

6.64 — wyładowania optyczne

Andrzej Cybulski, Jacek Hoffman

WŁASNOŚCI ELEKTRYCZNE
CIĄGŁEGO WYŁADOWANIA ELEKTRYCZNEGO

40/1985

P. 269



WARSZAWA 1985

<http://rcin.org.pl>

ISSN 0208-5658

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 3 grudnia 1984 r.

56909



N a p r a w a c h r ę k o p i s u

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 150 egz. Ark.wyd. 1 Ark.druk. 1,75

Oddano do drukarni w październiku 1985 r.

Nr zamówienia 563/85

Warszawska Drukarnia Naukowa, Warszawa
ul. Śniadeckich 8

Andrzej Cybulski, Jacek Hoffman
Zakład Mechaniki Cieczy i Gazów

WŁASNOŚCI ELEKTRYCZNE CIĄGŁEGO WYŁADOWANIA OPTYCZNEGO

Wstęp

Ciągłym wyładowaniem optycznym (cwo) nazywamy plazmę podtrzymywaną w sposób ciągły przez zogniskowaną wiązkę lasera. Stosowane są lasery CO_2 generujące promieniowanie o długości fali $10,6 \mu\text{m}$ i mocy kilkuset watów. Gazem roboczym najczęściej jest argon pod ciśnieniem $5 + 30$ barów. Powstająca w ognisku plazma argonowa osiąga temperaturę $1 + 1.5$ eV i koncentrację elektronową $n_e = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [1], [2], [4]. Ponieważ rozmiary plazmy są niewielkie ($r < 0.5$ cm) jest ona silnie niejednorodna. Występujące w plazmie niejednorodnej gradienty koncentracji cząstek powodują powstanie strumieni dyfuzji. Ponieważ współczynniki transportu elektronów różnią się wielokrotnie od odpowiednich współczynników jonów, gęstości strumienia elektronów będą na ogół większe. Popłynie prąd elektryczny, który spowoduje częściowe rozdzielenie ładunków i powstanie pola elektrycznego. Pole to zmodyfikuje tak gęstości prądu jonów i elektronów, że wypadkowy prąd ulegnie zmniejszeniu. W granicy możliwe jest osiągnięcie stanu stacjonarnego o zerowym prądzie i niezerowym polu elektrycznym. W plazmie niejednorodnej wystąpi zatem pewna struktura elektryczna. Także na zewnątrz plazmy własności elektryczne otaczającego ją gazu ulegną zmianie ze względu na dyfuzję cząstek naładowanych z plazmy.

Obecność struktury elektrycznej w plazmie cwo obserwowano wcześniej w innych ośrodkach badawczych, a Ned S. Rasor [10] zaproponował wykorzystanie takiego wyładowania jako konwertera przekształcającego energię promieniowania lasera w energię

elektryczną. Badano możliwość wykorzystania urządzenia do transportu energii za pośrednictwem promieniowania laserowego do satelitów krążących wokół Ziemi /eksperyment TELECOM/ [11,12]. Oszacowana skuteczność konwertera wynosi 40%, natomiast uzyskiwana w eksperymencie jest znacznie niższa. Prowadzono eksperymenty zarówno w plazmie organowej jak i cewowej. Stosowano laser CO₂ o mocy 6 kW, którego promieniowanie ogniskowano soczewką, natomiast wyładowanie zapalano stosując przebieg elektryczny przy napięciu 30 kV. Energię elektryczną odbierano z konwertera stosując emiter i kolektor z wolframu torowanego, aby wyrównać pracę wyjścia. Uzyskiwano napięcie na elektrodach około 2V i prąd obwodu zwartego 0.8A. Przewiduje się w przyszłości zastosowanie w eksperymencie lasera o większej mocy i takie konstrukcyjne rozwiązanie konwertera, które gwarantowałoby sprawność bliską teoretycznej. Autorzy pracy [11] podkreślają, że nie znają mechanizmu konwersji energii w urządzeniu lecz wykluczają możliwość, aby był to mechanizm diody termojonowej, gdyż zarówno praca wyjścia jak i temperatura emitera i kolektora były jednakowe. Występującą konwersję określają jako termoelektronową, jednocześnie zaznaczają, że teoria takiej konwersji dotyczy plazmy niskociśnieniowej i słabo stosuje się do warunków istniejących w eksperymencie tzn. dla ciśnienia atmosferycznego. W pracy [12] zwrócono uwagę na rolę dyfuzji ambipolarnej, lecz nie rozwinięto dalej tego zagadnienia. Dlatego postanowiliśmy to uczynić w naszym opracowaniu. W wykonanym w IPPT eksperymencie, w którym obserwowaliśmy również strukturę elektryczną cwo, stosowaliśmy laser o mniejszej mocy /ok.400W/ i większe ciśnienie w komorze wyładowania /kilkanaście atmosfer/. Badania nasze objęły nie tylko plazmę lecz także jej najbliższe otoczenie.

Model struktury elektrycznej plazmy cwo

Gęstości strumienia jonów i elektronów przy uwzględnieniu tylko dyfuzji i dryfu w polu elektrycznym opisane są równaniami (1) i (2)

$$(1) \quad \vec{j}_e = -D_e \nabla n_e + n_e b_e \vec{E}$$

$$(2) \quad \vec{j}_i = -D_i \nabla n_i + n_i b_i \vec{E}$$

gdzie D_α ($\alpha = e, i$) oznaczają współczynniki dyfuzji natomiast b_α ruchliwości, odpowiednio elektronów i jonów.

W stanie stacjonarnym nie płynie prąd elektryczny $\vec{j}_e = \vec{j}_i$, a więc

$$(3) \quad -D_e \nabla n_e + n_e b_e \vec{E} = -D_i \nabla (n_e + n) + (n_e + n) b_i \vec{E}$$

gdzie $n \equiv n_i - n_e$

Pole elektryczne \vec{E} , gdy nie ma zewnętrznych źródeł, opisane jest równaniem Poissona (4)

$$(4) \quad \nabla \cdot \vec{E} = \frac{e_0}{\epsilon_0} n$$

Układ równań (3), (4) jest nieliniowy na skutek występowania w równaniu (3) pola \vec{E} wyznaczonego przez n . Jednak w rozważanej przez nas gęstej plazmie niewielkie względne rozdzielenie ładunków ($n/n_e = 10^{-6}$) powoduje powstanie bardzo silnych pól $E \approx 10^5 \text{ V cm}^{-1}$. Możemy zatem przyjąć $n \ll n_e$, a także $|\nabla n| \ll |\nabla n_e|$

ponieważ rozpatrujemy zmiany n na długościach rzędu rozmiarów plazmy $r \approx 0,1 \text{ cm}$ dużo większych od promienia Debye'a $\lambda_D \approx 10^{-6} \text{ cm}$. Traktując rozkład n_e jako dany możemy z równania (3) wyznaczyć pole \vec{E} .

$$(5) \quad \vec{E} = \frac{D_e - D_i}{b_e - b_i} \nabla \ln n_e$$

Współczynniki transportu związane są wzorami (6), (7) znanymi jako zależność Einsteina.

$$(6) \quad b_e = -D_e \frac{e_0}{k_B T_e}$$

$$(7) \quad b_i = +D_i \frac{e_0}{k_B T_e}$$

Wykorzystując te związki a także fakt, że w naszych warunkach $D_e \gg D_i$ oraz $T_e \cong T_i = T$ równanie (5) upraszczamy do postaci (8)

$$(8) \quad \vec{E} = -\frac{k_B T}{e_0} \nabla \ln n_e$$

Gęstości strumienia cząstek w stanie stacjonarnym możemy obliczyć podstawiając powyższe wyrażenie do wzorów (1) i (2). Po prostych przekształceniach i wykorzystaniu zrobionych wyżej założeń otrzymujemy zależność (9) opisującą dyfuzję ambipolarną.

$$(9) \quad \vec{j}_i = \vec{j}_e = -2D_i \nabla n_e$$

W gęstej plazmie cwo słuszne są przybliżenia lokalnej równowagi termodynamicznej i równowagi jonizacyjnej [2]. Koncentracja elektronowa jest w takim wypadku wyznaczona przez temperaturę $T_e = T_i = T$ równaniami Sahy i równaniem stanu. Dla jednokrotnej jonizacji

$$(10) \quad \frac{n_e n_i}{n_a} = \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2\sum_i}{\sum_a} \exp\left(-\frac{e_0(I - \Delta I)}{k_B T}\right),$$

$$(11) \quad p = k_B T (n_a + n_e + n_i)$$

gdzie

m_e - masa elektronu

h - stała Plancka

\sum_i, \sum_a - sumy statystyczne jonu i atomu

I - potencjał jonizacji atomu

ΔI - obniżenie potencjału jonizacji

n_a - koncentracja atomów

p - ciśnienie całkowite.

Jak poprzednio przyjmujemy $n_i \approx n_e$. Gdy ciśnienie jest dostatecznie duże $p \geq 10$ bar stopień jonizacji argonu w cwo jest mały $n_a \gg n_e$ i równanie (10) można zapisać w przybliżonej formie

$$(12) \quad \ln n_e = -\frac{e_0 I}{2k_B T} + \ln C$$

gdzie C jest wolnozmienną funkcją temperatury, którą przyjmujemy równą stałej. Dokładność powyższego przybliżenia dla $p = 19$ bar ilustruje Rys.1.

Podstawiając (12) do (8) otrzymujemy

$$(13) \quad \vec{E} = \frac{I}{2} \nabla \ln \frac{T_0}{T}$$

gdzie T_0 - wartość temperatury w centrum cwo. Znając z doświadczenia rozkład temperatury możemy z zależności (13) wyznaczyć rozkład pola elektrycznego w cwo a także, posługując się związkami znanymi z elektrostatyki, rozkład potencjału U i rozdzielenia cząstek n /rozdzielenie ładunków równe jest $e_0 n/$.

$$(14) \quad U = -\frac{I}{2} \ln \frac{T_0}{T} + const.$$

$$(15) \quad n = \frac{\epsilon_0 I}{e_0 2} \nabla^2 \ln \frac{T_0}{T}$$

Wyniki obliczeń

Do dalszych obliczeń wykorzystano dane o rozkładzie temperatury w cwo uzyskane z prac [2], [3]. Autorzy prac określali temperaturę z pomiarów spektralnych promieniowania cwo w argonie pod ciśnieniem 19 bar. Wyniki opracowali przy założeniu symetrii sferycznej plazmy .

Wyznaczanie pochodnych z danych doświadczalnych prowadzi na ogół do dużych błędów. W celu ich zmniejszenia znaleziono funkcję (16) aproksymującą wyniki doświadczalne a następnie obliczono pochodne analitycznie.

$$(16) \quad \frac{T_0}{T} = 0.756 + \sqrt{0.06 + (r/0.1714\text{cm})^2}$$

Rozkład temperatury i jego aproksymacja przedstawione są na rys.2. Rozbieżność ($\sim 10\%$) na brzegach plazmy nie jest istotna ze względu na duże błędy pomiarowe spowodowane spadkiem intensywności promieniowania plazmy w tym obszarze. Zgodność przebiegu aproksymacji temperatury z danymi interferometrycznymi w zakresie niskich temperatur wskazuje na możliwość ekstrapolacji wyników. Dlatego też przedstawione na rys.3 wartości U , E , n obliczono aż do temperatury 6000K , gdzie tracą moc założenia przyjęte przy wyprowadzeniu równania (13).

Powyzsze wyniki wskazują, że plazma cwo na skutek ucieczki elektronów ładuje się dodatnio względem otaczającego ją gazu. Całkowity ładunek rzędu $10^8 e_0$ wytwarza pole elektryczne o wartości $E \approx 20\text{V cm}^{-1}$. Doświadczalne sprawdzenie tych wniosków nie jest łatwe gdyż wprowadzenie sondy do gęstej plazmy o temperaturze kilkunastu tysięcy stopni prześwietlonej wiązką lasera o intensywności 10^6W cm^{-2} jest niemożliwe. Z kolei obserwację wpływu stałego pola elektrycznego na przesunięcie emitowanych linii widmowych /efekt Starka/ uniemożliwia starkowskie poszerzenie tych linii na skutek statystycznych pól elektrycznych spowodowanych fluktuacjami n_e . Poszerzenie to dla linii wodorowej H_{β} wynosi $100 + 130 \text{ \AA}$ i jest o cztery rzędy większe od wartości oczekiwanego przesunięcia równej $0,01 \text{ \AA}$ [4], [5].

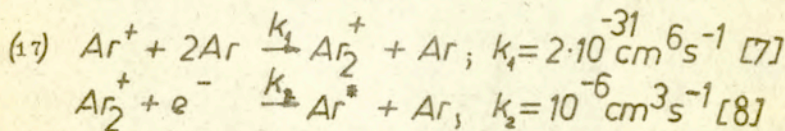
Otoczenie plazmy

W odległości $r > 0,4$ cm od centrum plazmy temperatura staje się tak niska, że jonizacja termiczna nie jest już czynnikiem określającym koncentracje cząstek naładowanych. W obszarze tym dominują efekty związane z transportem cząstek oraz rekombinacja a więc nie są spełnione założenia poczynione przy wyprowadzaniu równań (13), (14), (15).

Plazma naładowana dodatkowo ładunkiem $q = 10^7 e$ wytwarza pole elektryczne o potencjale $U = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{14V \cdot cm}{r}$ przyciągające elektrony. W fizyce statystycznej udowodniono [6], że gaz znajdujący się w takim polu przyciągającym /np. atmosfery planet/ nie może pozostawać w równowadze i występuje stała jego ucieczka. Dodatkowe ekranowanie ładunku q przez nadmiar elektronów w pobliżu plazmy przyspiesza jeszcze ich ucieczkę z obszarów dalej położonych. Ładunki na zewnątrz plazmy cwo w dużym stopniu podlegają więc wpływom dyfuzji, konwekcji gazu oraz działaniu pól zewnętrznych.

W wyniku zderzeń potrójnych jonów gazu szlachetnego z atomami tego gazu możliwe jest powstawanie jonów molekularnych.

Niewielka energia dysocjacji /dla Ar_2^+ $D = 1.23eV$ / powoduje ponowny szybki ich rozpad w plazmie o stosunkowo niskiej temperaturze $10^4 K$. W niższych temperaturach otoczenia plazmy wystąpi natomiast przewaga jonów molekularnych. Cykl reakcji (17) prowadzi do równania kinetycznego (18) opisującego zmiany koncentracji jonów molekularnych n_+ .



$$(18) \quad \frac{dn_+}{dt} = k_1 n_a^2 n_i - k_2 n_+ n_e$$

Stąd w stanie stacjonarnym gdy $n_a = 10^{20} cm^{-3}$ otrzymujemy

$$(19) \quad \frac{n_i}{n_+} = \frac{k_2 n_e}{k_1 n_a^2} = 0.5 \cdot 10^{-15} n_e$$

Ponieważ $n_e \ll 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ w otoczeniu plazmy cwo wszystkie jony są w praktyce jonami molekularnymi.

Wiedząc, że jony wypychane są z plazmy na skutek działania jej pola elektrycznego i dyfuzji oraz są unoszone przez konwekcję i rekombinują w otaczającym gazie, równanie ciągłości dla jonów w obszarze $r > 0,4 \text{ cm}$ możemy zapisać w postaci

$$(20) \quad \frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v} n_+ + \vec{E} b_+ n_+ - D_+ \nabla n_+) = -k_2 n_e n_+$$

W pobliżu plazmy, gdzie dominuje działanie jej pola elektrycznego $E_r = -Q/r^2$ równanie (20) można uprościć do postaci

$$(21) \quad \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 E_r b_+ n_+) = k_2 n_e n_+$$

Rozwiązanie równania (21) jest możliwe jeśli założymy $n_e \approx n_+$

$$(22) \quad n_+ = \frac{3Q b_+}{k_2 (r^3 + r_0^3)} = \frac{0,4 \cdot 10^7}{r^3}$$

Przyjęto wartości liczbowe $Q = 1,4 \text{ Vcm}$, $b_+ = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1}$ oraz wartości stałej całkowania $r_0 \approx 0$ z warunku zgodności z wartościami koncentracji na brzegu plazmy. Ze wzoru (22) wynikają wartości koncentracji cząstek naładowanych w bezpośrednim sąsiedztwie cwo ($r \approx 0,5 \text{ cm}$) rzędu 10^7 cm^{-3} .

W odległościach większych dominującym mechanizmem transportu jest unoszenie przez ruch konwekcyjny gazu. Dla obszaru powyżej plazmy równanie ciągłości można zapisać w przybliżeniu jednowymiarowym

$$(23) \quad +v \frac{dn_+}{dz} = -k_2 n_e n_+$$

Rozwiązujemy je przyjmując $v = 30 \text{ cms}^{-1}$ oraz jak poprzednio $n_e \approx n_+$ i $z_0 \approx 0$

$$(24) \quad n_+ = \frac{v}{k_2 (z + z_0)} \approx \frac{3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}}{z}$$

Z zależności (24) wynika istnienie ponad plazmą strugi dobrze przewodzącego gazu sięgającej do odległości kilku centymetrów.

Wywołane różnicami temperatury gazu prądy konwekcyjne mogą ponadto przenosić cząstki naładowane do innych obszarów komory.

Obecność w gazie nośników prądu o koncentracji $n_e \approx n_+ \approx 10^7 \text{ cm}^{-3}$ umożliwia przepływ prądu już przy niewielkich natężeniach przyłożonego z zewnątrz pola elektrycznego.

Ze względu na dużą ruchliwość elektronów ($b_e \approx 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ V}^{-1} \gg b_+$; [9]) przewodność elektryczna wyrażona jest wzorem

$$(25) \quad \sigma = e_0 b_+ n_+ - e_0 b_e n_e \approx -e_0 b_e n_e \approx 10^{-8} \text{ cm}^{-1} \Omega^{-1}$$

Oprócz przepływu prądu przyłożone pole elektryczne powoduje także makroskopowy ruch gazu w wyniku przekazu prądu jonów w zderzeniach z atomami nazywany wiatrem jonowym lub wiatrem elektrycznym. W polu zewnętrznym $E = 10^4 \text{ Vcm}^{-1}$ siła powodująca ruch jest równa $Ee_0 n_+ = 0.1 \text{ dyncm}^{-3}$ natomiast siła wyporu powodująca konwekcję wynosi $g\Delta\rho < g\rho = 4 \text{ dyncm}^{-3}$.

Możliwa jest całkowita zmiana kierunku przepływu gazu w otoczeniu plazmy.

Układ doświadczalny

Przeprowadzone eksperymenty miały na celu sprawdzenie wpływu zewnętrznego pola elektrycznego na ciągłe wyładowanie optyczne a także wpływu samego wyładowania na własności elektryczne otaczającego je gazu.

Wyładowanie optyczne podtrzymywano promieniowaniem lasera CO_2 o pracy ciągłej i mocy 300W. Wiązkę lasera skupiono zwierciadłem sferycznym o promieniu 40 mm w komorze napełnionej argonem. Ciśnienie argonu zmieniano w zakresie od 3 do 12 bar. Do wizualizacji zmian gęstości wywołanych przepływami niejednorodnie nagrzanego gazu stosowano technikę Schlieren'a. Układ pokazany na rys.4 pozwalał identyfikować obszary, w których występują gradienty gęstości. Niejednorodne pole elektryczne otrzymywano pomiędzy mosiężną elektrodą ostrzową a oprawą zwierciadła skupiającego wiązkę lasera CO_2 i innymi elementami metalowej komory /rys.5/. Ostrze elektrody miało

kąt zbieżności 22° i promień krzywizny wierzchołka równy 0,1 mm. W szereg z przerwą iskrową włączono rezystor $R=12,5M\Omega$ ograniczający wartość prądu. Uniemożliwiał on rozwinięcie się przebiecia aż do fazy łuku. Obserwacje prowadzono przy dwóch różnych polaryzacjach ostrza i różnej wartości stałego potencjału na ostrzu względem uziemionej komory. Wartość potencjału była zmieniana w zakresie $0 + 16$ kV. Obserwacje wykonywano przy odległości $a = 0$ i $a = 0,3$ cm /rys.5/. Podnosząc wartość napięcia pomiędzy elektrodą i ścianką komory obserwowano rozwój wyładowania elektrycznego od fazy korony poprzez wyładowanie snopiaste do iskrowego. Obecność cwo obniżała napięcia, przy których pojawiał się przepływ prądu i zmieniała charakter wyładowania.

Obserwacje

Występująca w eksperymencie konfiguracja strefy przebiecia daje się sprowadzić do układu ostrze - płaszczyzna, charakteryzującego się silną niejednorodnością pola elektrycznego. Niejednorodność ta powoduje, że warunki jonizacji różnią się bardzo silnie w różnych miejscach i o ile w pobliżu ostrza zachodzi intensywne jonizacja i wzbudzenie atomów gazu, to w pozostałej części strefy przebiecia obserwuje się jedynie przenoszenie nośników prądu w polu elektrycznym. Wyładowanie ma tam postać wyładowania niesamoistnego /ciemnego/. Zjawisko silnej jonizacji i wzbudzenia atomów przy ostrzu nosi nazwę ulotu. W początkowej fazie wyładowania ulotów towarzyszy słabe świecenie, a cały efekt nosi nazwę korony. W zależności od biegunowości elektrody ostrzowej mówimy o ujemnej lub dodatniej koronie. Korona obserwowana w eksperymencie ze względu na dużą odległość ścianek od ostrza ma charakter bliski koronie unipolarnej - w koronie ujemnej lawina elektronów ulatujących z elektrody wytwarza jony, które poruszają się w kierunku katody, uderzają w jej powierzchnię i wybijają elektrony dzięki emisji wtórnej. W obszarze ciemnym nośnikami prądu są elektrony, - W koronie dodatniej ze względu na małe natężenie pola przy płaszczyźnie, elektrony nie

mogą być wytwarzane wskutek emisji wtórnej, lecz są produkowane w wyniku objętościowej fotojonizacji gazu w pobliżu ostrza przez fotony generowane w warstwie ulotowej. Jony dodatkowo poruszają się przez obszar ciemny do katody tworząc ładunek przestrzenny, który ogranicza wielkość prądu wyładowania. Poruszające się jony w wyniku zderzeń przekazują swój pęd neutralnemu gazowi powodując efekt strugi, nazywany też wiatrem jonowym. Natomiast w obecności plazmy cwo wiatr jonowy powstaje już przy napięciach niższych na skutek działania pola elektrycznego na jony generowane w plazmie. W przypadku dodatkowej polaryzacji ostrza występuje zdmuchiwanie kanału opływu cwo w kierunku od elektrody /rys.9 i 12/. W przypadku, gdy elektroda ostrzowa jest spolaryzowana ujemnie oddziaływanie z cwo nie jest całkowicie jasne. Prawdopodobnie następuje "odsysanie" jonów dodatnich z obszaru opływu cwo /rys.7,8/. Podwyższając napięcie można uzyskać na tyle silny przepływ, że konwekcja wypornościowa staje się zaniedbywalna /rys.12/. Rysunki 6+8 ilustrują obserwacje dokonane przy ciśnieniu 11,5 bar i mocy lasera 300W, natomiast rysunki 9+12 obserwacje przy ciśnieniu 10,5 bar i mocy lasera 315W. Przytoczone wcześniej porównanie wielkości sił działających na element objętości gazu umożliwia oszacowanie koncentracji jonów $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Dzięki temu możliwa okazała się obserwacja wyładowania w przepływie o kierunku odwróconym, gdy plazma zdmuchiwana była od ogniska w kierunku zwierciadła ogniskującego. Zgodnie z ogólnie przyjętym przekonaniem konfiguracja taka jest niestabilna i wyładowanie powinno zgasnąć. W naszym doświadczeniu rzeczywiście wyładowanie gasło po czasie kilku minut lecz ze względu na bardzo silne turbulencje przepływu nie jest możliwe określenie co było tego przyczyną. W nieobecności cwo podwyższenie napięcia ponad wartość, przy której występuje korona powoduje pojawienie się strimerów w obszarze ciemnym. Strimery charakteryzują się dużą lokalną gęstością ładunków dodatnich i tworzą wąskie kanały o dobrej przewodności. Rozwijają się dzięki jonizacji udarowej i fotojonizacji występującej w czole strimera. W eksperymencie obserwowano jednoczesne pojawienie się wielu strimerów tworzą-

cych wyładowanie snopiaste. Jest ono odmianą wyładowania iskrowego. W odróżnieniu od wyładowania iskrowego mającego zwykle wyróżniony kanał główny zwierający elektrody, w wyładowaniu snopiastym występuje bardzo wiele kanałów lecz nie przebiegają one przez całą odległość między elektrodami.

Wyładowanie snopiaste okazało się bardzo przydatne do zapłonu cwo a sama technika zapalania znacznie skuteczniejsza od stosowanej dotychczas metody polegającej na wprowadzeniu drutu zapłonowego w ognisko podtrzymującej wiązki laserowej. Zapłon cwo następuje gdy kanał wyładowania elektrycznego przechodzi bezpośrednio przez ognisko wiązki lasera CO₂ co wskazuje, że nie fotojonizacja lecz obecność elektronów tworzących przebicie umożliwia zapłon cwo.

Pojawieniu się cwo towarzyszy silny wzrost przewodności gazu powodujący zanik wyróżnionych kanałów iskrowych i związanych z tym efektów akustycznych oraz wzrost prądu między elektrodami. Porównanie charakterystyk prądowo-napięciowych /rys.13/ układu ostrze-komora bez cwo i z wyładowaniem pozwala stwierdzić, że przepływ prądu w obecności cwo możliwy jest przy napięciach niższych od napięć występowania korony. Ponadto wartości prądu nie zależą od polaryzacji elektrod. Stąd wniosek, że cwo jako zewnętrzne źródło jonizacji jest czynnikiem decydującym o postaci wyładowania między ostrzem a komorą. Zależność prądu i napięcia można określić przybliżonym związkem $U = IR$ gdzie $R = 75 \text{ M}\Omega$. Jest to wartość zgodna z oszacowaniem przewodności gazu wokół plazmy cwo $\sigma = 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$.

Wnioski

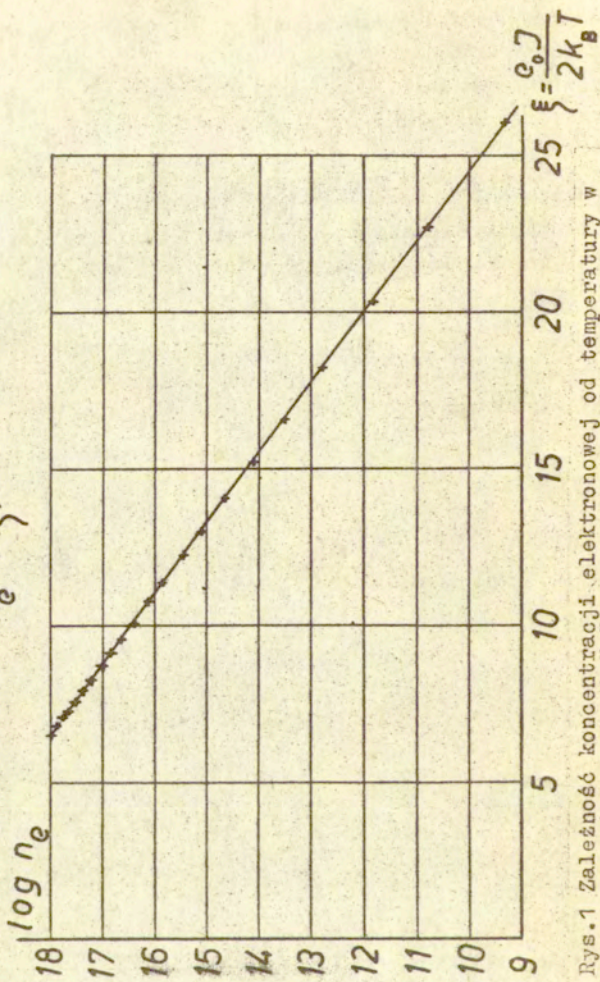
- Opracowanie jest próbą wyjaśnienia mechanizmu powstawania struktury elektrycznej w plazmie cwo, która umożliwia konwersję energii promieniowania laserowego w energię elektryczną,
- Oszacowania i eksperyment potwierdzają słuszność spostrzeżeń Donald'a L. Alger'a i jego współpracowników, że mechanizm konwersji energii promieniowania laserowego w energię elek-

tryczną nie jest mechanizmem diody termojonowej.

- Przeprowadzenie eksperymentu z konwerterem energii w naszych warunkach było niemożliwe ze względu na brak lasera CO_2 o dostatecznie dużej mocy. Brak ten uniemożliwiał uzyskanie plazmy o wystarczająco dużych rozmiarach. Dlatego nasze eksperymenty dotyczą głównie otoczenia plazmy.
- Ucieczka elektronów z owo powoduje ładowanie się plazmy w stosunku do otaczającego ją gazu, w wyniku takiego ładowania można oczekiwać wytworzenia pola ok. 20V/cm.
- Subtelna struktura warstwy elektrycznej w plazmie nie jest dokładnie znana i wymaga dalszych prac eksperymentalnych, pewnych jakościowych ocen może dostarczyć oddziaływanie takiej struktury z wiatrem elektrycznym.
- Celowe wydaje się rozważenie w przyszłości wpływu struktury elektrycznej na procesy transportu masy i energii.

ARGON, p = 19 bar

$n_e = f(\xi)$



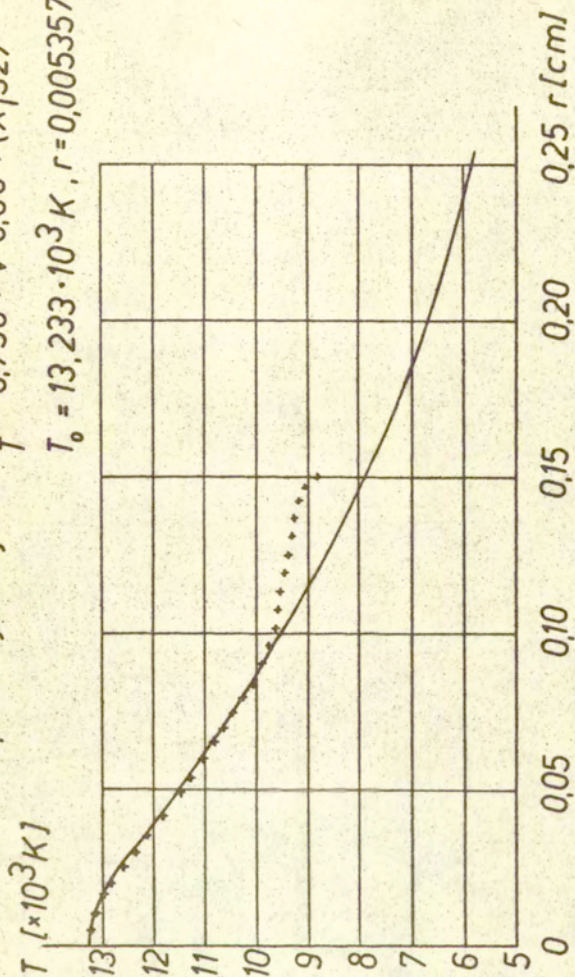
Rys.1 Zależność koncentracji elektronowej od temperatury w argonie, znakami "+" oznaczono wartości obliczone z wzorów dokładnych z uwzględnieniem jonizacji wielokrotnej, prosta przedstawia aproksymację funkcją /12/.

ARGON, $p = 19 \text{ bar}$

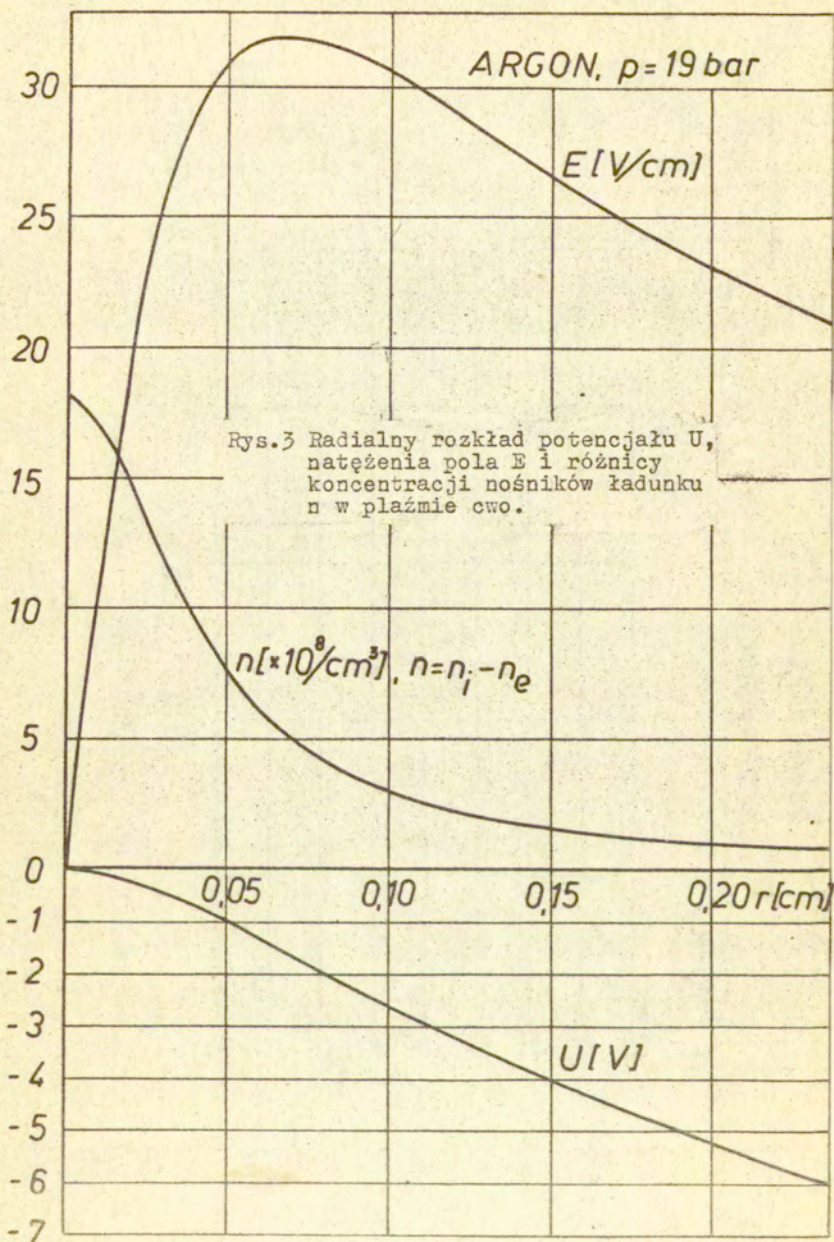
+ doświadczenie

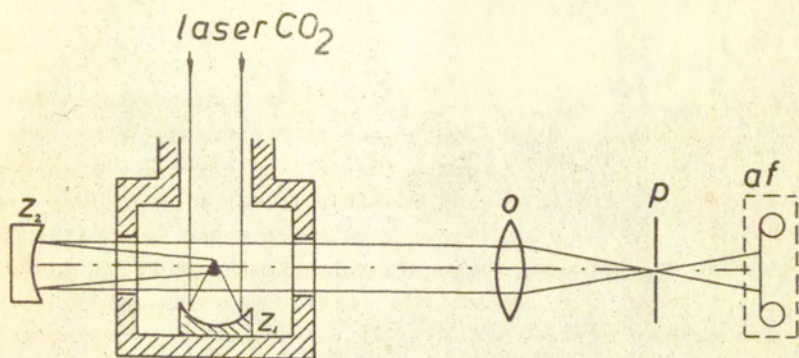
— aproksymacja $\frac{T_0}{T} = 0,756 + \sqrt{0,06 + (X/32)^2}$

$T_0 = 13,233 \cdot 10^3 \text{ K}$, $r = 0,005357 \cdot X \text{ cm}$



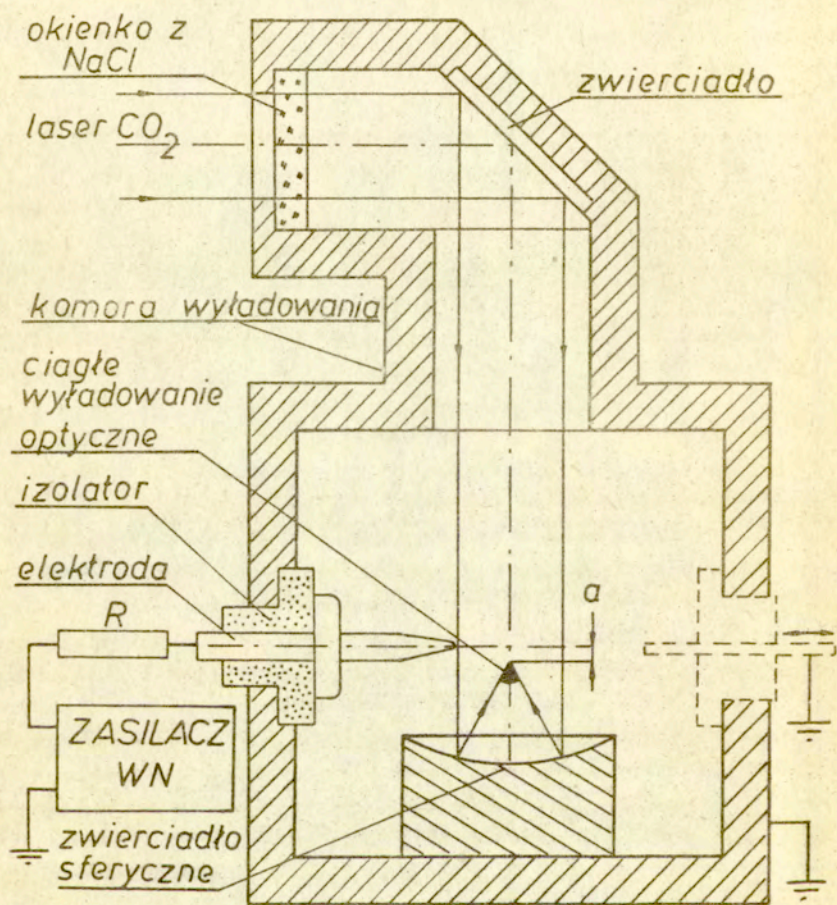
rys.2 Radialny rozkład temperatury plazmy cwo w argonie dla mocy lasera 500 W.





z₁, z₂ - zwierciadła
o - obiektyw
p - przesłona
af - aparat fotograficzny

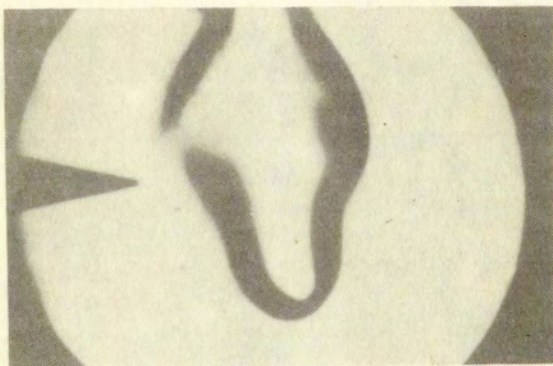
Rys. 4 Zastosowany w badaniach układ Schlieren'a do wizualizacji zmian gęstości wywołanych przepływem i niejednorodnym nagrzaniem gazu.



Rys. 5 Schemat komory ciągłego wyładowania optycznego zastosowanej w eksperymencie.



Rys.6 Polaryzacja ostrza 0



Rys.7 Polaryzacja ostrza -2.2kV



Rys.8 Polaryzacja ostrza -3.2kV



Rys.9 Polaryzacja ostrza $+2.0\text{kV}$



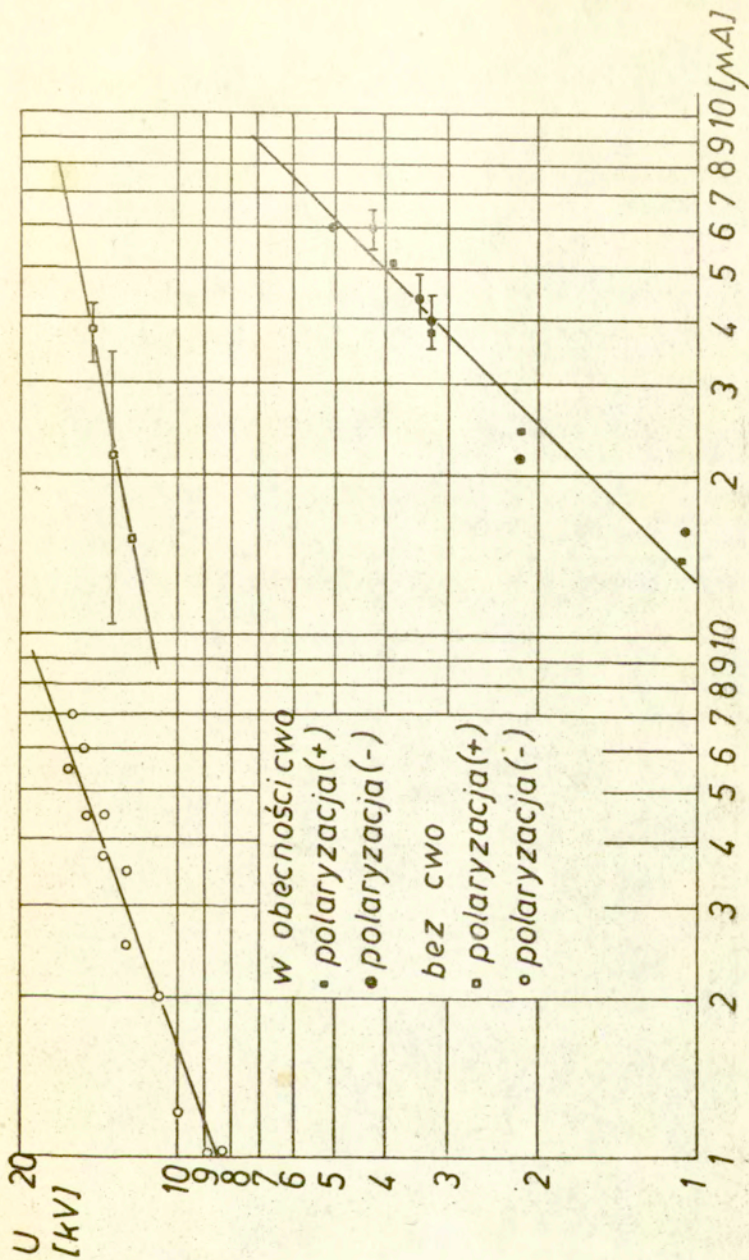
Rys.10 Polaryzacja ostrza +3.0kV



Rys.11 Polaryzacja ostrza +3.8kV



Rys.12 Polaryzacja ostrza +4.8kV



Kys.13 Charakterystyki napięciowo-prądowe wyładowania w argonie między ostrzem a komorą przy różnej polaryzacji ostrza oraz ciśnieniu 11 bar i mocy lasera 500 W.

Literatura

- [1] Yu.P. Raizer - Sov.Phys.Usp., 23 11 /1980/ str.789
- [2] M. Dembiński, J. Kurzyna, Z. Szymański - Physica C 121 /1983/ str.441
- [3] M. Dembiński et al. - Materiały nieopublikowane
- [4] Генералов et al. - ЖЭТФ 61, 4 /1971/ str.1434
- [5] H.R. Griem - "Plasma spectroscopy" Mc Graw-Hill 1964
- [6] A.I. Anselm - "Podstawy fizyki statystycznej i termodynamiki" PWN Warszawa 1978
- [7] Смирнов "Ионы и возбужденные атомы в плазме"
Атомиздат 1974
- [8] Елецкий, Смирнов УФН 136, 1 (1982) str.25
- [9] Г.Ф. Друкaрев "Столкновения электронов с атомами и молекулами" Наука, Москва 1978
- [10] Laser Focus 13, 20-21 /1977/
- [11] R.W. Thompson, E.J. Manista and D.L. Alger
Appl. Phys. Lett. 32, 610 /1978/
- [12] E.J. Britt, N.S. Rasor, G. Lee and K.W. Billman
Appl. Phys. Lett. 33, 384 /1978/

Andrzej Cybulski, Jacek Hoffman
Zakład Mechaniki Cieczy i Gazów

WŁASNOŚCI ELEKTRYCZNE CIĄGŁEGO WYŁADOWANIA OPTYCZNEGO

Streszczenie

Określono warunki powstawania struktury elektrycznej w płazmie ciągłego wyładowania optycznego /cwo/. Wykazano, że dyfuzja nośników ładunku w płazmie ma charakter ambipolarny. Znalaziono zależności określające rozkłady potencjału i różnicy koncentracji nośników. Wyznaczono obie te wielkości dla cwo w argonie pod ciśnieniem 19 bar. Dokonano analizy efektów i mechanizmów transportu występujących w najbliższym otoczeniu plazmy oraz wpływu zewnętrznego pola elektrycznego na to otoczenie. Obecność nośników ładunku w otoczeniu plazmy powoduje pojawienie się strumieni "wiatru elektrycznego" z chwilą przyłożenia zewnętrznego pola elektrycznego, co zostało potwierdzone w części eksperymentalnej pracy.