



МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО-, МАССО- И ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА В СТОЛБЕ И АНОДНОЙ ОБЛАСТИ ДУГИ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ

И. В. КРИКЕНТ, канд. техн. наук (Днепродзерж. гос. техн. ун-т),
чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **В. Ф. ДЕМЧЕНКО**, д-р техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

На основе самосогласованной математической модели процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги проведен численный анализ тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик плазмы свободногорящей дуги в аргоне при атмосферном давлении с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом. Результаты расчетов плотности тока на аноде и теплового потока в анод сопоставляются с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что учет в модели анодного падения потенциала позволяет прогнозировать с более высокой точностью характеристики теплового и электрического взаимодействия дуговой плазмы с поверхностью анода.

Ключевые слова: сварка плавлением, электрическая дуга, туполавкий катод, характеристики дуги, моделирование тепло-, массо- и электропереноса

Для эффективного использования электрической дуги в качестве источника тепла при сварке плавлением необходимо располагать информацией о тепловом, электрическом и динамическом воздействиях дуги на свариваемый металл. Поскольку экспериментальное определение таких важных с технологической точки зрения характеристик сварочной дуги, как плотность электрического тока и теплового потока на поверхности свариваемого изделия, затруднено вследствие высоких значений температуры дуговой плазмы и температуры поверхности металла, малости геометрических размеров области привязки дуги и ряда других факторов, актуальным представляется исследование сварочных дуг методами математического моделирования [1–8].

Рассмотрим электрическую дугу с туполавким катодом, горящую в инертном газе при атмосферном давлении. Поскольку теория и математические модели катодных явлений, включая процессы в прикатодной плазме, для такой дуги разработаны достаточно подробно [9–12], основное внимание уделим процессам, протекающим в столбе и анодной области дуги. Самосогласованная математическая модель указанных процессов для условий сварки неплавящимся электродом и плазменной сварки была предложена в работе [13]. Целью настоящей работы является верификация данной модели путем численного исследования распределенных характеристик плазмы столба и анодной области свободногорящей аргонной дуги с вольфрамовым катодом и медным

водоохлаждаемым анодом и сравнения полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными.

В соответствии с подходом, использованным в работе [13], самосогласованная математическая модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области сварочной дуги с туполавким катодом включает две взаимосвязанные модели:

модель столба дуги, описывающую взаимодействие тепловых, электромагнитных, газодинамических и диффузионных процессов в многокомпонентной плазме столба дуги;

модель анодной области, которая позволяет определить характеристики теплового и электрического взаимодействия дуги с поверхностью анода (изделия), необходимые для анализа тепловых, электромагнитных и гидродинамических процессов, в свариваемом металле.

Предложенная в работе [13] модель анодной области дуги с испаряющимся анодом позволяет вычислять распределение анодного падения потенциала $U_a = -\Delta\varphi$ вдоль поверхности анода и плотности теплового потока q_a , вводимого дугой в анод, в зависимости от плотности тока на аноде j_a , температуры электронов плазмы вблизи анода T_{ea} , а также температуры его поверхности T_s . При моделировании дуги с туполавким катодом распределение j_a и T_{ea} вдоль анодной поверхности может быть с достаточной точностью определено исходя из модели столба дуги с самосогласованными граничными условиями на аноде.

Для проверки адекватности выбранной модели анодных процессов было проведено сравнение расчетного значения $\Delta\varphi$ с экспериментально измеренным в случае применения дуги с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом, горя-

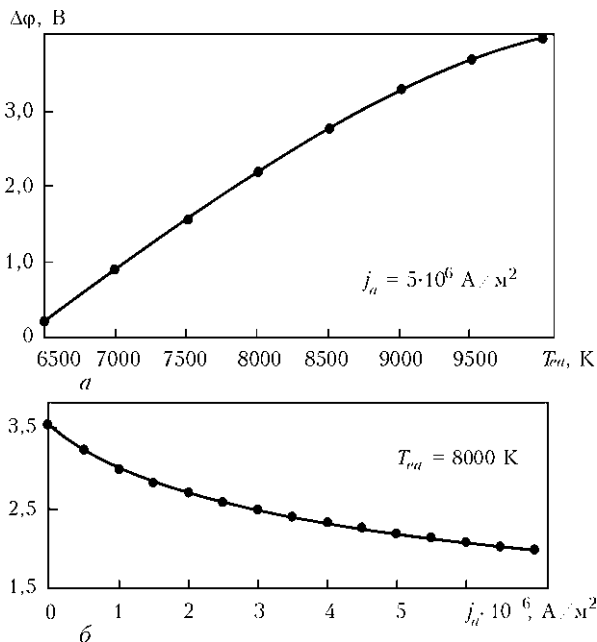


Рис. 1. Зависимость разности потенциалов между границы столба дуги и поверхностью анода от температуры электронов в анодной области (а) и плотности электрического тока на аноде (б) для аргоновой дуги с медным водоохлаждаемым анодом

шей в аргоне при атмосферном давлении (ток дуги 200 А, длина 10 мм). При расчетах использовали следующие экспериментальные данные [14, 15]: $j_a = 3,5 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$, $T_{ea} = 9840 \text{ K}$, $T_s = 720 \text{ K}$, что дает $\Delta\phi = 4,04 \text{ В}$. Полученное расчетное значение с высокой точностью соответствует экспериментально измеренному $\Delta\phi = 4,01 \text{ В}$ [15]. Использу-

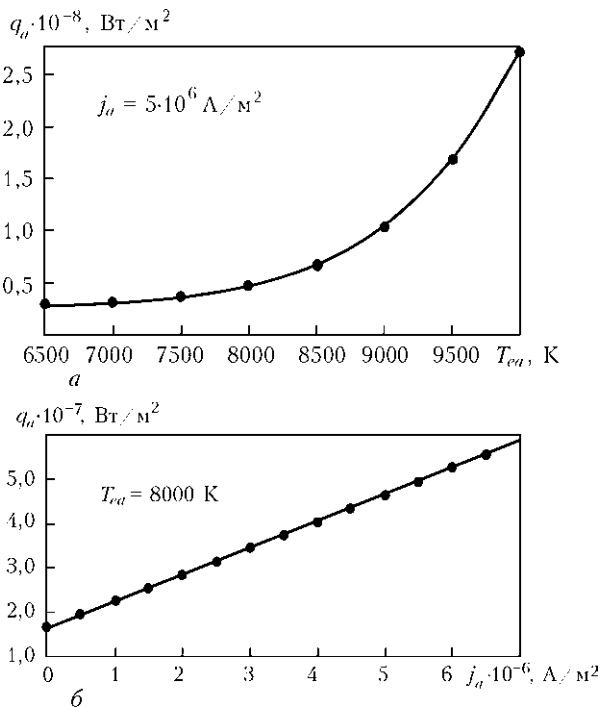


Рис. 2. Зависимость теплового потока в анод от температуры электронов в анодной области (а) и плотности электрического тока на аноде (б) для аргоновой дуги с медным водоохлаждаемым анодом

емые в дальнейшем расчетные зависимости $\Delta\phi$ и q_a от температуры электронов в прианодной плазме и плотности электрического тока на аноде для свободногорящей аргоновой дуги с туполавким катодом и медным водоохлаждаемым анодом приведены на рис. 1, 2.

При описании процессов тепло-, массо- и электропереноса в плазме столба рассматриваемой дуги используем модель изотермической плазмы (температура электронов равна температуре тяжелых частиц), а распределение всех ее характеристик считаем осесимметричным. Соответствующая система дифференциальных уравнений, записанная в цилиндрической системе координат $\{r, \vartheta, z\}$, имеет следующий вид [13]:

уравнение непрерывности

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = 0, \quad (1)$$

где ρ — массовая плотность плазмы; v, u — радиальная и аксиальная компоненты ее скорости;

уравнения движения

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\varphi + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \times \left(r\eta \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - 2\eta \frac{v}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}, \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\varphi + 2 \frac{\partial}{\partial z} \times \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}, \quad (3)$$

где p — давление; j_z, j_r — аксиальная и радиальная компоненты плотности тока в дуге; B_φ — азимутальная компонента вектора магнитной индукции; η — коэффициент динамической вязкости;

уравнение энергии

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T_p}{\partial t} + v \frac{\partial T_p}{\partial r} + u \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \times \left(r\chi \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{k}{e} \times \left\{ j_r \frac{\delta[(5/2 - \delta)T_p]}{\partial r} + j_z \frac{\delta[(5/2 - \delta)T_p]}{\partial z} \right\} + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - \psi, \quad (4)$$

где C_p — удельная теплоемкость плазмы с учетом энергии ионизации; T_p — температура плазмы; χ — коэффициент теплопроводности; k — пос-



тоянная Больцмана; e — заряд электрона; δ — постоянная термодиффузии; ψ — потери энергии на излучение в приближении оптически тонкой плазмы;

уравнения электромагнитного поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0, \quad (5)$$

$$B_{\varphi}(r, z) = \frac{\mu^0}{r} \int_0^r j_z(\xi, z) \xi d\xi, \quad (6)$$

где φ — электрический потенциал; σ — удельная электропроводность плазмы; μ^0 — универсальная магнитная постоянная;

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (7)$$

Для замыкания системы уравнений (1)...(7) требуется задать термодинамические характеристики ρ , C_p , коэффициенты переноса η , χ , δ , σ и потери энергии на излучение ψ дуговой плазмы в зависимости от ее температуры, давления и состава. Для изотермической аргоновой плазмы атмосферного давления указанные зависимости приведены, например, в работе [16].

Для решения системы дифференциальных уравнений (1)...(5), описывающей процессы тепло-, массо- и электропереноса в столбе дуги, необходимо задать соответствующие начальные и граничные условия. Поскольку физические поля в дуговом разряде устанавливаются достаточно быстро, начальные распределения скорости и температуры плазмы принципиального значения не имеют. Для скорости можно, например, задавать нулевые значения, а температуру в области токового канала выбирать такой, чтобы обеспечить характерную для аргоновой дуги проводимость плазмы.

Для рассматриваемого здесь случая дуги с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом граничные условия для искомых функций ($\vec{V} = \{v, 0, u\}$, T_p , φ) сформулируем следующим образом.

На поверхности анода (плоскость $z = L$) для скорости плазмы \vec{V} выполняются условия «прилипания»

$$\vec{V}|_{z=L} = 0. \quad (8)$$

На границе плазмы столба дуги с анодной областью имеет место следующее условие энергетического баланса [13]:

$$-\chi \frac{\partial T}{\partial z} |_{z=L} + j_a \frac{k}{e} \left(\frac{5}{2} - \delta \right) T_p |_{z=L} = \Delta \varphi j_a + q_a, \quad (9)$$

где $j_a = -j_z |_{z=L}$ — плотность тока на аноде.

С хорошим приближением электрический потенциал поверхности анода можно считать постоянным и равным нулю. Тогда граничное условие для потенциала на границе столба дуги с анодной областью можно записать в виде

$$\varphi |_{z=L} = \Delta \varphi. \quad (10)$$

Скачок потенциала $\Delta \varphi$ в выражениях (9), (10) вычисляется согласно модели анодной области [13] при $T_{ea} = T_p |_{z=L}$ (см. рис. 1).

Вблизи катода (плоскость $z = 0$) условия для вектора скорости задаются следующим образом:

$$v |_{z=0} = 0, \quad u |_{z=0} = u_0, \quad (11)$$

где u_0 определяется расходом защитного газа и диаметром сопла для его подачи.

Для температуры и электрического потенциала в прикатодной зоне дуги примем условия

$$T_p |_{z=0} = T_k(r), \quad \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} |_{z=0} = j_k(r), \quad (12)$$

где распределения температуры плазмы $T_k(r)$ и плотности тока под катодом $j_k(r)$ выбираются согласно рекомендациям работы [12].

В зоне подачи защитного газа можем записать

$$T_p |_{z=0} = T_c, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial z} |_{z=0} = 0, \quad (13)$$

где T_c — температура окружающей среды.

Граничные условия для скорости, температуры плазмы и электрического потенциала на оси симметрии системы задаются стандартным образом (см., например, [1, 3]).

На внешней границе расчетной области ($r = R$) для скорости плазмы и электрического потенциала можем записать [3]

$$\frac{\partial(\rho v r)}{\partial r} |_{r=R} = 0, \quad u |_{r=R} = 0, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial r} |_{r=R} = 0. \quad (14)$$

Граничное условие для температуры плазмы при $r = R$ определим в зависимости от направления движения потока плазмы:

$$T_p |_{r=R} = T_c \text{ при } v |_{r=R} \leq 0, \\ \frac{\partial T}{\partial r} |_{r=R} = 0 \text{ при } v |_{r=R} > 0. \quad (15)$$

Систему дифференциальных уравнений (1)...(5) с граничными условиями (8)...(15) решали численно с помощью метода конечных разностей. Для определения входящих в уравнения (1)...(5) термодинамических и транспортных характеристик плазмы использовали расчетные данные для

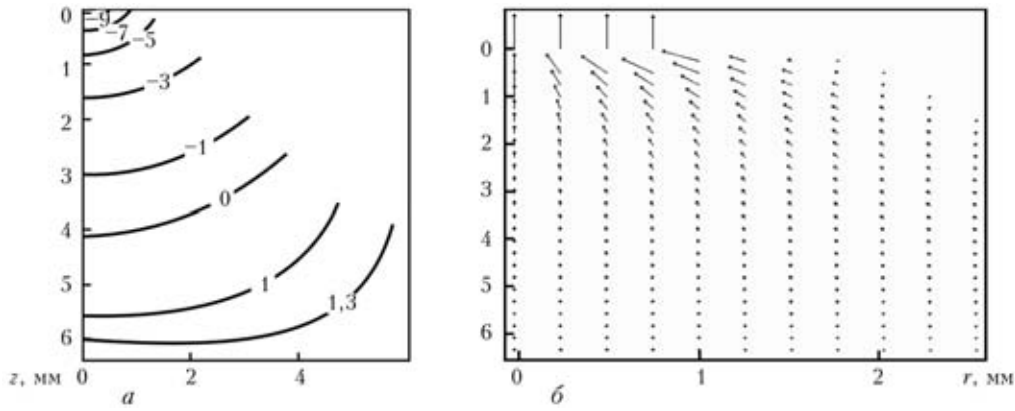


Рис. 3. Поля электрического потенциала (а) и плотности тока (б) в столбе свободногорящей дуги в аргоне с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом ($\max|\vec{j}| = 8 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$)

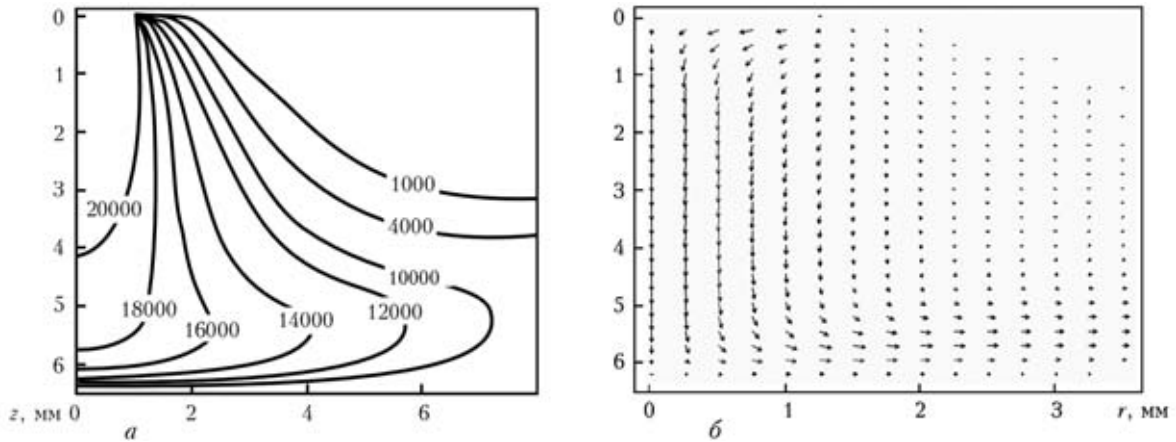


Рис. 4. Поля температуры (а) и скорости (б) плазмы в столбе свободногорящей дуги в аргоне с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом ($\max|\vec{v}| = 350 \text{ м/с}$)

аргоновой плазмы [16]. При численном решении газодинамической и тепловой задач использовали совместный лагранжево-эйлеровый метод [17, 18], адаптированный к условиям сжимаемой среды.

Как видно из результатов расчета электрического потенциала (рис. 3, а), над поверхностью анода возникает зона положительных значений ϕ , что обусловлено наличием обратного скачка потенциала на анодном слое. Максимальные значения градиента потенциала и плотности тока в столбе дуги наблюдаются вблизи катода (рис. 3). Здесь же достигается максимальная температура дуговой плазмы (рис. 4, а), что обусловлено высокой интенсивностью джоулевых источников тепла. По мере удаления от катода плотность электрического тока быстро снижается (см. рис. 3, б). Силовое поле, формирующееся при таком распределении тока, обуславливает характерную для дуги с тупо-плавающим катодом картину движения плазмы в столбе дуги (см. рис. 4, б). Максимальные значения скорости плазмы на оси симметрии (до 350 м/с) обеспечивают эффективный перенос тепловой энергии из наиболее горячей зоны вблизи катода к поверхности анода. Как видно из рис. 4, а, температурное поле в дуговой плазме в значительной

мере определяется конвективным теплопереносом. Этим фактом объясняется и существенная вытянутость изотерм вдоль поверхности анода.

Как видно из рис. 5, максимальное значение $\Delta\phi$ в приосевой зоне анодной области обусловлено более высокими значениями T_{ea} вблизи оси симметрии. Некоторое увеличение скачка потенциала на периферии области анодной привязки дуги объясняется крайне малым значением плотности тока на этом участке поверхности анода.

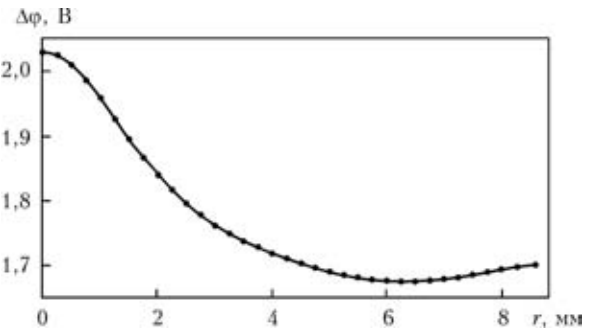


Рис. 5. Радиальное распределение скачка потенциала в анодной области для свободногорящей дуги в аргоне с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом ($I = 200 \text{ A}$, $L = 6,3 \text{ мм}$, $T_s = 720 \text{ K}$)

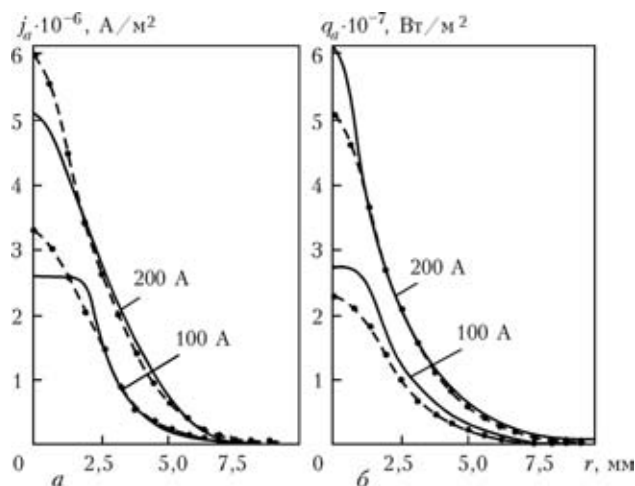


Рис. 6. Радиальные распределения плотности тока на аноде (а) и теплового потока в анод (б) для свободногорящей дуги в аргоне с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом ($L = 6,3$ мм) [14]: штриховые кривые — расчет; сплошные — экспериментальные данные

Сравнение расчетных данных радиального распределения плотности электрического тока на аноде и теплового потока в анод с экспериментальными [14] показано на рис. 6. Для дуги с силой тока 200 А наблюдается достаточно хорошее совпадение расчетных распределений $j_a(r)$ и $q_a(r)$ с экспериментальными. Некоторые отличия расчетных и экспериментальных данных вблизи оси симметрии могут быть связаны как с погрешностями математического моделирования, так и с проблемами восстановления распределенных характеристик по интегральным параметрам, измеренным в [14]. Для дуги с силой тока 100 А соответствие результатов математического моделирования и экспериментальных данных можно охарактеризовать как вполне удовлетворительное.

В целом проведенный в настоящей работе численный анализ распределенных характеристик столба и анодной области электрической дуги с вольфрамовым катодом и медным водоохлаждаемым анодом и сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными свидетельствуют об адекватности предложенной в работе [13] самосогласованной модели процессов энерго-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги при сварке неплавящимся электродом и плазменной сварке в инертном газе.

Numerical analysis of thermal, electromagnetic and gas-dynamic characteristics of plasma in a free-burning arc in argon at atmospheric pressure with tungsten cathode and copper water-cooled anode was performed in the anode region and column of welding arc. Results of calculation of current density on the anode and heat flow into the anode are compared with the available experimental data. It is shown that allowing for the anode potential drop in the model provides more accurate predictions of the characteristics of heat and electric interaction of arc plasma with anode surface.

1. Hsu K. C., Etemadi K., Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc // J. Appl. Phys. — 1983. — 54, № 3. — P. 1293–1301.
2. Hsu K. C., Pfender E. Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc // Ibid. — 1983. — 54, № 8. — P. 4359–4366.
3. Zhu P., Lowke J.J., Morrow R. et al. Prediction of anode temperatures of free burning arcs // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1995. — 28. — P. 1369–1376.
4. Lowke J. J., Morrow R., Haidar J. A simplified unified theory of arcs and their electrodes // Ibid. — 1997. — 30. — P. 2033–2042.
5. Haidar J. Non-equilibrium modeling of transferred arcs // Ibid. — 1999. — 32. — P. 263–272.
6. Fan H.G., Kovacevic R. A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // Ibid. — 2004. — 37. — P. 2531–2544.
7. Hu J., Tsai H. L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt I: The arc // Intern. J. Heat and Mass Transfer. — 2007. — 50. — P. 833–846.
8. Tanaka M., Yamamoto K., Tashiro S. et al. Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding // Welding in the World. — 2008. — 52, № 11/12. — P. 82–88.
9. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде // Журн. техн. физики. — 1972. — 42, № 5. — С. 1001–1009.
10. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде. Ч. II // Там же. — 1973. — 43, № 11. — С. 2309–2317.
11. Жуков М. Ф., Козлов Н. П., Пустогаров А. В. и др. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах. — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
12. Wendelstorf J., Simon G., Decker I. et al. Investigation of cathode spot behaviour of atmospheric argon arcs by mathematical modeling // Proc. of 12th Intern. conf. on gas discharges and their applications (Germany, Greifswald, 1997). — 1997. — Vol. 1. — P. 62–65.
13. Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В. Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом // Автомат. сварка. — 2010. — № 6. — С. 3–11.
14. Nestor O. H. Heat intensity and current density distributions at the anode of high current, inert gas arcs // J. Appl. Phys. — 1962. — 33, № 5. — P. 1638–1648.
15. Sanders N. A., Pfender E. Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs // Ibid. — 1984. — 55, № 3. — P. 714–722.
16. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. — N.-Y.; London: Plenum press, 1997. — Vol. 1. — 454 p.
17. Ляшко И. И., Демченко В. Ф., Вакуленко С. А. Вариант метода расщепления уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости на лагранжево-эйлеровых сетках // Докл. АН УССР. Сер. А. — 1981. — С. 43–47.
18. Демченко В. Ф., Лесной А. Б. Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии // Доп. НАН України. — 2000. — № 11. — С. 71–75.

Поступила в редакцию 20.12.2011