

## CHARAKTERYSTYKI ŁUKU PLAZMOTRONÓW SPEKTROMETRYCZNYCH

### STRESZCZENIE

W artykule sformułowano warunki brzegowe modelu łuku w plazmotronie spektrometrycznym bez wymuszonego przepływu gazu. Podano sposób przeliczania charakterystyk eksperymentalnych na warunki pracy plazmotronu z różnymi gazami plazmotwórczymi. Przedstawiono obliczone charakterystyki elektryczne i cieplne części cylindrycznej i stożkowej łuku ściśniętego zimnymi ściankami.

**Słowa kluczowe:** łuk elektryczny, model dwuwarstwowy łuku, plazmotron spektrometryczny

### ARC DEPENDENCIES OF THE SPECTROMETRIC PLASMA TORCH

Boundary conditions of the arc model in a spectrometric plasma torch without excited gas flow have been formulated in the paper. The method of calculation of experimental dependencies for plasma torch working on different plasmagenic gases has been presented in the paper. Calculated electrical and thermal dependencies of cylindrical and conical part of the constricted arc with cold wall have been shown.

**Keywords:** electrical arc, two layer arc model, spectrometric plasma generator

### 1. WSTĘP

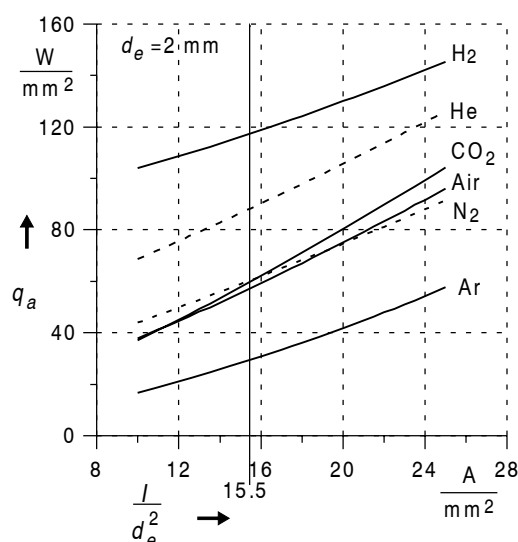
Podstawą modelowania łuku w plazmotronie z wymuszonym przepływem gazu przez kanał wyładowczy (plazmotrony strugowe – PSt) i bez wymuszonego przepływu gazu (plazmotrony spektrometryczne – PSp) może być warunek brzegowy na powierzchni łuku, utworzony na podstawie teorii łuku dwuwarstwowego [1–3]. Uniwersalność tego warunku wynika z braku konwekcyjnego rozpraszania energii pola elektrycznego w części cylindrycznej kolumny łuku otoczonej silnie turbulentnym przepływem gazowym. Stan stabilny takiej dwuwarstwowej struktury gazodynamicznej w kanale wyładowczym PSt dotyczy kolumny z przepływem laminarnym plazmy i zewnętrznego przepływu turbulentnego gazu, omywającego kolumnę łuku.

W PSp łuk płonie w kanale wyładowczym bez wymuszonego przepływu gazu, gdyż niemal cały strumień jego masy jest zasysany przez część stożkową położoną przy katodzie, który następnie przepływa przez część cylindryczną w kierunku anody. Umożliwia to sformułowanie warunków granicznych na powierzchni części cylindrycznej kolumny [3]. Podstawą obliczania jest analityczne rozwiązanie równania przewodności cieplnej gazu w warstwie ściśnięcia. W rozwiązywaniu tego zadania założono warunek pełnego braku ruchu gazu w warstwie ściśnięcia i jego optyczną przezroczystość w stosunku do promieniowania łuku.

### 2. WARUNKI BRZEGOWE NA POWIERZCHNI ŁUKU W PSP I PST

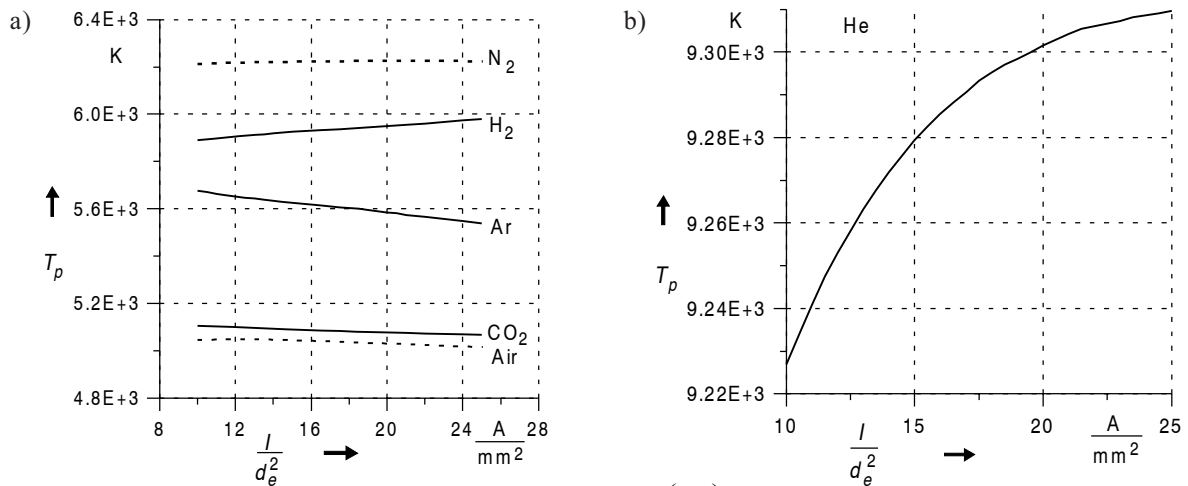
Wyniki badań charakterystyk cieplnych PSp i PSt wskazują na zbieżny zakres wartości gęstości strumienia cieplnego na powierzchni kolumny  $q_a$  łuku ściśniętego albo ściankami, albo turbulentnym przepływem gazu. W szerokim zakresie parametrów PSt, pracującego z powietrzem, wartość  $q_a$  zmienia się w granicach od 40 do 95 W/mm<sup>2</sup>. Zbież-

ność stanów cieplnych łuków w obu typach plazmotronów umożliwia wysnucie wniosku o zgodności warunków brzegowych na powierzchni części cylindrycznej kolumny. Warunki brzegowe łuków z plazmą o zadanym składzie chemicznym w PSp mogą być zastosowane do łuków płonących w tym samym gazie w kanale PSt. Im większy jest stopień ściśnięcia łuku ściankami kanału PSp, tym większe są wartości  $q_a$  na powierzchni łuku. Z rysunku 1 widać, że wartości  $q_a$  łuku powietrznego znajdują się w tych samych granicach, co i wskazane wcześniej możliwe wartości  $q_a$  łuku w kanale PSt z intensywnym przepływem powietrza ( $q_a = 40 \div 95$  W/mm<sup>2</sup>).



Rys. 1. Wykres obliczonej zależności  $q_a \left( \frac{I}{d_e^2} \right)$  łuku w różnych gazach, ściśniętego ściankami kanału wyładowczego bez wymuszonego przepływu gazu ( $d_e = 2$  mm)

\* Politechnika Częstochowska



Rys. 2. Wykres obliczonej temperatury na powierzchni łuku  $T_p \left( \frac{I}{d_e^2} \right)$ , ściśniętego ściankami kanału wyladowczego bez wymuszonego przepływu gazu: a) łuk w różnych gazach; b) łuku w helu ( $d_e = 2 \text{ mm}$ )

Z rysunku 2 wynika, że temperatura na powierzchni kolumny łuku utworzonego z wybranego gazu słabo zależy od zmian gęstości powierzchniowej strumienia ciepłego łuku  $q_a$ . Szeroki zakres wartości gęstości mocy od 40 do 95 W/mm<sup>2</sup> dotyczy stanów intensywnego łuku, zarówno w PSt, jak i PSp.

Na podstawie analizy bilansu strumieni energetycznych w kolumnie łuku dwuwarstwowego [3] możliwe jest przyjęcie założenia upraszczającego o jednoznacznym związku gęstości strumienia ciepłego  $q_a$  na powierzchni kolumny ze średnią wartością gęstości strumienia ciepłego  $q_k$  w płamie katodowej łuku elektrycznego. Jeśli ponadto w przypadku zmieniających się wartości gęstości strumieni ciepłych  $q_a$  i  $q_k$  przyjąć założenie upraszczające o stałej wartości spadku napięcia ( $U_K = \text{const}$ ) w warstwie elektrofizycznej katodowej, to można sformułować jednoznaczne związki średniej gęstości prądu w płamie katodowej  $j_k$  z gęstością strumienia ciepłego  $q_a$

$$q_k = j_k \cdot U_K \sim q_a \quad (1)$$

i

$$\frac{\text{Gaz } j_k}{\text{Ar } j_k} = \frac{\text{Gaz } q_a}{\text{Ar } q_a} \quad (2)$$

Na rysunku 1 pokazano obliczone zależności  $q_a \left( \frac{I}{d_e^2} \right)$  łuków azotowego i argonowego. Wskazują one na wystarczająco dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi [4, 5] w całym zakresie zmian gęstości powierzchniowej strumienia ciepłego od 40 do 95 W/mm<sup>2</sup>. Ponadto w punkcie  $\frac{I}{d_e^2} = 15,5 \frac{\text{W}}{\text{mm}^2}$  warunek podobieństwa (2) jest dokładnie spełniony

$$\frac{N_2 j_k}{\text{Ar } j_k} = \frac{15,4 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2}{7,5 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2} = \frac{N_2 q_a}{\text{Ar } q_a} = \frac{K_q}{\text{Ar} \rightarrow N_2} = 2,054 \quad (3)$$

Z energofizycznego punktu widzenia współczynnik bezwymiarowy  $K_q$  odzwierciedla intensywność cieplną i dlatego można go nazwać współczynnikiem intensywności łuku.

Uwzględniając podobne nachylenie krzywych  $q_a \left( \frac{I}{d_e^2} \right)$  łuku w różnych gazach (rys. 1), można zaproponować przestrzeganie warunków podobieństwa (3) łuku w kanale wyladowczym plazmotronu, pracującego z różnymi gazami.

Tabela 1

Współczynnik intensywności łuku z katodą wolframową, ściśniętego ściankami lub przepływem gazu w kanale wyladowczym PSp i PSt

Gaz	Argon	Azot	Powietrze	Wodór	Hel	Mieszanina 90% Ar + 10% H <sub>2</sub>	Ditlenek węgla
$q_a$ , W/mm <sup>2</sup>	29,446	60,48	57,33	117,48	88,4	35,473	60,07
$T_p$ , K	5620	6220	5040	5930	9280	6000	5090
$K_q$ Ar→Gaz	1	2,054	1,947	4,0	3,0	1,205	2,04
$K_q$ Air→Gaz	0,514	1,055	1	2,054	1,54	0,619	1,048

W tabeli 1 zamieszczono obliczone wartości współczynnika intensywności łuku  $K_q$ , płonącego w różnych gazach z wartością parametru  $\frac{I}{d_e^2} = 15,5 \frac{\text{W}}{\text{mm}^2}$ .

Jeśli znane są charakterystyki katody wolframowej prętowej z przewagą emisji termoelektronowej do łuku w argonie, to można obliczyć (tab. 1) gęstość prądu łuku płonącego w innym gazie

$$\text{Gaz } j_k = A_r j_k \cdot K_q \quad (4)$$

Ar → Gaz

Zgodność parametrów brzegowych łuku intensywnego w PSp i PSt z uogólnionym rozwiązaniem równania bilansu energii [3] umożliwia zapisanie warunku podobieństwa w postaci

$$\text{Gaz } q_a = \text{Air } q_a \cdot K_q \quad (5)$$

Air → Gaz

To daje możliwość przeliczenia uogólnionych charakterystyk gęstości mocy łuku  $q_a$  PSt, pracującego z powietrzem, na dowolny skład gazu plazmotwórczego.

### 3. CHARAKTERYSTYKI CZĘŚCI CYLINDRYCZNEJ KOLUMNY ŁUKOWEJ PSP, PRACUJĄCEGO Z DOWOLNYM GAZEM

Ściśnięcie łuku ściankami w kanale wyladowczym PSp stanowi efektywny środek oddziaływania na temperaturę plazmy. Wartość dopuszczalna wskaźnika ściśnięcia łuku

$$\delta_r = \frac{r_a}{r_e} = \frac{r_a}{d_e/2} \quad (6)$$

zależy od rodzaju gazu, średnicy kanału wyladowczego  $d_e$  i prądu łuku  $I$ . Poziom ograniczenia tego wskaźnika określa się dopuszczalnym obciążeniem cieplnym ścianek metalowych kanału konstryktora, chłodzonych wodą. W zależności od konstrukcji konstryktora wartości graniczne gęstości strumienia cieplnego na powierzchni wewnętrznej sekcji zmieniają się od  $\max q_w = 20 \text{ W/mm}^2$  w plazmotronach pracujących z argonem do  $\max q_w = 50 \text{ W/mm}^2$  w plazmotronach pracujących z wodorem. W związku z tym, w obliczeniach charakterystyk łuku PSp będziemy wykorzystywać warunek dopuszczalnej obciążalności cieplnej ścianek kanału wyladowczego, zadany przez maksymalną wartość prądu, która zależy od rodzaju gazu i średnicy kanału wyladowczego.

Na podstawie rozwiązania równania energii łuku można było obliczyć funkcje uniwersalne konduktancji i promieniowania, które umożliwiają sprowadzenie obliczenia parametrów łuku plazmotronu do rozwiązywania czysto algebraicznego układu równań [3]. Do nich należą równania warunków brzegowych łuku PSp:

- warunek brzegowy pierwszego rodzaju na powierzchni kolumny łuku w postaci rozwiązania równania przewodności cieplnej gazu [6] w warstwie ściśnięcia

$$p_\lambda = \frac{2\pi \cdot S(T_p) \cdot K_s(T_p)}{\ln(d_e/2) - \ln(r_c)} \quad (7)$$

gdzie  $K_s$  – współczynnik korekcji rozwiązania równania przewodności cieplnej ze względu na nieliniowość funkcji przewodności cieplnej  $S(T)$  gazu plazmotwórczego

$$K_s(T) = \frac{0,5 \cdot S(T) \cdot (T - T_s)}{\int_{T_s}^T S(T) dT} \quad (8)$$

- warunek brzegowy pierwszego rodzaju na powierzchni części cylindrycznej kolumny łuku w postaci:

$$S_p = S(T_p); \quad T_p = \Lambda^{-1} \sigma_p(T); \quad \sigma_p = \frac{j_p}{E_c} \quad (9)$$

- wzór na promień kolumny  $r_c = r_a$  łuku, ściśniętego ściankami kanału

$$r_a^2 = \sqrt{0,25 \cdot \left[ \frac{p_\lambda}{\tilde{p}_\epsilon(p_\lambda)} \right]^2 + \frac{I^2}{\tilde{p}_\epsilon(p_\lambda) \cdot \tilde{g}(p_\lambda)} - 0,5 \cdot \frac{p_\lambda}{\tilde{p}_\epsilon(p_\lambda)}} \quad (10)$$

m<sup>2</sup>

(tutaj  $r_a$  – promień łuku w m,  $I$  – prąd łuku w A,  $p_\lambda$  – gęstość liniowa mocy w W/m,  $\tilde{g}$  – funkcja uniwersalna konduktancji elektrycznej łuku w S/m,  $\tilde{p}_\epsilon$  – funkcja uniwersalna mocy promieniowania łuku w W/m<sup>3</sup> [3]) i równanie natężenia pola elektrycznego części cylindrycznej kolumny

$$E_c = \frac{0,5 p_\lambda}{I} + \left[ \left( \frac{0,5 p_\lambda}{I} \right)^2 + \frac{\tilde{p}_\epsilon(p_\lambda)}{\tilde{g}(p_\lambda)} \right]^{0,5} \quad (11)$$

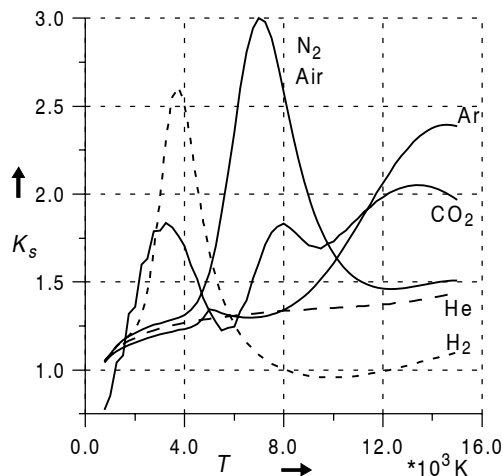
gdzie  $S$  – potencjał strumienia cieplnego w W/m.

Na rysunku 3 pokazano zależności współczynnika  $K_s$  od temperatury różnorodnych gazów. Widać z nich silną nieliniowość tej funkcji, zwłaszcza tych wiązanych z azotem, powietrzem i wodorem. Przyczyną jest silna nieliniowość funkcji  $S(T)$  gazów plazmotwórczych.

Niech będą zadane wartości prądu  $I$  i średnicy kanału konstryktora  $d_e$ . Rozwiązanie układu równań algebraicznych (7)–(11) można wykonać metodą iteracyjną z warunkiem początkowym:

$$T_p^* = T_p \text{ (tab. 1); } \delta^* = \left( \frac{2r_a^*}{d_e} \right) = 0,995 \quad (12)$$

W ten sposób można obliczyć parametry elektryczne i cieplne części cylindrycznej kolumny łuku PSp pracującego z gazem plazmotwórczym o dowolnym składzie chemicznym. Te parametry można związać także ze wskaźnikiem stopnia ściśnięcia łuku  $\delta_r$ .



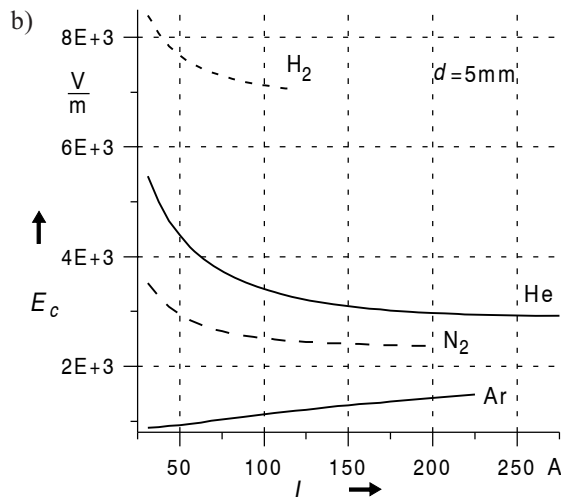
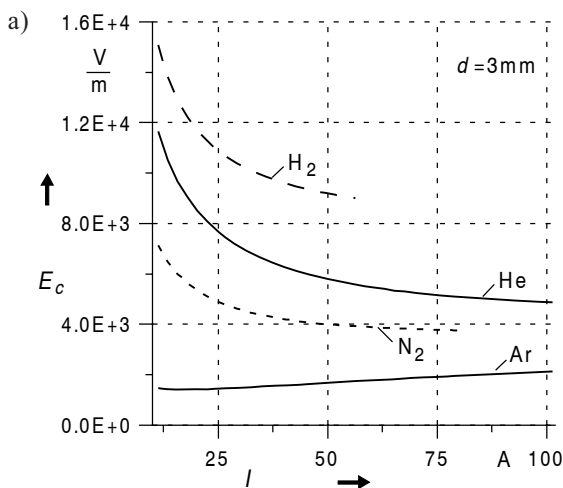
Rys. 3. Wykres współczynnika korekcji  $K_s(T)$  rozwiązania równania przewodności cieplnej ze względu na nieliniowość funkcji przewodności cieplnej  $S(T)$  różnorodnych gazów plazmotwórczych

Przyjmuje się, że temperatura  $T_w$  ścianki miedzianej chłodzonej wodą kanału wyladowczego i gęstość prądu na powierzchni kolumny  $j_p = j(r = r_c)$  są wielkościami niezmiennymi we wszystkich stanach płonienia łuku w kanale wyladowczym PSp, niezależnie od składu chemicznego gazu plazmotwórczego. Wynoszą one odpowiednio  $T_w = 500$  K i  $j_p = 1 \cdot 10^5$  A/m<sup>2</sup>.

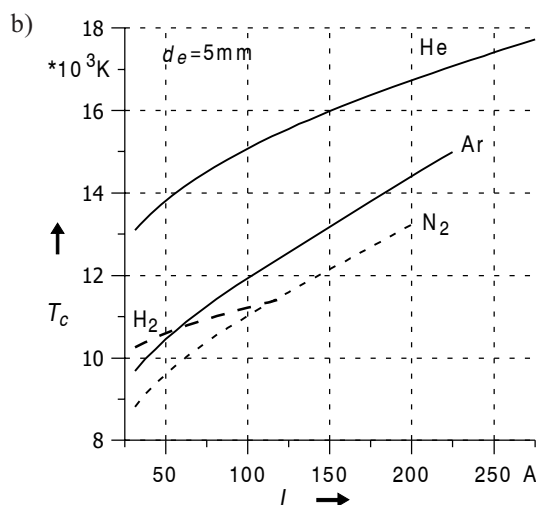
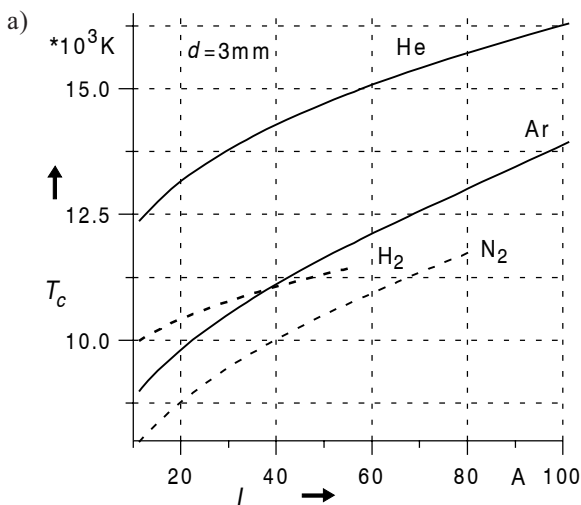
Jako przykład obliczono charakterystyki elektryczne i cieplne kolumny łuku PSp pracującego z argonem, wodorem, hellem i azotem. Zaprezentowane (rys. 4) wyniki obejmują dwie wartości średnicy kanału wyladowczego  $d_e = 3$  i 5 mm.

Duże wartości natężenia pola elektrycznego  $E_c$  występują w wodorze i helu i z małymi prądami łuku. W tym przypadku do wytrzymałości elektrycznej konstrukcji kanału kstryktora sekcjonowanego plazmotronu przedstawia się podwyższone wymagania. Aby zmniejszyć prawdopodobieństwo jego przebicia elektrycznego, należy wyeliminować stany pracy elektrycznej plazmotronu z małymi prądami w porównaniu z maksymalnymi.

Na rysunku 5 pokazano obliczone zależności średniej temperatury  $T_c(I)$  części cylindrycznej kolumny łuku ściśniętego ściankami kanału wyladowczego PSp.



Rys. 4. Charakterystyka natężenia pola elektrycznego części cylindrycznej kolumny łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm



Rys. 5. Średnia temperatura części cylindrycznej kolumny łukowej PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm

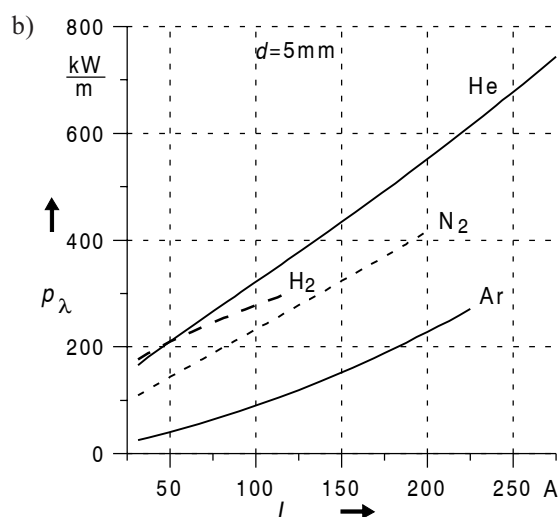
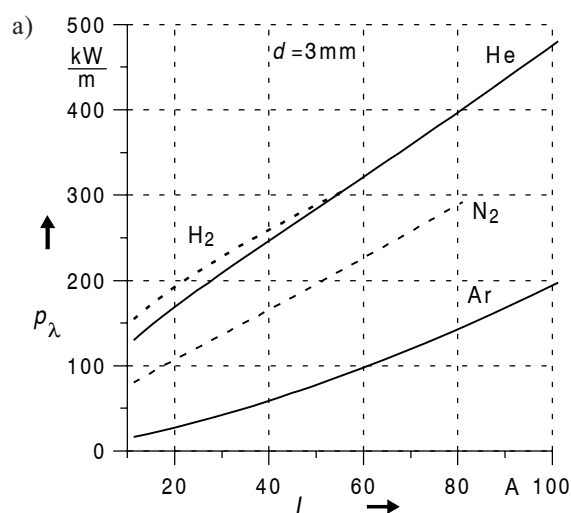
Jak widać z nich, temperatura kolumny w kanale wylądowym zależy zarówno od prądu łuku, jak i od średnicy kanału. Można otrzymać wyższe temperatury wraz ze spełnieniem warunku dopuszczalnych obciążeń cieplnych ścianek kanału wylądowego, stosując większe średnice kanału. Do tego nie nadaje się wodór, którego stopień ściśnięcia jest zawsze nadzwyczaj mały.

Ważnym parametrem łuku jest gęstość liniowa mocy  $p_\lambda$ . Od tej wielkości zależy rozkład temperaturowy łuku w kanale wylądowym. Na rysunku 6 pokazano zależności tego parametru od prądu łuku i średnicy kanału wylądowego. Gęstość ta rośnie niemal liniowo wraz ze wzrostem prądu. Największa gęstość odpowiada wodorowi i helowi, a najmniejsza argonowi. Jest to zgodne z oczekiwaniami, gdyż tak się zachowuje przewodnictwo cieplne gazów. Szybkość narastania funkcji prawie nie zależy od rodzaju gazu pla-

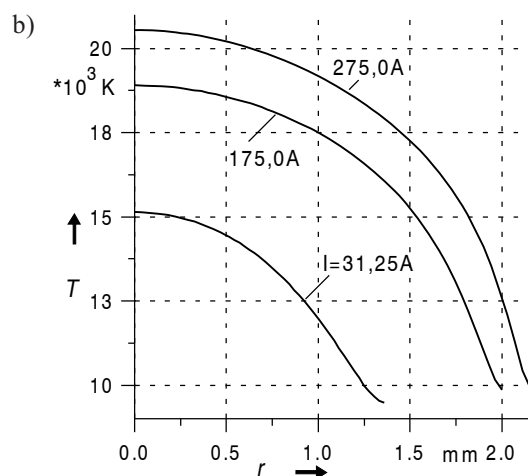
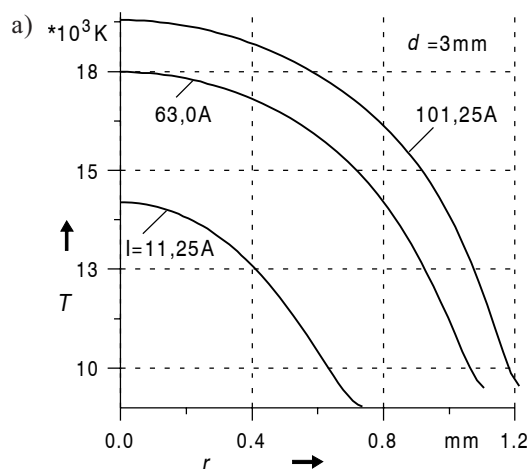
zmatwórczego. W przypadku większej średnicy kanału wylądowego można zastosować większy prąd i osiągnąć większą gęstość  $p_\lambda$ .

Na rysunku 7 pokazano obliczone rozkłady temperaturowe łuku PSp pracującego z helem. Dotyczą one dopuszczalnej wartości, obciążenia cieplnego  $\max q_w = 50 \text{ W/mm}^2$ . Na rysunku 8a pokazano rozkłady temperaturowe łuku w wodrze w kanałach o różnej średnicy 2, 3 i 5 mm plazmotronu, pracującego w stanach dopuszczalnego obciążenia cieplnego ścianek kanału wylądowego  $\max q_w = 50 \text{ W/mm}^2$ . Wyższe temperatury plazmy można osiągnąć podczas pracy z argonem (rys. 8b).

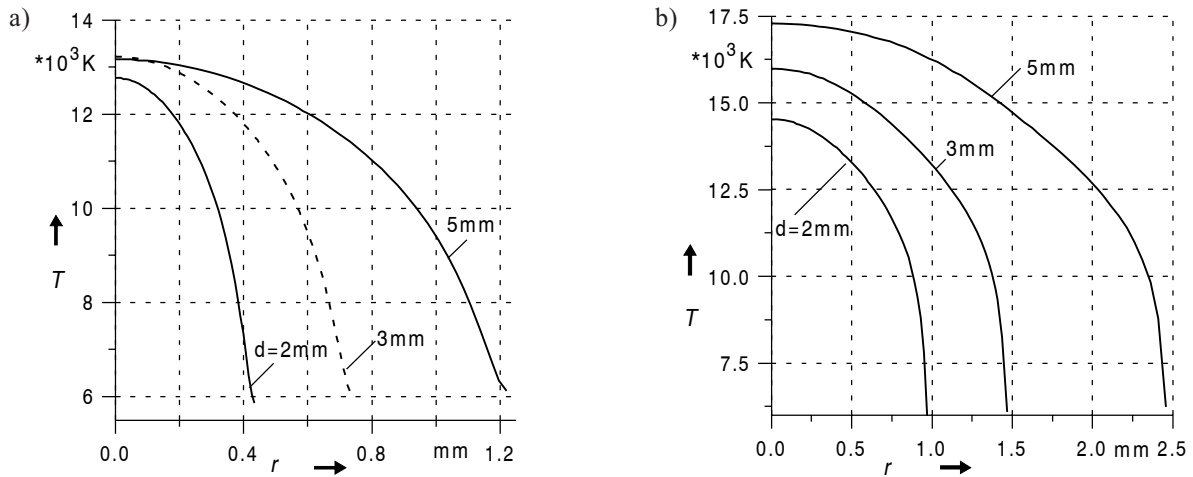
Zaproponowana metoda obliczenia mocy promieniowania łuku za pomocą uniwersalnej funkcji uwalnia badacza od procesu całkowania z uwzględnieniem rzeczywistego rozkładu temperaturowego w każdym punkcie roboczym PSp.



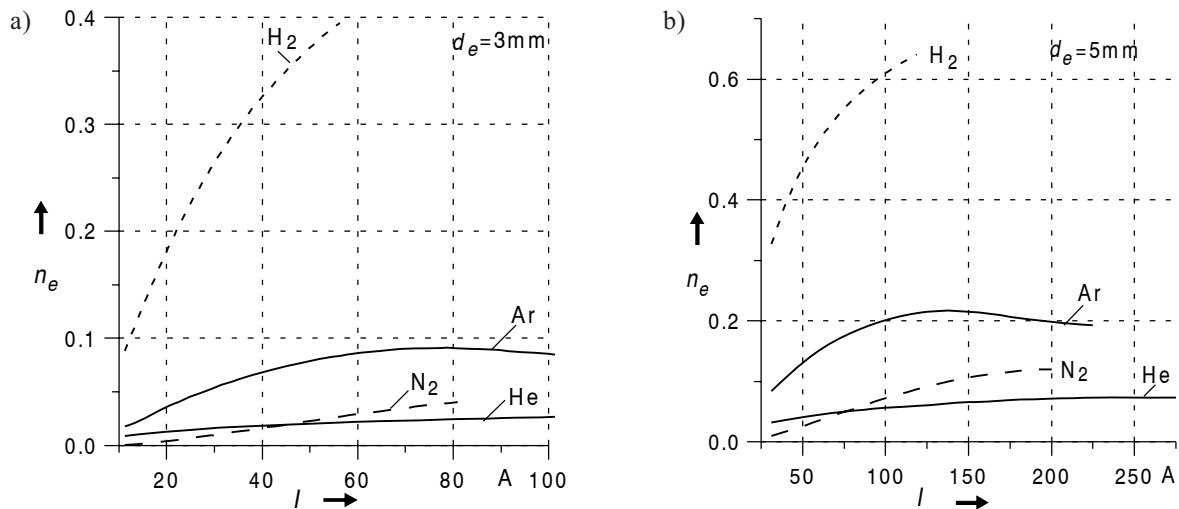
Rys. 6. Gęstość liniowa mocy  $p_\lambda(I)$  części cylindrycznej kolumny łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3 \text{ mm}$ ; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5 \text{ mm}$



Rys. 7. Rozkłady temperaturowe łuku PSp, pracującego z helem: a) średnica kanału  $d_e = 3 \text{ mm}$ ; b) średnica kanału  $d_e = 5 \text{ mm}$



Rys. 8. Rozkłady temperaturowe łuku PSp, pracującego w stanie granicznie dopuszczalnym: a) z wodorem; b) z argonem



Rys. 9. Udział gęstości liniowej mocy promieniowania  $p_{\epsilon}(I)$  łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm

W obliczaniu gęstości  $p_{\epsilon}$  proces całkowania jest zastąpiony łatwą w realizacji operacją algebraiczną

$$p_{\epsilon}(I) = I \cdot E_c(I) - p_{\lambda}(I) = 2\pi \int_0^{r_c(I)} \sigma_{\epsilon}(T(I, r)) \cdot r dr = r_c^2(I) \cdot \tilde{p}_{\epsilon}[p_{\lambda}(I)] \quad (13)$$

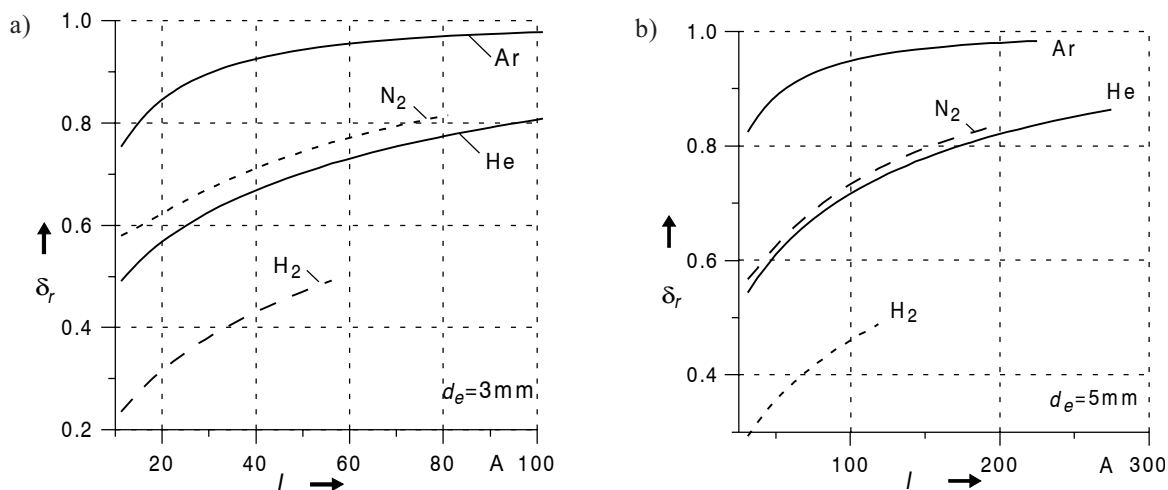
Na rysunku 9 pokazano zależności udziału gęstości mocy  $p_{\epsilon}$  od natężenia prądu łuku

$$n_{\epsilon}(I) = \frac{p_{\epsilon}(I)}{I \cdot E_c(I)} \quad (14)$$

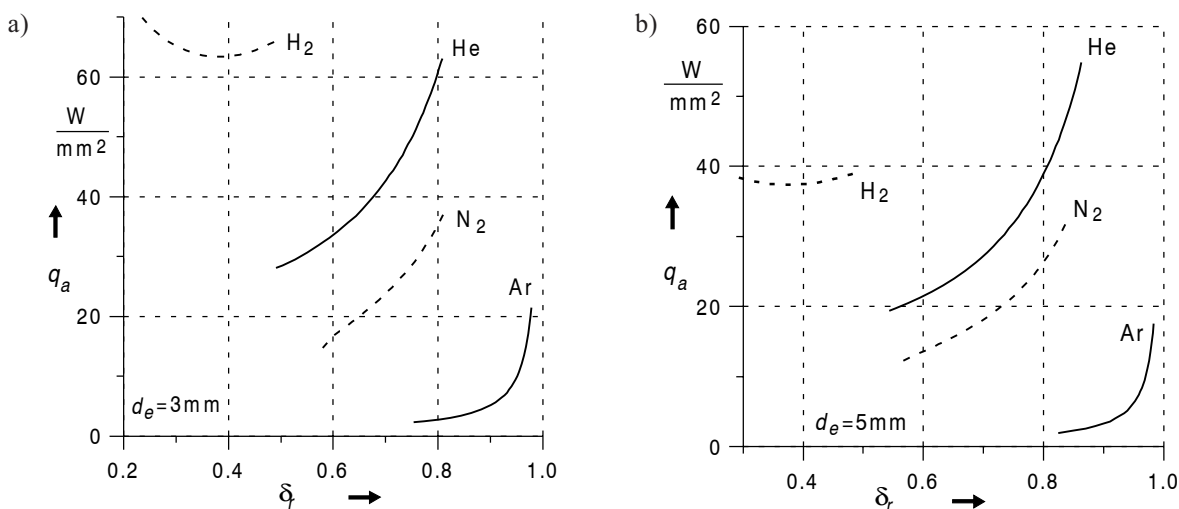
Jak można było oczekiwać, udział mocy promieniowania łuku w wodrze wielokrotnie przewyższa udział mocy promieniowania łuku w innych gazach. Przyczyną jest słabe ściśnięcie łuku (rys. 10), gdyż już wcześniej osiągnięte jest graniczne obciążenie cieplne ścianek kanału wyładowczego.

Podstawowym wskaźnikiem energetycznym łuku, określającym intensywność nagrzewania gazu w warstwie ściśnięcia i strumień ciepła w katodę PSp, jest gęstość strumienia ciepłego  $q_a$  na powierzchni łuku, wywołana przewodnictwem cieplnym plazmy. Wartość tego parametru, podobnie jak i wszystkie charakterystyki łuku, zależy od współczynnika stopnia ściśnięcia  $\delta_r$ . Na rysunku 11 pokazano tę zależności łuku płonącego w różnorodnych gazach w kanale wyładowczym o średnicy 3 i 5 mm.





Rys. 10. Współczynnik intensywności ściśnięcia łuku ściankami kanału wyladowczego: a) o średnicy  $d_e = 3 \text{ mm}$ ; b) o średnicy  $d_e = 5 \text{ mm}$



Rys. 11. Zależność  $q_a$  od intensywności ściśnięcia łuku ściankami kanału wyladowczego: a) o średnicy  $d_e = 3 \text{ mm}$ ; b) o średnicy  $d_e = 5 \text{ mm}$

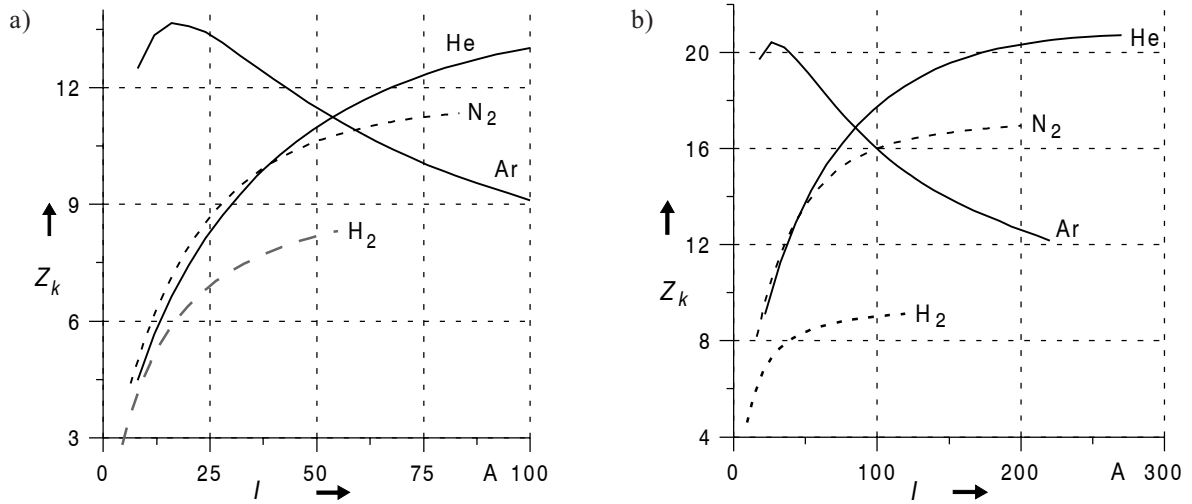
#### 4. CHARAKTERYSTYKI CZĘŚCI STOŻKOWEJ KOLUMNY ŁUKU PSP

Podstawą fizyczną modelowania części stożkowej kolumny jest warunek optymalności stanu cieplnego katody z przewagą emisji termoelektronowej. To zakłada przestrzeganie warunków, w których w każdym punkcie roboczym z zadaną wartością prądu łuku  $I_N$  temperatura w strefie emisji na powierzchni katody z metalu trudnotopliwego jest równa lub nieco wyższa od temperatury topnienia. Na tej podstawie uzyskano wzór (15) wiążący gęstość strumienia ciepłego  $q_a$  na powierzchni kolumny z gęstością prądu  $j_k$  w płamie katodowej łuku, z uwzględnieniem współczynnika poprawkowego (tab. 1) na rodzaj gazu plazmotwórczego (2)

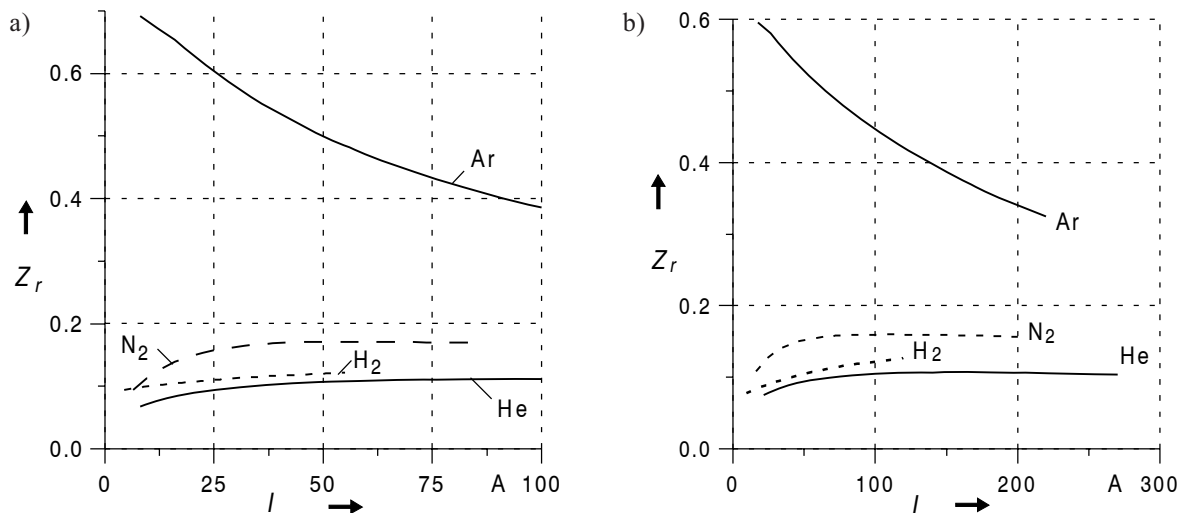
$$K_{\text{Gaz}} j_k(I_N) \cong \underbrace{K_q}_{\text{Ar} \rightarrow \text{Gaz}} \cdot \underbrace{Ar j_k}_{\text{Ar} \rightarrow \text{Gaz}} = 2,47 \cdot 10^7 \cdot \underbrace{K_q}_{\text{Ar} \rightarrow \text{Gaz}} + 6,49 \cdot 10^5 \cdot \underbrace{Ar q_a}_{\text{Ar} \rightarrow \text{Gaz}}(I_N), \frac{\text{A}}{\text{m}^2} \quad (15)$$

gdzie  $q_a$  – gęstość strumienia ciepła w  $\text{W}/\text{m}^2$ .

Na rysunku 12 pokazano uzyskane wyniki w postaci współczynnika nierównomierności pola elektrycznego kolumny  $Z_k$  [3] w zależności od prądu łuku, płonącego w argonie, wodorze, helu i azocie, w kanale wyladowczym o średnicy odpowiednio 3 i 5 mm. Na rysunku 13 pokazano zależności współczynnika niejednorodności geometrycznej części stożkowej kolumny  $Z_r$  od prądu łuku PSp pracującego w tych samych warunkach. Z wykresów widać, że są to funkcje nieliniowe. Zwłaszcza silnie nieliniowa jest zależność  $Z_k(I)$ , która szybko rośnie w zakresie małych prądów. W przypadku argonu, zarówno  $Z_k(I)$ , jak i  $Z_r(I)$  kształtem odbiegają od pozostałych, gdyż w przeciwieństwie do innych gazów są one dla argonu malejące.



Rys. 12. Współczynnik niejednorodności pola elektrycznego  $Z_k(I)$  części stożkowej kolumny łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm



Rys. 13. Współczynnik niejednorodności geometrycznej  $Z_r(I)$  części stożkowej kolumny łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm

W obliczeniach zależności gęstości prądu w plamie katodowej od prądu łuku  $j_k(I)$  zakładamy stałą wartość natężenia pola elektrycznego  $E_e$  w warstwie Langmuira. Jest ona taka sama jak w punkcie roboczym  $I_N$

$$E_e(I) = E_{eN} = E_e(I_N) = \text{const} \quad (16)$$

W tym przypadku z wartościami prądu łuku mniejszymi od roboczego  $I_N$  odbywa się przechładzanie materiału w strefie emisji katody. Temperatura w strefie plamy katodowej staje się mniejsza od wartości optymalnej ( $T_K \approx T_{top} = 3650$  K), zapewniającej minimalną szybkość erozji materiału katody wolframowej w punkcie pracy  $I_N$ . Na podstawie wzoru Richardsona-Schottky'ego [4] można

obliczyć (metodą iteracyjną) zależność temperatury katody od prądu łuku  $T_K(I)$ . Odpowiedni wzór ma postać

$$T_K^2 \cdot \exp \left( - \frac{W_{out} - \sqrt{\frac{e^3 \cdot E_e}{4\pi \cdot \epsilon_0}}}{k \cdot T_K} \right) = \frac{j_k(I)}{A_R} \quad (17)$$

Zgodnie z przyjętym warunkiem podobieństwa (1) istnieje zależność gęstości prądu w strefie emisji elektronów z katody wolframowej od prądu  $j_k(I)$  określona wzorem

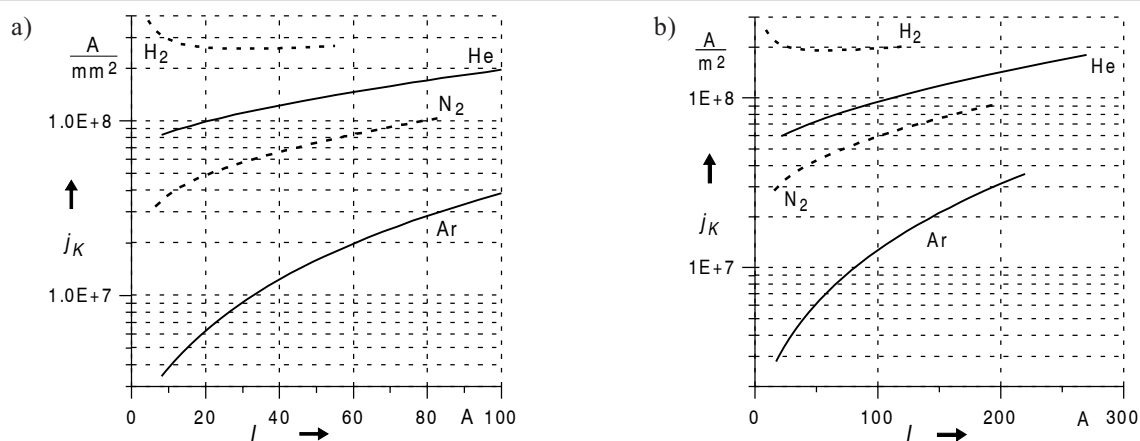
$$j_k(I) = j_k(I_N) \cdot \frac{q_a(I)}{q_a(I_N)} \quad (18)$$



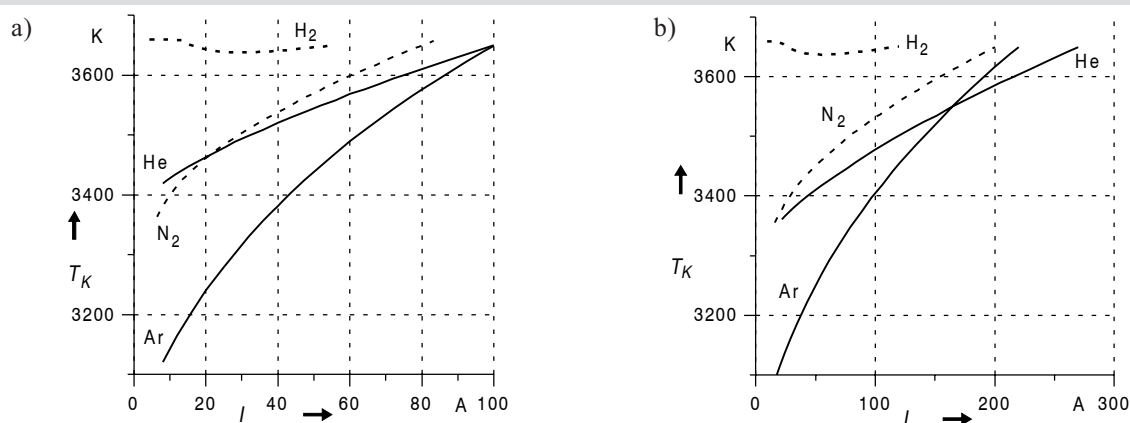
Na rysunku 14 pokazano obliczone zależności gęstości prądu w strefie emisji na powierzchni katody łuku PSp ze średnicą kanału wyladowczego 3 albo 5 mm, pracujących z argonem, wodorem, helem i azotem. Z wyjątkiem zależności dla łuku płonącego w wodrze są to funkcje rosnące. Podobnie jest z temperaturą katody. Na rysunku 15 pokazano zależności temperatury katody wolframowej w strefie emisji elektronów od prądu łuku PSp, pracującego tymi samymi gazami plazmotwórczymi.

Na rysunku 16 pokazano zależności od prądu łuku spadku napięcia w części stożkowej kolumny wywołanego turbulentnym przepływem plazmy w pobliżu katody wolframowej. Tę funkcję obliczono ze wzoru, który w przypadku długiego łuku  $l_a \gg l_k \approx 2,5r_c$  przyjmuje postać

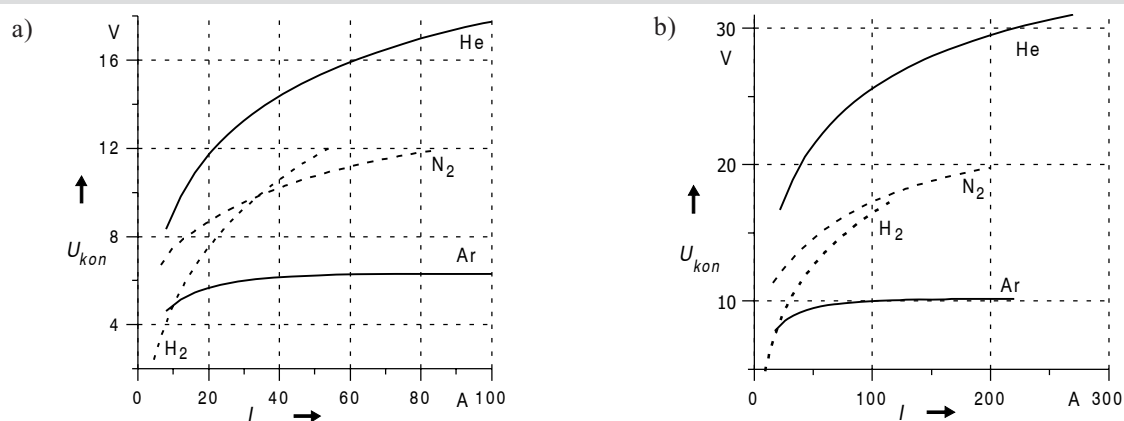
$$U_{kon}(I) = [Z_k(I) - 1] \cdot E_c(I) \cdot r_c(I) \cdot k_e \quad (19)$$



Rys. 14. Gęstość prądu w plamie katodowej  $j_k(I)$  łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm



Rys. 15. Temperatura katody wolframowej w strefie emisji elektronów  $T_k(I)$  łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm



Rys. 16. Spadek napięcia  $U_{kon}(I)$  części stożkowej kolumny łuku PSp: a) ze średnicą kanału  $d_e = 3$  mm; b) ze średnicą kanału  $d_e = 5$  mm

## 5. WNIOSKI

1. Wykorzystanie modelu łuku dwuwarstwowego do analizy łuku ściśniętego w kanale wyładowczym PSp i PSt umożliwia przeliczanie charakterystyk eksperymentalnych na warunki pracy z różnymi gazami plazmotwórczymi.
2. Sformułowany warunek brzegowy pierwszego rodzaju i znajomość funkcji uniwersalnych łuku w gazach plazmotwórczych umożliwiają obliczenie charakterystyk elektrycznych, geometrycznych i cieplnych części cylindrycznej i stożkowej łuku w PSp.
3. Dopuszczalne obciążenie cieplne ścian kanału wyładowczego konstrukcyjnego ogranicza parametry plazmy w PSp działającym z wybranym gazem plazmotwórczym.

## Literatura

- [1] Kruczinin A.M., Sawicki A.: *Urządzenia elektrotechnologiczne z nagrzewaniem łukowym i plazmowym. Cz. 1: Teoria nagrzewania łukowego i plazmowego*. Częstochowa, Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej 1997, ISBN 83-85031-75-8
- [2] Kruczinin A.M., Sawicki A.: *Piece i urządzenia plazmowe. Cz. 1: Piece i urządzenia plazmowe ciśnienia atmosferycznego*. Częstochowa, Wydawnictwo Politechniki Częstochowskiej 2001, ISBN 83-7193-146-8
- [3] Krouchinin A.M., Sawicki A.: *A theory of electrical arc heating*. Częstochowa, The Publishing Office of Technical University of Częstochowa 2003, ISBN 83-7193-191-3
- [4] Зимин А.М., Назаренко И.П., Паневин И.Г., Хвесьюк В.И.: *Математическое моделирование катодных процессов*. Новосибирск, Наука, Сибирская издательская фирма 1993
- [5] Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л.: *Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте*. Москва, Наука 1992
- [6] Кручинин А.М., Савицки А.: *Метод расчета параметров дуговых микроплазмотронов*. ZN Politechniki Częstochowskiej 157, Elektrotechnika 18, cz. 2, V MSKAE, Częstochowa 2003, 203–207

Wpłynęło: 28.02.2005



Antoni SAWICKI

Dr hab. inż. Antoni Sawicki prof. Politechniki Częstochowskiej jest absolwentem Politechniki Częstochowskiej. Pracuje na tej Uczelni od 1977 roku. W 1988 roku obronił pracę doktorską, a w 2000 roku pracę habilitacyjną w Moskiewskim Instytucie Energetycznym. W 2001 roku został mianowany na stanowisko profesora nadzwyczajnego Politechniki Częstochowskiej. Obecnie pełni funkcję kierownika Zakładu Elektrotechnologii i Inteligentnych Budynków w Instytucie Elektroenergetyki.

Jest autorem i współautorem ponad 160 publikacji naukowych w czasopismach polskich, amerykańskich, rosyjskich i niemieckich, 2 skryptów, 5 monografii i 16 projektów wynalazczych. Jego dorobek obejmuje prace głównie z zakresu teorii i praktyki nagrzewania łukiem elektrycznym. Jest członkiem SEP, od 1997 roku członkiem Zarządu Oddziału Katowickiego Polskiego Komitetu Elektrotermii, a od 1998 członkiem Prezydium Polskiego Komitetu Elektrotermii.

e-mail: sawickia@el.pcz.czest.pl



Anatoli Michajłowicz KRUCZININ

Prof. dr hab. inż. Anatoli Michajłowicz Kruczinin jest absolwentem Moskiewskiego Instytutu Energetycznego (MIE), który ukończył w 1961 roku. W 1967 obronił pracę doktorską, w 1982 – pracę habilitacyjną, a w 1984 roku nadano mu tytuł profesora. Od 1993 roku jest członkiem-korespondentem Rosyjskiej Akademii Nauk Elektrotechnicznych.

Jest autorem i współautorem ponad 50 uzyskanych patentów na wynalazki, około 100 publikacji, 17 monografii i podręczników w języku rosyjskim. Od 1994 roku pracuje na stanowisku profesora w Politechnice Częstochowskiej. Owocem aktywnej działalności w Polsce jest autorstwo i współautorstwo ponad 70 publikacji naukowych w czasopismach polskich, amerykańskich, rosyjskich i niemieckich, 1 skryptu i 5 monografii. Jest członkiem wielu Rad Naukowych, Towarzystw Naukowo-Technicznych.