

2 Projekt Programu H2020

2.1 LaserLab: Przestrzenno-czasowe pomiary spontanicznych pól magnetycznych w korelacji z emisją elektronów i jonów z plazmy ablacyjnej na układzie laserowym PALS, związane z realizacją fuzji inercyjnej

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

Zgodnie z harmonogramem projektu, w 2018 roku realizowany był **pierwszy etap** obejmujący zadania, które dotyczyły budowy i uruchomienia na eksperymencie PALS dwóch nowych diagnostyk:

- 3-kadrowego polaro-interferometru do pomiaru przestrzenno-czasowych rozkładów spontanicznych pól magnetycznych (SPM) i koncentracji elektronowej w plazmie ablacyjnej oraz
- 4-kanalowego magnetycznego spektrometru elektronów do pomiaru rozkładów kątowych energii szybkich elektronów,

które zostały zastosowane razem z innymi diagnostykami spektroskopowymi i jonowymi dostępnymi na eksperymencie PALS do badania strumieni plazmowych wytwarzanych przy oddziaływaniu promieniowania 1-harmonicznej lasera jodowego PALS z tarczami o różnej konstrukcji, istotnych z punktu widzenia różnych zastosowań. Stosowane były: (i) płaskie tarcze masywne z Cu i Al i dwuwarstwowe składające się z części masywnej z Cu pokrytej cienką warstwą z plastiku, oraz (ii) tarcze o konstrukcji ślimakowej typu „snail”.

2.1.1 Opis zbudowanych diagnostyk oraz metodologii ilościowej analizy danych

3-kadrowy polaro-interferometr

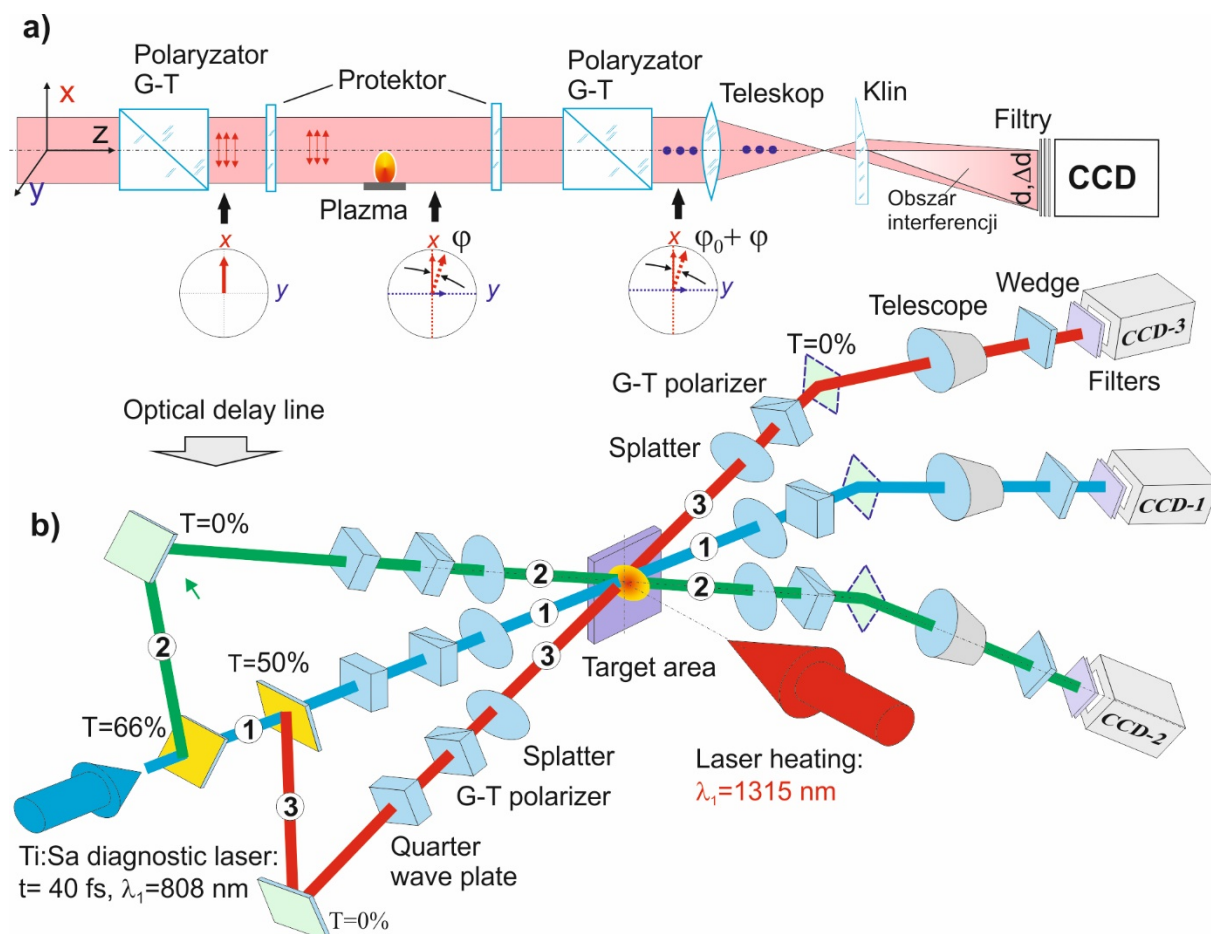
Klasyczne pomiary polaro-interferometryczne polegają na uzyskaniu informacji o rozkładzie pola magnetycznego na podstawie rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji z pomiarów polarymetrycznych oraz rozkładu koncentracji elektronowej z pomiarów interferometrycznych. Przy czym pomiary te powinny być przeprowadzone jednocześnie, tak aby polarogram i interferogram odpowiadały sobie, zarówno przestrzennie i czasowo. Takie pomiary umożliwia 1-kadrowy 2-kanalowy polaro-interferometr wykorzystywany w dotychczasowych badaniach spontanicznych pól magnetycznych (SPM) na PALS w ramach poprzedniego projektu LaserLab PALS-002200. Kolejnym krokiem w rozwijaniu i doskonaleniu tej diagnostyki są wielokadrowe pomiary SPM podjęte w ramach niniejszego projektu. Jednakże, zrealizowanie tych badań w opcji klasycznej polaro-interferometrii jest zadaniem niezwykle trudnym technicznie ze względu na konieczność jednoczesnego prowadzenia pomiarów rozkładów kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji i koncentracji elektronowej oddzielnymi kanałami.

Dużo większe i realne możliwości zrealizowania wielokadrowych pomiarów polaro-interferometrycznych stwarza interferometria kompleksowa, która nie była jeszcze efektywnie wykorzystana w dotychczasowych w badaniach plazmy laserowej w laboratoriach światowych.

W ramach niniejszego projektu podjęto próbę zrealizowania takich pionierskich badań w oparciu o w/w 1-kadrowy 2-kanalowy moduł polaro-interferometru pracujący w opcji kompleksowej interferometrii, którego schemat optyczny przedstawiony jest na rys. 1a. W układzie tym pryzmat Wollastona został zastąpiony pryzmatem Glana - Thompsona, w wyniku

czego otrzymujemy jeden kanał, w którym rejestrowany interferogram kompleksowy zmodulowany zarówno amplitudowo, jak i fazowo.

Schemat optyczny 3-kadrowego polaro-interferometru wykorzystujący 1-kadrowe moduły pracujące w opcji kompleksowej interferometrii, przedstawia, rys. 1b. Aby odseparować przestrzennie i czasowo kadry, polaro-interferometr oświetlany jest impulsem lasera Ti:Sa o czasie $t=40$ fs poprzez optyczną linię opóźniającą o regulowanym odstępie czasowym między kadrami. Tak ekstremalnie krótki czas impulsu laserowego umożliwia sondowanie plazmy podczas oddziaływania impulsu laserowego z kreowaną przez niego plazmą.



Rys. 1: Schemat optyczny 3-kadrowego polaro-interferometru.: a) 1- kadrowy moduł pracujący w reżimie kompleksowej interferometrii oraz b) ilustracja przestrzenno-czasowej separacji kadrów.

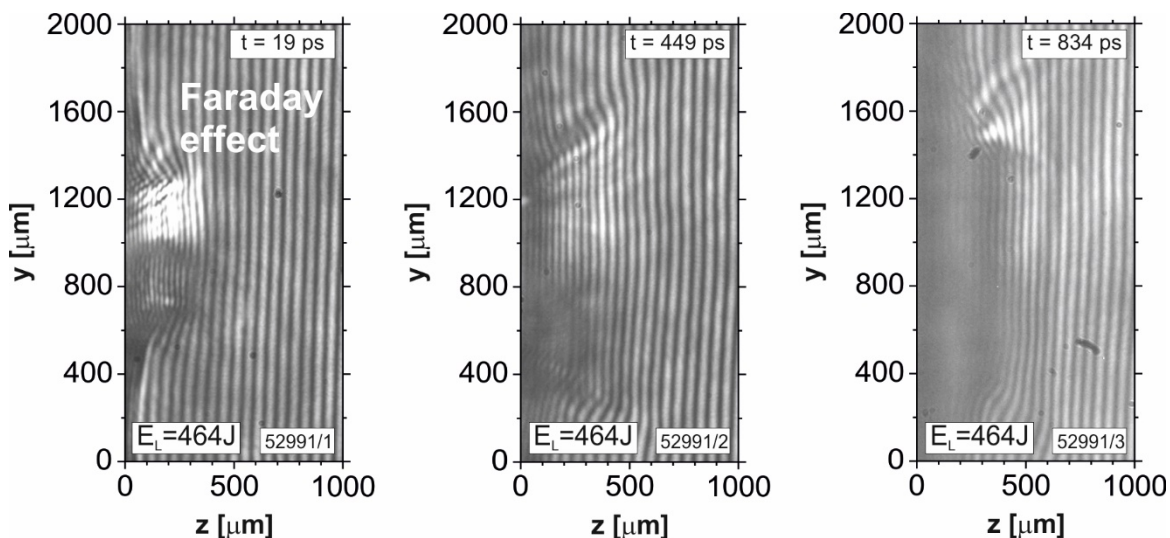
Interferogramy kompleksowe rejestrowane są za pomocą kamer CCD firmy JAI, RM-4200 GigEV z matrycą o rozdzielczości (2048×2048 pikseli) i dynamice 12 bitów. podłączonej z komputerem za pośrednictwem sieci Gigabit Ethernet, obsługiwanej przez aplikację PALS Vision GigEV.

Powyższy układ diagnostyczny zastosowany był w badaniach strumieni plazmowych wytwarzanych przy oddziaływaniu promieniowania 1-harmonicznego lasera jodowego PALS z tarczami o różnej konstrukcji. Wybrane wyniki tych badań przedstawione będą w dalszej części raportu.

Przykładowe wyniki pomiarów polaro-interferometrycznych potwierdzające poprawne funkcjonowanie 3-kadrowego układu diagnostycznego przedstawione są na rys. 2. Sekwencja interferogramów kompleksowych przedstawia proces ekspansji plazmy ablacyjnej

generowanej przy oddziaływaniu 1 harmonicznej promieniowania lasera jodowego PALS z płaską tarczą masywną z miedzi. Na każdym interferogramie wyraźnie widoczny jest efekt Faraday'a jako modulacja intensywności prążków interferencyjnych w górnej połowie interferogramu kompleksowego. Zgodnie z oczekiwaniami ta asymetria prążków wyraźnie potwierdza azymutalny rozkład SPM w badanej plazmie ablacyjnej.

Aby uzyskać informacje o rozkładach SPM na podstawie zarejestrowanych interferogramów kompleksowych za pomocą 3-kadrowego polaro-interferometru, pierwszo-planowym zadaniem było opracowanie metodologii do analizy ilościowej interferogramów kompleksowych.



Rys. 2 Sekwencja interferogramów kompleksowych ilustrująca proces ekspansji plazmy ablacyjnej generowanej w różnych chwilach podczas oddziaływania promieniowania lasera jodowego PALS z płaską tarczą masywną z miedzi

Metodologia ilościowej analizy interferogramów kompleksowych

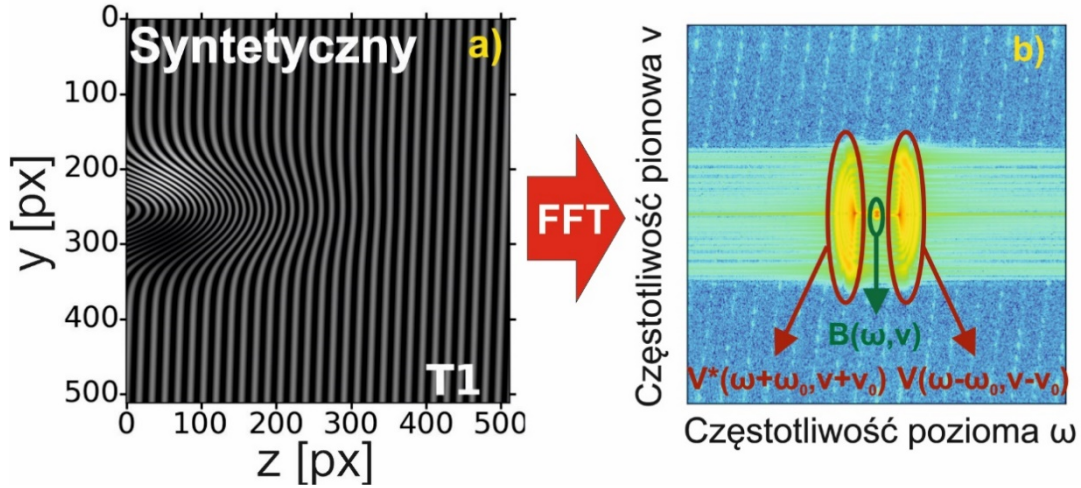
W odróżnieniu od klasycznej polaro-interferometrii, w której informację o rozkładzie pola magnetycznego uzyskuje się na podstawie polarogramu i interferogramu, w interferometrii kompleksowej poszukiwany rozkład pola magnetycznego wyznacza się na podstawie analizy amplitudowo-fazowej tego samego interferogramu kompleksowego. Rozkład przesunięć prążków na interferogramie kompleksowym reprezentuje fazę związaną z rozkładem koncentracji elektronowej, natomiast modulacja intensywności (amplitudy) prążków interferencyjnych koresponduje do skręcenia płaszczyzny polaryzacji wiązki sondującej plazmę.

W związku z powyższym uzyskanie informacji o rozkładach SPM i koncentracji elektronowej w plazmie, na podstawie interferogramów kompleksowych wymagało opracowania:

- ✓ oprogramowania i jego implementacji do analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych w celu uzyskania informacji o rozkładach kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji oraz rozkładach fazy oraz
- ✓ oprogramowania do abelizacji rozkładów kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji i fazy w celu wyznaczenia ich funkcji rozkładu, na podstawie których obliczane są rozkłady SPM i koncentracji elektronowej.

Uzyskanie informacji o rozkładach kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji oraz fazy na podstawie interferogramu kompleksowego bazuje na analizie rozkładu intensywności w

dziedzinie częstotliwości otrzymanego na podstawie interferogramu kompleksowego. Do celów testowych, oraz dla lepszego zobrazowania implementowanej metody, zostały wygenerowane kompleksowe interferogramy syntetyczne biorąc pod uwagę typowe dla plazmy laserowej rozkłady fazy oraz prawdopodobne rozkłady amplitudy (intensywności) prążków interferencyjnych. Przykładowy syntetyczny interferogram kompleksowy, oraz otrzymane na jego podstawie widmo przedstawia rys. 3.



Rys. 3 Syntetyczny interferogram kompleksowy (a) oraz uzyskane na jego widmo za pomocą 2D transformaty Fouriera

Boczne lobu (pasma V i V^* na rys. 3b) reprezentują funkcje widzialności prążków w dziedzinie częstotliwości na podstawie której wyznaczany jest rozkład fazy, natomiast pasmo B (środkowy loba) reprezentuje funkcje tła, na podstawie której wyznaczany jest rozkład skręcenia płaszczyzny polaryzacji. Taka graficzna wizualizacja rozkładu intensywności (rys. 3) w dziedzinie częstotliwości pozwala, przy odpowiednio dobranej strukturze oraz intensywności prążków interferencyjnej na interferogramie kompleksowym, odseparować informacje pochodzące od pasm widzialności od pasma tła i uzyskać informację o poszukiwanych rozkładach fazy i kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji.

Aby uzyskać informacje o widoczności i tle, został opracowany algorytm, którego schemat przedstawiony jest na rys. 4.

Mając informacje o widzialności- $v(y,z)$) i tle- $b(y,z)$ poszukiwany rozkład fazy jest wyznaczany z zależności:

$$\delta(y, z) = \arctan \frac{\text{Im}[v(y, z)]}{\text{Re}[v(y, z)]} \quad (1)$$

natomiast iloraz amplitud z równania:

$$\gamma(y, z) = \sqrt{\frac{2 \cdot b_p(y, z)}{p \cdot b_r(y, z)} - 1} \quad (2)$$

gdzie:

b_p - jest funkcja tła wyznaczona a podstawie interferogramu kompleksowego,

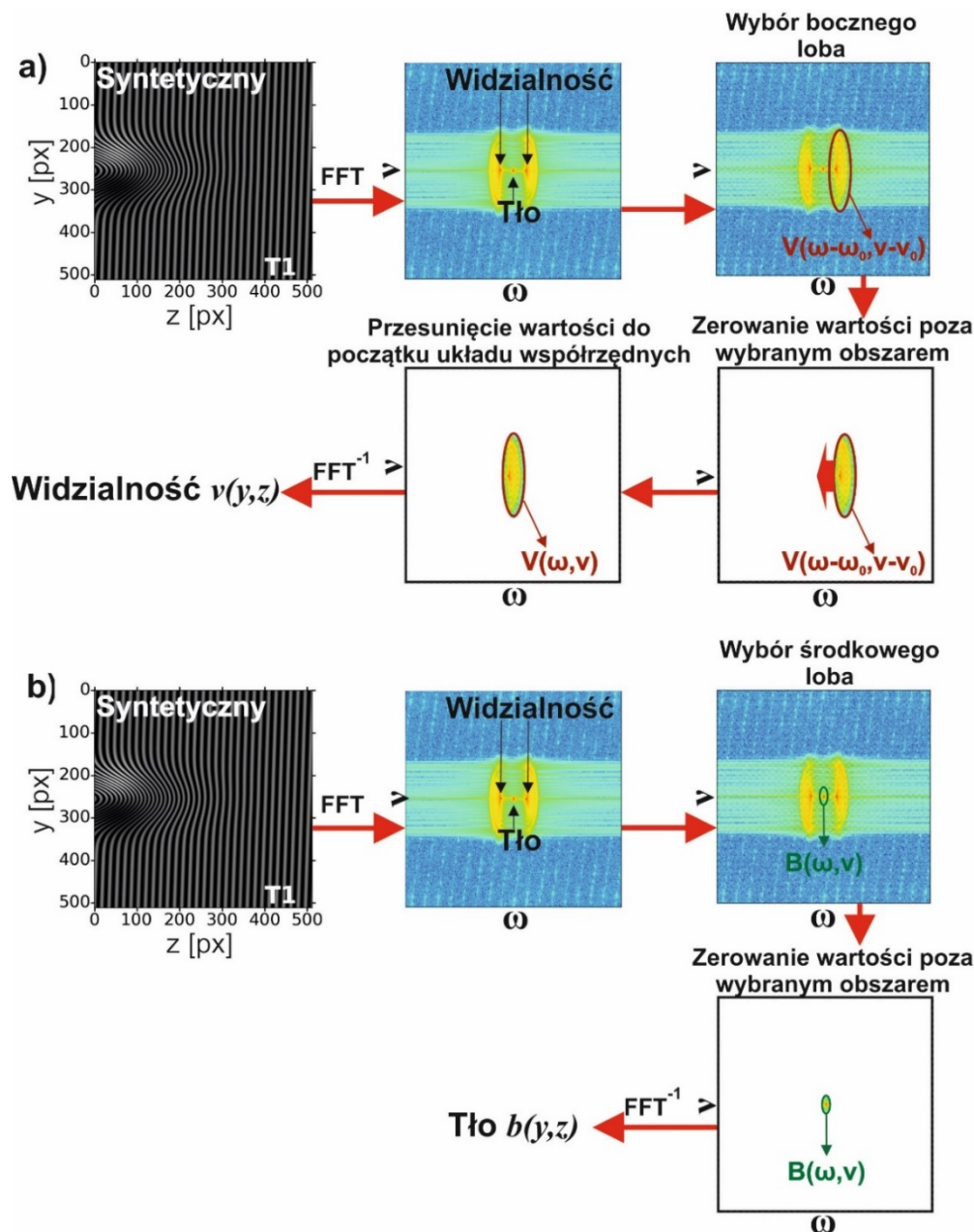
b_r - jest funkcja tła uzyskana z tzw. interferogramu referencyjnego (bez zaburzonych prążków interferencyjnych),

p - stosunek energii wiązki sondującej do energii wiązki referencyjnej.

Rozkład skręcenia płaszczyzny polaryzacji, obliczany jest z ilorazu amplitud z zależności:

$$\varphi(y, z) = \arcsin(\gamma(y, z) \cdot \sin \varphi_0) \quad (3)$$

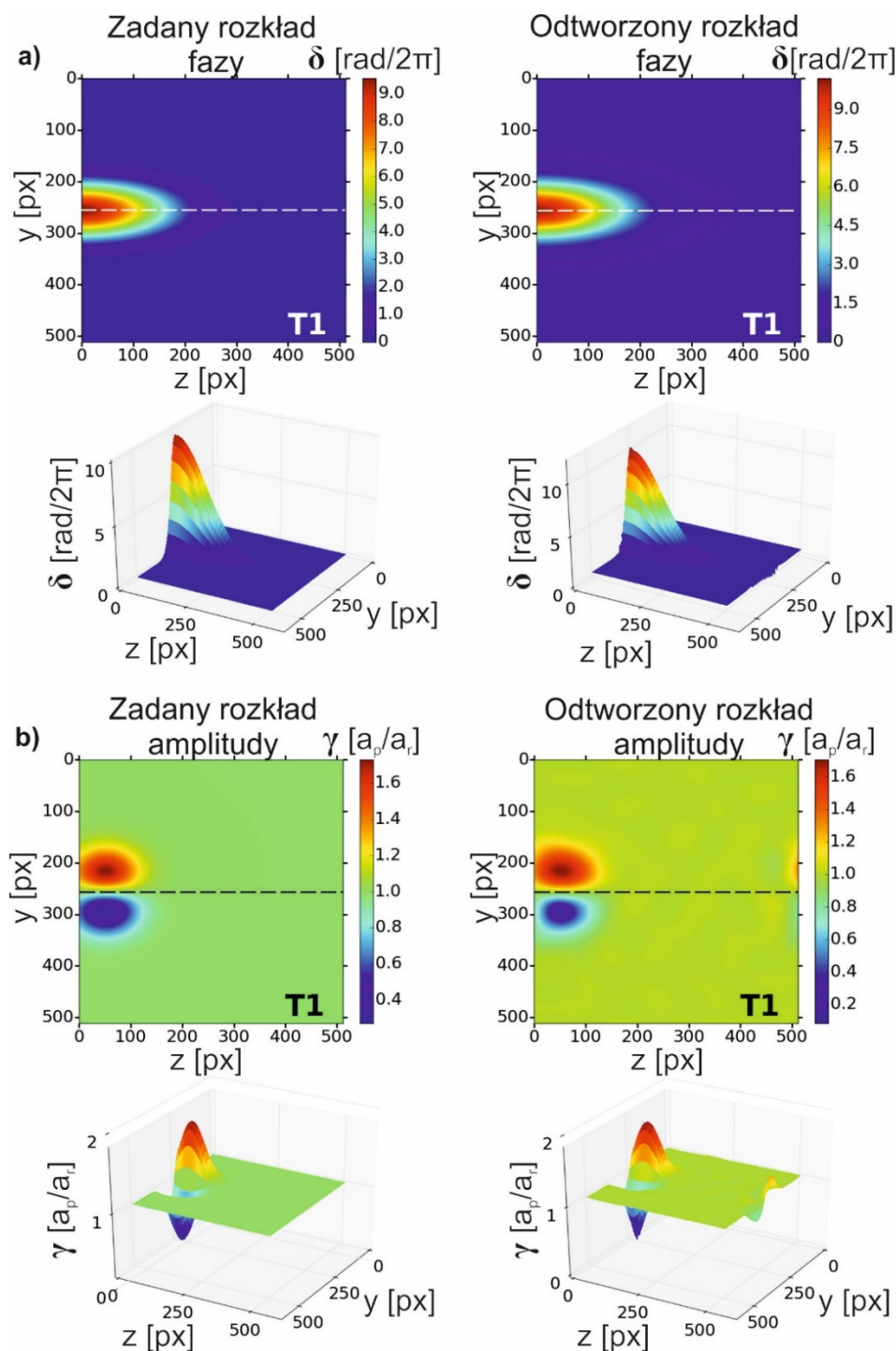
gdzie φ_0 jest kątem wstępnego skręcenia polaryzatora analizującego w układzie pomiarowym, rys. 1a.



Rys. 4 Ilustracja wyznaczania widzialności (a) oraz tła (b) na podstawie widma fourierowskiego

Aby ocenić przydatność opracowanego oprogramowania do analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych, porównano odtwarzane funkcje rozkładu fazy i amplitudy otrzymane na podstawie interferogramu syntetycznego z zadanymi analitycznie funkcjami rozkładów fazy i amplitudy.

Opracowane oprogramowanie testowano na wielu interferogramach syntetycznych o różnych zadanych rozkładach fazy oraz amplitudy, charakterystycznych dla plazmy laserowej. Przykładowe porównanie, zadanych i odtwarzanych rozkładów fazy przedstawia rys. 5a, natomiast na rys. 5, porównano zadane i odtwarzane rozkłady amplitudy.

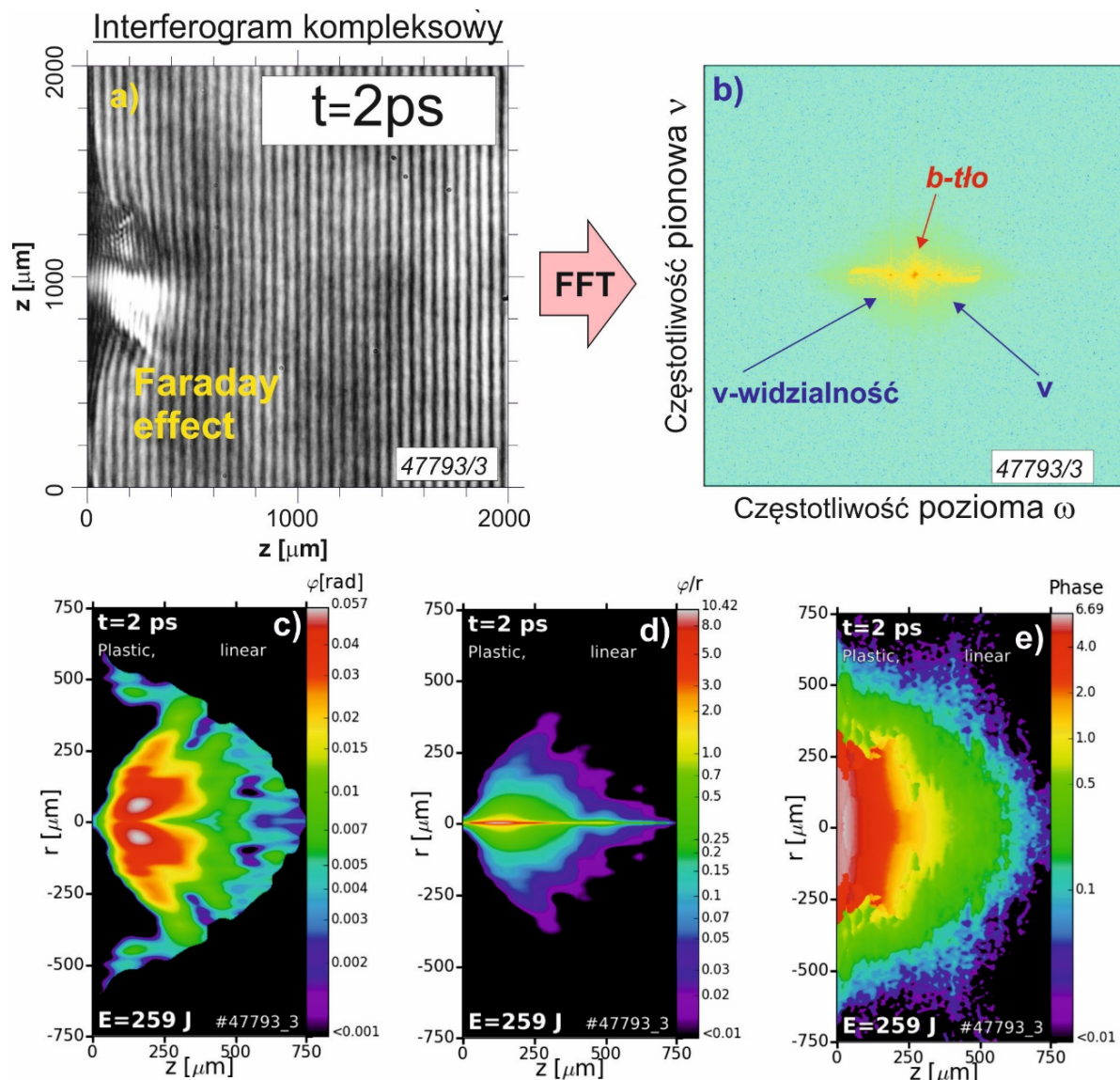


Rys. 5 Porównanie zadanych i odtwarzanych funkcji testowych dla rozkładu fazy a) oraz rozkładu amplitudy b).

Z porównania, zarówno jakościowego jak ilościowego odtwarzania zadanych funkcji testowych wynika, że opracowane oprogramowanie w zadawalający sposób odtwarza zadane funkcje testowe odnoszące się zarówno do rozkładów fazy jak i amplitudy. Błąd odtwarzania maksymalnych wartości zarówno dla fazy, jak i amplitudy, nie przekracza kilku procent.

Jako przykład funkcjonowania opracowanego oprogramowania przedstawiono na rys. 6, wyniki ilościowej analizy interferogramu kompleksowego, uzyskanego na eksperymencie PALS. Na rysunku przedstawione są kolejno interferogram kompleksowy, rozkład

intensywności w dziedzinie częstotliwości (widmo), oraz uzyskane na jego podstawie rozkłady kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji oraz fazy.



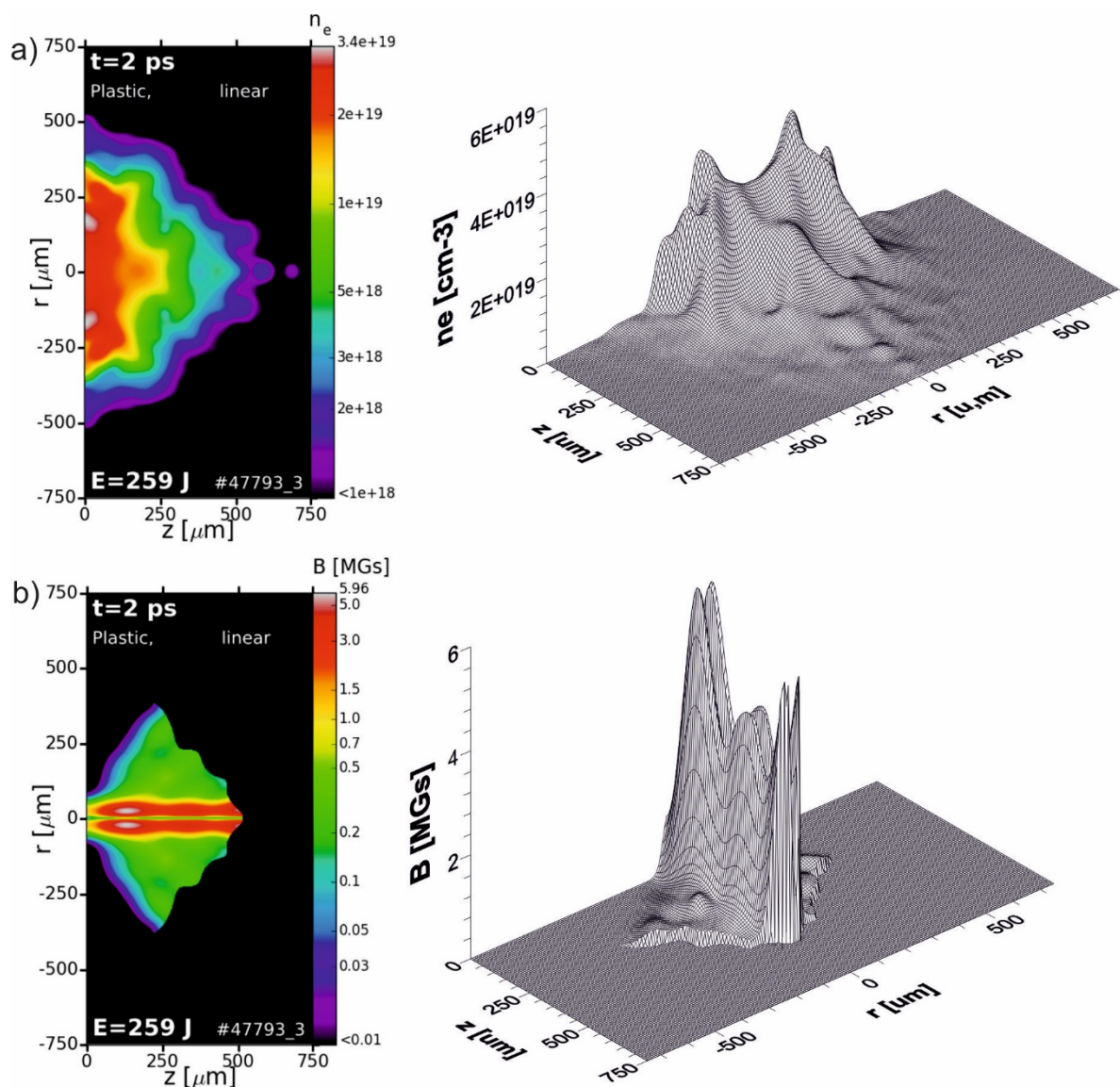
Rys. 6 Wyniki analizy amplitudowo-fazowej interferogramu kompleksowego: a)-interferogram kompleksowy ilustrujący ekspansję plazmy wytworzonej przy oddziaływaniu 1-harmonicznej lasera jodowego PALS z płaską tarczą z plastiku, b) jego widmo, c) rozkład kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji, d) rozkład unormowanego kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji oraz e) rozkład fazy

Obliczone na ich podstawie rozkłady gęstości koncentracji i pola magnetycznego przedstawione są na rys. 7.

Wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów

Schemat optyczny 14-kanałowego spektrometru magnetycznego, konstrukcja indywidualnego modułu dipola magnetycznego oraz widok zainstalowanego spektrometru na eksperymencie PALS przedstawia rys. 8. Każdy moduł składa się ze stałego magnesu neodymowego, magnetycznie miękkich nierdzewnych biegunów i osłony ołowianej z otworem do kolimacji elektronów. W zależności od indukcji pola magnetycznego magnesu, konstrukcja modułu umożliwia pomiar energii elektronów w zakresie: 30 keV-1 MeV w przypadku słabszych magnesów (o indukcji 0.06 T) oraz w zakresie: 0.1-10 MeV dla magnesów o indukcji 0.2 T.

Indywidualne moduły dipolowe można zorientować w taki sposób, że mogą pokrywać wybrany zakres kątów emisji elektronów w zależności od ich liczby. W przypadku modułów umieszczonych w odległości 300 mm od tarczy, ich konstrukcja (wymiary) umożliwiają osiągnięcie rozdzielczości kątowej 4 stopni. Dla tej rozdzielczości kątowej (w przypadku użycia 14 modułów dipolowych) spektrometr pokrywa zakres kątów około 60 stopni. Elektrony są rejestrowane za pomocą płytek obrazowych (tzw. *image plate*), które zostały wybrane zamiast ekranu fosforowego lub kamer CCD ze względu na wysokie zakłócenia impulsami elektromagnетыcznymi (EMP) generowanymi przy oddziaływaniu lasera z tarczą.



Rys. 7 Rozkłady koncentracji i pola magnetycznego obliczone na podstawie analizy amplitudowo fazowej interferogramu kompleksowego z rys. 6a.

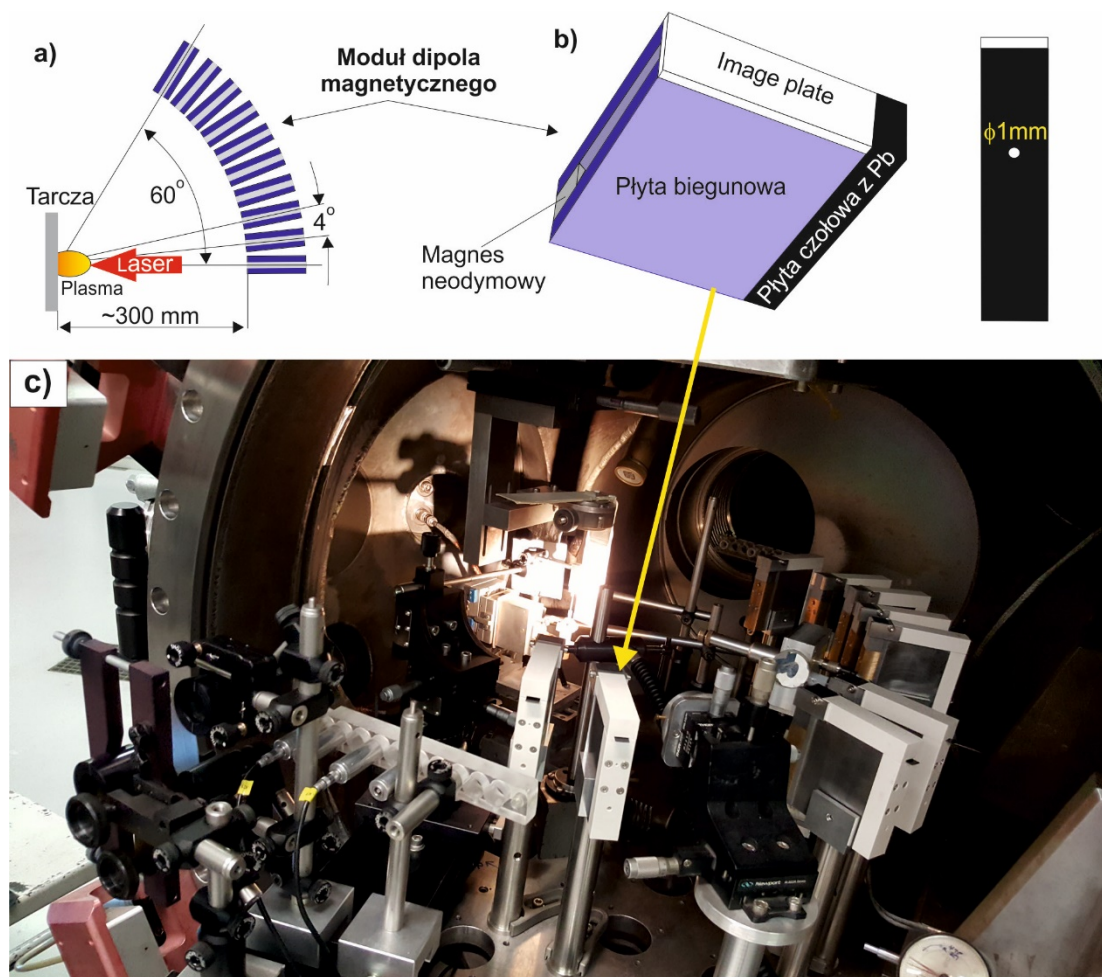
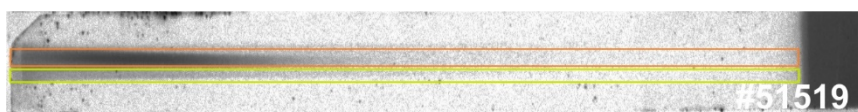


Fig. 8 Wielokanałowy magnetyczny spektrometr elektronów: a) rozmieszczenie matrycy modułów dipola magnetycznego w komorze eksperymentalnej, b) konstrukcja modułu oraz c) widok zainstalowanego spektrometru na eksperymencie PALS

Metodologia ilościowej analizy spektrogramów

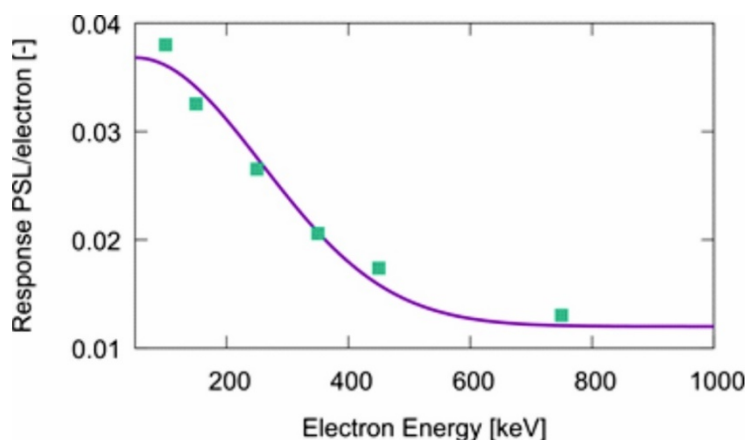
Aby uzyskać informacje o parametrach emisji elektronów - ich energii i populacji w poszczególnych kanałach spektrometru, opracowana została metodologia ilościowej analizy widm zarejestrowanych na płytach obrazowych, której wiarygodność w decydującym stopniu zależy od kalibracji każdego z modułów (dipoli magnetycznych) spektrometru. Zadanie to realizowane jest we współpracy z Instytutem Fizyki Plazmy AN CzR. Prototypowe moduły indywidualnych dipoli magnetycznych (w dwóch wersjach: słabszej i silniejszej) kalibrowane były na akceleratorze elektronów w Instytucie Fizyki Jądrowej w Pradze.

W każdym z kanałów spektrometru sygnały elektronowe rejestrowane były za pomocą płyt obrazowych typu BAS-SR. Pierwszym krokiem ilościowej analizy spektrogramów było skanowanie płyt obrazowych za pomocą skanera typu Fujifilm BAS-1800 II, w celu uzyskania informacji o sygnale użytecznym i danych tła będących podstawą dalszej analizy pozwalającej, uzyskać informacje o rzeczywistej liczby elektronów padających na płytkę obrazową, rys. 9.



Rys. 9: Skanowanie płyty obrazowej: ślad sygnału (pomarańczowy) i tła (zielony)

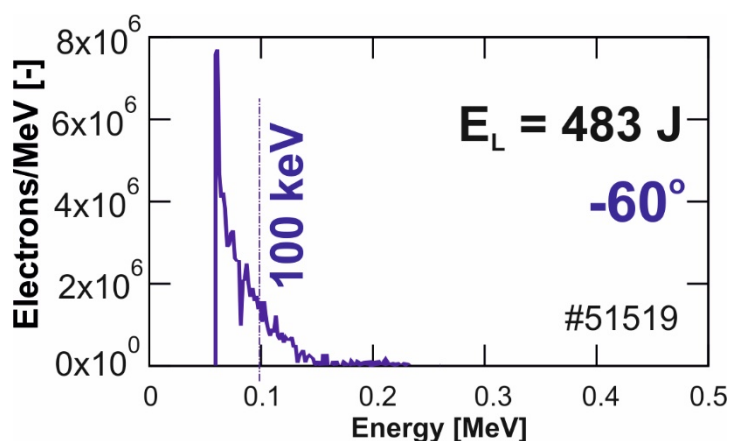
Położenie krzywej kalibracyjnej, rys. 10, na płycie obrazowej w stosunku do energii padających elektronów wyznaczono poprzez odwzorowanie pola magnetycznego w szczelinie spektrometru biorąc pod uwagę ścieżką numeryczną elektronów wyznaczoną za pomocą oprogramowania SIMION.



Rys. 10 Krzywa kalibracji

Energia elektronu w zależności od położenia, „x” na płycie obrazowej wyznaczana była na podstawie wyrażenia:

$$E(x) = (0.4998x^2 - 7.1465x + 80.034) \quad (5)$$



Rys. 11 Widmo energii elektronów otrzymane na podstawie spektrogramu z rys. 9.

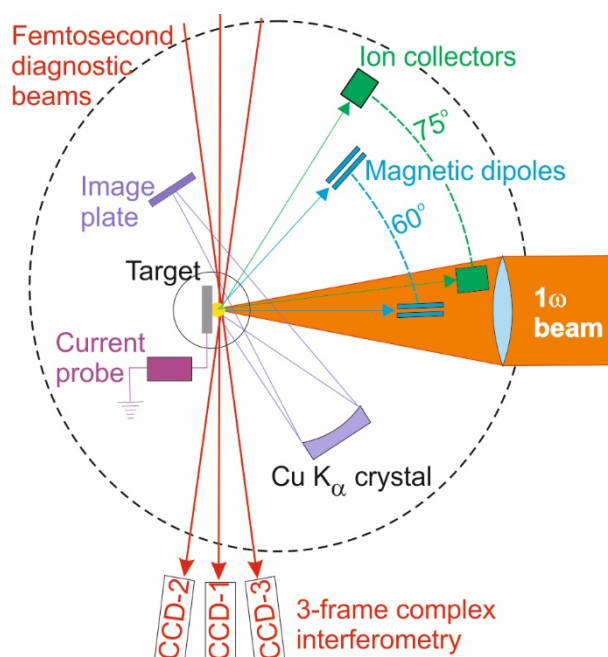
Używając krzywej kalibracji, rys.8, wartości sygnału na płycie obrazowej są konwertowane na liczbę elektronów, które zostały wykryte przy danej rozdzielczości skanowanej płytki obrazowej. Krzywa kalibracji aproksymowana jest krzywą Gaussa. Przy takim przybliżeniu uzyskujemy informację o liczbie elektronów na każdym próbkowanym punkcie widma elektronowego. Otrzymane widmo energii na podstawie spektrogramu z rys. 9, przedstawione jest na rys. 11.

2.1.2 Zastosowanie zbudowanej aparatury diagnostycznej w badaniach plazmy ablacyjnej na eksperymencie PALS

Zbudowanie diagnostyki i opracowane metodologie pomiaru zostały zastosowane razem z innymi diagnostykami spektroskopowymi i jonowymi dostępnymi na eksperymencie PALS do badania strumieni plazmowych wytwarzanych przy oddziaływaniu promieniowania 1-harmonicznego lasera jodowego PALS z tarczami o różnej konstrukcji, istotnych z punktu widzenia różnych zastosowań. Stosowane były: A) płaskie tarcze masywne jednowarstwowe z

Cu i Al. i dwuwarstwowe składające się z masywnej części z Cu pokrytej cienką warstwą z plastiku, oraz **B)** tarcze o konstrukcji ślimakowej typu „snail”.

W badaniach oprócz 3-kadrowej kompleksowej interferometrii oraz wielokanałowego spektrometru wykorzystywane były inne diagnostyki spektroskopowe i jonowe dostępne na PALS, a mianowicie: pomiary szybkich elektronów za pomocą 2D zobrazowania emisji linii $k\alpha$ z Cu, pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej oraz pomiary rozkładów kątowych jonów za pomocą kolektorów siatkowych. Schemat układu eksperymentalnego ilustrujący lokalizację wszystkich diagnostyk w eksperymencie, przedstawia rys. 12.



Rys. 12 Rozmieszczenie diagnostyk na eksperymencie PALS.

A) Pomiary spontanicznych pól magnetycznych oraz emisji elektronów i jonów w plazmie laserowej generowanej z płaskich tarcz

Przedmiotem badań była plazma ablacyjna wytwarzana przy oddziaływaniu 1-harmonicznej laser jodowego PALS ($\lambda=1315$ nm, $t=350$ ps) o energii w zakresie: 250 – 700 J z płaskimi masywnymi tarczami wykonanymi z Cu i Al. Stosowane były również tarcze dwu-warstwowe składające się masywnej części z Cu pokrytej cienką warstwą z plastiku o różnych grubościach. Podstawowa opcją tych badań są eksperymenty wykonane dla wiązki laserowej spolaryzowanej liniowo przy maksymalnej intensywności (powyżej 10^{16} W/cm²) uzyskiwanej przy zogniskowaniu wiązki laserowej do minimalnego promienia.

Celem eksperymentów było poznanie korelacji SPM z emisją elektronów i jonów i ich wpływu na procesy absorpcji promieniowania laserowego w plazmie ablacyjnej odpowiedzialne za transport energii z udziałem szybkich elektronów, mających znaczenie dla realizacji rozważanych obecnie koncepcji zapłonu termojądrowego (*shock i fast ignition*).

Aby uzyskać informacje o przestrzenno-czasowych rozkładach SPM prowadzone były pomiary za pomocą w/w 3-kadrowego układu do interferometrii kompleksowej. Rejestrowane były

sekwencje interferogramów kompleksowych w różnych charakterystycznych fazach ekspansji plazmy. Przykładowe sekwencje kompleksowych interferogramów uzyskanych w eksperymencie pokazane są na rys. 13. Rys. 13a pokazuje ekspansję plazmy w przypadku plazmy ablacyjnej generowanej z tarcz z Cu, natomiast na rys. 13b, pokazane są interferogramy w przypadku tarcz z Al.

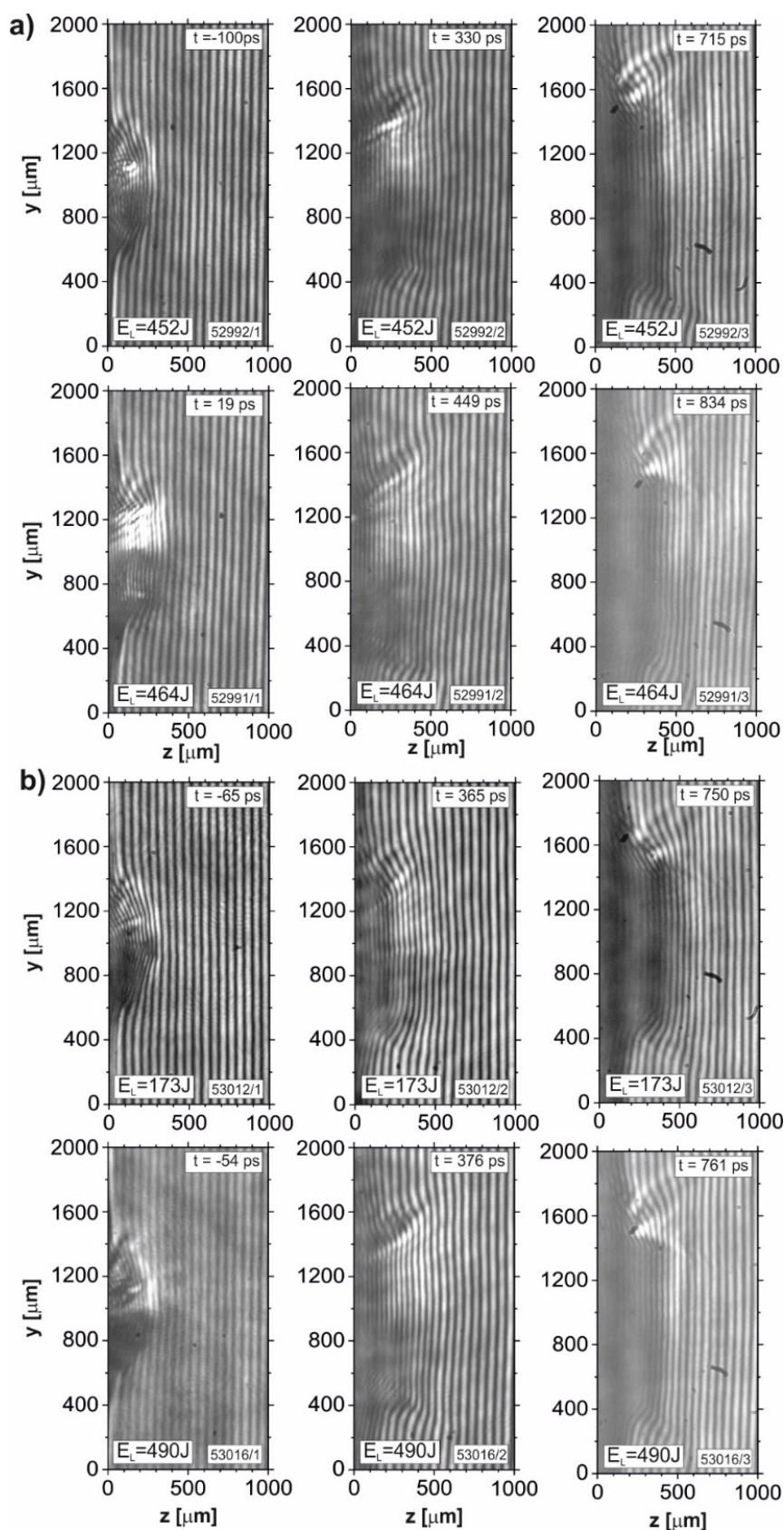
Pomiary parametrów emisji elektronów realizowane były za pomocą (i) wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronowego, który umożliwiał uzyskanie widm energii elektronów emitowanych pod różnym kątem od tarczy w stosunku do kierunku wiązki laserowej. Uzyskane wyniki są obecnie przedmiotem ilościowych analiz za pomocą opracowanej metodologii. Przykładowe widma energii elektronów emitowanych z plazmy ablacyjnej w przypadku tarczy z Cu zarejestrowane pod różnymi kątami w kierunku od tarczy przedstawione są na rys. 15, odpowiadające sekwencji interferogramów z rys. 13a (shot 52992).

Jak wynika z rys. 15 liczba elektronów emitowanych w kierunku od tarczy, wyraźnie rośnie wraz ze zmniejszeniem ich energii. Największa populacja elektronów ma energię poniżej 100 keV. Należy przede wszystkim również zauważyć, że elektrony o największych energiach generowane są pod małymi kątami, i mogą osiągać energie nawet kilkaset keV lub więcej. To potwierdza, że elektrony o tak znacznych energiach (odpowiadającym prędkościom relatywistycznym), zlokalizowane są w obszarze w pobliżu osi, i mogą być generowane w wyniku bezzderzeniowych procesów absorpcji promieniowania laserowego w plazmie ablacyjnej z których najbardziej prawdopodobne to absorpcja rezonansowa oraz niestabilności parametryczne.

Uzyskane widma energii elektronów były kluczowe, aby poznać wpływ liczby atomowej tarczy na parametry emisji elektronów. Szczegółowe porównanie parametrów emisji elektronów z plazmy ablacyjnej generowanej z tarcz z Cu z parametrami emisji elektronów generowanych w przypadku tarcz Al, przedstawia rys. 16. Z porównania wynika, że przypadku tarczy z Cu emisja elektronów jest bardziej ukierunkowana w stosunku do emisji z tarcz Al. W przypadku tarczy z Al, większa liczba elektronów rejestrowana jest pod większymi kątami. Z Al. Taki rozkład liczby elektronów dla tarczy z Al, wydaje się uzasadniony, jeżeli weźmiemy pod uwagę dominowanie sferycznego charakteru ekspansji, wymuszanego plazmą kreowaną z materiału tarczy o małej liczbie atomowej.

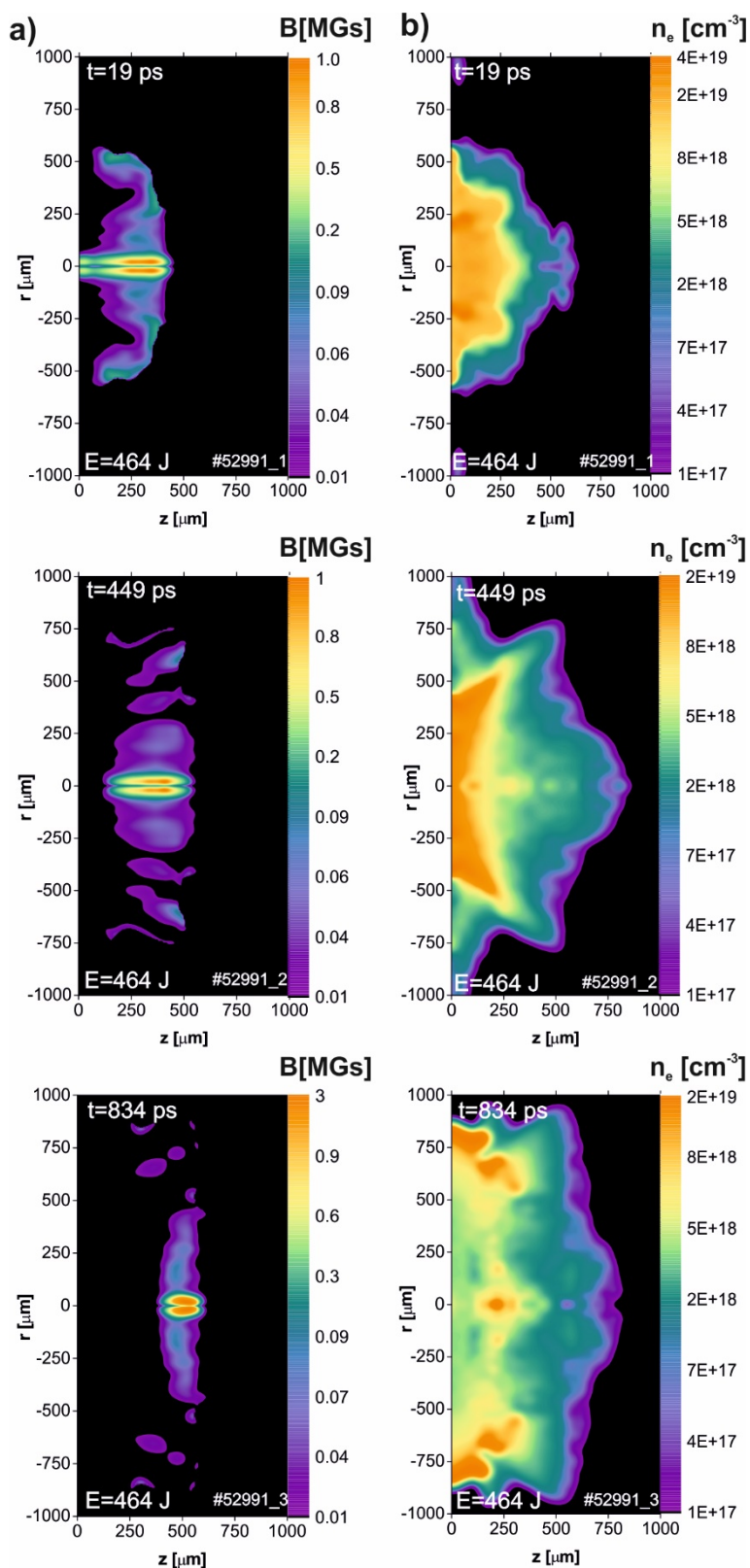
Istotnym uzupełnieniem wielo-kanałowych pomiarów widm energii elektronów emitowanych w kierunku od tarczy były pomiary spektroskopowe w zakresie rentgenowskim za pomocą spektroskopu ze sferycznie wygiętym kryształem kwarcowym typu (211), który umożliwiał 2D zobrazowania emisji linii K_{α} z Cu, rys. 17, w celu uzyskania informacji o populacji i energii szybkich elektronów emitowanych w kierunku do tarczy. Aby uzyskać informacje o energii elektronów stosowane były płaskie tarcze masywne z Cu pokryte cienką folią z plastiku o różnych grubościach (jak na rys. 17).

Uzyskane wyniki pomiarów są obecnie przedmiotem ilościowych analiz w celu uzyskania informacji o liczbie fotonów generowanych w wyniku oddziaływania szybkich elektronów z tarczą z Cu, a następnie do określenia bezwzględnej liczby elektronów oraz ich energii. Dotychczasowa ilościowa analiza kilku strzałów (zob. tabela na rys. 17) pokazuje, że konwersja promieniowania laserowego w energię szybkich elektronów osiąga wartość około 3%, co jest wynikiem bardzo obiecującym i pokazuje pewne możliwości realizacji koncepcji *shock ignition* wykorzystując promieniowanie o większej długości fali, niż trzecia harmoniczna lasera Nd.

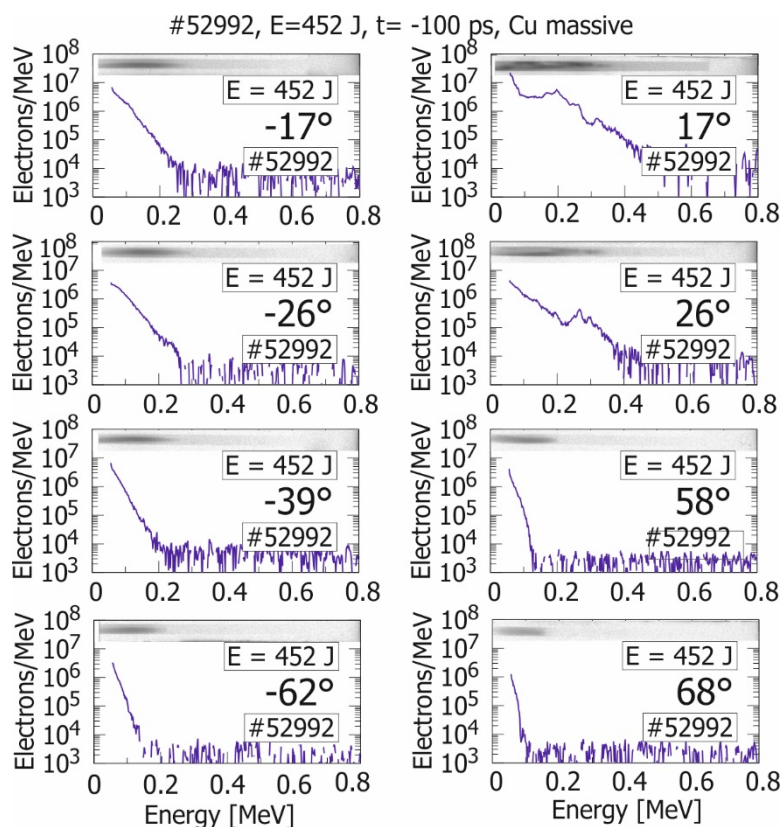


Rys. 13 Sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące ekspansję plazmy ablacyjnej w przypadku oddziaływania 1-harmonicznego lasera jodowego PALS z płaskimi masywnymi tarczami: a) z Cu oraz b) z Al.

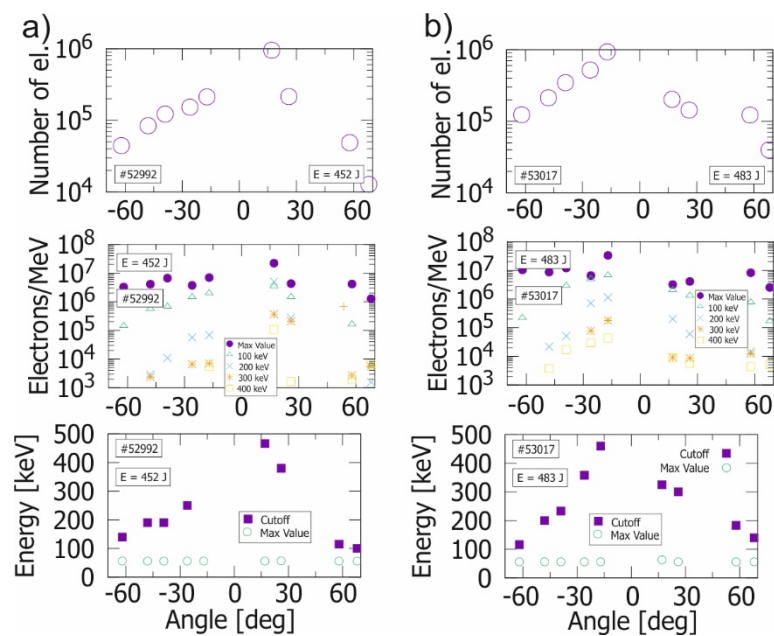
Rozkłady SPM oraz koncentracji elektronowej obliczone na podstawie interferogramów kompleksowych z rys. 13a (shot 52991) przedstawia rys. 14.



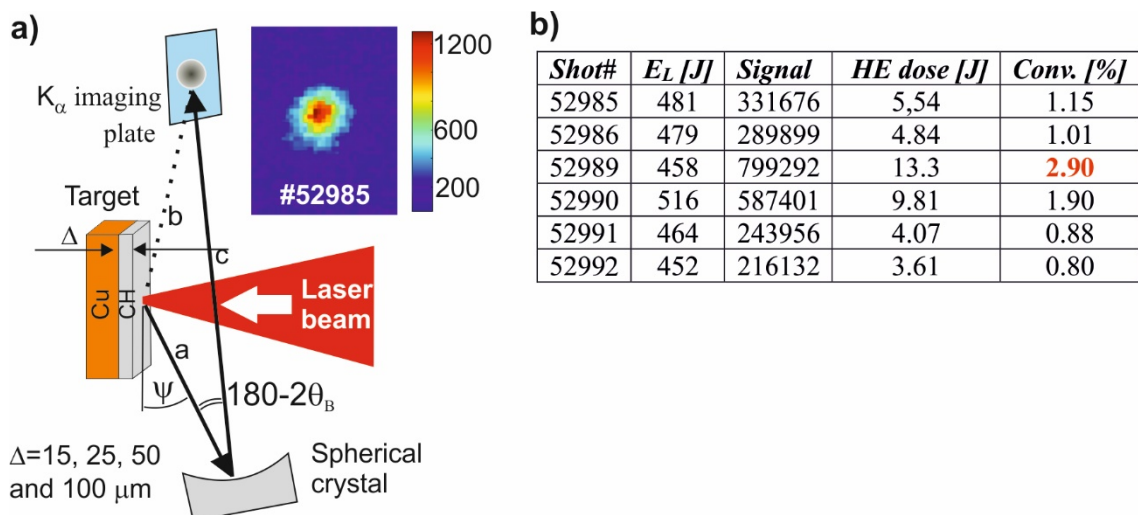
Rys. 14 Rozkłady SPM (a) oraz koncentracji elektronowej (b) ilustrujące ekspansję plazmy ablacyjnej j z Cu obliczone na podstawie sekwencji interferogramów kompleksowych z rys. 13a. (shot 52991)



Rys. 15 Widma energii elektronów uzyskane na podstawie pomiarów za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów w przypadku tarcz z Cu

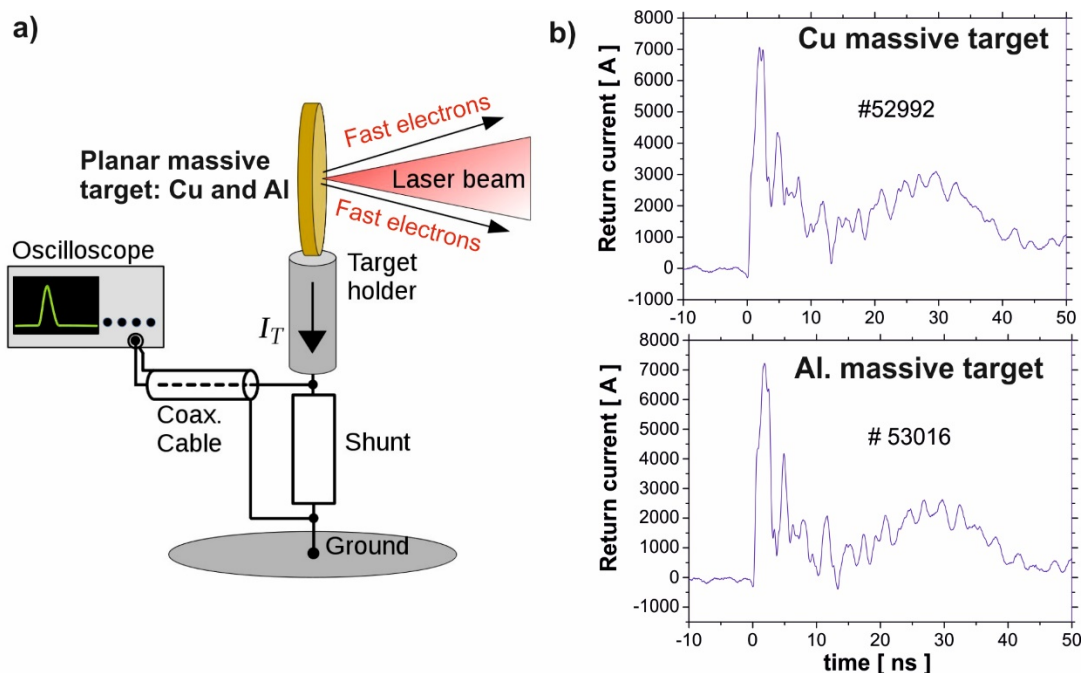


Rys. 16 Porównanie parametrów emisji elektronów z plazmy kreowanej z tarczy Cu (a) z emisją z plazmy w przypadku tarczy z Al (b).



Rys. 17 Układ spektroskopowy do 2D zobrazowania emisji szybkich elektronów (a) oraz przykładowe wyniki pomiarów (b)

Szczególnie ważną diagnostyką były pomiary za pomocą sondy prądowej, które rejestrowały prąd zwrotny związany z emisją elektronów w kierunku od tarczy, rejestrowanych za pomocą wielokanałowego spektrometru magnetycznego, rys. 18. Rys. 18a przedstawia schemat elektryczny obwodu i wyjaśnia ideę pomiaru, natomiast na rys. 18 b pokazane są oscylogramy sygnałów prądu zwrotnego zarejestrowane w przypadku płaskiej tarczy masywnej z Cu oraz Al., dla strzałów z rys. 13 (shot 52992-Cu oraz shot 53016-Al) .



Rys. 18 Schemat elektryczny obwodu do pomiaru prądu zwrotnego (a) oraz zarejestrowane oscylogramy prądu zwrotnego (b) w przypadku oświetlenia tarcz z Cu i Al promieniowaniem laserowym 1-harmonicznej lasera jodowego PALS.

Jak wynika z rys. 18b, zarejestrowane oscylogramy prądu zwrotnego są podobne w obu przypadkach tarcz. Maksymalne amplitudy prądu zwrotnego są na tym samym poziomie i wynoszą około 7 kA, dla obu rodzajów tarcz. Różnice dotyczą charakteru przebiegów

czasowych sygnałów prądowego, których ocena będzie możliwa dopiero po dokonaniu konwersji tych sygnałów do dziedziny częstotliwości poprzez transformatę Fouriera.

Istotnym uzupełnieniem zestawu diagnostycznego w badaniach plazmy ablacyjnej generowanej z masywnych tarcz płaskich, były pomiary jonowe za pomocą układu kolektorów siatkowych, które były prowadzone w celu uzyskania informacji o rozkładach kątowych jonów, a na ich podstawie o parametrach plazmy ablacyjnej (np. średniej temperatury elektronowej).

Przedstawione w skrócie, uzyskane wyniki kompleksowych badań plazmy ablacyjnej generowanej z płaskich tarcz Cu oraz Al są obecnie przedmiotem ilościowych analiz grup diagnostycznych uczestniczących w eksperymentach.

Uzyskane informacje o:

- rozkładach gęstości prądu związanego z przepływem elektronów w plazmie ablacyjnej na podstawie pomiaru SPM,
- rozkładach energii zdeponowanej w SPM,
- rozkładach kątowych widm energii elektronów generowanych w kierunku od tarczy z pomiarów na podstawie wielokanałowych pomiarów z pomocą magnetycznego spektrografu ,
- prądzie zwrotnym związanym z emisją elektronów w kierunku od tarczy mierzonym za pomocą sondy prądowej,
- populacji szybkich elektronów i ich energii (generowanych w kierunku do tarczy) na podstawie pomiarów spektroskopowych z 2D zobrazowaniem emisji linii $K\alpha$ z Cu, a także
- parametrach emisji jonów podstawie pomiarów za pomocą układu kolektorów siatkowych

będą podstawą do formułowania wniosków odnośnie osiągnięcia w/w celu badań i opracowania materiału naukowego do opublikowania.

B) Badanie procesu formowania namagnetyzowanej plazmy za pomocą tarcz o spiralnej konstrukcji ślimakowej -typu snail

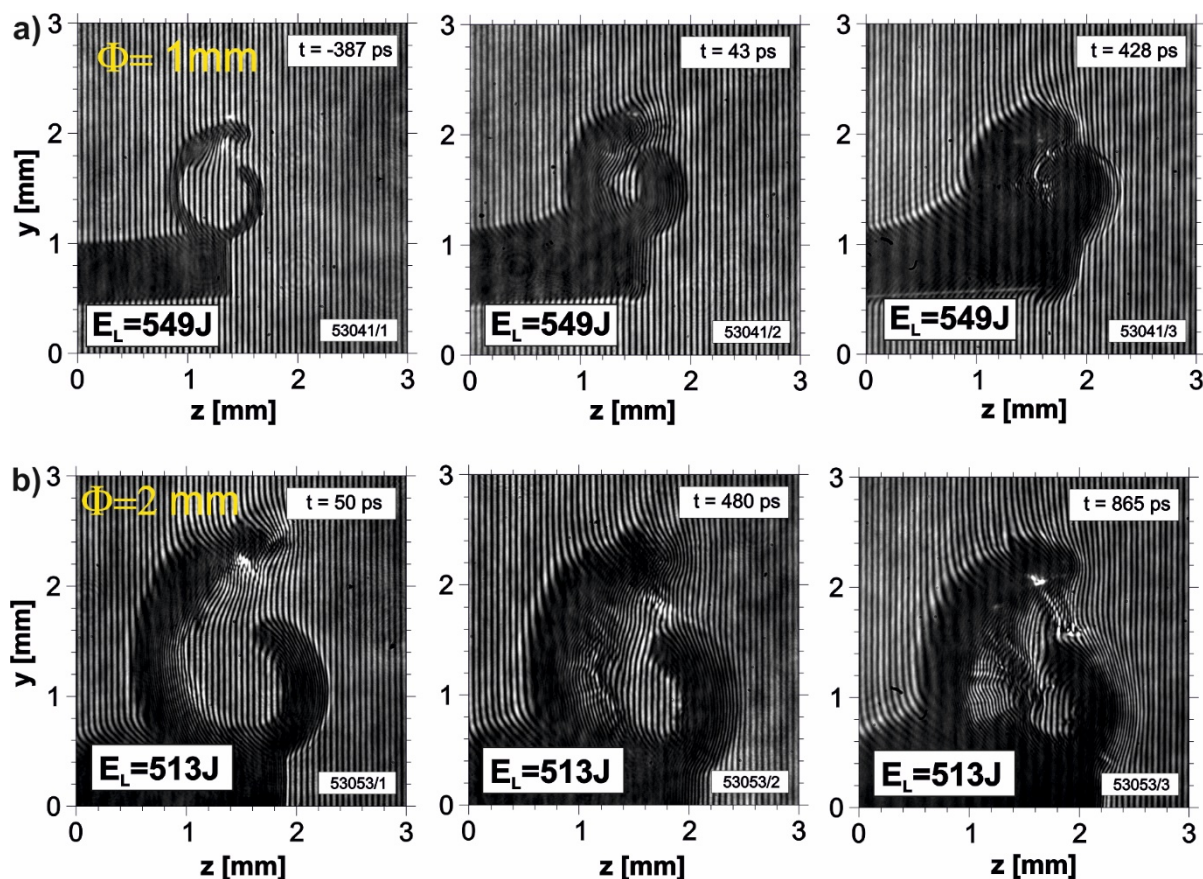
Z wykorzystaniem 3-kadrowej kompleksowej interferometrii, kontynuowane były badania procesu wytwarzania namagnesowanych strumieni plazmowych w tarczach o ślimakowej konstrukcji (typu „*snail*”) rozpoczęte w ramach poprzedniego projektu LaserLab. W badaniach wykorzystywany był zestaw diagnostyczny rozszerzony o pomiary za pomocą 4-kadrowej rentgenowskiej, co umożliwiło na wizualizację procesu formowania plazmy w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego. Schemat eksperymentu ilustrujący sposób oświetlania tarczy ślimakowej oraz rozmieszczenie diagnostyk przedstawiony jest na rys. 19.

Dzięki opracowaniu metodologii analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych (przedstawionej w poprzedniej części raportu), zostały obliczone rozkłady pól magnetycznych kreowanych w wyniku radialnej implozji plazmy formowanej wzdłuż powierzchni tarczy ślimakowej. Przykładowe wyniki badań przedstawione są na rys. 20.

Uzyskane przestrzenno-czasowe rozkłady pól magnetycznych i koncentracji i skorelowane z nimi rozkłady koncentracji elektronowej definitywnie potwierdziły ideę formowania namagnetyzowanej plazmy za pomocą tarcz ślimakowych i są w dużej zgodności z przewidywaniami teoretycznymi.

ich oświetlania odnoszących się, zarówno do energii lasera jaki sposobu zogniskowania wiązki laserowej na tarczy ślimakowej na parametry formowanych strumieni (pole magnetyczne, koncentracja elektronowa).

Przykładowe trójkadrowe sekwencje interferogramów kompleksowych pokazujące proces formowania namagnetyzowanego strumienia plazmy dla tarcz o różnych średnicach przedstawia rys. 18.



Rys. 21 Porównanie procesów formowania namagnetyzowanych strumieni plazmowych dla dwóch wymiarów tarcz ślimakowych: a) o średnicy 1 mm oraz b) o średnicy 2 mm.

Zgodnie z oczekiwaniami, w przypadku tarczy o mniejszej średnicy (rys. 21a) proces radialnej implozji plazmy kreowanej wzdłuż powierzchni tarczy ślimakowej rozpoczyna się dużo wcześniej niż dla tarczy o większej średnicy. Bardziej szczegółowe porównanie będzie możliwe dopiero po ilościowej analizie interferogramów kompleksowych na podstawie obliczonych rozkładów pola magnetycznego i koncentracji elektronowej, biorąc pod uwagę różne opcje oświetlenia tarcz promieniowaniem laserowym, a mianowicie energię, sposób zogniskowania na tarczy oraz polaryzację wiązki laserowej.

Podsumowanie

Uzyskany materiał wymaga wszechstronnej i pracochłonnej ilościowej analizy przez grupy uczestniczące w eksperymentach. W szczególności dotyczy to kompleksowej interferometrii, wyników badań spektroskopowych uzyskanych za pomocą wielokanałowego spektrometru oraz spektroskopu rentgenowskiego do 2D zobrazowania emisji szybkich elektronów. Ponadto, oferowane jest wsparcie teoretyczne uzyskanych wyników badań przez grupy teoretyczne z Instytutu Fizycznego im. Lebedeva (FIAN) oraz z Narodowego Ośrodka Badań Jądrowych (NRNU MEPhI) w Moskwie.

3 Projekty Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej

3.1 Zastosowanie generatora plazmy typu *plasma focus* (PF) w badaniach materiałowych dla inercyjnej fuzji jądrowej oraz innych zastosowań

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

Plan na 2018 rok przewidywał:

1. Przeprowadzenie szeregu eksperymentów, w których generator strumieni plazmy PF-6 wykorzystany zostanie do naświetlania materiałów uważanych za perspektywiczne przy budowie komory reaktora fuzyjnego, bazującego na koncepcji utrzymania bezwładnościowego (*inertial confinement*), oraz przeprowadzenie badań analitycznych zmian (destrukcji) powierzchni materiałów powstałych w wyniku naświetlenia.
2. Udział zespołu IFPiLM w badaniach porównawczych prowadzonych dla identycznych próbek materiałów poddawanych obciążeniom termicznym w różnych ośrodkach naukowych biorących udział w programie CRP (tzw. round robin tests).
3. Prowadzenie badań podstawowych procesu oddziaływania strumieni plazmy z powierzchniami różnych materiałów oraz dla różnych reżimów naświetlania (nanosekundowych i milisekundowych) z wykorzystaniem nowoczesnego kompleksu diagnostycznego laboratorium Plasma-Focus IFPiLM.
4. Kontynuowanie prac związanych z zastosowaniami mobilnych generatorów typu *plasma focus* w technice i technologii oraz rozwój potencjału badawczego laboratorium PF.

Ad 1.

W 2018 roku kontynuowano testy odporności na oddziaływanie strumieni plazmy oraz wiązek jonów powierzchni materiałów takich jak wolfram o wysokiej dyspersji oraz jego stopy (otrzymywane za pomocą różnych technologii i stąd różniące się własnościami) a także wanad oraz jego stopy, wykazujące dobre własności mechaniczne oraz słabo aktywujące się neutronami o widmie odpowiadającym reaktorom fuzyjnym działającym z mieszanina DT.

Wolfram ($Z = 74$, $A = 183, 84$ u, $T_{melt} = 3695$ K (3422 °C)) - próbki wolframu wykonane metodą spiekania z proszku a następnie dwukrotnie kute w wysokiej temperaturze (*double forged*) w celu uzyskania dużej jednorodności ziaren, dostarczone zostały przez International Research Center Juelich oraz przez IAEA do kilku uczestników programu w celu przeprowadzenia round-robin tests. Wszystkie otrzymane próbki miały wymiar 1.2×1.2 cm² oraz grubość 5 mm. Próbki naświetlane były w generatorach plazmy PF-6 oraz PF-1000U (Tabela 1.).

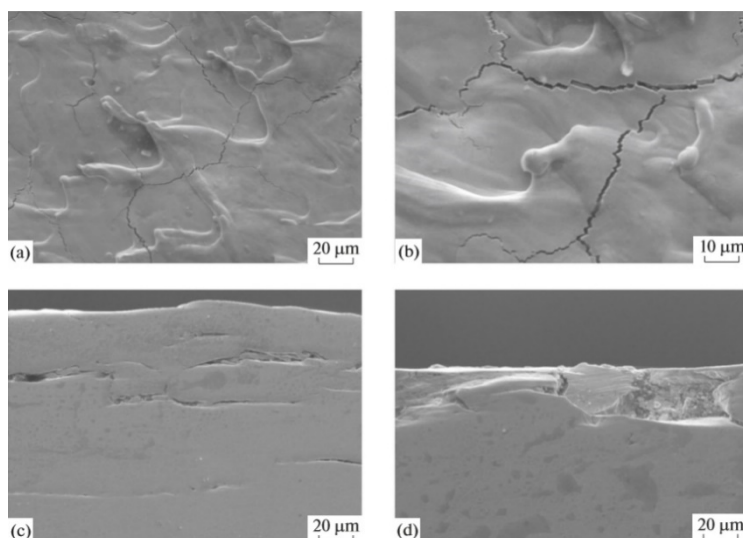
Tabela 1. Reżimy naświetlania próbek wolframu i generatorach PF-6 oraz PF-1000U

Generator Plazmy	Reżimy naświetlenia	Wartość
PF-6	Gęstość plazmy deuterowej, Prędkość strumienia plazmy,	n_{pl} , cm ⁻³ 10^{18} – 10^{19} V_{pl} , cm/s $\leq 3 \times 10^7$

	Strumień mocy strumienia plazmy na powierzchni tarczy, Czas trwania napływu plazmy na powierzchnię, Czas trwania impulsu prędkich jonów, Odległość od powierzchni anody do próbki, Max. prąd wyładowania,	q_{pl} , W/cm ² 10 ⁹ –10 ¹⁰ τ_{pl} , ns 50 τ_{fi} , ns 10–50 mm 34 I , MA ≤ 0.3
PF-1000U	Gęstość plazmy deuterowej, Prędkość strumienia plazmy, Strumień mocy strumienia plazmy na powierzchni tarczy, Czas trwania napływu plazmy na powierzchnię, Czas trwania impulsu prędkich jonów, Odległość od powierzchni anody do próbki, Max. prąd wyładowania,	n_{pl} , cm ⁻³ 10 ¹⁸ –10 ¹⁹ V_{pl} , cm/s ≤ 3 × 10 ⁷ q_{pl} , W/cm ² 10 ⁹ –10 ¹⁰ τ_{pl} , ns 50 τ_{fi} , ns 10–50 mm 34 I , MA ≤ 2

Generator plazmy	Reżimy naświetlania	Wartość
<i>Plasma focus</i> PF-6	Gęstość plazmy deuterowej, Prędkość strumienia plazmy, Strumień mocy strumienia plazmy na powierzchni tarczy, Czas trwania napływu plazmy na powierzchnię, Gęstość mocy strumienia predkich jonów ($E_i \geq 100$ keV) na powierzchni tarczy, q_{fi} , W/cm ² Czas trwania impulsu prędkich jonów, τ_{fi} , ns Odległość od powierzchni anody do próbki, mm Max. prąd wyładowania, I , kA	n_{pl} , cm ⁻³ 10 ¹⁸ –10 ¹⁹ V_{pl} cm/s ≤ 3 × 10 ⁷ q_{pl} , W/cm ² 10 ¹¹ –10 ¹² –10 ¹¹ τ_{pl} , ns 50 10 ¹⁰ –10 ¹¹ 10–50 34 ≤ 340
<i>Plasma focus</i> PF-1000U	Gęstość plazmy deuterowej, n_{pl} , cm ⁻³ Prędkość strumienia plazmy, V_{pl} cm/s	10 ¹⁸ –10 ¹⁹ ≤ 3 × 10 ⁷

Strumień mocy strumienia plazmy na powierzchni tarczy, q_{pl} , W/cm ² ,	10 ⁹ –10 ¹⁰
Czas trwania napływu plazmy na powierzchnię, τ_{pl} , ns	50–100
Gęstość mocy strumienia prędkich jonów ($E_i \geq 100$ keV) na powierzchni tarczy, q_{fi} , W/cm ²	10 ¹¹ –10 ¹²
Czas trwania impulsu prędkich jonów, τ_{fi} , ns	10–50
Max. prąd wyładowania, I , MA	≤ 2.0
Odległość od powierzchni anody do próbki, mm	70



Rys. 1. Zdjęcia (SEM) naświetlonej powierzchni próbki wolframowej (a, b) oraz objętościowy charakter zmian obserwowany w przekroju próbki (c, d)

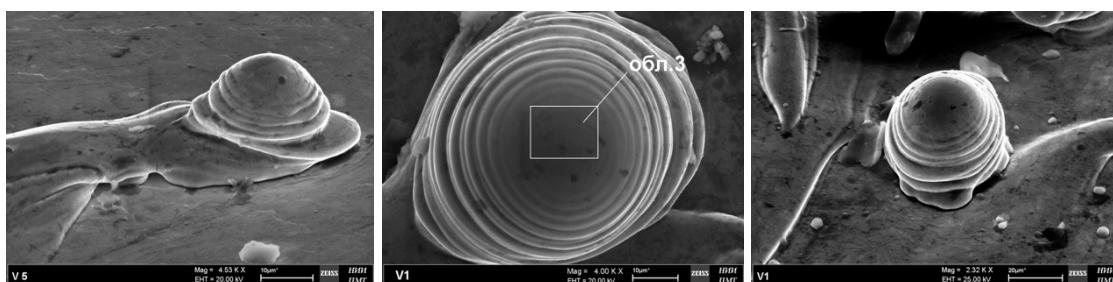
Tabela 2. Parametry naświetlania próbek wanadu w generatorze PF-6

No. próbki	Strefa (zależna od odległości próbka- anoda)	Nazwa próbki	Odległość od anody	Liczba wyładowań	Gęstość strumienia mocy (str. plazmy) q , W/cm ²	Gęstość strumienia mocy wiązki jonów, q , W/cm ²
1	I	V1	3,5	2	10 ¹⁰	10 ¹²
2		V4	8	1		
3		V5	8	2	10 ⁸ -10 ⁹	10 ¹⁰ -10 ¹¹
4		V6	8	4		
5		V7	8	8		

6		V2	13	2		
7		V3	13	4		
8	III	B7	13	1	10^7	10^8
9		B8	13	6		
10		B9	13	12		
11		V-II	13	21		

Naświetlane próbki wanadu miały wymiary 20 x 20 mm² oraz 13 x 13 mm², grubość 3 mm i wycinane były z rolowanej na zimno wstęgi (*grade BHMI*).

a) b) c



Rys. 2. Mikrostruktury powstałe na szczytach falowych nierówności (a,b), oraz kropla wanadu, która rekrystalizowała na powierzchni próbki (c).

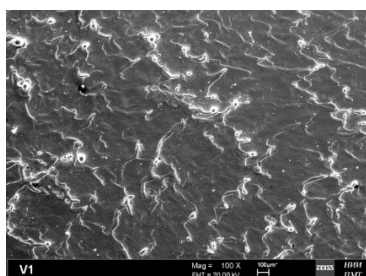
Naświetlone przez zespół IFPiLM próbki przesłane zostały do Instytutu Metalurgii i Badań Materiałowych RAS w Moskwie (uczestnika programu CRP) w celu przeprowadzenia analizy metalograficznej ich powierzchni. Analizy te prowadzone były z wykorzystaniem następującej aparatury: mikroskop optyczny NEOFIT-2, elektronowy mikroskop skaningowy LEO 430 (Japonia), X-ray Rybaki Ultima diffractometer (Japonia). Krawędzie próbek były szlifowane, polerowane oraz trawione w roztworze (1g of NaOH, 3.5g K₃Fe(CN)₆, 75 ml wody).

Ad 2.

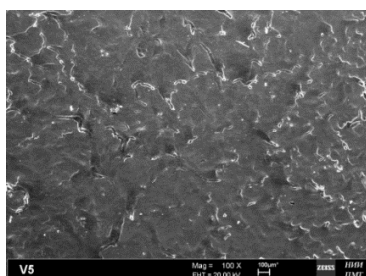
W 2018 roku zespół IFPiLM brał ponownie udział w badaniach porównawczych prowadzonych dla identycznych próbek materiałów poddawanych obciążeniom termicznym w różnych ośrodkach naukowych biorących udział w programie CRP (tzw. *round robin tests*). Ośrodkami tymi były:

- Instytutem Metalurgii i Badań Materiałowych im. Bajkowa w Moskwie,
- Instytutem Fizyki Plazmy Ukraińskiej Akademii Nauk w Charkowie,
- Wydziałem Matematyki i Nauk Przyrodniczych Uniwersytetu w Tallinie.

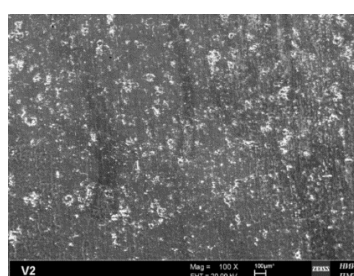
Strefa I

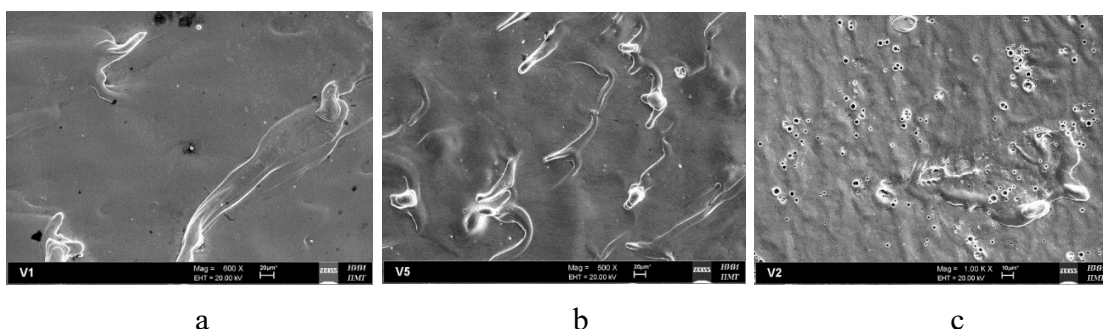


Strefa II



Strefa III





Rys.3. Mikrostruktury na powierzchni próbki wanadu naświetlonej dwoma impulsami w odległości cm od powierzchni anody 3.5 cm (a), 8cm (b) oraz 14 cm (c).

W 2018 roku w ramach *round robin tests* badane były własności stopów wolframu (próbki wyprodukowane zostały przez HC Starck Hermsdorf GmbH): (i) HPM1850 - W stop zawierający 1%Fe oraz 2%Ni; (ii) HPM1810 – W stop zawierający 1.5%Fe oraz 3.5%Ni, (iii) HPM1800 – W stop zawierający 1.5%Fe oraz 3.5%Ni. Próbkę miały grubość 5 mm, wymiary 12-15 mm i zostały wypolerowane jednostronnie.

Ad 3.

Poza tradycyjnymi testami polegającymi na naświetlaniu próbek różnych materiałów strumieniami plazmy oraz wiązkami prędkich jonów w generatorach typu Plasma-Focus i następnie określaniu stopnia destrukcji powierzchni materiałów oraz zmiany ich parametrów (pkt.1), prowadzone były także badania samego procesu oddziaływania. Badanie takie mogą być prowadzone w laboratorium Plasma Focus IFPiLM dzięki unikalnej aparaturze diagnostycznej, takiej jak wielokadrowy interferometr laserowy, ultra-szybka kamera rejestrująca obrazy w zakresie miękkiego promieniowania X ($\tau=2\text{ns}$), spektrometr promieniowania widzialnego z rozdzielczością czasową $\tau \sim 100\text{ns}$, kadrowa kamera w zakresie twardego promieniowania X ($\tau=5\text{ns}$).

Wykorzystując nowoczesną, wielokadrową kamerę wizyjną (z dodatkowym bramkowaniem elektrooptycznym) przeprowadzono badania procesu erozji powierzchni materiału tarczy oraz emisji mikro-kropli roztopionego materiału (metal) w wyniku oddziaływania strumienia plazmy oraz wiązek jonów. Kamera ta zbudowana została przez firmę ACS sp. z o.o. na zamówienie konsorcjum naukowo-przemysłowego „Badanie i rozwój technologii dla kontrolowanej fuzji termojądrowej”.

Do badań wykorzystano tarcze wykonane z wolframu (*double forged*) natomiast kamera ustawiona prostopadle do osi układu PF w odległości 50 cm wykonywała serie zdjęć obszaru przed tarczą wolframową (pole widzenia kamery przedstawia rys. 4a) czas trwania kadru wynosił 500 ns, odstęp między kadrami 143,5 us.

Silna erozja powierzchni tarczy obciążanej strumieniem plazmy i towarzyszący jej wylot fragmentów masy był obserwowany w kilku wyładowaniach. Wymiar przestrzenny, a w zasadzie wymiar, z którego obserwowano emisję fragmentów masy zawierał się w zakresie $0.1 \div 1 \text{ mm}$, a ich prędkość ruchu poziomego, od powierzchni tarczy wynosiła od kilku do kilkunastu m/s. Dla tego typu wyładowań emisja cząstek masowych z powierzchni tarczy zanika po ok. 10 ms od wyładowania *plasma focus*.

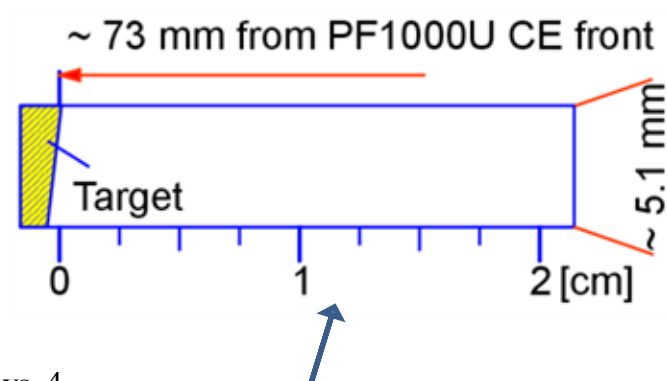
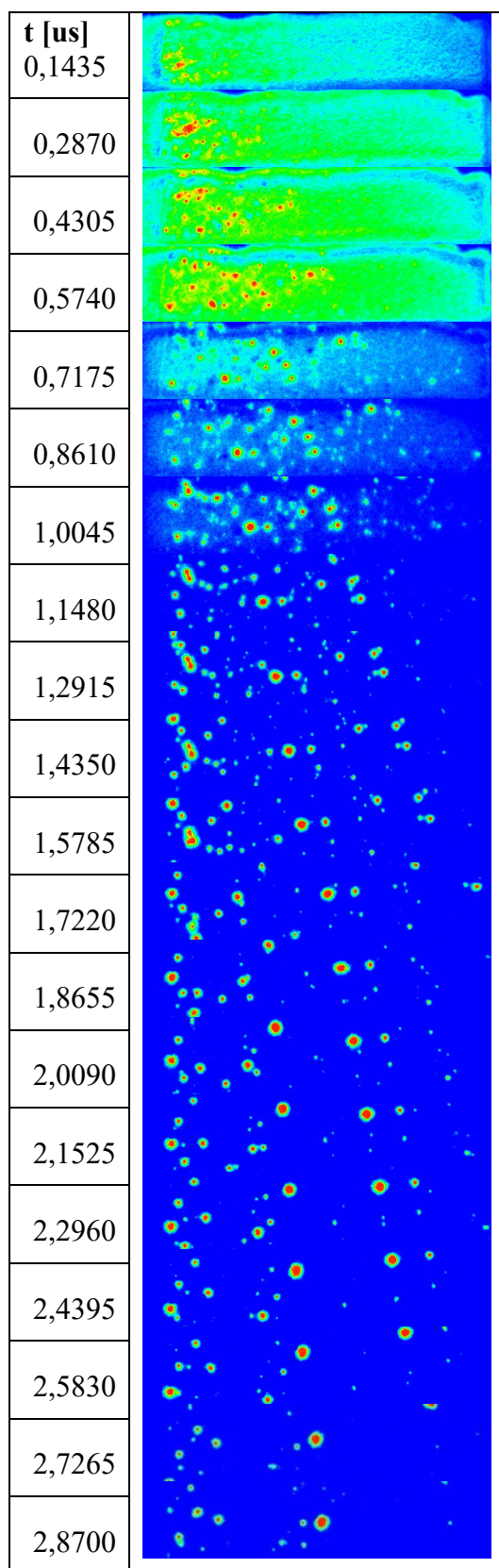
Zarejestrowano także wyładowania, w których erozja tarczy była znacznie słabsza lub w ogóle jej nie obserwowano. Jak dotąd nie znaleziono korelacji pomiędzy procesem erozji tarczy z jednej strony, a jakością wyładowania, związanej z emisją neutronów lub wartością prądu maksymalnego uzyskiwaną w danym strzale, z drugiej strony.

Ad 4.

W 2018 roku kontynuowano prace związane z zastosowaniami mobilnych generatorów typu *plasma focus* w technice i technologii. W tym zakresie prowadzono badania możliwości wykorzystania małych generatorów neutronów (typu PF-6) do określenia pola neutronowego wokół dużych urządzeń fuzyjnych, np. tokamaka JET. Idea ta polega na wprowadzeniu generatora neutronów do toroidalnej komory reaktora i wykonanie pomiarów parametrów pola neutronowego w różnych punktach wokół urządzenia. Zaletą generatorów typu PF-6 jest w tym wypadku bardzo krótki czas emisji neutronów, co pozwala na zbadanie czasowych zmian pola neutronowego. W 2018 kontynuowano eksperymenty (rozpoczęte w 2015 roku), w których głowica neutronowa generatora PF-6 wprowadzona została do dużej komory (3 m³) generatora PF-1000U.

Dotychczasowe badania oddziaływania strumieni plazmy oraz intensywnych wiązek jonów z powierzchniami różnych materiałów prowadzone były w temperaturze pokojowej (20-22°C). Przewiduje się, że w realnych warunkach ciągłej pracy reaktora fuzyjnego temperatura wewnętrznej powierzchni komory reaktora wynosiła będzie 500-600 °C, co w znaczący sposób zmieni zjawiska zachodzące w materiałach poddanych obciążeniom.

Aby umożliwić prowadzenie badań materiałowych w warunkach odpowiadających pracy reaktora, opracowano dwa warianty projektów układu pozwalającego na utrzymanie temperatury próbek wewnątrz komory układu PF w zakresie 500-600 °C (grzanie indukcyjne lub omowe) oraz ciągłe monitorowanie temperatury. Po przeprowadzeniu serii testów przeprowadzonych w specjalnej komorze próżniowej (elementy grzejące próbki pracować będą gazie o ciśnieniu 1-3 Torów) wybrany został wariant grzania indukcyjnego.



Rys. 4.

a) Pole widzenia kamery - obszar między powierzchnią anody i powierzchnią tarczy.



b) Sekwencja rejestrowanych obrazów ilustrujących trajektorie kropli wolframu wyrzucanych z powierzchni tarczy w wyniku oddziaływania strumienia plazmy.

c) Parametry wyładowania generatora plazmy PF- 1000U

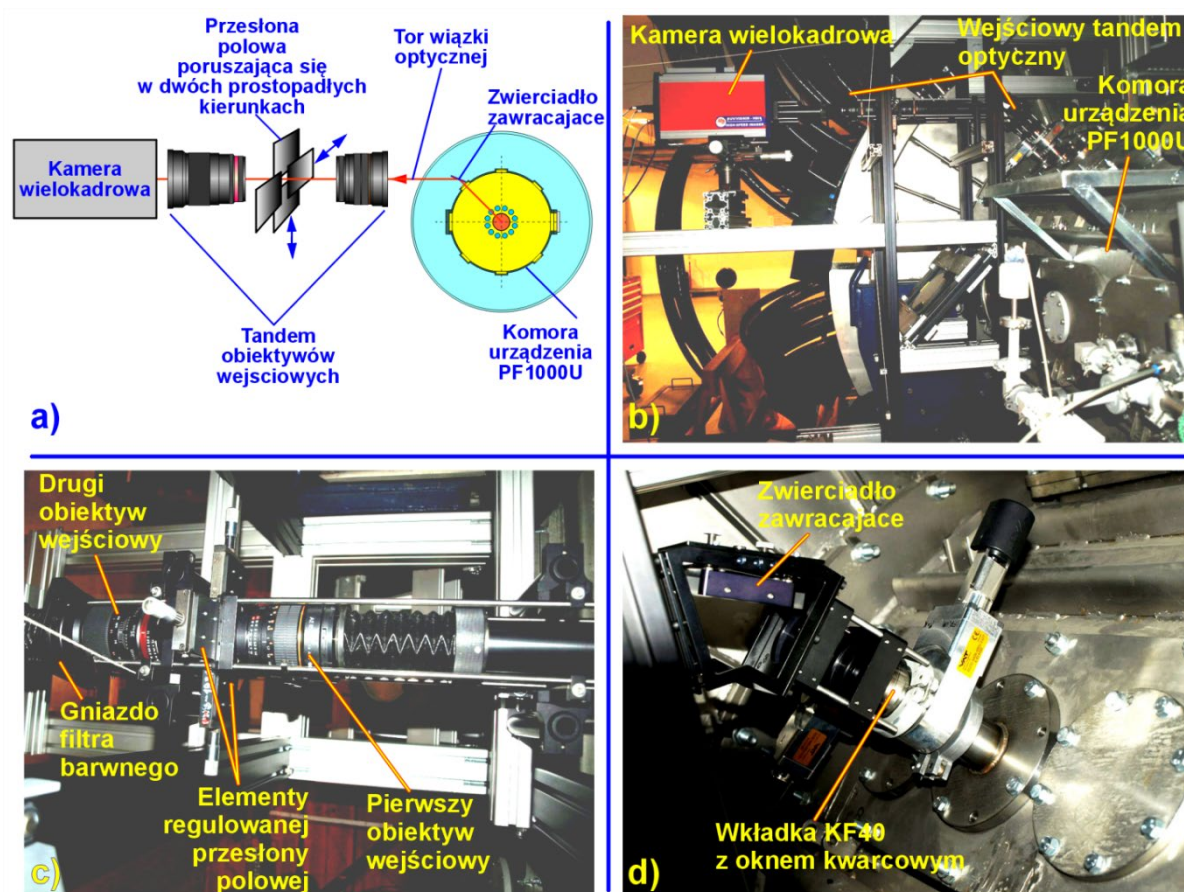
Napięcie ładowania baterii – 23 kV;

Ciśnienie deuter w komorze – 1.2 Torów;

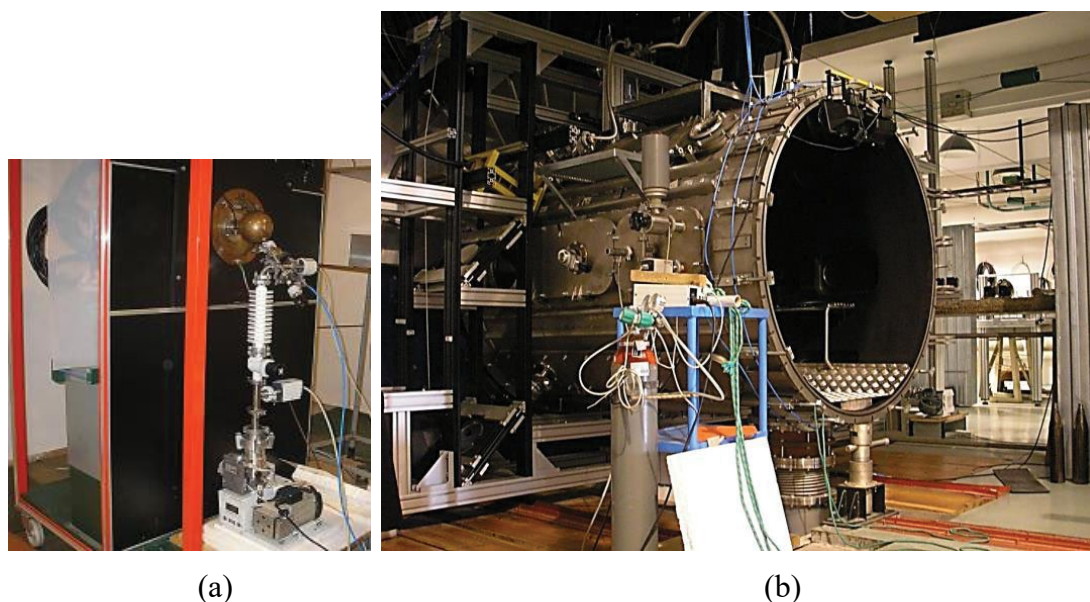
Rozdzielczość rejestracji - 576X128 pikseli;

Odstęp między kadrami – 143.5 μ s;

Czas trwania kadru – 500 ns;



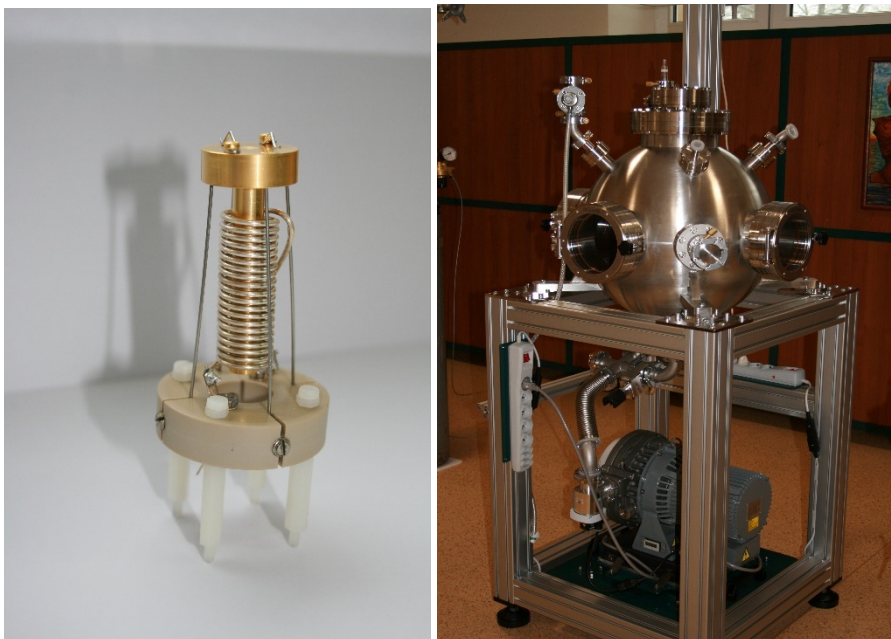
Rys. 5. Szybka kamera wizyjna zainstalowana na układzie PF-1000U



Rys. 6. Głowica generatora neutronów PF-6 (a) oraz komora generatora PF-1000U symulująca sekcję dużej komory urządzenia fuzyjnego (np. tokamaka)

a)

b)



Rys. 7. Układ podgrzewający tarczę do temperatury 500-600 stopni C (a), komora próżniowa w której testowano efektywność grzania tarcz, b).

Przeprowadzone testy finalnej konstrukcji wykazały konieczność szybszego odprowadzenia ciepła ze wspornika próbki, bez kontaktu wspornika z innymi elementami konstrukcji, ponieważ cały układ grzewczy pracował będzie w obszarze wysokich napięć, w pobliżu anody układu PF. Niezbędne chłodzenia konstrukcji oraz próbki uzyskano poprzez naniesienia na wspornik cienkiej warstwy złota.

4 Projekt Narodowego Centrum Nauki

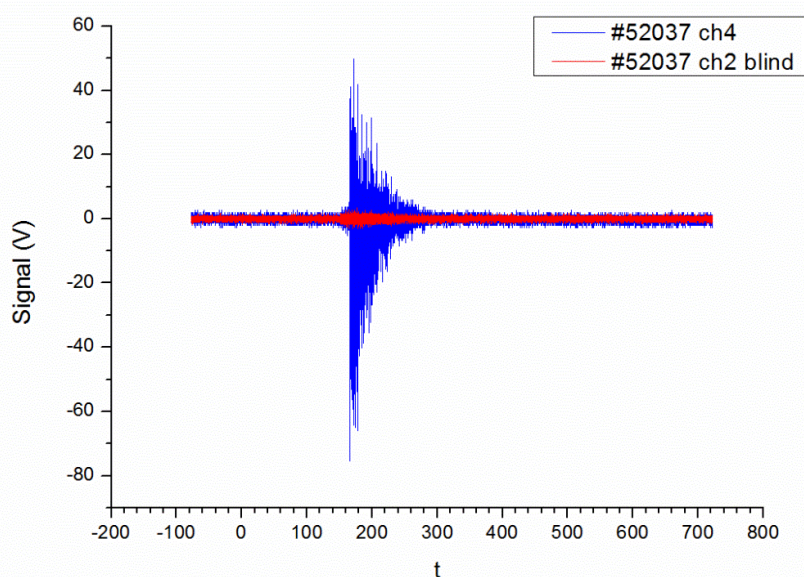
4.1 Konkurs HARMONIA: Impulsy elektromagnetyczne inicjowane oddziaływaniem lasera z tarczą w układach laserowych wielkiej mocy

Osoba kontaktowa: J. Badziak, jan.badziak@ifpilm.pl

Oddziaływaniu wiązki lasera wielkiej mocy z tarczą towarzyszy emisja silnych impulsów elektromagnetycznych (EMP – Electromagnetic Pulses) z zakresu GHz. Zjawisko to było znane od dłuższego czasu, jednak dopiero w ostatnich latach stało się przedmiotem intensywnych i systematycznych badań. Zainteresowanie EMP wynika po części z przyczyn praktycznych, ponieważ silne impulsy elektromagnetyczne zaburzają pracę elektronicznych i elektrycznych elementów układu doświadczalnego i mogą znacznie utrudnić poprawne wykonywanie eksperymentów. EMP to także ciekawy problem poznawczy z dziedziny plazmy laserowej. W 2018 roku zespół IFPiLM kontynuował badania w tym zakresie finansowane w ramach grantu NCN Harmonia 2014/14/M/ST7/00024 (kierownik prof. J. Badziak). Wykonane zostały następujące prace: (1) zrealizowano eksperyment poświęcony pomiarom EMP na układzie laserowym PALS w Pradze; (2) we współpracy z zespołem z laboratorium CELIA (Bordeaux) wykonano eksperyment na układzie laserowym Eclipse w CELIA; (3) wykonano pomiary EMP na układzie laserowym 100 TW w Intense Laser Irradiation Laboratory w Pizie; (4) wykonano pomiary EMP na laserze Vulcan PW w Rutherford Appleton Laboratory w Didcot.

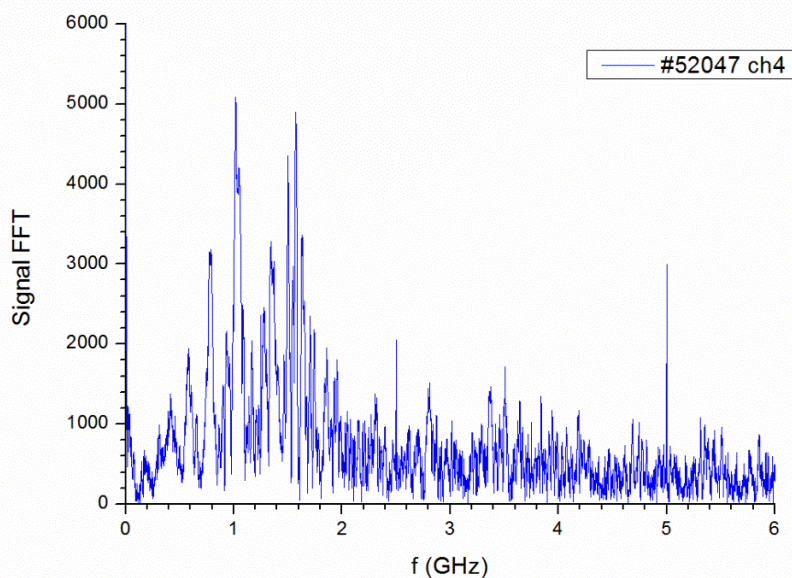
4.1.1 Eksperyment na układzie PALS w Pradze

Układ laserowy PALS oferuje wiązkę laserową o długości impulsu ok. 300 ps i energii ok. 600 J, co odpowiada warunkom zbliżonym pod pewnymi względami do tych, których można się spodziewać w układach IFE. Zespół IFPiLM kilkakrotnie wykonywał pomiary EMP na tym układzie w charakterze eksperymentu towarzyszącego badaniom prowadzonym przez zespół prof. T. Pisarczyka. Pomiary te nie dawały początkowo zadowalających rezultatów. Po pierwsze, dopiero po kilku próbach stało się jasne, że istotną rolę w EMP na tym układzie odgrywa składowa multi-GHz i do uzyskania wiarygodnych wyników potrzebne jest użycie oscyloskopu o pasmie co najmniej 6 GHz. Po drugie, pomiary charakteryzowały się słabym stosunkiem sygnału do szumu. W eksperymencie zrealizowanym na początku 2018 roku w ramach czasu na badania własne laboratorium PALS pomiar EMP stanowił jednak jeden z głównych celów, co pozwoliło na uzyskanie dużo lepszych wyników niż w poprzednich sesjach. Jako tarcz użyto folii plastikowych o grubości 125, 200 i 500 mikrometrów oraz folii metalowych o grubości 50 mikrometrów, a także masywnych tarcz metalowych. Pomiary EMP wykonywano przy użyciu sond D-dot FD5C, umieszczając je zarówno na zewnątrz komory eksperymentalnej, w oknie komory, jak i wewnątrz komory. Ważnym krokiem naprzód w stosunku do poprzednich pomiarów było zidentyfikowanie przyczyny słabego stosunku sygnału do szumu. Porównywano w tym celu sygnał sondy D-dot z sygnałem identycznej sondy ekranowanej folią aluminiową. Stwierdzono, że słaby stosunek sygnału do szumu nie jest wynikiem niedoskonałości sond pomiarowych i sposobu odprowadzenia sygnału, ale jest skutkiem złego zabezpieczenia oscyloskopów przed promieniowaniem elektromagnetycznym w hali doświadczalnej. Po „uszczelnieniu elektromagnetycznym” klatki Faradaya, w której były umieszczone oscyloskopy, stwierdzono doskonały stosunek sygnału do szumu, lepszy niż 10:1 (rys. 1).

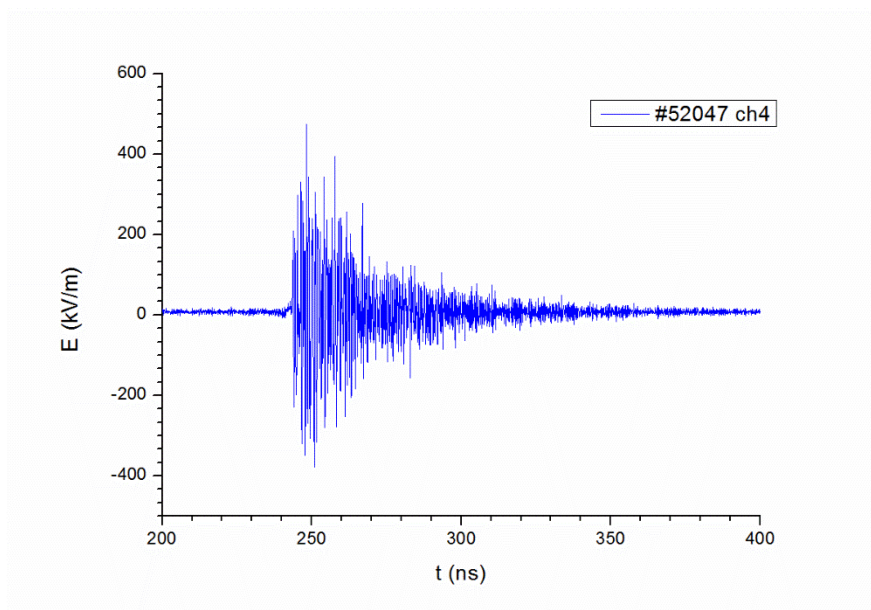


Rys. 1. Sygnał EMP zarejestrowany w przypadku folii plastikowej 200 μm (linia niebieska) porównany z sygnałem rejestrowanym w tym samym strzale przez sondę zaekranowaną folią aluminiową (linia czerwona). Jak widać, układ pomiarowy zapewnia bardzo dobry stosunek sygnału do szumu

Umieszczając z kolei sondy przeciwstawnie do siebie stwierdzono, że zgodnie z oczekiwaniem sygnały z dobrą dokładnością są przeciwne co do znaku, co oznacza, że ich wskazania są faktycznie wynikiem pomiaru składowej wektora natężenia pola elektrycznego równoległej do osi sondy. Widmo zarejestrowanych sygnałów wykazuje istotny wkład powyżej 1 GHz, co ilustruje rys. 2. Natężenia pola elektrycznego wewnątrz komory lasera odpowiadające tym sygnałom sięgają 400 kV/m (rys. 3).

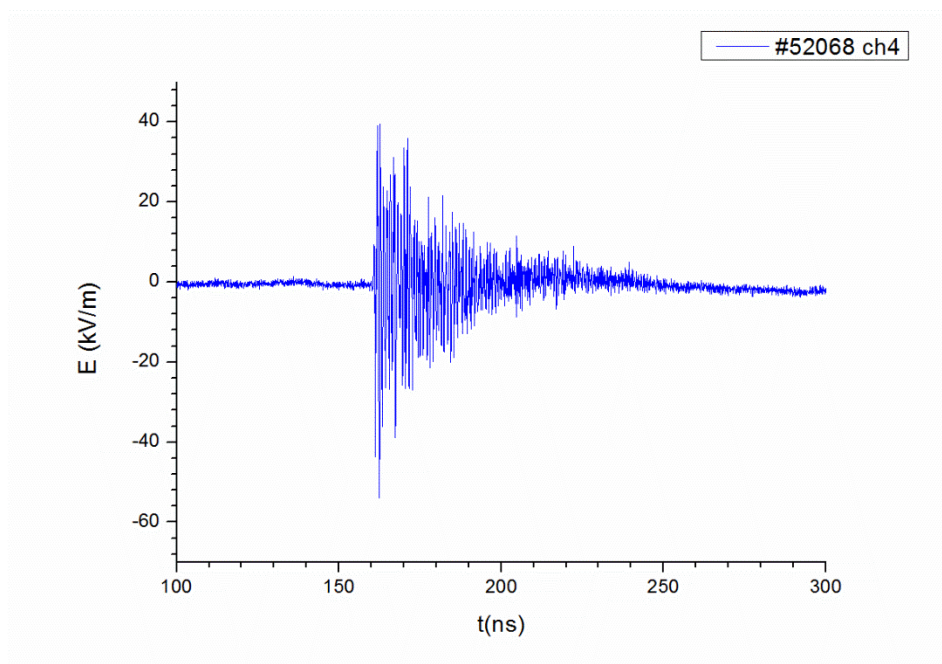


Rys. 2. Widmo sygnału zarejestrowanego dla folii plastikowej 125 μm , pokazujące istotny wkład od częstotliwości powyżej 1 GHz



Rys. 3. Natężenie pola elektrycznego EMP w komorze lasera PALS dla tarczy plastikowej $125\ \mu\text{m}$

Pomiary wykonane w szklanym oknie komory (średnica 40 cm, grubość szkła 3 cm) dały wartości natężenia pola elektrycznego rzędu 40 kV/m (rys. 4).



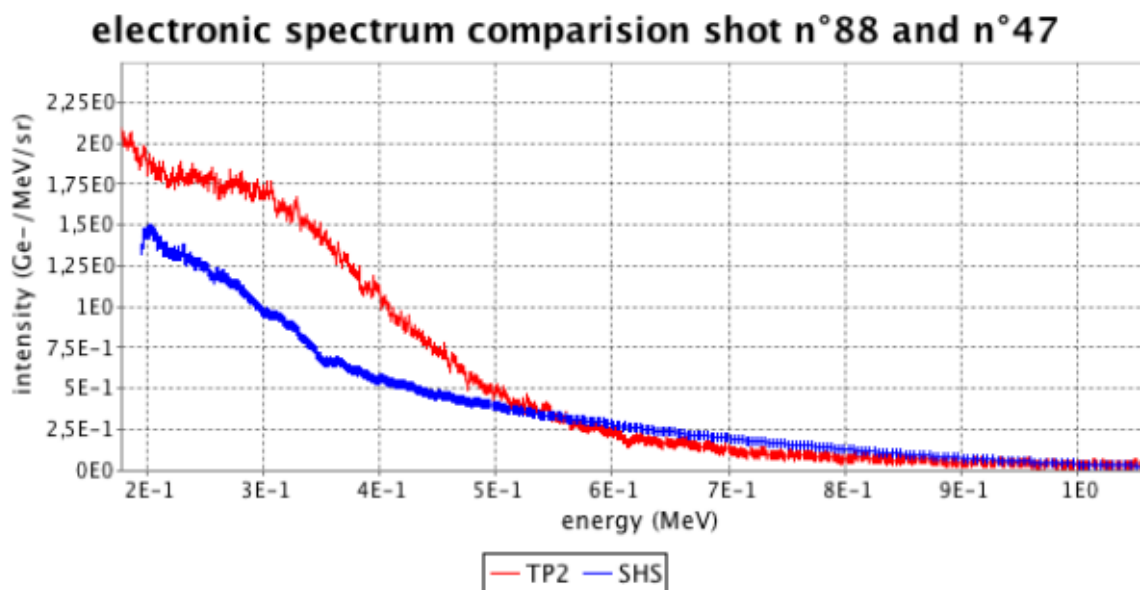
Rys. 4. Natężenie pola elektrycznego EMP zmierzone w oknie komory doświadczalnej dla tarczy Cu o grubości $50\ \mu\text{m}$

Uzyskane wyniki wskazują, że podobnie jak w przypadku laserów femtosekundowych (Eclipse w CELIA, Pulsar w IFPiLM) także w przypadku lasera z impulsem sub-ns zaburzenie EMP ma postać silnego i krótkotrwałego początkowego sygnału elektromagnetycznego emitowanego z tarczy, który następnie ulega odbiciom wewnątrz komory i wzbudza w niej drgania własne.

4.1.2 Eksperyment na układzie laserowym Eclipse w CELIA (Bordeaux)

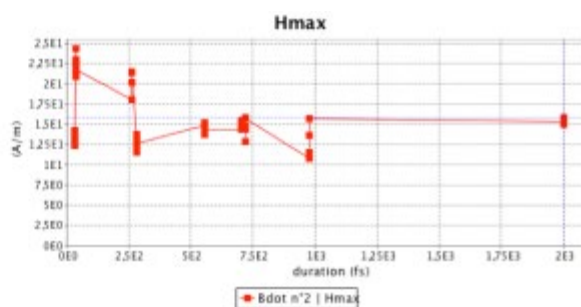
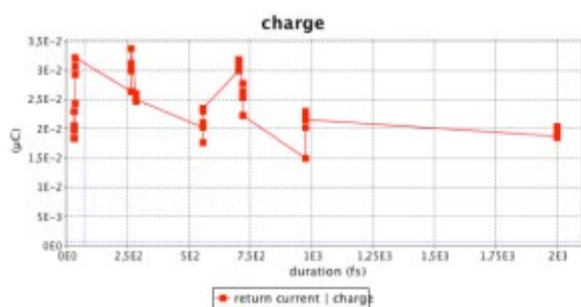
Cel eksperymentu był dwójaki: (1) Pomiar widm energetycznych elektronów wyrzuconych z tarczy w wyniku oddziaływania z laserem (tzw. uciekających elektronów), z jednoczesnym pomiarem całkowitego ładunku wygenerowanego na tarczy; elektryczna polaryzacja tarczy powoduje powstanie prądu neutralizacji, który jest jednym z głównych źródeł EMP. (2) Dokładne zbadanie charakterystyk EMP przy użyciu kilku sond pola magnetycznego i elektrycznego.

Do rejestracji widm elektronów użyto spektrometrów z magnesami stałymi: dwóch spektrometrów skonstruowanych przez zespół prof. T. Pisarczyka (oznaczanych jako TP) oraz jednego spektrometru skonstruowanego w laboratorium CELIA (oznaczanego jako SH). W obu typach spektrometrach sygnał był rejestrowany przy użyciu płytek obrazujących (tzw. image plates), które były skanowane natychmiast po naświetleniu. Pomiar prądu zwrotnego do tarczy uzyskano przez zamocowanie podstawki tarczy bezpośrednio w złączu SMA, tak jak w poprzednim eksperymencie na tym układzie. Do pomiarów EMP użyto sond B-dot RB-230 i RB-270, pętli Moebiusa i sond D-dot FD5C. Długość impulsu laserowego zmieniano w zakresie 35-1000 fs, przy maksymalnej energii na tarczy 100 mJ. Jako tarcz użyto folii Al o grubości 4-12 μm , folii plastikowej 6 μm oraz tarcz masywnych Cu o grubości 1 mm i 3 mm. Zarejestrowano widma elektronów dla 20 kombinacji laser/tarcza. Przykładowe widma pokazane są na rys. 5. Widma te są obecnie przedmiotem analizy. Nakładają one istotne ograniczenia na modele ucieczki szybkich elektronów z tarczy.

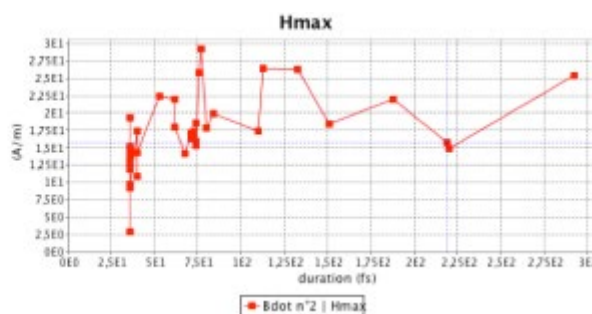
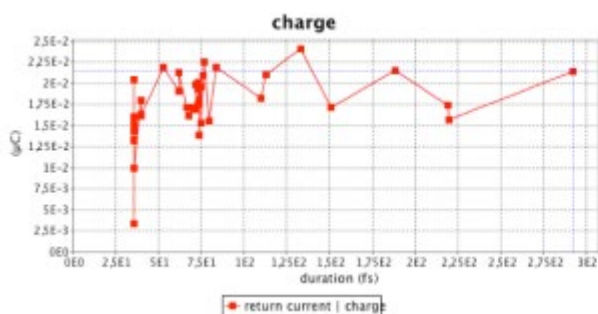


Rys. 5. Widma uciekających elektronów zarejestrowane w sekwencji 16 strzałów na folię Al 12 μm przy impulsie lasera 36 fs i energii na tarczy 107 mJ.

Jeśli chodzi o pomiary EMP, to skupiono się na uzyskaniu większej statystyki pomiarów zależności parametrów EMP od długości impulsu laserowego przy stałej energii impulsu. Przykładowe wyniki dla tarcz Al o grubości 12 μm i 6 μm przedstawia rys. 6. Potwierdzona została słaba zależność wyniku od długości impulsu laserowego.



(a)



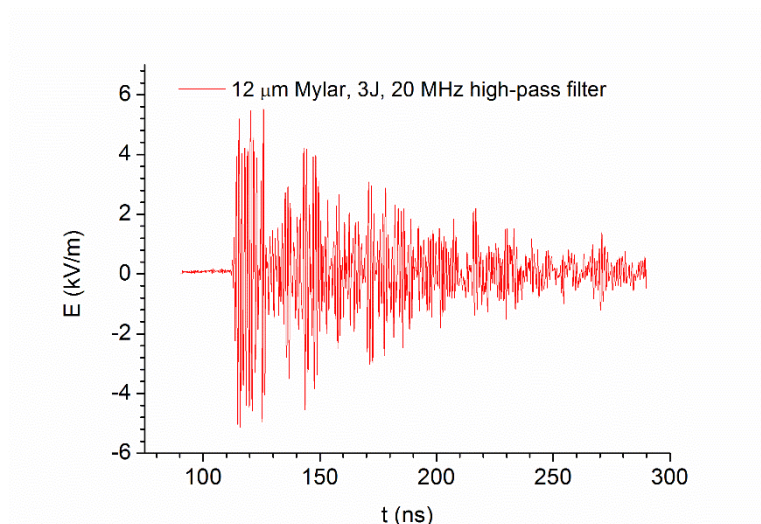
(b)

Rys. 6. Wartość ładunku wytworzonego na tarczy i maksymalna wartość natężenia pola magnetycznego dla tarczy (a) $12\ \mu\text{m}$ Al i (b) $6\ \mu\text{m}$ Al, w zależności od długości impulsu laserowego, przy stałej energii impulsu rzędu $90\ \text{mJ}$

4.1.3 Pomiary EMP na układzie laserowym 100 TW w Intense Laser Irradiation Laboratory w Pizie

Laser Eclipse w CELIA i laser Pulsar w IFPiLM stwarzają dogodne warunki do pomiarów EMP inicjowanych laserem, pozwalają bowiem na łatwą zmianę parametrów lasera i tarczy. Jednakże oferowany przez nie zakres parametrów lasera nie odzwierciedla dobrze skali energii i mocy charakteryzujących duże współczesne układy laserowe, gdzie kwestia EMP jest nie tylko ciekawym zjawiskiem do zbadania, ale także poważnym problemem praktycznym. Dla wyjaśnienia tej kwestii wykonano pomiary na laserze w ILIL, Piza Laser Eclipse w CELIA i laser w IFPiLM stwarzają dogodne warunki do pomiarów EMP inicjowanych laserem, pozwalają bowiem na łatwą zmianę parametrów lasera i tarczy. Jednakże oferowany przez nie zakres parametrów lasera nie odzwierciedla dobrze skali energii i mocy charakteryzujących duże współczesne układy laserowe, gdzie kwestia EMP jest nie tylko ciekawym zjawiskiem do zbadania, ale także poważnym problemem praktycznym. Z tego powodu wykonano pomiary na laserze w ILIL, Piza, i laserze Vulcan w Rutherford Appleton Laboratory.

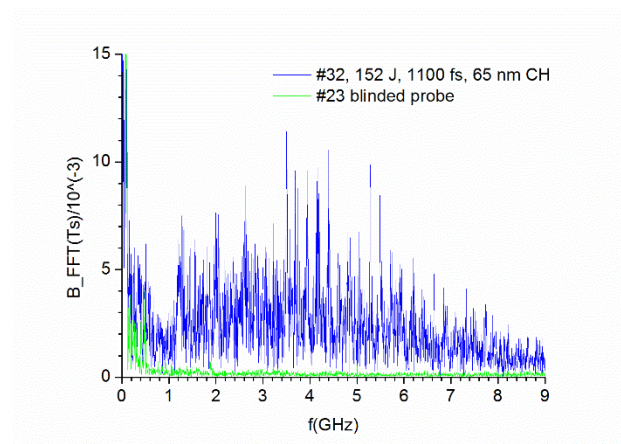
W przypadku lasera w ILIL udało się zarejestrować tylko jedną serię pomiarową dla tarcz Al o grubości $12\ \mu\text{m}$ i $15\ \mu\text{m}$, oraz tarczy plastikowej (Mylar) o grubości $12\ \mu\text{m}$, dla energii impulsu laserowego $0.45\ \text{J}$ i $3.0\ \text{J}$ i czasie trwania impulsu laserowego $35\ \text{fs}$, dając maksymalne natężenie wiązki laserowej ok. $2 \times 10^{20}\ \text{W/cm}^2$. Ze względu na ograniczenia techniczne w układzie tym nie było możliwości zmierzenia prądu zwrotnego do tarczy, zmierzono jedynie pole elektryczne i magnetyczne sygnału EMP w komorze doświadczalnej. Potwierdzone zostało występowanie znaczącego wkładu od częstotliwości rzędu $1\ \text{GHz}$ i wyższych. Przykładowy przebieg wartości składowej pionowej natężenia pola elektrycznego w odległości $0,7\ \text{m}$ od tarczy przedstawiony jest na rys. 7. Zaobserwowano maksymalne wartości natężenia pola rzędu $5\ \text{kV/m}$.



Rys. 7. Wartość składowej pionowej natężenia pola elektrycznego w komorze lasera 100 TW w ILIL, Piza, dla tarczy plastikowej 12 μm i energii impulsu laserowego 3 J

4.1.4 Pomiary EMP na laserze Vulcan PW w Rutherford Appleton Laboratory, Didcot

Celem eksperymentu na układzie laserowym Vulcan o mocy 1 PW było scharakteryzowanie sygnałów EMP generowanych laserem z impulsem sub-ps bardzo wielkiej mocy. Pomiar miał charakter eksperymentu towarzyszącego, skorzystano z gościnności zespołu brytyjskiego wykonującego eksperyment z laserową akceleracją protonów i elektronów z użyciem ultracienkich (kilkadziesiąt do kilkuset nm) tarcz metalowych i dielektrycznych, przy energii impulsu laserowego od 150 do 700 J i długości impulsu laserowego od 400 do 1600 fs.

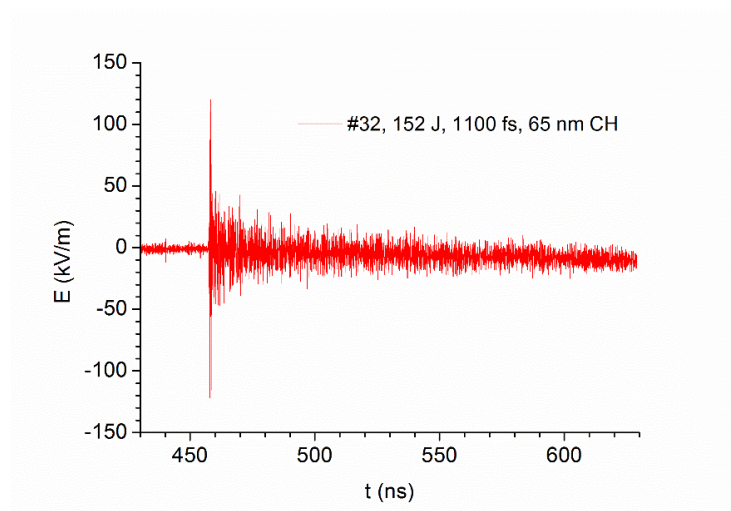


(a) (b)

Rys. 8. (a) Składowa pozioma (ortoradialna) indukcji magnetycznej w funkcji czasu, zarejestrowana przez sondę B-dot umieszczoną wewnątrz komory doświadczalnej, przy tarczy CH o grubości 65 nm, energii na tarczy 152 J i długości impulsu laserowego 1100 fs (krzywa niebieska). Sygnał jest porównany z sygnałem z sondy zaekranowanej folią Al, zmierzonym dla podobnej tarczy i podobnych parametrów lasera. (b) Widmo sygnału przedstawionego w (a), porównane z widmem sygnału zarejestrowanego przez sondę zaekranowaną folią Al

Uzyskano duży zbiór wartościowych danych, przede wszystkim dzięki bardzo dobrym warunkom do pomiarów: laboratorium udostępniło wysokiej jakości sondę B-dot, a także oscyloskop o pasmie 16 GHz, umieszczony w klatce Faradaya, oraz kable o odpowiednio niskim tłumieniu. Ze względu na ograniczenia techniczne nie był możliwy pomiar prądu

zwrotnego; wręcz przeciwnie, tarcze były umieszczone na podstawkach dielektrycznych, które powinny silnie redukować prąd zwrotny. Stwierdzono występowanie bardzo silnych pól elektrycznych, rzędu 150 kV/m, a także istotny wkład z zakresu multi-GHz. Jest to ciekawe, ponieważ wskazuje, że w przypadku tarcz bardzo cienkich, ulegających znacznej deformacji przy oddziaływaniu z laserem, istotny może być inny mechanizm wytwarzania silnych sygnałów EMP niż przepływ prądu zwrotnego do tarczy.



Rys. 9. Składowa pionowa natężenia pola elektrycznego w funkcji czasu zarejestrowana przez sondę D-dot umieszczoną na zewnątrz komory doświadczalnej w szklanym oknie, dla tego samego strzału co na rys. 8.

Podsumowanie

Zbadano charakterystyki silnych impulsów elektromagnetycznych (EMP) wytwarzanych przy oddziaływaniu lasera z tarczą stałą w szerokim zakresie parametrów lasera i tarczy.

Wykazano możliwość występowania bardzo silnych pól elektrycznych, do kilkuset kV/m oraz występowanie w widmie IEM istotnej składowej o częstotliwości multi-GHz.

Zmierzono ładunek elektryczny deponowany na tarczach o różnych grubościach, w tym tarczach o grubościach mikrometrowych wykorzystywanych do laserowej akceleracji protonów i jonów. Uzyskany zbiór danych może być m. in. wykorzystany dla weryfikacji modeli deponowania ładunku elektrycznego na tarczy laserowej i generacji EMP przez prąd zwrotny do tarczy.

Stwierdzono znaczną powtarzalność EMP sugerującą, że EMP są jednoznacznie zdeterminowane przez parametry oddziaływania laser-tarcza.

5 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

5.1 Badania wykonane w LLWM

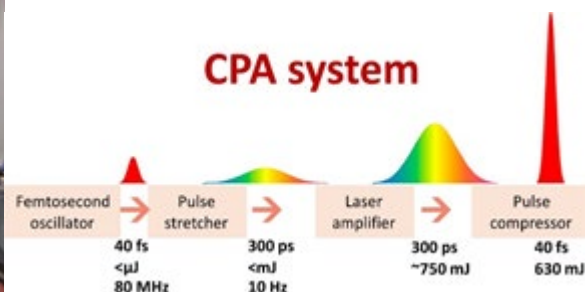
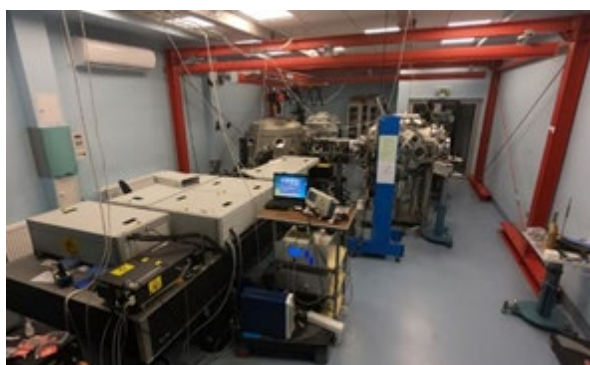
Osoba kontaktowa: M. Rosiński, marcin.rosinski@ifpilm.pl

5.1.1 Wprowadzenie

W roku 2018 zespół LLWM uczestniczył w eksperymentach w IFPiLM jak również we współpracujących laboratoriach zagranicznych. W badaniach prowadzonych w LLWM również uczestniczyły zespoły europejskich współpracowników – z Uniwersytetu w Mesynie, ELI-Beamlines z Czech oraz CELIA z Francji.

Głównymi obszarami tematycznymi wykonywanych badań były akceleracja jonów i protonów, głównie za pomocą mechanizmu TNSA, akceleracja elektronów przy pomocy laserowej akceleracji typu *Wakefield* (*LWFA*) oraz badania zjawisk związanych z generacją intensywnych impulsów elektromagnetycznych. Wiele z tych badań realizowanych było w oparciu o eksperymenty prowadzone w LLWM, bazując na układzie laserowym przedstawionym na Rys. 1.

Nie należy również zapomnieć o pracach modernizacyjnych i usprawniających działanie systemu laserowego, które miały miejsce w 2018 roku.



Rys. 1. Układ eksperymentalny LLWM wraz z parametrami impulsu generowanego na za CPA (Chirped Pulse Amplification)

5.1.2 Usprawnienia i modernizacje

W roku 2018 przeprowadzone zostały prace mające na celu konserwację oraz usprawnienie działania femtosekundowego systemu laserowego. Można wśród nich wyszczególnić wymianę kryształu 2go wzmacniacza wieloprześciowego, zaprojektowanie i implementację układu automatycznej stabilizacji lasera pompującego oscylatora oraz instalacja dodatkowego układu klimatyzacji. Poniżej podano krótkie opis poszczególnych prac:

- **Wymiana Kryształu Ti:Sa (16mm) pompującego drugiego wzmacniacza wieloprześciowego**

Wymiana kryształu miała związek z uszkodzeniem tego elementu przez awarię systemu chłodzenia wodą. Na Rys. 2. przedstawione są uszkodzenia na kryształach (zdjęcie lewe i środkowe, oraz wymieniony kryształ).



Wyciek wody

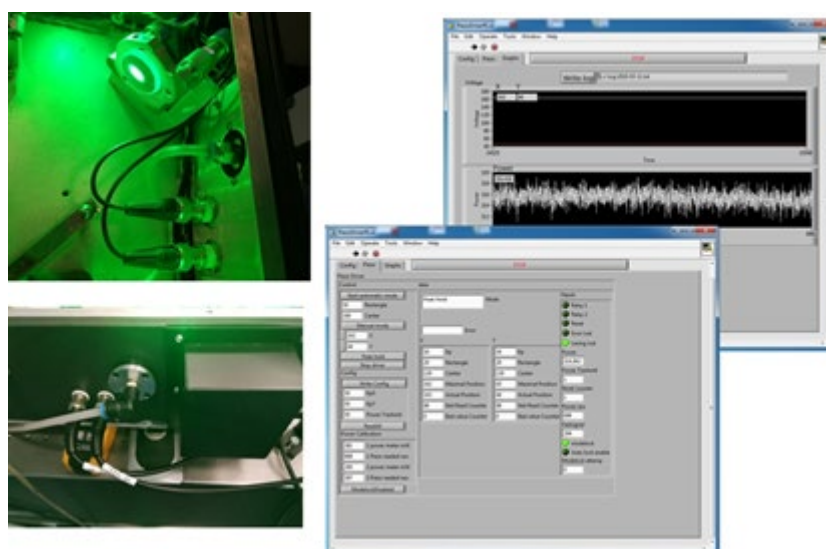
Uszkodzenia wewnętrzne

Nowy kryształ

Rys. 2. Fotografie przedstawiające uszkodzenia kryształu

- **Układ automatycznej stabilizacji lasera pompującego oscylatora Ti:Sa**

Układ automatycznej stabilizacji powstał przy współpracy z zespołem PALS z Czech. Składa się z części sprzętowej (zwierciadło oraz jego układ mocowania i sterowania) oraz oprogramowania kontrolującego jego pracę. Ma on na celu maksymalizację intensywności wiązki. Wraz z nim zainstalowany został dodatkowy system filtracji powietrza z filtrem biologicznym i stabilizacją wilgotności, co pozwala na dodatkową stabilizację pracy generatora oraz minimalizację ryzyka awarii wywołanych potencjalnymi zanieczyszczeniami mogącymi uszkodzić elementy optyczne.



Rys. 3. Automatyka układu kierującego lasera pompującego generator lasera Ti:Sa

- **Dodatkowy układ klimatyzacyjny stabilizujący warunki w laboratorium**

Zainstalowany został dodatkowy układ klimatyzacyjny stabilizujący temperaturę w laboratorium nawet w trudnych warunkach pogodowych. Układ głównego klimatyzatora oparty na wodzie podgrzewanej zewnętrznie nie był wystarczająco wydajny w okresach przejściowych (wiosna, jesień) co znacząco utrudniało prowadzenie badań. Wspomagający układ klimatyzacyjny znacząco usprawnił cyrkulację powietrza w laboratorium dzięki czemu parametry termiczne w laboratorium uległy poprawie co wpłynęło na efektywniejszą pracę lasera.

Badanie generacji szybkich jonów metodą TNSA

Generacja szybkich protonów jest istotne z punktu widzenia badań nad laserową fuzją inercyjną oraz terapią protonową. W roku 2018 w LLWM prowadzone były eksperymenty nad rozpędzaniem protonów przy użyciu metody TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) z wykorzystaniem zaawansowanych tarcz, w szczególności wykonanych z tlenku grafenu. Celem prac było uzyskanie odpowiednich parametrów plazmy, przede wszystkim koncentracji elektronowej, umożliwiających optymalizację procesu przyspieszania protonów. Eksperymenty prowadzone były przy współudziale zespołów z Uniwersytetu w Mesynie oraz Nuclear Physics Institute, CAS (Czechy).

Dzięki odpowiedniemu zastosowaniu układu ogniskowania lasera uzyskano gęstość mocy rzędu 10^{19} W/cm², co umożliwiło zachodzenie zjawiska TNSA. Jako diagnostyka wykorzystane zostały detektory typu „*time of flight*”, w szczególności czujniki z węgla krzemu oraz kolektory jonów pozwalające na charakteryzację szybkozmiennych procesów zachodzących w plazmie laserowej. Pierwsze z wymienionych służyły do pomiarów promieniowania X i UV oraz elektronów i jonów natomiast drugie głównie charakteryzacji jonów. Tarcze wykonane z tlenku wolframu (rGO – reduced Graphene Oxide) o 7 µm grubości pokrytego 200 nm warstwą metaliczną (w trzech wariantach - z aluminium, miedzi i złota) poza doskonałymi właściwościami mechanicznymi i optycznymi cechowały się wieloma zaletami istotnymi z punktu widzenia optymalizacji TNSA takimi jak m. in. mała moc zatrzymywania (*stopping power*) elektronów, duża efektywność transmisji elektronów, możliwość uzyskiwania dużych koncentracji wodoru (protonów) oraz optymalizacji gęstości plazmy przez dobór parametrów warstwy metalicznej. Z tego względu zostały wybrane do zbadania w eksperymencie.

Najlepsze wyniki uzyskano dla tarczy pokrytej złotem oraz ogniskowania +340 µm (ognisko wewnątrz tarczy). Udokumentowane są na Rys. 4, na którym porównano widma uzyskane za pomocą detektorów SiC o różnych grubościach filtra mylarowego celem odcięcia jonów o niższych energiach. Energia protonów wynosząca 2.85 MeV odpowiadała prędkość 2.34×10^7 m/s. Na podstawie maksymalnej energii protonów i przy założeniu przesuniętego rozkładu Kulombowsko-Boltzmanowskiego (CBS) otrzymano widma czasu przelotu protonów oraz poszczególnych krotności jonizacji atomów węgla (przedstawione na Rys. 5.), dzięki czemu wyznaczono średnią temperaturę plazmy jako 230 keV. Temperatura ta okazała się zgodna z przewidywaniami teoretycznymi. Na podstawie wyników całkowitą energię przenoszoną przez protony oszacowano na 0.7 mJ przypadające na 2.2×10^{19} cząstek na impuls.

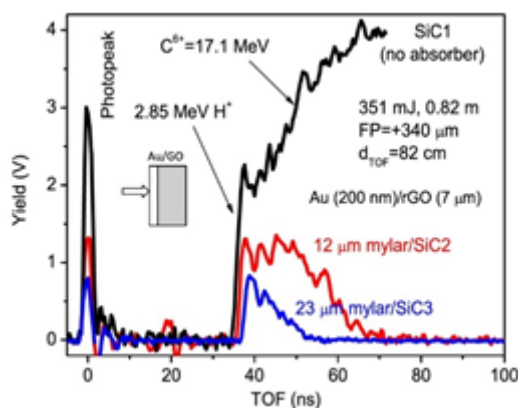
Poza uzyskaniem bardzo dobrych wyników względem energii protonów badania wykazały, że możliwa jest dalsza poprawa metody, która powinna polegać na optymalizacji efektywności konwersji energetycznej fotonów w energię kinetyczną jonów, która dla wykonanych eksperymentów wynosiła około 10 %. Kolejne eksperymenty będą miały na celu zwiększenie tej wartości przez optymalizację grubości warstwy złota.

Badania generacji elektronów z tarcz gazowych metodą LWFA (*Laser Wake-Field Acceleration*)

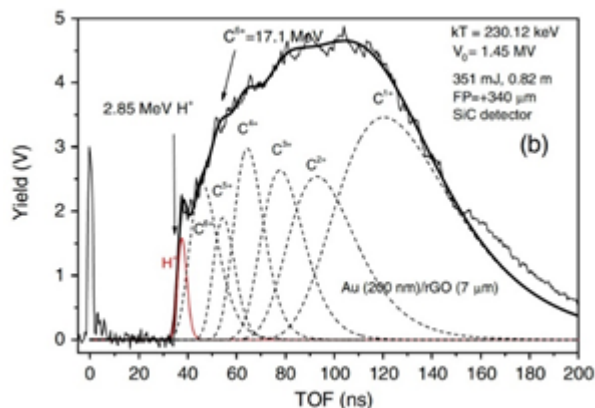
Celem eksperymentów przeprowadzonych przy współpracy z zespołem Z ELI-Beamlines (HELL Electron Accelerator Group) było zbadanie wiązek elektronów, które zostały poddane laserowej akceleracji typu *Wakefield* (LWFA – *Laser Wake-Field Acceleration*) przy użyciu impulsów laserowych o wysokiej intensywności, rzędu 10^{19} W/cm². Dla porównania, standardowa technik LWFA wykorzystuje gęstości mocy rzędu $2-6 \times 10^{18}$ W/cm². Badania skupiały się na trzech interesujących aspektach zjawiska takich jak efekty stabilizacji nisko-

energetycznego „ogona” w widmie elektronowym, wpływ wzdłużnego profilu gęstości plazmy na propagację impulsu laserowego oraz powstawanie „pierścieni” elektronów.

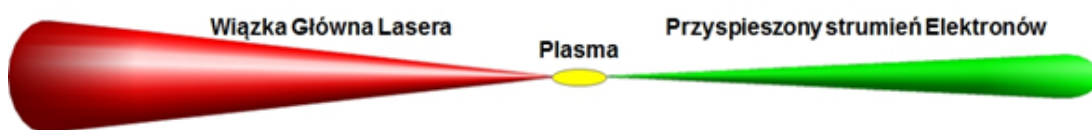
Schematyczny przebieg zjawiska przedstawiony jest na Rys. 6, natomiast zdjęcia układu eksperymentalnego oraz jego schemat przedstawione są na Rys. 7 i Rys. 8.



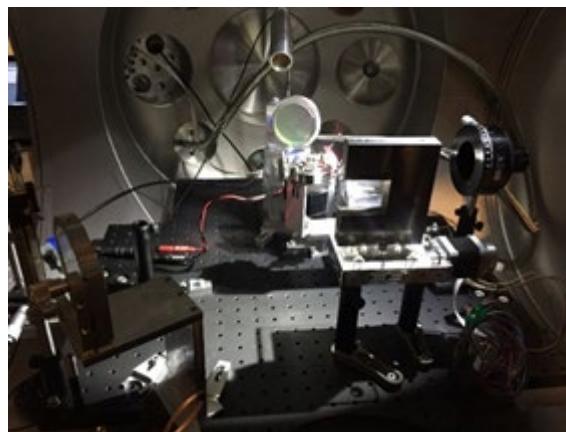
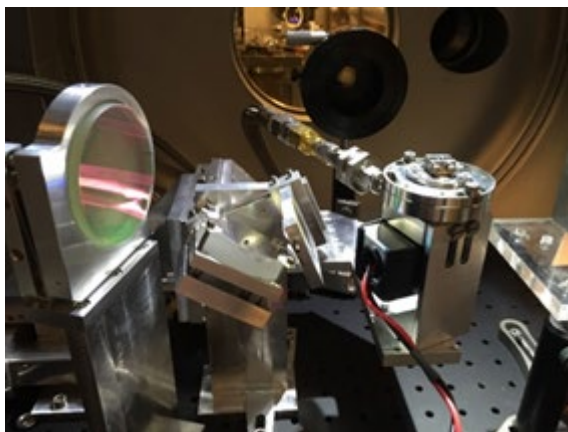
Rys. 4. Porównanie widm z detektorów SiC-TOF z wykorzystaniem różnych filtrów mylarowych dla optymalnej detekcji protonów o najwyższych energiach



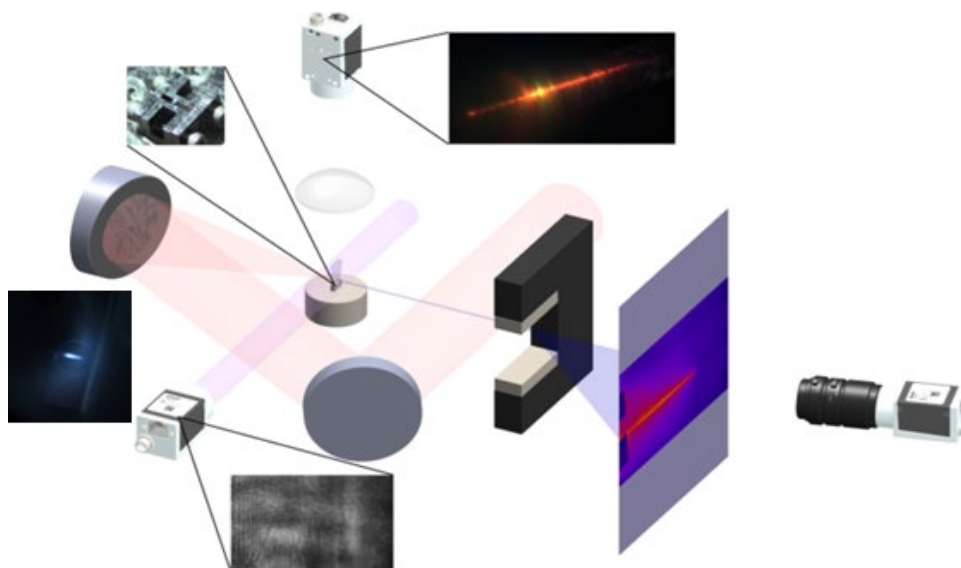
Rys. 5. Widmo czasów przelotu protonów oraz poszczególnych krotności jonizacji węgla



Rys. 6. Schematyczny przebieg akceleracji elektronów w zjawisku LWFA



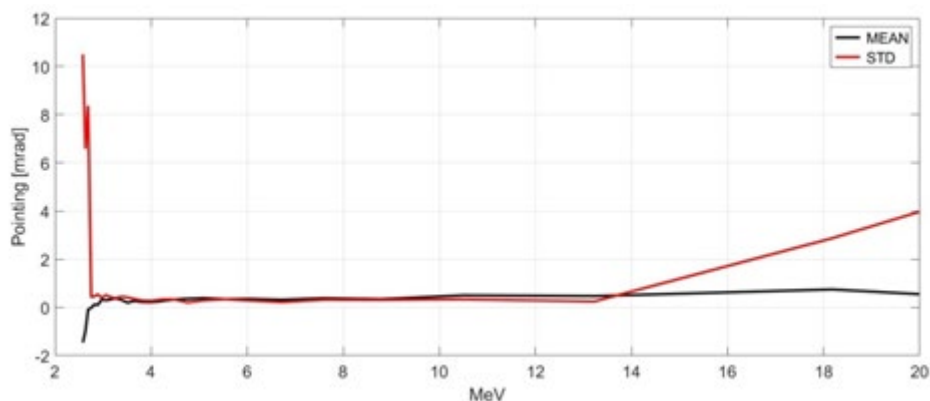
Rys. 7. Zdjęcia układu eksperymentalnego.



Rys. 8. Poglądowy szkic układu eksperymentalnego

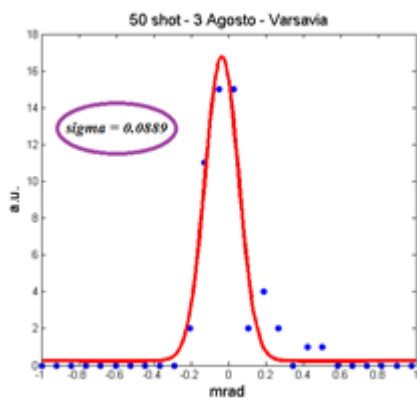
Impulsy laserowe miały czas trwania 35 fs oraz energię ok. 300 mJ skupioną w ognisku, którego średnica została zmierzona jako 7 μm . Gaz, w którym odbywało się zjawisko –(najczęściej azot, w kilku seriach sprawdzony dla porównania hel) podawany był z ponaddźwiękową prędkością za pomocą dyszy de Laval’a. W ramach prac zbadano zależność stabilności punktowej wiązki elektronów (*pointing*) od energii, w szczególności w odniesieniu do niskoenergetycznego „ogona”. Wyniki przedstawione są na Rys. 9 dowodzą, że wysoka stabilność jest możliwa do uzyskania w zakresie 3-12 MeV.

Szczegółowo rozkład stabilności uzyskany w ok. 50 impulsach przedstawiony jest na Rys. 10. Rozkład może być przybliżony krzywą gaussowską o odchyleniu standardowym 0,09 mrad, co jest bardzo optymistycznym wynikiem. Pomiary lokalizacji wiązek w płaszczyźnie x-y, są natomiast przedstawione na Rys. 11.

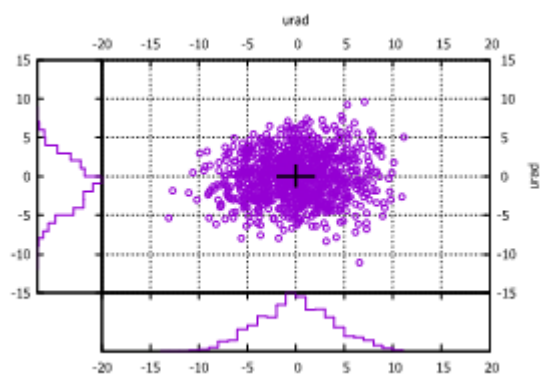


Rys. 9. Stabilność punktowa wiązki elektronów w zależności od energii

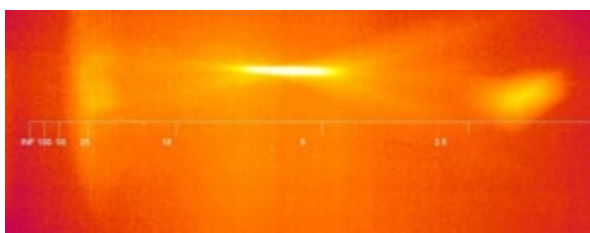
Kolejnymi wynikami były pomiary widm energetycznych elektronów w zależności od profilu gęstości, w szczególności o małej i dużej długości (przykładowe wyniki przedstawione na Rys. 12. i Rys. 13). Badania wykazały, że mimo długości profilu znacznie przekraczającego długość Rayleigha, w dalszym ciągu dominują zjawiska samo-ogniskowania i generacji wake-field, które mogą służyć zwiększeniu wydajności procesu.



Rys. 10. Rozkład stabilności punktowej wiązki elektronów



Rys. 11. Rozrzut lokalizacji wiązek w płaszczyźnie x-y

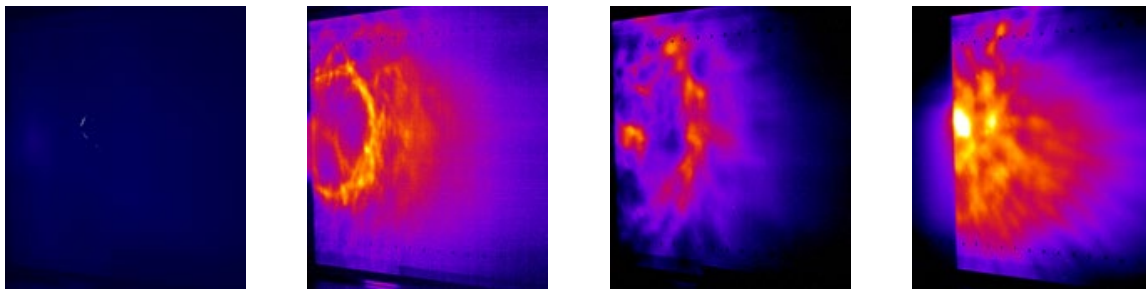


Rys. 12. Widmo energetyczne elektronów dla profilu o małej długości



Rys. 13. Widmo energetyczne elektronów dla profilu o dużej długości

Nieoczekiwanym, lecz bardzo ciekawym wynikiem było zaobserwowanie pierścieni elektronowych. Zjawisko to zilustrowane jest na Rys. 14. przedstawiającym przestrzenny rozkład elektronów wyznaczony dla różnych koncentracji elektronowych, kolejno 2.4, 4, 4.8 and 6 electrons/cm³. Wyniki te są obiecujące z punktu widzenia akceleracji pozytonów.

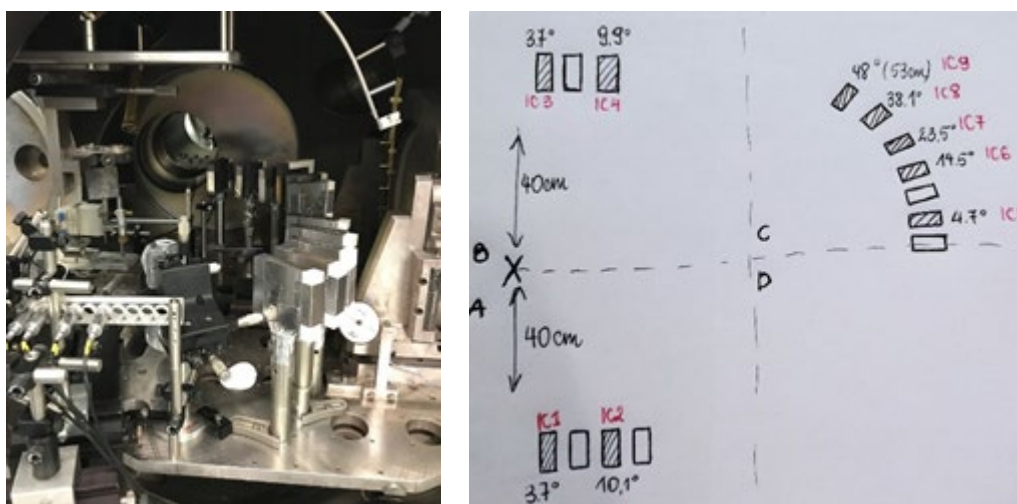


Rys. 14. Przestrzenny rozkład elektronów wyznaczony dla różnych koncentracji elektronowych, kolejno 2.4, 4, 4.8 and 6 electronów/cm³

Uzyskane wyniki są bardzo zachęcające do podejmowania kolejnych wysiłków, które w nadchodzącym roku będą się skupiać na kolejnych eksperymentach oraz stworzeniu odpowiednich symulacji PIC i uzyskaniu dzięki nim lepszego zrozumienia zachodzących zjawisk.

Pomiary rozkładu kąтового strumieni jonów z różnych rodzajów tarcz na układzie laserowym PALS (Czechy)

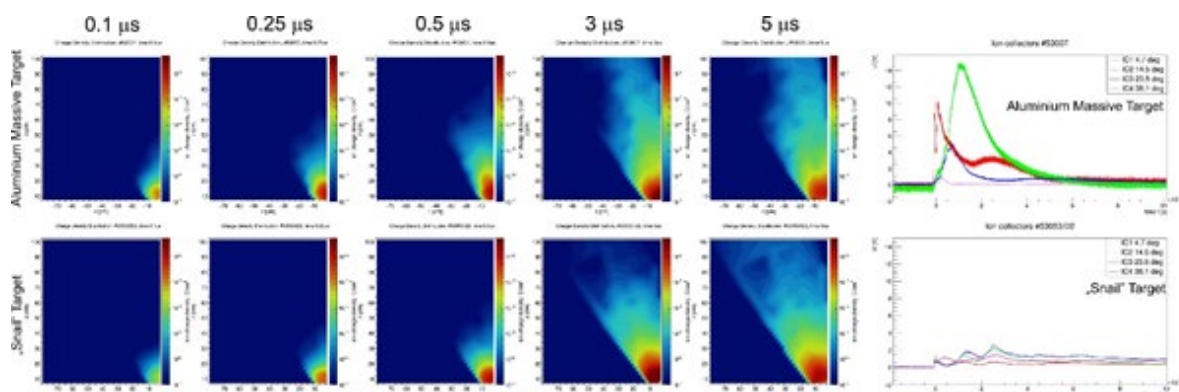
Głównym celem pomiarowy rozkładu kąтового strumieni jonów z różnych rodzajów tarcz na układzie laserowym PALS (Czechy) było porównanie rozkładu emisji jonów uzyskiwanych z tarcz o różnej geometrii (m.in. planarnych oraz typu ślimakowego „snail”). Zdjęcie układu eksperymentalnego oraz schemat rozmieszczenia kolektorów jonów przedstawione są na Rys. 15.



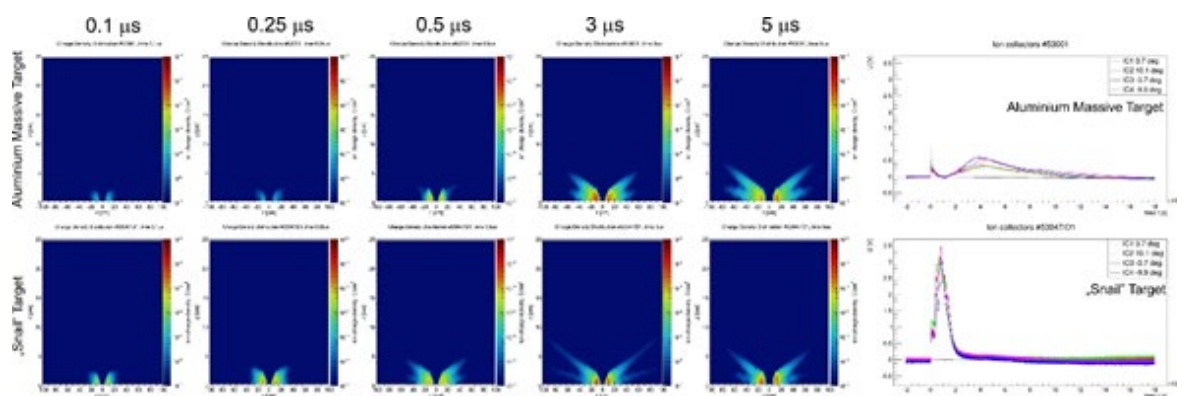
Rys. 15. Zdjęcie układu eksperymentalnego oraz schemat rozmieszczenia kolektorów jonów

Jako źródło promieniowania wykorzystany został system laserowy PALS ($\lambda=1315$ nm, $t=350$ ps) dostarczający impulsów laserowych o energii rzędu (150-550J). Główna część eksperymentu dotycząca innych zagadnień została przedstawiona w opisie zadania 2 (LaserLab), w którym znajdują się również rysunki przedstawiające geometrię tarcz (*snail* rys. 19). Uzyskane wyniki przedstawione są na Rys. 16 i Rys. 17, które pokazują sygnały odpowiadające czasowi przelotu jonów emitowanych z tarczy płaskiej (Aluminium) i typu „snail” zarejestrowanych pod różnym kątem (prawa część rysunków) oraz rekonstrukcję ewolucji rozlotu jonów (lewa część rysunków). Ilustracje przedstawiające rozkład gęstości ładunku w funkcji odległości od tarczy zostały wygenerowane przy pomocy kodu komputerowego (opracowanego na potrzeby badań prowadzonych w LLWM przez Przemysława Tchórze), który został napisany w języku C/C++ oraz wykorzystuje framework ROOT (narzędzie wykorzystywane w dziedzinie *high-energy physics*) do przetwarzania, obróbki oraz wizualizacji danych eksperymentalnych. Zaletą takiego rozwiązania jest możliwość przetworzenia danych eksperymentalnych w ciągu kilku sekund od zarejestrowania pomiaru, gdyż dane wejściowe (przebiegu z oscyloskopu) nie wymagają żadnej dodatkowej obróbki.

Badania wykazały, że w porównaniu z targetami planarnymi, tarcze typu snail pozwalają na uzyskanie emisji jonów w szerszym kącie bryłowym. Wyniki te potwierdzają istnienie zjawiska formowania się plazmy namagnetyzowanej w przypadku tarcz typu *snail*.



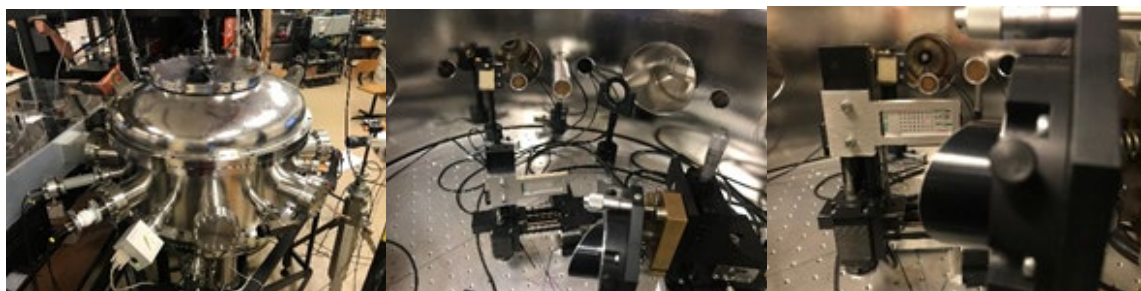
Rys. 16 Porównanie rozlotów jonów z tarcz planarnych i typu snail (małe kąty)



Rys. 17. Porównanie rozlotów jonów z tarcz planarnych i typu snail (duże kąty)

Eksperymenty przeprowadzone w Szeged na laserze KrF

Eksperymenty przeprowadzone w Szeged miały na celu wykazanie, że możliwe jest uzyskanie akceleracji TNSA przy pomocy lasera KrF. Przesłanką tego przypuszczenia było założenie, że wprowadzając ze względu na niską długość fali (248 nm) potencjał ponderometryczny w oddziaływaniach z wiązką takiego lasera jest niski, jednak możliwość uzyskania odpowiedniego kontrastu, a dzięki temu wysokiej koncentracji elektronowej może zrekomensować tę wadę. Zdjęcie układów eksperymentalnych przedstawione jest na Rys. 18.

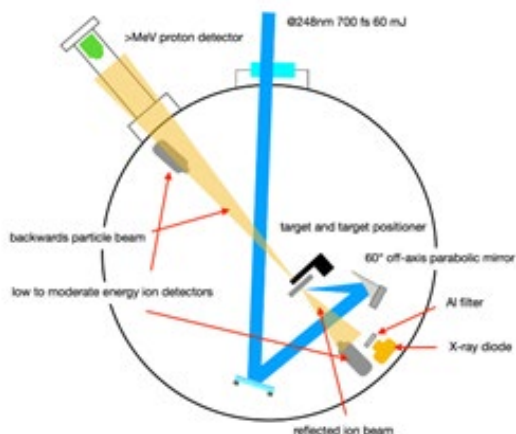


Rys. 18. Układy eksperymentalny lasera ekscimerowego w Szeged

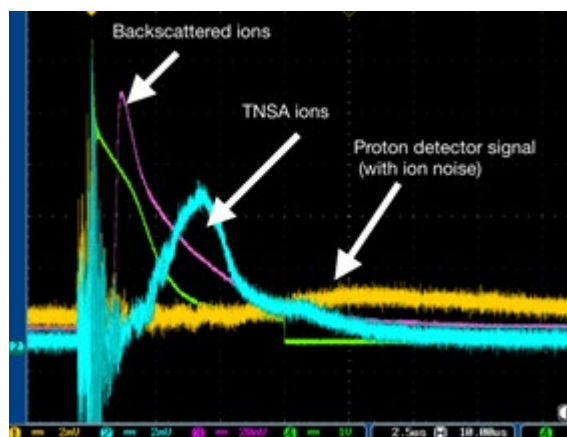
Schemat komory, w której zachodziły badane zjawiska przedstawiony jest na Rys. 19. Wiązka laserowa skupiona jest za pomocą nachylonego zwierciadła parabolicznego, dzięki czemu uzyskana gęstość mocy jest rzędu 5×10^{17} W/cm². Dzięki zastosowaniu nieliniowej filtracji fourierowskiej uzyskany przy tym kontrast wynosi około 10^{11} . W czasie eksperymentów ciśnienie w komorze wynosiło ok. 5×10^{-5} mbar, a jako tarcze wykorzystane zostały płytki aluminiowe o polistyrenowe o grubości od 0.5 do 5 μm. jako diagnostykę wykorzystano detektory typu time-of-flight – detektory krzemowe pokryte filtrami różnego rodzaju.

Przykładowe wyniki przedstawione są na Rys. 20. Dla tarcz o grubości poniżej 4 μm zaobserwowano wsteczne rozpraszanie jonów o energii ok. 100 keV oraz jony charakterystyczne dla akceleracji TNSA o energii rzędu 10-20 keV, natomiast, niestety nie udało się zaobserwować żadnych śladów szybkich protonów. Niepowodzenie to zostało przypisane słabej pracy lasera – m. in. dużej niestabilności energii impulsów oraz zbyt małemu kątowi padania wiązki.

Przed kolejną turą eksperymentów usterki te zostaną poprawione, dzięki czemu przewiduje się uzyskanie gęstości mocy rzędu 10^{18} W/cm², która, jak się przewiduje, będzie adekwatna do uzyskania akceleracji TNSA.



Rys. 19. Schemat układu eksperymentalnego



Rys. 20. Sygnały diagnostyki Time of flight uzyskane z kolektorów jonów i detektora krzemowego

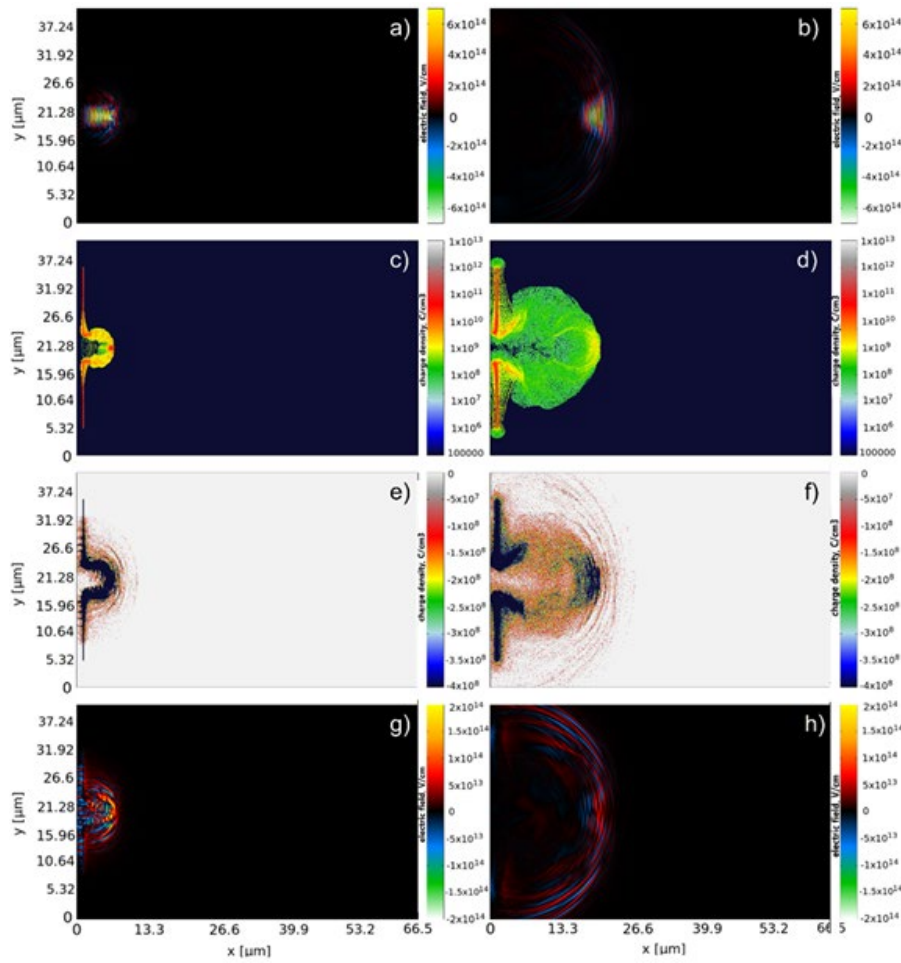
Numeryczne badanie możliwości petawatowych laserów klasy ELI w kontekście eksperymentów dotyczących laserowej akceleracji jonów

Przeprowadzone zostały numeryczne badania laserowej akceleracji jonów węgla przy użyciu petawatowych laserów (dokładnie lasera budowanego obecnie w Rumunii, ośrodku ELI-Nuclear Physics), które docelowo mają być dostępne w infrastrukturze ELI, z której ośrodkami współpracuje Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy. W ramach wykonywanych symulacji zbadane zostały właściwości produkowanych wiązek jonowych takie jak energie średnie oraz maksymalne, natężenia i kształty impulsów jonowych oraz rozkłady przestrzenne gęstości ładunku oraz pól elektrycznych w plazmie. Otrzymane rezultaty ujawniają możliwość generowania wiązek jonów węgla o energiach maksymalnych rzędu 20 GeV i energiach średnich rzędu 400 MeV oraz bardzo wysokich natężeniach ($>10^{20}$ W/cm²) w ramach hybrydowego mechanizmu laserowej akceleracji jonów RPA-TNSA. Wiązki jonowe o takich parametrach stwarzają możliwość skutecznego ich wykorzystania w podejściu fast-ignition inercyjnej fuzji termojądrowej, badaniach z obszaru poszukiwania ekstremalnych stanów materii czy też aplikacji w medycynie. Przykładowy wynik symulacji przedstawiony został na Rys. 21.

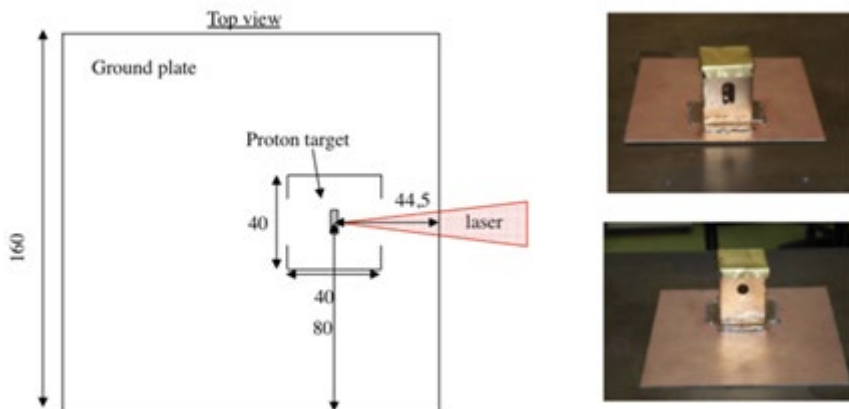
Prace dotyczące silnych impulsów elektromagnetycznych powstających w oddziaływaniu lasera 10TW z tarczą, prowadzone w LLWM

- **Badanie laserowego napędzania protonów z ekranowaniem impulsu EMP**

W LLWM wykonano w ramach projektu Harmonia EMP pomiary dotyczące możliwości ekranowania impulsów elektromagnetycznych emitowanych z tarcz laserowych w układzie dostosowanym do laserowej akceleracji protonów. Ekranowanie elektromagnetyczne uzyskano przez otoczenie tarczy metalową obudową, przy czym połączenie elektryczne podstawki tarczy z osłoną elektromagnetyczną odbywało się poprzez oporność tak dobraną, aby była dopasowana do impedancji układu podstawka-obudowa (Rys. 22.).



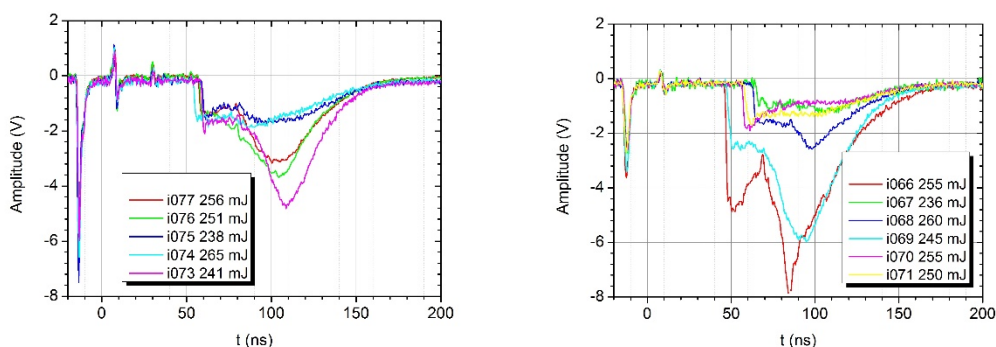
Rys. 21. Przestrzenne rozkłady pola elektrycznego E_y (a,b), gęstości ładunku jonów (c,d), gęstości ładunku elektronów (e,f) oraz pola elektrycznego E_x (g,h) w 45fs (a,c,e,g) oraz 100fs (b,d,f,h) po interakcji lasera z tarczą, grubość tarczy 100nm. Widoczny na froncie wiązki jonowej gęsty blok plazmowy (kolor czerwony, c) wskazuje na obecność mechanizmu RPA laserowej akceleracji jonów.



Rys. 22. Osłona elektromagnetyczna dla tarczy laserowej do napędzanie protonów.

Zastosowanie takiej osłony pozwala zredukować impuls elektromagnetyczny o czynnik przekraczający 20 w całej szerokości widma EMP. Pomiary przedstawione w pracy [J.-L. Dubois et al., (2018)] wskazały także na ciekawą możliwość, że strumień protonów napędzanych z tarczy ekranowanej wydaje się większy niż strumień protonów z tarczy nieekranowanej elektromagnetycznie, jednak przy niewielkiej liczbie strzałów uwzględnionych

w tej pracy był to efekt mało znaczący statystycznie. Taki efekt jest na pozór sprzeczny z intuicją, ze względu na fakt, iż osłona elektromagnetyczna ogranicza rozlot protonów. Możliwym wyjaśnieniem jest oddziaływanie poruszających się protonów z oscylacjami EMP, oba zjawiska mają bowiem podobną skalę czasową ok. 200 ns: oscylacje elektromagnetyczne w komorze lasera mogą powodować rozmycie wiązki i osłabienie strumienia protonów docierających do detektora. Wychwycenie tego efektu wymaga jednak dłuższej serii pomiarów w warunkach stabilnej pracy lasera, czego nie udało się w ograniczonym czasie uzyskać. Przykładowe sygnały jonowe z tarczy nieekranowanej są porównane z sygnałami z tarczy ekranowanej elektromagnetycznie na Rys. 23.



Rys. 23. Porównanie sygnałów jonowych uzyskanych przy użyciu detektora półprzewodnikowego w przypadku (lewy) braku ekranowania tarczy i (prawy) przy zastosowaniu osłony elektromagnetycznej.

- **Prace nad sondą do jednoczesnego pomiaru dwóch prostopadłych składowych szybkozmiennego pola elektromagnetycznego**

Większość pomiarów szybkozmiennego pola indukcji magnetycznej silnych impulsów elektromagnetycznych generowanych w oddziaływaniu lasera z tarczą pozwala określić tylko składową wektora indukcji równoległą do osi sondy. W IFPiLM wykonana została sonda w postaci dwóch pętli o topologii Moebiusa, ustawionych prostopadle do siebie. Taki układ pozwala na wyznaczenie jednoczesnej zależności czasowej dwóch składowych indukcji magnetycznej względem osi prostopadłych. Możliwość wykonania takiego pomiaru jest ważna, stanowi bowiem ważny test dla modeli generacji EMP, które przewidują dominujący wkład od jednej składowej. Wykonano pierwsze pomiary z użyciem takiej dwuosiowej sondy i przeprowadzono jej wstępną kalibrację.

Podsumowanie

Badania wykonane przez zespół LLWM zarówno we własnym laboratorium jak i w laboratoriach współpracujących zaowocowały uzyskaniem interesujących wyników w wiodących dyscyplinach związanych z badaniami plazmy laserowej wytwarzanej ultrakrótkimi impulsami takimi jak akceleracja protonów i elektronów oraz badania nad generacją intensywnych impulsów elektromagnetycznych.

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

6.1 Badania optymalizacyjne silników plazmowych (kryptonowy silnik Halla i LμPPT): modelowanie wyładowania oraz prace eksperymentalne

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

W roku 2018 realizowane były następujące prace:

- A. Po podpisaniu z Europejską Agencją Kosmiczną kontraktu na realizację 2-letniego projektu **HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant** (ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) zadaniem głównym w roku 2018 stały się prace wynikające z harmonogramu przewidzianego na pierwszy rok tego projektu.
- B. W ramach modelowania, zakończono prace teoretyczne nad stworzeniem opisu wczesnej fazy wyładowania w miniaturowym silniku plazmowym typu PPT zasilanym ciekłym polimerem fluorowo-węglowym (PFPE). Miały one na celu dostarczenie fizycznych podstaw dla optymalizacji opracowanego w IFPILM układu LμPPT dla nanosatelitów.

6.1.1 HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant

Od kilku lat w IFPILM prowadzone są prace nad rozwojem kryptonowego silnika plazmowego typu Halla o mocy nominalnej na poziomie 500 W. Prace te zmierzają w dłuższej perspektywie do opracowania relatywnie wydajnego i taniego w eksploatacji komercyjnego napędu satelitarnego. Silnik Halla wytwarza typowo strumień cząstek o średnich prędkościach zbliżonych do 15 km/s (impulsie właściwym $I_{sp}1500$ s), to jest kilka razy większych (5 i więcej) niż uzyskiwane w klasycznych silnikach chemicznych. Energia do przyspieszania cząstek nie pochodzi z reakcji chemicznych (spalania lub egzotermicznego rozkładu paliwa), ale znajduje się poza pojazdem kosmicznym i dla wytworzenia oraz akceleracji cząstek zjonizowanych (zwykle ksenonu) jest zamieniana na energię elektryczną przez przetworniki fotowoltaiczne. Zwiększona prędkość wyrzucanej masy pozwala znacznie zmniejszyć masę paliwa potrzebną do realizacji misji, a więc pozostawia zdecydowanie więcej swobody w gospodarowaniu masą użytkową satelity. Opis działania silnika Halla oraz jego konstrukcję omówiono dokładnie w poprzednich raportach IFPILM i dlatego nie będą one tutaj powtarzane.

Projekt HIKHET należy do grupy badawczo-rozwojowych i został pomyślany jako studium wykonalności laboratoryjnej wersji kryptonowego silnika Halla relatywnie małej mocy - 500 W - (punktem odniesienia jest 1350 W układ SPT100 uznawany jako *state-of-the art*) będącego w stanie znacząco zwiększyć impuls właściwy (powyżej typowej wartości 1500 s) w celu dalszej poprawy budżetu paliwowego misji. Warto zauważyć, że projekt HIKHET jest zgodny z dwoma zasadniczymi kierunkami rozwoju wyznaczonymi dla współczesnych elektrycznych napędów kosmicznych (*Electric Propulsion*) w ramach strategii wypracowanej w cyklu europejskich konferencji EPIC. Są to poszukiwania paliw alternatywnych wobec ksenonu oraz optymalizacja napędów EP pod kątem wykorzystania masy paliwa. HIKHET odnosi się do pierwszego poprzez zastosowanie kryptonu (redukcja kosztów paliwa), a do drugiego poprzez

zamierzone zwiększenie impulsu właściwego. Wzrost ma być uzyskany poprzez zwiększenie napięcia pracy silnika (do 800-1000 V) i modyfikację konstrukcji. Ścieżka rozwojowa przewiduje optymalizację ze względu na wydajność, jak również wartość siły ciągu odnoszoną do mocy wkładanej w podtrzymanie wyładowania w plazmie (*thrust-to-power-ratio*). Nie mniej, zasadniczy problem polega na nieuniknionym spadku sprawności silników Halla wraz z redukcją ich gabarytów (*scaling-down*) związanym ze znacznie gorszym stosunkiem objętości wyładowania do jego powierzchni, co prowadzi między innymi do wzrostu start cieplnych, zwiększonej erozji ścian kanału wyładowania, degradacji obwodu magnetycznego, mniej efektywnej jonizacji itp. Co więcej, nawet w konstrukcjach o wielkich gabarytach zoptymalizowanych energetycznie przejście do pracy z kryptonem oraz reżimu oszczędzania paliwa (dużego) prowadzi do zmniejszenia sprawności. Tak więc, o ile potrzebny jest silnik o zredukowanej mocy, wykorzystujący tańsze paliwo i dodatkowo wytwarzający zwiększony impuls właściwy (oszczędniej gospodarujący masą) trzeba przystać na pewien kompromis.

Szczegółową dyskusję ograniczeń wynikających ze zmniejszonych gabarytów (małej mocy silnika), zastosowania kryptonu zamiast ksenonu jak i zwiększenia impulsu właściwego przedstawiono w opisie projektu HIKHET jak również w dokumencie opracowanym jako odpowiedź dla ESA w ramach negocjacji dotyczących realizacji projektu. Tutaj zostanie omówiony tylko jeden aspekt, związany ze zwiększeniem napięcia pracy silnika. Wzrost napięcia pracy przy zachowaniu wydatku masowego paliwa musi prowadzić do wzrostu mocy wyładowania elektrycznego (nawet jeśli można by było zachować tę samą wartość prądu wyładowania – charakterystyka $I-V$ silnika jest dosyć płaska), a w konsekwencji do wzrostu obciążeń cieplnych silnika. Podobny efekt zachodzi przy zamianie ksenonu na krypton jeżeli chciałoby się zachować podobną wartość siły ciągu, do czego potrzebne jest zwiększenie wydatku masowego (w przypadku użycia lżejszego gazu) prowadzące do wzrostu prądu wyładowania, i w konsekwencji do zwiększenia mocy, a więc i obciążeń cieplnych. Zapewnienie pracy silnika w granicach bezpieczeństwa termicznego wymaga więc zmniejszenia wydatku masowego, co prowadzi zarówno do spadku sprawności jak i siły ciągu. Przy dyskusji konstrukcji silnika do pracy przy zwiększonym napięciu ten problem został uwzględniony i z góry założono, że silnik będzie pracował przy relatywnie niskim wydatku masowym.

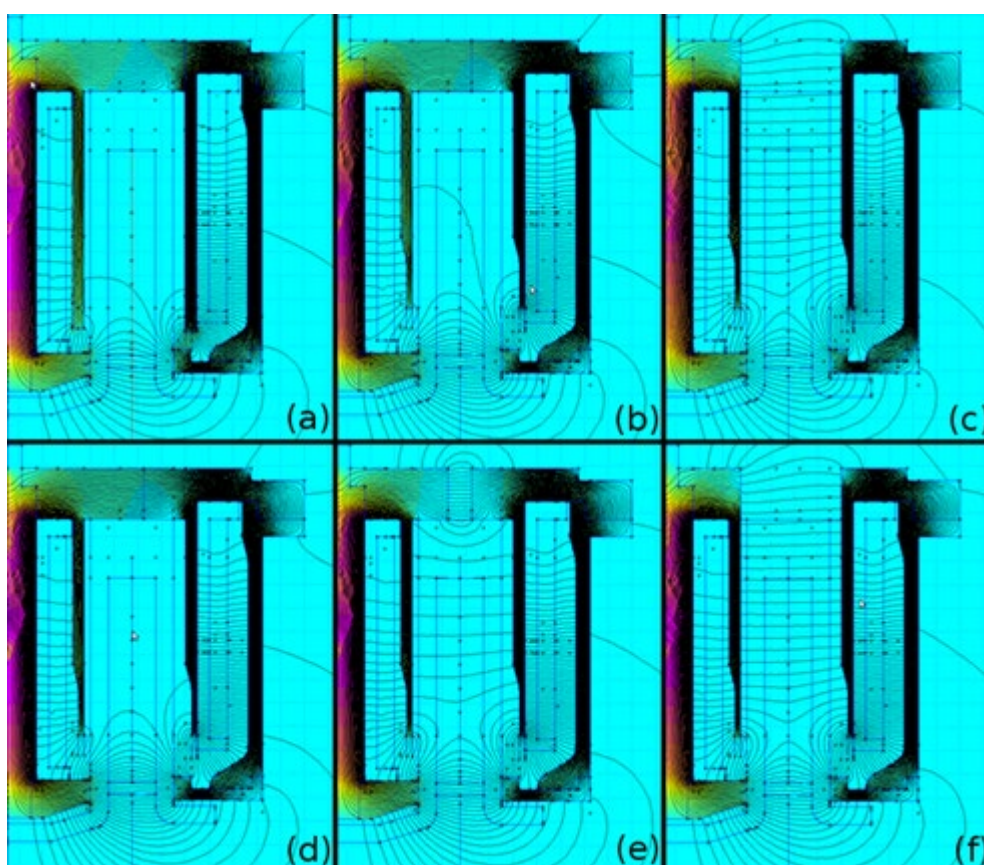
Innym zagrożeniem jest erozja ścian silnika pod wpływem bardziej energetycznych jonów powstających podczas pracy z wysokim napięciem. Rozbieżność wiązki jest uwarunkowana zarówno miejscem powstawania jonów jak i wartością potencjału tworzącego się przy ścianach kanału (pola elektrycznego prostopadłego do ściany) w wyniku przejścia jonów z obszaru kwasi-neutralnego do warstwy (*sheath – pre-sheath transition*). Przy zredukowanym wydatku masowym i podwyższonym napięciu wyładowania, ze względu na zmianę koncentracji cząstek naładowanych jak i temperaturę plazmy, oba te czynniki mogą być zasadniczo różne niż w warunkach typowych dla silnika Halla optymalizowanego pod kątem generacji maksymalnego ciągu. Dlatego w projekcie przewidziano uruchomienie diagnostyki do określenia rozbieżności wiązki za pomocą kolektora Faradaya (Faraday cup). Wyniki pomiarów jak również efekt erozji ścian kanału zostaną pokazane w dalszej części tego podrozdziału.

Badania stabilności wyładowania w silniku Halla pokazują, że za wzbudzenie jednego z najbardziej znanych modów oscylacyjnych (*breathing-mode*) jest odpowiedzialna niestabilność jonizacyjna. Podczas badania silnika KLIMT zostało pokazane, że poprzez zmianę topografii pola magnetycznego (stosunku i wartości prądów w cewkach silnika), jak również pozycjonowanie katody względem ujścia silnika, dobór prądu wyładowania w katodzie (prądu *keepera*) oraz wydatku masowego amplituda tych oscylacji może być w znacznym stopniu zredukowana, a charakter zmieniony (częstość charakterystyczna, szerokość widma). W zakresie napięć 200-300 V obserwowano przy tym nieznaczne zwiększenie wydajności

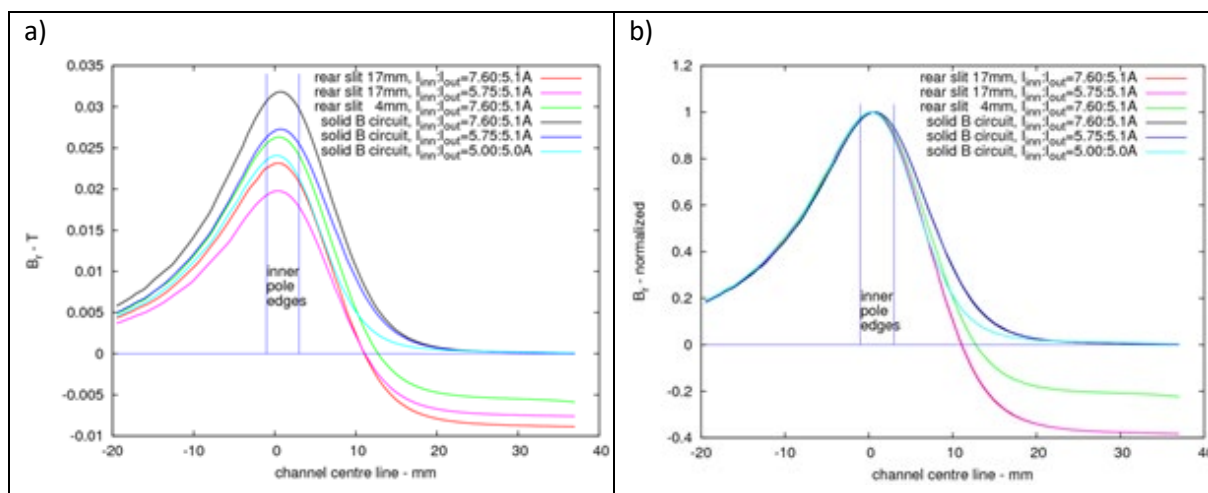
silnika. Także przy pracy z podwyższonym napięciem wyładowania obserwowano zasadniczą zmianę charakteru tych oscylacji. W związku z tym podczas badania silnika HIKHET znaczną część prac poświęcono poszukiwaniom warunków optymalnych.

6.1.2 Silnik

W ramach projektu HIKHET przewidziano zbadanie przystosowanej do pracy z wysokim napięciem wersji *kick-off* i przetestowanie specjalnie opracowanej wersji docelowej (*final version*). Wersja docelowa ma nie tylko zapewniać bezpieczną pracę z wysokim napięciem, ale także będzie wyposażona w nowy typ obwodu magnetycznego pozwalającego wygenerować konfigurację pola B ze zwiększonym gradientem w obszarze jonizacji/akceleracji, co ma prowadzić do zwiększenia efektywności jonizacji w kanale wyładowania. Cały szereg konfiguracji magnetycznych dla wersji docelowej został zbadany za pomocą modelowania topografii pola magnetycznego metodą elementów skończonych wykorzystując program FEMM (public-domain) oraz komercyjny program Maxwell Ansys.



Rys.1. Wyniki symulacji obwodu magnetycznego ze szczeliną (liczby odpowiadają odpowiednio prądowi cewki zewnętrznej i wewnętrznej): (a) konfiguracja podstawowa, 5.00-5.00; (b) cienkie ekrany, brak szczeliny, 5.75-5.10; (c) cienkie ekrany szczelina 17 mm, 5.75-5.10; (d) cienkie ekrany, brak szczeliny, 7.60-5.10; (e) cienkie ekrany, szczelina 4 mm, 7.60-5.10; (f) cienkie ekrany, szczelina slit 17 mm, 7.60-5.10



Rys.2. Radialna składowa pola B wzdłuż osi kanału wyładowania: a) wartości w teslach, b) wartości unormowane względem wartości w maksimum. Odpowiednie profile odpowiadają konfiguracjom z Rys.1.

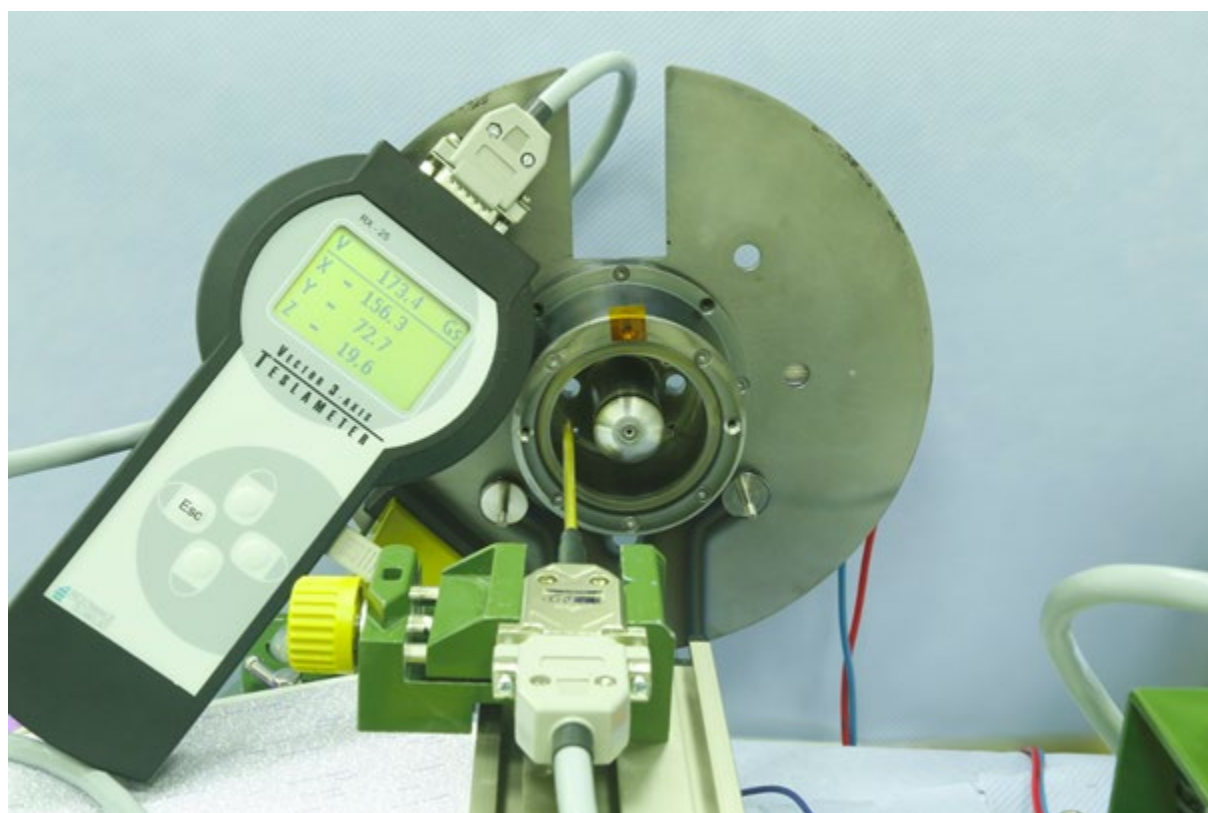


Rys. 3. Uzwojenia silnika KLIMT (górny panel) oraz ich modyfikacja dla wersji kick-off silnika HIKHET

Przykładowe rozkłady linii sił pola B uzyskane z obliczeń programem FEMM pokazano na Rysunku 1, a odpowiadające im wartości radialnej składowej na Rysunku 2. Widoczny jest zdecydowany wzrost gradientu pola magnetycznego dla układu ze szczeliną w zworze obwodu magnetycznego.

Zbadanie wersji *kick-off* w różnych konfiguracjach (długość kanału wyładowania i jego rodzaj, położenie katody, konfiguracja biegunów magnetycznych) ma za zadanie dostarczyć materiału

do definicji wersji docelowej. Jako wersja *kick-off* została użyta zmodyfikowana wersja trzecia silnika KLIMT, w której poprawiono izolację elektryczną, a zwłaszcza nawinięto na nowo cewki magnetyczne. Dotychczasowe rozwiązanie bazujące na wysokotemperaturowych przewodach nawojowych typu Kulgrid 28 (rdzeń miedziany w płaszczu niklowym pokrytym szklaną emalią) nie sprawdził się w pierwszych testach wysokonapięciowych. Okazało się, że na skutek ruchów termicznych przewodu i/lub ruchów powstających przy uderzeniach prądowych emalia ta ulega przetarciu, co prowadzi do wewnętrznych zwarcień w uzwojeniach. Zdecydowano się więc na zastosowanie uzwojeń z przewodu miedzianego izolowanego plecioną koszulką szklaną o dopuszczalnej temperaturze długotrwałej pracy do 450°C. Ze względu na znacznie gorszy współczynnik upakowania tych uzwojeń, dla zachowania takiej samej jak poprzednio topografii pola magnetycznego konieczne było zwiększenie prądu zasilającego uzwojenia. Podczas pomiarów parametrów silnika jako granicę bezpiecznej pracy przyjęto temperaturę uzwojeń 450°C, przy dopuszczalnych krótkotrwałych przekroczeniach o nie więcej niż 30°C.



Rys. 4. Pomiary topografii pola $\mathbf{B}$ w obwodzie magnetycznym wersji *kick-off* silnika HIKHET

Nowe cewki jak również układ do testowania topografii indukcji $\mathbf{B}$ generowanej przez obwód magnetyczny silnika przedstawiono odpowiednio na Rysunku 3 i 4. Wyniki zgodności tych pomiarów i obliczeń metodą elementów skończonych ilustruje Rysunek 5. Cały silnik po złożeniu, gotowy do testów wysokonapięciowych w komorze próżniowej laboratorium PlaNS pokazano na Rysunku 6. Na rysunku uwidoczniła jest waga do pomiaru siły ciągu (w dolnej części), oraz układ do pozycjonowania (na górze rusztowania) sond Langmuira, kolektora Faradaya oraz analizatora energii jonów metodą potencjału opóźniającego (*retarded potential analyzer* - RPA).

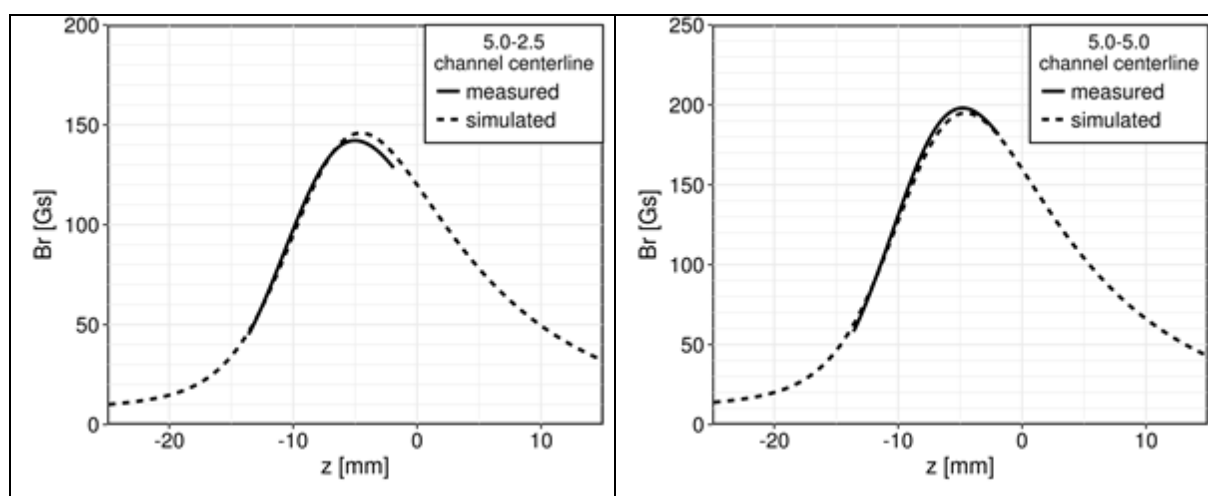
6.1.3 Pomiary wydajności wersji kick-off silnika

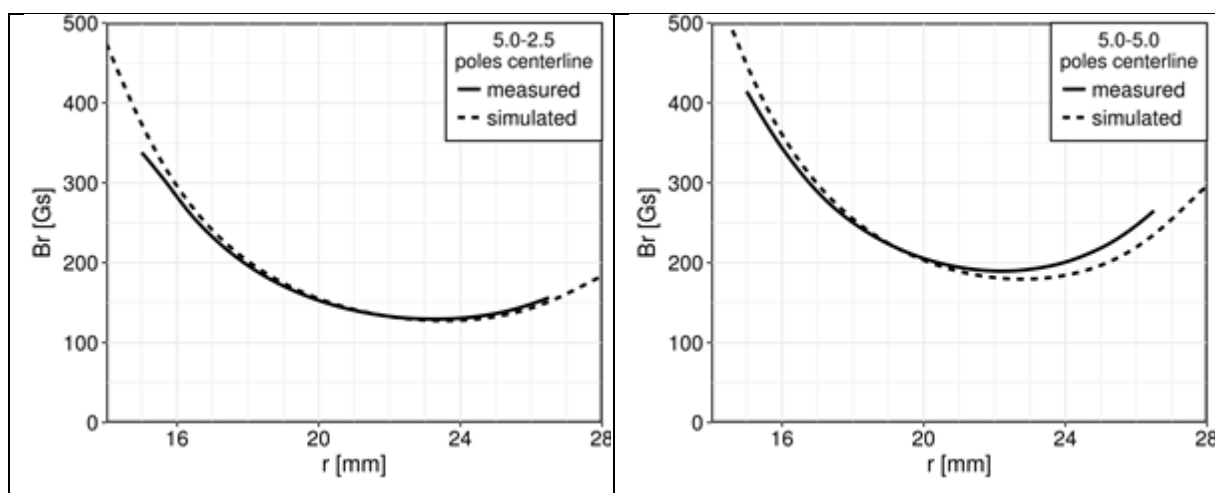
Pomiary miały na celu wyznaczenie obszaru pracy wersji *kick-off*, w którym może być generowany impuls właściwy zwiększony w stosunku do wytwarzanego przez silnik KLIMT. Ten obszar pracy determinują nie tylko „miękkie parametry” takie jak wydatek masowy kryptonu i ksenonu, napięcie wyładowania i prądy cewek, ale także parametry „twarde”, do których należy położenie anody i katody, jak również geometria obwodu magnetycznego (której zmiana jest możliwa poprzez zastosowanie wymiennych biegunów magnetycznych o różnym kształcie) oraz głównego izolatora. Zasadniczym celem omawianych pomiarów było dostarczenie materiału bazowego do definicji wersji docelowej silnika HKHET.

Podczas pomiarów zasadniczym układem diagnostycznym była waga do pomiaru siły ciągu (wytworzona podczas projektu LuPPT (EC FP7) przez szwajcarską firmę MECARTEX i pozostająca w IFPILM na zasadzie wypożyczenia). Waga ta została już wcześniej przystosowana do pomiaru siły ciągu silnika Halla.

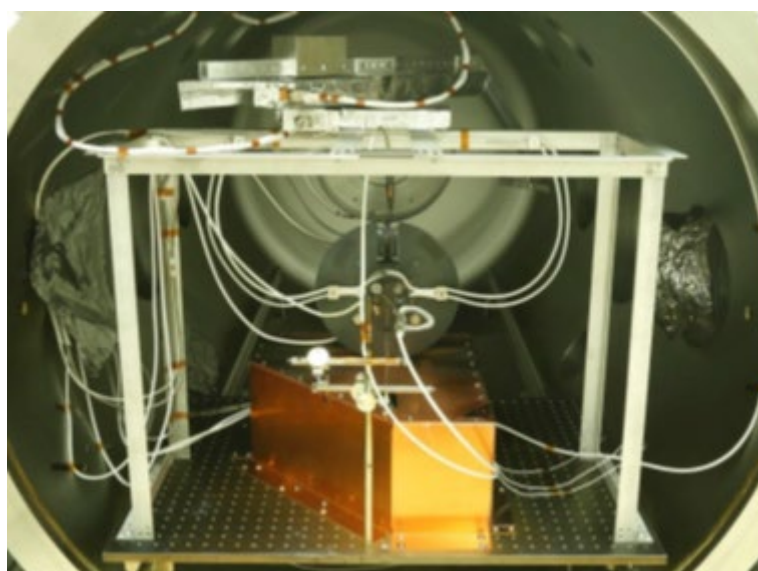
Do pomiaru charakterystyk czasowych prądu wyładowania, napięcia wyładowania i potencjału masy silnika (pływającego stosunku do masy komory) wykorzystywany był oscyloskop typu DPO4104B firmy Tektronix wyposażony w bezkontaktową sondę prądową (Tektronix TCP0030), różnicową sondę do pomiaru wysokiego napięcia (Tektronix THDP0200) oraz standardową sondę wysokiego napięcia P5100A. Do pomiaru prądu jonowego wykorzystano wytworzony w laboratorium PlaNS kolektor Faradaya, przemieszczany w strumieniu generowanej plazmy za pomocą manipulatora. Kątowy rozkład prądu jonowego zbieranego przez kolektor rejestrowany był również za pomocą oscyloskopu DPO4104B, zsynchronizowanego z układem sterującym ruchem kolektora. W celu stałego monitorowania najbardziej istotnych parametrów eksperymentu (takich jak prąd cewek, prąd katody, temperatura elementów wagi itp.) wykorzystywane były dwa 8-kanalowe układy do akwizycji danych DATAQ DI-730.

Ze względu na mnogość uzyskanych wyników tutaj pokazano jedynie te, które wskazują, że wytworzenie impulsu właściwego większego niż 2000 s, a więc znacznie przekraczającego typową wartość 1500 s, jest w układzie *kick-off* silnika KIKHET naprawdę możliwe, zarówno dla ksenonu jak i kryptonu – patrz Rysunek 7. Ze względu na prawdopodobieństwo wystąpienia przeciążeń cieplnych silnika nie zdecydowano się na przekraczanie mocy 700 W, co wymusiło ograniczenia wydatku masowego z jednej strony lub napięcia wyładowania z drugiej. I tak parametryzowany wydatkiem masowym wzrost prądu wyładowania w funkcji napięcia przedstawiono na Rysunku 8.





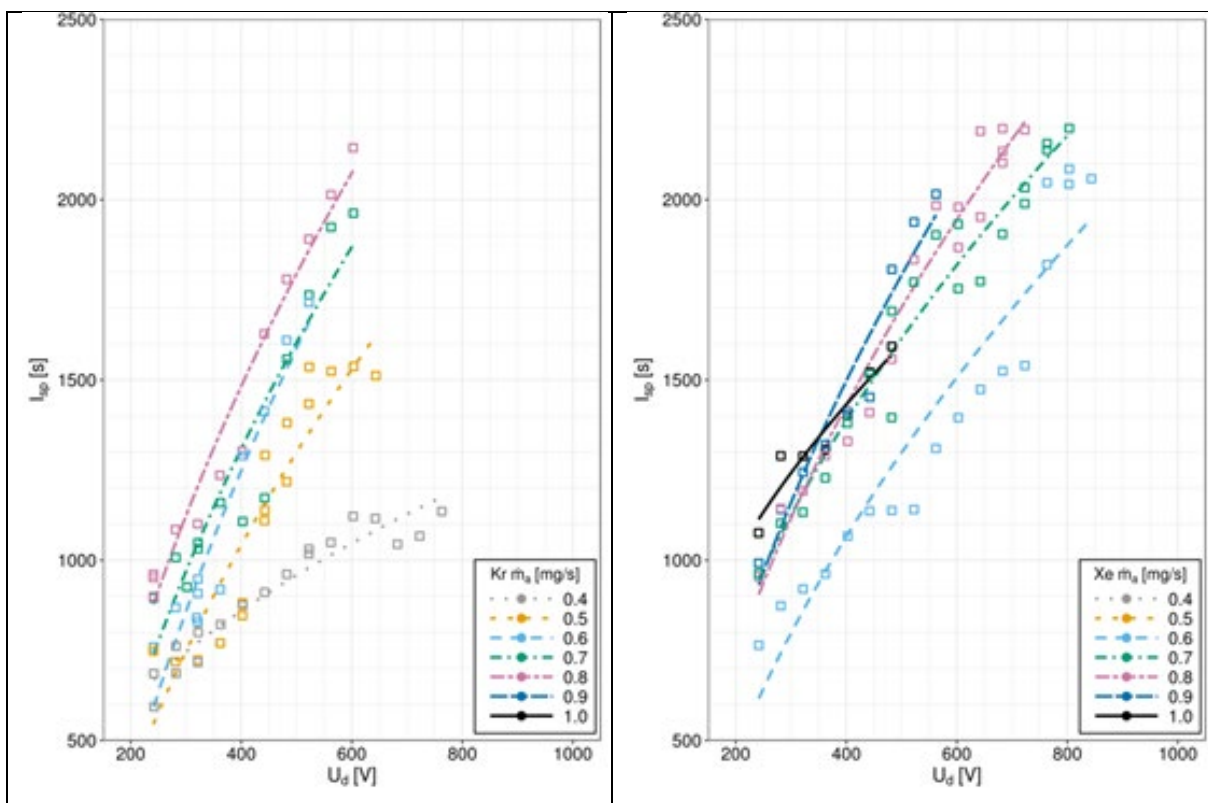
Rys. 5. Profil radialnej składowej indukcji pola wzdłuż centralnej linii kanału wyladowania (góra) oraz centralnej linii łączącej bieguny magnetyczne (dół) dla stosunku prądów cewek 5.0-2.5 (lewe panele) oraz 5.0-5.0 (prawe panele). Linie przerywane ilustrują wyniki symulacji za pomocą ANSYS Maxwell, natomiast linie ciągłe wyniki pomiarów teslametrem



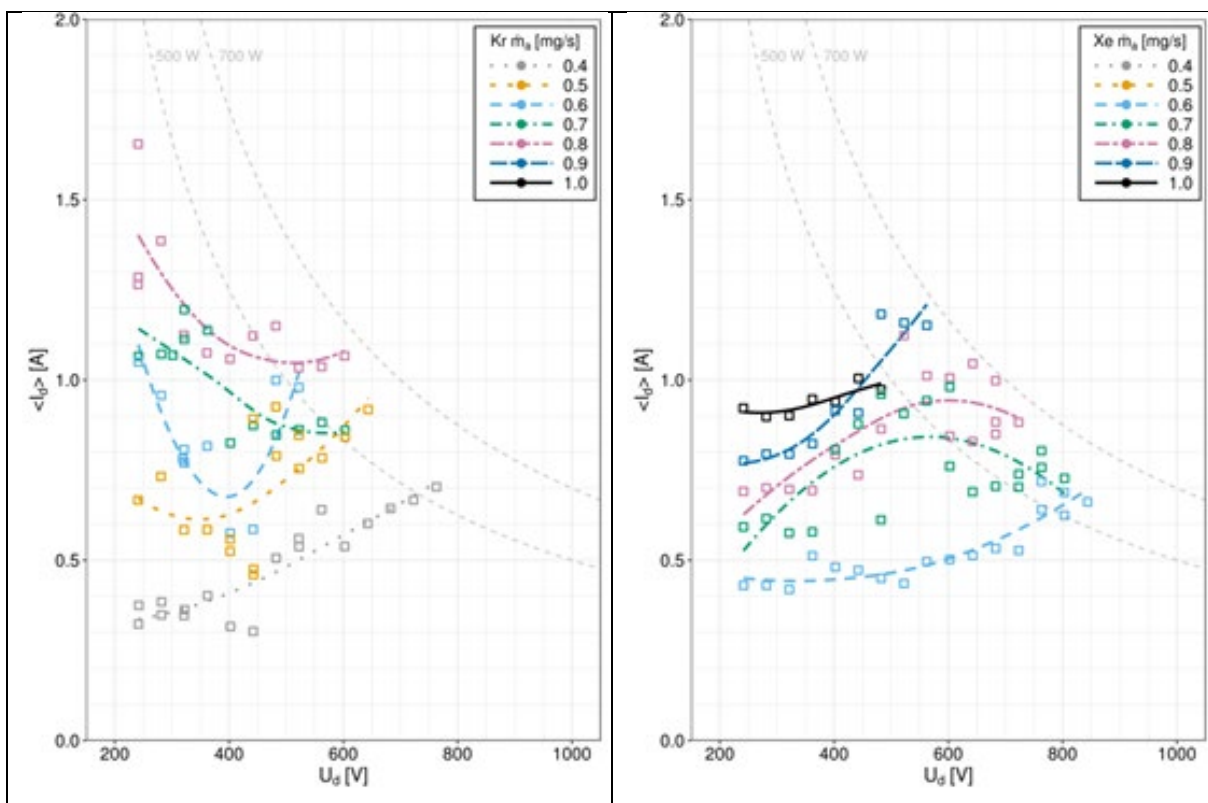
Rys. 6. Wersja kick-off silnika HIKHET przygotowana do testów w komorze próżniowej laboratorium PlaNS

Na tym samym rysunku zaznaczono hiperbole mocy 500 i 700 W. Jak widać, przy rosnących wydatkach masowych bardzo łatwo jest przekroczyć granice bezpieczeństwa termicznego silnika przy wzroście napięcia koniecznym do wytworzenia dużego I_{sp} .

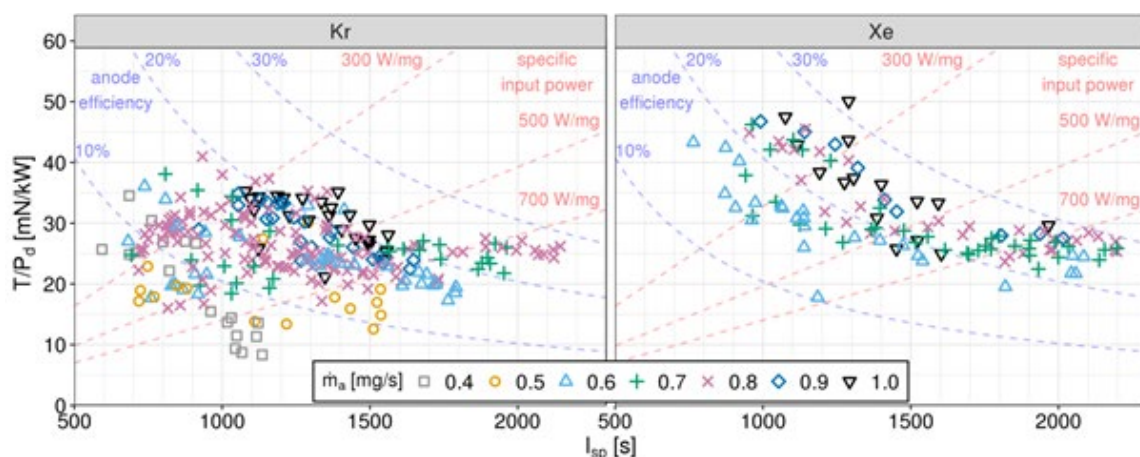
Dodatkowo na Rysunku 9 zostały przedstawione zbiorcze charakterystyki ilustrujące wydajność wersji kick-off w całym zakresie badanych parametrów. Poszczególne punkty odpowiadają nie tylko prostym zmianom siły ciągu w funkcji wydatku masowego i napięcia wyladowania, ale także odzwierciedlają wpływ pozostałych parametrów „miękkich”, a także „twardych” o których była mowa w poprzednich akapitach. Widać, że największa sprawność dla kryptonu jest osiągana w znacznie węższym zakresie wszystkich parametrów niż dla ksenonu, i znacznie rzadziej zbliża się do 30%, jak zresztą należało oczekiwać. Wydajność mierzona stosunkiem siły ciągu do mocy wyladowania jest również mniejsza dla kryptonu, co jest naturalne ze względu na znacznie mniejszą masę atomowa kryptonu w porównaniu z ksenonem: 83.8 względem 131.3.



Rys. 7. Impuls właściwy w funkcji napięcia wyznaczony z pomiarów siły ciągu wersji *kick-off* silnika HIKHET parametryzowany wydatkiem masowym kryptonu (panel lewy) i ksenonu (panel prawy)

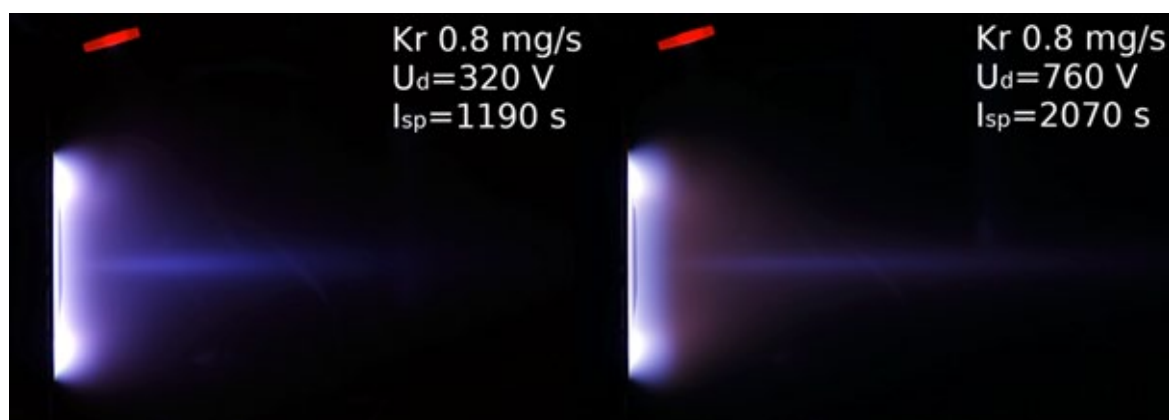


Rys. 8. Średni prąd wyładowania w funkcji napięcia parametryzowany wydatkiem masowym kryptonu (panel lewy) i ksenonu (panel prawy)

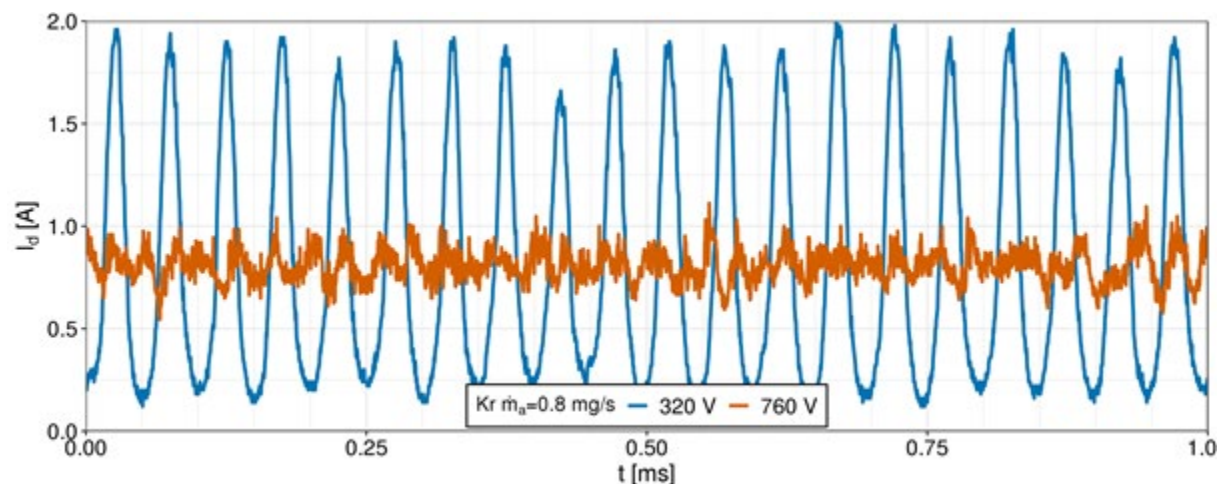


Rys. 9. Mapa osiągnięć wersji kick-off silnika HIKHET w funkcji zmian zarówno „miękkich” jak i twardych parametrów pracy silnika dla kryptonu (panel lewy) i ksenonu (panel prawy)

Fotografię obłoku plazmowego generowanego przez silnik pracujący przy napięciu 320 V i napięciu 760 V przedstawiono na Rysunku 10. Dla przypadku 320 V prąd wyładowania jest silnie zmodulowany i ma charakter szpilkowy o dobrze określonej częstotliwości. Natomiast dla 760 V prąd wyładowania słabo oscyluje, a jego widmo ma charakter szerokopasmowy – patrz Rysunek 11.



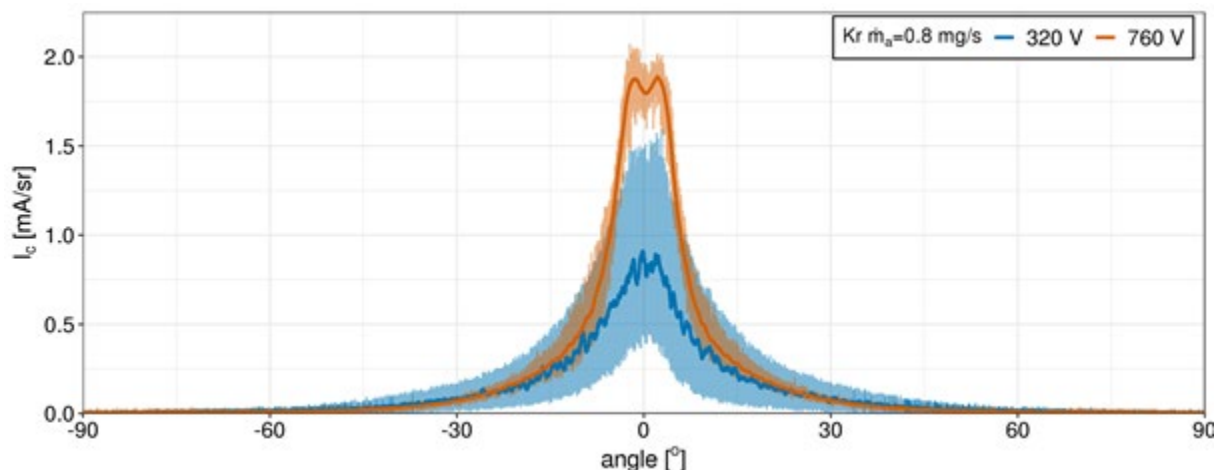
Rysunek 10. Obłok plazmowy generowany przez wersję kick-off silnika HIKHET dla dwóch napięć wyładowania



Rys. 11. Zmiana charakteru prądu wyładowania wersji kick-off silnika HIKHET dla napięcia 320 V (przebieg niebieski) i 760 V (przebieg pomarańczowy). Parametry pracy silnika odpowiadają fotografiom z Rysunku 10.

Stwierdzono, tak jak w projekcie KLIMT, że zmianę charakteru prądu wyładowania można w pewnym stopniu wymusić poprzez dobór prądu cewek silnika jak również zmianę parametrów pracy katody. Należy jednak zaznaczyć, że podczas pomiarów zauważono jedynie marginalną zależność osiągnięć silnika od dynamicznych własności prądu wyładowania i systematyczne zbadanie tego efektu wymaga dalszych pomiarów.

Zmianę profilu kątownego strugi jonów emitowanej przez silnik dla wysokiego i niskiego napięcia wyładowania ilustruje Rysunek 12 sporządzony dla tych samych parametrów co rysunki 10 i 11. Widać, że oscylacje prądu wyładowania przenoszą się na oscylacje prądu jonowego rejestrowanego za pomocą kolektora Faraday'a.



Rys. 12. Kątowa funkcja rozkładu gęstości prądu jonowego dla napięcia 320 V (przebieg niebieski) i 760 V (przebieg pomarańczowy). Krzywe ciągle otrzymano po zastosowaniu filtru Savitzky-Golay

W celu wyznaczenia średniej rozbieżności wiązki jonów zastosowano więc wygładzanie za pomocą filtru Savitzky-Golay. Tak jak należało oczekiwać rozbieżność wiązki dla wysokich napięć jest zdecydowanie mniejsza. Ilościowo rozbieżność wiązki (średni cosinus) dla każdego przypadku jest wyznaczana numerycznie w oparciu o następującą zależność:

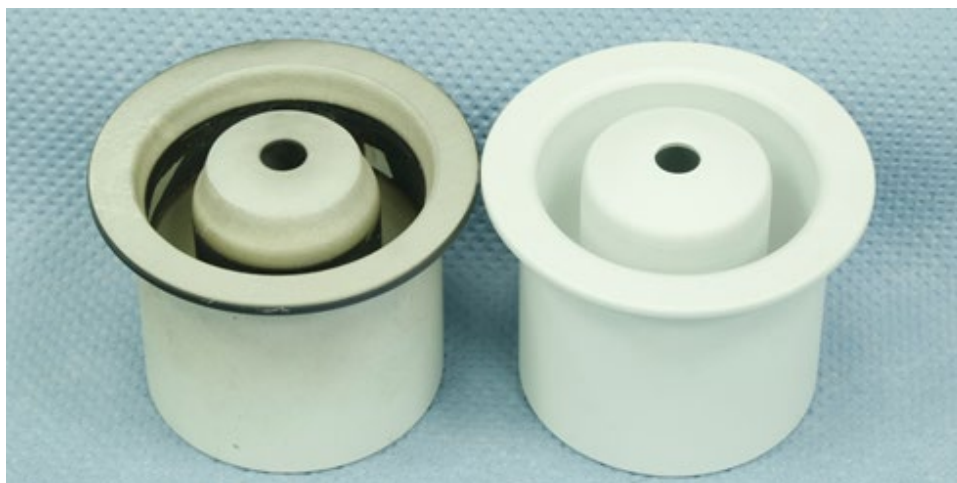
$$\langle \cos(\theta) \rangle = \frac{\pi R^2 \int j_i(\theta) \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta}{\pi R^2 \int j_i(\theta) \sin(\theta) d\theta}.$$

We wzorze $j_i(\cdot)$ jest zmierzną wartością prądu jonowego w funkcji kąta, natomiast R promieniem okręgu, którego środek położony jest w płaszczyźnie wyjściowej silnika (na jego osi symetrii) i po którym przemieszcza się kolektor Faradaya. Zakłada się, że rozpatrywany problem jest osiowosymetryczny.

Na zakończenie należy powiedzieć, że otrzymany materiał potwierdza założenie o możliwości zwiększenia impulsu właściwego w silniku Halla stosunkowo małej mocy (w porównaniu do wzorcowej konstrukcji SPT-100 o mocy 1350 W). Jednak przy opracowaniu konstrukcji docelowej konieczne będzie uwzględnienie przytoczonych tutaj wyników eksperymentalnych, wskazujących na znacznie większe obciążenia cieplne (spowodowane wzrostem napięcia pracy) i zmniejszoną sprawność (wynikającą z mniej efektywnej jonizacji uwarunkowanej zmniejszonym wydatkiem masowym) w stosunku do silnika Halla zoptymalizowanego do pracy przy niskim napięciu (240-320 V).

Innym poważnym zagadnieniem jest problem erozji ścian izolatora, który jest wyznacznikiem czasu życia silnika. Wiadomo, że jednym z rozwiązań dla tego problemu jest zastosowanie konfiguracji pola magnetycznego zapewniającej ekranowanie ścian kanału (*B-shielded thruster*). Jednak w ramach projektu HIKHET takie rozwiązanie nie jest przewidywane,

ponieważ wymaga diametralnie innej konstrukcji obwodu magnetycznego. Efekt erozji ścian zilustrowano na Rysunku 13. Pokazany tam izolator pracował w sumie ok. 250 godzin. W warunkach eksperymentu, w których parametry pracy silnika zmieniane są w szerokim zakresie i dalekie od optymalnych erozja może być jeszcze większa.



Rys. 13. Erozja ścian izolatora przy ujściu kanału silnika po ok. 250 godzinach pracy

Ten problem będzie badany w kolejnych eksperymentach.