

УДК 533.6.011:538.4

МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПОТОКИ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДУГАХ МАЛОЙ ДЛИНЫ

ЖАЙНАКОВ А. Ж., НЕВЕЛЕВ Д. В., СЛОБОДЯНЮК В. С.,
ЭНГЕЛЬШТ В. С.

На основе численного интегрирования уравнений Навье — Стокса исследованы качественные особенности динамического, теплового и электромагнитного полей в системах, моделирующих сильноточные электрические дуги малой длины. В последнее время для определения характеристик газодинамических течений при наличии электрической дуги стали широко использоваться численные методы. В работе [1] проведен анализ течений проводящего газа в сильноточных электрических дугах на основе уравнений пограничного слоя. В некоторых случаях анализ течения электродуговой плазмы проводился на основе полной системы магнитогазодинамических уравнений [2]. В работах [3–6] для расчета течения газа в каналах при наличии электродугового разряда использовался метод, основанный на введении переменных вихрь — функция тока (см. [7, 8]).

Особенностью сильноточных электрических дуг малой длины является существенное влияние расположения электродов на распределение газодинамических, тепловых и электрических характеристик течения и необходимость проведения расчетов таких течений, вообще говоря, на основе полной системы уравнений Навье — Стокса. Решение последней задачи в полном объеме наталкивается на очень большие трудности, что связано с наличием свободных поверхностей, приэлектродных эффектов, неравномерных явлений. Поэтому на первом этапе целесообразно рассмотреть модельные задачи о сильноточных дугах, исследуя их в рамках полной системы уравнений Навье — Стокса. Ниже будут изучены некоторые из модельных задач.

1. Постановка задачи. Рассмотрим стационарную электрическую дугу малой длины, взаимодействующую с собственным магнитным полем. Анодом электрической системы во всех случаях служит бесконечно протяженная пластина. Катодом являются: 1 — цилиндрическое сопло, из которого вытекает поток плазмы с заданным распределением температуры и скорости; 2 — цилиндрический стержень с плоским торцом, коаксиально обдуваемый потоком газа; 3 — бесконечно протяженная пластина (в этом случае дуга формируется в зазоре между электродами).

Система уравнений, описывающая течение низкотемпературной плазмы в таком разряде, имеет вид

$$r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial z} (\mu \omega) \right] - \\ - \frac{\partial}{\partial r} \left[r^3 \frac{\partial}{\partial r} (\mu \omega) \right] = r^2 \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial r} - \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2 + v^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] - r^2 \mu_0 \frac{\partial \kappa^2}{\partial z} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) = -\omega r \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(h \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(h \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\lambda}{c_p} r \frac{\partial h}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\lambda}{c_p} r \frac{\partial h}{\partial z} \right) =$$

$$= \frac{1}{\sigma r} \left[\left(\frac{\partial \kappa}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \kappa}{\partial z} \right)^2 \right] - \varphi r \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \kappa}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \kappa}{\partial r} \right) = 0 \quad (1.4)$$

Здесь r, θ, z — цилиндрические координаты, ω — азимутальная составляющая вектора вихря скорости (две другие составляющие равны нулю), ψ — функция тока газа, κ — функция электрического тока, u и v — аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости, ρ, σ, λ и μ — плотность, проводимость и коэффициенты теплопроводности и динамической вязкости газа соответственно, φ — излучательная способность газа.

Связь между величинами ω, ψ, κ и u, v, j_r, j_z имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \kappa}{\partial r} &= j_z r, & \frac{\partial \kappa}{\partial z} &= -j_r r \\ \omega &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial r} \right), & \frac{\partial \psi}{\partial z} &= -\rho v r, & \frac{\partial \psi}{\partial r} &= \rho u r \end{aligned} \quad (1.5)$$

где j_r и j_z — радиальная и аксиальная составляющие плотности тока.

Перейдем к формулировке модельных граничных условий. Рассмотрим область $0 < r < R, 0 < z < L$, где сечение $z=0$ расположено вблизи среза катода (но вне прикатодной области), сечение $z=L$ соответствует поверхности анода, а поверхность $r=R$ расположена достаточно далеко от оси $r=0$.

Будем считать, что при $z=0, 0 \leq r \leq R_0 < R$, где R_0 — радиус газодинамического сопла (случай 1) или радиус торцевого катода (случай 2), выполняется условие $E_z = \text{const}$ (E — вектор электрического поля), а при $z=0, R_0 < r < R$ справедливо соотношение $j_z = 0$. Тогда, используя закон Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, находим выражения

$$\begin{aligned} z=0, \quad 0 < r < R_0: \quad \kappa &= \frac{IF(r)}{2\pi F(R_0)}, \quad F(r) = \int_0^r \sigma r dr \\ z=0, \quad R_0 < r < R: \quad \kappa &= I/2\pi \end{aligned}$$

Из условия постоянства электрического потенциала на поверхности анода $z=L$ получаем соотношение $\partial \kappa / \partial z = 0$.

Граничные условия при $z=0$ и L для скорости формулируются следующим образом. На участке $z=0, 0 < r < R_0$ в случае 1 полагается, что $u = u(r, 0) = u^0(r)$, $\partial v / \partial z = 0$, а в случае 2 — $u=0, v=0$. На участке $z=0, R_0 < r < R$ в случае 1 выдвигаются «мягкие» граничные условия $\partial \psi / \partial z = 0$, $\partial \omega / \partial z = 0$, а в случае 2 задается скорость $u = u(r, 0) = u_\infty = \text{const}$ и мягкое граничное условие $\partial \omega / \partial z = 0$. На участке $z=L, 0 < r < R$ выполняются условия прилипания газа.

Температурные граничные условия при $z=0$ состоят в задании распределения энтальпии $h = h(0, r) = h^0(r)$ при $0 < r < R_0$ и постоянной энтальпии h_∞ при $R_0 < r < R$. При $z=L, 0 < r < R$ выполняется условие $h(r, L) = h_L(r)$.

Заметим, что задание условия на поверхности анода осложняется тем, что однетемпературное приближение не позволяет описать процесс прохождения электрического тока через холодные слои плазмы, непосредственно прилегающие к аноду. Эксперименты [9] показывают, что электронная температура T_e в прианодной области практически не меняется вдоль дуги и остается на уровне $T_e \sim 1$ эВ. Поэтому принимается, что при $z_0 < z < L, 0 < r < R$ выполняется условие $T_e = \text{const} = 10^4$ К. Сечение $z = z_0$ определяется из условия $T(0, z_0) = 10^4$ К. Предполагается, что электропроводность в области $z > z_0$ зависит только от электронной температуры, а остальные коэффициенты переноса определяются температурой тяжелых частиц. Наличие высокой электропроводности газа (обусловленной высо-

кой температурой T_e) при $z > z_0$ и обеспечивает протекание тока в прианодной области, несмотря на относительно невысокую температуру анодной поверхности. Распределение температуры $T_L(r)$ находится либо на основе экспериментальных данных, либо из решения тепловой задачи для анода.

На поверхности $r=R$ задаются мягкие граничные условия для ψ , ω , h .

Таким образом, условия при $z=0$ в случаях 1 и 2 соответственно имеют вид

$$z=0, \quad 0 \leq r < R_0: \quad \psi = \int_0^r \rho u^0 r dr, \quad \omega = -\frac{1}{r} \frac{du^0}{dr}, \quad h = h^0(r),$$

$$\nu = \frac{IF(r)}{2\pi F(R^0)} \quad (1.6)$$

$$z=0, \quad R_0 < r < R: \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0, \quad h = h_\infty, \quad \kappa = \frac{I}{2\pi}$$

$$z=0, \quad 0 < r < R_0: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad h = h^0(r), \quad \kappa = \frac{IF(r)}{2\pi F(R_0)}$$

$$z=0, \quad R_0 < r < R: \quad \psi = \rho_\infty u_\infty r^2 / 2, \quad \frac{\partial \omega}{\partial r} = 0, \quad h = h_\infty, \quad \kappa = \frac{I}{2\pi} \quad (1.7)$$

Для дуги в зазоре (случай 3) имеем

$$z=0, \quad 0 < r < R: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad h = h^0(r), \quad \kappa = \frac{IF(r)}{2\pi F(R_0)} \quad (1.8)$$

Граничные условия при $z=L$ и при $r=R$ для всех случаев записываются в виде

$$z=L, \quad 0 < r < R: \quad \psi = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad h = h_L(r), \quad \frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0$$

$$r=R, \quad 0 < z < L: \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad \frac{d\omega}{dz} = 0, \quad \frac{\partial \kappa}{\partial z} = 0$$

Конечно-разностная аппроксимация уравнений проводилась интегроинтерполяционным методом. Первые производные аппроксимировались по схеме, «направленной против потока». Производные, входящие в крайние условия, аппроксимировались разностями второго порядка точности. Напряженность вихря у поверхности электродов вычислялась в узлах сетки, отстоящих на один шаг от стенки.

Полученная система нелинейных алгебраических уравнений решалась итерационным методом Зейделя—Гаусса. Для улучшения сходимости счета применялся метод нижней релаксации. Критерием окончания итерационного счета являлось условие

$$\max_{i,j} \left| \frac{\varphi_{i,j}^v - \varphi_{i,j}^{v-1}}{\max_{i,j} |\varphi_{i,j}^{v-1}|} \right| < \varepsilon \approx (1-2) \cdot 10^{-3}$$

По окончании счета проверялось выполнение интегрального сохранения энергии в расчетной области.

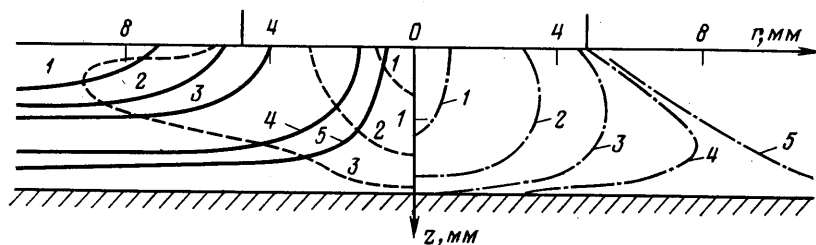
2. Сильноточная дуга с насадком. Расчеты проведены для дуги в аргоне при атмосферном давлении. Сила тока 200 А. Длина дуги 2 мм. Радиус насадка 4,8 мм. Термодинамические свойства и коэффициенты переноса для аргона взяты из тех же источников, что и в [1]. Распределение температуры находилось из расчета цилиндрически-симметричной электрической дуги, а аксиальная скорость — по данным [10], и аппроксимирова-

лись в виде следующих модельных функций:

$$T^{\circ}(r) = 12\,600 \left(1 - \frac{r}{4,8}\right)^{0,25} \left(1 + 0,25 \frac{r}{4,8}\right) + 1000$$

$$u^{\circ}(r) = 130 \left(1 - \frac{r}{4,8}\right)^4 \left(1 + 4 \frac{r}{4,8}\right)$$

где r — измеряется в мм, T — в градусах Кельвина, u — в м/с. Радиус расчетной области R взят равным 12 мм. Температура поверхности анода принималась постоянной и равной температуре кипения меди ($T^L(r) = 3300$ К).



Фиг. 1

Анализ слагаемых, входящих в уравнение энергии, показывает, что в столбе рассматриваемой дуги основным энергетическим процессом является трансформация конвективного потока тепла струи, вытекающей из насадка в кондуктивный поток к аноду. Джоулево тепловыделение в столбе дуги оказывается значительно меньше количества тепла, вносимого конвекцией через входное сечение. На фиг. 1 приведены линии тока газа (сплошные): 1 — 200, 2 — 100, 3 — 50, 4 — 20, 5 — 10 мг/с; линии равных скоростей (штрихи): 1 — 90, 2 — 30, 3 — 2 м/с; поле изотерм дуги (штрихпунктир): 1 — 13 500, 2 — 12 000, 3 — 8000, 4 — 5000, 5 — 3000 К. Четко видна контрагированная форма столба дуги вблизи плоского электрода, а также высокотемпературное ядро в столбе дуги. Радиус ядра близок к радиусу насадка, температура практически не меняется вдоль оси и по радиусу ядра. Однако вблизи анода на расстоянии ~ 1 мм она начинает резко падать. Изотермы сильно вытянуты в радиальном направлении, что обусловлено конвективным теплопереносом, вызванным радиальным растеканием плазмы вдоль анода. Следует отметить интенсивное вовлечение газа из окружающей среды в струю.

Для сравнения характеристики рассматриваемой дуги были рассчитаны по модели в приближении пограничного слоя [1], в которой анод считается удаленным на бесконечность. Сопоставления аксиальных распределений осевой температуры показывают, что охлаждающее действие анода простирается на расстояние 0,5 мм от его поверхности. Влияние анода на динамические характеристики оказывается существенным во всем объеме столба дуги. Напряженность электрического поля в столбе короткой дуги примерно в 2 раза ниже, чем в длинной. Поскольку сила тока в расчетах взята одной и той же и температуры в столбе короткой и длинной дуг близки, то снижение напряженности в столбе короткой дуги можно объяснить расширением столба, вызванным наличием анода. В прианодной области наблюдается значительный рост напряженности электрического поля, связанный, по-видимому, с контракцией дуги.

Расслоение электронной температуры и температуры тяжелых частиц начинается с расстояния 0,1–0,15 мм от анода.

3. Дуга со стержневым электродом. Рассмотрена дуга в углекислом газе атмосферного давления. Коэффициенты переноса и термодинамические свойства взяты из источников, указанных в [11]. Радиус катодного

пятна считается заданным. Температура плазмы в пятне полагается постоянной и равной 12 000 К, вне пятна — 300 К.

Стержневой электрод обдувается соосным потоком защитного газа, движущегося с некоторой скоростью u_∞ . Температура на поверхности анода имеет гауссовское распределение. Осевое значение ее выбрано равным температуре кипения меди. За пределами дуги температура пластины равна 400 К, температура защитного газа 300 К. Сила тока дуги взята равной 100 А, расстояние между электродами — 8 мм.

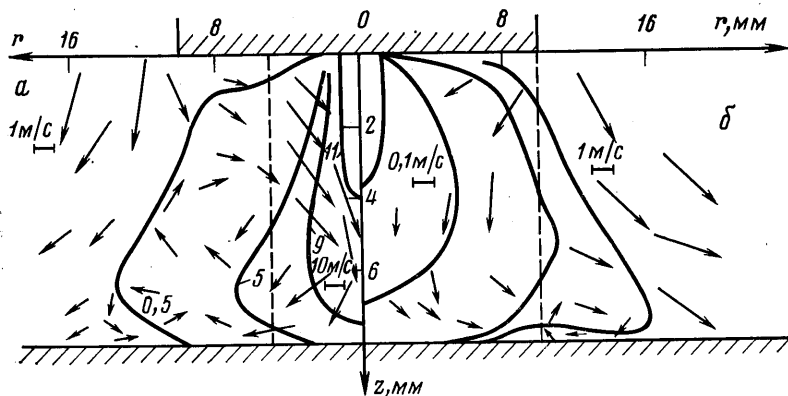
Для изучения воздействия коаксиального потока холодного газа на параметры дуги выполнено три варианта расчетов. Радиус пятна катода $R_c=1$ мм, радиус катода $R_0=5$ мм, скорости обдува брались 4; 0,5 м/с и в третьем варианте рассчитывалась дуга в зазоре (без обдува). Анализ распределения осевой температуры и поля изотерм в рассматриваемых случаях показывает, что внутри проводящей области влияние обдува дуги на температурное поле оказывается пренебрежимо малым. Более заметно это влияние на периферии дуги при температурах плазмы, меньших 5000 К. Интересно отметить, что различия в радиальных распределениях температуры на периферии дуги оказываются более значительными между вариантами без обдува и с $u_\infty=0,5$ м/с, чем для вариантов с $u_\infty=0,5$ и 4 м/с. По-видимому, наличие или отсутствие обдува обуславливает определенные качественные различия в процессе формирования температурного поля, в то время как при изменении величины скорости обдува происходят лишь незначительные количественные изменения.

Изучение динамических характеристик потоков плазмы показывает, что в рассмотренных случаях поля аксиальной и радиальной скоростей внутри проводящей зоны не зависят от обдува. Отсюда можно сделать предположение о том, что через проводящую область дуги прокачивается только поток плазмы, обусловленный собственными электромагнитными силами дуги. Остальной газ вытесняется в окружающее дугу пространство. Этим объясняется слабое влияние защитного потока на температурное поле внутри проводящей области дуги и более существенное воздействие обдува на периферии.

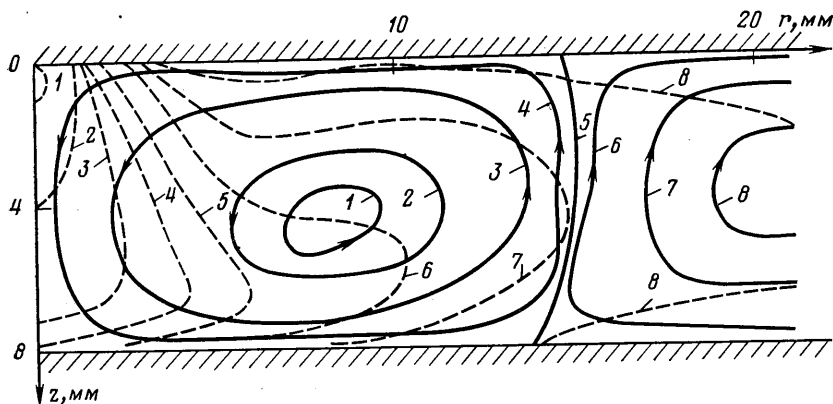
Расчет показывает совпадение линий тока плазмы внутри проводящих областей дуги для всех трех вариантов. Качественное различие вариантов без обдува и со слабым обдувом состоит в том, что в первом случае газ в дугу втягивается из окружающей среды так, как это происходило бы при бесконечно большом радиусе поверхности электрода, а во втором случае в дугу втягивается газ из тонкого слоя внешнего потока, прилегающего к боковой поверхности электрода. Увеличение скорости обдува до 4 м/с качественно картины не меняет.

В рассмотренных случаях существуют два потока газа: внешний, обусловленный коаксиальным обдувом электрода, и внутренний. С целью проверки гипотезы об электромагнитном происхождении внутреннего потока плазмы выполнены два расчета характеристик 100-амперной дуги в углекислом газе при $R_0=10$ мм, $R_c=1$ мм, $u_\infty=4$ м/с, различающиеся только тем, что во втором варианте были исключены из уравнений собственные электромагнитные силы.

Расчеты показывают, что максимальное значение осевой скорости для варианта 2, не учитывая электромагнитное ускорение плазмы, оказывается в несколько сот раз меньше, чем для варианта 1. Такая же картина наблюдается в других точках дуги. Помимо больших количественных различий, варианты 1 и 2 значительно различаются качественно. В варианте 1 радиальный профиль скорости $u(r)$ имеет максимальное значение на оси дуги и спадающий характер по r . Пренебрежение электромагнитными силами приводит к тому, что $u(r)$ имеет на оси минимальное значение и возрастает с ростом r до скорости внешнего обдува. Следовательно собственные электромагнитные силы являются при-



Фиг. 2

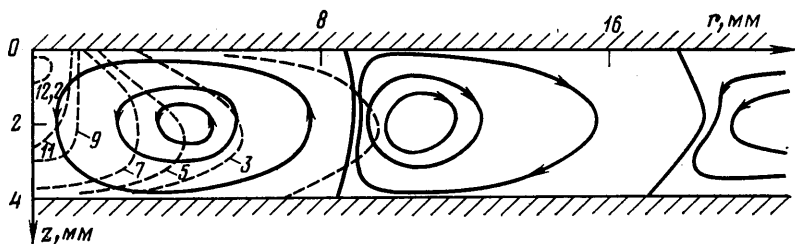


Фиг. 3

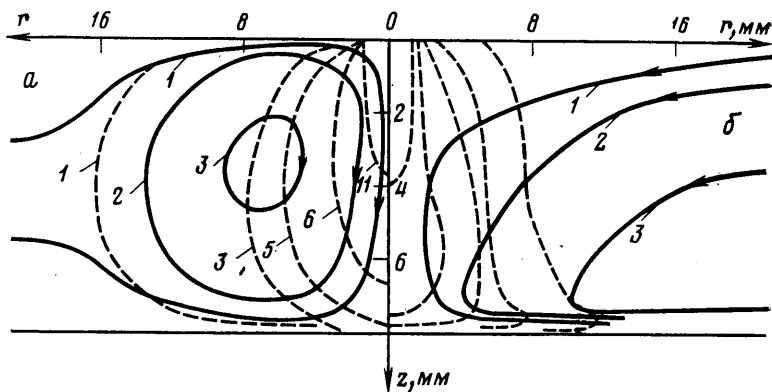
чиной возникновения внутреннего потока плазмы в рассматриваемых дугах.

На фиг. 2 приведены изотермы и поле векторов скоростей газа, полученных с учетом собственных электромагнитных сил (а) и без их учета (б). Изотермы на фигуре изображены сплошными линиями с соответствующими им значениями температуры в тысячах градусов Кельвина. Область действия масштабов для векторов скоростей ограничивается штриховой линией и осью $r=0$. Видно, что поле течений в том и другом случае имеет довольно сложный характер. В проводящей области дуги (вариант 1) наблюдается подсос газа в радиальном направлении вблизи обоймы электрода, перекачка его вдоль оси и радиальное растекание вдоль нижней пластины. На периферии дуги наблюдается: стационарный торoidalный вихрь в средней части и несколько более мелких вихрей на границе с внешним потоком газа. Направление вращения центрального вихря говорит о том, что его существование связано с внутренним потоком плазмы, вызванным электромагнитными силами. В пользу этого свидетельствует также факт исчезновения центрального вихря при пренебрежении электромагнитными силами. Периферийные вихри (на фигуре не показано) имеют газодинамическую природу, поскольку сохраняются и во втором варианте. Маленький вихрь на периферии дуги вблизи пластины является следствием отрыва пограничного слоя от пластины.

4. Сильноточная дуга в узком зазоре. Для расчетов выбрана дуга в углекислом газе при атмосферном давлении. Сила тока взята равной 100 А, расстояние между электродами 8 мм, радиус расчетной области $R=21$ мм.



Фиг. 4



Фиг. 5

Распределения температуры на пластинах взяты следующими:

$$T^o(r) = [11700 \exp(-170(r/R)^2) + 300] K,$$

$$T^z(r) = [6500 \exp(-20(r/R)^2) + 500] K$$

Скорость газа на электродах принята равной нулю.

На фиг. 3 штриховыми линиями показано поле температур 1—12 250, 2—11 000, 3—9000, 4—7000, 5—5000, 6—3000, 7—2000, 8—1000 K; линии тока — сплошными, которым соответствуют следующие расходы газа: 1—40, 2—30, 3—10, 4—1, 5—0, 6—1, 7—10, 8—20 мг/с. Виден четко выраженный газодинамический вихрь в области дуги. В пространстве этот вихрь имеет тороидальную форму, поэтому будем его называть тороидальным. На фигуре видна также часть второго вихря с противоположным направлением вращения. Появление его связано с тем, что центральный вихрь за счет вязкого взаимодействия приводит во вращательное движение часть окружающего газа. Уменьшение радиуса расчетной области до 12 мм приводит к отсечению внешней части вихря вследствие крайних условий при $r=R$, что является причиной его полного исчезновения в рассматриваемой области. При этом локальные характеристики в проводящей зоне разряда не изменяются.

Уменьшение ширины зазора в 2 раза привело к появлению в расчетной области двух целых вихрей с противоположными направлениями вращения, которые приведены на фиг. 4 сплошными линиями. Поле изотерм показано штриховыми линиями с указанными на них значениями температуры в тысячах градусов Кельвина. При этом скорость вращения газа в вихрях резко падает по мере удаления от оси. Можно предположить, что в узком зазоре образуется система быстро затухающих с ростом радиальной координаты тороидальных вихрей.

Образование тороидальных вихрей, по-видимому, является результатом совместного действия электромагнитных сил и сил вязкости. «Подсос» газа у одного электрода и растекание по поверхности другого, вызванные электромагнитными силами, приводят к появлению пограничного слоя у поверхности электродов. Интеграл от силы трения движущегося газа о

поверхность электродов неограниченно растет с увеличением радиальной координаты, в то время как импульс, созданный электромагнитными силами, остается величиной конечной. Это противоречие в рассматриваемом случае разрешается тем, что за счет отрыва пограничного слоя от пластины появляется составляющая скорости, перпендикулярная поверхности пластины, приводящая к образованию вихря.

Представляет интерес более подробное рассмотрение роли вязких сил. С этой целью были выполнены расчеты дуги в зазоре при коэффициенте вязкости увеличенном в 100 раз и уменьшенном в 10 раз.

При относительном изменении коэффициента вязкости в 1000 раз осевая температура изменилась на 20%, средняя по сечению напряженность электрического поля — на 40%. Влияние вязкости на температурное поле дуги в целом более заметно. Существенным образом вязкость сказывается на величине скорости потока плазмы. На фиг. 5 приведены изотермы (штрихами) и линии тока газа (сплошными линиями) для вязкости, увеличенной в 100 раз (а) и уменьшенной в 10 раз (б) по сравнению с реальной.

Значения температур на фиг. 5, а задаются в тысячах градусов Кельвина, а линии тока газа соответствуют массовому расходу: 1 — 0,01; 2 — 0,05; 3 — 0,2 мг/с. На фиг. 5, б линии изотерм соответствуют тем же значениям температуры, что и на фиг. 5, а, а линии равного расхода имеют значения: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 500 мг/с. Уменьшение вязкости приводит к тому, что вихрь в расчетной области исчезает, вовлечение газа происходит почти по всей длине дуги, за исключением узкой области вблизи анода, где газ вытекает в радиальном направлении. Этот поток приводит к радиальному «растягиванию» периферийных изотерм дуги.

При увеличении вязкости в 100 раз в дуге возникает вихрь с очень малыми скоростями. Поле температур становится подобным полю изотерм в соответствующей тепловой задаче (решение уравнений теплопроводности и Максвелла без учета течения газа), так как конвективный перенос тепла становится пренебрежимо малым.

Таким образом, причиной возникновения тороидальных вихрей является совместное действие собственных электромагнитных сил и сил вязкости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Десятков Г. А., Жайнаков А. Ж., Козлов П. В., Лелевкин В. М., Самсонов М. А., Словодаюк В. С., Энгельшт В. С. Методы расчета и численный анализ течений проводящего газа в сильноточных электрических дугах. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 5, с. 103—110.
2. Вагажин А. Б., Любимов Г. А., Регирер С. А. Магнитогидродинамические течения в каналах. М.: Наука, 1970. 672 с.
3. Прокофьев А. Н. Исследование параметров электрической дуги. — Изв. вузов. Машиностроение, 1977, № 3, с. 81—85.
4. Прокофьев А. Н. Численный метод расчета параметров электрической дуги. — Изв. вузов. Машиностроение, 1977, № 3, с. 81—85.
5. Корнеев А. С., Назаренко И. П., Паневин И. Г. Численный расчет характеристик канальной дуги, обдуваемой спутным потоком газа с закруткой. — В кн.: 8-я Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Тез. докл. Ч. 1. Новосибирск, 1980, с. 85—89.
6. Прокофьев А. Н., Синярев Г. Б. Численное исследование электрической дуги, обдуваемой потоком газа. — В кн.: Материалы к 7-й Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Т. 2. Алма-Ата, 1977, с. 19—22.
7. Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972. 324 с.
8. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
9. Меринов Н. С., Петросов В. А. Область существования режима горения дуги с отрицательным анодным падением потенциала. — ПМТФ, 1976, № 1, с. 17—24.
10. Пфендер Е., Эккер Р. Г. Исследование в области дуговой техники и теплопереноса в плазме. — Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1973, № 13.
11. Лелевкин В. М., Самсонов М. А., Энгельшт В. С. Характеристики дуги плавильного плазматрона в атмосферах аргона и углекислого газа. — Физика и химия обработки материалов, 1979, № 6, с. 109—112.

Фрунзе

Поступила в редакцию
6.IV.1982