



УДК 537.523

ВЛИЯНИЕ РАСХОДА ГАЗА И СИЛЫ ТОКА НА КОНФИГУРАЦИЮ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ В ДВУХСТРУЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГЕ

Э.Б. Кулумбаев, Т.Б. Никуличева

Белгородский государственный университет,
ул. Студенческая, 14, Белгород, 308015, Россия, e-mail: kulumbaev@bsu.edu.ru,
nikulicheva@bsu.edu.ru

Аннотация: На основе численного анализа магнитогазодинамических уравнений в плоскопараллельном приближении движения равновесной плазмы установлено влияние расхода газа и силы тока на конфигурацию плазменных струй в двухструйной электрической дуге. Получено, что: 1) с ростом расхода эффект газодинамического соударения усиливается и картина течения приближается к взаимному растеканию струй; 2) влияние роста величины тока на конфигурацию струй неоднозначна из-за совместного увеличения импульсов вытекающих из сопел струй и повышения роли их электромагнитного отталкивания.

Ключевые слова: математическая модель, МГД уравнения, равновесная плазма, электрическая дуга.

1. Введение

Многодуговые генераторы плазмы [1 – 2] и, в частности, двухструйный плазмотрон [3], широко применяются в различных плазменных технологиях при сфероидизации частиц, нанесении покрытий [4], а также в геохимии при спектроскопическом анализе геологических проб [5 – 6].

Двухструйный плазмотрон [3] состоит из катодного и анодного сопел, оси которых располагаются в одной плоскости под некоторым углом (рис. 1). В каждое сопло подается с фиксированными расходами плазмообразующий газ, где он интенсивно нагревается и ускоряется. При вытекании из электродных насадков в атмосферный воздух плазменные струи взаимодействуют друг с другом, замыкают токопроводящий канал дуги и образуют общий поток плазмы. В отличие от столкновения холодных струй, для плазменных потоков, вследствие протекания по ним электрического тока, кроме газодинамического соударения имеет место электромагнитное отталкивание. Поэтому при фиксированном угле и расстоянии между осями электродных насадков конфигурация двух токоведущих струй зависит от расхода газа и силы тока в двухструйной электрической дуге.

Экспериментальные исследования двухструйного плазмотрона при фиксированной силе тока (~ 100 А) показывают [3], что при малых расходах (~ 0.1 г/с) плазменные струи значительно искривляются и в зоне слияния струй наблюдаются два расходящихся потока плазмы так, что при наблюдении через оптически плотный фильтр ярко светящиеся струи разделены темным промежутком и выглядят самостоятельными. Дальнейшее уменьшение расхода приводит к неустойчивому режиму работы плазмотрона,



разрыву струй и погасанию дуги. При расходах газа ~ 0.13 г/с в месте слияния струи имеют почти нулевой угол соударения и далее поток образован двумя близко идущими параллельными струями. С увеличением расхода газа (~ 0.24 г/с) струи практически не искривляются, соударяются под начальным углом, течение переходит в турбулентный режим, и горение дуги становится неустойчивым. Аналогичную зависимость конфигурации струй в двухструйной дуге можно ожидать с уменьшением силы тока при фиксированном расходе.

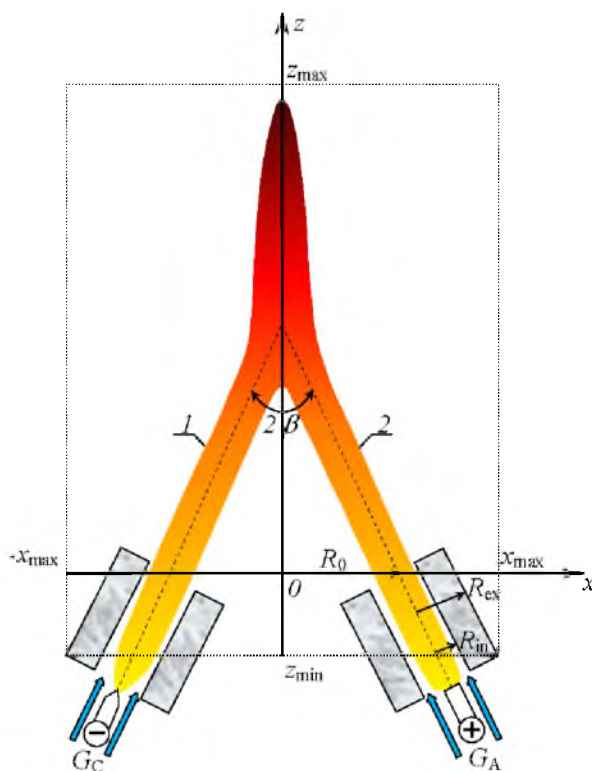


Рис. 1. Схема расчетной области плоскопараллельной двухструйной дуги:

- 1 — катодная и 2 — анодная токовые струи плазмы;
- 2β — угол и $2R_0$ — расстояние между осями электродных насадков с размерами R_{in} , R_{ex} ;
- G_C , G_A — расходы плазмообразующего газа

Теоретические исследования конфигурации плазменных струй в зависимости от расхода и силы тока ограничиваются анализом полуаналитических моделей. Так, в [3] система двумерных магнитогидродинамических (МГД) уравнений в частных производных на основе упрощающих модельных допущений сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих траектории двух токонеzáвисимых плазменных струй в результате их газодинамического соударения и электромагнитного отталкивания, но без учета перетекания тока между ними. Сопоставление расчетных и экспериментально измеренных траекторий показало удовлетворительное согласование, что позволило сделать в [3] обоснованный вывод о роли магнитного взаимодействия



токовых струй в формировании потока плазмы в двухструйном плазмотроне. Расхождение расчетных и экспериментальных траекторий струй объясняется в [3] принятыми при построении модели допущениями, а также неучтенным магнитным действием протекающего между струями тока. В [7], в рамках развитого в [3] подхода, учтено действие архимедовых сил, которое не привело к заметному улучшению согласования расчета и эксперимента.

Цель данной работы: на основе численного анализа двумерной МГД модели двухструйного плазмотрона [8] в равновесном приближении плазмы установить влияние расхода газа и силы тока на конфигурацию плазменных струй в двухструйной электрической дуге.

2. Модель

Рассматривается двухструйная электрическая дуга, концы которой находятся в продуваемых плазмообразующим газом каналах катодного и анодного насадков, расположенных под углом 2β друг к другу (рис. 1). При вытекании из электродных насадков в атмосферу того же газа в результате взаимодействия плазменных струй друг с другом формируется структура общего потока плазмы и происходит замыкание токопроводящего канала двухструйной дуги.

При математическом описании двухструйной дуги при атмосферном давлении, в соответствии с полученными в [3] экспериментальными данными, полагается, что все протекающие при взаимодействии струй процессы стационарные, течение дозвуковое и ламинарное, плазма квазинейтральная и локально равновесная.

Уравнения. С учетом сделанных допущений газодинамические, тепловые и электрические характеристики двухструйной плоскопараллельной электрической дуги описываются системой стационарных двумерных уравнений непрерывности, Навье – Стокса, баланса энергии и непрерывности электрического тока [9] в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0, \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] - j_z B_y, \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \\ \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] + j_x B_y, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\rho C_p \left(v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_J - \psi, \tag{4}$$



$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0. \quad (5)$$

Здесь $v(v_x, 0, v_z)$ — скорость; p — давление; T — температура; ϕ — скалярный потенциал; $E(E_x, 0, E_z) = -\nabla\phi$ — напряженность электрического поля; $B(0, B_y, 0)$ — индукция магнитного поля; $j = \sigma E$ — плотность электрического тока; $Q_j = j \cdot E$ — удельная мощность джоулева тепловыделения; $\rho, \sigma, \lambda, \eta, \psi, C_p$ — плотность, электропроводность, теплопроводность, вязкость, излучательная способность и удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении соответственно; x, y, z — декартовы координаты (рис. 1).

Индукция магнитного поля вычисляется в соответствии с законом Био–Савара, который, после интегрирования по $y \in (-\infty, +\infty)$, записывается в виде:

$$B_y(x, z) = \frac{\mu_0}{2\pi} \iint_{xz} \frac{(z - z')j_x - (x - x')j_z}{(x - x')^2 + (z - z')^2} dx' dz', \quad (6)$$

где μ_0 — магнитная постоянная.

Граничные условия. Система МГД уравнений (1 – 5) дополняется зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств плазмы от температуры при атмосферном давлении [9], и замыкается граничными условиями для зависимых переменных на границах расчетной области (рис. 1):

$$x = -x_{\max} : \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, \quad p = p_{\infty}, \quad v_x < 0 : \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$v_x > 0 : T = T_{\infty};$$

$$x = +x_{\max} : \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, \quad p = p_{\infty}, \quad v_x > 0 : \frac{\partial T}{\partial x} = 0;$$

$$v_x < 0 : T = T_{\infty};$$

$$z = z_{\min}(\text{в соплах}) : \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_C = +E_0, \quad \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_A = -E_0, \quad v_z = v_0; \quad T = T_0;$$

$$z = z_{\min}(\text{вне сопел}) : \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad p = p_{\infty}, \quad v_z < 0 : \frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

$$v_z > 0 : T = T_{\infty};$$

$$z = z_{\max} : \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0; \quad p = p_{\infty}; \quad v_z > 0 : \frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

$$v_z < 0 : T = T_{\infty}.$$



Здесь величины на границах расчетной области внутри электродных насадков определяются по заданным значениям силы тока и расхода газа из условия однородности потока в поперечном к его оси направлении (обозначены нижним индексом 0); на стенках насадков для скорости используются условия прилипания и непроницаемости, а для температуры — условие сопряжения с заданной температурой стенок; на свободных границах используются условия нормального втекания холодного $T = T_\infty$ или вытекания нагретого газа при фиксированном атмосферном давлении $p = p_\infty$.

Метод решения. Система уравнений дискретизируется методом контрольного объема (КО) на прямоугольной сетке. Для этого расчетная область разбивается на непересекающиеся КО с гранями, лежащими на координатных поверхностях. В геометрическом центре КО выбирается узловая точка. Обобщенное дифференциальное уравнение интегрируется по КО. Для компонент скорости используются смещенные сетки, что обеспечивает исключение из численного решения физически нереальных «волнистых» полей скорости, давления и возможность вычисления потоков массы через грани КО без интерполяции соответствующих компонент скорости. При вычислении потоков через грани КО используется совместная экспоненциальная аппроксимация конвективных и диффузионных слагаемых в зависимости от сеточного числа Пекле (отношения конвективной и диффузионной плотностей потоков). Поле давления определяется методом коррекции SIMPLER [10]. Система уравнений для внутренних узловых точек расчетной области замыкается алгебраическими уравнениями (разностными аналогами краевых условий) для граничных точек. Производные, входящие в граничные условия, аппроксимируются разностями второго порядка точности. Для численного решения дискретных аналогов дифференциальных уравнений используется итеративный метод с нижней релаксацией.

3. Результаты расчета

Исходные данные. Проводится расчет характеристик плоскопараллельной двухструйной дуги с геометрией насадков из эксперимента [3]: $R_{in} = 2.5$ мм; $R_{ex} = 10$ мм; $R_0 = 15$ мм; $2\beta = 60^\circ$ при $T_\infty = 300$ К, $p_\infty = 1$ атм. Величины погонных расходов $G_C = G_A$ и силы тока I варьируются. Размеры расчетной области: $z_{min} = -4$ см; $z_{max} = 20$ см; $x_{max} = 5$ см (рис. 1) устанавливаются в результате апостериорной оценки малого влияния положения границ на численное решение в области взаимодействия струй.

Термодинамические свойства и коэффициенты переноса аргона в зависимости от температуры при атмосферном давлении берутся из тех же источников, что и в работе [9]. Поскольку учитывается зависимость коэффициентов плазмы только от температуры, под давлением p в дальнейшем понимается перепад давления относительно атмосферного.

Структура двухструйной электрической дуги. Дуга формируется в результате взаимодействия вытекающих из сопел плазменных струй друг с другом (рис. 2). Картина течения обусловлена, в основном, газодинамическим соударением и электромагнитным взаимодействием токовых струй. Без учета амперовых сил реализуется взаимное растекание одной струи на другой в неоднородном поле давления газодинамического соударе-



ния, аналогичное картине течения, возникающей при ударе плоскопараллельной струи о плоскую стенку [11]. Электромагнитное отталкивание токовых струй качественно изменяет картину течения. Из-за искривления струй эффект их газодинамического соударения ослабляется уменьшением угла соударения и, как следствие, величины максимума «горба» давления в области столкновения струй. В результате исчезает взаимное растекание одной струи на другой. Оба струйных потока движутся в положительном направлении оси z и оказываются разделенными сопутствующим потоком газа, подсасываемым с межсопловой границы $z = z_{\min}$ и огибающим сформировавшийся перед областью повышенного давления тороидальный вихрь. В окрестности нижней границы зоны перетекания электрического тока на оси $x = 0$ силы давления в «яме» притормаживают возвратное течение сопутствующего газа в тороидальном вихре. Движение и ускорение сопутствующего газа, обогнувшего вихрь и прогретого горячими струями, является практически квазиодномерным и определяется совместным действием электромагнитной силы и антиградиента давления. В окрестности верхней границы зоны перетекания тока электромагнитная сила становится притормаживающей за счет пинч-эффекта, который в слабой форме проявляется вдоль всего токового канала. Вытекающие из электродных сопел струи за счет вязкости вовлекают в сопутствующее течение окружающий газ (рис. 2). Вблизи торцов сопел давление понижено, поэтому реализуется подсос окружающего газа с обеих сторон от каждой вытекающей струи.

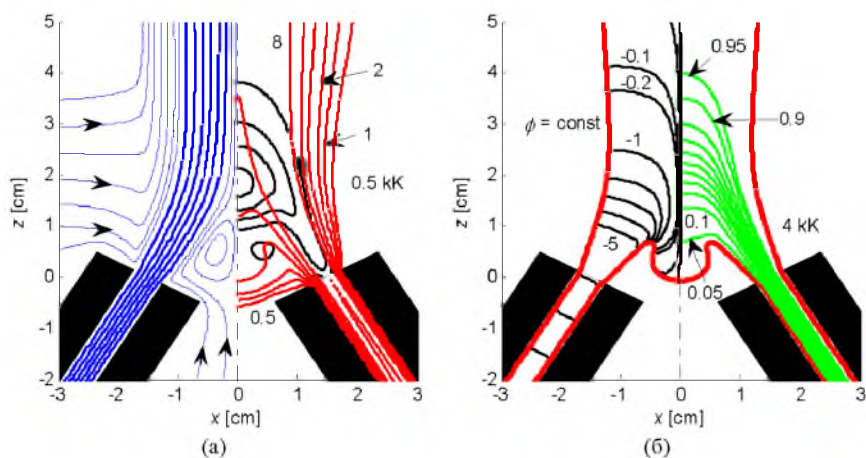


Рис. 2. Фрагменты полей: (а) линий тока газа (струйного — синие толстые и сопутствующего — синие тонкие линии слева), изотерм (красные 0.5; 1; 2 кК и далее с шагом 2 кК справа), изобар (черные справа); (б) эквипотенциалей (черные слева), линий электрического тока (зеленые 0.05; 0.1 далее с шагом 0.1 до 0.9, 0.95 справа) с границей области проводимости (красная) при $I = 4 \text{ А/мм}$ и $G = 0.12 \text{ г/(с·мм)}$.

Конвективно-кондуктивный теплоперенос и джоулево тепловыделение формируют соответствующее установившейся картине течения распределение температуры, пространственная неоднородность которого, в свою очередь, определяет картину непрерывных линий электрического тока (рис. 2).



Влияние расхода газа. Оно устанавливается по результатам расчета характеристик двухструйной электрической дуги при фиксированной силе тока $I = 4$ А/мм и расходах газа $G = G_C + G_A = 0.10$ (вариант 1); 0.12 (2); 0.14 (3) г/(с·мм).

Видно (рис. 3 – 4), что при фиксированной силе тока конфигурация двух токоведущих струй заметно зависит, как и в экспериментах [3], от расхода плазмообразующего газа.

При уменьшении расхода от 0.12 до 0.10 г/(с·мм) эффект газодинамического соударения струй ослабляется по сравнению с электромагнитным отталкиванием (рис. 3). В результате струи изгибаются сильнее и в области пересечения осей сопел имеют почти нулевой угол соударения. «Горб» давления на оси $x = 0$ уменьшается (рис. 4). Торoidalный вихрь заметно уменьшается и количество сопутствующего газа, подсасываемого с межсопловой границы $z = z_{\min}$ и прокачиваемого между струями, увеличивается. Поэтому осевые распределения температуры, удельной мощности джоулева тепловыделения, плотности электрического тока смещаются вверх (рис. 4). Температура заметно уменьшается, но удельная мощность джоулева тепловыделения, тем не менее, возрастает за счет роста напряженности электрического поля. Перемычка тока между струями перемещается (по максимуму плотности тока) на 1.5 см. В распределении давления появляется «яма», обеспечивающая непрерывность квазиодномерного течения сопутствующего газа между струями.

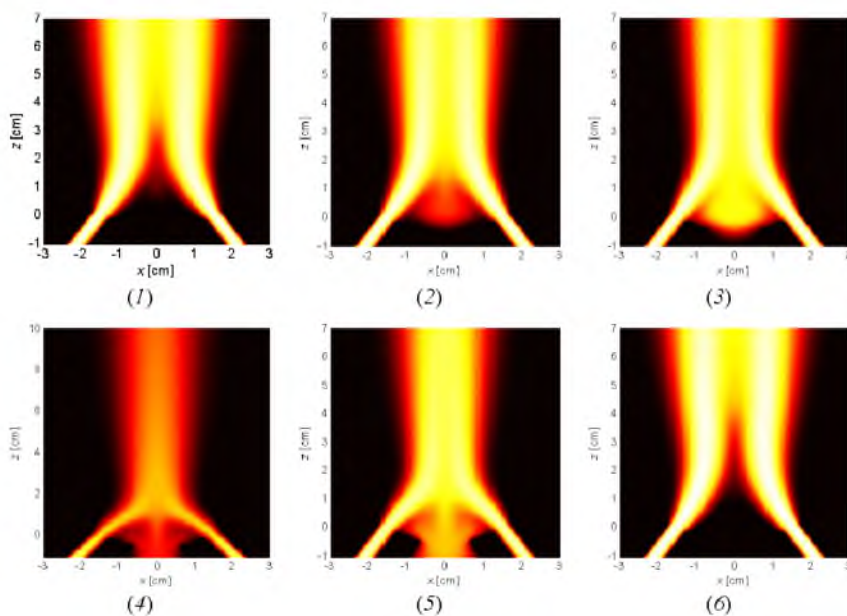


Рис. 3. Изменение конфигурации струй плазмы по «фотоизображениям» полей температуры при $I = 4$ А/мм и $G = 0.10$ (1); 0.12 (2); 0.14 (3) г/(с·мм); $G = 0.12$ г/(с·мм) и $I = 1$ (4); 3 (5); 5 (6) А/мм

Обратная описанной картина наблюдается при увеличении расхода, когда струи искривляются слабее, а доминирующий при значениях $G = 0.14$ г/(с·мм) и $I = 4$ А/мм эффект газодинамического соударения приближает картину течения к растеканию одной струи на другой (рис. 3 – 4).

Влияние силы тока. Такое влияние обнаруживается в результате расчета характеристик двухструйной электрической дуги (рис. 3 – 4) при фиксированном расходе газа $G = G_C + G_A = 0.12$ г/(с·мм) и силах тока $I = 1$ (вариант 4); 3 (5); 4 (2); 5 (6) А/мм.

Из рис. 3 – 4 можно заключить, что, при фиксированном расходе плазмообразующего газа, конфигурация двух токоведущих струй сильно зависит от величины силы тока.

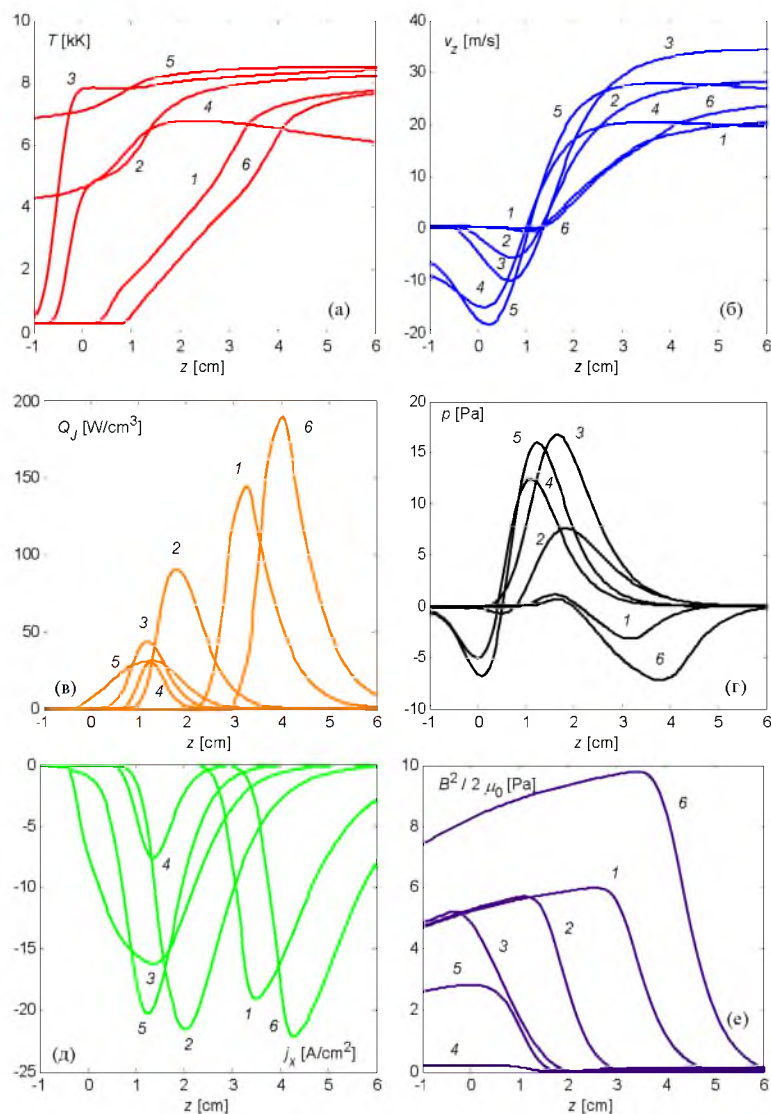


Рис. 4. Осевые ($x = 0$) распределения температуры (а); скорости (б); удельной мощности джоулева тепловыделения (в); давления (г); плотности электрического тока (д); магнитного давления (е) при $I = 4$ А/мм и $G = 0.10$ (1); 0.12 (2); 0.11 (3) г/(с·мм); $G = 0.12$ г/(с·мм) и $I = 1$ (4); 3 (5); 5 (6) А/мм

Результаты расчетов вариантов при $I = 1; 3; 4; 5$ А/мм показывают, что влияние силы тока на соотношение эффектов газодинамического соударения и электромагнитного



отталкивания неоднозначно. Вначале с ростом силы тока ($I = 1$ и 3 А/мм) эффект газодинамического соударения усиливается и реализуется картина взаимного растекания струй. Это происходит из-за увеличения импульсов катодной и анодной струй плазмы от электродов за счет взаимодействия тока струи с собственным магнитным полем. При дальнейшем увеличении силы тока ($I = 4$ и 5 А/мм) эффект газодинамического соударения ослабляется из-за все более возрастающего отталкивания струй, обусловленного взаимодействием тока одной струи с магнитным полем другой струи. Струи искривляются, и формируется общий поток плазмы. Эта особенность влияния силы тока на конфигурацию струй в двухструйном плазмотроне ранее не отмечалась.

Выводы

В результате численного анализа влияния расхода газа и силы тока на конфигурацию плазменных струй в двухструйной электрической дуге установлено, что

1. Конфигурация плазменных струй формируется, в основном, под действием антиградиента давления и электромагнитной силы и зависит от соотношения между эффектами газодинамического соударения и электромагнитного отталкивания.
2. Газодинамическое соударение приводит к образованию области повышенного давления и формирует картину взаимного растекания одной струи на другой.
3. Электромагнитное отталкивание ослабляет эффект газодинамического соударения искривлением струй и уменьшением угла их столкновения, в результате чего взаимное растекание одной струи на другой трансформируется в общий поток плазмы, в котором движущиеся в одном направлении струйные течения оказываются разделенными вовлеченным с внешней границы сопутствующим газом, формирующим тороидальный вихрь, а за ним квазиодномерный поток.
4. При фиксированной силе тока с ростом расхода плазмообразующего газа эффект газодинамического соударения усиливается и картина течения приближается к взаимному растеканию струй.
5. При фиксированном расходе влияние величины тока на конфигурацию струй неоднозначно: с ростом тока, с одной стороны, увеличиваются импульсы вытекающих из сопел струй, чем усиливается эффект газодинамического соударения, а, с другой стороны, повышается роль электромагнитного отталкивания струй.
6. Перемещение переключки тока между струями по потоку происходит вслед за смещением электропроводящей области и обусловлено действием вовлеченного с межсопловой границы сопутствующего газа, а непрерывность тока обеспечивается за счет роста напряженности электрического поля.



Литература

1. Новиков О.Я., Тамкиви П.И., Тимошевский А.Н. и др. Многодуговые системы / Новосибирск: Наука СО РАН, 1988. – 133 с.
2. Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы / Низкотемпературная плазма. т.17. – Новосибирск: Наука СО РАН, 1999. – 712 с.
3. Жеенбаев Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазмотрон / Фрунзе: Ин-т физики и математики АН Кирг. ССР, 1983. – 199 с.
4. Солоненко О.П., Гуляев И.П., Смирнов А.В. Плазменная обработка и напыление порошков оксидов металлов, состоящих из полых сфер // Письма в ЖТФ. – 2008. – 34;24. – С.22.
5. Заякина С.Б., Анопин Г.Н. Сравнение распределений температуры возбуждения и интенсивностей аналитических линий благородных металлов в двухструйных дуговых плазмотронах, применяемых в атомно-эмиссионном анализе // Химия высоких энергий. – 2007. – 41;4. – С.319.
6. Таштанов Р.А., Урманбетов К.У., Жеенбаев Ж.Ж. Оптимизация параметров усовершенствованного двухструйного плазмотрона для анализа порошковых проб // Журнал аналитической химии. – 2006. – 61;61. – С. 625.
7. Кулумбаев Э.Б. Взаимодействие плазменных токоведущих струй / Источники и ускорители плазмы. – Харьков: ХАИ, 1986. – 4 с.
8. Кулумбаев Э.Б., Семенов В.Ф. Модель плоской двухструйной электрической дуги // Вестник КРСУ. – 2004. – 6. – С.14.
9. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Теория столба электрической дуги / Низкотемпературная плазма. Т. 1. Новосибирск: Наука СО, 1990. – 376 с.
10. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
11. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2 / М.: Наука, 1970. – 568 с.

INFLUENCE OF GAS FLOW RATE AND CURRENT EFFECTS ON CONFIGURATION OF PLASMA JETS IN TWO-JET ELECTRIC ARC

E.B. Kulumbaev, T.B. Nikulicheva

Belgorod State University,
Studencheskaya St., 14, Belgorod 308015, Russia,
e-mail: kulumbaev@bsu.edu.ru, nikulicheva@bsu.edu.ru

Abstract. On the basis of numerical analysis of magnetohydrodynamic equations in two-dimensional approximation for the problem of equilibrium plasma motion, it is studied the gas flow rate and current effects on configuration of plasma jets in two-jet electric arc. It is found that 1) the effect of gas dynamic impact is strengthened with growth of the gas flow rate and the picture of streamlines comes nearer to mutual spreading of jets, 2) the influence of the current growth on jet configuration is ambiguous due to mixed increase of jet pulses following from nozzles that leads to the increase of their electromagnetic repulsion.

Key words: mathematical model, MHD equations, equilibrium plasma, electric arc.