

2 Projekty Programu H2020

2.1 LaserLab: Badania plazmy ablacyjnej z zastosowaniem femtosekundowej polaro-interferometrii w kontekście fuzji jądrowej z inercyjnym utrzymaniem plazmy i astrofizyki

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

Badania realizowane były w dwóch sesji pomiarowych:

I sesja pomiarowa (3-21.04.2017): *Badania spontanicznych pól magnetycznych i emisji szybkich elektronów dla różnych warunków oświetlenia tarcz laserowych.*

II sesja pomiarowa (9-27.04.2017): *Badania polaro-interferometryczne namagnesowanych strumieni plazmowych wytwarzanych w tarczach o specjalnej konstrukcji: typu „snail” i „open book”.*

W pierwszej sesji pomiarowej prowadzone były badania polaro-interferometryczne plazmy ablacyjnej, w celu poznania korelacji rozkładów spontanicznych pól magnetycznych (SPM) z emisją szybkich elektronów dla różnych warunków oświetlenia płaskich tarcz masywnych promieniowaniem laserowym. Badania takie mają bezpośrednie odniesienie do dwóch najważniejszych koncepcji realizacji fuzji inercyjnej (ICF): (i) *fast ignition* (FI) oraz (ii) *shock ignition* (SI).

W drugiej sesji pomiarowej testowane były dwie nowe idee wytwarzania i oddziaływania namagnesowanych strumieni plazmowych za pomocą tarcz o specjalnej konstrukcji: spiralnej oraz typu open-book. Szczególnie interesującym obszarem badań dla środowiska naukowego zajmującego się laboratoryjną astrofizyką jest w pierwszym przypadku uzyskanie strumieni namagnesowanych o rekordowej indukcji pola magnetycznego, natomiast w drugim symulowanie procesu łączenia się strumieni w wyniku rekonekcji pól magnetycznych tych strumieni.

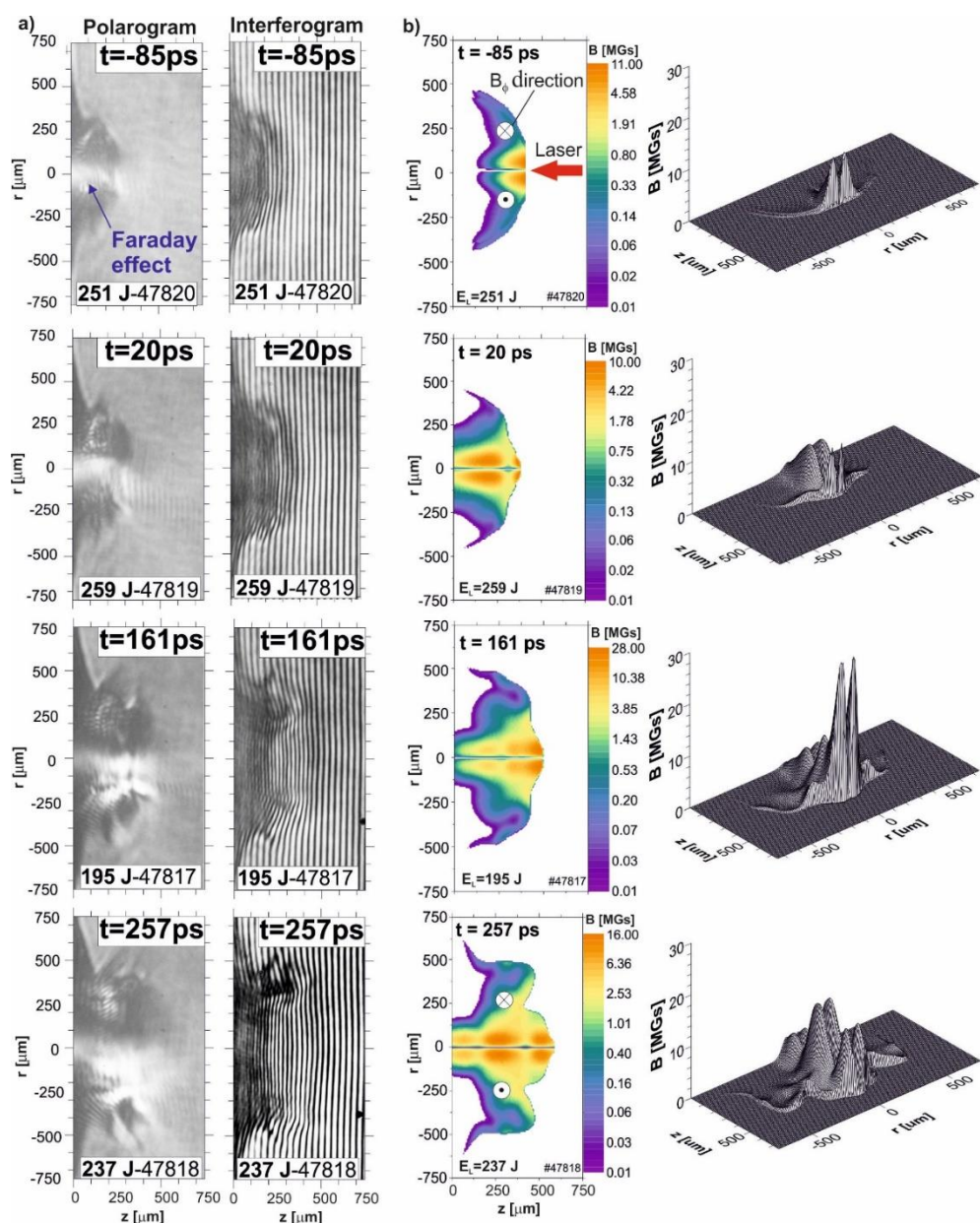
W obu eksperymentach jako główna diagnostyka wykorzystywany był 2 – kanałowy polaro-interferometr, zbudowany w IFPiLM, umożliwiający dzięki oświetleniu impulsem lasera femtosekundowego, uzyskanie informacji o rozkładach przestrzennych SPM i koncentracji elektronowej w badanej plazmie z super-wysoką rozdzielczością przestrzenną, niezbędną, aby śledzić jej ekspansję w okresie obejmującym szerokość impulsu laserowego. Jako diagnostyki dodatkowe stosowano:

- (i) 2D zobrazowanie rozkładu emisji szybkich elektronów oparte na emisji linii k_{α} Cu,
- (ii) układ kolektorów siatkowych do pomiaru rozkładów kątowych emisji jonów w celu uzyskania informacji o temperaturze elektronowej plazmy, średniej energii szybkich elektronów oraz
- (iii) pomiary objętości kraterów jako rutynowa diagnostyka do oceny efektywności przekazu energii promieniowania laserowego do tarczy masywnej.

Najważniejsze wyniki badań uzyskane w I sesji pomiarowej

A) Pomiary polaro-interferometryczne

Podstawową opcją były pomiary SPM generowanych przy oświetleniu płaskich tarcz miedzianych 1-harmoniczną laser jodowego PALS o liniowej polaryzacji i intensywności około 10^{16} W/cm², uzyskiwanej przy zogniskowaniu wiązki laserowej do minimalnego promienia $R_L=50$ μ m. Do ilościowej analizy danych z pomiarów polar-interferometrycznych zostały wybrane polarogramy i interferogramy przedstawione na rys. 1a, zarejestrowane w charakterystycznych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej, a mianowicie: przed maksimum intensywności impulsu laserowego ($t=-85$ ps), w pobliżu maksimum ($t=20$ ps), w chwilach późniejszych ($t=161$ ps) oraz po jego zakończeniu ($t=257$ ps). Aby uzyskać informacje o rozkładach SPM oraz koncentracji elektronowej wykorzystywana była metodologia przedstawioną w pracy [1]. Obliczone rozkłady SPM (ekwidensy oraz profile przestrzenne) przedstawione są na rys. 1b.



Rys. 1 Polarogramy i interferogramy - (a) oraz obliczone na ich podstawie rozkłady SPM – (b) w plazmie generowanej przy oświetleniu płaskich tarcz z Cu, wiązką 1ω o liniowej polaryzacji. w

charakterystycznych chwilach jej ekspansji w odniesieniu do maksimum intensywności impulsu laserowego.

Rozkłady ilustrują, że SPM rośnie w kierunku frontu strumienia plazmy osiągając maksymalną amplitudę 28 MGs w chwili $t=161$ ps. Opierając się na rozkładach SPM obliczone zostały rozkłady gęstości prądu, rys. 2b. W tym celu wykorzystano zależność między gęstością prądu, a indukcją pola magnetycznego wynikająca z prawa Ampera:

$$\vec{j}(r, z) = j_z(r, z)\vec{e}_z + j_r(r, z)\vec{e}_r = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial B_\phi(r, z)}{\partial r} + \frac{B_\phi(r, z)}{r} \right] \vec{e}_z + \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial B_\phi(r, z)}{\partial z} \right] \vec{e}_r, [\text{A/m}^2] \quad (1)$$

przy założeniu, że z pomiarów polaro-interferometrycznych mamy informację tylko o składowej azymutalnej pola magnetycznego $\vec{B}(0, B_\phi, 0)$, oraz zaniedbując prąd przesunięcia. Wyznaczony został zarówno sumaryczny rozkład gęstości prądu $j(r, z)$ jak i jego osiowe - $j_z(r, z)$ i radialn - $j_r(r, z)$ rozkłady związane z kierunkiem przepływu elektronów w plazmie ablacyjnej. Należy tu wyróżnić rozkłady związane z przepływem elektronów: (i) w kierunku od tarczy tzw. *direct current* w przypadku, gdy $j > 0$ oraz (ii) w kierunku do tarczy tzw. *return current* w przypadku, gdy $j < 0$.

Jak wynika, z rys. 2b, prawie cały prąd związany z przepływem elektronów w kierunku od tarczy (tzw. *direct current*), zawarty jest w cylindrze o średnicy $130 \mu\text{m}$ (porównywalnej ze średnicą wiązki laserowej), w przeciwieństwie do prądu zwrotnego (tzw. *return current*), który płynie w szerokim obszarze poza cylindrem i dotyczy elektronów poruszających się do tarczy. Należy również zauważyć, że gęstość prądu zwrotnego jest dużo mniejsza od gęstości prądu płynącego w cylindrze.

Na podstawie rozkładów gęstości prądu wyznaczono całkowity prąd płynący wzdłuż strumienia plazmy ablacyjnej:

$$I_z(z) = 2\pi \int_0^R j_z(r, z) r dr \quad (2)$$

gdzie: $j_z(r, z)$ – jest gęstością prądu płynącego w różnych chwilach ekspansji związanego z kierunkami ruchu elektronów. Obliczone rozkłady całkowitego prądu przedstawia rys. 3a.

Jak wynika z przedstawionych rozkładów, całkowity prąd płynący w cylindrze – tzw. *direct current*, jest prawie taki sam jak prąd zwrotny płynący w szerokim obszarze poza cylindrem. Jest to zgodne z oczekiwaniami, ponieważ różnica dotyczy elektronów wychodzących z plazmy, które nie mogą być rejestrowane za pomocą polaro-interferometrii ze względu na zbyt małą koncentrację elektronową w tym peryferyjnym obszarze.

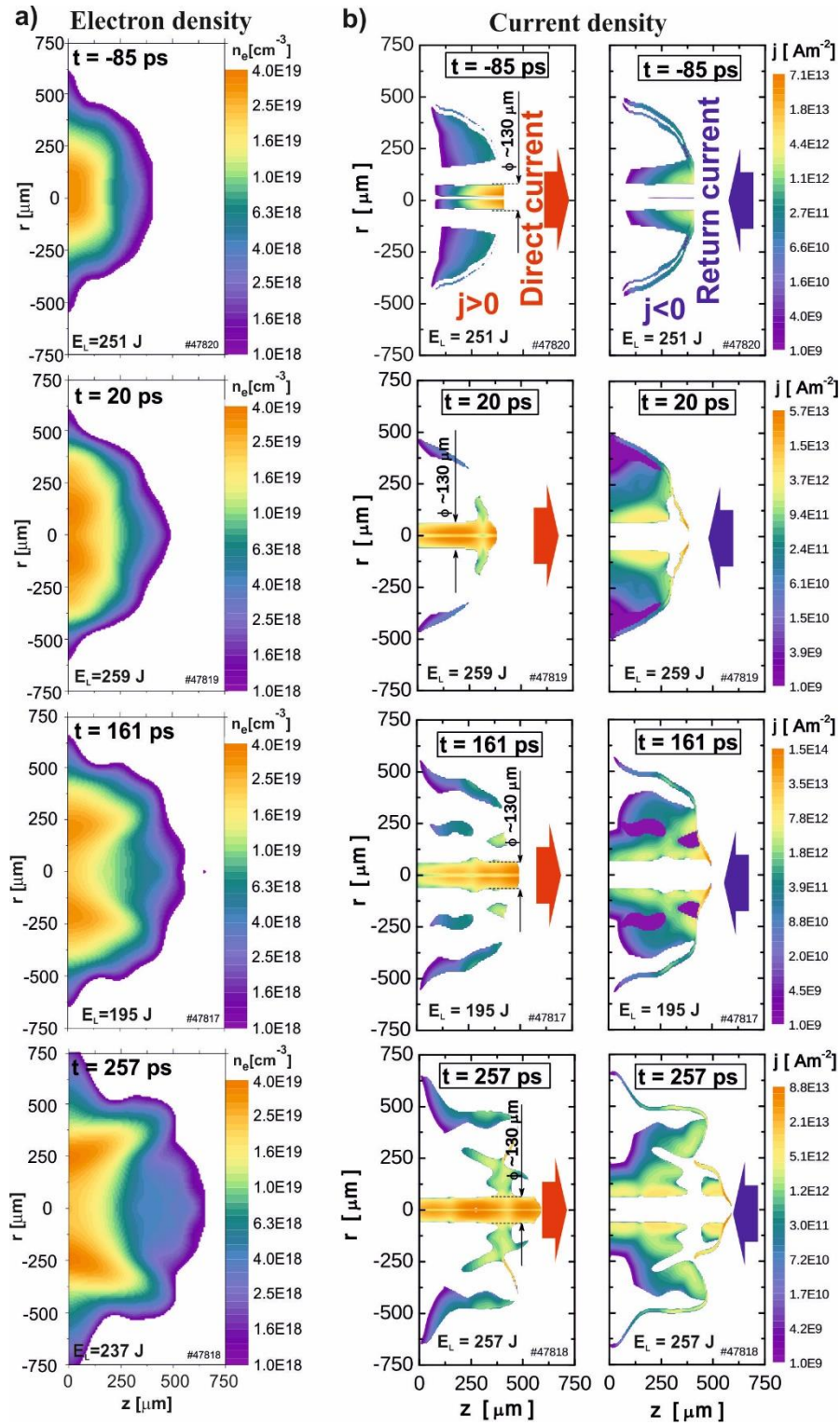
Ponadto, na podstawie rozkładów SPM, $B(r, z)$, zostały wyznaczone rozkłady energii zdeponowanej w SPM wzdłuż strumienia plazmy ablacyjnej, rys. 3b, wykorzystując zależność:

$$E_B(z) = 2\pi \int_0^R \frac{B^2(r, z)}{2\mu_0} r dr, [\text{J/m}] \quad (3)$$

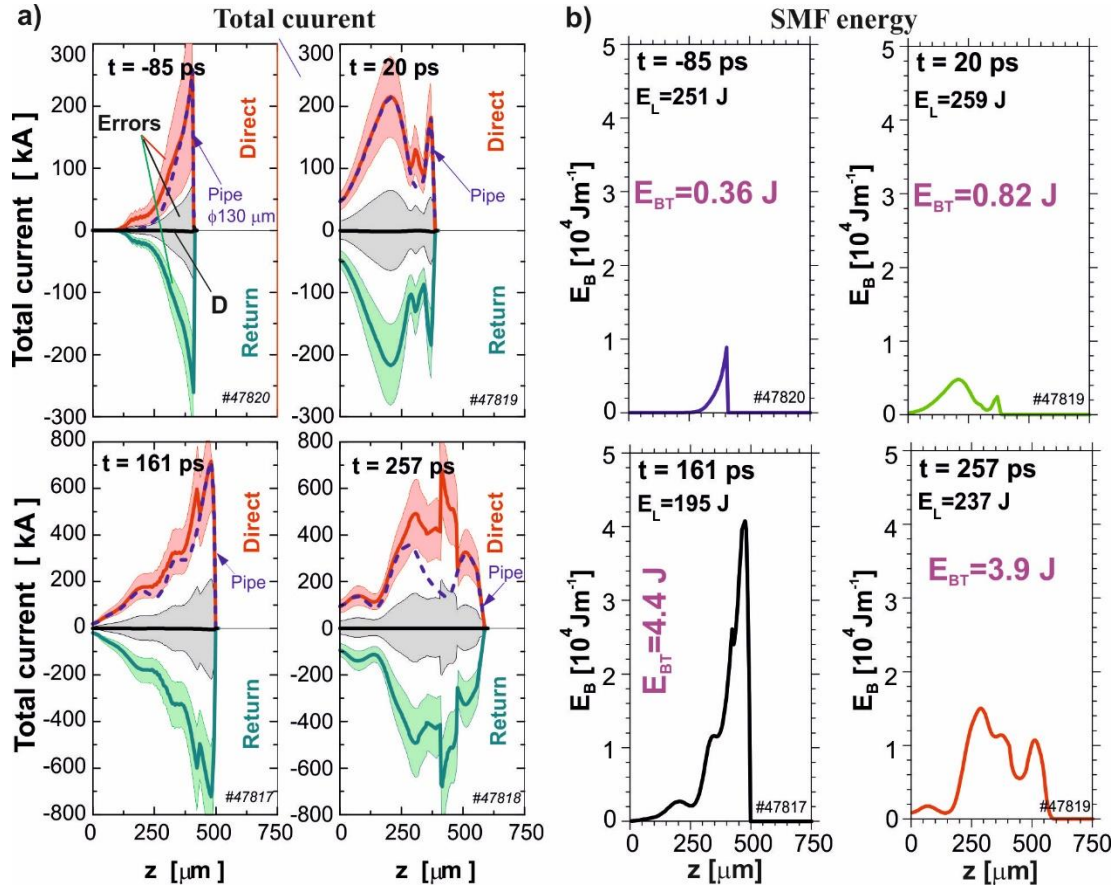
a następnie całkowita energia zdeponowaną w SPM, odpowiadająca charakterystycznym chwilą ekspansji plazmy:

$$E_{BT} = \int E_B(z) dz, \quad (4)$$

Jak wynika z rozkładów energii zdeponowanej, rys. 3b, maksymalna energia zdeponowana w SPM wynosi około 4.4 J w chwili $t=161$ ps, co stanowi około 2% energii promieniowania laserowego oświetlającego tarczę.



Rys. 2. Rozkłady koncentracji elektronowej (a) oraz rozkłady gęstości prądu (b) obliczone na podstawie rozkładów SPM z rys. 1.



Rys. 3 Rozkłady całkowitego prądu (a) oraz energii promieniowania laserowego zdeponowanej w SPM w charakterystycznych chwilach ekspansji plazmy.

Rozkłady energii kinetycznej elektronów

Bezpośrednią korzyścią zastosowania femtosekundowej polaro-interferometrii dla osiągnięcia celu proponowanych badań w projekcie było uzyskanie informacji o rozkładach energii kinetycznej elektronów. Zakładając ukierunkowany przepływ elektronów wzdłuż osi „z”, oraz biorąc pod uwagę relatywistyczne prędkości elektronów takiego oszacowania dokonano wykorzystując zależność:

$$E(r, z) \approx m_e c^2 (\gamma(v) - 1) \quad (5)$$

gdzie: $\gamma(v) = \left(1 - \frac{v_z^2(r, z)}{c^2}\right)^{-1/2}$,

natomiast: $v_z(r, z) = \frac{j_z(r, z)}{e n_e(r, z)}$

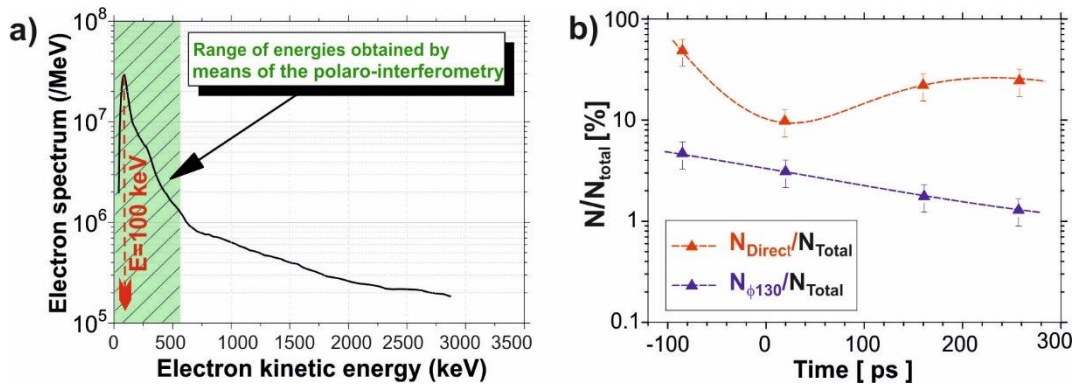
jest średnią prędkością elektronów, którą można wyznaczyć na podstawie rozkładów gęstości prądu: $j_z(r, z)$ oraz koncentracji elektronowej: $n_e(r, z)$ otrzymanych z pomiarów polaro-interferometrycznych. Należy jednak pamiętać, że takie wyznaczenie energii elektronów, jest oszacowaniem od dołu, ponieważ pod uwagę brane są tylko elektrony poruszające się w

kierunku osiowym, co wynika z geometrii pomiarów polaro-interferometrycznych. Rozkłady energii kinetycznej elektronów. Na podstawie tych rozkładów, sporządzone zostały histogramy energii elektronów, rys. 4b, które jeśli się weźmie pod uwagę w/w założenia można traktować jako odzwierciedlenie widm elektronów. Jak wynika, z rys. 4a, energie szybkich elektronów odpowiadające prądowi - *direct current*, wynoszą kilkadziesiąt, a nawet kilkaset keV, co więcej są dużo większe w porównaniu z energiami elektronów związanych z prądem zwrotnym. Różnice między rozkładami energii elektronów poruszających się w przeciwnych kierunkach są wyraźnie widoczne na histogramach, rys. 4b.

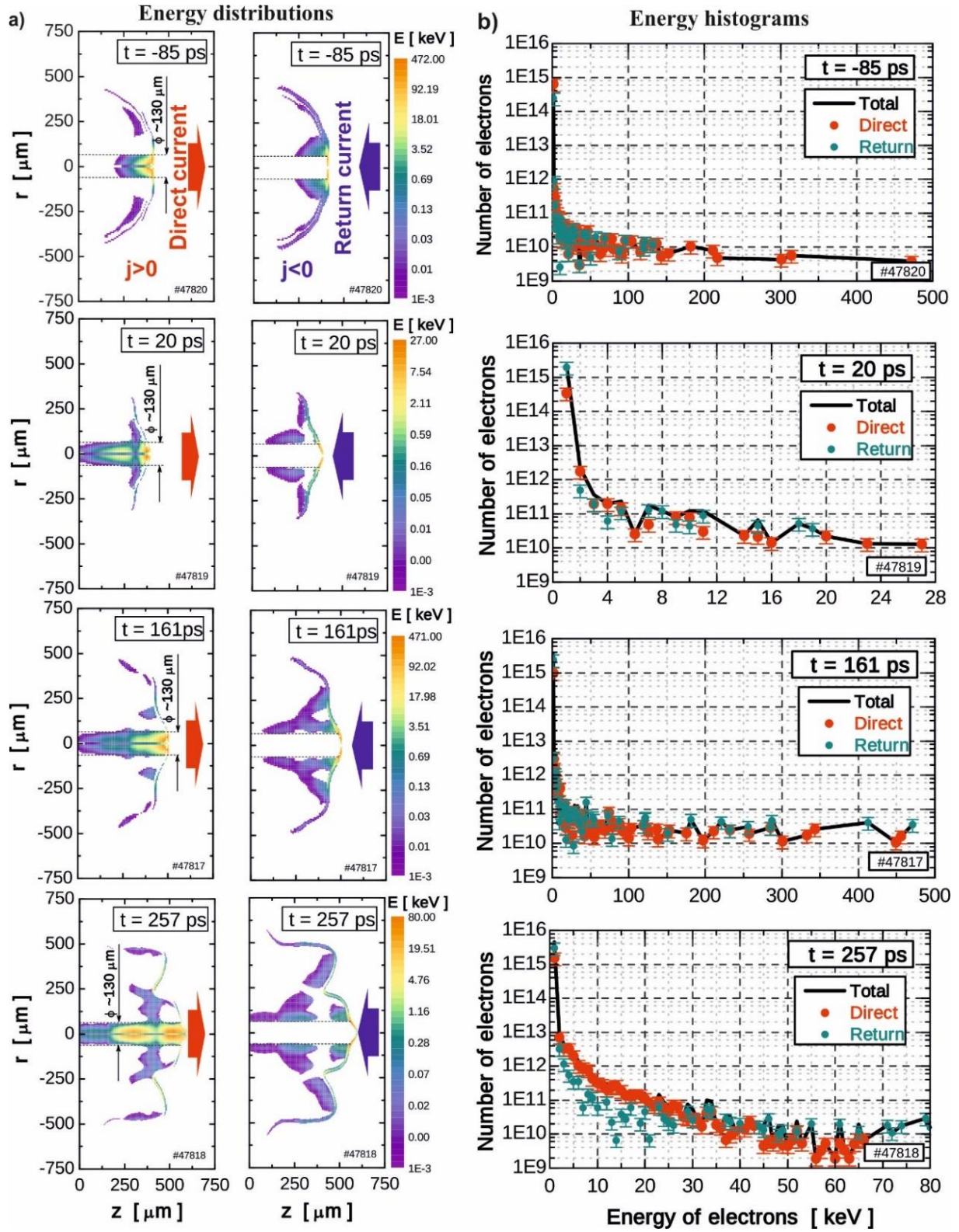
Należy podkreślić, że otrzymane z pomiarów polaro-interferometrycznych rozkłady energii kinetycznej elektronów są w dużej zgodności z widmami szybkich elektronów uzyskanymi z pomiarów za pomocą spektrometru magnetycznego, rys. 5a.

Szczególnie ważne wnioski, wynikają z analizy uzyskanych rozkładów koncentracji elektronowej w kombinacji z rozkładami gęstości prądu, rys. 2. Wyniki tej analizy pokazane - na rys. 5b, wskazują, że:

- po maksimum impulsu laserowego ($t > 0$), 9 - 20% całkowitej liczby elektronów związanych jest z przepływem *direct current* oraz
- główna część tego prądu płynie w wąskim cylindrze o średnicy około 130 μm , zlokalizowanym i stanowi 1.5 - 5% całkowitej liczby elektronów.



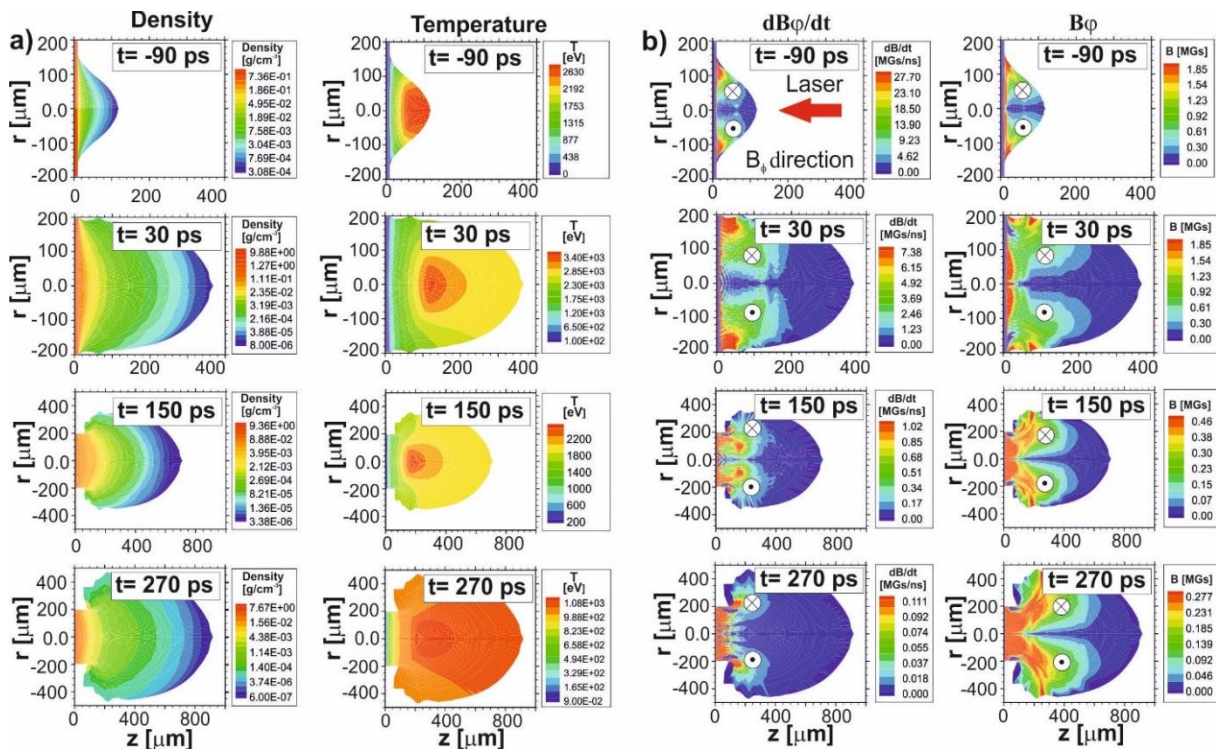
Rys.5 a) widmo szybkich elektronów zarejestrowane za pomocą [2] oraz b) zmiany czasowe frakcji szybkich elektronów odpowiadające prądowi - *direct current*, odniesione do całkowitej populacji elektronów w plazmie ablacyjnej.



Rys. 4 Rozkłady energii kinetycznej elektronów (a) oraz obliczone na ich podstawie histogramy reprezentujące widmo elektronów (b) w charakterystycznych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej.

2D symulacje numeryczne:

Aby wyjaśnić mechanizm i strukturę obserwowanych SPM w eksperymencie prowadzone były symulacje numeryczne za pomocą 2D MHD kodu ATLANT-He [3], opracowanego przez dla grupę teoretyczną z Instytutu Fizycznego im. Lebedieva w Moskwie. Obliczenia wykonywane były dla warunków oświetlenia zgodnych z eksperymentem.



Rys. 6 Wyniki symulacji numerycznych za pomocą 2D MHD kodu ATLANT-HE ilustrujące oddziaływanie 1-harmonicznego promieniowania lasera jodowego z płaską tarczą masywną z Cu: a) rozkłady koncentracji elektronowej i temperatury oraz b) SPM w różnych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej.

2D symulacje wykluczyły mechanizm skrzyżowanych gradientów temperatury i koncentracji elektronowej jako źródło generacji SPM tłumacząc różnice między danymi eksperymentalnymi kinetyką szybkich elektronów. Zgodność między teorią a eksperymentem uzyskano zakładając, że SPM są generowane przez wiązkę szybkich elektronów o średnicy porównywalnej ze średnicą wiązki laserowej, propagującą wzdłuż osi, co było obserwowane w eksperymencie jako tzw. *direct current*. Zarówno, amplituda SPM jak i parametry szybkich elektronów oszacowane na podstawie 2D symulacji numerycznych odpowiadające charakterystycznym fazom ekspansji strumienia plazmy, są w zadawalającej zgodności z amplitudą SPM i rozkładami gęstości prądów szybkich elektronów otrzymanymi z eksperymentu.

B) Pomiary emisji elektronów i jonów za pomocą dodatkowych diagnostyk

- (i) Pomiary emisji szybkich elektronów: prowadzone były za pomocą spektrografu ze sferycznie wygiętym kryształem kwarcowym typu (211). Układ ten umożliwiał 2D zobrazowanie rozkładu emisji szybkich elektronów oparte na emisji linii k_α miedzi. Celem pomiarów było określenie całkowitej populacji szybkich elektronów oraz wyznaczenie ich energii. Pomiary spektroskopowe zrealizowane przy oświetleniu płaskich masywnych tarcz z Cu oraz podwójnych (Cu + cienka warstwa z plastiku) za pomocą 1-harmonicznego promieniowania laserowego o polaryzacji liniowej dla różnych

intensywności w zakresie 10^{15} - 10^{16} W/cm², potwierdziły rezonansowy mechanizm absorpcji promieniowania laserowego odpowiedzialny za generację szybkich elektronów o energiach około 30 keV emitowanych w kierunku do tarczy.

Ponadto, pomiary k_α , pozwoliły określić konwersja energii promieniowa laserowego w energie szybkich elektronów, jest poziomie kilku procent.

- (ii) Pomiary emisji jonów: prowadzone były za pomocą układu kolektorów siatkowych zainstalowanych pod różnymi kątami (w zakresie 0-60 stopni) w stosunku do kierunku wiązki laserowej w odległości 40 cm od tarczy. Analiza sygnałów kolektorowych uzyskanych dla w/w warunków oświetlenia, potwierdziły emisję szybkich elektronów o średnich energiach około 70 keV. Takie energie są w dużej zgodności z wynikami pomiarów polaro-interferometrycznych oraz 2D symulacjami za pomocą kodu ATLANTHE-HE.
- (ii) Pomiary efektywności tworzenia kraterów: zrealizowane przy oświetleniu płaskich tarcz laserowych z Cu 1-harmoniczną promieniowania lasera jodowego o polaryzacji liniowej o intensywności w zakresie 10^{15} - 10^{16} W/cm², uzyskiwanej poprzez zmianę promienia wiązki laserowej potwierdziły dominowanie rezonansowej absorpcji ze wzrostem intensywności osiąganych poprzez zmniejszenie promieni wiązki laserowej.

Najważniejsze wyniki badań uzyskane w II sesji pomiarowej

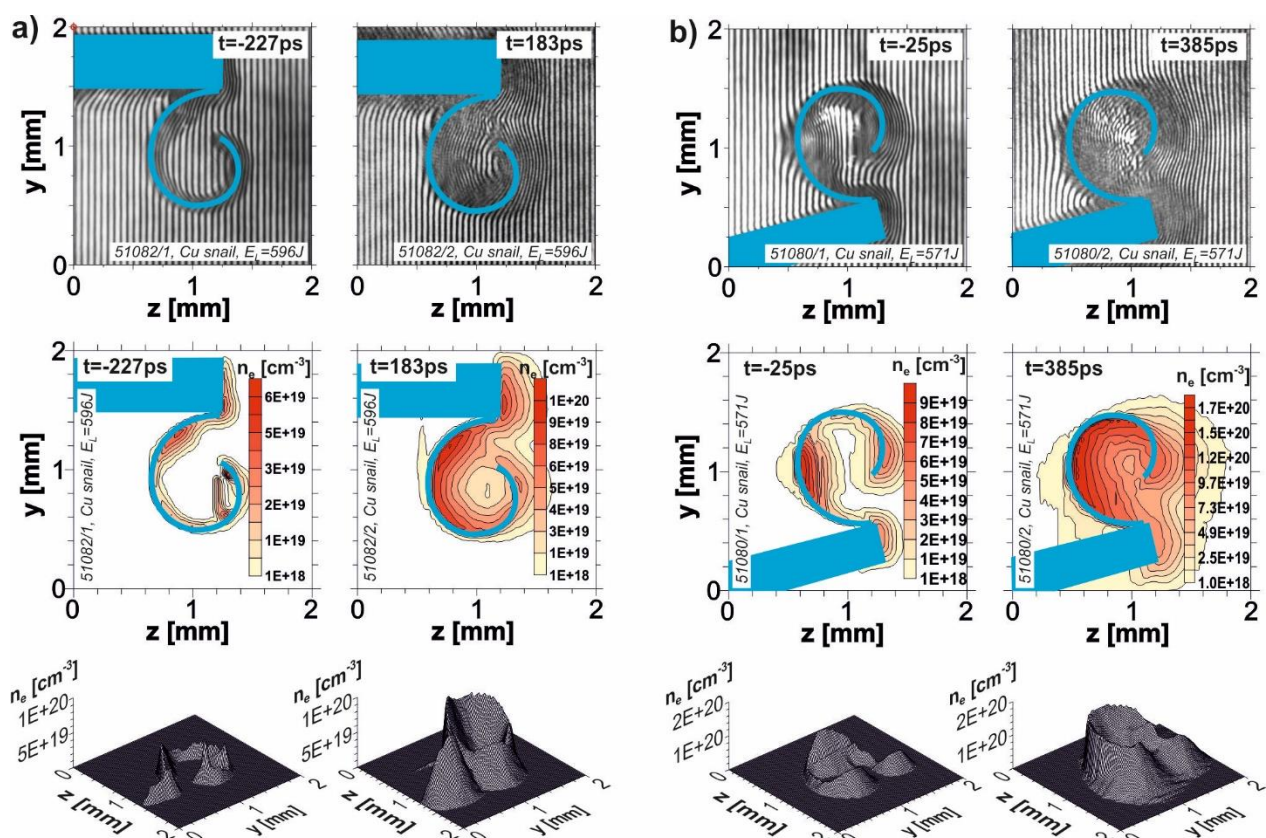
A) Testowanie tarcz o konstrukcji spiralnej (ślimakowej – *ang. snail target*)

W badaniach wykorzystywane były tarcze o średnicy 1000 μ m, których technologię wykonania opracowano w IFPiLM. Testowano tarcze wykonane z Cu oraz Al., oświetlając je 1-harmoniczną promieniowania laserowego o maksymalnej intensywności ($>10^{16}$ W/cm²), uzyskiwanej poprzez zogniskowanie wiązki laserowej o maksymalnej energii (do 700 J) do minimalnego promienia, $R_L=50$ μ m. Jako główna diagnostyka do monitorowania pracy tarcz spiralnych wykorzystywana femtosekundowa polaro-interferometria pracująca w opcji kompleksowej interferometrii. Próby zakończyły się pełnym sukcesem, co potwierdzają interferogramy kompleksowe oraz uzyskane na ich podstawie rozkłady koncentracji elektronowej przedstawione na rys.7. Ponieważ, formowana wzdłuż trajektorii (powierzchni) ślimaka plazma jest symetryczna względem płaszczyzny prostopadłej do powierzchni tarczy, rozkłady koncentracji elektronowej, zostały wyznaczone, zgodnie z metodologią przedstawioną w pracy [4], wykorzystując związek między fazą, a koncentracją elektronową w pełni zjonizowanej plazmy:

$$\delta(y, z) = 4.46 \cdot 10^{-14} \lambda \bar{n}_e(y, z) l_p \quad (1)$$

gdzie: $\delta(y, z)$ – jest przyrostem fazy wiązki sondującej o długości fali λ , wzdłuż drogi sondowania l_p , natomiast $\bar{n}_e(y, z)$ jest rozkładem średniej koncentracji:

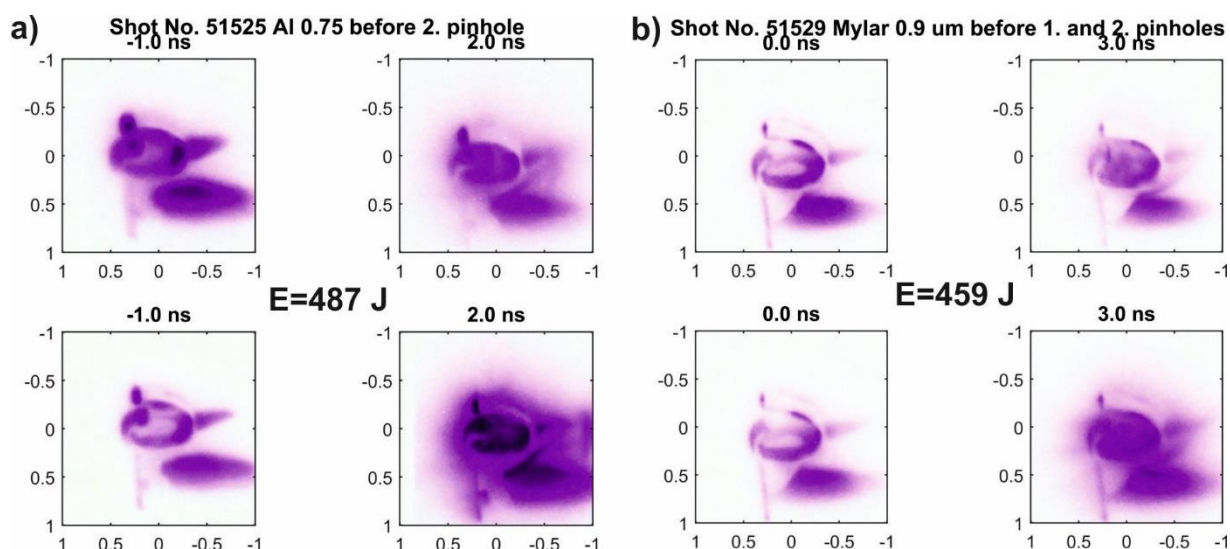
$$\bar{n}_e(y, z) = \frac{\int_0^{l_p} n_e(x, y, z) dx}{l_p} \quad (2)$$



Rys. 7 Sekwencje interferogramów i rozkładów koncentracji elektronowej ilustrujące proces formowania plazmy namagnetyzowanej w różnych charakterystycznych fazach ekspansji, podczas oświetlenia tarcz ślimakowych wykonanych z Cu 1-harmoniczną promieniowaniem laserowego o liniowej polaryzacji i energii około 600 J.

Jak wynika z rozkładów, rys. 7, proces formowania plazmy wzdłuż spirali, będący wynikiem propagacji strumienia szybkich elektronów, rozpoczyna się dużo wcześniej (ze względu na pre-impuls) przed osiągnięciem maksymalnej intensywności impulsu laserowego. Powstająca namagnetyzowana plazma ekspanduje w kierunku do centrum spirali kreując kolumnę namagnetyzowanej plazmy z polem magnetycznym o kierunku prostopadłym do płaszczyzny tarczy, tzn. o takim rozkładzie linii sił jakie jest wytwarzane przez jednozwojową cewkę. O tym, że takie pole jest generowane, świadczy efekt Faraday'a widoczny na interferogramach kompleksowych jako rozjaśnienie prążków interferencyjnych w centrum spirali. Uzyskanie informacji o wartości indukcji tego pola, będzie kolejnym etapem ilościowej interpretacji danych polar-interferometrycznych i wymagać będzie opracowania software do amplitudowo-fazowej analizy interferogramów kompleksowych. Stosowne oprogramowanie przygotowywane jest w ramach pracy doktorskiej realizowanej przez Panią mgr inż. Agnieszkę Zars- Szydłowską pod moim kierownictwem.

Wynikający z pomiarów polar-interferometrycznych opis procesu formowania plazmy namagnetyzowanej, jest w dużej zgodności z proponowaną ideą w projekcie, a dodatkowym potwierdzeniem są również zdjęcia z kadrowej kamery rentgenowskiej, rys. 8, ilustrujące uformowany strumień plazmy wzdłuż spirali w różnych fazach ekspansji.



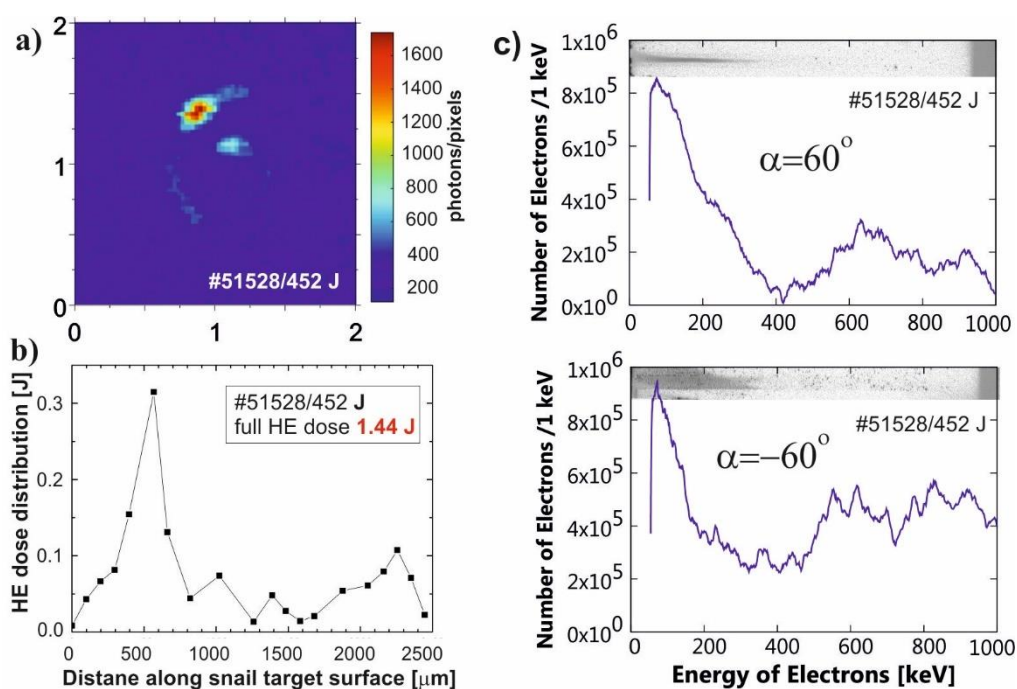
Rys. 8 Zdjęcia z rentgenowskiej kamery kadrowej zarejestrowane z odstępem czasowym między kadrami ~ 3 ns, dla różnych filtrów: a) z Al. grubości $0.75 \mu\text{m}$ oraz b) z mylaru o grubości $0,9 \mu\text{m}$ przy użyciu pinchola lub bez.

Obrazy rentgenowskie ilustrują, zarówno emisję promieniowania rentgenowskiego wzdłuż spirali, ale również emisję pochodzącą od formowanego zgęstka plazmowego wewnątrz spirali w późniejszych chwilach ekspansji.

Szczególnie użyteczną diagnostyką do pomiarów emisji szybkich elektronów z tarcz spiralnych, okazały się pomiary spektroskopowe za pomocą sferycznie wygiętego kryształu z kwarcu typu – (211), umożliwiające 2D zobrazowanie rozkładu szybkich elektronów. Pozwoliły one nie tylko zwizualizować i monitorować (od strzału do strzału) prąd szybkich elektronów wzdłuż trajektorii (powierzchni) tarczy spiralnej, ale również określić rozkład energii szybkich elektronów deponowanej w materiale tarczy wzdłuż wewnętrznej powierzchni spirali i na tej podstawie wyznaczyć sumaryczną konwersję energii promieniowania laserowego w energię szybkich elektronów.

Aby wyznaczyć rozkłady energii szybkich elektronów w tarczy spiralnej, zaeksponowane płytki obrazowe (tzw. image plate) skanowane były za pomocą czytnika firmy Fujifilm BAS-1800. Ponieważ obrazy K_{α} obserwowano pod kątem $42,5^{\circ}$ względem osi tarczy ślimakowej, zarejestrowane sygnały zostały przeliczone na skalę intensywności, biorąc pod uwagę wygięcie kryształów i transmisję filtrów. Do modelowania energii deponowanej przez szybkie elektrony w materiale tarczy, wykorzystano kod Monte Carlo PENELOPE [5]. Uzyskane dane interpretowane były celu uzyskania informacji o wydajności i konwersji energii promieniowania laserowego za pomocą metodologii, której szczegóły przedstawione są w pracy [6]. 2D zobrazowanie emisji K_{α} z miedzianej tarcz spiralnej oświetlanej 1-harmoniczną promieniowania laserowego przedstawia rys. 9a, natomiast uzyskany na podstawie tego zdjęcia rozkład energii szybkich elektronów deponowanej wzdłuż wewnętrznej powierzchni tarczy pokazuje rys. 9b.

Jak wynika z analizy rys. 9a i b, największa energia szybkich elektronów deponowana w materiale tarczy odpowiada miejscu zogniskowania promieniowania laserowego, na początku spirali. W późniejszych fazach propagacji szybkich elektronów wzdłuż wewnętrznej powierzchni spirali energia deponowana jest wyraźnie mniejsza i rozłożona w miarę równomiernie w pozostałej części spirali. Sumaryczna energia szybkich elektronów zdeponowana w materiale tarczy wzdłuż całej wewnętrznej powierzchni spirali stanowi kilka procent energii wiązki laserowej oświetlającej tarczę spiralną.



Rys. 9 2D zobrazowanie emisji k_α ślimakowej tarczy wykonanej z Cu (a) oraz uzyskany na podstawie tego zdjęcia rozkład energii zdeponowanej przez szybkie elektrony wzdłuż wewnętrznej powierzchni spirali (b), a także widma szybkich elektronów zarejestrowane za pomocą spektrometru magnetycznego odpowiadające dwóm przeciwnym kierunkom (-60° i 60°) w stosunku do osi formowanego strumienia plazmy namagnetyzowanej.

Istotnym uzupełnieniem zestawu diagnostycznego, był spektrometr magnetyczny, który zastosowano do pomiaru widma elektronów emitowanych z plazmy namagnetyzowanej formowanej w tarczach spiralnych. W badaniach wykorzystywane były dwa moduły tego spektrometru usytuowane pod kątem -60° i 60° w stosunku do osi plazmy namagnetyzowanej, kreowanej, zgodnie z ideą pracy tych. Uzyskane widma elektronów przedstawia rys. 9c. Jak wynika z rys. 9c, rozkłady energii kinetycznych elektronów emitowanych w obu przeciwnych kierunkach są bardzo podobne. Maksymalna populacja elektronów odpowiada energii około 100 keV.

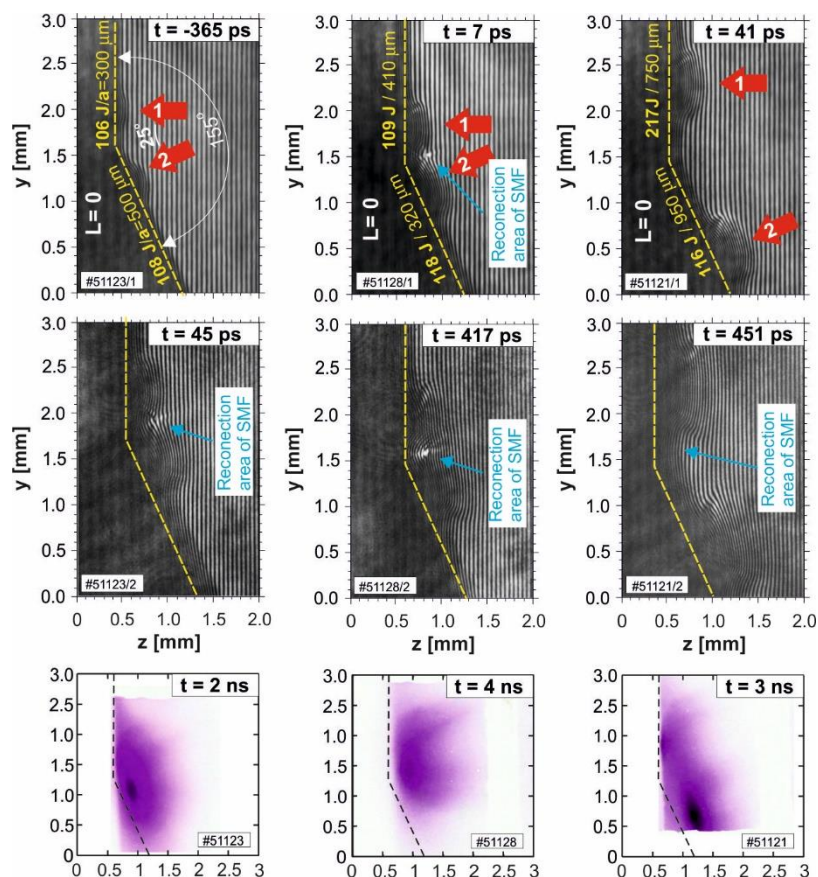
B) Testowanie tarcz typu open -book

Podstawową opcją testowania było wytwarzanie dwóch strumieni plazmowych za pomocą tarcz z miedzi o kącie rozwarcia 155° , przy oświetleniu ich dwoma wiązkami 1-harmonicznej promieniowania lasera jodowego PALS uzyskanymi przez podział wiązki głównej. Każda z wiązek zogniskowana była na tarczy do minimalnego promienia $R_L=50 \mu\text{m}$. Przy równym podziale energii między wiązkami, maksymalna energia każdej z nich nie przekraczała energii 150 J.

Analogicznie jak w poprzednich eksperymentach podstawową diagnostyką w tych badaniach była femtosekundowa polaro-interferometria, ale jako opcję pracy diagnostyki wybrano kompleksową interferometrię [1], biorąc pod uwagę zalety tej diagnostyki. Bowiem interferogramy kompleksowe stwarzają duże możliwości interpretacji wyników już na podstawie jakościowej ich analizy. Ponieważ, głównym celem proponowanych eksperymentów jest modelowanie łączenia się na magnetyzowanych strumieni plazmowych poprzez rekonekcję pól magnetycznych związanych z tymi strumieniami, istotne jakościowe informacje o zmianach czasowych rozkładów koncentracji elektronowej i finalnej konfiguracji

przestrzennej tych strumieni, możemy uzyskać na podstawie zmian rozkładu przesunięć prążków interferencyjnych, natomiast obszary w których zachodzi rekonekcja pól magnetycznych są identyfikowane poprzez efekt Faraday'a lub Cottona-Moutona widoczny na interferogramach, jako miejsca w których widoczna jest modulacja intensywności rozkładu prążków interferencyjnych.

Dodatkowo do wizualizacji procesu oddziaływania procesu oddziaływania strumieni plazmowych wykorzystywana była kadrowa kamera rentgenowska. Przykładowe wyniki uzyskane za pomocą tych diagnostyk przedstawione są na rys. 10 i 11.

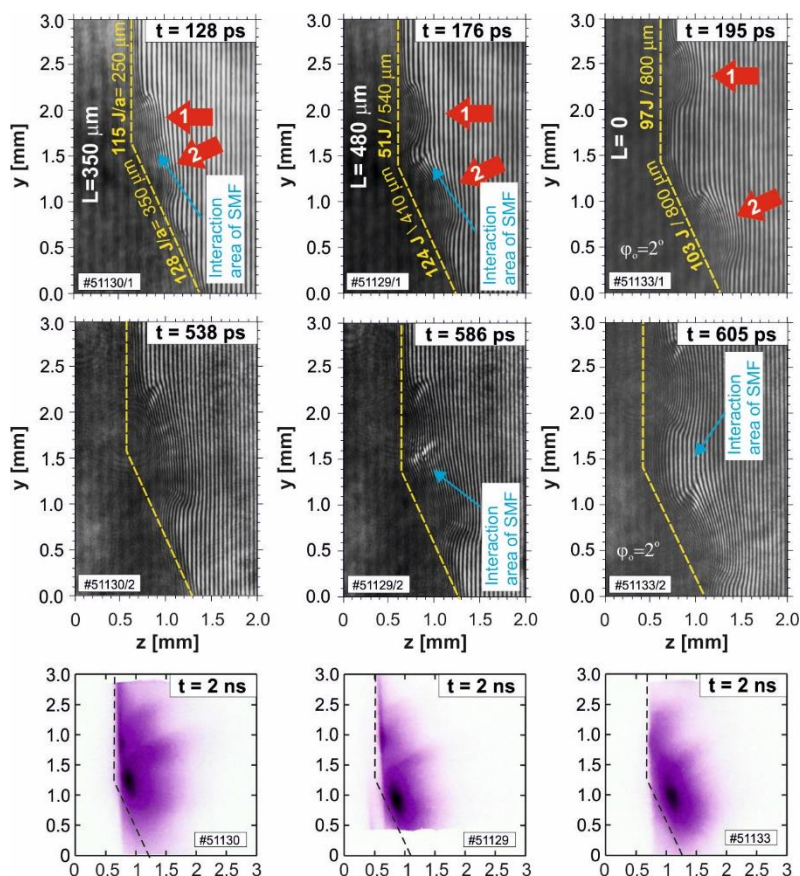


Rys. 10 Wybrane interferogramy kompleksowe (a) oraz zdjęcia z rentgenowskiej kamery kadrowej (b) ilustrujące proces oddziaływania strumieni plazmowych dla parametr $L=0$ w różnych momentach ich ekspansji w stosunku maksimum intensywności impulsu wytwarzających te strumienie

Na rys. 10 przedstawione są dwu kadrowe sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące proces oddziaływania strumieni plazmowych leżących w jednej płaszczyźnie, dla $L=0$ (prostopadłej do powierzchni tarczy) przy różnych odległościach „a” od krawędzi tarczy. Jak wynika z rys. 10, im mniejszy jest parametr „a” tym szybciej widoczny jest obszar, w którym zachodzi rekonekcja linii sił pól magnetycznych obu strumieni. Rozważając azymutalną geometrię linii sił pola magnetycznego w obu strumieniach, oraz że wzrost intensywności prążków interferencyjnych w obszarze między strumieniami jest związany z efektem Faraday'a, możemy wyciągnąć wniosek, że w obszarze tym dochodzi do rekonekcji obu pól magnetycznych w wyniku której linii sił pola magnetycznego są zgodne z kierunkiem wiązki diagnostycznej. Biorąc pod uwagę, że w obszarze rekonekcji rozkład intensywności prążków jest asymetryczny względem płaszczyzny prostopadłej do tarczy i przechodzącej przez jej krawędź, należy oczekiwać, że zwrot linii sił pola magnetycznego będzie przeciwny w obszarach (względem tej płaszczyzny) związanych z danym strumieniem. Oznacza to, w wyniku rekonekcji, cząstki (elektrony i jony) znajdujące się w tym obszarze będą mogły być

emitowane również w kierunkach prostopadłych do osi obu strumieni. Taka interpretacja jest w dużej zgodności z pracą [7].

Na rys. 11 przedstawione są dwu-kadrowe sekwencje interferogramów kompleksowych ilustrujące proces oddziaływania strumieni plazmowych w przypadku parametru $L \neq 0$. Jak wynika z pierwszej sekwencji interferogramów (po lewej stronie), oddziaływanie w przypadku małego parametru „a” i dla $L \neq 0$, prowadzi w późniejszych fazach ekspansji do całkowitej rekonekcji pól magnetycznych obu strumieni w wyniku której powstaje jeden strumień plazmowy z azymutalnym polem magnetycznym, co potwierdza widoczna asymetria efektu Faraday’a na interferogramie dla $t=538$ ps.



Rys. 11 Wybrane interferogramy kompleksowe (a) oraz zdjęcia z rentgenowskiej kamery kadrowej (b) ilustrujące proces oddziaływania strumieni plazmowych dla parametru $L \neq 0$ w różnych momentach ich ekspansji

Dalsza interpretacja uzyskanych wyników badań wymaga ilościowej analizy danych oraz stosowanych symulacji i analiz teoretycznych.

Pierwszo-planowym zadaniem dalszej ilościowej analizy uzyskanych wyników będzie opracowanie oprogramowania do amplitudowo-fazowej analizy interferogramów. Takie oprogramowanie przygotowywane jest w ramach realizacji pracy doktorskiej przez Panią mgr inż. Agnieszkę Zaraś-Szydłowską.

Wsparcie teoretyczne uzyskanych wyników badań oferowane jest przez grupy teoretyczne z Instytutu Fizycznego im. Lebedeva (FIAN) oraz z Narodowego Ośrodka Badań Jądrowych (NRNU MEPhI) w Moskwie. Interpretacją uzyskanych wyników zainteresowany jest osobiście dr. Yong-Joo Rhee, Ph.D z Center for Relativistic Laser Science w Gwang-Ju, 61005 Korea.

Osiągnięcia naukowe

A-Badania polaro-interferometryczne zrealizowane w I sesji pomiarowej

Najważniejszym osiągnięciem tych badań jest uzyskanie informacji o rozkładach gęstości prądu (radialnym i osiowym) w plazmie ablacyjnej generowanej z płaskich masywnych tarcz z Cu, na podstawie pomiarów SPM i koncentracji elektronowej oraz powiązanie tych rozkładów z rozkładami energii kinetycznej szybkich elektronów.

Informacje o strukturze SPM i rozkładach gęstości prądu w plazmie ablacyjnej w połączeniu z 2D symulacjami za pomocą kodu MHD ATLANT-HE pozwoliły stwierdzić, że:

- za generację SPM odpowiedzialne szybkie elektrony wytwarzane w wyniku absorpcji rezonansowej,
- prawie całkowity prąd płynący w plazmie ablacyjnej tzw. *direct current*- przenoszony jest przez szybkie elektrony o energiach w zakresie od kilkudziesięciu do setek keV, poruszające się w kierunku o tarczy i zawarty jest w cylindrze o średnicy porównywalnej z wymiarami wiązki laserowej zlokalizowanym na osi.

Wymienione wyżej osiągnięcia są istotnym uzupełnieniem dotychczasowej wiedzy na temat mechanizmów generacji SPM i związanych z nimi emisją szybkich elektronów. Te badania mają niewątpliwie charakter pionierski, gdyż nie były publikowane w dostępnej literaturze.

Część uzyskanego materiału naukowego została już opublikowana w renomowanym czasopiśmie *Physics of Plasmas*, po bardzo pochlebnych recenzjach. Wyniki tych były również prezentowane jako: referat typu „oral” na konferencji PLASMA 2017 w Warszawie oraz jako prezentacja „poster” na konferencji EPS w Belfaście.

Uzyskany materiał naukowy jest bardzo bogaty. Jest wciąż analizowany i interpretowany. Z pewnością będzie przedmiotem dalszych publikacji i prezentacji konferencyjnych.

B -Badania polaro-interferometryczne zrealizowane w II sesji pomiarowej

Osiągnięciem tych badań jest zademonstrowanie pracy tarczy spiralnych oraz typu open-book zgodnie z ideą autorów projektu.

W przypadku tarcz spiralnych proces formowania plazmy namagnetyzowanej ilustrują przestrzenne-rozkłady koncentracji elektronowej uzyskane na podstawie interferogramów zarejestrowanych w różnych chwilach ekspansji. Dodatkowym potwierdzeniem słuszności zaproponowanej koncepcji, okazały się 2D pomiary spektroskopowe w zakresie rentgenowskim, które pozwoliły nie tylko zwizualizować proces przepływu szybkich elektronów wzdłuż wewnętrznej powierzchni spirali, ale uzyskać ilościowe dane odnośnie efektywności pracy takich tarcz. Z tego powodu badania te mają niewątpliwie charakter pionierski.

W przypadku tarcz open-book, zastosowanie interferometrii kompleksowej, pokazuje duże możliwości wykorzystania tej diagnostyki do symulacji procesu rekonekcji pól magnetycznych namagnetyzowanych strumieni plazmy.

Jako osiągnięcie należy uznać opracowanie w IFPiLM technologii wykonania tarcz spiralnych – SNAIL, zwłaszcza, że nie udało się znaleźć firmy, oferującej wykonanie takich na tarcz, biorąc pod uwagę środki przewidziane w projekt.

3 Projekty związane z ELI (Extreme Light Infrastructure)

3.1 ELI-PL: Badania laserowej akceleracji materii

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

W 2017r. sprecyzowano wieloletni program badawczy IFPiLM dotyczący laserowych akceleratorów jonów powiązany z budowaną obecnie w Europie infrastrukturą laserową Extreme Light Infrastructure (ELI) [1]. ELI będzie pierwszą na świecie infrastrukturą laserową umożliwiającą badanie oddziaływania promieniowania z materią w obszarze ultra-relatywistycznych natężeń promieniowania ($\geq 10^{23}$ W/cm²). Głównym jej celem jest stworzenie nowej generacji laserowo indukowanych źródeł promieniowania elektromagnetycznego (z zakresu od THz do promieniowania gamma) oraz wiązek elektronowych, protonowych i jonowych. Infrastruktura ELI obejmuje trzy ośrodki badawcze umiejscowione w Czechach, Rumunii i na Węgrzech, a mianowicie: ELI-Beamlines (ELI-BL, Czechy), ELI-Nuclear Physics (ELI-NP, Rumunia) i ELI-ALPS (Węgry). Dwa z tych ośrodków: ELI-BL i ELI-NP będą wyposażone w femtosekundowe (fs) lasery o mocy 10 PW (10^{16} W). Umożliwią one wytworzenie natężeń światła laserowego $\sim 10^{23}$ W/cm².

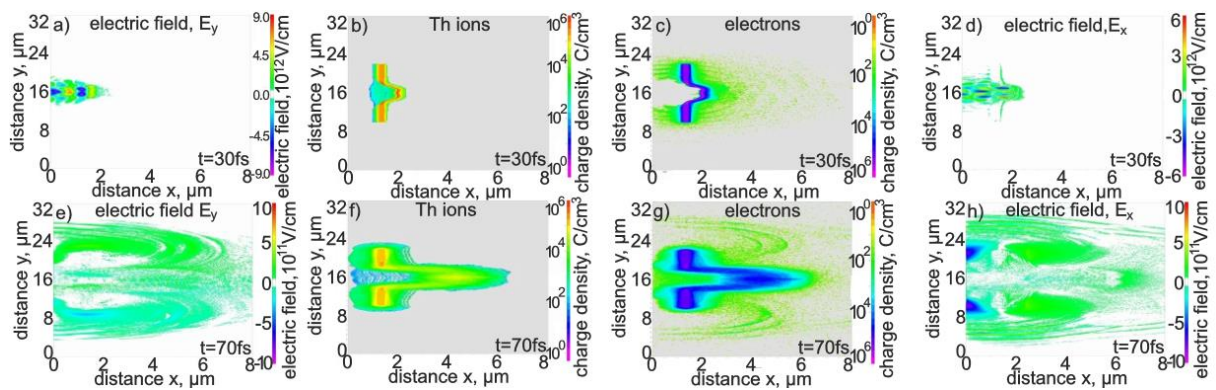
Głównym celem programu IFPiLM związanego z ELI o nazwie: Laserowe akceleratory z multi-PW driverami laserowymi (w wersji ang.: *Laser accelerators with multi-PW laser drivers: towards ultra-intense ultra-short (ps, fs) ion beams*) jest stworzenie podstaw fizycznych oraz opracowanie metod laserowej generacji ultra-intensywnych, pico- i femtosekundowych wiązek jonów. Program obejmuje cztery grupy tematyczne:

1. Akceleracja ultra-intensywnych femtosekundowych wiązek ciężkich jonów o bardzo wysokich energiach (aż do sub- TeV) dla zastosowań w fizyce jądrowej.
2. Akceleracja ultra-intensywnych femtosekundowych wiązek lekkich jonów o wysokich energiach (multi-GeV) dla zastosowań w fizyce jądrowej i fizyce wysokich gęstości energii.
3. Akceleracja ultra-intensywnych pikosekundowych wiązek lekkich jonów o niskich energiach (multi-MeV/nucleon) dla zastosowań w fuzji inercyjnej.
4. Akceleracja wiązek protonów i jonów węgla o wąskim widmie energetycznym dla zastosowań medycznych, w tym dla hadronowej terapii nowotworów.

W roku 2017 rozpoczęto systematyczne badania numeryczne akceleracji super-ciężkich jonów (liczba masowa $A \geq 200$) multi-PW laserem o parametrach przewidywanych dla fs lasera ELI-NP. Badania akceleracji ciężkich jonów przy tak wysokich mocach i ultra-relatywistycznych natężeniach impulsu laserowego nie były dotychczas prowadzone (badania akceleracji jonów Au przedstawiono w [2], a jonów Fe w [3,4], ale przy znacznie niższych natężeniach i mocach

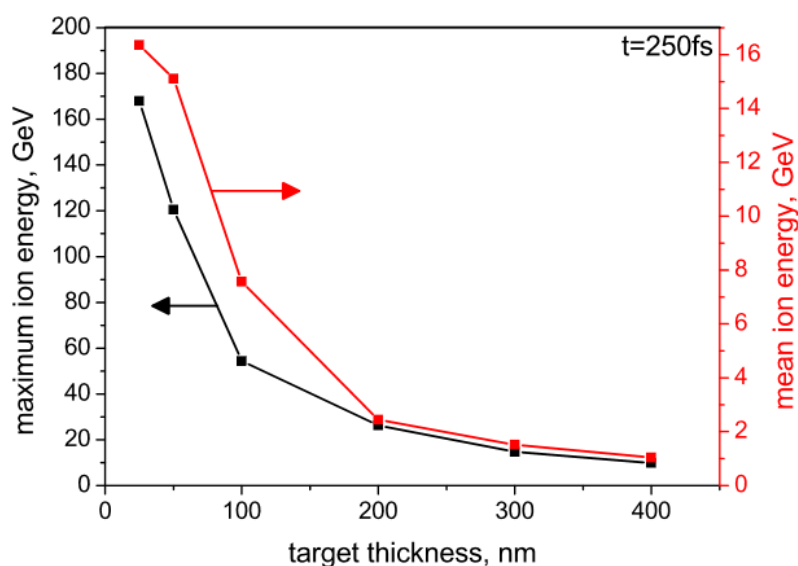
impulsu laserowego). Opracowano model oddziaływania fs impulsu laserowego z tarczą z toru (^{232}Th) umożliwiający wyznaczanie średniego stopnia jonizacji tarczy przy zadanych parametrach impulsu oraz przygotowano relatywistyczny, wielowymiarowy (2D3V) kod numeryczny typu particle-in-cell (PIC) umożliwiający badanie akceleracji ciężkich jonów przy ultra-relatywistycznych natężeniach impulsu laserowego. Symulacje komputerowe wykonano na superkomputerze HYDRA w Interdyscyplinarnym Centrum Modelowania Matematycznego i Komputerowego (ICM) Uniwersytetu Warszawskiego. Badania akceleracji jonów toru przeprowadzono przy ustalonych parametrach impulsu laserowego: czasie trwania (FWHM) 20 fs, natężeniu 10^{23} W/cm^2 i rozmiarze wiązki laserowej (FWHM) na tarczy $3 \mu\text{m}$, zmieniano natomiast grubość tarczy torowej w zakresie od 25 nm do 400 nm. Przykładowe wyniki badań przedstawiono na rysunkach 1- 4.

Rys. 1 przedstawia rozkłady natężenia pól elektrycznych indukowanych laserem w plazmie oraz rozkłady gęstości jonów toru oraz elektronów w dwóch fazach akceleracji. W pierwszej fazie ($t = 30 \text{ fs}$) dominuje tzw. mechanizm RPA (Radiation Pressure Acceleration) przyspieszania jonów [5] i wytwarzany jest zwarty i gęsty blok jonów poruszający się wspólnie z elektronami (blok plazmy). W fazie drugiej ($t = 70 \text{ fs}$), po zakończeniu bezpośredniego oddziaływania impulsu laserowego z plazmą, jony Th są przyspieszane silnym polem elektrycznym $E_x \sim 100 \text{ GV/cm}$ wytworzonym wskutek separacji części elektronów od jonów. W tej fazie formowana jest dość dobrze skolimowana wiązka jonów o szerokim widmie energetycznym.



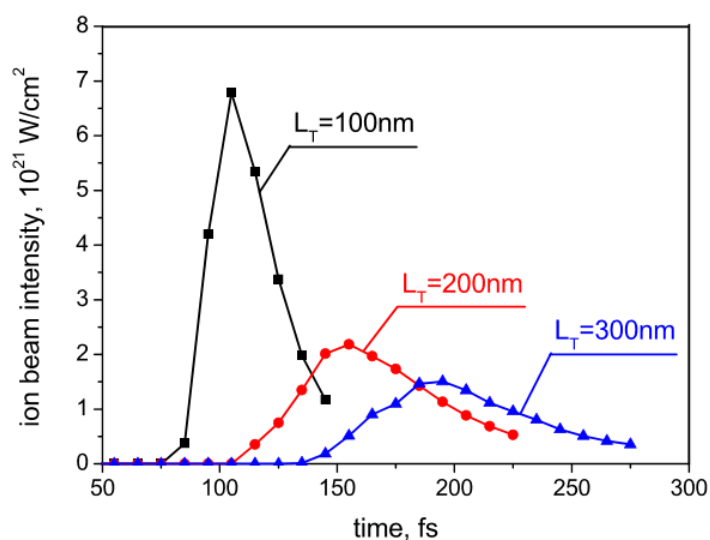
Rys. 1. Rozkład natężeń pól elektrycznych w plazmie oraz gęstości jonów toru i elektronów w dwu fazach akceleracji: przed zakończeniem oddziaływania impulsu laserowego z plazmą ($t = 30 \text{ fs}$) i po zakończeniu oddziaływania ($t = 70 \text{ fs}$). Tarcza o grubości $L_T = 200 \text{ nm}$.

Rys. 2 prezentuje zależność energii maksymalnej i średniej jonów toru od grubości tarczy. Oba te parametry wiązki jonów rosną ze zmniejszaniem się grubości tarczy i przy $L_T \leq 50 \text{ nm}$ maksymalna energia jonów osiąga bardzo duże wartości powyżej 100 GeV (najwyższe z zademonstrowanych dotychczas w symulacjach numerycznych laserowej akceleracji).



Rys. 2. Zależność maksymalnej i średniej energii jonów toru od grubości tarczy torowej

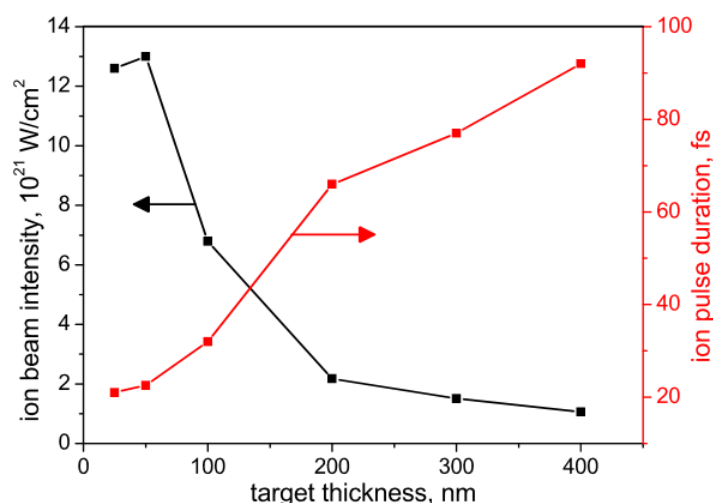
Duże prędkości (sub-relatywistyczne) i energie przyspieszonych jonów oraz stosunkowo duża zwartość i gęstość wiązki jonów powodują, że czas trwania impulsu jonowego w małej odległości od tarczy jest bardzo krótki, a jego natężenie bardzo wysokie. Demonstruje to rys. 3, na którym przedstawiono kształty impulsów jonowych wytworzonych z tarcz torowych o różnych grubościach i zarejestrowanych w odległości $10\text{ }\mu\text{m}$ od tylnej powierzchni tarczy. Szerokości połowkowe tych impulsów leżą w zakresie femtosekundowym, a ich szczytowe natężenia są większe od 10^{21} W/cm^2 .



Rys. 3. Impulsy jonów toru wytworzone z tarcz o różnych grubościach i zarejestrowane w odległości $10\text{ }\mu\text{m}$ od tylnej powierzchni tarczy

Zależność czasu trwania (szerokości połowkowej – FWHM) i natężenia impulsów jonowych zarejestrowanych $10\text{ }\mu\text{m}$ za tylną powierzchnią tarczy od grubości tarczy przedstawia rys. 4. Ze wzrostem grubości tarczy czas trwania impulsu jonowego rośnie, a jego natężenie szczytowe maleje. Dla tarcz o grubościach $\leq 50\text{ nm}$ impulsy jonowe są bardzo krótkie ($\sim 20\text{ fs}$), a ich

natężenia szczytowe są niezwykle wysokie $\sim 10^{22}$ W/cm². W konwencjonalnych akceleratorach jonów takie parametry wiązek jonowych są nieosiągalne.



Rys. 4. Zależność czasu trwania i natężenia szczytowego impulsu jonowego zarejestrowanego w odległości 10 μ m od tylnej powierzchni tarczy od grubości tarczy

Główne wnioski z przeprowadzonych badań są następujące:

- proces akceleracji super-ciężkich jonów jest złożony – poza mechanizmem RPA, dominującym w początkowej fazie akceleracji, istotny wpływ na przebieg tego procesu, szczególnie w późniejszych fazach akceleracji, ma akceleracja polem elektrycznym wytworzonym wskutek separacji (ucieczki) od jonów najbardziej energetycznych elektronów, a także ruch balistyczny jonów;
- widmo energetyczne jonów przyspieszanych fs impulsem laserowym o ultra-relatywistycznym natężeniu jest szerokie, ale zarówno maksymalne jak i średnie energie jonów osiągają bardzo wysokie wartości; energie te rosną ze zmniejszaniem grubości tarczy i dla tarcz o grubości < 50 nm energie średnie są > 10 GeV, a energie maksymalne > 100 GeV;
- czas trwania impulsu jonowego τ_i rośnie, a jego natężenie maleje ze wzrostem grubości tarczy; dla tarcz o grubości ~ 50 nm, w małej odległości od tarczy (~ 10 μ m) wartość $\tau_i \sim 20$ fs, a natężenie szczytowe impulsu $I_i \sim 10^{22}$ W/cm².

Zademonstrowane natężenia wiązek jonów są o dwa rzędy wielkości wyższe, a ich czasy trwania są o cztery rzędy wielkości krótsze od uzyskiwanych w największych akceleratorach konwencjonalnych. Otwiera to perspektywę zastosowania takich wiązek jonów w nowych obszarach badawczych i aplikacyjnych niedostępnych dla tradycyjnych akceleratorów jonów.

[1] www.eli-laser.eu

[2] G. M. Petrov et al., Phys. Plasmas **23**, 063108 (2016).

[3] D. Wu et al., Phys. Plasmas **21**, 123118 (2014).

[4] M. Nishiuchi et al., Phys. Plasmas **22**, 033107 (2015).

[5] A. Macchi et al., Rev. Mod. Phys. **85**, 751 (2013).

4 Projekty Narodowego Centrum Nauki

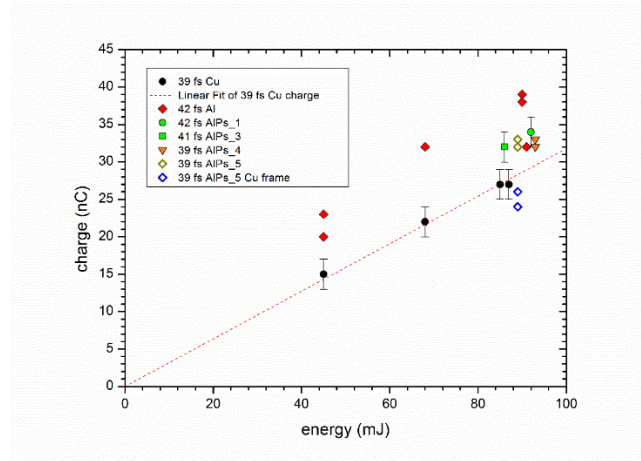
4.1 HARMONIA: Impulsy elektromagnetyczne inicjowane oddziaływaniem lasera z tarczą w układach laserowych wielkiej mocy

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

W ostatnich latach dużym zainteresowaniem badaczy cieszyło się zjawisko powstawania silnych impulsów elektromagnetycznych (EMP – Electromagnetic Pulses) z zakresu GHz, towarzyszących oddziaływaniu wiązki lasera wielkiej mocy z tarczą. Poznanie istoty tego zjawiska jest ważne dla planowania eksperymentów z użyciem takich laserów, stanowi także ciekawy problem poznawczy z dziedziny plazmy laserowej. W 2017 roku zespół IFPiLM kontynuował badania w tym zakresie finansowane z grantu NCN Harmonia 2014/14/M/ST7/00024. Wykonane zostały następujące prace: (1) przeprowadzono analizę wyników uzyskanych w eksperymencie na laserze Eclipse w laboratorium CELIA (Bordeaux) w 2016 r.; (2) przeprowadzono analizę wyników uzyskanych w eksperymencie na laserze 10TW w IFPiLM w 2016 r.; (3) we współpracy z zespołem z laboratorium CELIA wykonano eksperyment na laserze 10TW w IFPiLM; (4) przeprowadzono pomiary silnych impulsów elektromagnetycznych na laserze PALS w Pradze.

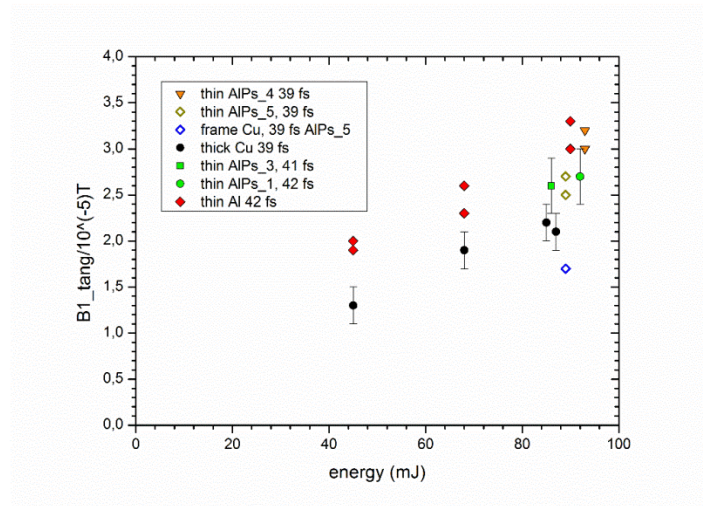
1. Analiza wyników uzyskanych w eksperymencie na laserze Eclipse w laboratorium CELIA (Bordeaux)

Ideą eksperymentu na laserze Eclipse było przeprowadzenie pomiarów EMP dla tarcz cienkich ($\sim\mu\text{m}$) i porównanie ich z EMP dla tarcz grubych ($\sim\text{mm}$), przy energii impulsu laserowego do 100 mJ i czasie trwania od 40 fs do 1000 fs. Było to naturalne rozszerzenie badań prowadzonych wcześniej przez zespół francuski, dotyczących tarcz grubych, na sytuację blisko związaną z zagadnieniem laserowego napędzania jonów, do czego używa się tarcz cienkich. Według uzyskanych wcześniej wyników głównym źródłem EMP jest wytwarzanie ładunku elektrycznego na tarczy pod wpływem impulsu laserowego i towarzyszący temu prąd neutralizacji. Zgodnie z tą hipotezą podstawową wielkością mierzoną w eksperymencie był prąd neutralizacji i związany z tym ładunek elektryczny wytworzony na tarczy. Opis eksperymentu i analiza wyników zostały przedstawione w pracy [P. Rączka et al, Laser and Particle Beams 35, 677 (2017)]. Stwierdzono, że ładunek powstający na tarczy cienkiej (6 μm Al) jest od 20% do 50% większy niż ładunek powstający na tarczy grubej (1 mm Cu), co pokazuje rys. 1.



Rys. 1 Ładunek wytworzony na tarczy w zależności od energii impulsu laserowego, dla impulsów o czasie trwania ok. 40 fs.

Pewnym zaskoczeniem był fakt, że uzyskane wartości ładunku były ok. 2 razy większe od wartości uzyskanych dla tarcz grubych na tym samym układzie laserowym w poprzednich eksperymentach. Jako najbardziej prawdopodobne wyjaśnienie przyjęto silną zależność ilości preplazmy, której parametry zależą od kontrastu impulsu laserowego, bowiem w poprzednich eksperymentach EMP na laserze Eclipse kontrast wynosił 1×10^{-7} , natomiast w naszym eksperymencie było to 2×10^{-6} . Wielkość EMP charakteryzowano przez maksymalną wartość indukcji magnetycznej w impulsie. Stwierdzono, że wartości B_{max} zmieniają się wprost proporcjonalnie do energii impulsu laserowego, co pokazuje rys. 2.



Rys. 2 Maksymalna wartość składowej tangencjalnej indukcji magnetycznej, w zależności od energii impulsu laserowego, przy długości impulsu ok. 40 fs.

Kolejnym zaskoczeniem był fakt, że uzyskane wartości B_{max} były *mniejsze* o czynnik rzędu 2 od wartości uzyskanych we wcześniejszych pomiarach na laserze Eclipse, opublikowanych w pracy [A. Poyé et al., Phys. Rev. E91, 043106 (2015)], co na pierwszy rzut oka wydawało się niemożliwe do pogodzenia z faktem, iż zmierzona wartość ładunku była o czynnik 2 *większa* od zmierzonych wcześniej. Jednak żmudna analiza wyników z eksperymentu polsko-

francuskiego potwierdziła spójność uzyskanych rezultatów [P. Rączka et al., J. Phys. Conf. Ser. 959, 012005 (2018)], pokazała natomiast, że wartości B_{max} opublikowane wcześniej przez zespół francuski były zawyżone o czynnik 2π [errata A. Poyé et al., Phys. Rev E97, 019903(E) (2018)]. Oprócz tych wyników uzyskano trzy inne ciekawe rezultaty: po pierwsze, stwierdzono, że przebieg impulsów elektromagnetycznych cechuje niezwykła powtarzalność, choć na pierwszy rzut oka zjawiska EMP sprawiają wrażenie chaotycznych i przypadkowych, co wskazuje na istnienie dobrze określonego mechanizmu powstawania takich impulsów; po drugie, przebiegi impulsów dla tarcz grubych i cienkich była nieco inna, co oznaczało, że prąd neutralizacji nie jest jedynym źródłem EMP; po trzecie, analiza wartości B_{max} w zależności od długości impulsu laserowego pokazała, że wielkość ta wykazuje nadspodziewanie słabą zmienność, co jest trudne do wyjaśnienia w prostych modelach powstawania silnego początkowego skoku pola elektromagnetycznego w oddziaływaniu lasera z tarczą.

2. Analiza wyników uzyskanych w pierwszym eksperymencie dotyczącym EMP na laserze 10TW w IFPiLM

Różnice w przebiegach impulsów zarejestrowanych na laserze Eclipse dla tarcz grubych i cienkich były widoczne na granicy częstości próbkowania oscyloskopu, co rodziło podejrzenie, że mogą to być artefakty pomiarowe. Przy wyjaśnianiu tej kwestii bardzo użyteczna okazała się krótka seria pomiarów EMP wykonanych na laserze 10TW IFPiLM pod koniec 2016 roku. Koncepcja tych pomiarów była identyczna jak pomiarów na laserze Eclipse, z tą różnicą, że zespół IFPiLM nie dysponował jeszcze wtedy możliwością pomiaru prądu neutralizacji, dysponował natomiast wysokiej jakości sondą B-dot, pożyczoną z Rutherford Appleton Laboratory, oraz wysokiej klasy oscyloskopem z pasmem 32 GHz, udostępnionym przez firmę AM Technologies. Dostępna dzięki temu częstość próbkowania pozwoliła pokazać, że niezwykła powtarzalność impulsów EMP oraz różnice między impulsami z tarcz grubych i tarcz cienkich to fakty fizyczne. Ten wynik został przedstawiony na konferencji Plasma Physics by Laser and Applications 2017 w Messynie [P. Rączka et al., EPJ Web of Conferences 167, 03008 (2018)].

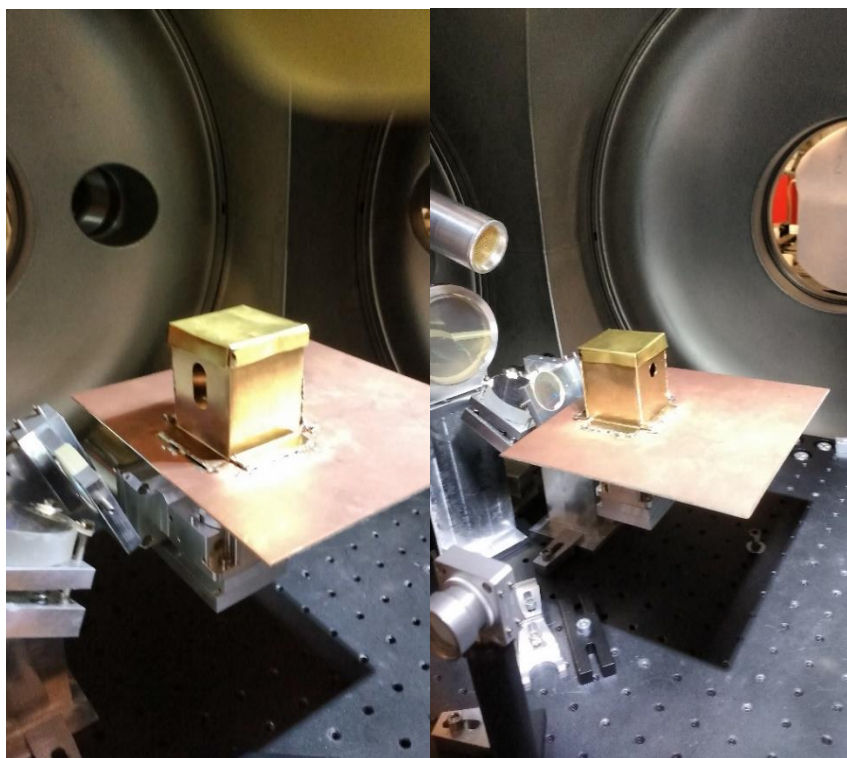
3. Eksperyment na laserze 10TW w IFPiLM, wykonany we współpracy z zespołem francuskim

Założeniem tego eksperymentu było wykonanie pomiarów EMP w układzie zbliżonym do zastosowanego we wcześniejszym eksperymencie na laserze Eclipse, z tym jednak, że dostępne były większe energie impulsu laserowego (do 400 mJ), co w przypadku tarcz cienkich pozwalało na uzyskanie wiązki laserowo napędzanych protonów. Parametry lasera 10TW w IFPiLM pozwalały na zbadanie korelacji między EMP a parametrami wiązki protonów. Na potrzeby tego eksperymentu została wykonana specjalna podstawka dla tarcz laserowych, pozwalająca na pomiar prądu neutralizacji, a także unikalne tarcze w postaci mikrodysków z folii Al o grubości 6 μm i średnicy 100 μm , zawieszonych na nitkach węglowych (J. Król, J. Pokorska). Użyto także wykonaną w IFPiLM sondę B-dot w postaci pętli o topologii Moebiusa (M. Piotrowski) do pomiaru szybkozmiennego pola magnetycznego, pokazaną na rys. 3, oraz wysokiej klasy komercyjne sondy D-dot, zakupione przez IFPiLM.

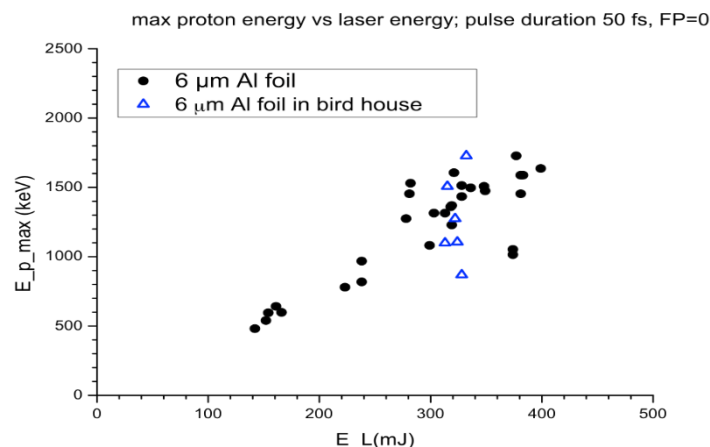


Rys. 3 Sonda B-dot w postaci pętli o topologii Moebiusa, wykonana w IFPiLM

Wyniki tego eksperymentu są jeszcze analizowane. Jednym z elementów eksperymentu było przetestowanie prostego sposobu na ograniczenie emisji EMP przez umieszczenie tarczy w metalowej osłonie, w taki sposób jednak, aby parametry wiązki laserowo napędzanych protonów nie pogorszyły się (rys. 4). Dla uzyskania możliwie dużego tłumienia ważny był odpowiedni dobór opornika, przez który następowało rozładowanie ładunku wytworzonego na tarczy. Okazało się, że to proste rozwiązanie pozwala na zredukowanie EMP o czynnik 20, przy praktycznie niezmiennych parametrach wiązki napędzanych protonów (rys. 5 – pewien rozrzut maksymalnej energii protonów był wynikiem trudności w pozycjonowaniu tarczy w wiązce lasera, wynikających jednak bardziej z niedoskonałości systemu pozycjonowania tarczy niż faktu umieszczenia tarczy w osłonie).



Rys. 4 Osłona na tarczę, mająca za zadanie tłumić EMP, przy zachowaniu parametrów wiązki protonów napędzanych laserem



Rys. 5 Maksymalna energia protonów napędzanych laserowo w laserze 10TW w IFPiLM, w zależności od energii impulsu laserowego, w przypadku tarczy 6 μ m stojącej swobodnie i takiej samej tarczy umieszczonej w osłonie

4. Pomiary EMP na układzie PALS w Pradze

Układ laserowy PALS pozwala badać zjawisko EMP w warunkach istotnie różnych od tych oferowanych przez laser femtosekundowy. Przy długości impulsu 250 ps i energii do 600 J są to jednak warunki pod pewnymi względami zbliżone do tych, których można się spodziewać w układach IFE. Pomiary EMP na układzie PALS nie były przedmiotem samodzielnego eksperymentu, ale miały charakter eksperymentu towarzyszącego badaniom prowadzonym nad przez zespół prof. T. Pisarczyka. W 2017 roku przeprowadzone zostały dwie sesje pomiarowe. Wyniki zebrane w trakcie pierwszej z nich pokazały, że dla prawidłowego odzwierciedlenia impulsów potrzebne jest zastosowanie oscyloskopów o pasmie co najmniej 6 GHz, ze względu na istotną składową multi-GHz. W trakcie drugiej sesji, w której korzystano już z oscyloskopu 6 GHz, stwierdzono obecność zakłóceń, które pogarszały stosunek sygnału do szumu. Poczynione spostrzeżenia zostały w pełni wykorzystane dopiero w sesji pomiarów na PALS dedykowanej pomiarom EMP, która odbyła się na początku stycznia 2018 r.

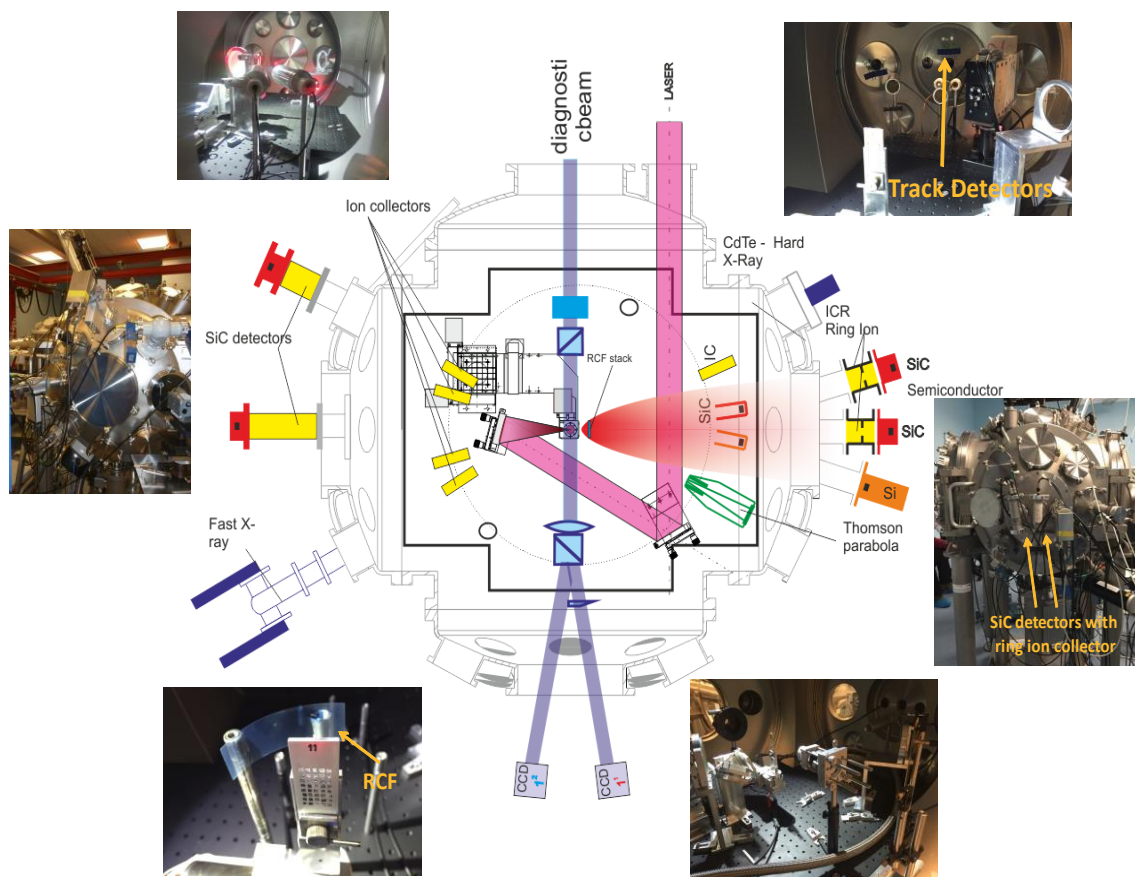
5 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

5.1 Badania wykonane w LLWM

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

1. Wprowadzenie

W ramach szerokiej współpracy krajowej i międzynarodowej w roku 2017 w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy (LLWM, IFPiLM) przeprowadzono szereg eksperymentów związanych z oddziaływaniem intensywnej wiązki laserowej z różnego typu tarczami. Głównym celem tych badań były pomiary produktów tego oddziaływania (jonów, elektronów i towarzyszącym im impulsów elektromagnetycznym). Analiza impulsów elektromagnetycznych (EMP) związana była z kilkoma projektami i opisana w innym rozdziale. Prace eksperymentalne dotyczące generacji, detekcji i analizy wiązek jonowych (protonowych) opierały się głównie na zbudowanych na potrzeby LLWM diagnostykach, schematycznie przedstawionych na Rys. 1.

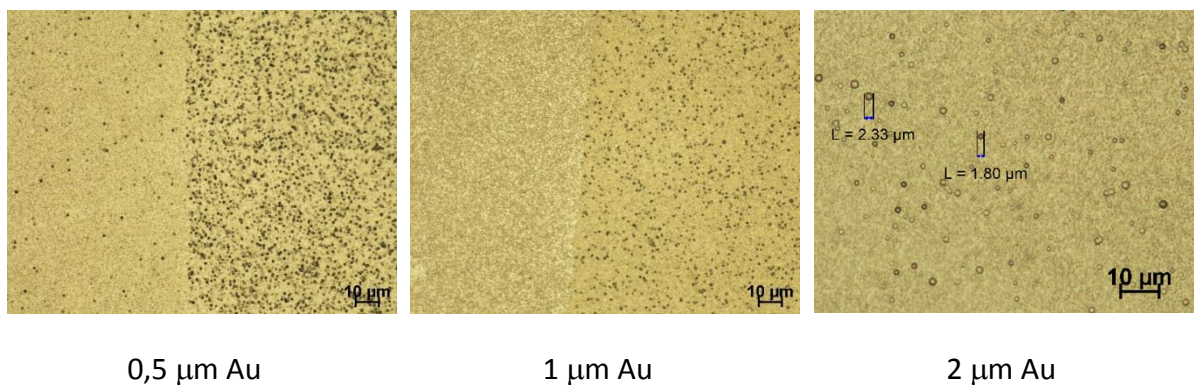


Rys. 1. Typowy schemat układu pomiarowego laboratorium LLWM.

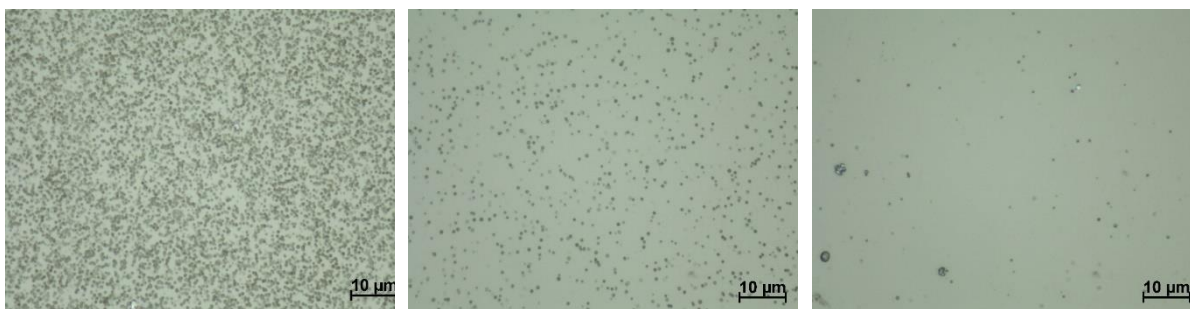
Badania można podzielić na kilka eksperymentów prowadzonych z udziałem uczonych z innych ośrodków badawczych, Spośród których można wyróżnić:

2. Badania oddziaływania terawatowych impulsów laserowych z cienkimi tarczami z czystego złota

Akceleracja ciężkich jonów złota prowadzona była w nawiązaniu do problematyki ELI-NP (laserów Multi-Petawatowych) i miały na celu opracowanie i sprawdzenie nowych koncepcji pomiarowych dla określenia parametrów strumieni jonowych. Oczywiście natężenia wiązek były dużo mniejsze niż planowane na ELI-NP, lecz mimo to adekwatne do prac nad rozwojem omawianych metod m. in. detektorów śladowych i diagnostyki jonowej typu czasu przelotu oraz detektorów krzemowych. Dużym sukcesem eksperymentu było potwierdzenie możliwości detekcji jonów złota za pomocą detektorów śladowych, dzięki czemu będą one mogły znaleźć zastosowanie na układach ELI-NP (Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics). Na Rys. 2. przedstawione są wyniki uzyskane za pomocą detektorów śladowych wykonanych we współpracy z NCBJ Świerk z 0.75 μm filtrem aluminiowych dla różnych grubości złotych tarcz (0,5, 1 i 2 μm). Przedstawiają one ślady jonów złota oraz tło powstałe na skutek oddziaływania szybkich protonów. Protony te zostały szczegółowo zbadane dla tarczy 0.5 μm za pomocą filtrów aluminiowych o różnych grubościach, które wykazały obecność szybkich protonów o energii maksymalnej większej niż 1.05 MeV (Rys. 3.).



Rys. 2. Detektory Śladowy; kratery jonów Au zarejestrowane na próbkach oddalonych 14,5 cm od tarczy, dla 13 strzałów i Energii lasera $\sim 280\text{mJ}$. Dwa detektory częściowo zasłonięte filtrem 0,75 μm Al.



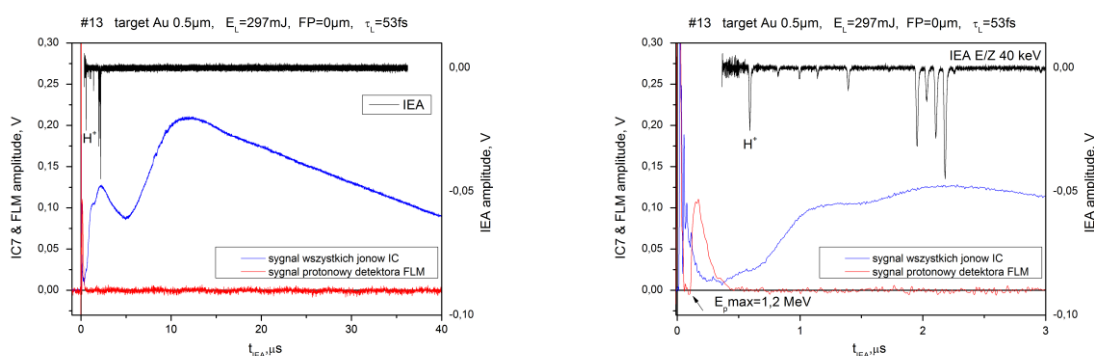
Filtr 4 μm Al, więcej jak 400 keV

Filtr 9 μm Al, więcej jak 750 keV

Filtr 15 μm Al, więcej jak 1,05 MeV

Rys. 3. Detektory Śladowe; kraterki protonowe zarejestrowane próbkach oddalonych 14,5 cm od tarczy 0.5 μm Au, dla 13 strzałów i Energii lasera $\sim 280\text{mJ}$, przysłoniętych różnymi filtrami.

Wyniki uzyskane z detektorów śladowych były zgodne z wynikami uzyskanymi za pomocą diagnostyk jonowych typu czasu przelotu przedstawionych na Rys. 4. Dzięki zastosowaniu elektrostatycznego analizatora energii jonów zaobserwowano protony i ciężkie jony o niższych energiach. Cząstek o wyższych energiach nie można było zaobserwować ze względu na maksymalne napięcie możliwe do ustawienia na zasilaczu ($\pm 4\text{ kV}$).



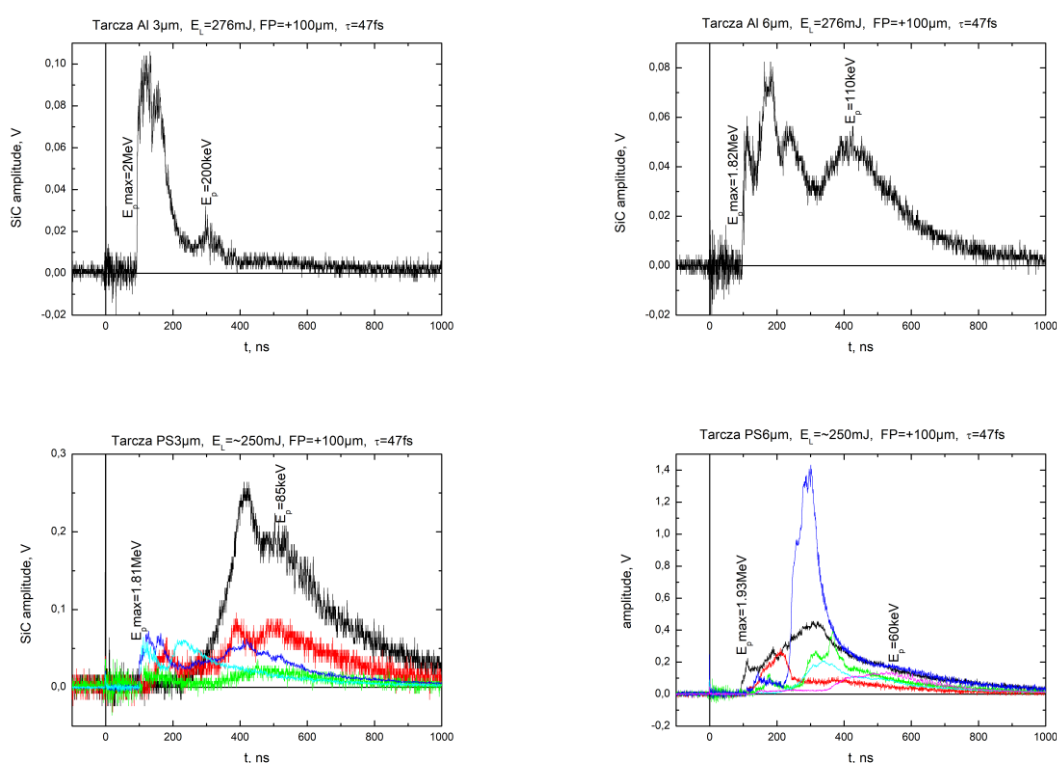
Rys. 4. Sygnały jonowe rejestrowane detektorami Time of Flight; kolektor jonów IC, detektor krzemowy Si FLM, analizator energii jonów IEA

3. Badania generacji szybkich protonów metodą TNSA z tarcz aluminiowych i polistyrenowych metodą

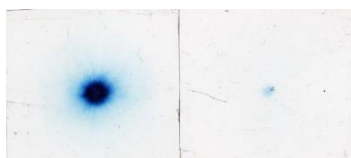
Badania generacji szybkich protonów są istotne ze względu na prowadzenie prac optymalizacyjnych nad metodą TNSA, która jest przewidywana do zastosowania m. in. w laserowej fuzji inercyjna oraz terapii protonowej.

W roku 2017 w IFPiLM prowadzono badania nad generacją szybkich protonów z różnych materiałów tarczy, min.: Al i PS oraz demonstracja różnic w ich energii maksymalnej. Jako układy diagnostyczne zastosowane zostały kolektory jonów i detektory SiC w celu uzyskania sygnałów jonowych oraz detektory RCF w celu obserwacji przestrzennych rozkładów wiązki protonów. Porównanie wyników otrzymanych dla tarcz Al i PS dzięki detektorom SiC przedstawione są na Rys. 5. Z wyników można wyciągnąć wnioski, że jakkolwiek maksymalne energie są porównywalne zarówno dla różnych materiałów jak i grubości tarcz, jednak dla tarcz cieńszych widmo jest przesunięte w kierunku większych energii, a z tarcz polistyrenowych generowana jest większa ilość jonów.

Detektory RCF wykazały, że rozkłady przestrzenne wiązek protonów dla AL i PS, przy czym energie protonów uzyskanych z PS mogą być niewiele wyższe.



Rys. 5. Sygnały jonowe (protonowe) rejestrowane detektorem SiC dla tarcz Al (3 μm i 6 μm) i PS (3 μm i 6 μm)

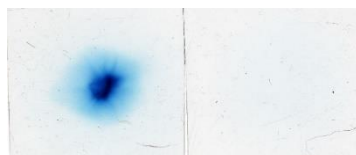


Tarcza 6µm PS

$E_L = 266 \text{ mJ}$

$FP = +100 \text{ mm}$

Długość impulsu = 41 fs



Tarcza $6\mu\text{m}$ Al

$E_l = 280\text{mJ}$

FP = 0 mm

Długość impulsu = 48fs

Rys. 6. Detektor RCF; dwie warstwy pokazujący rozkład przestrzenny wiązki protonów. Tarcza PS $6\mu\text{m}$ i Al ($6\mu\text{m}$)

4. Badania generacji szybkich protonów z tarcz specjalistycznych typu hollow i grafenowych

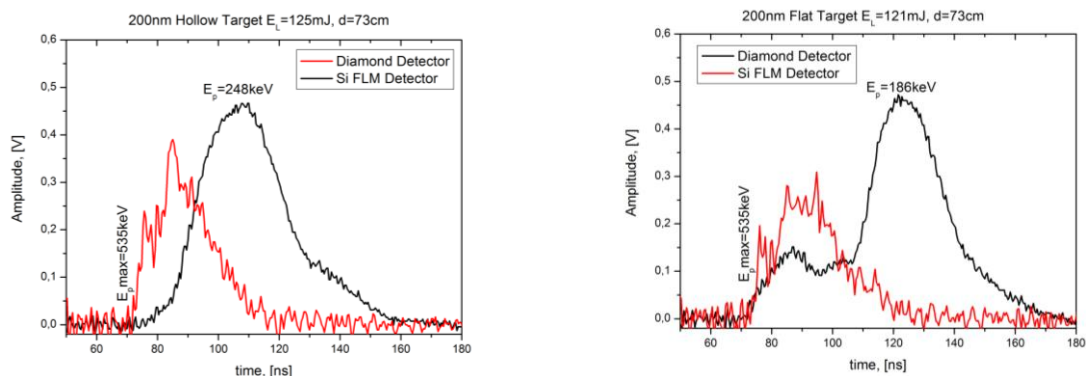
Rozwinięciem badań z poprzedniego punktu były eksperymenty nad generacją szybkich protonów z zaawansowanych tarcz typu Hollow o grubości 200nm i z otworami rzędu $1\mu\text{m}$ (przebiegane we współpracy z ELI-Beamlines) oraz tarcz grafenowych (we współpracy z Univ. Of Messina i ASCR w Pradze).

Tarcze typu hollow przedstawione na Rys. 7. są dokładnie opisane w Phys. Plasmas 23, 123121 (2016). Przeczuwuje się, że tego typu tarcze powinny zapewnić większą energię maksymalną protonów a także większe natężenia strumienia protonów. Podstawowym problemem w eksperymentach z tego typu tarczami jest konieczność zogniskowania wiązki laserowej na obiekcie o wymiarach rzędu $20\text{ }\mu\text{m}$ oraz zapewnienie odpowiedniego kontrastu, by nie zniszczyć tarczy na skutek oddziaływania pre-impulsu.

Przykładowe wyniki eksperymentów w LLWM przedstawione są na Rys. 8. Świadczą one o prawidłowym ustawieniu wiązki laserowej i zapewnieniu jej odpowiednich parametrów. Badania miały charakter wstępny i będą kontynuowane w roku 2018.



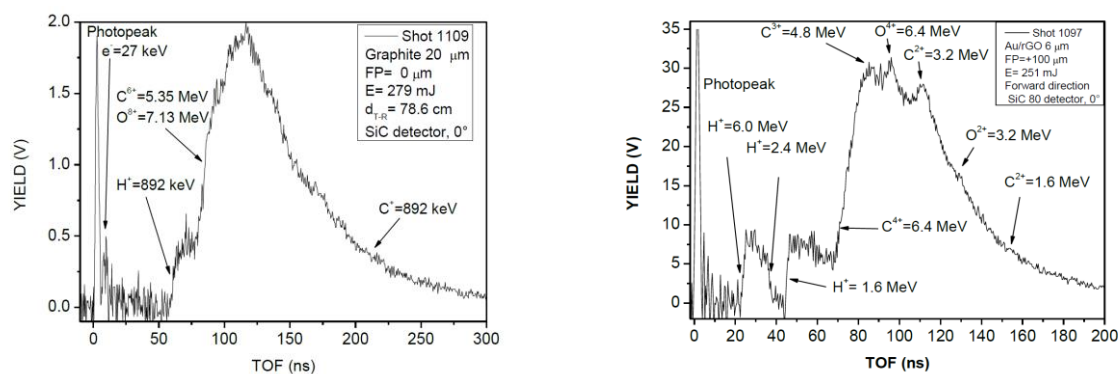
Rys. 7. Konstrukcja tarczy typu Hollow; w powiększeniu od lewej do prawej



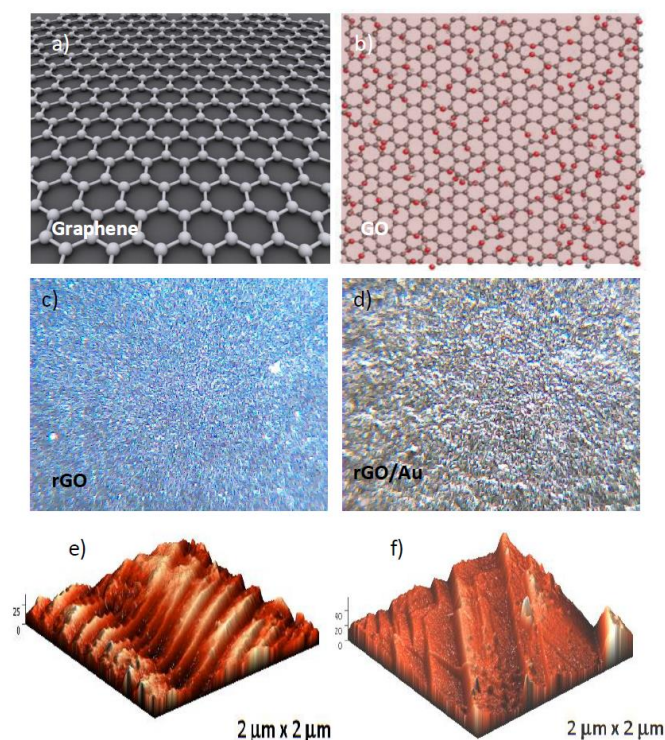
Rys. 8. Sygnały protonowe rejestrowane detektorami Si FLM i Diamentowym z tarcz typu hollow i flat

Akceleracja protonów z tarcz z Grafenem zademonstrowały, że tego typu tarcze mogą być źródłem protonów o znacznie wyższej energii niż w przypadku zwykłych tarcz węglowych, co jest przedstawione na Rys. 9, na którym porównane są sygnały jonowe uzyskane z tarcz grafitowych i grafenowych. Morfologia powierzchni grafenowej jest przedstawiona na Rys. 10.

Podobnie jak w przypadku tarcz typu *hollow* wyniki uzyskane w eksperymencie wymagają bardziej szczegółowych analiz i dodatkowych badań w celu potwierdzenia bardzo ciekawego efektu związanego ze wzrostem rejestrowanej energii maksymalnej emitowanych protonów. Ze względu na znaczne trudności z wytworzeniem tego typu tarcz miejsce oddziaływania wiązki lasera z tarczą może mieć kluczowe znaczenie dla uzyskanych wyników. Dlatego zawansowany i używany w LLWM system podglądu tarczy wydaje się optymalny dla prowadzenia tego typu eksperymentów. Tarcze grafenowe mogą jednak posiadać trudne do detekcji niejednorodności warstwy co może mieć wpływ na uzyskane wyniki.



Rys. 9. Sygnały jonowe z detektora SiC dla tarcz typu Graphite (20 μ m) i Au/GO (6 μ m)



Rys. 10. Morfologia powierzchni tarcz Graphene.

5. Podsumowanie

W roku 2017 w LLWM przeprowadzono wiele interesujących i istotnych badań o wynikach, które mają ważne znaczenie dla przyszłych międzynarodowych eksperymentów na dużych układach laserowych, oraz dla rozwoju technik akceleracji protonów. Tego typu tematyka badawcza pomaga w z rozszerzaniu krajowej i międzynarodowej współpracy naukowej co w perspektywie uruchomienia w niedługim czasie infrastruktury ELI ma duże znaczenie. Opierając się na uzyskanych wynikach w roku 2017 można stwierdzić, iż cała infrastruktura pomiarowa znajdująca się w LLWM stwarza ciekawe perspektywy na kontynuację przeprowadzonych badań jak również prowadzenie nowych związanych np. z inżynierią materiałową dotyczącą złożonych tarcz.

6 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

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

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

Po zakończeniu i formalnym rozliczeniu (w roku 2016) 3-letniego projektu KLIMT- Krypton Large IMPulse Thruster (PECS – ESA Contract No.4000107746/13/NL/KLM) zadaniem głównym w roku 2017 stały się badania (A) zmierzające do dalszej optymalizacji tego silnika tak, by w perspektywie można było osiągnąć cel strategiczny, czyli wdrożenie. Jednocześnie, w ramach konkursów programu Polish Industry Incentive Scheme (PIIS) Europejskiej Agencji Kosmicznej (ESA) złożono (B) nowy projekt *HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant*. Projekt uzyskał finansowanie na 2 lata w wysokości 200 k€ (ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) i formalnie rozpoczął się w styczniu 2018 r. W ramach modelowania, kontynuowano prace teoretyczne (C) nad stworzeniem opisu wczesnej fazy wyładowania w impulsowym silniku plazmowym typu PPT, mające na celu optymalizację takiego mikrosilnika zasilanego ciekłym polimerem fluorowo-węglowym, tj. opracowanego w IFPILM układu LuPPT dla nanosatelitów – tak jak w przypadku silnika KLIMT także tutaj celem strategicznym jest komercjalizacja.

W ramach współpracy z innymi ośrodkami (D) została podjęta opieka nad pracą magisterską pt. *Plasma potential measurements in the vicinity of Hall effect thruster using an emissive Langmuir probes* (współpraca z PW, Wydział MEL). Dodatkowo, dla studentów III roku Wydziału Optoelektroniki poprowadzono wykład semestralny pt. Elektryczne napędy reaktywne dla pojazdów kosmicznych (współpraca z WAT).

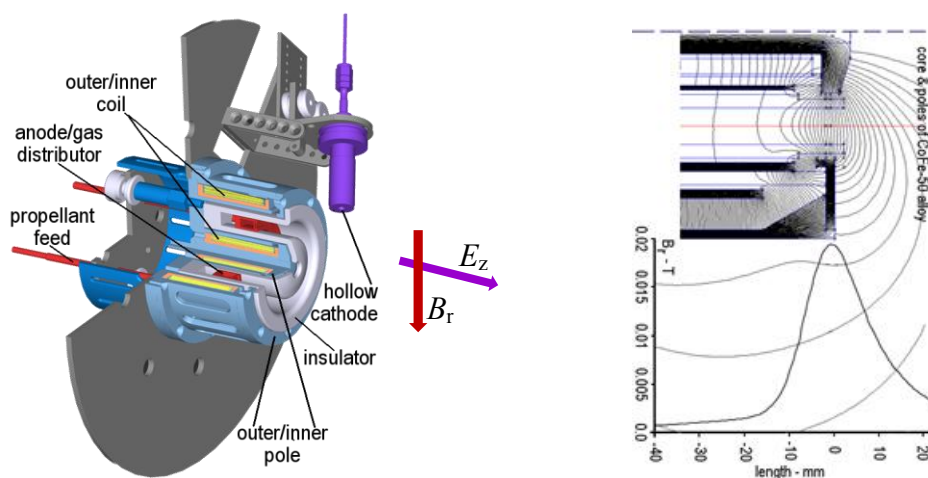
Oprócz wystąpień na 5 konferencjach międzynarodowych, działalność laboratorium została przedstawiona w wykładzie proszonym pt. *Development of IPPLM's Krypton HET*, J. Kurzyna, M. Jakubczak, A. Szelecka & K. Dannenmayer, wygłoszonym podczas warsztatów *IPAIA 2017: Ion Propulsion and Accelerator Industrial*, CNR Research Area, Bari, Italy, March 1-3.

A. Optymalizacja kryptonowego silnika Halla klasy 500 W.

Silnik Halla (Rys.1.a), to akcelerator plazmowy, w którym dla wytworzenia siły ciągu jony są przyspieszane w statycznym polu elektrycznym E , wytwarzanym między anodą i katodą, a elektrony zostają przechwycone i wykonują dryf w skrzyżowanych polach $E \times B$. Tak więc namagnetyzowane elektrony mogą dyfundować do anody jedynie na skutek zderzeń, głównie

z neutralnymi atomami gazu roboczego stanowiącego „paliwo”. Obecność gęstego obłoku dryfujących elektronów (uwarunkowana składową pola $B_{\perp}$) poprawia efektywność jonizacji i zwiększa oporność plazmy, poprzez rozciągnięcie obszaru osiowego pola E i w konsekwencji obszaru akceleracji powstających w zderzeniach jonów. Ze względu na kwasi neutralność plazmy ograniczenie przez ładunek przestrzenny gęstości prądu przyspieszanych jonów nie obowiązuje (prawo Child-Langmuira), tak że strumień emitowanych cząstek, a więc i ciąg z jednostki powierzchni czynnej wyładowania, jest o rząd wielkości większy niż w elektrostatycznych silnikach jonowych z siatkami.

Optymalizacja silnika Halla dotyczy przede wszystkim dwóch aspektów: a) podniesienia jego wydajności definiowanej przez siłę ciągu F , impuls właściwy I_{sp} i sprawność η oraz b)

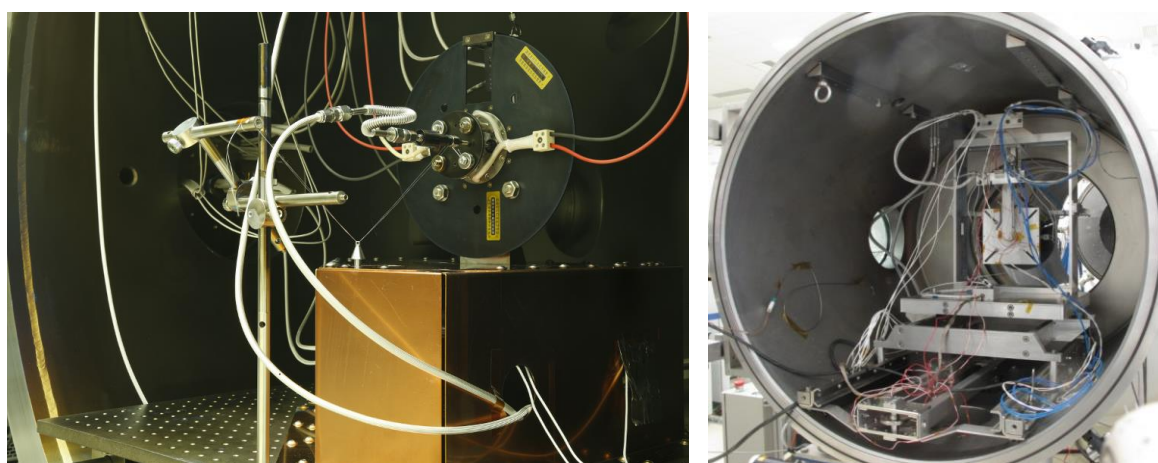


Rys. 1. Przekrój silnika KLIMT (3 wersja) oraz rozkład linii sił pola magnetycznego. Wykres przedstawia profil indukcji B_r względem centralnej linii kanału.

wydłużenia czasu życia, który jest uwarunkowany przede wszystkim erozją ścianek kanału wyładowania. Zarówno zagadnienie a) jak i b) związane jest ściśle z konfiguracją pola magnetycznego B , które nie tylko określa dryf elektronów i wpływa na rozkład pola E w kanale wyładowania, ale także może osłabić erozję poprzez zwiększenie efektu zwierciadła magnetycznego dla elektronów jak również ogniskowanie wiązki jonów uzyskiwane na skutek modyfikacji kształtu linii ekwipotencjalnych występującej w plazmie umieszczonej w skrzyżowanych polach B i E . Niestety, dokładniejsze badania numeryczne w wielu ośrodkach wskazują, że ten ostatni efekt jest znacznie słabszy niż dawniej sądzono (koncepcja tzw. termalizowanego potencjału jest poprawna jedynie w specyficznych warunkach) i trudno jest przewidywać, czy zastosowana konfiguracja pola magnetycznego będzie optymalna. Tak więc niezbędne są badania eksperymentalne.

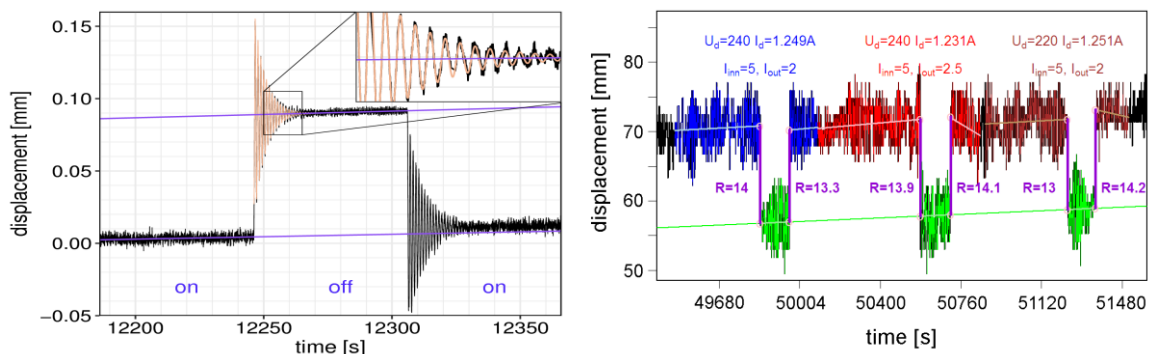
Prowadzone badania optymalizacyjne miały na celu zidentyfikowanie korelacji między najbardziej wydajnym zakresem pracy silnika KLIMT (zarówno dla kryptonu jak i ksenonu), a konfiguracją pola magnetycznego (Rys.1.b). W celu określenia wydajności silnika niezbędny jest przede wszystkim pomiar siły ciągu. W laboratorium PlaNS siłę ciągu szacowano dotychczas jedynie w sposób pośredni, poprzez pomiar wychylenia wagi

aerodynamicznej (MECARTEX) pod wpływem przechwyconego strumienia cząstek padających na grafitową tarczę umieszczoną na wadze. Ze względu na zmianę rozbieżności wiązki emitowanych cząstek w różnych warunkach pracy silnika, jak i brak kalibracji prawidłowo uwzględniającej przekaz pędu do grafitu, ten orientacyjny pomiar nie mógł być porównywany z absolutnymi wynikami uzyskanymi dla silnika KLIMT w ESA Propulsion Laboratory (EPL). W związku z tym przeprowadzono prace adaptacyjne mające na celu przystosowanie wagi MECARTEX do pomiarów bezwzględnych wektora ciągu. Oszacowano nośność wagi biorąc pod uwagę masę silnika KLIMT, skonstruowano łożo do instalacji silnika na wadze, jak również ekran dla ochrony przed strumieniem metalizujących cząstek pochodzących ze „sputteringu” oraz przed promieniowaniem termicznym a także zaprojektowano mechaniczny układ do kalibracji wagi „online” podczas pomiarów (elektromagnetyczny układ własny wagi okazał się nieprzydatny w zakresie mierzonych ciągów). Odrębnym problemem było poprawne skonfigurowanie w komorze próżniowej przewodów zasilających silnik oraz linii doprowadzających gaz do anody i katody tak, aby nie usztywniały układu pomiarowego wagi i pozwalały precyzyjnie mierzyć siły ciągu na poziomie miliniutonów. Opracowano metodę korekcji pomiarów poprzez dopasowanie rozwiązań oscylatora harmonicznego z tłumieniem do rejestrowanych sygnałów, potrzebną dla redukcji zmian sztywności układu pojawiających się podczas pracy silnika.



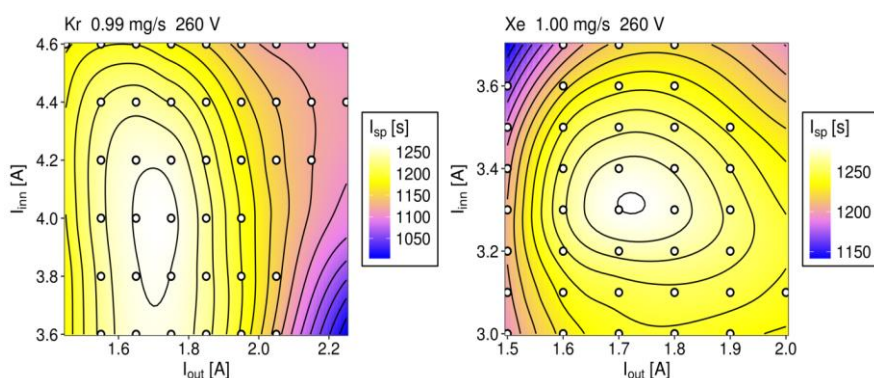
Rys. 2. a) waga MECARTEX w komorze PlaNS z zainstalowanym silnikiem KLIMT – widoczny radiator, przewody, ekran oraz kalibrator (stalowy stożek nad miedzianą osłoną);
b) KLIMT zainstalowany na wadze ALTA w służbie komory próżniowej EPL.

Używaną w laboratorium PlaNS wagę MECARTEX po adaptacji jak również wagę ALTA używaną w EPL przedstawiono na Rys.2, natomiast sygnały zarejestrowane podczas testów silnika KLIMT w obu laboratoriach, na Rys.3.



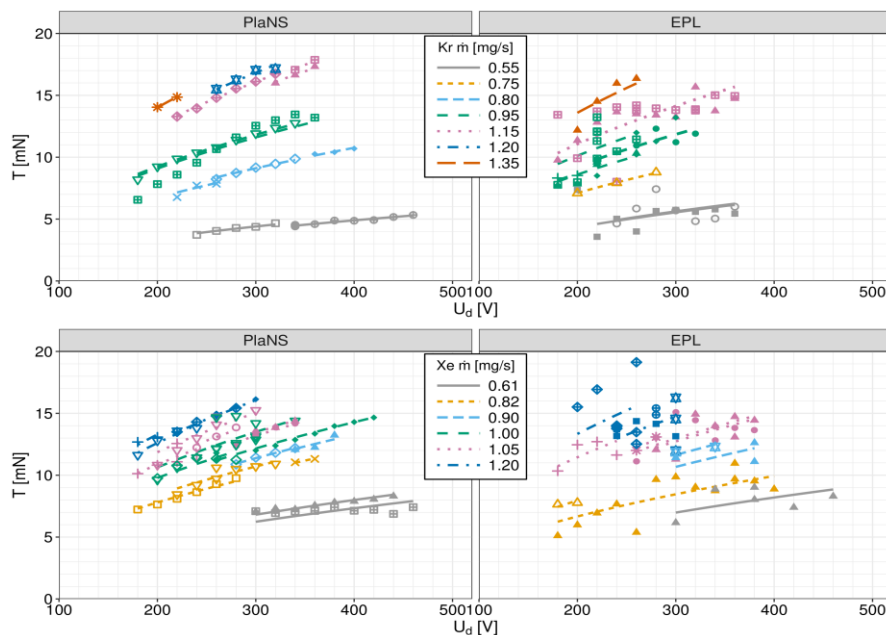
Rys. 3. a) sygnał wagi MECARTEX (po adaptacji) w laboratorium PlaNS; na powiększeniu pokazano dopasowanie rozwiązań oscylatora harmonicznego. b) Sygnał wagi ALTA w EPL. Zaznaczone zostały fazy pracy i fazy wyłączenia silnika KLIMT pozwalające ocenić siłę ciągu.

Wykorzystując przystosowaną do pomiarów bezwzględnych wagę MECARTEX wykonano serię pomiarów w poszukiwaniu optymalnej konfiguracji pola magnetycznego dla obu gazów. Przykładowe wyniki przedstawiono na Rys.4. Optymalna konfiguracja dla Xe nie jest tożsama z optymalną konfiguracją dla Kr. Stosunek prądów 1:2 odpowiada najbardziej symetrycznej konfiguracji pola B względem centralnej linii kanału (porównaj z Rys.1.b), ale nie odpowiada ani największej sile ciągu (lub I_{sp}) ani sprawności w danych warunków pracy.



Rys. 4. Mapa impulsu właściwego silnika w funkcji prądu cewek dla obu gazów. Stosunek prądów 1:2 odpowiada najbardziej symetrycznej konfiguracji pola względem linii centralnej kanału wyładowania.

W ramach testów porównawczych osiągniętych silnika uzyskanych w obu laboratoriach, w IFPILM wykonano serię pomiarów mających na celu ocenę bezwzględnej wydajności silnika. Ze względu na zdecydowanie mniejsze szумы w układzie wagi MECARTEX niż ALTA (patrz Rys.3.b), rozrzut wyników uzyskanych w laboratorium PlaNS okazał się zdecydowanie mniejszy niż w EPL. Pozwoliło to wykazać, że przewidywana zależność impulsu właściwego (i siły ciągu) od pierwiastka z napięcia przyspieszającego dobrze pasuje do zarejestrowanych wyników. Dla przykładu zależność siły ciągu od napięcia wyładowania zmierzona w obu laboratoriach pokazano na Rys.5.



Rys. 5. Porównanie siły ciągu silnika KLIMT zmierzonej w laboratorium PlaNS i EPL dla obu gazów.

Mimo znacznie mniejszych rozrzutów wyników uzyskanych w IFPILM podstawowe osiągi silnika ocenione w EPL i w laboratorium PlaNS są zgodne. Dla obu gazów maksymalna siła ciągu w zakresie stosowanych napięć dochodzi do 17 mN, Isp do 1500 s, natomiast sprawność anodowa dla Xe osiąga 35%, podczas gdy dla kryptonu nieco przekracza 25%. Uzyskane wyniki zostały podsumowane w przyjętej do druku w czasopiśmie *Laser and Particle Beam* publikacji *Performance Tests of IPPLM's Krypton Hall Thruster* sygnowanej przez J. Kurzyń, M. Jakubczaka, A. Szelecką i K. Dannenmayer.

B. Projekt HIKHET – idea

Obecnie dalszy rozwój silników Halla na świecie zakłada:

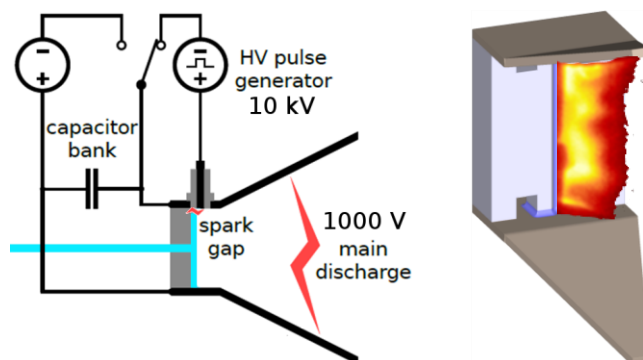
- opracowanie konstrukcji typu „dual mode” pozwalającą na pracę w dwóch reżimach: z dużą siłą ciągu lub z dużym impulsem właściwym zapewniającym ekonomiczne wykorzystanie paliwa,
- optymalizację silnika pod kątem wykorzystania taniego i wydajnego paliwa, które może zapewnić nie gorsze osiągi niż ksenon i nie powodującego degradacji struktury satelity,
- radikalne wydłużenie czasu życia silnika (np. przez zastosowanie ekranowania magnetycznego).

Projekt HIKHET wpisuje się zarówno w działania z grupy a) jak i b) poprzez poszukiwanie rozwiązań pozwalających na generację zwiększonego impulsu właściwego przez zasilany kryptonem silnik Halla klasy ~500W. Konstrukcja ma bazować na opracowanym w IFPILM silniku KLIMT przystosowanym do pracy ze zwiększonym napięciem wyładowania (do 1000 V w porównaniu z obecną wartością nominalną wynoszącą 300 V). Zasadniczym problemem jest zapewnienie efektywnej jonizacji gazu przy zmniejszonej gęstości kryptonu (w

porównaniu z gęstością wymaganą dla wydajnej pracy przy niskim napięciu), która musi zostać zredukowana tak, by nie przekroczyć założonej mocy wyładowania elektrycznego w silniku (warunek wynika z ograniczeń wytrzymałościowych materiałów). Ze względu na występujące w takich warunkach wzmocnienie oscylacji typu „breathing mode” należy szczególnie zadbać o stabilną pracę silnika. Bardziej szczegółowa dyskusja została przedstawiona w opisie projektu.

C. Model teoretyczny wczesnej fazy wyładowania w silniku PPT

Realizowany w ramach programu CE FP7 projekt No. 283279 pt. *Innovative Liquid Micro Pulsed Plasma Thruster – L μ PPT* został formalnie zakończony w roku 2014. Nie mniej nadal trwają prace zmierzające do komercjalizacji samego silnika jak i lepszego zrozumienia zjawisk fizycznych odpowiedzialnych za wytwarzanie plazmy w takim silniku. Impulsowy mikrosilnik plazmowy produkuje siłę ciągu wskutek przyspieszania zjonizowanej materii dzięki oddziaływaniu silnego prądu płynącego w plazmie (~ 10 kA) z własnym polem magnetycznym (siła Lorentza). Plazma powstaje w wyniku ablacji czynnika roboczego (zwykle bloku stałego teflonu, a w silniku L μ PPT ciekłego polimeru fluorowo-węglowego) wprowadzonego między elektrody dołączone do baterii kondensatorów naładowanej do napięcia ~ 1000 V i podtrzymującego wyładowanie zainicjowane przez dodatkowy iskiernik (patrz Rys.6). Czas rozładowania kondensatorów wynosi ok. 1 μ s.



Rys. 6. Schemat zasilania silnika L μ PPT wraz z widokiem bloku elektrod – pokazano kanał dostarczający ciekły polimer i 1 kadr (10 ns) ultraszybkich fotografii (pseudokolor).

Profesor Zbigniew Peradzyński i dr Karol Makowski opracowali w ramach opisu kinetycznego model teoretyczny dla początkowej fazy wyładowania w silniku. Zasadnicze założenia dla modelu są następujące:

- a) Początek wyładowania inicjuje iskra z zapłonika będąca źródłem elektronów dla prądu elektronowego między elektrodami głównymi (1000V) – na tym etapie prąd pochodzi z termoemisji – sytuacja jest taka jak w diodzie próżniowej. Ograniczony przez ładunek przestrzenny prąd (rzędu 40mA) jest za mały, aby odparować dielektryk. Ale, bombardowanie dielektryka elektronami powoduje emisję wtórną. W rezultacie dielektryk ładuje się dodatnio (pole $E=200$ kV/cm). Skala czasu $1E-7$ sek.

- b) Dodatni ładunek dielektryka neutralizuje ładunek przestrzenny i ograniczenie Child-Langmuira przestaje obowiązywać. Narastający prąd płynie w cienkiej warstwie typu Debye'a przy powierzchni dielektryka.
- c) Przy prądzie rzędu 1A następuje parowanie z powierzchni i jonizacja par (czas 1E-6 sek). Zaczyna się wyładowanie w plazmie.
- d) Silny prąd w plazmie przy powierzchni dielektryka powoduje dalszą ablację, a następnie przyspieszanie warstwy prądowej prowadzące do generacji strumienia plazmy.

W ramach opisu kinetycznego definiuje się jednocząstkową funkcję rozkładu elektronów na powierzchni:

$$f = f^+(t, x, y, \mathbf{v}) + f^-(t, x, y, \mathbf{v})$$

gdzie człon ze znakiem plus opisuje cząstki skierowane od powierzchni, a z minusem do powierzchni. Podobnie składowa prędkości $\tilde{v}_3$ odpowiada kierunkowi od powierzchni dielektryka. Symbole $t, x, y, \mathbf{v}$ i $\mathbf{E}$ mają zwykłe znaczenie. Wtedy można zapisać:

$$1. \quad f^+(t, x, y, \mathbf{v}) = \frac{1}{|\mathbf{v}|} F(\mathbf{v}) \int \gamma(\tilde{\mathbf{v}}) \tilde{v}_3 f^-(t, x, y, \tilde{\mathbf{v}}) d^3 \tilde{\mathbf{v}}$$

gdzie $F(\mathbf{v})$ - jest funkcją rozkładu elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni bombardowanego dielektryka, a $\gamma(\mathbf{v})$ oznacza tempo produkcji elektronów wtórnych.

Funkcję f^- wyraża się teraz poprzez przesunięte (w czasie i przestrzeni) argumenty funkcji f^+ :

$$2. \quad f^-(t + \tau, x + h_1, y, \mathbf{v} + \mathbf{V}) = f^+(t, x, y, \mathbf{v})$$

gdzie $\tau = 2 \frac{mv_3}{eE_3}$, $h_1 = \frac{eE_1}{2m} \tau^2$, $\mathbf{V} = (\frac{eE_1}{m} \tau, 0, 0)$ gdy pole E_3 jest stałe.

W rezultacie dla gęstości ładunku powierzchniowego można wypisać równanie:

$$3. \quad \frac{\partial}{\partial t} \sigma = \int (\gamma(\tilde{\mathbf{v}}) - 1) \tilde{v}_3 f^-(t, x, y, \tilde{\mathbf{v}}) d^3 \tilde{\mathbf{v}}$$

- 4. Dla zamknięcia układu należy jeszcze dołączyć równanie opisujące bilans energii z uwzględnieniem ciepła wydzielanego na powierzchni dielektryka.

Równania modelu są punktem wyjścia do rozmaitych przybliżeń, prowadzących np. do równania Boltzmann'a.

Obecnie przygotowywana jest publikacja opisująca zarysowany tutaj model wstępnej fazy wyładowania w silniku PPT.