

**Antoni SAWICKI**  
POLITECHNIKA CZĘSTOCHOWSKA

## Łuk dynamiczny w układach sterowania stalowniczych pieców łukowych prądu stałego

**Dr inż. Antoni SAWICKI**

– urodził się w 1952 roku w Częstochowie. W 1977 roku ukończył studia na Wydziale Elektrycznym Politechniki Częstochowskiej. W 1988 roku obronił pracę doktorską w Moskiewskim Instytucie Energetycznym. W 1993 roku został powołany na stanowisko kierownika nowego Zakładu Elektrotechnologii w Katedrze Elektrotechniki i Elektrotechnologii. Jest autorem i współautorem ponad 100 publikacji w czasopiśmie naukowych i materiałach konferencyjnych polskich i zagranicznych. Jest członkiem SEP, od 1997 roku członkiem Zarządu Oddziału Katowickiego Polskiego Komitetu Elektrotechniki, od 1998 roku członkiem Prezydium Polskiego Komitetu Elektrotechniki.



### Streszczenie

W pracy opisano najistotniejsze wady współczesnych uproszczonych modeli łuku dynamicznego prądu stałego. Zaproponowano wykorzystanie modelu łuku dwuwarstwowego do analizy stanów niestacjonarnych w piecach łukowych, zasilanych ze sterowanego prostownika tyrystorowego. Rozwiązano równanie energii części cylindrycznej łuku. Wprowadzono pojęcia funkcji uniwersalnych i warunki podobieństwa łuków niestacjonarnych. Określono poszczególne składniki równania energii łuku dwuwarstwowego. Wykonano obliczenia funkcji nieliniowych, które stanowią składniki mocy rozpraszanej w łuku.

### Abstract

Energy equation of the cylindrical part of the arc is solved. Concepts of universal functions and similarity conditions of non-stationary arcs are introduced. Particular components of the two-layer arc energy equation are determined. Calculations of nonlinear functions, which are components of power dissipated in the arc, are carried out.

### Wstęp

Potrzeby współczesnej elektrometalurgii stali określają zarówno kierunki i intensywność badań naukowych jak i rozpoznaczenie przemysłowych zastosowań stalowniczych pieców łukowych prądu stałego (SPLPS). Duże pojemności wsadowe i moce pieców wymagają opracowania efektywnych układów zasilania energią elektryczną. Powinny one zapewniać stabilność płonienia łuku elektrycznego i wysoką jakość sterowania procesami topienia stali. Rozwiązanie tych zagadnień praktycznych wymaga rozwinięcia nowych metod projektowania układów sterowania łukiem elektrycznym. Podstawą tych opracowań są teorie łuku stacjonarnego i niestacjonarnego. Jedną z najefektywniejszych metod analizy układów z łukiem elektrycznym wykorzystuje teorię i model łuku dwuwarstwowego [2-4, 7, 8]. Umożliwia ona określenie parametrów i funkcji nieliniowych w równaniu łuku, związanego z każdym konkretnym stanem pracy pieca.

### Modele łuku dynamicznego prądu stałego

W metodach klasycznych elektrotechniki nieliniowej analizę stabilności stanów dynamicznych obwodów nieliniowych z łukiem prądu stałego wykonuje się obliczając stabilność położenia punktu równowagi obwodu. W tym celu stosuje się metodę linearyzacji charakterystyki napięciowo-prądowej przez wprowadzenie pojęcia rezystancji dynamicznej łuku

$$R_d = \left. \frac{dU_a(I)}{dI} \right|_{I_0} \quad (1)$$

Warunkiem stabilności punktu równowagi obwodu  $R$ - $L$  z łukiem prądu stałego jest znane kryterium Kaufmanna [1]

$$R + \left. \frac{dU_a(I)}{dI} \right|_{I_0} > 0 \quad (2)$$

Stanowiono warunek konieczny ale niewystarczający stabilności płonienia łuku w urządzeniach elektrotermicznych. Do zasilania łuku elektrycznego z opadającą lub poziomą charakterystyką statyczną należy zastosować specjalne źródła energii elektrycznej ze stromo opadającą charakterystyką zewnętrzną  $U_z(I)$ .

Do zasilania urządzeń łukowych przemysłowych prądu stałego dużej mocy stosowane są prostowniki tyrystorowe. Jednak przedział dyskretyzacji stanów pracy takiego przekształtnika znacznie przewyższa czas rozpadu wyładowania łukowego. Dlatego w analizie stabilności położenia punktu równowagi należy uwzględnić dynamikę procesów relaksacyjnych konduktancji plazmy łukowej. Jako podstawę takiego modelu można przyjąć równanie bilansu mocy łuku dynamicznego [2]

$$\frac{dH(\tau)}{d\tau} = \frac{i^2}{G(\tau)} - P_\Delta(\tau) \quad (3)$$

gdzie:  $H(\tau)$  - entalpia plazmy kolumny łukowej;  $i$ ,  $G(\tau)$  - wartości chwilowe prądu i konduktancji łuku,  $P_\Delta(\tau)$  - wartość chwilowa mocy cieplnej odprowadzanej z kolumny łuku niestacjonarnego wymianą ciepła z otaczającym środowiskiem. Funkcje  $H(\tau)$  i  $P_\Delta(\tau)$  są związane z konkretnym stadium pracy urządzenia elektrotermicznego.

W niektórych pracach [6] przyjmowany jest uproszczony model łuku dynamicznego w postaci równania konduktancji chwilowej. Zawiera ono stałą czasową łuku  $\Theta$  i jego charakterystykę statyczną  $U_a(I)$

$$\Theta \cdot \frac{dG(\tau)}{d\tau} + G(\tau) = \frac{i}{U_a(I \equiv i)} \quad (4)$$

Jednak takie założenie jest sprzeczne z samym sensem łuku dynamicznego, podanego przez teorię M?yra [5].

### Rozwiązanie równania energii części cylindrycznej łuku niestacjonarnego

Model dwuwarstwowy zakłada podział kolumny łukowej na dwie części składowe [3]. W części przykatodowej stożkowej o długości  $l_k \approx (2,0 + 3,0)r_c$  przeważa konwekcyjne rozpraszanie energii pola elektrycznego. Część cylindryczna o promieniu  $r_c$  jest oddalona od katody. Nie ma w niej konwekcyjnego rozpraszania energii. Plazma przepływa laminarnie z części stożkowej do cylindrycznej. W części stożkowej część strumienia masy gazu jest rozpraszana poza granicę ko-

lumny. W modelowaniu łuku można zaniedbać entalpię rozpraszania strumienia gazu, ponieważ jest ona mała w porównaniu z entalpią plazmy w obszarze kolumny łukowej. Moc pola elektrycznego rozpraszana w części stożkowej łuku jest zużywana na nagrzewanie strumienia plazmy. Całkowitą entalpię plazmy łukowej określa zależność

$$H = h_c \cdot l_a \quad (5)$$

gdzie:  $h_c$  - gęstość liniowa entalpii plazmy w części cylindrycznej kolumny,  $l_a$  - długość łuku.

Bilans gęstości objętościowej strumieni energii w części cylindrycznej łuku niestacjonarnego ma postać równania różniczkowego

$$E_c(\tilde{r}) \cdot \sigma(T_c(r, \tau)) - \sigma_e(T_c(r, \tau)) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ r \cdot \lambda(T_c(r, \tau)) \frac{dT_c(r, \tau)}{dr} \right] = \frac{\partial h_c}{\partial \tau}, \quad \frac{W}{m^3} \quad (6)$$

gdzie:  $\sigma$  - konduktywność;  $\sigma_e$  - gęstość objętościowa mocy promieniowania;  $h_c$  - gęstość objętościowa entalpii plazmy;  $\lambda$  - współczynnik przewodzenia ciepłego plazmy;  $T_c$  i  $E_c$  - temperatura i natężenie pola elektrycznego części cylindrycznej kolumny;  $r$  - promień. Ma ono rozwiązanie analityczne o postaci

$$S(\tilde{r}, \tau) = S_p + \frac{p_\lambda(\tau)}{2\pi z_1 \cdot J_1(z_1)} \left[ \frac{S(\tilde{r}, \tau) - S_p}{\sigma(S(\tilde{r}, \tau))} \right] \cdot J_0(2,405\tilde{r}, \tau), \quad \frac{W}{m} \quad (7)$$

gdzie:  $S_p = S(T_p)$  - wartość potencjału strumienia ciepłego plazmy na powierzchni kolumny łuku, której temperatura wynosi  $T_p \approx 6500$  K,  $J_0, J_1$  - funkcje Bessela zerowego i pierwszego rodzajów,  $\tilde{r} = r/r_c$  - promień względny,  $z_1$  - pierwszy biegun funkcji Bessela,  $p_\lambda$  - gęstość liniowa mocy odprowadzanej wewnątrz łuku niestacjonarnego przewodnictwem ciepłym plazmy. Stąd poszukiwany rozkład temperaturowy plazmy w części cylindrycznej łuku niestacjonarnego określa zależność

$$T_c(\tilde{r}, \tau) = T[S(\tilde{r}, \tau)] \quad (8)$$

W każdej chwili czasowej procesu przejściowego w układzie z łukiem, rozwiązanie (8) jest jednoznacznie związane z wartością chwilową gęstości liniowej mocy  $p_\lambda(\tau)$ . Z kolei ta moc jest przejmowana przez strumień gazu omywający łuk i następnie rozpraszana swobodną konwekcją w obszarze roboczym urządzenia. Podobnie jak w [3] wprowadza się pojocia uniwersalnych funkcji cieplnofizycznych łuku dynamicznego:

- funkcji uniwersalnej konduktancji

$$\tilde{g}(p_\lambda) = 2\pi \int_0^1 \sigma(T_c(\tilde{r})) \cdot \tilde{r} d\tilde{r}, \quad \frac{S}{m} \quad (9)$$

- funkcji uniwersalnej mocy promieniowania

$$\tilde{p}_e(p_\lambda) = 2\pi \int_0^1 \sigma_e(T_c(\tilde{r})) \cdot \tilde{r} d\tilde{r}, \quad \frac{W}{m^3} \quad (10)$$

- funkcji uniwersalnej entalpii

$$\tilde{h}(p_\lambda) = 2\pi \int_0^1 \rho(T_c(\tilde{r})) \cdot c_p(T_c(\tilde{r})) \cdot \tilde{r} d\tilde{r}, \quad \frac{J}{m^3} \quad (11)$$

gdzie  $\rho$  i  $c_p$  - odpowiednio gęstość i ciepło właściwe plazmy.

Z rozwiązań (7) i (8) i równania (6) wypływa ważny wniosek. Jeśli łuki płoną w gazie o jednakowym ciśnieniu i składzie chemicznym, i w danej chwili czasowej procesu przejściowego wartości chwilowe gęstości liniowej mocy są takie same

$$p_\lambda = \frac{P_\lambda}{l_a} = \text{const} \quad (12)$$

to stałe będą stosunki między wartościami chwilowymi charakterystyk całkowych elektrycznych, cieplnych i geometrycznych części cylindrycznych kolumn łukowych

$$\frac{G_c \cdot l_a}{r_c^2} = \tilde{g} = \text{const}; \quad \frac{P_e}{r_c^2 \cdot l_a} = \tilde{p}_e = \text{const}; \quad (13)$$

$$\frac{H}{r_c^2 \cdot l_a} = \tilde{h} = \text{const}$$

gdzie  $G_c$  - chwilowa konduktancja części cylindrycznej kolumny łuku niestacjonarnego, sprowadzona do długości całego łuku  $l_a$ :

$$\frac{1}{G_c} = \frac{P_a - P_{kon} - i_a \cdot U_{AK}}{i_a^2} = \frac{l_a}{\int_0^{\tilde{r}_a(x)} 2\pi r \cdot \sigma(T_c(r)) dr} = \int_0^{\tilde{r}_a(x)} \frac{dx}{\int_0^{\tilde{r}_a(x)} 2\pi r \cdot \sigma(T_c(r)) dr} \quad (14)$$

gdzie:  $P_a$  - moc sumaryczna łuku;  $P_e$  - moc promieniowania łuku; UAK - suma przyelektrodowych spadków napięcia ( $U_{AK} = U_A + U_K$ );  $x$  - osiowa współrzędna łuku, mierzona od powierzchni katody ( $x = 0$ ). Równania (13) są warunkami podobieństwa części cylindrycznej łuków niestacjonarnych.

## Równanie łuku dynamicznego SPŁPS

Na podstawie warunków fizycznych modelu łuku dwuwarstwowego [3] w punkcie równowagi równania (3) spełniona jest zależność

$$i^2 = i \cdot E_c(\tau) \cdot l_a(\tau) + i \cdot u_{kon}(\tau) + i \cdot u_{AK}(\tau) \quad (15)$$

gdzie:  $u_{kon}$  - wartość chwilowa napięcia wywołanego konwekcją ciepła w części stożkowej przykatodowej łuku;  $i$ ,  $G(\tau)$  - wartości chwilowe prądu i konduktancji łuku;  $u_{AK}(\tau)$  - suma przyelektrodowych spadków napięcia.

W modelowaniu układów dynamicznych z łukiem zakłada się stałe wartości przyelektrodowych spadków napięcia. Ponadto są one takie same w stanach niestacjonarnym i stacjonarnym

$$u_{AK}(\tau) = U_{AK} \quad (16)$$

Przyjmuje się, że składowa  $u_{kon}(\tau)$  napięcia chwilowego łuku jest funkcją jednoznaczną prądu  $i$ . Czas relaksacji procesu konwekcyjnego rozpraszania energii pola elektrycznego w części stożkowej kolumny łuku jest wielkością małą w porównaniu z czasem relaksacji  $\Theta_H$  zależnym od szybkości zmiany entalpii łuku

$$\theta_{kon} = \frac{l_k}{V_k} \ll \Theta_H \quad (17)$$

W związku z tym występuje tożsamość wartości funkcji składowej konwekcyjnej napięcia chwilowego łuku  $u_{kon}(i)$  z funkcją statyczną  $U_{kon}(I)$  w stanie stacjonarnym łuku

$$u_{kon}(i) \equiv U_{kon}(I) \quad (18)$$

Wprowadzimy konduktancję chwilową odcinka jednostkowego części cylindrycznej kolumny łukowej

$$g_c(\tau) = \frac{i}{E_c(\tau)} \quad (19)$$

Po uwzględnieniu zależności (16), (18) i (19) można przekształcić równanie (15) do postaci

$$i^2 = \frac{i^2}{g_c(\tau)} l_a(\tau) + i \cdot u_{kon}(i) + i \cdot U_{AK} \quad (20)$$

O wartości mocy  $P\Delta(\tau)$  w (3) decydują procesy rozpraszania energii pola elektrycznego w wyniku przewodnictwa ciepłego  $P\lambda$ , promieniowania plazmy  $P_e$  i konwekcyjnej wymiany ciepłej  $P_{kon}$ ,

na skutek ruchu plazmy, oraz wydzielania ciepła w warstwach przyelektrodowych  $P_{AK}$

$$P_{\Delta}(\tau) = P_{\lambda}(\tau) + P_{\epsilon}(\tau) + P_{kon}(\tau) + P_{AK}(\tau) = \quad (21)$$

$$= p_{\lambda}(\tau) \cdot l_a(\tau) + p_{\epsilon}(\tau) \cdot l_a(\tau) + i \cdot u_{kon}(\tau) + i \cdot U_{AK}$$

W rzeczywistych urządzeniach elektrotermicznych łuk podlega zaburzeniom gazodynamicznym powierzchni  $\Phi_p(\tau)$  i geometrycznym  $\Phi_l(\tau)$  długości  $l_a(\tau)$ . Dlatego równanie (3) przyjmuje postać ogólną

$$d \left[ \frac{h_c(\tau) \cdot l_a(\tau)}{d\tau} \right] = \frac{i^2}{G(\tau)} - P_{\Delta}(\tau) \pm \Phi_p(\tau) \pm \Phi_l(\tau) \quad (22)$$

Po wykonaniu operacji różniczkowania w równaniu (22) i po podstawieniu do niego (20) i (21) otrzymuje się ogólne równanie łuku dynamicznego

$$l_a(\tau) \cdot \frac{dh_c(\tau)}{d\tau} + h_c(\tau) \cdot \frac{dl_a(\tau)}{d\tau} = \frac{i^2}{g_c(\tau)} \cdot l_a(\tau) - p_{\lambda}(\tau) \cdot l_a(\tau) - p_{\epsilon}(\tau) \cdot l_a(\tau) \pm \Phi_p(\tau) \pm \Phi_l(\tau) \quad (23)$$

W modelowaniu łuku dynamicznego linearyzowanego lokalnie można przyjąć założenia

$$\Phi_p(\tau) = 0; \quad \Phi_l(\tau) = 0; \quad l_a(\tau) = l_a = \text{const} \quad (24)$$

i dlatego równanie (23) przyjmuje postać

$$\frac{dh_c(\tau)}{d\tau} = \frac{i^2}{g_c(\tau)} - p_{\lambda}(\tau) - p_{\epsilon}(\tau) \quad (25)$$

Z założenia równowagi plazmy wynika, że funkcje nieliniowe cieplne i elektryczne  $h_c(\tau)$ ,  $p_{\lambda}(\tau)$ ,  $p_{\epsilon}(\tau)$  i  $g_c(\tau)$  są jednoznaczne względem wartości chwilowej rozkładu temperaturowego  $T_c(r, \tau)$  i wartości chwilowej promienia części cylindrycznej łuku  $r_c(\tau)$

$$g_c = 2\pi \int_0^{r_c} \sigma(T_c(r, \tau)) \cdot r dr \quad (26)$$

$$h_c(\tau) = 2\pi \cdot \int_0^{r_c} \rho [T_c(r, \tau)] \cdot c_p [T_c(r, \tau)] \cdot r \cdot dr \quad (27)$$

$$p_{\epsilon}(\tau) = 2\pi \cdot \int_0^{r_c} \sigma_{\epsilon} [T_c(r, \tau)] \cdot r \cdot dr \quad (28)$$

$$p_{\lambda}(\tau) = 2\pi \cdot \int_0^{r_c} \frac{1}{r} d \left[ r \cdot \lambda(T_c(r, \tau)) \frac{dT_c(r, \tau)}{dr} \right] \cdot dr \quad (29)$$

W związku z tym funkcje  $h_c(\tau)$ ,  $p_{\lambda}(\tau)$  i  $p_{\epsilon}(\tau)$  mogą być przedstawione jako jednoznaczne względem  $g_c$  (19):

$$\frac{dh_c(g_c)}{dg_c} = \frac{i^2}{g_c} - p_{\lambda}(g_c) - p_{\epsilon}(g_c) \quad (30)$$

Po wykonaniu operacji zróżniczkowania w (30) otrzymuje się końcową postać równania łuku dynamicznego

$$\frac{dh_h(g_c)}{dg_c} \frac{dg_c}{d\tau} = \frac{i^2}{g_c} - p_{\lambda}(g_c) - p_{\epsilon}(g_c) \quad (31)$$

Wynikiem całkowania tego równania jest konduktancja chwilowa odcinka jednostkowego  $g_c(t)$  (19), (26), która jest związana z konduktancją chwilową  $G(\tau)$  zależnością

$$G(\tau) = \frac{i}{u_a} = \frac{1}{\frac{l_a}{g_c(\tau)} + \frac{U_{AK}}{i} + u_{kon}(i)} \quad (32)$$

## Obliczanie funkcji nieliniowych równania łuku dynamicznego

Funkcje nieliniowe  $h_c(g_c)$ ,  $p_{\lambda}(g_c)$  i  $p_{\epsilon}(g_c)$  w równaniu (31) mogą być obliczone według wzorów opisujących stan stacjonarny płonienia łuku [3]

$$h_c(g_c) \equiv [h_c(g_c)]_{stat}; \quad p_{\lambda}(g_c) \equiv [p_{\lambda}(g_c)]_{stat}; \quad (33)$$

$$p_{\epsilon}(g_c) \equiv [p_{\epsilon}(g_c)]_{stat}$$

Warunki podobieństwa (13) zawierają wartości chwilowe uniwersalnych funkcji konduktancji, promieniowania i entalpii łuku dynamicznego

$$\frac{g_c(\tau)}{r_c(\tau)^2} = \tilde{g}(p_{\lambda}(\tau)), \quad \frac{p_{\epsilon}(\tau)}{r_c(\tau)^2} = \tilde{p}_{\epsilon}(p_{\lambda}(\tau)), \quad (34)$$

$$\frac{h_c(\tau)}{r_c(\tau)^2} = \tilde{h}(p_{\lambda}(\tau))$$

Na podstawie teorii łuku dwuwarstwowego [3] można stwierdzić, że te warunki pokrywają się tożsamościowo z warunkami podobieństwa łuku w stanie pracy statycznej układu zasilania.

Wartości uniwersalnych funkcji cieplnofizycznych zamieszczono w [3, 6]. Ich podstawą było rozwiązanie równania energii łuku w zadanym rodzaju gazu plazmotwórczego i o jego zadanym ciśnieniu.

Na podstawie przedstawionej teorii został opracowany program komputerowy. Jeśli zostały zadane charakterystyki cieplnofizyczne środowiska plazmotwórczego, to umożliwiono obliczenie funkcji:  $E_c(I, l_a)$ ;  $r_c(I, l_a)$ ;  $p_{\lambda}(I, l_a)$ ;  $p_{\epsilon}(I, l_a)$  oraz konduktancję odcinka jednostkowego części cylindrycznej kolumny

$$g_c(I, l_a) = \frac{I}{E_c(I, l_a)} \quad (35)$$

Na podstawie tych funkcji obliczono z kolei gęstość liniową entalpii

$$h_c(I, l_a) = \tilde{h}(p_{\lambda}(I, l_a)) \cdot r_c(I, l_a)^2 \quad (36)$$

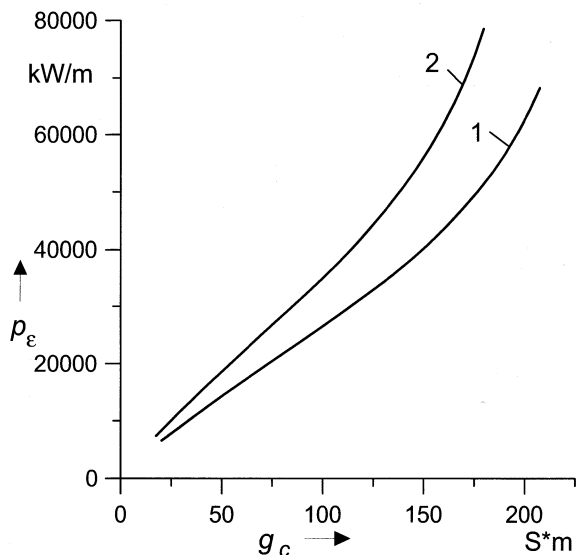
i gęstość liniową mocy promieniowania

$$p_{\epsilon}(I, l_a) = \tilde{p}_{\epsilon}(p_{\lambda}(I, l_a)) \cdot r_c(I, l_a)^2 \quad (37)$$

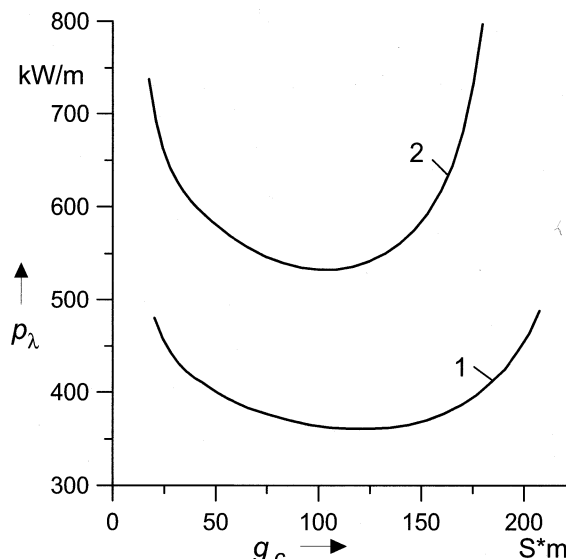
Zadanymi wielkościami były długość łuku  $l_a$  i stadium topienia stali. W wyniku działania procesu iteracyjnego z krokową zmianą prądu łuku  $I$  w przedziale od 10 do 120 kA otrzymano funkcje, których kształt pokazano na rysunkach 1 i 2.

## Wnioski

1. Zaproponowana metoda obliczania funkcji nieliniowych entalpii gazu  $H(t)$  (5), (36) i mocy strat  $PD(t)$  (21) umożliwia określenie pełnej postaci podstawowego równania łuku dynamicznego (3).
2. Uzyskane funkcje umożliwiają związanie charakterystyk cieplnofizycznych gazu plazmotwórczego i rozkładu temperatury w części cylindrycznej kolumny łukowej ze stadiami pracy pieca łukowego prądu stałego.
3. Funkcje cieplnofizyczne gazu plazmotwórczego i rozkład temperatury w części cylindrycznej kolumny łukowej umożliwiają skonkretyzowanie postaci równania łuku, co zapewnia możliwość jego rozwiązania łącznie z równaniami układu sterowania źródła zasilania energią elektryczną.



Rys. 1. Gęstość liniowa mocy odprowadzanej promieniowaniem cieplnym w łuku o różnych długościach  $l_a$  w stadium roztopiania złomu z prądami w zakresie od 10 do 120 kA (1 -  $l_a = 1,0$  m, 2 -  $l_a = 0,5$  m)



Rys. 2. Gęstość liniowa mocy odprowadzanej przewodnictwem cieplnym w łuku o różnych długościach  $l_a$  w stadium roztopiania złomu (1 -  $l_a = 1,0$  m, 2 -  $l_a = 0,5$  m)

### LITERATURA

- [1] W. KAUFFMANN: Elektrodynamische Eigentumlich - keiten leitender Gase. - Ann. Phys., 1900, Bd.2, s. 158-168.  
 [2] A.M. KRUCZININ: Rasczet dinamiczeskich sistiem s elektriceskoj dugoj. ?EI, Moskwa 1988.  
 [3] A.M. KRUCZININ, A. SAWICKI: Urządzenia elektrotechnologiczne z nagrzewaniem łukowym i plasmowym. Cz.1. Teoria nagrzewania łukowego i plasmowego. Skrypt 17. WPCz., Częstochowa 1997.  
 [4] A.M. KRUCZININ, A. SAWICKI: Charakterystyki statyczne łuku dwuwarstwowego w projektowaniu układów sterowania stalowniczych pieców łukowych prądu stałego. Przegląd Elektrotechniczny 1999, nr 10, s.252-256.

- [5] O. MAYR: Beitrage zur Theorie des statischen und des dynamischen Lichtbogens. - Archiv für Elektrotechnik, 1943, Bd.37, Nr 12, s. 588-608.  
 [6] O.Ja. NOWIKOW: Ustojcziwost elektriceskoj dugi. Energia, Leningrad 1978.  
 [7] A. SAWICKI, A.M. KROUCHININ: Modelling of the efective arc in steelmaking DC arc furnaces. Elektrowarme International Ed.B. 1999, B2, B82-B86.  
 [8] A. SAWICKI: Dugowaja piecz triechfaznogo toka kak nieliniejnoje zwieno awtomaticeskoj sistiemy regulirowanija moszcznosti. Elektricestwo 2000. Nr 2, s.46-50.

Praca została sfinansowana przez Komitet Badań Naukowych, projekt nr 8 T10B 012 14

## Zapraszamy do naszych nowych oddziałów

### Oddział Gdynia

ul. Hutnicza 3, budynek 16  
 81-212 Gdynia  
 tel.: (0-58) 663-74-44  
 fax: (0-58) 663-72-77  
 e-mail: gdynia@sabur.com.pl

### Oddział Katowice

ul. 11 Listopada 11  
 40-387 Katowice  
 tel./fax: (032) 209-99-69  
 tel.kom.: 0601-091-541  
 e-mail: katowice@sabur.com.pl

### Przedstawicielstwo w Polsce firm:

- **SAIA-BURGESS Electronics AG** - sterowniki PCD, przekaźniki czasowe, liczniki, silniki
- **eMation Inc.** - systemy do sterowania i wizualizacji WizFactory i Unity InterActive
- **ESA elettronica S.p.A.** - terminale operatorskie, monitory i komputery przemysłowe
- **RACOM s.r.o.** - inteligentny system komunikacji radiomodernowej MORSE

Doradztwo techniczne, szkolenia, dostawy sprzętu i oprogramowania, serwis. Kompleksowa automatyzacja maszyn, linii technologicznych, obiektów przemysłowych i energetycznych.

### Siedziba główna:

**SABUR Sp. z o.o.** ul. Drużynowa 3A, 02-590 Warszawa  
 tel.: (0-22) 844-75-20, 844-63-70, fax: (0-22) 844-36-39  
 e-mail: sabur@sabur.com.pl, http://www.sabur.com.pl

