

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ СЖАТОЙ И СВОБОДНОГОРЯЩЕЙ ДУГИ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ*

И. В. КРИВЦУН¹, И. В. КРИКЕНТ², В. Ф. ДЕМЧЕНКО¹

¹ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины. 03680, г. Киев-150, ул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua
²Днепродзержинский гос. технический университет. 51918, г. Днепродзержинск, ул. Днепростроевская, 2.

На основе самосогласованной математической модели процессов энерго-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области электрической дуги с тугоплавким катодом проведен сравнительный численный анализ тепловых, электромагнитных и газодинамических характеристик дуговой плазмы для сжатой (плазменной) и свободногорящей аргоновой дуги с медным водоохлаждаемым анодом. Результаты расчета характеристик плазмы столба дуги показывают, что распределения плотности электрического тока, температуры и скорости плазмы сжатой дуги могут в значительной мере отличаться от соответствующих распределений для свободногорящей дуги в зависимости от тока дуги, диаметра канала сопла плазмотрона и расхода плазмообразующего газа. Характеристики прианодного слоя плазменной дуги также существенно отличаются от соответствующих характеристик свободногорящей дуги в зависимости от указанных выше параметров режима горения дуги. Таким образом, варьируя ток дуги, диаметр канала сопла плазмотрона и расход плазмообразующего газа, можно эффективно управлять характеристиками теплового, электромагнитного и, особенно, динамического воздействия сжатой дуги на поверхность металла анода. Библиогр. 13, табл. 1, рис. 10.

Ключевые слова: сжатая (плазменная) дуга, свободногорящая дуга, тугоплавкий катод, водоохлаждаемый анод, столб дуги, анодная область, характеристики дуговой плазмы, математическое моделирование

Одним из способов повышения эффективности электродугового воздействия на металлы и, как следствие, увеличения глубины проплавления и скорости сварки неплавящимся электродом является использование сжатой (плазменной) дуги вместо свободногорящей. Ограничение поперечных размеров столба дуги с тугоплавким катодом стенкой канала сопла плазмотрона может приводить к существенному повышению плотности электрического тока и теплового потока, вводимого дугой в свариваемый металл, а изменение расхода плазмообразующего газа дает возможность в широких пределах варьировать динамическое воздействие потока дуговой плазмы на поверхность сварочной ванны. Для эффективного практического использования плазменной дуги в качестве сварочного источника тепла необходимо располагать достоверной информацией о распределенных характеристиках плазмы сжатой дуги, а также характеристиках ее теплового, электромагнитного и газодинамического воздействия на свариваемый металл. Поскольку экспериментальное определение таких, важных с практической точки зрения, характеристик плазменной дуги, как распределения плотности электрического тока, теплового потока и газодинамического давления плазмы по поверхности сварочной ванны, затруднено вслед-

ствие высоких значений температуры дуговой плазмы и температуры указанной поверхности, малости геометрических размеров анодной области дуги и ряда других факторов, весьма актуальным представляется исследование плазменной дуги методами математического моделирования (см., например, [1–6]). Поэтому целью настоящей работы является детальный численный анализ распределенных характеристик плазмы столба и анодной области сжатой дуги в зависимости от режима ее горения, а также их сравнение с соответствующими характеристиками для свободногорящей дуги.

Рассмотрим стационарную электрическую дугу с тугоплавким катодом (W) и водоохлаждаемым (неиспаряющимся) анодом (Cu), горящую в потоке аргона при атмосферном давлении. Будем исследовать два варианта — плазменную дугу, сжатую стенкой цилиндрического канала сопла плазмотрона (рис. 1, а), и свободногорящую дугу (рис. 1, б). При выборе математической модели дуговой плазмы будем предполагать, что плазма столба дуги в обоих случаях является изотермической и однокомпонентной, содержащей только частицы защитного или плазмообразующего газа (Ar). Для численного анализа характеристик такой плазмы можно использовать самосогласованную математическую модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области сварочной дуги, предложенную в работе [7] и редуцированную с учетом указанных предположений как описано в [8]. Предполагая также, что распределения характеристик плазмы как сжатой,

* По материалам доклада, представленного на VIII Международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 18–23 сентября 2016 г., г. Одесса, Украина.

© И. В. Кривцун, И. В. Крикент, В. Ф. Демченко, 2016

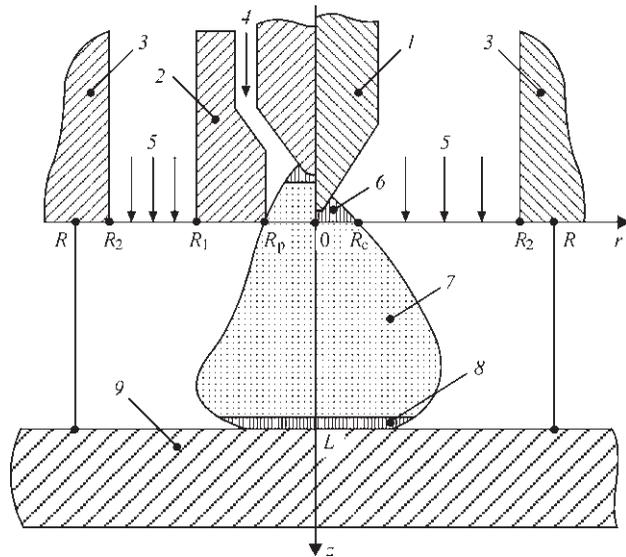


Рис. 1. Схема к расчету характеристик сжатой (плазменной) (а) и свободногорящей (б) дуги с тугоплавким катодом: 1 — термокатод; 2 — плазмоформирующее сопло; 3 — сопло для подачи защитного газа; 4 — плазмообразующий газ; 5 — защитный газ; 6 — катодная область; 7 — столб дуги; 8 — анодный слой; 9 — водоохлаждаемый анод

так и свободногорящей дуги являются осесимметричными, для расчета тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик в обоих случаях можно использовать одну и ту же систему уравнений, явный вид которых в цилиндрической системе координат приведен в работе [8]. Граничные условия для искомых функций $\{v, u, T, \phi\}$, здесь v, u — радиальная и аксиальная компоненты скорости дуговой плазмы, T — ее температура, ϕ — электрический потенциал плазмы, задаются на границах расчетной области $\Omega = \{0 < r < R, 0 < z < L\}$, где R — радиус расчетной области, L — длина свободногорящей дуги/открытого участка сжатой дуги (см. рис. 1), следующим образом.

Условия для скорости, температуры плазмы и электрического потенциала на оси симметрии системы ($r = 0$) задаются тривиальным образом:

$$v|_{r=0} = 0; \frac{\partial u}{\partial r}|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=0} = \frac{\partial \phi}{\partial r}|_{r=0} = 0. \quad (1)$$

На внешней границе расчетной области ($r = R$) для скорости плазмы и электрического потенциала можем записать [8]:

$$\frac{\partial(\rho vr)}{\partial r}|_{r=R} = 0; u|_{r=R} = 0; \frac{\partial \phi}{\partial r}|_{r=R} = 0, \quad (2)$$

где ρ — массовая плотность плазмы.

Граничное условие для температуры плазмы при $r = R$ зададим в зависимости от направления движения потока плазмы на этой границе [8]:

$$\begin{aligned} T|_{r=R} &= T_0, \text{ при } v|_{r=R} \leq 0; \\ \frac{\partial T}{\partial r}|_{r=R} &= 0, \text{ при } v|_{r=R} > 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где T_0 — температура окружающего газа.

На границе плазмы столба дуги с анодным слоем, который предполагается бесконечно тонким ($z = L$), используем условие энергетического баланса [7, 8], скорректированное с учетом работы выхода материала анода ϕ_m :

$$-\chi \frac{\partial T}{\partial z}|_{z=L} + j_a \frac{k}{e} \left(\frac{5}{2} - \delta \right) T|_{z=L} = (\Delta\phi - \phi_m) j_a + q_a, \quad (4)$$

где χ — коэффициент теплопроводности плазмы; $j_a = -j_z|_{z=L}$ — плотность электрического тока на аноде; k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; δ — постоянная термодиффузии электронов в дуговой плазме; $\Delta\phi$ — разность потенциалов между внешней границей анодного слоя и поверхностью анода; q_a — тепловой поток в анод, определяемые согласно модели анодной области [7] при $T_{ea} = T_a$, где T_{ea} — температура электронов в анодном слое, $T_a = T|_{z=L}$ — температура дуговой плазмы на его границе со столбом дуги.

С хорошим приближением электрический потенциал поверхности анода можно считать постоянным и положить, например, равным нулю, тогда граничное условие для потенциала плазмы на границе столба дуги с анодным слоем ($z = L$) можно записать в виде:

$$\phi|_{z=L} = \Delta\phi. \quad (5)$$

Граничные условия в плоскости $z = 0$ для свободногорящей дуги задаются аналогично тому, как это было сделано в работе [8]. В частности, в зоне катодной привязки дуги ($r \leq R_c$) (см. рис. 1, б) для температуры и электрического потенциала дуговой плазмы принимаются условия:

$$T|_{z=0} = T_c(r); \sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}|_{z=0} = j_c(r), \quad (6)$$

где σ — удельная электропроводность плазмы, а распределения температуры плазмы $T_c(r)$ и плотности тока $j_c(r)$ на границе катодной области со столбом дуги выбираются согласно рекомендациям [9].

При $R_c < r \leq R$ можем записать:

$$T|_{z=0} = T_0; \frac{\partial \phi}{\partial z}|_{z=0} = 0. \quad (7)$$

Радиальная компонента вектора скорости плазмы при $z = 0$ полагается равной нулю, а условия для аксиальной компоненты вектора скорости задаются следующим образом:

$$\begin{aligned} u|_{z=0} &= u_0, \text{ при } r < R_2; \\ u|_{z=0} &= u_0, \text{ при } R_2 \leq r \leq R, \end{aligned} \quad (8)$$

где u_0 — скорость защитного газа, определяемая его расходом и внутренним радиусом защитного сопла R_2 (см. рис. 1, б).

Что касается граничных условий во входном сечении расчетной области ($z = 0$) для сжатой

(плазменной) дуги, то они задаются следующим образом. Предполагая, что расстояние от рабочего конца катода до среза плазмформирующего канала (см. рис. 1, а) существенно превышает его радиус R_p , можно считать, что на выходе из канала реализуется одномерное (в направлении оси OZ) течение дуговой плазмы, температура и скорость которой зависят только от радиальной координаты, радиальные компоненты скорости плазмы и напряженности электрического поля равны нулю, а градиент давления dp/dz и аксиальная компонента электрического поля E_z являются постоянными по сечению канала [1]. В этом случае распределения температуры $T(r)$ и аксиальной компоненты скорости плазмы $u(r)$ на срезе канала ($r \leq R_p$) находятся путем решения одномерных уравнений:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \chi \frac{dT}{dr} \right) + \sigma E_z^2 - \psi = 0; \quad (9)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \eta \frac{du}{dr} \right) - \frac{dp}{dz} = 0. \quad (10)$$

Здесь ψ — потери энергии плазмы на излучение; η — коэффициент динамической вязкости плазмы, а величина аксиальной компоненты электрического поля (градиента электрического потенциала) $E_z = -(d\phi/dz)$ и градиента давления dp/dz определяются из интегральных соотношений:

$$I = 2\pi E_z \int_0^{R_p} \sigma r dr; \quad G = 2\pi \int_0^{R_p} \rho u r dr, \quad (11)$$

где I — ток дуги; G — массовый расход плазмобразующего газа.

Краевые условия для уравнений (9), (10) выбираются в соответствии с условиями симметрии течения (1) и условиями «прилипания» на охлаждаемой стенке плазмформирующего канала, что дает:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} &= \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=0}, \text{ при } r = 0; \\ T &= T_0; \quad u = 0, \text{ при } r = R_p. \end{aligned} \quad (12)$$

При $R_p < r \leq R$ граничные условия для температуры и электрического потенциала совпадают с (7), радиальная компонента вектора скорости плазмы полагается равной нулю, а условия для аксиальной компоненты скорости задаются следующим образом:

$$\begin{aligned} u \Big|_{z=0} &= 0, \text{ при } R_p \leq r \leq R_1; \\ u \Big|_{z=0} &= u_0, \text{ при } R_1 < r < R_2; \\ u \Big|_{z=0} &= 0, \text{ при } R_2 \leq r \leq R, \end{aligned} \quad (13)$$

где u_0 — скорость защитного газа в случае сжатой дуги, определяемая его расходом, а также внутренним R_1 и внешним R_2 радиусами сопла для его подачи (см. рис. 1, а).

Исходная система уравнений [8], совместно с граничными условиями (1) – (8) для свободногорящей дуги и (1) – (5), (9) – (13) для плазменной дуги решалась численно, методом конечных разностей. При определении температурных зависимостей термодинамических свойств, транспортных коэффициентов и излучательной способности дуговой плазмы использовались расчетные данные для изотермической аргоновой плазмы атмосферного давления, приведенные в работе [10]. При численном решении газодинамической и тепловой задач использовался совместный лагранжево-эйлеровый метод [11, 12], адаптированный к условиям сжимаемой среды.

Сравнительный численный анализ характеристик дуговой плазмы, а также характеристик ее теплового, электромагнитного и газодинамического воздействия на поверхность анода для сжатой (плазменной) и свободногорящей дуги проводился при следующих параметрах: ток дуги $I = 100, 150, 200$ А; длина свободногорящей дуги/длина открытого участка плазменной дуги $L = 3$ мм; диаметр канала сопла плазмотрона $d = 2R_p = 2, 3, 4$ мм; массовый расход плазмобразующего газа (Ar) варьировался в диапазоне $G = 0,10 \dots 0,75 \cdot 10^{-4}$ кг/с, что соответствует объемному расходу $0,34 \dots 2,55$ л/мин. В случае плазменной дуги внутренний и внешний радиусы кольцевого сопла для подачи защитного газа (Ar) $R_1 = 4,4$ мм, $R_2 = 7,7$ мм (см. рис. 1, а); скорость защитного газа $u_0 = 0,65$ м/с. В случае свободногорящей дуги $R_2 = 7,7$ мм (см. рис. 1, б); $u_0 = 0,5$ м/с. В обоих случаях радиус расчетной области R выбирался равным 8 мм; температура поверхности охлаждаемого анода, температура стенок плазмформирующего и защитного сопел, а также температура подаваемого защитного газа T_0 принималась равной 500 К.

На рис. 2 приведены изолинии температуры плазмы столба сжатой (см. рис. 2, а) и свободногорящей (см. рис. 2, б) дуги. Как следует из представленных на этом рисунке расчетных данных обжатие начального участка плазменной дуги стенкой канала, продуваемого потоком плазмобразующего газа, приводит к некоторому вытягиванию изотерм вдоль оси дуги и, соответственно, к увеличению длины высокотемпературной ($T \geq 16000$ К) области столба по сравнению со свободногорящей дугой. Что касается радиальных распределений температуры дуговой плазмы, то в случае 100-амперной дуги, формируемой плазмтроном с диаметром канала сопла 2 мм, температура в центре столба оказывается несколько выше соответствующей температуры для свободногорящей дуги, незначительно увеличиваясь с ростом расхода плазмобразующего газа (рис. 3, а). Для случая $I = 200$ А, $d = 4$ мм температура в центре

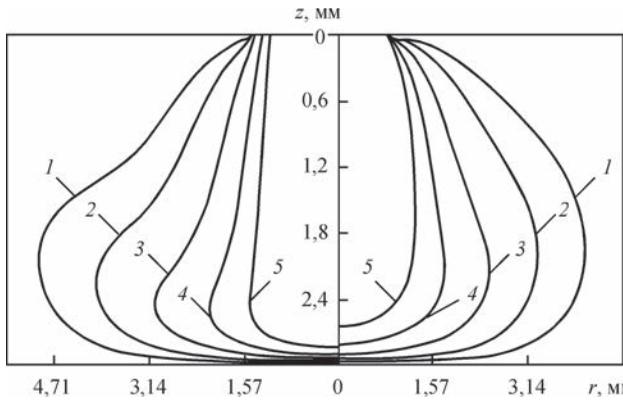


Рис. 2. Изолинии температуры плазмы столба сжатой (а) и свободногорящей (б) аргонной дуги с тугоплавким катодом (W) и водоохлаждаемым анодом (Cu) при токе $I = 150$ А, длине дуги открытого участка $L = 3$ мм, диаметре плазмформирующего канала $d = 3$ мм и расходе плазмобразующего газа (Ar) $G = 0,4 \cdot 10^{-4}$ кг/с (1,36 л/мин): 1 — $T = 10$; 2 — 12; 3 — 14; 4 — 16; 5 — 18 кК

плазменной дуги оказывается немного ниже, чем для свободногорящей (при сохранении тенденции к слабому возрастанию осевого значения с ростом G , показанному на рис. 3, б), что свидетельству-

ет об ослаблении эффекта сжатия столба дуги при соответствующем увеличении тока и диаметра плазмформирующего канала.

Более ярко отмеченная особенность проявляется в расчетных распределениях плотности электрического тока в столбе дуги, приведенных на рис. 4, причем в обоих рассматриваемых случаях плотность тока в центре столба плазменной дуги оказывается меньше соответствующих значений для свободногорящей (см. рис. 4). Важным обстоятельством при этом является изменение характера радиального распределения величины $|j_z|$ для сжатой дуги по сравнению со свободногорящей, а именно, появление «плато» в соответствующих распределениях вблизи оси столба (см. сплошные кривые на рис. 4).

На рис. 5 представлены радиальные распределения аксиальной компоненты скорости дуговой плазмы в среднем сечении столба сжатой и свободногорящей дуги ($z = 1,5$ мм). Как следует из приведенных на этом рисунке расчетных данных, скорость плазмы в столбе сжатой дуги значительно превышает скорость дуговой плазмы

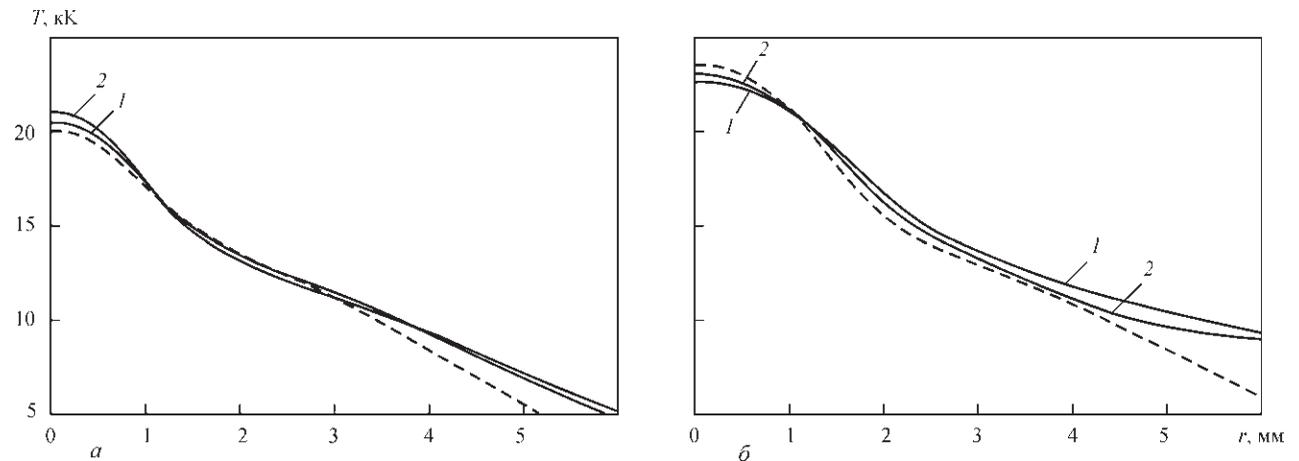


Рис. 3. Радиальные распределения температуры плазмы в сечении $z = 1,5$ мм столба плазменной дуги: а — $I = 100$ А; $d = 2$ мм; 1 — $G = 0,1 \cdot 10^{-4}$ кг/с (0,34 л/мин), 2 — $G = 0,2 \cdot 10^{-4}$ кг/с (0,68 л/мин); б — $I = 200$ А; $d = 4$ мм; 1 — $G = 0,4 \cdot 10^{-4}$ кг/с (1,36 л/мин), 2 — $G = 0,75 \cdot 10^{-4}$ кг/с (2,55 л/мин) (штриховые кривые — соответствующие распределения для свободногорящей дуги)

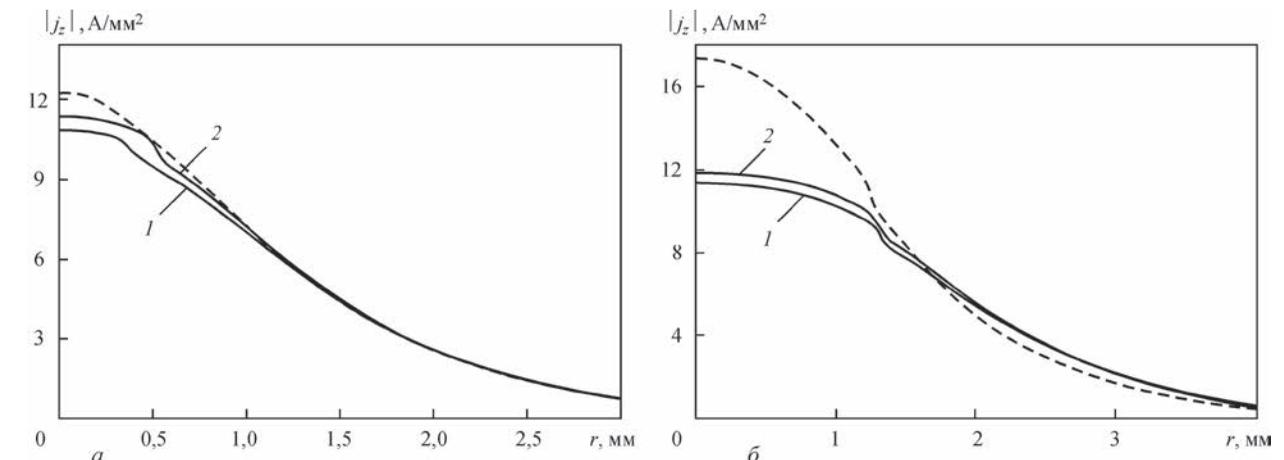


Рис. 4. Радиальные распределения аксиальной компоненты плотности электрического тока в сечении $z = 1,5$ мм столба плазменной и свободногорящей дуги (параметры и обозначения те же, что и на рис. 3)

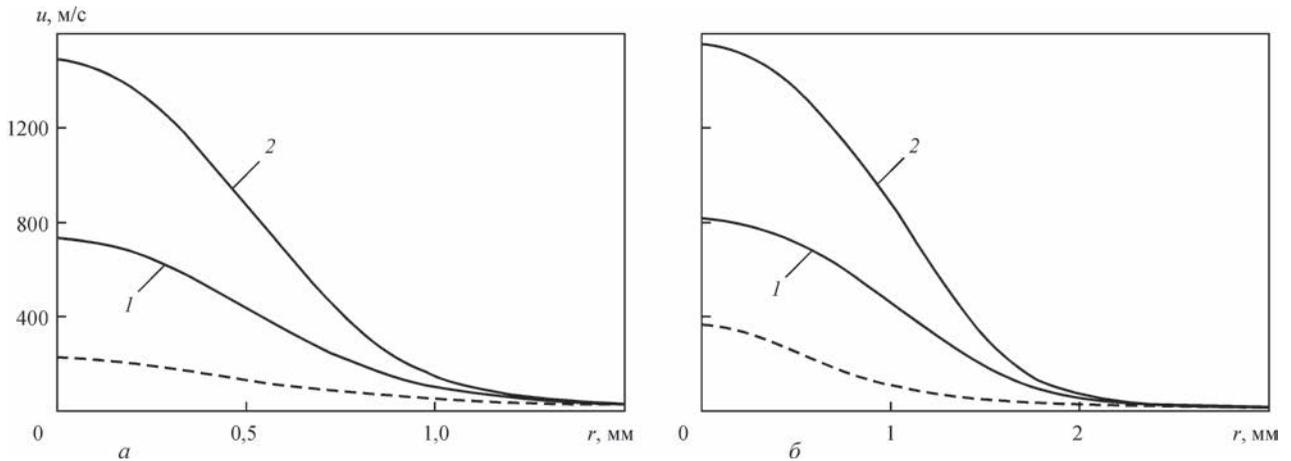


Рис. 5. Радиальные распределения аксиальной компоненты скорости плазмы в сечении $z = 1,5$ мм столба плазменной и свободногорящей дуги (параметры и обозначения те же, что и на рис. 3)

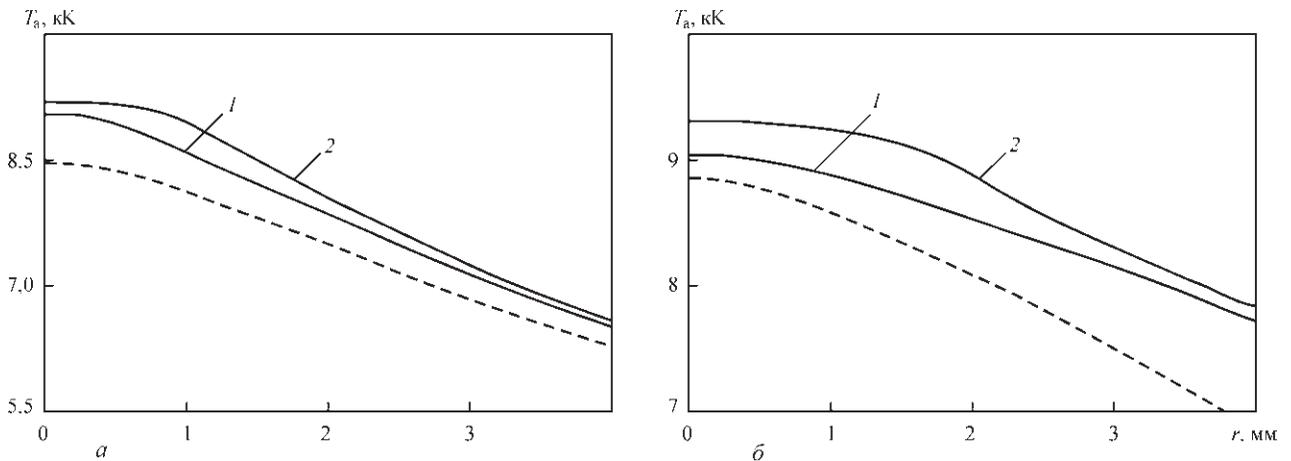


Рис. 6. Радиальные распределения температуры плазмы на границе анодного слоя плазменной дуги: *a* — $I = 100$ А; $d = 2$ мм; I — $G = 0,1 \cdot 10^{-4}$ кг/с (0,34 л/мин), 2 — $G = 0,2 \cdot 10^{-4}$ кг/с (0,68 л/мин); *б* — $I = 200$ А; $d = 4$ мм; I — $G = 0,4 \cdot 10^{-4}$ кг/с (1,36 л/мин), 2 — $G = 0,75 \cdot 10^{-4}$ кг/с (2,55 л/мин) (штриховые кривые – соответствующие распределения для свободногорящей дуги)

для свободногорящей дуги, несколько повышаясь с увеличением тока плазменной дуги и диаметра плазмоформирующего канала (ср. соответствующие сплошные кривые на рис. 5), и существенно (почти пропорционально) возрастая при увеличении расхода плазмообразующего газа (ср. кривые *1*, *2* на рис. 5).

Прежде чем перейти к анализу характеристик прианодной плазмы необходимо отметить, что одной из причин описанных выше особенностей поведения радиальных распределений температуры плазмы и плотности электрического тока в столбе сжатой дуги при увеличении тока и диаметра плазмоформирующего канала по отношению к соответствующим распределениям для свободногорящей дуги может быть выбор граничных условий для температуры и скорости плазмы на срезе канала сопла плазматрона в виде (9), (10). Так, при малых значениях диаметра канала использование предположения об одномерности течения дуговой плазмы на выходе канала и, соответственно, использование условий (9), (10) представляется достаточно обоснованным, тогда как при уве-

личении R_p более корректные результаты могут быть получены путем решения исходных уравнений во всей области, включая область дуговой плазмы внутри канала сопла плазматрона (см. рис. 1, *a*), что предполагается сделать на следующем этапе исследований.

На рис. 6, 8 приведены расчетные распределения характеристик дуговой плазмы на границе анодного слоя со столбом дуги, а на рис. 7, 9, 10 — распределенные характеристики ее электрического, теплового и динамического воздействия на поверхность анода. В отличие от радиальных распределений температуры плазмы в столбе дуги (см. рис. 3), температура дуговой плазмы вблизи анода сжатой дуги оказывается заметно выше температуры прианодной плазмы для свободногорящей дуги, увеличиваясь с ростом расхода плазмообразующего газа, при этом профиль $T_a(r)$ с возрастанием G становится более «наполненным» (см. рис. 6). Это связано с более эффективным переносом тепловой энергии в сторону анода высокоскоростным потоком плазмы сжатой дуги по сравнению с относительно слабым конвективным

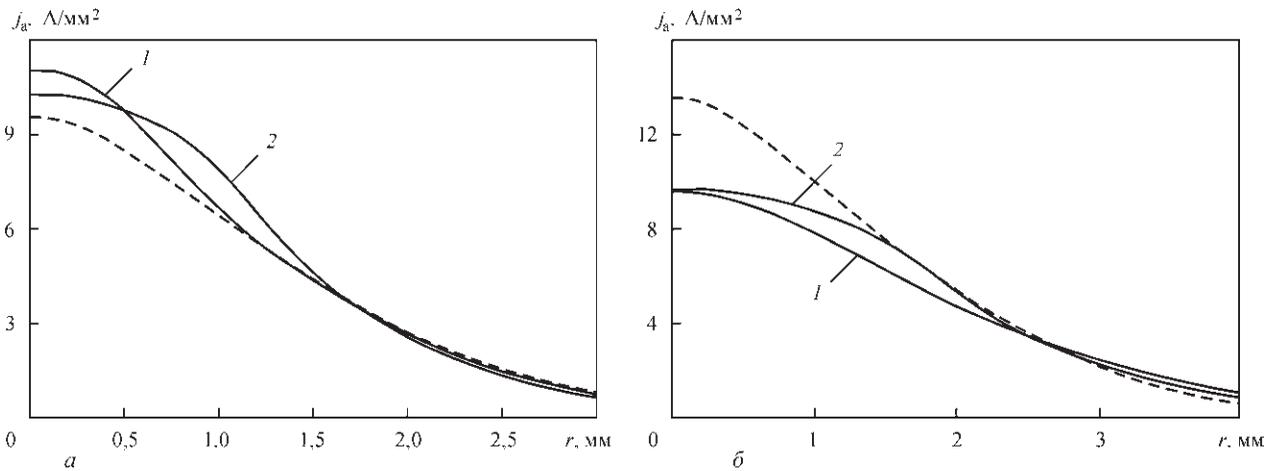


Рис. 7. Радиальные распределения плотности электрического тока на аноде плазменной и свободногорящей дуги (параметры и обозначения те же, что и на рис. 6)

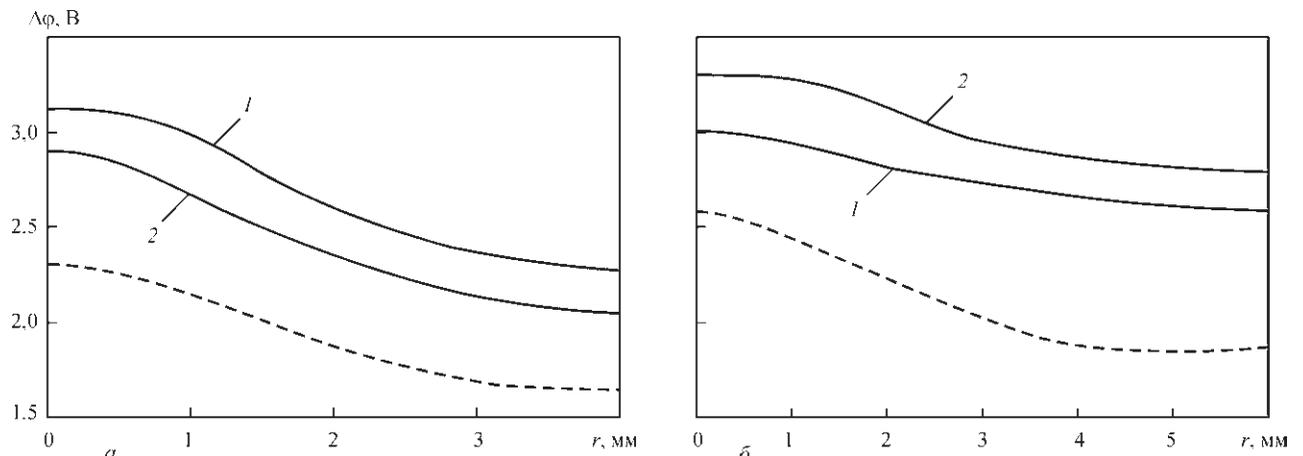


Рис. 8. Радиальные распределения потенциала плазмы на границе анодного слоя плазменной и свободногорящей дуги (потенциал поверхности анода принят постоянным и равным нулю, параметры и обозначения те же, что и на рис. 6)

переносом тепловой энергии в случае свободногорящей дуги (см. рис. 5).

Распределения $j_a(r)$, представленные на рис. 7, свидетельствуют о более высокой степени контрагирования анодной области 100-амперной плазменной дуги по сравнению со свободногорящей, тогда как при $I = 200$ А наблюдается обратная картина (ср. рис. 7). Кроме того, аналогично радиальным распределениям температуры прианодной плазмы, профили распределения плотности электрического тока на аноде плазменной дуги с ростом расхода плазмообразующего газа становятся более «наполненными» за счет некоторого снижения плотности тока на оси (ср. кривые 1, 2 на рис. 7). Причиной этого являются не только отмеченные выше особенности поведения распределений $T_a(r)$ для сжатой дуги (см. рис. 6), но и перестройка радиальных распределений потенциала плазмы на границе столба с анодным слоем плазменной дуги по сравнению со свободногорящей (рис. 8). Как показано в работе [13], это приводит к изменению радиальной компоненты напряженности электрического поля $E_r = -(d\phi/dr)$, в рассматриваемом случае — к ее уменьшению в

приосевой зоне анодной области (см. рис. 8), и, как следствие, вектора плотности электрического тока в прианодной дуговой плазме, определяющей картину протекания тока между плазмой и поверхностью анода.

На рис. 9 приведены радиальные распределения теплового потока, вводимого дугой в анод. В случае 100-амперной плазменной дуги ($d = 2$ мм) величина q_a существенно превышает соответствующие значения для свободногорящей дуги, причем с ростом расхода плазмообразующего газа наблюдается непропорциональное по радиальной координате увеличение плотности теплового потока, приводящее к тому, что его профиль становится более наполненным (см. рис. 9, а). При $I = 200$ А ($d = 4$ мм) осевое значение теплового потока, вводимого в анод сжатой дугой, может быть как меньше величины $q_a(0)$ для свободногорящей дуги (при малом расходе плазмообразующего газа), так и превышать его (при увеличении G), как показано на рис. 9, б. Что касается интегральных значений мощности, вкладываемой дугой в анод $Q_a = 2\pi \int_0^{\infty} q_a r dr$, то во всех рассматриваемых

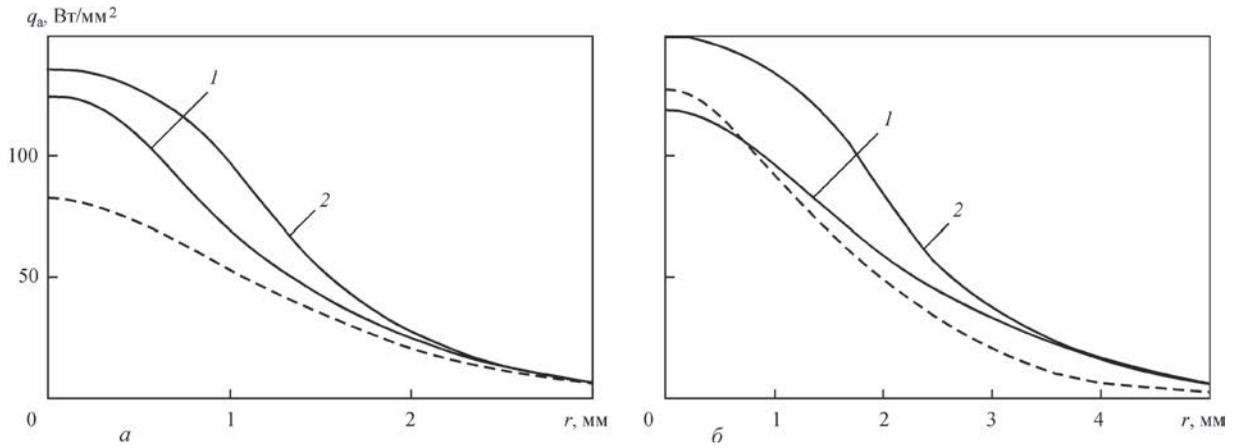


Рис. 9. Радиальные распределения теплового потока в анод для плазменной и свободногорящей дуги (параметры и обозначения те же, что и на рис. 6)

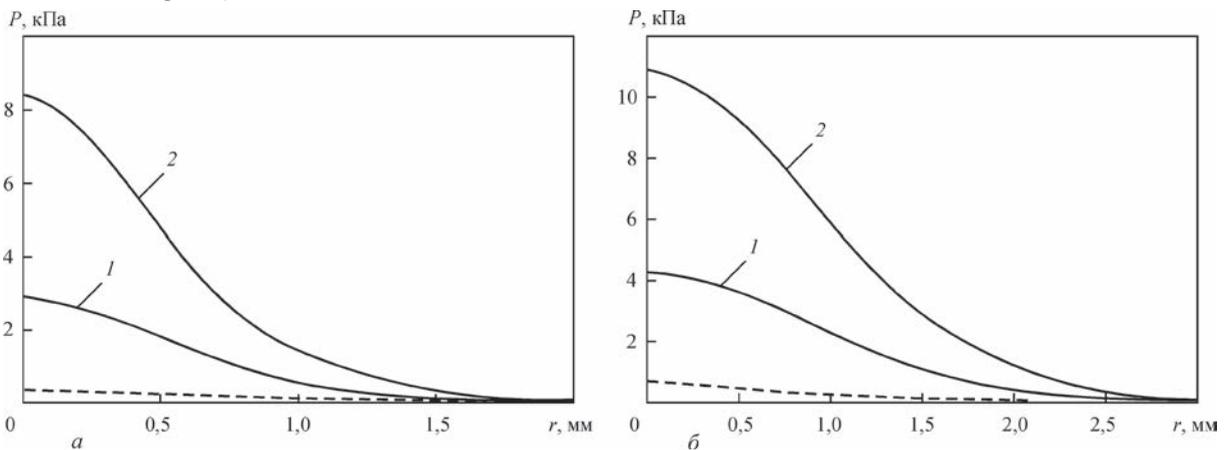


Рис. 10. Радиальные распределения газодинамического давления потока плазмы на поверхность анода для плазменной и свободногорящей дуги (параметры и обозначения те же, что и на рис. 6)

Мощность Q_a , вкладываемая в анод сжатой (плазменной) и свободногорящей аргоновой дугой

Тип дуги	$I = 100 \text{ A}$ ($d = 2 \text{ мм}$)	$I = 200 \text{ A}$ ($d = 4 \text{ мм}$)
Свободногорящая	789 Вт	1724 Вт
Сжатая (плазменная)	999 Вт ($G = 0,34 \text{ л/мин}$)	2518 Вт ($G = 1,36 \text{ л/мин}$)
	1187 Вт ($G = 0,68 \text{ л/мин}$)	3139 Вт ($G = 2,55 \text{ л/мин}$)

случаях эта величина для плазменной дуги оказывается существенно выше, чем для свободногорящей и возрастает с ростом расхода плазмообразующего газа, как следует из расчетных данных, представленных в таблице. Основной причиной этого является интенсивный перенос тепловой энергии из высокотемпературной области столба сжатой дуги в сторону анода, осуществляемый более высокоскоростным потоком дуговой плазмы, чем в случае свободногорящей дуги (см. рис. 5).

Еще одной важной характеристикой воздействия дуги на поверхность анода является газодинамическое давление P потока дуговой плазмы на указанную поверхность. Расчетные распределения величины P вдоль анодной поверхности приведены на рис. 10. Как следует из представленных на этом рисунке расчетных данных, газодинами-

ческое давление на поверхность анода плазмы сжатой дуги существенно превышает соответствующие значения для свободногорящей дуги, увеличиваясь с ростом тока плазменной дуги и диаметра канала сопла плазмотрона (ср. соответствующие сплошные кривые на рис. 10, а, б), и существенно возрастая при увеличении расхода плазмообразующего газа (ср. кривые 1 и 2 на рис. 10, а, б).

В целом, результаты моделирования, представленные в таблице и на рис. 7, 9, 10, позволяют сделать вывод о том, что изменение расхода плазмообразующего газа при плазменной сварке является эффективным способом воздействия не только на величину и распределение газодинамического давления плазмы сжатой дуги на поверхность сварочной ванны, но и на соответствующие характеристики ее теплового и электромагнитного воздействия на свариваемый металл.

1. Низкотемпературная плазма / В. С. Энгельшт, В. Ц. Гурович, Г. А. Десятков [и др.]. – Новосибирск: Наука, 1990. – Т. 1. Теория столба электрической дуги. – 376 с.
2. A two-dimensional nonequilibrium model of cascaded arc plasma flows / J. J. Beulens, D. Milojevic, D. C. Schram [et al.] // Phys. Fluids B. – 1991. – 3, № 9. – P. 2548–2557.
3. Dowden J. Plasma arc welding: a mathematical model of the arc / J. Dowden, P. Kapadia // Journal of Physics D: Applied Physics. – 1994. – 27, № 5. – P. 902–910.

4. TIG and plasma arc modelling: a survey / J. Wendelstorf, I. Decker, H. Wohlfahrt [et al.] // *Mathematical Modelling of Weld Phenomena 3*. – London: The Institute of Materials, 1996. – P. 848–897.
5. Jenista J. Numerical model of the anode region of high-current electric arcs / J. Jenista, J. V. R. Heberlein, E. Pfender // *IEEE Trans. on Plasma Science*. – 1997. – 25, No 5. – P. 883–890.
6. Schnick M. Numerical investigations of the influence of design parameters, gas composition and electric current in Plasma Arc Welding (PAW) / M. Schnick, U. Füssel, A. Spille-Kohoff // *Welding in the World*. – 2010. – 54, Is. 3. – P. 87–96.
7. Кривцун И. В. Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом / И. В. Кривцун, В. Ф. Демченко, И. В. Крикент // *Автоматическая сварка*. – 2010. – № 6. – С. 3–11.
8. Крикент И. В. Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом / И. В. Крикент, И. В. Кривцун, В. Ф. Демченко // *Автоматическая сварка*. – 2012. – № 3. – С. 7–11.
9. Investigation of cathode spot behaviour of atmospheric argon arcs by mathematical modeling / J. Wendelstorf, G. Simon, I. Decker [et al.] // *Proc. of the 12th Int. Conf. on Gas Discharges and their Applications*. Germany, Greifswald, 1997. – Vol. 1. – P. 62–65.
10. Boulos M. I. *Thermal plasmas: Fundamentals and applications* / M. I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender. – New York and London: Plenum Press, 1997. – Vol. 1. – 454 p.
11. Ляшко И. И. Вариант метода расщепления уравнений динамики вязкой несжимаемой жидкости на лагранжево-эйлеровых сетках / И. И. Ляшко, В. Ф. Демченко, С. А. Вакуленко // *Доклады АН УССР. Серия А*. – 1981. – № 7. – С. 43–47.
12. Демченко В. Ф. Лагранжево-эйлеровый метод численного решения многомерных задач конвективной диффузии / В. Ф. Демченко, А. Б. Лесной // *Доповіди НАНУ*. – 2000. – № 11. – С. 71–75.
13. Взаимодействие пучка излучения CO₂-лазера с плазмой электрической дуги при гибридной (лазер+ТИГ) сварке / И. В. Кривцун, И. В. Крикент, В. Ф. Демченко [и др.] // *Автоматическая сварка*. – 2015. – № 3-4. – С. 7–16.

Поступила в редакцию 04.10.2016



СВАРКА И РЕЗКА-2017

17-я Международная специализированная выставка
«Оборудование, материалы, технологические процессы
для сварочного производства, приборы контроля»

04.04.2017–07.04.2017

ЗАО «МинскЭкспо», г. Минск, Беларусь

Тематика:

- Материалы для сварки, наплавки и пайки
- Оборудование и технологии сварки, резки, наплавки, пайки и термообработки
- Источники питания и системы управления сварочным оборудованием
- Оборудование для орбитальной сварки и обработки труб
- Электронно-лучевая, лазерная, плазменная сварка и резка
- Автоматизированные комплексные системы и агрегаты для сварки и резки
- Автоматизация сварочных производственных и технологических процессов, программное обеспечение
- Приборы для неразрушающего контроля сварных соединений
- Научное и информационное обеспечение сварки
- Система подготовки, переподготовки и аттестации сварщиков
- Охрана труда и экологическая безопасность в сварочном производстве
- Сертификация сварочного оборудования

Выставка проводится одновременно с международными специализированными выставками «Металлообработка» и «Порошковая металлургия».

Руководитель проекта: Федорова Елена Владимировна

Тел.: +375-17-226-98-58, 226-90-83

Факс: +375-17-226-98-58, 226-99-36