

УДК 533.9.011(031)

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРОВ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Г.Ю. Даутов, И.Г. Даутов, Х.Г. Киямов, И.И. Файрушин

Решена система дифференциальных и интегральных уравнений, описывающих физические процессы в генераторах плазмы с учетом изменения силы тока, массового расхода плазмообразующего газа и радиуса положительного столба по длине электрической дуги. Получены формулы для распределений напряженности электрического поля, мощности единицы длины дуги и потока тепла через поверхность положительного столба.

Ключевые слова: электродуговая плазма, генератор, температура, положительный столб.

Для успешного решения многих проблем современной науки, техники и производства требуются потоки низкотемпературной плазмы. В настоящее время основным инструментом для получения таких потоков служат генераторы дуговой плазмы (ГДП), которые просты в конструктивном исполнении и позволяют легко управлять тепловой мощностью, температурой и другими параметрами потока [1–5]. Применение ГДП в промышленных плазмохимических реакторах требует разработки новых ГДП с большим ресурсом работы, оптимальным распределением плотности мощности источников тепла и расхода плазмообразующего газа по длине дуговой камеры. Данные ГДП, являющиеся генераторами дуговой плазмы с распределенными параметрами, могут быть использованы в технологических процессах нанесения покрытий из различных порошковых материалов [6–8]. Распределение силы тока и расхода плазмообразующего газа по длине дуги открывает также перспективу оптимизации распределения тепловых потоков, повышения кпд и ресурса работы электродов. Однако отсутствие систематических экспериментальных и теоретических исследований задерживает разработку и внедрение в промышленность генераторов плазмы указанного типа. Таким образом, необходимы дальнейшие исследования в этой области.

Рассмотрим положительный столб электрической дуги (рис. 1). Здесь: l – длина положительного столба; \bar{u} и \bar{v} – аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости плазмы; \bar{j} – плотность тока; \bar{E} – напряженность электрического поля; R – радиус дуговой камеры; ζ_1 – радиус положительного столба дуги; I_0 – сила тока в сечении $z_1 = 0$, G_0 и G – расходы плазмообразующего газа.

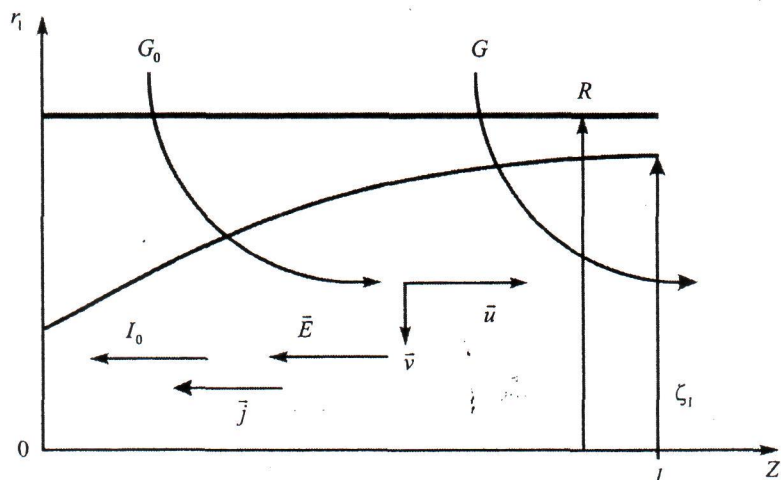


Рис. 1

В положительном столбе в направлении оси r_1 скорость \bar{u} уменьшается, а плотность ρ растет. Поэтому в первом приближении можно принять, что ρu от r_1 не зависит. В этом приближении основные характеристики положительного столба определяются системой уравнений [5]

$$\frac{i_s \rho r}{l} \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{\rho v i_s}{R} \frac{\partial S}{\partial r} = \frac{1}{R^2 r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial S}{\partial r} \right) + \sigma_s E^2 S - \epsilon_s S; \quad (1)$$

$$\frac{1}{l} \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) + \frac{1}{R^2 r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) = 0; \quad (2)$$

$$I = 2\pi R^2 \int_0^{\zeta} j r dr; \quad (3)$$

$$j = \sigma_s E S; \quad (4)$$

$$I = I_0 + l \int_0^z f dz, \quad (5)$$

где $r = \frac{r_1}{R}$, $z = \frac{z_1}{l}$, $S = \int_{T_1}^T \chi dT$, $i_s = \frac{\partial i}{\partial S}$, $\sigma_s = \frac{\partial \sigma}{\partial S}$, $f = \frac{dI}{dz}$, i – энтальпия, χ – теплопроводность плазмы, T_1 – температура плазмы на границе положительного столба, величина $\epsilon_s S$ учитывает потерю энергии излучением.

Будем считать, что массовый расход плазмы через положительный столб меняется по линейному закону

$$G = G_0 \pi R^2 \zeta^2 \psi(z), \quad \psi(z) = \frac{\alpha(z)}{\zeta^2(z)}, \quad \alpha(z) = 1 + klz, \quad v(0, z) = 0. \quad (6)$$

Используя решение уравнения неразрывности (2) с учетом условия (6) и уравнений (3) и (4), из уравнения (1) получим нелинейное интегродифференциальное уравнение для функции теплопроводности

$$\varphi \frac{\partial S}{\partial r} - \frac{\psi_z r}{2} \frac{\partial S}{\partial r} = \frac{a^2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial S}{\partial r} \right) + \frac{c l^2 S}{\left(2\pi R^2 \sigma_s^2 \int_0^{\zeta} S r dr \right)^2} - b S, \quad (7)$$

где $a^2 = \frac{\pi l}{G_0 i_s}$, $c = a^2 R^2 \sigma_s$, $b = a^2 R^2 \epsilon_s$.

Полученное решение уравнения (7), удовлетворяющее граничным условиям $S_r(0, z) = 0$, $S(\sigma, z) = 0$ и условиям в начальном сечении $S(r, 0) = \varphi(r)$, записывается в виде

$$S(r, z) = \left\{ 1 + \int_0^z \left[\frac{I(z)}{F(z)} \right]^2 \frac{2c}{4\pi^2 R^4 \sigma_s^2 \psi(z)} dz \right\}^{0.5} \sum A_n \exp \left(- \int_0^z \frac{a^2 v_n^2 + b \zeta^2}{\alpha(z)} dz \right) \Phi_n \left(\frac{v_n^2}{\beta}, 1, -\frac{\beta r^2}{4 \zeta^2} \right), \quad (8)$$

где $F(z) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp \left(- \int_0^z \frac{a^2 \gamma_n^2 + b \zeta^2}{\alpha} dz \right) \gamma_n \zeta^2$, $\gamma_n = \int_0^1 \Phi_n \left(\frac{v_n^2}{\beta}, 1, -\frac{\beta}{4} r^2 \right) r dr$, A_n – коэффициенты разложения

функции $S(r, 0) = \varphi(r)$ в ряд Фурье по функциям Φ_n . Здесь $\Phi_n \left(\frac{v_n^2}{\beta}, 1, -\frac{\beta r^2}{4 \zeta^2} \right)$ – вырожденные гипергеометрические функции, являются собственными функциями, обеспечивающими выполнение граничных условий $S_r(0, z) = 0$, $S(\sigma, z)$, нормированы с весовой функцией:

$$\int_0^1 \Phi_n \left(\frac{v_n^2}{\beta}, 1, -\frac{\beta r^2}{4\zeta^2} \right) \Phi_m \left(\frac{v_m^2}{\beta}, 1, -\frac{\beta r^2}{4\zeta^2} \right) \exp \left(\frac{\beta r^2}{4\zeta^2} \right) d \left(\frac{r^2}{\zeta^2} \right) = \begin{cases} =1 & n=m; \\ =0 & n \neq m. \end{cases}$$

Ее собственные значения v_n определяются из условия $\Phi_n \left(\frac{v_n^2}{\beta}, 1, -\frac{\beta}{4} \right) = 0$, где $\beta = kl/a^2$.

Из выражения (3) и уравнения (8) для напряженности электрического поля находим интегральное уравнение

$$I(z) = 2\pi R^2 \sigma_s F E \exp \left(\int_0^z \frac{cE^2}{\Psi} dz \right), \quad (9)$$

решением которого будет

$$E(z) = \frac{I(z)}{2\pi R^2 \sigma_s F(z)} \left\{ \int_0^z \left[\frac{I(z)}{F(z)} \right]^2 \frac{2cdz}{\Psi 4\pi^2 R^4 \sigma_s^2} + 1 \right\}^{-0.5} \quad (10)$$

Для мощности единицы длины положительного столба находим формулу

$$W = \frac{I^2(z)}{F(z)} \left\{ \int_0^z \left[\frac{I(z)}{F(z)} \right]^2 \frac{2cdz}{\Psi(z)} + 4\pi^2 R^4 \sigma_s^2 \right\}^{0.5} \quad (11)$$

Поток энергии через поверхность единицы длины положительного столба равен

$$q = \frac{I(z)}{E(z)} \frac{\varepsilon_s}{\sigma_s} - 2\pi \zeta \left. \frac{\partial S}{\partial r} \right|_{r=\zeta} \quad (12)$$

Полученные формулы позволяют рассчитывать характеристики положительного столба с учетом их зависимости от физических свойств и расхода газа, распределений расхода газа и силы тока, начального распределения функции теплопроводности и изменения радиуса дуги по длине канала.

Как видно из уравнения (8), влияние силы тока на функцию теплопроводности, следовательно, и на тепловые характеристики носит интегральный характер. Отсюда следует, что тепловые характеристики дуги меняются с изменением силы тока непрерывно. В соответствии с выражением (10) зависимость напряженности электрического поля от силы тока носит и локальный, и интегральный характер, поэтому скачкообразное изменение силы тока приводит к скачкообразному изменению напряженности электрического поля. При этом функция теплопроводности и другие тепловые функции остаются непрерывными.

В соответствии с уравнениями (6) в исследуемом случае изменение расхода газа по длине положительного столба изменяется по линейному закону, поэтому полученные зависимости тепловых и электрических характеристик от вдува газа остаются непрерывными.

В данной работе практическая реализация распределения силы тока и расхода плазмообразующего газа достигнута путем расщепления анодного пятна и секционирования дуговой камеры. Основными элементами такого ГДП (рис. 2) являются охлаждаемые водой анод 1, катод 2 и секции 3 – 7. Секции 3 – 7 электрически изолированы друг от друга, а секция 5 используется в качестве дополнительного анода. Дуга 8 горит между катодом 2 и анодами 1 и 5. Устойчивость ее обеспечивается подбором величин сопротивлений между источником питания и анодами 1 и 5. Основной участок дуговой камеры имеет цилиндрическую форму с внутренним диаметром 1 см, а начальный участок сужен до 0,6 см с целью улучшения стабилизации положения пятна дуги на электроде 2. В дуговую камеру часть плазмообразующего газа G_0 подается через зазор между катодом 2 и секцией 3, а остальная часть – через межсекционные зазоры. В опытах в качестве плазмообразующего газа использовался воздух.

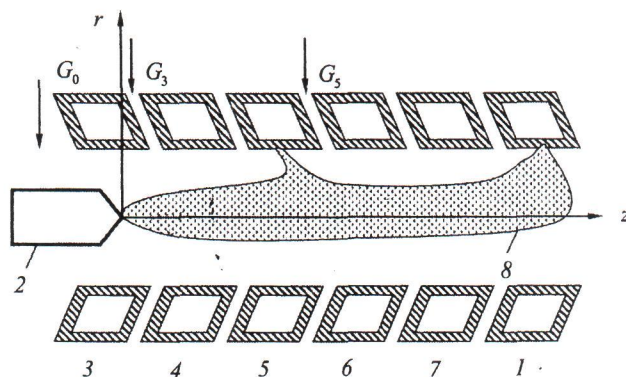


Рис. 2

На рис. 3 показано характерное распределение потенциала плазмы ϕ_1 около стенки дуговой камеры, где I_k – ток через катод, I_a – ток через анод 1, I_c – ток через секцию 5; G_5 – расход воздуха через зазор между секциями 5 и 6 (см. рис. 2). Сравнение кривых 1 и 2 показывает существенное влияние расщепления анодного пятна на характер распределения ϕ_1 . Анализ показал, что это влияние в основном определяется большим падением потенциала на радиальном участке дуги внутри секции 5.

На рис. 4 и 5 представлены распределения линейной плотности теплового потока q через стенку дуговой камеры и прироста среднemasсовой энтальпии потока Δh_c по длине плазматрона, где G_3 – расход газа через зазор между секциями 3 и 4. Анализ экспериментальных данных показал, что резкий рост q в области $z \approx 3$ см обусловлен потерей тепла через анодное пятно на поверхности секции 5 (см. рис. 2). Несмотря на увеличение q , в указанной области происходит резкое возрастание Δh_c , что видно из сравнения кривых 1 и 2 (см. рис. 5). Полученные результаты показывают возможность управления тепловыми и электрическими параметрами ГДП путем расщепления анодного пятна.

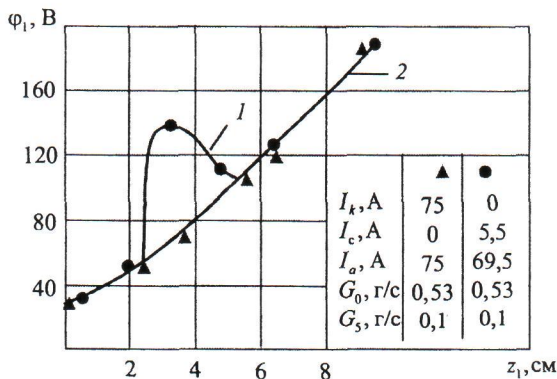


Рис. 3

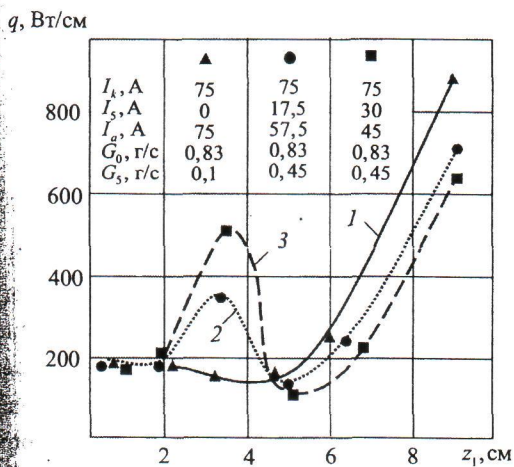


Рис. 4

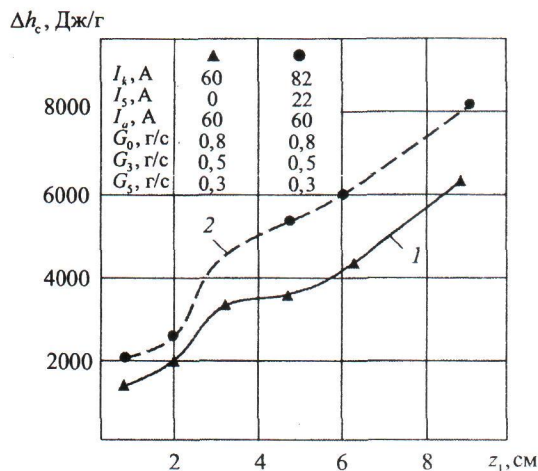


Рис. 5

Эксперименты показали, что при $R = 5 \cdot 10^{-3}$ м, $p = 10^5$ Па, $G = 5 \cdot 10^{-3}$ кг · с⁻¹ среднemasсовая температура воздушной плазмы 4400 К достигается при силе тока 600 А. При этом коэффициент полезного действия составляет $\eta = 0,56$. В ГДП с распределенным подводом воздуха эта же температура достигается при $I = 160$ А, $\eta = 0,76$. Таким образом, ГДП с распределенными параметрами позволяют существенно экономить электроэнергию и повысить ресурс работы электродов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юревич Ф.Б., Куликов В.С. Электродуговой нагрев газа. Минск: Наука и техника, 1973. 189 с.
2. Жуков М.Ф., Смоляков В.Я., Урюков Б.А. Электродуговые нагреватели газа (плазмотроны). М.: Наука, 1973. 232 с.
3. Донской А.В., Клубниккин В.С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. Л.: Машиностроение, 1979. 221 с.
4. Ясько О.И. Электрическая дуга в плазмотроне. Минск: Наука и техника, 1977. 151 с.
5. Даутов Г.Ю., Дзюба В.Л., Карп И.Н. Плазмотроны со стабилизированными электрическими дугами. Киев: Наукова думка, 1984. 168 с.
6. Даутов Г.Ю., Сабитов Ш.Р., Файрушин И.И. Исследование распределений потенциала и концентраций электронов в пылевой плазме // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева. 2007. № 1. С. 29–32.
7. Даутов И.Г., Марданишин Р.М., Файрушин И.И., Ашрапов Т.Ф. Электрический разряд в потоке пылевой плазмы // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева. 2010. № 3. С. 143–148.
8. Даутов И.Г., Кашапов Н.Ф., Марданишин Р.М., Файрушин И.И. Влияние химического состава макрочастиц на характеристики разряда в пылевой плазме // Вестник КГТУ им. А.Н. Туполева. 2010. № 4. С. 134–136.

Поступила в редколлегию 7.09.11

INVESTIGATION OF THE ARC PLASMA GENERATORS WITH DISTRIBUTED PARAMETERS

G.Yu. Dautov, I.G. Dautov, Kh.G. Kiyamov, and I.I. Fairushin

The system of differential and integral equations, describing the physical processes in plasma generators, taking into account variations in current intensity, mass flowrate of plasma forming gas, and radius of the positive column along the length of the electric arc has been solved. The formulas for distributions of the electric field intensity, power of the arc unit length and heat flux through the surface of the positive column have been obtained.

Key words: arc plasma, generator, temperature, positive column.

Даутов Гали Юнусович – докт. техн. наук (КНИТУ-КАИ, Казань)

E-mail: fairushin_ilnaz@mail.ru

Даутов Ильдар Галиевич – канд. физ.-мат. наук (КНИТУ-КАИ, Казань)

E-mail: fairushin_ilnaz@mail.ru

Киямов Хаким Габдрахманович – канд. техн. наук (КГАСУ, Казань)

E-mail: fairushin_ilnaz@mail.ru

Файрушин Ильназ Изаилович – канд. техн. наук (КНИТУ-КАИ, Казань)

E-mail: fairushin_ilnaz@mail.ru