

2 Projekty Programu H2020

2.1 PALS002368: 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

2.1.1 Wprowadzenie

Pierwszym etapem realizacji projektu były zadania, które obejmowały budowę 2 unikalnych układów diagnostycznych:

- ☐ 3-kadrowego polaro-interferometru pracującego w opcji kompleksowej interferometrii oraz
- ☐ 14-kanałowego magnetycznego spektrometru elektronów,

które razem z innymi diagnostykami spektroskopowymi i jonowymi dostępnymi na eksperymencie PALS były zastosowane do zrealizowania badań plazmowych proponowanych w projekcie.

Szczególnie ważnym zadaniem było opracowanie metodologii:

- ☐ ilościowej analizy interferogramów kompleksowych uzyskiwanych za pomocą 3-kadrowego kompleksowego interferometru oraz
- ☐ kalibracji i odczytu widm energii elektronów z płyt obrazowych wielokanałowego spektrometru magnetycznego.

Schemat optyczny zbudowanego 3-kanałowego polaro-interferometru, przedstawiony jest rys. 1, natomiast widok układu rejestracji polaro-interferometru zainstalowanego na eksperymencie PALS przedstawia rys. 2. Na rys. 3 przedstawiona jest konstrukcja indywidualnego modułu spektrometru oraz widok rozmieszczenia modułów w komorze eksperymentalnej.

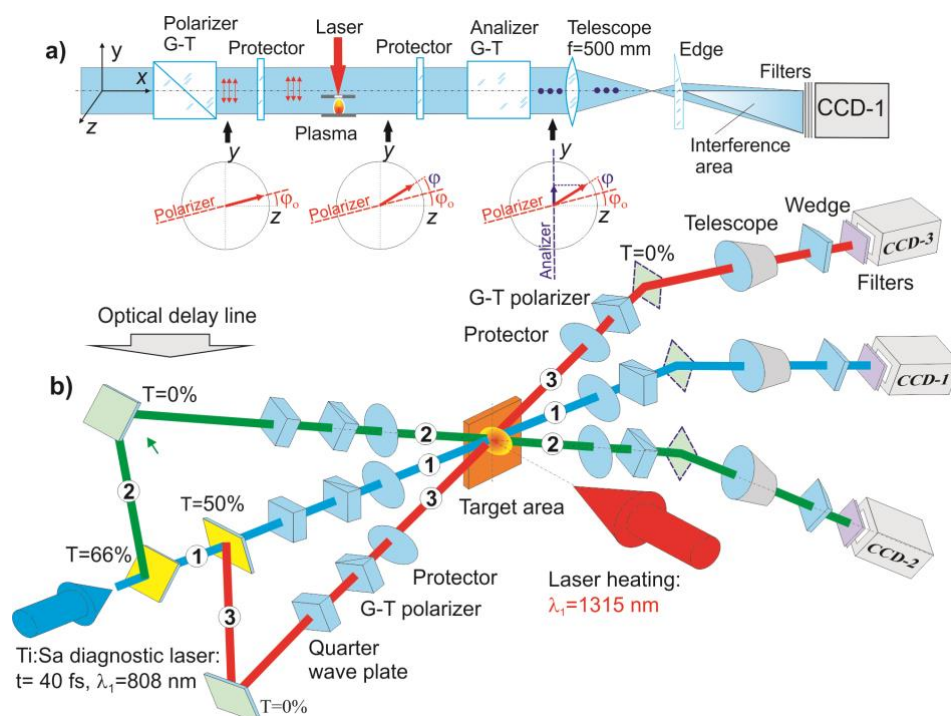
Szczegółowy opis funkcjonowania 3-kadrowego polaro-interferometru oraz wielokadrowego spektrometru magnetycznego elektronów, a także metodologii stosowanych do ilościowej analizy danych z tych obu diagnostyk przedstawione są w raporcie rocznym z realizacji projektu w roku 2018r.

Zbudowanie diagnostyki i opracowane metodologie pomiaru zostały zastosowane razem z innymi diagnostykami spektroskopowymi i jonowymi dostępnymi na eksperymencie PALS w badaniach strumieni plazmowych wytwarzanych przy oddziaływaniu promieniowania 1-harmonicznego lasera jodowego PALS z tarczami o różnej konstrukcji.

W ramach projektu zrealizowano dwa eksperymenty:

Eksperyment I: prowadzone były pomiary spontanicznych pól magnetycznych oraz emisji elektronów i jonów w plazmie laserowej generowanej z płaskich tarcz jednowarstwowych z Cu oraz dwuwarstwowych składających się z masywnej części z Cu pokrytej warstwą z polistyrenu o różnych grubościach;

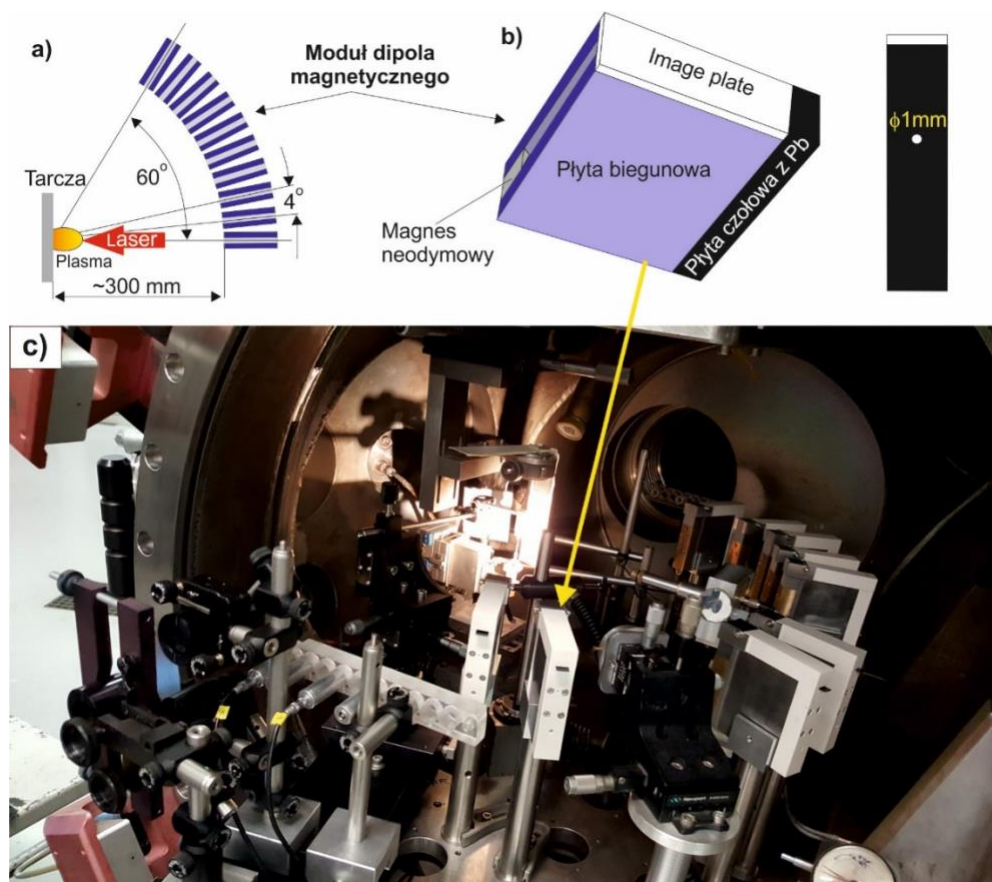
II – eksperyment: testowana była idea formowania namagnetyzowanej plazmy za pomocą tarcz o konstrukcji ślimakowej typu *snail*



Rys. 1: Trójkadrowy polaro-interferometr: a) schemat optyczny 1-kadrowego modułu pracującego w opcji kompleksowej interferometrii i b) ilustracja przestrzenno-czasowej separacji kadrów.



Rys. 2: Widok układu rejestracja 3-kadrowego kompleksowego interferometru zainstalowanego na eksperymencie PALS.



Rys. 3: Wielo-kanalowy spektrometr elektronów: a) rozmieszczenie matrycy modułów dipola magnetycznego, b) konstrukcja modułu oraz c) widok zainstalowanego spektrometru w komorze eksperymentalnej na PALS.

2.1.2 Najważniejsze wyniki badań uzyskane w eksperymencie I

Układ eksperymentalny ilustrujący sposób oświetlania tarczy oraz rozmieszczenie diagnostyk w komorze przedstawiony jest na rys. 4. Przedmiotem badań była plazma ablacyjna wytworzona z tarcz płaskich jedno i dwu warstwowych, rys. 4b, oświetlanych impulsem 1-harmonicznej terawatowego lasera jodowego PALS ($\lambda = 1315$ nm, $t = 350$ ps) przy energii ~ 500 J, zogniskowanym do minimalnego promienia około $50 \mu\text{m}$, co pozwalało uzyskać intensywność na tarczy około 10^{16} W/cm². Rozkład intensywności nie zogniskowanej wiązki laserowej pokazany jest na rys. 4c.

Jako kluczowe diagnostyki w tym eksperymencie wykorzystywane były:

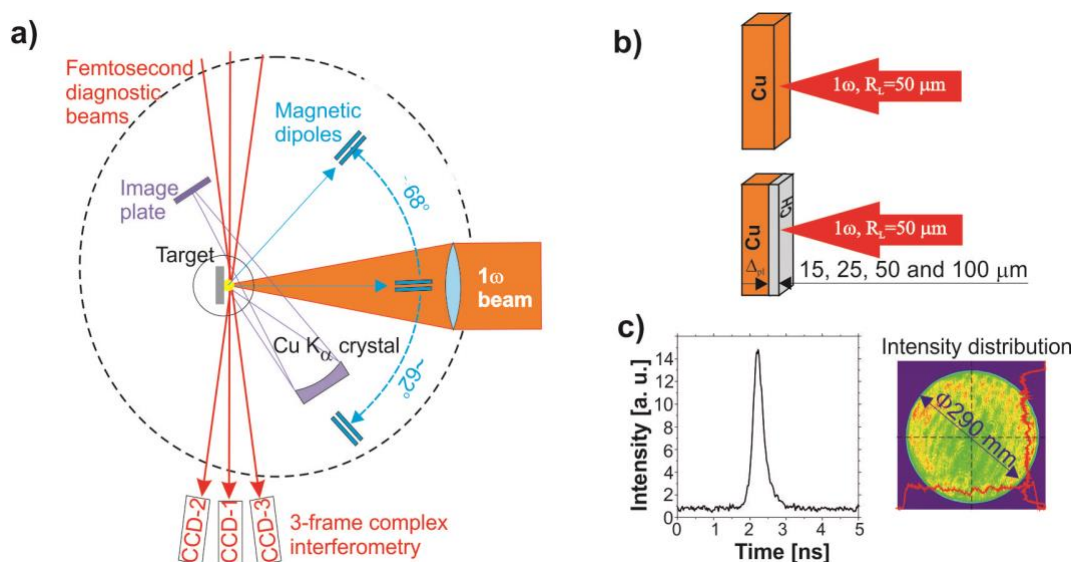
- 3-kadrowy polaro-interferomer, pokazany na rys. 1 i 2, działający w trybie kompleksowej interferometrii, wykorzystywany do pomiarów spontanicznych pól magnetycznych (SPM) i koncentracji elektronowej w badanej plazmie. oraz
- 10-kanalowy magnetyczny spektrometr elektronów, rys. 3 i 4, do pomiaru rozkładów kątowych energii elektronów.

Oprócz ww. diagnostyk wykorzystywane były również inne diagnostyki, które pozwoliły uzyskać dodatkowe informacje o parametrach emisji elektronów i prądach związanych z tą emisją, a mianowicie:

- 2D zobrazowanie emisji linii $K\alpha$ z miedzi, które umożliwiło uzyskać informacje o populacji gorących elektronów oraz ich energii, a także energii zdeponowanej w tarczy, oraz
- pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej, związanego z emisją elektronów mierzoną za pomocą wielokanałowego spektrometru elektronów.

Celem zrealizowanych badań było poznanie korelacji rozkładu SPM z parametrami emisji elektronów z plazmy ablacyjnej, umożliwiającą weryfikację mechanizmów odpowiedzialnych za generację gorących elektronów w przypadku oddziaływania 1-harmonicznego lasera jodowego z plazmą ablacyjną kreowaną z płaskich masywnych tarcz z Cu. Badania te mają istotny z punktu widzenia realizacji fuzji inercyjnej poprzez koncepcję udarowego zapłonu termojądrowego - *shock ignition*.

Podstawą formułowania wniosków odnośnie celu badań, jest ilościowa analiza danych uzyskanych z poszczególnych diagnostyk, przedstawiona w dalszej części raportu.



Rys. 4: Układ eksperymentalny: a) lokalizacja diagnostyk w komorze eksperymentalnej, b) sposób oświetlania tarcz jedno i dwuwarstwowych, oraz c) rozkład intensywności wiązki 1-harmonicznej lasera jodowego.

A. 3-kadrowa kompleksowa interferometria

3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów otrzymane przy oddziaływaniu 1-harmonicznego promieniowania lasera jodowego o energii około 500 J z płaską tarczą masywną z Cu, które były przedmiotem ilościowych analiz, przedstawione są na rys. 5. Interferogramy kompleksowe ilustrują efekt Faraday'a w różnych fazach ekspansji plazmy ablacyjnej w odniesieniu do maksymalnej intensywności lasera jodowego. Na wszystkich interferogramach kompleksowych widczana jest asymetria rozkładu intensywności – efektu Faraday'a, spowodowana początkowym skręceniem polaryzatora analizującego w stosunku do polaryzatora wejściowego. Rozjaśnienie występuje w górnej połowie ekspandującej plazmy, gdzie kierunek skręcenia płaszczyzny polaryzacji wiązki sondującej jest konsystentny z kierunkiem początkowego skręcenia polaryzatora analizującego od prostopadłej orientacji w stosunku do polaryzatora wejściowego. Natomiast, w dolnej połowie ekspandującej plazmy, zaciemnienie spowodowane jest skręceniem płaszczyzny wiązki diagnostycznej w przeciwnym

kierunku. Zgodnie z oczekiwaniami, taka asymetria efektu Faraday'a na interferogramach, potwierdza azymutalny rozkład pola magnetycznego w stosunku do normalnej do tarczy.

Aby uzyskać informacje o przestrzenno-czasowych rozkładach pola magnetycznego oraz koncentracji elektronowej została zastosowana metodologia analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych.

Zgodnie z metodologią poszukiwany rozkład SPM wyznaczany jest z wyrażenia:

$$B_{\varphi}(r) = \frac{1.7 \cdot 10^3}{\lambda} \cdot \left[\frac{r f_B(r)}{f_n(r)} \right] \quad (3)$$

w którym funkcja rozkładu:

$$f_n(r) = 4.46 \cdot 10^{-14} \cdot \lambda R n_e(r) \quad (4)$$

określana jest na podstawie abelizacji rozkładu fazy $\delta(y)$, natomiast funkcja rozkładu:

$$f_B(r) = 2.62 \cdot 10^{-17} \cdot \lambda^2 R \left[\frac{B_{\varphi}(r) n_e(r)}{r} \right] \quad (5)$$

obliczana jest na podstawie abelizacji znormalizowanego rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji $\varphi(y)/y$. Uzyskanie informacji o rozkładzie fazy $\delta(y)$ oraz kąta skręcenia $\varphi(y)$ opiera się na analizie widma częstotliwości uzyskanego na podstawie kompleksowego interferogramu po zastosowaniu dwuwymiarowej transformaty Fouriera.

Rozkłady fazy $\delta(y, z)$, kąt obrotu $\varphi(y, z)$ oraz znormalizowanego kąt $\varphi(y, z)/y$, obliczone dla wybranych kompleksowych interferogramów z rys. 5, odpowiadających charakterystycznym fazom ekspansji plazmy przedstawione są na rys. 6.

Rozkłady koncentracji elektronów i SPM, obliczone dla wybranych kompleksowych interferogramów, na podstawie danych z rys. 5, pokazane są na rys. 7.

Zmiany czasowe rozkładów koncentracji elektronów (ryc. 7a) wyraźnie pokazują sferyczny charakter ekspansji plazmy ablacyjnej z minimum na osi, które pogłębia się z czasem. Ponadto z rys. 7b wynika, że SPM mają azymutalną symetrię, a maksymalne pola o amplitudzie do kilku MG znajdują się w wąskim obszarze w pobliżu osi symetrii. Należy zauważyć, że w zakresie czasów ekspansji obejmujących czas trwania impulsu laserowego (od $t = -108$ ps do 226 ps, ryc. 5b) maksymalne pole ma amplitudę około 3 MG.

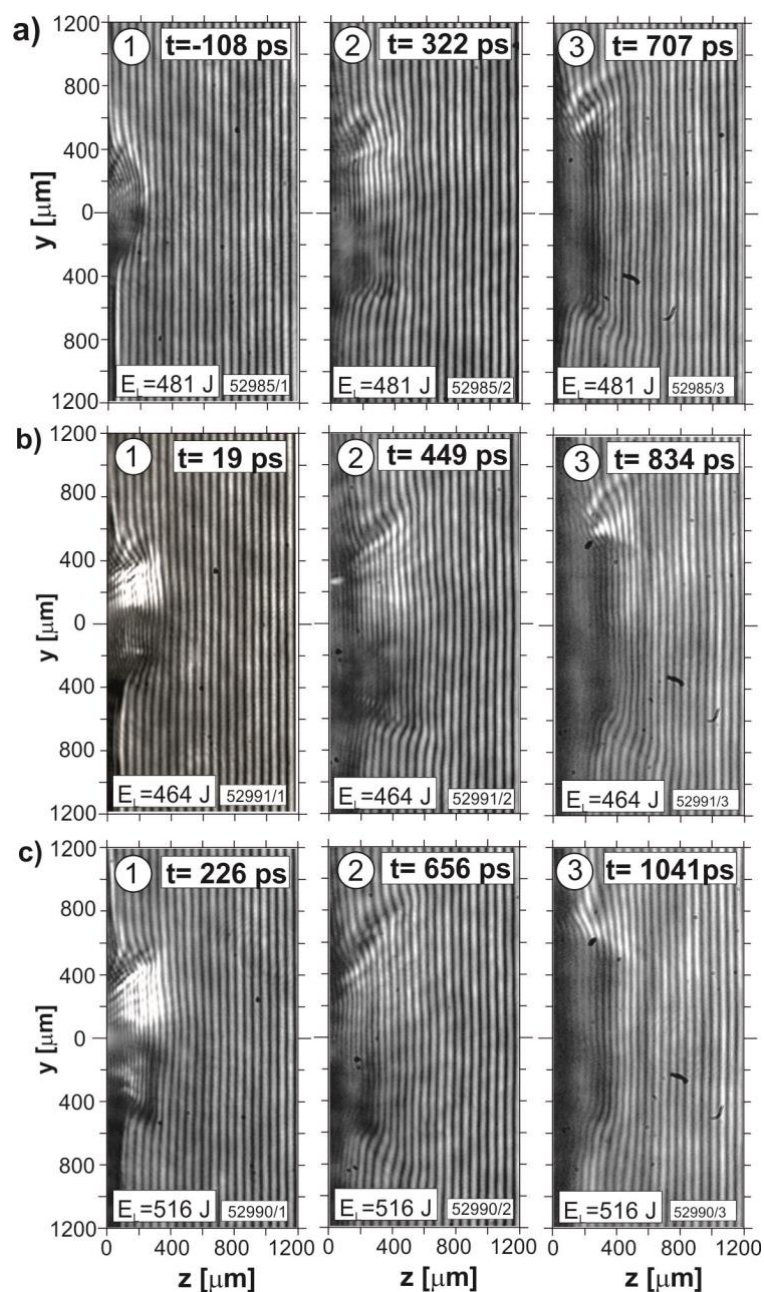
Opierając się rozkładach SPM oraz korzystając z prawa Ampera obliczone zostały rozkłady gęstości prądu związane z elektronami przemieszczającymi się zarówno od tarczy jak i w kierunku do tarczy:

$$\vec{j}(r, z) = j_z(r, z) \vec{e}_z + j_r(r, z) \vec{e}_r = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial B_{\varphi}(r, z)}{\partial r} + \frac{B_{\varphi}(r, z)}{r} \right] \vec{e}_z + \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial B_{\varphi}(r, z)}{\partial z} \right] \vec{e}_r \quad (1)$$

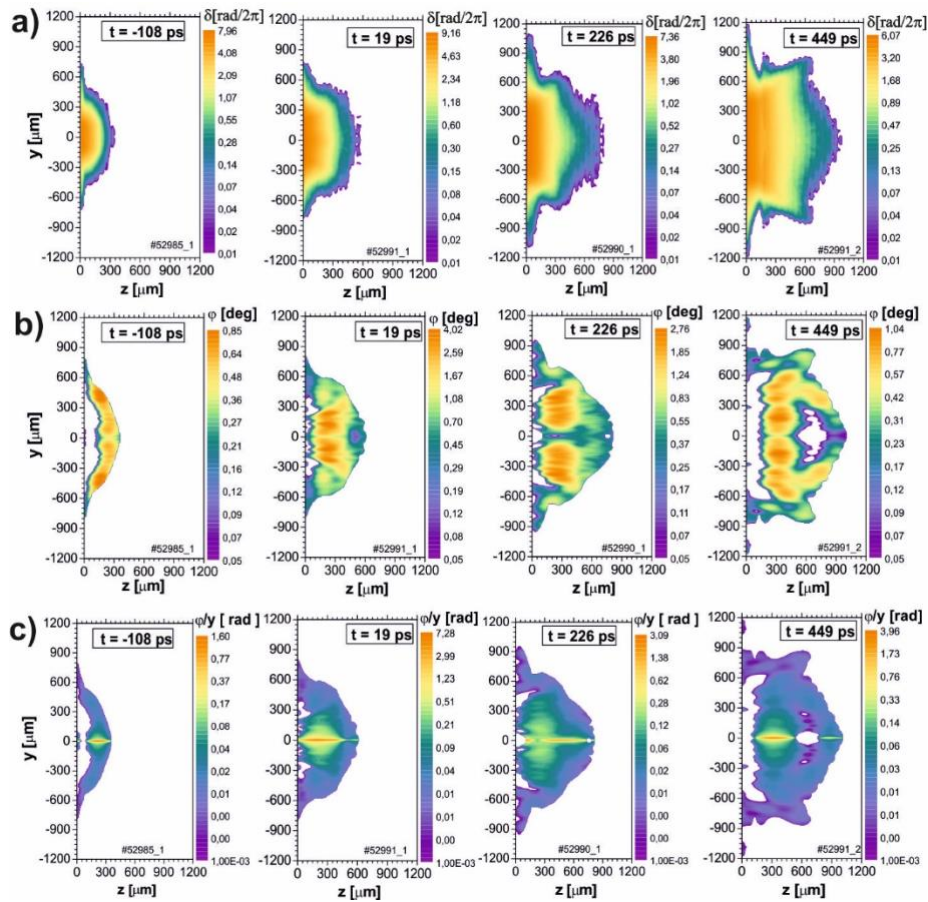
gdzie: $B_j(r, z) \equiv B(r, z)$, jeśli założymy, że pole magnetyczne jest ściśle azymutalne $\vec{B}(0, B_{\varphi}, 0)$, a prądy przesunięcia są pomijane. Całkowity prąd płynący wzdłuż osi „z” w różnych chwilach ekspansji plazmy oszacowano na podstawie wyrażenia:

$$I_z(z) = 2\pi \int_0^R j_z(r, z) r dr \quad (8)$$

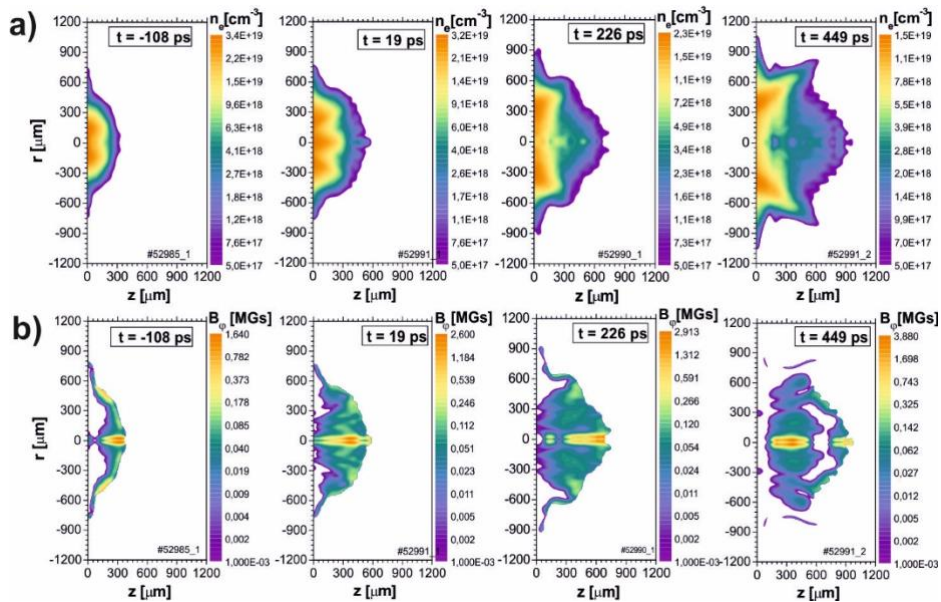
gdzie: $j_z(r, z)$ jest rozkładem gęstości prądu odpowiadającym prądowi „direct” lub „return”. Wyniki obliczeń gęstości prądu i prądu całkowitego przedstawiono na rys. 8.



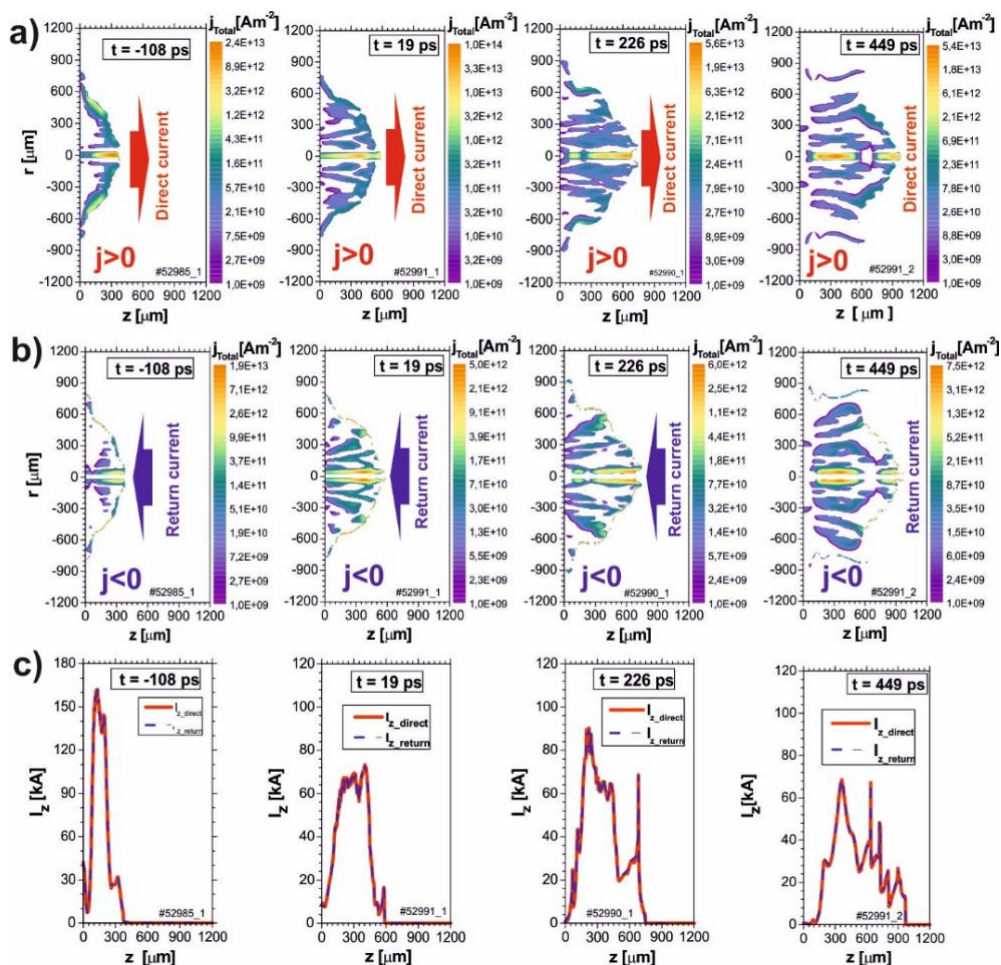
Rys. 5: 3-kadrowe sekwencje kompleksowych interferogramów ilustrujące oddziaływanie 1-harmonicznej lasera jodowego o energii około 500 J z płaskimi masywnymi tarczami z Cu w różnych momentach ekspansji plazmy ablacyjnej. Pierwszy kadr w sekwencji jest rejestrowany: a) przed, b) w i c) po maksymalnej intensywności impulsu laserowego.



Rys. 6: Rozkłady fazy (a), kąta skręcenia (b) i znormalizowanego kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji uzyskane za pomocą analizy amplitudowo-fazowej kompleksowych interferogramów z rys. 5.



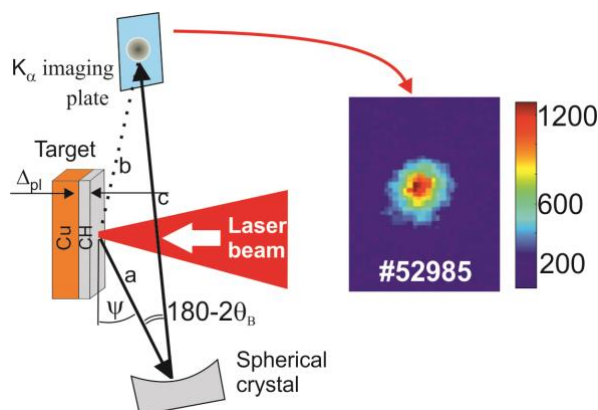
Rys. 7: Rozkłady koncentracji elektronów (a) SMF (b) obliczone na podstawie danych z ryc. 6.



Rys. 8: Rozkłady gęstości prądu w plazmie ablacyjnej dla różnych czasach ekspansji związane z przepływem elektronów: a) w kierunku od tarczy (tzw. direct current) oraz b) do tarczy (tzw. return current), a także całkowity prąd (c) obliczony na ich podstawie płynący wzdłuż osi „z” w obu kierunkach od tarczy.

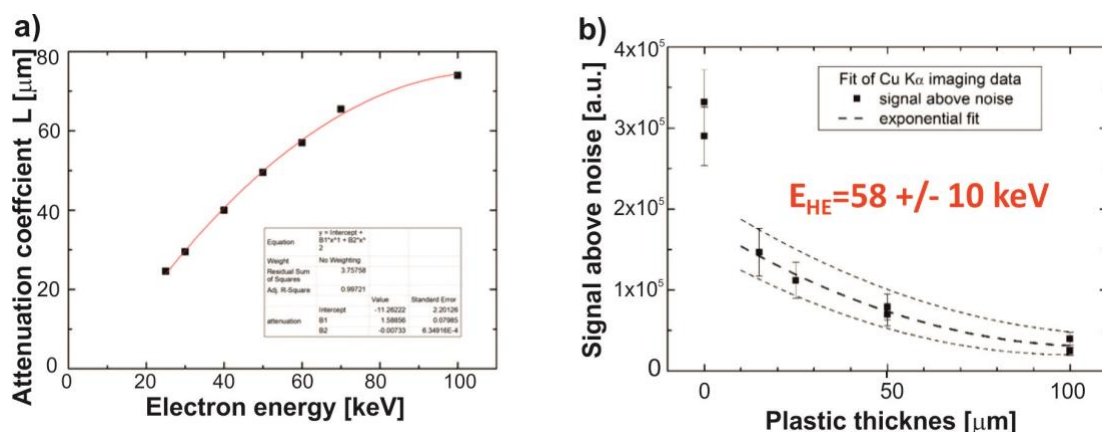
B. Zobrazowanie emisji gorących elektronów

Informacje o całkowitej liczbie gorących elektronów nietermicznych, propagujących się w kierunku do tarczy, można uzyskać na podstawie danych 2-wymiarowego obrazowania emisji linii $K\alpha$ z Cu. W tym celu wykorzystywany był układ spektroskopowy ze sferycznie wygiętym kryształem, rys. 9, szczegółowo opisany w pracy [3].



Rys. 9: Schemat diagnostyki gorących elektronów na podstawie obrazowania 2D emisji $K\alpha$ z Cu.

Powiększone (około 2 krotnie) obrazy emisji $K\alpha$ obserwowano pod kątem 46° do powierzchni tarczy, które rejestrowano za pomocą absolutnie kalibrowanych płytek obrazowych (IP) Fuji BAS MS i SR. Rozkład sygnału na płytkach odwzorowano za pomocą skanera Fujifilm BAS 1800 o wymiarach piksela: $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. W celu wyznaczenia energii szybkich elektronów, stosowane były dwuwarstwowe tarcze (Cu-Polistyren) o różnej grubości tworzywa sztucznego ($\Delta_{\text{pl}} = 15, 25, 50$ i $100 \mu\text{m}$). Uzyskane z pomiarów intensywności emisji $K\alpha$, w funkcji grubości warstwy tworzywa zostały dopasowane funkcją wykładniczą: $I(x) = A \exp(-x/L)$, gdzie: A- jest stałą dopasowania, x-grubość warstwy z tworzywa oraz L- współczynnik tłumienia. Wartości L w zależności od energii gorących elektronów uzyskano z symulacji metodą Monte Carlo wykonanych za pomocą kodu Penelope [4], obliczone wartości dopasowane za pomocą wielomianu 2 stopnia przedstawiono na rys. 10a.



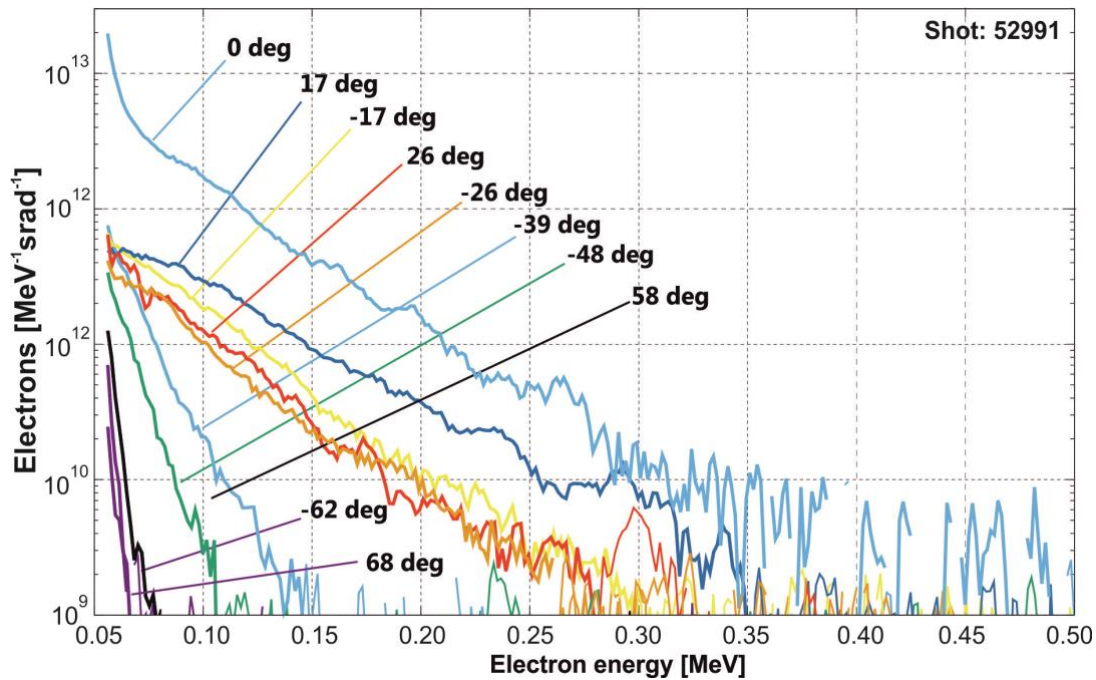
Rys. 10: Zależność tłumienia L od energii gorących elektronów (a) oraz wykładnicze dopasowanie danych eksperymentalnych w funkcji grubości warstwy z tworzywa (b).

Zintegrowane przestrzennie sygnały na obrazach Cu- $K\alpha$ zarejestrowane, przy oświetleniu jedno-warstwowych tarcz z Cu oraz pokrytych tworzywem, 1-harmoniczną laser jodowego pokazane są na rys. 10b. Jak wynika z rys. 9b, najlepsze dopasowanie danych (gruba przerywana linia środkowa) za pomocą funkcji wykładniczej pokazuje energię gorących elektronów: $58 \pm 10 \text{ keV}$. Cieńsze przerywane linie na rys. 10b, odpowiadają niepewności określenia energii. Więcej informacji na temat eksperymentalnego podejścia i procedury oceny danych można znaleźć np. w [5]. Ponadto, dane uzyskane z pomiaru emisji $K\alpha$, Tabela 1, pokazują, że około 1-3% energii lasera konwertowane jest w energię gorących elektronów, które propagują z obszaru oddziaływania lasera z ekspandującą plazmą ablacyjną do tarczy masywnej z Cu.

Tabela 1: Konwersja energii promieniowania laserowego w energię gorących elektronów dla różnych strzałów.

Shot #	EL [J]	Signal	HE dose [J]	Conversion [%]
52985	481	331676	5.54	1,15
52986	479	289899	4.84	1.01
52989	458	799292	13.3	2.90
52990	516	587401	9.81	1.90
52991	464	243956	4.07	0.88
52992	452	216132	3.61	0.80

Konwersja energii lasera w energię gorących elektronów uzyskana z pomiaru spektroskopii $K\alpha$ jest dobrze zgodna z całkowitą liczbą $\sim 2 \times 10^{14}$ gorących elektronów o średniej energii wynoszącej około 50-100 keV uzyskaną z numerycznych symulacji za pomocą kodu Atlant-HE [3] oraz pomiarów polaro-interferometrycznych. Jest to ważna informacja pokazująca retencję gorących elektronów w ekspandującej plazmie. Część gorących elektronów o energii przekraczającej barierę elektrostatyczną może opuścić obszar plazmy ablacyjnej. Liczbę tych elektronów została zdefiniowana na podstawie pomiarów widm elektronów za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów, opisanych w dalszej części raportu.

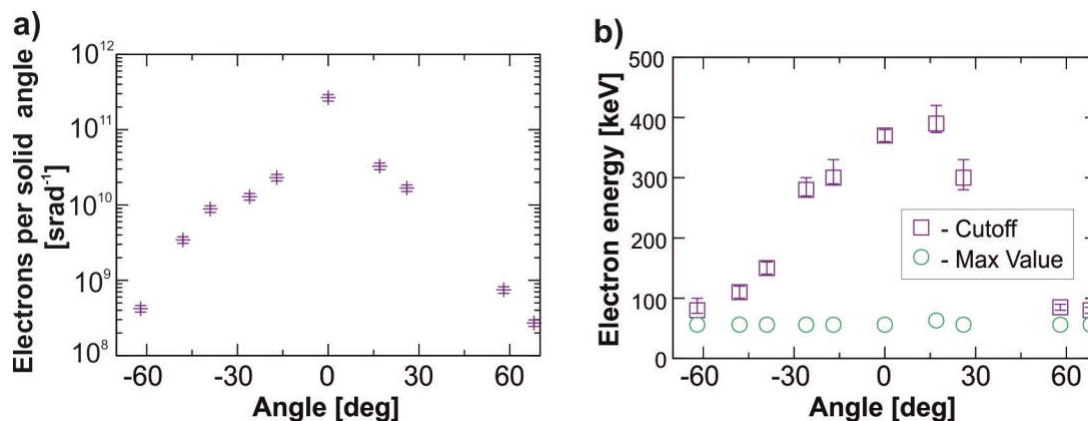


Rys. 11: Widma energii elektronów emitowanych pod różnymi kątami w stosunku do normalnej do powierzchni tarczy.

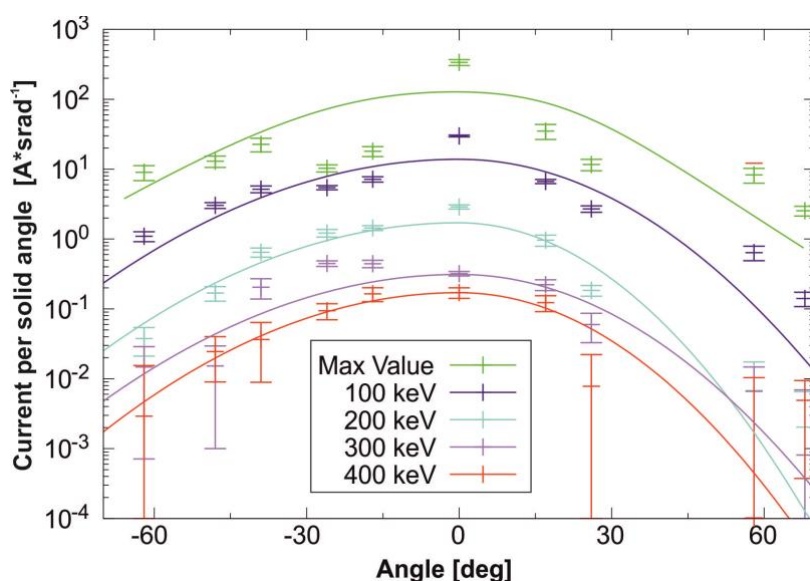
C. Pomiary widm elektronów za pomocą wielokanałowego spektrometru

Pomiary emisji elektronów w kierunku od tarczy prowadzone były za pomocą wielokanałowego magnetycznego spektrometru elektronów zbudowanego w ramach realizacji niniejszego projektu LaserLab, którego schemat optyczny oraz lokalizacja elementów w komorze eksperymentalnej przedstawiona jest na rys. 3.

Dane o emisji elektronów uzyskane w typowym strzale laserowym za pomocą spektrometru wielokanałowego przedstawione są na rys. 11–13. Rys. 11 pokazuje widma energii emitowane pod różnymi kątami obserwacji w stosunku do normalnej do tarczy. Szczegóły dotyczące metodologii ilościowej analizy danych ze spektrometru wielokanałowego w celu uzyskania widma opisane są w raporcie rocznym projekt za 2018r. Jak wynika z rozkładów kątowych emisji elektronów przedstawionych na rys. 12 i 13, najsilniejszy strumień elektronów jest emitowany dla wszystkich energii w kierunku normalnym do tarczy, a zasięg energii widm zależy wyraźnie od kąta ich emisji. Energia elektronów emitowanych w normalnym kierunku osiąga wartości kilkuset keV.



Rys. 12: Analiza ilościowa rozkładów energii elektronów dla strzału 52991: a) całkowita liczba elektronów emitowana w całkowity kąt bryłowy oraz b) energie elektronów w zależności od kierunku ich emisji.

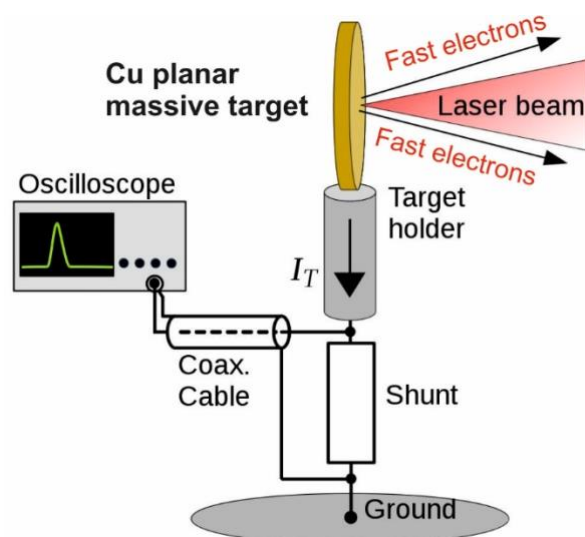


Rys. 13: Zależność kątowa prądu elektronów emitowanych z plazmy ablacyjnej w wybranych przedziałach poziomów energii.

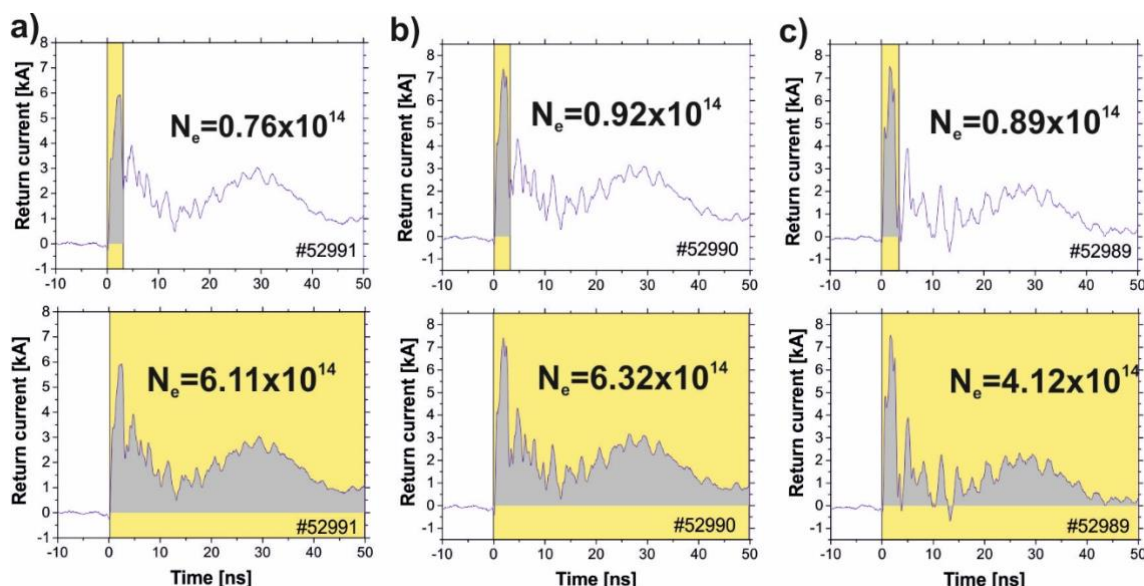
D. Pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej

Ważnym parametrem charakteryzującym oddziaływanie laser-tarcza jest całkowity prąd zwrotny związany z emisją elektronów w kierunku od tarczy - mierzona spektrometrem magnetycznym. Schemat układu pomiarowego pokazany na rys. 14.

Sonda prądowa docelowego jest zamontowana między uchwytem celu a manipulatorem celu, który jest przewodząco połączony z komorą próżniową. Zarówno uchwyt, jak i manipulator są wykonane z metalu. Dlatego ładunek gromadzony na tarczy jest kompensowany przez prąd powrotny przez uchwyt, sondę i manipulator do uziemionej komory próżniowej. Sonda prądowa oparta jest na boczniku rezystancyjnym złożonym z miniaturowych rezystorów (SMD 1206) o rezystancji 10Ω połączonych równolegle, co daje całkowitą rezystancję bocznika $0,052 \Omega$. Do rejestracji sygnałów z sondy prądowej stosowany był oscyloskop z pasmem 3 GHz. Sygnały prądu powrotnego uzyskane za pomocą sondy prądowej, odpowiadające analizowanej sekwencji strzałów pokazane są na ryc. 15.



Rys. 14: Scheme of the setup to measure of the return current.



Rys. 15: Zmiany czasowe prądu powrotnego odpowiadające analizowanej sekwencji strzałów: a) # 52991, b) # 52990, i c) 52985.

Na podstawie rozkładów prądu obliczono zmiany czasowe ładunku osadzonego na powierzchni tarczy masywnej, co pozwoliło określić zmiany czasowe liczby elektronów opuszczających plazmę ablacyjną. Biorąc pod uwagę zarówno rozkłady gęstości prądu stałego, jak i ich korelację z rozkładami kątowymi widm energii elektronowej, rozkład prądu powrotnego sugeruje, że najwyższy prąd (około 6-8 kA) związany jest z emisją elektronów generowanych w początkowej fazie ekspansji.

2.1.3 Modelowanie rozkładu SPM generowanych dla warunków eksperymentów realizowanych w projekcie

Modelowanie rozkładu SPM dla warunków badań prowadzonych w projekcie jest niezwykle trudnym zadaniem, którego wymaga uwzględnienia w opisie magnetohydrodynamicznym tego zjawiska efektów anomalnych związanych z mechanizmami generacji SPM.

Aby wyjaśnić rezonansowy mechanizm generacji SPM wynikający z badań eksperymentalnych na PALS, podjęto pionierską próbę rozwiązania tego problemu, w oparciu o 2D kod MHD,

polegającą na uwzględnieniu w równaniach MHD dwóch dodatkowych zjawisk: (i) strumienia gorących elektronów oraz (ii) oporności anomalnej plazmy, tłumaczących rozbieżności teorii z eksperymentem.

W opisie matematycznym w/w problemu włączenie **strumienia gorących elektronów** do równań MHD traktowane jest jako dodatkowy prąd zewnętrzny w plazmie ablacyjnej w otoczeniu powierzchni krytycznej z którego elektrony są przyspieszane polem elektrycznym fali świetlnej lasera. Relacje między polem magnetycznym i prądami mają następującą postać:

$$j = \frac{c}{4\pi} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr}(rB) - j_h \quad (1)$$

$$j_c = j + j_h; \quad j_h = -e \cdot n_h \cdot v_h \quad (2)$$

gdzie: j – prąd własny plazmy (składowa „z”), j_h – prąd gorących elektronów, j_c – prąd całkowity (wypadkowy) w plazmie ablacyjnej, e – ładunek elektronu, n_h – koncentracja wiązki gorących elektronów, v_h – prędkość gorących elektronów.

Jednakże, dodanie do kodu MHD prądu szybkich elektronów j_h jest nie wystarczające, aby uzyskać zgodność rozkładów SPM obserwowanych w eksperymencie i wymagało uwzględnienia jeszcze jednego zjawiska, które może występować w obszarach silnie nagrzonej i rzadkiej plazmy. Jest niestabilność jonowo-dźwiękowa prowadząca w wyniku jej rozpadu do anomalnego wzrostu oporności plazmy. Model oporności anomalnej przyjęto w następującej postaci:

$$\eta = \frac{m_e}{e^2 n_e} (v_c + v_a) = \eta_c + \eta_a \quad (3)$$

$$v_a = 10^{-2} \frac{zT_e}{T_i} \sqrt{\frac{4\pi n_i z^2 e^2}{m_j}} \cdot \frac{u_p - u_c}{u_s} \quad (4)$$

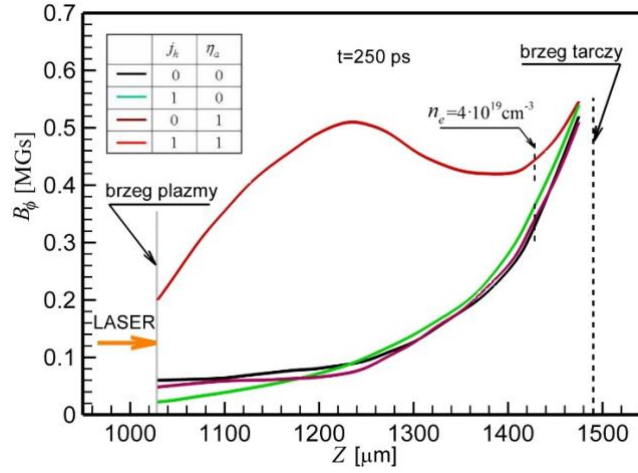
$$u_p = \frac{j}{en_c}; \quad u_s = \sqrt{\frac{zkT_e}{m_j}} \quad (5)$$

$$u_c = \alpha \cdot u_s \left[1 + z \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \cdot \exp \left(-1,5 - 0,3333 \frac{zTe}{Ti} \right) \right] \quad (6)$$

gdzie: η_c – oporność klasyczna; η_a – oporność anomalna; u_p – prędkość prądowa; u_s – prędkość dźwięku; u_c – prędkość krytyczna; α – współczynnik liczbowy ≈ 15 .

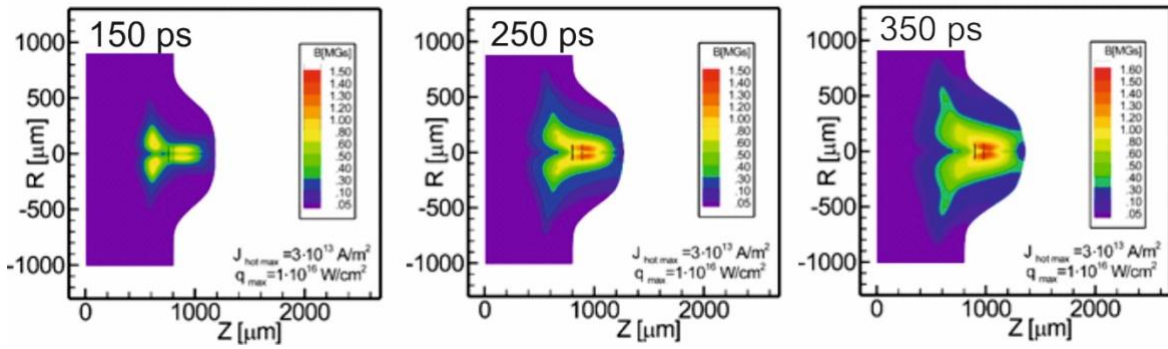
Na rys. 16, przedstawione są zależności amplitudy SPM, na promieniu $50 \mu\text{m}$ wzdłuż osi „z”, dla prądu gorących elektronów j_h (max. $3 \cdot 10^{12} [\text{A/m}^2]$) w warunkach włączonej lub wyłączonej anomalnej oporności.

Warianty obejmują włączanie i wyłączanie prądu gorących elektronów oraz odpowiednio włączanie i wyłączanie anomalnej oporności. Zależności przedstawionych na rys. 16, jednoznacznie wynika, że obserwowane w eksperymencie SPM w otoczeniu osi układu i w obszarze rzadkiej plazmy mogą być generowane tylko w warunkach jednoczesnego oddziaływania silnego prądu zwrotnego j_h (wywołanego gorącymi elektronami) z plazmą o anomalnej oporności η_a .



Rys. 16: Rozkłady SPM od powierzchni swobodnej plazmy do brzegu tarczy na promieniu $r=50 \mu\text{m}$ dla 4 wariantów j_h i η_a oraz $j_{h \max} = 3 \cdot 10^{12} [\text{A/m}^2]$.

Wyniki numerycznego modelowania numerycznego rozkładów SPM dla warunków eksperymentu w różnych fazach ekspansji plazmy ablacyjnej w kolejnych chwilach: 150, 250, 350 i 500 ps (w stosunku do początku impulsu laserowego) przedstawione są na rys.17.



Rys. 17: Rozkłady SPM w różnych chwilach ekspansji plazmy ablacyjnej uwzględniając prąd gorących elektronów o amplitudzie $j_{h \max} = 3 \cdot 10^{13} [\text{A/m}^2]$ i anomalną oporność η_a .

Z rozkładów SPM pokazanych na rys. 17 wynika, że w wczesnej fazie ekspansji (dla $t=150 \text{ ps}$), gdy prąd gorących elektronów nie jest jeszcze zbyt duży, występują wyraźnie przestrzennie rozdzielone pola magnetyczne pochodzące od efektu skrzyżowanych gradientów temperatury i koncentracji (w otoczeniu powierzchni krytycznej) oraz od pola w otoczeniu osi, generowanego przez gorące elektrony w warunkach anomalnej oporności. W dalszych czasach ekspansji odpowiadających maksimum intensywności impulsu lasera (dla $t=250 \text{ ps}$) oraz po jego maksimum (dla $t=350 \text{ ps}$) widać, że osiowe pole magnetyczne od gorących elektronów zdecydowanie dominuje, a pole od skrzyżowanych gradientów zanika.

Biorąc po uwagę gęstości prądu gorących elektronów na poziomie $10^{13} - 10^{14} \text{ A/m}^2$, które odpowiadają gęstością prądu uzyskanym w eksperymencie (por. z rys. 8), należy pokreślić, że wyniki modelowania numerycznego SPM są w dużej zgodności z wynikami pomiarów polar-interferometrycznych. SPM mają bardzo podobne rozkłady oraz amplitudę (por. z rys. 7).

Obserwowany w eksperymencie efekt generacji pola – osiowego obejmującego obszar rzadkiej plazmy – można wytłumaczyć oddziaływaniem prądu zwrotnego wywołanego strumieniem gorących elektronów z obszarem około brzegowej plazmy o anomalnej oporności.

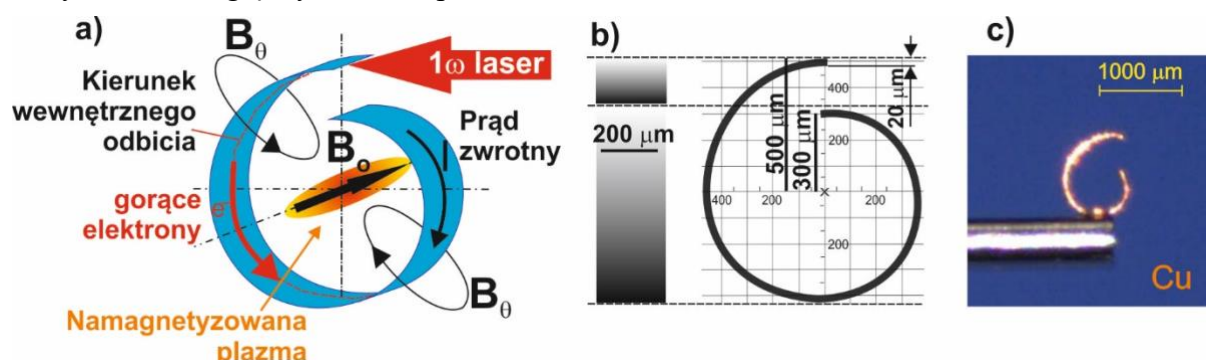
Uzyskany materiał został już częściowo opracowany i wysłany do opublikowania. Zdaniem autora projektu uzyskane wyniki stanowią wymierne uzupełnienie badania związanych z

poznaniem zjawisk i procesów dotyczących transportu gorących elektronów (ich retencji) w plazmie ablacyjnej, istotnych z punktu widzenia różnych zastosowań.

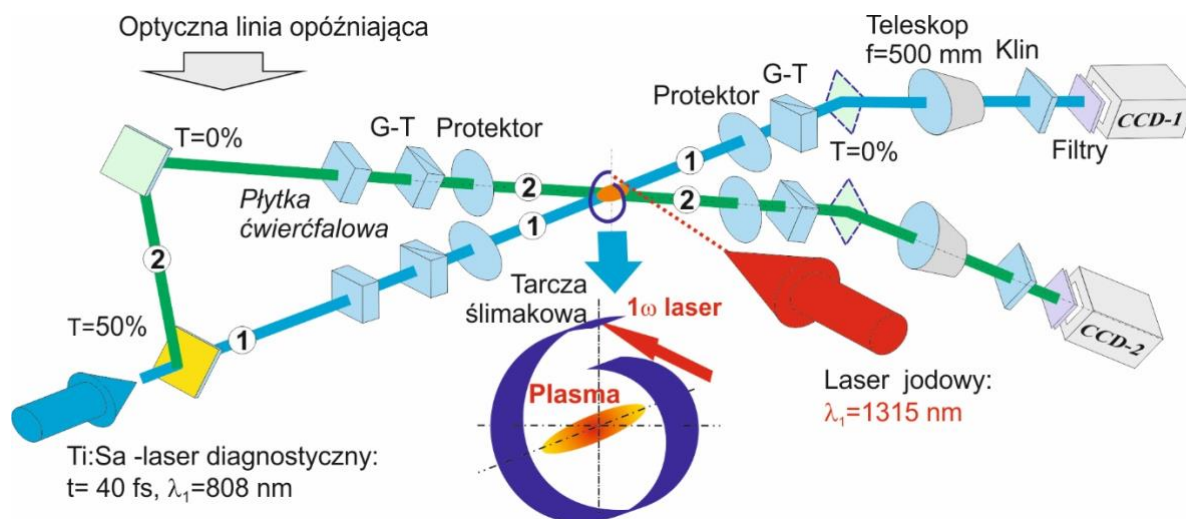
Najważniejsze wyniki badań uzyskane w eksperymencie II

Celem badań było testowanie nowej pionierskiej metody wytwarzania plazmy namagnetyzowanej za pomocą tarcz o konstrukcji ślimakowej (typu snail [6, 7]), rys. 18a, jako alternatywy do klasycznych układów kombinowanych (laser-generator pola magnetycznego), w których namagnesowane strumienie plazmy otrzymywane są przez stosowanie zewnętrznego pola magnetycznego. W tarczy typu *snail* (ST) namagnesowany strumień plazmowy powstaje w wyniku implozji (ekspansji radialnej) plazmy generowanej wzdłuż powierzchni tarczy, przy odpowiedniej geometrii oświetlenia wiązka laserowa, a namagnesowanie tego strumienia powoduje prąd zwrotny płynący w tarczy, rys. 18a.

Początkowym etapem badań były tarcze ślimakowe z Cu o średnicy 1000 μm , rys. 14b, c, których technologię wykonania opracowano w IFPiLM.



Rys. 18: Konstrukcja tarcz ślimakowych i sposób ich oświetlenia.



Rys. 19: Dwukadrowy polaro-interferometr z optyczną linią opóźniającą.

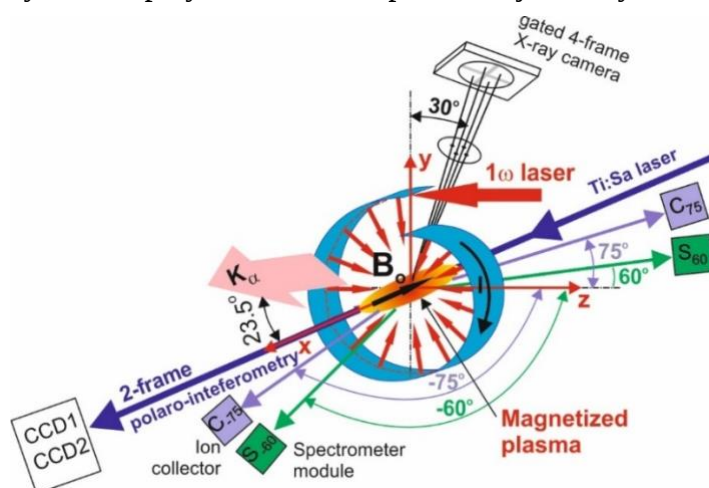
Badania testujące prowadzone były przy oświetleniu tarcz 1-harmoniczną promieniowania laserowego o maksymalnej intensywności około 10^{16} W/cm^2 , uzyskiwanej poprzez zogniskowanie wiązki laserowej o maksymalnej energii (do 700 J) do minimalnego promienia, $R_L=50 \mu\text{m}$. Proces oddziaływania promieniowania laserowego z tarczą ślimakową, był monitorowany za pomocą 2-kadrowej femtosekundowej polaro-interferometrii, rys. 19, zestawionej w oparciu o 1-kadrowy moduł polaro-interferometru pracujący w reżimie interferometrii kompleksowej [1, 8], co umożliwiało uzyskanie (z jednego strzału) informacji

o rozkładach koncentracji elektronowej i polu magnetycznym w dwóch różnych wybranych chwilach ekspansji formowanej konfiguracji plazmowej.

Oprócz dwukadrowej kompleksowej interferometrii w badaniach testujących stosowano również inne diagnostyki dostępne na PALS umożliwiające mierzyć parametry emisji elektronów i jonów z formowanej plazmy oraz wizualizować ten proces w rentgenowskim zakresie widm, a mianowicie:

- 2D zobrazowanie rozkładu emisji szybkich elektronów oparte na emisji linii $K\alpha$ z Cu,
- magnetyczny spektrometr elektronów, do pomiaru widm elektronów w wybranych kierunkach emisji z formowanej konfiguracji plazmy,
- kolektory siatkowych do pomiaru rozkładów kątowych emisji jonów w korelacji z pomiarami emisji elektronów [3],
- sondy prądowe do pomiaru prądu zwrotnego związanego z emisją elektronów oraz
- 4-kadrowa otworkowa rentgenowska [9], do wizualizacji procesu formowania plazmy namagnetyzowanej w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego.

Lokalizacja diagnostyk na eksperymencie PALS pokazana jest na rys. 20.

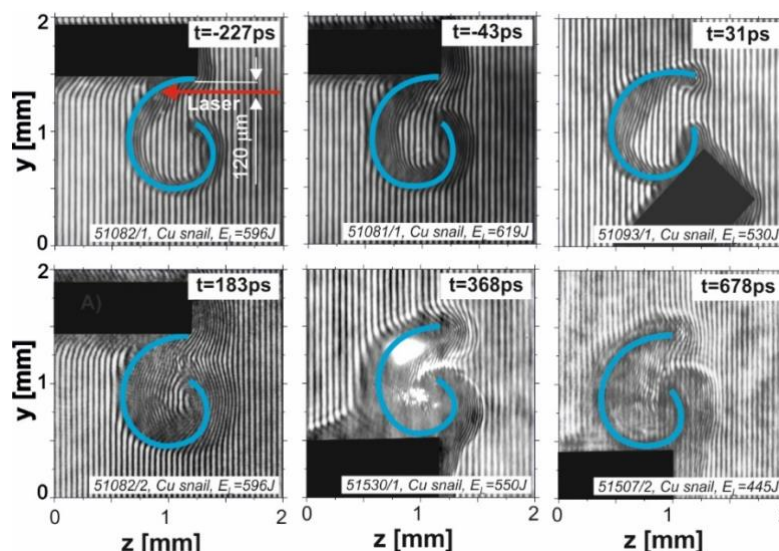


Rys. 20: Rozmieszczenie diagnostyk na eksperymencie oraz sposób oświetlania tarczy ślimakowej.

2.1.4 Pomiary rozkładów pola magnetycznego oraz koncentracji elektronowej w tarczach ślimakowych

Badania testujące prowadzone były przy oświetleniu polaro-interferometru impulsem lasera Ti:Sa (808 nm, 40 fs) poprzez optyczną linie opóźniającą (w sposób pokazany na rys 19), która umożliwia zarówno przestrzenną, jak i czasową ich separację. Biorąc pod uwagę rozmieszczenie okien diagnostycznych w komorze eksperymentalnej oraz ich średnice, było możliwe otrzymanie, w pierwszym etapie badań testujących, dwóch kadrów z odstępem czasowym około 400 ps, przy czym pierwszy kadr był opóźniany elektronicznie w zakresie od -1000 ps do kilku ns w stosunku do maksimum intensywności lasera głównego. Elektroniczny sposób synchronizacji impulsu pierwszego kadru z impulsem lasera jodowego umożliwiał wybór oczekiwanego momentu sondowania plazmy z rozrzutem ± 100 ps, jednakże odczyt opóźnienia między impulsami był dokonywany za pomocą 12 GHz oscyloskopu z dokładnością pojedynczych pikosekund.

Wybrane kompleksowe interferogramy, ilustrujące proces formowania namagnetyzowanej plazmy wewnątrz tarczy ślimakowej w różnych chwilach ekspansji w zakresie od -227 ps do 678 ps, przedstawia rys 21.



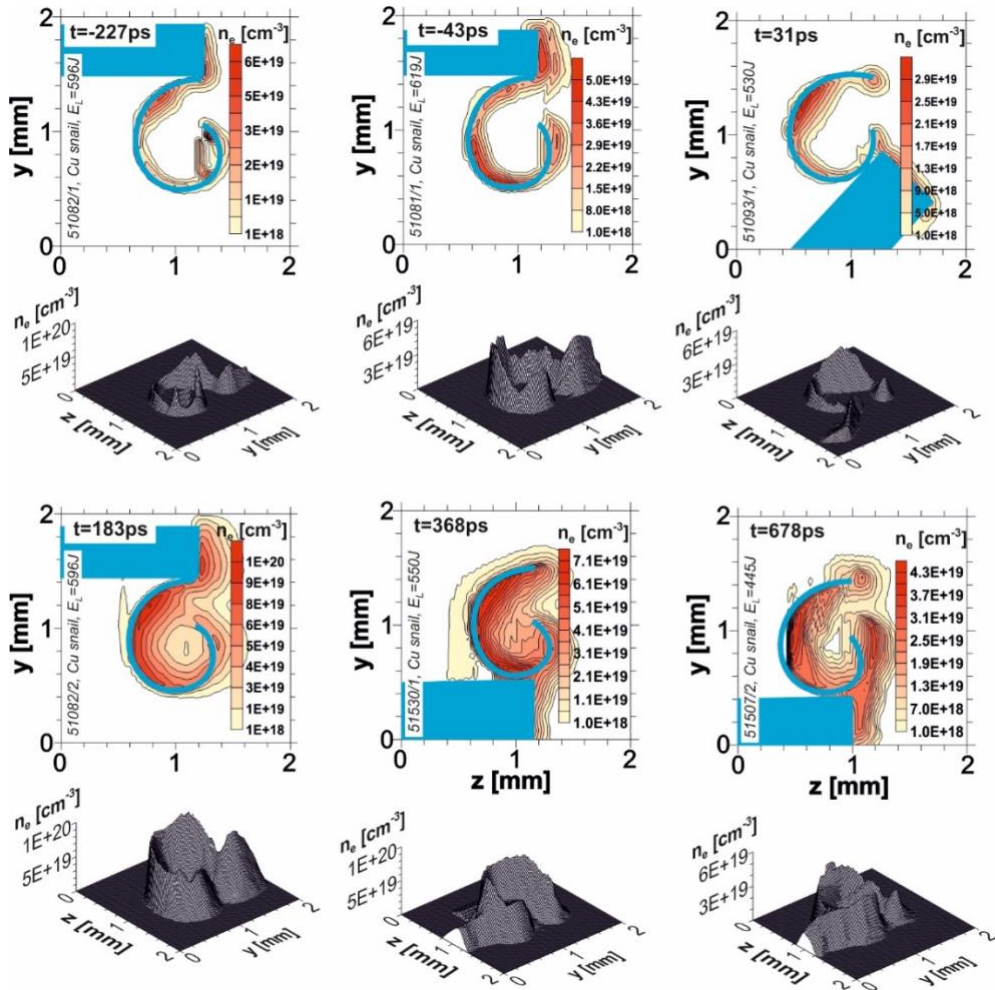
Rys. 21: Wybrane interferogramy kompleksowe ilustrujące proces formowania namagnetyzowanej konfiguracji plazmy w tarczy typu ślimakowej

W celu uzyskania informacji o przestrzenno-czasowych rozkładach koncentracji elektronowej oraz pola magnetycznego w formowanej konfiguracji plazmy wewnątrz tarczy opracowano dedykowaną metodologię ilościowej analizy interferogramów kompleksowych, której szczegóły przedstawione są w raporcie rocznym za 2018r, oraz pracy [10], w której opublikowane zostały wyniki pierwszych badań testujących. Wyniki obliczeń rozkładów koncentracji elektronowej oraz pola magnetycznego przedstawione są na rys. 22 i 23.

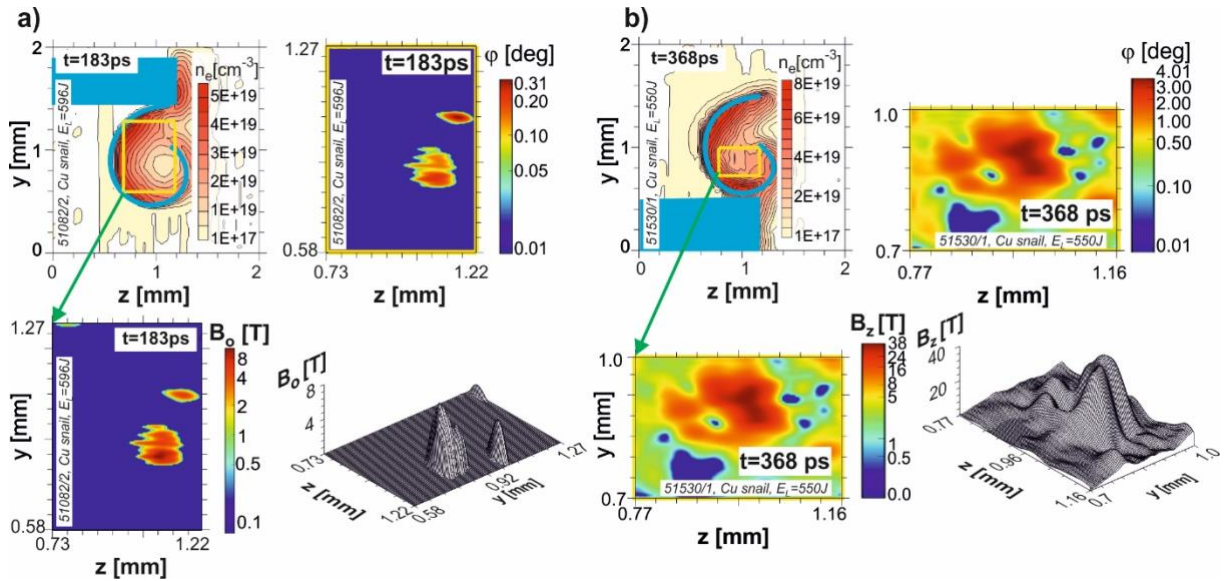
Jak wynika z rozkładów na rys. 22, ze względu na pre-impuls, proces formowania plazmy wzdłuż tarczy ślimakowej rozpoczyna się dużo wcześniej przed osiągnięciem maksymalnej intensywności impulsu laserowego, co widoczne jest na rozkładach koncentracji dla $t = -227$ ps. Powstająca namagnetyzowana plazma ekspanduje w kierunku do centrum tarczy i począwszy od 183 ps, plazma tworzy regularną strukturę wewnątrz tarczy o gęstości elektronowej w centrum około 10^{18} cm^{-3} i pozostaje na tym poziomie przynajmniej przez następne 500 ps. Później wzrost gęstości plazmy nie pozwalał na stosowanie tej diagnostyki optycznej.

Ta struktura jest namagnetyzowana i charakteryzuje się polem magnetycznym o kierunku linii sił prostopadłym do płaszczyzny ślimaka, tzn. takim, jakie występuje w konfiguracji plazmowej typu θ -pinch. O tym, że takie pole jest generowane, świadczy efekt Faradaya widoczny na interferogramach kompleksowych (na rys. 21, dla $t = 183$ ps oraz $t = 368$ ps) jako rozjaśnienie prążków interferencyjnych w centrum ślimaka. Dlatego, przedmiotem analizy ilościowej były interferogramy kompleksowe uzyskane dla $t = 183$ ps oraz 368 ps, których jakość była wystarczająca, aby do określenia rozkładu kąta skręcenia płaszczyzny polaryzacji, zastosować opracowaną metodologię analizy amplitudowo-fazowej interferogramów kompleksowych. Wyniki ilościowej analizy interferogramów kompleksowych odpowiadających chwilom $t = 183$ ps oraz $t = 368$ ps pokazane są na rys. 23.

Jak wynika z rys. 23 maksymalna amplituda pola magnetycznego w namagnesowanej plazmie w początkowej fazie procesu jej formowania wynosi około 8 T dla $t = 183$ ps, i rośnie, osiągając amplitudę około 40 T w chwili $t = 368$ ps. Rozkłady te wystarczająco potwierdzają zaproponowaną ideę formowania plazmy namagnetyzowanej.



Rys. 22: Rozkłady koncentracji elektronowej ilustrujące proces formowania plazmy namagnetyzowanej w różnych charakterystycznych fazach ekspansji, uzyskane na podstawie interferogramów z rys. 21.



Rys. 23: Rozkłady koncentracji elektronowej i odpowiadające im rozkłady pola magnetycznego w tarczy ślimakowej w chwilach implozji: a) $t = 183$ ps oraz b) 368 ps w stosunku do maksymalnej intensywności impulsu laserowego oświetlającego tarczę ślimakową.

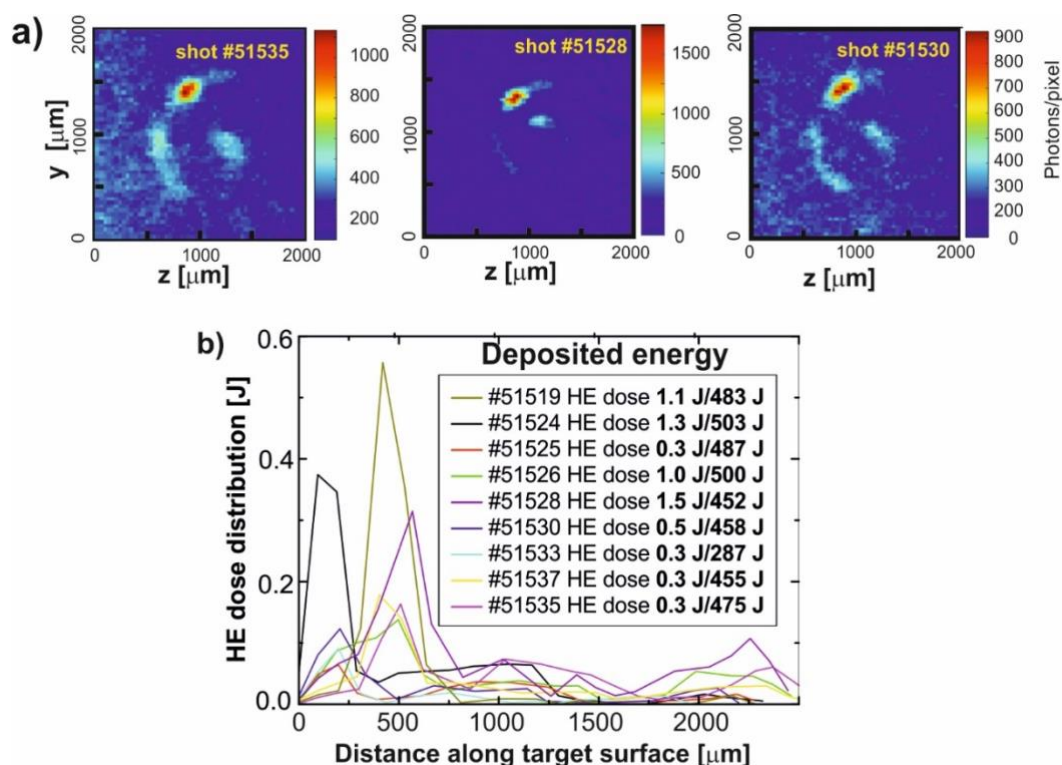
Aby lepiej poznać i scharakteryzować proces formowania tej konfiguracji, oprócz 2-kadrowej polaro-interferometrii prowadzone były pomiary za pomocą dodatkowych diagnostyk dostępnych na PALS. Najważniejsze wyniki badań z tych dodatkowych diagnostyk przedstawione są w dalszej części raportu.

2.1.5 2D zobrazowanie rozkładu gorących elektronów na podstawie emisji linii $K\alpha$ z Cu

Przykładowe obrazy rentgenowskie ilustrujące 2D emisję linii $K\alpha$ z miedzianej tarczy ślimakowej dla wybranych strzałów laserowych przedstawione są na rys. 24a. Intensywność świecenia wzdłuż powierzchni tarczy jest odzwierciedleniem energii deponowanej przez gorące elektrony, a maksymalny sygnał pokrywa się z położeniem ogniska laserowego.

W celu uzyskania informacji o rozkładzie energii gorących elektronów wzdłuż powierzchni tarczy oraz całkowitej energii zdeponowanej, zastosowano metodologię, której szczegóły przedstawione są w pracy [5]. Zgodnie z tą metodologią, funkcje przenoszenia układu obliczono za pomocą algorytmu śledzenia promieni według teoretycznego podejścia sformułowanego w pracy, biorąc po uwagę konfigurację układu pomiarowego i parametry kryształu. Do obliczeń energii gorących elektronów zdeponowanej w materiale tarczy wykorzystywano kod Monte Carlo PENELOPE [4].

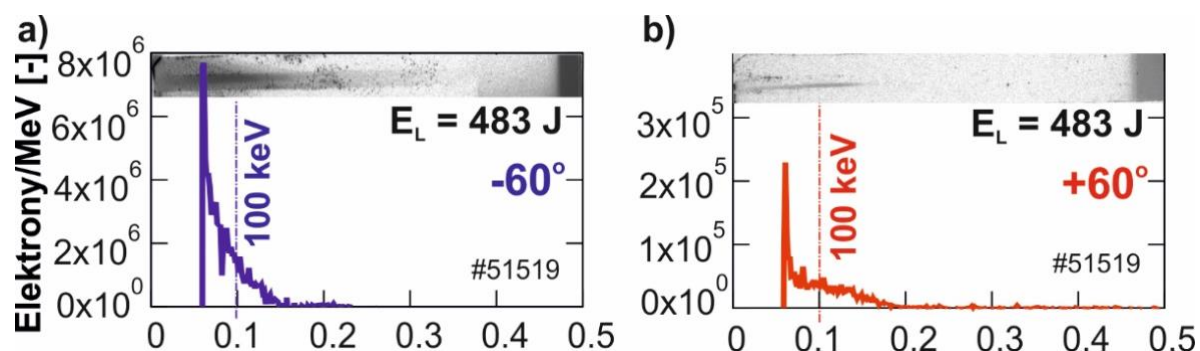
Uzyskane rozkłady energii zdeponowanej przez szybkie elektrony wzdłuż wewnętrznej powierzchni tarczy ślimakowej, na podstawie 2D zobrazowania emisji $K\alpha$ z rys. 24a, przedstawia rys. 24b



Rys. 24: 2D zobrazowanie emisji linii $K\alpha$ w miedzianej tarczy ślimakowej dla wybranych strzałów laserowych (a) oraz rozkłady energii zdeponowanej przez szybkie elektrony wzdłuż wewnętrznej powierzchni tarczy ślimakowej, na podstawie danych z 2D zobrazowania emisji $K\alpha$ różnych strzałów laserowych.

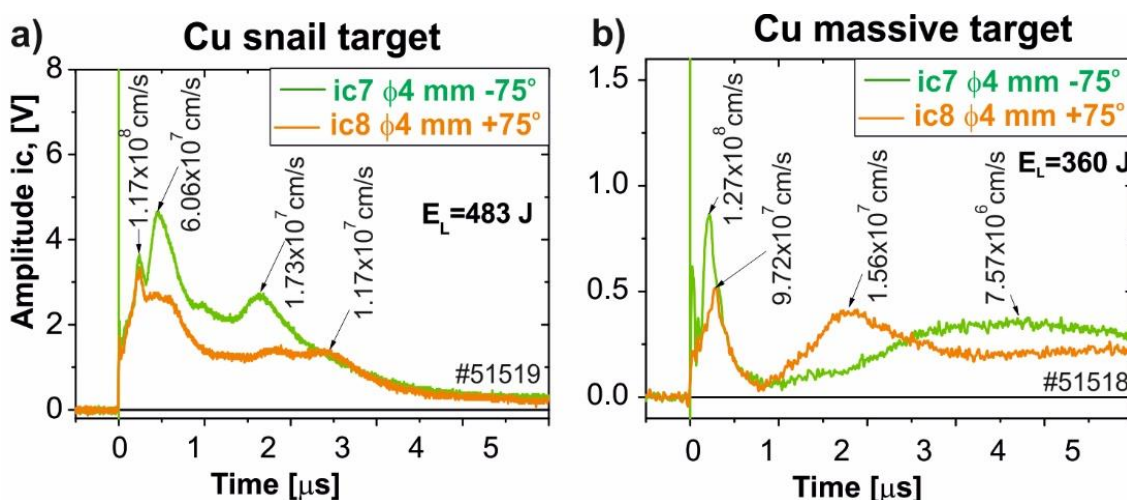
2.1.6 Pomiary emisji elektronów za pomocą magnetycznego spektrometru elektronów

Istotnym uzupełnieniem pomiarów emisji elektronów, były pomiary ich widma za pomocą dwóch modułów spektrometru magnetycznego, rys. 3 rozmieszczonych symetrycznie w płaszczyźnie poziomej, pod kątem 60° po obu stronach tarczy, co ilustruje rys. 16. Elektrony wychodzące z plazmy formowanej w tarczy ślimakowej wprowadzane są do modułu przez diafragmę o średnicy około 1 mm, gdzie odchylane są w polu magnetycznym i rejestrowane przez płytki obrazowe BAS-SR. Zarejestrowane widma były skanowane przy użyciu czytnika płytek obrazowych Fujifilm BAS-1800 II. Na podstawie zeskanowanego obrazu widma elektronowego uzyskiwane są rzeczywiste liczby padających elektronów na płytkę obrazową. Szczegóły metodologii ilościowej analizy płyt obrazowych przedstawione są w pracy [10]. Przykładowe wyniki ilościowej analizy płyt obrazowych przedstawia rys. 25.



Rys. 25: Widma elektronów zarejestrowane za pomocą magnetycznego spektrometru elektronowego, w dwóch kierunkach: a) -60° i b) $+60^\circ$ w stosunku do osi tarczy ślimakowej.

Rozkłady energii elektronów emitowanych w symetrycznych kierunkach są bardzo podobne, a maksymalna populacja elektronów odpowiada energii dziesiątek keV. Zgodnie z oczekiwaniami emisja ta jest znacznie większa w porównaniu z emisją z płaskich tarcz masywnych z Cu obserwowaną po tych samych kątach. To jednoznacznie definiuje oczekiwaną geometrię linii sił w formowanej konfiguracji namagnetyzowanej plazmy zgodnie z rys. 18.



Rys. 26: Sygnały z kolektorów siatkowych zarejestrowane w dwóch przeciwnych kierunkach: $+75^\circ$ i -75° , w przypadku: a) tarczy ślimakowej, b) płaskiej tarczy masywnej z Cu.

2.1.7 Pomiary emisji jonów

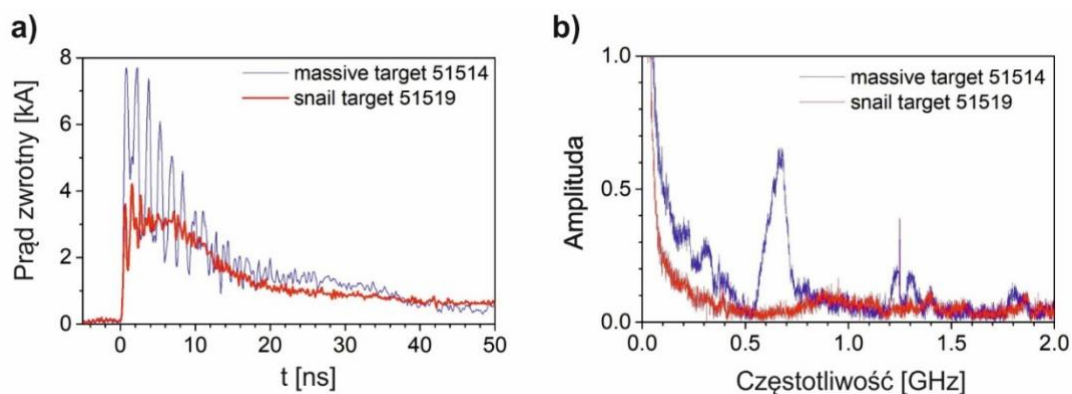
Pomiary emisji jonów z tarcz ślimakowych realizowano techniką TOF (Time of Flight), za pomocą dwóch kolektorów siatkowych, umieszczonych symetrycznie pod kątem $+75^\circ$ i -75° w stosunku do osi tarczy, zgodnie z rys.20. Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 26.

Jak wynika z rys. 26a, b, sygnały na oscylogramach reprezentują różne grupy jonów emitowane z obszaru oddziaływania promieniowania laserowego z tarczą ślimakową. Sygnały te są w pełni niezależne od energii jonów, a ich amplituda jest proporcjonalna do prądu strumienia jonów. To pozwoliło nam uzyskać wiarygodną informację nie tylko o umiarkowanych energiach jonów, ale także o szybszych jonach, które są trudniejsze do wykrycia przez kolektory ze względu na niewielką odległość między tarczą a kolektorem. Sygnały z kolektorów siatkowych dla tarcz ślimakowych (rys. 26a), porównano z sygnałami dla płaskich tarcz masywnych z Cu, (rys. 26b), uzyskanymi dla tych samych parametrów wiązki laserowej. Z porównania wynika, że amplituda sygnału jest prawie o rząd wielkości większa w przypadku tarczy ślimakowej. Wskazuje to na jakościowe zmiany w procesie ekspansji plazmy, które dodatkowo potwierdzają formowanie namagnesowanej konfiguracji plazmowej będącej wynikiem jej implozji do centrum tarczy - analogicznie jak w układach Θ – *pinch*.

2.1.8 Czterokadrowa rentgenowska kamera otworkowa

Do wizualizacji procesu formowania namagnetyzowanego strumienia plazmowego w tarczach ślimakowych w zakresie skrajnego promieniowania ultrafioletowego (XUV) oraz miękkiego promieniowania rentgenowskiego wykorzystana była 4-kadrowa rentgenowska kamera otworkowa z czasem ekspozycji około 1 ns i odstępem między kadrami 3 ns. Usytuowanie kamery względem tarczy przedstawia rys. 20. Typowe sekwencje obrazów rentgenowskich ilustrujące proces oddziaływania impulsu laserowego z tarczą ślimakową w różnych momentach przedstawia rys. 27.

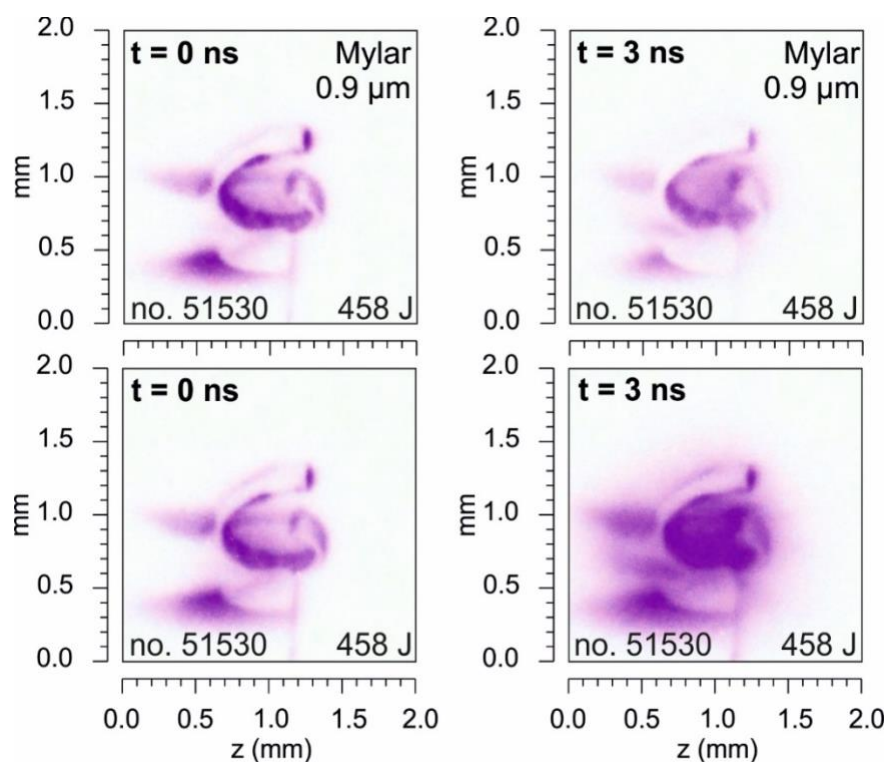
Jak wynika ze zdjęć, miękkie promieniowanie rentgenowskie obserwuje się zarówno wzdłuż powierzchni tarczy ślimakowej, jak i w namagnesowanej plazmie wewnątrz tarczy. Ze zdjęć wynika, że we wczesnej fazie oddziaływania wiązki laserowej z tarczą, co odpowiada $t=0$ ns, nie ma znaczącej różnicy między obrazami zarejestrowanymi z filtrem jak i bez filtra. Oznacza to, że w tym czasie większość fotonów ma energie powyżej 100 eV. Świecenie gorącej plazmy wewnątrz tarczy ślimakowej jest widoczne w późniejszym czasie, kiedy plazma imploduje do centrum tarczy. Jak ilustruje rys. 27, emisja własna plazmy jest wyraźnie widoczna w chwili $t=3$ ns. Ponieważ znaczna część promieniowania emitowanego z plazmy jest pochłaniana przez filtr z mylaru, większa liczba fotonów jest mniej energetyczna. Pomiary te ewidentnie potwierdzają formowanie gorącej plazmy wewnątrz tarczy ślimakowej.



Rys. 28: Porównanie prądów zwrotnych (a) oraz ich widm częstotliwości w przypadku tarcz ślimakowych oraz masywnych.

2.1.9 Pomiary prądu zwrotnego za pomocą sondy prądowej

Pomiary prądu zwrotnego były prowadzone za pomocą układu pomiarowego, rys. 14, którego zasada działania przedstawiona jest w opisie diagnostyk I-eksperymentu.



Rys. 27: Obrazy rentgenowskie zarejestrowane przez 4-kadrową kamerę otworkową, ilustrujące oddziaływanie promieniowania laserowego z tarczą ślimakową (zarówno z filtrem z mylaru ($0.9 \mu\text{m}$) jak i bez filtru), w chwilach $t = 0 \text{ ns}$ i 3 ns w stosunku do maksimum intensywności impulsu lasera

Na rys. 24a przedstawiono prądy zwrotne płynące z tarczy ślimakowej i masywnej oraz odpowiadające tym prądom widma częstotliwości, rys. 28b. Jak wynika z rys. 28a, amplituda szczytowa w przypadku tarczy masywnej jest prawie 2 razy większa niż dla ślimakowej. Należy również zauważyć, że czas trwania sygnałów dla obu tarcz wynosi około 100 ns i jest znacznie dłuższy niż czas oddziaływania laser-tarcza.

Ponadto oczywistym wydaje się fakt, że widmo częstotliwości w przypadku tarczy masywnej, rys. 24b, jest silnie modulowane przez częstotliwość około 670 MHz , która odpowiada częstotliwości rezonansowej tarczy masywnej o długości 11 cm . Jednakże, w przypadku tarczy ślimakowej, widmo częstotliwości bardzo wyraźnie pokazuje wpływ kształtu tarczy ślimakowej na wygładzanie częstotliwości rezonansowych tarczy i układu jej mocowania. Ponadto, długi impuls prądu zwrotnego jest bardziej rozszerzony dla tarcz ślimakowych, co może potwierdzać formowanie plazmy namagnetyzowanej w centrum tarczy ślimakowej, identyfikowanego przez inne diagnostyki, a w szczególności 2-kadrowej interferometrie kompleksowa. Dotyczy to widma częstotliwości (rys. 28b) w zakresie $10 - 500 \text{ MHz}$.

Biorąc pod uwagę uzyskane sygnały prądowe z obu rodzajów tarcz (całkując je po czasie), oszacowano liczbę elektronów opuszczających tarczę. Obliczenia identyfikują, że w przedziale czasowym 50 ns , liczba elektronów emitowana z tarczy masywnej wynosi 5×10^{14} , natomiast dla tarczy ślimakowej jest nieco mniejsza i wynosi 3×10^{14} . Należy również zauważyć, że liczba elektronów w przypadku obu tarcz jest około 2 rzędy mniejsza niż liczba elektronów mierzona za pomocą magnetycznego spektrometru elektronów. To potwierdza tezę wynikającą z badań I

eksperymentu, że tylko część elektronów o większej energii może opuścić obszar plazmy przekraczając granicę potencjału elektrostatycznego.

2.2 PALS002514: Alternatywna metoda akceleracji gęstych obiektów plazmowych (makrocząstek/strumieni plazmowych)

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

2.2.1 Wprowadzenie

Fast Ignition [1,2] jest jednym z koncepcji syntezy termojądrowej z inercyjnym utrzymywaniem plazmy, który wymaga dostarczenia mniejszej energii w porównaniu do konceptu z klasycznym zapłonem centralnym. Polega na kompresji paliwa termojądrowego oddzielnie od grzania gęstego rdzenia. Wstępnie skompresjonowana kapsułka z paliwem jest grzana do temperatury termojądrowej za pomocą cząstek o wysokiej energii, wprowadzonych do rdzenia paliwowego. Należy znaleźć „driver” zdolny do dostarczania intensywnego impulsu energii do właściwie skonstruowanej tarczy termojądrowej. Można tego dokonać przy wystarczająco wysokim ciśnieniu plazmy wytwarzanej w obiektach typu „cavity”. Ostatnie badania na systemie laserowym PALS [3] wykazały skuteczność metody Cavity Pressure Acceleration (CPA) w wytwarzaniu makrocząsteczek o bardzo wysokiej energii.

Celem badań przeprowadzonych w ramach niniejszego projektu była optymalizacja warunków oświetlania oraz konstrukcji tarcz laserowych, służących efektywnemu przyspieszaniu gęstych makrocząstek/strumieni plazmy za pomocą ablacyjnego ciśnienia plazmy, wytwarzanego przez zogniskowany impuls wiązki lasera dużej mocy wewnątrz tarcz typu „cavity”. Jako główną diagnostykę do realizacji projektu wybrano 3-kadrowy interferometr pracujący w reżimie femtosekundowym [4]. Został on wykorzystany w celu uzyskania informacji o czasowych zmianach parametrów plazmy (takich jak gęstość elektronowa oraz prędkości makrocząstek). Dodatkowo diagnostyka ta była wspierana przez pomiary emisji jonów oraz neutronów.

Projekt zakładał 2 sesje pomiarowe, których celem było:

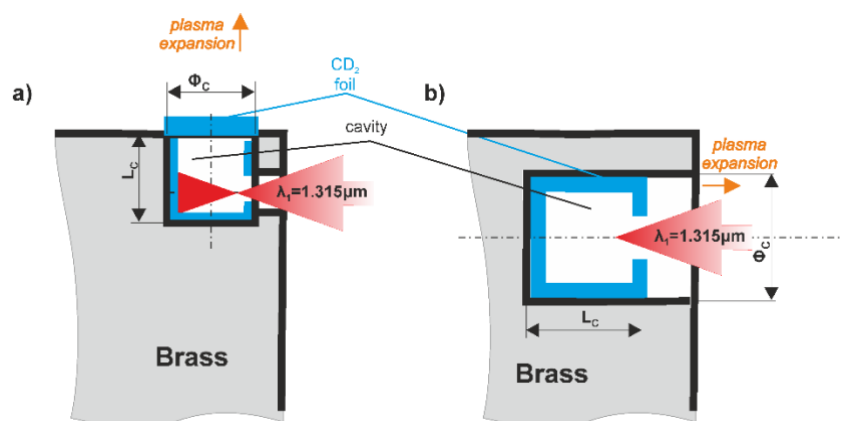
- I sesja: optymalizacja i weryfikacja konstrukcji tarcz typu „ciśnieniowego” (schematu „kątownego” CPA90 oraz odwróconego – CPA-Backward/RAS) na eksperymencie PALS za pomocą 3-kadrowego interferometru femtosekundowego oraz detektorów jonowych.
- II sesja: Pomiary interferometryczne, emisji jonów oraz emisji neutronów na eksperymencie PALS dla różnych konstrukcji tarcz oraz różnych wariantów oświetlania tarcz laserem jodowym PALS.

2.2.2 Opis badań

W przeprowadzonych sesjach eksperymentalnych użyto dwóch rodzajów tarcz, przedstawionych na Rys. 1.

W obu rodzajach tarczy wiązka lasera wprowadzona była do wnęki (o średnicy 500 μm) pokrytej deuterowaną folią polietylenową (CD_2 o grubości 10-15 μm) przez otwór, w którym wiązka była skupiona na promieniu 50 μm . Tylne/dolne strona folii została następnie napromieniowana, co spowodowało wytworzenie ciśnienia plazmy przyspieszającego przednią/górną folię. Strumień plazmy, przyspieszany przez ciśnienie we wnęce, uderzał w folię CD_2 na zewnątrz kanału wylotowego. Zastosowano kilka wersji tarcz, zmieniających długość zarówno kanału, jak i wnęki - 200 i 500 μm , a także odległość zewnętrznej folii od wyjścia kanału. Cała konstrukcja została umieszczona wewnątrz masywnego mosiężnego

słupka. Energia głównego impulsu laserowego była na poziomie zapewniającym intensywności na poziomie $\sim 2 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Dokonano również strzałów z energią znacznie niższą (poniżej 100 J).



Rys.1. Rodzaje tarcz użytych w eksperymencie: tarcza typu „kątownego” CPA90 (a) oraz typu „CPA-Backward” (b).

Zastosowano trzy rodzaje diagnostyk, mianowicie 3-kadrowy interferometr femtosekundowy, pomiary wydajności neutronów i emisji jonów. Przegląd zastosowanych w eksperymencie diagnostyk przedstawiono na Rys. 2.

Zastosowano układ interferometryczny, oświetlany impulsem laserowym Ti: Sa o długości fali 808 nm i czasie trwania impulsu 40 fs, który pozwolił na uzyskanie obrazów ekspandującej plazmy z rozdzielczością czasową 2 i 4 ns między kadrami, dzięki czemu możliwe było oszacowanie ewolucji parametrów takich plazmy jak koncentracja elektronowa i średnia prędkość strumieni plazmy.

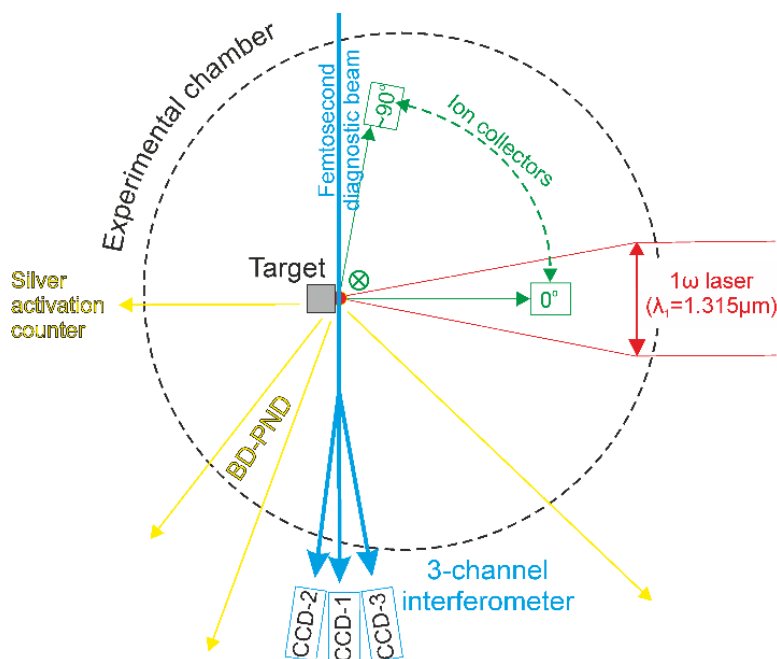
Na podstawie uzyskanych interferogramów w różnych momentach, prędkości ekspansji plazmy (uśredniane w okresach między maksimum intensywności wiązki laserowej a pierwszym kadrem, a także między maksimum intensywności a trzecim kadrem) określono na podstawie kształtu strefy nieprzezroczystości prążków interferometrycznych (najbardziej gęstych obszarów makrocząstki). Oszacowanie przedstawiono w Tabeli I, gdzie $t = 0$ odpowiada maksymalnej intensywności impulsu lasera jodowego.

Należy zauważyć, iż strumień plazmy nie pojawia się poza kanałem w czasie $t=0$, ponieważ potrzeba czasu, aby wytworzyć wystarczająco wysokie ciśnienie wewnątrz wnęki ciśnieniowej, aby strumień plazmy był widoczny na zdjęciach - dlatego rzeczywiste średnie prędkości muszą być wyższe niż przedstawione.

Na podstawie uzyskanych interferogramów oszacowano rozkłady koncentracji elektronowej. Ponieważ strumienie plazmy wychodzące z kanałów tarcz były bardzo gęste, konieczne była interpolacja prążków interferometrycznych [5]. Te najbardziej gęste obszary zostały oznaczone jako strefy nieprzezroczystości („opacity zone”).

Jak wynika z analizy zdjęć przedstawionych na Rys. 3 i Rys. 4, przyspieszone makrocząsteczki niosą bardzo wysoką masę, a zatem bardzo wysoką energię kinetyczną.

Zastosowana w eksperymencie diagnostyka pomiaru jonów składała się z kolektorów zainstalowanych pod różnymi kątami (od 0 do 90 stopni) w odległości ok. 40 cm od tarczy. Dzięki tym pomiarom uzyskano informacje na temat emisji jonów w różnych kierunkach i okazało się bardzo przydatne do oszacowania maksymalnych energii jonów. Na Rys. 5 przedstawione są sygnały jonowe zarejestrowane dla strzałów odpowiadających Rys. 3 - 54760 i 54798.

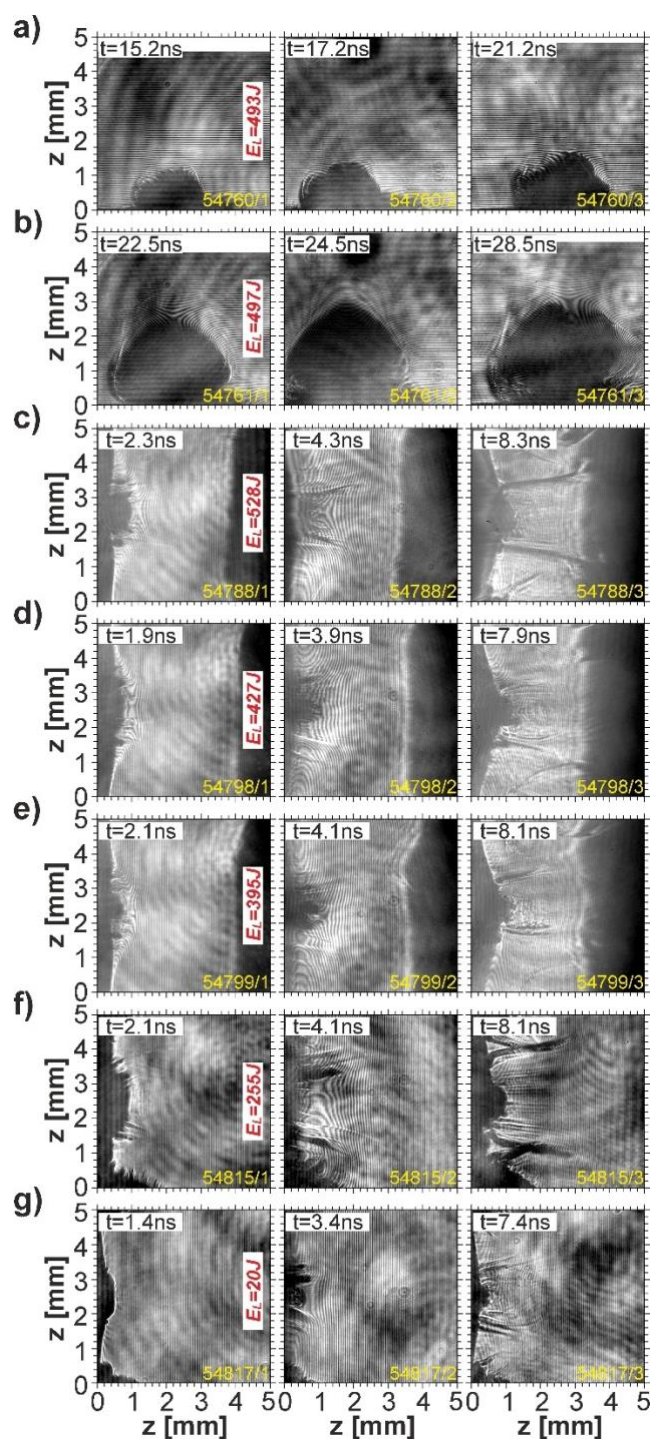


Rys.2. Uproszczony schemat diagnostyk w eksperymencie.

Dodatkowo możliwa była również detekcja nietypowych strumieni plazmy, występujących z powodu strat ciśnienia plazmy, wynikających z niedoskonałości konstruowanych tarcz. Straty te mogą być również częściowo odpowiedzialne za mniejsze prędkości makrocząstek dla późniejszych czasów ich ekspansji.

Pomiary wydajności neutronów przeprowadzono za pomocą detektorów bąbelkowych BD-PND [6] i licznika aktywacji srebra [7, 8] - porównanie wyników z obu diagnostyk pomogło zminimalizować błąd w przypadku wysokiej niepewności dla jednej z metod. Licznik aktywacyjny umieszczono na zewnątrz komory eksperymentalnej (za tarczą) w odległości 50 cm, natomiast detektory bąbelkowe umieszczono zarówno wewnątrz komory (10 cm za tarczą), jak i w różnych kierunkach na zewnątrz komory.

Widać wyraźnie, że energia strumieni plazmy generowanych metodą CPA jest wystarczająco wysoka, aby umożliwić uzyskanie wydajności neutronów wyższej niż uzyskana w NRL, gdzie zastosowano krótkofalowy laser KrF NIKE (o znacznie większej energii wiązki) [10] i bardzo zbliżone do osiągniętych na GEKKO XII w Osace [11]. Szczególnie interesująca jest również wysoka wydajność neutronów zarejestrowana za pomocą licznika aktywacyjnego dla bardzo niskiej energii lasera jodowego (zaledwie 20 J).



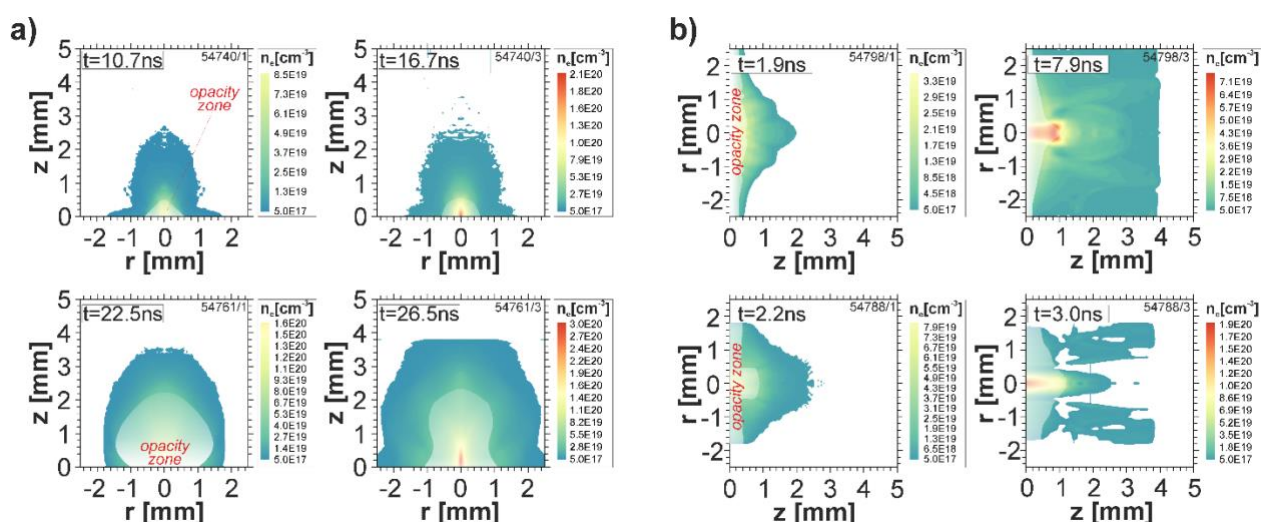
Rys. 3. Interferogramy zarejestrowane za pomocą 3-kadrowego interferometru femtosekundowego dla wybranych strzałów: dla tarcz CPA90 (a, b) oraz tarcz CPA-Backward (c-g).

Modelowanie numeryczne, z wykorzystaniem programu KAROL [12], który jest kodem hydrodynamicznym uwzględniającym istotne procesy fizyczne, przeprowadzono dla dwóch różnych długości fali lasera $\lambda_1 = 1.315 \mu\text{m}$ (laser jodowy) i $\lambda_2 = 0.248 \mu\text{m}$ (laser KrF), dla lasera o intensywności $I_L = 2 \times 10^{15} \text{ Wcm}^{-1}$. Rys.6. przedstawia liczbę produkowanych neutronów dla tych przypadków.

Dla każdego z analizowanych strzałów oszacowano wydajność neutronów [9]. Porównanie pomiarów, wykonanych przy pomocy dwóch różnych metod diagnostycznych, przedstawiono w Tabeli II.

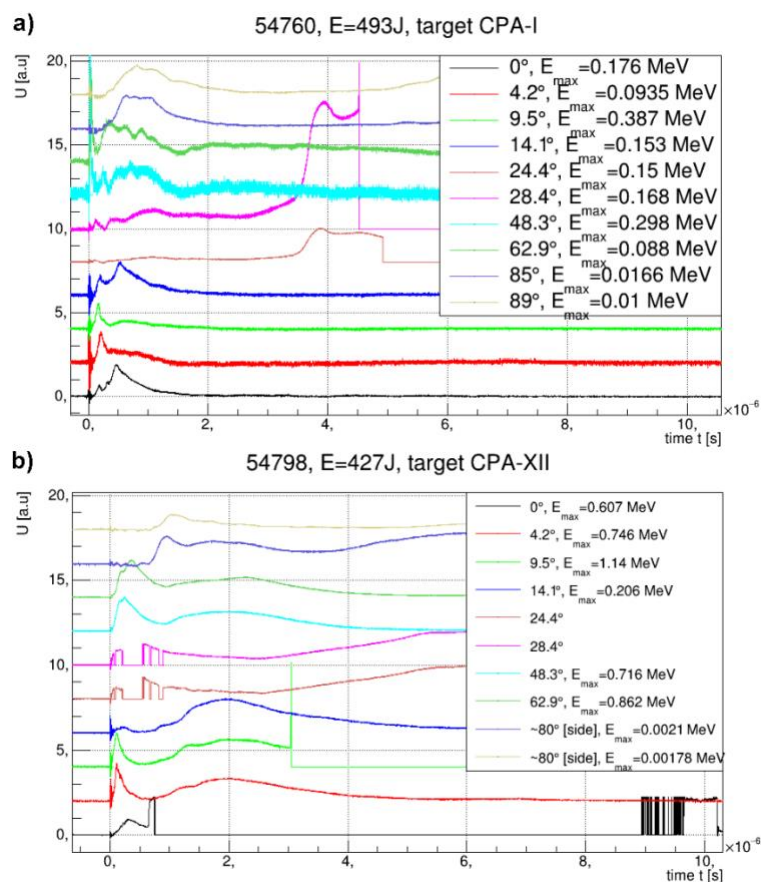
Tabela I. Oszacowanie średniej prędkości strumieni plazmy dla strzałów z Rys. 3.

Numer strzału	Średnia prędkość dla przedziału od $t=0$ do 1-go kadru [cm/s]	Średnia prędkość dla przedziału od $t=0$ do 3-go kadru [cm/s]
54760	6.07×10^6	5.86×10^6
54761	9.26×10^6	8.02×10^6
54788	3.88×10^7	1.34×10^7
54798	3.29×10^7	1.19×10^7
54799	2.40×10^7	9.98×10^6
54815	3.88×10^7	1.09×10^7
54817	3.16×10^7	4.60×10^6



Rys. 4. Wybrane sekwencje rozkładów koncentracji elektronowej dla akceleracji „kątownej” - CPA90 (a) oraz typu „CPA-Backward” (b).

Rys. 6. pokazuje, że wariant RAS, który zapewnia najwyższą produkcję neutronów, jest najbardziej korzystny i dzieje się tak zarówno dla folii 6, jak i 12 μm . Klasyczny wariant z laserem KrF jest nieco mniej wydajny. Zastosowanie klasycznego ablacyjnego sposobu napędzania laserem jodowym daje już wynik o dwa rzędy wielkości niższy.

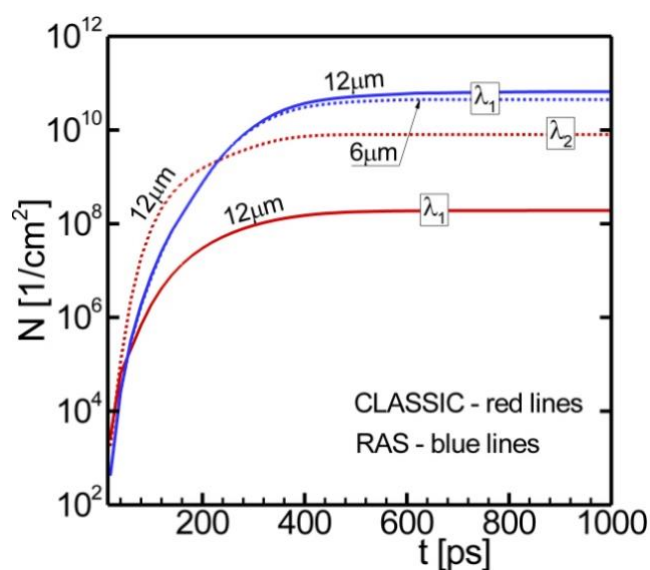


Rys. 5. Kątowe sygnały jonowe dla tarcz typu: CPA90 (a) oraz CPA-Backward (b).

Tabela II. Oszacowanie wydajności neutronowej.

Numer strzału	Energia lasera [J]	Detektory bąbelkowe BD-PND		Licznik aktywacyjny	
		Wydajność neutronowa	Błąd oszacowania	Wydajność neutronowa	Błąd oszacowania
54788	528	4.60×10^6	2.66×10^6	3.54×10^5	3.11×10^5
54798	427	3.07×10^6	2.17×10^6	2.56×10^6	5.12×10^5
54799	395	3.07×10^6	2.17×10^6	2.42×10^6	4.94×10^5
54815	255	3.07×10^6	2.17×10^6	5.01×10^5	3.17×10^5
54817	20	1.53×10^6	1.53×10^6	1.97×10^6	4.43×10^5

Bardziej precyzyjne wartości liczbowe przedstawiono w Tabeli III, która pokazuje całkowitą liczbę (wydajność) wytworzonych neutronów (na cm^2) przy użyciu klasycznej metody ablacyjnej dla dwóch rozważanych długości fali promieniowania laserowego w porównaniu z wariantem RAS i laserem jodowym. Dla każdego wariantu zastosowanej metody podano dwie wartości liczby produkowanych neutronów (na cm^2): N_{1D} - wynik uzyskany dla jednowymiarowego wariantu eksperymentu numerycznego i N_{2D} - wartość skorygowana – uwzględniająca dwuwymiarowy charakter procesu przyspieszenia.



Rys. 6. Wyniki modelowania numerycznego wydajności neutronów uzyskane dla czterech analizowanych przypadków: warianty RAS dla dwóch przyspieszonych folii - 6 i 12 μm przyspieszanych za pomocą lasera jodowego ($\lambda_1 = 1,315 \mu\text{m}$) oraz dwa klasyczne warianty - folie 12 μm zostały przyspieszone laserem jodowym i laserem KrF ($\lambda_2 = 0,248 \mu\text{m}$).

Tabela III. Neutrony wytworzone w eksperymencie numerycznym przyspieszenia metodą klasyczną kontra metoda RAS. Zastosowano tarcze foliowe wykonane z CD_2

No.	Zastosowana metoda	Laser	Intensywność lasera [W/cm ²]	N _{1D} [cm ⁻²]	N _{2D} [cm ⁻²]
1	RAS (12 μm)	jodowy	2×10^{15}	1.2×10^{11}	6.5×10^{10}
2	RAS (6 μm)	jodowy	2×10^{15}	8.1×10^{10}	4.4×10^{10}
3	Klasyczna (12 μm)	jodowy	2×10^{15}	1.6×10^9	1.9×10^8
4	Klasyczna (12 μm)	KrF	2×10^{15}	3.2×10^{10}	8.3×10^9
5	RAS (12 μm)	jodowy	1×10^{15}	7.0×10^9	3.8×10^9
6	RAS (6 μm)	jodowy	1×10^{15}	5.2×10^9	2.9×10^9
7	Klasyczna (12 μm)	jodowy	1×10^{15}	2.5×10^8	3.4×10^7
8	Klasyczna (12 μm)	KrF	1×10^{15}	3.0×10^9	6.0×10^8
9	RAS (12 μm)	jodowy	5×10^{14}	4.6×10^8	2.5×10^8
10	RAS (6 μm)	jodowy	5×10^{14}	3.8×10^8	2.1×10^8
11	Klasyczna (12 μm)	jodowy	5×10^{14}	3.6×10^7	5.8×10^6
12	Klasyczna (12 μm)	KrF	5×10^{14}	1.8×10^8	3.6×10^7

Wyraźnie widać, że:

- i. Podobnie jak poprzednio, krótkofalowy laser KrF jest znacznie bardziej skutecznym narzędziem niż laser jodowy, również pod względem ilości neutronów wytwarzanych w eksperymencie akceleracyjnym, jeśli eksperyment przeprowadzony jest w układzie klasycznym.
- ii. Zastosowanie lasera jodowego może być również bardzo korzystne, jeśli tego rodzaju eksperyment wykonany jest za pomocą metody RAS. Liczba neutronów (N_{1D} , N_{2D}) jest kilkakrotnie wyższa niż w klasycznym eksperymencie wykorzystującym laser KrF i ponad dwa rzędy wielkości przewyższa wynik uzyskany w układzie klasycznym (N_{2D}) dla lasera jodowego.

2.2.3 Podsumowanie

Wniosek wynikający z symulacji numerycznych jest następujący: odwrotny schemat akceleracji (RAS) pozwala osiągnąć znacznie wyższą produkcję neutronów. Jest to szczególnie widoczne, gdy plazma jest generowana za pomocą impulsu laserowego o stosunkowo dużej długości fali. Taki eksperyment, z klasycznego punktu widzenia, charakteryzuje się niską absorpcją i niską wydajnością hydrodynamiczną. Przekaz energii lasera do tarczy jest słabszy, a podstawowe parametry napędzanej folii (prędkość, gęstość) są niższe niż w przypadku lasera o krótkiej fali. Metoda CPA pozwala zamienić tę słabość długofalowego lasera w zaletę i wykorzystać energię ekspandującej plazmy (wysoka prędkość i temperatura, niższa gęstość) do znacznie bardziej wydajnej produkcji neutronów. Taki schemat zastosowano w pracy [13]. Stosując metodę podobną (co do zasady) do opisanej w tej pracy (RAS), na układzie PALS eksperymentalnie osiągnięto pięciokrotny wzrost liczby wytwarzanych neutronów w porównaniu z wynikami eksperymentu klasycznego.

Odnosząc się do wyników naszego eksperymentu, można stwierdzić, że zmierzona produkcja neutronów jest zasadniczo zgodna z wynikami modelowania numerycznego. Zakładany poziom gęstości mocy $I_L = 5 \times 10^{14}$ do 2×10^{15} W/cm² i wymiary geometryczne tarcz dają obliczoną wydajność neutronów, stosując metodę RAS, w zakresie 2×10^5 - 5×10^7 .

3 Projekty Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej

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

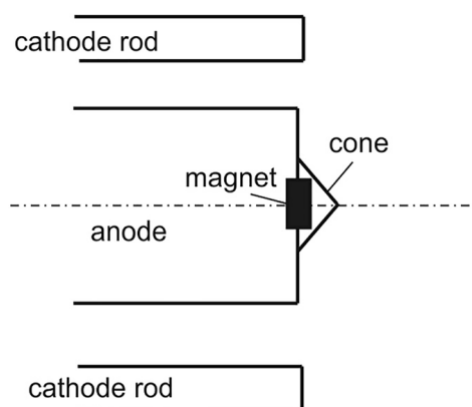
Osoba kontaktowa: R. Miklaszewski, ryszard.miklaszewski@ifpilm.pl

3.1.1 Wpływ dodatkowego zewnętrznego pola magnetycznego na formowanie kolumny plazmowej w DPF

Celem eksperymentów prowadzonych na urządzeniu PF-1000U było zbadanie wpływu zewnętrznego, dodatkowego pola magnetycznego na dynamikę plazmy w fazie kolapsu oraz formowania kolumny plazmowej i w rezultacie na emisję neutronów.

W kontekście celu programu IAEA CRP, czyli opracowania projektu efektywnego, intensywnego źródła neutronów bazującego na koncepcji *plasma focus*, dodatkowe pole magnetyczne jest narzędziem pozwalającym określić czynniki determinujące efektywność emisji neutronów oraz, ewentualnie, dostarczyć informacje pomocne w identyfikacji mechanizmów tej emisji.

Wszystkie wyładowania opisane w tym raporcie przeprowadzone zostały w jednakowej konfiguracji elektrod z anodą ze stożkową, miedzianą wkładką, która jak stwierdzono pozwala uzyskać wyższą emisję neutronów. Bateria kondensatorów ładowana była do napięcia 16 kV, co odpowiada energii zmagazynowanej w baterii wynoszącej 200 kJ. Maksymalny prąd wyładowania wynosił w tych warunkach 1.3 MA.

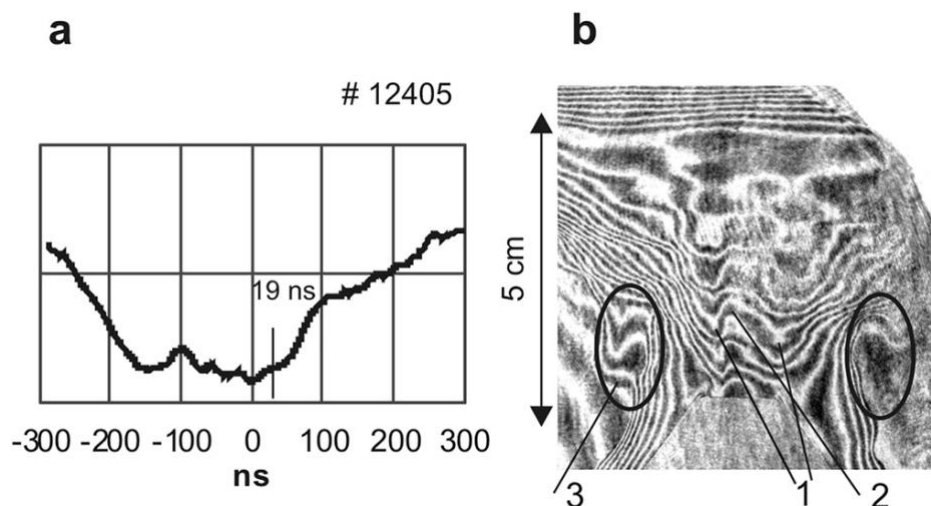


Rys.1. Schemat wężla czoło elektrody centralnej – magnes -stożek.

Magnes stały o indukcji 0.2 T (w centralnym punkcie dysku) wytwarzał pole o indukcji 4×10^{-4} T w okolicy czubka stożka.

Oszacowano, że kompresja pola magnetycznego wytwarzanego przez stały magnes powoduje wzrost indukcji magnetycznej do wartości ok. 0.14 T. Wartość ta jest zbliżona do indukcji pola magnetycznego mierzonej wcześniej za pomocą sond magnetycznych w wyładowaniach bez magnesu stałego.

Z drugiej strony, wartość indukcji magnetycznej obliczonej dla kolumny plazmowej na podstawie mierzonej gęstości plazmy (interferometria) i przy założeniu równowagi ciśnienia magnetycznego i kinetycznego daje wartość indukcji o rząd wielkości wyższy. Oznacza to, że początkowe pole magnetyczne zostało w istotnej mierze wzmocnione przez inne efekty n.p. przez efekt dynama magnetycznego.



Rys.2. Wyładowanie nr 12405 (a) pochodna prądu – w porównaniu z wyładowaniami bez dodatkowego pola magnetycznego wartość pochodnej jest kilkakrotnie niższa i czas implozji dłuższy. Na interferogramie brak powstających plazmoidów.

Obraz interferometryczny pokazany na rys.2 został zarejestrowany w momencie maksimum kompresji (na Rys. (a) -pionowa kreska) czyli średnica kolumny plazmowej miała najniższą wartość. Wyniosła ona $\sim 3,6$ cm tzn. około dwa razy więcej niż w wyładowaniach bez dodatkowego pola magnetycznego. Wartość prądu płynącego przez kolumnę plazmową wyniosła w tym momencie 700kA i na promieniu 1.6 cm wytwarzało ono pole magnetyczne około 8 Tesli co odpowiada ciśnieniu magnetycznemu ~ 5 MPa.

Wysoka wartość indukcji pola magnetycznego (~ 2 T) nie pozwala na efektywną kompresję plazmy (powstawanie kolumny plazmowej o mniejszej średnicy) niezbędnej do powstania pierwszego plazmoidu. Kolumna plazmowa stabilizowana przez skompresowane osiowe pole magnetyczne nie pozwala na osiową stratyfikację plazmy, która to stratyfikacja jest wymuszana przez rozwój niestabilności MHD oraz gwałtowny, nielaminarny przepływ plazmy wzdłuż kolumny plazmowej ('pinch'). Prawdopodobnie powstanie pierwszego plazmoidu wymaga mniejszych stosunków składowych toroidalnych i poloidalnych pola magnetycznego.

W niniejszym raporcie przedstawiono ewolucję wewnętrznych struktur oraz emisję neutronów w wyładowaniach w urządzeniu *plasma focus* PF-1000U w których przed frontem anody występuje stałe pole magnetyczne dzięki silnemu magnesowi umieszczonemu w czole anody a także pole reszkowe po usunięciu magnesu.

Zaobserwowano, że akceleracja jonów i elektronów jest często skorelowana z formowaniem i następnie rozpadem plazmoidów. Zauważono, że prędkie deuterony mogą być przyspieszane

w obszarze plasmoidów oraz w lokalnych, dyskretnych punktach zgrupowanych w pierścieniu o promieniu większym niż promień gęstego pinchu.

Przeprowadzone eksperymenty udokumentowały także nieobecność plasmoidów w wyładowaniach w których emisja neutronów była bardzo słaba. Zarejestrowano i udokumentowano także szereg wyładowań w których zaobserwowano występowanie zewnętrznej warstwy plazmowej z płynącym prądem poza obszarem gęstej kolumny plazmowej. W takiej zewnętrznej warstwie możliwe jest przyspieszanie części deuteronów.

3.1.2 Teoretyczno-eksperymentalne badanie mechanizmów emisji neutronów z urządzenia *plasma focus*

1/ Uruchomienie 2-3 D kodu komputerowego Particle-in-Cell w celu modelowania zjawisk zachodzących w układach typu *plasma focus* oraz *Z-pinch*.

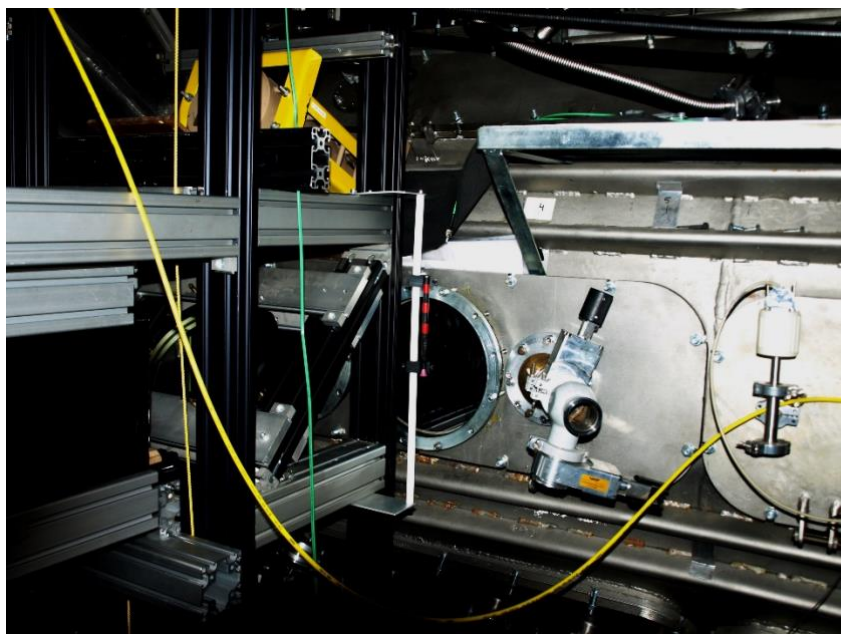
Zdecydowano, że najlepszą bazą dla budowy kodu będzie darmowa platforma SMILEI. Platforma ta dostarcza procedury napisane w języku C++ działające z wykorzystaniem strategii hybryd MPI – OpenMP do zrównoleglania obliczeń na „massively parallel supercomputers”. Trwają intensywne prace nad uruchomieniem kodu na 12-procesorowym komputerze w IFPiLM oraz przygotowania do wykorzystania jednego z superkomputerów świadczących usług obliczeniowe w Polsce.

2/ Doświadczenia podobnych symulacji prowadzonych w LLNL (Lawrence Livermore National Labs.) pokazały, że jednym z możliwych mechanizmów akceleracji deuteronów a następnie emisji neutronów z reakcji beam-target jest rozwój niestabilności dolno-hybrydowych w kolumnie plazmowej, które prowadzą do gwałtownego wzrostu oporności plazmy. Rozwojowi tych niestabilności powinno towarzyszyć intensywne promieniowanie mikrofalowe w zakresie częstotliwości 2-10 GHz stąd idea pomiaru emisji fal elektromagnetycznych z pinchu układu PF-1000U w tym zakresie częstotliwości. Stwierdzenie wzrostu intensywności emisji promieniowania mikrofalowego poprzedzającego lub skorelowanego z emisją neutronów stanowiłoby potwierdzenie przedstawionej powyżej hipotezy.

W badaniach eksperymentalnych wykorzystane zostaną anteny promieniowania mikrofalowego podłączone do oscyloskopu firmy Tektronix o pasmie rejestracji 6-8 GHz.



Rys. 3. Antena promieniowania mikrofalowego z pasmem 2-10 GHz



Rys.4. Antena promieniowania mikrofalowego zamontowana w oknie PF-1000U.

Eksperyment przeprowadzony zostanie po modernizacji PF-1000U przewidzianej na koniec marca 2020.

3.1.3 Wyznaczanie energetycznego widma neutronów emitowanych przez generator DT z wykorzystaniem kombinacji metody aktywacyjnej, dekonwolucji oraz modelowania numerycznego

Metoda określenia widma promieniowania neutronowego emitowanego przez generator neutronów o energii 14 MeV (SODERN Genie 16) zaproponowana w niniejszym raporcie jest kombinacją metody aktywacyjnej, dekonwolucji oraz modelowania numerycznego.

3.1.3.1 Wybór foli aktywacyjnych

Pośród wielu reakcji jądrowych, wywoływanych przez neutrony, tylko niektóre posiadają odpowiednie właściwości, które gwarantują ich pomyślne zastosowanie do monitorowania ilości neutronów oraz badań spektralnych. Dotyczy to zarówno materiału aktywowanej tarczy jak i produktów reakcji wywoływanych przez neutrony. Pierwszym z ważnych parametrów jest wielkość nazywana przekrojem czynnym, który dla danej reakcji określa prawdopodobieństwo zajścia reakcji jądrowej i jest zwykle wyrażany w barnach. Do celów kalibracyjnych przekrój czynny na daną reakcję jądrową powinien być relatywnie duży. Jego dane liczbowe powinny pochodzić z wiarygodnej biblioteki jądrowej standardów dozymetrycznych. Kolejnym ważnym parametrem jest energia progowa, która określa minimalną energię cząstki inicjującej (w tym wypadku neutronu) - potrzebną do zajścia reakcji jądrowej. Powinna ona być odpowiednio wysoka, aby wyeliminować wpływ neutronów rozproszonych. Parametrem związanym z materiałem tarczy jest także abundacja. Określa ona udział rozpatrywanego nuklidu w mieszaninie naturalnych nuklidów danego pierwiastka. Produkty reakcji powinny emitować odpowiednio intensywne promieniowanie gamma, mierzalne za pomocą spektrometrii gamma. Powstałe radionuklidy powinny mieć także odpowiednio długi czas połowicznego rozpadu, np. rzędu kilku minut lub dni. Dodatkowo, kwanty gamma emitowane przez produkty reakcji jądrowych nie powinny wzajemnie interferować.

Na podstawie opisanych wyżej wymagań wytypowano następujące reakcje jądrowe: $^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$, $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ oraz $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$. Najistotniejsze parametry charakteryzujące wybrane reakcje przedstawia Tabel1.1.

Table 1. Main parameters of selected nuclear reactions and their products.

Product of reaction	Half life	Energy of the most intense gamma rays [keV]	Threshold energy [MeV]
$^{24}\text{Mg}(n,p)^{24}\text{Na}$	14.99 h	1368.6	4.9
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	9.46 min	843.8	1.9
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	14.99 h	1368.6	3.3
$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	2.58 h	846.7	3.0
$^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$	35.6 h	1377.6	12.4
$^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$	78.4 h	909.2	12.1
$^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	10.25 days	934.4	9.1

3.1.3.2 Dekonwolucja

Aktywność próbki A_i jest konwolucją rozkładu energetycznego neutronów $\Phi(E)$ oraz odpowiedniej funkcji odpowiedzi $R_i(E)$ dla i -tej reakcji jądrowej. W naszym przypadku zawiera ona przekrój czynny danej reakcji jądrowej w funkcji energii skorygowany o współczynnik związany z masą tarczy oraz współczynniki związane czasem naświetlania, chłodzenia oraz pomiaru aktywności.

$$A_i = \int_{\min}^{\max} R_i(E) \cdot \Phi(E) dE \quad \text{dla } i=1, \dots, n \quad (1)$$

Energetyczne widmo promieniowania neutronowego jest tutaj niewiadomą a jego wyznaczenia wymaga rozwiązania układu równań Fredholma pierwszego rodzaju, który to układ należy do klasy zagadnień niepoprawnie postawionych. Dyskretyzacja widma energetycznego $\Phi(E)$ oraz funkcji odpowiedzi $R_i(E)$ zamienia układ równań całkowych (1) w równanie macierzowe, które rozwiązywane jest za pomocą specjalnych metod.

$$A_i = \sum_{k=1}^K R_{i,k} \Phi_k \quad \text{dla } i = 1, I \quad (2)$$

Ze względów praktycznych podział przyjętego do analizy zakresu energii (2-20 MeV) na dyskretne przedziały energii (bins) dokonano wykorzystując CCFE 709 standard używany przez kod FISPAC-II (opisany w FISPACT-II user manual).

W rezultacie w niniejszej analizie interesujący zakres energii neutronów podzielony został na 500 dyskretnych przedziałów. Oznacza to, że macierz odpowiedzi R_{ik} , dla siedmiu reakcji jądrowych (Tabela I) ma wymiar 500×7 , czyli w równaniu (2) $I=7$, $K=500$, a układ równań (2) jest bardzo słabo uwarunkowany i do jego rozwiązania potrzebne są specjalne metody.

Do rozwiązania układu równań (2) czyli wyznaczenia rozkładu energetycznego $\Phi(E)$ wykorzystano dwie metody rozwiązywania niepoprawnie postawionych zadań w postaci dwóch standardowych kodów komputerowych GRAVEL oraz MAXED.

Obydwie metody mają charakter iteracyjny i wymagają określenia przybliżonego rozkładu $\Phi_0(E)$, który modyfikowany jest w kolejnych iteracjach dążąc do minimalizacji χ^2 na stopień swobody (w przypadku kodu GRAVEL) lub maksymalizacji względnej entropii rozwiązania (MAXED).

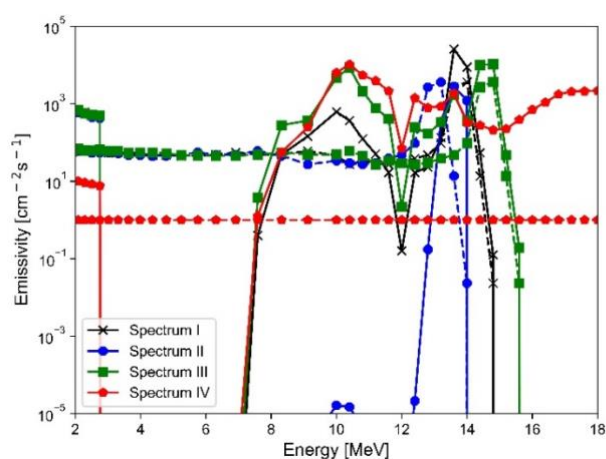
W prezentowanej pracy zbadano wpływ zmiennych parametrów charakteryzujących proces dekonwolucji (liczbę iteracji oraz χ^2/pdf w przypadku kodu GRAVEL oraz temperaturę i zredukowaną temperaturę w przypadku kodu MAXED). Badano także wpływ początkowego spektrum energetycznego $\Phi_0(E)$ na wynik dekonwolucji.

W celu porównania uzyskanych rozkładów energii neutronów przeprowadzono symulację eksperymentu za pomocą kodu FISPAC II. Warunki eksperymentu (czas naświetlania próbek, strumień neutronów etc.). Wartości przekrojów czynnych dla modelowanych izotopów wzięto z biblioteki TENDL-2014.

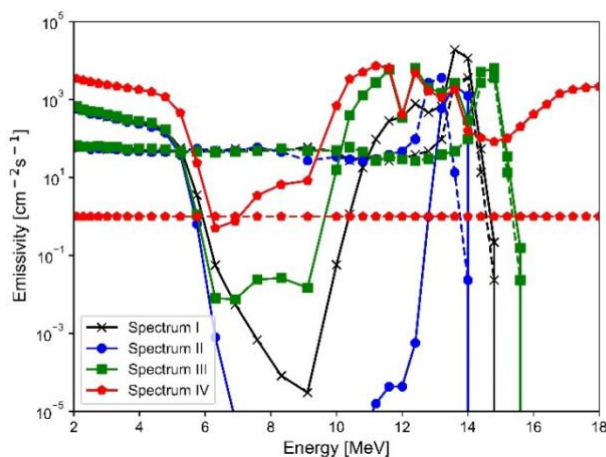
W przypadku kodu GRAVEL stwierdzono, że dla mała liczba iteracji (1-100) nie zmienia znacząco początkową funkcję $\Phi_0(E)$. W przypadku dużej liczby iteracji nadmierne dopasowanie (overfitting) powoduje pojawianie się w widmie niefizycznych wartości. Z tego względu w dalszych analizach porównawczych przyjęto liczbę iteracji równą 100.

Użytkownik może zdefiniować dwa dodatkowe (poza χ^2 oraz liczbą iteracji) swobodne parametry, którymi są temperatura oraz zredukowana temperatura (analogicznie do symulowanego wyżarzania (annealing) – ponieważ równania metody Maximum Entropi rozwiązuje się analogicznie do symulacji procesu wyżarzania). Przeprowadzone analizy pozwoliły oszacować optymalne wartości tych parametrów: temperatura = 1 oraz zredukowana temperatura = 0.4).

Następnym etapem było zbadanie wpływu początkowego spektrum $\Phi_0(E)$ na wyniki uzyskiwane za pomocą kodów MAXENT oraz GRAVEL. Przygotowano cztery różne funkcje (rozkłady energetyczne neutronów) które zostały wykorzystane jako $\Phi_0(E)$



Rys.5. Rezultaty dekonwolucji z wykorzystaniem kodu GRAVEL oraz czterech różnych funkcji jako spektrum początkowe (linie przerywane). Linia ciągła odpowiada wynikowi dekonwolucji.

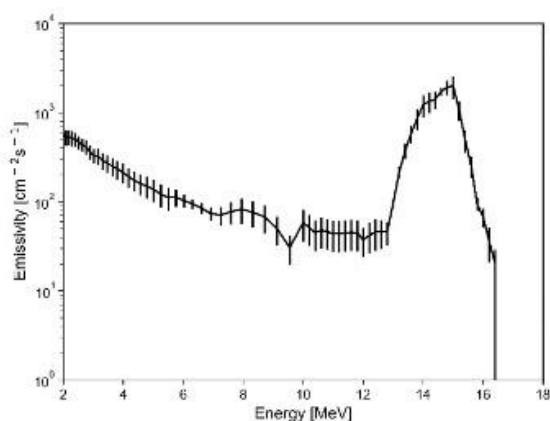


Rys.6. Rezultaty dekonwolucji z wykorzystaniem kodu MAXED oraz czterech różnych funkcji jako spektrum początkowe (linie przerywane). Linia ciągła odpowiada wynikowi dekonwolucji.

3.1.3.3 Finalne spektra energetyczne neutronów

Finalne spektra energetyczne uzyskane za pomocą kodów GRAVEL i MAXED są odpowiednie dla różnych części widma generatora. Finalne spektrum energetyczne NG zostało zaproponowane w postaci ważonej sumy najlepszych wyników uzyskanych za pomocą dwóch powyższych metod.

Ostateczna forma zrekonstruowanego widma energetycznego neutronów emitowanych z NG przedstawiono na Rys.7.



Rys.7. Finalny rozkład energetyczny neutronów generowanych z NG SODERN Genie 16 uzyskany za pomocą kodów GRAVEL oraz MAXED.

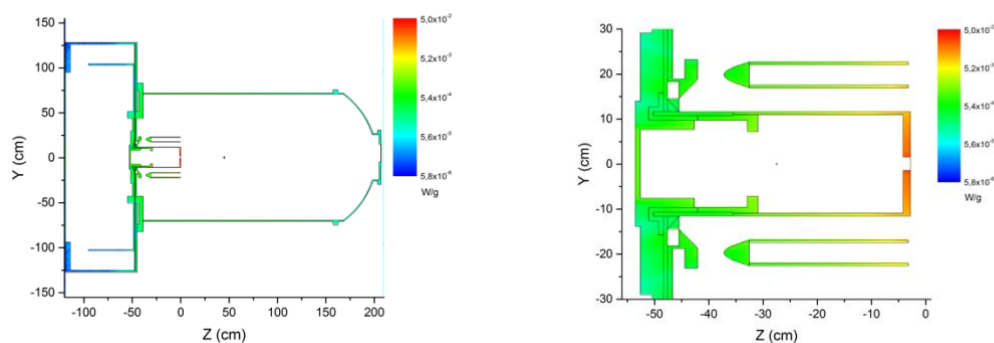
3.1.4 Wyznaczanie mocy grzania jądrowego w projektowanym generatorze neutronów

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

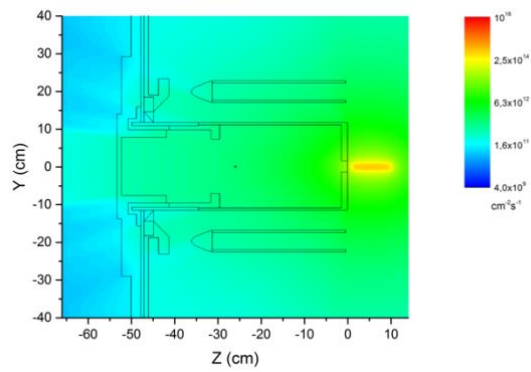
Jednym z problemów, który pojawi się w procesie projektowania generatora jest zagadnienie odprowadzania ciepła z komory i układu elektrod. W celu oceny mocy grzania jądrowego wykorzystano program MCNP do którego przygotowano odpowiedni „input” odpowiadający przyszłej komorze oraz układowi elektrod docelowego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

Źródło w kształcie walca o długości 10 cm i średnicy 2 cm zaczynającego się na środku końca elektrody wewnętrznej; energia neutronów 14 MeV; wydatek 10^{16} neutronów na sekundę. Skala na rysunkach – logarytmiczna.

a) b)



Rys.8. Mapa grzania jądrowego a) komory i elektrod b) elektrod generatora neutronów. $[W/cm^3]$



Rys.9. Mapa gęstości strumienia neutronów prędkich ($E_n > 0.5$ MeV) [cm²/s]

Następnym etapem analiz jądrowych będzie wykorzystanie map strumienia neutronów dla obliczenia aktywacji neutronami elementów konstrukcji generatora za pomocą kodu FISPACT-II oraz charakterystyk zaniku promieniowania gamma z czasem (po wyłączeniu generatora).

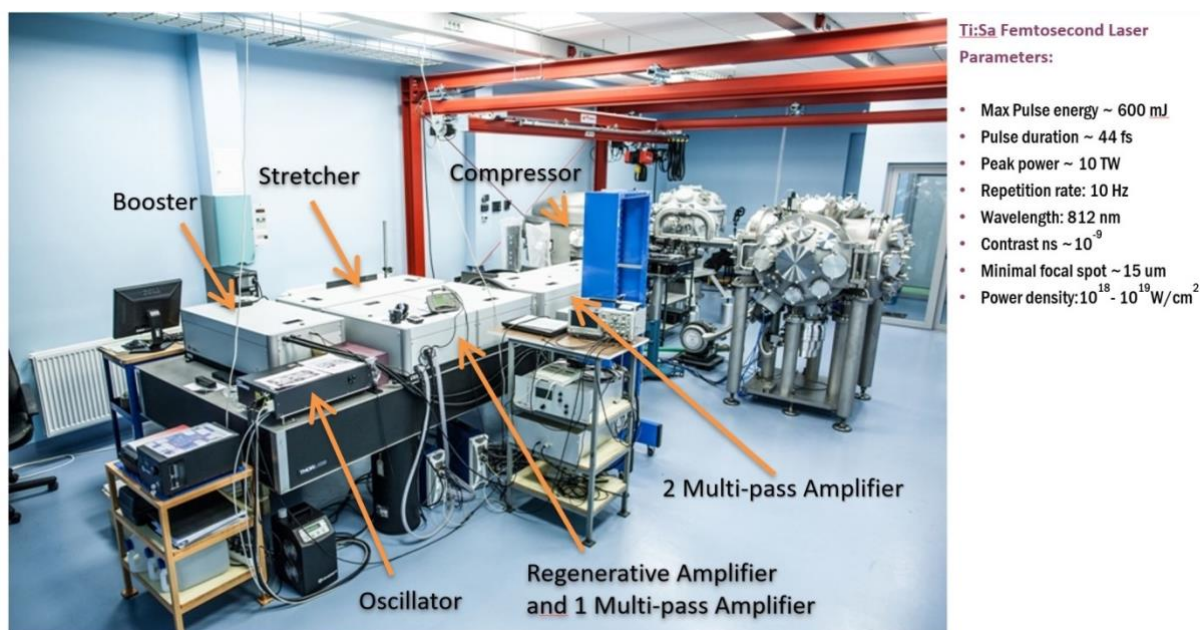
4 Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy

4.1 Badania wykonane w LLWM

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

4.1.1 Wprowadzenie

W roku 2019 zespół LLWM uczestniczył kilku pracach badawczych prowadzonych w laboratorium IFPiLM jak również we współpracujących laboratoriach zagranicznych. Prowadzone były badania eksperymentalne w ośrodkach naukowych PALS oraz ELI-Beamlines z Czech. Kontynuowane były prace związane z akceleracją jonów i protonów, głównie za pomocą mechanizmu TNSA z wykorzystaniem laserów femto-sekundowych dużej mocy LLWM (10TW-Rys.1) i ELI (15TW). Na układzie piko-sekundowego lasera PALS (1kJ) prowadzone były badania dotyczące SPM (Spontanicznych Pól Magnetycznych) w plazmie laserowej oraz napędzania makro cząstek przy użyciu tarcz CPA (Cavity Pressure Acceleration). W ramach zespołu uzyskane zostały wyniki z diagnostyk jonowych pozwalające lepiej poznać parametry plazmy i bardziej precyzyjnie ocenić mechanizmy badanych zagadnień naukowych.



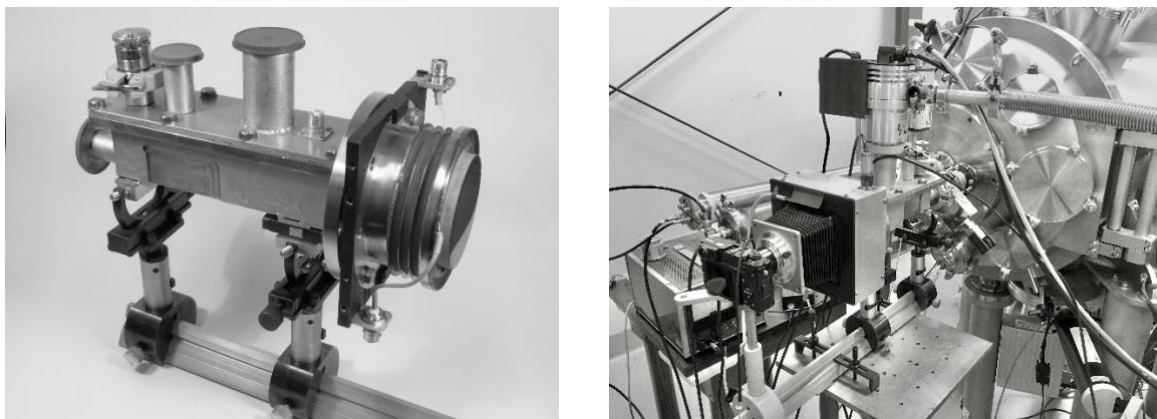
Rys. 1. Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy, parametry lasera

4.1.2 Prace badawcze prowadzone w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy (LLWM)

Budowa spektrometru typu THOMSON PARABOLA

W ramach zespołu LLWM udało się zgromadzić materiał i odpowiednie podzespoły do budowy spektrometru TP. Diagnostyka tego typu zdecydowanie wzmocni możliwości badań realizowanych w laboratorium, gdyż dzięki niej jesteśmy w stanie analizować parametry plazmy i z dużą dokładnością określać jej skład jonowy: krotność jonizacji, energie

ekspandującego materiału. Wyniki uzyskane z TP można łatwo porównać z diagnostykami typu ToF (Time of Flight) takimi jak detektory półprzewodnikowe (np. Si, SiC, Daimond..) czy klasyczne kolektory jonów (IC).



Rys. 2. Diagnostyka Thomson Parabola

Spektrometr Thomsona typu IF902 (Rys.2.) został w założeniu opracowany do analizy jonów przyspieszanych laserem femtosekundowym używanym w Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy IFPiLM. Spektrometr stanowi osobne urządzenie z własnym układem pompowym i może być dołączany do komory eksperymentalnej poprzez złącze próżniowe typu KF-40. Przy zastosowaniu zaworu śluzowego komora eksperymentalna i komora spektrometru wraz z detektorem mogą być zapowietrzane i odpompowywane niezależnie od siebie. Ustawienie geometryczne spektrometru może być łatwo zmieniane w szerokim zakresie.

W spektrometrze zastosowano szeregowo ustawione zespoły odchyłania magnetycznego i elektrostatycznego. Odchyłanie magnetyczne realizowane jest za pomocą magnesów trwałych i nabiegunników z miękkiej stali. Magnesy montowane są na zewnątrz komory spektrometru, dzięki czemu możliwa jest zmiana natężenia pola bez jej zapowietrzania i otwierania.

Odchyłanie elektrostatyczne zrealizowano w układzie ze zmiennym polem dzięki czemu możliwe jest uzyskiwanie dużego natężenia pola i dużych odchył jonów przy stosunkowo niskim napięciu. Układ odchyłania pozwala na stosowanie dodatniej i ujemnej polaryzacji przy zastosowaniu jednego zasilacza WN.

Zespół ogniskowania wiązki mocowany jest w specjalnym uchwycie w króćcu wejściowym spektrometru i może być łatwo wymieniony w całości. W wersji podstawowej zastosowany jest pojedynczy *pinhole* o średnicy 450 μm w wymiennej oprawce. Zmiana na układ podwójny możliwa jest bez zmian konstrukcyjnych w samym spektrometrze.

Cały zespół spektrometru zmontowany jest na pryzmatycznej ławie optycznej za pomocą dwóch regulowanych uchwytów. W przypadku stosowania jako detektora płytki mikrokanalikowej za pomocą dodatkowego uchwytu na ławie tej może być zamontowana kamera rejestrująca. Uchwyty te pozwalają na precyzyjną regulację położenia osi spektrometru. Do justowania osi służy specjalny zespół z diodą laserową montowany na kołnierzu w miejscu detektora. Położenie diody może być regulowane w płaszczyźnie prostopadłej do osi spektrometru za pomocą dwóch przesuwów mikrometrycznych.

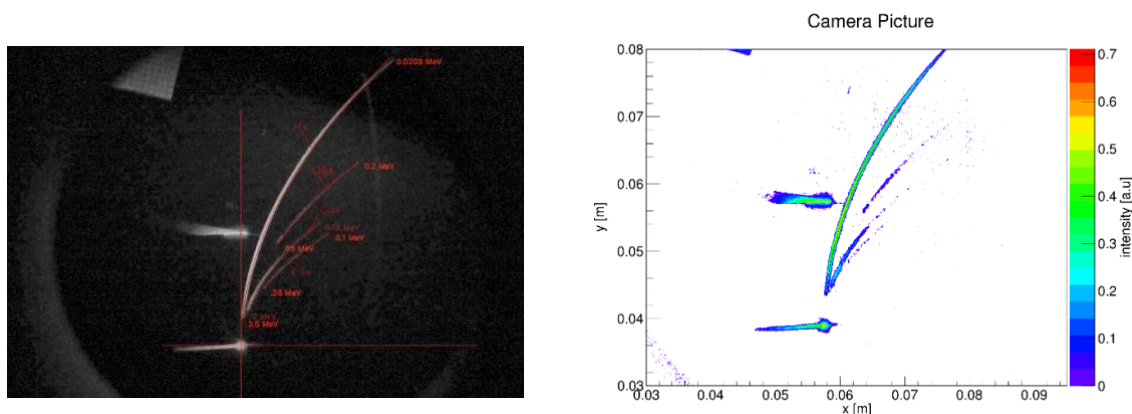
Spektrometr IF902 może współpracować z różnymi detektorami. Do podłączenia detektora służy kołnierz typu CF-100 z pierścieniem nośnym uszczelniany o-ringiem. W przypadku stosowania detektora śladowego do kołnierza mocowana jest pokrywa z uchwytem na płytce detektora. Jeżeli jako detektor stosowana jest płytka mikrokanalikowa (MCP), to zależnie od typu może być ona mocowana bezpośrednio na kołnierzu lub poprzez element pośredni.

Na górnej pokrywie spektrometru znajdują się trzy króćce do podłączenia elementów układu pompowego. Standardowo podłączane do nich są: pompa turbomolekularna, kombinowana głowica próżniomierza (pirani + jonowa) oraz zawór zapowietrzający komory spektrometru.

Wyniki uzyskane za pomocą spektrometru TP

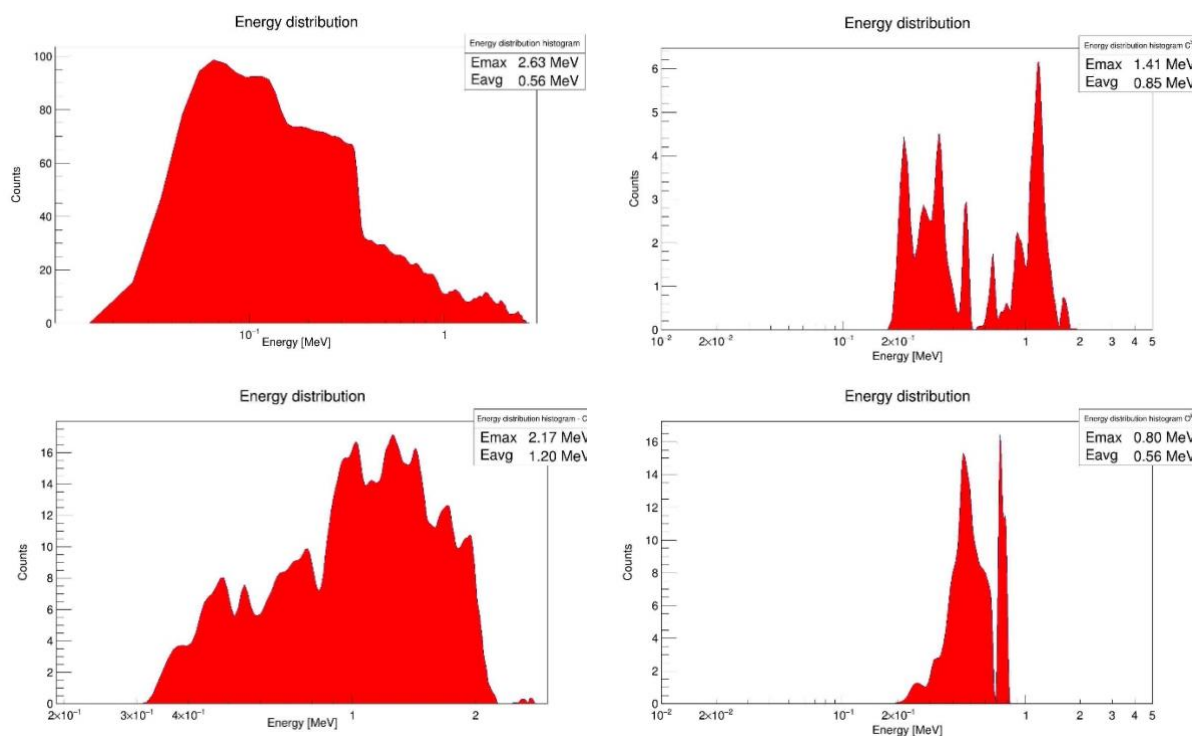
Pierwszy eksperyment przy użyciu spektrometru Thomsona miał na celu sprawdzenie jego możliwości rozdzielania i identyfikacji jonów o różnym stosunku krotności jonizacji do masy oraz wyznaczania dla nich rozkładów energetycznych na podstawie histogramów. Do weryfikacji uzyskanych wyników posłużyły widma energetyczne otrzymane za pomocą detektora półprzewodnikowego Si. Badania wykonano przy laserowym naświetlaniu cienkich ($3\mu\text{m}$) folii aluminiowych w reżimie TNSA.

Surowe widmo uzyskane przez spektrometr dla napięcia odchyłającego -500 V i pola magnetycznego $0,05\text{ T}$ przedstawione jest na Rys. 3a, na którym są dobrze widoczne parabole odpowiadające poszczególnym cząstkom. Położenie punktu na paraboli pozwala na wyznaczenie energii cząsteczek docierających do niego, natomiast jego intensywność zależy od ich liczby. W celu uzyskania ilościowej analizy, obraz ze spektrometru poddany został obróbce specjalnie opracowanym na potrzeby TP(LLWM) programem komputerowym. Przy pomocy którego uzyskuje się wykresy takie jak przedstawione na Rys. 3b. Całkując intensywność wzdłuż parabol, można uzyskać histogramy strumienia cząsteczek względem ich energii, czyli innymi słowy, rozkład energetyczny jonów danego pierwiastka dla określonej przez położenie parabol krotności jonizacji.

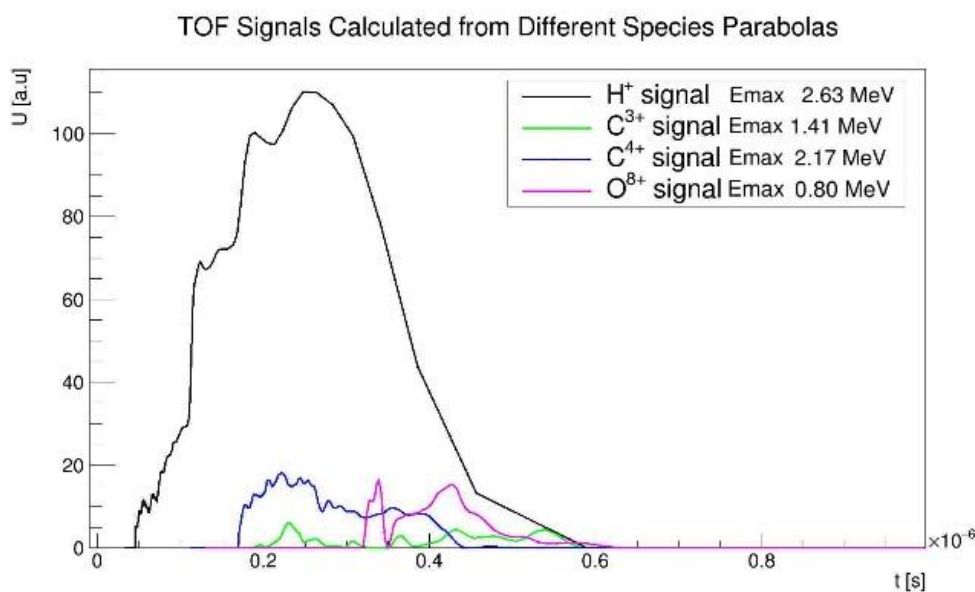


Rys. 3. Parabole Thomsona; a) z lewej zdjęcie MCP, b) z prawej obraz przetworzony przez program do analizy.

Tego typu rozkłady w postaci histogramów dla jonów wodoru (H^+) węgla (C^{+3} , C^{+4}) i tlenu (O^{+8}) przedstawione są na Rys. 4. Jednostki na osi rzędnych są jednostkami umownymi zależnymi od ilości cząstek, natomiast na osi odciętych znajduje się energia wyrażona w MeV. Na uwagę zasługuje maksymalna energia jonów węglowych wynosząca ponad 2 MeV a dla protonów $2,63\text{ MeV}$.

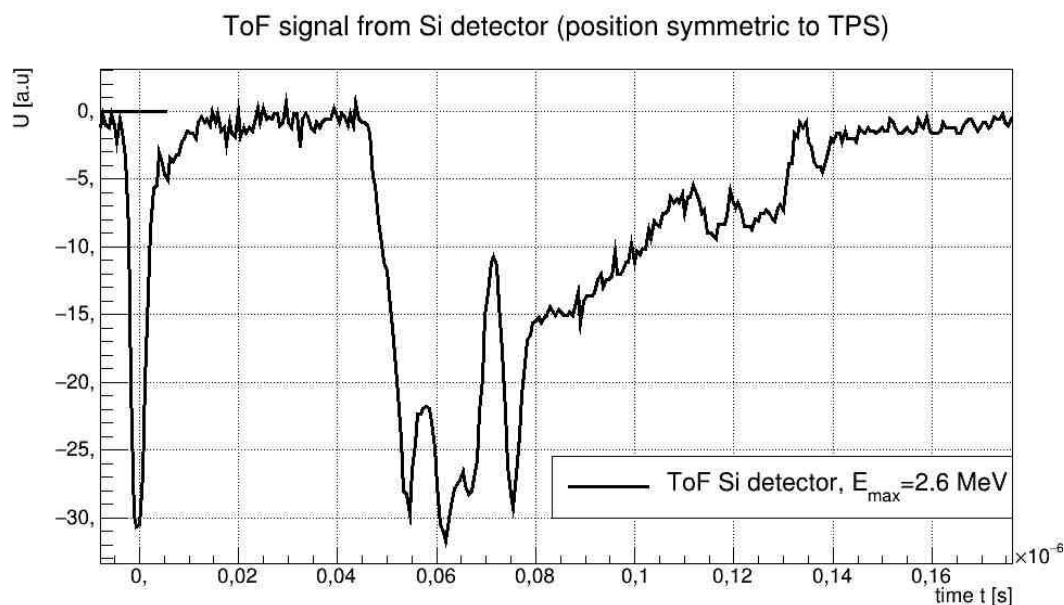


Rys. 4. Rozkłady energetyczne poszczególnych elementów plazmy; a) protony (H^+), b) węgiel (C^{+3}), c) węgiel (C^{+4}), d) tlen (O^{+8})



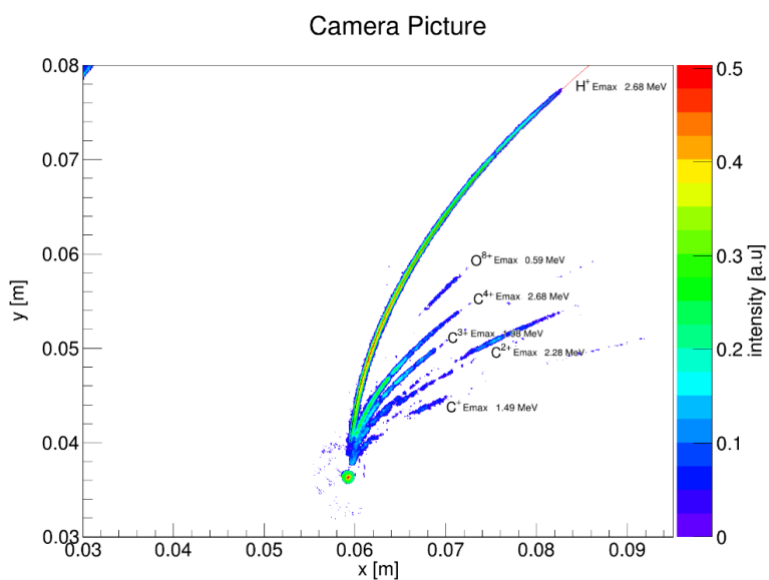
Rys. 5. Odtworzenie sygnału ToF przy użyciu parabol Thomsona.

Na Rys. 5. przedstawione jest odwzorowanie czasowe po jakim strumień jonów dociera do hipotetycznego detektora umieszczonego w odległości 1 m od tarczy dla poszczególnych składników plazmy laserowej zrekonstruowane na podstawie parabol Thomsona. Rekonstrukcja tego typu pozwala na porównanie wyników z pomiarem wykonanym za pomocą detektora Si, którego przykładowy wynik przedstawione jest na Rys. 6.

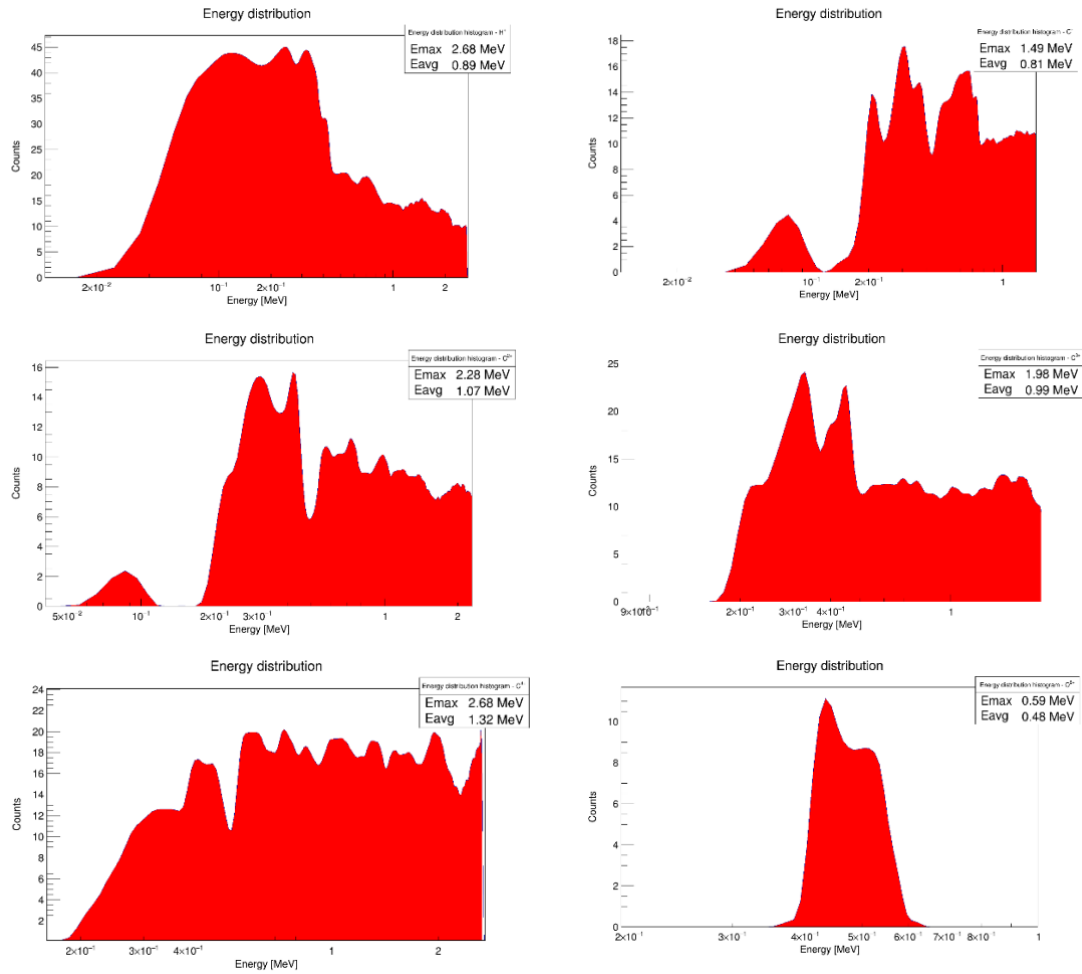


Rys. 6. Sygnał z detektora krzemowego Si, w odległości 1m za tarczą, przysłoniętego filtrem Al $2\mu\text{m}$.

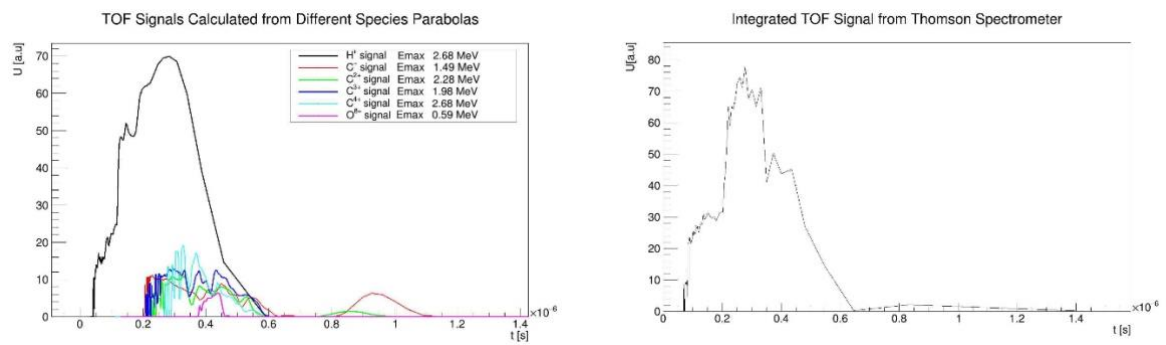
Kolejne pomiary wykonano oświetlając wiązką lasera cienką folię aluminium o grubości $3\mu\text{m}$ pokrytą od strony diagnostyk 300nm warstwą plastiku (PS). Na Rys. 7 widoczna jest większa ilość parabol odpowiadającym lekkim pierwiastkom (H, C, O). Pozwoliło to na wyznaczenie histogramów dla krotności jonizacji węgla od 1 do 4 jak również dla ośmiokrotnie zjonizowanego tlenu oraz protonów, które są przedstawione na Rys. 8. Wyniki są zgodne z przewidywaniami i poprzednimi pomiarami: najwyższe energie rzędu 2.8 MeV uzyskano dla najwyżej zjonizowanych jonów węgla i protonów.

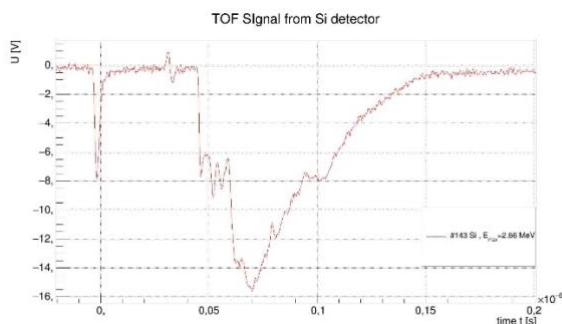


Rys. 7. Parabole Thomsona dla cienkiej foli Al ($3\mu\text{m}$) z warstwą plastiku PS(300nm).



Rys. 8. Rozkłady energetyczne poszczególnych elementów plazmy; a) protony (H⁺), b) węgiel (C⁺), c) węgiel (C²⁺), d) węgiel (C³⁺), e) węgiel (C⁴⁺), f) tlen (O⁺)

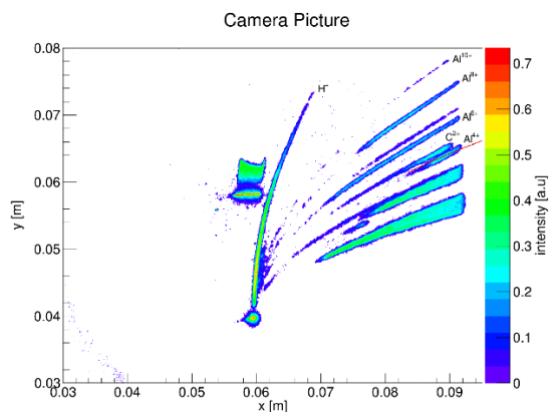
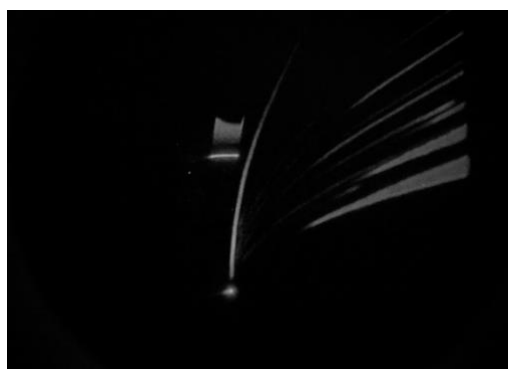




Rys. 9 Dla tarczy Al ($3\mu\text{m}$)/PS(300nm): a) Odtworzenie sygnału ToF przy użyciu parabol Thomsona, b) suma odtworzonego sygnału, c) sygnał z detektora krzemowego Si.

Dzięki rozkładom energetycznym jonów, podobnie jak w przypadku pierwszego eksperymentu, możliwa była rekonstrukcja sygnału TOF, lecz tym razem z większą dokładnością wynikającą z uwzględnienia większej ilości typów cząsteczek. Poszczególne sygnały oraz ich suma przedstawione są na Rys. 9, na którym również znajduje się dla porównania sygnał z detektora krzemowego. Sygnał rejestrowany przez detektor Si odpowiada najbardziej energetycznym protonom, gdzie energia maksymalna wynosi 2.66MeV . Dodatkowo detektor przysłonięty był filtrem Al ($2\mu\text{m}$) co ogranicza możliwość propagacji jonów o niskich energiach.

Należy zwrócić jednak uwagę, że na sygnałach ze spektrometru Thomsona nieobecne są jony aluminium, z którego wykonana jest tarcza, więc których należałoby się spodziewać. Wynika to jednak z wysokiej masy i niskiej energii tych jonów, która nie pozwala im na dotarcie do płytki mikrokanalikowej (MCP). W celu ich rejestracji należało zmniejszyć parametry spektrometru TP i jako napięcia odchyłającego użyć -50 V przy polu magnetycznym 10 mT . Widmo uzyskane dla takich ustawień przedstawione jest na Rys. 10, na którym możliwa jest identyfikacji parabol pochodzących od jonów aluminium.



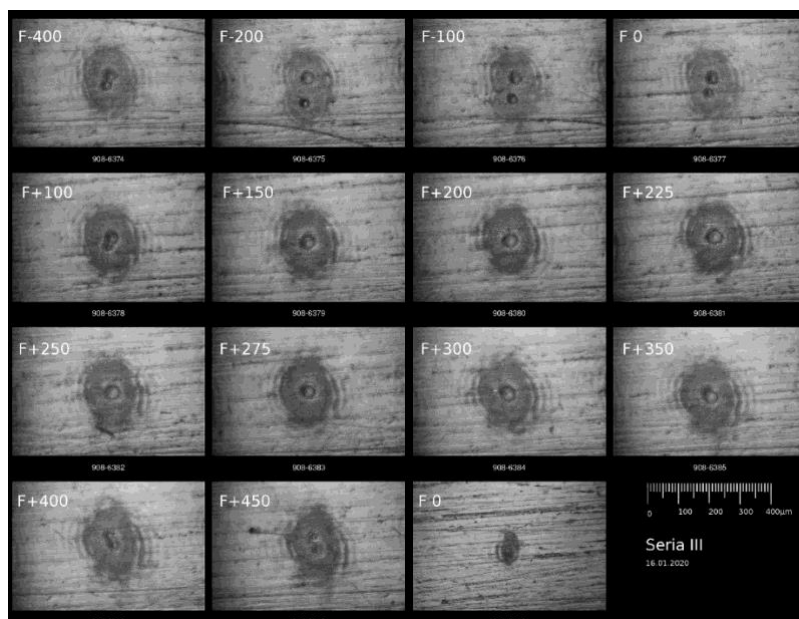
Rys. 10. Parabole Thomsona; a) z lewej zdjęcie MCP, b) z prawej obraz przetworzony przez program do analizy.

Planowane jest udoskonalanie diagnostyki Thomsona w kolejnych eksperymentach.

Pomiar i adjustacja ogniskowania

Po przeprowadzeniu w roku poprzednim wymiany kryształu Ti:Sa (16mm) pompującego 2go wzmacniacza wieloprześciowego zaistniała potrzeba ponownej kalibracji układu ogniskowania wiązki lasera. Wykonana ona została metodą Hartmana, czyli znalezienia przecięcia promieniu uzyskanych przez przepuszczenie wiązki przez dwie diafragmy. Rezultaty przeprowadzonej w ten sposób procedury przedstawione są na Rys. 11. Miejsce

dokładnego ogniskowania dla jednostek tymczasowych w punkcie FP+250, czyli dokładnego nałożenia się wiązek oznaczono jako nową pozycję „0”.

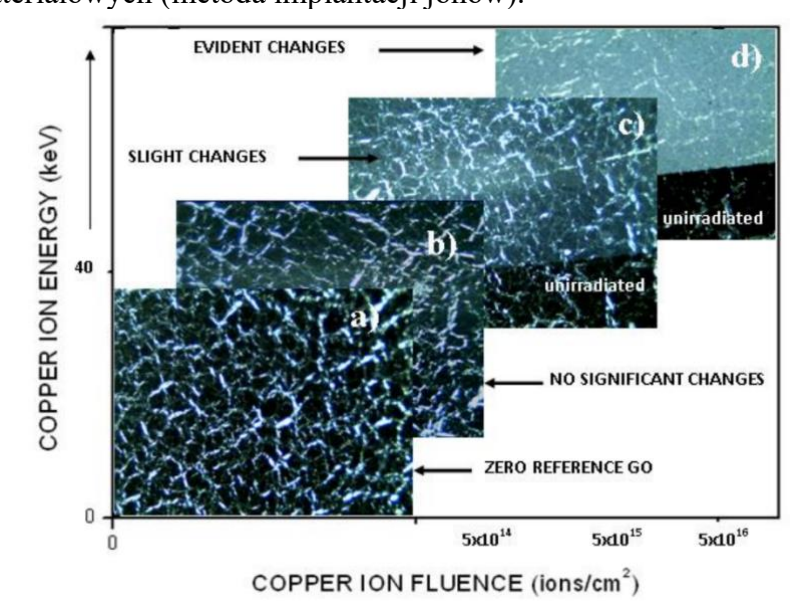


Rys.11. Zdjęcia mikroskopowe kraterów uzyskanych po teście Hartmana.

Pomiar przeprowadzony tą metodą pozwala dostroić wiązki optyczne służące do ustawiania optymalnego ogniska w przyszłych eksperymentach.

4.1.3 Optymalizacja mechanizmu akceleracji TNSA

W roku 2019 zespół Laboratorium Laserów Wielkiej Mocy kontynuował badania, we współpracy zespołów z Uniwersytetu w Mesynie oraz Nuclear Physics Institute, CAS (Czechy), nad optymalizacją generowanych wiązek protonów oraz lekkich jonów w kontekście zastosowań medycznych (nowotworowa terapia protonowa), fuzyjnych (laserowa fuzja inercyjna) oraz materiałowych (metoda implantacji jonów).

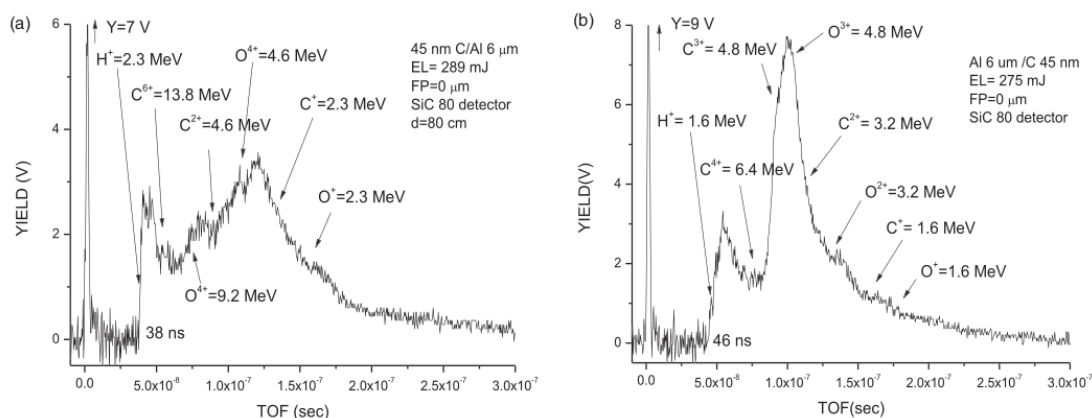


Rys. 12. Wpływ fluencji wiązki implantowanych jonów miedzi na strukturę podłoża GO. a) Zdjęcie referencyjne podłoża, b) fluencja 5×10^{14} jonów/cm², c) fluencja 5×10^{15} jonów/cm², d) fluencja 5×10^{16} jonów/cm²

Bardzo istotnym aspektem rozwoju metod laserowej akceleracji jonów jest technologia wytwarzania oraz komponowania tarcz przy użyciu nowych materiałów, które mogą oferować lepsze parametry generowanych wiązek jonowych niż standardowe folie metaliczne. W ubiegłym roku rozwinięte zostały rozwiązania z poprzedniej kolaboracji, gdzie jako tarczę zastosowano tlenek grafenu (rGO) o grubościach rzędu mikrometrów, pokryty warstwą miedzi o grubościach w skali nanometrów (Rys. 12), oraz standardowe folie aluminiowe o grubościach rzędu kilku mikrometrów pokryte 45nm warstwą rGO. Podczas eksperymentów sprawdzono wpływ różnych czynników związanych zarówno z tarczą (grubość, reflektywność, skład) Narzędziami diagnostycznymi użytymi w tych eksperymentach były detektory półprzewodnikowe typu ToF oparte o węgiel krzemu (SiC) i krzem (Si), kolektory jonów oraz detektory śladowe typu RCF (radiochromic films) pokryte różnymi grubościami filtrów aluminiowych w celach rejestrowania ilości akcelerowanych cząstek o poszczególnych energiach.

W serii strzałów z tarczami wykonanymi z rGO najlepsze rezultaty otrzymano przy użyciu detektora SiC, dla tarczy wykonanej z tlenku grafenu o grubości $7\mu\text{m}$, pokrytej warstwą jonów Cu implantowanych wiązką 5×10^{15} jonów/cm², dla której maksymalna energia protonów wynosiła 2.4 MeV.

Dla tarcz wykonanych z aluminium oraz pokrytych warstwą tlenku grafenu, najlepsze rezultaty otrzymano dla tarczy Al, o grubości $6\mu\text{m}$ oraz warstwy rGO 45nm (Rys. 13). Poniższe wyniki wykazują zależność maksymalnych energii generowanych podczas laserowej akceleracji jonów układu warstw Al i rGO. Ma to związek z refleksją tarczy, która istotnie wpływa na sprawność mechanizmu akceleracji. Maksymalne odnotowane energie dla protonów wynoszą 2.3 MeV. Wykazane na poniższym wykresie linie innych pierwiastków zostaną w najbliższym czasie zweryfikowane podczas próby odtworzenia warunków eksperymentu przy pomocy spektrometru Thomsona.

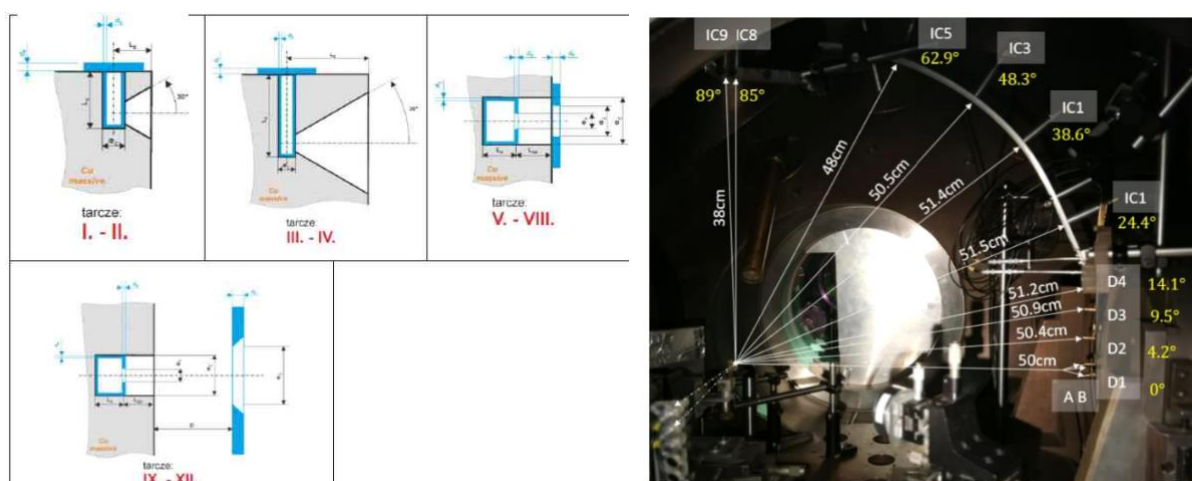


Rys. 13. Sygnał TOF z detektora SiC dla tarczy Al, o grubości $6\mu\text{m}$ i warstwy rGO o grubości 45nm.
a) warstwa przednia rGO, warstwa tylna Al b) warstwa przednia Al, warstwa tylna rGO.

Zastosowane w opisywanych eksperymentach rozwiązania w znacznym stopniu mogą wpływać na jakość generowanych wiązek protonów poprzez zwiększenie konwersji energii impulsu laserowego na energię akcelerowanych cząstek. W przyszłości planowane są kolejne eksperymenty mające na celu zoptymalizowanie parametrów stosowanych warstw tlenku grafenu pod kątem zastosowań medycznych oraz fuzyjnych, jak i badanie składu generowanych wiązek jonów za pomocą metody spektrometru Thomsona.

4.1.4 Prace badawcze prowadzone na laserze PALS

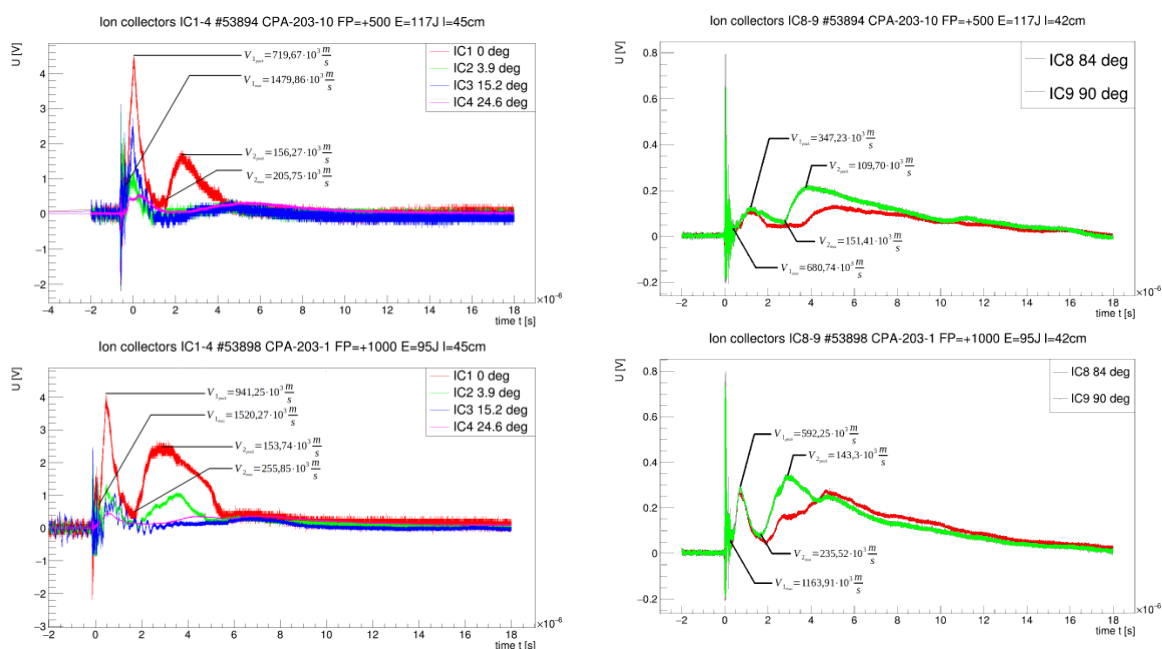
W metodzie Fast Ignition będącej jednym z koncepcji syntezy termojądrowej z inercyjnym utrzymywaniem plazmy istotne jest znalezienie „drivera” zdolnego do dostarczania intensywnego impulsu energii do właściwie skonstruowanej tarczy termojądrowej. Można tego dokonać przy wystarczająco wysokim ciśnieniu plazmy wytwarzanej w obiektach typu „cavity”. Ostatnie badania na systemie laserowym PALS ($\lambda=1315$ nm, $t=350$ ps) wykonywane były w ramach współpracy z grupą prof. T. Pisarczyka i kierowane przez dr T. Chodukowskiego szczegółowo opisane w innej rozdziale raportu. Wykazały skuteczność metody Cavity Pressure Acceleration (CPA) w wytwarzaniu makrocząsteczek o bardzo wysokiej energii. W przypadku tej metody istotna jest informacja o rozkładzie kątowym emisji i energii jonów wytwarzanej z tarczy naświetlanej intensywnymi impulsami laserowymi. Planowane konfiguracje tarcz typu CPA przedstawiono na Rys. 14 (z lewej), gdzie widoczne są kanały, z których plazma pod wpływem ciśnienia może ekspandować. W celu charakteryzacji rozkładu kątownego energii jonów, na układzie PALS przeprowadzono w 2019 roku eksperyment, w którym ustawiono pod różnymi kątami (od 0° do 90°) zestaw kolektorów jonów, tak jak to przedstawiono na Rys 14 (z prawej).



Rys. 14. Warunki eksperymentalne w eksperymencie PALS; a) przekroje tarcz, b) układ kolektorów w komorze.

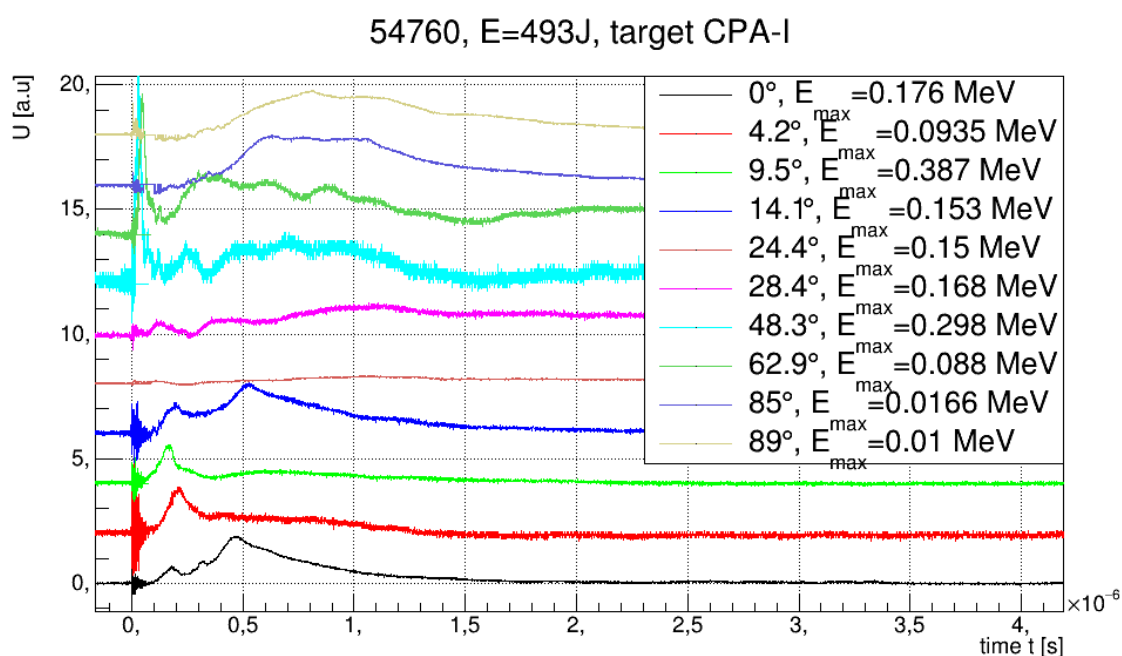
W eksperymentach rejestrowano sygnały jonowe dla impulsów laserowych o energiach od 100 do prawie 500 J.

Przykładowe przebiegi sygnałów jonowych uzyskanych dla impulsu o energii 117 J przedstawione są na Rys. 15. Pomiary pozwoliły na określenie maksymalnej prędkości protonów wynoszącej $1.5 \cdot 10^6$ m/s.



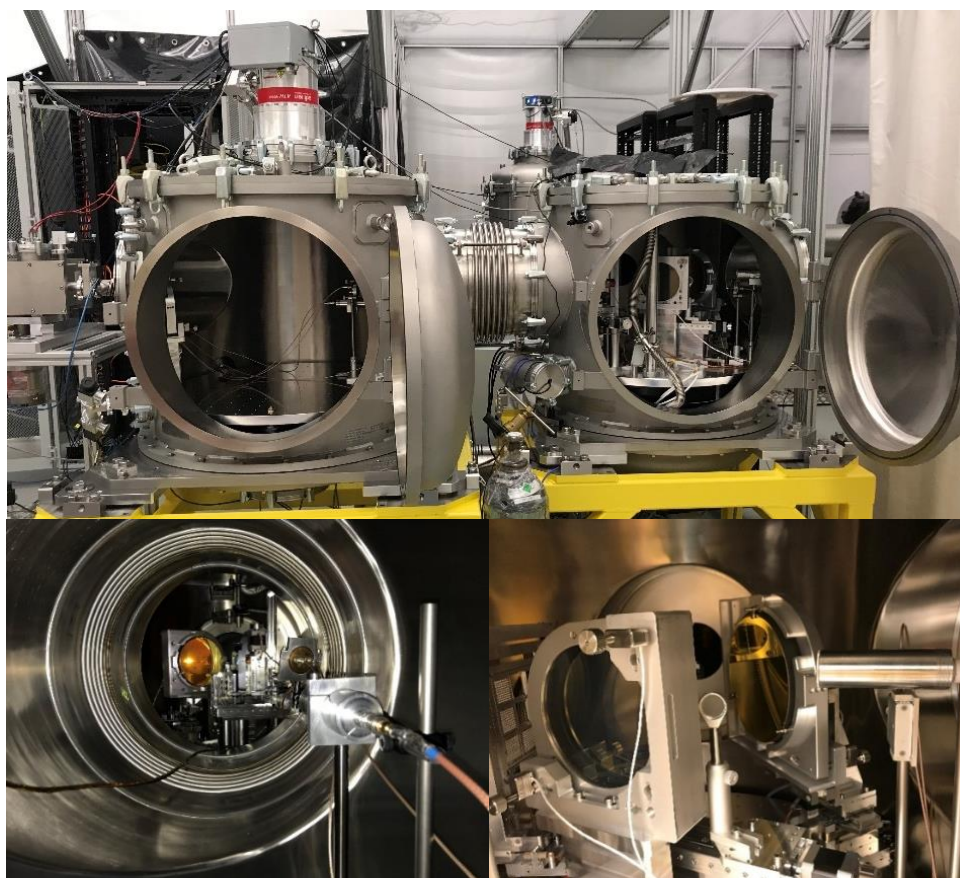
Rys. 15. Przykładowe przebiegi sygnałów jonowych uzyskanych dla impulsu o energii 117 J.

Na Rys. 16 przedstawione są natomiast przebiegi sygnałów jonowych uzyskiwanych pod różnymi kątami dla impulsu o energii 493 J. Najwyższą energię posiadały jony emitowane pod kątem 9.5 °. Wynosiła ona 387 keV, czyli ponad dwukrotnie więcej niż jony emitowane pod kątem 0. Należy zwrócić uwagę, że charakterystyka kątowa nie ma monotonicznego charakteru, a kolejne jej maksimum to 298 keV dla kąta 48,3 °.

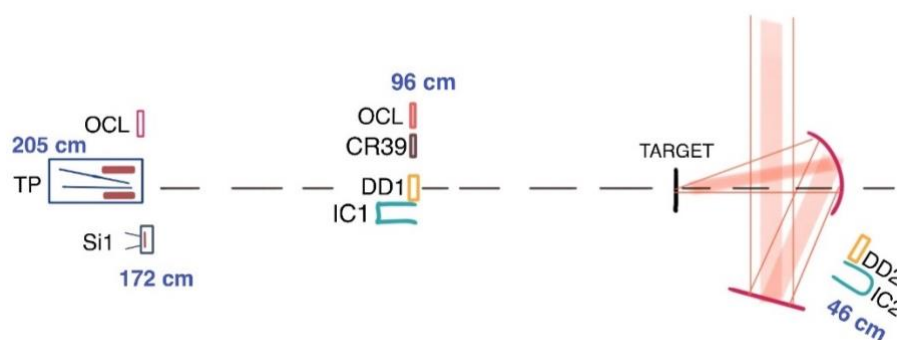


Rys. 16. Przykładowe sygnały jonowe uzyskiwanych pod różnymi kątami dla impulsu o energii 493 J.

4.1.5 Prace badawcze prowadzone na laserze ELI-Beamlines na układzie TERESA



Rys. 17. Fotografia przedstawiająca komorę eksperymentalną TERESA z zainstalowanymi wewnątrz diagnostykami.



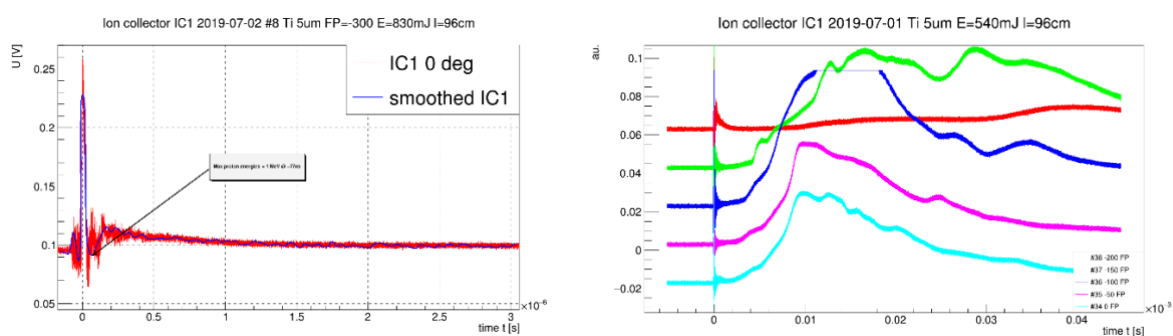
Rys. 18. Schematyczne rozmieszczenie diagnostyk w eksperymencie ELI-TERESA.

Eksperyment ELI-Beamlines wspólnie z grupą dr D. Margarone na układzie TERESA (TESTbed for high REpetition-rate Source of Accelerated particles) był ostateczną próbą przed eksperymentem ELIMAIA (Multidisciplinary Applications of laser-Ion Acceleration) i miał na celu przetestowanie parametrów wiązki laserowej oraz jej ogniskowania. W tym celu przeprowadzono badanie oddziaływania impulsów laserowych z cienką tarczą plastikową w celu uzyskania wiązki jonów za pomocą metody TNSA. Jako diagnostyki wykorzystane zostały detektory diamentowe, detektory krzemowe, kolektory jonów oraz spektrometr parabol Thomsona. Zdjęcie komory eksperymentalnej z zainstalowanymi diagnostykami

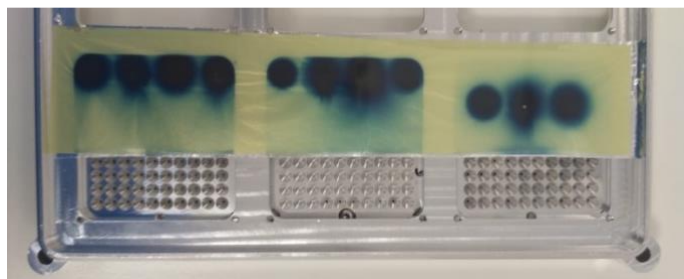
przedstawione jest na Rys. 17 natomiast schemat przedstawiający rozmieszczenie diagnostyk, na Rys. 18.

Pierwsza sesja eksperymentalna nie przyniosła zadawalających rezultatów. Wyniki z kolektorów jonów, przedstawione na Rys. 19, właściwie niezależnie od ustawienia tarczy względem ogniska wiązki, sugerowały obecność jonów o energii do 1 MeV, czyli zbyt niskiej niż przewidywana dla metody TNSA. Przewidywania te były zgodne z pomiarami dokonanymi za pomocą RCF, które są przedstawione na Rys. 20.

Zaobserwowane przebiegi pozwalały przypuszczać, że przyczyną niesatysfakcjonujących energii jest zbyt mały kontrast impulsu laserowego, na skutek czego, już prepuls doprowadza do ablacji tarczy prowadzącej do jej zniszczenia jeszcze przed nadejściem impulsu głównego. Powoduje to, że impuls główny nie oddziałuje z tarczą, lecz właściwie tylko z pozostałą po niej preplazmą



Rys. 19. Sygnał jonowy.

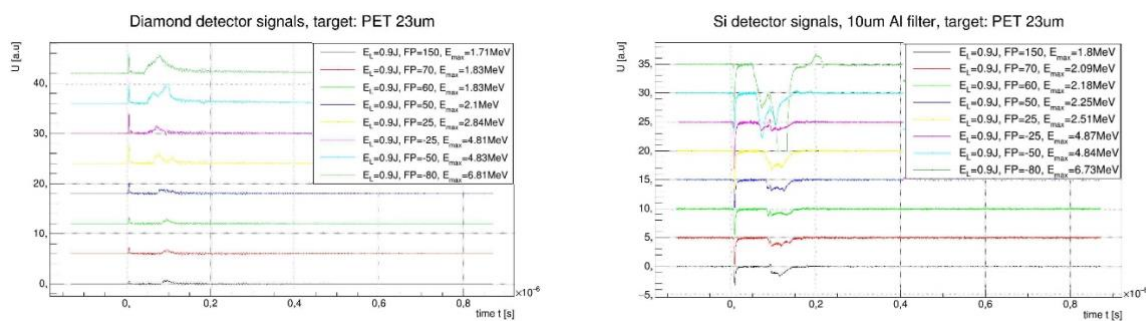


Rys. 20. Sygnały zarejestrowane na detektorze RCF, dla różnych odległości tarczy od ogniska wiązki.

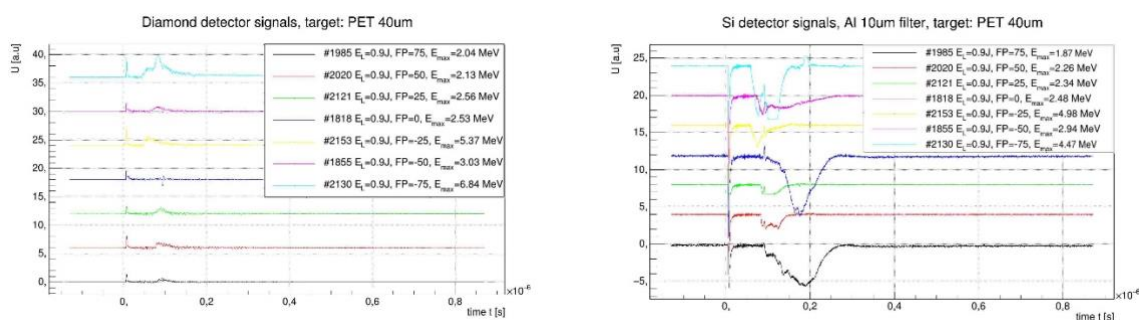
W przypadku kolejnej kampanii eksperymentalnej udało się dopracować parametry wiązki laserowej dzięki czemu emisja protonów w reżimie TNSA była zdecydowanie większa i dla tarczy o grubości 23 μm sięgała 7 MeV, wykazując przy tym silną zależność od położenia tarczy względem ogniska wiązki, co było widoczne zarówno za pomocą detektorów krzemowych, jak i diamentowych, jak przedstawiają Rys. 21 i 22. Wyniki te zostały potwierdzone przy użyciu spektrometru Thomsona umożliwiającego rekonstrukcję widma energetycznego, które zostały przedstawione na Rys. 23.

Po udanych eksperymentach na tarczach o grubości 40 i 23 μm przeprowadzono kolejne dla tarcz o grubościach 0,9 μm , 2,5 μm i 8 μm , jednak maksymalne energie protonów rejestrowane dla tarcz o takiej grubości nie przekraczają 2 MeV, co może świadczyć o jeszcze nie optymalnych parametrach wiązki laserowej.

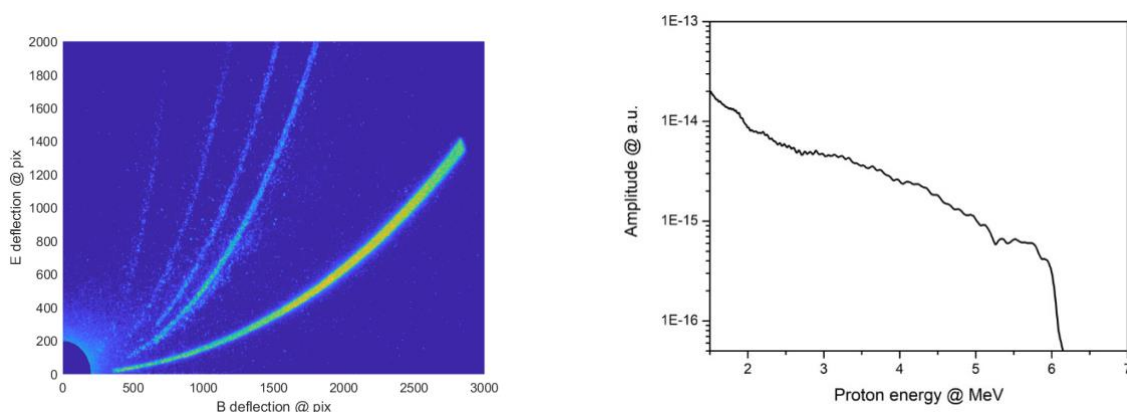
Prace badawcze będą kontynuowane i optymalizowane w kierunku lepszych wydajności wiązek jonowych.



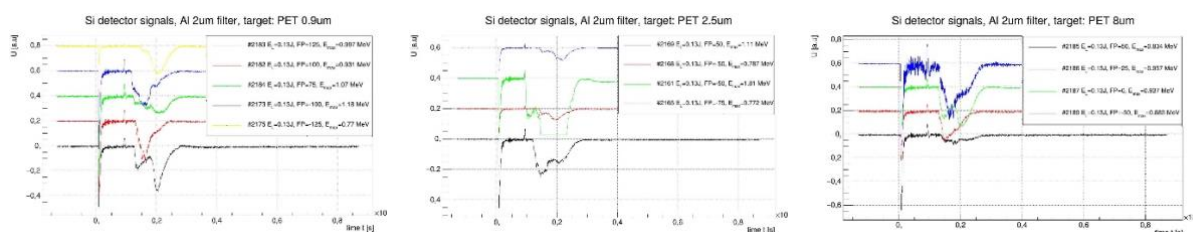
Rys. 21. Sygnały z detektorów półprzewodnikowych dla tarczy PET 23 μm w funkcji odległości tarczy od ogniska.



Rys. 22. Sygnały z detektorów półprzewodnikowych dla tarczy PET 40 μm w funkcji odległości tarczy od ogniska.



Rys. 23. Parabole Thomsona i rozkład energii protonów.



Rys. 24. Sygnały z detektorów półprzewodnikowych dla tarczy PET o grubości a) 0,9 μm , b) 2,5 μm , c) 8 μm w funkcji odległości tarczy od ogniska dla PET

4.1.6 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. Dzięki rozwojowi nowych diagnostyk i optymalizacji parametrów wiązki laserowej, laboratorium jest w dalszym ciągu atrakcyjnym miejscem dla zagranicznych zespołów badawczych we współpracy z którymi prowadzone będą eksperymenty przewidywane jako rozwinięcie tych zakończonych sukcesem w roku 2019. Szczególnie istotnym w roku 2019 było zbudowanie i opanowanie wykonywania pomiarów za pomocą spektrometru parabol Thomsona, który okazał się bardzo wartościową diagnostyką umożliwiającą określenie wielu parametrów plazmy na podstawie pojedynczych pomiarów.

W perspektywie rozwoju infrastruktury ELI, ugruntowanie wysokiej jakości prac prowadzonych w LLWM ma duże znaczenie dla dalszej współpracy między zespołem IFPiLM, a wiodącymi zespołami europejskimi zajmującymi się konstruowaniem systemów laserowych o rekordowych parametrach i badaniem nowych zjawisk, które stają się dostępne dzięki tym laserom. Dlatego też, z tego punktu widzenia, w roku 2019 bardzo istotny był udział zespołu LLWM w eksperymentach na PALS i ELI-Beamlines (TERESA).

5 Laboratorium Plazmowych Napędów Satelitarnych

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

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

Zasadnicze prace prowadzone w ramach zespołu w roku 2019 to:

- A) Kontynuacja projektu Europejskiej Agencji Kosmicznej pt. *HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant* (ESA Contract No. 4000122415/17/NL/GE) mającego na celu wytworzenie i przetestowanie laboratoryjnej wersji kryptonowego silnika Halla, mogącego wytwarzać impuls właściwy do 2500 s przy zasilaniu napięciem 800-1000 V.
- B) Udział w przygotowaniu projektu pt. *LPPTs – Liquid Pulsed Plasma Thrusters for Attitude and Orbit Control of Space Vehicles* na konkurs programu Horizon 2020 call *SPACE13-TEC_2019*. Projekt nie uzyskał finansowania.
- C) W ramach konkursu *Programu Operacyjnego Inteligentny Rozwój* ogłoszonego przez NCBiR udział w przygotowaniu projektu pt. *Impulsowy napęd plazmowy do nano i mikro satelitów*. Liderem komercyjnym jest firma Progresja Space Sp. z o. o. Projekt został pozytywnie oceniony i ma zapewnione finansowanie (rozstrzygnięcie konkursu – luty 2020). Zespół PlaNS ma nadzorować projekt od strony merytorycznej i prowadzić jego część w zakresie prac B&R.

A) *HIKHET – 0.5 kW class HET for operation at high voltage with krypton propellant*

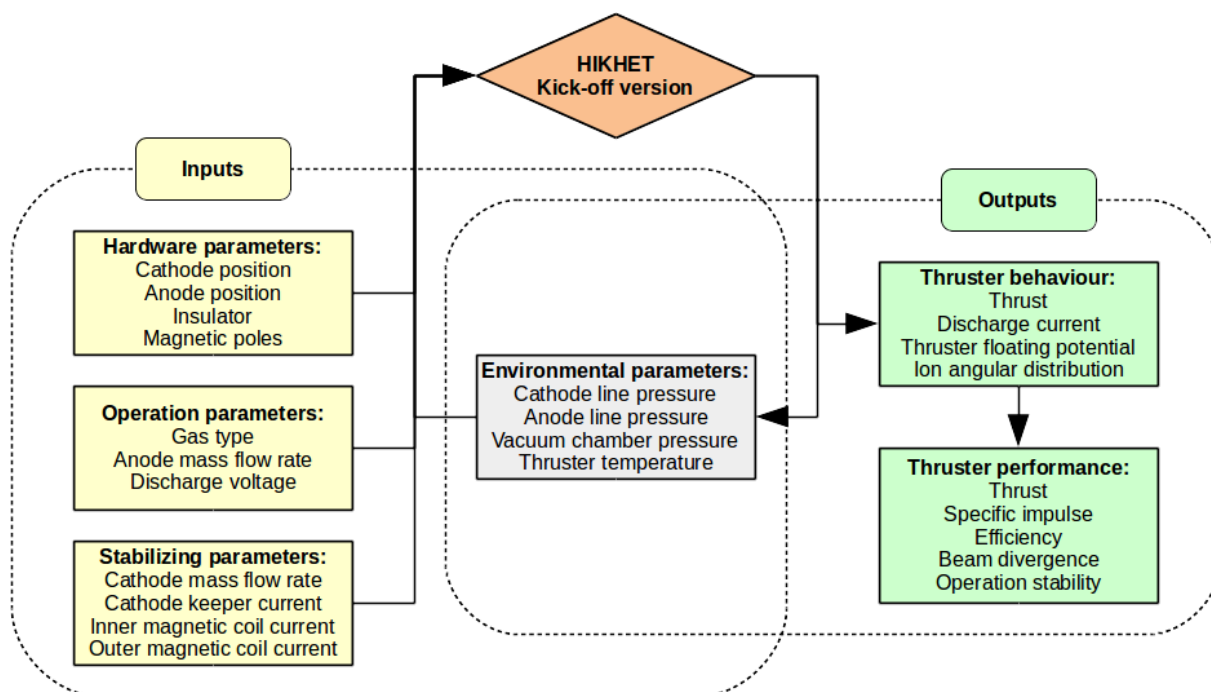
W roku 2019 w laboratorium PlaNS została przeprowadzona zakrojona na szeroką skalę (wielomiesięczna) kampania pomiarowa zmodyfikowanej (poprawionej) wersji wstępnej silnika przystosowanej do pracy z wysokim napięciem. W oparciu o wyniki tej kampanii, szczegółowe obliczenia numeryczne dla różnych warunków pracy silnika (z wykorzystaniem kodu HETMAN do symulacji wyładowania w kanale silnika Halla), modelowanie rozkładów pola magnetycznego w kanale (kody FEMM i Ansys-Maxwell) oraz modelowanie obciążeń cieplnych silnika (kody FEMM, CRATHER i ELMER) została przygotowana dokumentacja technologiczna wersji docelowej silnika dla projektu HIKHET (obecnie w realizacji).

Cel i założenia projektu HIKHET zostały przedstawione w Raporcie Rocznym 2018 i nie będą tutaj powtarzane. Poniżej podsumowano podstawowe wyniki prezentowane na jednej z najważniejszych konferencji poświęconych zagadnieniom elektrycznych napędów kosmicznych *IEPC-2019* w Wiedniu oraz na konferencji *PLASMA_2019* w Opolu, konferencji *11th Development Trends in Space Propulsion Systems* w Warszawie i letniej szkole *Cold Plasmas Course: Fundamentals & Applications* w Erice (Włochy).

5.1.1 Kampania pomiarowa

Na wstępie należy przypomnieć, że projekt HIKHET dotyczy relatywnie małego silnika Halla o gabarytach i mocy znacznie zmniejszonych w stosunku do najbardziej typowej konstrukcji referencyjnej SPT-100. W związku z tym należy spodziewać się również mniejszej wydajności w stosunku do wersji odniesienia, nie mówiąc już o układach wielkiej mocy (20 kW i więcej), w tym sprawności energetycznej jak i granicznej wartości impulsu właściwego.

Kampania została pomyślana tak by można było odpowiedzieć na pytanie czy i w jakich warunkach jest możliwa generacja przez silnik HIKHET impulsu właściwego zwiększonego do ok. 2500 s w porównaniu do typowej wartości 1500 s generowanej w warunkach nominalnych. Pomiaru prowadzono w funkcji takich parametrów jak wydatek masowy kryptonu, napięcie wyładowania, konfiguracja pola magnetycznego (poprzez zmianę prądu cewek) jak również elementy definiujące konfigurację hardwarową silnika takie jak położenie anody i katody, kształt biegunów magnetycznych oraz głównego izolatora. Część eksperymentów przeprowadzono w celach porównawczych również dla ksenonu. Pomiarom podlegały takie wielkości jak siła ciągu, prąd wyładowania, temperatura pracy silnika oraz kątowa funkcja rozkładu gęstości prądu jonów. Na podstawie tych pomiarów oceniono impuls właściwy, sprawność energetyczną (anodową), użycie napięcia oraz rozbieżność kątową strugi plazmy. Pokazano także jak zmienia się charakter widm PSD oscylacji typu *breathing-mode* zarówno wyznaczonych zarówno dla prądu wyładowania jak i prądu jonowego na osi chmury plazmowej, w odległości ok 0.5 m od ujścia silnika – informacja ta pozwala ocenić stabilność pracy silnika. Poniżej przytoczono schemat blokowy wyjaśniający powiązania logiczne prowadzonych testów.



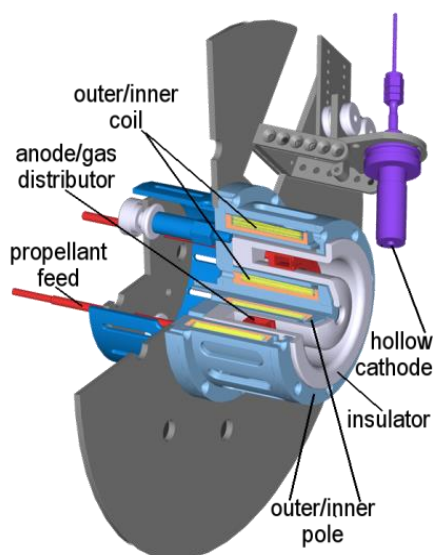
Rys.1. Schemat logiczny kampanii pomiarowej prowadzonej w laboratorium PlaNS IFPiLM w celu oceny wstępnej wersji silnika HIKHET.

Wyniki kampanii zostały posumowane w pracy IEPC-2019-591¹ oraz w bardzo obszernych raportach dla ESA, dlatego tutaj zostaną podane jedynie najważniejsze rezultaty.

¹ J. Kurzyna, M. Jakubczak, A. Szelecka and A. Riazantsev (2019) Preliminary Tests of HIKHET

5.1.1.1 Silnik

Pomimo że konstrukcja wersji „kick-off” silnika była już omawiana (patrz - RR_2018), na Rysunku 2 pokazano jego zasadniczy schemat, tak by można go było porównać z realizowaną obecnie wersją docelową (opisaną w końcowej części rozdziału).



Rys. 2. Przekrój wersji „kick-off” przystosowanej do pracy z wysokim napięciem i modyfikowanej podczas kampanii pomiarowej.

Zasadnicze parametry konstrukcji silnika podano w Tabeli 1,

Tabela 1

D_{inn} mm	D_{out} mm	b mm	L_{ch} mm	B_{max} Gs
34	50	8	12-25	150-250

natomiast w Tabeli 2 warianty konfiguracji obwodu magnetycznego i izolatora głównego zmieniane w kolejnych sesjach kampanii pomiarowej. Dodatkowo na Rys. 3 i 4 przedstawiono odpowiednio używane bieguny magnetyczne oraz izolatory. Przedstawiona na Rysunku 5 topografia pola magnetycznego wersji „kick-off” została pokazana dla celów porównawczych z wersją docelową silnika HIKHET. Szczegółowa dyskusja dotychczasowej konfiguracji obwodu magnetycznego silnika i wynikającej z niej topografii pola magnetycznego była już przedstawiona w RR_2018.

Tabela 2

Konfiguracja podstawowa	Biegun wewnętrzny 4 mm	Biegun zewnętrzny 4 mm	Izolator z zabezpieczeniem
Konfiguracja wynikowa	Biegun wewnętrzny 2 mm	Biegun zewnętrzny 2mm	Izolator standardowy

5.1.1.2 Diagnostyka

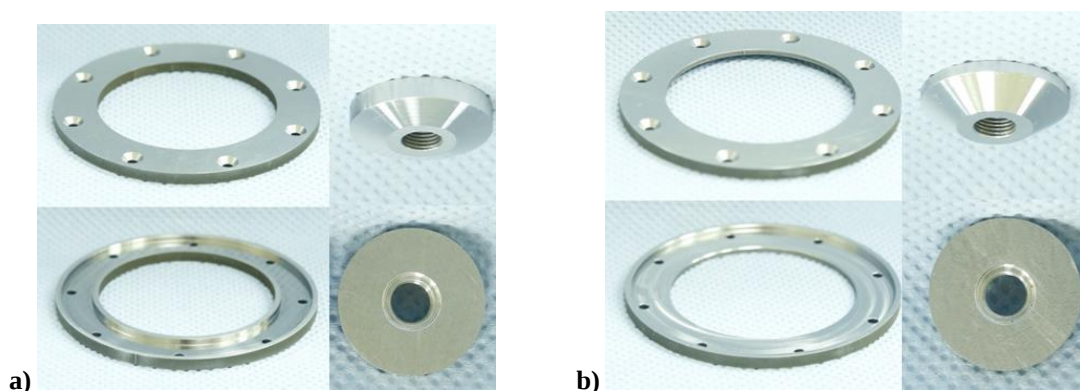
Oprócz rutynowych pomiarów prąd-napięcie, których średnie wartości zapisywano za pomocą dwóch 8. kanałowych układów do akwizycji DATAQ DI-730, zmienne w czasie wartości prądu wyładowania oraz płynącego potencjału silnika jak również sygnały prądu jonowego przechwytywanego przez sondy prądowe typu Faraday’a rejestrowano za pomocą 4. kanałowego 8. bitowego oscyloskopu DPO4104B z wykorzystaniem bezkontaktowej sondy prądowej Tektronix TCP0030 oraz wysokonapięciowej sondy prądowej Tektronix P5100A. System DATAQ DI-730 wykorzystywano również do zapisu stanu termicznego silnika.

Siłę ciągu mierzono w sposób bezpośredni, za pomocą wagi aerodynamicznej (WA) wytworzonej przez szwajcarską firmę Mecartex na użytek projektu LuPPT². WA jest to rodzaj

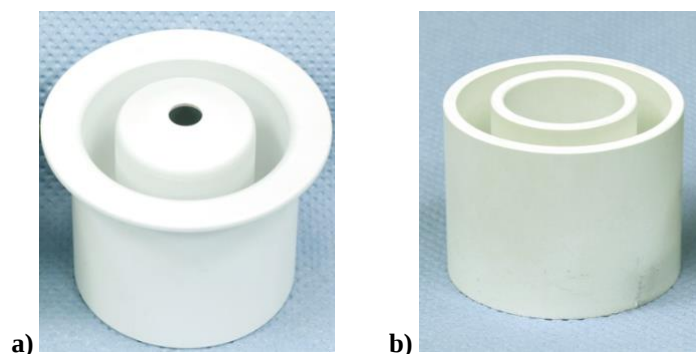
Laboratory Model at IFPiLM, 36th International Electric Propulsion Conference, Vienna, Austria, September 15-20, paper IEPC-2019-591.

² Innovative Liquid Micro Pulsed Plasma Thruster for Nanosatellites – L-μPPT, European Commission FP7 project No. 283279.

precyzyjnego dynamometru o regulowanej sztywności, na którym stawiany jest silnik w celu pomiaru impulsu siły reakcji wytwarzanej na skutek generacji strumienia masy. Dopasowanie analitycznej zależności (dla drgań tłumionego oscylatora harmonicznego z uwzględnieniem długoczasowego dryfu) do sygnału wagi oraz porównanie z impulsem kalibracyjnym pozwala na precyzyjną ocenę ciągu silnika. Przykładową odpowiedź wagi na sekwencję 5. impulsów kalibracyjnych (dla oceny powtarzalności) oraz sygnał rejestrowany podczas pracy silnika pokazano na Rys. 6.



Rys. 3. Wymienne bieguny magnetyczne a) konfiguracja podstawowa;
b) wynikowa konfiguracja optymalna.



Rys. 4. Izolator a) wersja z zabezpieczeniem;
b) wersja standardowa.

Do pomiaru prądu jonowego zostały zaprojektowane dwa kolimujące kolektory Faraday’a i płaska sonda elektryczna typu Faraday’a z pierścieniem ochronnym (*guarding ring*)^{3,4}. Użycie trzech różnych sond jonowych pozwoliło ocenić wiarygodność i precyzję wykonywanych pomiarów z uwzględnieniem poprawek geometrycznych^{5,6}. Założenia, konstrukcję, źródła błędów (np. wpływ efektu przeładowania jonów na gazie resztkowym w komorze) i wyniki

³ Mazouffre, Stéphane and Guillaume Largeau (2017) Evaluation of various probe designs for measuring the ion current density in a Hall thruster plume , *IEPC-2017-336*

⁴ Brown, Daniel R. L. et al. (2017) Recommended Practice for Use of Faraday Probes in Electric Propulsion Testing, *J of Propulsion and Power*, **33**, 582

⁵ Grys, Kristi de et al. (1999) BPT Hall thruster plume characteristics, *AIAA 99-283*

⁶ Hofer, Richard R. and Alec D. Gallimore (2001) A Comparison of Nude and Collimated Faraday Probes for Use with Hall Thrusters, *IEPC-01-020*

pomiarów zaprezentowano na konferencji *PLASMA-2019*⁷. Na Rys. 7 przedstawiono wszystkie trzy sondy jonowe zainstalowane na ramieniu manipulatora (RR_2018) pozwalającego skanować wiązkę plazmy w komorze próżniowej laboratorium PlaNS w celu reprodukcji kątowej funkcji rozkładu prądu jonowego, natomiast na rysunku 8 sygnały uzyskane za ich pomocą podczas skanowania strugi plazmowej generowanej przez silnik HIKHET w wersji „kick-off”. Widać, że różnice między sondą płaską a dwoma kolektorami Faraday’a są widoczne przede wszystkim na skrzydłach (dla dużych katów w stosunku do osi strugi plazmy), co może świadczyć o niezaniechanym efekcie wymiany ładunkowej – zgodnie z teorią kolektory kolimujące powinny być mniej wrażliwe na ten efekt niż sonda płaska, i wydaje się że tak jest, o czym świadczy Rys. 8.

5.1.1.3 Metoda

W ramach kampanii pomiarowej najważniejszymi parametrami zmienianymi podczas pracy silnika był wydatek masowy kryptonu $\dot{m}$, regulowany w zakresie 0.6-1.0mg/s oraz napięcie wyładowania U_D z przedziału 240-800 V. W tej wersji silnika napięcie 1000 V okazało się zbyt wysokie zarówno ze względu na stabilność pracy silnika jak i obciążenia cieplne. Pole magnetyczne było dobierane tak aby uzyskać jak największą wydajność silnika dla danego punktu ($\dot{m}, U_D$) – zazwyczaj tak dobranemu punktowi pracy towarzyszyła redukcja oscylacji typu *breathing-mode* – (charakterystyki tego modu zostaną przedstawione w dalszej części rozdziału).

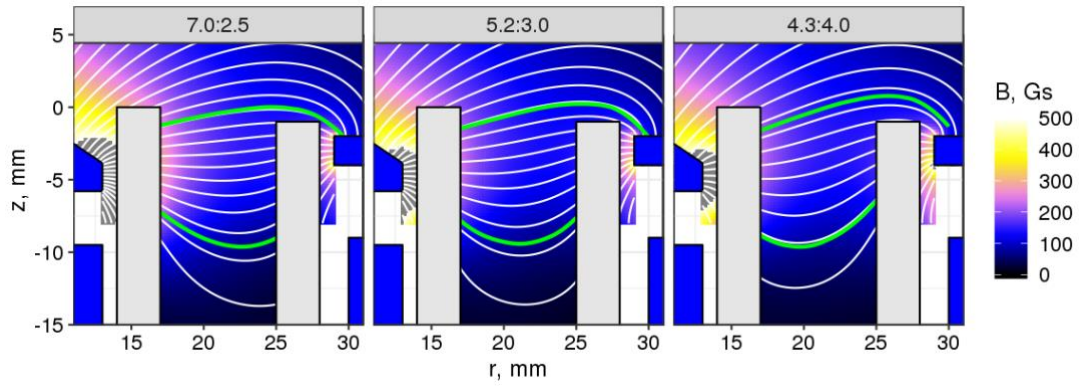
Każda zmiana punktu pracy silnika ($\dot{m}, U_d, \mathbf{B}$) powoduje zmianę mocy wyładowania, a co za tym idzie zmianę temperatury silnika. Wszystkie pomiary wykonywano w stanach termicznie ustalonych, po odczekaniu czasu potrzebnego na stabilizację. Przykładowy przebieg zmian temperatury wewnątrz silnika (dokładniej jego wewnętrznego i zewnętrznego uzwojenia) podczas jednego dnia pomiarowego ilustruje Rys. 9. Na tym samym rysunku wykreślono zmiany napięcia U_d oraz zaznaczono inne parametry pracy silnika jak stosunek prądu cewek, moc wyładowania, wydatek masowy $\dot{m}$ itd.

Po uzyskaniu stanu termicznie stabilnego mierzono siłę ciągu według schematu przedstawionego na Rys. 6 b.

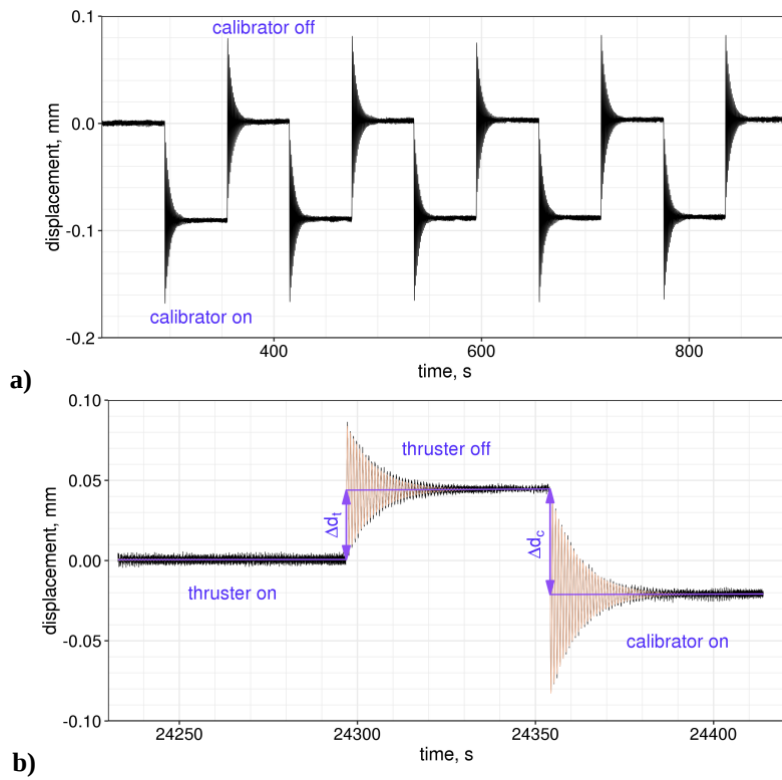
5.1.1.4 Wydajność

Charakterystyki prąd-napięcie $I_d(U_d)$ dla kryptonu zostały pokazane na Rys. 10. Ze względu na optymalizację wydajności silnika poprzez dopasowanie pola magnetycznego punkty pomiarowe charakteryzuje duży rozrzut, tak że w celu lepszej wizualizacji tendencji wykreślono także najlepiej dopasowane krzywe ciągłe (metodą *loess - locally estimated scatterplot smoothing*). Zaznaczona na wykresie hiperbola mocy 700 W była traktowana jako granica bezpieczeństwa pracy silnika w długiej skali czasu – część punktów wykreślonych powyżej tej granicy zarejestrowano jeszcze przed osiągnięciem termicznego stanu stacjonarnego, ale przy zmianach nie przekraczających 5°C/min. Zasadnicza różnica pomiędzy konfiguracją podstawowa silnika a wynikową polega na zmianie charakterystyk prądowych z malejących bądź prawie stałych na charakterystyki rosnące w funkcji napięciem wyładowania U_d (na ogół).

⁷ A. Szelecka, A. Riazantsev, M. Jakubczak, J. Kurzyna (2019) Comparison of Hall Thruster ion current angular distributions acquired by Faraday Cup and Faraday Probe, *Plasma 2019*, 15-19.07, Opole, Polska



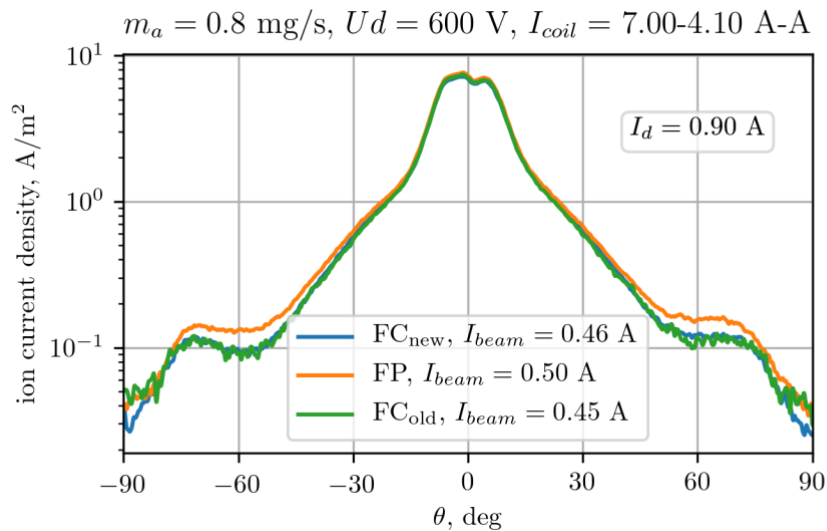
Rys. 5. Topografia pola magnetycznego wewnątrz kanału silnika dla różnych stosunków prądu cewki wewnętrznej do zewnętrznej (podanych a amperach na górze każdego z paneli). Na zielono zaznaczone profile linii ograniczają granice strefy jonizacji/akceleracji.



Rys. 6. a) sekwencja 5. Impulsów kalibracyjnych; b) rzeczywisty pomiar ciągu silnika.

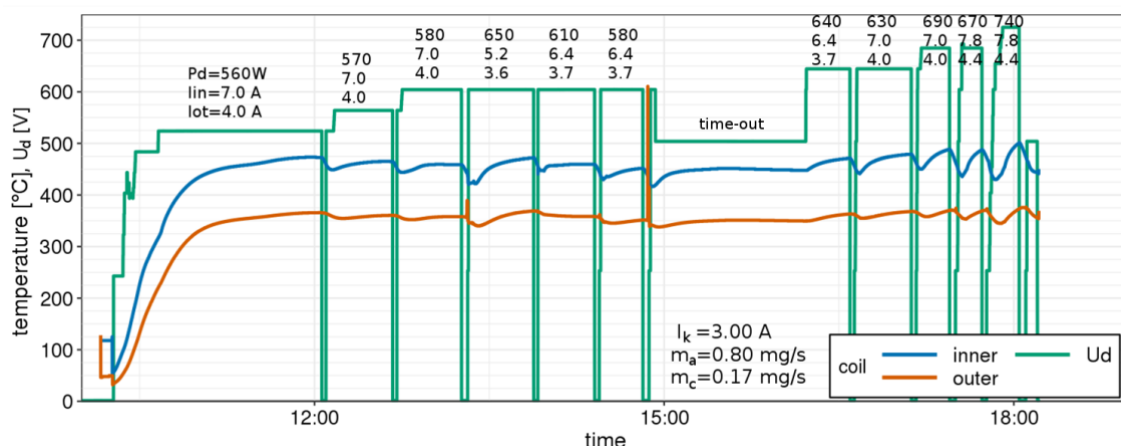


Rys. 7. Jonowe sondy Faraday'a zamontowane w komorze próżniowej na ramieniu manipulatora: w środku pierwsza wersja kolektor kolimującego, z lewej wersja druga, z prawej sonda płaska Faraday'a z pierścieniem ochronnym



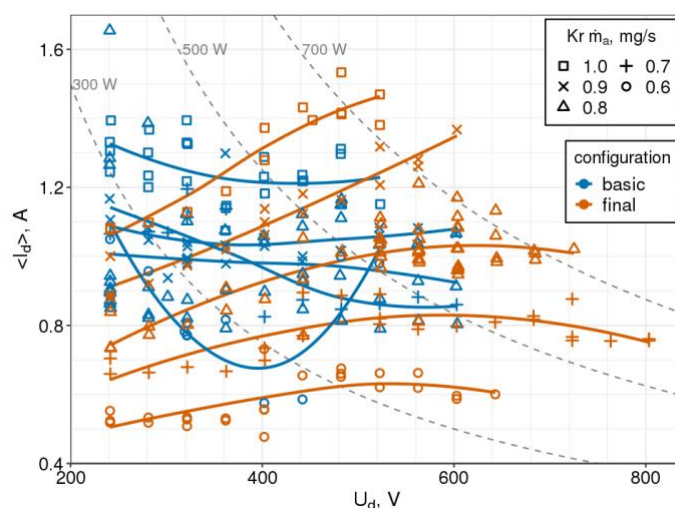
Rys. 8. Gęstość prądu jonowego w funkcji kąta: zielony- pierwsza wersja kolektora kolimującego; niebieski – wersja druga, pomarańczowy – sonda płaska z pierścieniem ochronnym. Na górze podano warunki pracy silnika.

Z punktu widzenia wydajności silnika jedną z najbardziej interesujących charakterystyk jest siła ciągu T . Na wykresach $T(U_d)$ widać zdecydowaną zmianę trybu pracy silnika w pobliżu napięcia $U_d = 440 \text{ V}$, przy którym następuje zauważalne zwiększenie prądu wyładowania i siły ciągu. Efekt ten jest wyraźnie widoczny na Rysunku 11.a. Proste na Rysunku 11.b wskazują, że dane pomiarowe dobrze pasują do teoretycznej zależności $T \sim \sqrt{U_d}$. Na tym wykresie również wyraźnie zaznacza się punkt przełączenia charakteru pracy silnika (proste dopasowane do różnych obszarów mają różne nachylenie). Należy zauważyć, że efekt ten występuje jedynie dla pewnych wartości pola magnetycznego (prądu cewek). Natura tego przejścia wymaga dalszych badań.



Rys. 9. Napięcie wyładowania oraz temperatura cewki wewnętrznej i zewnętrznej w funkcji czasu (w godzinach) podczas jednego dnia pomiarowego. Dla każdej zmiany napięcia (przebieg zielony) podano moc wyładowania, oraz prądy cewek (w amperach). Podczas pomiarów wydatek masowy z anody i katody jak również prąd keepera katody były stałe, natomiast prądy cewek dobierano tak, aby uzyskać największą wydajność silnika.

Wydajność silnika jest również charakteryzowana stosunkiem generowanego ciągu do mocy potrzebnej na jego wytworzenie (thrust-to-power ratio - T/P_d). Zależność T/P_d w funkcji impulsu właściwego I_{sp} parametryzowaną wydatkiem masowym kryptonu przedstawiono na Rysunku 12. Na rysunku tym zaznaczono także hiperbole sprawności anodowej η_a . (Rzeczywiście, na wykresie T/P_d w funkcji I_{sp} krzywe stałej sprawności anodowej są hiperbolami, co łatwo widać podstawiając definicję $\eta_a = P_b/P_d = T^2/(2\dot{m}_a P_d)$, do zależności $T/P_d = (2\dot{m}_a/T)\eta_a = 2g_0\eta_a/I_{sp}$ – tutaj P_b oznacza moc odzyskiwaną w generowanej strudze plazmy.) Dla dopełnienia obrazu na tym samym rysunku zaznaczono linie stałej energii właściwej $P_d/\dot{m}_a$ określonej przez stosunek mocy wyładowania i anodowy wydatek masowy: $T/P_d = g_0(\dot{m}_a/P_d)(T/(g_0\dot{m}_a) = g_0(P_d/\dot{m}_a)^{-1}I_{sp}$.



Rys. 10. Średni prąd wyładowania w funkcji napięcia parametryzowany wydatkiem masowym kryptonu dla konfiguracji podstawowej silnika (pomarańczowy) i wynikowej (niebieski).

Po pierwsze łatwo widać, że konfiguracja wynikowa (zoptymalizowana wersja ‘kick-off’) bezproblemowo zapewnia produkcję I_{sp} zdecydowanie większego niż 1800 s, z maksimum przekraczającym 2100 s. Z drugiej strony, mimo poprawy w stosunku do wersji podstawowej, maksymalna sprawność anodowa dochodzi do 30% dopiero przy mocy ok. 700 W, czyli na granicy dopuszczalnej ze względów konstrukcyjnych. Tak więc dla dalszego zwiększenia I_{sp} konieczne jest w wersji docelowej dalsze zwiększenie wydajności silnika - poprawa T/P_d oraz η_a .

5.1.1.5 Pomiary prądu jonowego

Sprawność anodowa silnika jest wypadkową kilku składników takich jak wydajność jonizacji, utylizacja masy, utylizacja napięcia i rozbieżność wiązki, i w rezultacie określona jest przez iloczyn wydajności poszczególnych czynników. Bezpośredniemu pomiarowi poddaje się między innymi funkcja rozkładu kąтового prądu jonowego w generowanej strudze plazmy. Rozkład ten mierzono za pomocą opisanych wyżej sond jonowych typu Faraday’a – poniżej zostaną omówione rezultaty pomiarów kolektorem Faraday’a dla konfiguracji ostatecznej wersji „kick-off” silnika. Na Rysunku 13 zostały przedstawione w skali logarytmicznej i liniowej trzy rozkłady kątowe gęstości prądu jonowego zmierzone dla różnych napięć U_d .

Mimo pozornie łatwej oceny rozbieżności wiązki na podstawie np. parametru HWHM rozkładu, pojęcie ilościowe o całkowitym prądzie jonowym I_i i rozbieżności wiązki η_{div} dają dopiero charakterystyki całkowite:

$$I_i = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} j_i |\sin \theta| d\theta \quad (1)$$

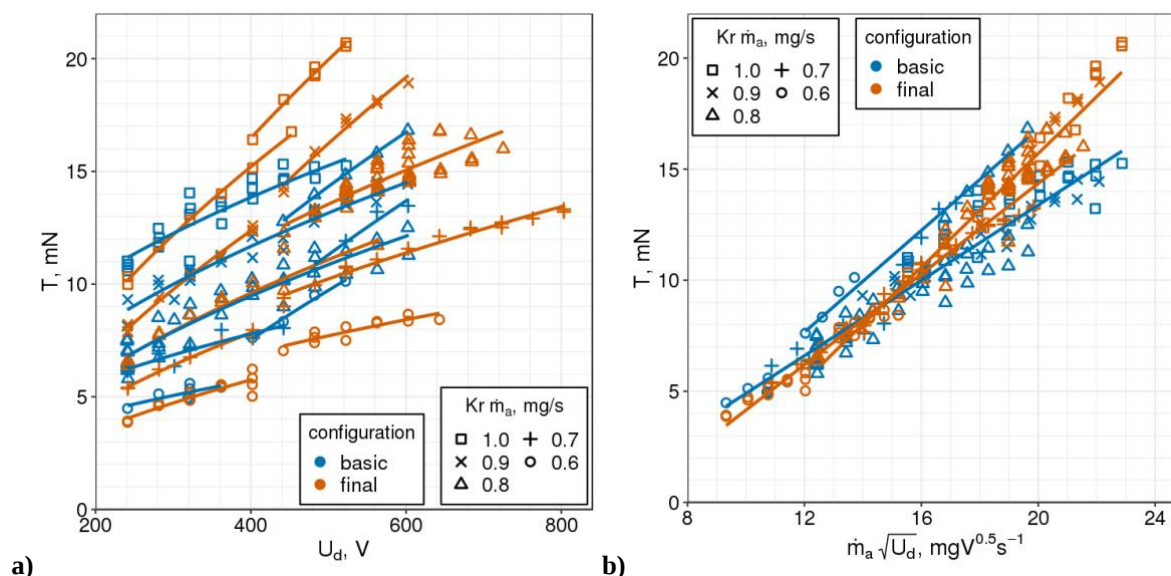
$$\eta_{div} = \langle \cos \theta \rangle^2 = \left(\frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta j_i |\sin \theta| d\theta}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} j_i |\sin \theta| d\theta} \right)^2 \quad (2)$$

gdzie j_i oznacza gęstość prądu jonowego w mA/sr, natomiast θ jest kątem pomiędzy osią silnika a osią kolektora Faraday’a. Punkt obrotu ramienia skanującego strugę plazmy umieszczono w płaszczyźnie wyjściowej silnika, natomiast promień półokręgu, po którym prowadzono skanowanie wynosił $R_s = 43.8$ cm. Zarówno I_i jak i η_{div} w funkcji napięcia zostały pokazane na Rysunku 14. Stosunkowo duży rozrzut punktów na wykresach odpowiada przyjętej metodologii pomiarów, według której dla każdego napięcia poszukiwano optymalnego pola magnetycznego pod kątem wydajności silnika. Nie mniej wyraźnie widać, że rozbieżność wiązki jest malejącą funkcją napięcia U_d (sprawność ogniskowania rośnie).

Na podstawie całkowitego prądu jonów można określić utylizację prądu wyładowania zdefiniowaną przez stosunek I_i/I_d , którego zmiany w funkcji U_d pokazano na Rys. 15.a.

W całym zakresie pomiarowym wartość ta pozostaje w przedziale granicach 0.5-0.65 bez wyraźnie zaznaczonego trendu, i jest wyraźnie niższa niż 0.8 która była podawana dla silnika

SPT-100⁸ pracującego z ksenonem i wartość 0.9 dla silnika NASA-173Mv1 zasilanego kryptonem⁹.



Rys. 11. Siła ciągu w funkcji a) napięcia wyładowania; b) iloczynu wydatku masowego i pierwiastka z napięcia wyładowania. Dla każdego z reżimów pracy zostały dopasowane niezależne funkcje liniowe i pierwiastek kwadratowy.

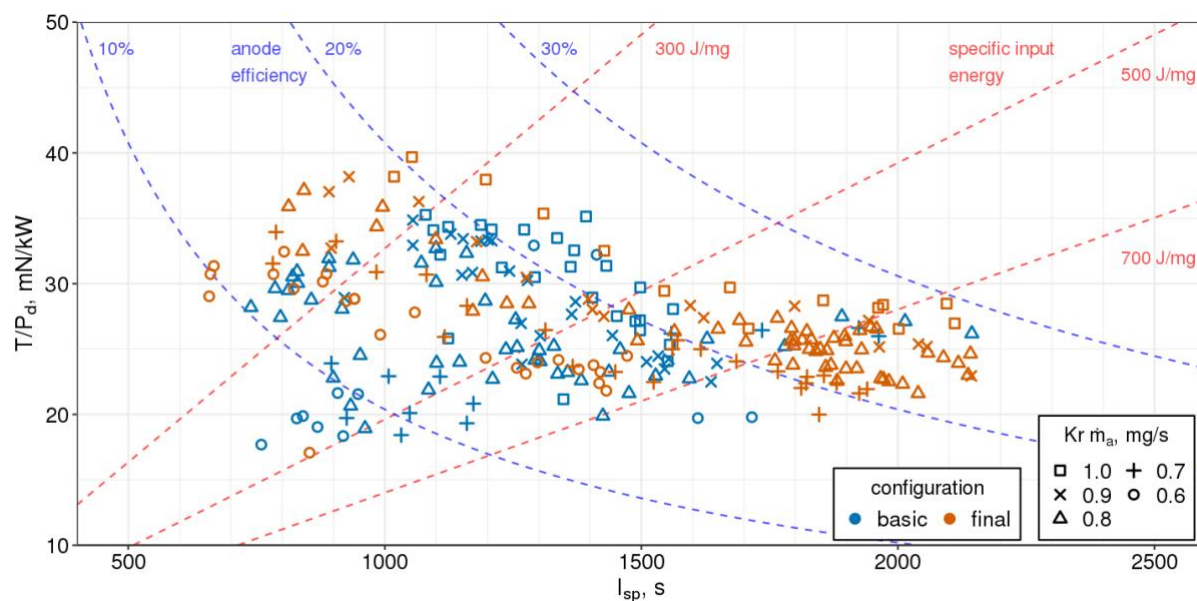
Przy założeniu jednokrotnej jonizacji stosunek I_i/I_m (gdzie $I_m = e\dot{m}_a/M$), pozwala oszacować użycie masy doprowadzanej do silnika. Zależność tego stosunku od napięcia pokazano na Rys. 15.b. Dokładniejsze oszacowania wymagają uwzględnienia jonów wielokrotnych, których liczba powinna wzrastać wraz ze wzrostem napięcia. Dla napięcia 240 V stosunek ten przyjmuje wartość z przedziału 0.4-0.5 (porównywalną z silnikiem SPT-50⁸ pracującym przy $U_d = 250$ V), podczas gdy ze wzrostem napięcia rośnie do 0,6. Wydaje się, jednak, że ze względu na przewidywaną obecność jonów wieloładunkowych użycie masy przy wysokich napięciach musi być mniejsze. Warto zauważyć, że dla dużych silników pracujących z kryptonem⁹ użycie masy może dochodzić do 0.85.

Kolektor Faraday’a gdy znajduje się na osi silnika jest oddalony od jego ujścia o $R_s = 43.8$ cm. Można go więc wykorzystać do bezpośredniego pomiaru prędkości osiowej jonów na podstawie pomiaru czasu przelotu, a dokładniej opóźnienia oscylacji prądu wyładowania i prądu rejestrowanego przez kolektor. Obliczenia korelacje między odpowiednimi sygnałami (unormowanymi do zerowej średniej i jednostkowej wariancji) w funkcji wzajemnego opóźnienia τ_{lag} pozwoliły wyznaczyć czas przelotu najbardziej znaczącej grupy jonów między silnikiem a kolektorem. W konsekwencji przyjęto, że średnia prędkość jonów może być

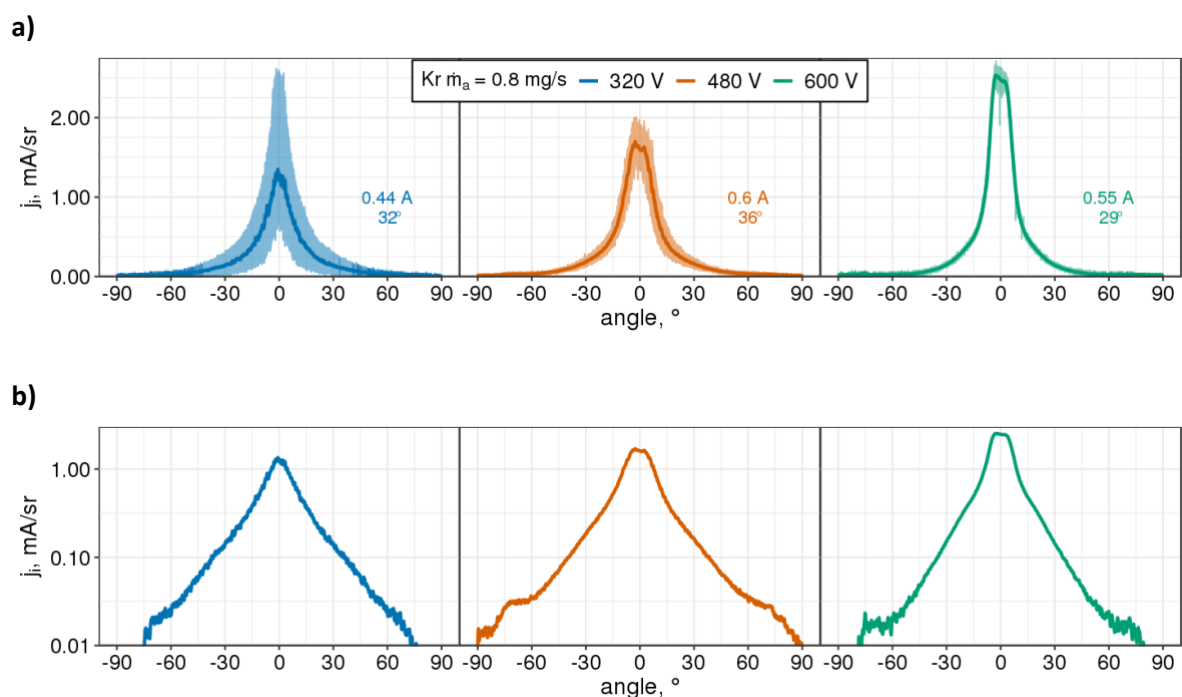
⁸ Kim, V. P., Zakharchenko, V. S., Merkur’ev, D. V., Smirnov, P. G., and Shilov, E. A., “Influence of Xenon and Krypton Flow Rates through the Acceleration Channel of Morozov’s Stationary Plasma Thruster on the Thruster Efficiency,” *Plasma Physics Reports*, Vol. 45, No. 1, 2019, pp. 11-20. doi: 10.1134/S1063780X19010082

⁹ Linnell J. A., and Gallimore, A. D., “Efficiency Analysis of a Hall Thruster Operating with Krypton and Xenon,” *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 22, No. 6, 2006, pp. 1402-1412. doi: 10.2514/1.19613.

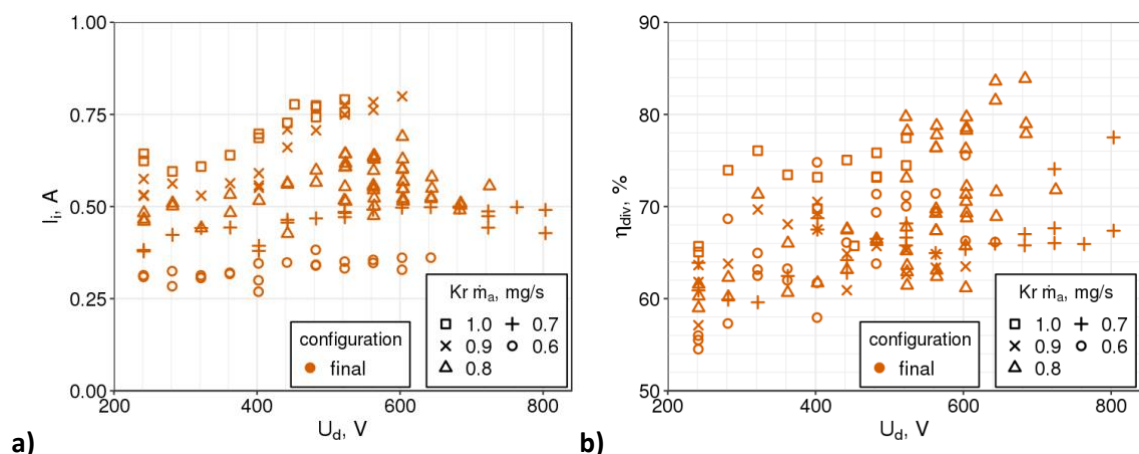
oszacowana przez wartość R_s/τ_{lag} . Procedurę zilustrowano na Rysunku 16. Pomiary wykonano jedynie dla wynikowej wersji silnika „kick-off” i dla trzech wydatków masowych.



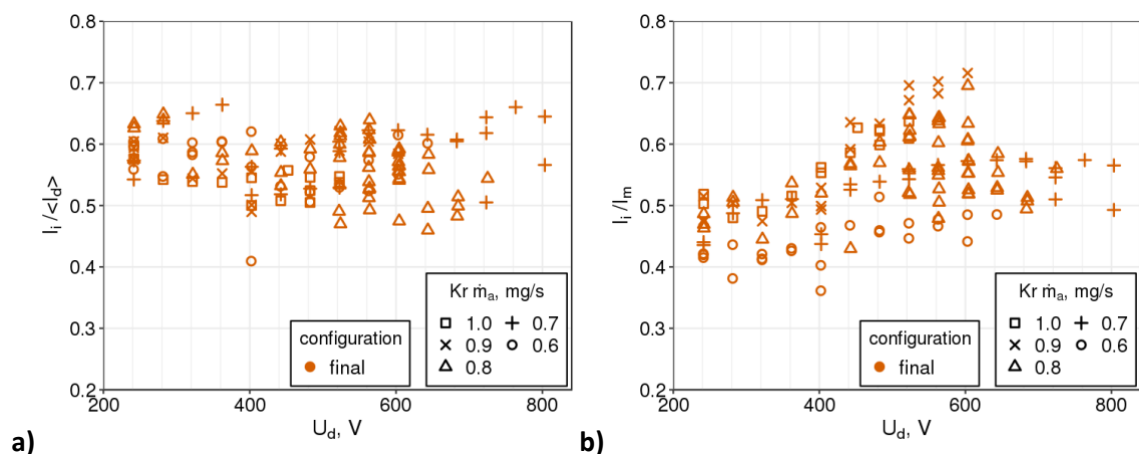
Rys. 12. Stosunek siły ciągu do mocy wyladowania w funkcji impulsu właściwego. Dla ilustracji zaznaczono także hiperbole stałej sprawności anodowej oraz linie stałej wejściowej energii właściwej.



Rys. 13. Rozkłady kątowe gęstości prądu jonowego wersji wynikowej silnika: a) w skali liniowej, b) w skali logarytmicznej. Na tle sygnałów surowych linia ciągłą wykreślono sygnały wygładzone metodą Savitzky-Golay przy długości filtru odpowiadającej 1.8° . W legendzie wykresów pokazano wartość całkowitego prądu jonowego oraz obliczoną rozbieżność wiązki.

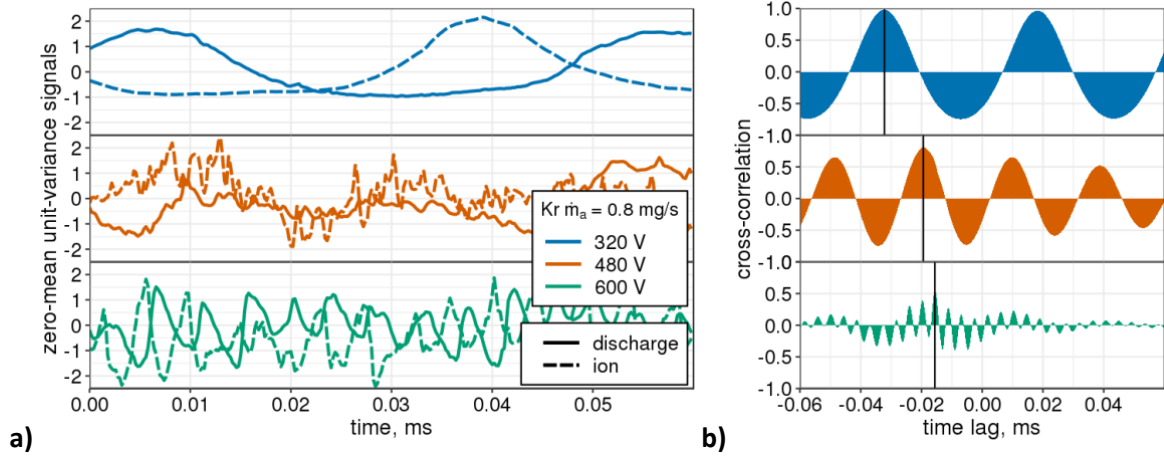


Rys. 14. a) Całkowity prąd jonowy i b) sprawność ogniskowania wiązki w funkcji napięcia wyladowania.

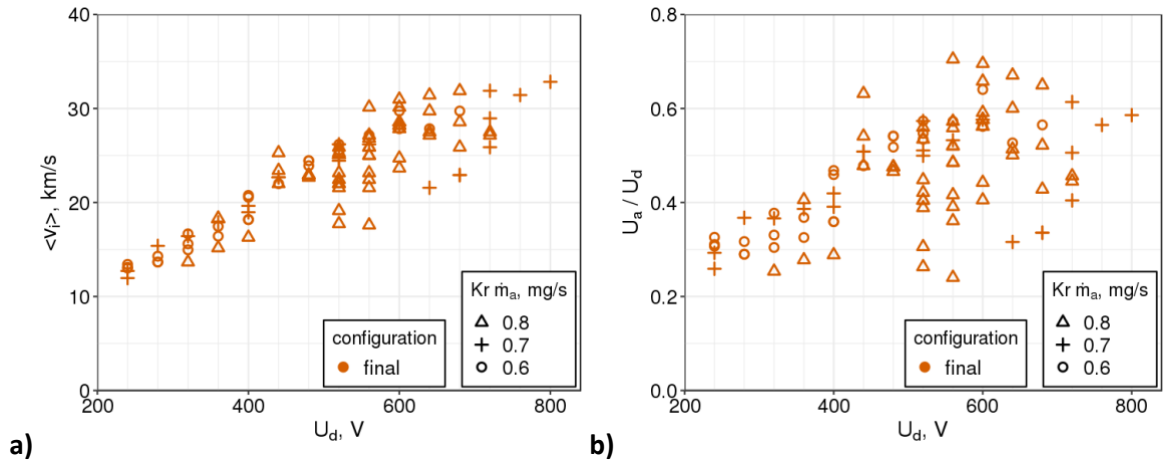


Rys. 15. a) Stosunek prądu jonowego do średniego prądu wyladowania oraz b) stosunek prądu jonowego do prądu masowego przy założeniu 1-krotnej jonizacji w funkcji napięcia wyladowania.

Zależność oszacowanych w ten sposób średnich prędkości jonów $\langle v_i \rangle$ w funkcji napięcia przedstawiono na Rys. 17.a. Są one zdecydowanie większe niż prędkości efektywne obliczone na podstawie impulsu właściwego (np. 33 km/s wobec 19 km/s uzyskane dla $U_d = 800$ V i $\dot{m} = 0.8$ mg/s). Nie mniej wartość napięcia U_a niezbędna do przyspieszenia jonów jednoładunkowych do tych średnich prędkości obliczonych z pomiaru czasu przelotu wskazuje, że utylizacja napięcia U_a/U_d jest na poziomie 0.6, co pokazano na Rysunku 17.b. Dla porównania utylizacja napięcia w dużym silniku NASA-173Mv1 zasilanym kryptonem⁹ może osiągać wartość 0.8.



Rys. 16. a) Zależność czasowa prądu wyładowania i prądu kolektora oraz b) korelacje wzajemne odpowiednich sygnałów. Linie pionowe wskazują maksima kros-korelacji i pozwalają odczytać czas przelotu.



Rys. 17. a) Średnia wartość prędkości jonów oszacowana metodą czasu przelotu; b) przybliżona wartość użycia napięcia w funkcji napięcia wyładowania.

5.1.1.6 Oscylacje prądu wyładowania i prądu jonowego.

Badania dynamiki wyładowania w silnikach Halla wskazują, że nawet relatywnie małe zmiany we wzajemnych relacjach pomiędzy wydatkiem masowym, napięciem wyładowania i wartością indukcji magnetycznej mogą powodować gwałtowną zmianę charakteru oscylacji prądu wyładowania. Tę zmianę czasami interpretuje się jako przejście pomiędzy globalnym (objętościowym, także *breathing type*) a lokalnym charakterem oscylacji plazmy^{10,11} w silniku. Zmiana taka bywa opisywana jako katastrofa¹² prowadząca do gwałtownego wzrostu średniego prądu wyładowania i/lub amplitudy jego oscylacji połączonego z degradacją wydajności

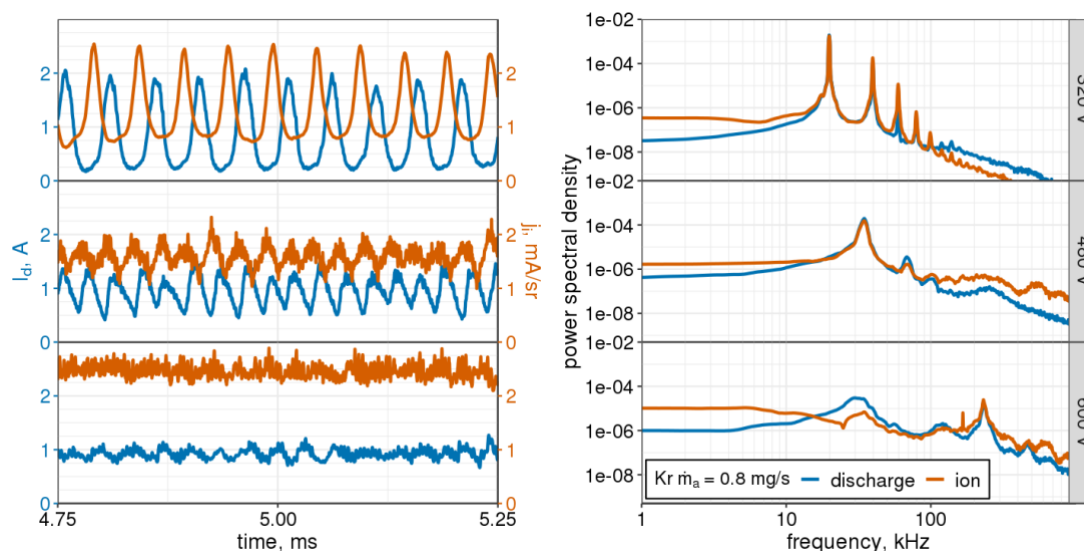
¹⁰ Hara, K., Boyd, I. D., Sekerak, M. J., and Gallimore, A. D., “Breathing mode in Hall effect thrusters,” *34th International Electric Propulsion Conference, IEPC-2015-283*, 2015.

¹¹ M. J., “Plasma Oscillations and Operational Modes in Hall Effect Thrusters,” Ph.D. Dissertation, Univ. of Michigan, 2014.

¹² Ding, Y., Su, H., Li, P., Wei, L., Li, H., Peng, W., Xu, Y., Sun, H., and Yu, D., “Study of the catastrophic discharge phenomenon in a Hall thruster,” *Physics Letters A*, Vol. 381, No. 40, 2017, pp. 3482-3486. doi: 10.1016/j.physleta.2017.09.002

silnika. W silniku HIKHET tego typu przełączenia pojawiały się także bez żadnej widocznej przyczyny podczas zbliżania się do stanu równowagi termicznej. Można podejrzewać, że małe zmiany charakteru (nachylenia) krzywej magnetyzacji spowodowane wzrostem temperatury, a więc co za tym idzie zmiany topografii indukcji magnetycznej $\mathbf{B}$, mogą być odpowiedzialne za obserwowane zmiany charakteru oscylacji prądu wyładowania.

Do badania charakteru oscylacji plazmy w silniku i ich stabilności przy zmianie warunków pracy wykorzystano zarówno sygnały prądu jonowego jak i całkowitego prądu wyładowania. Mimo, że do badania charakterystyk spektralnych niestacjonarnych sygnałów nieliniowych powinno się wykorzystywać metody dedykowane, takie jak np. EMD (*Empirical Mode Decomposition*), która w połączeniu z transformacją Huanga-Hilberta pozwala obliczyć marginalne widma mocy^{13,14}, to także tradycyjne metody fourierowskie stosowane ostrożnie mogą dostarczyć cennych informacji. Do takiej uproszczonej analizy spektralnej wykorzystano te same sygnały prądu jonowego i wyładowania jakie posłużyły do analizy korelacyjnej. Szeregi czasowe o długości 20 ms były próbkowane z częstotliwością 5 MHz (częstość Nyquista 2.5 MHz). Można łatwo wyróżnić trzy charakterystyczne typy sygnałów: a) quasi-periodyczne z wiodącą częstotliwością z zakresu 20-30 kHz i szybko zanikającymi harmonikami, b) szerokopasmowe sygnały fluktuujące wokół częstości 30-40 kHz oraz c) sygnały szerokopasmowe, w których jednak zdecydowanie pojawia się dodatkowy pik o częstości charakterystycznej 5-10 razy większej niż w przypadkach a) i b). Typowe widma mocy tych sygnałów (PSD) pokazano na Rys. 18.



Rys. 18. Sygnały prądu jonowego i prądu wyładowania przedstawione w reprezentacji czasowej i częstości dla trzech napięć wyładowania. Do oszacowania PSD zastosowano adaptacyjną metodę wielopunktową (*adaptive sine multitaper method*).

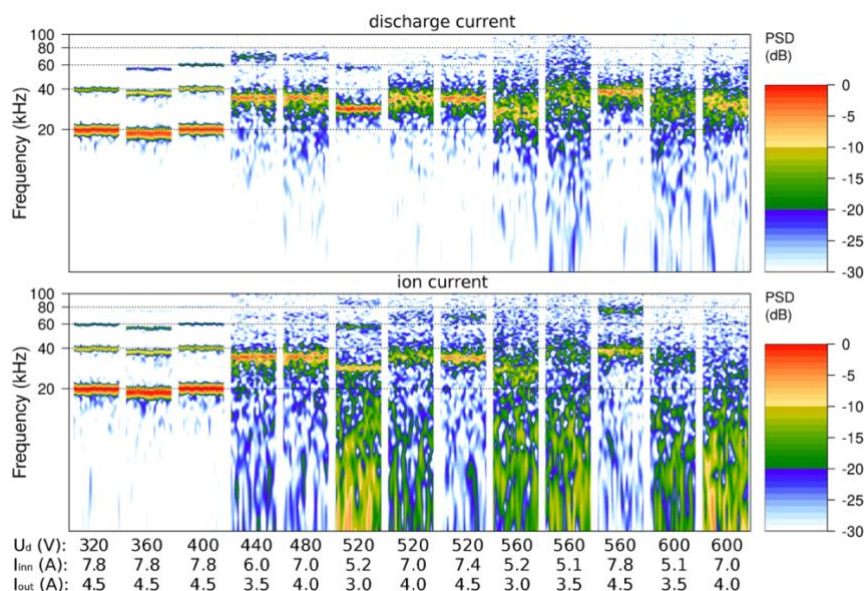
¹³ Huang, N. E., and Wu, Z., "A review on Hilbert-Huang transform: Method and its applications to geophysical studies," *Reviews of Geophysics*, Vol. 46, No. 2, 2008. doi: 10.1029/2007RG000228

¹⁴ Kurzyna, J., Mazouffre, S., Lazurenko, A., Albarede, L., Bonhomme, G., Makowski, K., Dudeck, M., and Peradzyński, Z., „Spectral analysis of Hall-effect thruster plasma oscillations based on the empirical mode decomposition,” *Physics of Plasmas*, Vol. 12, No. 123506, 2005. doi: 10.1063/1.2145020

Ten dodatkowy pik w okolicach 250 kHz widoczny przy $U_d = 600$ V zarówno dla prądu wyładowania jak i prądu jonowego prawdopodobnie reprezentuje oscylacje typu *transit-time*, przez które rozumie się oscylacje jonowe o częstościach charakterystycznych zbliżonych do odwrotności czasu przelotu jonów przez kanał silnika. Oscylacje tego typu były w sposób jednoznaczny zidentyfikowane na podstawie marginalnych widm mocy sygnałów obliczonych¹⁵ z wykorzystaniem EMD. W naszym przypadku udział tego pik w widmach PSD obu sygnałów prądowych jest porównywalny (sygnały unormowano do zerowej wartości średniej i jednostkowej wariancji), jednak dla niskich napięć wyładowania zanika.

Krótkoczasową stabilność widm PSD dla obu sygnałów zilustrowano z wykorzystaniem metody STFT (*Short-Time Fourier Transform*), która jest jedną z prostszych metod do badania sygnałów niestacjonarnych. Powstałe spektrogramy dla wydatku masowego 0.8 mg/s przedstawiono na Rys. 19. Każdy z nich reprezentuje 20 ms i został obliczony dla innego napięcia wyładowania i wybranych wartości prądu cewek. Sygnały złożone z 10⁵ próbek dzielono na segmenty złożone z 5000 elementów, a przy wyznaczaniu PSD każdego segmentu stosowano okno Blackmana. W ten sposób częstości próbkowania 5 MHz odpowiada w każdym spektrogramie zdolność rozdzielcza w czasie $\Delta t = 1$ ms i w częstości $\Delta f = 1$ kHz.

W zakresie 20-40 kHz wyraźnie widać, że wiodące częstości w widmach prądu jonowego i prądu wyładowania mogą nawet znacznie fluktuować w czasie, przy czym na ogół fluktuacje te są zauważalnie większe dla wysokich napięć. Stwierdzono, że fluktuacje te mogą być w pewnej mierze stabilizowane przez dobór prądu cewek, chociaż nie zawsze z korzyścią dla wydajności silnika. Fluktuacje w spektrogramach prądu jonowego widoczne od strony niskich częstości (poniżej 10 kHz) wydają się pojawiać w sposób przypadkowy (widma są rozmyte) i tylko dla wysokich napięć. Tego typu zachowanie jest znacznie trudniej stwierdzić w sygnale prądu wyładowania.

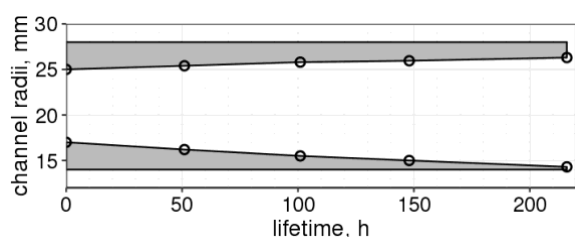


Rys. 19. Spektrogramy prądu wyładowania i prądu jonowego w funkcji napięcia wyładowania dla wydatku masowego 0.8 mg/s. Każdy spektrogram reprezentuje 20 ms.

¹⁵ Vaudolon, J., and Mazouffre, S., "Investigation of the ion transit time instability in a Hall thruster combining time-resolved LIF spectroscopy and analytical calculations," *34th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2015-400, 2015.

5.1.1.7 Erozja ścian izolatora

Jednym z problemów klasycznych silników Halla (w przeciwieństwie do układów z ekranowaniem magnetycznym) jest znacząca erozja ścian kanału wyładowania. Szybkość



a)



b)

Rys. 20. Erozja ścian izolatora standardowego:

a) Historia zmian w płaszczyźnie ujścia kanału;

b) porównanie nowego i zużytego izolatora.

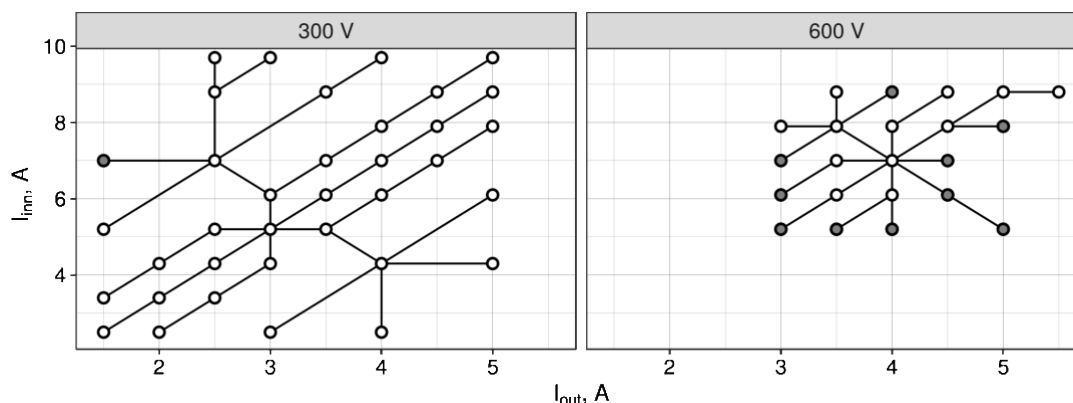
erozji ścian zdecydowanie rośnie wraz z redukcją gabarytów silnika (pogorszenie stosunku objętości plazmy do powierzchni ścian kanału). I tak dla silnika SPT-40 zasilanego kryptonem przy $\dot{m} \in (0.86, 1.05)$ mg/s i U_d do 310 V erozja 2 mm ściany wewnętrznej nastąpiła po 150 godzinach pracy¹⁶. Na Rysunku 20 pokazano efekt erozji ścian silnika HIKHET po 214 godzinach pracy, po których 3 mm ściana wewnętrzna została całkowicie zniszczona. Należy jednak zauważyć, że podczas kampanii pomiarowych silnik pracował głównie w zakresie wysokich napięć, przy zmiennej topografii pola **B** i w szerokim zakresie wydatków masowych. W ten sposób warunki pracy były na ogół dalekie od optymalnych, tak że jony o wysokich energiach mogły intensywnie atakować ściany. Wydaje się jednak, że mała utylizacja masy i napięcia w całym zakresie pomiarowym wskazują, że

główną przyczyną dużej erozji jest stosunkowo duża rozciągłość strefy jonizacji akceleracji, którą zaznaczono na Rysunku 5. Głębokość zerodowanego obszaru odpowiada granicy tej strefy. Ta zgodność wskazuje, że część jonów tworzących się głęboko w kanale i przyspieszanych wysokim potencjałem może z dużym prawdopodobieństwem zderzyć się ze ścianą przed osiągnięciem ujścia kanału. Napięcie przyspieszające takie jony jest tracone z punktu widzenia generacji ciągu, natomiast przyczynia się do dużej erozji ścian (poprzez dużą energię zderzających się ze ścianą jonów). Rekombinujące na ścianach jony mogą opuścić kanał przyczyniając się do zmniejszonej utylizacji masy. Mogą też ulec ponownej jonizacji, ale już w obszarze niższego potencjału poprawiając w pewnej mierze zarówno utylizację napięcia jak i masy. Z rozważań tych wynika, że w wersji docelowej silnika HIKHET należy wprowadzić nową topografię pola magnetycznego pozwalającą przesunąć strefę jonizacji w kierunku ujścia kanału silnika.

¹⁶ Saevets, P. A., Kim., V. P., Grdlichko, D. P., and Smirnov, P. G., "Investigation of a Low-power Thruster on Krypton Propellant," *Procedia Engineering*, Vol. 185, 2017, pp. 85-90. doi: 10.1016/j.proeng.2017.03.296

5.1.1.8 Badanie wpływu pola magnetycznego na wydajność silnika

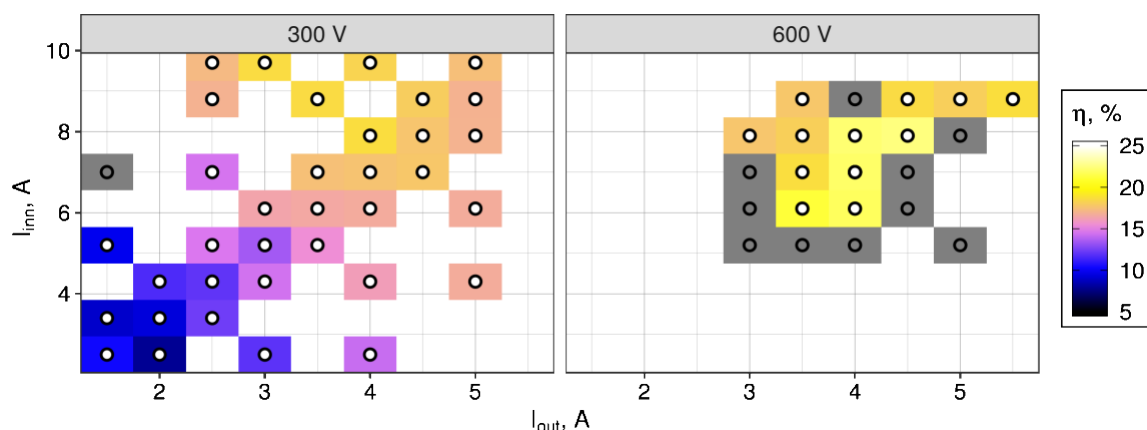
W uzupełnieniu kampanii pomiarowej przeprowadzono dodatkowy eksperyment mający na celu dokładniejszą ocenę wpływu pola magnetycznego na osiągi silnika Halla pracującego przy niskim oraz wysokim napięciu. Dla takiej oceny zmierzono podstawowe charakterystyki silnika (średni prąd wyładowania i jego oscylacje, siłę ciągu, prąd jonowy oraz średnią energię jonów) przy napięciach 300 V i 600 V, dla wydatku masowego kryptonu $\dot{m} = 0.8 \text{ mg/s}$. W trakcie pomiarów modyfikowano zarówno siłę jak i topografię pola indukcji $\mathbf{B}$ poprzez zmianę wartości prądów płynących przez wewnętrzną oraz zewnętrzną cewkę silnika.



Rys. 21. Mapa ukazująca ścieżki, wzdłuż których wybierane były kolejne punkty pomiarowe. Każdorazowo silnik uruchamiany był dla tego samego ustawienia prądów cewek – 5.2A:3.0A dla 300 V i 7.0A:4.0A dla 600 V. Białe kropki wskazują poprawnie zmierzone punkty, natomiast szare to punkty, w których niestabilność wyładowania uniemożliwiała przeprowadzenie pomiaru.

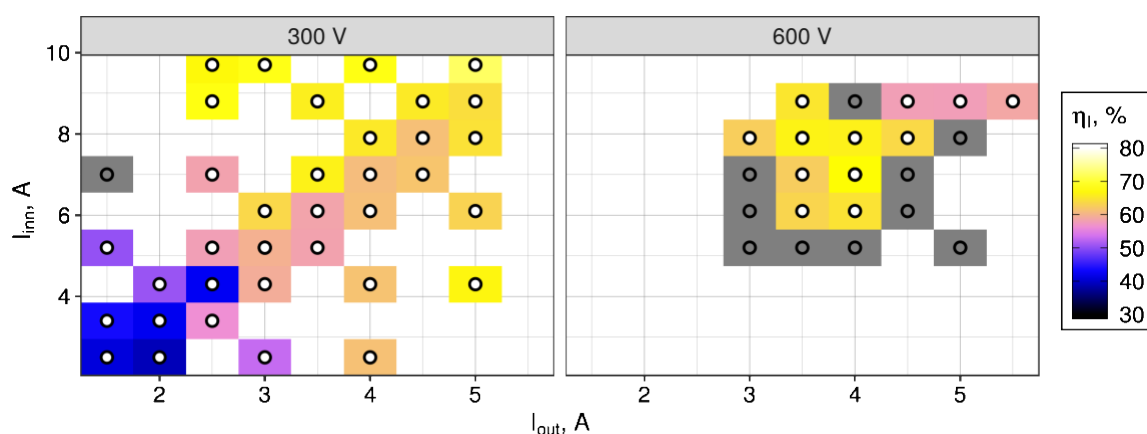
W omawianym eksperymencie, tak jak podczas całej kampanii, pomiary wykonywano dla termicznie ustabilizowanego silnika. W celu zapewnienia jak największej powtarzalności wyników start silnika zawsze rozpoczynano w takich samych warunkach początkowych (prądy cewek 5.2A:3.0A dla napięcia 300 V oraz 7.0A:4.0A dla 600 V). Po uzyskaniu stanu stabilnego termicznie wybierano nowy punkt pomiarowy poprzez zmianę wartości prądu cewek, jednak pomiary przeprowadzano dopiero po ponownym ustaleniu się temperatur w silniku (podobnie do schematu przedstawionego na Rys. 9). Procedura wyboru punktów pomiarowych została zobrazowana na Rys. 21. Należy podkreślić, że stosunek prądów cewek bliski 1.7:1.0 (np. 5.2 A:3.0 A) odpowiadał największej symetrii linii sił pola magnetycznego wewnątrz kanału (patrz Rys. 5), natomiast siła pola rosła wraz z wartościami prądów cewek. Jak pokazano na mapie z Rys. 21, nie we wszystkich warunkach silnik pracował na tyle stabilnie, by umożliwić poprawny pomiar – obserwowano np. spontaniczne gaśnięcie silnika nim osiągnął stabilność termiczną. Problem ten dotyczył przede wszystkim silnika pracującego przy wysokim napięciu.

Warto zauważyć, że konfiguracja pola magnetycznego zapewniająca największą sprawność anodową silnika jest różna dla pracy z niskim i wysokim napięciem, co ilustruje Rys. 22.

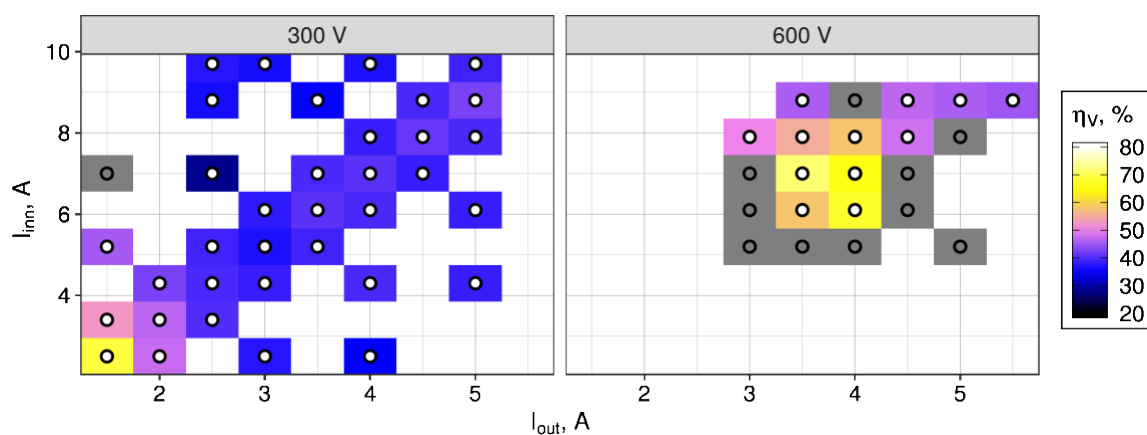


Rys. 22. Sprawność anodowa silnika w funkcji prądów cewek.

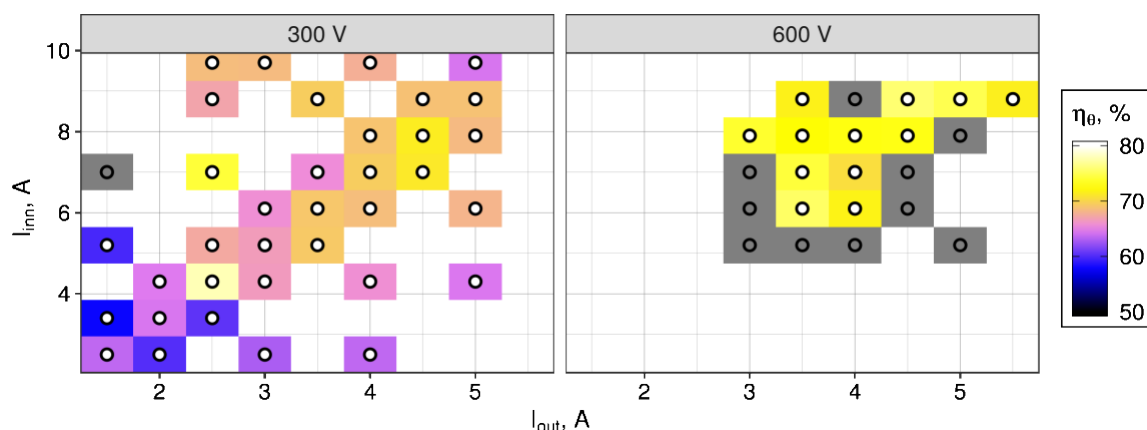
Przy napięciu 300 V optimum sprawności zaobserwowano dla stosunkowo silnego pola z dominującą cewką wewnętrzną, natomiast przy 600 V pole **B** było słabsze, lecz bardziej symetryczne.



Rys. 23. Stosunek prądu jonowego do prądu wyładowania w funkcji prądów cewek.



Rys. 24. Stosunek napięcia przyspieszającego do napięcia wyładowania w funkcji prądów cewek.



Rys. 25. Efektywność ogniskowania wiązki w funkcji prądów cewek.

Na podstawie wyników pomiarów kolektorem Faraday'a, stwierdzono, że dla napięcia 300 V sprawność silnika zależała przede wszystkim od efektywności jonizacji (ocenianej tu w sposób pośredni jako stosunek prądu jonowego do prądu wyładowania), co ilustruje Rys. 23, a dla wysokiego napięcia (600 V) również od efektywności przyspieszania (określonej przez stosunek oszacowanego napięcia przyspieszającego do napięcia wyładowania – patrz Rys. 24).

Wpływ efektywności ogniskowania wiązki jonów jest mniej oczywisty, ponieważ brak jest wyraźnej tendencji zmiany tego parametru wraz z siłą pola lub jego symetrią, co ilustruje Rys. 25.

5.1.1.9 Topografia pola B dla wersji docelowej HIKHET

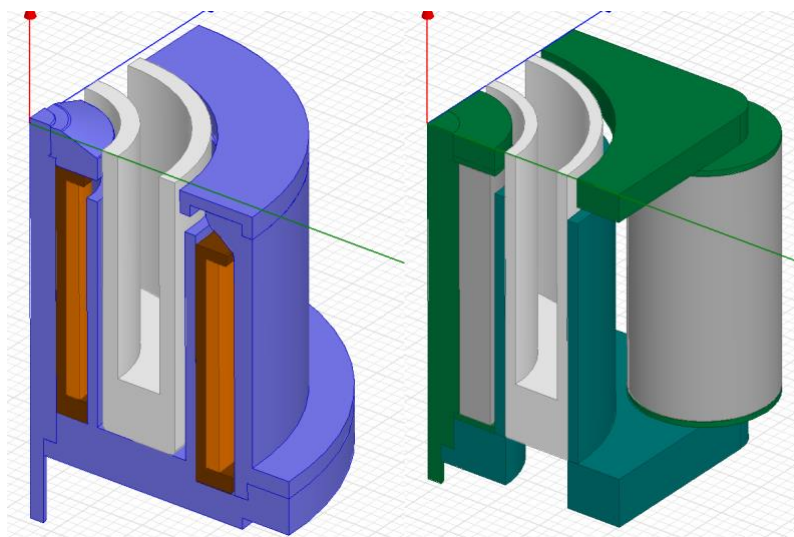
Obie kampanie pomiarowe (2018 i 2019) wykazały, że dla osiągnięcia celu projektu (I_{sp} na poziomie 2500 s) należy poprawić wydajność silnika uwarunkowaną między innymi dużymi stratami jonów na ścianach kanału. Straty te, jak wynika z dyskusji w punkcie 6.1.1.7, są prawdopodobnie związane z niedopasowaną topografią pola **B** do wymagań i gabarytów silnika. Niedopasowanie to polega między innymi na zbyt głębokim wnikanii strefy jonizacji/akceleracji w głąb kanału silnika spowodowanym zbyt małym gradientem osiowym radialnej składowej pola **B**. W ramach modelowania numerycznego rozpatrywano różne konfiguracje zmierzając w stronę topografii zapewniającej zwiększenie tego gradientu poprzez uzyskanie zerowego pola **B** na linii centralnej kanału (w obszarze pomiędzy anoda a ujściem kanału), przy zapewnieniu maksimum pola B_r^{max} możliwe blisko płaszczyzny wyjściowej. Taka topografia powinna prowadzić do przesunięcia strefy jonizacji/akceleracji w kierunku ujścia kanału. W świetle rezultatów opisanych w punkcie 6.1.1.8 jak i danych literaturowych wydaje się, że przy wysokich napięciach istotna jest także zwiększona symetria pola **B** względem centralnej linii kanału. Jak wynika z obliczeń proponowana konfiguracja docelowa powinna być bardziej symetryczna niż dotychczasowa.

Jednocześnie, w celu zagwarantowania efektywnej jonizacji, nowa konfiguracja powinna wytwarzać silne pole magnetyczne (na poziomie 200 Gs) w obszarze centralnym kanału. Cewki silnika muszą być więc dostatecznie odporne na obciążenia cieplne związane z zasilaniem prądem gwarantującym wymaganą siłę pola **B**, a także efektywnie odprowadzać (do radiatora) strumień ciepła przekazywane do nich przez ściany kanału. To ostatnie zagadnienie wiąże się z koniecznością poprawy konfiguracji pola magnetycznego nie tylko w celu ograniczenia strat jonów na ścianach dla zwiększenia osiągnięć silnika, ale także dla zmniejszenia jego obciążeń

cieplnych. Widać więc tutaj wyraźne sprzężenie problemu wydajności silnika i problemu cieplnego.

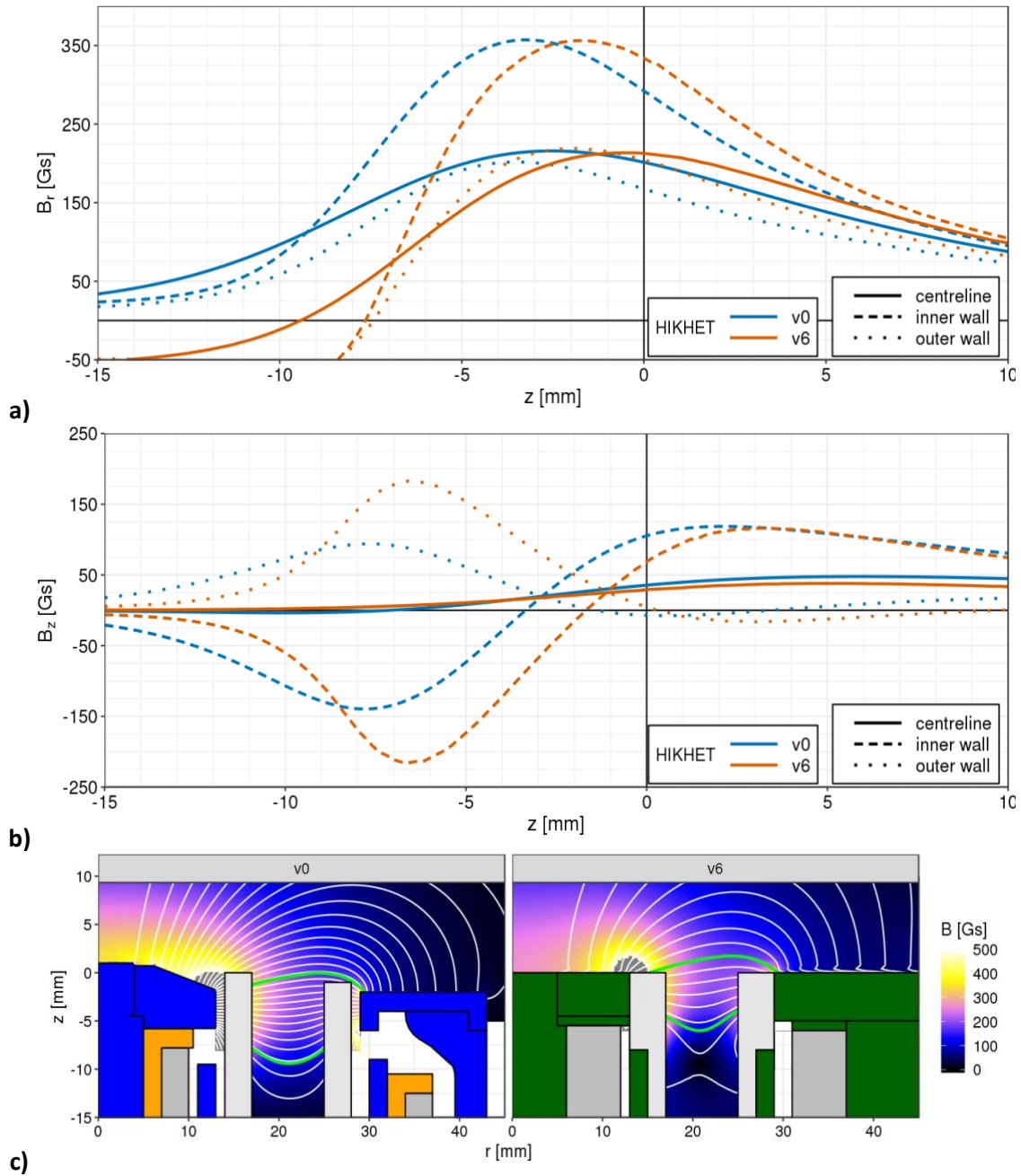
W oparciu o te wytyczne i dane literaturowe przebadano numerycznie cały szereg konfiguracji pola magnetycznego (6 zasadniczych wariantów poddawanych optymalizacji) z wykorzystaniem programów FEMM i ANSYS Maxwell. W ramach modelowania została także wstępnie przebadana konfiguracja z ekranowaniem magnetycznym. Jednak ze względu na konieczność zastosowania magnesów stałych dla zapewnienia wystarczająco silnej indukcji magnetycznej w takim silniku, jak również inne ograniczenia (np. znaną z literatury gorszą utylizację paliwa, zwłaszcza w małych silnikach), ta konfiguracja została wyłączona z propozycji dla wersji docelowej silnika HIKHET.

Dla wytworzenia konfiguracji zero B na linii centralnej kanału wyładowania zdecydowano się na układ z szeroką szczeliną magnetyczną w zworze obwodu magnetycznego – Rys. 26. Układ taki można rozpatrywać jako system złożony z dwóch odseparowanych od siebie koncentrycznych obwodów magnetycznych. W silnikach o małych gabarytach, tego typu rozwiązanie wydaje się mieć przewagę nad spotykanymi układami z dodatkowymi cewkami korekcyjnymi, na które nie ma miejsca przy zredukowanych rozmiarach.



Rys. 26. Kwadrant przekroju obwodu magnetycznego wersji „kick-off” silnika HIKHET (z lewej) i wersji docelowej (z prawej).

W konfiguracji docelowej powstałej w wyniku kolejnych iteracji zdecydowano się także na zamianę koncentrycznej cewki zewnętrznej na cztery oddzielne cewki zasilające wspólny biegun magnetyczny. Na podstawie modelowania 3D stwierdzono, że wynikające z takiego rozwiązania zaburzenia osiowej symetrii pola są całkowicie pomijalne. Jednocześnie okazało się, że objętość obwodu magnetycznego w porównaniu do wersji „kick-off” została zredukowana o 30%. W procesie optymalizacji badano nie tylko konfiguracje pola pod kątem wartości wektora indukcji i jej gradientów, ale także sprawdzano możliwe położenie strefy jonizacji/akceleracji. W porównaniu do wersji ‘kick-off’ wymodelowana wersja docelowa powinna wytwarzać 1.5 razy większy gradient pola magnetycznego, przy przesunięciu przewidywanej strefy jonizacji/akceleracji o 2 mm w kierunku ujścia kanału, co ilustruje Rys. 27.



Rys. 27. Porównanie konfiguracji pola B w wersji “kick-off” i docelowej silnika HIKHET:
a) profil składowej radialnej B_r wzdłuż linii centralnej kanału, oraz wzdłuż obu ścian,
b) profil składowej podłużnej B_z wzdłuż linii centralnej kanału, oraz wzdłuż obu ścian,
c) mapy topografii $B(z, r)$ – na zielono zaznaczone granice strefy jonizacji/akceleracji.

5.1.1.10 Modelowanie obciążeń cieplnych

Celem modelowania była ocena obciążeń cieplnych najbardziej wrażliwych elementów silnika w wersji docelowej. W szczególności badano wpływ nieciągłości materiału obwodu magnetycznego (wynikającej z wprowadzenia szczeliny magnetycznej) na wyprowadzanie nadmiaru ciepła z wnętrza silnika. Jednym z istotnych efektów rozpatrywanych podczas modelowania był wpływ konstrukcji cewek obwodu magnetycznego na efektywność odprowadzania ciepła do radiatora. W celu obliczenia rozkładów temperatury dla porównania wyników wykorzystano trzy narzędzia symulujące pole temperatur metodą elementów

skończonych: FEMM, CRATHER i ELMER. Mimo że kod ELMER pozwala na symulacje 3D, tutaj ograniczono się jedynie do symulacji w geometrii osiowo symetrycznej.

Ponieważ silnik pracuje w próżni zasadniczym procesem odpowiedzialnym za przekaz ciepła pomiędzy obszarami niespójnymi i na zewnątrz silnika jest transfer radiacyjny. Kody CRATHER i ELMER poprawnie obsługują ten transfer, natomiast kod FEMM zakłada, że modelowany obszar może być niejednorodny materiałowo, może promieniować na zewnątrz, ale musi być topologicznie jednospójny. Obejście tej trudności zostało zapewnione poprzez wprowadzenie sztucznego ośrodka wypełniającego nieciągłości. Ośrodek ten charakteryzował nieliniowy współczynnik przewodnictwa cieplnego $\lambda(T)$ odpowiadający transferowi promienistemu pomiędzy skończonymi powierzchniami geometrycznymi (z uwzględnieniem poprawek typu *view-factor*) przy założeniu odpowiednich współczynników emisyjności użytych materiałów¹⁷. Np. dla nieskończonych cylindrów współosiowych o współczynnikach emisyjności ε_1 i ε_2 oraz promieniach r_1 i r_2

$$\lambda(T) = 4 \sigma T^3 r_1 \ln(r_2/r_1) / [1/\varepsilon_1 - (1/\varepsilon_2 - 1)r_1/r_2] \quad (3)$$

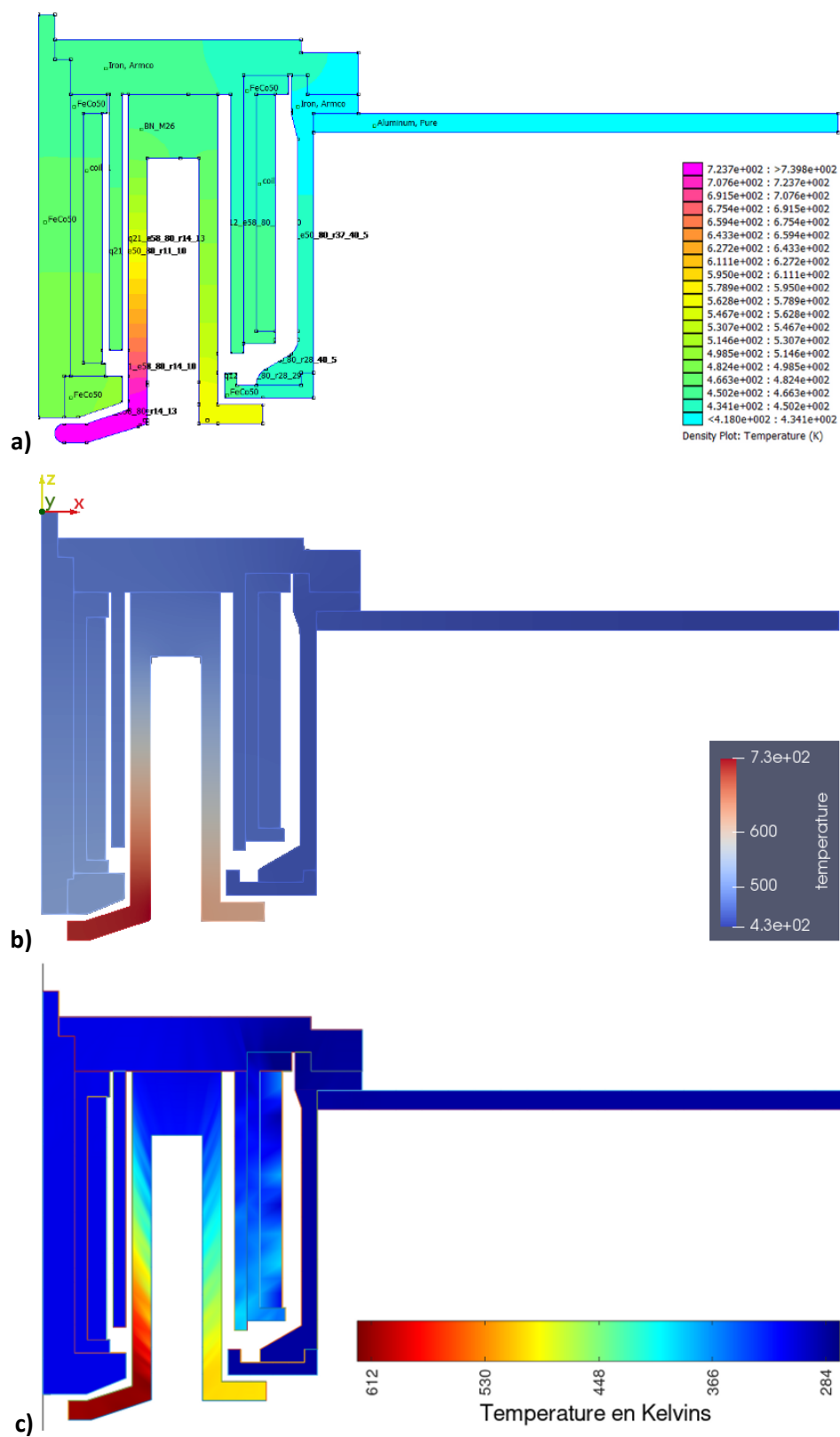
Dla cylindrów o skończonej długości formuła ta musi być skorygowana o odpowiedni *view-factor*.

Przykładowe pola temperatur w wersji „kick-off” silnika HIKHET otrzymane z symulacji za pomocą trzech kodów, przy założeniu takiej samej wydajności i geometrii źródła ciepła (plazmy) przedstawiono na Rys. 28. W tych obliczeniach strumień ciepła do ściany wewnętrznej i zewnętrznej wynosił odpowiednio $q_{inn}=125 \text{ kW/m}^2$ i $q_{out}=85 \text{ kW/m}^2$ i był deponowany na ostatnich 6 mm kanału wyładowania, tak że całkowita moc doprowadzana do ścian wynosiła 160 W. Zgodność wzajemna wyników uzyskanych za pomocą kodów FEMM i ELMER jest bardzo dobra, podczas gdy rezultaty kodu CRATHER zauważalnie się różnią od pozostałych.

Jednym z problemów napotkanych podczas modelowania było użycie niestandardowych materiałów o anizotropowych współczynnikach przewodnictwa cieplnego (np. izolatora z azotku boru) i materiałów kompozytowych – cewki. Ten ostatni problem zostanie omówiony nieco dokładniej, ponieważ skuteczne odprowadzanie ciepła wydzielanego wewnątrz cewek ma kluczowe znaczenie dla ich trwałości, a więc dla całego silnika.

Cewki stanowią szczególną strukturę złożoną z drutu nawojowego osłoniętego koszulką z włókna szklanego. Interfejs termiczny pomiędzy drutem i koszulką, a także pomiędzy sąsiednimi koszulkami jest bardzo słaby. Co więcej podczas modelowania byłoby niezwykle trudno reprezentować poszczególne zwoje jako oddzielne element, między którymi zachodzi transport przewodnościowy i radiacyjny (ze względu na niedoskonałe upakowanie i budowę koszulek można się spodziewać wielkiej liczby małych nieciągłości). W związku z tym zdecydowano się na wprowadzenie efektywnego współczynnika przewodnictwa cieplnego dla całej struktury, o różnych wartościach wzdłuż osi (kierunek z) silnika i w kierunku prostopadłym (płaszczyzna xy).

¹⁷ A. Szelecka, J. Kurzyńska and L. Bourdain (2017) Thermal stability of the krypton Hall effect thruster, *NUKLEONIKA*, **62**(1), pp. 9-15, doi: 10.1515/nuka-2017-0002

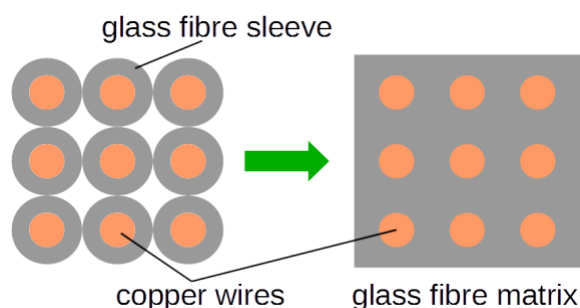


Rys. 28. Porównanie rozkładów temperatury wewnątrz wersji „kick-off” silnika HIKHET:
a) kod FEMM, b) kod ELMER, c) kod CRATHER.

W celu oszacowania przewodnictwa cieplnego w płaszczyźnie xy wykorzystano koncepcję stałej macierzy z cząstkami rozproszony¹⁸, co ilustruje Rys. 29. W przypadku uzwojeń cząsteczki reprezentują przekroje poprzeczne poszczególnych drutów, natomiast macierz jest utworzona przez koszulki izolacyjne. Dla wyznaczenia przewodnictwa cieplnego λ_c tego kompozytu wykorzystana została formuła Lewis-Nielsen'a

$$\lambda_c = (1 + \xi\eta\phi_f)/(1 - \eta\phi_f\Phi) \quad (4)$$

gdzie $\eta = (\lambda_f - \lambda_m)/(\lambda_f + \xi\lambda_m)$ i $\Phi = 1 + (1 - \phi_m)\phi_f/\phi_m^2$. Symbol λ_m oznacza przewodność cieplną macierzy, λ_f wypełnienia (w naszym przypadku przewodu), ϕ_f ułamek objętościowy wypełnienia, ϕ_m ułamek objętościowy macierzy, ξ współczynnik kształtu określony przez *aspect-ratio* wypełnienia.



Rys. 29. Rzeczywista struktura uzwojenia zastąpiona macierzą z włókna szklanego z upakowaniem przewodów w schemacie FCC.

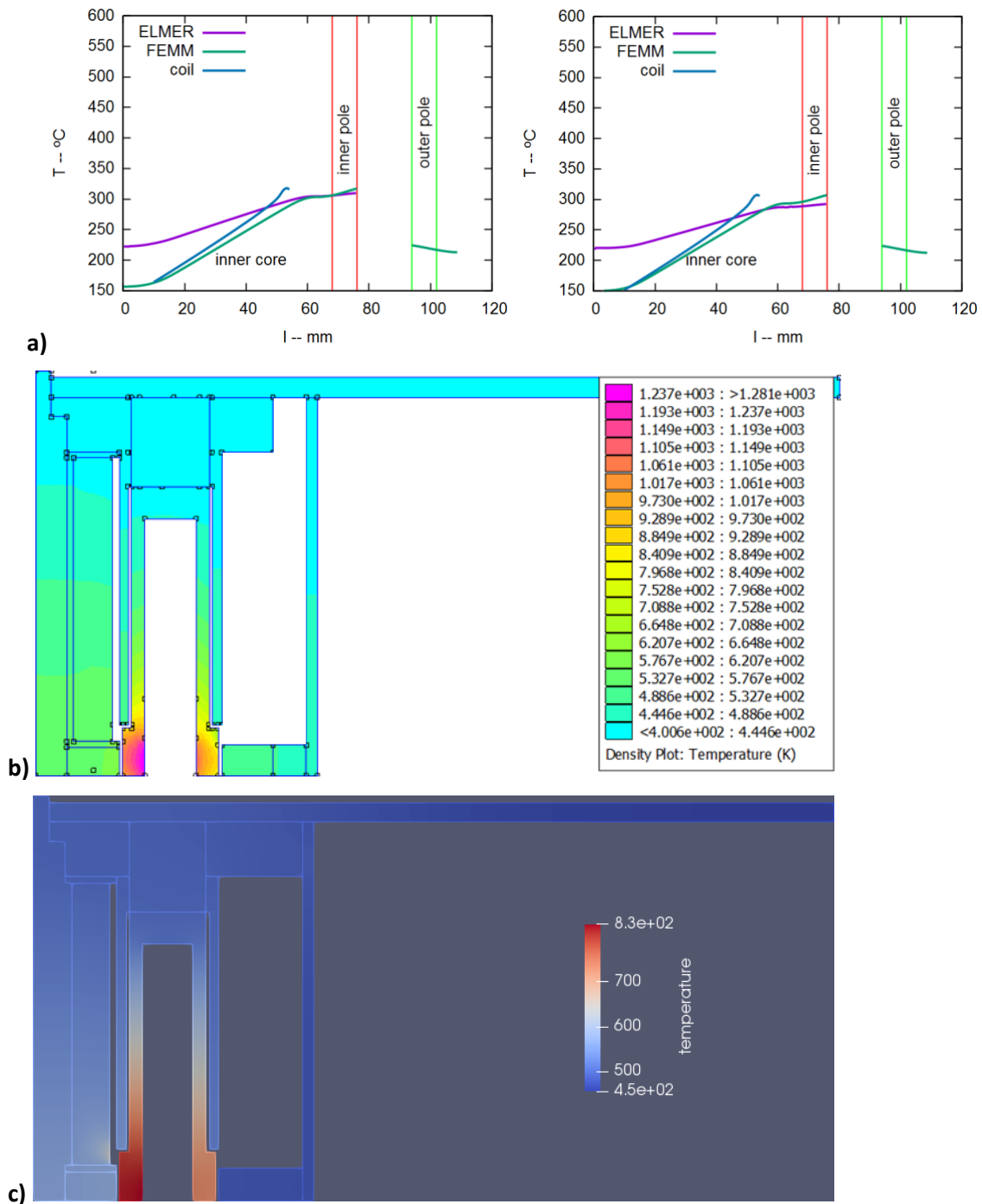
W silniku HIKHET używa się drutu nawojowego o średnicy 1 mm i koszulek z włókna szklanego o grubości ścianek 0.25 mm. Po uwzględnieniu przewodnictwa cieplnego włókna szklanego i miedzi oraz geometrii kompozytu przyjęto dla obliczeń $\lambda_c = 0.1$ W/m/K. Za podstawę oszacowania przewodnictwa cieplnego cewek wzdłuż osi silnika przyjęto transfer ciepła wzdłuż przewodu nawojowego. Zakładając liniową zależność między długością przewodów w uzwojeniu oraz długość samych cewek przyjęto $\lambda_z \cong 10$ W/m/K.

Rozkład temperatury obliczony dla docelowej wersji silnika z uwzględnieniem wniosków z przeprowadzonych symulacji przedstawiono na Rys. 30. Tak jak poprzednio i w tych obliczeniach strumień ciepła do ściany wewnętrznej i zewnętrznej wynosił odpowiednio $q_{inn}=125$ kW/m² i $q_{out}=85$ kW/m² i był deponowany na ostatnich 6 mm kanału wyładowania, tak że całkowita moc doprowadzana do ścian wynosiła 160 W.

Mimo że FEMM wyraźnie zawyża temperaturę przy ujściu kanału w stosunku do wyników kodu ELMER, to wnioski z modelowania można podsumować następująco.

1. Dla zapewnienia skutecznego chłodzenia silnika niezbędny jest radiator o dostatecznie dużej powierzchni. Radiator wykonany ze stopu aluminium o przewodnictwie ~ 180 W/m/K powinien zupełnie wystarczyć – nie ma powodu do stosowania miedzi, która jest znacznie cięższa i mechanicznie mniej wytrzymała.

¹⁸ K. Pietrak and T.S. Wiśniewski (2015) A review of models for effective thermal conductivity of composite materials, *Journal of Power Technologies*, **95** (1), pp. 14–24.



Rys. 30. Symulacje pola temperatur w wersji docelowej silnika HIKHET.
 a) Zmiany temperatury wzdłuż powierzchni cewki wewnętrznej i rdzenia wewnętrznego:
 prawy panel pokazuje różnice po zastosowaniu wewnętrznego mostka cieplnego;
 b) symulacja za pomocą kodu FEMM (z uwzględnieniem mostka cieplnego),
 c) symulacja za pomocą kodu ELMER (z uwzględnieniem mostka cieplnego).

2. Wkładka aluminiowa (wewnętrzny mostek cieplny) wypełniająca szczelinę w obwodzie magnetycznym jedynie w nieznacznym stopniu poprawia transport ciepła do radiator, ale wydaje się niezbędnym elementem konstrukcyjnym.
3. Efektywność odprowadzania ciepła z wnętrza silnika i cewki wewnętrznej może poprawić zastosowanie żelaza ARMCO zamiast stopu FeCo, jeżeli redukcja indukcji

nasycenia rdzenia jest dopuszczalna. W docelowej wersji silnika zdecydowano się na właśnie takie rozwiązanie.

4. Wydaje się, że wąskim gardłem konstrukcji jest cewka wewnętrzna. Jej uzwojenie stanowi materiał kompozytowy złożony z miedzi rozproszonej w złym przewodniku ciepła (izolatorze z włókna szklanego). Słaby współczynnik upakowania jeszcze pogarsza zdolność przewodzenia ciepła. W efekcie radialna przewodność cieplna cewki jest znacznie gorsza niż podłużna. Ten ostatni fakt ma też pozytywne znaczenie, ponieważ ciepło z wnętrza cewki jest lepiej odprowadzane do radiatora niż do rdzenia magnetycznego. Poprawę przewodzenia podłużnego można uzyskać stosując miedziane karkasy cewek, których efektywność wykazano w ramach modelowania.
5. Moc wydzielana w cewkach na skutek przepływu prądu magnesyjnego jest istotnym czynnikiem w bilansie cieplnym silnika i o ile to tylko możliwe powinna być ograniczana.
6. Szczeliny dylatacyjne między ekranami magnetycznymi i cewkami zdecydowanie redukują transfer promienisty pomiędzy nimi i są istotne z punktu widzenia ochrony cewek przed przegrzewaniem.
7. Anizotropia przewodzenia cieplnego izolatora z BN-M26 powinna być wykorzystana do lepszego wyprowadzania ciepła na radiator i ochrony cewek.

5.1.1.11 Wersja docelowa silnika HIKHET

Wersja docelowa silnika, zostanie wykonana i będzie badana w roku 2020. Konstrukcja tej wersji uwzględnia wyniki kampanii pomiarowych jak również modelowania obwodu magnetycznego oraz obciążeń cieplnych silnika. Zasadnicze cele jakie ma spełnić nowa wersja to:

- Przesunięcie strefy jonizacji/akceleracji w kierunku ujścia kanału;
- Skrócenie strefy jonizacji/akceleracji;
- Bardziej jednorodne rozprowadzanie gazu w kanale;
- Obniżenie temperatury doprowadzanego gazu;
- Obniżenie strat jonów na ścianach kanału.

Na razie szczegóły konstrukcji (przekroje, rysunki wykonawcze itp.) są zastrzeżone i dlatego nie będą przedstawione w tym raporcie.

6 Laboratorium PF-1000U

6.1 Badania eksperymentalne procesów fizycznych w urządzeniu PF-1000U, w szczególności badania emisji produktów reakcji fuzji izotopów wodoru

Osoba kontaktowa: M. Paduch, marian.paduch@ifpilm.pl

6.1.1 Najważniejsze badania naukowe i prace rozwojowe wykonane z wykorzystaniem urządzenia w 2019 roku

W obszarze eksperymentalnych badań procesów fizycznych zachodzących w gorącej plazmie komprimowanej polem magnetycznym w urządzeniu PF-1000U, w szczególności badań emisji produktów reakcji fuzji izotopów wodoru (program Międzynarodowego Centrum Gęstej Namagnetyzowanej Plazmy).

Celem badań eksperymentalnych procesów fizycznych zachodzących w gorącej plazmie deuterowej komprimowanej polem magnetycznym w urządzeniu PF-1000U, w szczególności badań emisji produktów reakcji fuzji izotopów wodoru (ICDMP), jest weryfikacja proponowanych modeli generacji neutronów i w konsekwencji optymalizacja źródeł neutronów opartych na koncepcji *plasma focus*.

Badania w 2019 roku prowadzone były w dwóch kierunkach. Pierwszy miał na celu określenie związku rozbudowanych turbulencji MHD obserwowanych w kolumnie plazmowej z emisją neutronów. Problem rozwoju nieliniowych zjawisk w plazmie, prowadzących do rozwiniętych turbulencji MHD jest uniwersalny i występują one w większości urządzeń plazmowych. Badania te związane były z grantem MAEA wspierającym współpracę między zespołami młodych naukowców w tym wypadku zespołem doktorantów i studentów Politechniki Praskiej (CVUT).

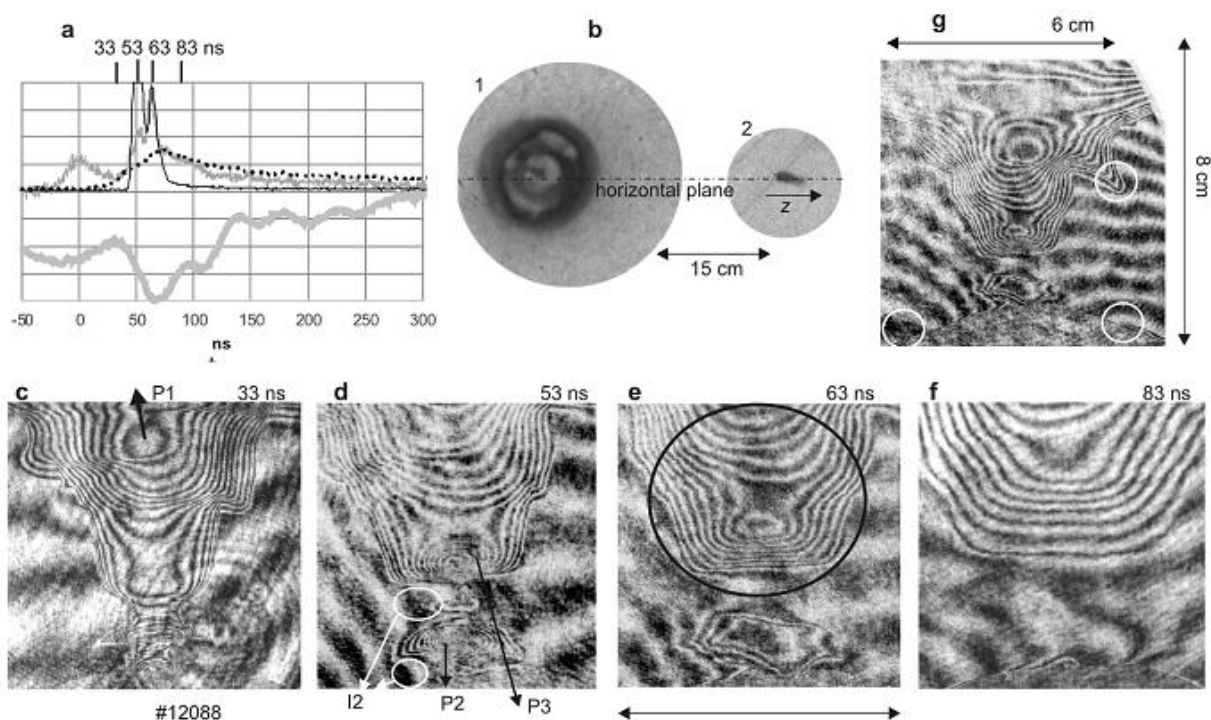
Drugi kierunek badań związany jest z permanentnym zainteresowaniem zespołu IFPiLM, mianowicie badaniem mechanizmów emisji neutronów z układów *plasma focus*. Rezultaty wielu przeprowadzonych eksperymentów, w których obiektem były neutrony generowane z PF wskazują, że podstawowym mechanizmem ich generacji jest tzw „beam – target” czyli oddziaływanie deuteronów przyspieszonych do energii 50-300 keV z tarczą plazmową.

Stąd wynika specjalne zainteresowanie mechanizmami akceleracji deuteronów oraz ich propagacją w kolumnie plazmowej a także w gazie wypełniającym komorę PF. Badanie te związane są także z grantem CRP MAEA, który ma doprowadzić do opracowania projektu intensywnego źródła neutronów opartego na koncepcji *plasma focus*.

6.1.2 Właściwości prędkich deuteronów emitowanych z wyładowania *plasma focus*

W wyładowaniu #12088, obydwie kamery jonowe typu “pinhole” wyposażone były w detektory śladowe przesłonięte filtrem aluminiowym, stąd rejestrowały deuterony o energiach > 360 keV. (Rys.1). Charakterystyczna energia deuteronów w tym wyładowaniu, obliczona na podstawie opóźnienia maksimów sygnałów z scyntylatorów ustawionych w kierunku do anody i od anody wynosiła około 300 keV. Pola magnetyczne, zależnie od ich indukcji oraz orientacji, a także energii deuteronów, wpływają na ich trajektorie. W niniejszych rozważaniach korzystano

z rozkładów pola magnetycznego wytworzonego przez prądy płynące tak wewnątrz jak i na zewnątrz kolumny plazmowej i obliczone w poprzednim artykule [1]. Wartości indukcji obliczone zostały na podstawie wcześniej przeprowadzonych pomiarów za pomocą sond magnetycznych oraz przyjmując założenie stacjonarności zjawiska, czyli kompensacji ciśnienia plazmy oraz ciśnienia pola magnetycznego w strukturach plazmowych. Należy podkreślić, że azymutalna składowa prądu skojarzona z podłużnym polem magnetycznym powoduje azymutalny obrót trajektorii deuteronów, lecz nie wpływa na radialne położenie rejestrowanego śladu.



Rys.1. Dane z wyladowania #12088 (a) przebieg pochodnej prądu (szary-pogrubiony), SXRs (szary cienki), HXR(czarny cienki) oraz neutrony fuzyjne zarejestrowane pod kątem 90 stopni (linia przerywana). (b) obraz z deuteronowej kamery typu 'pinhole' dla prędkich deuteronów rejestrowanych pod kątem 0(1) oraz 60(2) stopni; skala o wymiarze 15 cm pokazuje rzeczywisty wymiar plazmy. Kadry interferometru zarejestrowane w różnych momentach trwania zjawiska. Zaciśnięcie „pinchu” oraz powstanie pierwszego plazmoidu P1 obserwowanego przed emisją HXR oraz neutronów. (d) rozerwanie przewężenia i powstanie drugiej generacji plazmoidów P2 i P3. (e) – (g) obrazy zarejestrowane po całkowitym rozpadzie kolumny „pinchu” w wyniku zaniku plazmoidu P2 oraz zlania się plazmoidów P1 i P3. Obraz (g) jest obrazem (e) powiększonym dwukrotnie w celu pokazania obszarów (zaznaczonych białymi okręgami), które są następstwem przepływu prądu zewnętrznego i odpowiadającym kolistym obszarom śladów prędkich deuteronów.

Zarejestrowane ślady pochodziły od najbardziej wysoko energetycznych deuteronów, których trajektorie były w niewielkim stopniu odchylone przez pole magnetyczne.

Ulokowana na osi kamera „pinhole” zarejestrowała obraz z centralną plamką o średnicy 1 cm oraz dwa nieregularne pierścienie o średnicach 9 - 8 cm oraz 10 - 12 cm. Druga kamera obserwująca plazmę pod kątem 600 (w stosunku do osi układu) zarejestrowała wyłącznie wydłużoną plamkę o szerokości 1 cm i długości 5 cm. Dużą ilość śladów zarejestrowana w centrum pola obserwacji detektora potwierdziły słaby wpływ globalnego, azymutalnego pola magnetycznego na trajektorie deuteronów. Pozwoliło to stwierdzić, że centralnie rejestrowane ślady pochodzą

od prędkich deuteronów generowanych z plazmoidu. Natomiast obserwowane pierścienie śladów deuteronów związane są prawdopodobnie z akceleracją deuteronów w zewnętrznych warstwach plazmy przewodzących prąd.

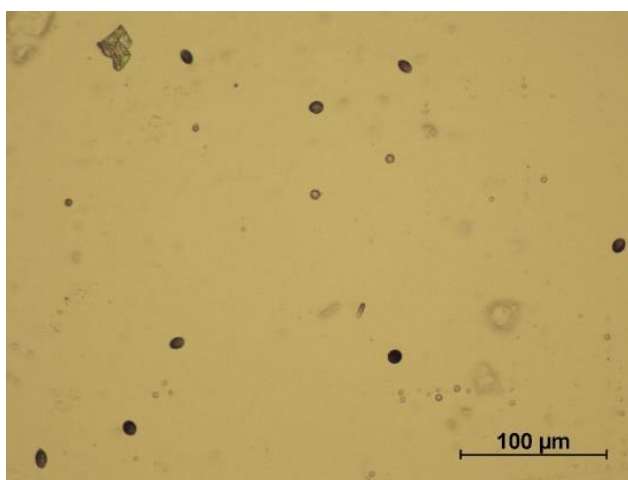
6.1.3 Badanie bezneutronowej reakcji fuzji p-B z wykorzystaniem urządzenia *plasma focus* PF-1000U

W 2019 roku w ramach badań nad koncepcją fuzji bez-neutronowej (reakcja p-B, której produktami są trzy cząstki alfa) prowadzono prace mające na celu realizację oryginalnej koncepcji wprowadzania boru do kolumny plazmowej w PF-1000U za pomocą systemu gas-puff. Wymaga to rozwiązania dwóch ważnych problemów. Pierwszy związany jest z napuszczaniem boru (jego związków występujących w formie gazowej) bezpośrednio do komory lub poprzez system gas-puff. Drugi natomiast związany jest z wiarygodną detekcją (pozwalającą rozróżnić) protonów i cząstek alfa za pomocą detektorów śladowych CR-39 a także detektorów typu PIN w warunkach silnych zakłóceń w trakcie wyładowania.

Gazowe związki boru są niezwykle toksyczne i żrące. W pierwszym etapie zakupiono gaz, fluorek boru (BF_3). Następnie przeprowadzono próby mające na celu zbadanie wpływu tego gazu na instalacje związane z napuszczaniem gazu do komory oraz systemem gas-puff. Okazało się, że oba systemy napuszczania gazu, posiadające dużo elementów plastikowych, nie są odporne na używany gaz. W związku z tym trwają poszukiwania gazu mniej toksycznego i o odpowiednim składzie korzystniejszego do naszych celów, np. diboranu (H_6B_2) który nie zawiera innych pierwiastków poza potrebnymi do przeprowadzenia fuzji bez-neutronowej. Wada tego gazu jest jego wybuchowość, dlatego też trwają dalsze analizy codo wyboru odpowiedniego związku boru.

Rozwiązanie drugiego problemu umożliwi rozróżnienie sygnałów pochodzących od poszczególnych czynników towarzyszących tej reakcji (promieniowanie rentgenowskie, protony i cząstki alfa). W dotychczasowych badaniach oddziaływania wiązki protonów ze stałą tarczą borowa wykorzystywano detektor typu PIN usytuowany pod kątem 90 stopni do osi układu PF-1000U. Następnie, aby zbliżyć się do konfiguracji docelowej (wprowadzenia boru do kolumny plazmowej) detektor został zamocowany na osi urządzenia. W 2018 roku zasymulowano efekt reakcji proton-bor poprzez domieszkowanie gazu roboczego helem. Z przeprowadzonych pomiarów dla różnych warunków gazowych (czysty i wodór domieszkowany helem) wynika, że w obu przypadkach rejestrowane są sygnały pochodzące od miękkiego promieniowania rentgenowskiego (SXR) i protonów. W przypadku domieszkowania helem pojawia się dodatkowy impuls, który można interpretować jako impuls związany z cząstkami alfa. Była to jedynie hipoteza i aby ją zweryfikować należy udowodnić, że takie cząstki docierają do detektora. W tym celu na miejsce PIN diody zainstalowano detektor śladowy CR-39 na którym zarejestrowano ślady (rys. 2.) pochodzące zarówno od protonów (małe) jak i cząstek alfa (duże).

To, że cząstki alfa i protony docierają do PIN diody oznacza jedynie, że może ona zarejestrować impulsy od nich pochodzące. Pozostaje problem identyfikacji źródła pochodzenia tych impulsów. Ze względu na różną prędkość propagacji SXR, protonów i cząstek alfa najskuteczniejszą metodą jest metoda czasu przelotu. Dlatego też zaprojektowano i zbudowano system czterech pin diod (rys. 4.)



Rys. 2. Obraz z detektora śladowego CR-39.



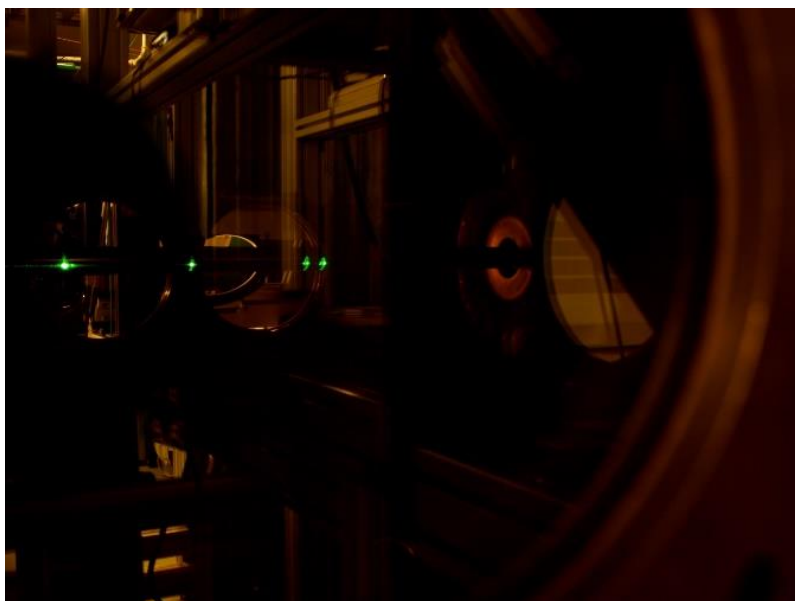
Rys. 3. Widok systemu czterech pin diod zainstalowanych na osi urządzenia PF-1000U.

Metoda czasu przelotu polega na jednoczesnej rejestracji sygnałów przez dwie sondy umieszczone w różnych odległościach od źródła sygnału. W naszym przypadku odległość ta wynosi 150 mm. Druga identyczna para sond została umieszczona symetrycznie do osi urządzenia PF-1000U. Umożliwia to zastosowanie dodatkowych filtrów w poszczególnych parach sond. Sondy są tak zamocowane, aby ich osie przecinały się w centrum powierzchni anody co zapewnia rejestrowanie sygnałów z tego samego obszaru.

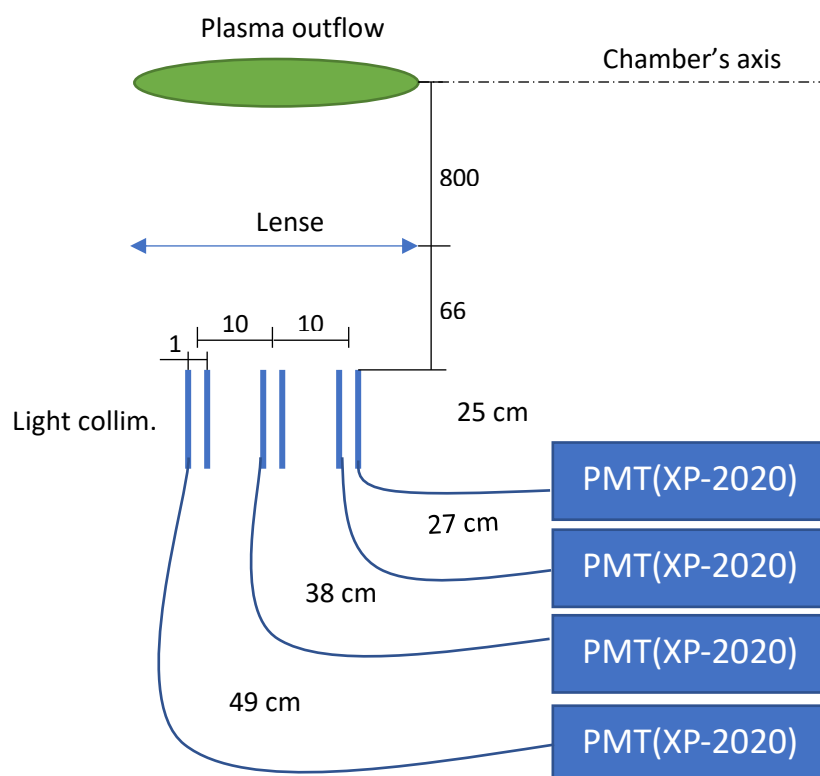
6.1.4 Astrofizyka laboratoryjna – powstawanie i propagacja „jetów” plazmowych

W 2019 r. kontynuowano badania powstających podczas wyładowania w PF-1000U struktur plazmowych (w tym „jetów” plazmowych). Badania prowadzono w trzech obszarach. 1) Pomiar prędkości propagacji „jeta” dla różnych warunków gazowych w komorze za pomocą kolimatora optycznego. 2) Integralna rejestracja świecenia plazmy. 3) Rejestracja sygnałów z wielosegmentowej sondy magnetycznej.

Ad 1. Na poniższym rysunku przedstawiono schemat kolimatora optycznego oraz obraz wnętrza komory urządzenia PF-1000U gdzie zobrazowane są obszary, z których rejestrowane jest świecenie przemieszczającej się plazmy.

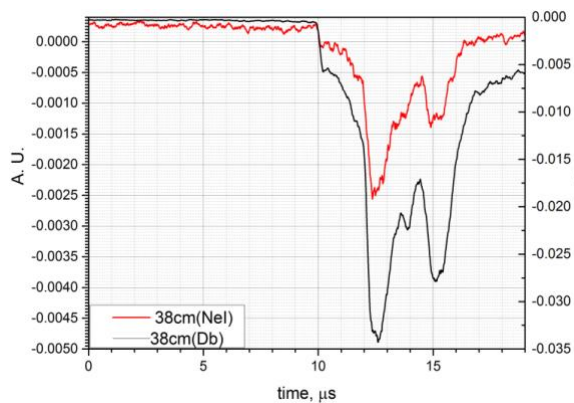


Rys. 5. Schemat czterokanałowego kolimatora optycznego.

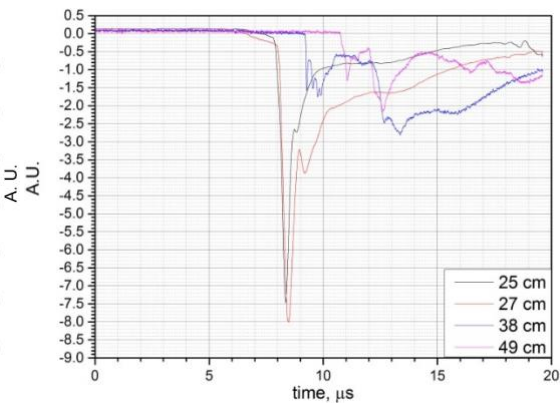


Rys. 5. Schemat czterokanałowego kolimatora optycznego.

Przykładowe wyniki pomiarów przedstawiono na rys. 6 i 7.



Rys. 6. Wyladowanie #12823. Sygnały z kolimatorów światła z tego samego punktu (38 cm) – filtry interferometryczne (Db[480+-8.5nm] oraz NeI[575+-7.5nm]). Różne intensywności lecz ten sam czas rejestracji.



Rys. 7. Sygnały z kolimatorów światła w wyladowaniu #12836. (D2+Gaspuff [Ne 100%]).

Rezultaty badan przedstawiono w ponizszej tabeli.

	Inst.velocity at 25-27 cm, *10 ⁶ cm/s	Av.velocity at 27-38 cm, *10 ⁶ cm/s	Av.velocity at 38-49 cm, *10 ⁶ cm/s
D2(stat.)	14.93	9.92	7.15
D2+Ne(stat.)	14.29	9.18	7.21
Ne (stat.)	5.30	4.78	4.33
D2+Ne(Gaspuff)	8.60	5.42	no data

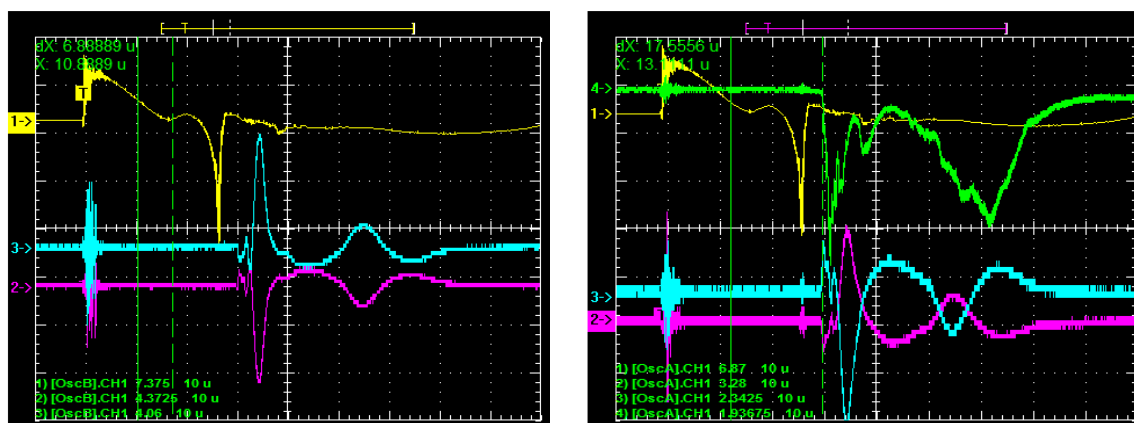
Ad. 2. Integralna rejestracja świecenia plazmy to stosunkowo prosta diagnostyka która pozwala zwizualizować propagujące się „jety” ocenić ich wymiary, zasięg oraz intensywność. Przykładowe rejestracje wykonane w różny warunkach gazowych przedstawiono na rys. 8.





Rys. 8. Integralne obrazy swiecenia plazmy zarejestrowane w roznych warunkach gazowych w komorze.

Ad. 3. Specjalna wielosegmentowa sonda magnetyczna umieszczona była w odległości 26 cm od czoła elektrody centralnej. Położenie sondy wzdłuż osi komory była niezmienna natomiast przemieszczano ją prostopadle do osi w celu uzyskania pełnego rozkładu pola magnetycznego wokół ‘jeta’.



Rys. 9. Przykładowe sygnały z sondy magnetycznej: 1- dI/dt ; 2, 3 – dwie pętle (lewy – pierwsza cewka, prawy – trzecia cewka) 4- kolimator światła

Najważniejsze wnioski są następujące:

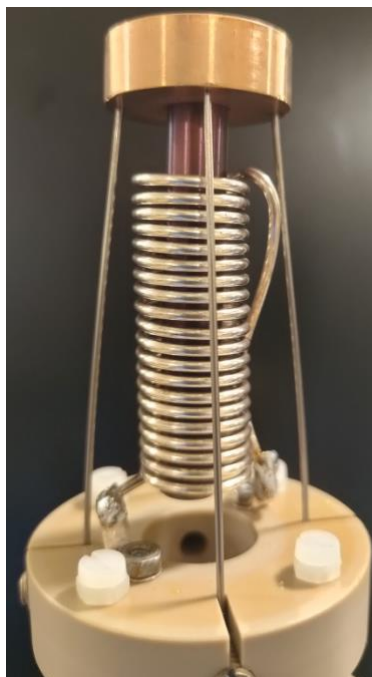
- sygnały są z pewnością związane z przepływem – brak sygnałów związanych z zakłóceniami przed pojawieniem się przepływu;
- dobra symetria obydwu pętli (zgodnej i przeciwnej do ruch wskazówek zegara).

6.1.5 Przygotowania do udziału w zespole IFPiLM w nowym programie CRP IAEA – badania materiałowe dla fuzji inercyjnej.

Kontynuowano badania odporności powierzchni materiałów na obciążenia termiczne i radiacyjne. W dotychczas prowadzonych badaniach próbka miała temperaturę pokojową. W 2019 w ramach realizacji zadania zaprojektowano i zbudowano prototypowy zestaw do indukcyjnego podgrzewania targetów do temperatury nawet 700°C.

W ramach realizacji zadania zaprojektowano i zbudowano prototypowy zestaw do indukcyjnego podgrzewania targetów (Rys. 10), w którym można wyróżnić następujące elementy składowe:

- Dwudziestozwojową cewkę indukcyjną wykonaną z posrebrzanego drutu miedzianego o średnicy 1.5 mm;
- Stalowy, ferromagnetyczny pręt grzewczy – spełniający jednocześnie rolę rdzenia cewki (w dalszej części raportu zwany prętem);
- Miedzianą nakładkę walcową, połączoną trwale z prętem grzewczym metodą „na wcisk”;
- Cztery pręty ze stali kwasoodpornej o regulowanym wysunięciu, utrzymujące pręt i nakładkę w pożądanym położeniu osiowym;
- Podstawę izolacyjną wykonaną z tworzywa PEEK – umożliwiającą zainstalowanie układu podgrzewania w standardowym nośniku wyposażonym w gwint wewnętrzny SM2 (THORLABS);



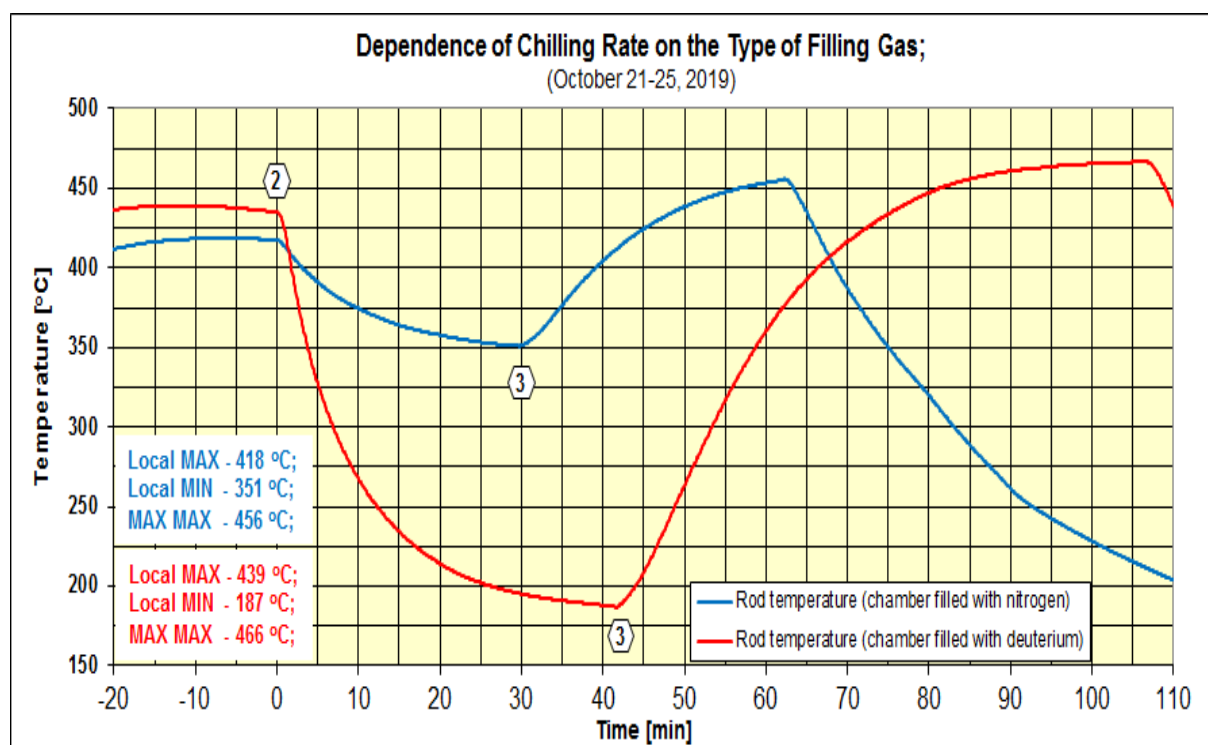
Rys. 10. Prototypowy układ do indukcyjnego podgrzewania targetów.

W prezentowanym zestawie, do połączenia cewki indukcyjnej z magistralą zasilającą, zastosowano typowe końcówki lutownicze. Do bieżącej rejestracji temperatury pręta wykorzystano termoparę typu K, która została wklejona (klej cermetowy) do jego tylnej części (od strony podstawy izolacyjnej).

W celu obniżenia emisyjności zestawu, pręt jak i nakładka miedziana zostały pokryte warstwą złota o grubości ok. jednego mikrona.

Energię niezbędną do podgrzewania zestawu dostarczano ze specjalnie zbudowanego falownika o mocy rzędu 20 W, pracującego z prądem ok. 3 A, generowanym z częstotliwością 40 kHz.

Przeprowadzono szereg testów w komorze próżniowej. Poniżej prezentujemy wyniki jednego z tych testów w którym badano zmiany temperatury pręta w trakcie podstawowych operacji prowadzonych w generatorze PF-1000U. Przy załączonym układzie grzania przeprowadzono odpompowanie komory do stanu próżni. Po osiągnięciu stacjonarnej temperatury ~480° rozpoczęto napełnianie gazu roboczego, marker (2) (deuter – linia czerwona, azot – linia niebieska) co spowodowało spadek temperatury poniżej 200°. Marker (3) - początek odpompowywania gazu roboczego do początkowego stanu próżni – wzrost temperatury pręta i koniec cyklu testowego.



Rys. 11. Porównanie szybkości wychładzania pręta dla dwóch rodzajów gazu roboczego wypełniającego komorę.

6.1.6 Spostrzeżenia i wnioski końcowe

Wyniki uzyskane podczas testów dają podstawę do sformułowania spostrzeżeń i wniosków, wymienionych poniżej:

- Udowodniono, że możliwe jest zbudowanie stosunkowo prostego oprzyrządowania, które w typowych warunkach próżniowych umożliwi nagrzewanie indukcyjne stalowego pręta ferromagnetycznego do temperatury znacznie przekraczającej 450 °C. Wydajność grzania indukcyjnego – czyli stosunek osiągniętej temperatury maksymalnej do mocy źródła zasilania wyniosła w tym przypadku 23.3 °C/W;
- Średnia prędkość grzania pręta zawierała się w przedziale (6.1 °C/min ÷ 7.0 °C/min), przy czym wartości te uzyskano w niezbyt korzystnych warunkach (z punktu widzenia efektywności grzania indukcyjnego). Średnia prędkość grzania osiągnęłaby na pewno wyższe wartości, gdyby proces grzania przeprowadzać w końcowym etapie

odpompowywania komory do wysokiej próżni – gdy ciśnienie w komorze nie przekracza wartości $3E-5$ mbar, a wychładzające działanie gazu resztkowego jest mniej efektywne;

- Podgrzewanie indukcyjne pręta powodowało wzrost temperatury płyty wewnętrznej, zainstalowanej w komorze sferycznej. Maksymalny, obserwowany w trakcie testów przyrost temperatury płyty nie był nigdy wyższy niż $4.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ (dane rejestrowane za pomocą termistora). Zatem, ogrzewanie płyty wewnętrznej (pośrednio przez gaz resztkowy lub roboczy) nie stanowi istotnego problemu eksploatacyjnego;
- Wyniki uzyskiwane z sondy temperaturowej TC300-PC miały bardzo interesującą strukturę, ale jednocześnie były nieprzydatne z punktu widzenia celu pomiarowego – rejestracji temperatury płyty wewnętrznej. Z tego też względu, nie jest przewidywane stosowanie sond tego typu w kolejnych testach (o ile będą przeprowadzane);

Elementy prototypowego zestawu przetrwały testy pomimo kilkukrotnego podgrzania do temperatury przekraczającej $450\text{ }^{\circ}\text{C}$.