



УДК 537.523

## ВЛИЯНИЕ РАССТОЯНИЯ И УГЛА МЕЖДУ СОПЛАМИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВУХСТРУЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Э.Б. Кулумбаев, Т.Б. Никуличева

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

**Аннотация:** На основе численного анализа магнитогазодинамических уравнений в плоскопараллельном приближении равновесной плазмы исследовано влияние расстояния и угла между соплами на характеристики двухструйной электрической дуги. Получено, что с увеличением расстояния или уменьшением угла между соплами формируется конфигурация струй, соответствующая возрастанию роли электромагнитного отталкивания по сравнению с газодинамическим соударением.

**Ключевые слова:** Математическое моделирование, МГД уравнения, равновесная плазма, электрическая дуга.

### 1. Введение

Двухструйный дуговой плазматрон (ДДП) [1] находит широкое применение в атомно-эмиссионном спектральном анализе как источник возбуждения спектров порошковых геологических, минеральных, биологических и экологических проб [2]. В связи с этим прилагаются практические усилия для усовершенствования [3], создания новых конструкций и поиска параметров, расширяющих аналитические возможности ДДП [4 – 5]. Например, в [6] проводится исследование плазм в ДДП «Факел» (разработка фирмы «ВМК-Оптоэлектроника») с разной длиной струй и сравнение их аналитических возможностей при анализе различных проб. Поэтому актуальным является развитие математического моделирования ДДП.

В работе [7] сформулирована и численно реализована магнитогазодинамическая (МГД) модель двухструйной электрической дуги в плоскопараллельном приближении равновесной плазмы. Как и в экспериментах [1], численно получено, что при фиксированном взаимном положении сопел, конфигурация двух токоведущих струй сильно зависит от силы тока.

В отличие от столкновения холодных потоков в плазменных струях, вследствие протекания по ним электрического тока, кроме газодинамического соударения имеет место электромагнитное отталкивание амперовыми силами. Электромагнитное отталкивание ослабляет эффект газодинамического соударения за счет искривления струй. В результате, формируется общий поток плазмы, образованный движущимися в одном направлении струйными течениями и разделенный вовлеченным с внешней, межсопловой, границы спутным газом. Течение и теплообмен этого газа определяет положение перемены (области перетекания) тока между струями. Поскольку рассчитанные в плоскопараллельном приближении конфигурации струй качественно согласовываются с экспериментально наблюдаемыми свойствами трехмерной двухструйной электрической дуги, то МГД модель [7] можно использовать для качественного анализа влияния взаимного положения сопел на характеристики ДДП.

При фиксированных величинах расхода газа и силы тока структура двухструйной электрической дуги определяется расстоянием и углом между соплами. Для априорного суждения о влиянии этих параметров на конфигурацию струй воспользуемся развитым в [1] модельным представлением о формировании траектории одной токовой струи, с неизменным потоком импульса, в магнитном поле другой, являющейся зеркальным отражением первой относительно средней плоскости между струями. Тогда роль электромагнитного отталкивания в самосогласованном формировании траектории струй в зависимости от расстояния и угла между соплами



может быть немонотонной, и установление ее требует исследования. Действительно, при увеличении расстояния между соплами магнитное поле уменьшается из-за удаления струй, но увеличивается за счет роста длин струй. Немонотонность же зависимости от угла обусловлена отсутствием электромагнитного взаимодействия в предельных случаях встречных и расходящихся струй, образующих «прямые» дуги конечной и бесконечной длины соответственно.

Поэтому цель данной работы: на основе численного анализа двумерной МГД модели двухструйного плазмотрона [7] в равновесном приближении плазмы установить влияние расстояния и угла между соплами на конфигурацию плазменных струй в двухструйной электрической дуге.

## 2. Математическая модель

Рассматривается двухструйная электрическая дуга, концы которой находятся в продуваемых плазмообразующим газом каналах катодного и анодного насадков, расположенных под углом  $2\beta$  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 [1] экспериментальными данными, полагается, что все протекающие при взаимодействии струй процессы стационарные, течение дозвуковое и ламинарное, плазма квазинейтральная и локально равновесная [8].

**Уравнения математической модели.** С учетом сделанных допущений газодинамические, тепловые и электрические характеристики двухструйной плоскопараллельной электрической дуги описываются системой стационарных двумерных уравнений непрерывности, Навье – Стокса, баланса энергии в равновесной плазме и непрерывности электрического тока [8], которые представляются в обобщенном виде относительно вектор-функции  $\Phi = \{1, v_x, v_z, h, \varphi, B_y\}$ :

$$\nabla \cdot (\rho_\Phi \vec{v}\Phi) = \nabla \cdot (\Gamma_\Phi \nabla \Phi) + S_\Phi, \quad (1)$$

Вид нелинейных коэффициентов  $\rho_\Phi$ ,  $\Gamma_\Phi$ ,  $S_\Phi$  устанавливается из соответствия (1) МГД уравнениям и приведен в табл. 1.

Таблица 1

Коэффициенты МГД уравнений

$\Phi$	$\rho_\Phi$	$\Gamma_\Phi$	$S_\Phi$
1	$\rho$	0	0
$v_x$	$\rho$	$\eta$	$-\frac{\partial}{\partial x} \left( p + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{v} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \eta \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) - j_z B_y$
$v_z$	$\rho$	$\eta$	$-\frac{\partial}{\partial z} \left( p + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{v} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left( \eta \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + j_x B_y + (\rho_\infty - \rho)g$
$h$	$\rho$	$\frac{\lambda}{C_p}$	$(j_x^2 + j_z^2)/\sigma - \psi$
$\varphi$	0	$\sigma$	0
$B_y$	0	1	$\mu_0(\nabla \times \vec{j})_y$

Здесь  $\vec{v}(v_x, 0, v_z)$  – скорость;  $p$  – давление;  $h(T)$  – энтальпия;  $T$  – температура;  $\vec{j}(j_x, 0, j_z)$  – плотность электрического тока;  $\vec{B}(0, B_y, 0)$  – индукция магнитного поля;  $\vec{g}(0, 0, -g)$  – ускорение свободного падения;  $\rho, \lambda, \eta, \psi, C_p$  – плотность, теплопроводность, вязкость, излучательная способность и удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении соответственно;  $\rho_\infty$  – плотность холодного газа;  $x, y, z$  – декартовы координаты.

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



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

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная.

**Граничные условия.** Система МГД уравнений (1) дополняется зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств плазмы от температуры при атмосферном давлении [8], и замыкается граничными условиями для зависимых переменных на границах расчетной области (рис. 1).

$$\begin{aligned} x = -x_{\max} : \quad & \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0; \quad p = p_{\infty}; \quad v_x < 0 : \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \\ & v_x > 0 : \quad T = T_{\infty}, \\ x = +x_{\max} : \quad & \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0; \quad p = p_{\infty}; \quad v_x < 0 : \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \\ & v_x > 0 : \quad T = T_{\infty}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z = z_{\min} \text{ (в соплах)} : \quad & \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_C = +E_0; \quad \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_A = -E_0; \quad v_z = v_0; \quad T = T_0, \\ & \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0; \quad p = p_{\infty}; \quad v_z < 0 : \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \\ z = z_{\min} \text{ (вне сопел)} : \quad & v_z > 0 : \quad T = T_{\infty}, \\ z = z_{\max} : \quad & \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0; \quad p = p_{\infty}; \quad v_z > 0 : \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \\ & v_z < 0 : \quad T = T_{\infty}. \end{aligned}$$

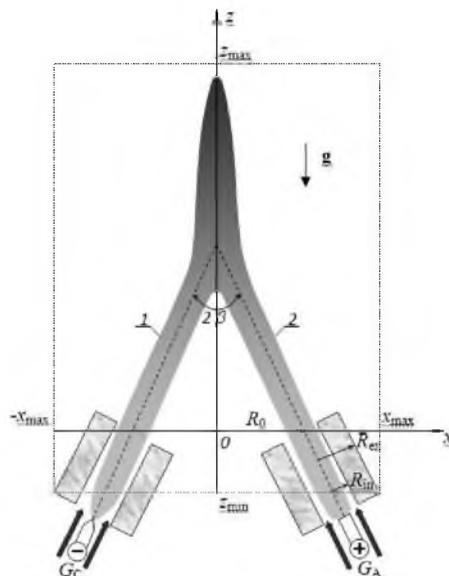


Рис. 1. Схема плоскопараллельной двухструйной дуги: 1 – катодная и 2 – анодная струи плазмы;  $2\beta$  – угол и  $2R_0$  – расстояние между осями электродных насадков с размерами  $R_{in}, R_{ex}$ ;  $G_C, G_A$  – расходы плазмообразующего газа.



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 на прямоугольной сетке. Обобщенное дифференциальное уравнение интегрируется по контрольному объему. Для компонент скорости используются смещенные сетки. Поле давления определяется методом коррекции SIMPLER [9]. Для численного решения дискретных аналогов дифференциальных уравнений используется итеративный метод с нижней релаксацией.

### 3. Результаты расчета

Проводится расчет характеристик плоскопараллельной двухструйной дуги при фиксированных погонных расходах  $G_C = G_A = 0.06$  г/(с·мм), силе тока  $I = 4$  А/мм;  $T_\infty = 300$  К;  $p_\infty = 1$  атм с геометрическими размерами насадков из эксперимента [1]:  $R_{in} = 2.5$  мм;  $R_{ex} = 10$  мм. Расстояние и угол между соплами изменяются в следующих вариантах расчета:  $2R_0 = 3$  см;  $2\beta = 60^\circ$  (1 вариант);  $55^\circ$  (2);  $65^\circ$  (3) и  $2\beta = 60^\circ$ ;  $2R_0 = 2$  (4); 4 (5) см. Размеры расчетной области:  $z_{min} = -4$  см;  $z_{max} = 20$  см;  $x_{max} = 5$  см (рис. 1) устанавливаются в результате апостериорной оценки 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 [8]. Поскольку учитывается зависимость коэффициентов плазмы только от температуры, под давлением  $p$  в дальнейшем понимается перепад давления относительно атмосферного.

**Структура двухструйной электрической дуги** формируется в результате газодинамического и электромагнитного взаимодействия вытекающих из сопел плазменных струй друг с другом (рис. 2).

Без учета амперовых сил реализуется взаимное растекание одной струи на другой в неоднородном поле давления газодинамического соударения, аналогичное картине течения, возникающей при ударе плоскопараллельной струи о плоскую стенку [10]. Электромагнитное отталкивание токовых струй качественно изменяет картину течения. Из-за искривления струй эффект их газодинамического соударения ослабляется уменьшением угла соударения. В результате исчезает взаимное растекание одной струи на другой. Оба струйных потока движутся в положительном направлении оси  $z$  и оказываются разделенными сопутствующим потоком газа, который «подсасывается» с межсопловой границы  $z_{min}$  (рис. 2а). Движение и ускорение сопутствующего газа, обогнувшего вихрь, и нагретого 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, хоть и в слабой форме, проявляется вдоль всего токового канала дуги. Вытекающие из электродных сопел струи за счет вязкости вовлекают в сопутствующее течение окружающий газ (рис. 2а). Вблизи торцов сопел давление понижено, поэтому реализуется подсос окружающего газа с обеих сторон от каждой вытекающей струи.

Конвективно-кондуктивный теплоперенос и джоулево тепловыделение формируют соответствующее картине течения распределение температуры (рис. 2а), пространственная неоднородность которого, в свою очередь, определяет поле скалярного потенциала, картину непрерывных линий электрического тока (рис. 2б) и поле индукции магнитного поля (рис. 2с).

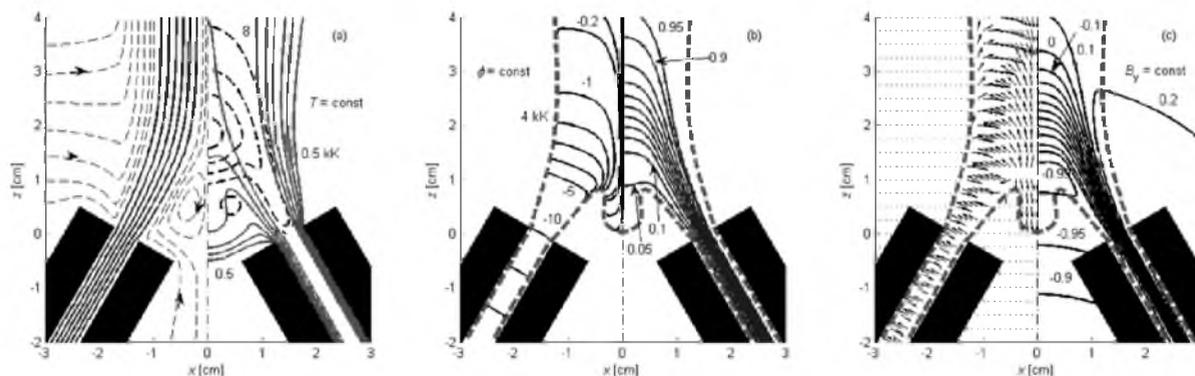


Рис. 2. Фрагменты (а) полей линий тока газа (струйного – сплошные и сопутствующего – пунктирные линии слева), изотерм (сплошные 0.5; 1; 2 кК и далее с шагом 2 кК справа), изобар (пунктирные справа); (b) эквипотенциалей (сплошные слева), линий электрического тока (сплошные 0.05; 0.1 далее с шагом 0.1 до 0.9, 0.95 справа); (с) полей направления амперовой силы (слева) и изолиний индукции магнитного поля (справа) с границей области проводимости – пунктирные линии на (b, с).

Влияние расстояния между соплами устанавливается по результатам расчета характеристик двухструйной электрической дуги при  $2\beta = 60^\circ$  и  $2R_0 = 2$  (4); 3 (1); 4 (5) см. рис. 3.

Из приводимых ниже рис. 3 и 4 видно, что конфигурация двух токоведущих струй заметно зависит от расстояния между соплами.

При уменьшении расстояния между соплами (вариант 4) структура течения по сравнению с вариантом 1 качественно изменяется: реализуется взаимное растекание одной струи на другой с характерным вытягиванием изотерм в межсопловое пространство (рис. 3, вариант 4). Возрастание роли газодинамического соударения подтверждает и количественное изменение распределения давления: по сравнению с вариантом 1 минимум «ям» и максимум следующего за ней «горба» газостатического давления на оси  $z$  увеличиваются более чем в 2 раза (рис. 4г), а максимум магнитного давления несколько снижается (рис. 4е). Поэтому заметно возрастает модуль осевой скорости (рис. 4б). Поскольку напряженность электрического поля оказывается в два раза меньшей, чем в варианте 1, то при большей температуре (рис. 4а) и плотности тока (рис. 4д) максимальное значение джоулева тепловыделения в варианте 4 чуть меньше (рис. 4в).

При увеличении расстояния между соплами (вариант 5) распределение газостатического давления на оси  $z$  качественно перестраивается: «яма» давления оказывается за «горбом», обеспечивая непрерывность течения сопутствующего газа. Хотя температура (электропроводность) и плотность тока (рис. 4 а, д) заметно уменьшаются, но, за счет роста напряженности электрического поля почти в 10 раз по сравнению с вариантом 1, плотность джоулева тепловыделения увеличивается (рис. 4в). Формируется общий вдоль оси  $z$  поток струйных течений, разделенный сопутствующим газом, как и в варианте 1 (рис. 3).

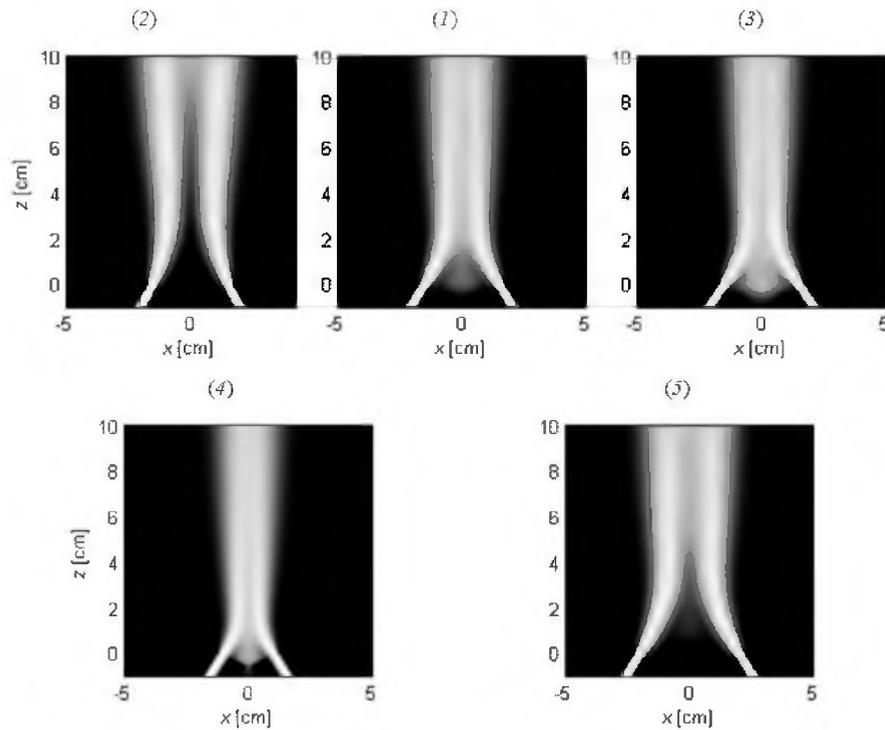


Рис. 3. Влияние расстояния и угла между соплами на конфигурацию струй плазмы:  $2\beta = 60^\circ$ ;  $2R_0 = 2$  (4); 3 (1); 4 (5) см и  $2R_0 = 3$  см;  $2\beta = 60^\circ$ (1);  $55^\circ$ (2);  $65^\circ$ (3).

Изменение расчетной структуры ДДП при увеличении расстояния между соплами соответствует возрастанию роли электромагнитного отталкивания в формировании конфигурации двухструйной электрической дуги. Это объясняется преобладанием увеличения магнитного поля из-за роста длин токовых струй над уменьшением за счет увеличения расстояния между ними (рис. 5а) и непостоянством плотности импульса (и скорости) струй (рис. 5б). Из рис. 5а видно, что магнитное давление увеличивается более чем в 5 раз при изменении расстояния между соплами от 2 до 3 см (варианты 4 и 1), а для 4 см (вариант 5) начинает уже уменьшаться из-за удаления струй. Минимумы в распределениях магнитного давления на рис. 5а возникают вследствие пинч-эффекта в токовых струях. Из рис. 5б видно, что при  $z < 0.5$  см для всех вариантов уменьшение скорости происходит из-за расширения и охлаждения струи, и вязкого трения. При  $z > 0.5$  см в варианте 4 скорость начинает уменьшаться быстрее вследствие торможения на «горбе» повышенного давления и ось струи искривляется. Аналогичное поведение осевых скорости и давления наблюдается и для других вариантов.

Влияние угла между соплами устанавливается по результатам расчета характеристик двухструйной электрической дуги при  $2R_0 = 3$  см и  $2\beta = 55^\circ$  (2);  $60^\circ$  (1);  $65^\circ$  (3).

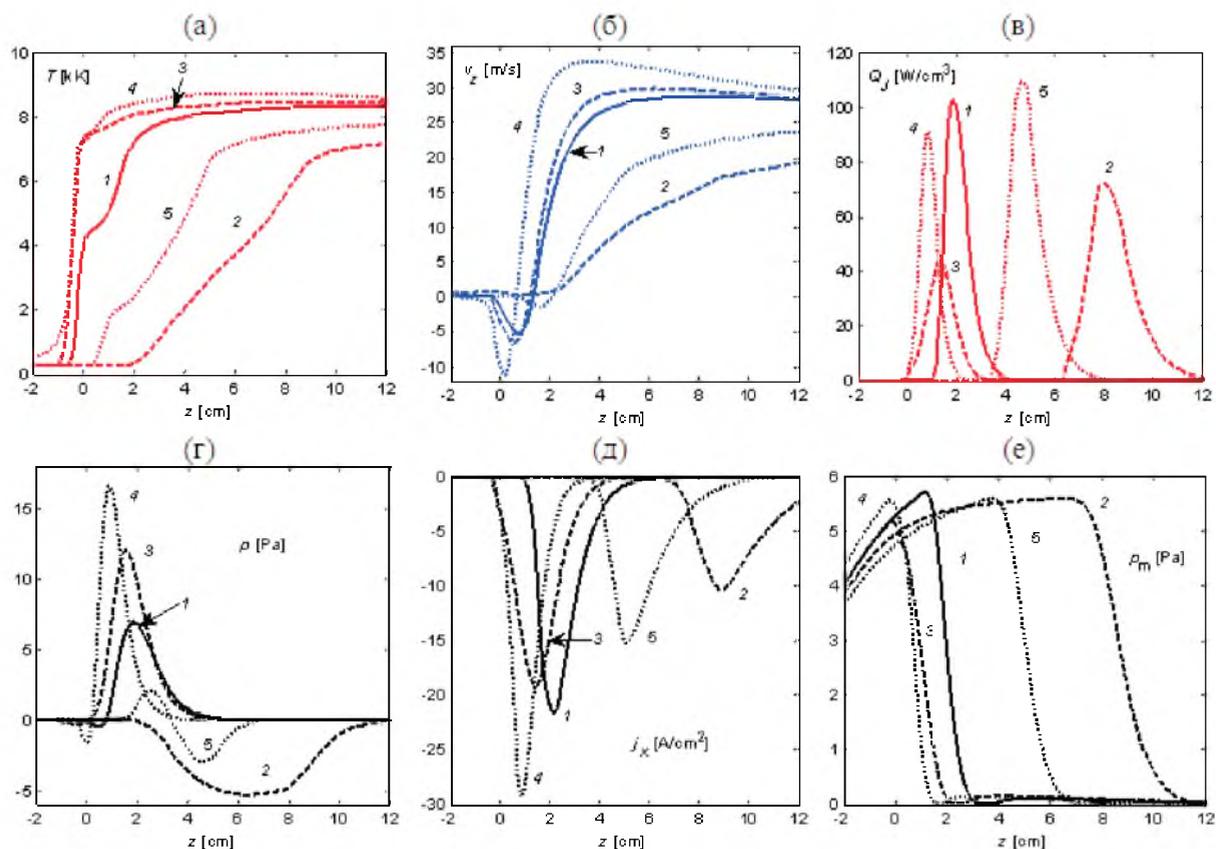


Рис. 4. Распределения температуры (а); скорости (б); удельной мощности джоулева тепловыделения (в); давления (г); плотности электрического тока (д); магнитного давления (е) на оси ( $x = 0$ ) ДДП (номера кривых как на рис. 3).

Из рис. 3 и 4 видно, что по сравнению с вариантом 1 при уменьшении угла (вариант 2) рассчитанная конфигурация струй соответствует возрастанию относительной роли электромагнитного отталкивания, а при увеличении (вариант 3) – наоборот, убыванию. Изменение магнитного давления при уменьшении угла между соплами аналогично изменению  $p_m$  при увеличении расстояния между ними (рис. 5а). Это означает, что уменьшение магнитного поля при увеличении угла происходит за счет уменьшения длин токовых струй. Отметим также, что зависимости максимальных значений плотностей тока, джоулева тепловыделения и магнитного давления на оси ДДП от угла между соплами оказываются немонокотными (рис. 4).

**Сравнение с экспериментом.** Качественное соответствие результатов расчета температурной и электрической структуры ДДП и изменения конфигурации струй плазмы в зависимости от величины силы тока экспериментальным данным [1] отмечено в [7]. Количественные расхождения (расчетная температура завышена, а напряженность электрического поля, наоборот, занижена) объясняются недостаточностью использованной МГД модели. Даже оставаясь в рамках плоскопараллельного и равновесного приближения плазмы, ограниченность модели обусловлена, прежде всего, допущением об однородности плазмы по составу. Сравнение коэффициентов плазм аргона и воздуха [8] показывает, что негомогенность плазмы, обусловленная вытеканием аргоновых струй в атмосферный воздух, приведет, как минимум, к более интенсивному охлаждению струй и, как следствие, повышению напряженности электрического поля. Поэтому имеет смысл только качественное сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными [5–6] по влиянию угла и расстояния между струями на распределение температуры по оси ДДП.

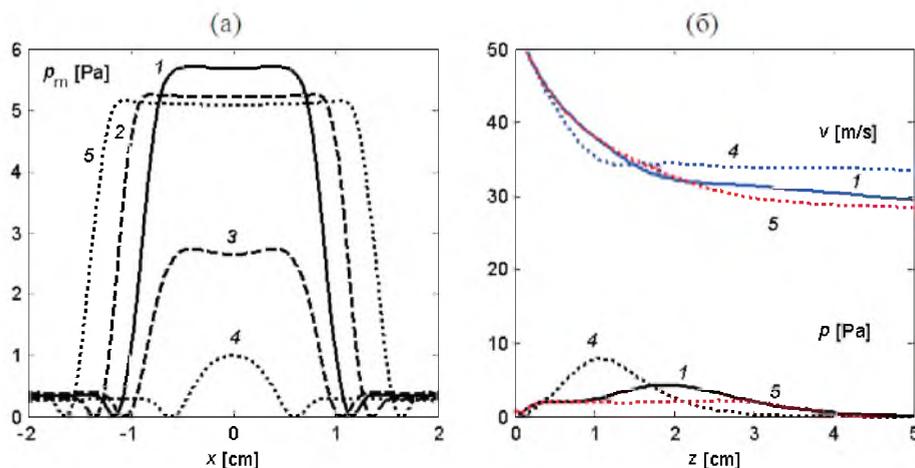


Рис. 5. Распределения: (а) магнитного давления в сечении  $z = 1$  см; (б) скорости и давления на оси струи (номера кривых как на рис. 3).

В [5] получено, что при уменьшении угла между соплами максимум в распределении температуры на оси ДДП удаляется от основания факела и максимальная температура понижается. Такое же изменение показывают и расчетные распределения температуры – кривые 3 ( $2\beta = 65^\circ$ ), 1 ( $60^\circ$ ), 2 ( $65^\circ$ ) на рис. 4а.

В [6] экспериментально исследовано влияние расстояния между соплами (14.5 и 19.9 мм) при фиксированном угле  $2\beta = 65^\circ$  между соплами и измерены, в частности, распределения температуры на оси ДДП до зоны слияния струй в зависимости от расстояния до места слияния струй. Получено, что длина горячей области от места слияния струй больше при расстоянии 19.9 мм между соплами. Пересчет измеренных распределений температур в системе координат рис. 1 показывает также, что при увеличении расстояния между соплами распределение температуры смещается от основания факела. Также изменяются и рассчитанные распределения температуры – кривые 4 ( $2R_0 = 2$  см), 1 (3), 5 (4) на рис. 4а.

#### 4. Выводы

В результате численного анализа влияния расстояния и угла между соплами на характеристики плоскопараллельной двухструйной электрической дуги установлено, что в рассмотренных диапазонах изменения этих параметров:

1. Конфигурация плазменных струй формируется, в основном, неоднородностью поля давления газодинамического соударения и электромагнитным взаимодействием;
2. При увеличении расстояния или уменьшении угла между соплами относительная, по сравнению с газодинамическим соударением, роль электромагнитного отталкивания в формировании траектории струй возрастает из-за соответствующего изменения длин токовых струй, а также уменьшающегося потока импульса струй.

Таким образом, при фиксированных силе тока и расходе газа структура ДДП сложным и существенным образом зависит от расстояния и угла между соплами, значения которых являются определяющими, прежде всего, для длин токовых струй.

#### Литература

1. Жеенбаев Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазмотрон / Фрунзе: Ин-т физики и математики АН Кирг. ССР, 1983. – 200 с.
2. Закас Н.П. Двухструйный дуговой плазмотрон как источник возбуждения спектров для анализа порошковых проб разной природы // Материалы XI Международного симпозиума «Применение анализаторов МАЭС в промышленности» / Новосибирск, Академгородок, 2011. – С.33–36.



3. Урманбетов К., Таштанов Р.А., Жеенбаев Ж.Ж. Усовершенствованный двухструйный дуговой плазматрон и его возможности в атомно-эмиссионном анализе // Аналитика и контроль. – 2005. – 9;1. – С.89–94.
4. Таштанов Р.А., Урманбетов К.У., Жеенбаев Ж.Ж. Оптимизация параметров усовершенствованного двухструйного плазматрона для анализа порошковых проб // Журнал аналитической химии. – 2006. – 61. – С.625.
5. Заякина С.Б. Двухструйный дуговой плазматрон в атомно-эмиссионном анализе геологических проб и дисперсных технологических материалов / Автореф. дисс. докт. техн. наук / М.: ГИРЕДМЕТ, 2009. – 44 с.
6. Заксас Н.П., Веряскин А.Ф., Саушкин М.С., Лабусов В.А. Двухструйный дуговой плазматрон: сравнение плазм с разными длинами струй / Материалы XI Международного симпозиума «Применение анализаторов МАЭС в промышленности» / Новосибирск, Академгородок, 2011. – С.64–67.
7. Кулумбаев Э.Б., Никуличева Т.Б. Взаимодействие плазменных струй в двухструйной электрической дуге // ТВТ. – 2012. – 50;4. – С.483–490.
8. 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.
9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости / М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
10. Седов Л.И. Механика сплошной среды. Т.2 / М.: Наука, 1970. – 568 с.

## INFLUENCE OF DISTANCE AND ANGLE BETWEEN NOZZLES ON CHARACTERISTICS OF THE TWO-JET ELECTRIC ARC IN 2-D APPROXIMATION

E.B. Kulumbaev, T.B. Nikulicheva

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

**Abstract.** By numerical analysis of magnetogasdynamic equations in 2-D approximation of the equilibrium plasma the effect of distance and angle between the nozzles on the characteristics of the two-jet electric arc is investigated. It is found that as distance or angle between the nozzles formed configuration of jets corresponding increase of electromagnetic repulsion compared to gas-dynamic collision.

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