

Jerzy Sado

Instytut Techniki Ciepłej

WYSOKOCIŚNIENIOWA PLAZMA TERMICZNA

W pracy przedstawiono warunki istnienia plazmy termicznej. Podano metodę obliczania składu jednoskładnikowej, słabo nieidealnej plazmy. Przedyskutowano uproszczenia stosowane w przybliżeniu modelowym plazmy słabo i częściowo zjonizowanej. Przedstawiono wyniki obliczeń plazmy argonowej o temperaturze i ciśnieniu z przedziałów $4 \cdot 10^3$ – $20 \cdot 10^3$ K i 0,01–1 MPa.

WYKAZ OZNACZEŃ

- A - stopień zdegenerowania
- C - prędkość ruchu cieplnego [$m \cdot s^{-1}$]
- E - wartość wektora natężenia pola elektrycznego [$V \cdot m^{-1}$]
- E - gęstość energii [$J \cdot m^{-3}$]
- F - energia swobodna [J]
- N - liczba cząsteczek
- Q - przekrój czynny na zderzenia ze zmianą pędu [m^2]
- Q^{el} - elektronowa funkcja rozdziału
- R - gęstość energii promieniowania [$J \cdot m^{-3}$]
- T - temperatura [K]
- V - objętość [m^3]
- Z - krotność ładunku elementarnego
- e - ładunek elektronu [C]
- g - waga statystyczna
- h - stała Plancka [$J \cdot s$]
- k - stała Boltzmanna [$J \cdot K^{-1}$]

- m - masa [kg]
 n - gęstość liczbowa [m^{-3}]
 p - ciśnienie [$N \cdot m^{-2}$]
 ϵ - energia poziomu wzbudzonego [J]
 ϵ_0 - przenikalność dielektryczna próżni [$F \cdot m^{-1}$]
 Λ - parametr plazmowy,
 σ - współczynnik przewodności elektrycznej [$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$]
 φ - potencjał elektrostatyczny [V]
 γ - stopień nieidealności
 ν - częstość zderzeń [s^{-1}]
 λ - długość [m]
 ω - prawdopodobieństwo realizacji
 ∇ - operator nabra [m^{-1}]

Indeksy

- - średnia
 . - strumień
 B - de Broglie
 D - Debye
 e - elektron
 h - cząstka ciężka
 i - jon
 j - składnik mieszaniny
 k - ładunek
 l - poziom wzbudzony
 M - maxwellowski
 Z - zredukowany

1. WSTĘP

Plazma jest gazem będącym mieszaniną jonów, elektronów i cząstek neutralnych, w którym jest tak duża koncentracja cząstek z ładunkiem, że wpływa ona w sposób istotny na właściwości mieszaniny. Przykładem może być przewodność elektryczna plazmy - w niskich temperaturach, gdy równowagowe koncentracje elektronów i jonów są małe, gaz jest izolatorem, natomiast w wysokich temperaturach koncentracje cząsteczek z ładunkiem są tak wysokie, że gaz jest już plazmą przewodzącą prąd.

Stan plazmy jest najbardziej rozpowszechnioną formą istnienia materii we Wszechświecie (gwiazdy, wiatr słoneczny). Na Ziemi natomiast występuje on niesłychanie rzadko (zorza polarna, wyładowanie atmosferyczne). Od pewnego czasu obserwuje się wzrost zastosowań technicznych sztucznie wytworzonej plazmy. Przykładowymi zastosowaniami są:

- plazmowe źródła światła,
- aparatura elektryczna (wyłączniki, prostowniki rtęciowe itp.),
- wykorzystanie wyładowania plazmowego do obróbki materiałów (spawanie, cięcie, hutnicze piece łukowe, obróbka elektroiskrowa itp.),
- przetworniki plazmowe przekształcające część strumienia ciepła w prąd elektryczny,
- generatory MHD,
- plazmochemia, umożliwiająca otrzymywanie złożonych związków chemicznych.

Jednym ze sposobów wytwarzania plazmy są generatory zwane plazmotronami. Uzyskuje się w nich duże gęstości przekazywanego ciepła (do 40 kW/cm^2), podczas gdy w palniku acetylenowo-tlenowym uzyskuje się 1 kW/cm^2 , a pojazd kosmiczny podczas przechodzenia przez atmosferę przy lądowaniu uzyskuje 5 kW/cm^2 (dane liczbowe wzięto z [1]).

Podstawową cechą plazmy jest jej dążenie do osiągnięcia stanu quasi-neutralnego. Każda nawet niewielka makroskopowa różnica gęstości ładunków ujemnych i dodatnich wytwarza bardzo silne pole elektrostatyczne. Energia potencjalna takiego pola znacznie przewyższa średnią energię ruchu cieplnego cząsteczek. Ponieważ w układzie nie występują żadne siły zewnętrzne podtrzymujące powstałe pole elektrostatyczne, to cząsteczki posiadające ładunek, pod wpływem siły kulombowskiej, bardzo szybko wymieszają się, likwidując makroskopowe rozdzielenie ładunków i osiągając stan quasi-neutralny.

Idealna plazma termiczna charakteryzuje się równością temperatury wszystkich cząstek plazmy (elektronów, cząstek ciężkich) w całym obszarze wyładowania. W takiej całkowicie równowagowej plazmie nie występują żadne procesy transportowe i do jej pełnego opisu wystarczy podać wartość temperatury i ciś-

nienia. W rzeczywistej plazmie występują procesy transportowe, wywołując gradienty np. temperatury czy koncentracji. Powoduje to powstanie lokalnych wartości parametrów termodynamicznych. Jeżeli na długości najdłuższej drogi swobodnej cząsteczek plazmy parametry termodynamiczne niewiele różnią się od swoich wartości równowagowych, to o plazmie takiej mówi się, że znajduje się w stanie lokalnej równowagi termodynamicznej (LTR).

Celem pracy jest przedstawienie metody obliczania składu nieidealnej, jednoskładnikowej plazmy termicznej oraz wyznaczenie zakresu przybliżeń modeli słabo i częściowo zjonizowanej plazmy. Po omówieniu uproszczeń stosowanych w przybliżeniu plazmy termicznej, przedyskutowano kryteria nieidealności plazmy. Rozważania teoretyczne ilustrowano obliczeniami dla plazmy argonowej o temperaturze i ciśnieniu z przedziałów $4 \cdot 10^3 - 20 \cdot 10^3$ K i $0,01 - 1$ MPa.

2. WARUNKI WYSTĘPOWANIA PLAZMY TERMICZNEJ

Dla wyznaczenia skali długości, przy której możliwe jest jeszcze odchylenie od stanu quasi-neutralności plazmy, rozpatruje się prosty model jednowymiarowy, jak na rys.1, dla plazmy składającej się z elektronów i jonów jednokrotnych. W chwili początkowej spełniony jest warunek neutralności, czyli $n_e = n_i$, co pokazuje rys.1a, i na cząsteczki nie działa żadne pole elektrostatyczne, czyli $E_x = 0$.

Niech x_0 będzie pewnym odcinkiem przesunięcia elektronów wywołanym jakąś siłą zewnętrzną, jak to pokazuje rys.1b. Przesunięcie to wytworzy pewną gęstość przestrzenną ładunku $\rho^c = n_e e$, która wytworzy pole elektrostatyczne opisane równaniem Gaussa

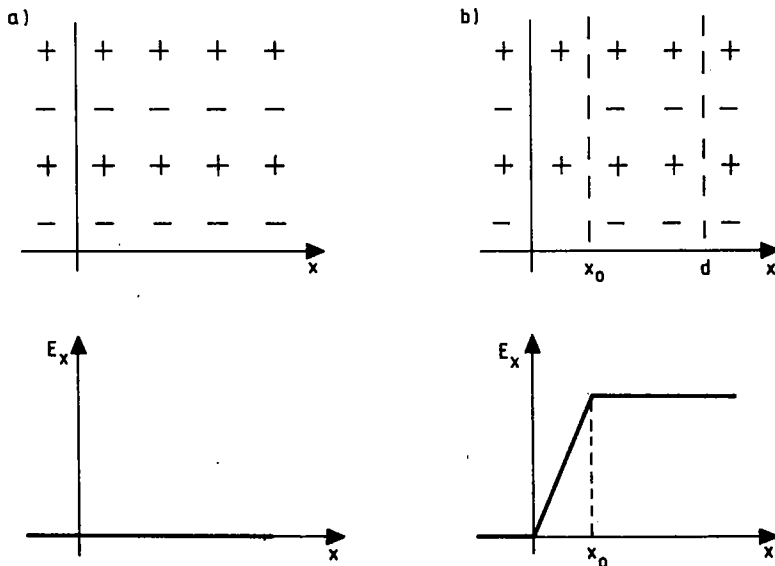
$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho^c}{\epsilon_0} \quad (1)$$

W przykładzie pokazanym na rys.1b, równanie (1) można zapisać przez:

$$\text{gdy } x < 0 \text{ to } \frac{dE_x}{dx} = 0 \Rightarrow E_x = 0$$

$$\text{gdy } 0 \leq x < x_0 \text{ to } \frac{dE_x}{dx} = \frac{n_e e}{\epsilon_0} \Rightarrow E_x = \frac{n_e e}{\epsilon_0} x$$

$$\text{gdy } x_0 \leq x \text{ to } \frac{dE_x}{dx} = 0 \Rightarrow E_x = \frac{n_e e}{\epsilon_0} x_0$$



Rys.1. Modelowy rozkład ładunków elektrostatycznych w plazmie: a) równomierny, b) z pewną gęstością objętościową

Rozwiązanie tego zadania dla $E = E(x)$ pokazuje rys.1b. Praca jaka jest potrzebna do tego, żeby przesunąć wszystkie elektrony od $x = 0$ do $x = d$, jest równa

$$L = \int_0^d e E_x(x_0) dx_0 = \int_0^d \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} x_0 dx_0 = \frac{n_e e^2}{\epsilon_0} \frac{d^2}{2}$$

Gdy energia stracona na rozdzielanie ładunków jest równa średniej energii ruchu cieplnego cząsteczek, to wynikająca z tego odległość rozdzielania ładunku nosi nazwę promienia ekranowania Debye'a.

Ponieważ w rozważanym modelu

$$E = \frac{kT}{2}$$

to ostatecznie dla $E = L$ i $\lambda_D = d$ otrzymuje się

$$\lambda_D = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_e}} \quad (2)$$

W przypadku mieszaniny plazmowej składającej się z elektronów, m - i $(m+1)$ -krotnych jonów zależność (2) przekształca się ([2]) do postaci

$$\lambda_D = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{\sum_k n_k Z_k^2}} \quad (3)$$

O gazie zjonizowanym mówi się, że jest plazmą wtedy, gdy makroskopowy wymiar charakterystyczny długości (np. odległość, na której ulega znacznej zmianie gęstość gazu) jest znacznie większy niż promień ekranowania Debye'a, czyli

$$L \gg \lambda_D \quad (4)$$

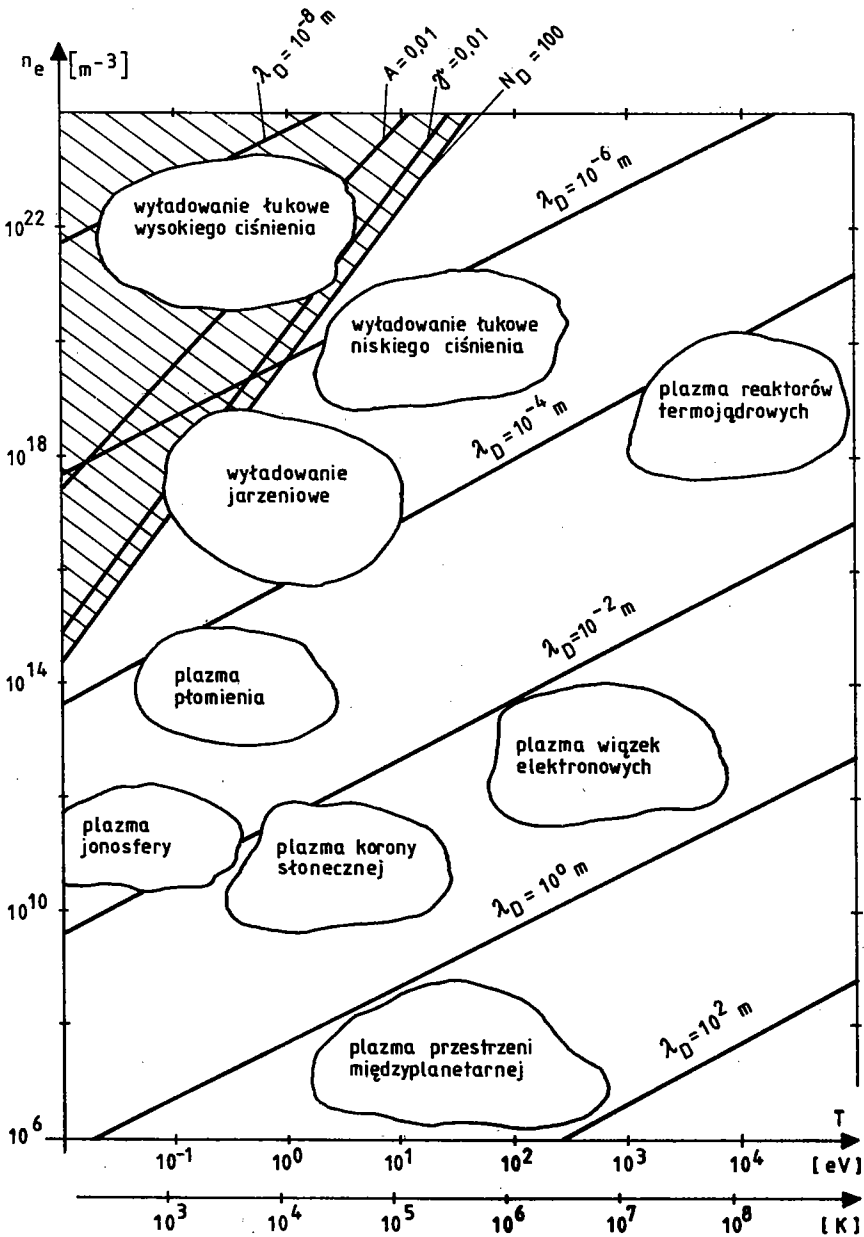
Gdy spełniony jest warunek (4), to w plazmie w skali makroskopowej spełniony jest warunek quasi-neutralności

$$n_e = \sum_i n_i Z_i \quad (5)$$

Na rys.2. pokazano, jak zmienia się wartość λ_D w funkcji gęstości elektronowej i temperatury. Dla ilustracji zaznaczono na nim również obszary występowania różnych form plazmy wzięte z [6].

W tabeli 1 zestawiono (wg [3]) typowe wartości charakterystycznych parametrów plazmowych dla kilku różnych wyładowań mających zastosowanie techniczne.

Równość temperatur wszystkich składników mieszaniny plazmowej jest niemożliwa do osiągnięcia, ponieważ zewnętrzne pole elektryczne przekazuje energię elektronom, a cząstki ciężkie



Rys.2. Zakresy zmian parametrów plazmowych

Tabela 1

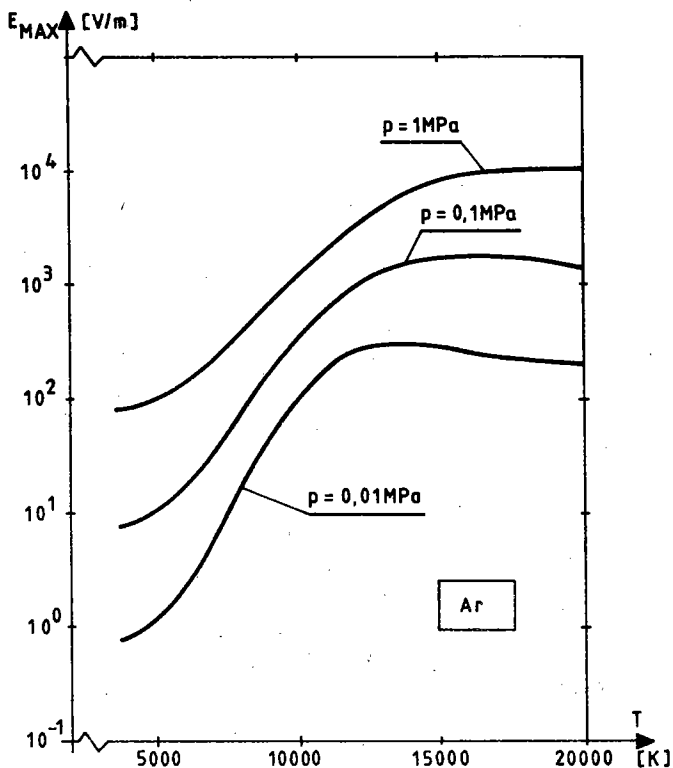
Rodzaj wyładowania	Ciśnienie [Tr]	Natężenie prądu [A]	Moc dostrazona [W·cm ⁻³]	Promień plazmy [cm]	Gęstość liczbowa elektronów [m ⁻³]	Temperatura elektronów [10 ⁴ K]	Stopień jonizacji
niskiego ciśnienia	10 ⁻²	1	10	1	10 ¹⁷	3-8	3·10 ⁻⁴
jarzeniowe	1	10 ⁻²	10 ⁻¹	1	10 ¹⁶	1-3	3·10 ⁻⁷
wysokoczęstotliwościowe	10	-	10	1	10 ¹⁸	1-3	3·10 ⁻⁶
wysokiego ciśnienia	10 ³	1	10 ²	1	10 ²¹	0,5-1	3·10 ⁻⁵
stacjonarna plazma laserowa	10 ³	-	10 ⁴	10 ⁻¹	10 ²³	1-3	3·10 ⁻³

tj. jony i atomy, uzyskują energię w wyniku zderzeń z elektronami. Gęstość energii traconą przez elektrony w wyniku zderzeń sprężystych z cząstkami ciężkimi można obliczyć na podstawie [4] z zależności

$$\Delta \dot{E}_{eh} = n_e \sum_h \frac{m_e}{m_h} \frac{3}{2} k(T_e - T_h) \bar{v}_{eh} \quad (6)$$

W przypadku jednorodnej i stacjonarnej plazmy umieszczonej w polu elektrycznym moc przekazywana elektronom jest częściowo przekazywana podczas zderzeń cząsteczkom ciężkim, a reszta jest wypromieniowywana na zewnątrz układu, czyli

$$\sigma E^2 = \Delta \dot{E}_{eh} + R \quad (7)$$



Rys.3. Maksymalne wartości natężenia pola dozwolone w przybliżeniu plazmy termicznej

Podstawienie zależności (6) do bilansu (7) pozwala na dyskusję wpływu parametrów plazmowych na wartość względnej różnicy temperatur elektronów i cząstek ciężkich $(T_e - T_h)/T_e$. Wzrost natężenia pola elektrycznego powoduje wzrost różnicy temperatur. Obniżenie ciśnienia, które powoduje zmniejszenie gęstości liczbowych składników, również powoduje wzrost różnicy temperatur.

Na rys.3 pokazano obliczone w [5] wartości maksymalnego natężenia pola elektrycznego E_{MAX} dla plazmy argonowej, przy którym $(T_e - T_h)/T_e$ jest mniejsza niż 10^{-3} . Wszystkie inne wartości $E \leq E_{MAX}$ powodują, że otrzymana plazma jest jednotemperaturowa.

3. SKŁAD MIESZANINY PLAZMOWEJ

Skład mieszaniny plazmowej otrzymanej w wyniku jonizacji czystego gazu wyznacza się rozwiązując następujący układ równań:

- równanie quasi-neutralności (5),
- równanie stanu,
- równanie Sahy napisane dla wszystkich reakcji jonizacji o postaci

$$A_m \rightleftharpoons A_{m+1} + e \quad \text{dla } m = 0, 1, 2, \dots$$

występujących w układzie. W rozważanym zakresie ciśnień i temperatur należy zbadać, czy można stosować przybliżenie plazmy idealnej, której równaniem stanu jest

$$p = k T \sum_j n_j \quad (8)$$

Istnieje kilka przyczyn odchylenia od stanu idealnego. Jedną z nich jest to, że ze wzrostem gęstości plazmy takie parametry, jak średnia droga swobodna czy promień ekranowania Debye'a są porównywalne z długością fali de Broglie'a cieplnego ruchu elektronów. Nieidealność ta wywołuje szereg specyficznych zjawisk, jak np. jonizację ciśnieniem czy przebudowę widma optycznego atomów i jonów. Uważa się (np. w [6]), że

nieidealność zaczyna się już przy temperaturze rzędu $2 \cdot 10^3$ K i przy ciśnieniu rzędu 1 MPa. Aby ocenić, czy plazmę można opisywać klasycznie, wprowadza się stopień zdegenerowania, zdefiniowany przez stosunek długości fali de Broglie'a dla elektronu do charakterystycznego wymiaru liniowego plazmy, czyli

$$A = \lambda_B n_e^{1/3} \quad (9)$$

gdzie

$$\lambda_B = \frac{h}{\sqrt{2\pi m_e k T}} \quad (10)$$

Gdy $A < 1$, to do opisu plazmy wykorzystuje się przybliżenie klasyczne, w przeciwnym wypadku potrzebne jest przybliżenie kwantowe. Praktyczne znaczenie ma tylko degeneracja gazu elektronowego, ponieważ w warunkach laboratoryjnych nie osiąga się stanu zdegenerowanego gazu cząstek ciężkich.

Na rys.2 zakreskowano obszar parametrów argonowej plazmy zdegenerowanej. Jako miarę degeneracji przyjęto $A \geq 0,01$.

Innym kryterium nieidealności plazmy jest liczba cząstek z ładunkiem w kuli o promieniu Debye'a. Jeżeli liczba ich jest duża, wtedy nie występują zderzenia binarne, tylko cząsteczki są rozpraszane przez pole wytworzone przez pozostałe cząsteczki z ładunkiem znajdujące się w kuli Debye'a. Przyjęto, że $N_D = 1$ jest granicą ze względu na oddziaływanie kulombowskie między rozrzedzoną idealną, a gęstą rzeczywistą plazmą. Na rys.2 zakreskowano obszar parametrów plazmowych, w których $N_D \leq 100$.

Plazmą nieidealną jest ta, w której średnia energia oddziaływania potencjalnego jest porównywalna ze średnią energią ruchu cieplnego. Dla obliczenia energii oddziaływania kulombowskiego wykorzystuje się teorię Debye'a-Hückela, przedstawioną w [7].

Energię wzajemnego oddziaływania elektrostatycznego układu naładowanych cząstek oblicza się jako połowę sumy iloczynów ładunku przez potencjały pola, jakie w punktach, w któ-

nych się one znajdują, wytwarzają wszystkie pozostałe ładunki znajdujące się w kuli Debye'a, czyli

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_k e Z_k N_k \varphi_k \quad (11)$$

gdzie wypadkowy potencjał φ_k działający na k-ty jon oblicza się z prawa Coulomba

$$\varphi_k = - \frac{Z_k e}{4\pi\epsilon_0 \lambda_D} \quad (12)$$

Podstawienie zależności (12) i (3) do definicji (11), prowadzi do określenia energii oddziaływania kulombowskiego przez relację

$$E_k = - \frac{e^3}{8\pi\epsilon_0^{3/2} (k T V)^{1/2}} \left(\sum_k N_k Z_k^2 \right)^{3/2} \quad (13)$$

Stopień nieidealności plazmy definiuje się przez

$$\gamma = \frac{E_k}{\frac{3}{2} k T} \quad (14)$$

gdy $\gamma \geq 1$, to plazma jest nieidealna, gdy $\gamma \ll 1$ mówi się o plazmie idealnej. Na rys.2 zakresowano obszar argonowej plazmy słabonieidealnej, tj. takiej, w której $0,01 \leq \gamma < 1$. W obszarze tym nie jest słuszne równaniu stanu o postaci (8). Do wyznaczenia równania stanu wykorzystuje się definicję

$$p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{T,N} \quad (15)$$

Ponieważ $F = F_{\text{kinetyczne}} + F_k$, to ciśnienie jest równe

$$p = k T \sum_j n_j - \left(\frac{\partial F_k}{\partial V} \right)_{T,N} \quad (16)$$

Z podstawowych zależności termodynamicznych wiadomo, że

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F_k}{T} \right)_{V,N} = - \frac{E_k}{T^2} \quad (17)$$

Podstawienie zależności (13) do równania (17), rozdzielenie zmiennych i całkowanie otrzymanego równania, pozwala obliczyć energię swobodną oddziaływania kulombowskiego z

$$F_k = \frac{2}{3} E_k = - \frac{e^3}{12 \pi \epsilon_0^{3/2} (k T V)^{1/2}} \left(\sum_k N_k Z_k^2 \right)^{3/2} \quad (18)$$

Nowe równanie stanu dla plazmy słabo nieidealnej ma postać

$$p = k T \sum_j n_j - \frac{e^3}{24 \pi \epsilon_0^{3/2} (k T)^{1/2}} \left(\sum_k n_k Z_k^2 \right)^{3/2} \quad (19)$$

Równowagę jonizacyjną reakcji przebiegającej w warunkach plazmowych opisuje równanie Sahy o postaci

$$\frac{N_e N_{m+1}}{N_m} = V^2 \left(\frac{2 \pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{Q_{m+1}^{el}}{Q_m^{el}} \exp \left(- \frac{I_m - \Delta I_m}{k T} \right) \quad (20)$$

dla $m = 0, 1, 2, \dots$

Wartość obniżenia potencjału jonizacji oblicza się z zależności

$$\Delta I_m = \left[- \left(\frac{\partial F_k}{\partial N_e} \right) - \left(\frac{\partial F_k}{\partial N_{m+1}} \right) + \left(\frac{\partial F_k}{\partial N_m} \right) \right]_{V,T} \quad (21)$$

Różniczkowanie zależności (18) z wykorzystaniem relacji $Z_{k+1} = Z_k + 1$ prowadzi ostatecznie do

$$\Delta I_m = \frac{e^3 (Z_m + 1)}{4 \pi \epsilon_0^{3/2}} \sqrt{\frac{\sum_k N_k Z_k^2}{k T V}} \quad (22)$$

co w innym zapisie ma postać

$$\Delta I_m = \frac{(Z_m + 1) e^2}{4 \pi \epsilon_0 \lambda_D}$$

Otrzymany wynik można zinterpretować następująco: obniżenie potencjału jonizacji m -krotnego jonu jest równe energii oddziaływania kulombowskiego $(m+1)$ -krotnego jonu z elektronem oddalonym o promień Debye'a jonu.

Elektronowe funkcje rozdziału cząstek ciężkich Q_m^{el} występujące w równaniu (20) różnią się od swojej postaci definicyjnej dla cząsteczki swobodnej

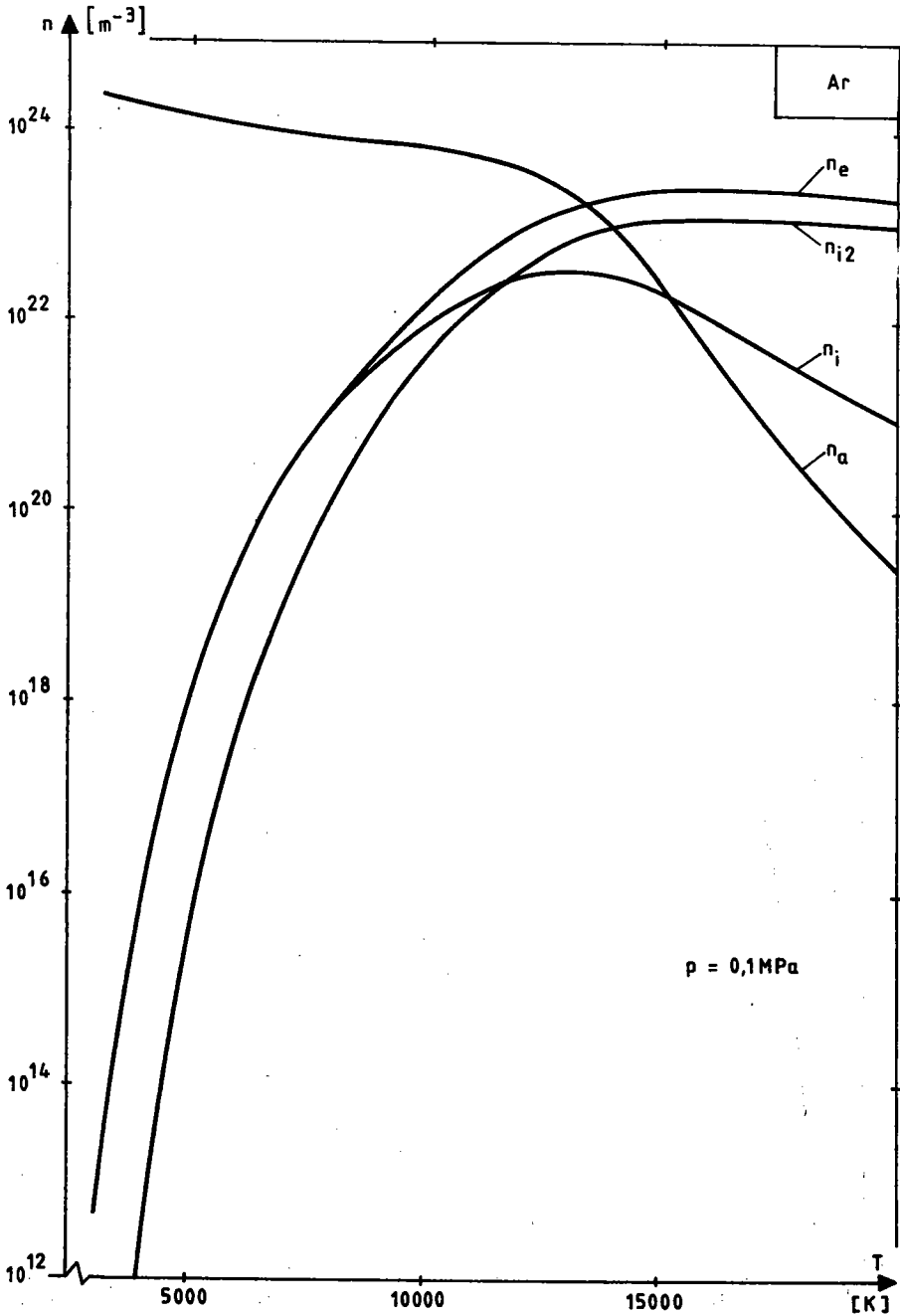
$$Q_m^{el} = \sum_{l=0}^{\infty} g_l \exp\left(-\frac{\epsilon_l}{kT}\right) \quad (23)$$

ponieważ wagi statystyczne poziomów wzbudzonych cząstek ciężkich znajdujących się w plazmie zależą nie tylko od ich budowy atomowej ale również od warunków otoczenia. Jony i atomy znajdują się pod wpływem pola elektrycznego wywołanego przez inne cząsteczki z ładunkiem znajdujące się w kuli Debye'a. Cząsteczki te wytwarzają mikropola, które nie wpływają na wartości poziomów energetycznych, nie powodują obniżenia potencjału jonizacji, ale sprawiają, że każdy poziom wzbudzony cząstki ciężkiej realizowany jest z określonym prawdopodobieństwem, czyli

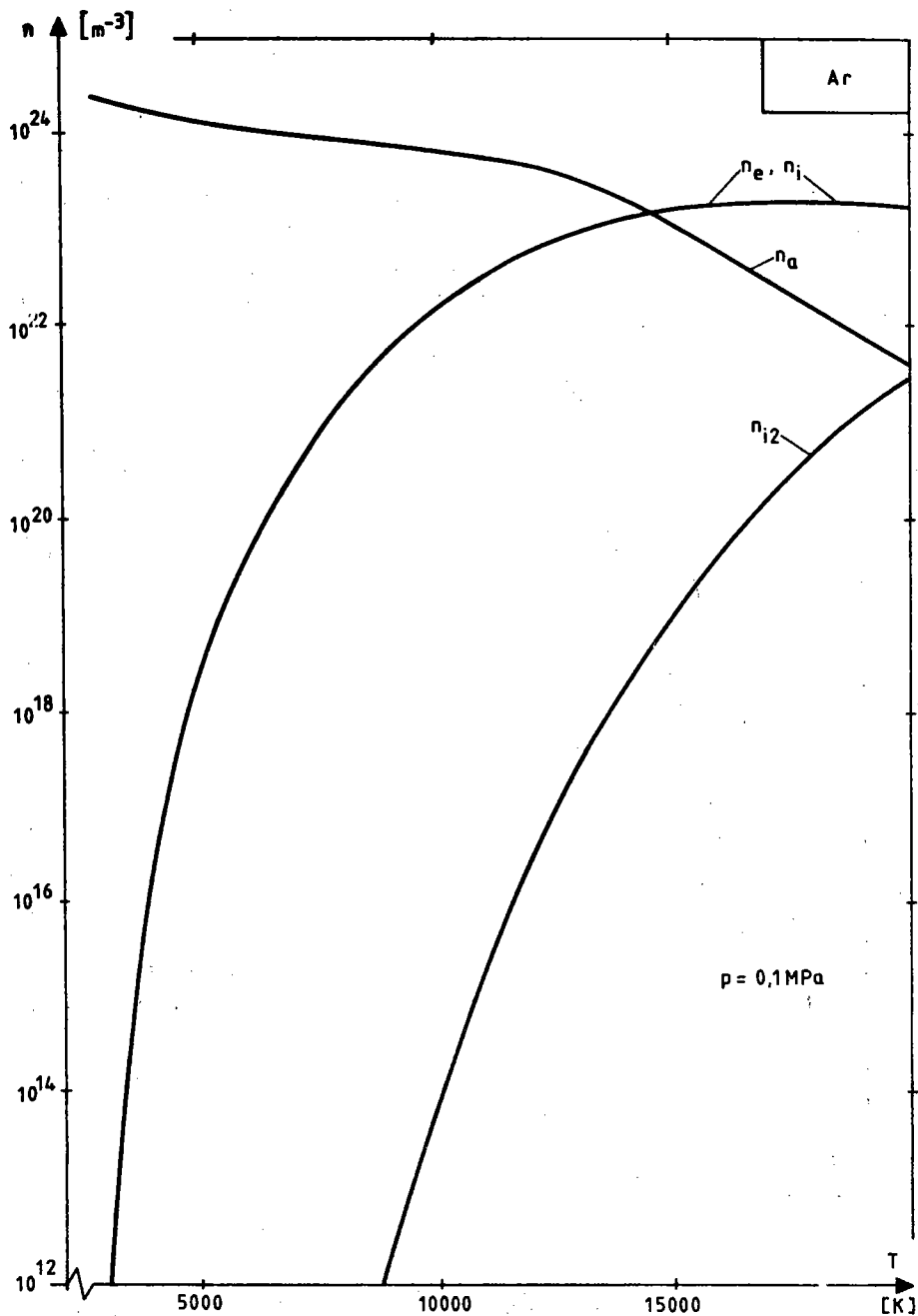
$$Q_m^{el} = \sum_{l=0}^L \omega_l g_l \exp\left(-\frac{\epsilon_l}{kT}\right) \quad (24)$$

Wartości prawdopodobieństw realizacji poziomu oblicza się wg metody przedstawionej w [8,9,10]. Sumowanie w (24) jest ograniczone do kilku poziomów, a nie jest nieograniczone jak w (23), ponieważ ω_l bardzo szybko dąży do zera gdy l rośnie. Z tego powodu L jest rzędu kilku poziomów.

Ostatecznie dla znalezienia składu mieszaniny plazmowej w rozważanych warunkach, należy rozwiązać układ 4 nieliniowych równań dla 4 zmiennych $\{n_e, n_1, n_{12}, n_a\}$. Układ ten rozwią-

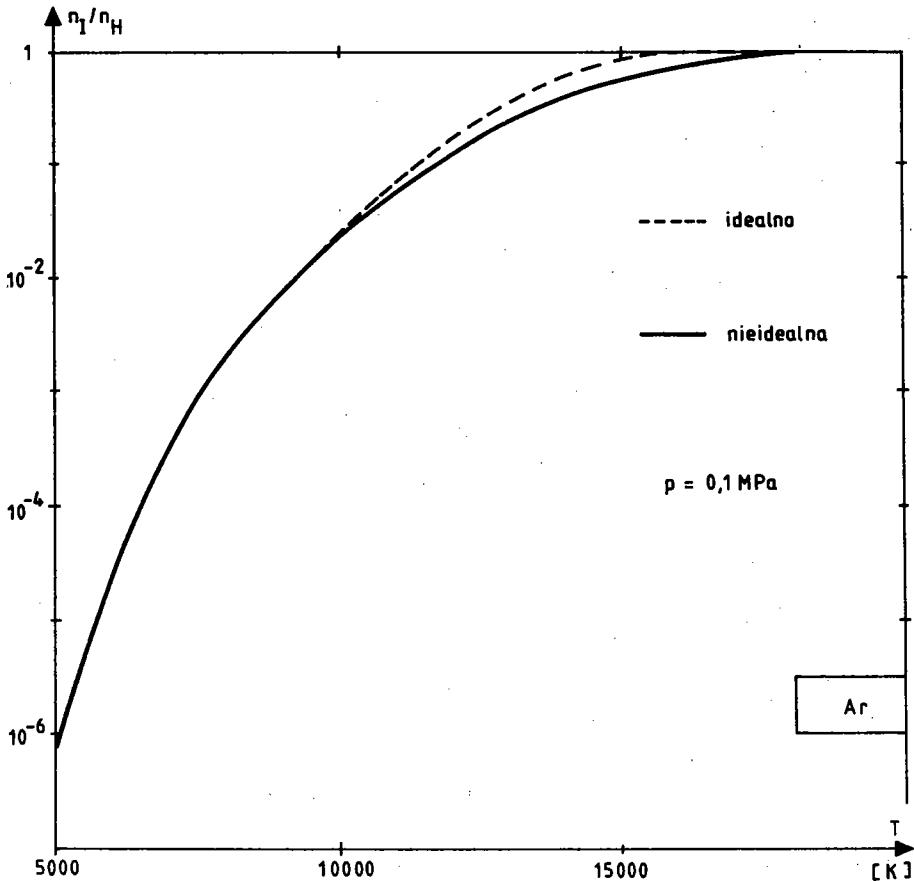


Rys.4. Gęstości liczbowe plazmy idealnej



Rys.5. Gęstości liczbowe plazmy nielodajnej

zano metodą opisaną w [11]. Dla pokazania wpływu mikropól na skład mieszaniny plazmy argonowej, przedstawiono na rys.4 i 5 gęstości liczbowe składników w funkcji temperatury dla modelu idealnego i nieidealnego. Na rys.6 pokazano przebieg zmian stopnia jonizacji dla obu przypadków. Stopień jonizacji plazmy nieidealnej jest niższy niż plazmy idealnej obliczony dla tych samych warunków plazmowych.



Rys.6. Stopień jonizacji

Jak wykazano np. w [12,13], poprawno wyznaczenie gęstości liczbowych składników plazmy ma podstawowe znaczenie dla obliczania parametrów transportowych plazmy lub znajdowania jej parametrów radiacyjnych.

4. MODELE PŁAZMOWE

Projektowanie urządzeń wytwarzających plazmę wymaga rozwiązania poważnego problemu technicznego związanego z przekazaniem bardzo dużej mocy cieplnej. Budowę plazmotronu musi poprzedzić etap obliczeniowy, podczas którego rozwiązuje się układ równań zachowania: ciągłości, pędu i energii aby znaleźć rozkład temperatury w części wewnętrznej plazmotronu, dla zapewnienia właściwego chłodzenia urządzenia. Budowę plazmowej lampy oświetleniowej również poprzedza taki sam etap obliczeniowy nie tylko dla właściwego chłodzenia lampy, ale również dla określenia widma emitowanego światła, które zależy od pola temperatury i grubości optycznej czynnika we wnętrzu lampy. Przykład rozwiązania takiego zadania dla źródeł światła można znaleźć w [14]. Do zamknięcia opisu zadania matematycznego konieczna jest znajomość parametrów transportowych plazmy, takich jak: współczynniki przewodności elektrycznej i cieplnej, współczynnik termodyfuzji, współczynnik lepkości dynamicznej itd. Wartości parametrów transportowych bardzo silnie zależą od temperatury, która w omawianych zastosowaniach zmienia się od 700 K na ścianie urządzenia do 20000 K w osi wyładowania. Wartości parametrów transportowych dla wysokich temperatur mogą być tylko obliczone. Rozróżnia się dwa rodzaje parametrów:

- związane z cząstkami ciężkimi;
- związane z elektronami.

Wartości parametrów transportowych związanych z cząstkami ciężkimi (współczynnik lepkości dynamicznej, składowa współczynnika przewodzenia ciepła itd.) oblicza się metodami przybliżonymi opisanymi np. w [15].

Wartości elektronowych parametrów transportowych (współczynnik przewodności elektrycznej, składowa współczynnika przewodzenia ciepła itd.) oblicza się również metodami przybliżonymi, wykorzystując dodatkowe uproszczenia modelowe. Szczegółowe omówienie tego zagadnienia można znaleźć np. w [4,16]. W zależności od relacji między częstotliwościami zderzeń wprowadza się następujące modele:

- plazma słabo zjonizowana: $\bar{v}_{ee}/\bar{v}_{eh} \ll 1$; z tego powodu można pominąć człon zderzeniowy dla zderzeń elektronów z elektro-

nami w równaniu Boltzmann; w przybliżeniu tym część główna funkcji rozkładu względem prędkości dla elektronów jest nie-maxwellowska;

- plazma częściowo zjonizowana: $\bar{v}_{ee}/\bar{v}_{eH} \gg m_e/m_n$; w tym przypadku człon zderzeniowy dla zderzeń elektronów z elektronami jest dominujący w równaniu Boltzmann; w przybliżeniu tym część główna funkcji rozkładu jest maxwellowska;
- plazma całkowicie zjonizowana: $\bar{v}_{eH} = \bar{v}_{eI}$, gdzie przyjęto oznaczenie

$$\bar{v}_{eH} = \sum_h \bar{v}_{eh}$$

$$\bar{v}_{eI} = \sum_i \bar{v}_{ei}$$

Częstości zderzeń międzyelektronowych obliczono z zależności [4]

$$v_{ei} = n_i \frac{4\pi}{c^3} \left(\frac{Z e^2}{4\pi \epsilon_0 m_Z} \right)^2 \ln \Lambda \quad (25)$$

Usrednienie częstości zderzeń względem energii przez

$$\bar{v}_{ei} = \int_0^{\infty} \frac{\frac{1}{2} m_Z c^2}{\frac{3}{2} k T} v_{ei} f_M 4\pi c^2 d\epsilon \quad (26)$$

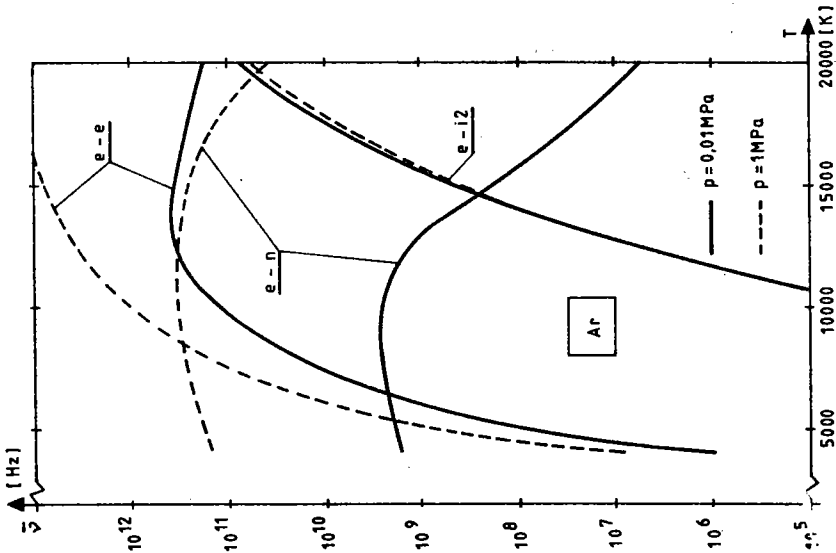
prowadzi do znalezienia średnich częstości zderzeń:

- elektronów z Z-krotnymi jonami

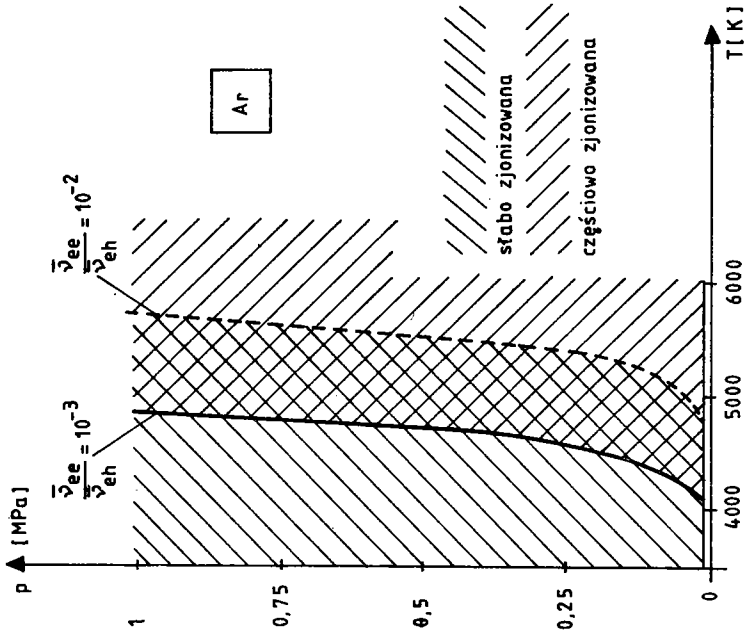
$$\bar{v}_{ei} = n_i \frac{4 \sqrt{2\pi}}{3} \left(\frac{m_e}{k T} \right)^{3/2} \left(\frac{Z e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e} \right)^2 \ln \Lambda \quad (27)$$

- elektronów z elektronami

$$\bar{v}_{ee} = n_e \frac{8 \sqrt{\pi}}{3} \left(\frac{m_e}{k T} \right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m_e} \right)^2 \ln \Lambda \quad (28)$$



Rys.7. Średnie częstotliwości zderzeń elektronów



Rys.8. Zakresy zmian ciśnienia i temperatury dozwolone w modelach plazmy słabo i częściowo zjonizowanej

dla zderzeń elektronów z cząstkami neutralnymi wykorzystując się definicyjną zależność

$$\nu_{eh} = n_n C Q_{eh}(C) \quad (29)$$

Wartości Q_{eh} dla argonu wzięto z [17]. Uśrednienie częstości zderzeń (29) wg relacji (26) prowadzi do

$$\bar{\nu}_{eh} = n_n \frac{4}{3} \sqrt{\frac{8 k T}{\pi m_e}} \int_0^{\infty} e^{-t} t^2 Q_{eh}(t) dt \quad (30)$$

gdzie

$$t = \frac{m_e C^2}{2 k T}$$

Formuła (30) jest wygodna do obliczeń numerycznych przy pomocy kwadratury Gaussa-Laguerra. Na rys.7 pokazano przebieg obliczonych wartości średnich częstości zderzeń plazmy argonowej w funkcji temperatury.

Na rys.8 pokazano granice stosowania modeli plazmy słabo i częściowo zjonizowanej. Jako graniczne wartości przyjęto liczby różniące się o dwa rzędy od ograniczeń nierównościowych.

5. PODSUMOWANIE

W pracy podano warunki występowania plazmy. Podano metodę obliczania podstawowych parametrów plazmowych. Przedyskutowano przyczyny powstawania nieidealności w plazmie. Podano równanie stanu opisujące plazmę słabo nieidealną. Omówiono warunki, jakie muszą być spełnione dla wprowadzania przybliżenia plazmy termicznej (jednotemperaturowej). Podano sposób obliczania składu jednoskładnikowej plazmy nieidealnej. Po przedstawieniu sposobu obliczania średnich częstości zderzeń elektronów z elektronami i z cząstkami ciężkimi, przedyskutowano warunki, które muszą być spełnione przy wprowadzeniu przybliżenia plazmy słabo i częściowo zjonizowanej. Elementy teoretyczne ilustrowano przykładami obliczeń dla plazmy argonowej.

Wszystkie bardziej rozwinięte obliczenia plazmowe odnoszące się np. do widma promieniowania czy parametrów transportowych muszą być poprzedzone obliczeniami przedstawionymi w niniejszej pracy.

Skład plazmy znajdującej się w skrzyżowanych polach magnetycznym i elektrycznym (stałym lub zmiennym) oblicza się wg przedstawionej metody wtedy, gdy można mówić o lokalnej równowadze termodynamicznej plazmy. W układach wieloskładnikowych (mieszanki gazowe, posiew, zanieczyszczenia) skład plazmy oblicza się również wg przedstawionej metody, uzupełnionej równaniami bilansowymi pierwiastków.

Artykuł został napisany podczas realizacji zadania w CPBP-02.22.

BIBLIOGRAFIA

1. Celiński Z.: Plazma. PWN, Warszawa 1980.
2. Landau L., Lifszic E.: Fizyka statystyczna, PWN, Warszawa 1959.
3. Golant W.E., Żilinskij A.P., Sacharow I.E.: Osnovy fiziki plazmy. Atomizdat, Moskwa 1977.
4. Mitchner M., Kruger C.H. Jr.: Partially Ionized Gases. Wiley, NY 1973.
5. Sado J.: Electronic Transport Coefficients of One-Temperature Isotropic, Partially Ionized Plasma of High Pressure. Bull. Ac. Pol.: Tech. (w druku).
6. Kulik P.P., Rjabij W.A., Ermochin N.W.: Nieidealnaja plazma. Energoatomizdat, Moskwa 1984.
7. Zeldovicz J.B., Rajzer J.P.: Fizika udarnych woln i wyskotemperaturnych gidrodinamiczeskich jawlenii. Gosud. Izdat. Fiz.-Mat. Litrat., Moskwa 1963.
8. Hooper C.F.: Electric Microfield Distributions in Plasmas. Phys. Rev., 149(1966) No 1, p. 77-91.
9. Hooper C.F.: Low-Frequency Component Electric Microfield Distributins in Plasmas. Phys. Rev., 165(1968) No 1, p. 215-222.
10. Hooper C.F.: Asymptotic Electric Microfield Distribution in Low Frequency Component Plasmas. Phys. Rev., 169(1968) No 1, p. 193-195.
11. Sado J.: Wyznaczenie parametrów fizycznych, transportowych i spektralnych plazmy niskotemperaturowej. Arch. Termod., 3(1982) Nr 3-4, s. 155-169.
12. Sado J.: Opracowanie metody wyznaczania parametrów transportowych z uwzględnieniem reakcji chemicznej dla plazmy

- termicznej wysokociśnieniowej. Raport ITC dla KTS Wydz. IV NT PAN, Warszawa 1985.
13. Sado J.: Wyznaczanie parametrów radiacyjnych wysokociśnieniowej plazmy termicznej. Raport ITC dla KTS Wydz. IV NT PAN, Warszawa 1986.
 14. Sado J.: Konwekcja swobodna w przestrzeni zamkniętej plazmy wykładania łukowego. Arch. Termod., 4(1983) Nr 2-3, s. 303-315.
 15. Ferziger J.H., Kaper H.G.: Mathematical Theory of Transport Processes in Gases. North-Holland, Amsterdam 1972.
 16. Sado J.: Elektronowe współczynniki transportowe częściowo zjonizowanej plazmy. Materiały XIII Zjazdu Termodynamików, Częstochowa-Kozubnik 1987, s. 560-566.
 17. Hasted J.B.: Physics of Atomic Collisions. Butterworths, London 1972.

ТЕРМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

А н н о т а ц и я

В работе приводятся условия существования термической плазмы. Описывается метод вычисления односоставной слабо-неидеальной плазмы. Рассматриваются упрощения, применительные к модельной аппроксимации слабо и частично ионизированной плазмы. Приводятся результаты вычисления для аргонной плазмы, имеющей температуру и давление в границах $4 \cdot 10^3 - 20 \cdot 10^3$ К и $0,02 - 1,0$ МПа.

HIGH PRESSURE ONE-TEMPERATURE PLASMA

S u m m a r y

The one-temperature plasma existence conditions are presented in this paper. The calculation method of weakly nonideal plasma composition is given. The simplifying assumptions in approximation of weakly and partially ionized plasma are discussed. The calculated values for argon plasma in temperature $4 \cdot 10^3 - 20 \cdot 10^3$ K and pressure $0,01 - 1$ MPa ranges are presented.