

## Моделирование процесса перемещения опорного пятна дуги по стенке канала плазмотрона

*Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ»*

Рассматриваются особенности течения газа в канале плазмотрона с учетом влияния характера перепривязки электрической дуги к стенке канала. Математическая модель базируется на магнитогазодинамическом описании плазмы как сплошной среды на основе уравнений газовой динамики, уравнений Максвелла и связей для термодинамических параметров в ионизированном газе. Учет приэлектродных процессов производился с использованием слоя с высокой электропроводностью порядка 8000 S/m, что соответствует температуре электронов 14000 K, толщина слоя принята 0,1 мм исходя из результатов, полученных в работе [2] при рассмотрении неравновесной модели. Показано, что модель дает качественное совпадение с имеющимися данными и пригодна для проведения численных экспериментов.

**Ключевые слова:** плазма, приэлектродная область, электрическая дуга, плазмотрон, катод, анод, опорное пятно дуги.

### Введение

Вопрос повышения ресурса плазменного оборудования не теряет свою актуальность в связи с расширением сфер его использования и большими ограничениями по времени его работы. Наиболее уязвимыми частями плазмотронов являются электроды. К основным факторам, которые влияют на ресурс электродов можно отнести величину силы тока, характер течения внутри канала, используемый плазмообразующий газ, эмиссионные свойства материала катода. Поведение электрической дуги и характер ее привязки к поверхности электродов внутри канала плазмотрона напрямую влияет на величину эрозии электродов. Режимы подачи защитного и плазмообразующего газа должны обеспечивать определенный состав атмосферы вблизи эмитирующей поверхности и подвижность опорных пятен дуги по поверхности электродов для того чтобы избежать их локального перегрева и оплавления (рис. 1). Поэтому исследование режимов привязки дуги к поверхности электрода и скорости ее перемещения является актуальной задачей.

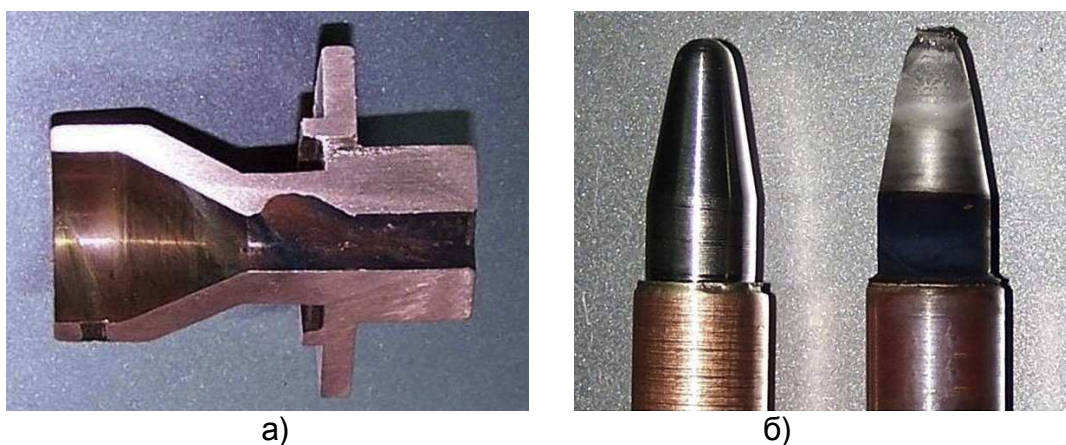


Рис. 1. Эрозия поверхности анода (а); вольфрамовый катод до и после работы (б)

Движение электрической дуги является результатом взаимодействия набегающего потока холодного воздуха с электрической дугой и действием электромагнитной силы (сила Лоренца) вызванной локальным искривлением дуги. Длина дуги пропорциональна вариации величины колебаний напряжения. Экспериментальные исследования электрических дуг в каналах плазмотронов затруднены, а ряд параметров, возможно, определить только на срезе сопла оборудования. Современные САЕ-пакеты позволяют с высокой точностью описывать и предсказывать поведение электрических дуг в рамках магнитогазодинамического подхода, поэтому их применение для проектировочных и проверочных расчетов более оправданно, чем экспериментальные исследования.

### Постановка задачи

В качестве объекта исследования была выбрана геометрия плазмотрона типа SG-100 для напыления с вольфрамовым стержневым катодом и водоохлаждаемым медным анодом (рис. 2) [1]. Моделирование проводилось для расхода 60 л/мин при силе тока 600 А. Рабочий газ – аргон. Расчетная область представляет собой гексагональную сетку (рис. 3) с размерами элемента в пристеночных областях 0,1 мм назначенных исходя из рекомендаций работы [1, 4].

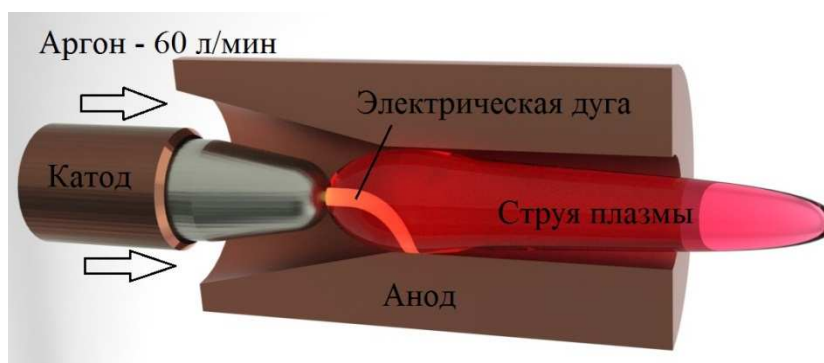


Рис. 2. Схематическая модель плазмотрона SG-100

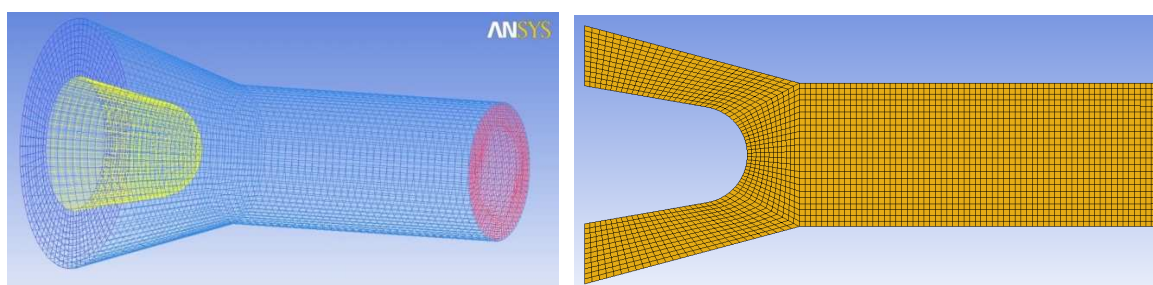


Рис. 3. Конечно-элементная сетка модели

Исходя из рекомендаций работы [2] на поверхности катода была задана токовая нагрузка, и распределение температуры в виде зависимостей:

$$j_{cathip} = j_0 \exp\left(-\left(r/r_c\right)^{n_c}\right), \quad (1)$$

$$T_{cathip} = 500[K] + 3000[K] \exp\left(-\left(r/2r_c\right)^{n_c}\right), \quad (2)$$

где  $n_c = 4$ ;  $r_c = 0,91224$  мм;  $r$  – расстояние от оси катода;  $j_0 = 2,5 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup>, что соответствует силе тока 600 А.

Для поверхности анода был задан коэффициент теплопроводности  $h_w = 1 \cdot 10^5$  Вт/(м<sup>2</sup>К) и относительная температура охлаждающей жидкости 500 К.

Существует несколько вариантов моделирования процесса привязки дуги к поверхности анода. При рассмотрении плазмы в ЛТР температура вблизи стенок канала невысока, вследствие чего газ является неэлектропроводным. В работе [12] привязка дуги к стенке анода происходит при выполнении условия:

$$E \cdot n_{a,\max} = E_{n,\max} > E_b. \quad (3)$$

Когда локальное значение напряжённости электрического поля  $E_n$  по направлению нормали к поверхности анода  $n_a$  превышает некоторое заданное значение  $E_b$ , ось дуги замыкается с поверхностью анода с помощью цилиндра построенного по нормали к поверхности. Внутри цилиндра значение электропроводности изменяется в соответствии с выражением:

$$\sigma \leftarrow \max(\sigma, \sigma_b), \quad (4)$$

где  $\sigma_b$  – искусственно завышенное значение электропроводности,  $\sigma$  – электропроводность плазмы.

Более простой подход для моделирования привязки дуги к стенке анода это завышение температуры для пристеночного слоя до значений, когда газ будет обладать достаточной для привязки электропроводностью. Однако такой подход сильно искажает пристеночное течение и ведет к неустойчивости вычислительной процедуры.

В рамках данной работы моделирование прианодного слоя проводилось с применением слоя с высокой электропроводностью используя решение [3] для двухтемпературной модели, толщина слоя была задана – 0,1 мм, а величина электропроводности  $8000$  (Ом·м)<sup>-1</sup>, что соответствует электронной температуре – 14000 К.

Математическое описание базировалось на магнитогазодинамическом подходе к плазме как к сплошной среде на основе уравнений газовой динамики, уравнений Максвелла и связей для термодинамических параметров в ионизированном газе.

Модель была записана с учетом следующих предположений:

- плазма предполагается квазинейтральной:  $n_e = n_i$  или  $n_e = \sum_a Z_a n_a$ , в случае многозарядных ионов или многокомпонентной плазмы;
- термически равновесной – температура всех групп частиц одинакова;
- в плазме справедлив закон Ома в простейшей форме:  $\bar{j} = \sigma \bar{E}$ ;
- выражение для давления может быть записано как сумма давлений отдельных компонент:  $p = \sum_a n_a k T_a + n_e k T_e$ .

Модель базируется на классической системе уравнений Навье-Стокса дополненной системой уравнений Максвелла:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \bar{u} = 0, \quad (5)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = -\nabla \rho - \nabla \vec{\tau} + \vec{j} \times \vec{B}, \quad (6)$$

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T) + \vec{j} \cdot (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B}) - 4\pi \epsilon_r + \frac{5k_B}{e} \vec{j} \cdot \nabla T + \frac{Dp}{Dt}, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = 0, \quad (8)$$

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}. \quad (9)$$

### Особенности моделирования турбулентности

Традиционно в численных расчетах применяют модели турбулентности, которые базируются на осредненных уравнениях Рейнольдса. Наибольшее распространение получили SA и SST модели турбулентности. Их применение оправдано с точки зрения экономии вычислительных ресурсов, они не чувствительны к качеству сетки, и позволяют получать достоверный результат для безотрывных течений в большинстве случаев. В данном случае система уравнений Навье-Стокса замыкается моделью турбулентности Спаларта-Аллмареса (SA) которая содержит одно уравнение переноса:

$$\frac{D\tilde{v}}{Dt} = P^v - D^v + \frac{1}{\sigma} \{ \nabla \cdot [(v + \tilde{v}) \nabla \tilde{v}] + c_{b2} [(\nabla \tilde{v}) \cdot (\nabla \tilde{v})] \} + f_{t1} \Delta U^2. \quad (10)$$

Чаще всего при моделировании течений для плазменного оборудования необходимо учитывать завихренный характер подачи плазмообразующего газа. Однако большинство авторов, применяя RANS модели турбулентности, игнорируют тот факт, что они не пригодны для описания закрученных течений. Хорошо известно [10], что кривизна линий тока и вращение потока оказывают существенное влияние на характеристики турбулентности и могут приводить как к ее существенной интенсификации, так и к подавлению. Эти эффекты, в принципе, автоматически описываются в рамках моделей переноса Рейнольдсовых напряжений. В рамках же линейных моделей для их учета необходимо введение специальных поправок. Наиболее удачной из таких поправок является, по-видимому, поправка Спаларта-Шура [11], учитывающая единую природу эффектов кривизны линий тока и вращения и применимая, вообще говоря, к любым линейным моделям. Однако конкретная калибровка поправки, названной "Rotation-Curvature correction" (RC), была выполнена для SA модели. Соответствующая (при наличии поправки) версия последней получила название SARC модели.

В рамках SARC модели генерационный член  $P^v$  оригинальной SA модели (10) модифицируется путем домножения на эмпирическую функцию

$$f_{r1} = \frac{2r^* \cdot (1 + C_{r1})}{1 + r^*} (1 - C_{r3} \arctg(C_{r2} \tilde{r})) - C_{r1}, \quad (11)$$

которая зависит от двух параметров  $r^*$  и  $\tilde{r}$ , являющихся мерой кривизны линий тока и вращения.

Убедительным свидетельством возможностей SARC модели являются результаты ее применения для расчета развитого турбулентного течения во вращающемся плоском канале, для которого оригинальная версия модели непригодна (дает те же результаты, что и при отсутствии вращения). В качестве примера на рис. 4 сравниваются профили скорости для такого течения, рассчитанные с ис-

пользованием SA, SARC моделей и в рамках DNS при числе Рейнольдса  $Re = 5800$ .

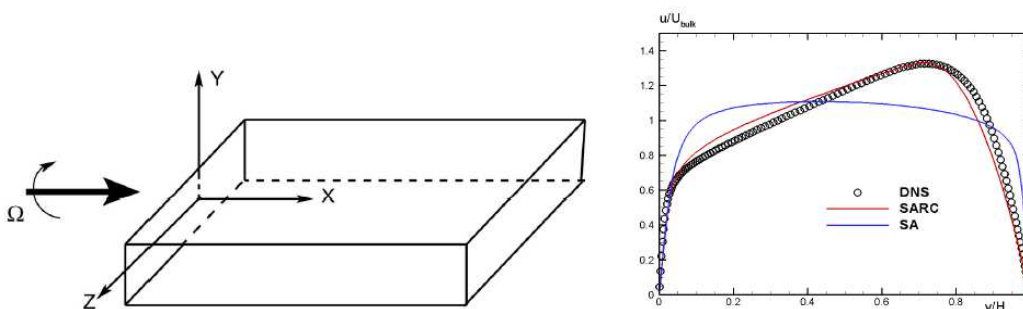


Рис. 4. Сравнение профилей скорости во вращающемся канале, рассчитанных с использованием SA и SARC моделей, с результатами прямого численного моделирования

### Модель излучения

При решении задачи излучение плазмы моделировалось в виде отрицательного объемного источника. Для определения зависимости полного излучения от температуры была использована методика расчета, представленная в работе [6].

$$U_r = 1,14e^{-40} \sqrt{T} \exp(-\Delta E_i/kT) n_e \left[ n_i \exp(hv/kT + 4n_{2i} \exp(hv^+)/kT) \right], \quad (12)$$

где  $hv = 2,85 \text{ eV}$ ;  $hv^+ = 8,2 \text{ eV}$ ;  $\Delta E_i = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_D}$  – понижение потенциала ионизации;

$R_D$  – радиус Дебая.

Данная формула описывает лучистые потери, обусловленные тормозным и рекомбинационным излучением, а также дискретными переходами между возбужденными состояниями атома и иона. Результат расчета для равновесной аргоновой плазмы по этой формуле приводится на рис. 5

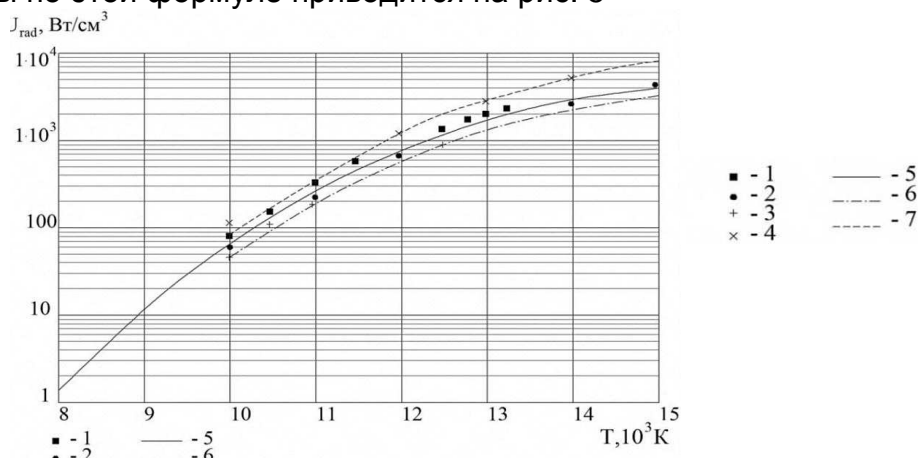


Рис. 5. Полное излучение равновесной аргоновой плазмы в зависимости от температурного давления: 1, 2, 3, 4 – экспериментальные данные, 5, 6, 7 – расчётные данные

### Результаты моделирования

Контроль сходимости решения осуществлялся исходя из условия:

$$\max \left| \frac{\varphi(M) - \varphi^*(M)}{\varphi(M)} \right| \leq \varepsilon \text{ для всех } M, \quad (13)$$

где  $\varphi$  – значение искомой переменной в узле  $M$  контрольно объема, полученное при предыдущей итерации решения;  $\varphi^*$  – значение в данной итерации;  $\varepsilon = 0,005$ .

На рис. 6 представлена картина изотерм и течения, полученная в результате моделирования, максимальная температура составила 32000 К, а максимальная скорость на оси в катодной струе составила 1800 м/с, что удовлетворительно согласуется с результатами других авторов.

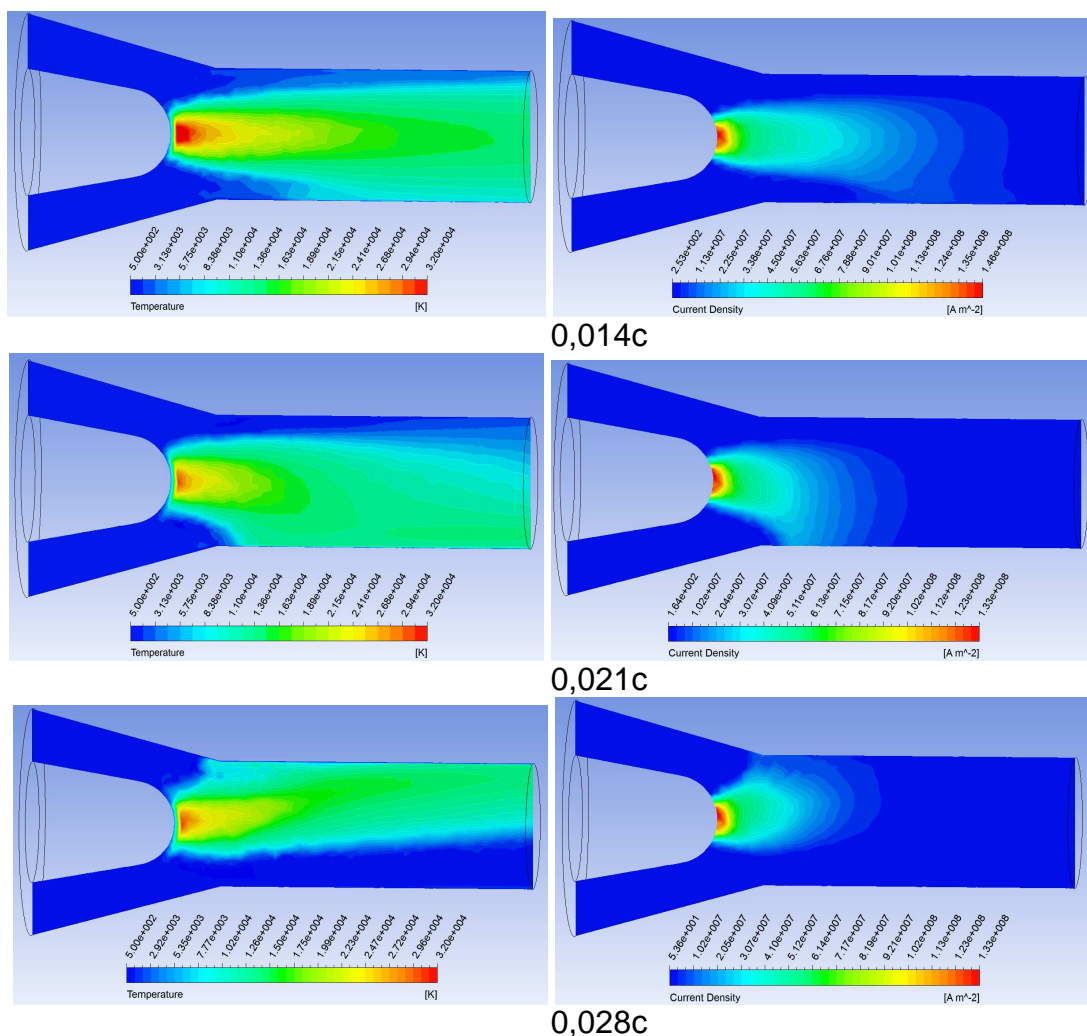


Рис. 6. Картина распределения температуры и плотности тока

Показано что перемещение пятна дуги по поверхности анода существенно влияет на картину течения, что требует дополнительных исследований и более детального описания приэлектродных областей, где существенное влияние на привязку имеет характер течения холодного газа, а также физические процессы, связанные с существенным отклонением плазмы от локального термодинамического равновесия. Установившаяся длина дуги корректно предсказывает износ поверхности анода в месте контакта опорного пятна дуги (рис. 7).

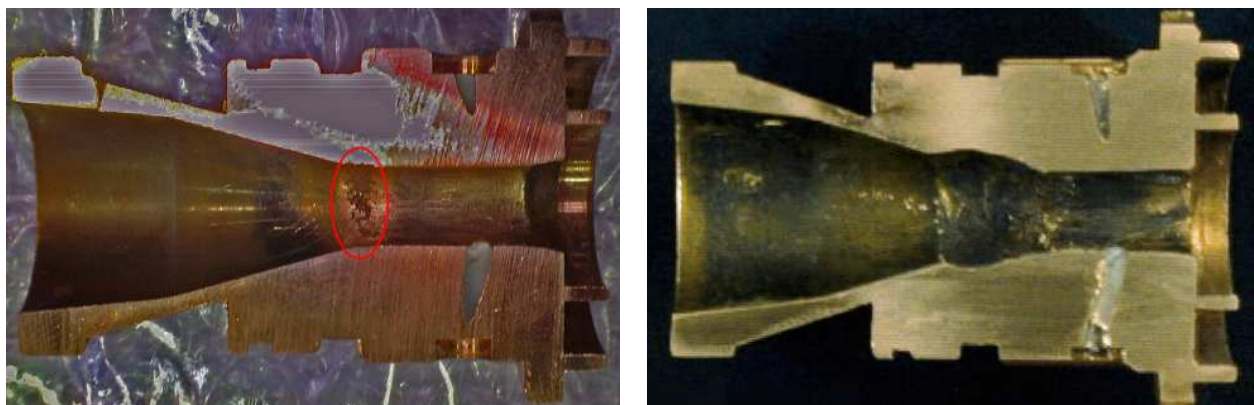


Рис. 7. Износ поверхности анода после непродолжительного а) и длительного использования б)

### Заключение

Характер привязки электрической дуги оказывает существенное влияние на течение внутри канала плазматрона. Описание внутренних течений для плазменного оборудования требует применения линейных моделей турбулентности с поправками для описания закрученных течений или более совершенных гибридных моделей способных также предсказывать отрывные течения характерные для оборудования с газо-вихревой стабилизацией дуги. Результаты расчетов качественно совпадают с экспериментальными данными и результатами других авторов, что позволяет применять модель для исследования физических процессов внутри плазматронов, а также прогнозировать места эрозии на поверхности анода.

### Список литературы

1. An Improved Local Thermal Equilibrium Model of DC Arc Plasma Torch / R. Huang, H. Fukunuma, Y. Uesugi, Y. Tanaka // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2011. – Vol. 39. – No. 10. – P. 1974 – 1982.
2. Trelles, J.P. Multiscale Finite Element Modeling of Arc Dynamics in a DC Plasma Torch / J.P. Trelles, E. Pfender, J. Heberlein // Plasma Chemistry and Plasma Processing. – 2006. – Vol. 26. – Is. 6. – P. 557 – 575.
3. Arc Plasma Torch Modelling / J.P. Trelles, C. Chazelas, A. Vardelle, J.V.R. Heberlein // Journal of Thermal Spray Technology. – 2009. – Vol. 18. – No. 5-6. – P. 728 – 752.
4. Heberlein, J. The anode region of electric arcs: a survey / J. Heberlein, J. Menteland, E. Pfender // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Vol. 43. – No. 2. – P. 1 – 31.
5. Lowke, J.J. LTE-diffusion approximation for arc calculations / J.J. Lowke, M. Tanaka // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2006. – Vol. 39. – No. 16. – P. 3634 – 3643.
6. Modelling of gas-metal arc welding taking into account metal vapour / M. Schnick, U. Fuessel, M. Hertel and oth. // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2010. – Vol. 43. – No. 43. – P. 1 – 11.
7. Нгуен, К.Ш. Исследование индукционных и дуговых плазматронов: дис. ... д.т.н.: 05.09.10 / Нгуен Куок Ши. – Санкт-Петербург, 2002. – 439 с.

8. Козлов, Г.И. Лучистые потери аргоновой плазмы и излучательная модель непрерывного оптического разряда / Г.И. Козлов, В.А. Кузнецов, В.А. Масюков // ЖЭТФ. – 1974. – Т. 66. – С. 954 – 964.

9. Bradshaw, P. Effects of Streamwise Curvature on Turbulent Flow / P. Bradshaw // AGARD-AG-169 report. – 1973. – 128 p.

10. Spalart, P.R. On the sensitization of simple turbulence models to rotation and curvature / P.R. Spalart, M.L. Shur // Aerospace Science and Technology. – 1997. Vol. 1. – No. 5. – P. 297 – 302.

**Рецензент:** д.т.н., профессор Г.И. Костюк, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», Харьков  
Поступила в редакцию 04.12.12

### **Моделювання процесу переміщення опорної плями дуги по стінці каналу плазмотрона**

Розглядаються особливості перебігу газу в каналі плазмотрона з урахуванням впливу характеру зміни місця прив'язки електричної дуги до стінки каналу. Математична модель базується на магніто-газодинамічному описі плазми як суцільного середовища на основі рівнянь газової динаміки, рівнянь Максвелла та зв'язків для термодинамічних параметрів в іонізованому газі. Урахування приелектродних процесів проводився з використанням шару з високою електропровідністю близько 8000 S/m, що відповідає температурі електронів 14000K, товщина шару прийнята 0.1 мм виходячи з результатів, отриманих в роботі [2] при розгляді нерівноважної моделі. Показано, що модель дає якісний збіг з наявними даними і придатна для проведення чисельних експериментів.

**Ключові слова:** плазма, приелектродні області, електрична дуга, плазмотрон, катод, анод, опорна пляма дуги

### **Simulation of the arc reattachment process inside the channel of the plasma torch**

The features of the gas flow in the channel of the plasma torch with the influence of the nature of the arc reattachment processes are considered. The mathematical description based on describing the plasma as a continuum based on the equations of gas dynamics, Maxwell's equations and relations for the thermodynamic parameters of the ionized gas within magnetogasdynamics approach. To simulate electrode sheath a thin layer with high conductivity 8,000 S / m, which corresponds to an electron temperature of 14000K and thickness 0.1mm were used. This approach based on the obtained in [2] results when the non-equilibrium model was considered. It is shown that the model gives a qualitative agreement with the available data and is suitable for numerical experiments.

**Keywords:** plasma, electrode regions, electric arc, plasma arc, the cathode and anode, arc root.