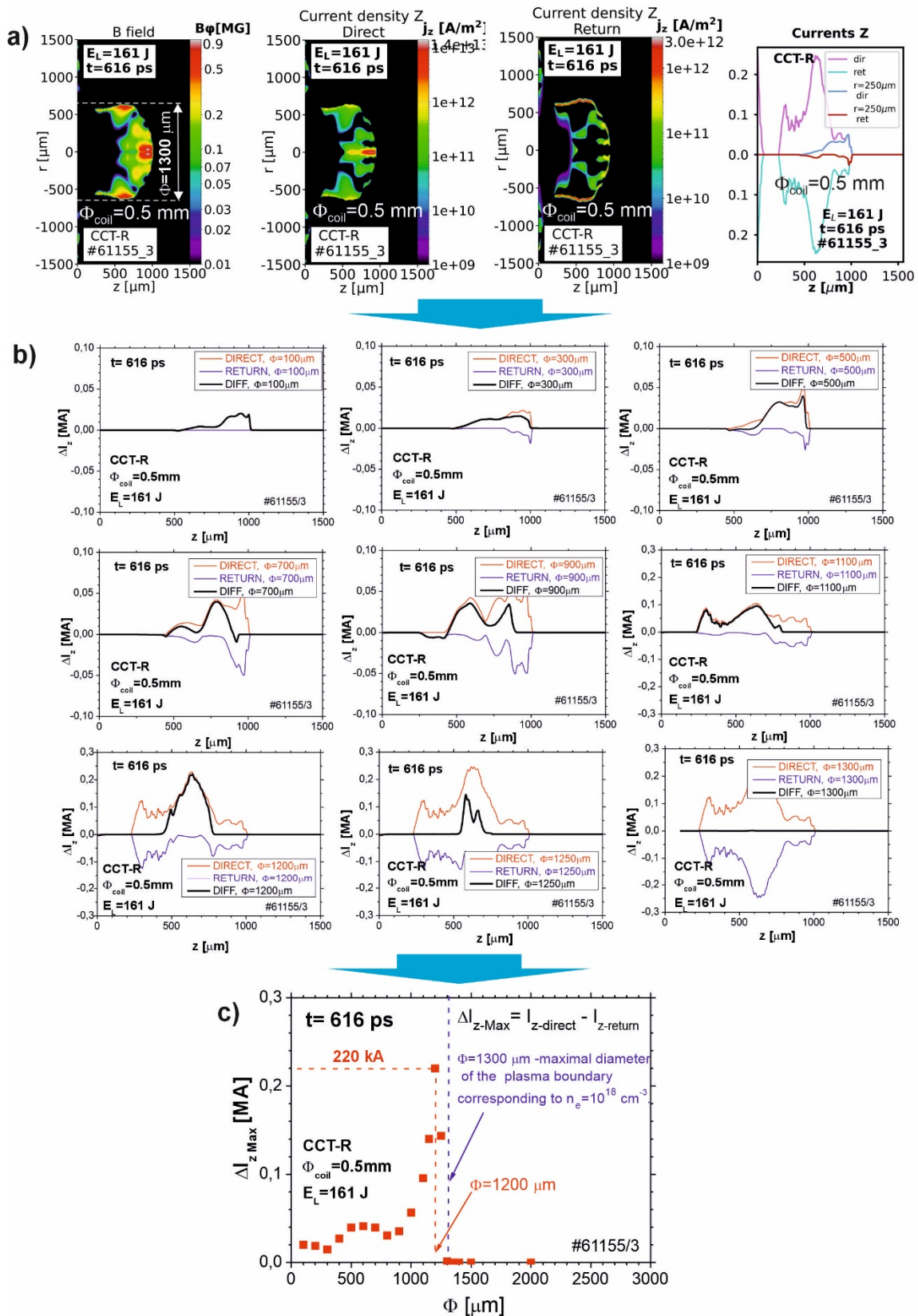


Rys. 12: Rozkłady kąta skręcenia, koncentracji elektronowej i SPM oraz obliczone na ich podstawie rozkłady gęstości prądów i całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów poruszających się, zarówno od tarczy (direct) jak i do tarczy (return) uzyskane tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=1$ mm przy uziemieniu typu R.



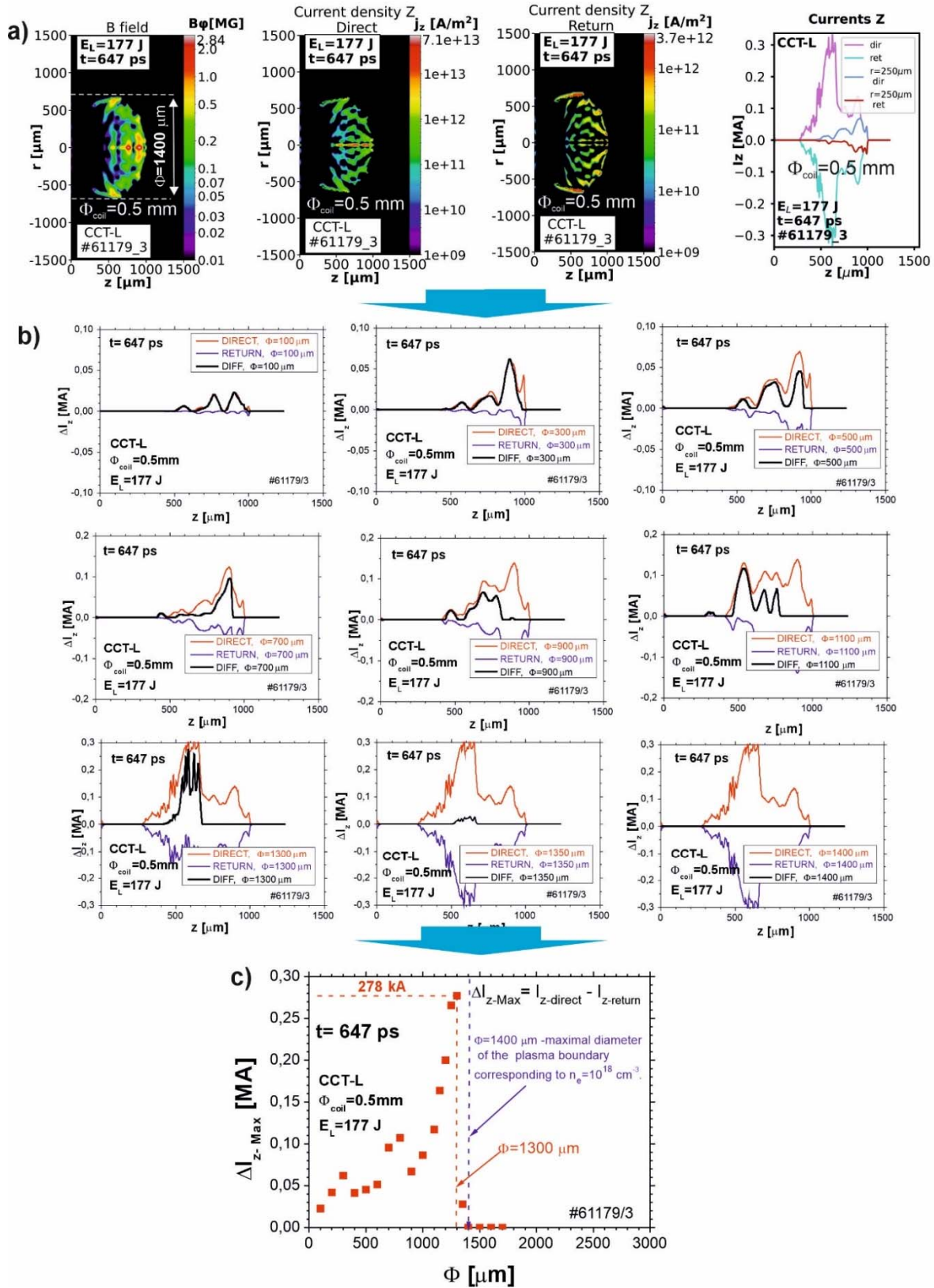
Rys. 13: Rozkłady kąta skręcenia, koncentracji elektronowej i SPM oraz obliczone na ich podstawie

rozkłady gęstości prądów i całkowitego prądu związanego z ruchem elektronów poruszających się, zarówno od tarczy (direct) jak i do tarczy (return) uzyskane tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=1$ mm przy uziemieniu typu L.



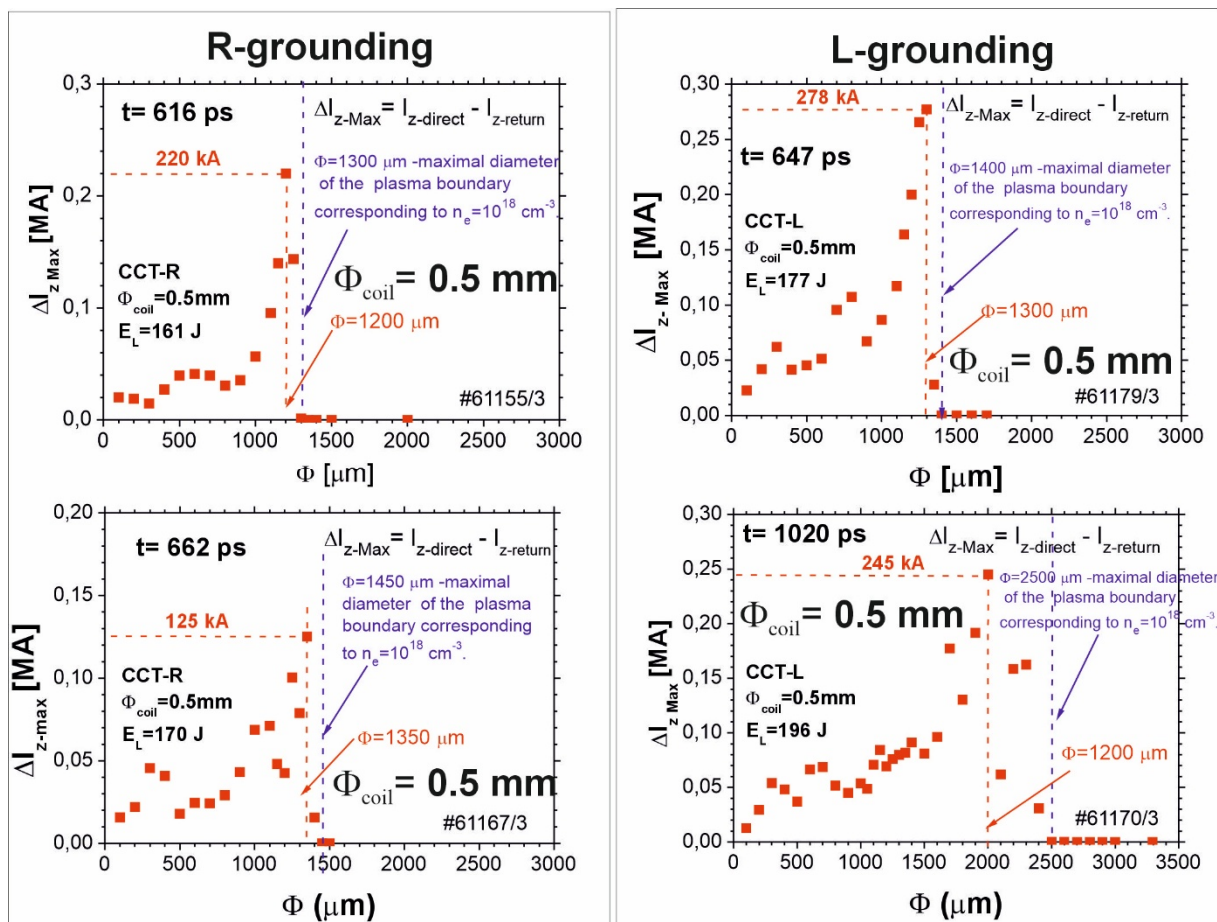
Rys. 14: Ilustracja wyznaczenia rozkładu maksymalnej różnicy prądów direct i return: $\Delta I_{z-max}=I_{z-direct} - I_{z-return}$.

return w funkcji promienia cylindra plazmy: a) rozkłady SPM i uzyskane na ich podstawie rozkłady gęstości całkowitego prądu, b) rozkłady maksymalnej różnicy prądów direct i return wzdłuż osi „z”, odpowiadające różnym promieniom cylindra plazmy oraz c) wyznaczona zależność $DI_{z-max}=f(r)$ dla tarcz CCT o średnicy $F_{coil}=0.5\text{ mm}$ i uziemieniu typu R

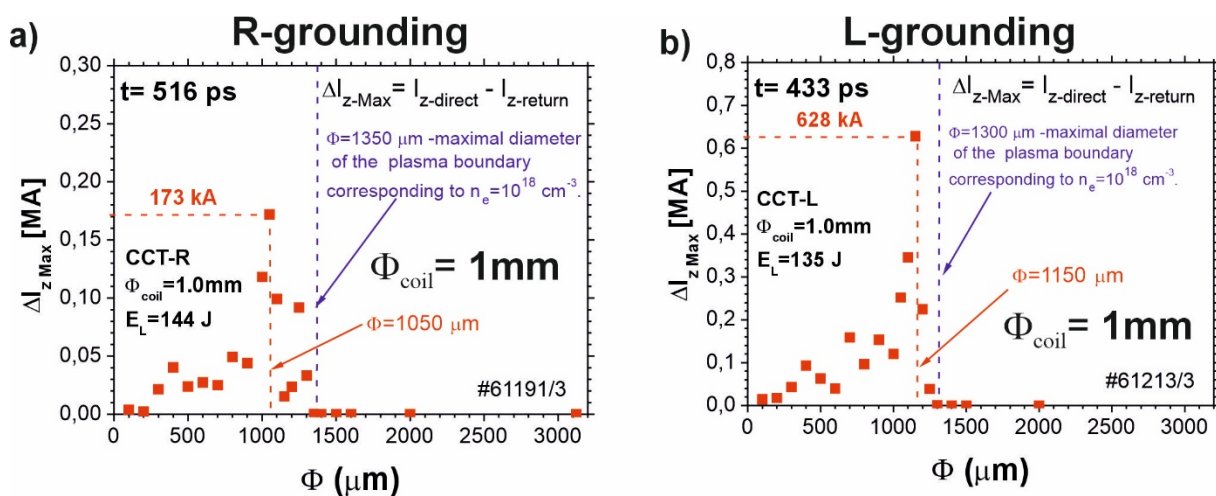


Rys. 15: Ilustracja wyznaczenia rozkładu maksymalnej różnicy prądów direct i return: $DI_{z-max}=I_{z-direct} - I_{z-return}$

return w funkcji promienia cylindra plazmy: a) rozkłady SPM i uzyskane na ich podstawie rozkłady gęstości i całkowitego prądu, b) rozkłady maksymalnej różnicy prądów direct i return wzdłuż osi „z”, odpowiadające różnym promieniom cylindra plazmy oraz c) wyznaczona zależność $DI_{z-max}=f(r)$ dla tarcz CCT o średnicy $F_{coil}=0.5\text{ mm}$ i uziemieniu typu L.



Rys. 16: Porównanie rozkładów $DI_{z-max}=f(r)$ dla tarcz CCT o konstrukcji z cewką $F_{coil}=0.5\text{ mm}$ w przypadku różnych sposobów uziemienia: R i L



Rys. 17: Porównanie rozkładów $DI_{z-max}=f(r)$ dla tarcz CCT o konstrukcji z cewką $F_{coil}=1\text{ mm}$ w przypadku różnych sposobów uziemienia: R i L.

Rezultaty z diagnostyk uzupełniających:

Aby lepiej charakteryzować plazmę między okładkami kondensatora CCT prowadzone były pomiary za pomocą następujących diagnostyk:

- 2D zobrazowanie emisji linii k_{α} -Cu,
- wielo-kanałowy magnetyczny spektrometr elektronów,
- pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej,
- pomiary emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych oraz
- 4-kadrowa kamera rentgenowska.

2D zobrazowanie emisji linii k_{α} -Cu:

Pomiary przeprowadzone dla tarcz CCT z cewką o różnej średnicy i różnym sposobie ich uziemienia dostarczyły informacji na temat parametrów emisji gorących elektronów (HE), a w szczególności na temat całkowitej liczby fotonów wytworzonych w wyniku oddziaływania HE z dyskiem miedzianym, energii i wydajności konwersji energii lasera w energię HE dla HE zdeponowanych, zarówno w centralnym gorącym punkcie tarcz, jak i frakcji HE osadzonych poza centralnym punktem. Zbiorcze zestawianie rezultatów dla w/w opcji pomiarowych przedstawione jest w Tabeli 5.

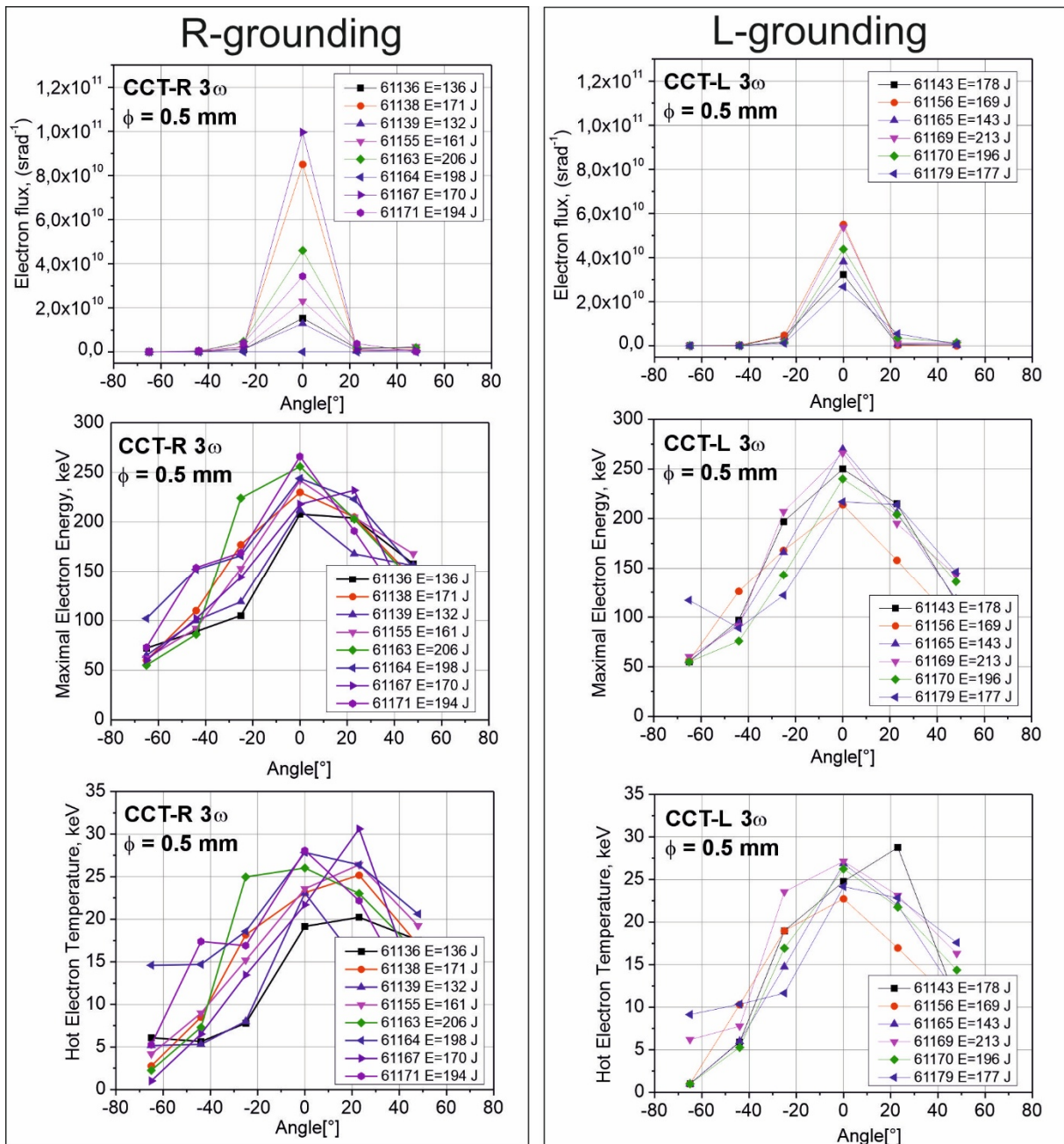
Tabela 5:

Shot #	Laser		FWHM extent [μm]		Time integrated HE imaging		
	E[J]	duration[ps]	horizontal	vertical	Σ signal [ph/IP]	HE dose [J]	Conversion [%]
CCT-R, $\varnothing$ coil = 0.5 mm							
61136	136		607	339	2,28E+05	2,86E-01	2,10E-01
61138	171		455	254	4,59E+05	5,75E-01	3,37E-01
61139	132		456	232	1,64E+05	2,06E-01	1,56E-01
61155	161		595	286	4,10E+05	5,14E-01	3,19E-01
61163	206		552	288	3,56E+05	4,46E-01	2,17E-01
61164	198		555	293	5,42E+05	6,79E-01	3,43E-01
61167	170		544	278	2,90E+05	3,64E-01	2,14E-01
61171	194		549	281	5,06E+05	6,35E-01	3,27E-01
CCT-L, $\varnothing$ coil = 0.5 mm							
61143	178		538	288	3,18E+05	3,98E-01	2,24E-01
61156	160		533	285	2,47E+05	3,10E-01	1,94E-01
61165	143		545	277	2,30E+05	2,88E-01	2,02E-01
61169	215		561	289	5,86E+05	7,35E-01	3,42E-01
61170	213		537	282	3,31E+05	4,16E-01	1,95E-01
CCT-R, $\varnothing$ coil = 1 mm							
61137	144		406	304	1,25E+05	1,57E-01	1,09E-01
61191	144		533	284	3,13E+05	3,93E-01	2,73E-01
61219	121		546	274	2,58E+05	3,24E-01	2,68E-01
CCT-L, $\varnothing$ coil = 1 mm							
61200	106		541	270	2,38E+05	2,98E-01	2,81E-01
61211	125		540	275	3,34E+05	4,18E-01	3,35E-01
61213	135		540	280	3,25E+05	4,08E-01	3,02E-01
61214	100		524	267	2,28E+05	2,85E-01	2,85E-01

Uzyskane parametry emisji k_{α} są obecnie analizowane i interpretowane razem wynikami z innych diagnostyk.

Wielo-kanałowy magnetyczny spektrometr elektronów:

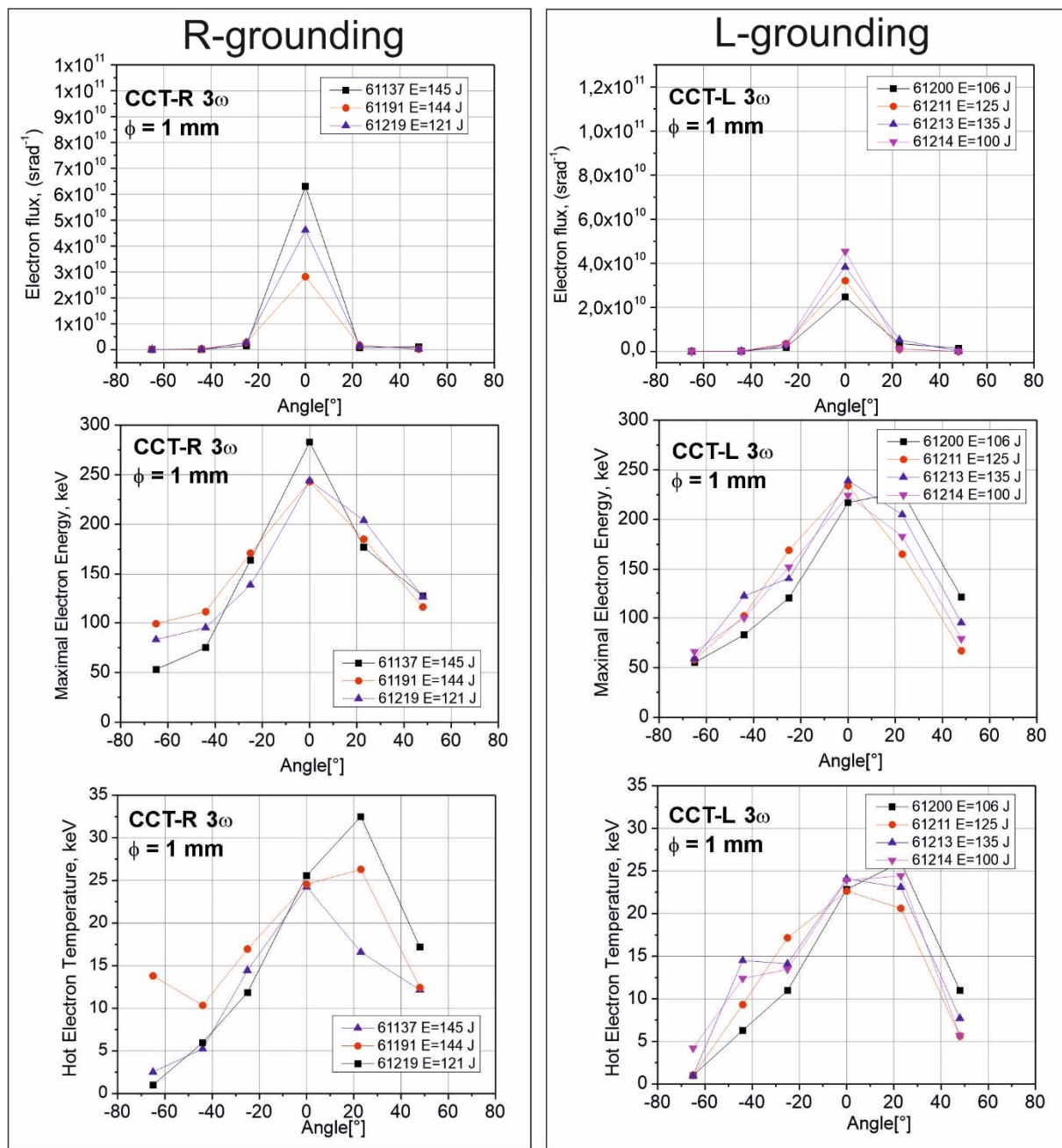
Widma elektronowe były rejestrowane pod kątem -65° i $+65^\circ$ w stosunku do kierunku wiązki laserowej. Na podstawie rozkładów kątowych widm energii HE uzyskanych dla wszystkich rozważanych konstrukcji tarcz, obliczono: całkowitą liczbę elektronów emitowanych na jednostkę kąta bryłowego, energię elektronów i ich temperaturę, stosując metodologię ilościowej analizy widm energii opisaną w [5]. Uzyskane rozkłady kątowe w/w parametrów emisji HE dla tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil} = 0.5$ mm i różnych opcjach uziemienia, przedstawione są na rys. 18, natomiast rozkłady dla konstrukcji z cewką o większej średnicy pokazano na rys. 19.



Rys. 18: Rozkłady kątowe całkowitej liczby HE emitowanych na jednostkę kąta bryłowego, ich energii oraz temperatury dla tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil} = 0.5$ mm i różnych opcjach uziemienia.

Przede wszystkim należy zauważyć, że uzyskane rozkłady kątowe parametrów emisji HE przy oświetleniu tarcz CCT za pomocą 3w wiązki lasera jodowego zdecydowanie różnią się od parametrów HE przy

oświetleniu 1w lasera. Porównując z wynikami przedstawionymi w pracy [7] uzyskanymi dla przy oddziaływaniu 1w laser z dyskami z Cu, zarówno energie jak temperatura HE są około 3 krotnie mniejsze, mimo iż liczba HE elektronów emitowanych na jednostkę kąta bryłowego jest wyraźnie większa w porównaniu z 1w. To pokazuje, że bardziej efektywną długością fali z punktu widzenia produkcji HE jest 1w lasera PALS.



Rys. 19: Rozkłady kątowe całkowitej liczby HE emitowanych na jednostkę kąta bryłowego, ich energii oraz temperatury dla tarcz CCT z cewką o średnicy $F_{coil} = 1 \text{ mm}$ i różnych opcjach uziemienia.

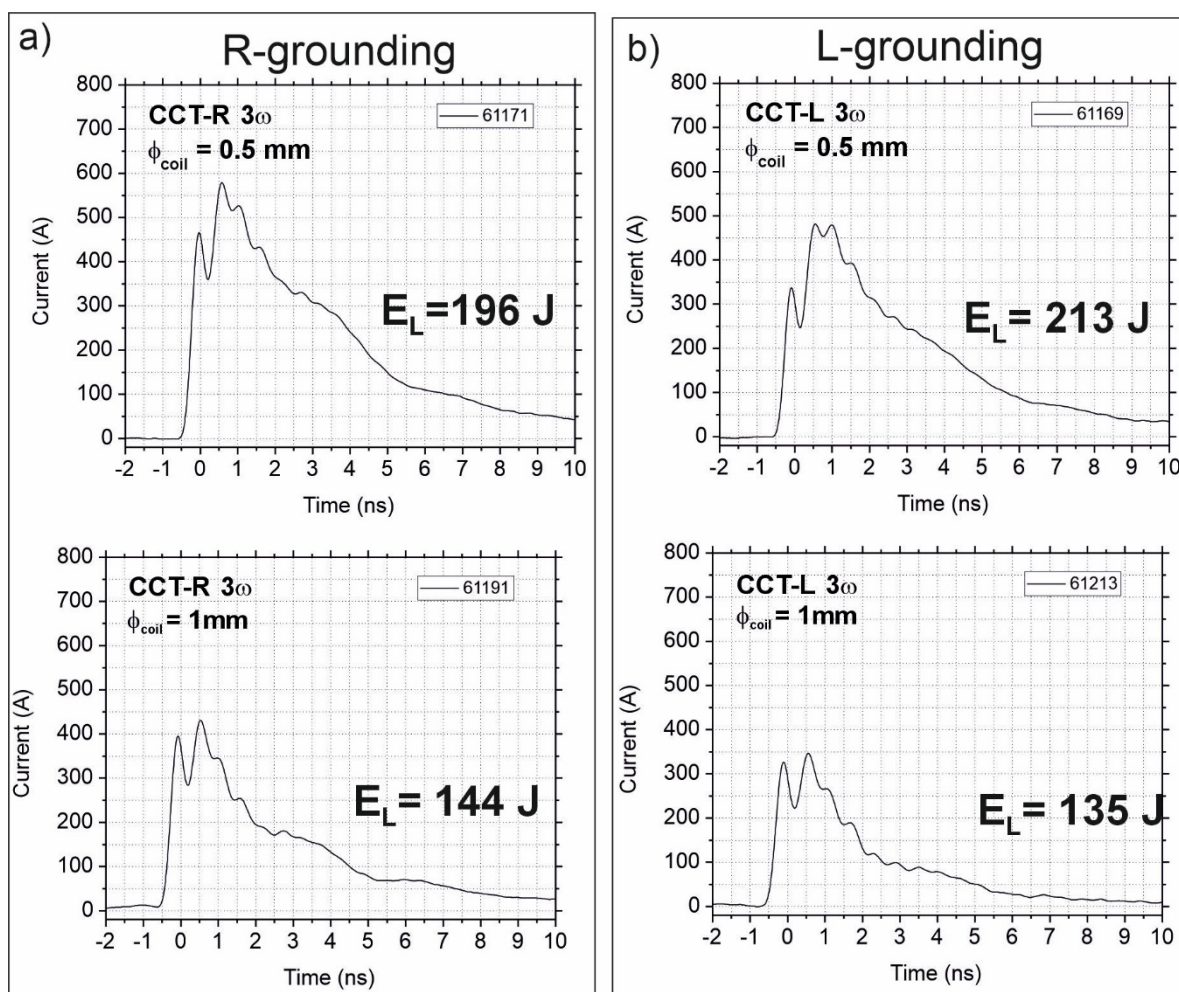
Uzyskane rozkłady parametrów emisji dla różnych opcji pomiarów będą przedmiotem dalszych analiz w powiązaniu wynikami wszystkich diagnostyki, aby poznać fizykę i zoptymalizować pracę tarcz CCT.

Pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej:

Uzyskane profile czasowe prądu zwrotnego tarcz CCT z cewką o średnicach: $F_{coil} = 0.5$ i 1 mm dla różnych opcji uziemienia, przedstawione są na rys. 20. Przedstawione profile demonstrowają wyraźny wpływ sposobu

uziemiaenia tarczy CCT na prąd płynący w cewce, który jest większy w przypadku uziemiaenia typu L, gdy uziemiona jest płyta kondensatora z otworem (zob. rys. 2). Ten wpływ uziemiaenia wydaje się być w sprzeczności, z pomiarami różnicy prądów DI_{z-max} w obszarze kondensatora tarczy CCT uzyskanymi z pomiarów z kompleksowej interferometrii, co wymaga dodatkowych analiz i interpretacji z uwzględnieniem wyników pomiarów prądu w cewce tarczy CCT uzyskanych z pomiarów za pomocą kompleksowej interferometrii, a w szczególności pomiarami prądu w cewce tarczy CCT za pomocą efektu Faraday'a w kryształach TGG, biorąc pod uwagę parametry emisji HE (energii i temperatury) uzyskane z kątowych pomiarów widm za pomocą magnetycznego spektrometru elektronów.

Oczekuje się, że korelacje między prądem w obszarze kondensatora tarczy CCT, a prądem płynącym w cewce w połączeniu z pomiarami elektronów i jonów, dla wszystkich wariantów pomiarów, pozwoli na zdefiniowanie optymalnych warunków pracy tarcz CCT w celu uzyskania maksymalnego pola magnetycznego w cewce.



Rys. 20: Czasowe profile prądu zwrotnego uzyskane za pomocą sondy prądowej dla tarcz CCT z cewką o średnicach: $F_{coil} = 0.5$ i 1 mm dla różnych opcji uziemiaenia: a) typu R oraz b) typu L.

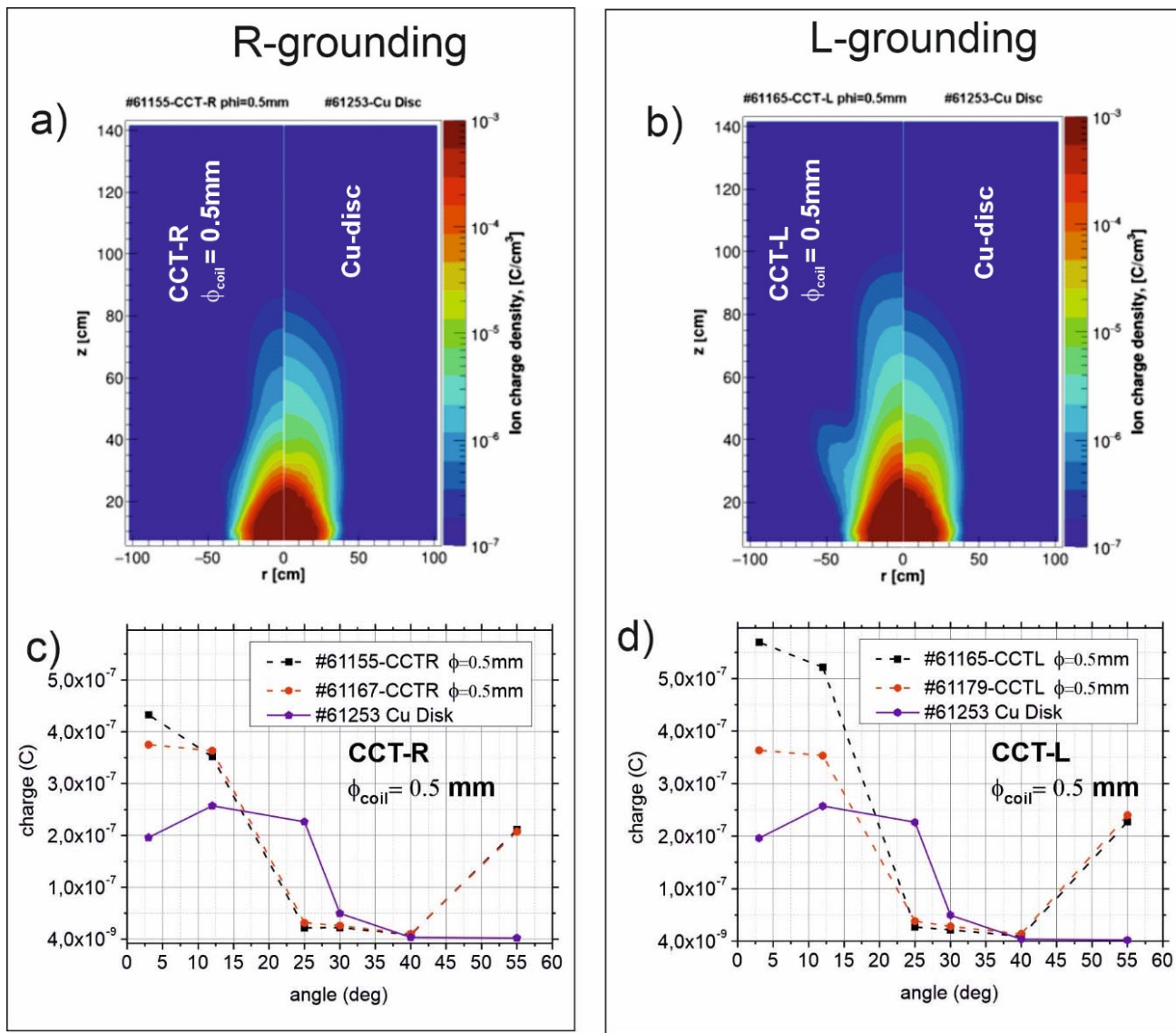
Pomiary emisji jonów za pomocą kolektorów siatkowych:

Wyniki uzyskane dla tarcz CCT z cewką o różnej średnicy $F_{coil} = 0.5$ i 1 mm i różnych sposobach uziemiaenia przedstawione są odpowiednio na rys. 21 i 22. Rys. 21a przedstawia porównanie emisji kątowej gęstości ładunku jonów i z tarczy CCT z cewką o średnicy $F_{coil} = 0.5 \text{ mm}$ i uziemiaenia typu R (lewa połowa obrazu) z emisją plazmy utworzoną z gołych dysków Cu (prawa połowa obrazu) przy oświetleniu wiązką lasera 3ω

skupioną do promienia ogniska $r_L = 50 \mu\text{m}$, natomiast rys. 21b przedstawia porównanie emisji kątowej gęstości ładunku jonów między tarczą CCT i dyskiem z Cu w przypadku uziemienia L.

Ilościowe porównanie wyników ilustrują kątowe rozkłady ładunku przedstawione na rys 21c i d obliczone na podstawie rozkładów gęstość ładunku.

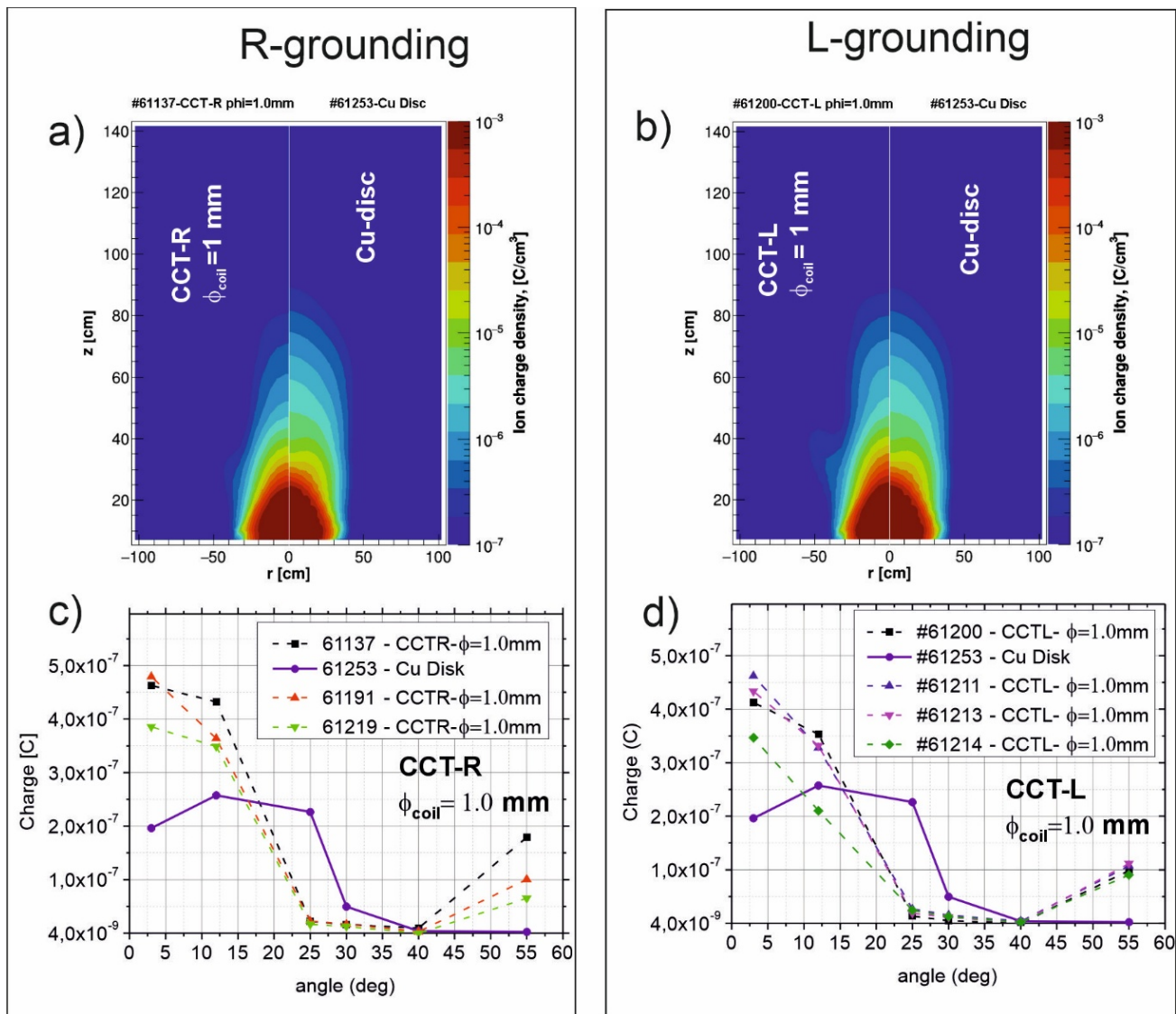
Zarówno rozkłady gęstości ładunku jak i otrzymane ich podstawie rozkłady ładunku wyraźnie demonstrują wpływ sposobu uziemienia tarczy CCT na kątowy charakter emisji jonów i zwiększoną emisję jonów w porównaniu do emisji jonów z gołych dysków z Cu w przypadku uziemienia typu L. Potwierdza to większy osiowy zasięg na rozkładach gęstości ładunku (por. rys. 21a i rys. 21b) oraz różnice ładunku na osi (por. rys. 21c i rys. 21d).



Rys. 21: Porównanie kątowych rozkładów gęstości ładunku jonów i z tarczy CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=0.5\text{ mm}$ z emisją plazmy kreowanej z gołych dysków Cu w przypadku uziemienia: a) typu R oraz b) typu L, oraz porównanie kątowych rozkładów ładunku jonów i z tarczy CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=0.5\text{ mm}$ z emisją plazmy utworzoną z gołych dysków Cu w przypadku uziemienia: a) typu R oraz b) typu L.

Porównanie rozkładów kątowych gęstości ładunku i rozkładów ładunku dla tarcz CCT z cewką o różnej średnicy $F_{coil}=1$ mm z emisją plazmy z gołych dysków Cu i różnych sposobach uziemienia przedstawione jest dla rys. 22.

Wyniki pomiarów jonowych uzyskane dla CCT z cewką o różnych średnicach potwierdzają większą efektywność emisji jonów w przypadku uziemieni typu L (gdy uziemiona jest płyta kondensatora z otworem - rys. 2), co jest w zgodności z pomiarami prądu w plazmie w plazmie ablacyjnej kreowanej w obszarze kondensatora tarczy, wynikającymi z kompleksowej interferometrii.

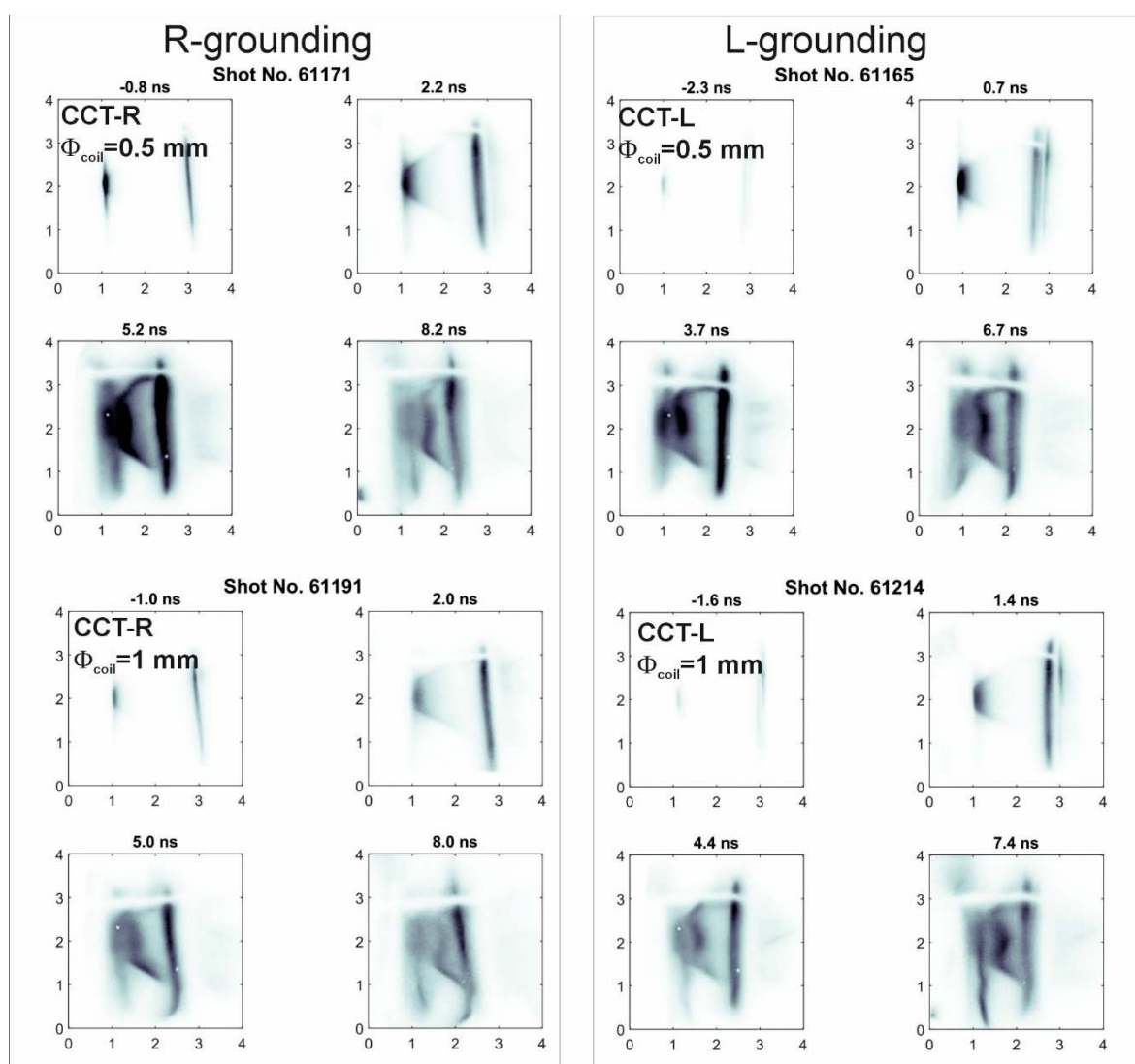


Rys. 22: Porównanie kątowych rozkładów gęstości ładunku jonów i z tarczy CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=1$ mm z emisją plazmy z gołych dysków Cu w przypadku uziemienia: a) typu R oraz b) typu L, oraz porównanie kątowych rozkładów ładunku jonów i z tarczy CCT z cewką o średnicy $F_{coil}=1$ mm z emisją plazmy z gołych dysków Cu w przypadku uziemienia: a) typu R oraz b) typu L.

4-kadrowa kamera rentgenowska:

Uzyskane sekwencje ilustrujące proces formowania plazmy ablacyjnej w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego w tarczach CCT z cewkami o różnej średnicy i różnych sposobów uziemienia pokazanych na rys. 2 pokazane są na rys. 23.

Różnice w intensywności emisji promieniowania rentgenowskiego potwierdzają wpływ sposobu uziemienia tarcz CCT, zgodnie oczekiwaniami.



Rys. 23: Sekwencje obrazów ilustrujące proces formowania plazmy ablacyjnej w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego w obszarze kondensatora tarczy CCT z cewkami o średnicy: $F_{coil}=0.5\text{ mm}$ i $F_{coil}=1\text{ mm}$ dla różnych sposobów uziemienia: typu R oraz L.

Osiągnięcia naukowe:

1-eksperyment (zadanie 3):

Nowe konstrukcje tarcz typu DT-STCM-S oświetlane 3-harmoniczną lasera jodowego PALS potwierdziły ideę zastosowania tzw. żagla wychwytyującego elektrony w zewnętrznej nóżce w pobliżu dysku w celu zwiększenia prądu płynącego przez cewkę. Należy podkreślić, chociaż parametr sprzężenia IL^2 prezentowanego eksperymentu był około ~ 30 razy mniejszy niż w przypadku wcześniejszych eksperymentów wykorzystujących do oświetlenia tarcz DC podstawową harmoniczną impulsu laserowego [7], to wartość indukcji magnetycznej w cewce tarczy z żaglem była nawet 1,4 razy większa. Ta zmodyfikowana konstrukcja kreuje namagnesowaną plazmę o większej temperaturze HE, większych strumieniach i bardziej efektywnym transporcie energii lasera do tarcz w porównaniu z tarczami bez żagla i dysków z Cu. Pozytywny wpływ żagla na parametry formowanej namagnetyzowanej plazmy, a w szczególności na emisję z niej HE i jonów potwierdzają pomiary zintegrowanej w czasie emisji za pomocą 2D zobrazowania emisji Ka z Cu, wielokanałowe pomiary widm energii HE za pomocą magnetycznego

spektrometru elektronowego oraz dodatkowe diagnostyki stosowane w eksperymencie, a w szczególności pomiary za pomocą sond prądowych, Zdefiniowanie początkowych warunków trójwymiarowych symulacji numerycznych w oparciu o profile koncentracji elektronów uzyskane za pomocą femtosekundowej kompleksowej interferometrii w połączeniu z widmami energetycznymi HE, okazały się kluczowe do zwizualizowania wpływu pola magnetycznego na parametry emisji HE.

Uzyskany materiał naukowy okazał się wystarczający do opublikowania w prestiżowym czasopiśmie naukowym: *Plasma Phys. & Control Fusion* **66** (2024) 115007, po bardzo pozytywnych recenzjach.

2-eksperyment (zadanie 5):

Kluczową kwestią zrealizowanych badań optymalizacyjnych tarcz CCT była odpowiedź na pytanie w jaki sposób powiązać prądy: direct i return w obszarze kondensatora tarczy CCT z prądem płynącym przez cewkę tarczy CCT. Odpowiedź uzyskano przyjmując, że prąd płynący w cewce tarczy CCT jest wynikiem nieskompensowanego prądu direct w obszarze plazmy mniejszym niż granica plazmy o koncentracji elektronowej 10^{18} cm^{-3} , który jest różnicą między prądami direct i return. Taką tezę potwierdzają rozkłady maksymalnej różnicy prądów direct i return: $DI_{z-\max} = I_{z-\text{direct}} - I_{z-\text{return}}$ w funkcji promienia cylindra plazmy, uzyskane na podstawie analizy amplitudowo-fazowej i interferogramów kompleksowych uzyskanych w różnych fazach ekspansji plazmy w tarczy CCT. Uzyskane zależności demonstrują zwiększanie się różnicy $DI_{z-\max}$ z promieniem cylindra plazmy, która osiąga maksymalną wartość przed maksymalnym promieniem cylindra odpowiadającym granicy plazmy o koncentracji 10^{18} cm^{-3} . Jednakże, po osiągnięciu maksymalnej wartości, następuje spadek tej różnicy prądów do zera co zgodne jest z oczekiwaniami. Należy również zauważyć, że uzyskana wartość $DI_{z-\max}$ z kompleksowej interferometrii jest znacznie większa niż wartość prądu w cewce tarczy CCT wynikająca z pomiarów efektu Faraday'a w kryształach TGG, co wskazuje, że wydajność generowania pola magnetycznego w rozważanym układzie cewki jest stosunkowo niska. Jednym z najważniejszych powodów tego jest efekt retencji gorących elektronów [1], który sprawia, że większość elektronów powraca do celu, chociaż tego procesu nie można bezpośrednio zaobserwować za pomocą diagnostyki stosowanej w tej pracy, ponieważ gęstość tego przepływu jest prawdopodobnie znacznie poniżej granicy obserwacji.

Uzyskane wyniki są obecnie analizowane i interpretowane razem z wynikami uzyskanymi z diagnostyk elektronowych i jonowych i będą prezentowane po opracowaniu na międzynarodowych konferencjach naukowych i publikowane w prestiżowych czasopismach dotyczących badań plazmowych.

W opinii autorów projektu uzyskany materiał eksperymentalny w ramach 2 sesji pomiarowej ma nie wątpliwie charakter pionierski z uwagi braku publikacji w dostępnej literaturze.

Literatura:

- [1] T Pisarczyk, M Kalal, S Yu Gus'kov, D Batani, O Renner, J Santos, R Dudzak, A Zaras-Szydłowska, T Chodukowski, Z Rusiniak, J Dostal, J Krasa, M Krupka, Iu Kochetkov, S Singh, J Cikhardt, T Burian, M Krus, M Pfeifer, G Cristoforetti, L A Gizzi, F Baffigi, L Antonelli, N N Demchenko, M Rosinski, D Terwinska, S Borodziuk, P Kubes, M Ehret, L Juha, J Skala and Ph Korneev. "Hot electron retention in laser plasma created under terawatt subnanosecond irradiation of Cu targets" *Plasma Phys. Controlled Fusion* **62**, 115020 (2020).
- [2] A. Zaraś-Szydłowska, T. Pisarczyk, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, R. Dudzak, J. Dostal, M. Kalal, Iu. Kochetkov, M. Krupka, S. Borodziuk and P. Pisarczyk. "Implementation of amplitude-phase analysis of complex interferograms for measurement of spontaneous magnetic fields in laser generated plasma". *AIP Adv.* **10**, 115201 (2020).
- [3] T. Pisarczyk, J.J. Santos, R. Dudzak, A. Zaras-Szydłowska, M. Ehret, Z. Rusiniak, J. Dostal, T. Chodukowski, O. Renner, S.Yu. Gus'kov. „Elaboration of 3-frame complex interferometry for optimization studies of capacitor-coil optical magnetic field generators”. *Journal of Instrumentation*, **14**(11), C11024–C11024 (2019).
- [4] T. Pisarczyk, S. Yu Gus'kov, A. Zaras-Szydłowska, R. Dudzak, O. Renner, T. Chodukowski, J. Dostal, Z. Rusiniak, T. Burian, N. Borisenko, M. Rosinski, M. Krupka, P. Parys, D. Klir, J. Cikhardt, K. Rezac, J. Krasa, Y.-J. Rhee, P. Kubes, S. Singh, S. Borodziuk, M. Krus, L. Juha, K. Jungwirth, J. Hrebicek, T. Medrik, J. Golasowski, M. Pfeifer, J. Skala, P. Pisarczyk and Ph. Korneev. "Magnetized plasma implosion in a snail target driven by a moderate-intensity laser pulse". *Scientific Report* **8**, 17895 (2018).

- [5] M. Krupka, S. Singh, T. Pisarczyk, J. Dostal, M. Kalal, J. Krasa, R. Dudzak, T. Burian, S. Jelinek, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, M. Krus, and L. Juha. “*Design of modular multi-channel electron spectrometers for application in laser matter interaction experiments at Prague Asterix Laser System*”. Rev. Sci. Instrum. **92**, 023514 (2021),
- [6] A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, J. Badziak, S. Borodziuk, T. Chodukowski, S. Yu. Gus'kov, N. N. Demchenko, D. Klir, J. Kravarik, P. Kubes. „*Interaction of a laser-produced copper plasma jet with ambient plastic plasma*”. Phys. Plasmas **18**, 044503 (2011).
- [7] T. Pisarczyk, O. Renner, R. Dudzak, T. Chodukowski, Z. Rusiniak, J. Domanski, J. Badziak, J. Dostal, M. Krupka, S. Singh, D. Klir, M. Ehret, P. Gajdos, A. Zaras-Szydlowska, M. Rosinski, P. Tchórz, M. Szymanski, J. Krasa, T. Burian, M. Pfeifer, J. Cikhardt, S. Jelinek, G. Kocourkova, D. Batani, K. Batani, J. Santos, C. Vlachos, V. Ospina-Bohórquez, L. Volpe, S. Borodziuk, M. Krus, and L. Juha. *Influence of the magnetic field on properties of hot electron emission from ablative plasma produced at laser irradiation of a disc-coil target*. Plasma Physics and Controlled Fusion, **64**, 115012 (2022).
- [8] T. Pisarczyk, O. Renner, Z. Rusiniak, R. Dudzak, J. Domanski, W. Rafalak, T. Chodukowski, J. Badziak, M. Krupka, S. Singh, P. Tchórz, M. Rosinski, J. Krasa, S. Agraval, D. Klir, J. Cikhardt, A. Zaras-Szydlowska, J. Dostal, D. Ettel, C. Vlachos, M. Ehret, P. W. Bradford, H. Marchenko, P. Gajdos, M. Szymanski, S. Jelinek, R. Miklaszewski, D. Batani, K. Batani, J. Santos, V. Ospina-Bohórquez, L. Volpe, S. Borodziuk, M. Krus and L. Juha. „*Influence of the magnetic field on the emission of hot electrons and ions from ablative plasma produced from a disc-coil target irradiated by the 3rd harmonic of the PALS iodine laser*”. Plasma Phys. Control. Fusion **66** (2024) 115007.

2.2 Modernizacja systemu VISAR do stabilnej konfiguracji i pomiar równania stanu związków boru w warunkach ekstremalnych

Badania realizowane w ramach projektu PALS24052 na instalacji laserowej PALS stanowią kontynuację i wzmocnienie międzynarodowej współpracy skoncentrowanej na badaniu równania stanu związków boru oraz modernizację diagnostyki (Velocity Interferometer System for Any Reflector) VISAR. Diagnostyka ta pozwala na określenie równania stanu badanych materiałów (w tym przypadku heksagonalnego azotku boru – BN) poprzez pomiar przesunięcia dopplerowskiego lasera referencyjnego, w wyniku odbicia od powierzchni przemieszczającej się płaszczyzny badanej tarczy.

Pierwsze wyniki pomiarów, które pojawiły się w czasopiśmie naukowym, związane z badaniem równania stanu BN dotyczyły pomiarów cBN w temperaturze 300 K w warunkach wysokiego ciśnienia (1,15 Mbar) i dały wynik $3,69 \pm 0,14$ Mbar modułu objętościowego przy zerowym ciśnieniu [1]. Zgodnie z naszą wiedzą następnie opublikowane wyniki związane były z pomiarami EOS przeprowadzonymi na pojedynczych kryształach cBN osadzonych w quasi-hydrostatycznym ośrodku ciśnieniowym (hel lub neon) oraz dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego do 16,0 Mbar w temperaturze 295 K i 0,80 Mbar w zakresie temperatur 500-900 K [2]. Wyznaczono również EOS cBN w granicach do maksymalnej temperatury 3300 K przy ciśnieniu statycznym do 0,70 Mbar [3].

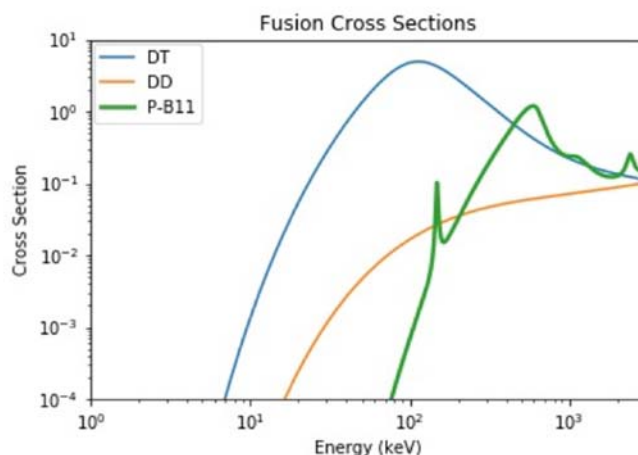
Równanie stanu wurtzitowego azotku boru i jego ściśliwość zostały zbadane przy ciśnieniach osiągających wartość 0,66 Mbar [4], wykorzystując kowadło diamentowe i dyfrakcję proszkową promieniowania synchrotronowego. Uzyskana zależność ciśnienie-objętość wykazała, że faza ta ma prawie taką samą ściśliwość 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 [5]. 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 [6].

Bor jest również bardzo interesujący pod kątem badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Reakcja syntezy proton-bor jest od dawna uważana za "Graala" syntezy jądrowej, która w przyszłości może umożliwić produkcję energii. W istocie taka reakcja: $p + B11 \rightarrow 3He4 + 8,7 \text{ MeV}$ 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 badań 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.

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 ($5,1 \times 10^4$ - $5,2 \times 10^8 \text{ K}$) i gęstości ($0,25$ - 49 g/cm^3).

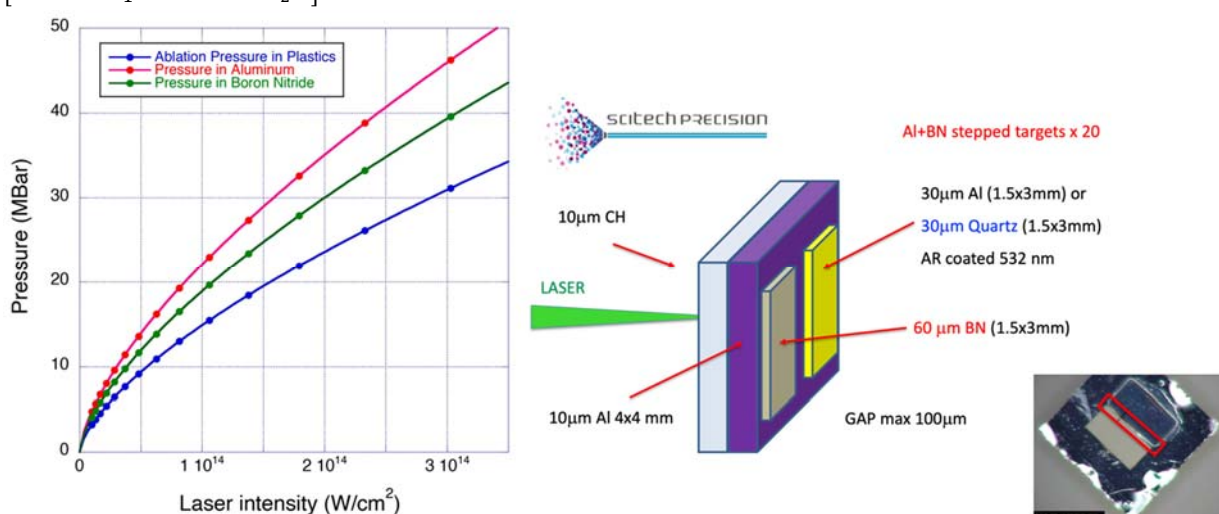


Rys. 1. Przekrój czynny na reakcje DT, DD i p-B11.

Celem przeprowadzonego projektu była modernizacja już skonstruowanej (w ramach projektu PALS19582) diagnostyki VISAR oraz próba uzyskania pierwszych danych, które pozwoliłyby na określenie równania stanu heksagonalnego azotku boru (hBN) dla różnych wartości ciśnień wytworzonych w wyniku oddziaływania lasera PALS z próbką hBN. Diagnostyka VISAR pozwala na pomiar chwilowej prędkości fali uderzeniowej wytworzonej przez oddziaływanie lasera z materiałem tarczy poprzez pomiar przesunięcia Dopplera przy pomocy diagnostyki opartej na interferometrze Mach-Zehnder. W ramach eksperymentu wykorzystano również diagnostykę SOP (Streak Optical Pyrometry), która pozwala na wyznaczenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej na podstawie pomiaru emisji spontanicznej promieniowania emitowanego z materiału tarczy.

W raporcie przedstawione zostały informacje na temat wstępnej i finalnej konfiguracji diagnostyki VISAR, która została zmodernizowana podczas kampanii eksperymentalnej poświęconej „Modernizacji systemu VISAR do stabilnej konfiguracji i pomiarowi równania stanu związków boru w ekstremalnych warunkach” przeprowadzonej w ramach programu LaserLab (nr projektu PALS19582) oraz wnioski dotyczące statusu diagnostyki po ukończeniu eksperymentu. Raport zawiera również wstępne wyniki analizy danych eksperymentalnych.

Zgodnie z obliczeniami przeprowadzonymi w ramach przygotowań do eksperymentu charakterystyka lasera PALS powinna pozwolić na wytworzenie w materiale tarcz ciśnien w przedziale od 10 do 35 Mbar (Rys. 2a) [8, 9]. Ciśnienie ablacji w materiale plastiku obliczone zostało na podstawie równania: $P(\text{Mbar}) = 8,6 \left(\frac{I_{14}}{\lambda_{\mu\text{m}}} \right)^{2/3}$ [10] natomiast ciśnienie badanych materiałów wyznaczone zostało na podstawie relacji niedopasowania impedancji związanej z transmisją fali uderzeniowej pomiędzy różnymi materiałami: $P_2 = \frac{4\rho_2 P_1 (\gamma_2 + 1)}{[(\gamma_1 + 1)^{1/2} \rho_1^{1/2} + (\gamma_2 + 1)^{1/2} \rho_2^{1/2}]^2}$ [11].



Rys. 2. a) wartość osiąganego ciśnienia w materiale próbek w zależności od natężenia lasera PALS. b) finalna struktura wielowarstwowej tarczy zawierała warstwę aluminium (100-200 nm), ablator wykonany z warstwy polimeru CH (10 µm), warstwę aluminium (10 µm), kwarc o grubości 30 µm wykorzystany został jako materiał referencyjny, warstwa badanego heksagonalnego azotku boru (BN) miała grubość 60 µm.

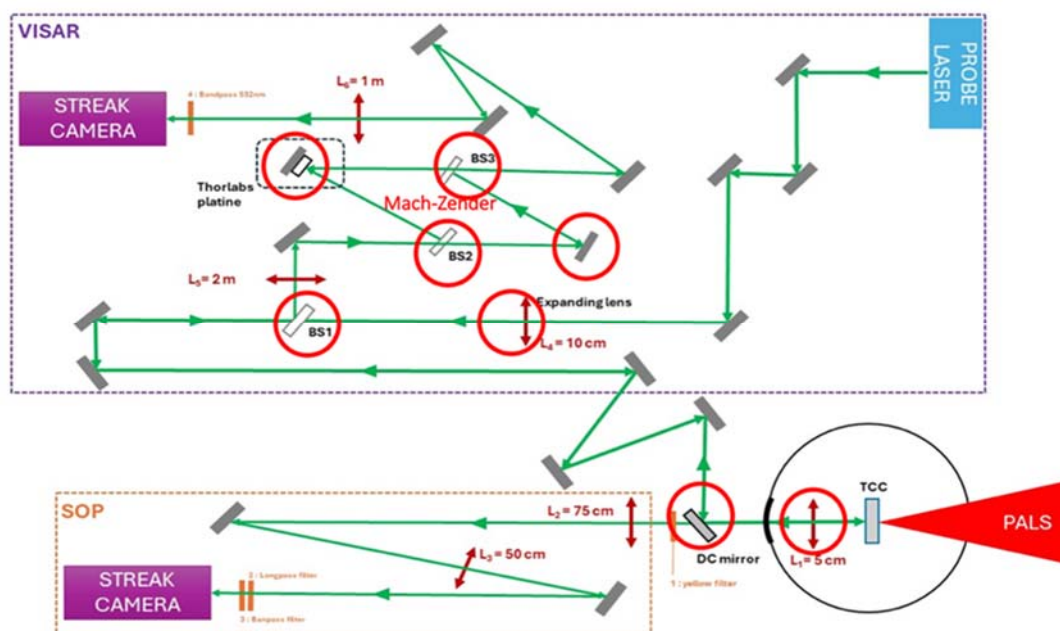
Pomiary przeprowadzone przy wykorzystaniu diagnostyki SOP i VISAR skonstruowanej podczas projektu PALS19582, „Measurement of equation of state for boron and boron compounds in extreme conditions” pozwoliły na uzyskanie jedynie wstępnych wyników, które zaprezentowane zostały na konferencjach oraz podczas szkół fizyki [7, 8, 9, 12, 13]. Podstawowym problemem zdiagnozowanym podczas tego eksperymentu był brak możliwości uzyskania synchronizacji pomiędzy laserem PALS, a laserem próbującym o bardzo krótkim impulsie laserowym (Quantell ND, E = 130 mJ, t = 7 ns) oraz zbyt niskie natężenie sygnału mierzonego przy wykorzystaniu kamery smugowej wyposażonej w kamerę CCD (Mightex) z matrycą o rozdzielczości (1400x1052) obsługiwanej przez aplikację SSClassic.

W ramach nowego projektu przeprowadzono modyfikację diagnostyki VISAR która objęła zastąpienie wielu elementów optycznych nowymi (wszystkie elementy zakreślone w czerwonych kółkach zostały wymienione) Rys. 3.

W celu zwiększenia natężenia sygnału wszystkie elementy interferometru (lustra oraz dzielniki wiązki) zostały zastąpione nowymi elementami optycznymi o większym rozmiarze (2,5 cm => 5 cm) i niezniszczonej powierzchni. Wymianie uległo również kilka soczewek i dzielnik wiązki

na wyjściu z komory próżniowej, w celu zwiększenia natężenia mierzonego sygnału. Ze względu na zniszczoną i zanieczyszczoną powierzchnię obiektywu przesyłającego sygnał z komory próżniowej do kolejnych elementów optycznych, obiektyw zastąpiony został soczewką.

W ramach ulepszenia systemu laser próbkujący wykorzystany w poprzednio skonstruowanym układzie (Quantell ND, $E = 130 \text{ mJ}$, $t = 7 \text{ ns}$) zastąpiono nowym laserem Nd:YLF Evolution20 o parametrach (2ω) $\lambda = 527 \text{ nm}$, $t = 200 \text{ ns}$ pulses, $E = 15 \text{ mJ}$, średnica wiązki lasera $f = 5 \text{ mm}$. To była bardzo istotna zmiana układu pozwalająca na synchronizację sygnału głównej wiązki lasera PALS z laserem próbkującym. Pozwoliło to na rozwiązanie podstawowego problemu z jakim borykaliśmy się w poprzedniej kampanii eksperymentalnej i rejestrację kilku sygnałów przy pomocy systemu VISAR. Niestety brak stabilności nowo wykorzystanego lasera i niski poziom sygnału nie pozwolił na uzyskanie optymalnej konfiguracji diagnostyki VISAR.

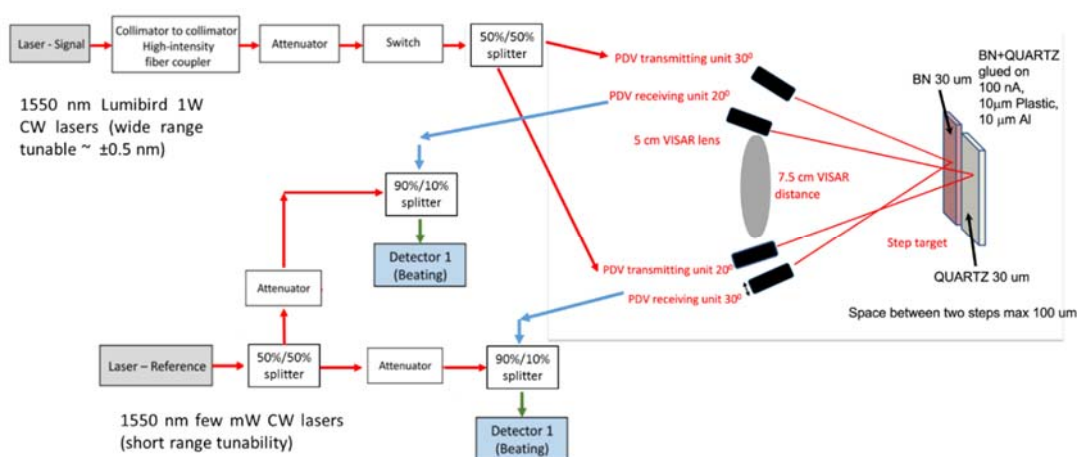


Rys. 3 Diagnostyki: VISAR (powyżej) i SOP (poniżej). Elementy zaznaczone w czerwonych kółkach zostały zastąpione nowymi elementami optycznymi.

Krzywe na Rys. 2a przedstawiają zakres ciśnień jakie mogą zostać wytworzone w poszczególnych materiałach/warstwach próbki (plastik, aluminium i azotek boru) w funkcji natężenia lasera PALS. Wspomniane materiały wykorzystane zostały do konstrukcji tarcz Rys. 2b. Biorąc pod uwagę doświadczenia wyniesione z poprzedniego eksperymentu prototypowe, skomplikowane wielowarstwowe tarcze skonstruowane zostały na potrzeby eksperymentu przez firmę ScitechPrecision. Podstawa wielowarstwowych tarcz składała się z bardzo cienkiej warstwy aluminium (100-200 nm), warstwy polimeru zawierającego jedynie C i H (10 μm), warstwy aluminium (10 μm). Grubość materiału referencyjnego zredukowana została do 30 μm . Materiał referencyjny wraz z badanym materiałem heksagonalnego azotku boru (hBN) (o grubości 60 μm) umieszczone zostały po dwóch stronach 10 μm warstwy aluminium (Rys. 2b) w odległości poniżej 100 μm . Kwarec i aluminium wykorzystane zostały jako materiały referencyjne, ze względu na fakt, że ich parametry (ciśnienie, temperatura, gęstość) są bardzo dobrze scharakteryzowane eksperymentalnie w warunkach wysokiego ciśnienia. Konstrukcja tarcz określona została na podstawie wcześniej przeprowadzonych symulacji. Oprócz tarcz skonstruowanych do przeprowadzenia testów diagnostyki VISAR przygotowano również prostsze tarcze zawierające jedynie jeden „stopień” wytworzony z aluminium.

Dla zwiększenia dokładności określonej wartości prędkości fali uderzeniowej podczas eksperymentu przy wykorzystaniu mikroskopu przeprowadzono również pomiary grubości tarcz.

Poza diagnostykami VISAR i SOP zainstalowane zostały jednostki PDV. Zaplanowano, że system PDV będzie obejmował dwie jednostki nadawczo-odbiorcze i dwie jednostki odbiorcze, przy czym każda para jednostek nadawczo-odbiorczych będzie skierowana w inny punkt tarczy, w pobliżu szczeliny. Projekt zakładał umieszczenie jednostek pod kątem 20 i 30 stopni do linii rozchodzenia się lasera PALS, z jednostkami wyciągowymi PDV po obu stronach obiektywu przesyłającego sygnał do systemów VISAR/SOP. Planowane było również posiadanie dwóch źródeł laserowych z początkowymi przesunięciami długości fali, aby móc obserwować okresowe zmiany amplitud drgań w warunkach statycznych i umożliwić pomiar prędkości w szerokim zakresie. Ten projekt zaprezentowany jest na rysunku 4. W praktyce zastosowano tylko jeden laser, co oznaczało, że w warunkach statycznych nie zostały zaobserwowane zmiany drgań.



Rys. 4 Schemat układu PDV.

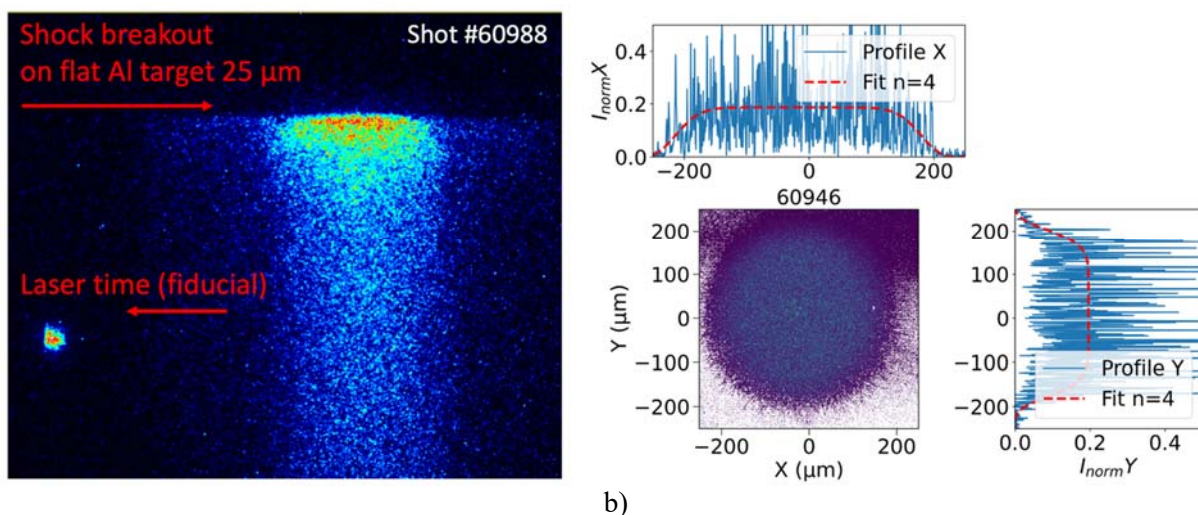
Problemem okazało się ustawienie optyki PDV. Wokół obiektywu VISAR nie było fizycznej przestrzeni, w której można by umieścić jednostki PDV w tej samej płaszczyźnie, a cały układ optyczny musiał zostać umieszczony na krawędzi komory próżniowej, ponieważ środek tarczy nie znajdował się w środku komory. Oznaczało to, że istniała możliwość zastosowania tylko jednej pary jednostek PDV (pod kątem około 30 stopni) i zostały one umieszczone przy użyciu szeregu słupków i uchwytów słupków pod różnymi kątami, co bardzo utrudniało precyzyjne ustawienie jednostek w pozycji, w której obserwowałyby ten sam punkt na badanej tarczy. Do pomocy w zestrojeniu użyto kamery na podczerwień, ale nawet po uzyskaniu silnego sygnału w warunkach statycznych podczas eksperymentu nie udało się uzyskać żadnego sygnału „dudnienia” umożliwiającego określenie prędkości fali uderzeniowej.

Podczas kampanii eksperymentalnej wykonano 95 strzałów (prawie 3 krotnie więcej niż w poprzedniej kampanii eksperymentalnej, kiedy zarejestrowano jedynie 39 strzałów).

Na wstępie w celu przetestowania funkcjonalności diagnostyki SOP i VISAR przeprowadzono pomiary przy wykorzystaniu jednowarstwowych płaskich tarcz aluminiowych o grubości (25 mm) (Rys. 5a). Dodatkowo w celu wyjustowania jednostek PDV wykonano kilka strzałów przy wykorzystaniu jednowarstwowych płaskich tarcz wykonanych ze złota (10 mm), które zarejestrowane zostały również przy wykorzystaniu diagnostyk SOP i VISAR. Spontaniczna emisja z materiałów o grubości 10 μm i 25 μm była wyraźnie przesunięta w czasie, co obrazuje wydostanie się fali uderzeniowej z materiału badanej próbki. Dzięki znajomości grubości płytki oraz przy wykorzystaniu eksperymentalnego pomiaru czasu jaki potrzebuje fala uderzeniowa na przemieszczenie się w materiale tarczy możliwe jest określenie prędkości fali uderzeniowej

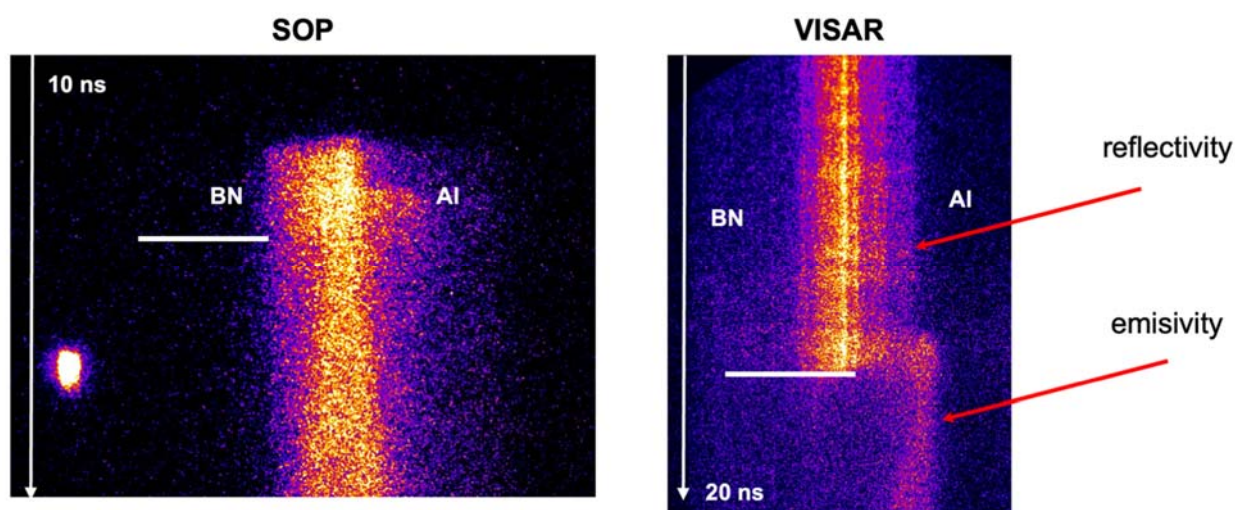
w badanym, skompresowanym przez laser materiale. Dla precyzyjnego określenia momentu pojawienia się emisji z badanych materiałów zbudowano specjalny układ, który pozwolił na wydzielenie części światła z wiązki laserowej PALS („fiducial”) i przesłanie jej bezpośrednio do detektora systemu SOP co pozwoliło na synchronizację czasową pomiarów wykonanych przy pomocy tej diagnostyki z laserem PALS (Rys. 5a).

Podczas przeprowadzonej kampanii eksperymentalnej wykorzystana została również nowa płytka fazowa zakupiona na potrzeby poprzedniej sesji eksperymentalnej (PALS19582). Na Rys. 5b przedstawione są pomiary przeprowadzone w celu charakteryzacji plamki lasera wykonane podczas pierwszego tygodnia kampanii eksperymentalnej. Zgodnie z oczekiwaniami plamka lasera obejmuje obszar 400 μm .



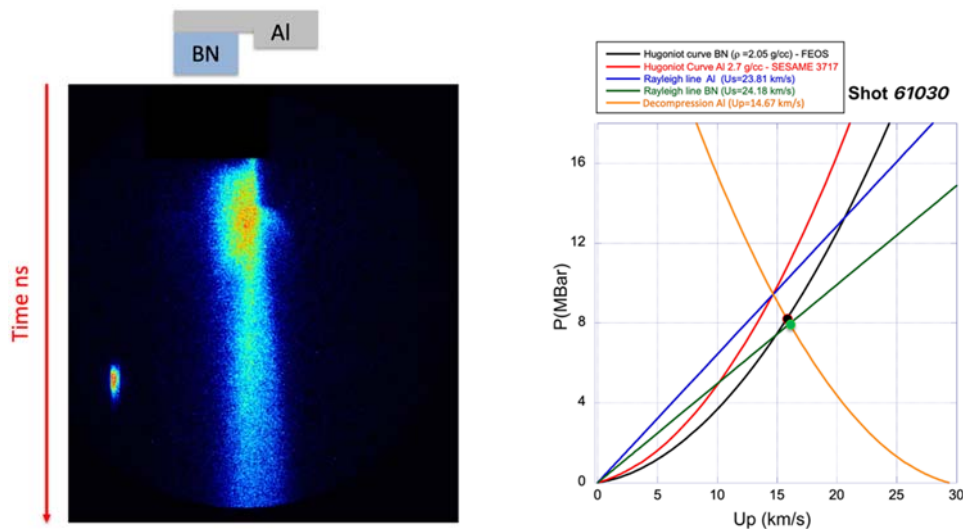
Rys. 5 a) Emisja spontaniczna wyemitowana z płaskiej tarczy Al (25 mm) wraz z sygnałem „fiducial” pozwalającym na czasową synchronizację sygnału z impulsem głównego lasera, b) Pomiar wielkości plamki lasera przeprowadzony po wykorzystaniu nowej płytki fazowej.

Przykład danych eksperymentalnych z wielowarstwowej tarczy zawierającej Al (43 mm) jako materiał referencyjny i heksagonalny BN (60 mm) jako materiał badany przy parametrach lasera PALS: 3w, $l = 0.44 \mu\text{m}$ $E_{3w} = 188,29 \text{ J}$ zarejestrowanych przez diagnostyki SOP przedstawiony został na Rys. 6a, 7a i VISAR na Rys. 6b.



(a) (b)
Rys. 6 Przykładowy sygnał z diagnostyk (a) SOP, (b) VISAR.

Pomiary wykonane przy pomocy diagnostyki SOP pozwoliły na określenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej w próbce heksagonalnego azotku boru o znanej grubości materiału tarczy na podstawie zmierzonej różnicy czasu wydostania się fali uderzeniowej z materiału aluminium oraz czasu wydostania się fali uderzeniowej z materiału próbki BN (Rys. 6a).



(a)

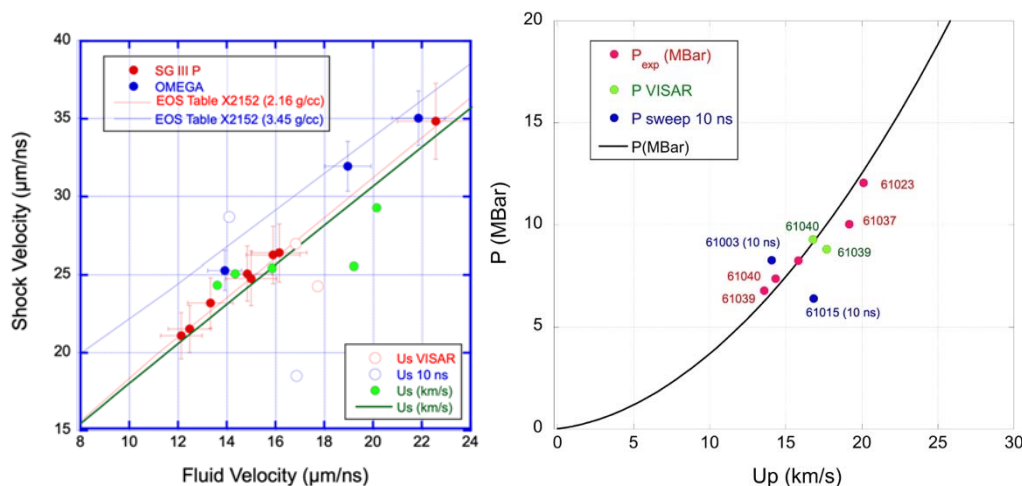
(b)

Rys. 7 a) #61030, wielowarstwowa tarcza zawierająca stopnie wykonane z BN: 60 mm oraz Al: 30 mm. Parametry lasera: $E_L=175 \text{ J @ 3w}$. b) Określenie prędkości fali uderzeniowej przy wykorzystaniu pomiaru prędkości materiału referencyjnego oraz techniki impedance mismatch.

Wstępna analiza danych eksperymentalnych przeprowadzona przy wykorzystaniu techniki impedance mismatch (Rys. 7b) opartej na prawie zachowania pędu (jedna z relacji Hugoniot-Rankine) i pomiarów przeprowadzonych przy wykorzystaniu materiału referencyjnego pozwoliła na uzyskanie bardzo interesujących wyników.

W wyniku przeprowadzonych badań zaobserwowaliśmy ogólną zgodność wartości ciśnień i prędkości fali uderzeniowej oszacowanych na podstawie danych eksperymentalnych z przewidywaniami modelu FEOS (Rys. 8a). Porównanie z danymi eksperymentalnymi uzyskanymi na instalacji laserowej Shenguang IIIP [14, 15] pokazują porównywalny rozrzut wartości. Bezpośrednie oddziaływanie wiązki lasera z materiałem próbki na instalacji laserowej PALS (direct irradiation) pozwoliło na uzyskanie wyższej kompresji w porównaniu do wartości uzyskanych na instalacji Shenguang IIIP przy pośrednim oddziaływaniu lasera z materiałem próbki (zastosowanie „holraum” do wytworzenia promieniowania prowadzącego do wytworzenia fali uderzeniowej).

Podsumowując przeprowadzony projekt pozwolił na przeprowadzenie testu nowych rodzajów tarcz i uzyskanie wstępnych informacji na temat równania stanu azotku boru (BN) oraz porównanie ich z istniejącymi modelami teoretycznymi i danymi eksperymentalnymi. Wykonanie projektu przede wszystkim doprowadziło do udoskonalenia diagnostyki VISAR, przetestowania jej funkcjonalności oraz zdefiniowania obszarów, w ramach których diagnostyka mogłaby zostać udoskonalona oraz uzyskania kilku nowych punktów opisujących równanie stanu dla heksagonalnego azotku boru.



a)

b)

Rys. 8 a) Porównanie wyników eksperymentalnych uzyskanych na instalacji laserowej PALS (czerwone punkty – SOP 5 ns, niebieskie punkty – SOP 10 ns, zielone punkty VISAR) z przewidywaniami modelu FEOS (linia ciągła). b) Porównanie z danych eksperymentalnych z PALS i Shenguang III P.

Referencje

- [1] E. Knittle, R. M. Wentzcovitch, R. Jeanloz & M. L. Cohen “Experimental and theoretical equation of state of cubic boron nitride” Nature volume 337, pages 349–352 (1989)
- [2] F. Datchi, A. Dewaele, Y. Le Godec, and P. Loubeyre “Equation of state of cubic boron nitride at high pressures and temperatures” Phys. Rev. B 75, 214104 (2007)
- [3] A. F. Goncharov, J. C. Crowhurst, J. K. Dewhurst, S. Sharma, Ch. Sanloup, E. Gregoryanz, N. Guignot, and M. Mezouar “Thermal equation of state of cubic boron nitride: Implications for a high-temperature pressure scale” Phys. Rev. B 75, 224114 (2007)
- [4] V. L. Solozhenko “Equation of state of wurtzitic boron nitride to 66 GPa” Appl. Phys. Lett. 72, 1691 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.121186>
- [5] Y. LeGodec, O. O.Kurakevych, P. Munsch, G. Garbarino, V. L.Solozhenko “Equation of state of orthorhombic boron, -B28” Solid State Communications, 149 (33–34), 1356–1358 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2009.05.025>
- [6] Shuai Zhang, et al. “Equation of state of boron nitride combining computation, modeling, and experiment” PHYSICAL REVIEW B 99, 165103 (2019)
- [7] K. Batani, Perspective on research on laser driven proton-boron fusion and applications, 2nd International Conference on Proton Boron Fusion, Catania, September, 2022
- [8] D. Singappuli, Préparation d'une campagne expérimentale pour la mesure de l'équation d'état du Bore à des pressions du Mégabar, Master 2 de Physique Fondamentale, Bordeaux University June, 2022
- [9] D. Singappuli, Preparation of an experimental campaign for the measurement of the equation of state of boron and boron nitride in extreme conditions, 9th Summer School Plasmas in super-intense laser fields, Erice, June 2022
- [10] John Lindl “Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain” Physics of Plasmas, 2, 3933 (1995); doi: 10.1063/1.871025
- [11] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raiser, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic Press, New York, 1966), Vol. 1.
- [12] D. Singappuli, D. Batani, M. Huault, A. Martynenko, M. Krus, R. Dudziak, L. Giuffrida, L. Sun, W. Kang, M. Rosinski, P. Tchorz and K. Batani, Study of the equation of state of boron and boron nitride at very high pressure by shock waves produced by laser, The 3rd International Workshop on Proton Boron Fusion, 2-5 październik, 2023, Praga
- [13] K. Batani, D. Singappuli, M. Huault, P. Nicolai, D. Raffestin, D. Batani, T. Buriuan, R. Dudzak, M. Krus, S. Pikuz, W. McKenzie, A. Martynenko, L. Giuffrida, Y.I. Chen, S. Mateti, Q. Cai, Measuring the equation of state of boron nitride in extreme conditions, 5th European Conference on Plasma Diagnostics, 23-27 April, Rethymno 2023
- [14] H. Zhang, Y. Yang, W. Yang, Z. Guan, X. Duan, M. Yang, Y. Liu, J. Shen, K. Batani, D. Singappuli, K. Lan, Y. Li, W. Huo, H. Liu, Y. Li, D. Yang, S. Li, Z. Wang, J. Yang, Z. Zhao, W. Zhang, L. Sun, W. Kang, and D. Batani, Equation of state for boron nitride along the principal Hugoniot to 16 Mbar, Matter and Radiation at Extremes 9, 057403 (2024), DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0206889>
- [15] K. Batani, D. Batani, D. Singappuli, Y. Ferber, E. Greenberg, D. Mancelli, H. Marchenko, A. S. Martynenko, N. Nissim, A. Zaráś-Szydłowska, R. Dudzak, S. Agarwal, P. Devi, D. Ettel, P. Gajdos, S. Jelinek, M. Krupka, M. Krus, L. Juha, S. Singh, Equation of State of Shock Compressed BN in the Megabar Pressure Range, 4th International Workshop on Proton – Boron Fusion, 30 September-3th October 2024, Frascati, Italy – oral presentation

2.3 Badanie równania stanu azotku boru w ekstremalnych warunkach za pomocą bezpośredniego napędu laserowego

Badania realizowane na instalacji laserowej ELI BL w ramach projektu o numerze rejestracyjnym nr 5999/ELI-BL/2024/0 pt: “Badanie równania stanu azotku boru w ekstremalnych warunkach za pomocą bezpośredniego napędu laserowego” przyznanego na podstawie otwartego konkursu przeprowadzonego przez ELI ERIC.

Badania realizowane w ramach projektu ELI-ERIC_IPPLM (ELIUPM-117) na instalacji laserowej ELI Beamlines podjęte zostały po raz pierwszy na tym urządzeniu (wiązka laserowa L4n P3) i pozwoliły na rozpoczęcie międzynarodowej współpracy pomiędzy IFPiLM i ELI BL skoncentrowanej na badaniu równania stanu związków boru oraz testach nowego rodzaju tarcz przy wykorzystaniu diagnostyk (Velocity Interferometer System for Any Reflector) VISAR oraz SOP. Systemy VISAR dostępne na wyposażeniu L4n P3 oparte na interferometrze Mach-Zehnder pozwalają na określenie równania stanu badanych materiałów (w tym przypadku heksagonalnego azotku boru – BN) poprzez pomiar przesunięcia dopplerowskiego lasera referencyjnego, w wyniku odbicia od powierzchni przemieszczającej się płaszczyzny badanej tarczy przy znajomości parametrów materiału referencyjnego jakim był kwarc, bądź aluminium.

Pierwsze wyniki pomiarów, które pojawiły się w czasopiśmie naukowych, związane z badaniem równania stanu BN dotyczyły pomiarów cBN w temperaturze 300 K w warunkach wysokiego ciśnienia (1,15 Mbar) i dały wynik $3,69 \pm 0,14$ Mbar modułu objętościowego przy zerowym ciśnieniu [1]. Zgodnie z naszą wiedzą następnie opublikowane wyniki związane były z pomiarami EOS przeprowadzonymi na pojedynczych kryształach cBN osadzonych w quasi-hydrostatycznym ośrodku ciśnieniowym (hel lub neon) oraz dyfrakcji promieniowania rentgenowskiego do 16,0 Mbar w temperaturze 295 K i 0,80 Mbar w zakresie temperatur 500-900 K [2]. Wyznaczono również EOS cBN w granicach do maksymalnej temperatury 3300 K przy ciśnieniu statycznym do 0,70 Mbar [3].

Równanie stanu wurtzitowego azotku boru i jego ściśliwość zostały zbadane przy ciśnieniach osiągających wartość 0,66 Mbar [4], 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 [5]. 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 [6].

Bor jest również bardzo interesujący pod kątem badań nad kontrolowaną syntezą termojądrową. Reakcja syntezy proton-bor jest od dawna uważana za "Graala" syntezy jądrowej, która w przyszłości może umożliwić 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 badań 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.

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).

Ten projekt przeprowadzony został na instalacji laserowej, która w porównaniu do standardowych laserów o długim czasie trwania impulsu (~ns) powinna pozwolić na przeprowadzenie strzałów z bardzo dużą częstotliwością - co 2 minuty (podczas gdy standardowo osiągnięta jest liczba strzałów waha się pomiędzy 5 (na instalacji laserowej GEKKO) i 10 strzałów (na instalacji laserowej PALS) na dzień. Celem przeprowadzonego projektu było wykorzystanie nowego rodzaju tarcz zawierających stopień wykonany z hexagonalnego BN oraz zarejestrowanie dużej statystyki pomiarów przy wykorzystaniu diagnostyk VISAR będących na wyposażeniu ELI BL.

Diagnostyka VISAR pozwala na pomiar chwilowej prędkości fali uderzeniowej wytworzonej przez oddziaływanie lasera z materiałem tarczy poprzez pomiar przesunięcia Dopplera przy pomocy diagnostyki opartej na interferometrze Mach-Zehnder. W ramach eksperymentu wykorzystano również diagnostykę SOP (Streak Optical Pyrometry), która pozwala na wyznaczenie uśrednionej prędkości fali uderzeniowej na podstawie pomiaru emisji spontanicznej promieniowania emitowanego z materiału tarczy.

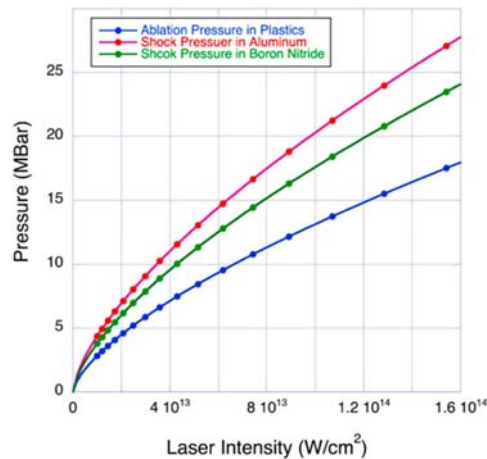
W raporcie przedstawione zostały informacje na temat konfiguracji zaplikowanych diagnostyk (VISAR+SOP) oraz wstępna analiza danych eksperymentalnych.

Zgodne z obliczeniami przeprowadzonymi w ramach przygotowań do eksperymentu charakterystyka lasera ELI BL powinna pozwolić na wytworzenie w materiale tarcz ciśnień w przedziale do 20 Mbar (Rys. 1) [8, 9]. Ciśnienie ablacji w materiale plastiku obliczone zostało na podstawie równania:

$$P(\text{Mbar}) = 8,6 \left(\frac{I_{14}}{\lambda_{\mu\text{m}}} \right)^{2/3} \quad [10]$$

natomiast ciśnienie badanych materiałów wyznaczone zostało na podstawie relacji "impedance mismatch" związanej z transmisją fali uderzeniowej pomiędzy różnymi materiałami:

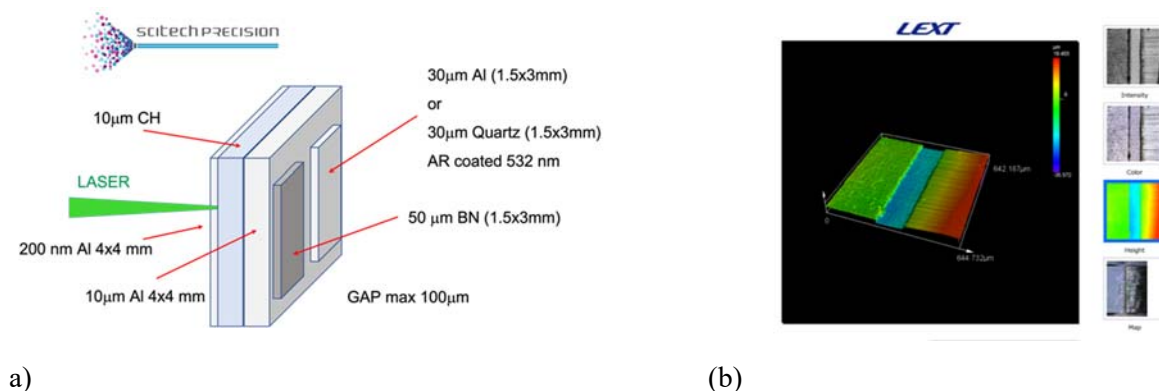
$$P_2 = \frac{4\rho_2 P_1 (\gamma_2 + 1)}{[(\gamma_1 + 1)^{1/2} \rho_1^{1/2} + (\gamma_2 + 1)^{1/2} \rho_2^{1/2}]^2} \quad [11].$$



Rys.1. Oszacowane ciśnienie, które mogłoby zostać wytworzone w materiałach tarczy w zależności od zaaplikowanego natężenia wiązki laserowej

Ze względu na problemy z dostarczeniem głównej wiązki lasera wykonanie eksperymentu w przewidzianym terminie stało pod znakiem zapytania na kilka dni przed przeprowadzeniem eksperymentu. Finalnie biorąc pod uwagę zaawansowanie przygotowań odbył się on w planowanym terminie co spowodowało drobne opóźnienia w justowaniu diagnostyk oraz miało wpływ na jakość i liczbę pomiarów uzyskanych podczas eksperymentu. Energia wiązki lasera nie odpowiadała maksymalnej wartości jaka określona została w złożonym projekcie i zaznaczona była w specyfikacji lasera (400 J → 200 J).

Do przeprowadzenia pomiarów wykorzystane zostały prototypowe wielowarstwowe tarcze, które zaprezentowane są na Rys. 2a. Kwartc i aluminium wykorzystane zostały jako materiały referencyjne, ponieważ ich parametry (ciśnienie, temperatura, gęstość) są bardzo dobrze scharakteryzowane eksperymentalnie w warunkach wysokiego ciśnienia. Konstrukcja tarcz określona została na podstawie wcześniej przeprowadzonych symulacji biorących pod uwagę charakterystykę lasera L4n P3. Oprócz tarcz skonstruowanych do przeprowadzenia testów diagnostyki VISAR przygotowano również prostsze tarcze zawierające jedynie jeden „stopień” wytworzony z aluminium.

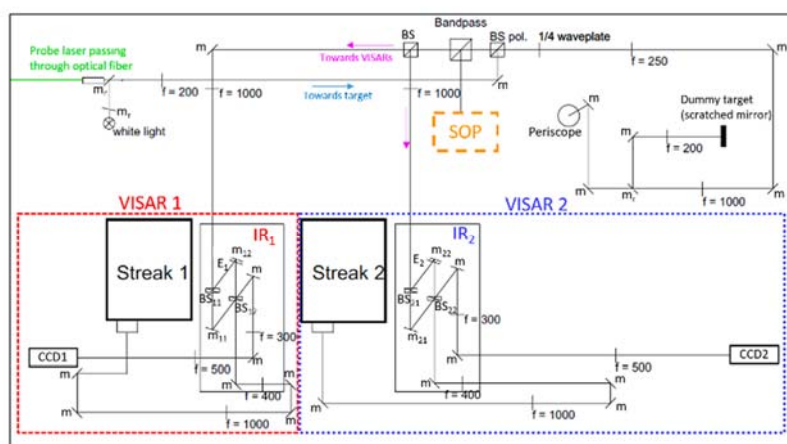


Rys. 2. Finalna truktura wielowarstwowej tarczy zawierała warstwę aluminium (~200 nm), ablator wykonany z warstwy polimeru CH (10 μm), warstwę aluminium (10 μm). Materiał referencyjny i badany rozmieszczony został w postaci warstw umieszczonych na podstawie 10 μm aluminium. Te dwa materiały oddalone były od siebie o około 100 μm. Kwartc, bądź aluminium o grubości ~30 μm wykorzystany został jako materiał referencyjny, warstwa badanego heksagonalnego azotku boru (BN) miała grubość ~50 μm.

Podczas pierwszego tygodnia przeprowadzono przygotowania do eksperymentu. Przy wykorzystaniu mikroskopu wykonane zostały dokładne pomiary grubości warstw materiału referencyjnego oraz badanej

próbki, które pozwolą na przeprowadzenie analizy danych z większą dokładnością (Rys. 2b). Tarcze umieszczone zostały na specjalnych podkładkach, które zamontowane na holderach zawierających dużą liczbę tarczy pozwoliły na przeprowadzenie pomiarów o dużej częstotliwości bez otwierania komory próżniowej.

Schemat układu eksperymentalnego zaprezentowany jest na Rys. 3. Jak zostało to wspomniane wcześniej oszacowanie chwilowej prędkości fali uderzeniowej materiału próbki przeprowadzone zostanie na podstawie równoległego pomiaru przesunięcia Dopplera przy wykorzystaniu dwóch diagnostyk VISAR.



Rys. 3 Schemat układu eksperymentalnego zawierającego VISAR1, VISAR2 oraz SOP.

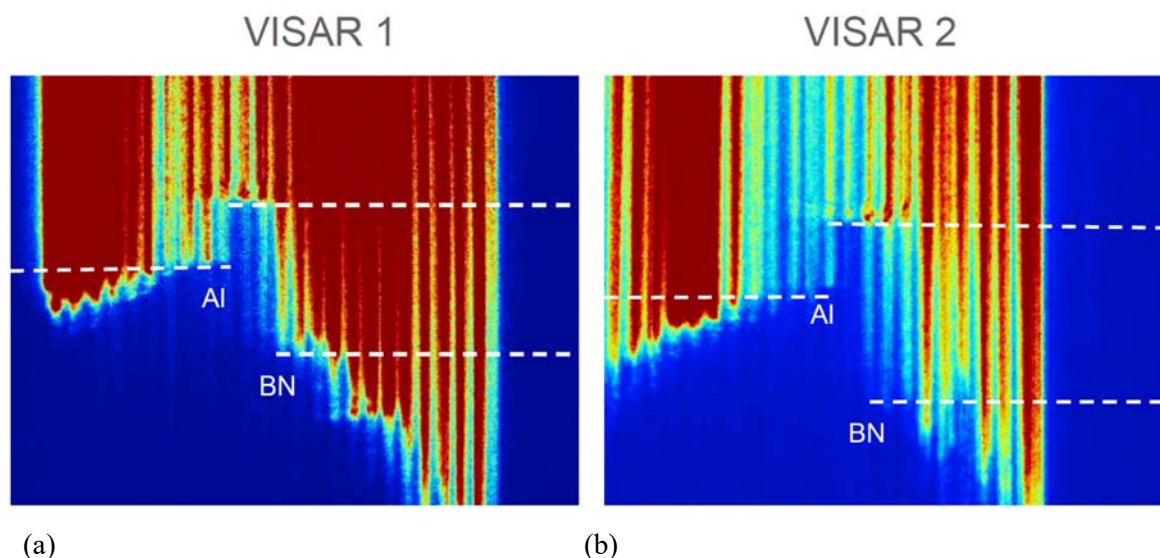
Wykorzystanie dwóch diagnostyk VISAR mających różną czułość (zastosowanie etalonu o różnej grubości VISAR1 $E_1 = 4$ mm, VISAR2 $E_2 = 24$ mm) pozwoli na usunięcie niejednoznaczności analizowanych pomiarów przeprowadzonych za pomocą jednego systemu.

Diagnostyka SOP posłuży do zweryfikowania czasu wydostania się fali uderzeniowej z materiału podstawy tarczy (aluminium) oraz estymacji średniej prędkości fali uderzeniowej.

Podczas kampanii eksperymentalnej wykonano 161 strzałów. Na wstępie w celu przetestowania funkcjonalności diagnostyki SOP i VISAR przeprowadzono pomiary przy wykorzystaniu jednowarstwowych płaskich tarcz aluminiowych. Dzięki znajomości grubości płytki oraz przy wykorzystaniu eksperymentalnego pomiaru czasu jaki potrzebuje fala uderzeniowa na przemieszczenie się w materiale tarczy możliwe jest określenie prędkości fali uderzeniowej w badanym, skompresowanym przez laser materiale.

Przykład danych eksperymentalnych uzyskanych 28/05/2024 (#7) z wielowarstwowej tarczy zawierającej Al (30 mm) jako materiał referencyjny i heksagonalny BN (47 mm) jako materiał badany przy parametrach lasera L4n P3: 2w, $\lambda = 526,5$ nm $E_{2w} = 104,66$ J zarejestrowanych przez diagnostyki VISAR1 i VISAR2 przedstawiony został na Rys. 6a, 6b.

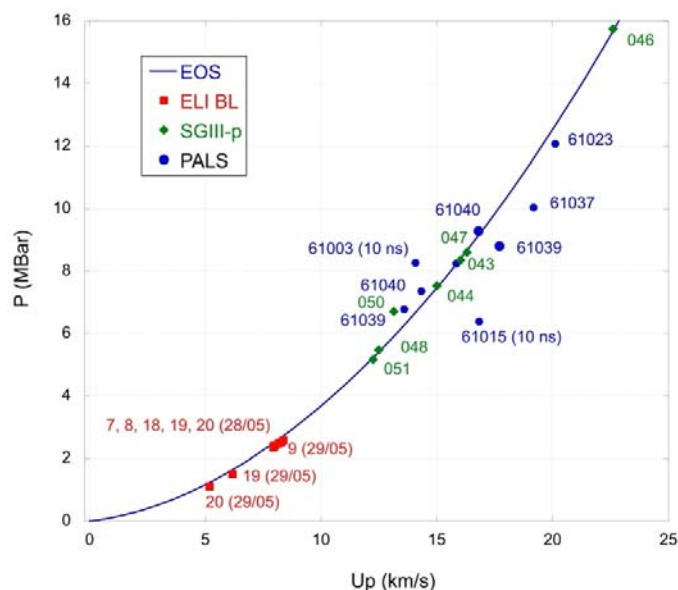
Poziome linie wskazują na czas wydostania się fali uderzeniowej z poszczególnych warstw tarczy: podstawy wykonanej z aluminium (10 mm), stopnia wykonanego z aluminium (30 mm) oraz stopnia wykonanego z BN (47 mm) (w kolejności pojawienia się od góry do dołu rysunku). Znajomość grubości poszczególnych warstw oraz czasu wydostania się fali uderzeniowej z poszczególnych materiałów na podstawie pomiarów eksperymentalnych pozwala na określenie chwilowej prędkości fali uderzeniowej poprzez wykorzystanie metody "impedance mismatch".



Rys. 6 Przykładowy sygnał z diagnostyk 28/05/2024 (#7) (a) VISAR1, (b) VISAR2.

Wstępna analiza danych eksperymentalnych przeprowadzona przy wykorzystaniu techniki impedance mismatch opartej na prawie zachowania pędu (jedna z relacji Hugoniot-Rankine) i pomiarów przeprowadzonych przy wykorzystaniu materiału referencyjnego w postaci aluminium pozwoliła na uzyskanie bardzo interesujących wyników.

W wyniku przeprowadzonych badań zaobserwowana została duża zgodność wartości ciśnień i prędkości fali uderzeniowej (czerwone kwadraty) oszacowanych na podstawie danych eksperymentalnych z przewidywaniami krzywej EOS (czerwona linia ciągła) Rys. 7. Ze względu na obniżoną energię lasera (400J $\rightarrow$ ~200 J) uzyskane ciśnienia są niższe od tych, które przewidywane były w fazie składania projektu. Zestawienie pierwszych wyników opartych na wstępnej analizie danych ze strzałów o energii w przedziale pomiędzy 31 J - 147 J (odpowiadające natężeniom w przedziale $2,33 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ - $1,10 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) wskazuje na wytworzenie ciśnień w materiale BN rzędu do ~2,6 Mbar. Rysunek 7 przedstawia zgodnie z naszą wiedzą wszystkie dostępne na dzisiejszy dzień eksperymentalnie określone parametry BN w ekstremalnych warunkach. Punkty zaznaczone w postaci czerwonych kwadratów oparte są na podstawie pomiarów przeprowadzonych w ramach tego projektu. Punkty zaznaczone na niebiesko przedstawiają dane uzyskane przez naszą grupę w ramach projektu przeprowadzonego na instalacji laserowej PALS w Pradze, natomiast punkty przedstawione na zielono są wynikiem międzynarodowej współpracy podczas eksperymentu przeprowadzonego w Chinach na instalacji laserowej ShenguangIII-p. Rozrzut punktów związany jest z oszacowaniem ciśnienia na podstawie pomiarów z różnych diagnostyk. Pomiar z ELI BL i SGIII-p mają znacznie większą dokładność, ponieważ przeprowadzone są na podstawie pomiarów uzyskanych przy wykorzystaniu diagnostyki VISAR podczas, gdy ciśnienia uzyskane na instalacji laserowej PALS uzyskane zostały na podstawie podstawie pomiarów przeprowadzonych przy wykorzystaniu diagnostyki SOP (która pozwala na określenie średniej wartości prędkości fali uderzeniowej).



Rys. 7 Porównanie wyników uzyskanych przez naszą grupę na różnych instalacjach laserowych (ELI BL (Praga), PALS (Praga), SGIII-p (Mianyang)).

Podsumowując przeprowadzony projekt pozwolił na przeprowadzenie testu nowego rodzaju tarcz i uzyskanie informacji na temat równania stanu azotku boru (BN) w przedziale ciśnień, które zgodnie z naszą wiedzą nie były do tej pory oszacowane na podstawie danych eksperymentalnych. Uzyskane wstępne wyniki porównane zostały z istniejącymi modelami teoretycznymi wykazując relatywnie dobrą zgodność i danymi eksperymentalnymi uzyskanymi podczas eksperymentów wykonanych na innych instalacjach laserowych.

Referencje:

- [1] E. Knittle, R. M. Wentzcovitch, R. Jeanloz & M. L. Cohen “Experimental and theoretical equation of state of cubic boron nitride” *Nature* volume 337, pages 349–352 (1989)
- [2] F. Datchi, A. Dewaele, Y. Le Godec, and P. Loubeyre “Equation of state of cubic boron nitride at high pressures and temperatures” *Phys. Rev. B* 75, 214104 (2007)
- [3] A. F. Goncharov, J. C. Crowhurst, J. K. Dewhurst, S. Sharma, Ch. Sanloup, E. Gregoryanz, N. Guignot, and M. Mezouar “Thermal equation of state of cubic boron nitride: Implications for a high-temperature pressure scale” *Phys. Rev. B* 75, 224114 (2007)
- [4] V. L. Solozhenko “Equation of state of wurtzitic boron nitride to 66 GPa” *Appl. Phys. Lett.* 72, 1691 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.121186>
- [5] Y. LeGodec, O. O.Kurakevych, P. Munsch, G. Garbarino, V. L.Solozhenko “Equation of state of orthorhombic boron, -B28” *Solid State Communications*, 149 (33–34), 1356-1358 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2009.05.025>
- [6] Shuai Zhang, et al. “Equation of state of boron nitride combining computation, modeling, and experiment” *PHYSICAL REVIEW B* 99, 165103 (2019)
- [7] K. Batani, Perspective on research on laser driven proton-boron fusion and applications, 2nd International Conference on Proton Boron Fusion, Catania, September, 2022
- [8] D. Singappuli, Préparation d'une campagne expérimentale pour la mesure de l'équation d'état du Bore à des pressions du Mégabar, Master 2 de Physique Fondamentale, Bordeaux University June, 2022
- [9] D. Singappuli, Preparation of an experimental campaign for the measurement of the equation of state of boron and boron nitride in extreme conditions, 9th Summer School Plasmas in super-intense laser fields, Erice, June 2022
- [10] John Lindl “Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain” *Physics of Plasmas*, 2, 3933 (1995); doi: 10.1063/1.871025
- [11] Y. B. Zeldovich and Y. P. Raiser, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena* (Academic Press, New York, 1966), Vol. 1.

3 Projekty programu ITER – F4E oraz Horizon Europe - EURATOM

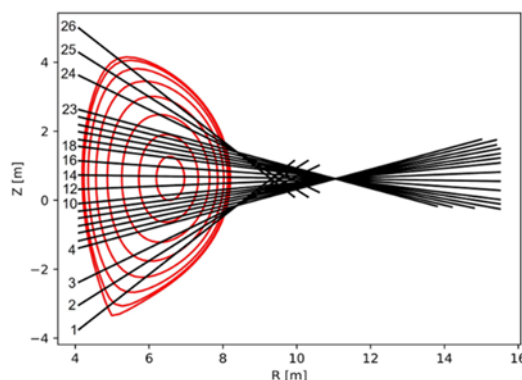
3.1 Radialna kamera neutronowa: rozwój, projekt końcowy i prototyp

Wstęp

Radialna Kamera Neutronowa (RNC) dla tokamak ITER jest diagnostyką o istotnym znaczeniu dla monitorowania spalania plazmy, czyli kontroli bezpieczeństwa w czasie pracy urządzenia. RNC jest systemem składającym się z wachlarza kolimatorów wyposażonym w układ detektorów neutronów. Kamera złożona jest z dwóch systemów: in-port obserwującego brzozi plazmy oraz ex-port skierowanego na rdzeń plazmowy. Rozkład przestrzenny kolimatorów umożliwia rekonstrukcję lokalnej emisyjności neutronowej w przekroju polodziałnym tokamaka. Wymagane jest, aby dokładność rekonstrukcji nie przekraczała 10% w centrum plazmy przy rozdzielczości czasowej 10 ms. Warunek ten zapewnia możliwość wiarygodnej interpretacji dystrybucji emisji cząstek alfa oraz temperatury jonowej w tokamaku. Ważną rolę RNC jest kontrola spalania plazmy w czasie rzeczywistym. W tym celu przygotowano kody numeryczne oparte na metodach Regularyzacji Tichonowa oraz Minimalnej Informacji Fishera. Organizacja F4E analizując dokumentację projektową rozpoczęła poszukiwania oszczędności w planowany budżecie. Zasugerowano redukcję liczby pikseli w matrycach detektorów diamentowych będących podstawą systemu in-port oraz zmniejszenie liczby detektorów w kamerze. Zespół z IFPiLM dokonał analizy wpływu zmian w RNC na jakość rekonstrukcji jednomiarowego rozkładu emisyjności neutronów.

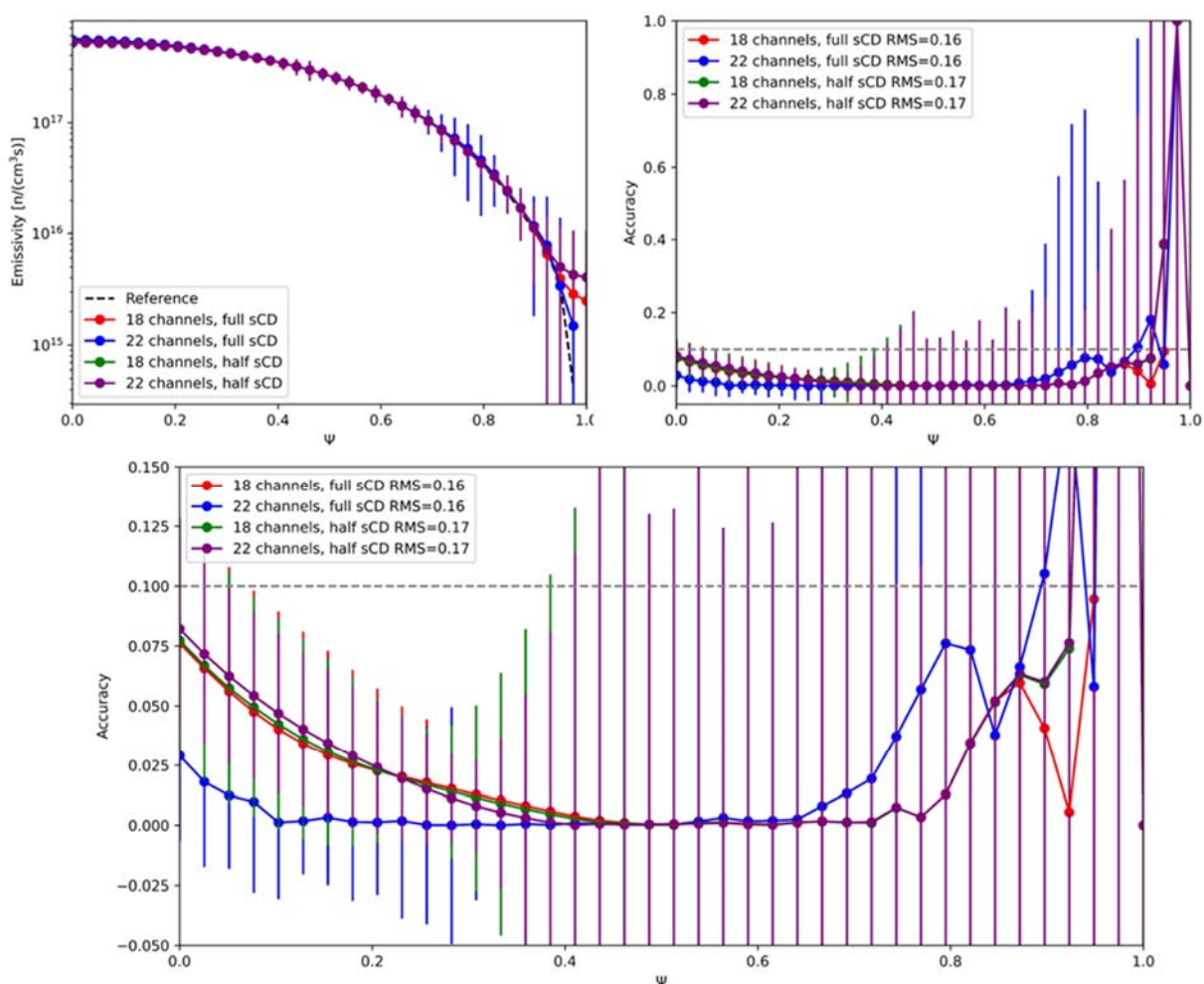
Osiągnięcia naukowe

Wykonana została analiza wpływu zmian mających zapewnić oszczędności w budżecie projektu na jakość rekonstrukcji profili emisyjności neutronowej. Obejmowała ona wykluczenie z obliczeń detektorów #4, #21, #22 i #23 (Rysunek 1) oraz zmniejszenie wielkości matrycy detektorów co uwzględnione zostało poprzez proporcjonalne zmniejszenie liczby rejestrowanych neutronów przez detektory diamentowe. Do testów użyto danych syntetycznych otrzymanych z symulacji pracy tokamaka dla scenariusza DT Q=10 (prąd plazmy 15 MA, pole magnetyczne 5.3 T, 500 MW mocy fuzji) i DT low (prąd plazmy 7.5 MA, pole magnetyczne 2.65 T, 23 MW mocy fuzji). Założono, że kamera będzie składała się z detektorów diamentowych zawierających 30 pikseli w systemie in-port oraz scyntylatorów opartych na He-4 w systemie ex-port. Dla scenariusza DT Q=10 przeanalizowano czasy akwizycji danych: 10 ms, 20 ms i 50 ms. W przypadku mniej wydajnego scenariusza rozważano czasy pomiaru 100 ms i 200 ms.

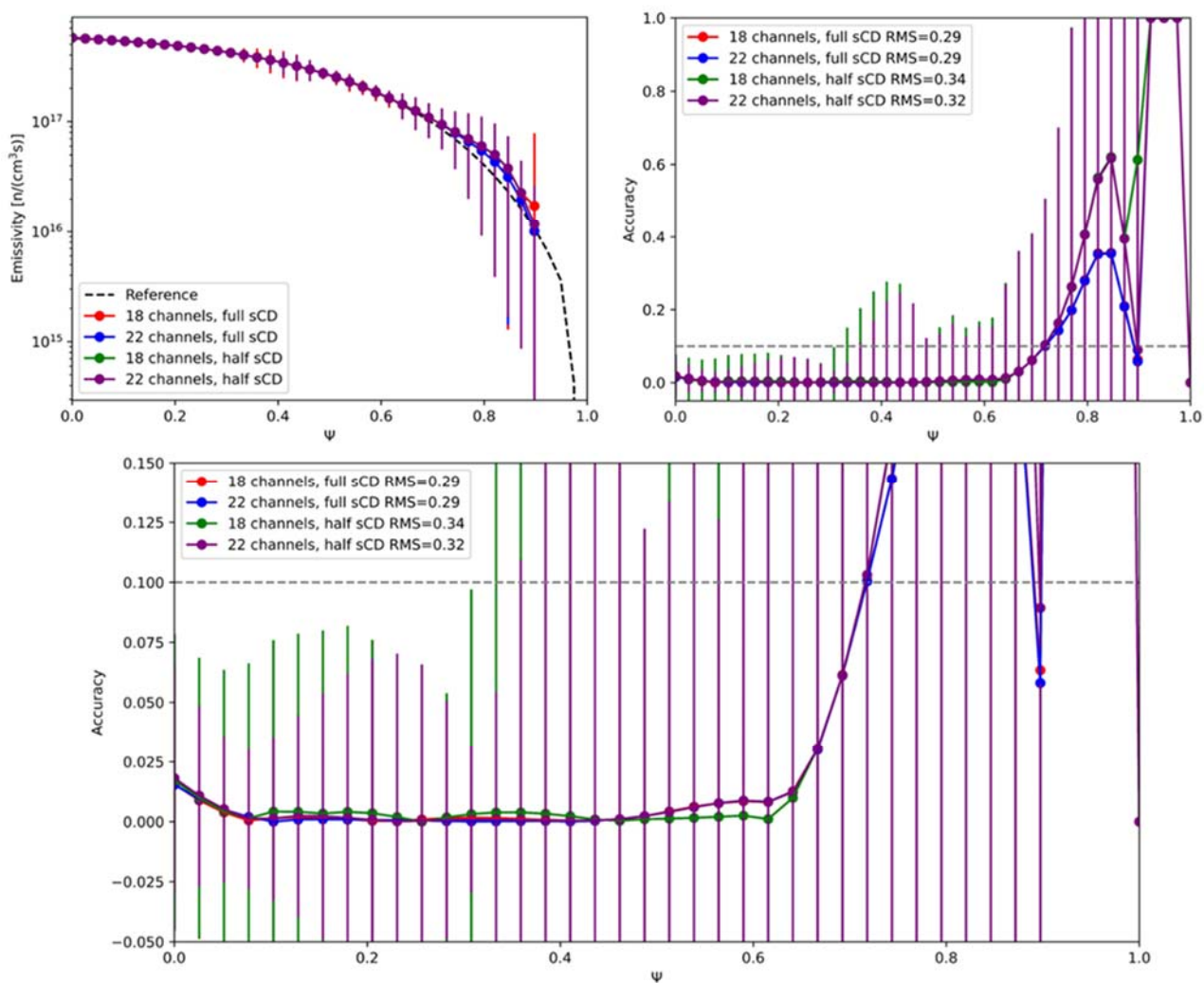


Rysunek 1. Schemat ułożenia Radialnej Kamery Neutronowej względem plazmy w tokamaku ITER.

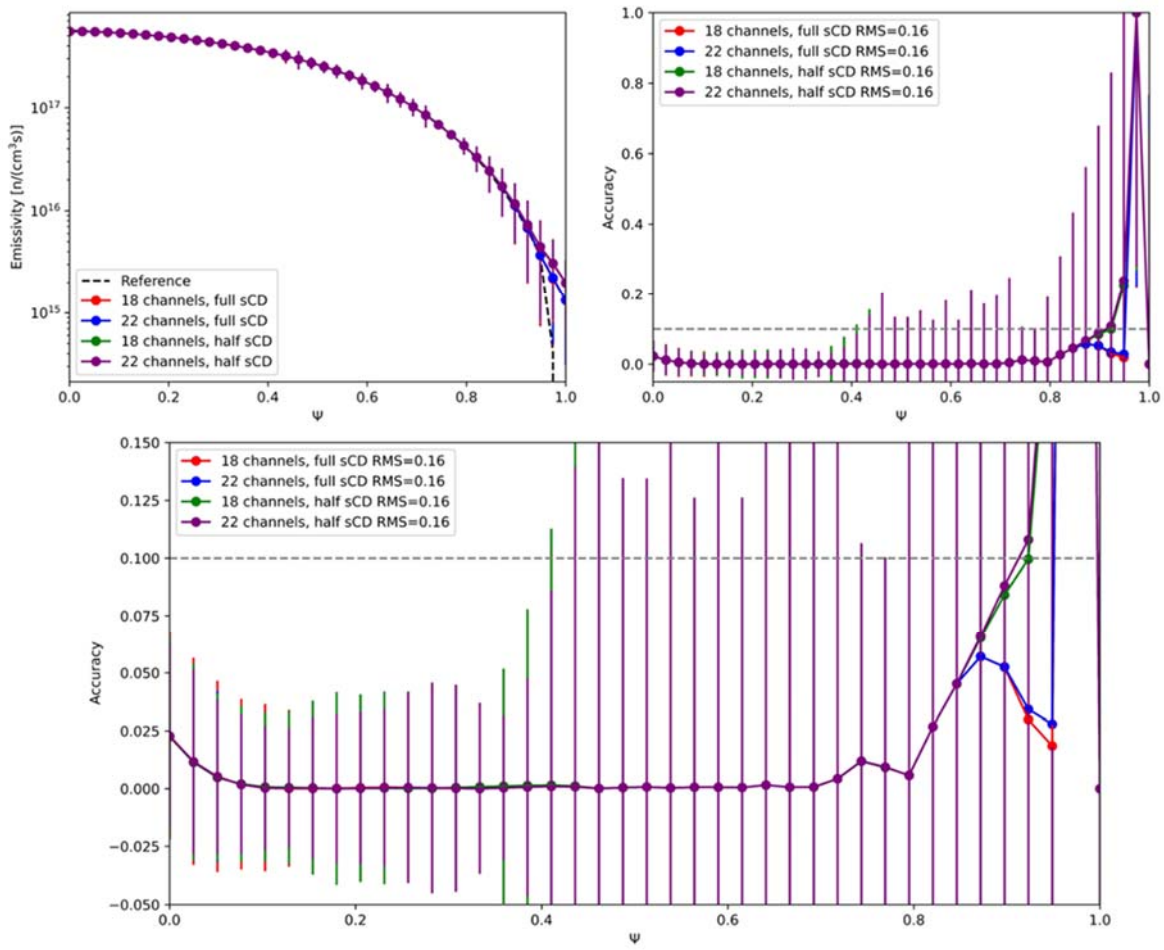
Wyniki otrzymane za pomocą kodu opartego na metodzie Regularyzacji Tichonowa (TR) z wykorzystaniem macierzy pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji 10 ms przedstawione są na rysunku 2. Znaczne zmiany w jakości rekonstrukcji w tym przypadku obserwowane są na krawędziach plazmy. Eliminacja kanałów nie powoduje zmiany w RMS (Root Mean Square – średnia kwadratowa dokładność). Wyniki otrzymane za pomocą kodu TR z macierzą pochodnej drugiego rzędu znajdują się na rysunku 3. Zmiany w centrum plazmy w tym przypadku są niewidoczne. Na rysunku 4 znajdują się wyniki otrzymane metodą Minimalizacji Informacji Fishera (MFI). Porównanie RMS dla wszystkich metod znajdują się w Tabeli 1. Najlepsze rezultaty otrzymano za pomocą kodu TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu.



Rysunek 2. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji danych 10 ms.



Rysunek 3. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej drugiego rzędu dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji danych 10 ms.

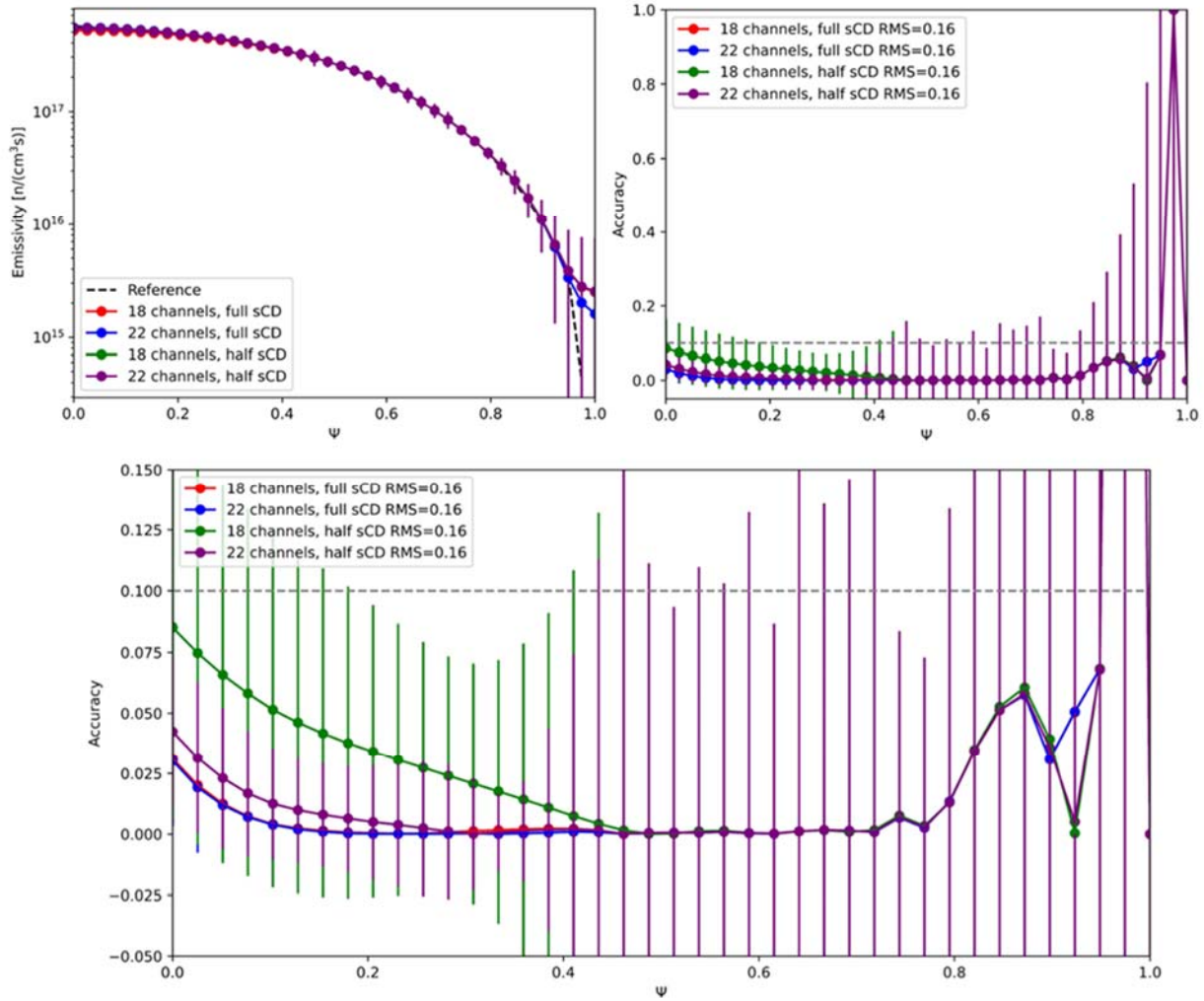


Rysunek 4. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie MFI dla scenariusza $DT\ Q=10$ i czasu akwizycji danych 10 ms.

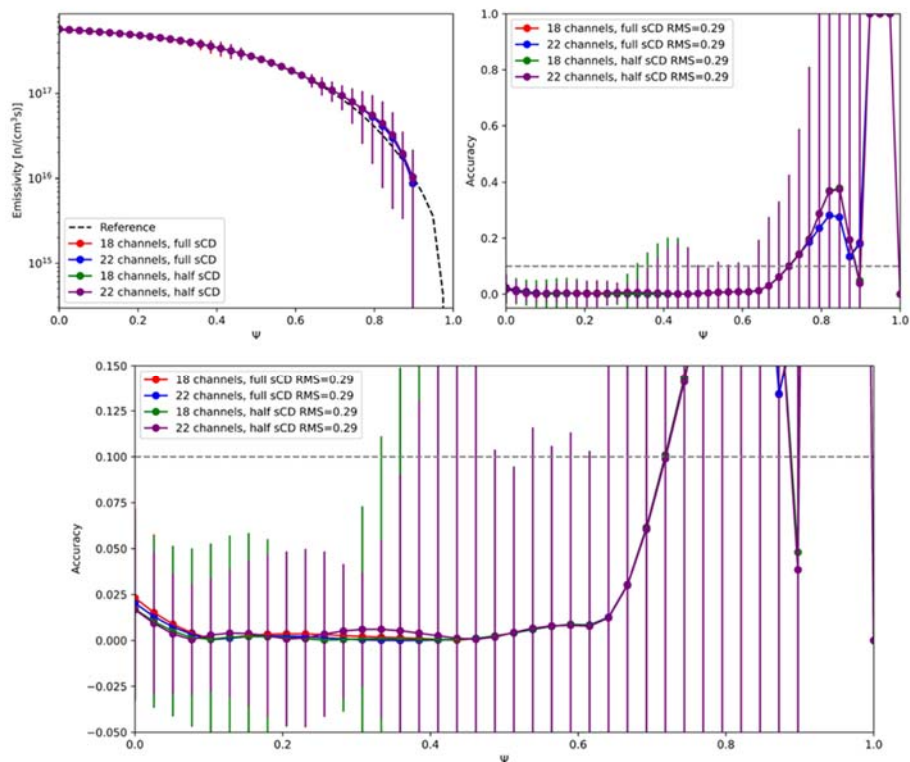
Tabela 1. Porównanie wartości RMS oraz maksymalnego Ψ dla którego dokładność rekonstrukcji wynosi 10% dla czasu akwizycji 10 ms i scenariusza $DT\ Q=10$.

Method		TR 1st order derivative		TR 2nd order derivative		MFI	
RNC option		RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy
22 channels	full sCD	0.16	0.895	0.29	0.720	0.16	0.952
18 channels	full sCD	0.16	0.950	0.29	0.720	0.16	0.952
22 channels	half sCD	0.17	0.923	0.32	0.692	0.16	0.923
18 channels	half sCD	0.17	0.923	0.34	0.692	0.16	0.923

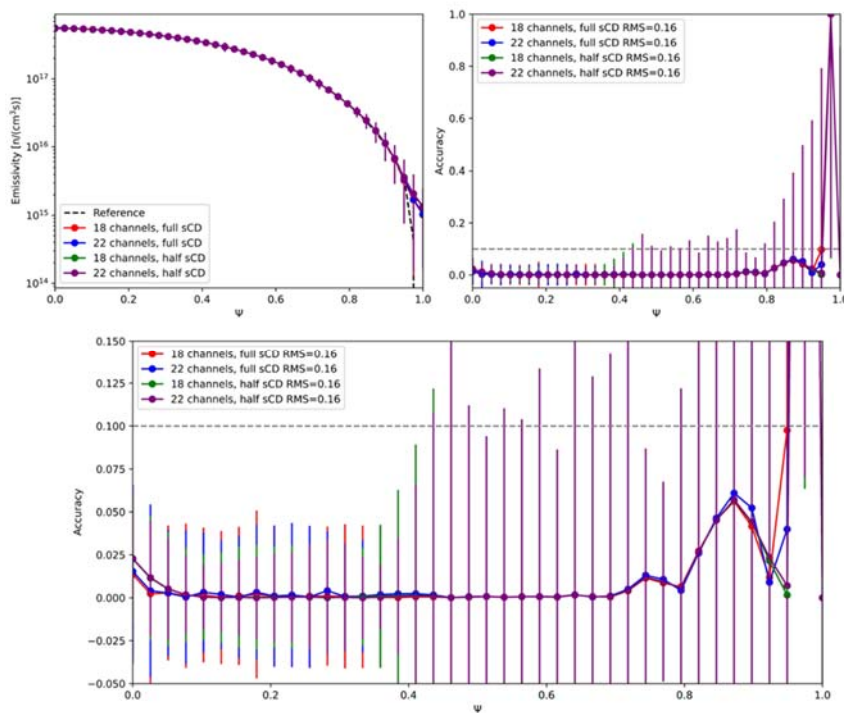
Wyniki otrzymane dla czasu akwizycji wynoszącego 20 ms znajdują się na Rysunkach 5, 6 i 7 oraz Tabeli 2. Różnice w wynikach są pomijalnie małe z punktu widzenia statystyki. Zmniejszenie macierzy w detektorach diamentowych powoduje zmniejszenie dokładności rekonstrukcji nie tylko na brzegach, ale i w centrum plazmy. Dwukrotne zwiększenie czasu ekspozycji pozwala na zredukowanie wpływu zmian w kamerze.



Rysunek 5. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji danych 20 ms.



Rysunek 6. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej drugiego rzędu dla scenariusza $DT\ Q=10$ i czasu akwizycji danych 20 ms.

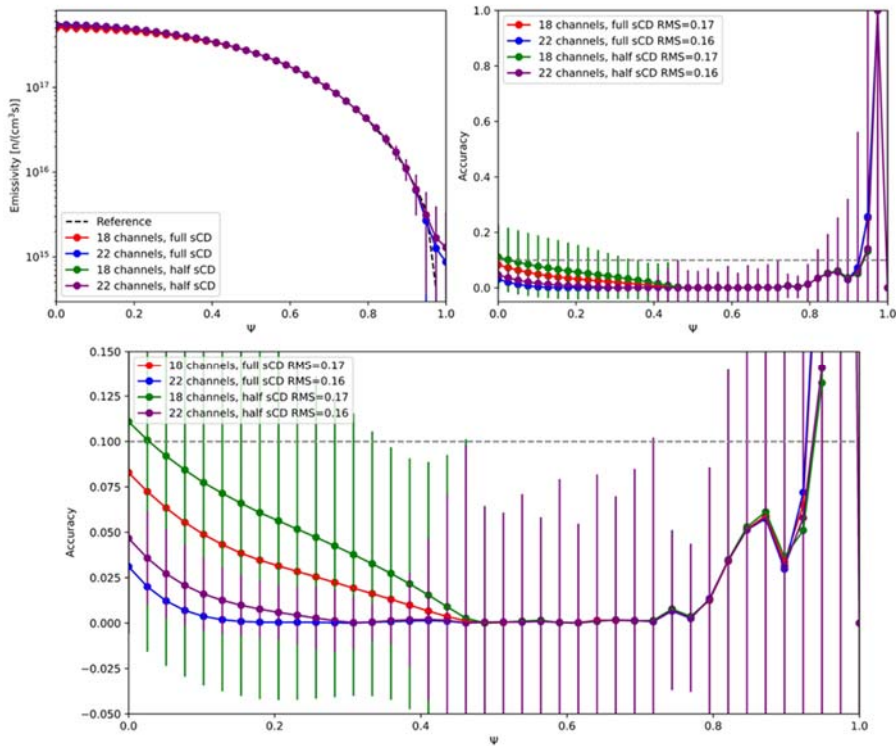


Rysunek 7. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie MFI dla scenariusza $DT\ Q=10$ i czasu akwizycji danych 20 ms.

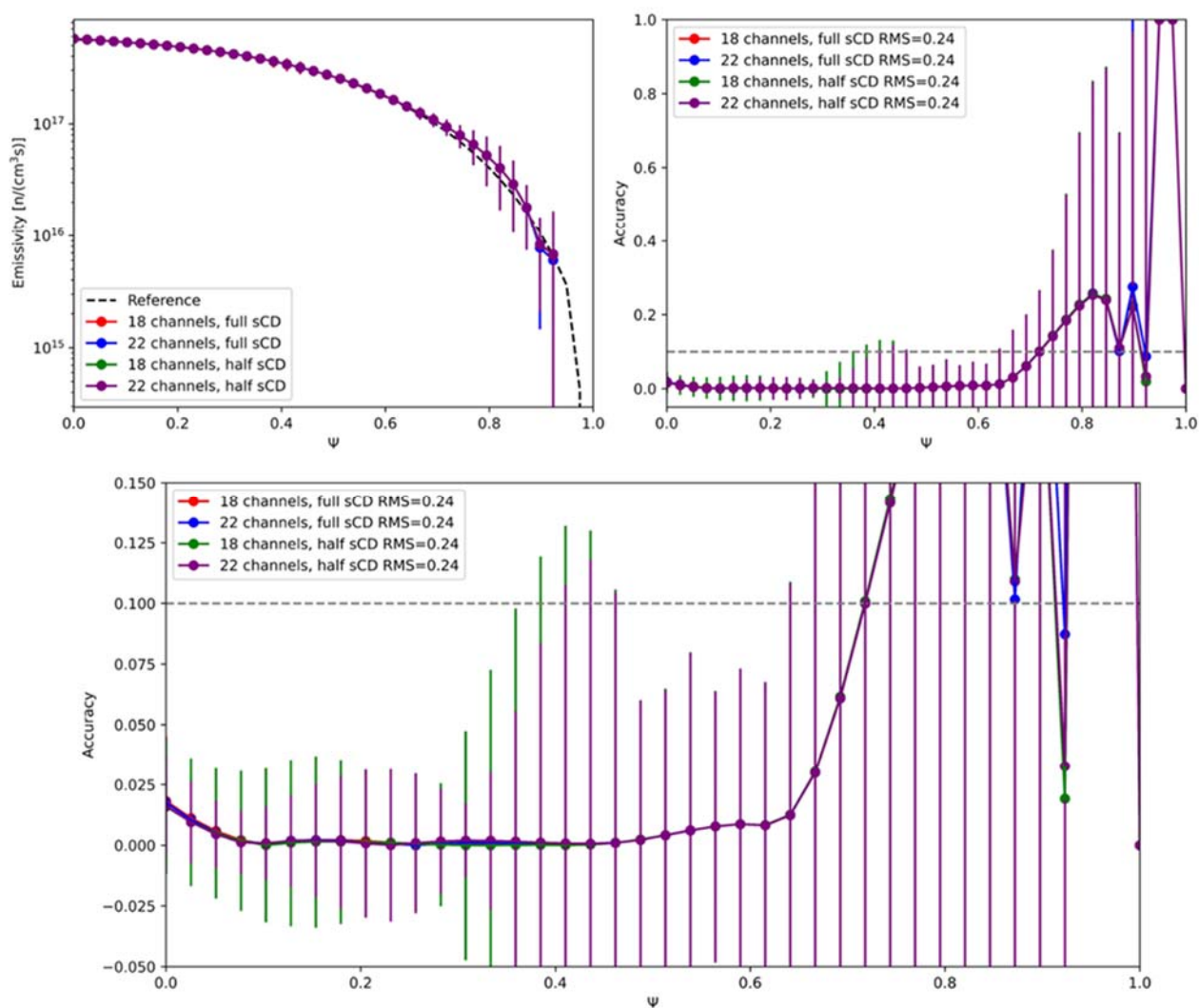
Tabela 2. Porównanie wartości RMS oraz maksymalnego Ψ dla którego dokładność rekonstrukcji wynosi 10% dla czasu akwizycji 20 ms i scenariusza $DT Q=10$.

Method		TR 1st order derivative		TR 2nd order derivative		MFI	
RNC option		RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy
22 channels	full sCD	0.16	0.954	0.29	0.71	0.16	0.950
18 channels	full sCD	0.16	0.954	0.29	0.71	0.16	0.950
22 channels	half sCD	0.16	0.954	0.29	0.71	0.16	0.950
18 channels	half sCD	0.16	0.954	0.29	0.720	0.16	0.950

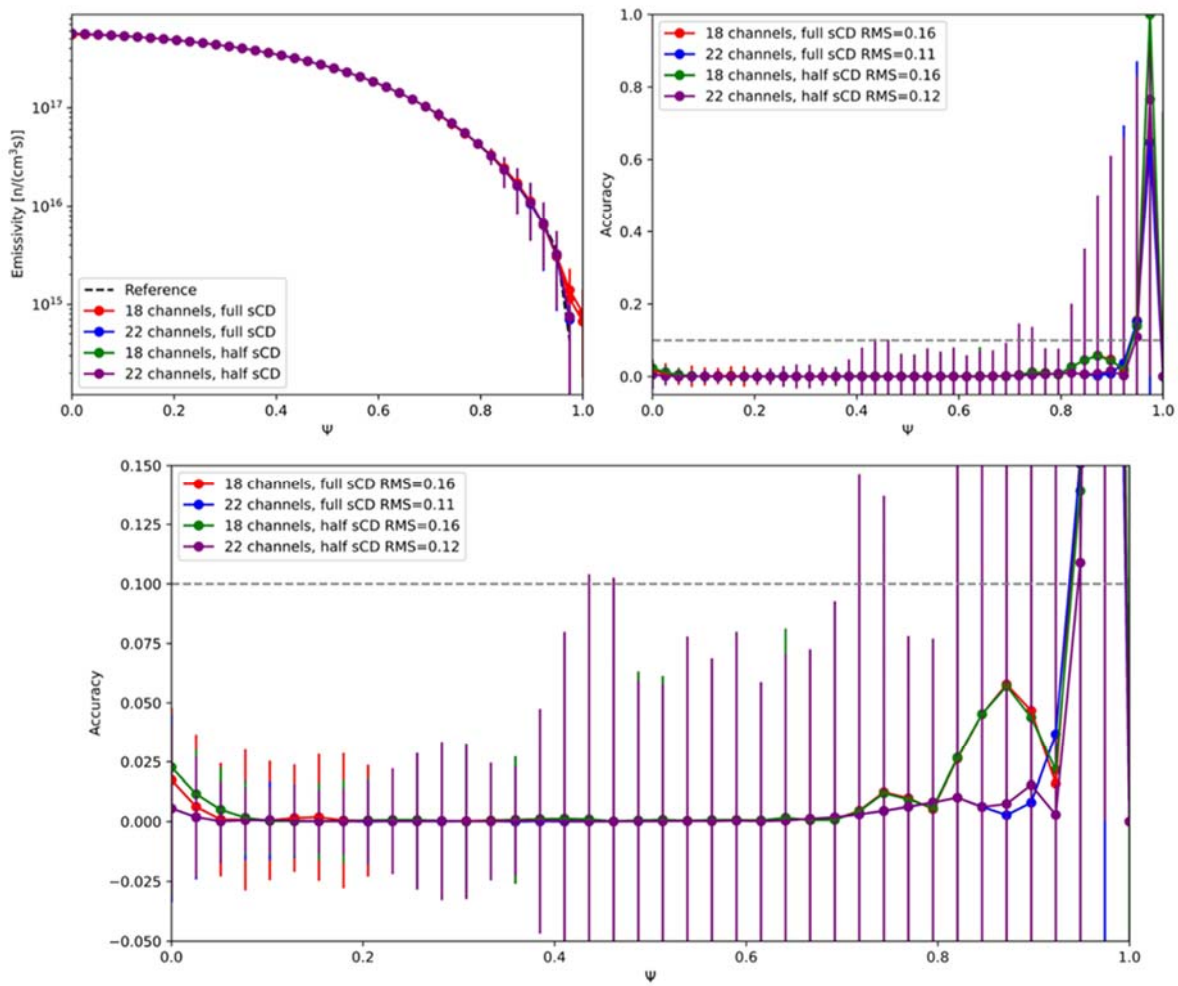
Wyniki rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodach TR z macierzą pochodnej pierwszego i drugiego rzędu oraz MFI dla czasu akwizycji danych 50 ms znajdują się na rysunkach odpowiednio 8, 9 i 10. Tabela 3 zawiera porównanie otrzymanych rezultatów. Zmiany w kamerze wyrażnie wpływają na wynik rekonstrukcji w centrum plazmy w przypadku obliczeń wykonanych za pomocą kodów TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu oraz MFI. Redukcja ilość kanałów pogarsza jakość rekonstrukcji metodą MFI na brzegu plazmy.



Rysunek 8. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji danych 50 ms.



Rysunek 9. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej drugiego rzędu dla scenariusza $DT \ Q=10$ i czasu akwizycji danych 50 ms.

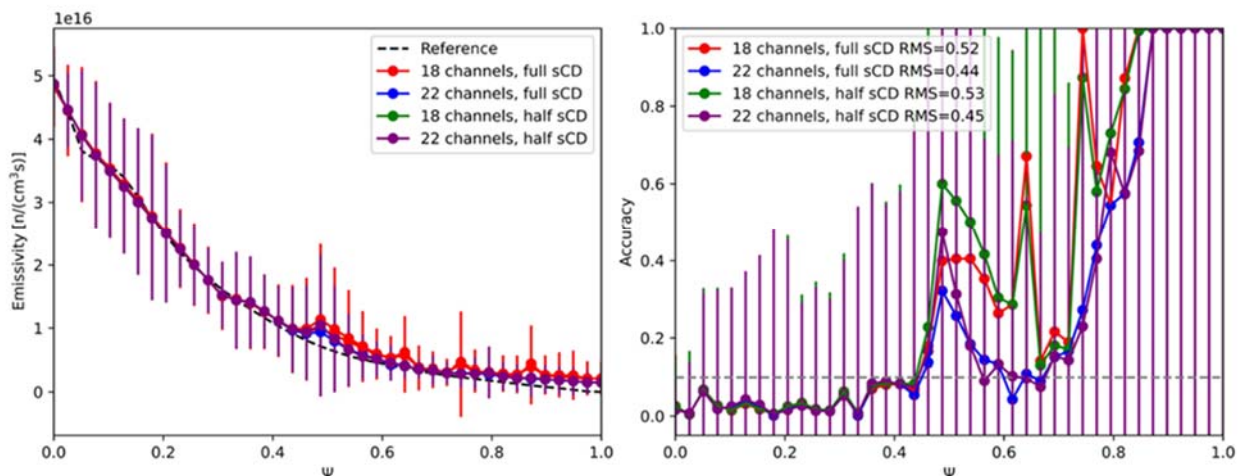


Rysunek 10. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie MFI dla scenariusza $DT Q=10$ i czasu akwizycji danych 50 ms.

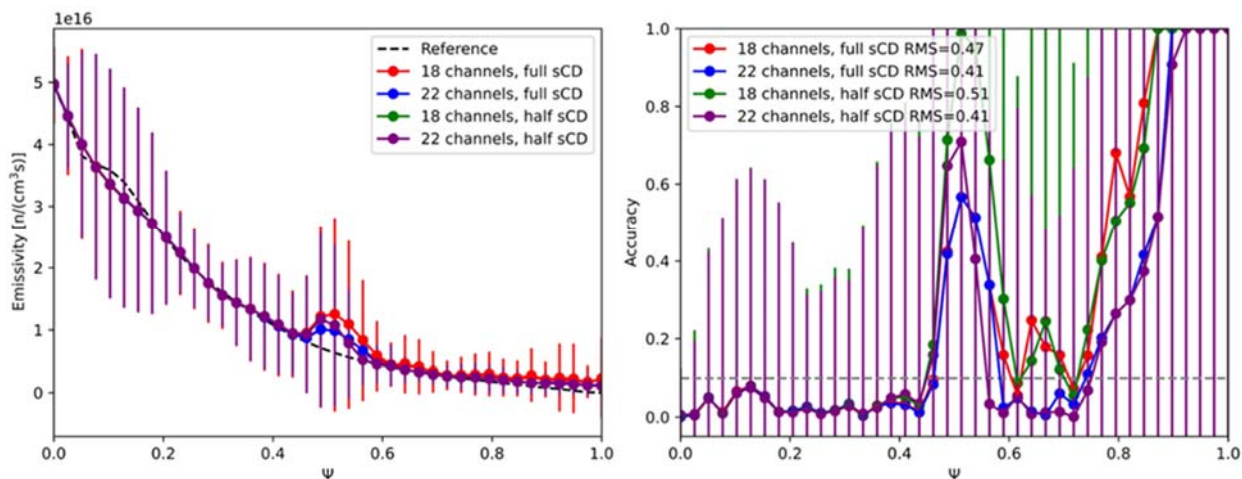
Tabela 3. Porównanie wartości RMS oraz maksymalnego Ψ dla którego dokładność rekonstrukcji wynosi 10% dla czasu akwizycji 50 ms i scenariusza $DT Q=10$.

Method		TR 1st order derivative		TR 2nd order derivative		MFI	
RNC option		RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy
22 channels	full sCD	0.16	0.921	0.24	0.724	0.11	0.925
18 channels	full sCD	0.17	0.921	0.33	0.724	0.16	0.925
22 channels	half sCD	0.16	0.921	0.24	0.724	0.12	0.925
18 channels	half sCD	0.17	0.921	0.24	0.724	0.16	0.925

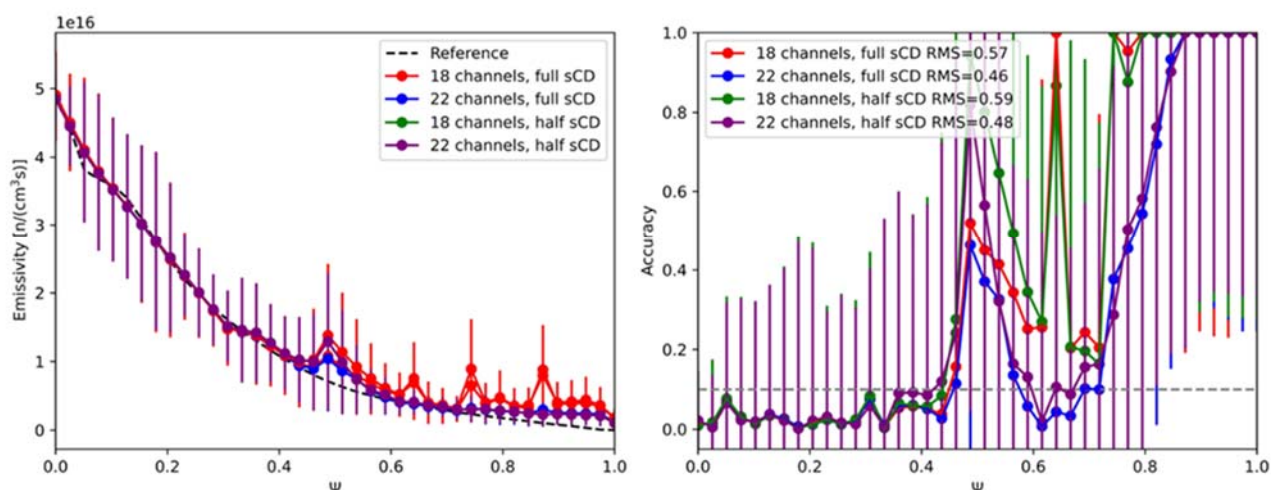
Symulacja pomiaru dla scenariusza DT low charakteryzuje się niskimi wartościami o wysokich błędach statystycznych. W celu kompensacji wysokiego poziomu szumów rozważany czas akwizycji danych wynosił 100 ms i 200 ms. Wyniki otrzymane dla krótszego czasu znajdują się na rysunkach 11, 12 i 13. Podsumowanie rezultatów znajduje się w tabeli 4. Zwiększenie czasu akwizycji danych pozwoliło na obniżenie otrzymanego RMS (Tabela 5). Szczegółowe wyniki dla 200 ms znajdują się na rysunkach 14, 15 i 16. Większy wpływ na rekonstrukcję ma usunięcie czterech kanałów kamery niż redukcja matryc detektorów diamentowych.



Rysunek 11. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza DT low i czasu akwizycji danych 100 ms.



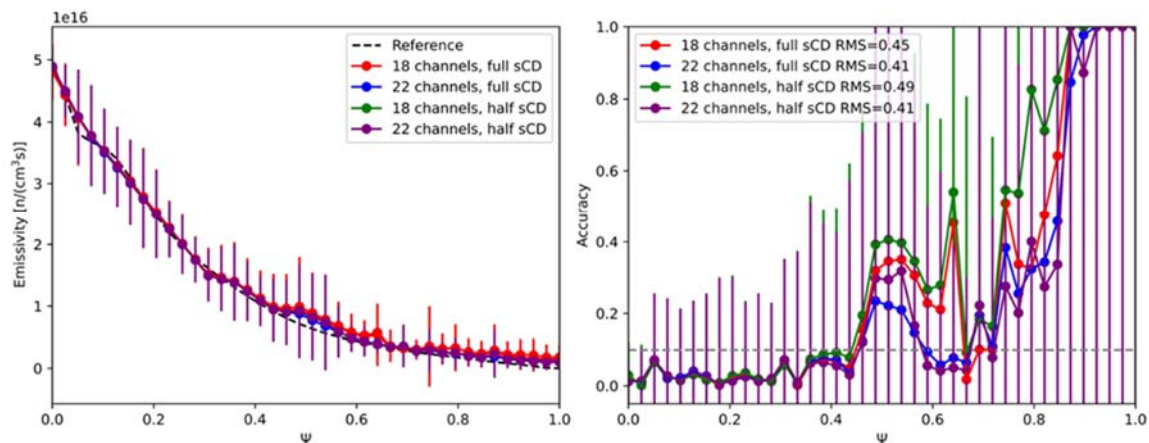
Rysunek 12. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej drugiego rzędu dla scenariusza DT low i czasu akwizycji danych 100 ms.



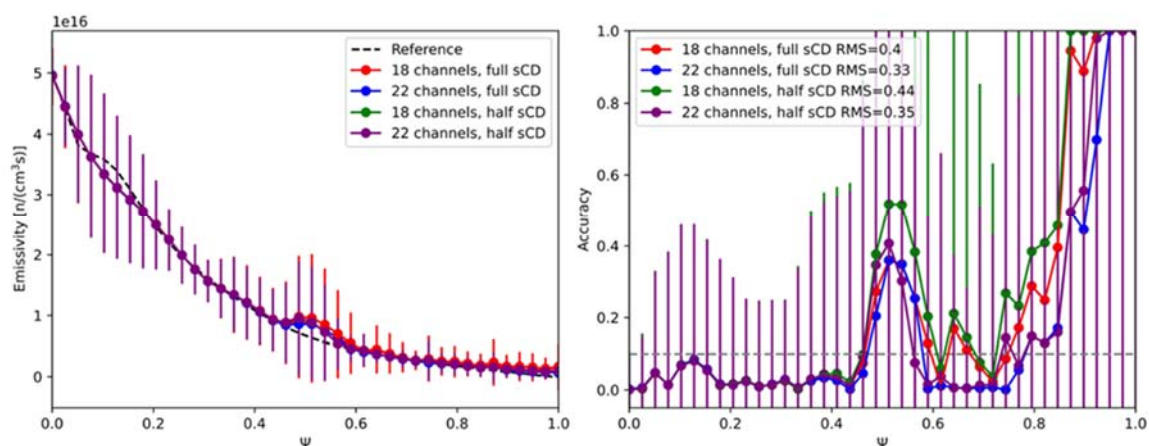
Rysunek 13. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie MFI dla scenariusza DT low i czasu akwizycji danych 100 ms.

Tabela 4. Porównanie wartości RMS oraz maksymalnego Ψ dla którego dokładność rekonstrukcji wynosi 10% dla czasu akwizycji 100 ms i scenariusza DT low.

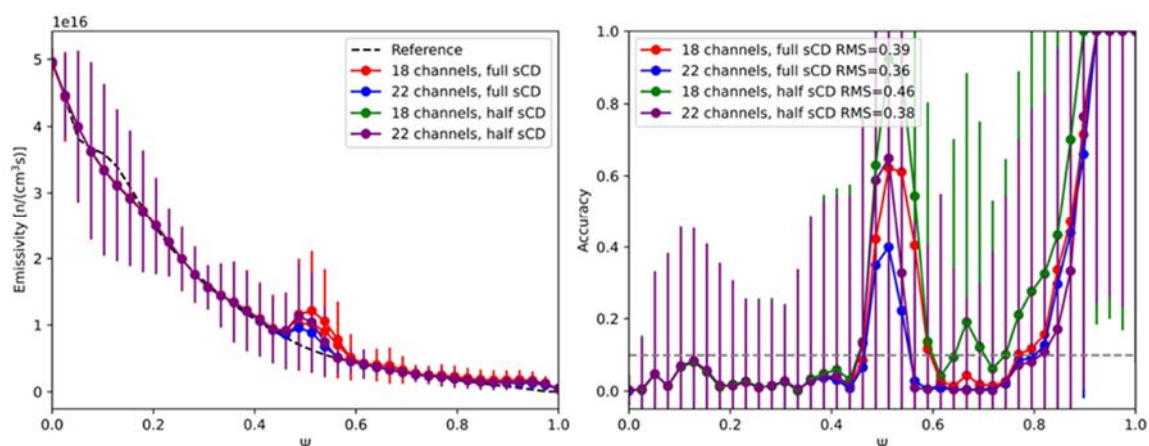
Method		TR 1st order derivative		TR 2nd order derivative		MFI	
RNC option		RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy
22 channels	full sCD	0.44	0.435	0.41	0.463	0.46	0.435
18 channels	full sCD	0.52	0.435	0.47	0.463	0.57	0.435
22 channels	half sCD	0.45	0.435	0.41	0.437	0.48	0.410
18 channels	half sCD	0.53	0.435	0.51	0.437	0.59	0.410



Rysunek 14. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej pierwszego rzędu dla scenariusza DT low i czasu akwizycji danych 200 ms.



Rysunek 15. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie TR z macierzą pochodnej drugiego rzędu dla scenariusza DT low i czasu akwizycji danych 200 ms.



Rysunek 16. Porównanie wyników rekonstrukcji za pomocą kodu opartego na metodzie MFI dla scenariusza DT low i czasu akwizycji danych 200 ms.

Tabela 5. Porównanie wartości RMS oraz maksymalnego Ψ dla którego dokładność rekonstrukcji wynosi 10% dla czasu akwizycji 200 ms i scenariusza DT low.

Method		TR 1st order derivative		TR 2nd order derivative		MFI	
RNC option		RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy	RMS	Maximal Ψ with 10% of accuracy
22 channels	full sCD	0.41	0.464	0.33	0.464	0.36	0.435
18 channels	full sCD	0.45	0.464	0.40	0.464	0.39	0.435
22 channels	half sCD	0.41	0.464	0.35	0.464	0.38	0.435
18 channels	half sCD	0.49	0.464	0.44	0.464	0.46	0.435

Wyniki rekonstrukcji i zmiany związane z modyfikacją kamery zależą od użytej metody, a także czasu akwizycji danych. W przypadku scenariusza DT Q=10 zaobserwowano przede wszystkim spadek dokładności rekonstrukcji na brzegach plazmy. Większy efekt obserwowany jest przy usuwaniu detektorów z kamery. W przypadku scenariusza DT low wnioski są podobne, a pogorszenie RMS na poziomie 0.1. Aplikacja obu zmian w kamerze jednocześnie nie jest rekomendowana przez zespół projektowy ze względu na zbyt duże straty w dokładności rekonstrukcji.

3.1 Faza 1 konsolidacji DONES

Wstęp

Instytut Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy (IFPiLM) w Warszawie jest zaangażowany w podstawowe badania fizyki plazmy i ich wdrażanie w obszarze syntezy jądrowej, interakcji laser-materia, impulsowych silników plazmowych dla nanosatelitów oraz technologii impulsowej dużej mocy.

Instytut uczestniczy w projekcie IFMIF-DONES od jego pierwszego etapu realizowanego w latach 2014-2017. Ekspersi diagnostyki neutronów uczestniczyli następnie w fazie przygotowawczej DONES w latach 2019-2021, a obecnie zaangażowani są w budowę społeczności użytkowników DONES w fazie konsolidacji projektu. IFPiLM pracuje zarówno nad programami eksperymentalnymi fuzji jądrowej oraz programami nie dotyczącymi syntezy jądrowej, koncentrując się na przemysłowym zastosowaniu unikalnego obiektu IFMIF-DONES. Ponadto pracownicy Instytutu wykonują analizy z zakresu nauk społecznych i humanistycznych oraz wspierają prace koordynacyjne, dzięki wiedzy i doświadczeniu Instytutu w roli Krajowego Punktu Kontaktowego EURATOM-Fusion.

Oczekiwany celami projektu IFMIF-DONES jest osiągnięcie ważnego kamienia milowego na Europejskiej Mapie Drogowej Fuzji Jądrowej:

- Dostarczenie pierwszych w swoim rodzaju danych dotyczących materiałów konstrukcyjnych dla demonstracyjnej elektrowni termojądrowej
- Zapewnienie elastycznego ośrodka, który można zmodernizować w celu testowania materiałów dla komercyjnej elektrowni termojądrowej
- Zapewnienie obiektu z widmem i strumieniem neutronów do testowania materiałów w innych sektorach, takich jak zdrowie i środowisko

Długo przed 2018 rokiem, Europejska Mapa Drogowa Syntezy Jądrowej określiła IFMIF-DONES ośrodkiem testowania materiałów jako priorytet dla projektu i budowy demonstracyjnej elektrowni termojądrowej DEMO. W 2018 r. IFMIF-DONES został wpisany na Europejską Mapę Drogową ESFRI a w 2019 r. uzyskał wsparcie finansowe dla fazy przygotowawczej ze strony EURATOM.

Głównymi celami fazy przygotowawczej jest przygotowanie projektu umowy w sprawie międzynarodowego wdrożenia projektu dotyczącego infrastruktury DONES. Główne zadania obejmują:

- Zaproponowanie ram prawnych i zarządzania projektem (zastosowanie modelu podobnego do Szerokiego Podejścia (Broader Approach) F4E zostało zaakceptowane i jest wdrażane)
- Zaproponowanie ram finansowych dla projektu (pełny zestaw dokumentów związanych z projektem wraz z aktualizacjami)
- Przygotowanie wymaganych szczegółowych dotyczących licencji i pozwoleń (Kontakty z hiszpańskim organem regulacyjnym)
- Przygotowanie do wykorzystania Funduszy Strukturalnych (przygotowano projekt wniosku)
- Ocena możliwych alternatyw technicznych o znaczeniu strategicznym (podjęto wysiłki w celu promowania użytkowników spoza fuzji jądrowej i opracowano zalecenia techniczne).

Program IFMIF-DONES obejmuje fazy:

- Walidacji (*Validation Phase 2012-2016*)
- Projektu i Inżynierii (*Design and Engineering Phase, 2015-2020, 2021-2027*)
- Wyboru Gospodarza (*Site Selection Process (2016-2018)*)
- Przygotowania (*Preparatory Phase 2019-2021*)
- Konstrukcji, instalacji, testowania i weryfikacji systemów (*Construction, Installation, Testing and Systems Commissioning Phase*)

Niniejszy projekt DONES ConP1 realizuje cele:

- Wspieranie partnerów programu IFMIF-DONES w planowaniu, w procesie podejmowania decyzji, zwłaszcza w zakresie organizacji, kalkulacji kosztów i oceny ryzyka
- Konsolidacja zasad i dokumentów dotyczących zarządzania programem IFMIF DONES, dokumentów w celu stworzenia ram dla skutecznej i wydajnej współpracy między wszystkimi interesariuszami
- Wspieranie partnerów na wczesnym etapie wdrażania zespołu projektowego oraz w okresie przejściowym do momentu udostępnienia funduszy
- Definiowanie i projektowanie komplementarnych obszarów eksperymentalnych poza badaniami termojądrowymi.
- Prace nad planowaniem fazy operacyjnej i eksploatacyjnej, ze szczególnym uwzględnieniem wniosków z fazy przygotowawczej DONES Prep oraz z zaangażowania innych obiektów UE w program (w tym środki dotyczące transportu napromienionych materiałów).

Program prac DONES ConP1 obejmuje:

- Pakiet zadaniowy 1: Koordynacja i Upowszechnianie (*WP1: Coordination & dissemination*)
- Pakiet zadaniowy 2: Zasięg, rozwój i zaangażowanie społeczności użytkowników (*WP2: Outreach, development & engagement of scientific and engineering user community*)
- Pakiet zadaniowy 3: Rozwój umów rzeczowych i partnerskich (*WP3: Development of in kind & partnering Agreements*)
- Pakiet zadaniowy 4: Przygotowanie projektu do budowy (*WP4 : Project Preparation for construction*)

Projekt DONES ConP1 jest dwuletnią europejską inicjatywą następującą po fazie przygotowawczej.

DONES (DONES-Prep) i powiązaną z programem prac EURATOM. Jego główne cele obejmują:

- Rozwój programu eksperymentalnego wykraczającego poza zastosowania termojądrowe w celu przyciągnięcia szerszej społeczności użytkowników DONES.
- Ustanowienie skutecznych ram współpracy poprzez udoskonalenie strategii wkładu rzeczowego i zamówień partnerskich wśród zainteresowanych stron.
- Uaktualnienie dokumentacji dotyczącej finansowych, prawnych i organizacyjnych aspektów obiektu IFMIF-DONES podczas jego budowy, instalacji, uruchomienia i fazy operacyjnej.

W projekcie DONES ConP1 uczestniczy dziesięć instytucji europejskich (IFMIF-DONES España, CEA, CIEMAT, ENEA, IFJ PAN, INFN, IPPLM, KIT, RBI i UNIZAG FSB) wraz z kluczowymi obserwatorami z sektora technologii termojądrowych. Zorganizowany w wiele pakietów roboczych, DONES ConP1 koncentruje się na realizacji swoich podstawowych celów, służąc jednocześnie jako niezrównane źródło neutronów do walidacji materiałów w przyszłych reaktorach termojądrowych i innych zastosowaniach związanych z neutronami.

1. Rozwój społeczności użytkowników naukowych i inżynierskich IFMIF-DONES

Zadanie związane jest z brakiem szczegółowego planu eksperymentalnego dla fazy eksploatacyjnej obiektu IFMIF-DONES. Celem zadania jest przygotowanie konspektu programu eksperymentalnego badań związanych z fuzją jądrową (DONES Fusion Experimental Programme). Prace nad raportem IFPiLM realizował pod kierownictwem KIT (Niemcy) we współpracy z CIEMAT (Hiszpania), ENEA (Włochy) i RBI (Chorwacja). Raport zawiera listę eksperymentów, ich wymagania i priorytety. Oznacza to dalszy rozwój wybranych eksperymentów, których projekty koncepcyjne powstały w ramach projektu DONES-PreP. Grupa badawcza w której skład wchodzi IFPiLM zbierała informacje na temat potrzeb badań materiałowych dla demonstracyjnego reaktora DEMO. W ramach zadania oceniane zostały podstawowe eksperymenty związane z materiałami konstrukcyjnymi wykonywane na małych próbkach, ale także możliwość wykorzystania obiektu do zaawansowanych eksperymentów z elementami reaktorów termojądrowych. Dodatkowo w ramach zadania przeanalizowano potrzeby innych projektów związanych z rozwojem energetyki termojądrowej oprócz reaktora DEMO. Przeprowadzono ocenę możliwości zastosowania obiektu IFMIF-DONES w ramach innych eksperymentów uwzględniając ich potrzeby, wymagania oraz czas wykonania.

Obiekt IFMIF-DONES ma na celu uzupełniać ofertę źródeł neutronów w Europie, której deficyt przewiduje się w nadchodzących latach, ze względu na zamknięcie kilku ośrodków badawczych. W ramach projektu DONESPreP powstała lista potencjalnych eksperymentów wykorzystujących wiązki neutronów oraz deuterionów w badaniach nie związanych z fuzją jądrową. Zadanie w ramach projektu DONES-ConP1 koordynowane przez IFJ PAN (Kraków) polega na przeanalizowaniu istniejącej listy oraz przygotowaniu programu eksperymentalnego badań niezwiązanych z fuzją jądrową. W realizacji zadania poza IFPiLM biorą udział również: CEA (Francja), CIEMAT (Hiszpania), INFN (Włochy) i RBI (Chorwacja). Prace obejmowały analizę możliwości wykorzystania obiektu IFMIF-DONES do produkcji radioizotopów wykorzystywanych w medycynie, wykonania eksperymentów związanych z badaniami podstawowymi fizyki jądrowej oraz zastosowania w przemyśle. W ramach zadania przygotowane zostały układy bazowe stanowisk eksperymentalnych, w których realizowane były wybrane badania. Warunki wymagane do wykonania poszczególnych eksperymentów zostały przeanalizowane i uwzględnione w projekcie obiektu. Zadanie obejmuje również utworzenie Grupy Użytkowników DONES wraz z Komitetem Naukowym Użytkowników. Organizowane były wydarzenia dla użytkowników DONES w celu konsolidacji i rozszerzenia społeczności. Zadanie to jest, między innymi odpowiedzialne za kontynuację i konsolidację serii warsztatów dla użytkowników DONES, rozpoczęły się warsztatem w 2022 roku, warsztatem w 2023 roku oraz warsztatami w 2024 roku.

W ramach drugiego pakietu zadaniowego *WP2: Outreach, development and engagement of scientific and engineering user community* w 2024 roku Instytut uczestniczył w realizacji podzadania 2.2.3 dotyczącego eksperymentów z zastosowaniami przemysłowymi. W ramach realizowanych działań:

- Zidentyfikowano techniki eksperymentalne oparte na neutronach do zastosowań przemysłowych.
- Opracowano listę wymagań dotyczących integracji tych technik z projektem bazowym DONES.
- Przeanalizowano potencjalnych użytkowników i interesariuszy eksperymentów neutronowych w celu zwiększenia zaangażowania społeczności w naukowe i przemysłowe zastosowania IFMIF-DONES.
- Przygotowano listę kontaktową potencjalnych użytkowników i udostępniono ją koordynatorowi zadania.
- Przeprowadzono działania informacyjne w celu zebrania zainteresowań i wymagań interesariuszy.
- Dzięki tym wysiłkom IPPLM przyczynia się do zwiększenia znaczenia przemysłowego i zaangażowania użytkowników IFMIF-DONES.

2. Tworzenie umów o charakterze rzeczowym i partnerskim

Pierwszy pakiet zadaniowy *WP1: Coordination & dissemination* obejmuje zadania: 1.1 Koordynacja i 1.2 Upowszechnianie. Koordynacja obejmuje Podzadania: 1.1.1 Kontrola i monitorowanie, 1.1.2 Koordynacja między partnerami, 1.1.3. Koordynacja z innymi projektami, 1.1.4. Raportowanie, 1.1.5 Fundraising. Zgodnie ze szczegółowym planem prac na pierwszy rok („Detailed Work Plan Year 1”). W *WP1: Coordination & dissemination, Task 1.1. Coordination*, przewidziano przeprowadzenie analizy wpływu nauk społecznych i humanistycznych SSH (Social Science and Humanities Analysis) na prowadzone badania. Przedmiotem analiz miała być ocena potrzeb oraz i ryzyka projektu, ocena ryzyka związanego z harmonizacją pakietów zadań, oraz harmonogramu wskazującego najważniejsze etapy. Realizację tego zadania powierzono Instytutowi a za dostarczenie rezultatu odpowiedzialny był Koordynator. W okresie styczeń- kwiecień 2024 r. IFPILM przygotował, opracował, dostarczył i uzgodnił z DONES Management Team rezultat w postaci dokumentu *SSH Analysis of the Detailed Work Plan Year 1 (D.1.1)*. Analiza SSH należy do pakietu zadaniowego 1. Koordynacja i rozpowszechnianie, Zadanie 1.1 Koordynacja Projektu, Podzadanie 1.1.1 Kontrola i monitorowanie projektu. Głównymi celami WP1 są: 1) zarządzanie koordynacją między różnymi partnerami i obserwatorami projektu, zapewniając skuteczną i wydajną współpracę; oraz 2) rozpowszechnianie działań projektu wśród ogółu społeczeństwa i przemysłu. W ramach tego działania w kolejnych krokach opracowane zostaną szczegółowe działania następcze związane z rezultatami pakietów roboczych. Aby rozwinąć tę współpracę, w ramach podzadania 2.1 Upowszechnianie, zaplanowano opracowanie różnych narzędzi: wewnętrzna strona internetowa, sekcja w biuletynie IFMIF-DONES, okresowe raporty z postępów w realizacji projektu. Podzadanie 1.1 obejmuje przygotowanie i okresowy przegląd szczegółowego programu prac dla każdego pakietu roboczego i powiązanych z nim planowanych działań. Głównym celem przeglądów jest wyłonienie ryzyk i metodologii zarządzania nimi poprzez uwzględnienie w projekcie nauk społecznych i humanistycznych. Celem analizy SSH Planu Prac na rok 1 było zapewnienie wkładu ze strony dyscyplin nauk społecznych i humanistycznych (SSH) oraz zaangażowanie ekspertów i instytucji SSH a także włączenie odpowiedniej wiedzy specjalistycznej SSH, w celu uzyskania znaczących efektów zwiększających społeczny wpływ badań. Zakres Analizy SSH objął większość działań zaplanowanych do wdrożenia w ramach realizacji Szczegółowego Planu Pracy Rok 1. Forma Analizy SSH ma postać uszczegółowionego Planu Pracy na Rok 1 ze wskazaniem mierników SSH związanych z realizowanymi działaniami: Analiza SSH, Zalecenia SSH oraz Propozycje działań SSH do rozważenia przez koordynatorów pakietów zadaniowych. Analiza uwzględniła wykorzystanie mierników z dyscyplin nauk społecznych - w szczególności nauk ekonomicznych i nauk o przedsiębiorczości, zarządzaniu, finansach ale także mierniki dotyczące oceny struktury zatrudnienia, społecznego

postrzegania oraz społecznego oddziaływania projektu. Drugim ważnym celem przeprowadzenia analizy SSH było wskazanie środków i mierników szacowania ryzyka w każdym pakiecie roboczym oraz powiązanych z nim planowanych działań w celu przeprowadzenia bardziej szczegółowej analizy ryzyka projektu. Cel został osiągnięty, szczegółowa analiza ryzyka projektu będzie realizowana na kolejnych etapach wdrażania projektu.

Jednym z celów projektu jest nabycie wiedzy na temat specyfikacji zamówień wymagających podpisywania umów opracowywanych w ramach programu DONES (*D3.1 Procurement Agreements*). Niezbędne jest uzgadnianie i zatwierdzenie strategii testów akceptacyjnych dla każdego zamawianego sprzętu. Zadanie to polega na doradztwie w zakresie tej strategii w oparciu o wcześniejsze doświadczenia każdego z partnerów, w wyniku czego opracowany będzie Raport techniczny dotyczący Strategii Testów Akceptacyjnych w DONES (*D3.4 Strategy of Acceptance Tests*). W celu zwiększenia liczby krajów i instytucji uczestniczących w programie DONES, albo jako potencjalnych darczyńców na etapie budowy w postaci wkładów rzeczowych, albo do rozwijania zdolności eksperymentalnych na etapie eksploatacji, rozwijana była współpraca z partnerami (*D3.5 Interaction with possible partners*). Zadanie uwzględnia wizyty w potencjalnych krajach partnerskich w celu zrozumienia ich możliwości i zainteresowań oraz wniesienia wkładu w zdefiniowanie Strategii Testów Akceptacyjnych. Umożliwi to dostarczenie w ramach *WP3: Development of in-kind & partnering agreements* wiedzy i doświadczeń ze strony doświadczonych partnerów - podmiotów wdrażających duże infrastruktury badawcze. W ramach tego zadania IFPILM wziął udział w misji gospodarczej zorganizowanej przez polskiego przedstawiciela ds. współpracy z przemysłem przy Fusion for Energy (ILO F4E). W dniach 1-4 października 2024 roku IFPILM wraz z przedstawicielami polskiej nauki (NCBJ, IFJ, etc.) oraz polskiego przemysłu (Altad, Egken Vacuum Technology, Bimo Tech) wziął udział Big Science Business Forum 2024. BSBF to kongres zorientowany na biznes, skierowany do branży wysokotechnologicznych i innowacyjnych, którego celem jest stanie się głównym miejscem spotkań infrastruktur badawczych i przemysłu w Europie. Podczas BSBF 2024 krajowe instytucje i organizacje dzieliły stoisko wystawiennicze oferując i korzystając z możliwości zaprezentowania działalności oraz informowania o oferowanych usługach. Wystawy i sesje informacyjne i posterowe otwarto 1 października 2024 r. BSBF 2024 było okazją dla europejskich przedsiębiorstw, organizacji i jednostek badawczych aby uzyskać pełne informacje na temat konkursów i naborów na zamówienia publiczne, zarządzane bezpośrednio przez międzynarodowe organizacje badawcze, tzw. Big Science Organisations (BSO), zgodnie z określonymi zasadami i procedurami. BSBF 2024 był współorganizowany bezpośrednio przez: Europejską Organizację Badań Jądrowych (CERN), Europejską Agencję Kosmiczną (ESA), Europejskie Obserwatorium Południowe (ESO), Europejskie Źródło Spalacyjne (ESS), Europejski Ośrodek Promieniowania Synchrotronowego (ESRF), Europejski Laser Rentgenowski na Swobodnych Elektronach (European XFEL), Facility for Antiproton and Ion Research in Europe (FAIR), Fusion for Energy (F4E), Institut Laue-Langevin (ILL), Square Kilometre Array Observatory (SKAO), we współpracy z PERIIA, paneuropejską siecią krajowych oficerów łącznikowych ds. przemysłu. Gospodarzem BSBF 2024 we Włoszech byli: wyłoniony w ramach procedury konkursowej autonomiczny region Friulia-Wenecja Julijska, włoska sieć oficerów łącznikowych ds. współpracy z przemysłem (ILO Network Italia) złożona z włoskich ILO z CNR, ENEA, INAF i INFN, Park Naukowy w Trieście (Area Science Park of Trieste) oraz organizacja promocji turystyki (PromoTurismo FVG). Poza wielkimi organizacjami badawczymi oraz przedstawicielami przemysłu, w targach wzięli udział również przedstawiciele konsorcjum DONES-Espana, koordynatora projektu DONES ConP1.

Instytut wykorzystał możliwości oferowane przez BSBF do:

1. Zaprezentowania działalności instytutu i jego oferty usługowej międzynarodowym agencjom wsparcia badań realizujących zamówienia publiczne na badania i urządzenia (podczas prezentacji

działalności Instytutu na stanowisku wystawienniczym z plakatem, folderem informacyjnym i raportem rocznym do udostępnienia w formie cyfrowej);

2. Udzielenia wsparcia członkom CeNTE i partnerom IFPILM wyrażającym chęć nawiązania konsorcjum do wspólnego przystępowania do konkursów/zamówień (Bimo Tech, Finteq, etc.);
3. Zaprezentowania kompetencji i doświadczeń po stronie IFPILM w zakresie produkcji urządzeń (akceleratory, systemy laserowe, stanowiska diagnostyczne, etc.) – w kontekście zamówień Fusion for Energy i pozostałych organizacji poprzez nawiązanie kontaktu z przedstawicielami działu Zamówień w celu zaprezentowania potencjału IFPILM;
4. Zaprezentowania kompetencji po stronie IFPILM w zakresie projektowania, wytwarzania i testowania katod elektronowych - w kontekście współpracy z ESA w ramach projektu LIDER oraz poza projektem a także w kontekście przyszłych zamówień ESA - poprzez nawiązanie kontaktu z przedstawicielami ESA;
5. Nawiązania kontaktów i wymiana doświadczeń z CERN /ESA /ESO /ESS/ ESRF /XFEL /FAIR /F4E – w kontekście w analiz realizowanych przez IFPILM w ramach pakietów zadaniowych DONES ConP-1:

WP1 Coordination – w zakresie przygotowania Analizy SSH (Social Sciences and Humanities) której celem jest oszacowanie ryzyk w projekcie, z uwzględnieniem nauk społecznych i humanistycznych w projekcie;

WP3 Development of in-kind & partnering agreements - w zakresie umów na dostawę komponentów do IFMIF-DONES i wykorzystania doświadczeń partnerów projektu w innych obiektach w celu poprawy obecnego podejścia w zakresie dokumentacji prawnej (umowy dotyczące zamówień publicznych, praw własności intelektualnej, planów zarządzania danymi, zasadami otwartego dostępu, itp.) ale także od strony technicznej (lista pakietów, testy akceptacyjne itp.);

WP4 – Project Preparation for Construction – którego celem jest aktualizacja całej niezbędnej dokumentacji przygotowanej do uruchamiania Programu DONES, w celu ich konsolidacji dla właściwego wdrożenia przez Zespół Projektowy podczas budowy oraz zintegrowanych faz instalacji i uruchomienia.

6. Nawiązania współpracy z parkiem technologicznym w Trieście (Area Science Park of Trieste), z siecią oficerów łącznikowych ds. współpracy z przemysłem ILO Network Italia oraz pan-europejską siecią oficerów łącznikowych infrastruktur badawczych (Pan-European Research Infrastructure ILO Association, PERIIA) – w kontekście budowania przyszłej społeczności użytkowników DONES oraz partnerstw do wspólnej Akcji COST na rzecz projektów technologicznych (Innovation Managers for Technological Projects, IM4TECH).

Czwarty pakiet zadaniowy *WP4: Project Preparation for construction* obejmuje Zadanie 4.1. Organizacja projektu, Podzadania 4.1.1 Organizacja zespołu projektowego, 4.1.2 Program prac początkowych dla zespołu projektowego, 4.1.3 Narzędzia zarządzania projektem oraz Zadanie 4.2 Aktualizacja CODA i Zadanie 4.3 Przegląd projektu (bezpieczeństwo i licencje). W ramach WP4 Instytut wspierał instytucję IFMIF-DONES Espana w organizacji Zespołu Programowego (4.1 Project Team Organisation) poprzez dzielenie się doświadczeniami zdobytymi w czasie uczestnictwa w projektach o podobnym charakterze oraz udzielał wsparcia w aktualizacji planu zatrudnienia DONES zawierającego liczbę pracowników, kluczowe umiejętności, schemat organizacyjny oraz organizacja zespołu programowego. Realizacja zadania obejmuje: dostarczenie dwóch Rezultatów *D4.1: Update of the DONES Project Organisation for the Construction Phase* oraz *D4.3: Update of the DONES Programme Organisation for the Integrated Installation & Commissioning Phase*. IFPILM brał udział w analizach Raportu Technicznego którego celem jest uruchomienie Kamienia Milowego 5 - Porozumienie w sprawie Organizacji DONES dla Fazy Budowy i Zaktualizowanego Harmonogramu. Osiągnięcie porozumienia było niezbędne do dostarczenia

Rezultatów 4.1 i 4.2 na poziomie Projektu. Celem prac było osiągnięcie porozumienia w sprawie dwóch dokumentów: propozycji Organizacji Zespołu Programowego (Programme Team Organisation) dla późniejszych etapów Fazy Budowy oraz zaktualizowanego Harmonogramu Projektu (Updated Project Schedule). Kamień milowy 5 dotyczył uzyskania porozumienia w sprawie obydwu dokumentów. Raport Techniczny został przyjęty przez Management Board 24 maja 2024 r. Zgodnie z podejściem zarządczym koordynatora Raport techniczny jest pierwszym podejściem w kierunku pozyskania niezbędnych informacji nt. PTO a „Rezultat 4.1. Aktualizacja organizacji zespołu programowego DONES” dostarczy bardziej szczegółowych informacji na temat organizacji DONES w fazie konstrukcji a ostateczny „Rezultat 4.3. Aktualizacja CODA” dostarczy szczegółowych informacji na temat harmonogramu DONES. W ramach WP4, Instytut wraz z organizacjami partnerskimi CEA, CIEMAT, ENEA, IFJ PAN, INFN, IPPLM, KIT, RBI koordynowanymi przez DONES-Espana, brał udział w konsultacjach planu zarządzania zasobami ludzkimi, „D4.1: Human Resources Management Plan”. Struktura HRMP została przyjęta w maju 2024 r. Zarządzanie pracą odbyło się zgodnie z planem w następujących krokach: 1. Przygotowanie pierwszej wersji dokumentów związanych z Zadaniem 4.1. (Koordynator), 2. Konsultacje i zbieranie opinii partnerów, 3. Przygotowanie i przyjęcie tekstu ostatecznego.

Osiągnięcia naukowe

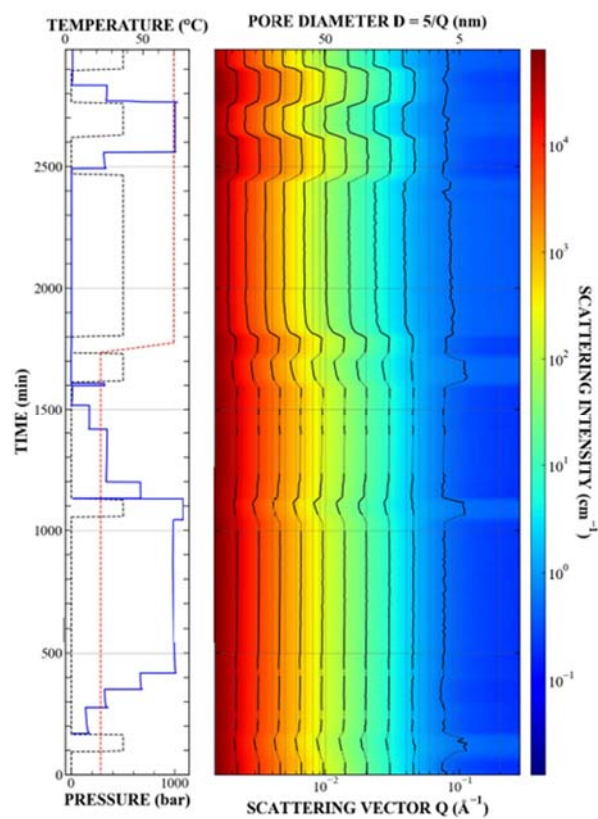
Neutrony są niezwykle cennymi cząsteczkami dla badań akademickich i przemysłowych prac badawczo-rozwojowych. Wysoce penetrujące i nieniszczące metody neutronowe są wrażliwe na lekkie pierwiastki i cząstki magnetyczne. Zwiększenie wykorzystania neutronów w wielu dziedzinach, takich jak charakteryzacja i optymalizacja nowych materiałów, magazynowanie energii, domieszkowanie półprzewodników, analiza aktywacji i produkcja izotopów medycznych, przyciągnęło uwagę użytkowników przemysłowych. W ramach WP2 zrealizowano badanie, które koncentruje się na potencjalnych zastosowaniach IFMIF-DONES, takich jak dyfrakcja, SANS - rozpraszanie pod małym kątem i reflektometria. Przygotowano szeroką listę potencjalnych użytkowników. Ich zainteresowanie i wymagania zostaną zweryfikowane po nawiązaniu kontaktu.

Neutrony są bardzo czułe na lekkie pierwiastki, zwłaszcza wodór, nawet w obecności cięższych pierwiastków. Mogą wnikać na głębokość kilku centymetrów w większość materiałów, umożliwiając głęboką analizę, kontrolę pojemników i badania nieniszczące. Techniki neutronowe są potężnymi narzędziami do badań i rozwoju w różnych dziedzinach nauki i przemysłu, w tym precyzyjnej kontroli jakości, materiałów jądrowych i zabezpieczeń, produkcji radioizotopów, lotnictwa, ochrony dziedzictwa kulturowego, archeologii, wodoru i magazynowania energii, magnetyzmu, nadprzewodnictwa, nanotechnologii, spintroniki i badań nad energią słoneczną.

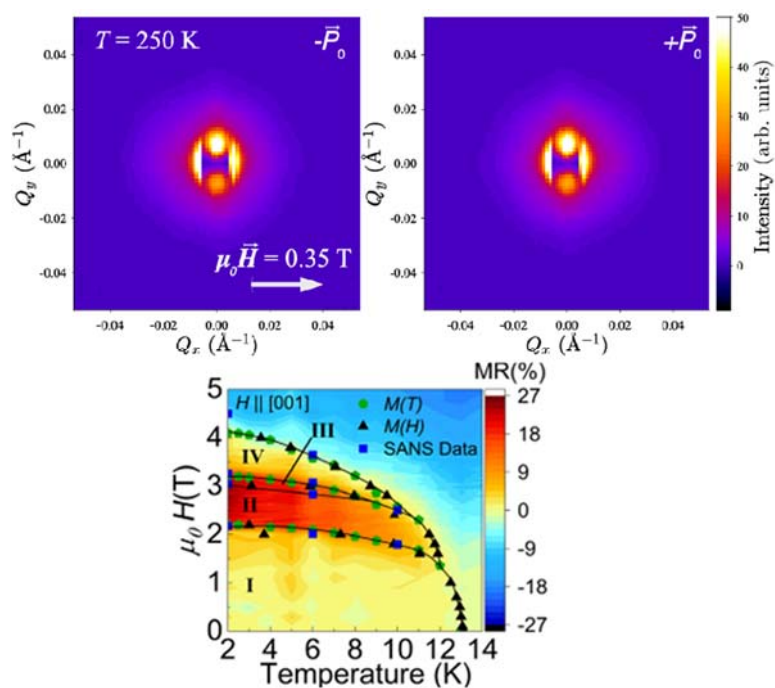
Osiągnięcia technologiczne

Obiekt IFMIF-DONES zapewni niezrównany strumień neutronów do walidacji materiałów w przyszłych reaktorach termojądrowych i różnych innych zastosowaniach, w których neutrony odgrywają kluczową rolę. Poniżej znajduje się podsumowanie proponowanych technik analizy neutronowej i powiązanych z nimi eksperymentów, z których niektóre są planowane do włączenia do sekcji „eksperymenty uzupełniające - neutrony” ośrodka. Dodatkowo, sporządzono listę 152 kontaktów dla zastosowań przemysłowych niezwiązanych z syntezą jądrową.

1- Neutronowe rozpraszanie pod małym kątem (1- Neutron Small Angle Scattering (SANS): SANS bada strukturę cieczy i ciał stałych w skali długości od nano do mikro.



Rysunek 1. Testy agresywnych płynów przy wysokich ciśnieniach i temperaturach¹

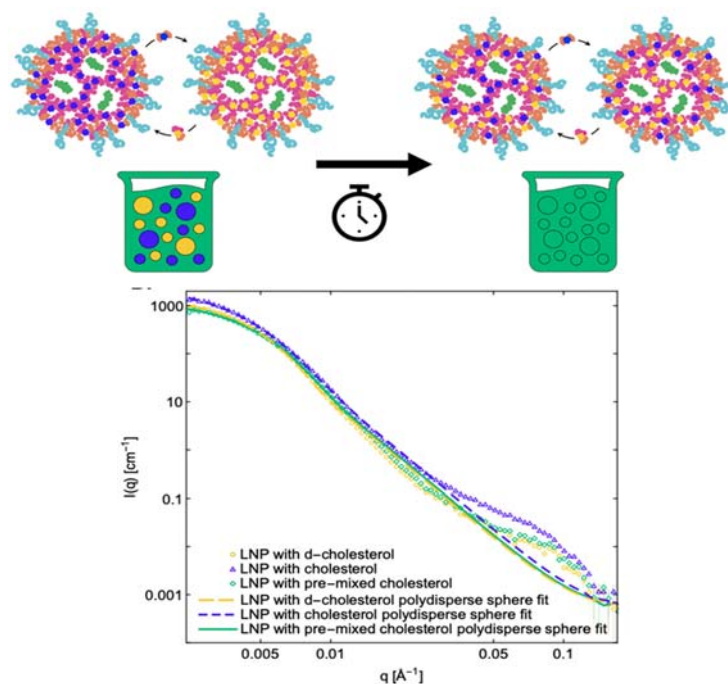


Rysunek 2. Pomiary spolaryzowane spinowo 2D i faza magnetyczna^{2,3}

¹ Ji et. al. Measurement 235 (2024) 114997

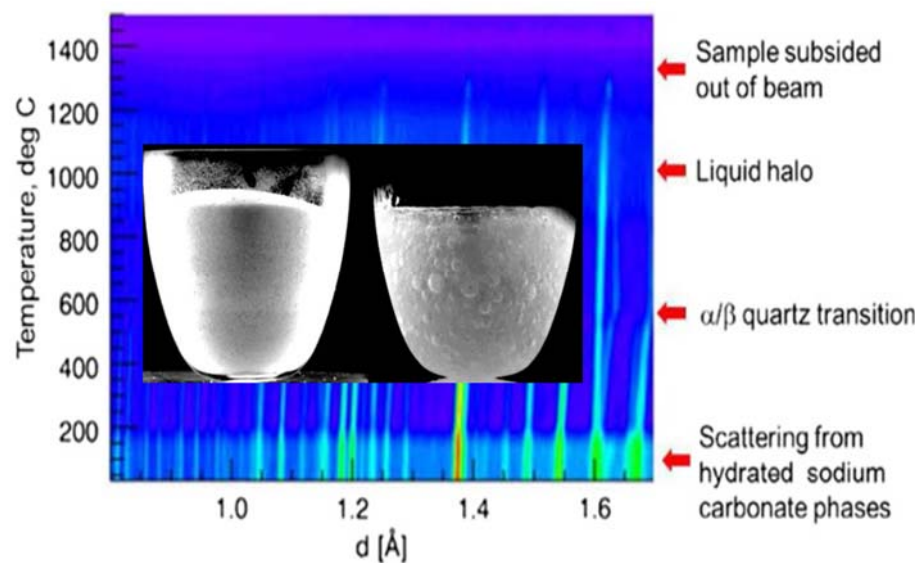
² Ukleev et, al. Physical Review Research, (2022) 4,023239

³ Singh et. al. Nature Communications, (2023) 14:8050



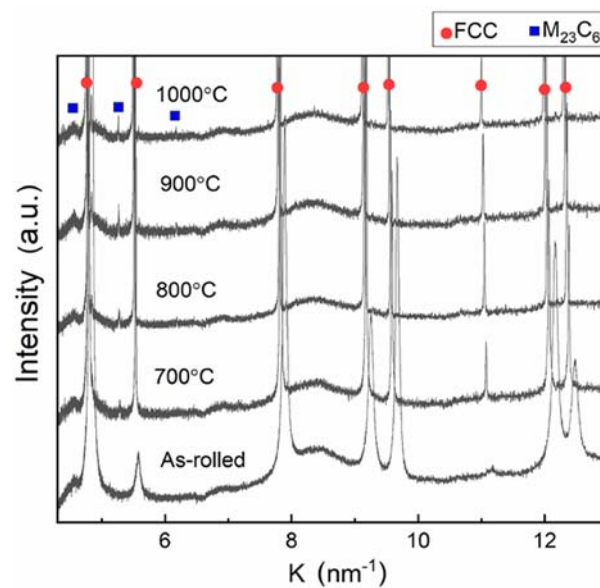
Rysunek 3. Dynamiczne właściwości nanocząstek lipidowych (LNP)

2-Dyfrakcja neutronów (Neutron Diffraction, ND): bada strukturę atomową i/lub magnetyczną materiałów.

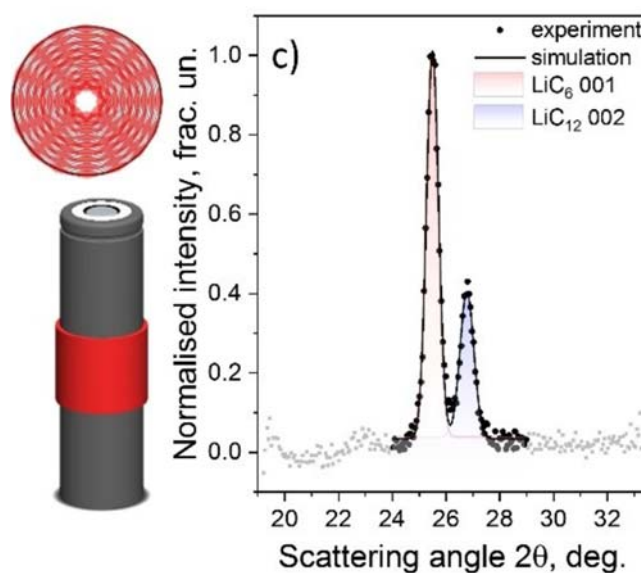


Rysunek 4. Usprawnianie procesu produkcji szkła⁴

⁴ Peterson et al. J. Am. Ceram. Soc. (2019) **102** 1495



Rysunek 5. Badanie dyfrakcji neutronów stopów o wysokiej entropii (HEAs)⁵

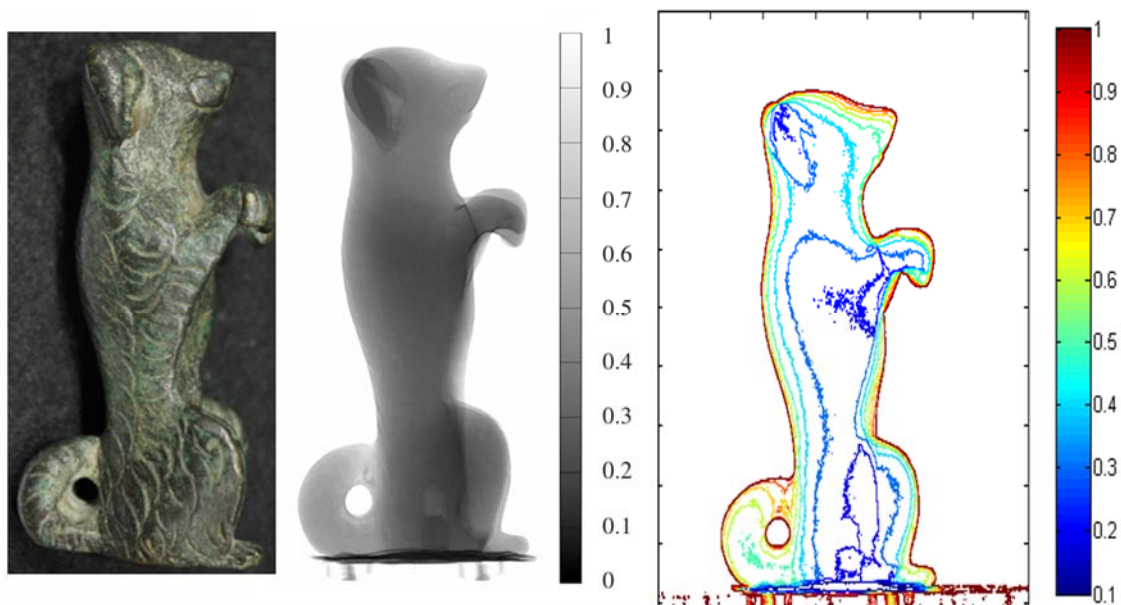


Rysunek 6. Dyfrakcja neutronowa baterii litowo-jonowych (Li-ion)⁶

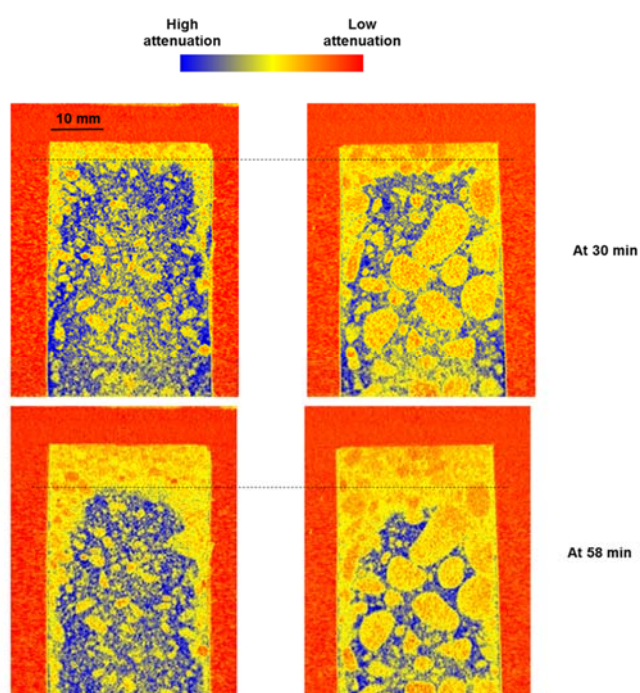
3- Obrazowanie neutronowe, tomografia i radiografia (Neutron Imaging, Tomography and Radiography, NITR): NITR to nieniszczące techniki, które pozwalają zajrzeć do wnętrza materiałów i zbadać zachodzące w nich procesy.

⁵ Pramote et. al. Materials Characterization (2024) **212** 113980

⁶ Petz et. al. Batteries & Supercaps (2021), 4, 327 – 335



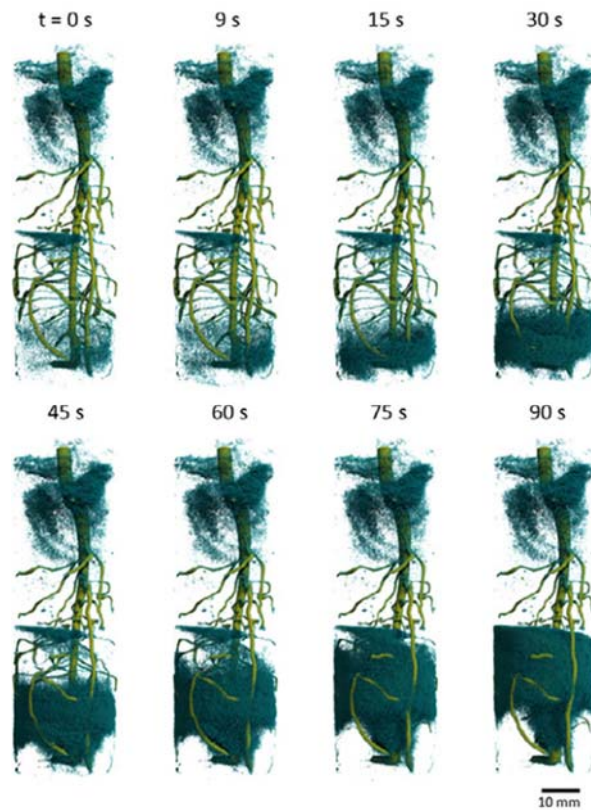
Rysunek 7. Obrazowanie neutronowe brązów archeologicznych⁷



Rysunek 8. Dystrybucja wilgoci w betonie w wysokiej temperaturze⁸

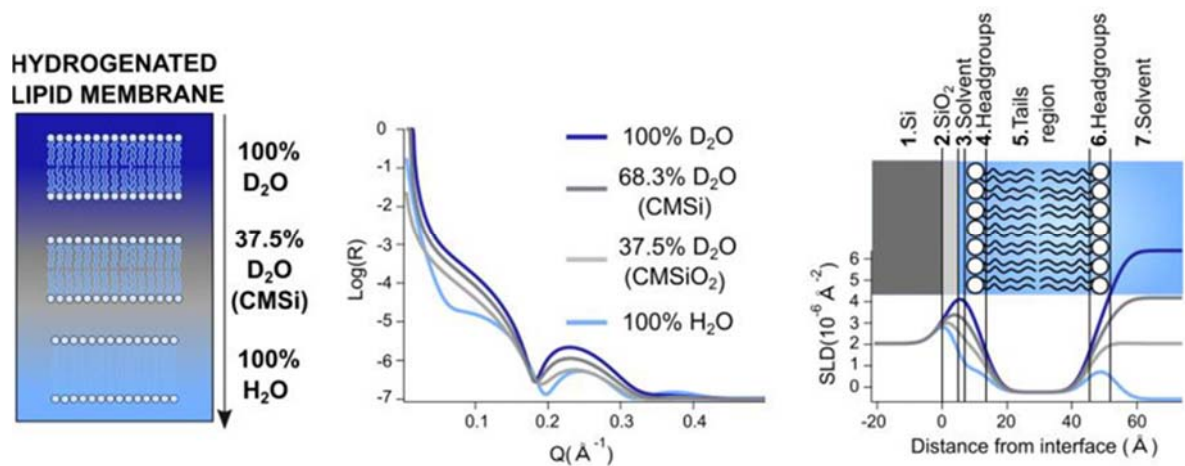
⁷ Ryzewski et al. Physics Procedia, (2013), 43 343 – 351

⁸ Dauti et. al. Cement and Concrete Research, (2018) 111, 41-55



Rysunek 9. Wpływ korzeni na wzór nasiąkania wodą⁹

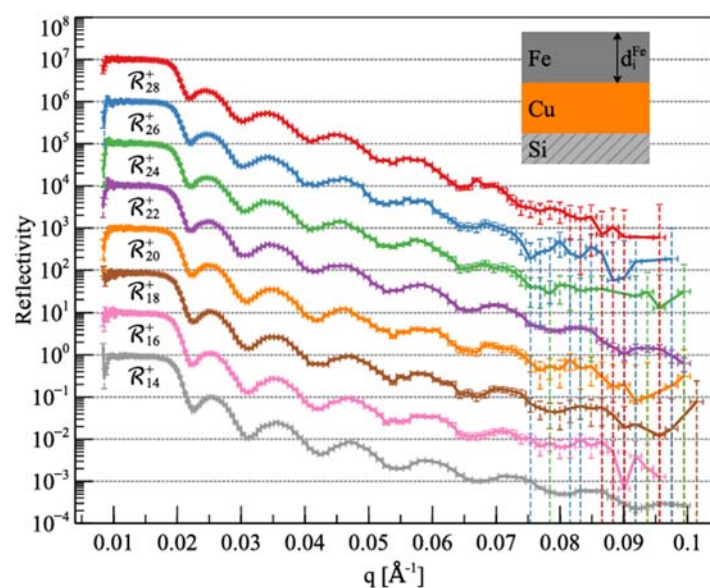
4- Reflektometria neutronowa (Neutron Reflectometry, NR): NR jest techniką analizy powierzchni, struktury międzyfazowej i składu.



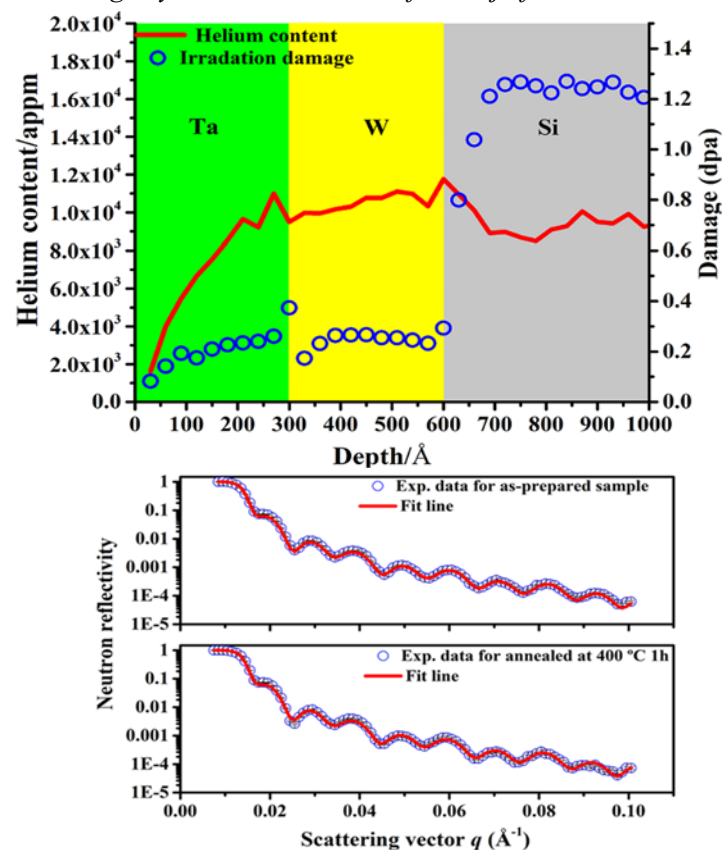
Rysunek 10. Interakcje leków i systemów dostarczania leków z błoną biologiczną¹⁰

⁹ Totzke et. al. (2019) Optics Express 27, 20/30

¹⁰ Caselli et. al. Advances in Colloid and Interface Science (2024), 325, 103120



Rysunek 11. Magnetyczna warstwa Fe, informacja fazowa i rekonstrukcja¹¹



Rysunek 12. Zachowanie helu i stabilność termiczna nanokompozytu W/Ta¹²

Dodatkowo proponowane eksperymenty IFPILM obejmują :

- Badania izotopów wykrywających neutrony,
- Domieszkowanie transmutacji krzemu,
- Testowanie uszkodzeń radiacyjnych
- Produkcję izotopów

¹¹ Book et. al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A 1023 (2022) 165970

¹² Chen et. al. Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B (2021), 212, 43–49

4 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

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

Wstęp

W Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy (LLWM) w 2023 roku kontynuowane były zaawansowane prace badawcze i eksperymentalne w zakresie różnych technik diagnostycznych oraz badań zjawisk fizycznych związanych z interakcją silnych impulsów laserowych z materią. Oto niektóre z głównych obszarów badań:

1. **Diagnostyka Interferometryczna:** Rozwijana w celu precyzyjnego pomiaru parametrów fizycznych związanych z dynamiką plazmy oraz laserowymi oddziaływaniami z materiałem. Interferometria pozwalała na uzyskiwanie szczegółowych informacji o gęstości, temperaturze oraz strukturze plazmy, co miało kluczowe znaczenie dla rozwoju technologii laserowych oraz eksperymentów związanych z akceleracją cząstek.
2. **Emisja Silnych Impulsów Elektromagnetycznych (IEM):** Badania w tej dziedzinie koncentrowały się na zjawiskach towarzyszących generowaniu intensywnych impulsów elektromagnetycznych, które mogą oddziaływać z materią w sposób prowadzący do powstawania nowych efektów fizycznych, takich jak emisja promieniowania elektromagnetycznego o bardzo wysokich energiach. Badania te miały na celu zrozumienie mechanizmów generowania i kontrolowania takich impulsów.
3. **Symulacje oddziaływania impulsu laserowego z tarczami typu „cavity” w celu optymalizacji geometrii wnęki w kontekście generacji neutronów z reakcji deuter-deuter –** Badania te miały na celu optymalizację geometrii wnęki laserowej, aby efektywniej generować neutrony w wyniku reakcji deuter-deuter. Poprzez precyzyjne modelowanie kształtu wnęki i parametrów impulsu laserowego, dążono do uzyskania warunków sprzyjających intensyfikacji reakcji fuzji, co pozwala na zwiększenie liczby produkowanych neutronów.
4. **Badanie parametrów wiązki protonów w ramach eksperymentu nad przeprowadzaniem reakcji proton-bor w konfiguracji opartej o użycie wtórnej tarczy borowej („pitcher-catcher configuration”) na układzie PALS –** Celem tych badań było dokładne określenie parametrów wiązki protonów oraz optymalizacja konfiguracji eksperymentalnej dla reakcji proton-bor. Użycie wtórnej tarczy borowej w konfiguracji „pitcher-catcher” miało na celu zwiększenie efektywności reakcji, co jest kluczowe dla badań nad fuzją jądrową i dalszym rozwojem technologii energetyki jądrowej.

Eksperymenty prowadzone w LLWM i innych współpracujących laboratoriach dostarczyły cennych wyników, które zostały szczegółowo opisane w raportach rocznych. Wyniki te miały istotne znaczenie dla rozwoju zarówno technologii laserowych, jak i nowoczesnych metod akceleracji cząstek oraz badań nad emisjami promieniowania elektromagnetycznego.

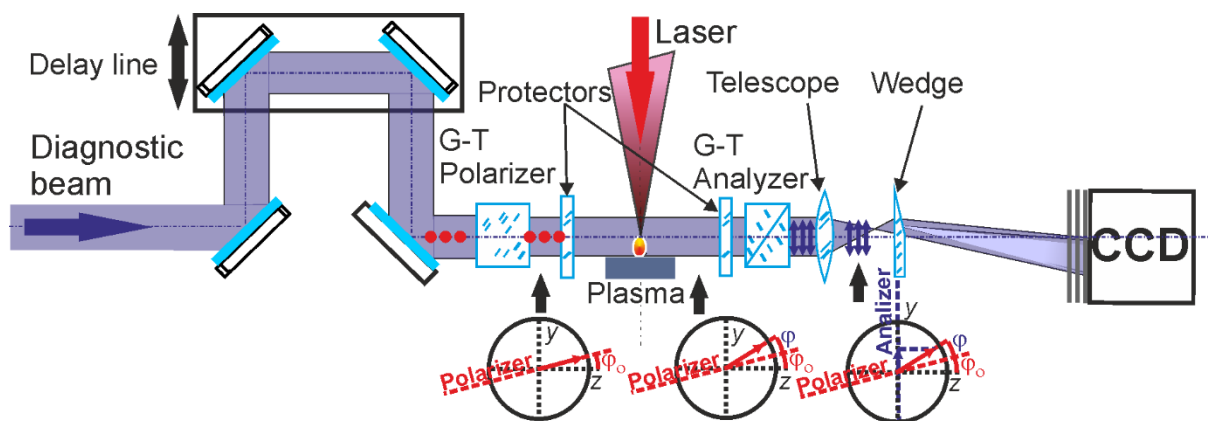
Powyższe badania miały również wpływ na dalszy rozwój współczesnej diagnostyki i metodyki eksperymentalnej w dziedzinie fizyki plazmy oraz akceleracji, stanowiąc ważny element postępu naukowego w tych obszarach.

Ad. 1 Instalacja interferometrii kompleksowej w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

W 2024 roku w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy (LLWM)) było realizowane działanie naukowe MINIATURA 7 pt. „Przygotowanie układu diagnostycznego do interferometrycznych pomiarów parametrów plazmy indukowanej laserem femtosekundowym na potrzeby przyszłych badań związanych z

fuzją inercyjną” (nr rejestracyjny 2023/07/X/ST2/01493), finansowane przez Narodowe Centrum Nauki. Celem działania naukowego było zaprojektowanie, zbudowanie oraz wyjustowanie interferometru kompleksowego do badania plazmy generowanej przez laserowy impuls femtosekundowy, a także zastosowanie tego układu do rejestracji interferogramów kompleksowych dla różnych momentów jej ekspansji.

Schemat interferometru kompleksowego został przedstawiony na rysunku 1.



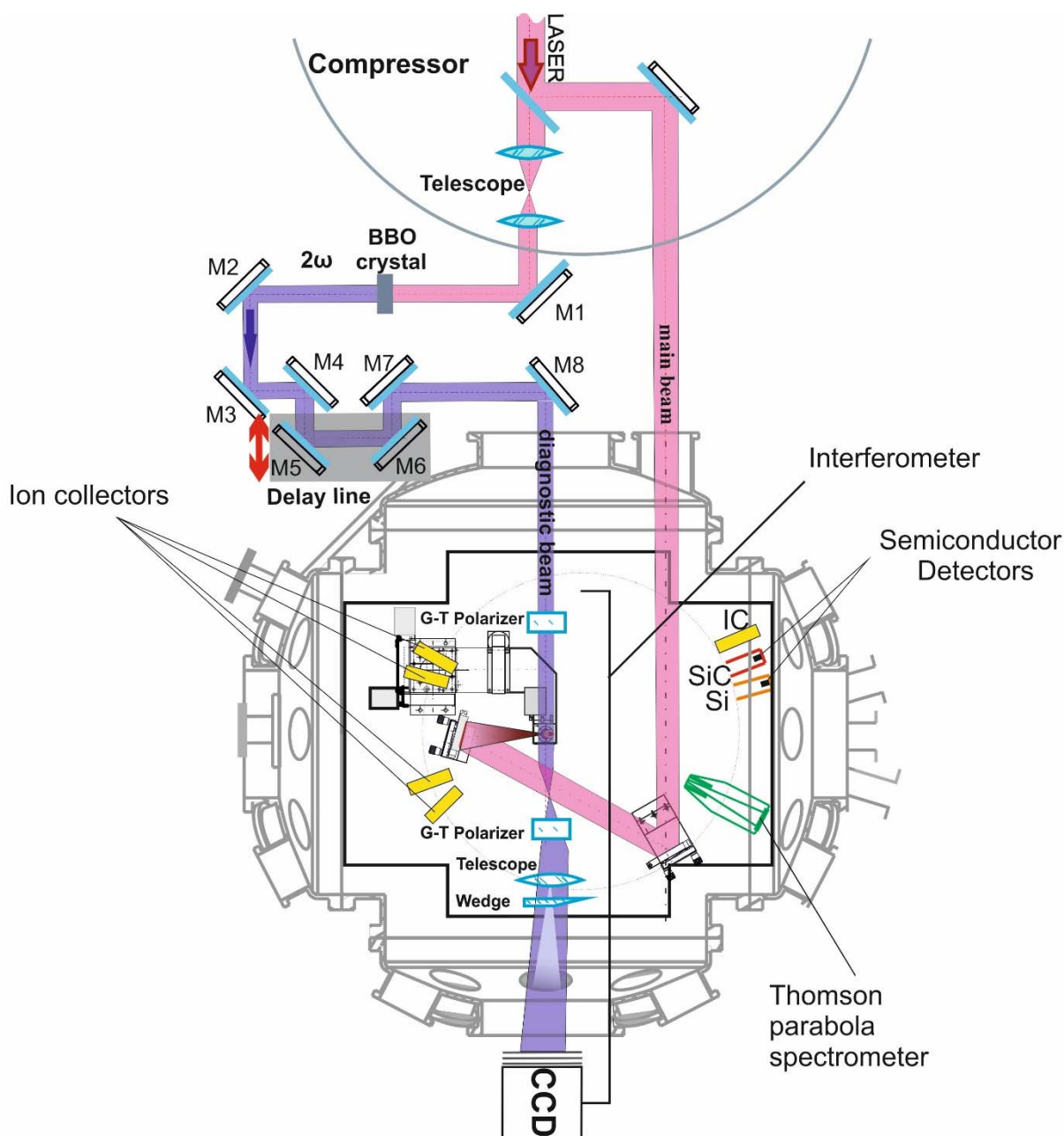
Rys. 1 Schemat interferometru kompleksowego

Jako wiązkę diagnostyczną do oświetlenia interferometru wykorzystano część wiązki lasera tytanowo-szafirowego (ok. 3%), przekonwertowaną na drugą harmoniczną (406 nm). Pozostałe 97 % wiązki w pierwszej harmoniczej (812 nm) wykorzystano do generacji plazmy.

Realizacja działania naukowego obejmowała cztery główne etapy:

- 1) **WP1** Prace przygotowawcze obejmujące zaprojektowanie układu,
- 2) **WP2** Instalacja i justowanie interferometru,
- 3) **WP3** Implementacja diagnostyki podczas sesji eksperymentalnej oraz
- 4) **WP4** Podsumowanie wyników i analiza trudności.

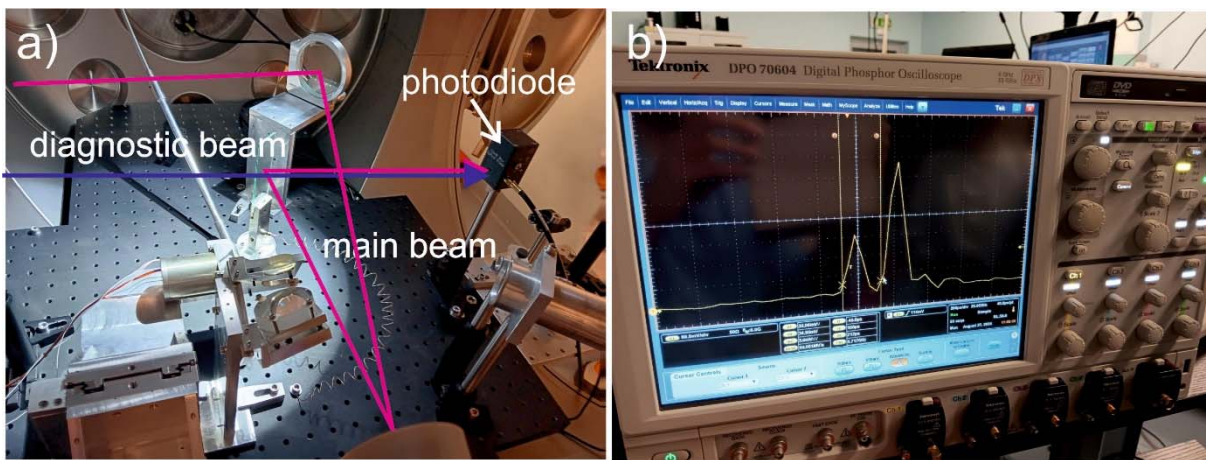
W pierwszym etapie (**WP1**) przeprowadzono szereg obliczeń mających na celu odpowiedni dobór parametrów komponentów interferometru kompleksowego oraz zaprojektowano jego układ i tor wiązki diagnostycznej, uwzględniając właściwości badanej plazmy oraz geometrię komory eksperymentalnej. W drugim etapie (**WP2**) przeprowadzono instalację i justowanie interferometru kompleksowego oraz toru wiązki diagnostycznej. W ramach tych prac ustawiono układ teleskopowy do zmiany średnicy wiązki diagnostycznej, tak aby była dopasowana do średnicy kryształu BBO przetwarzającego wiązkę na drugą harmoniczną (średnica wiązki zmniejszono z 50 mm do 20 mm).



Rys. 2 Schemat układów diagnostycznych w komorze eksperymentalnej

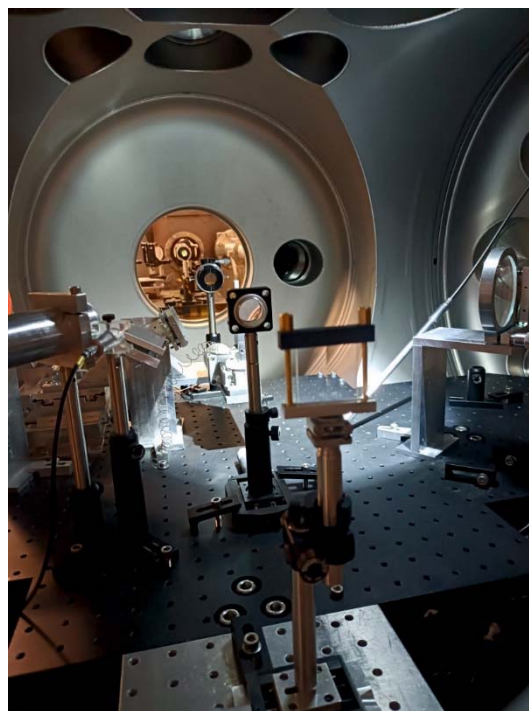
Teleskop został umieszczony w komorze próżniowej kompresora, aby zmniejszyć wpływ efektów nieliniowych, dzięki czemu została poprawiona jakość wiązki diagnostycznej i zwiększona efektywność przetwarzania. Rozmieszczenie w komorze eksperymentalnej interferometru kompleksowego wraz z innymi diagnostykami przedstawiono na rysunku 2. Zbudowano również układ linii opóźniającej, który umożliwia rejestrację interferogramów w różnych momentach ekspansji plazmy. Linia ta składa się z układu zwierciadeł zamocowanych są na przesuwnej szynie o długości 80 cm. Poprzez równoległe przesuwanie zwierciadeł na szynie dokonywana jest zmiana drogi optycznej wiązki diagnostycznej. Do przeprowadzenia dokładnych pomiarów interferometrycznych bardzo ważne było dokładne wyjustowanie linii opóźniającej tak, aby kierunek wychodzącej wiązki diagnostycznej nie zmieniał się podczas przesuwania zwierciadeł. Dobrano odpowiednie punkty kontrolne, w których umieszczono ruchome diafragmy do sprawdzania toru wiązki oraz zwierciadła służące do jego korygowania. Następnie przeprowadzono precyzyjną kalibrację linii opóźniającej ustawiając szybką fotodiodę w miejscu generacji plazmy i mierząc (na oscyloskopie) czasową

odległość między impulsami: diagnostycznym i głównym. W rezultacie linię opóźniającą skonfigurowano w sposób umożliwiający rejestrację interferogramów w zakresie czasowym od około 200 ps przed głównym impulsem do 3,85 ns po jego wystąpieniu.



Rys. 3 Pomiar opóźnienia między wiązką główną i diagnostyczną: a) zdjęcie układu pomiarowego, b) sygnał rejestrowany na fotodiodzie

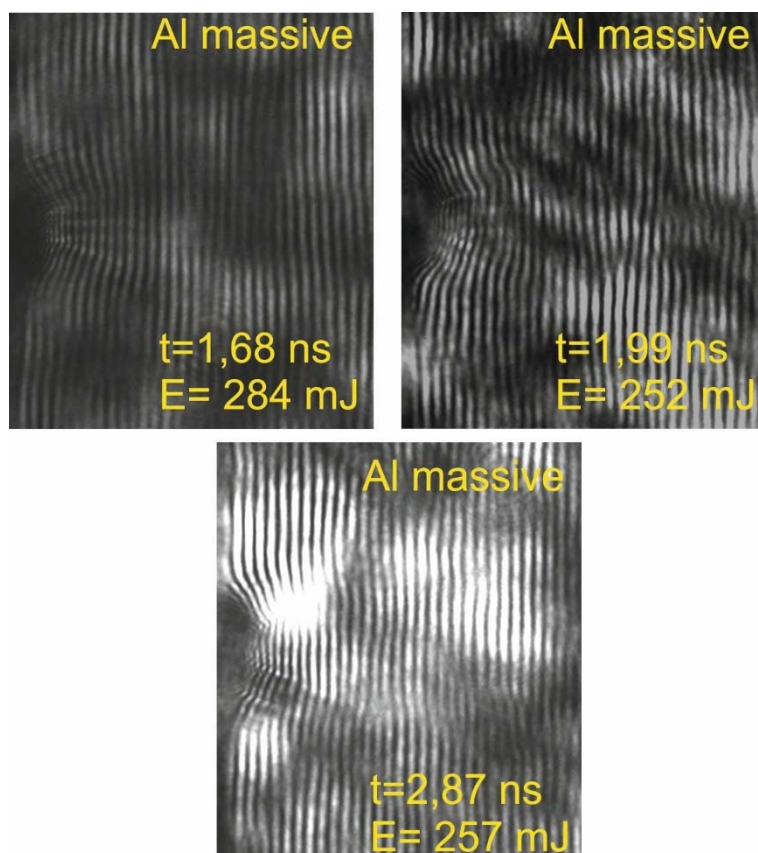
Ustawiono również układ do rejestracji interferogramów kompleksowych składający się z polaryzatorów, obiektywu, klina i kamery. Precyzyjne wyjustowanie układu przeprowadzono przy użyciu specjalnej tarczy w postaci igły, umieszczonej w miejscu generacji plazmy. Zoptymalizowana konfiguracja układu rejestracji interferogramów kompleksowych umożliwia obserwację plazmy z powiększeniem 5,6 razy.



Rys. 4 Część układu interferometru kompleksowego we wnętrzu komory eksperymentalnej

W ramach etapu **WP2** zweryfikowano również działanie kamery oraz jej sposób wyzwalania, rejestrując próbne interferogramy igły oraz referencyjne interferogramy w warunkach bez generacji plazmy. Kolejny etap prac (**WP3**) obejmował sprawdzenie działania interferometru kompleksowego w warunkach

eksperymentalnych poprzez wstępną rejestrację interferogramów kompleksowych podczas serii próbnych strzałów laserowych na tarczę aluminiową.

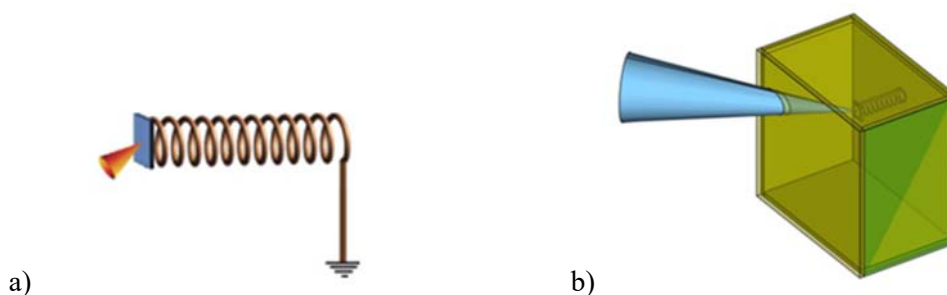


Rys. 5 Przykładowe interferogramy kompleksowe zarejestrowane na układzie

Ostatni etap realizacji (WP4) obejmował ocenę zarejestrowanych interferogramów pod kątem ich przydatności do dalszej analizy, identyfikację trudności napotkanych podczas pomiarów, określenie ich przyczyn, rozważenie potencjalnych rozwiązań oraz zaplanowanie działań na przyszłość. Podczas wstępnych pomiarów za pomocą interferometru kompleksowego największym wyzwaniem okazało się pasożytnicze świecenie plazmy, które pojawiało się na rejestrowanych interferogramach i obniżało ich jakość. W celu zminimalizowania tego zjawiska zaproponowano kilka rozwiązań. Jednym z nich jest zastosowanie filtrów interferometrycznych lub wąskopasmowych filtrów barwnych, a także użycie matrycy CCD o odpowiednio dobranej czułości spektralnej. Kolejną możliwością ograniczenia wpływu świecenia plazmy jest zmiana konfiguracji polaryzatorów, polegająca na doborze kąta wstępnego skręcenia polaryzatorów (wejściowego i analizującego). W planach znajduje się powtórzenie pomiarów z uwzględnieniem tych modyfikacji. W celu poszerzenia zakresu diagnostyki planuje się także wsparcie pomiarów interferometrycznych pomiarami spektrometrycznymi, wykorzystując takie metody jak zobrazowanie 2D emisji $K\alpha$, magnetyczny spektrometr elektronów czy spektrometr Thomsona. Metody te umożliwią dodatkowe pomiary parametrów emisji elektronów i jonów, co stwarza obiecujące perspektywy dla przyszłych eksperymentów. Ponadto, w planowanych badaniach przewidziano zastosowanie różnych materiałów tarcz, takich jak miedź (Cu) czy plastik, oraz rejestrację większej liczby sekwencji interferogramów w krótszych odstępach czasowych i w szerszym zakresie czasowym. Pozwoli to na dokładniejszą analizę procesu formowania plazmy.

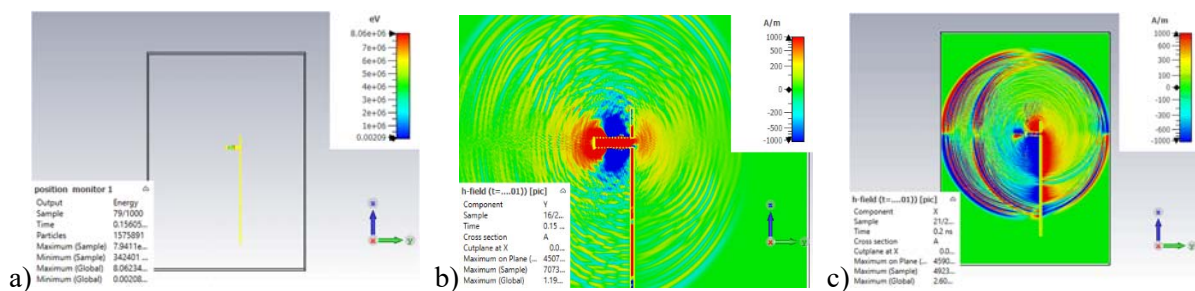
Ad. 2. Emisja Silnych Impulsów Elektromagnetycznych (IEM)

Zespół IFPiLM prowadził badania nad źródłem skolimowanych protonów, charakteryzującym się niską emisją silnych impulsów elektromagnetycznych (IEM). Oddziaływanie lasera o dużym natężeniu wiązki (powyżej 10^{18} W/cm²) z tarczą w postaci folii metalowej o grubości rzędu kilku μ m generuje strumień relatywistycznych elektronów wyrzucanych z przedniej ścianki folii. Część z tych elektronów jest wybijana z folii, co prowadzi do dodatkowej polaryzacji elektrycznej folii i powstania silnego pola elektrostatycznego na tylnej powierzchni folii. Pole to odpowiada za jonizację cienkiej warstewki węglowodorów na tylnej powierzchni ściany i akcelerację protonów. Tak otrzymana wiązka protonów charakteryzuje się jednak dużym kątem rozlotu, co w przypadku większości zastosowań jest niekorzystne. Zaproponowano więc [H. Ahmed et al., Scientific Reports 11:699 (2021)] oryginalny schemat kolimacji laserowo napędzanych protonów, polegający na połączeniu tarczy laserowej z mikrocewką o promieniu kilkuset mikrometrów i długości kilkunastu milimetrów, przedstawiony schematycznie na rys.6.a. Takie podłączenie powoduje odpływ ładunku dodatniego z tarczy i powstanie w cewce impulsowego prądu o dużym natężeniu. Prąd ten wytwarza w mikrocewce osiowe pole magnetyczne, które kolimuje wiązkę protonów. Oprócz pola magnetycznego powstaje także pole elektryczne o znaczącej składowej wzdłuż osi mikrocewki, która może powodować dodatkową akcelerację protonów.

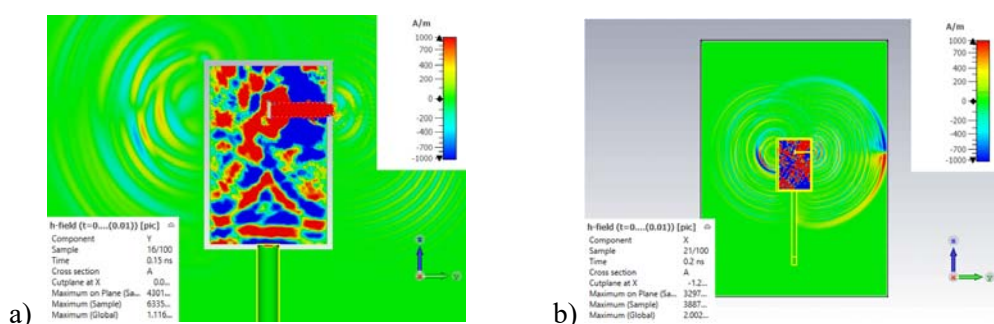


Rys. 6 a) Tarcza laserowa połączona z mikrocewką. b) Tarcza laserowa z mikrocewką osadzona w elektromagnetycznej osłonie pudełkowej.

Jednakże silny impuls prądowy w niczym nieosłoniętym przewodniku jest silnym źródłem IEM, charakteryzujące się widmem od dziesiątków MHz do kilku GHz i amplitudami rzędu setek kV/m. Impulsy takie są bardzo niepożądane, zaburzają bowiem silnie pracę aparatury pomiarowej. Dla zaradzenia temu zjawisku zespół IFPiLM zaproponował rozwiązanie, w którym mikrocewka jest zamknięta w pudełkowej osłonie elektromagnetycznej, jak to przedstawiono na rys.1.b. Dla takiego rozwiązania przeprowadzono symulacje przy użyciu komercyjnego kodu elektromagnetyczno-kinetycznego CST Studio Suite. Przyjęto do symulacji energię impulsu laserowego 3 J, czas trwania impulsu laserowego 30 fs oraz plamkę lasera o średnicy 4 μ m. Z oszacowań wynika, że przy takich warunkach z przedniej i tylnej powierzchni folii jest uwalniany ładunek po 30 nC w postaci szybkich elektronów. Wyniki symulacji są zilustrowane na rys. 7.a-c oraz 8.a-b. Rys. 7.b ilustruje silną składową natężenia pola magnetycznego wzdłuż osi mikrocewki, która odpowiada za kolimację wiązki protonów. Rys. 7.c pokazuje silny prąd zwrotny w przeciku podtrzymującym mikrocewkę, który jest źródłem silnego impulsu elektromagnetycznego.



Rys.7 a) propagacja wiązki protonów w mikrocewce osadzone na pręciku podtrzymującym, $t = 0.15\text{ ns}$; b) składowa pola H wzdłuż osi mikrocewki, $t = 0.15\text{ ns}$; c) składowa pola H prostopadła do płaszczyzny rysunku, ilustrująca silny impuls elektromagnetyczny generowany przez prąd neutralizacji płynący w pręciku podtrzymującym mikrocewkę w chwili $t = 0.2\text{ ns}$.



Rys.8 a) Składowa pola H wzdłuż osi mikrocewki osadzonej w pudełkowej osłonie elektromagnetycznej; b) Składowa pola H prostopadła do płaszczyzny rysunku dla chwili $t = 0.2\text{ ns}$.

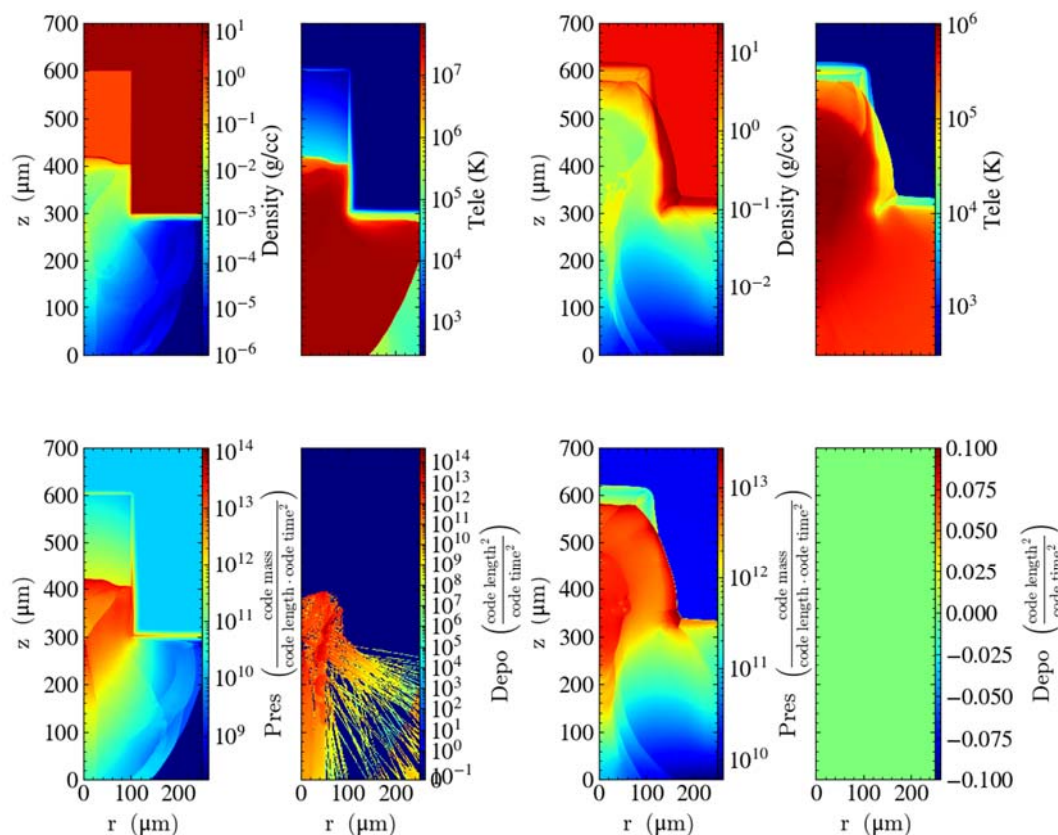
Rys.8 pokazuje rozkłady pól wokół mikrocewki umieszczonej wewnątrz pudełkowej osłony elektromagnetycznej, w chwilach odpowiadających obrazom pola przedstawionym na rys.7. Jak widać na rys.8.a – odpowiadającym rys.7.b - fakt osadzenia mikrocewki w osłonie nie zmienia rozkładu pola kolimującego wiązkę protonów, nadal wyraźnie widoczna jest silna składowa pola wzdłuż osi cewki. Z kolei na rys.8.b – odpowiadającym rys.7.c dla nieosłoniętej cewki – wyraźnie widać, iż emisja elektromagnetyczna z cewki w osłonie jest znacznie mniejsza niż emisja elektromagnetyczna z nieosłoniętej mikrocewki. To wskazuje, że umieszczenie mikrocewki w osłonie może być dobrym rozwiązaniem w przypadku sytuacji, kiedy przy akceleracji protonów potrzebne jest utrzymanie niskiej sygnatury elektromagnetycznej.

Symulacje były przedstawione jako prezentacja posterowa na konferencji EPS Conference in Plasma Physics, Salamanka, 8-12 lipca 2024, P. Rączka, D. C. Carroll, M. Rosiński, M. Kustos, P. Tchórz, A. Zars-Szydłowska, M. Szymański, O. Byrka, A. Marchenko, „Laser-driven source of highly collimated protons with low electromagnetic pulse signature”.

Ad. 3. Symulacje oddziaływania impulsu laserowego z tarczami typu „cavity” w celu optymalizacji geometrii wnęki w kontekście generacji neutronów z reakcji deuter-deuter

W ramach przygotowań do sesji eksperymentalnej w ramach projektu ELIUPM4-11 “Hybrid laser-induced proton–boron fusion using nanosecond laser system: benchmark of an approach employing protons produced during thermonuclear D(d,p)T reaction” (PI: Przemysław Tchórz), który realizowany będzie na układzie laserowym klasy kJ-ns L4n zlokalizowanego w Czechach, we współpracy z ośrodkami ENEA (Włochy) przeprowadzone zostały symulacje numeryczne przy użyciu kodu FLASH, których celem było zoptymalizowanie parametrów plazmy generowanej podczas interakcji nanosekundowego impulsu

laserowego o energii 300J z deuterowanym polietylenem wewnątrz wnęki. Przeprowadzone obliczenia pozwoliły na prześledzenie dynamiki zmian temperatury elektronowej, gęstości oraz ciśnienia plazmy w różnych konfiguracjach geometrycznych (Rysunek 9).



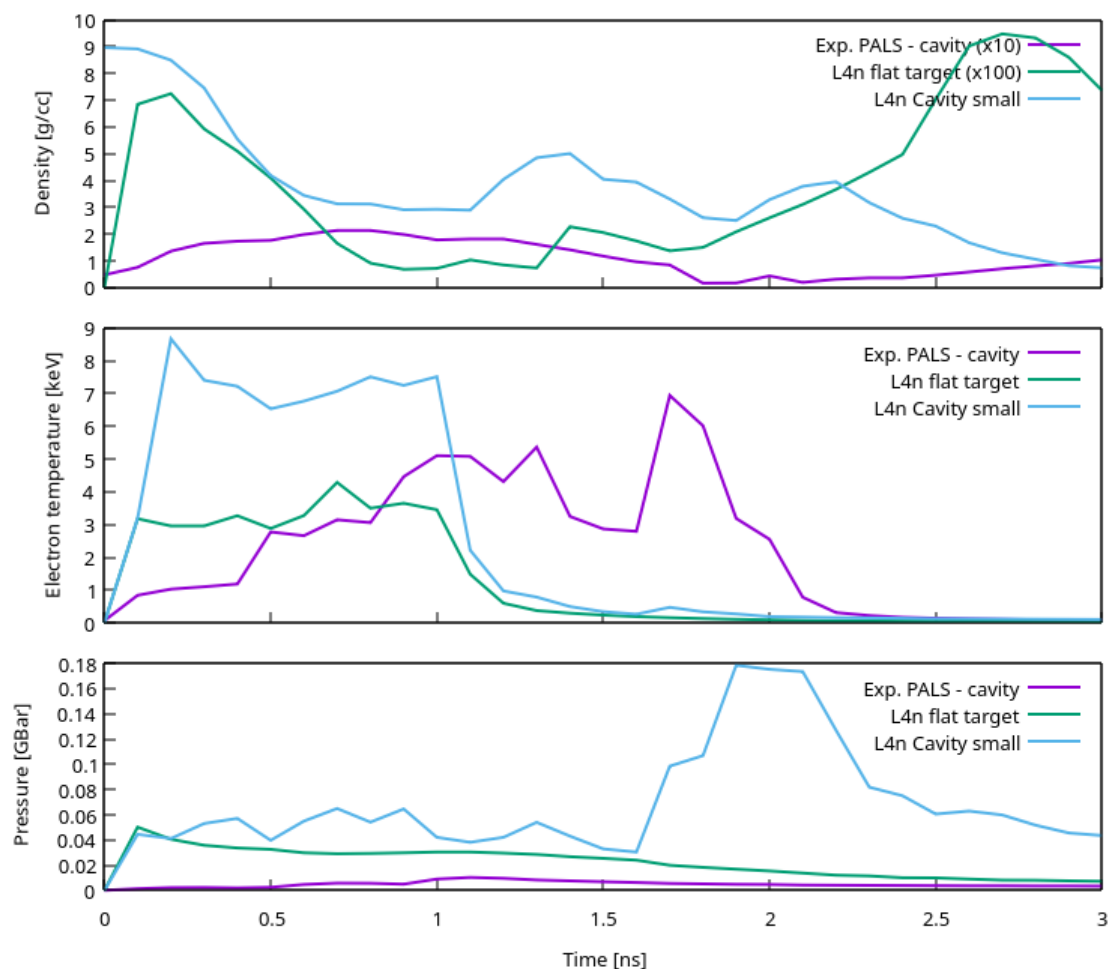
Rys. 9 Dwuwymiarowe rozkłady parametrów termodynamicznych uzyskane w obliczeniach przy użyciu kodu FLASH. Strona lewa: czas 30ps od początku oddziaływania, prawo: czas 2ns od początku oddziaływania

W poprzednich latach symulacje oddziaływania impulsu laserowego z tarczami typu cavity były wykonywane za pomocą jednowymiarowego kodu KAROL. Zastosowanie dwuwymiarowego kodu FLASH w tym przypadku nie tylko pozwoliło na otrzymanie dokładniejszych symulacji z racji dwuwymiarowej przestrzeni obliczeniowej, ale również śledzenie parametrów plazmy, które wcześniej nie były wprost uwzględnione w kodzie KAROL, w szczególności temperatury elektronowej, istotnej z punktu widzenia maksymalizacji ilości reakcji typu deuter-deuter.

Wykonane obliczenia pozwoliły nie tylko zidentyfikować najkorzystniejszą geometrię dla nadchodzącego eksperymentu związanego z Cavity Pressure Acceleration (maksymalna temperatura elektronowa wg. symulacji powinna sięgać około 9 keV), ale również porównać otrzymane wyniki z poprzednią kampanią eksperymentalną w której użyto układu laserowego PALS.

W rezultacie zidentyfikowane zostały wymiary wnęki umożliwiające uzyskanie wyników porównywalnych do tych otrzymanych podczas poprzedniej kampanii, jednak używając układu laserowego o rząd mniejszej intensywności impulsu ($\approx 10^{16} \text{ W/cm}^2$ dla PALS, $\approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$ dla L4n). Badania te istotne są z punktu widzenia możliwości generacji strumieni protonów korzystając z układów laserowych, których intensywność impulsu nie pozwala na użycie klasycznego mechanizmu Target Normal Sheath Acceleration – w przypadku użycia tarcz typu cavity wypełnionych deuterowanymi materiałami, możliwe jest uzyskanie reakcji fuzji DD, w której jednym z produktów są protony o energii równej 3 MeV. Efektywność tego procesu nie jest

ograniczona parametrami impulsu, a zależy tylko i wyłącznie od warunków termodynamicznych panujących w wypełnionej plazmą wnęce, którymi można sterować poprzez dobieranie optymalnej geometrii dla danego układu laserowego.

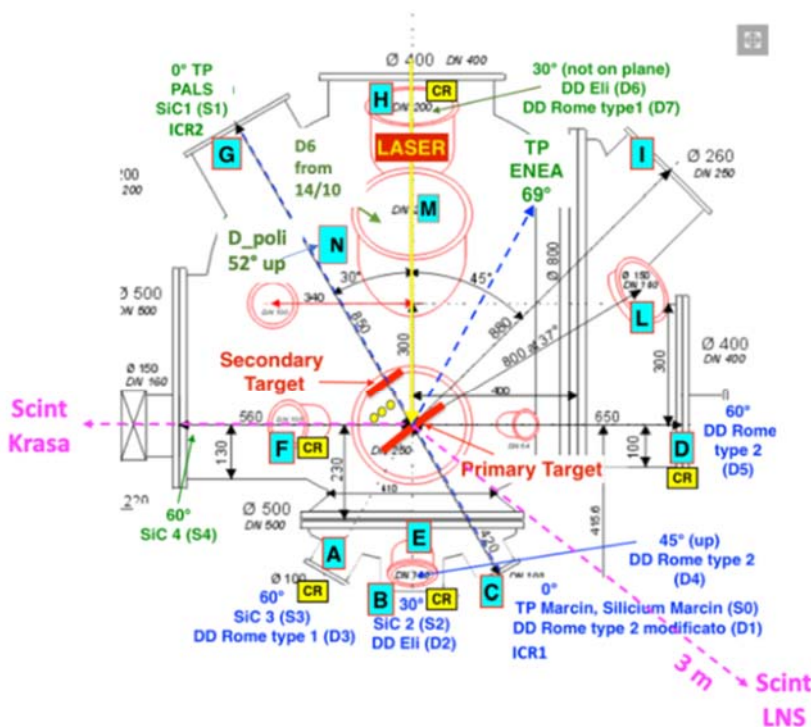


Rys. 10 Porównanie czasowej ewolucji wartości badanych parametrów plazmy dla dwóch geometrii wnęki przewidzianych dla układu L4n (zielony, niebieski) oraz symulacji opartej o geometrie zastosowaną w ostatnim eksperymencie na układzie PALS

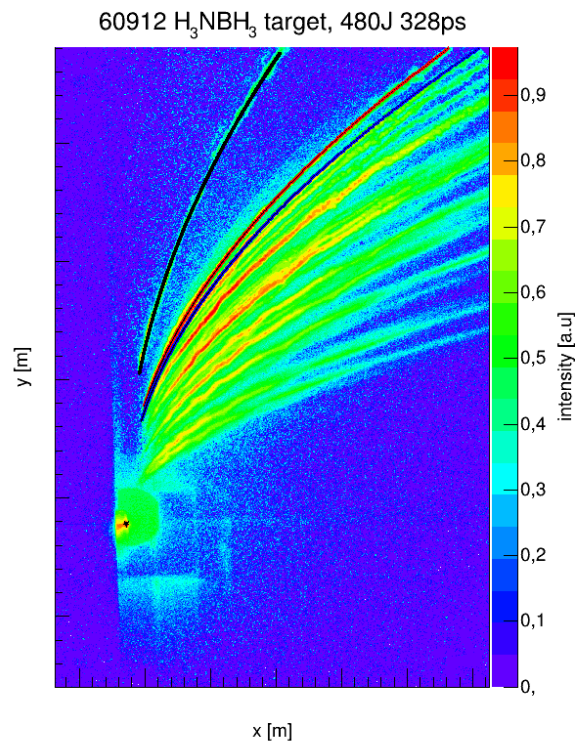
Wyniki symulacji wykazują ekstremalne różnice w gęstości plazmy generowanej laserem w zależności od zastosowanej geometrii. Dla wytypowanej geometrii wnęki która zostanie użyta podczas eksperymentu w ośrodku ELI Beamlines (Rysunek 10, kolor niebieski), przewidywana gęstość plazmy jest 100 razy większa niż dla płaskiej tarczy wykonanej z polietylenu (Rysunek 10, kolor zielony) użytej przy tych samych parametrach impulsu (czas trwania 1ns, energia 300J, długość fali 527nm, szerokość ogniska 100um), a także około 10 razy większa niż wartości które uzyskiwane były w ostatniej sesji eksperymentalnej na układzie PALS (Rysunek 10, kolor fioletowy). W przypadku temeperatury elektronowej możliwej do osiągnięcia przy użyciu lasera L4n, zastosowanie tarczy typu cavity daje 2 razy lepsze rezultaty niż użycie płaskiej tarczy, zwiększając szanse na zajście reakcji typu D-D.

Pomimo faktu, iż kod FLASH nie uwzględnia kilku aspektów oddziaływania plazmy z wnęką, głównie związanych z fizyką naprężeń materiałów, ze względu na dużą grupę badaczy rozwijającą ten kod, jego popularność oraz dokładność w zakresie magneto hydrodynamicznych aspektów fizyki plazmy, użyteczność

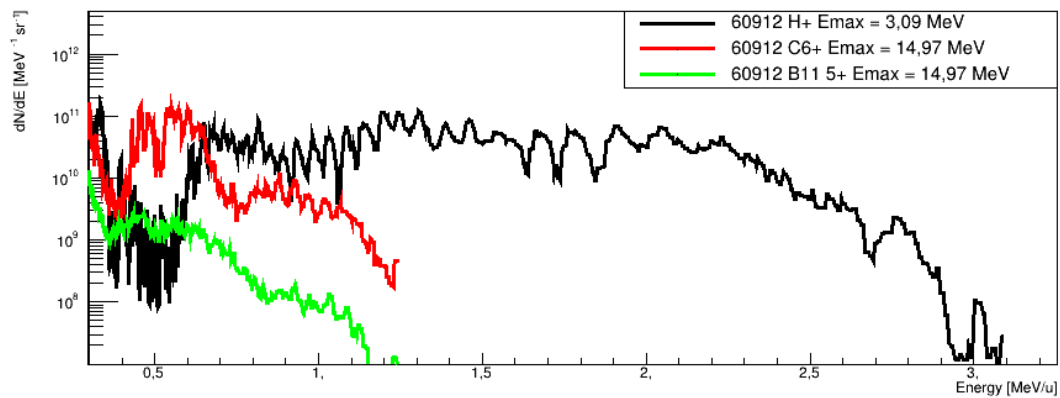
tego kodu w kontekście projektowania tarcz typu cavity okazała się nieoceniona i będzie on używany do tego celu również w przyszłych badaniach oparty o mechanizm Cavity Pressure Acceleration.



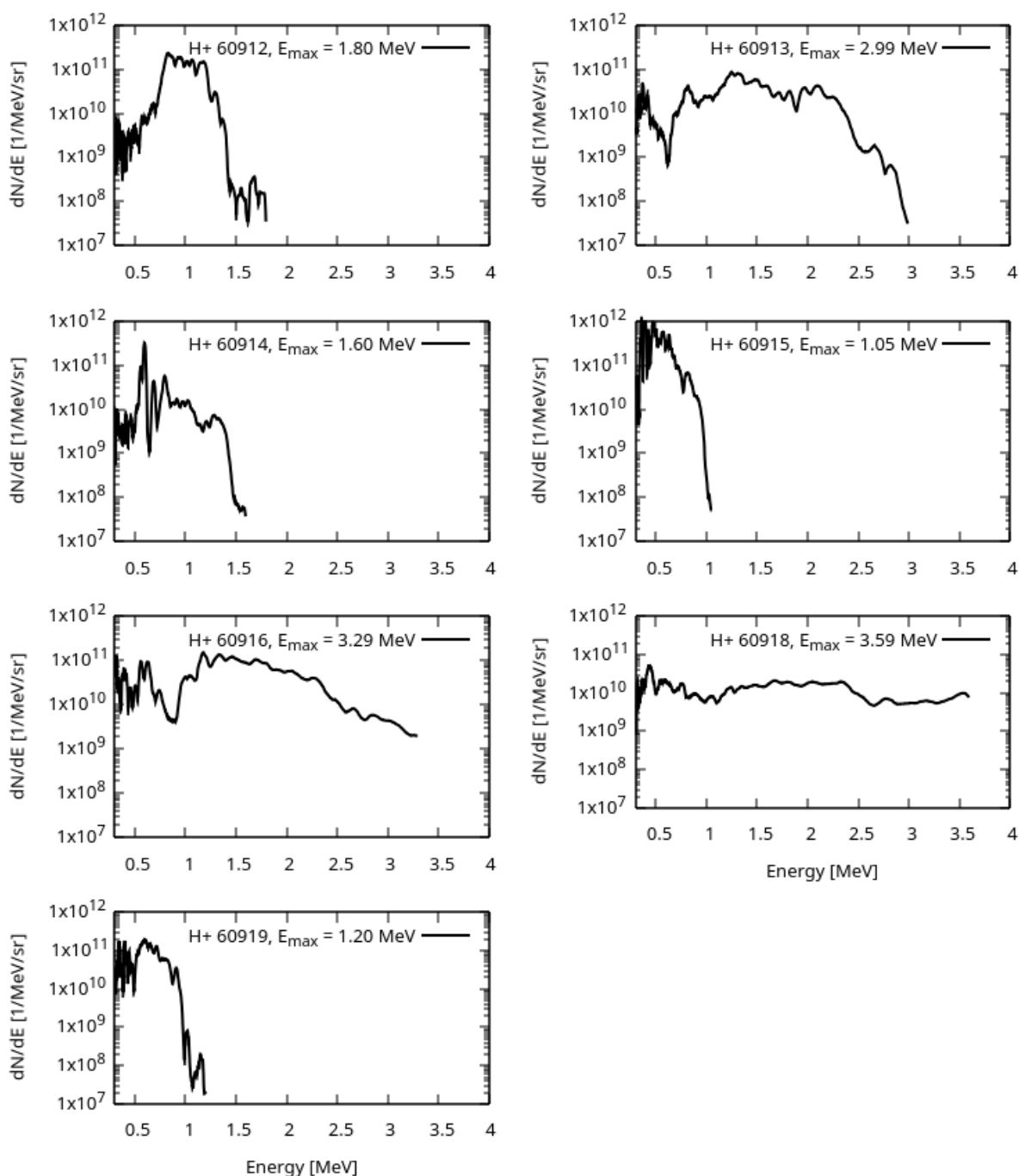
Na przełomie stycznia i lutego 2024, we współpracy z ośrodkami INFN oraz ENEA (Włochy) zespół ZFiZPL uczestniczył w badaniach eksperymentalnych przeprowadzonych w ośrodku PALS (Czechy) w eksperymencie dotyczącym badań nad przeprowadzeniem reakcji proton-bor w konfiguracji pitcher-catcher, w którym wiązka protonów wygenerowana podczas interakcji impulsu laserowego z płaską tarczą inicjowała reakcję fuzji proton-bor z wtórną tarczą borową. Eksperyment ten był kontynuacją badań zrealizowanych w tym samym ośrodku w roku 2020. Zespół z ZFiZPL odpowiedzialny był za charakterystykę parametrów wiązki protonowej przy użyciu spektrometru Thomsona i kolektora jonów oraz badanie dynamiki plazmy wytwarzanej podczas tej interakcji za pomocą interferometrii kompleksowej. Ze względu na unikalną budowę spektrometru Thomsona zaprojektowanego w IFPiLM, urządzenie to mogło zostać zamontowane pod kątem 25 stopni w stosunku do toru impulsu laserowego. Aby zapewnić możliwość obserwacji protonów emitowanych z tarczy w kierunku normalnej, tarcza również została skrzyżowana w płaszczyźnie pionowej o kąt 25, umożliwiając niezaburzoną rejestrację cząstek emitowanych z tarczy pierwotnej – w standardowym podejściu kierunek taki jest niedostępny ze względu na układ ogniskujący impuls oparty o soczewkę o dużej średnicy.



Rys. 12 Parabole pochodzące od akcelеровanych jonów o różnych stopniach jonizacji zarejestrowane przy pomocy spektrometru Thomsona i odtworzone za pomocą programu TPSeer stworzonego w ZFiZPL. Kolor czarny - linia protonowa. Kolor czerwony - linia jonów węgla C6+, Kolor niebieski - linia jonów boru-11 B115+



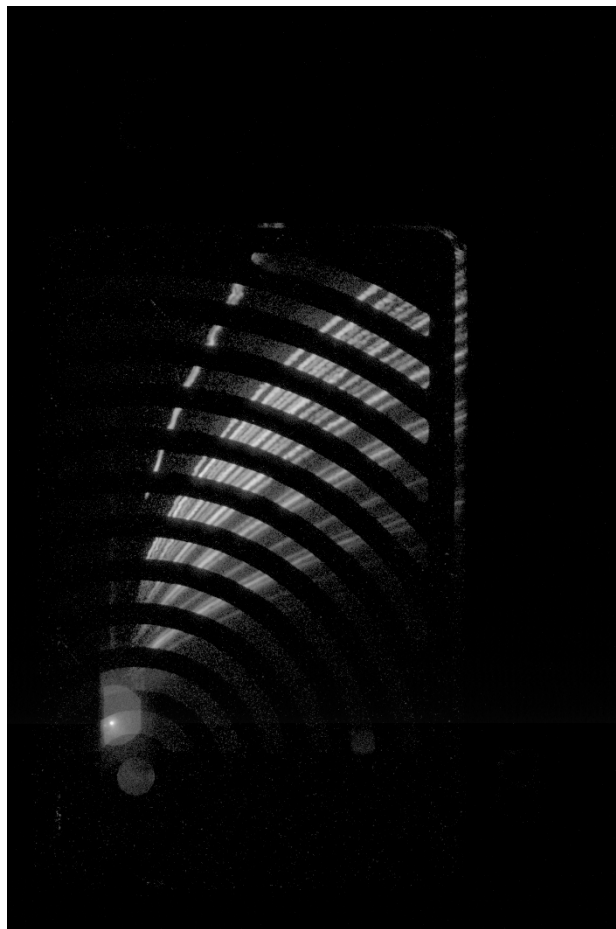
Rys. 13 Przykład widm energetycznych poszczególnych jonów odtworzone za pomocą programu TPSeer stworzonego w ZFiZPL



Rys. 14 Widma energetyczne protonów akcelеровanych podczas eksperymentu. W zależności od stosowanej tarczy, energie maksymalne ulegają wyraźnym wahaniom.

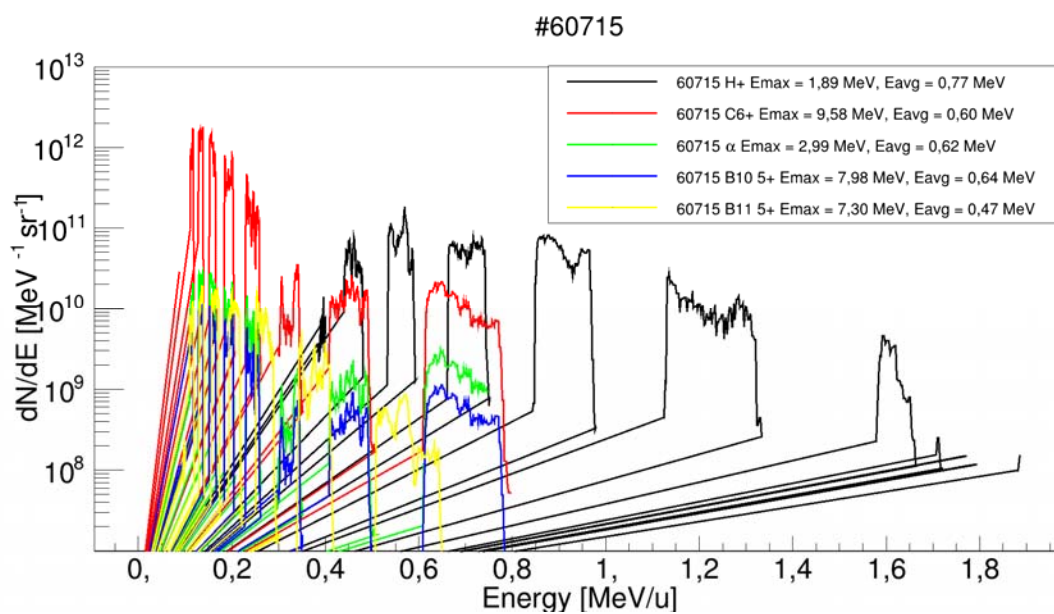
W opisywanym eksperymencie używane były zaawansowane pod względem chemicznym (pierwiastki i związki wykorzystane w produkcji tarcz) i strukturalnym (nanostruktury, pianki z nanocząstek) tarcze mające zapewnić wzmocnioną emisję protonów, nie tylko w kontekście ich ilości, ale również zakresu maksymalnych energii. Z tego względu narzędzia diagnostyczne za które odpowiedzialny był zespół IFPiLM były kluczowe z punktu widzenia oceny skuteczności stosowanych rozwiązań. Przykładowe parabole ślady odpowiadające jonom o różnym stosunku ładunku do masy przedstawione są na Rysunku 12, odpowiadające im widma energetyczne widoczne są na Rysunku 13. Kontrola parametrów wiązki protonowej, a zwłaszcza energii maksymalnej akcelеровanych protonów była kluczowa w kontekście detekcji cząstek alfa pochodzących z reakcji fuzji proton-bor $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$, gdzie główną diagnostyką były detektory

półprzewodnikowe oraz detektory śladowe typu CR39. Zastosowane w nich metaliczne filtry zostały dobrane w taki sposób, aby umożliwić rejestrację cząstek alfa i jednocześnie odfiltrować inne cząstki w celu ułatwienia analizy zebranych danych. W oparciu o wartości energii maksymalnej protonów, uzyskane za pomocą spektrometru Thomsona IFPiLM, przeprowadzona została selekcja detektorów śladowych które następnie poddane zostaną analizie przez zespół INFN (Rysunek 14).



Rys. 15 Obraz zarejestrowany na płycie obrazowej IP BAS-TR w połączeniu z umieszczeniem wewnątrz spektrometru Thomsona detektora śladowego ze szczelinami

Ponadto przetestowane zostało zastosowanie w połączeniu z płytami obrazowymi typu Image Plate BAS-TR najczęściej stosowanymi jako element detekcyjny w spektrometrze Thomsona z ZFiZPL, detektorów śladowych typu CR39 z nacięciami umożliwiającymi jednoczesną detekcję jonów na powierzchni płyty obrazowej oraz detektora śladowego (Rysunek 15). Takie rozwiązanie nie tylko może posłużyć kalibracji płyty obrazowej (ze względu na znajomość ilości cząstek wzdłuż paraboli w określonych przedziałach energetycznych) ale również znaleźć zastosowanie w próbach detekcji cząstek alfa za pomocą spektrometru Thomsona – z racji tego samego stosunku ładunku do masy, cząstki alfa są trudno rozróżnialne od innych rodzajów jonów, a w szczególności jonów węgla których strumienie w eksperymentach plazmowo-laserowych są szczególnie intensywne. W przypadku połączenia detektorów śladowych z IP, przestrzenna separacja cząstek o różnej energii poprzez wpływ pola magnetycznego pozwolić może na rozróżnienie śladów powstałych na detektorze CR39 pochodzących od różnych rodzajów cząstek o tym samym stosunku ładunku do masy. Zebrane podczas eksperymentu próbki zostały sfotografowane i skatalogowane w ośrodku ELI Beamlines i będą poddane dalszej analizie w roku bieżącym.



Rys. 16 Widma energetyczne jonów zarejestrowanych przez spektrometr Thomsona przy użyciu kombinacji detektora śladowego oraz płyty obrazowej

5 Laboratorium PF-1000U

5.1 Obserwowane różnice charakterystyk wyładowań z wysoką oraz niską emisją neutronów w megaamperowych wyładowaniach plazmowych w świetle filamentacyjnego modelu emisji neutronów

Wstęp

Mimo wieloletnich badań generatorów plazmy i neutronów opartych na koncepcji plasma-focus, mechanizm albo mechanizmy prowadzące do wysokiej efektywności emisji neutronów nie są znane z zadowalającą precyzją. W artykule przedstawiono porównanie wyładowań o wysokiej i niskiej wydajności neutronowej, których rezultaty mogą być istotne dla oceny modelu generacji neutronów. Wyładowania o wysokiej wydajności neutronowej charakteryzują się wyższą energią produkowanego twardego promieniowania rentgenowskiego i neutronów, a także zwartą strukturą zajmującą większość kolumny w fazie stagnacji. Jednak niższa gęstość plazmy i energia na cząstkę w tym strzale nie wyjaśniają wyższej produkcji neutronów. W niniejszym opracowaniu, do interpretacji różnic w intensywności emisji neutronów wykorzystano hipotezy o filamentarnej naturze przepływu prądu i filamentarnej naturze obserwowanych zwartych obiektów plazmowych. Hipoteza ta zakłada, że poszczególne filamenty podlegają ewolucji w związku z rozwojem niestabilności magneto-hydrodynamicznej. Ewolucja ta może skutkować powstawaniem submilimetrowych obszarów o wysokiej gęstości energii, których rozpad może prowadzić do przyspieszania wysokoenergetycznych jonów i w rezultacie do emisji neutronów.

Wyładowania typu Z-pinch (a do tej grupy należy plasma-focus) są najprostszymi urządzeniami do badania plazmy w polach magnetycznych o wysokiej gęstości energii [1-3]. Działanie tych urządzeń opiera się na zasadzie siły Ampèra, która powoduje cylindryczną kompresję symetrycznej plazmy w wyniku oddziaływania własnego prądu i wytworzonego pola magnetycznego. Końcowej fazie kompresji plazmy towarzyszy rozwój niestabilności magneto-hydrodynamicznych, których nieliniowa faza prowadzi do powstawania samouzgodnionych struktur plazma-pole magnetyczne. Natomiast rozpadowi tych struktur towarzyszy powstawanie wysokoenergetycznych cząstek naładowanych. W przypadku wypełnienia komory deuterem, wysokoenergetyczne jony wchodzą w reakcje syntezy DD, której wynikiem jest emisja neutronów [4-6].

Z uwagi na swoje rozmiary oraz energetykę (kilkaset kJ) urządzenie PF-1000 pozwala badać plazmę deuterową w szczególnych warunkach (w porównaniu do innych urządzeń typu Plasma-Focus). Duża wymiary elektrod prowadzą do powstawania dużej kolumny plazmowej (średnica > 1 cm, długość ~10cm). Ponieważ prędkości charakterystyczne zjawisk, takie jak prędkość propagacji zaburzeń (związane z tzw. driving factor) są dla wszystkich układów PF zbliżone, stąd czasy zachodzenia poszczególnych faz i zjawisk są odpowiednio dłuższe. Oznacza to, że stosując analogiczne diagnostyki jak w małych układach, uzyskujemy większą dokładność pomiarów – tak czasową, jak i przestrzenną.

Twarde promieniowanie X (HXR) jest generowane przez wysokoenergetyczne elektrony, a neutrony syntezy powstają głównie w wyniku zderzeń wysoko-energetycznych deuterionów (mechanizmu wiązka-tarcza) z deuterionami w kolumnie plazmowej oraz w gazie wypełniającym komorę eksperymentalną. Diagnostyka interferometryczna wykazała istnienie i ewolucję uporządkowanych struktur: toroidalnych, plazmoidalnych (o maksy-malnej gęstości w centrum) oraz helikalnych.

Zakłada się, że pole magnetyczne związane z zamkniętymi prądami jest generowane przez dynamo magnetyczne podczas ruchu plazmy względem linii pola magnetycznego [7]. Znajomość gęstości i temperatury plazmy pozwalają oszacować czas relaksacji między elektronami a jonami, który wynosi rzędu kilku nanosekund³. Następnie, wolniejsza transformacja umożliwia przyjęcie quasi-stacjonarnych warunków.

Podczas ewolucji kolumny plazmowej, gęstość plazmy i energia magnetyczna w jej strukturach wzrastają. Rozpad tych struktur, spowodowany ewolucją niestabilności magnetohydro-dynamicznych (MHD), prowadzi do powstawania wysokoenergetycznych jonów (deuteronów). Źródła prędkich deuteronów charakteryzują się submilimetrowymi wymiarami oraz silną kierunkowością cząstek pochodzących z pojedynczych punktów [5]. Nowe możliwości opisu zachowania plazmy oferuje struktura włóknista, zarejestrowana za pomocą metody schlierena oraz interferometrią różnicową [8-10].

W niniejszym opracowaniu przedstawiamy główne różnice między wyładowaniami o wysokiej i niskiej emisji neutronów, które zostały zarejestrowane za pomocą interferometrii oraz detektorów scyntylacyjnych o rozdzielczości czasowej $\sim 4\text{ns}$ w układzie PF-1000.

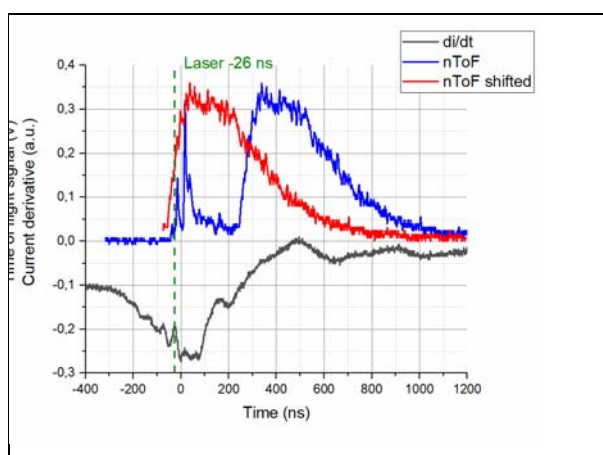
WYNIKI EKSPERYMENTALNE

W tym rozdziale przedstawiono różnice zaobserwowane w wyładowaniach o wysokiej i niskiej emisji neutronów, widoczne na interferogramach zarejestrowanych w okresie stagnacji poprzedzającym emisję twardego promieniowania rentgenowskiego (HXR) oraz neutronów. Interferogramy zostały opracowane przy pomocy specjalnych kodów numerycznych z wykorzystaniem inwersji Abela w celu uzyskania rozkładu gęstości plazmy w kolumnie plazmowej, oszacowania jej wymiarów oraz liczby cząstek w zwartej strukturze. Sondy scyntylacyjne umożliwiły określenie czasu produkcji, anizotropię oraz energii HXR i neutronów.

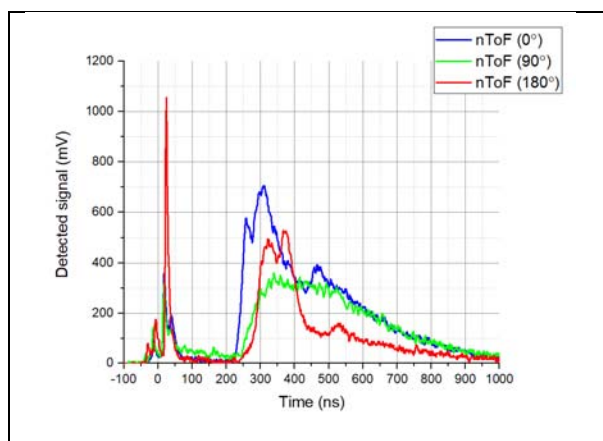
Charakterystyka wyładowania z wysoką wydajnością neutronów

Rysunki 1–3 przedstawiają charakterystykę wyładowania #13981, w którym uzyskano wysoką emisję neutronów (dla napięcia ładowania 14 kV) na poziomie $5,5 \times 10^{10}$.

Na rysunku 1 przedstawiono przebiegi sygnałów HXR oraz neutronów. Zarejestrowany przebieg prądu osiągnął maksymalną wartość 1,3 MA, a następnie spadł do 0,8 MA podczas fazy kolapsu warstwy prądowo-plazmowej. Przebiegi HXR wskazują na emisję impulsów o czasie trwania poniżej 10 ns, występujących w przedziale 100 ns. Czerwony przebieg na rysunku 1, przesunięty w lewo o czas przelotu neutronów o energii 2,45 MeV, wskazuje na pojawienie się czerwonego sygnału neutronowego 30–40 ns przed niebieskim sygnałem HXR. Różnica ta została zinterpretowana jako dowód na ruch neutronów w kierunku radialnym z energią do 2,85 MeV. 3.0 MeV.



Rys. 1: Sygnały z wyładowania #13981. Przebieg pochodnej prądu (szary) oraz sygnał promieniowania HXR zarejestrowany przez radialny detektor scyntylacyjny w odległości 7 m (niebieski). Sygnał neutronów (czerwony) został przesunięty metodą czasu przelotu dla energii 2,45 MeV. Zielona linia kropkowana oznacza moment rejestracji kadru interferometrycznego przedstawionego na rys. 3.

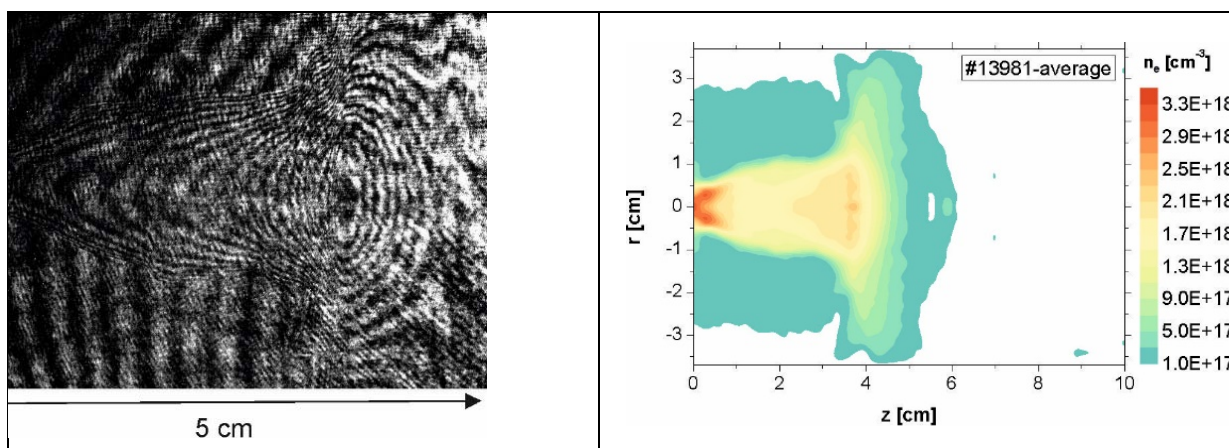


Rys. 2: Emisja HXR i neutronów w wyladowaniu #13881. Przebiegi sygnałów detektorów scyntylacyjnych zostały zarejestrowane w odległości 7 m: przed elektrodami (0° , niebieski), z boku (90° , zielony) oraz za elektrodami (180° , czerwony). Rejestracje zostały przesunięte o czas przelotu HXR.

Rys. 2 przedstawia występowanie intensywnych impulsów promieniowania HXR w czasie 100 ns. Impulsy te charakteryzują się krótkimi, intensywnymi pikami o czasie trwania poniżej 10 ns. Amplituda HXR podlega dwóm rodzajom osłabienia: jednej zachodzącej w ścianie komory, która ogranicza energię do około 100 keV, oraz drugiej, spowodowanej filtrem ołowiowym umieszczonym przed detektorami.

Średnią energię neutronów oraz macierzystych deuteronów można oszacować na podstawie profili i czasowej pozycji pików w przebiegach dwóch detektorów osiowych, w których występuje różnica około 30–40 ns. Różnica ta jest przypisywana anizotropii rozkładu energii szybkich deuteronów, z dominującą populacją deuteronów poruszających się od anody z energią około 100–170 keV.

Produkcja neutronów w kierunku 0° rozpoczyna się 50 ns przed pojawieniem się sygnału HXR i osiąga maksymalną energię 400 keV. Natomiast pojawienie się sygnału w kierunku 180° wskazuje na obecność niewielkiej frakcji neutronów o energii powyżej 2,45 MeV, które są generowane przez deuterony poruszające się w kierunku anody.



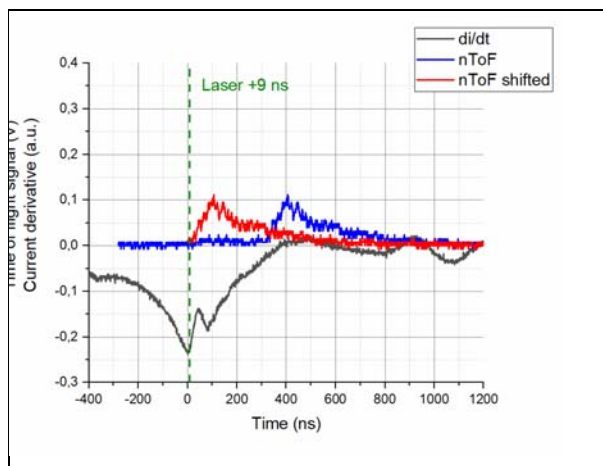
Rys. 3: Wyladowanie #13981. Interferogram (po lewej) oraz rozkład gęstości elektro-nowej obliczony metodą transformacji Abła (po prawej) w fazie stagnacji gęstej kolumny, tuż przed emisją promieniowania HXR i neutronów.

Interferogram przedstawiony na rys. 3 został uzyskany w fazie stagnacji, tuż przed wystąpieniem niestabilności magneto-hydrodynamicznej (MHD) oraz emisją HXR i neutronów. Obraz po lewej stronie przedstawia zwarty plazmoid, który zajmuje większość objętości w gęstej kolumnie o średnicy 1 cm i

długości 4 cm. Obraz po prawej stronie ilustruje znaczny gradient gęstości plazmy na granicy plazmoidu oraz mniejszy gradient wewnątrz plazmoidu, gdzie średnia gęstość elektronowa wynosi około $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

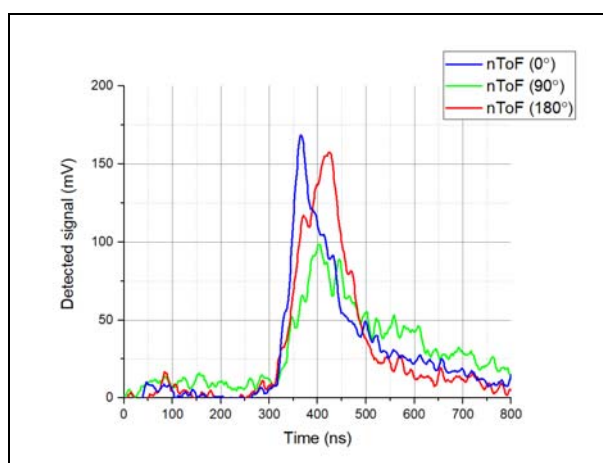
Charakterystyka wyładowania z niską wydajnością neutronów

W wyładowaniu #13976 zarejestrowano niską wydajność neutronów wynoszącą około $1,1 \times 10^{10}$, czyli pięciokrotnie niższą niż obserwowana w poprzednim wyładowaniu. Odpowiednie przebiegi i wykresy przedstawiono na rysunkach 4-6.



Rys. 4: Sygnały z # 13976. Przebieg pochodnej prądu (szary) i boczny detektora scyntylacyjnego, zarejestrowany w odległości 7 m, został przesunięty do tej samej pozycji co czas HXR (niebieski) i neutronów (czerwony, metodą czasu przelotu dla energii 2,45 MeV). Sygnał HXR jest na poziomie szumu. Zieloną linią kropkową zaznaczono czas ramki interferometrycznej pokazanej na Rys. 6.

Prąd wyładowania spada z maksymalnej wartości 1,25 MA do 0,9 MA podczas fazy kolapsu warstwy prądowo-plazmowej. Różnica ta, wynosząca 360 kA, jest mniejsza niż 500 kA obserwowane w przypadku wyładowań z wysoką wydajnością neutronów. Sygnał HXR jest słaby, bez intensywnych dominujących pików.



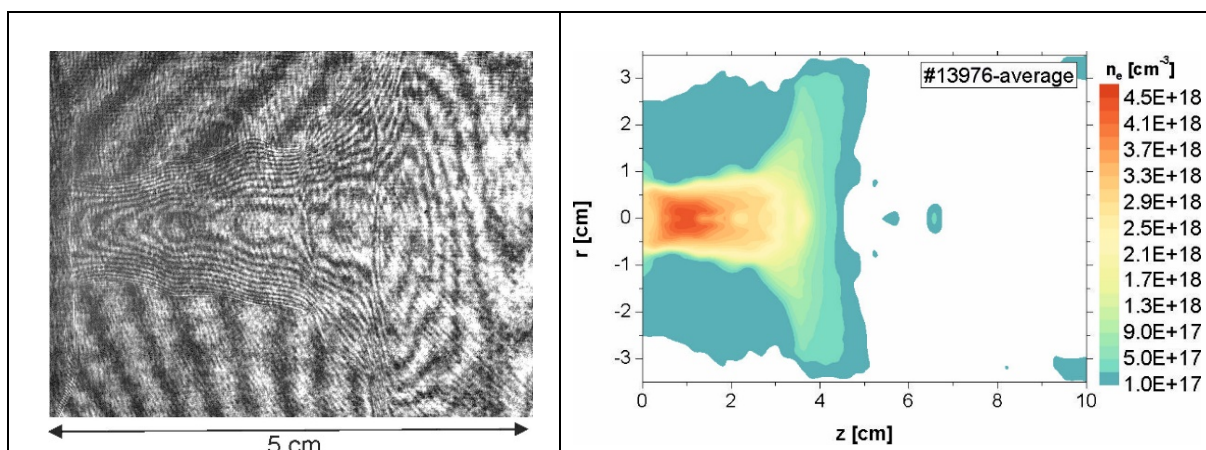
Rys. 5: HXR i neutrony w ujęciu nr 13976. Przebiegi detektorów scyntylacyjnych umieszczonych w odległości 7 m przed elektrodami (niebieski), z boku (zielony) i za elektrodami (czerwony) przesunięte w czasie ze względu na czas przelotu HXR.

Jak przedstawiono na rys. 5, sygnały promieniowania HXR we wszystkich trzech detektorach mają niską intensywność. Szczyt neutronowy składa się z kilku podimpulsów. Opóźnienie dominującego pików o 60 ns

między kierunkami 0° a 180° umożliwia oszacowanie średniej energii szybkich neutronów na 2,85 MeV oraz pier-wotnych deuteronów na poniżej 150 keV, które poruszają się głównie w kierunku 0° .

Jednoczesne pojawienie się neutronów we wszystkich detektorach wskazuje, że maksymalna rejestrowana energia neutronów w kierunku radialnym jest zbliżona do energii neutronów w kierunkach osiowych. Jednak ze względu na brak sygnału HXR niemożliwe jest precyzyjne określenie wartości bezwzględnej.

Brak emisji HXR może wynikać z podobnej absorpcji niższych energii w porównaniu do poprzedniego wyładowania, spowodowanej pochłanianiem promieniowania przez ściany komory. Eksponencyjny rozkład zaniku ogona sygnałów neutronowych wynika zarówno z rozpraszania neutronów, jak i z produkcji neutronów fuzyjnych podczas przechodzenia szybkich deuteronów przez zimny deuter wewnątrz 2-metrowej komory.



Rys. 6: Wyładowanie #13976. Interferogram (po lewej) i rozkład gęstości elektronowej (po prawej) w gęstej kolumnie w fazie stagnacji, tuż przed początkiem emisji HXR i neutronów, charakteryzują się mniejszym promieniem wynoszącym $\sim 0,7$ cm oraz wyższą średnią gęstością elektronową, sięgającą $3,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, w porównaniu do wcześniej wspomnianego wyładowania. W zakresie pozycji wzdłuż osi z od 0,3 do 1,5 cm maksymalna gęstość obserwowana jest w pobliżu osi. Natomiast w zakresie od 1,5 do 3,5 cm profil gęstości radialnej przybiera kształt toroidalny z centralnym spadkiem gęstości.

Gęsta kolumna przedstawiona na Rys. 6 ma mniejszą średnicę wynoszącą 0,7 cm oraz wyższą gęstość plazmy, osiągającą maksymalnie około $4,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ w obszarze osiowym pomiędzy 0,3 a 1,5 cm. W sąsiednim obszarze, od 1,5 do 3,0 cm, obserwuje się spadek gęstości do wartości $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a radialny profil gęstości plazmy ma toroidalny rozkład.

Osiowa zależność profilu radialnego jest związana z czasową ewolucją minimalnej średnicy gęstej kolumny. Zjawisko to jest wywołane efektem suwaka (zipper effect), będącym konsekwencją osiowej składowej siły zaciskającej (pinching) Ampère'a. Osiowy rozkład radialnych profili gęstości ilustruje tym samym czasową ewolucję początkowo wygenerowanej struktury toroidalnej w strukturę plazmoidową. Następnie, jak pokazuje Rys. 6, kompaktowa struktura jest obecna na długości 2,7 cm i charakteryzuje się średnią gęstością elektronową wynoszącą $3,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Warto zauważyć, że analiza energetyczna w tego typu eksperymentach opiera się na precyzyjnych pomiarach czasów przelotu, które pozwalają na rekonstrukcję charakterystyk dynamicznych plazmy. Takie wyniki dostarczają kluczowych informacji na temat mechanizmów transportu energii oraz powstawania szybkich cząstek, co jest istotne dla dalszych badań w dziedzinie plazmy wysokotemperaturowej i syntezy jądrowej.

Wnioski

Wyładowania o wysokiej liczbie neutronów charakteryzują się emisją szybkich elektronów i deuteronów o wyższej dominującej energii powyżej 150 keV oraz gęstą, stagnacyjną strukturą kolumny plazmowej zawierającą większy plazmoid o większej średnicy i niższej gęstości plazmy. Z kolei wyładowania o niskiej liczbie neutronów generują promieniowanie rentgenowskie o natężeniu na poziomie szumu, a neutrony są produkowane przez deuterony o niższej dominującej energii. Zaskakujący jest fakt, że, plazma o wyższej gęstości i wyższym ciśnieniu magnetycznym produkuje mniejszą liczbę promieniowania rentgenowskiego i neutronów o niższej energii.

Wykazano, że tej rozbieżności nie można wyjaśnić na podstawie globalnego pola magnetycznego i gęstości energii plazmy. Interpretacja została dokonana na podstawie hipotezy filamentarnej struktury prądu w wewnętrznych strukturach kompaktowych oraz ewolucji niestabilności prowadzącej do powstawania małych plazmoidów o wysokiej gęstości energii wzdłuż ich długości.

Wyższa liczba neutronów została wyjaśniona większą intensywnością samogenerowanego poloidalnego pola magnetycznego, wyższą zmagazynowaną energią magnetyczną oraz powstawaniem większej liczby submilimetrowych struktur, które w trakcie ewolucji niestabilności MHD w filamentach. Powstające kompaktowe mikropłazmoidy z centralnym polem magnetycznym o wartości setek tesli mogą ulegać rozpadowi, co prowadzi do przyspieszania wysokoenergetycznych cząstek (deuteronów).

Więcej informacji o eksperymentach, wynikach oraz wnioskach z nich wynikających można znaleźć w [11].

Referencje:

- [1] D. D. Ryutov, M. S. Derzon, and M. K. Matzen, "The physics of fast z pinches," *Rev. Mod. Phys.* 72, 167 (2000).
- [2] M. G. Haines, "A review of the dense Z-pinch," *Plasma Phys. Controlled Fusion* 53, 093001 (2011).
- [3] D. D. Ryutov, "Characterizing the plasmas of dense z-pinches," *IEEE Trans. Plasma Sci.* 43, 2363 (2015).
- [4] A. Bernard, H. Bruzzone, P. Choi et al., "Scientific status of plasma focus research," *J. Moscow Phys. Soc.* 8, 93 (1998).
- [5] S. K. H. Auluck, P. Kubes, M. Paduch, M. J. Sadowski, V. I. Krauz, S. Lee, L. Soto, M. Scholz, R. Miklaszewski, H. Schmidt, et al.: "Update on the Scientific Status of the Plasma Focus", *Plasma*, 4, 0–220, (2021).
- [6] M. Krisnan, "The dense plasma focus: A versatile dense pinch for diverse applications," *IEEE Trans. Plasma Sci.* 40, 3189 (2012).
- [7] P. Kubes, M. Paduch, M. J. Sadowski, J. Cikhardt, D. Klir, J. Kravarik, R. Kwiatkowski, V. Munzar, K. Rezac, A. Szymaszek, K. Tomaszewski, E. Zielinska, M. Akel and B. Cikhardtova, Scenario of a magnetic dynamo and magnetic reconnection in a plasma focus discharge, *Matter Radiat. Extremes* 5, 046401 (2020)
- [8] P. Kubes, M. Paduch, S. Auluck, M. J. Sadowski, J. Cikhardt, D. Klir, J. Kravarik, J. Malir, V. Munzar, J. Novotny, K. Rezac, A. Szymaszek, and K. Tomaszewski, "Observation of filaments in mega-ampere dense plasma focus within pure deuterium by means of simultaneous schlieren and interferometry diagnostics", *Phys. Plasmas* **30**, 012710 (2023).
- [9] P. Kubes, L. Marciniak, M.J. Sadowski, B. Cikhardtova, J. Cikhardt, D. Klir, J. Kravarik, J. Malir, V. Munzar, J. Novotny, K. Rezac, "Filamentary-like structure of the plasma in a small 3-kJ dense plasma focus discharge in deuterium filling", *Phys. Plasmas* **30**, 0727070 (2023).
- [10] P. Kubes, L. Marciniak, M.J. Sadowski, B. Cikhardtova, J. Cikhardt, J. Kravarik, J. Malir, V. Munzar, J. Novotny, K. Rezac, "Evolution of filament-like internal structures in small 3 kJ dense plasma focus discharges", *Phys. Plasmas* 31, 082707 (2024), doi: 10.1063/5.0187304.
- [11] P. Kubes, M. Paduch, V. Juras, T. Chodukowski, T. Pisarczyk, Z. Rusiniak, W. Rafalak, J. Cikhardt, B. Cikhardtova, D. Klir, J. Malir, R. Miklaszewski, V. Munzar, J. Novotný, K. Rezac, P. Czarkowski, "Differences in shots with high and low neutron yield production in megaampere plasma focus discharges"

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

6.1 Badania kosmicznych sterowników plazmowych

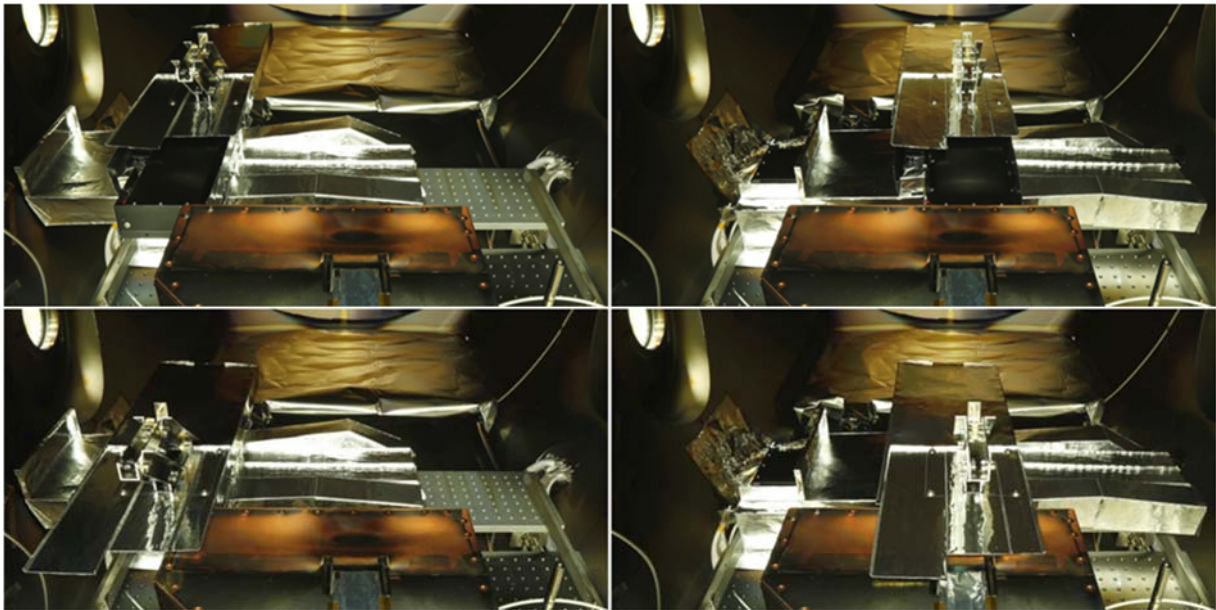
W ramach projektu HIKHET (*High Impulse Krypton Hall Effect Thruster*) finansowanego z programu PIIS/ESA (*Polish Industry Incentive Scheme*, ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) zakończono zadanie zdefiniowane w dokumencie CCN (*Contract Change Notice*) poszerzającym zakres badań w stosunku do pierwotnie podpisanej umowy i ostatecznie cały projekt został rozliczony. Dla wygody czytelnika na wstępie podano krótkie zestawienie zakresu prac zdefiniowanych w CCN. Obejmowały one:

- 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 (wstrzyknięcie) sondy do wnętrza kanału, wykonanie pomiaru parametrów plazmy (zebranie charakterystyki prąd-napięcie) i wycofanie sondy przy charakterystycznym czasie cyklu na poziomie dziesiątych części sekundy.
- Pomiary parametrów plazmy wewnątrz kanału wyładowania – założono, że zostaną wykonane dla przynajmniej dwóch napięć pracy silnika i dla dwóch topografii pola magnetycznego: klasycznej i zero- B przy jednym wydatku masowym (1.0 mg/s). i że będą wykonywane na siatce o określonej wielkości oczek, tak aby uzyskać przestrzenne rozkłady zależnych od czasu parametrów plazmy (takich jak potencjał, temperatura elektronowa i koncentracja elektronowa).
- Jako zadanie nadprogramowe przewidziano pomiary lokalnych wartości parametrów plazmy za pomocą zespołu pojedynczych sond Langmuira umieszczonych w ścianach kanału dielektrycznego silnika.

Zasadniczą koncepcję pomiarów, systemu diagnostycznego, opis konstrukcji i technologii wytwarzania cylindrycznej sondy Langmuira oraz wstępne pomiary jak i napotkane trudności przedstawiono w raporcie IFPiLM z roku 2022. Poniżej zostaną przytoczone fragmenty ostatniego raportu dla ESA (marzec 2024) oraz niektóre wyniki przedstawione w ramach seminarium sprawozdawczego rozliczającego tę część projektu.

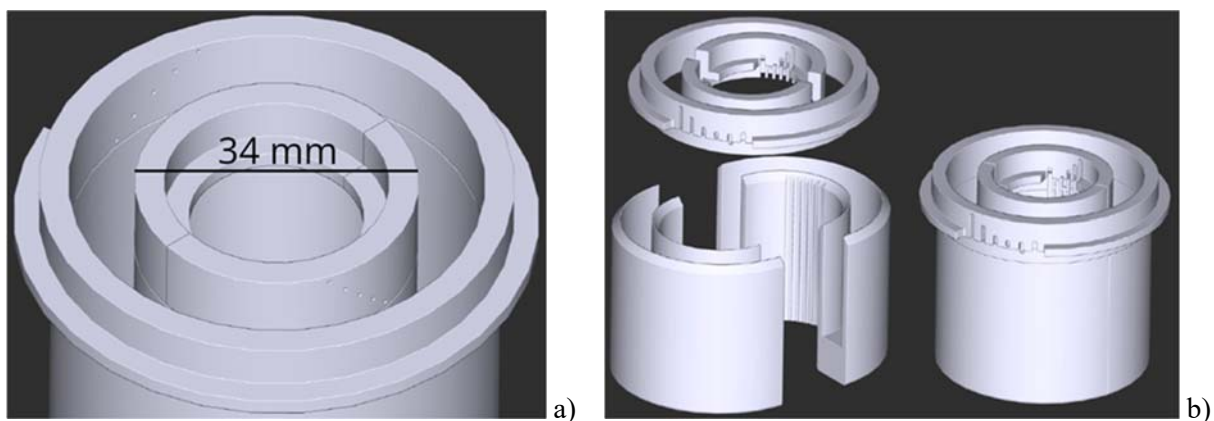
Należy wyjaśnić, że oba projekty realizowane równocześnie w zespole PlaNS, HiKHET i INP (*Impulsowy Napęd Plazmowy do nano i mikrosatelitów* – POIR.01.01.01-00-0857/19, NCBiR) dzieliły w laboratorium to samo stanowisko próżniowe i dopiero po zakończeniu (lub przerwaniu) prac przewidzianych w ramach jednego z nich, można było przygotować środowisko i rozpocząć prace w ramach drugiego. Zgodnie z tym, dopiero po zakończeniu projektu INP można było odtworzyć układ eksperymentalny pozwalający wznowić badania przewidziane w ramach CCN projektu HIKHET. Zasadnicze zmiany zostały dokonane w ultraszybkim manipulatorze X - Y wprowadzającym miniaturową cylindryczną sondę Langmuira do kanału silnika. Kluczową sprawą okazała się stabilizacja mechaniczna systemu (wprowadzono poważne zmiany konstrukcyjne w celu zwiększenia sztywności jego podstawy) i zabezpieczenie podsystemu kontroli położenia przed osadzaniem się warstw metalu wybijanego ze ścian komory przez wysokoenergetyczne jony produkowane przez silnik Halla (produkty *sputtering*) oraz przed bezpośrednim działaniem plazmy wyrzucanej przez silnik. Instalacja zabezpieczającego ekranu z folii aluminiowej (0.1 mm) nie mogła przy tym prowadzić do ograniczenia zakresu przemieszczeń stołu w żadnym z kierunków i jednocześnie musiała zapewniać właściwe pompowanie

osłoniętych obszarów. Zainstalowany w komorze próżniowej manipulator wraz z osłoną przedstawiono na rysunku 1.



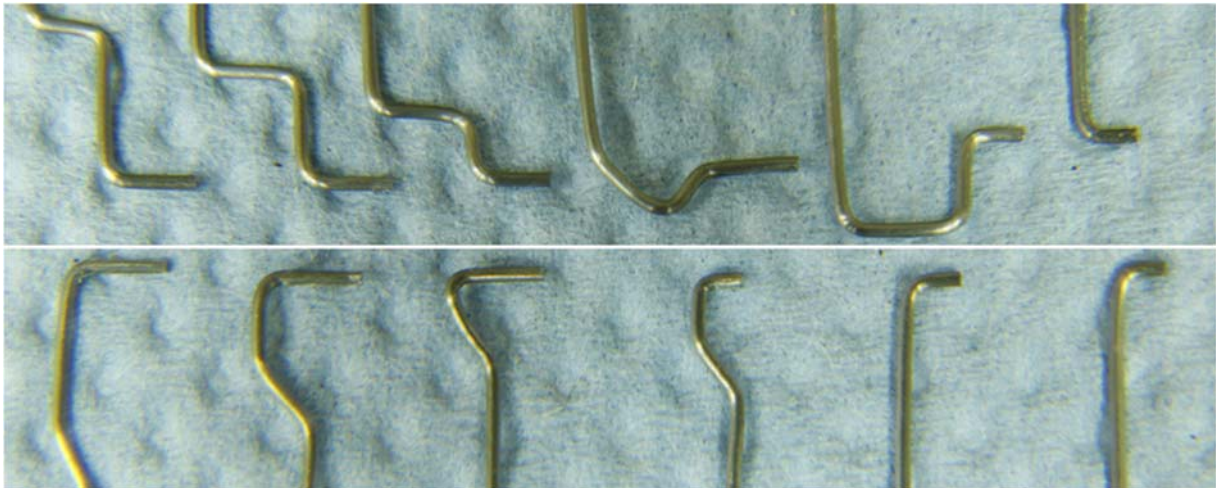
Rysunek 1. Maksymalne (300 milimetrowe) przemieszczenia x-y zabezpieczonego folią aluminiową manipulatora zainstalowanego w komorze próżniowej PlaNS. Podczas pomiarów rzeczywisty zakres przemieszczeń zredukowano w celu lepszej ochrony wrażliwych elementów manipulatora.

Dodatkowym zadaniem w stosunku do pomiarów parametrów plazmy w kanale wyładowania za pomocą wstrzykiwanej sondy Langmuira miały być badania warstwy przyściennej plazmy (*sheath*) – chodziło przede wszystkim o uzyskanie informacji o potencjale przyściennym, którego znajomość mogłaby pomóc w zrozumieniu w jaki sposób zachodzi erozja ścian kanału w oddziaływaniu z jonami produkowanymi w wyładowaniu. Planowane pomiary wymagały przygotowania dedykowanego kanału silnika (patrz rysunek 2) i osadzenia w nim zespołu płaskich sond Langmuira.

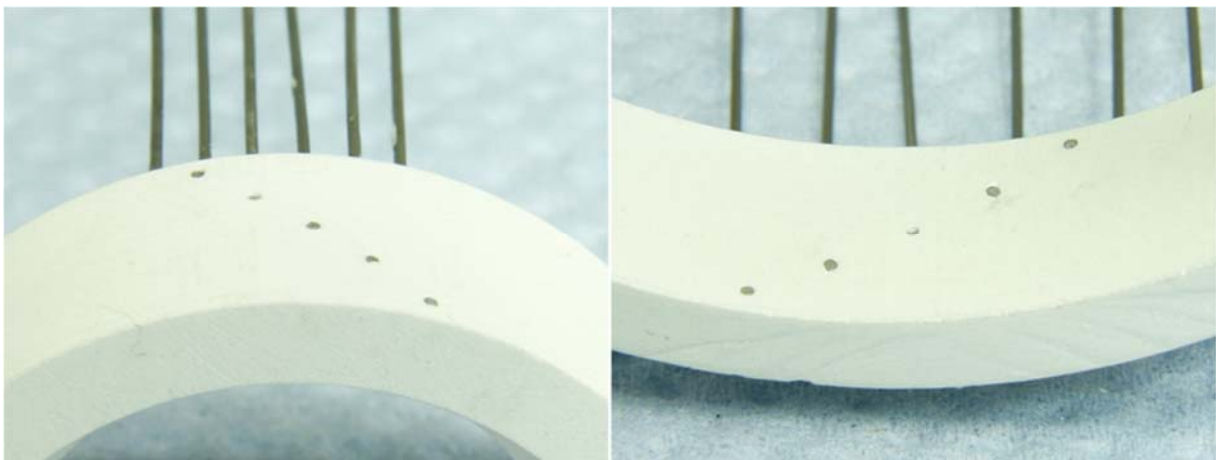


Rysunek 2. Specjalny izolator silnika HIKHET przygotowany do instalacji sond Langmuira: a) zbliżenie eksponujące otwory dla sond w wewnętrznej i zewnętrznej ścianie kanału wyładowczego; b) elementy izolatora i struktura kanałów separujących odprowadzenia poszczególnych sond.

Tak jak standardowe kanały silnika tak i ten wykonano z azotku boru. Ze względów technologicznych zarówno część główna kanału jak i oba pierścienie erozyjne zostały podzielone na połowy (płaszczyzną przechodzącą przez oś symetrii) tak, aby można było w nich wywiercić gniazda sond i wyfrezować kanały na doprowadzenia elektryczne.



Rysunek 3. Zespół sondy Langmuira przygotowanych do montażu w pierścieniach erozyjnych kanału wyladowczego silnika HIKHET.

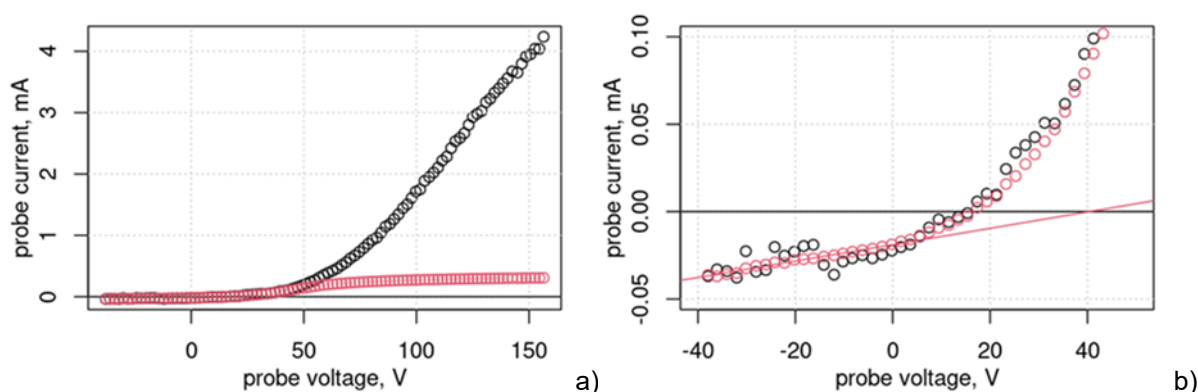


Rysunek 4. Płaskie sondy Langmuira po zamontowaniu w wewnętrznym (z lewej) i zewnętrznym (z prawej) 1/2 pierścieniu erozyjnym. Do stabilizacji sond w otworach wykorzystano szkło wodne.

Same sondy wykonano z drutu wolframowego o średnicy 0.5 mm w ten sposób, że płaszczyznę zbierającą każdej z nich stanowi płaska powierzchnia wyszlifowana prostopadle do osi drutu. Ze względu na rozmieszczenie sond w ścianach kanału na różnych jego głębokościach i w różnych położeniach wzdłuż azymutu, każda sonda ma inną geometrię doprowadzeń i jest indywidualnie ukształtowana. Zespół sond przygotowanych do montażu przedstawiono na rysunku 3, a wymienne wkładki erozyjne izolatora wraz z zainstalowanymi sondami na rysunku 4.

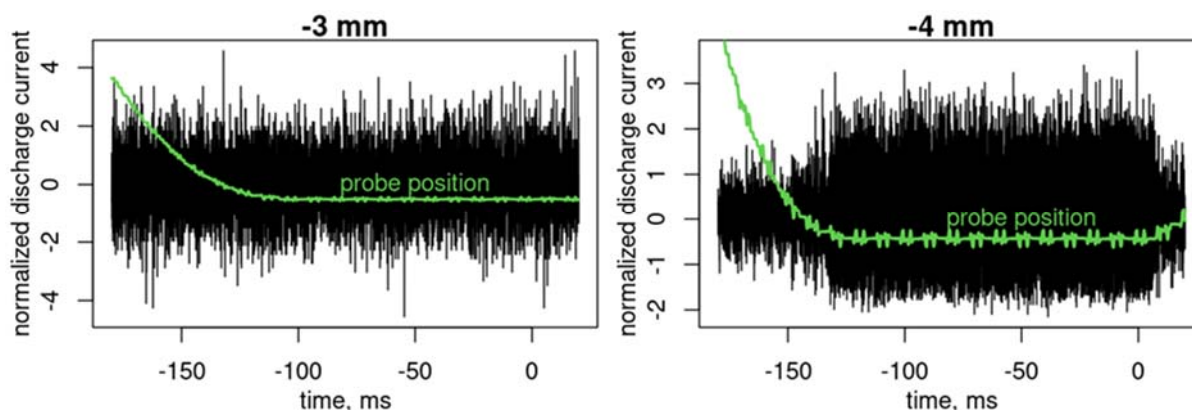
Pomiary parametrów plazmy

Niezawodność szybkiego manipulatora wstrzykującego cylindryczną sondę Langmuira do kanału silnika jak i poprawność działania elektroniki zostały sprawdzone w pomiarach testowych wykonanych dla kilku położeń na linii centralnej kanału, przy zasilaniu silnika napięciem 300 V i przepływie kryptonu 1 mg/s. Przykładową charakterystykę prądowo-napięciową (I - V) sondy zebraną w płaszczyźnie wyjścia silnika i uśrednioną w czasie (po wielu cyklach oscylacji *breathing mode*) przedstawiono na rysunku 5. Jak wyjaśniono w RR2022 układ elektroniki sondy skonstruowano tak, aby prąd jonowy (nawet o kilka rzędów wielkości mniejszy od prądu elektronowego) rejestrowany były w kanale o wysokiej czułości w stosunku do czułości kanału zbierającego prąd elektronowy. Dla celów porównawczych charakterystyki I - V z obu kanałów przedstawiono na Rysunku 5 różnymi kolorami. Zdecydowanie mniejsze rozrzuty punktów pomiarowych z bardziej czułego kanału pozwalają dokładniej określić część jonową charakterystyki sondy (istotną dla rekonstrukcji parametrów plazmy) niż mogłoby to zapewnić tylko jeden kanał dopasowany do zakresu zmienności prądu całej charakterystyki. Jak widać liniowa aproksymacja charakterystyki sondy w zakresie polaryzacji ujemnej jest bardzo dobra, ale wyznaczenie jonowego prądu nasycenia i zastosowanie jednej z klasycznych teorii sond (OML, ABR lub BRL) do wyznaczenia parametrów plazmy wymaga dodatkowej korekcji ze względu na wkład jonów pochodzących z wymiany ładunkowej.



Rysunek 5. Uśredniona w czasie charakterystyka I - V sondy w płaszczyźnie wyjścia kanału. Symbole czarne i czerwone odpowiadają wartościom prądu sondy zmierzonym jednocześnie w kanale elektronowym i jonowym. Szybkie nasycenie się dodatniego prądu sondy w kanale jonowym wynika z zastosowania diody Schottky'ego zabezpieczającej go przed przeciążeniem.

Przy wprowadzaniu relatywnie dużego obiektu (sondy) do kanału wyładowania należy spodziewać się zakłócenia działania silnika. Podczas pomiarów rozpoznawczych stwierdzono, że wstrzykiwana sonda Langmuira zaczyna zauważalnie zaburzać pracę silnika dopiero po przekroczeniu głębokości 3 mm (patrz rysunek 6), która odpowiada przewidywanemu położeniu maximum pola elektrycznego podtrzymującego wyładowanie w silniku. W celu zmniejszenia/eliminacji zakłóceń pracy silnika przez sondę konieczne będzie w dalszym etapie zbadanie wpływu materiałów użytych do jej konstrukcji – np. można się spodziewać, że użycie izolatora o mniejszej wartości współczynnika emisji wtórnej elektronów powinno prowadzić do redukcji lokalnego prądu elektronowego i w rezultacie stabilizacji wyładowania. Z drugiej strony zauważono, że zaburzenia pracy silnika powstają również wtedy, gdy sonda penetrująca kanał nie jest właściwie spolaryzowana, co daje się korygować przez odpowiednie kształtowanie przebiegu napięcia.

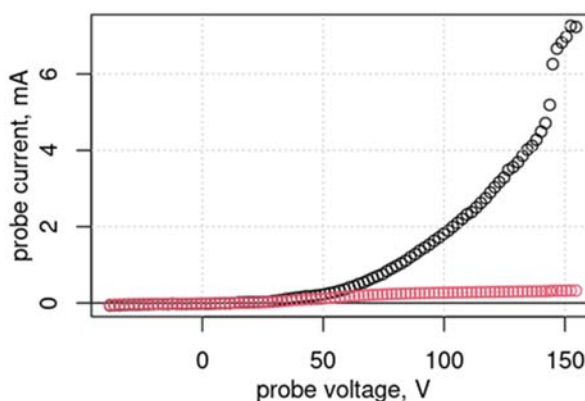


Rysunek 6. Perturbacja pracy silnika HIKHET na skutek wprowadzania sondy do kanału. Prąd wyładowania unormowano do zerowej wartości średniej i jednostkowej wariancji. Za fluktuujący charakter prądu odpowiadają przede wszystkim oscylacje typu „breathing mode”. Po wprowadzeniu sondy głęboko do kanału amplituda tych oscylacji wzrasta blisko 2 razy.

Pomiary prowadzone wewnątrz kanału silnika, gdy potencjał sondy był zbliżony do potencjału plazmy, prowadziły często do przegrzania sondy, co wizualnie manifestowało się poprzez intensywne świecenie izolatora sondy zanurzonej w plazmie, a na charakterystyce $I-V$ ujawniało jako skokowy wzrost prądu elektronowego – patrz rysunek 7. Takie zachowanie prądu elektronowego jest przeciwne w stosunku do oczekiwanego przy założeniu, że wkład wnoszą elektrony emitowane termicznie przez samą elektrodę sondy (*probe tip*). Jest więc wysoce prawdopodobne, że nadmiarowe elektrony emitowane przez rozgrzany (świecący) materiał izolatora (warstwę napylonego, słabo związanego BN) były przechwytywane przez dodatnio spolaryzowaną elektrodę sondy pracującą już w zakresie nasycenia prądu elektronowego z plazmy. Wniosek ten należy jednak sprawdzić w kolejnych badaniach, a w przypadku jego pozytywnej weryfikacji potrzebne będą dalsze zmiany konstrukcji sondy, co powinno pozwolić na głębsze jej wprowadzanie do kanału – być może trzeba będzie ochronną warstwę z azotku boru zastąpić innym materiałem.



a)

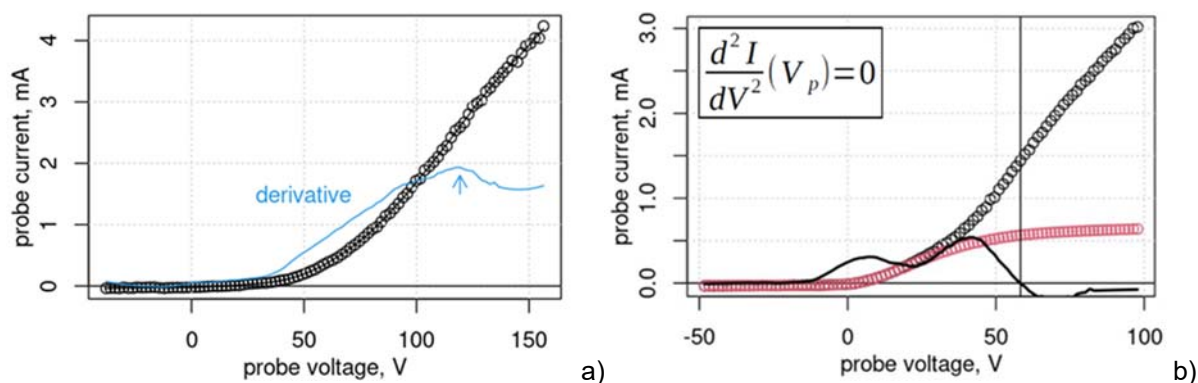


b)

Rysunek 7. a) Przegrzanie (świecenie) sondy wprowadzanej do kanału silnika. b) Gwałtowny wzrost prądu elektronowego dla napięcia zbliżonego do potencjału plazmy spowodowany przegrzaniem izolatora.

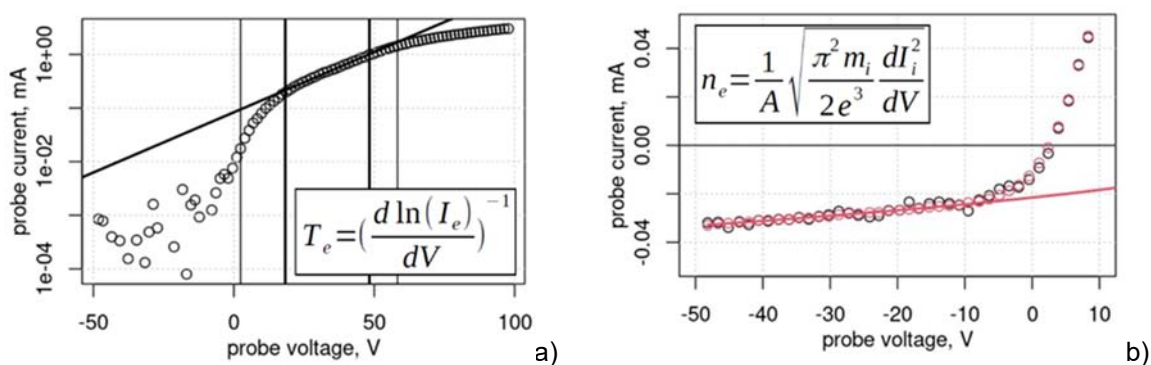
W tych położeniach, w których sonda się nie przegrzewała jakość rejestrowanych danych okazała się wystarczająca do rekonstrukcji podstawowych charakterystyk plazmy: jej potencjału oraz temperatury i koncentracji elektronowej – dla przykładu na rysunku 8 przedstawiono przebiegi pierwszej i drugiej pochodnej

prądu zbieranego przez sondę umożliwiające wyznaczenie potencjału plazmy, a na rysunku 9 zilustrowano metodę wyznaczania koncentracji i temperatury elektronowej.

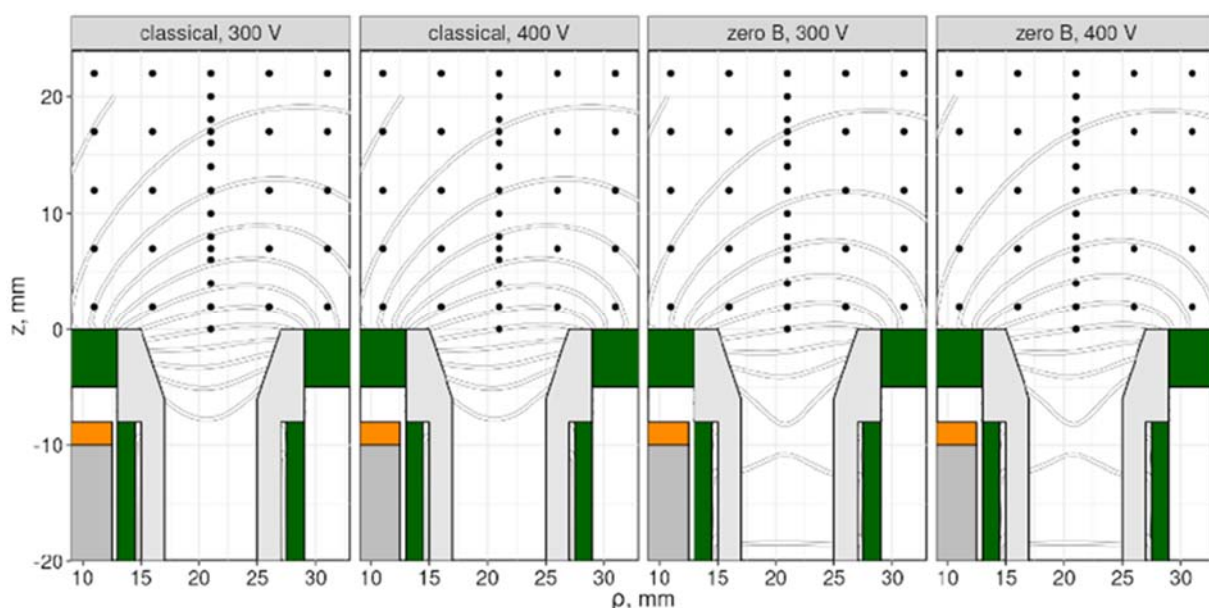


Rysunek 8. Potencjał plazmy wyznaczany z położenia a) maksimum pierwszej pochodnej prądu elektronowego (w tym przypadku w płaszczyźnie wyjścia silnika) lub b) zera jego drugiej pochodnej (tutaj w pewnej odległości od wyjścia z kanału).

Jeżeli płaszczyznę wyjścia kanału przyjąć za położenie zerowe, to w zakresie od -2 do +5 mm potencjał plazmy jest praktycznie stały i wynosi ok. 120 V natomiast w położeniu -3 mm (na linii centralnej kanału) wzrasta do 150 V. W położeniu -4 mm, gdzie oczekuje się największej wartości pola elektrycznego, zakłócenia pracy silnika i przegrzewanie się sondy nie pozwalały uzyskać wiarygodnych wyników. W analizowanym zakresie położenia sondy temperatura elektronowa na zewnątrz kanału spadała od wartości ok. 50 eV przy ujściu do 20 eV kilka mm od niego. Wartości te wydają się sensowne w świetle dostępnych danych literaturowych pochodzących z podobnych eksperymentów (patrz np. J.A. Linnell, "An Evaluation of Krypton Propellant in Hall Thrusters," *PhD thesis*, University of Michigan, 2007.)



Rysunek 9. Wyznaczanie a) temperatury elektronowej z pochodnej logarytmicznej prądu elektronowego oraz b) koncentracji elektronowej z jonowego prądu nasycenia sondy.

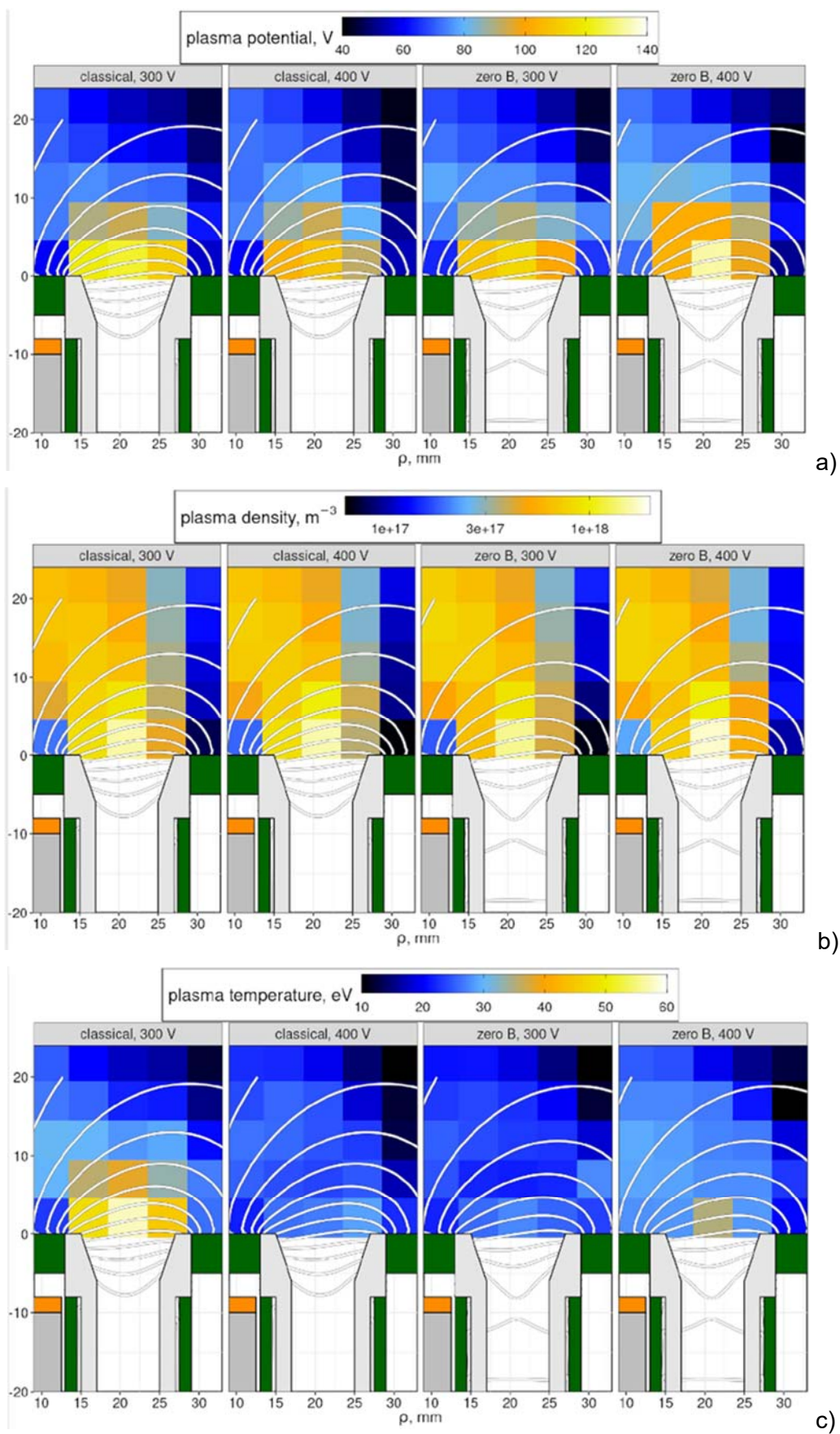


Rysunek 10. Rozmieszczenie położeń dla pomiarów wstrzykiwaną sondą Langmuira. Na zielono zaznaczono elementy obwodu magnetycznego silnika (nabiegunniki i ekrany wewnętrzne).

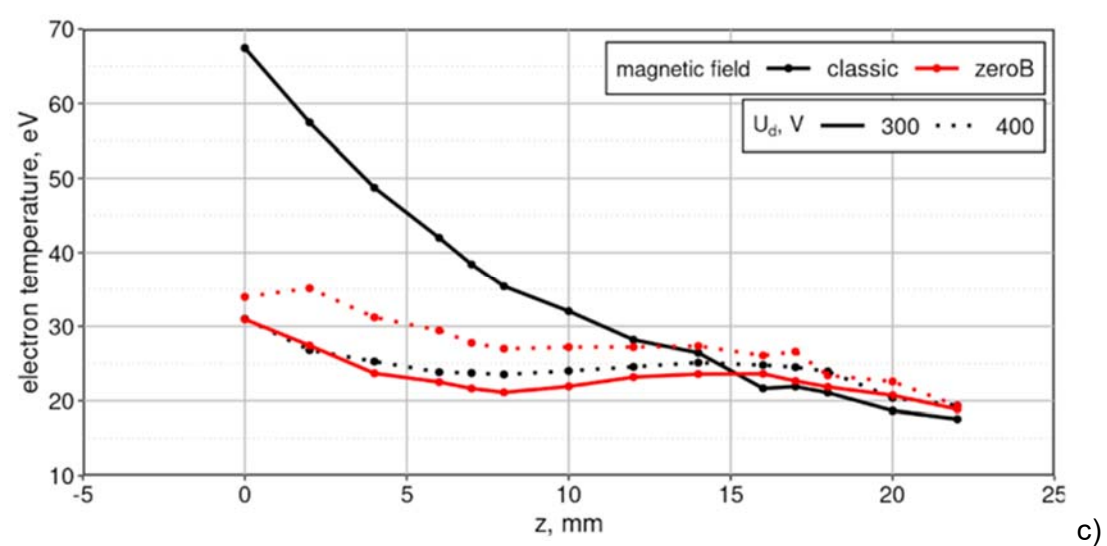
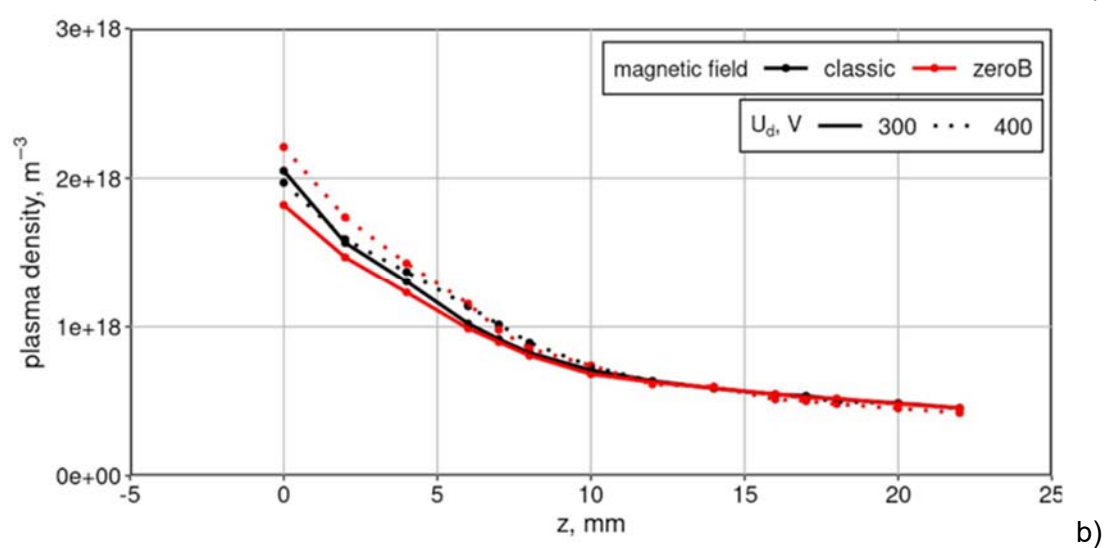
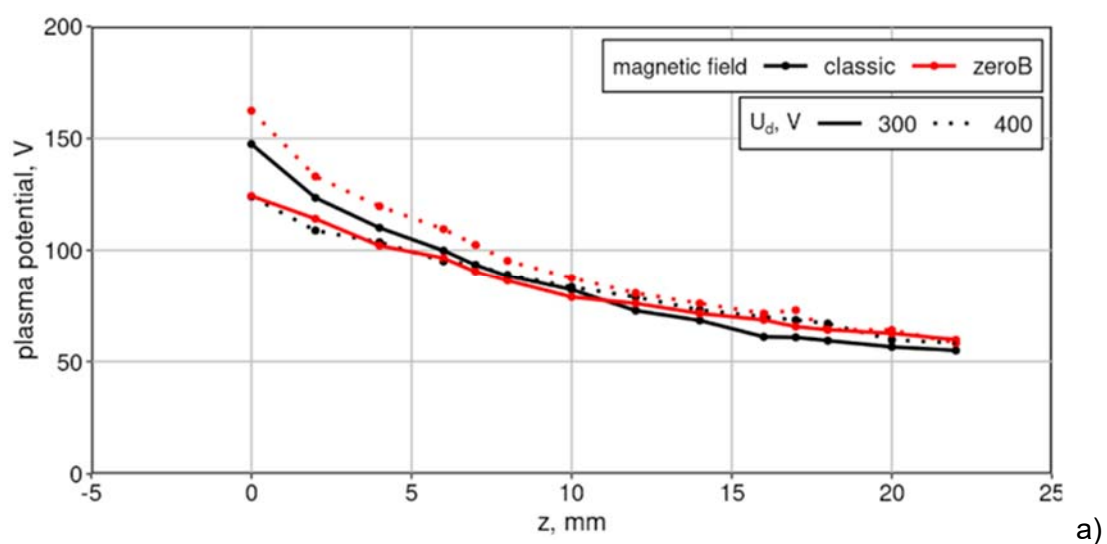
Ze względu na opisane wyżej przegrzewanie się sondy (i konieczność jej oszczędzania) jak i zakłócenia pracy silnika, bardziej systematyczne pomiary wykonano w pierwszej kolejności na zewnątrz kanału, w tzw. strefie bliskiej (*near field*). Geometria silnika wraz z liniami magnetycznymi dla obu topografii pola magnetycznego (klasycznej i zero-B) oraz siatka pomiarowa zostały przedstawione na rysunku 10. W celu dokładniejszego zbadania szybkości zaniku plazmy wzdłuż linii centralnej kanału, krok pomiarowy wzdłuż tego kierunku został odpowiednio zmniejszony. Dla obu konfiguracji pola pomiary przeprowadzono przy wydatku masowym kryptonu 1 mg/s i napięciach pracy silnika 300 i 400 V.

Zestawienie rozkładów przestrzennych potencjału plazmy oraz jej elektronowej koncentracji i temperatury wyznaczonych w strefie bliskiej ujścia kanału przedstawiono na rysunku 10 a, b i c, a wykresy zmian tych parametrów wzdłuż linii centralnej kanału na rysunku 11 a, b i c. Interesujące jest, że w przypadku klasycznej topografii pola magnetycznego i stosunkowo niskiego napięcia pracy silnika (300 V) temperatura elektronowa przy ujściu kanału jest ponad dwa razy wyższa niż w pozostałych przypadkach. Co więcej, dwa pozostałe parametry plazmy są we wszystkich przypadkach do siebie zbliżone, co łatwo widać zarówno na rozkładach przestrzennych jak i na wykresach koncentracji elektronowej i potencjału plazmy w funkcji położenia.

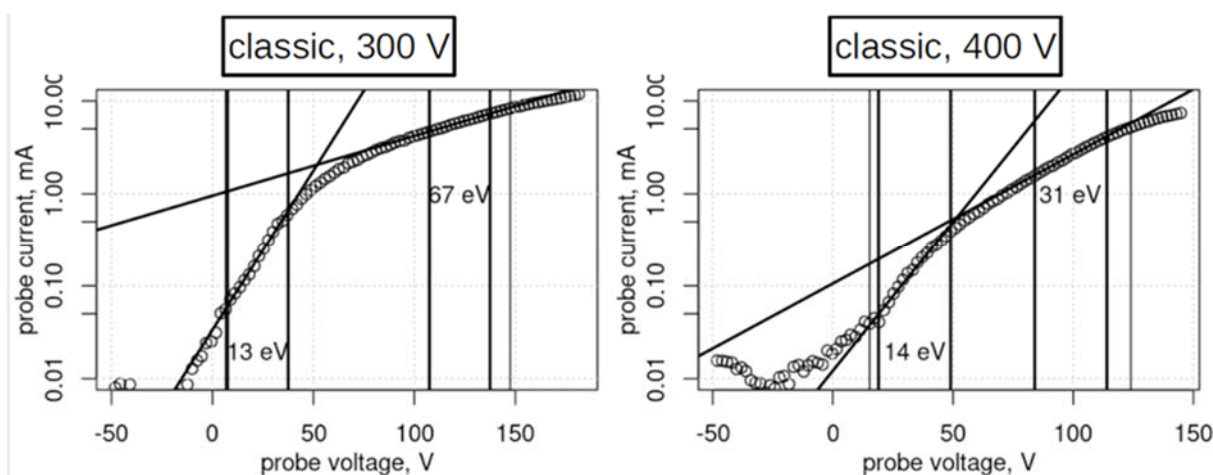
Analiza charakterystyki sondy wskazuje na możliwość współistnienia populacji elektronów o dwóch różnych temperaturach, co pokazano na rysunku 13. W konfiguracji klasycznej, dla napięcia pracy silnika 300 V niższa temperatura jest prawie taka sama jak dla 400 V (i wynosi 13 eV w porównaniu do 14 eV). Jednak tak zasadnicza różnica temperatur populacji gorącej jaką wyznaczono dla tych przypadków musi być potwierdzona i wyjaśniona w dalszych badaniach aby uzyskać pewność, że nie jest artefaktem wynikającym np. z niskiej jakości danych pomiarowych.



Rysunek 11. Wyznaczone z uśrednionych charakterystyk I-V sondy rozkłady przestrzenne potencjału plazmy (a) oraz elektronowej koncentracji (b) i temperatury (c).



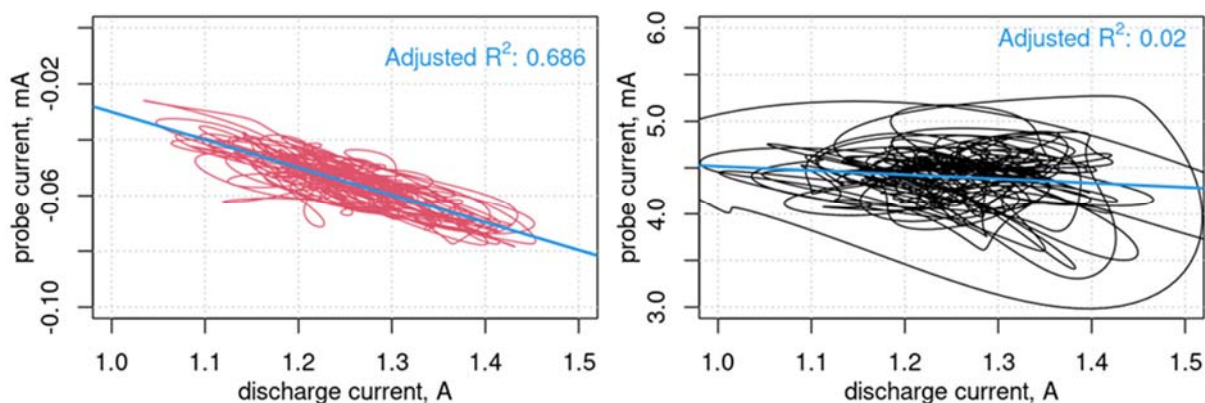
Rysunek 12 . a) Potencjał plazmy, b) koncentracja elektronowa i c) elektronowa temperatura w strefie bliskiej ujścia kanału, wzdłuż jego linii centralnej.



Rysunek 13. Możliwość współistnienia populacji elektronów o dwóch różnych temperaturach dla klasycznej konfiguracji silnika pracującego przy napięciu 300 V i 400 V.

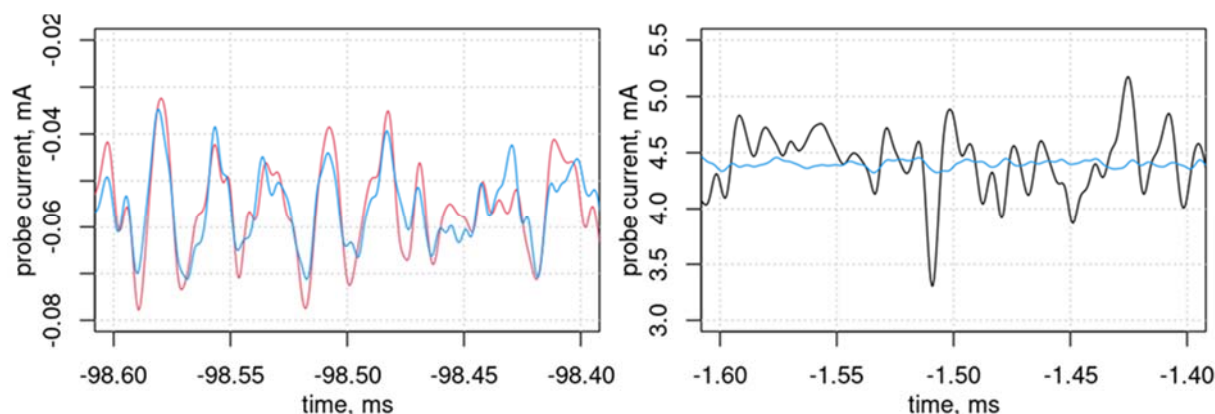
Analiza korelacyjna

W silnikach Halla natężenie prądu jest charakterystyką globalną wyładowania. Mimo, że silniki tego typu są zasilane stabilizowanym napięciem stałym, wartość prądu wyładowania podlega zależnym od warunków pracy (takich jak wydatek masowy paliwa, pole magnetyczne, temperatura itd.) fluktuacjom o szerokim spektrum częstości (patrz niżej). Spośród tych fluktuacji najbardziej znane i najczęściej badane, ale bynajmniej nie do końca wyjaśnione (patrz niżej) są relatywnie regularne oscylacje typu *breathing mode* o wiodącej częstości charakterystycznej z przedziału $]10,50[$ kHz (zależnej między innymi od gabarytów i mocy silnika). Należy oczekiwać, że fluktuacje prądu wyładowania wynikające ze zmian stanu plazmy powinny być skorelowane z dynamiką sygnałów z sondy Langmuira. Do tej pory, w celu uzyskania informacji o typowych wartościach parametrów plazmy, charakterystyki $I-V$ sondy były więc uśredniane po wielu cyklach oscylacji *breathing mode*, o czym już wspomniano powyżej. Zachodzi pytanie czy jest możliwe odtworzenie zmian czasowych przynajmniej niektórych parametrów plazmy (np. koncentracji elektronowej) poprzez analizę czasowych zmian jedynie prądu wyładowania. Takie postawienie problemu jest uzasadnione faktem, że zmiany w czasie prądu wyładowania mierzy się rutynowo nie zaburzając przy tym pracy silnika, zaś lokalne pomiary sondami to skomplikowana diagnostyka inwazyjna, podczas której sama sonda łatwo ulega degradacji.



Rysunek 14. Korelacja pomiędzy prądem wyładowania i prądem sondy Langmuira dla napięcia sondy w zakresie zbierania jonów (po lewej) i elektronów (po prawej).

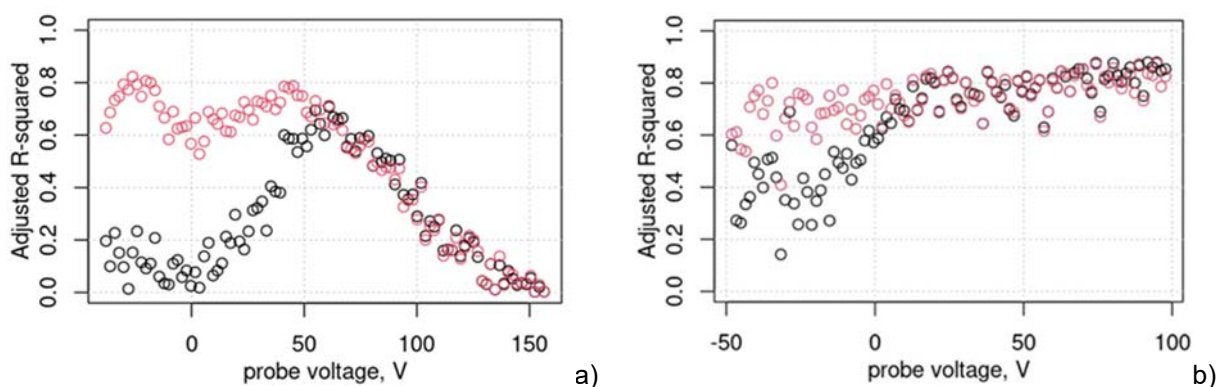
Dla wyjaśnienia tak postawionego problemu przeprowadzono rozpoznawczą analizę korelacyjną sygnałów z sondy Langmuira vs amplitudy prądu wyładowania. W wyniku analizy surowych sygnałów z sondy stwierdzono, że dla ujemnej polaryzacji (tj. w zakresie zbierania prądu jonowego) korelacje są silne, natomiast zanikają dla polaryzacji dodatniej, przy której zbierany jest prąd elektronowy. Fakt ten zilustrowano na rysunku 14, na którym zobrazowano jakość dopasowania funkcji liniowej do zależnego od czasu przebiegu prądu wyładowania skorelowanego z zależnym od czasu prądem sondy zarejestrowanym dla dwóch wybranych napięć polaryzacji sondy – ilościowo jakość dopasowania określa współczynnik determinacji R^2 regresji liniowej.



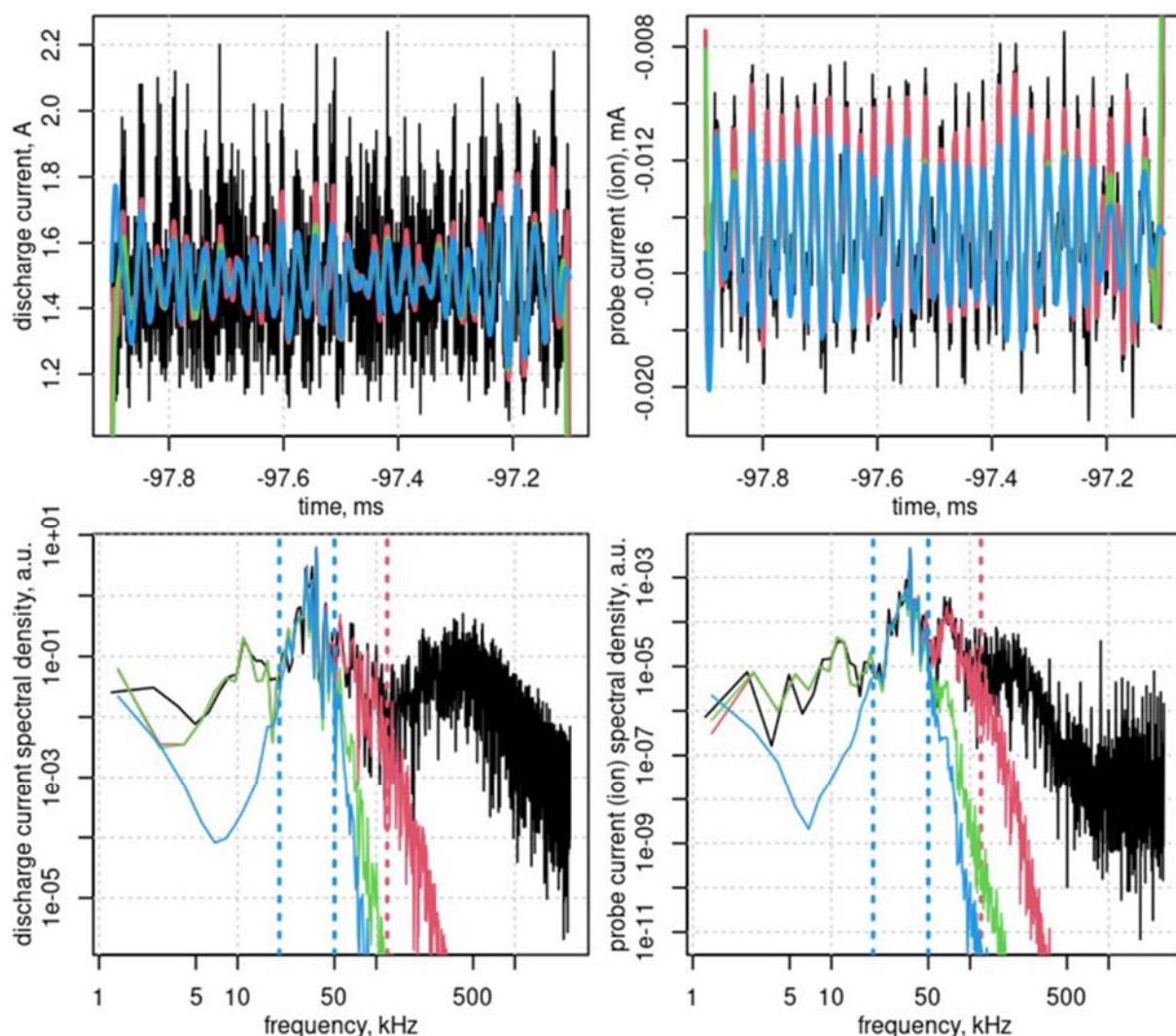
Rysunek 15. Przebiegi czasowe prądu sondy (niebieski) odtworzone z prądu wyładowania w oparciu o analizę korelacyjną nałożone odpowiednio na przebieg prądu sondy zmierzony w zakresie zbierania prądu jonowego (czerwony) i elektronowego (czarny).

W kolejnym kroku, na podstawie przeprowadzonej analizy korelacyjnej dokonano predykcji prądu sondy w różnych obszarach jej charakterystyki I - V . Na rysunku 15 zostały przedstawione dwa spośród tak uzyskanych sygnałów prognozowanych nałożone na sygnały rzeczywiście zmierzone. Widać, że w obszarze zbierania prądu jonowego zgodność sygnału wygenerowanego z sygnałem zmierzonym jest bardzo dobra, natomiast w obszarze zbierania elektronów zgodność jest niezadowalająca. Zmianę współczynnika determinacji R^2 dla regresji liniowej w funkcji napięcia polaryzacji sondy przedstawiono na rysunku 16 a. Symbole czarne odpowiadają wynikom obliczeń na podstawie sygnału z kanału elektronowego sondy, a czerwone z kanału jonowego (odpowiednio o małej i dużej czułości). Tak duże rozbieżności współczynnika R^2 obliczonego na podstawie sygnałów pochodzących z obu kanałów uznano za artefakt wynikający z niekorzystnego stosunku sygnału do szumu (S/N ratio), zwłaszcza dla tych wartości prądu sondy, które były niedopasowane do czułości danego kanału pomiarowego. Dla sprawdzenia, czy tak jest rzeczywiście, przeprowadzono bardziej szczegółową analizę sygnałów zarówno w dziedzinie czasu jak i częstotliwości.

Przebiegi czasowe prądu wyładowania i sygnały z kanału elektronowego oraz jonowego sondy jak również odpowiadające im gęstości spektralne mocy przedstawiono na rysunkach 17 i 18. Zastosowanie filtrów pasmowych pozwala wyeliminować szybkozmienną część sygnałów, jak się wydaje nieistotną z punktu widzenia oscylacji *breathing mode* (tutaj o częstotliwości podstawowej ok. 35 kHz). Istotnie, gęstość spektralna sygnałów z sondy szybko zanika dla częstotliwości większych od 100 kHz, przy czym pik ok. 70 kHz odpowiadający podwojonej wartości częstotliwości podstawowej stanowi prawdopodobnie składową harmoniczną. Dla częstotliwości większych od 500 kHz charakter widm sygnałów z obu kanałów pomiarowych sondy świadczy o znaczącym udziale szumu jednorodnego i tę część widma można bez obawy odfiltrować.

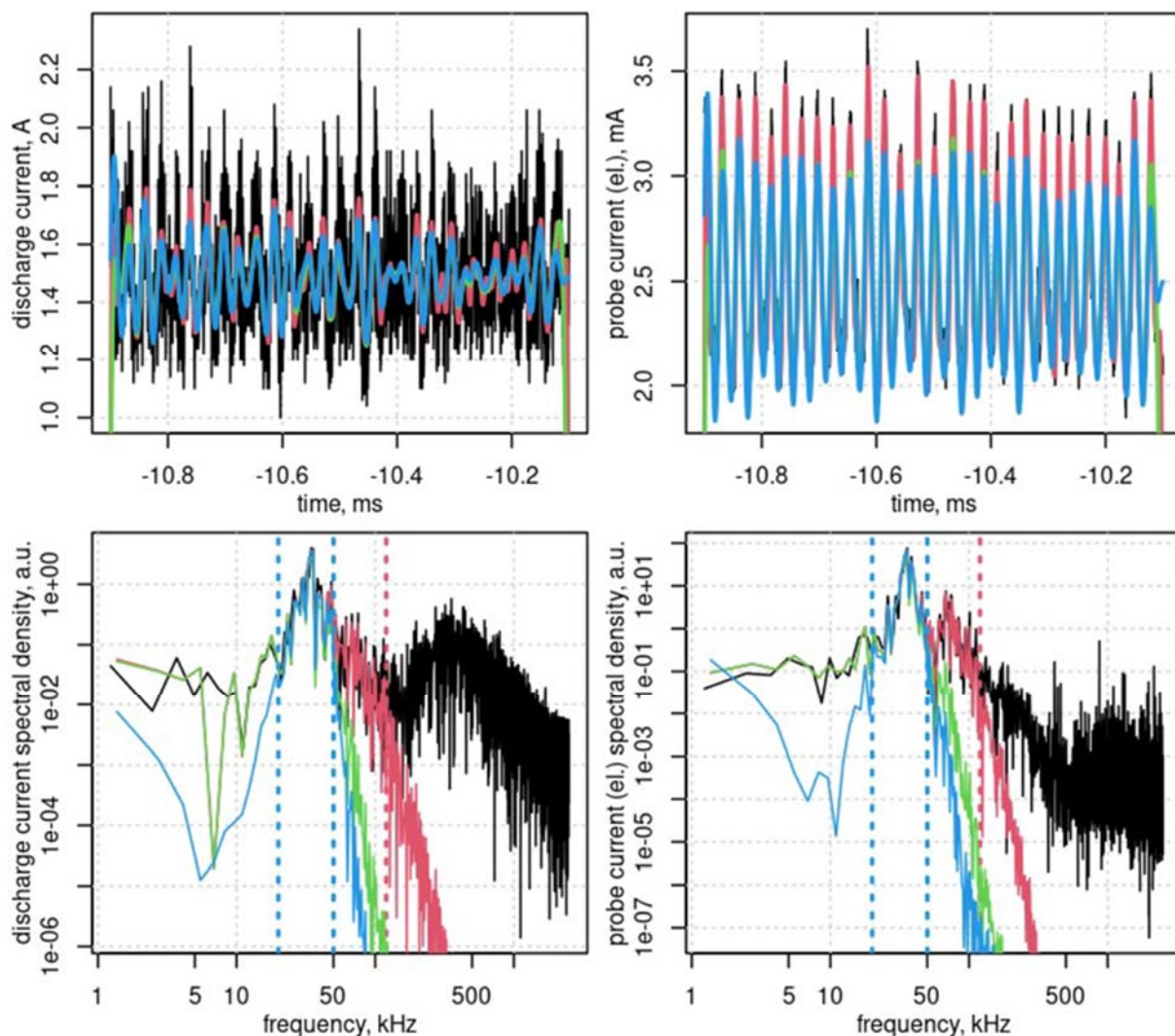


Rysunek 16. Zależność wartości współczynnika determinacji (jakości dopasowania liniowego) od napięcia polaryzacji sondy wyznaczona na podstawie sygnałów z jonowego (symbole czerwone) i elektronowego (symbole czarne) kanału pomiarowego skorelowanych z prądem wyładowania: a) dla sygnałów surowych, b) dla sygnałów odfiltrowanych.



Rysunek 17. Prąd wyładowania i odpowiadający mu prąd z kanału jonowego sondy przedstawione w dziedzinie czasu i częstotliwości. Kolorem czarnym wykreślono sygnały surowe, a czerwonym, zielonym i niebieskim przepuszczone przez coraz węższe filtry pasmowe.

Ostatecznie analiza korelacyjna przeprowadzona dla wybranej szerokości filtra pasmowego wskazuje, że współczynnik determinacji R^2 może osiągnąć wartości przekraczające 0.7 zarówno w obszarze zbierania prądu jonowego jak i elektronowego – patrz rysunek 16 b. Wynika stąd, że rzeczywiście, pomiar dynamiki prądu wyładowania powinien pozwolić na odtworzenie zmian czasowych parametrów plazmy (temperatury elektronowej, koncentracji i potencjału) uwarunkowanych oscylacjami *breathing mode*, o ile zarejestrowany sygnał zostanie właściwie odfiltrowany.



Rysunek 18. Prąd wyładowania i odpowiadający mu prąd z kanału elektronowego sondy przedstawione w dziedzinie czasu i częstotliwości. Kolorem czarnym wykreślono sygnały surowe, a czerwonym, zielonym i niebieskim przepuszczone przez coraz węższe filtry pasmowe.

Na zakończenie warto podkreślić, że sama sonda okazała się dosyć odporna na wyjątkowo niesprzyjające warunki pracy. Nie mniej, napyłona warstwa ochronna z azotku boru uległa częściowej erozji – to rozwiązanie powinno być poprawione w następnym podejściu. Ponadto zauważono, że elektroda sondy (*probe tip*) uległa skróceniu, prawdopodobnie na skutek pęknięcia wolframu w wyniku przegrzania w słabym punkcie. Zaobserwowano także osadzanie się pewnej ilości węgla na powierzchni czołowej izolatora, co jednak nie spowodowało wadliwego działania sondy, tak że może zostać użyta w kolejnych testach.



Rysunek 19. *Sonda Langmuira na początku eksploatacji (z lewej), po pierwszych testach gdy utknęła w kanale na kilka sekund na skutek złego działania manipulatora (po środku) oraz po zakończeniu testów (z prawej).*

Po przedstawieniu powyższych wyników na seminarium podsumowującym prace wykonane w ramach CCN strona odbierająca (ESA) uznała, że są one wystarczające do pozytywnej oceny także tej części projektu i na tej podstawie został on definitywnie rozliczony.

6.2 Modelowanie oscylacji breathing mode oraz wyladowania w silniku Halla

Prowadzone prace są kontynuacją badań mających na celu lepsze zrozumienie fizyki wyladowania w silniku Halla z uwzględnieniem jego dynamiki, w tym oscylacji breathing mode oraz oddziaływania plazmy ze ścianą kanału wyladowczego. Wyniki tych prac zostaną szczegółowo przedstawione w przygotowywanych rozprawach doktorskich, z których pierwsza (pana Olgerda Cichorka) jest na ukończeniu i powinna zostać poddana obronie na jesieni roku 2025, a druga (pana Arseniego Riazatseva) powinna zostać zamknięta do końca roku 2025. Poniżej zostaną przedstawione istotne rezultaty uzyskane w roku 2024.

6.2.1 On breathing mode oscillations in Hall thrusters

Hall thruster plasma discharges are subjected to a variety of plasma oscillations^[1]. The oscillation spectrum spans across a wide 10 kHz-MHz range with low frequency discharge current oscillations, commonly referred to as the breathing mode, being of the most prominent oscillatory modes. Although the exact physical mechanism is still being studied, the nature of the breathing mode as an ionization instability has been firmly established. A predator-prey interpretation proposed in the 1990s^[2] has gained canonical status due to its simplicity and generally provides acceptable orders of oscillation frequency prediction. However, it has been argued, that the physical premises of the predator-prey model are nonphysical^[3]. Moreover, the predator-prey model is unconditionally stable and thus of no use in predicting breathing mode onset or studying breathing mode stabilization, necessitating further investigations of conditions for breathing mode onset.

Electron energy effects have been investigated as a crucial element in the onset of low frequency oscillations. Hara et al. have extended the 0D formalism of the predator-prey model by including the ion momentum and electron temperature equations^[4]. They have shown, via regular perturbation analysis, that positive growth rates for breathing mode arise only if one accounts for perturbations in the electron energy. A following study has however indicated that inserting physically realistic values into the stability criteria derived in Ref.(3) predicts damping of breathing mode oscillations. In a recent study, Lafleur et al. have gradually extended a 1D fluid simulation by the ion momentum and electron temperature equations. Oscillations arose only if electron temperature was allowed to evolve in time. Breathing mode emergence was associated with nonlinearity in the electron power absorption, which only occurred if the electron temperature equation was accounted for in model formulation^[5].

Apart from electron energy balance, recent studies indicate that the ion backflow region has non-negligible influence on breathing mode onset. Presence of a distinct region of negative ion velocity in a Hall thruster plasma column has been conjectured since initial Russian developments in the 1970s and theoretical works from early 2000s have confirmed the existence of an ion backflow region in the plasma flow. Chapurin et al. have studied different ion velocity profiles with help of a simplistic 1D fluid model consisting of solely the continuity equations for ions and neutrals^[6]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial VN}{\partial x} &= -\beta Nn \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial nv}{\partial x} &= \beta Nn\end{aligned}\quad (1)$$

Where N , V , n , v , β are the neutral density, neutral velocity, ion density, ion velocity and ionization rate respectively. It was shown that breathing mode only occurs, when a reversing ion velocity profile was used. Although the breathing mode exhibited by model (1) exhibits salient features of the breathing mode instability (i.e., large amplitudes of discharge current oscillations, frequencies of order 10 kHz, characteristic back and forth movement of the ionization front), differences from the canonical seem to pile up upon taking a detailed look. The most important distinction is that in the breathing mode recovered by model (1) there is a significant ion backflow current at the anode (reaching values of single amperes), whereas typical ion backflow current values at the anode are of the order 0,1 A. Large values of anode ion backflow current seem to violate the original purpose of a Hall accelerator - creating a significant ion current directed towards the thruster's exhaust.

This observation has motivated a study at PLANS laboratory as it raises questions about efficiencies of plasma discharges exhibiting a breathing mode regime resembling a flow regime captured by model (1). Led by the premise that a flow regime resembling that of model (1) should exhibit relatively low efficiencies, an extensive parametric study of Hall thruster with IPPLM's in-house 1D fluid code HETMAN has been carried out to scan the parametric space for distinct regions of breathing mode occurrence^[7]. Figure (1) presents the results of the parametric study. The parametric investigations revealed two distinct breathing mode regions in the parametric space: an efficient submode present in the region of moderate discharge voltage and relatively high magnetic field strength (BM 1 - marked yellow in Fig.(1)) and a second, highly inefficient submode present in the region of high discharge voltage and low magnetic field strength (BM 2 - marked red in Fig.(1)).

Investigations of plasma parameters for both subregimes showed that the efficient submode resembles the conventional, prey-predator description of the breathing mode, whereas the inefficient submode seems to satisfy the notion of breathing mode oscillations modeled by Eqs.(1).

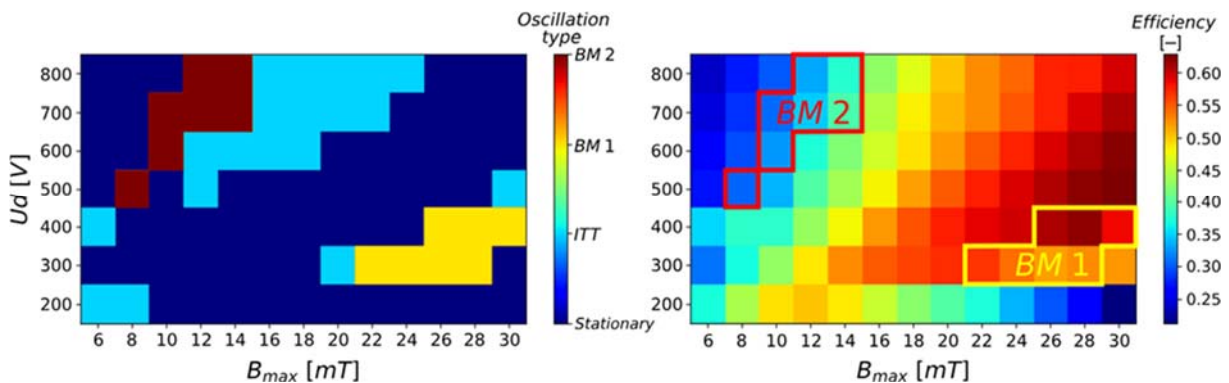


Figure 1: Results obtained within the parametric study with HETMAN code. Left: Map of the types of solutions obtained in the parametric sweep. Dark blue - stationary solution, light blue - higher frequency oscillatory solution (ion transit time), yellow (BM 1) - efficient breathing mode region, red (BM 2) – inefficient breathing

mode region. Right: Efficiency map for each point of the parametric sweep. The regions of breathing mode occurrence have been marked with red and yellow envelopes respective of the breathing mode marks used on the left.

Although identification of the different physics of high and low efficiency breathing mode subregimes is a considerable finding, it does not answer what conditions must be met for breathing mode to emerge in the first place? Aforementioned studies investigating whether electron dynamics⁵ or ion dynamics⁶ play the decisive role in instability development are somewhat inconclusive, as depending on the exact computational conditions the first or the latter may be dominant. For example, in Ref.(5), breathing mode arose only if the electron temperature equation was resolved in the computations, whereas in a different study, carried out a different thruster and different computational conditions, breathing mode would develop only if the ion momentum equation was resolved^[8]. Similarly, experimental studies aimed at the influence of operational parameters of a Hall thruster, such as magnetic field strength, neutral mass flow rate or discharge voltage, on the onset of breathing mode, fail to converge at one final conclusion on features leading to breathing mode onset. The real question here is whether it is possible to pin down a condition – a *breathing mode trigger* – which leads to breathing mode emergence. In other words, what features must the Hall thruster plasma discharge exhibit for it to develop the breathing mode instability?

This research question has motivated a second study at PLANS, based around a former breathing mode theory^{3,[9],[10]}:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + V \frac{\partial N}{\partial x} &= -\gamma(x)NI \\ \frac{dI}{dt} \frac{1}{I} &= \int_0^L \Psi(x)(N - N_{st})dx \end{aligned} \quad (2)$$

where I , L are discharge current and discharge channel length respectively. N_{st} denotes the stationary neutral density profile. Focal point of model Eqs.(2) are the steady-state functions $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$, which can be extracted from conventional numerical simulations.

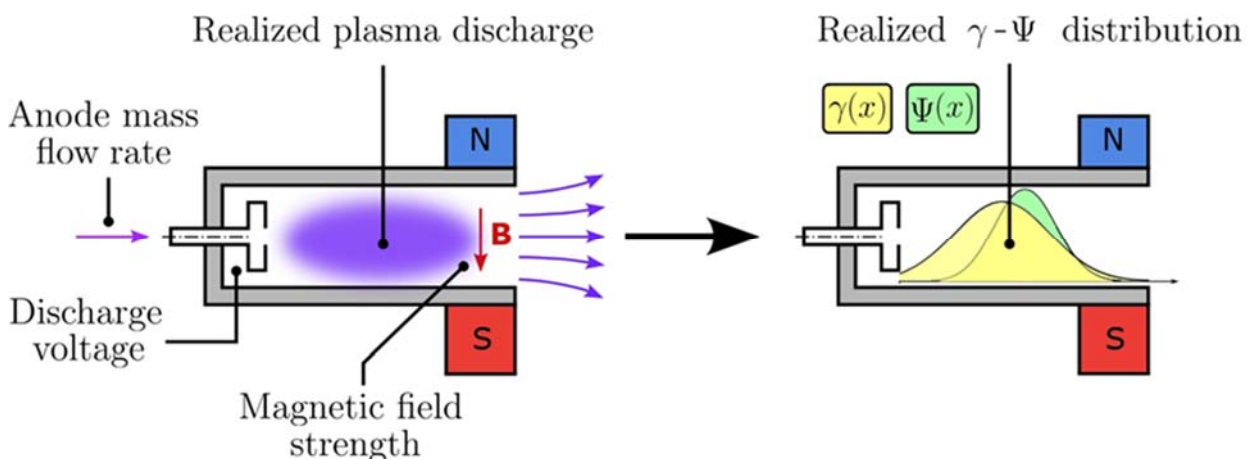


Figure 2. Reasoning of the proposed breathing mode theory. The external parameters act as control parameters of the $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ profile. It is the spatial distribution of these two functions which ultimately decides breathing mode onset and character (if oscillation ought to develop). The operational parameters of the thruster act only as control parameters of the realized $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ functions, which can exhibit BM-susceptible distributions.

The main claim of the theory is that functions $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ are proficient in recovering the most relevant aspects of a Hall discharge from perspective of the breathing mode instability. Figure (2) presents that control parameters

of a Hall thruster effectively act only as control parameters on the $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ profiles exhibited by a given discharge. It is ultimately the $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ distributions within the discharge channel which determine whether oscillations emerge – part of this study is to determine which $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ distributions are susceptible to breathing mode oscillations and which $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ distributions are not.

The study has been carried out in two steps. In the first step, the claim that model Eqs.(2) is proficient in extracting the essence of breathing mode oscillations was demonstrated. A parametric study with regards to discharge voltage has been carried out with IPPLM's in-house 1D fluid code easyHET. For each computational case, the underlying $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ have been extracted. The extracted $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ have been then supplied to numerical simulations of Eqs.(2) and results have been compared against results of the conventional easyHET simulations of the Hall discharge. Fig.(3) presents an excerpt of the results obtained in the parametric study. Good agreement between easyHET simulations and simulations of Eqs.(2) has been found. Thus, the proficiency of Eqs.(2) in extracting the breathing mode essence has been demonstrated.

In the second step, the conditions leading to breathing mode onset within Eqs.(2) has been studied. A bifurcation analysis for general $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ is hindered and necessitates the use of some simplifying assumption regarding $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ to gain analytical insights into breathing mode trigger. Choosing to model $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ as Dirac delta functions - , - one can show that the discharge current evolution follows:

$$\frac{I_t}{I} = \begin{cases} 0 \implies I(t) = const & \text{for } x_\Psi < x_\gamma \\ -\frac{\gamma_0 \Psi_0}{V} \left(I(t + \frac{x_\gamma - x_\Psi}{V}) - I_{st} \right) & \text{for } x_\Psi \geq x_\gamma \end{cases} \quad (3)$$

and is heavily dependent on the mutual location of the γ and Ψ functions. and bear the notion of $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ amplitudes. A consequent analysis reveals that the breathing mode trigger is associated with a spread of $\gamma(x)$ and $\Psi(x)$ along the channel. A formula for the minimal $\gamma - \Psi$ spread resulting in breathing mode onset is derived and reads:

$$(x_\Psi - x_\gamma)_{cr} = \frac{V^2}{\gamma_0 \Psi_0 I_{st}} \cdot \frac{\pi}{2} \quad (4)$$

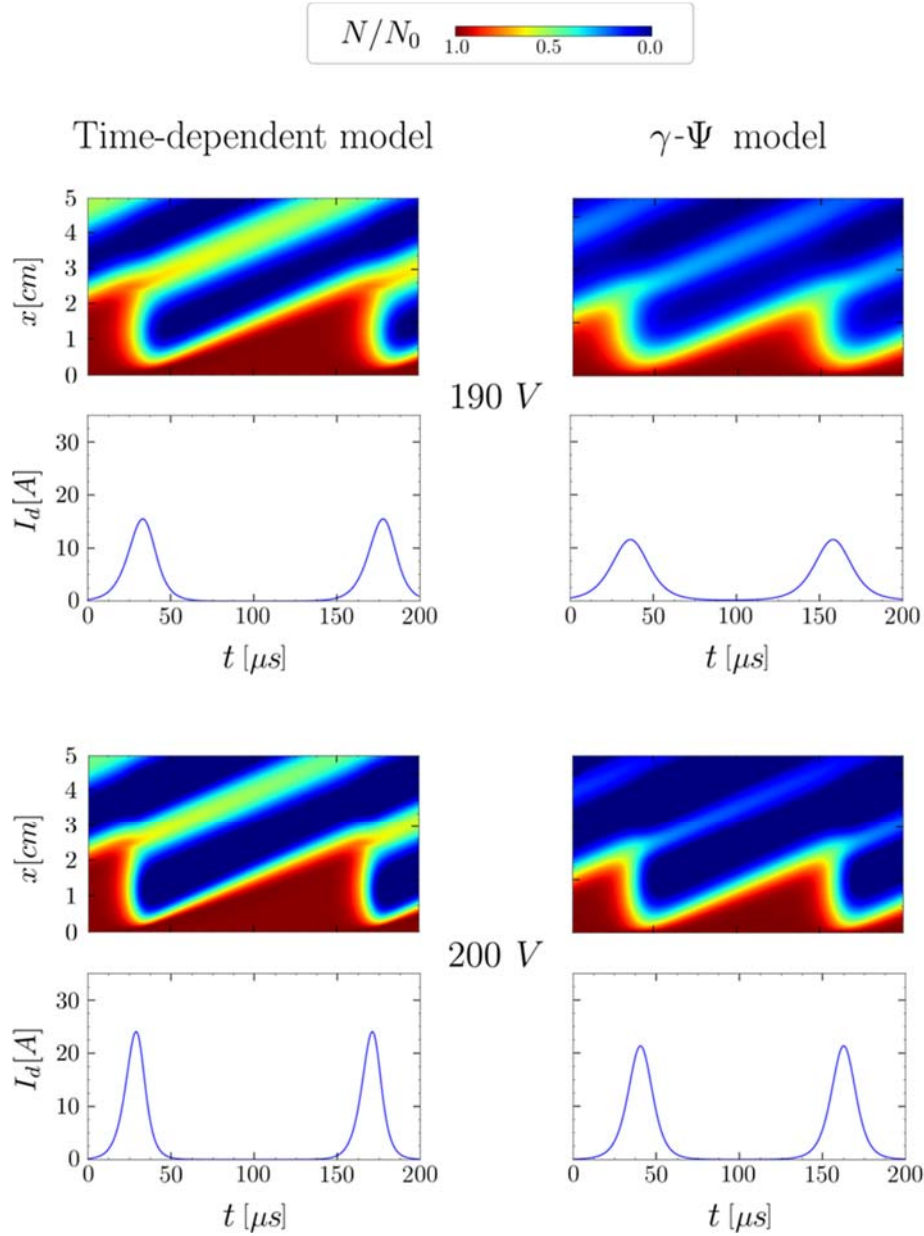


Figure 3: Excerpt from the results of the parametric study. Left: Results of conventional, fluid simulation conducted with the easyHET code. Right: Results of simulations of Eqs.(2) conducted with and extracted from simulations showcased on the left. Good agreement is found, even on the quantitative level.

The feasibility of Eq.(4) to predict breathing mode onset within the results of parametric study has been investigated. Fig.(4) compares the evolution of the $\gamma - \Psi$ spread in course of the parametric sweep against the evolution of the critical spread calculated from Eq.(4). In simulations, oscillations arouse at discharge voltage equal to 190 V, so at the first condition exhibiting a $\gamma - \Psi$ spread exceeding its critical value according to Fig.(4). This means that predictions of the theory translate well into numerical simulations.

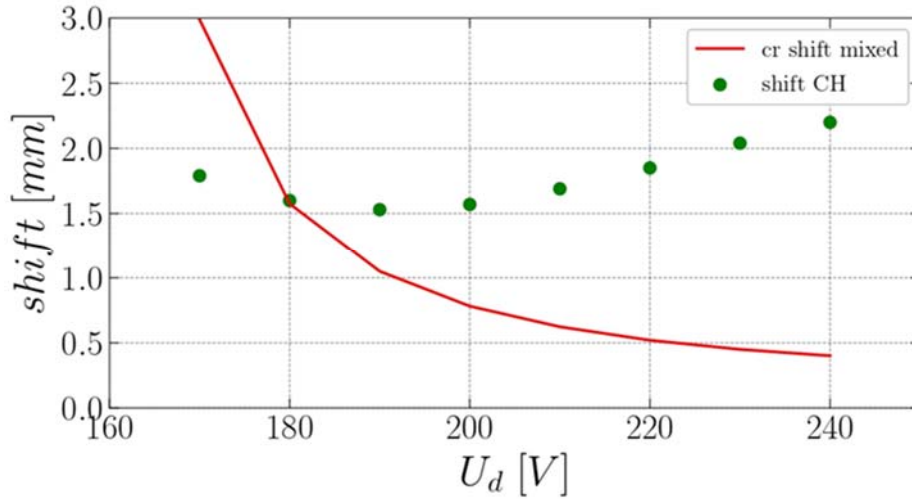


Figure 4: Evolution of the $\gamma - \Psi$ shift (green) and the critical spread Eq.(4) (red) in course of the parametric study. It is visible that is the first computational condition in which the $\gamma - \Psi$ shift clearly exceeded its critical counterpart Eq.(4). Notably, is the first condition in numerical simulations where breathing mode is observed.

Further studies of the breathing mode theory are planned. Future research direction include validation of the theory against a PIC model to verify whether the model is not a relict of the mathematical foundation of the fluid model. The theory may be also affected by the 1D assumption. A research direction worth following is the verification of the breathing mode theory against a 2D simulation.

6.2.2 Continuation of Particle-based modeling of a Hall Thruster (HT) discharg

The axial 1d3v PIC/MCC model of a Hall thruster was subject to further modifications. Among technical issues, apart from several bugfixes, precision of floating-point numbers was switched from single (32 bit) to double (64 bit) to make possible simulations for real ions without artificial mass reduction. Considering the difference in electron and ion time scales and the need to meet Courant-Friedrichs-Lewy's condition for electrons, the small time-step of the simulation could lead to large truncation errors when calculating transport of ions in phase-space using single precision floating-point arithmetic. The subsequent doubling of memory led to a reduction in performance, due to limited CPU cache size. It was possible to regain previous performance by optimizing the layout of data storage and switching to a faster Random Number Generator (xoshiro256+ instead of xoshiro256++) that, as profiling has shown, is the most called function within the simulation runtime.

Regarding the model itself, the hydrodynamic module that computes transport of neutral particles was modified to conform with assumptions made in HETMAN code. When solving continuity and momentum conservation equations of isothermal flow it was previously assumed that the temperature of the flow is equal to the temperature of the anode-distributor ($T_n = T_a$) and the flow at the inlet was subsonic that, for specified mass-flow rate and temperature, required calculation of the boundary values from the thermostatic law of a polytropic perfect gas and characteristic equation^[11]. The solver of neutral particles transport in HETMAN assumes the temperature of the neutral flow to be triple smaller ($T_n = \frac{T_a}{3}$) based on prior Direct Simulation Monte Carlo studies. This assumption seems to better fit the situation as the neutral gas ejected from the distributor should have smaller velocity spread than it has inside the distributor. The assumption makes the inlet flow supersonic and simplifies the boundary conditions. The changes in the neutral transport module drastically impact the discharge. The amplitude of transient-time oscillations appears to be much smaller (see

Figure 1). In addition, due to almost twice reduced velocity of the neutrals flow the frequency of these oscillations has decreased by the same fraction.

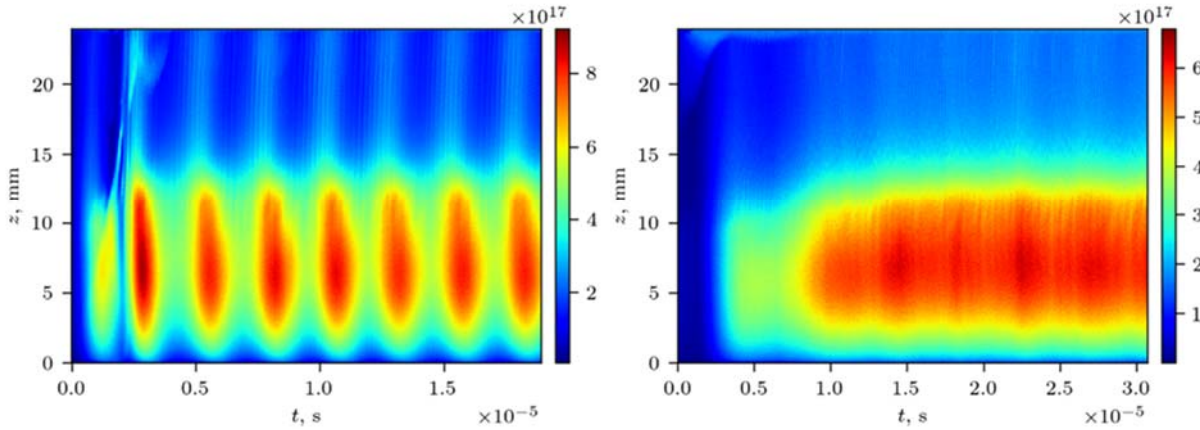


Figure 1. Time-variation of plasma density (in m^{-3}) for simulations with old (left) and new (right) neutral module. Note that the simulation time in the latter is almost twice as long.

The approach to model a cathode of the thruster was also modified. As with all electrostatic plasma thrusters, a Hall thruster requires an external cathode that not only neutralizes the exhaust beam of ions but also provides electrons to maintain the discharge and usually hollow cathodes are used to serve the purpose. The lifetime of such devices is accompanied by reduction of emission properties, and it seems possible to study the effect of the performance degradation of the cathode on discharge properties of a HT with the help of the PIC simulation code. For this purpose, we first need to define a “perfect” cathode. In typical PIC models of a HT discharge, with the simulation domain limited to close vicinity of the discharge channel’s exit plane, the electron current is adjusted to keep the cathode boundary quasineutral or by calculating the current balance (as it is described in the beforementioned work). Both the methods, however, require prior loading of plasma in the simulation domain and cannot deal with sudden abruption of the discharge (as it sometimes can happen in real life scenarios). Another approach is to provide constant electron current from the cathode with some small fraction of ions (as if it comes from equilibrium plasma source^[12]), but the required current is not known apriori. We propose another way to model the cathode by taking advantage from one-dimensionality of the model and the fact that the cathode maintains quasineutrality of the exhaust beam, thus, keeps the electric field behind the cathode boundary zero. Gauss law for one-dimensional discharge between the anode and the cathode side (exhaust plasma beam) gives

$$\frac{\sigma_a}{\epsilon_0} + \frac{1}{\epsilon_0} \int_0^L \rho(z) dz + \frac{\sigma_c}{\epsilon_0} = 0$$

HT discharge is voltage controlled implying Dirichlet boundary conditions for Poisson equation: φ_a and φ_c . To impose the extra condition of zero electric field at the cathode boundary the electron current from the cathode to the discharge channel should be equal to

$$j_{ec,t+\Delta t} = H(-\sigma_{c,t}) \frac{\sigma_{c,t}}{\Delta t}$$

The approach describes the perfect cathode with unlimited current density. Simulating the discharge with both the perfect cathode (adaptive discharge current I_{ec}) and constant current cathode did not show significant difference in the discharge characteristics, as shown in Figure 2. Since the new neutrals’ module appears to

suppress transient time oscillation, the simulations were additionally done for neutrals model based on continuity equation only (for which the transient time oscillations are still present).

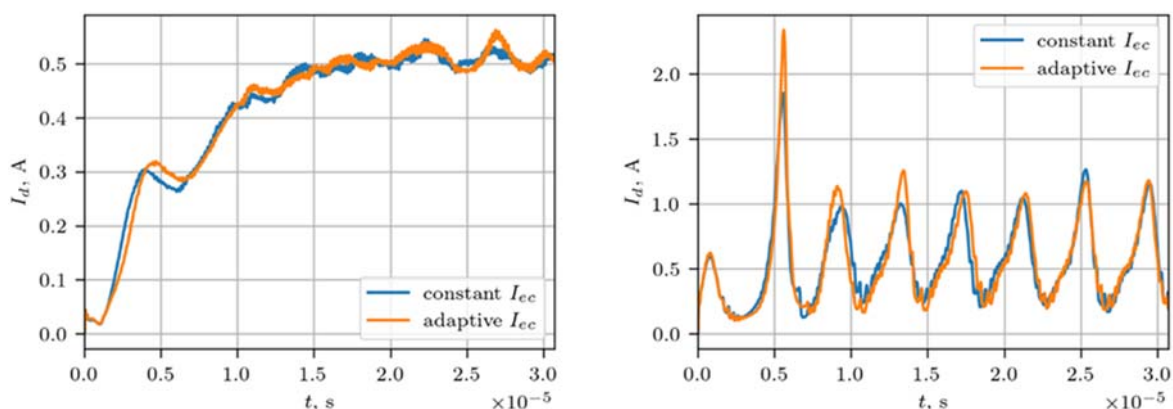


Figure 2. Evolution of total discharge current for a HT operating in a perfect cathode and constant current cathode regimes for neutral flow simulated based on continuity and momentum equation (left) and continuity equation only (right).

It appears that for both operating regimes of the cathode the net electron current at the cathode boundary is always kept the same (nearly zero), so the cathode current towards the anode is compensated by plasma electrons, implying the total current from the cathode to be equal to the exhaust ion beam current. The results are helpful in defining the cathode operating conditions for modeling the discharge of the extended simulation domain that includes a significant part of the exhaust beam region. These simulations are planned for 2025.

6.3 Plazmowy silnik impulsowy – PPT

Po zakończeniu projektu pt. *Impulsowy napęd plazmowy (INP) do nano i mikro satelitów*”, NCBiR, POIR.01.01.01-00-0857/19 realizowanego wraz z liderem przemysłowym, krakowską firmą LIFTERO (dawniej PROGRESJA-SPACE), otrzymane rezultaty przedstawiono w następujących publikacjach w recenzowanych czasopismach i pracach konferencyjnych:

<https://doi.org/10.1063/5.0189700>; M. Jakubczak, A. Jardin and J. Kurzyna, "Analysis of composition and dynamics of the plasma plume emitted by a pulsed plasma thruster fed with polytetrafluoroethylene and determination of thruster efficiency components", *Phys. Plasmas* **31**, 053501 (2024)

<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.09.025>; A. Riazatsev, M. Jakubczak, O. Cichorek and J. Kurzyna, "Side and front fast imaging of solid and liquid fed ablative pulsed plasma thruster's discharge", *Acta Astronautica*, **225**, 583-594, (2024)

<https://doi.org/10.1016/j.actaastro.2024.12.039>; M. Jakubczak, A. Riazantsev, O. Cichorek, A. Jardin, J. Kurzyna, P. Drożdż, T. Palacz, M. Chuchla, R. Łabuz, G. Bywalec, "Design and performance of a 1 J ablative pulsed plasma thruster fed with non-volatile liquid propellant", *Acta Astronautica*, **228**, March 2025, 813-827 (2025)

<https://doi.org/10.1088/1361-6595/ada6fe>; M. Jakubczak, A. Jardin and J. Kurzyna, "Plume measurements of a 1 J ablative pulsed plasma thruster fed with non-volatile liquid propellant", *Plasma Sources Sci. Technol.* **34**, 0150102025 (2025)

https://electricrocket.org/IEPC_2024/336.pdf; M. Jakubczak, A. Jardin and J. Kurzyna, "Plasma plume composition of a pulsed plasma thruster fed with perfluoropolyether"; IEPC-2024-336, *The 38th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France June 23-28, 2024

https://electricrocket.org/IEPC_2024/388.pdf; M. Jakubczak, A. Riazantsev, O. Cichorek, A. Jardin, J. Kurzyna, P. Drożdż, T. Palacz, M. Chuchla, R. Łabuz, G. Bywalec, - "1J-class Pulsed Plasma Thruster with Non-Volatile Propellant – Revisited"; IEPC-2024-388, *The 38th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France June 23-28, 2024,

https://electricrocket.org/IEPC_2024/797.pdf; A. Riazantsev, M. Jakubczak and J. Kurzyna, "On Retrieval of Inductance and Resistance Dynamics from Experimental Waveforms of a 1 J-class PPT Discharge"; IEPC-2024-797, *The 38th International Electric Propulsion Conference*, Toulouse, France June 23-28, 2024,

Ze względu na wyczerpującą prezentację w cytowanych powyżej pracach zasadniczej części wyników uzyskanych w ramach projektu INP, poniżej zostaną omówione jedynie trwające nadal badania dotyczące odtworzeniem dynamiki indukcyjności i oporności układu silnika podczas jego pracy. Wielkości te występują jako zmienne parametry w modelach typu *slug* i *snow plough* – *rekonstrukcja dynamiki* tych parametrów na podstawie danych eksperymentalnych (pomiaru prądu i napięcia) mogłoby uzasadnić dość powszechne wykorzystywanie tych heurystycznych modeli do analizy wydajności silnika PPT.

6.3.1 Study of possibility to recover resistance and inductance dynamics from discharge waveforms of a Pulsed Plasma Thruster

Arsenii Riazantsev

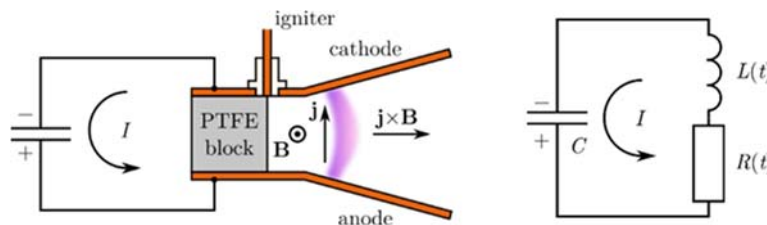


Figure 1: Schematic diagram of the PPT (left) and its equivalent circuit (right).

The working principle of a Pulsed Plasma Thruster (PPT) is based on electromagnetic acceleration of the ionized ablated mass in a pulsed discharge between two electrodes using a battery of capacitors as the energy source (see the left panel in Figure 1). The electric configuration of the thruster allows to describe the discharge equivalently as that of a series RLC circuit of variable resistance and inductance, (see the right panel in Figure 1). Both the parameters are of key importance if we consider performance of the thruster. The resistance is responsible for Joule heating of plasma and contributes to thermal acceleration that is undesirable and inefficient in an electromagnetic PPT due to its design peculiarities. The inductance, particularly its growth, constitutes the mechanism of electromagnetic acceleration as can be inferred from comparison of power balances of the thruster

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0 = -IU + I \frac{dL}{dt} + \frac{I^2}{2} \frac{dL}{dt} + I^2 R + Fv,$$

and of the equivalent circuit

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 0 = IU - I \frac{dL}{dt} - I^2 \frac{dL}{dt} = 0,$$

Where U – is the capacitor's voltage, I – the discharge current. Subtraction of the equations yields the force acting on the plasma in the direction out of the thruster

$$F = \frac{1}{v} \frac{I^2}{2} \frac{dL}{dt} = \frac{I^2}{2} \frac{dL}{dz}.$$

In the PPT, in an analogy to a railgun, the inductance is expected to grow with propagation of the discharge along the electrodes due to increase of the area that is enclosed by the circuit loop. However, unlike the railgun, the inductance in the PPT may additionally vary, for example, by expansion of the plasma and consequent reduction of the induced magnetic field. At the same time the resistance of the circuit may vary due to intricacies of the processes that take place in the discharge. The fact that $R(t)$ and $L(t)$ are related to the thruster's efficiency and manifestation of the parameters in the equivalent electric circuit raises a question about possibility of retrieving the data from experimental discharge waveforms of $U(t)$ and $I(t)$. This would provide the method for evaluation of operational parameters and design choices “on the go” without engaging complex modeling that, as of now, does not allow for quantitative characterization of a PPT of specific design.

The equivalent electric circuit is described by Kirchhoff voltage law

$$U - IR - \frac{d}{dt}(LI) = 0.$$

Using definition of electric current

$$I = -\frac{dQ}{dt} = -C \frac{dU}{dt}$$

the above equation can be written as a second order ODE in terms of the capacitor's voltage. Similarly, its time derivative can be written as a second order ODE in terms of the discharge current. This naturally suggests approaching the problem by independently fitting $U(t)$ and or $I(t)$ waveform, for some predefined (assumed) behavior of $R(t)$ and $L(t)$, using least squares method. The approach was tested on synthetically generated waveforms with exponentially decaying/increasing resistance and inductance, whereas the model function assumed that $R(t)$ and $L(t)$ change linearly. The results (see Figure 2) show that the trends of the resistance and inductance evolution can be determined correctly, however, the condition number is large which means that small large deviations in the inductance and resistance waveforms bring negligibly small deviations in current and voltage waveforms. This effect clearly manifests itself in small maximum residuals $|r|_{max}$ between the synthetic waveform (with exponentially changing inductance and resistance) and the model waveform (with linearly changing inductance and resistance), as shown in Figure 2.

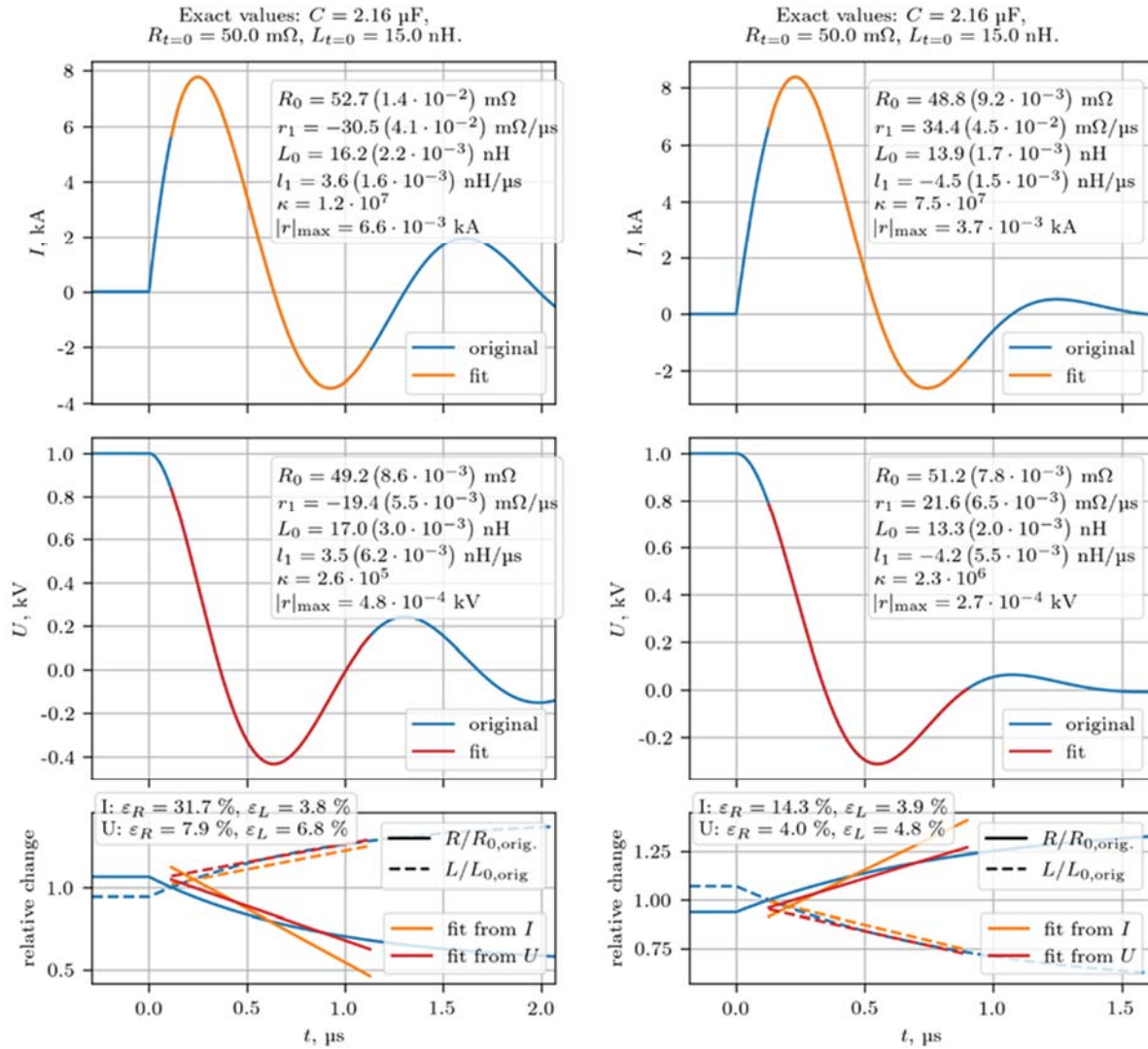


Figure 2: Least squares fits of current (top) and voltage (middle) waveforms with exponentially changing resistance and inductance. The bottommost plot includes relative errors.

With the above method pointing at the issue of ill-conditionality of the problem the work was continued on elaboration of a more advanced approach that would obviate the need for presuming the temporal behavior of the sought parameters. Since experimental data is usually represented as a set of values captured at discrete timepoints of sufficiently small sampling time, the equivalent circuit can be quite accurately described using the finite difference form of Kirchhoff law

$$U_n - \left(R_n + \frac{L_{n+1} - L_{n-1}}{2\Delta t} \right) I_n - L_n \frac{I_{n+1} - I_{n-1}}{2\Delta t} = 0,$$

as well as its first derivative (as an independent equation)

$$L_n \frac{I_{n+1} - 2I_n + I_{n-1}}{\Delta t^2} + \left(R_n + \frac{L_{n+1} - L_{n-1}}{\Delta t} \right) \left(\frac{I_{n+1} - I_{n-1}}{2\Delta t} \right) + \left(\frac{1}{C} + \frac{R_{n+1} - R_{n-1}}{2\Delta t} + \frac{L_{n+1} - 2L_n + L_{n-1}}{\Delta t^2} \right) I_n = 0.$$

The above two equations can be rearranged to make ordered pairs of resistance and inductance at subsequent discrete timepoints

$$\begin{aligned} & \frac{\overbrace{I_n}^{a_{i,i-1}}}{2\Delta t} \underbrace{x_{i-1}}_{L_{n-1}} \underbrace{a_{i,i}}_{-I_n} \underbrace{x_i}_{R_n} - \frac{\overbrace{I_{n+1} - I_{n-1}}^{a_{i,i+1}}}{2\Delta t} \underbrace{x_{i+1}}_{L_n} - \frac{\overbrace{I_n}^{a_{i,i+3}}}{2\Delta t} \underbrace{x_{i+3}}_{L_{n+1}} = \underbrace{-U_n}_{b_i} \\ & -\frac{\overbrace{I_n}^{a_{j,j-3}}}{2\Delta t} \underbrace{x_{j-3}}_{R_{n-1}} - \frac{\overbrace{I_{n+1} - 2I_n - I_{n-1}}^{a_{j,j-2}}}{2\Delta t^2} \underbrace{x_{j-2}}_{L_{n-1}} + \frac{\overbrace{I_{n+1} - I_{n-1}}^{a_{j,j-1}}}{2\Delta t} \underbrace{x_{j-1}}_{R_n} + \frac{\overbrace{I_{n+1} - 4I_n - I_{n-1}}^{a_{j,j}}}{\Delta t^2} \underbrace{x_j}_{L_n} + \frac{\overbrace{I_n}^{a_{j,j+1}}}{2\Delta t} \underbrace{x_{j+1}}_{R_{n+1}} \\ & + \frac{\overbrace{I_{n+1} + 2I_n - I_{n-1}}^{a_{j,j+2}}}{2\Delta t^2} \underbrace{x_{j+2}}_{L_{n+1}} = \underbrace{-\frac{I_n}{C}}_{b_j} \end{aligned}$$

Please, note that the relation between indices in the above equations is $j = i + 1$. It can be inferred from the equations that for N subsequent timepoints (with index n) one can obtain a system of $2N$ equations (with indices i , coefficients a_i , and constant terms b_i) that, for brevity, can be rewritten as

$$f_i(x) = \begin{cases} a_{i,i-1}x_{i-1} + a_{i,i}x_i + a_{i,i+1}x_{i+1} + a_{i,i+3}x_{i+3} = b_i, & i = 2n \\ a_{i,i-3}x_{i-3} + a_{i,i-2}x_{i-2} + a_{i,i-1}x_{i-1} + a_{i,i}x_i + a_{i,i+1}x_{i+1} + a_{i,i+2}x_{i+2} = b_i, & i = 2n + 1 \end{cases}$$

The system of $2N$ equations has $2N+4$ unknowns and it can be closed, for example, by specifying boundary values of resistance $R_0 = x_0$, $R_{N+1} = x_{2(N+1)}$ and inductance $L_0 = x_1$, $L_{N+1} = x_{2(N+1)+1}$, so the final system can be written in the matrix form as

$$\begin{bmatrix} a_{2,2} & a_{2,3} & 0 & a_{2,5} & \square & \square & \square & \square \\ a_{3,2} & a_{3,3} & a_{3,4} & a_{3,5} & \square & \square & \square & \square \\ \square & \square & \ddots & \square & \square & \square & \square & \square \\ \square & \square & a_{i,i-1} & a_{i,i} & a_{i,i+1} & 0 & a_{i,i+3} & \square \\ \square & a_{i+1,i-2} & a_{i+1,i-1} & a_{i+1,i} & a_{i+1,i+1} & a_{i+1,i+2} & a_{i+1,i+3} & \square \\ \square & \square & \square & \square & \square & \ddots & \square & \square \\ \square & \square & \square & \square & \square & a_{2N,2N-1} & a_{2N,2N} & a_{2N,2N+1} \\ \square & \square & \square & \square & a_{2N+1,2N-2} & a_{2N+1,2N-1} & a_{2N+1,2N} & a_{2N+1,2N+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_2 \\ x_3 \\ \vdots \\ x_i \\ x_{i+1} \\ \vdots \\ x_{2N} \\ x_{2N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_2 - a_{2,1}x_1 \\ b_3 - a_{3,0}x_0 - a_{3,1}x_1 \\ \vdots \\ b_i \\ b_{i+1} \\ \vdots \\ b_{2N} - a_{2N,2N+3}x_{2N+3} \\ b_{2N+1} - a_{2N+1,2N+2}x_{2N+2} - a_{2N+1,2N+3}x_{2N+3} \end{bmatrix} \rightarrow \mathbf{Ax} = \mathbf{b}.$$

One can notice that the coefficients of the transformation matrix A are specified implicitly by values of the discharge current and, therefore, the condition number $\kappa = \|A\| \|A^{-1}\|$ cannot be calculated without prior knowledge about the waveform the matrix is built upon. For the synthetic data the condition number appears to be large and solution of the system of linear equations (SLE) shows that the recovered parameters oscillate around “theoretical values”, as shown in Figure 3. Again, as in the previous approach, the large condition number manifests itself in small difference in residuals of discharge waveforms, in comparison to differences between “theoretical” and recovered profiles of the sought parameters.

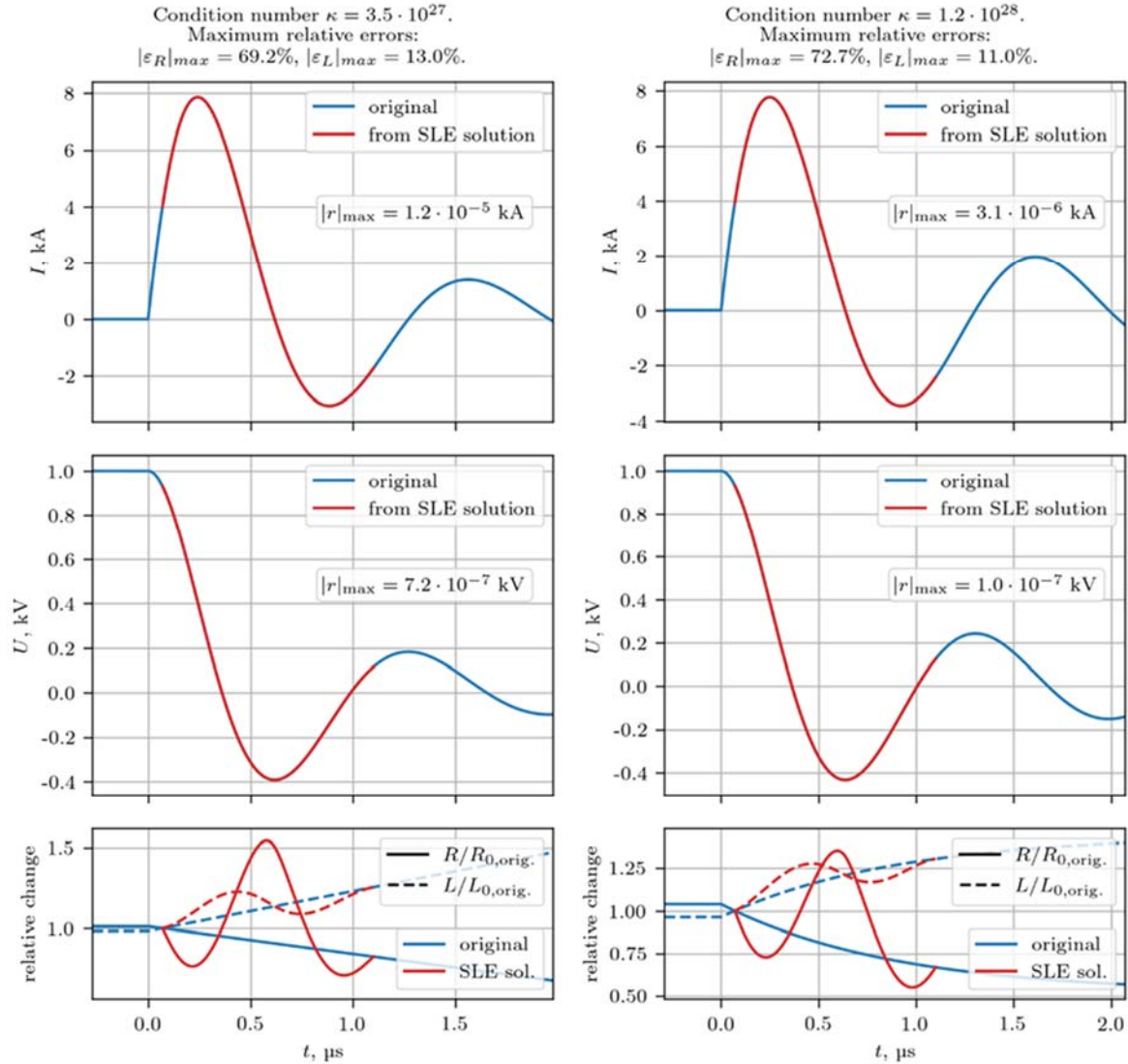


Figure 3: Solutions of the system of linear equations for the synthetically generated data of linearly (left) and exponentially (right) changing parameters.

The unveiled ill-conditionality of the problem when working with the synthetic (noiseless) data means that the situation would only aggravate when working with experimental waveforms that contain measurement noise and are subject to uncertainties. Moreover, the attempts to apply these methods to experimental data revealed another issue, in particular, inconsistency between the current and voltage waveforms that shows itself as a disparity in shapes of the voltage signal and the numerically integrated current signal, as shown in Figure 4. For the short discharge time ($\sim 1 \mu s$) it is hard to blame temporal variation of the thermal properties of the capacitors. The measurement was also conducted within operational limits of the instruments, so the possible

measurement distortion is also off the table. The most probable explanation for the signals' inconsistency is current shunting which means that some part of the discharge flows along the path not observed by the measurement instrument. The presence of the shunt current brings a parallel loop to the model of the discharge current making the previously mentioned second order ODE's inhomogeneous, further complicating the problem. The results of this investigation were presented at 38th International Electric Propulsion Conference¹³ in Toulouse, France.

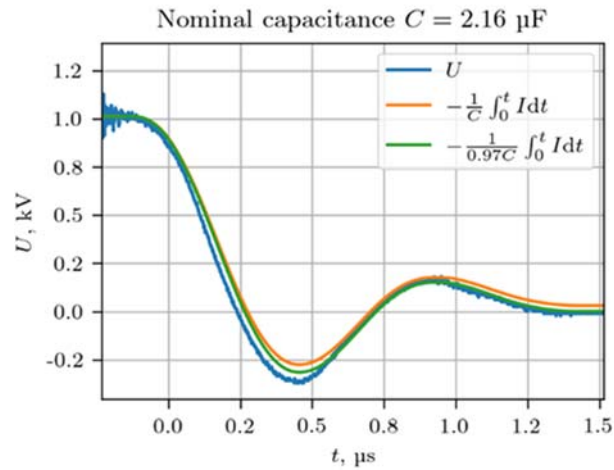


Figure 4: Comparison of the capacitor's voltage waveform and time integrated discharge current. The green line shows the result when the capacitance is being scaled such that the integrated voltage drop agrees with the voltage probe measurement.

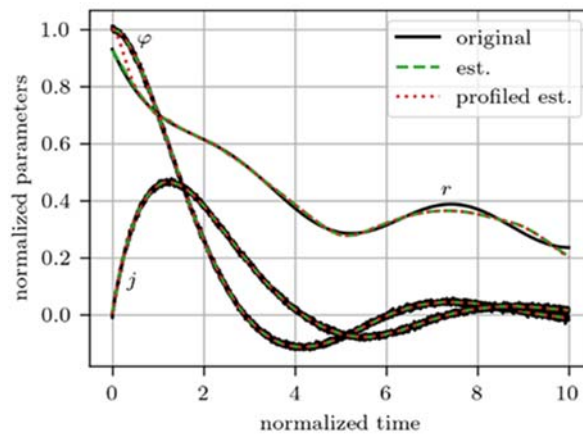


Figure 5: Estimation of synthetic data of the simplified model with time-varying resistance and random noise. The estimation approach is based on optimal control theory. The plotted parameters are normalized and shown in dimensionless units.

¹³ Riazantsev, A. and Jakubczak M. and Kurzyna J. (2024) On Retrieval of Inductance and Resistance Dynamics from Experimental Waveforms of a 1 J-class PPT Discharge. 38th International Electric Propulsion Conference,

The revealed issues prompted search for approaches that might adequately address the problem. Among the found methods, those based on optimal control theory¹⁴ look the most promising. However, by this time, our attempts to apply these methods for the discussed problem gave a sufficiently good estimation only for a simplified model that assumes constant inductance and time-varying resistance (see Figure 5). This implies possible applicability of the optimal control theory methods for electrothermal PPTs in which the change of inductance is expected to be negligible. The work on possible mitigations of the effects of ill-conditionality of the equivalent circuit model is planned to be continued in 2025.

Referencje:

- [1] E. Y. Choueiri, “Plasma oscillations in Hall thrusters,” *Phys. Plasmas* 8, 1411–1426 (2001)
- [2] J. M. Fife, M. Martinez-Sanchez, and J. Szabo, “A numerical study of low-frequency discharge oscillations in Hall thrusters,” AIAA-97-3052 (1997).
- [3] S. Barral and Z. Peradzyński, “A new breath for the breathing mode”, IEPC-2009-070 (2009).
- [4] K. Hara, M. J. Sekerak, I. D. Boyd, and A. D. Gallimore, “Perturbation analysis of ionization oscillations in Hall effect thrusters,” *Phys. Plasmas* 21 (2014)
- [5] T. Lafleur, P. Chabert, and A. Bourdon, “The origin of the breathing mode in Hall thrusters and its stabilization,” *J. Appl. Phys.* 130 (2021)
- [6] O. Chapurin, A. I. Smolyakov, G. Hagelaar, and Y. Raitses, “On the mechanism of ionization oscillations in Hall thrusters”, *J. Appl. Phys.* 129 (2021)
- [7] O. Cichorek and Z. Peradzyński, „High and low efficiency subregimes of breathing mode oscillations in Hall thruster”, *Phys. Plasmas* 32, 022113 (2025)
- [8] L. Leporini, V. Giannetti, M. M. Saravia, F. Califano, S. Camarri, and T. Andreussi, “On the onset of breathing mode in Hall thrusters and the role of electron mobility fluctuations,” *Front. Phys.* 10 (2022).
- [9] S. Barral and E. Ahedo, “Low-frequency model of breathing oscillations in Hall discharges,” *Phys. Rev. E* 79, 477–492 (2009)
- [10] S. Barral and Z. Peradzyński, “Ionization oscillations in Hall accelerators,” *Phys. Plasmas* 17 (2010)
- [11] Charoy, T. (2020). *Numerical study of electron transport in Hall thrusters* (Doctoral dissertation, Institut Polytechnique de Paris).
- [12] Chernyshev, T., Son, E., & Gorshkov, O. (2019). *2D3V kinetic simulation of Hall effect thruster, including azimuthal waves and diamagnetic effect*. In *Journal of Physics D: Applied Physics* (Vol. 52, Issue 44, p. 444002). IOP Publishing.

¹⁴ Clairon, Q. (2021). A regularization method for the parameter estimation problem in ordinary differential equations via discrete optimal control theory. *Journal of Statistical Planning and Inference*, 210, 1–19. doi:10.1016/j.jspi.2020.04.007

7 Projekty Narodowego Centrum Nauki

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

W roku 2024 zespół naukowców kontynuował prace nad rozwojem detektora przeznaczonego do pomiarów promieniowania generowanego przez plazmę. Działania te obejmowały zarówno udoskonalanie konstrukcji detektora opartego na technologii GEM (z ang. *Gas Electron Multiplier*), jak i rozwój narzędzi numerycznych wspomagających analizę danych eksperymentalnych oraz wyników symulacji komputerowych.

Jednym z kluczowych kierunków prac było rozpoczęcie opracowywania algorytmów umożliwiających skuteczny odczyt i przetwarzanie sygnałów generowanych przez detektor. Projektowana diagnostyka znacząco wykracza poza standardową tomografię miękkiego promieniowania rentgenowskiego SXR (z ang. *Soft X-Ray*), oferując nie tylko trójwymiarową rekonstrukcję rozkładu promieniowania w plazmie, lecz także analizę z rozdzielczością spektralną. Takie podejście stwarza nowe możliwości badawcze, pozwalając na bardziej szczegółową charakterystykę parametrów plazmy oraz dokładniejsze modelowanie jej właściwości fizycznych.

W ramach realizacji zadań na rok 2024 opracowano dedykowane oprogramowanie służące do przeglądania, porównywania i analizy danych symulacyjnych oraz eksperymentalnych. Ze względu na dużą złożoność geometrii układu oraz czasochłonność symulacji dla docelowych urządzeń – takich jak tokamak COMPASS Upgrade oraz/lub stellarator TJ-II – oprogramowanie zostało początkowo przetestowane w uproszczonych warunkach geometrycznych.

Do celów testowych wykorzystano dane pochodzące z tokamaka WEST, na którym funkcjonuje detektor GEM o strukturze jednowymiarowej (1D). Na podstawie dostępnych danych eksperymentalnych przeprowadzono symulacje emisji promieniowania z plazmy. Wyniki uzyskane w symulacjach porównano z rzeczywistymi danymi zarejestrowanymi przez detektor zainstalowany na tokamaku WEST. Celem tych działań było poszerzenie wiedzy zespołu w zakresie pracy z tego typu danymi oraz zdobycie niezbędnego doświadczenia w przygotowaniu i walidacji narzędzi diagnostycznych.

W ramach rozwoju aplikacji opracowano m.in. funkcję generowania wykresów przedstawiających skumulowaną wartość zliczeń promieniowania dla poszczególnych pikseli detektora, bazując na danych symulacyjnych. Dodatkowo aplikacja została wyposażona w możliwość ładowania danych eksperymentalnych, które przechowywane są w formacie .mat. W celu zwiększenia efektywności działania systemu, dane te udostępniane są poprzez interfejs API. Komunikacja odbywa się za pośrednictwem żądań HTTP, co umożliwia rozdzielenie warstw *back-end* i *front-end* aplikacji oraz znacząco poprawia wydajność działania całego systemu.

Podczas obliczeń dotyczących ilości promieniowania docierającego do detektora uwzględniono tłumienie sygnału przez materiały znajdujące się na jego drodze. Zastosowano w tym celu filtry i współczynniki transmisji opisane wzorami:

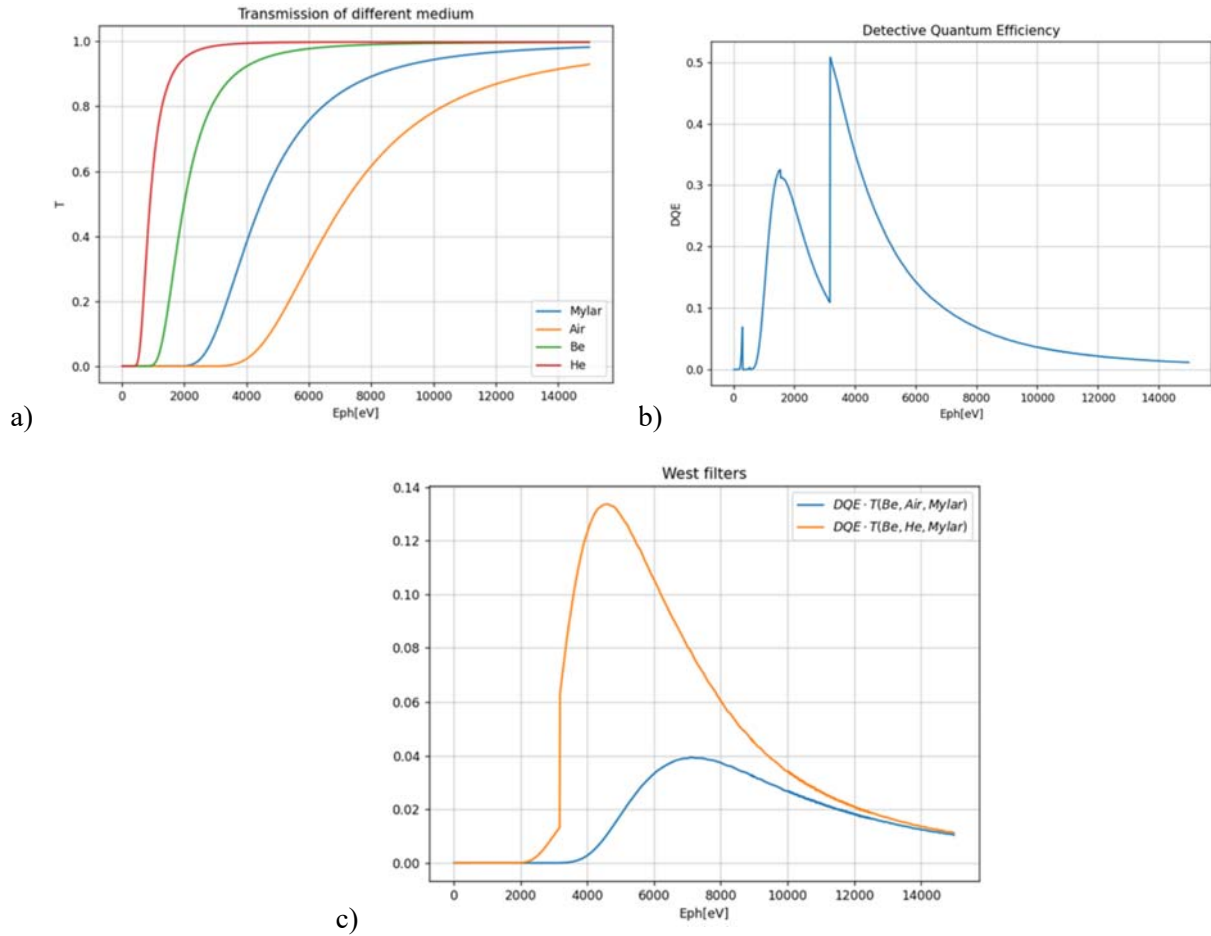
$$DQE \times T(Be, Air, Mylar) = DQE \times T(Be) \times T(Air) \times T(Mylar),$$

$$DQE \times T(Be, He, Mylar) = DQE \times T(Be) \times T(Air) \times T(Mylar).$$

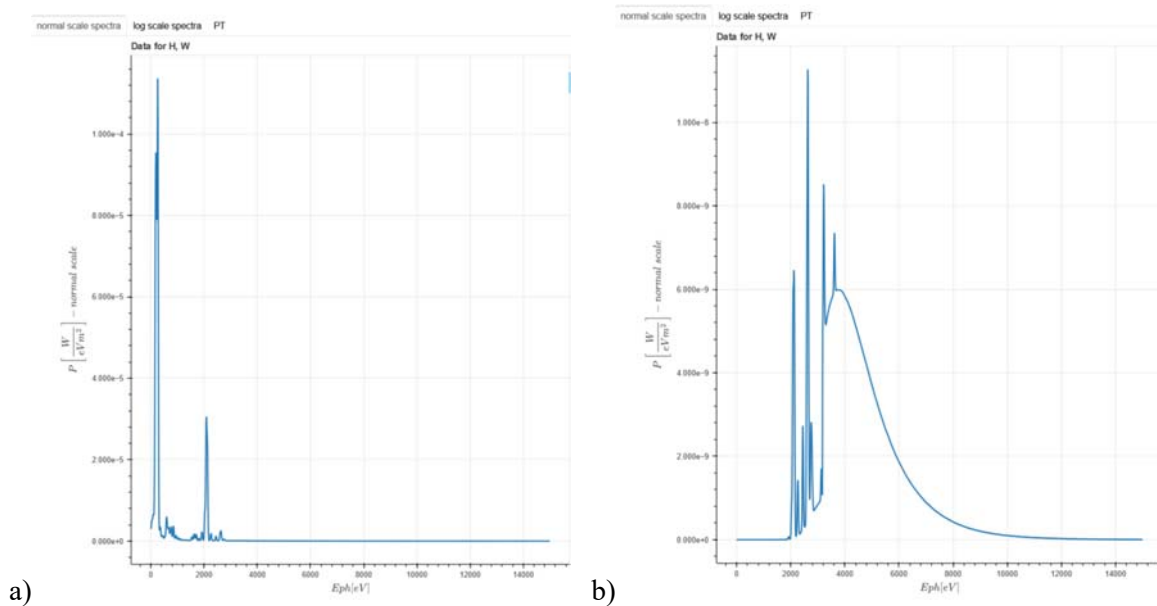
Na Rysunku 7.1.1 przedstawiono charakterystyki transmisji promieniowania dla poszczególnych materiałów filtracyjnych oraz efektywność kwantową detektora (z ang. *DQE – Detective Quantum Efficiency*).

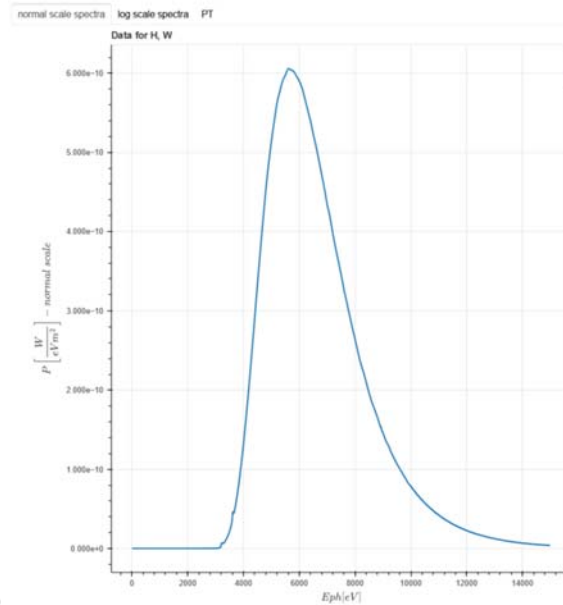
W dalszej części badań wykonano symulacje emisji promieniowania z plazmy przy różnych konfiguracjach

filtrów umieszczonych pomiędzy źródłem a detektorem, wykorzystując rzeczywistą geometrię detektora GEM zainstalowanego na tokamaku WEST jako testowe środowisko badawcze. Wyniki tych symulacji przedstawiono na Rysunku 7.1.2.



Rysunek 7.1.1. (a) Zależność transmisji promieniowania przez poszczególne materiały filtrujące (Be, Air, Mylar, He) w funkcji energii fotonów. (b) Kwantowa efektywność detekcji (DQE) detektora gazowego typu GEM w zależności od energii padającego promieniowania. (c) Przykład wpływu zastosowanego filtra na kształt widma zarejestrowanego na wybranym pasku odczytu detektora.





c)

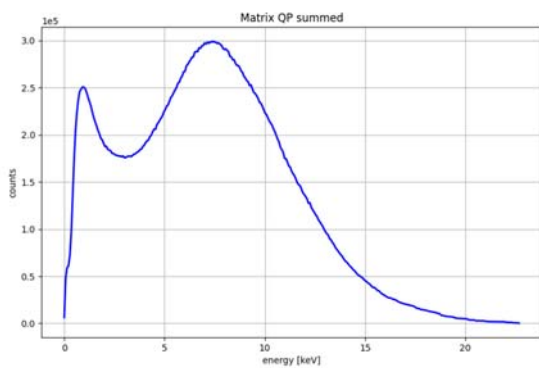
Rysunek 7.1.2. (a) Zasymlowane widmo promieniowania zarejestrowane przez detektor GEM bez zastosowania filtra. (b) Widmo uzyskane z uwzględnieniem filtra o charakterystyce transmisji $DQE \times T(\text{Be, He, Mylar})$. (c) Widmo zarejestrowane przy zastosowaniu filtra $DQE \times T(\text{Be, Air, Mylar})$.

W ramach opracowywania symulacji konieczne było przygotowanie dwuwymiarowych profili gęstości oraz temperatury elektronowej dla wybranych punktów czasowych. Jako przykład posłużyło wyładowanie nr #58317, analizowane w zakresie czasowym od 0.0937 s do 24.3137 s.

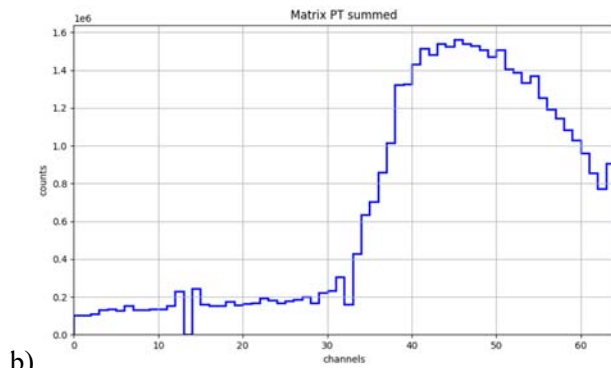
Na potrzeby walidacji porównano dane symulacyjne z dostępnymi danymi eksperymentalnymi pochodzącymi z detektora GEM dla wskazanego strzału. Dane te obejmowały trzy macierze pomiarowe:

- QP – rozkład ładunku Q względem kanałów przestrzennych P, skumulowany w czasie,
- QT – rozkład ładunku Q w czasie T, skumulowany względem kanałów,
- PT – rozkład pozycji P w czasie T, skumulowany względem zarejestrowanych ładunków.

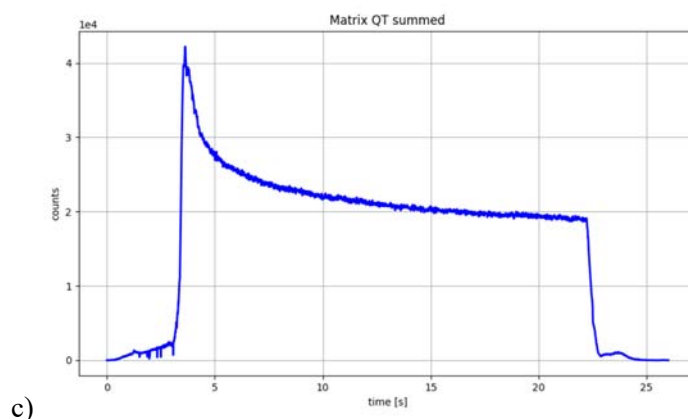
Poniżej, na Rysunku 7.1.3, przedstawiono przykładowe wykresy ilustrujące dane pochodzące z wymienionych macierzy.



a)



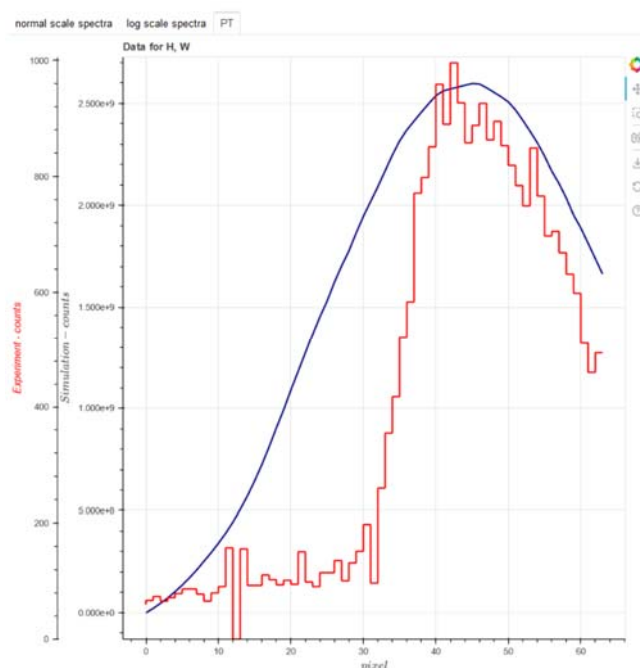
b)



Rysunek 7.1.3. Przykładowe rozkłady danych eksperymentalnych zarejestrowanych przez detektor GEM dla wyladowania #58317: (a) macierz QP – rozkład ładunku Q względem kanałów przestrzennych P , skumulowany w czasie; (b) macierz QT – rozkład ładunku Q w czasie T , skumulowany względem kanałów; (c) macierz PT – rozkład pozycji P w czasie T , skumulowany względem zarejestrowanego ładunku.

Na podstawie przeprowadzonych symulacji generowane są dane analogiczne do eksperymentalnych macierzy QP , QT oraz PT . Pozwala to na bezpośrednie porównanie wyników symulacyjnych z rzeczywistymi danymi zarejestrowanymi przez detektor GEM, co stanowi istotny element procesu walidacji modelu.

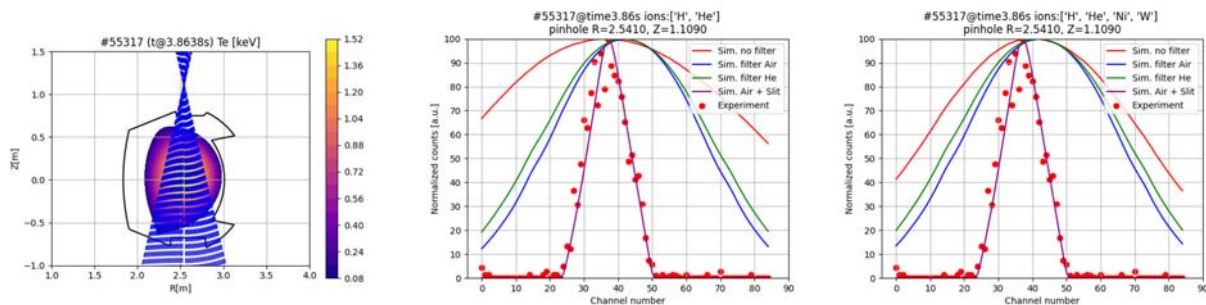
Na Rysunku 7.1.4 przedstawiono wstępne porównanie wyników symulacji z danymi eksperymentalnymi dla macierzy PT , odpowiadającej wybranemu momentowi czasowemu. Linią ciągłą oznaczono profil uzyskany na podstawie symulacji, natomiast dane pomiarowe przedstawiono w formie punktowej.



Rysunek 7.1.4. Porównanie wstępnych wyników symulacji z danymi eksperymentalnymi dla macierzy PT , odpowiadającej wybranemu momentowi czasowemu. Linią ciągłą przedstawiono profil uzyskany z symulacji, natomiast punkty odpowiadają danym pomiarowym z detektora GEM.

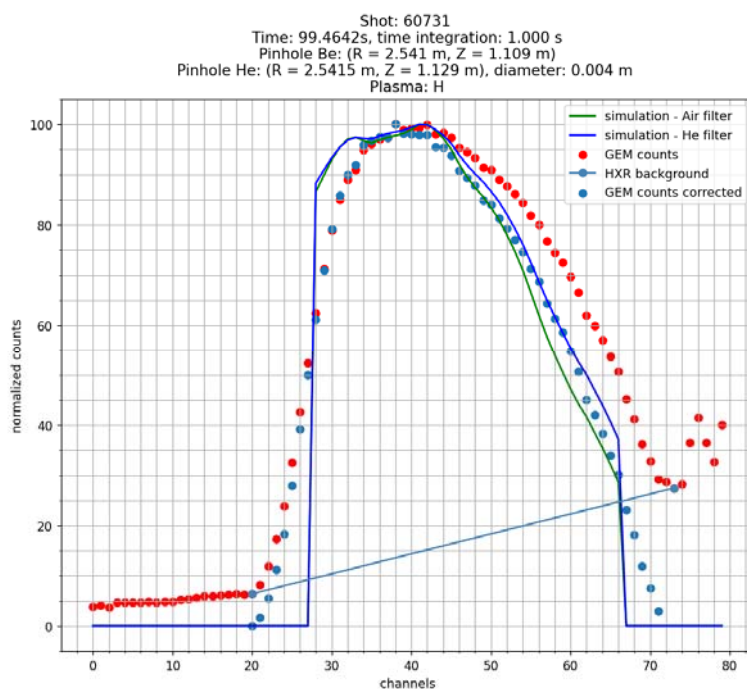
W dalszej części analizy wyniki symulacji zostały porównane z danymi eksperymentalnymi dla kolejnych, wybranych momentów czasowych. W celu uzyskania porównywalnych rozkładów, konieczne było uwzględnienie rozbieżności wynikającej z rzeczywistego ustawienia szczeliny względem geometrii detektora. Zostało to zrealizowane poprzez wprowadzenie kąta obrotu szczeliny w modelu symulacyjnym.

Przykłady takich dopasowań oraz wyników porównania przedstawiono na Rysunku 7.1.5.



Rysunek 7.1.5. Porównanie danych eksperymentalnych dla macierzy PT w wybranym momencie czasowym z wynikami wstępnych symulacji, uwzględniając różne ustawienia parametrów symulacji. Linią ciągłą przedstawiono dane symulacyjne, natomiast punkty reprezentują dane eksperymentalne.

Kontynuacja analiz w kierunku porównania danych eksperymentalnych oraz wyników symulacji doprowadziła do uwzględnienia otwarka znajdującego się w buforze helowym, który jest zamontowany pomiędzy komorą próżniową a oknem detektora. Wyniki porównawcze dla wyznaczonej pozycji otwarka przedstawione są na Rys 7.1.6. Po dopasowaniu linii prostej do rozkładu pozycyjnego promieniowania tła oraz odjęciu tego tła, wyniki wskazują, że do danych eksperymentalnych najlepiej pasuje oryginalna pozycja pinhola z berylu (Be), z lekkim przesunięciem otwarka w buforze w stosunku do pierwotnej pozycji pinhola Be.



Rysunek 7.1.6. Porównanie wyników symulacji dla macierzy PT w wybranym momencie czasowym, uwzględniające wpływ pozycji otwarka w buforze helowym. Linią ciągłą przedstawiono dane symulacyjne, a punkty reprezentują dane eksperymentalne.

Na podstawie przeprowadzonego doświadczenia wstępnie opracowano narzędzie numeryczne oraz zdobyto doświadczenie w zakresie oceny danych, które będą niezbędne podczas instalacji i aplikacji przygotowywanego systemu diagnostycznego.

Docelowo, jednak, głównym przedmiotem badań w ramach projektu jest detektor 2D. Jak wspomniano wcześniej, matryca odczytu 2D określa powierzchnię detekcji, co stanowi dość złożone zadanie pod

względem czasu obliczeń. Realizacja zadań w tym zakresie rozpoczęła się od przetestowania przygotowanych skryptów do symulacji natężenia promieniowania z plazmy tokamaka COMPASS Upgrade na całej macierzy detektora GEM, w środowisku Linux.

W celu przeprowadzenia tych symulacji, wykorzystano zasoby sprzętowe Interdyscyplinarnego Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego Uniwersytetu Warszawskiego ([https://kdm.icm.edu.pl/Zasoby/komputery w icm.pl/](https://kdm.icm.edu.pl/Zasoby/komputery%20w%20icm.pl/)). Symulacje przeprowadzono na maszynie obliczeniowej Topola, której parametry przedstawiono w Tabeli 7.1.1.

Tabela 7.1.1. Parametry symulacji dla maszyny obliczeniowej Topola.

Nazwa	Typ	Architektura	Liczba węzłów	Liczba rdzeni
Topola	Klaster HPC	Intel Haswell Huawei E9000	1	24

W analizowanym przypadku, równoległy fragment kodu wykorzystuje moduł *multiprocessing* do tworzenia puli procesów, które wykonują zadania równolegle. Każdy proces realizuje symulację promieniowania docierającego do pojedynczego piksela przy pomocy funkcji *simulate_pixel*. Funkcja ta przyjmuje dodatkowe parametry, w tym:

- położenie piksela (X, Y, Z),
- powierzchnię piksela,
- etendue G, która jest miarą rozpraszania promieniowania w układzie detekcji.

Parametrem optymalizacyjnym w tym przypadku jest *chunksiz*e, który opisuje liczbę zestawów argumentów przekazywanych do każdego procesu w puli w jednym kroku. Oznacza to, że liczba pikseli jest dzielona na mniejsze grupy (tzw. *chunk*), przy czym każda grupa składa się z 2 pikseli. Dla całej macierzy, składającej się z 33462 pikseli, uzyskuje się 16731 grup. Takie podejście pozwala na uniknięcie blokowania procesów, ponieważ sąsiadujące piksele w jednej kolumnie są symulowane w podobnym czasie.

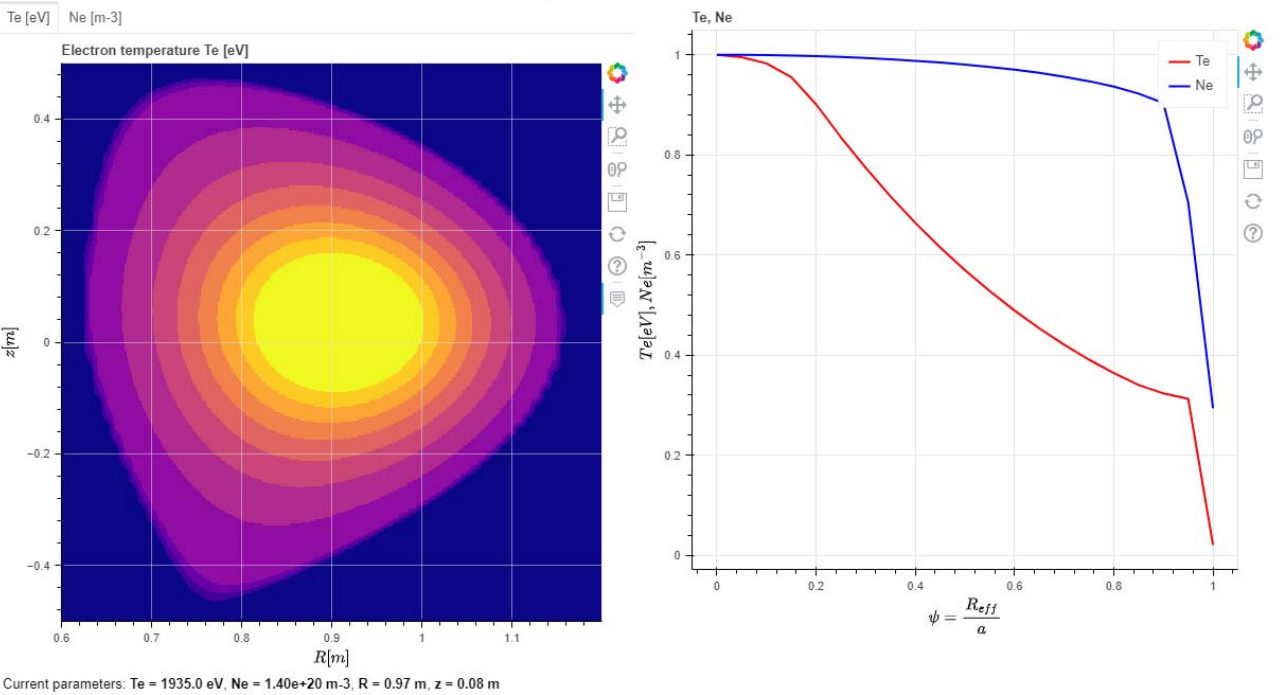
Liczba procesów wykorzystywanych w analizie wynosiła 24, a każdy proces kolejno realizował symulację dla jednej grupy pikseli (po 2 piksele). Po zakończeniu obliczeń równoległych skrypt zapisuje widma promieniowania oraz całkowitą ilość promieniowania dla każdego z 33462 pikseli. Całkowity czas obliczeń dla pełnej macierzy wyniósł około 3 godziny i 10 minut.

Do przekazywania zadań do maszyny obliczeniowej użyto systemu kolejkowego *SLURM*, który informuje użytkownika o zakończeniu obliczeń: [https://kdm.icm.edu.pl/Tutorials/HPC-intro/slurm intro/](https://kdm.icm.edu.pl/Tutorials/HPC-intro/slurm%20intro/). Wykorzystując system kolejkowania obliczeń *SLURM*, przeprowadzono symulacje obciążenia detektora GEM w czasie, w zakresie od 0.050 s do 2.650 s. W przygotowanym programie do wizualizacji wyników symulacji, użytkownik może śledzić zmiany obciążenia macierzy w czasie oraz analizować, jak zmienia się widmo dla wybranego piksela w określonych punktach czasowych. Na Rysunku 7.1.7 przedstawiono ilustracje przygotowywanego narzędzia numerycznego.

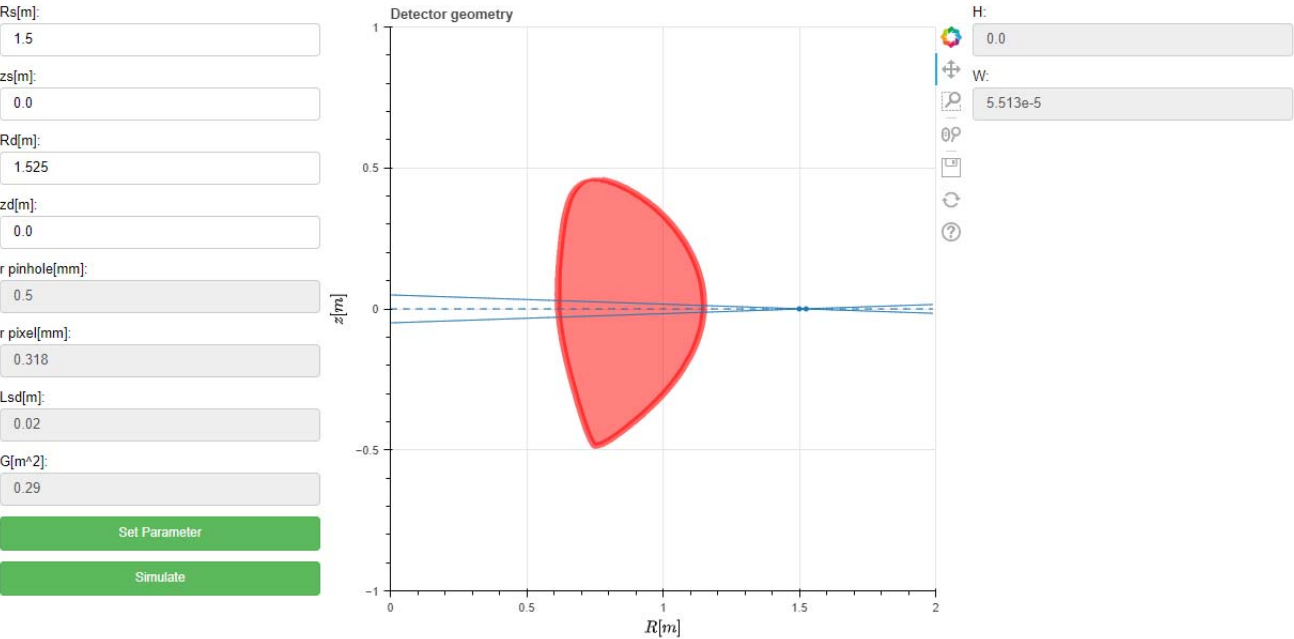
XRay simulation for COMPASS Upgrade

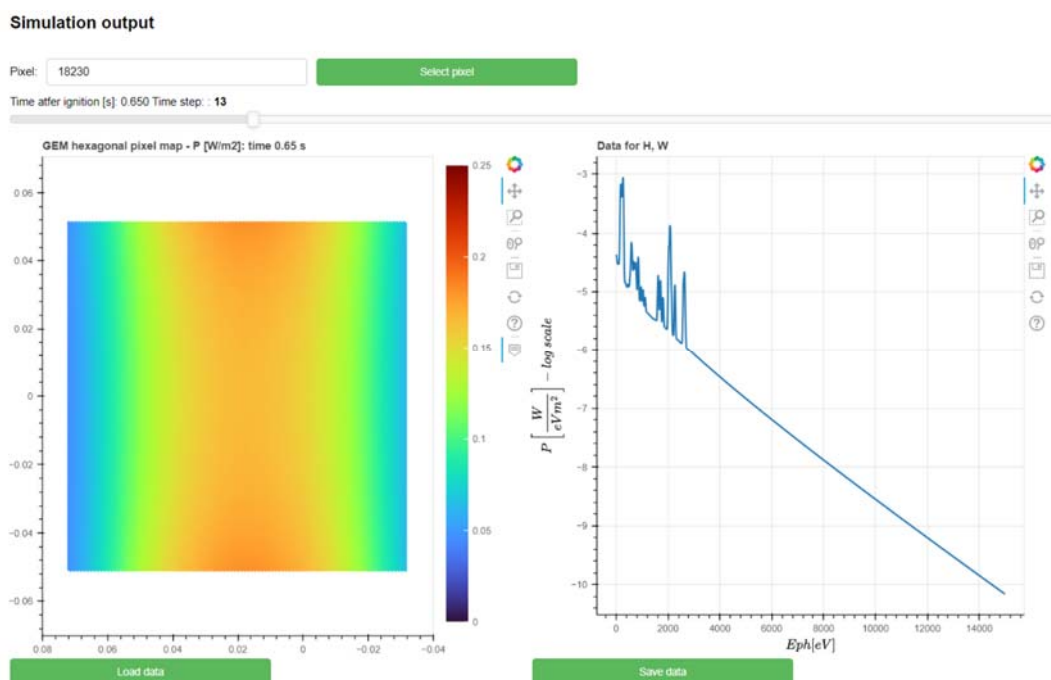
Simulation of XRay spectra based od XRayLib ver.1.0 created by prof. S. Jablonski.

Time after ignition [s]: 1.150 Time step: : 23



Detector Parameter





Rysunek 7.1.7. Ilustracje przedstawiające narzędzie numeryczne do symulacji promieniowania padającego na detektor z plazmy dla tokamaka COMPASS Upgrade.

Ze względu na krytyczną zależność sygnałów generowanych na detektorze od przyłożonego napięcia na wszystkich elektrodach, prace zespołu obejmowały także optymalizację odczytu napięć z zasilacza CAEN wykorzystywanego w laboratorium IFPiLM. W trakcie badań zidentyfikowano znaczące wyzwania techniczne związane z efektywnością komunikacji z zasilaczem, szczególnie w warunkach wysokiej częstotliwości zapytań wymaganych przy pomiarach o dużej rozdzielczości czasowej.

Analiza problemu wykazała, że standardowa metoda komunikacji z urządzeniem stanowiła wąskie gardło procesu pomiarowego. W odpowiedzi na zidentyfikowane trudności, zespół badawczy zaimplementował alternatywny protokół łączności z zasilaczem, co pozwoliło na znaczącą poprawę wydajności całego układu.

W ramach optymalizacji opracowano dedykowany skrypt umożliwiający akwizycję danych o przyłożonym napięciu w czasie zbliżonym do rzeczywistego. Oprogramowanie to zapisuje dane do plików w formacie CSV, uzupełniając każdy pomiar o znacznik czasowy. Implementacja tego rozwiązania umożliwia dokładne śledzenie dynamiki zmian napięcia w trakcie sesji pomiarowych, co jest kluczowe dla poprawnej interpretacji wyników eksperymentalnych oraz korelacji parametrów elektrycznych z obserwowanymi sygnałami detektora.

Projekt detektora znajduje się obecnie w finalnej fazie przygotowań technicznych. W roku 2024 osiągnięto dwa kluczowe kamienie milowe realizacji projektu: ukończono szczegółowy model CAD wszystkich podstawowych komponentów detektora oraz przeprowadzono fizyczną implementację elementów komory detektora wraz z buforem helowym, który stanowi integralną część układu pomiarowego.

Harmonogram dalszych prac badawczych zakłada przeprowadzenie kompleksowych testów operacyjnych prototypu detektora w warunkach rzeczywistych. W tym celu planowane jest wykorzystanie zaawansowanych urządzeń badawczych COMPASS Upgrade i/lub stellaratora TJ-II, co umożliwi weryfikację parametrów urządzenia w środowisku o docelowych warunkach pracy.

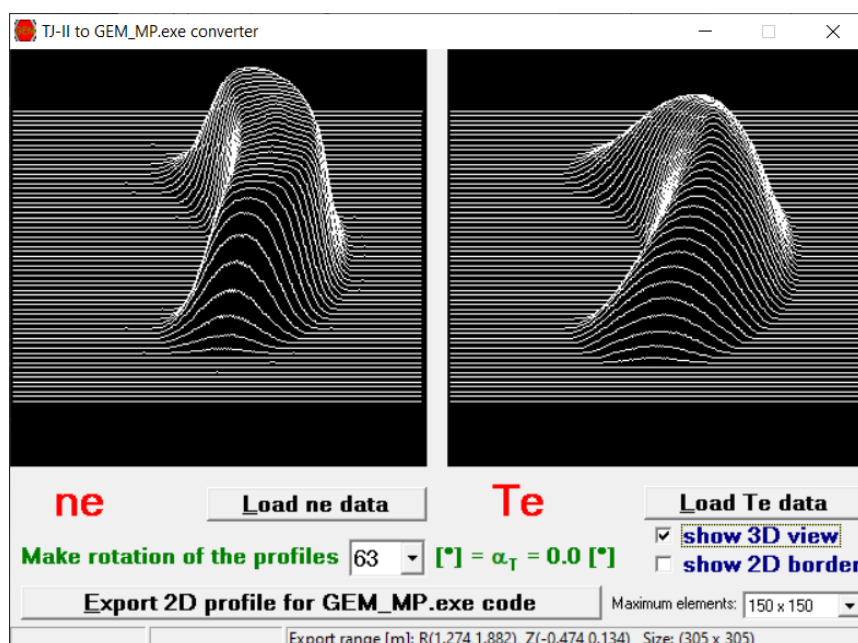
Zgodnie z założeniami technicznymi sformułowanymi we wcześniejszych etapach projektu, detektor zostanie wyposażony w wysokorozdzielczą elektrodę obrazującą. Jej konstrukcja opiera się na dwuwymiarowej macierzy składającej się z około 30,000 pikseli o geometrii heksagonalnej. Każdy element

matrycy charakteryzuje się precyzyjnie określonym wymiarem — długość boku pojedynczego heksagonu wynosi 0.35 mm. Taka konfiguracja zapewnia optymalną rozdzielczość przestrzenną przy jednoczesnym zachowaniu odpowiedniej efektywności detekcji. Implementacja matrycy o tak wysokiej granulacji przestrzennej powinna umożliwić uzyskanie bezprecedensowej jakości obrazowania badanych zjawisk. Planowane testy na wspomnianych instalacjach badawczych pozwolą na empiryczną weryfikację teoretycznych parametrów urządzenia oraz optymalizację procedur jego kalibracji przed wdrożeniem do regularnej eksploatacji naukowej.

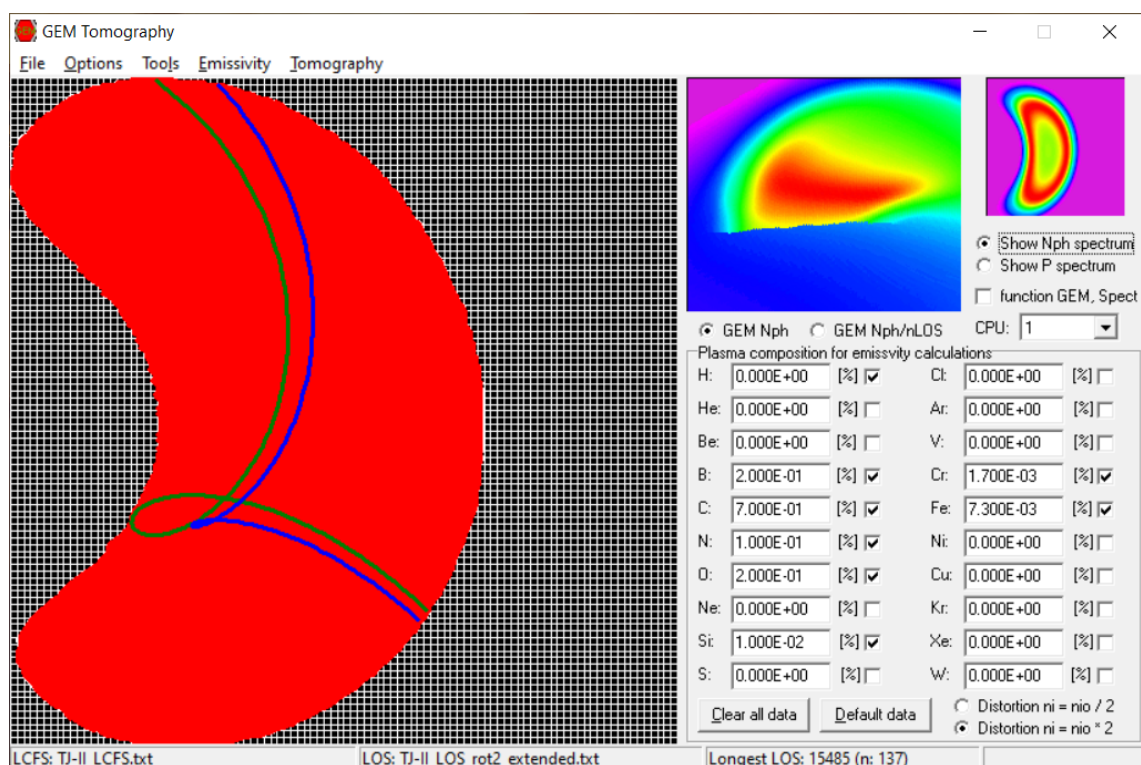
W roku 2024 kontynuowano rozwój metodologii numerycznych wspierających funkcjonalność systemu detekcji. Oprócz dalszego doskonalenia podstawowego oprogramowania GEM_Tomography.exe, opracowano specjalistyczny program pomocniczy TJ-II_to_GEM_MP_converter.exe. Nowe narzędzie pełni kluczową funkcję w łańcuchu przetwarzania danych eksperymentalnych, umożliwiając konwersję i przygotowanie dwuwymiarowych profili temperatury elektronowej (T_e) oraz gęstości elektronowej plazmy (n_e).

Opracowany konwerter transformuje dane pomiarowe do formatu kompatybilnego z algorytmami symulacyjnymi. Przetworzone dane stanowią podstawowy zestaw parametrów wejściowych wykorzystywanych przez zintegrowany system obliczeniowy, składający się z modułów GEM_MP.exe oraz GEM_Tomography.exe, których zadaniem jest symulacja rozkładu promieniowania dla każdego indywidualnego piksela matrycy detektora.

Na Rysunku 7.1.8 zaprezentowano interfejs użytkownika programu konwertującego, który umożliwia generację dwuwymiarowych profili parametrów T_e i n_e na podstawie plików źródłowych zapisanych w standardowym formacie CSV. Implementacja tego zintegrowanego środowiska obliczeniowego pozwala na dalszy krok w przygotowaniu kompleksowej analizy danych pomiarowych i umożliwia wiarygodną interpretację sygnałów rejestrowanych przez detektor o wysokiej rozdzielczości przestrzennej.



Rysunek 7.1.8. Interfejs użytkownika programu TJII_to_GEM_MP_converter.exe do generacji dwuwymiarowych profili temperatury elektronowej (T_e) i gęstości elektronowej plazmy (n_e). Program konwertuje dane źródłowe z urządzenia TJ-II zapisane w formacie CSV do formatu wykorzystywanego przez moduły obliczeniowe GEM_MP.exe oraz GEM_Tomography.exe, umożliwiając symulację rozkładu promieniowania dla poszczególnych pikseli matrycy detektora.



Rysunek 7.1.9. Ilustracje przedstawiające narzędzie numeryczne GEM_Tomography.exe. Program realizuje algorytmy rekonstrukcji tomograficznej umożliwiające transformację danych z matrycy detektora o geometrii heksagonalnej na dwuwymiarowe mapy rozkładu emisyjności plazmy. Widoczny interfejs graficzny umożliwia wizualizację przestrzennych profili emisyjności, konfigurację parametrów rekonstrukcji oraz walidację wyników symulacji w odniesieniu do danych eksperymentalnych pozyskanych z urzędnienia TJ-II.

Rysunek 7.1.9 prezentuje kompleksowy interfejs oprogramowania GEM_Tomography.exe, które realizuje trzy kluczowe funkcje: symulację emisyjności plazmy w urządzeniu TJ-II, symulację odpowiedzi matrycy detektora 2D GEM oraz rekonstrukcję tomograficzną emisyjności plazmy na podstawie danych zarejestrowanych przez wysokorozdzielczą matrycę detektora.

Lewy panel widoczny na Rysunku 7.1.9 ilustruje przekrój poprzeczny plazmy stellaratora TJ-II nałożony na siatkę obliczeniową. Na przekroju zaznaczono charakterystyczne linie patrzenia detektora: kolor niebieski wyróżnia linię o najwyższej intensywności sygnału, natomiast kolor zielony wskazuje linię charakteryzującą się najdłuższą drogą optyczną przechodzącą przez plazmę. Wizualizacja ta umożliwia precyzyjną analizę geometrii pomiaru oraz optymalizację ustawień detektora względem badanego obiektu.

Panel środkowy przedstawia wynik symulacji obrazu, który zostałby zarejestrowany przez matrycę GEM-2D w określonych warunkach eksperymentalnych. Symulacja ta stanowi kluczowy element weryfikacji koncepcji detektora przed jego fizyczną implementacją, pozwalając na prognozowanie charakterystyki odpowiedzi urządzenia w różnych scenariuszach eksperymentalnych.

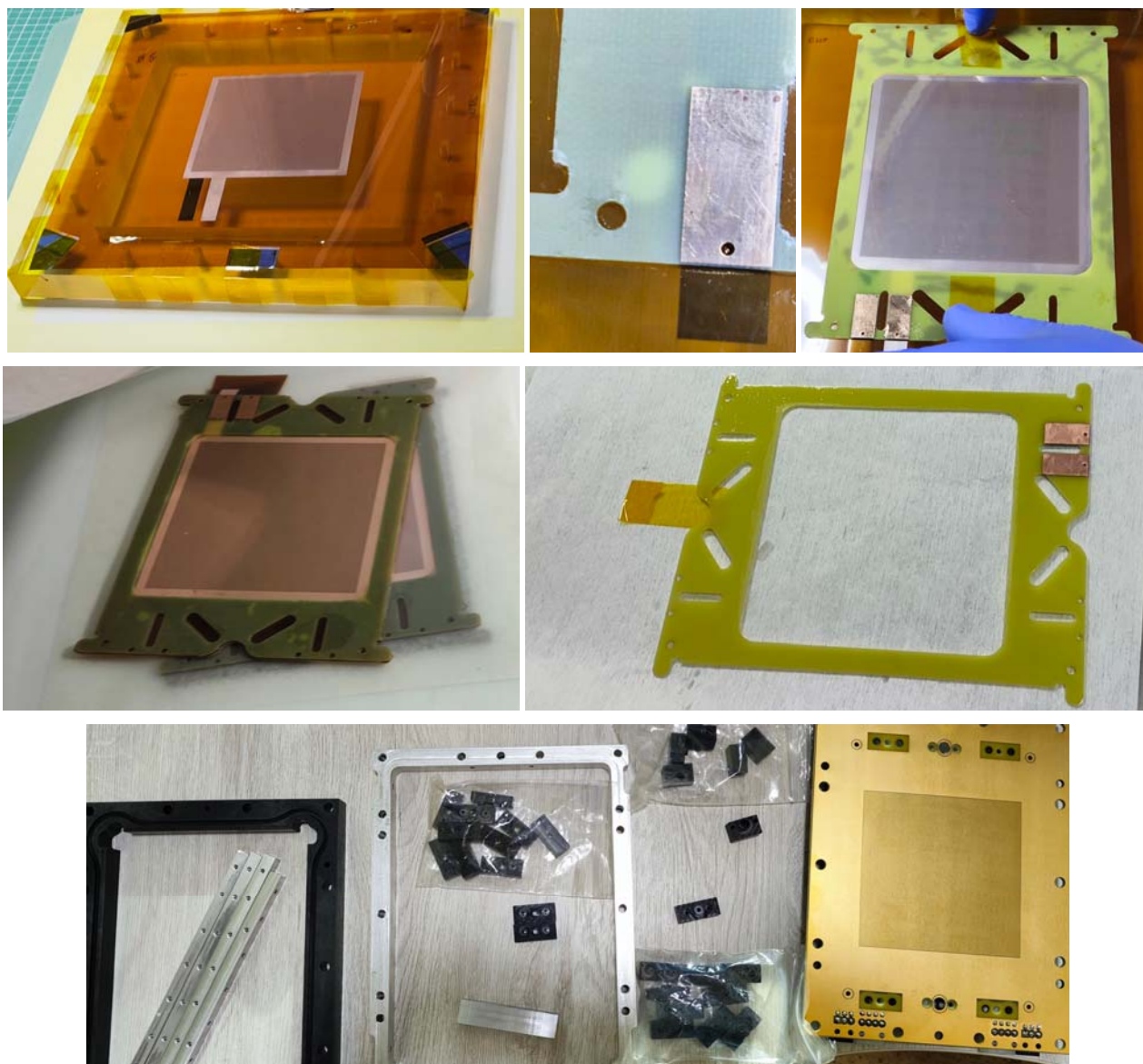
Prawy panel Rysunku 7.1.9 prezentuje rezultat rekonstrukcji tomograficznej, gdzie na podstawie symulowanych danych z panelu środkowego odtworzono dwuwymiarowy rozkład emisyjności plazmy. Zestawienie oryginalnego rozkładu emisyjności z wynikiem rekonstrukcji umożliwia ocenę dokładności i rozdzielczości opracowanych algorytmów tomograficznych, co jest niezbędne do prawidłowej interpretacji przyszłych danych eksperymentalnych.

Rok 2024 przyniósł znaczący postęp w zakresie finalizacji projektu mechanicznego komory detekcyjnej i jej elementów składowych. W omawianym okresie zakończono kluczowy etap przygotowania szczegółowej dokumentacji wykonawczej przeznaczonej dla producenta. Dokumentacja ta, opracowana w specjalistycznym oprogramowaniu inżynierskim, obejmowała kompletne specyfikacje techniczne

wszystkich elementów komory detekcyjnej oraz systemów mocujących, bazując na koncepcji opracowanej przez zespół naukowców IFPiLM.

Na podstawie przygotowanej dokumentacji technicznej przeprowadzono produkcję fizycznych komponentów komory detektora, co stanowi milowy krok w kierunku kompletacji urządzenia. Równolegle, w oparciu o wyniki symulacji przeprowadzonych w roku poprzednim, dokonano selekcji i zakupu odpowiednich folii GEM, które stanowią krytyczny element funkcjonalny detektora, determinujący jego parametry operacyjne.

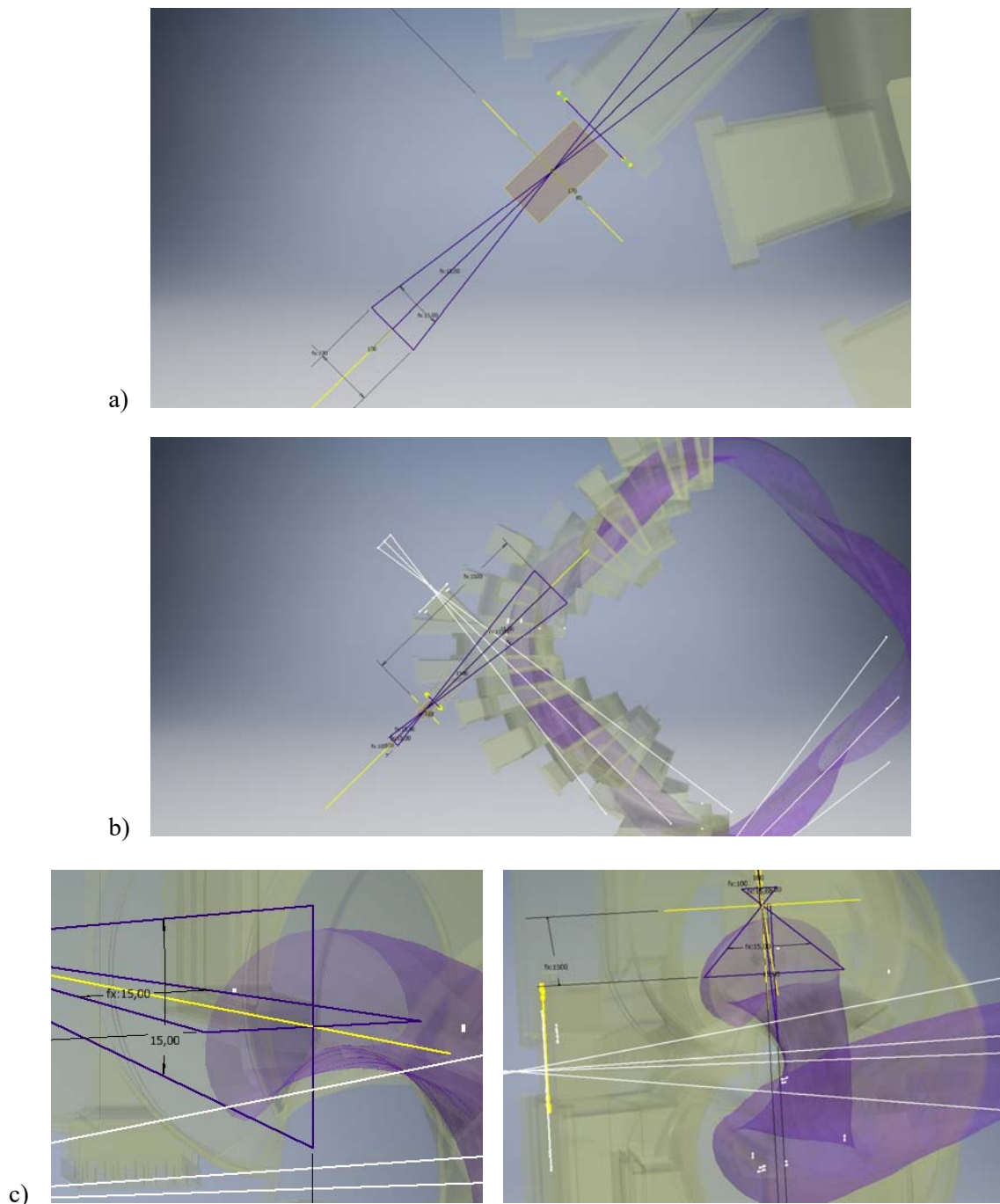
Przykładowe komponenty wyprodukowanej komory detektora zaprezentowano na Rysunku 7.1.10. Osiągnięcie tego etapu realizacji projektu umożliwia przejście do fazy integracji systemu i wstępnych testów funkcjonalnych poszczególnych modułów przed kompletnym montażem urządzenia.



Rysunek 7.1.10. Zdjęcia elementów komory detektora GEM prezentujące kluczowe komponenty konstrukcyjne: folie GEM stanowiące główny element wzmacniający sygnał, precyzyjnie wykonane ramki nośne zapewniające stabilne pozycjonowanie folii, specjalistyczne wyprowadzenia do podłączenia wysokiego napięcia niezbędnego do prawidłowej pracy detektora, oraz wysokorozdzielczą płytę odczytu z heksagonalną matrycą 30 000 pikseli służącą do precyzyjnego zobrazowania przestrzennych rozkładów promieniowania emitowanego z plazmy.

W 2024 roku skupiono się również na integracji modułu detekcyjnego z systemem diagnostycznym stellaratora TJ-II. W szczególności, w ubiegłym roku wprowadzono zmiany w położeniu diagnostyki, które

były niezbędne ze względu na wymagania oraz dostępność portów stellaratora. Niemniej jednak, udało się zaproponować nowe położenie systemu w ramach zaproponowanego portu.



Rysunek 7.1.11. Widok modelu CAD przedstawiający położenie systemu względem stellaratora. (a) Proponowana geometria do pomiarów emisji plazmy. (b) Lokalizacja detektora w wybranym porcie. (c) Część plazmy widziana przez detektor.

W związku ze zmianami w geometrii pomiaru, w porównaniu do tej rozważanej w roku 2023, w dalszym kroku zaplanowano weryfikację i korektę przeprowadzonych wcześniej symulacji. Celem tych działań jest ocena dokładności tomograficznej oraz analiza różnych zniekształceń plazmy, które mogą wpłynąć na wyniki pomiarów. Zmiany te są niezbędne, aby dostosować system pomiarowy do nowych warunków, umożliwiając uzyskanie precyzyjnych obrazów 3D struktury plazmy, co jest kluczowe dla dokładnej analizy rozkładu parametrów fizycznych w stellaratorze.

Szczególną uwagę należy poświęcić integracji układu pomiarowego opartego na technologii GEM.

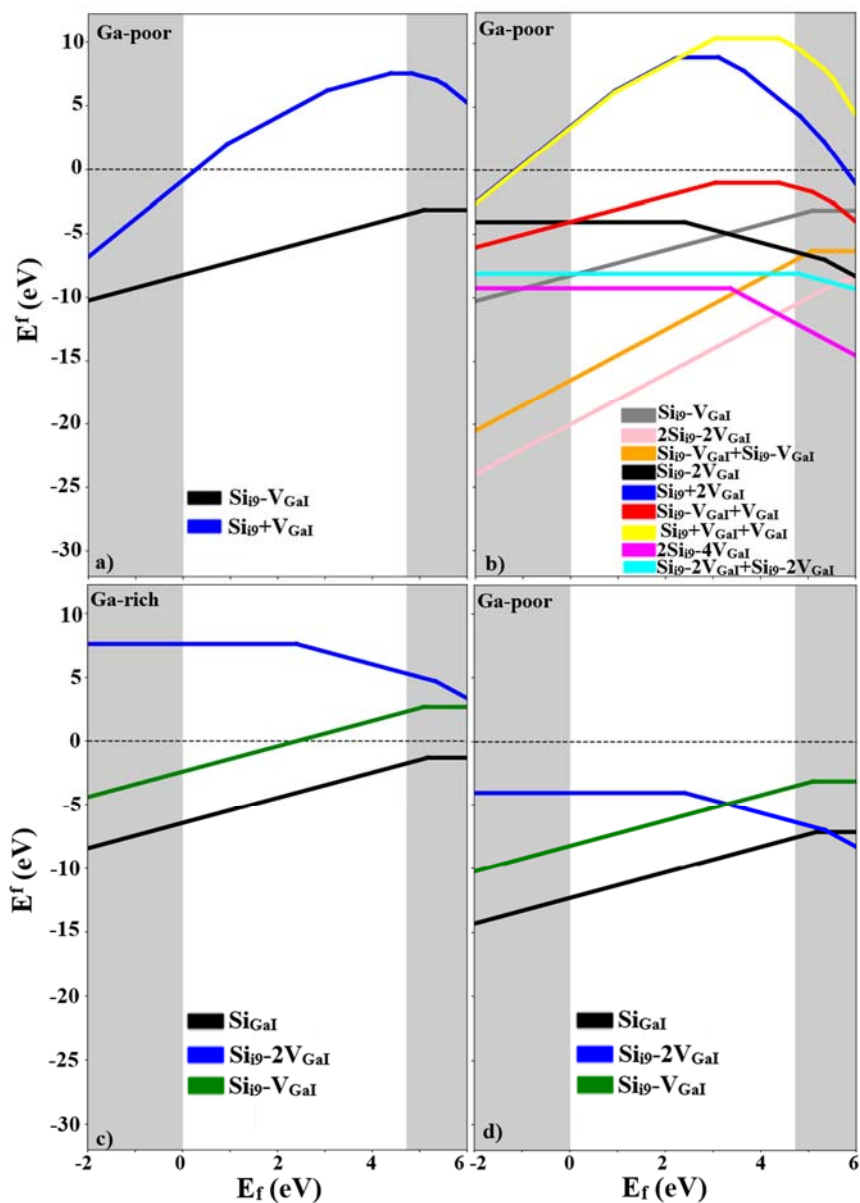
Technologia ta ma potencjał, aby dostarczyć wysoce rozdzielcze dane przestrzenne, które będą stanowić podstawę dalszych analiz plazmy w stellaratorze. Wydajność i dokładność tego systemu pomiarowego będą miały kluczowe znaczenie w monitorowaniu oraz modelowaniu procesów fizycznych zachodzących w plazmie, szczególnie w kontekście zmieniających się warunków w obrębie urządzenia.

Warto zaznaczyć, że technologie detekcji z wykorzystaniem detektorów gazowych, takich jak GEM, oferują szereg korzyści w kontekście detekcji i analizy plazmy. Dzięki zastosowaniu nowych materiałów oraz konstrukcji detektorów, charakteryzują się one wyższą czułością oraz większą stabilnością, co jest niezwykle istotne w trudnych warunkach panujących w urządzeniach plazmowych. Dzięki tym zaletom detektory gazowe stają się coraz bardziej obiecującą opcją do wykrywania zmian w składzie, kształcie i innych parametrach plazmy.

Z planowanych działań na przyszłość szczególne znaczenie będą miały dalsze testy i optymalizacja systemu detekcji, zarówno w warunkach laboratoryjnych, jak i tych panujących bezpośrednio na urządzeniach plazmowych. Zespół skupi się także na intensyfikacji prac związanych z integracją narzędzi numerycznych do procesowania i analizy sygnałów z detektora, a także do symulacji padającego promieniowania z plazmy. Te działania są niezbędne do zapewnienia wysokiej jakości wyników oraz dokładności pomiarów, co w konsekwencji umożliwi pełniejszą charakterystykę parametrów plazmy i pozwoli na lepsze zrozumienie jej zachowań w różnych warunkach.

7.2 Wpływ implantacji jonów na powstawanie defektów i domieszkowanie tlenu galu

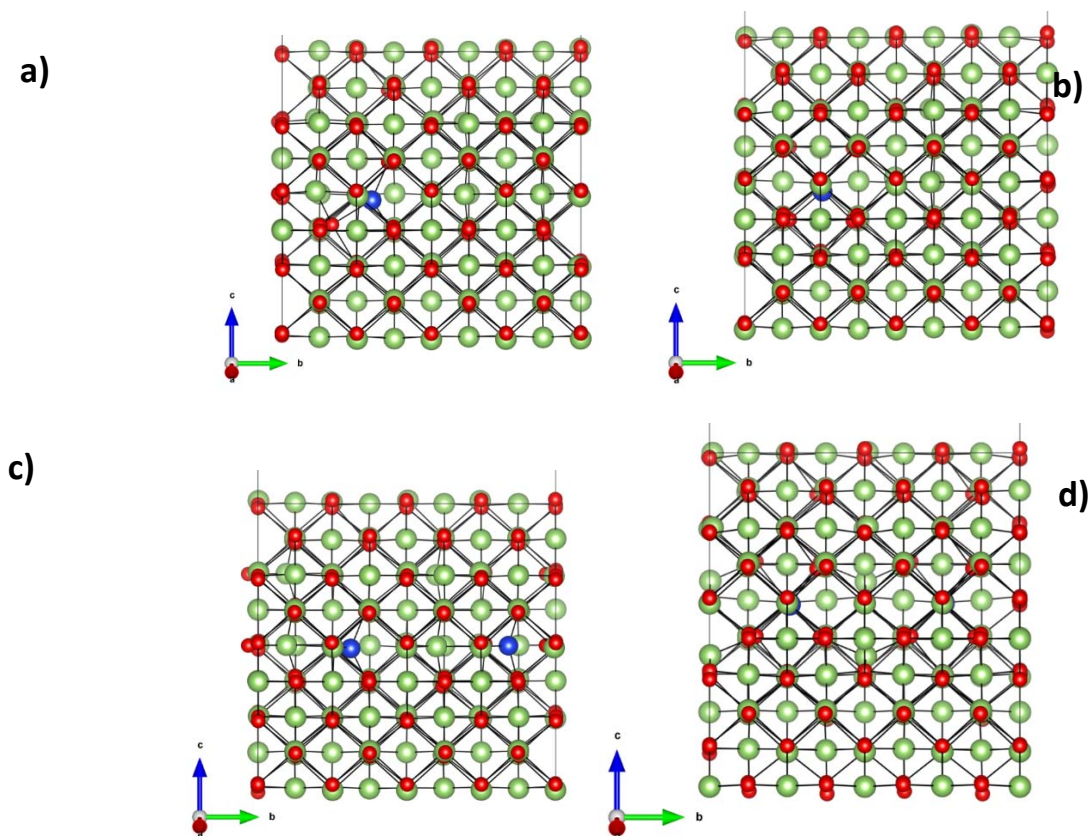
Obliczenia DFT, opublikowane naszą grupą w pracy p.t. „Point Defects in Silicon-Doped β -Ga₂O₃: Hybrid-DFT Calculations”, ACS Omega (2023), <https://doi.org/10.1021/acsomega.3c05557> [1], dotyczyły przeważnie izolowanych atomów międzywęzłowego krzemu i miały na celu dalsze opracowanie defektów ‘złożonych’ opartych na międzywęzłowym/podstawieniowym Si wraz z defektami własnymi sieci macierzystej. Zakładano, że wyłonione modele będą podstawą opisu lokalnej struktury atomowej/elektronowej naokoło atomów krzemu w badanym układzie po implantacji w podgrzane podłoże. Spośród wszystkich analizowanych konfiguracji (powyżej dwudziestu) wytypowano dwa modele Si_{i9}-V_{GaI} (donory) i Si_{i9}-2V_{GaI} (pułapki) wykazujące najniższe energie tworzenia. Omawiane modele wskazują na tendencje do aglomeracji (**Rysunek 1**). Przeprowadzona analiza otrzymanych danych sugeruje, że podstawieniowe atomy Si raczej nie tworzą kompleksów typu Si_{GaI}-Si_{GaI}. W celu osiągnięcia najlepszej zgodności między teorią a eksperymentem przeprowadzono liniową kombinację obliczonych Si K XANES widm odpowiadających wyselekcjonowanym modelom z różnymi współczynnikami wagowymi. Procedura ewolucji różnicowej została zastosowana jako procedura minimalizacji w celu zidentyfikowania optymalnych współczynników wagowych modelu. Zastosowana liniowa kombinacja widm teoretycznych dobrze opisuje wyniki eksperymentalne, wskazując na współistnienie czterech konfiguracji krzemu w implantowanym tlenku galu: Si_{GaI},(podstawieniowy), Si_{i9}-V_{GaI} (międzywęzłowy krzem z jednym wakansiem galu) i Si_{i9}-2V_{GaI} (międzywęzłowy krzem z dwoma wakansami galu), oraz SiO₂. Ponadto, analiza DFT wykazała silniejsze przemieszczenie atomów Si będących częścią kompleksów Si_{i9}-V_{GaI} niż w Si_{i9}-2V_{GaI} (**Rysunek 2**) do kanałów w kierunku $\langle 201 \rangle$, uwidoczniając je w pomiarach PIXE/c wzdłuż badanego kierunku. Zauważono, że w przypadku utworzenia się aglomeratów typu Si_{i9}-V_{GaI} - Si_{i9}-V_{GaI} (1)/Si_{i9}-2V_{GaI} - Si_{i9}-2V_{GaI} (2), dla konfiguracji ‘2’ atomy krzemu są ekranowane atomami matrycy podstawowej w taki sposób robiąc ich niewidocznymi w widmach Si PIXE/c w kierunku $\langle 201 \rangle$.



Rysunek 1. Energie formacji, E_f , rozpatrywanych kompleksów w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ w zależności od energii Fermiego, E_F , dla warunków ubogich w gal (ang.: Ga-poor): (a) kompleks $\text{Si}_{i9}\text{-IV}_{\text{GaI}}$ oraz (b) kompleks $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$. Na wykresach energia formowania kompleksu (oznaczona znakiem „-”) jest niższa niż suma energii formowania izolowanych defektów (oznaczonych znakiem „+”), którymi mogą być $i9$, V_{GaI} , 2V_{GaI} oraz $i9\text{-V}_{\text{GaI}}$. Należy zauważyć, że granice obszaru niezacieniowanego odpowiadają maksimum pasma walencyjnego (VBM przy $E_F = 0$ eV) oraz minimum pasma przewodnictwa (CBM przy $E_F = E_g = 4.73$ eV). Szczegóły dotyczące obliczeń DFT znajdują się w pracy [1]. Energie formacji dla domieszek krzemu (kompleksów) w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ w zależności od energii Fermiego przedstawiono dla warunków (c) bogatych w gal (ang.: Ga-rich) oraz (d) ubogich w gal (ang.: Ga-poor).

Reasumując, przeprowadzone badania potwierdzają, że zastosowane parametry implantacji wysokotemperaturowej nie powodują mechanicznej degradacji powierzchni monokryształów tlenku galu. Wykorzystując komplementarne analizy HR XRD, XANES, RBS/PIXE/c i TEM, zbadano deformację sieci krystalicznej, zidentyfikowano lokalne otoczenie domieszek i oceniono modyfikacje lokalnej/elektronowej struktury naokoło krzemu, w tym obecności rozszerzonych defektów, takich jak dyslokacje i defekty typu „stacking faults”. Kompleksowa analiza danych ujawnia istnienie defektów/kompleksów, takich jak Si_{GaI} ,

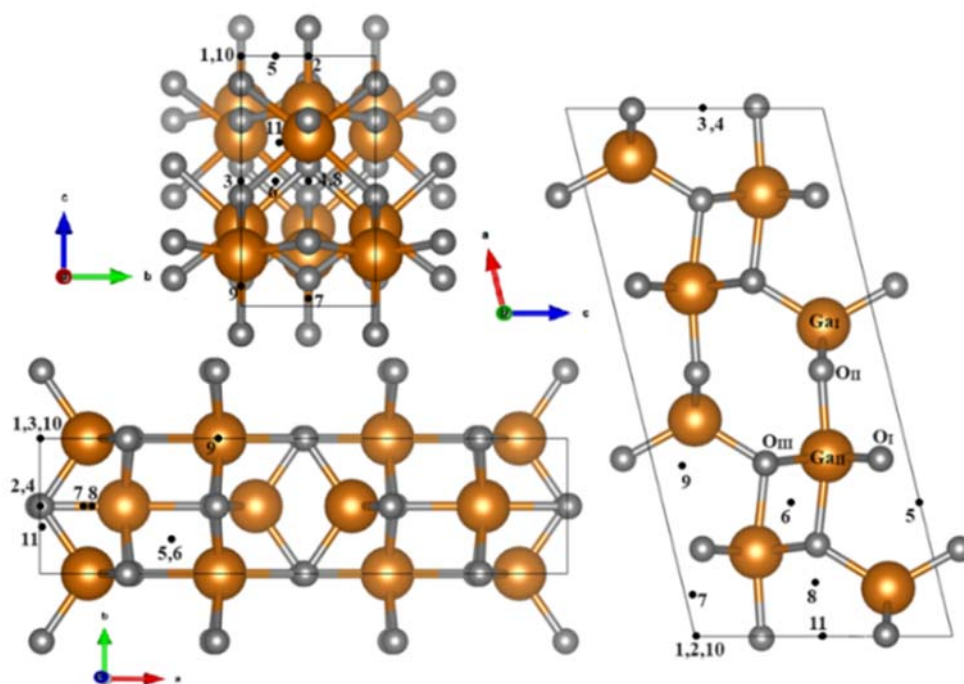
$\text{Si}_{i9}\text{-V}_{\text{GaI}}$ i $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$, a także obecność fazy SiO_2 . Obliczenia DFT są w dobrej zgodzie z wynikami eksperymentalnymi, potwierdzając, że rozważane kompleksy, z wyjątkiem $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$, działają jako donory, pozytywnie wpływając na przewodnictwo typu n . Warto zauważyć, że podczas implantacji nie zaobserwowano transformacji fazy β , nawet w przypadku implantacji do podłoża o najniższej temperaturze. Tworzenie się nano-pęcherzyków (ang.: nano-voids) w próbce implantowanej w $T_s = 800^\circ\text{C}$ jest prawdopodobnie wynikiem wzajemnego oddziaływania omawianych powyżej kompleksów, ich migracją i agregacją. Szczegółowe zrozumienie tych mechanizmów jest niezbędne do optymalizacji procesów implantacji i poprawy właściwości implantowanego $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100). Wyniki opracowano i wysłano w postaci publikacji p.t. „Local structure modification around Si atoms in Si-implanted monocrystalline $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100) under heated substrate conditions” do czasopisma „Acta Materialia” która obecnie znajduje się w recenzji.



Rysunek 2. Zrelaksowana struktura super komórki $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ z implantowanym Si po procedurze relaksacji dla (a) kompleksu $\text{Si}_{i9}\text{-1V}_{\text{GaI}}$ oraz (b) kompleksu $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$. Atomy galu są przedstawione w kolorze zielonym, atomy tlenu w czerwonym, a atomy krzemu w niebieskim. Zrelaksowana struktura super komórki $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ z implantowanym Si po procedurze relaksacji dla dwóch kompleksów: (c) $\text{Si}_{i9}\text{-1V}_{\text{GaI}}$ - $\text{Si}_{i9}\text{-1V}_{\text{GaI}}$ oraz (d) $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$ - $\text{Si}_{i9}\text{-2V}_{\text{GaI}}$. Atomy galu oznaczono kolorem zielonym, atomy tlenu czerwonym, a atomy krzemu niebieskim.

W roku rozliczeniowym przeprowadzona została wstępna teoretyczna analiza próbek $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100) implantowanych azotem. Wyniki tej analizy opublikowano w pracy p.t. ‘Hybrid Density Functional Theory Study on the Formation Energies of Donor and Acceptor N Impurities in $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ’ w czasopiśmie *Phys. Stat. Sol. B* (2024), <https://doi.org/10.1002/pssb.202400448>. Przeanalizowano wpływ azotu (podstawieniowego, międzywęzłowego oraz w postaci kompleksów zbliżonych do N_2) na własności strukturalne oraz elektronowe tlenku galu. Warto podkreślić, że osiągnięcie przewodnictwa typu p jest wyzwaniem ze względu na głębokie poziomy akceptorowe, które wychwytyują dziury. Ponadto nadal brakuje

kompleksowego badania wpływu na opisane właściwości azotu międzywęzłowego (w strukturze jednoskośnej mamy do czynienia z 11-oma pozycjami, gdzie może być lokalizowany azot) energii ich tworzenia się oraz prawdopodobieństwa występowania cząsteczek N_2 w próbkach implantowanych. **Rysunek 3** przedstawia rozważane w tym badaniu defekty podstawieniowe i międzywęzłowe. Obliczenia przeprowadzono za pomocą programu VASP z funkcjonalami GGA i HSE (EXX = 0,35) na super komórce $1 \times 4 \times 2$.



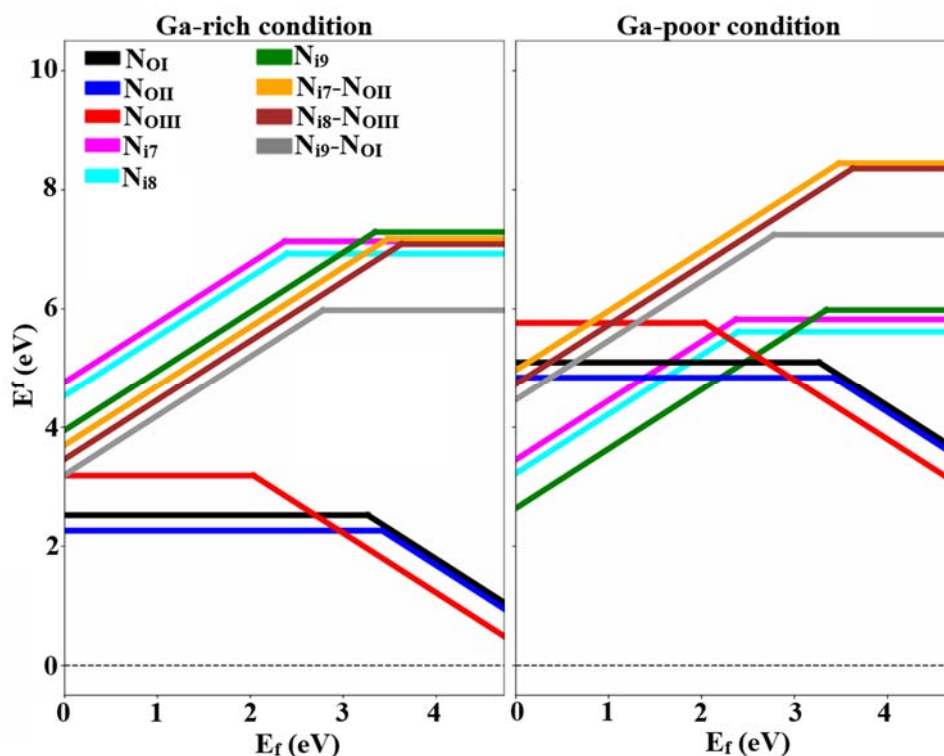
Rysunek 3. Jedenaście różnych początkowych pozycji międzywęzłowych w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$, widoki z góry w kierunkach: (a) b, (b) c oraz (c) a (złote sfery oznaczają atomy galu, szare sfery – atomy tlenu; pozycje międzywęzłowe są zaznaczone kropkami i ponumerowane od 1 do 11).

Rysunek 4 przedstawia energie tworzenia trzech najkorzystniejszych energetycznie pozycji międzywęzłowego azotu (N_i), kompleksów N_2 które są kombinacją międzywęzłowego azotu i atomu azotu który podstawia tlen, oraz azotu podstawieniowego w trzech nierównoważnych pozycjach tlenu. Nasze wyniki wskazują, że podstawieniowe atomy azotu działają jako głębokie akceptory, co czyni je nieskutecznymi w domieszkowaniu typu p . Choć azot podstawiający tlen tworzy dodatnie nośniki ładunku, są one uwięzione na głębokich poziomach energetycznych i nie przyczyniają się do przewodnictwa elektrycznego. Z kolei międzywęzłowe defekty azotu oraz kompleksy podobne do N_2 zachowują się jak głębokie donory, co sprawia, że domieszkowanie typu n jest również nieskuteczne.

Dalsza analiza energii tworzenia i stabilności defektów wykazuje silną zależność od warunków wzrostu (**Rysunek 4**). W warunkach wzrostu bogatych w gal, podstawieniowe defekty azotu charakteryzują się niższymi energiami tworzenia, przy czym najstabilniejszym defektem jest N_{OII} . Oznacza to, że w środowisku bogatym w gal azot preferencyjnie zastępuje tlen w pozycji O_{II} . Kompleks $N_{i9}\text{-}N_{OI}$ okazuje się najbardziej energetycznie korzystnym w tych warunkach. W warunkach ubogich w gal, defekty międzywęzłowe azotu stają się bardziej stabilne w szerokim zakresie energii Fermiego, a najkorzystniejszą konfiguracją jest N_{i9} . Wynik ten wskazuje na to, że w środowisku ubogim w gal azot preferuje pozycje międzywęzłowe.

Poziomy przejść dla defektów azotu potwierdzają ich głęboki charakter zarówno dla donorów, jak i dla akceptorów. Ponadto, wszystkie analizowane defekty azotu wykazują stabilne stany spolaryzowane spinowo,

z momentem magnetycznym około $1,0 \mu_B$ na atom azotu, co sugeruje potencjalne właściwości magnetyczne domieszkowanego azotem $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$.



Rysunek 4. Obliczona energia tworzenia, E_f , dla defektów/kompleksów azotu w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ w funkcji energii Fermiego, E_F , w warunkach wzrostu: (a) bogatych w gal i (b) ubogich w gal. Należy zauważyć, że $E_f = 0 \text{ eV}$ odpowiada maksimum pasma walencyjnego (ang.: VBM), a $E_f = 4.91 \text{ eV}$ odpowiada minimum pasma przewodnictwa (ang.: CBM). Ponadto przypadek $2N\text{-}i7$ nie jest tutaj przedstawiony, ponieważ ma najwyższą energię tworzenia spośród wszystkich analizowanych defektów.

Wyniki te zostaną wykorzystane przy analizie danych eksperymentalnych HR XRD, RBS/c, K N XANES, TEM, Hall efekt które obecnie opracowywane są członkami naszej grupy.

W roku rozliczeniowym w ramach współpracy z kolegami z Norwegii badano rolę wygrzewania dynamicznego na konfigurację krzemu w implantowanym $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100). Zazwyczaj poimplantacyjne wygrzewanie termiczne jest wymagane do usunięcia defektów poimplantacyjnych oraz aktywacji zaimplantowanej domieszki. Jednakże wykazano, że dynamiczne wygrzewanie odgrywa znaczącą rolę zarówno w akumulacji nieuporządkowania, jak i w transformacji fazowej w $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100), co oznacza, że procesy te mogą być w dużym stopniu kontrolowane poprzez zmianę temperatury podłoża podczas implantacji. W związku z tym w ramach tego projektu wykorzystywana jest implantacja krzemu w podgrzane podłoże w celu zahamowania zarówno tworzenia się niepożądanych defektów, jak i przemiany fazowej $\beta \rightarrow \gamma$ w tlenku galu. Korzystając ze spektroskopii XANES, badana jest dominująca lokalizacja krzemu w jonowo zaimplantowanych fazach β i γ . Praca pod roboczym tytułem „Role of the dynamic annealing on silicon configuration in ion implanted $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ (100)” obecnie znajduje się na recenzjach współwykonawców projektu.