

УДК 537.527

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ С КОЛЬЦЕВОЙ ПРИВЯЗКОЙ НА ВНЕШНЕЙ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА

Р.М. УРУСОВ, Т.Э. УРУСОВА

Институт физики НАН КР, Бишкек, Кыргызстан

Представлены результаты расчета электрической дуги с кольцевой привязкой на внешней боковой поверхности цилиндрического катода. Рассмотрено влияние силы тока и межэлектродного расстояния на характеристики дуги и тепловое воздействие последней на поверхность анода.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментально установлено, что электрическая дуга может принимать, например, конусную пространственную форму [1]. Выявлено, что в конусном разряде тепловое воздействие дуги на поверхность обрабатываемого изделия распределяется по кольцевой поверхности последнего. В этой связи теоретические исследования подобных дуговых структур, в частности, взаимодействия кольцевых потоков плазмы с поверхностью представляют определенный интерес.

В работе [2] по результатам расчетов сделано предположение о возможной реализации электрической дуги с кольцевой привязкой на внешней боковой поверхности цилиндрического катода. Отличительными особенностями разряда являются сравнительно большие токи, кольцевая пространственная форма и распределенное по кольцу тепловое воздействие на поверхность анода. Стоит более детально рассмотреть влияние внешних регулируемых параметров на характеристики кольцевой дуги.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В цилиндрической системе координат (z, r, θ) рассчитывается открытая электрическая дуга в аргоне атмосферного давления. Катодный узел состоит из непроводящей электрический ток обоймы (затемненные области на рис. 1) длиной $l_k = 3$ мм, радиусом $R_k = 10$ мм, толщиной торца $h_2 = 0,5$ мм, заточенным под конус 45° . Обойма заключает в себе вольфрамовый катод “–” размерами $r_1 = 1$ мм и $h_1 = 0,5$ мм. Привязка дуги полагается осесимметричной, равномерно рассредоточенной по внешней боковой поверхности катода. Отметим, что при значениях $R_k = 10$ мм и $h_1 = 0,5$ мм площадь катодной привязки дуги ≈ 30 мм² является достаточно реальной. Действительно, оценка плотности электрического тока \mathbf{j} на активной поверхности катода в диапазоне $I = 1 - 3$ кА дает приближенное значение $\mathbf{j} \sim 10^7$ А/м², что вполне отвечает параметрам дугового разряда [3]. Однако предположение об осесимметричной привязке дуги, равномерно рассредоточенной по внешней боковой поверхности катода, не является очевидным. Не исключено, что в реальных

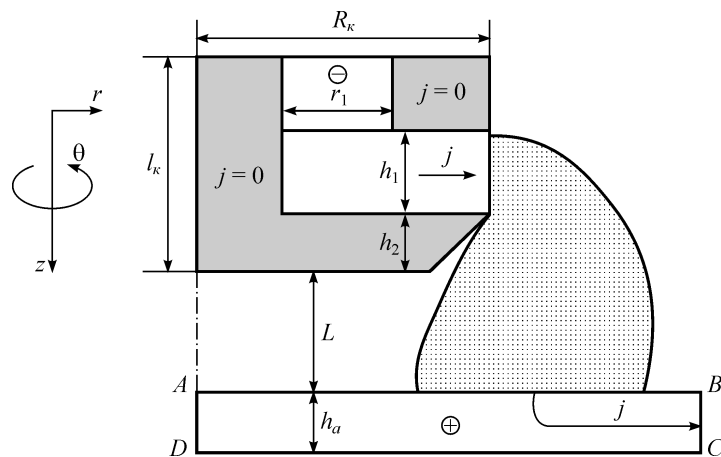


Рис. 1. Схема дугового разряда с кольцевой привязкой на внешней боковой поверхности катода. Масштаб не выдержан.

условиях привязка дуги будет осуществляться на локальных участках боковой поверхности катода и по этой причине результаты расчетов нуждаются в экспериментальной проверке.

Анодом “+” является горизонтальная неохлаждаемая алюминиевая пластина толщиной h_a и боковой токосъемной поверхностью BC . Расположение и площадь привязки дуги на поверхности анода AB определялись в процессе расчета.

Сначала проводился предварительный расчет характеристик дуги и теплового состояния электродов. Он полагался оконченным, если температура анода T_a не превышала температуру плавления $T_{пл}$ материала. В противоположном случае — для области анода с температурой $T_a > T_{пл}$ — результаты интерпретировались как формирование сварочной ванны с расплавом и далее проводилось совместное решение гидродинамической и тепловой задачи — заключительный расчет. Полагалось, что граница “столб дуги — расплав” является плоской, т. е. деформацией поверхности расплава в результате динамического воздействия потока плазмы пренебрегалось. Также пренебрегалось конвекцией Марангони и учитывались только два фактора, формирующие гидродинамику расплава: воздействие электромагнитных сил и вязкое взаимодействие с потоком плазмы. Свободная граница “расплав — твердая фаза” определялась в процессе расчета по изотерме $T = T_{пл}$.

При некоторых значениях внешних параметров разряда в аноде наблюдалась сквозная (в аксиальном направлении) область с температурой, превышающей температуру плавления материала. Подобные результаты интерпретировались как сквозное плавление анода. Поскольку используемая математическая модель не учитывает этого эффекта должным образом, то такие режимы, за исключением иллюстративного варианта, не рассматриваются.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Расчет проводится в рамках модели частичного локального термодинамического равновесия плазмы [4]. Двумерная система уравнений включает в себя уравнения:

– неразрывности газа

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

– неразрывности электронного газа

$$\operatorname{div} [N_e(\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_i + \mathbf{U}_a)] = R_e, \quad (2)$$

– движения по координатам z и r :

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a)\mathbf{U}u] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \partial P/\partial z + \mu_0 j_r H_\theta + s_z + (\rho - \rho_\infty)g, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a)\mathbf{U}v] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \partial P/\partial r + \mu_0 j_z H_\theta + s_r, \quad (4)$$

– баланса энергии электронного газа

$$\operatorname{div}[N_e(\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_i + \mathbf{U}_a)(5/2 \cdot kT_e + U_i)] = \operatorname{div}(\lambda_e \operatorname{grad} T_e) + \mathbf{j}^2/\sigma - \psi - B(T_e - T), \quad (5)$$

– баланса энергии тяжелых частиц

$$\operatorname{div}[5/2 \cdot kT(N_i + N_a)\mathbf{U}] = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + B(T_e - T), \quad (6)$$

– Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (7)$$

– закон Ома

$$\mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma, \quad (8)$$

– закон Дальтона

$$P/kT = N_i + N_a + N_e T_e/T. \quad (9)$$

Электромагнитная часть задачи решается с использованием функции электрического тока $\chi(r, z)$, определяемой соотношениями $\partial\chi/\partial z = -j_r r$, $\partial\chi/\partial r = j_z r$ [4] и автоматически удовлетворяющей уравнению сохранения электрического тока $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$. При записи уравнений полагалось, что процессы являются стационарными, течение — ламинарным, излучение — объемным; однократно ионизованная плазма атмосферного давления представляет собой сплошную квазинейтральную среду. Приэлектродные процессы не рассматриваются. В системе уравнений (1) – (9) использованы следующие обозначения: ρ — плотность плазмы, ρ_∞ — плотность окружающего холодного газа, λ_e — теплопроводность электронного газа, λ — теплопроводность газа тяжелых частиц или материала электродов, μ — вязкость, σ — электропроводность плазмы или материала электродов, ψ — интенсивность излучения, m — масса атома, N_e , N_i , N_a — концентрации электронов, ионов и атомов соответственно; U_i — энергия ионизации газа, k — постоянная Больцмана, $R_e = (K_i N_e N_a - K_r N_e^2 N_i)$ — скорость генерации электронов, где K_i , K_r — константы ударной ионизации и трехчастичной рекомбинации соответственно, B — коэффициент энергообмена между электронами и тяжелыми частицами, g — ускорение свободного падения, q_e — заряд электрона, μ_0 — магнитная постоянная. Векторы \mathbf{U} , \mathbf{E} , \mathbf{j} , \mathbf{H} обозначают соответственно скорость газа, напряженность электрического поля, плотность электрического тока и напряженность магнитного поля, T — температура тяжелых частиц или электродов, T_e — температура электронного газа, P — давление; s_z , s_r — дополнительные к $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u)$, $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v)$ вязкие слагаемые, \mathbf{U}_d , \mathbf{U}_i , \mathbf{U}_a — векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии соответственно, определяемые по формулам:

$$\mathbf{U}_d = \mathbf{j}/(q_e N_e), \quad \mathbf{U}_i = -(0,5/T_e)D_e \operatorname{grad} T_e, \quad \mathbf{U}_a = -(D_e/N_e) \operatorname{grad} N_e,$$

где D_e — коэффициент амбиполярной диффузии электронов.

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются по известным формулам и уравнениям [4]. Теплофизические свойства и коэффициенты переноса материала электродов определялись

по данным [5, 6] и для каждой из фаз они приняты не зависящими от температуры. Для алюминия использованы следующие значения констант (твердая фаза/расплав): плотность $\rho = (2,5/2,3) \cdot 10^3$ кг/м³, теплопроводность $\lambda = (220/90)$ Вт/м·К, теплоемкость $c_p = (890/1095)$ Дж/кг·К, электропроводность $\sigma = 10^7$ (Ом·м)⁻¹, вязкость $\mu = 3 \cdot 10^{-3}$ кг/м·с, температура плавления $T_{пл} = 930$ К.

Исходные уравнения (1) – (9) после несложных преобразований записываются в виде обобщенного дифференциального уравнения

$$\operatorname{div}(a\rho U \Phi) = \operatorname{div}(b \operatorname{grad} \Phi) + c, \quad (10)$$

где Φ — одна из неизвестных функций: χ, T_e, N_e, T, u, v . Конкретный вид коэффициентов a, b, c зависит от смысла переменной Φ . Дискретизация обобщенного дифференциального уравнения (10) и итерационное решение разностного аналога проводятся по методике [7]. Динамические характеристики (скорость, давление) рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [7].

Наличие электродов и расплава в расчетной схеме учитывается методом фиктивных областей (МФО). Методика постановки граничных условий в рамках МФО детально изложена в [8].

На представленных далее рисунках в ряде случаев приведена не вся расчетная область, а только центральные фрагменты. Отсчет в направлении оси z для характеристик дуги ведется от торца катодной обоймы; для характеристик анода — от поверхности AB (см. рис. 1).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА. ВЛИЯНИЕ СИЛЫ ТОКА

Влияние силы тока на характеристики разряда рассмотрено на примере дуги с межэлектродным расстоянием $L = 1$ мм при значениях тока $I = 1, 1,5, 2, 2,5$ и 3 кА. Толщина анода принята равной $h_a = 10$ мм, т. к. при меньшем значении $h_a = 8$ мм и $I = 3$ кА наблюдалось сквозное плавление анода. Из распределений течения электрического тока I (рис. 2, *a*) и поля температуры T (рис. 2, *b*) видно, что внутренняя область $r < 8$ мм практически бестоковая и холодная ($T < 5$ К). В токопроводящей высокотемпературной области дуги наблюдается повышенное давление (пинч-эффект), а на периферии разряда (рис. 2, *c*) — давление пониженное (эффект Бернулли). Поле скорости $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ (u, v — аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости) и изолинии расхода газа G представлены на рис. 2, *d, e* соответственно. В результате воздействия электромагнитных сил окружающий газ вовлекается в столб дуги вблизи катода, движется в аксиальном направлении и далее растекается по поверхности анода. Обтекание уступа катодной обоймы сопровождается формированием тороидального вихря, препятствующего проникновению окружающего газа в межэлектродный зазор.

При токах в диапазоне $I = 1 - 2$ кА предварительные расчетные значения температуры алюминиевого анода не превышают 930 К и плавления последнего не происходит. Напротив, при увеличении силы тока до 3 кА температура анода в зоне привязки дуги становится выше температуры плавления (рис. 3, *a*) и наблюдается образование сварочной ванны в виде кольцевой канавки глубиной $\approx 1,6$ мм, шириной ≈ 5 мм и внешним радиусом $\approx 12,5$ мм. Формирование системы тороидальных вихрей в расплаве (рис. 3, *b*) обусловлено совместным воздействием вязких F_{wis} (передача расплаву импульса радиальным потоком газа) и электромагнитных F_{mag} сил. Каждая из сил F_{wis} и F_{mag} в отдельности оказывает противоположное воздействие на направление течения расплава (рис. 3, *c, d*). При этом вязкие силы обуславливают более интенсивную циркуляцию расплава и несколько бóльшие размеры сварочной ванны в радиальном направлении.

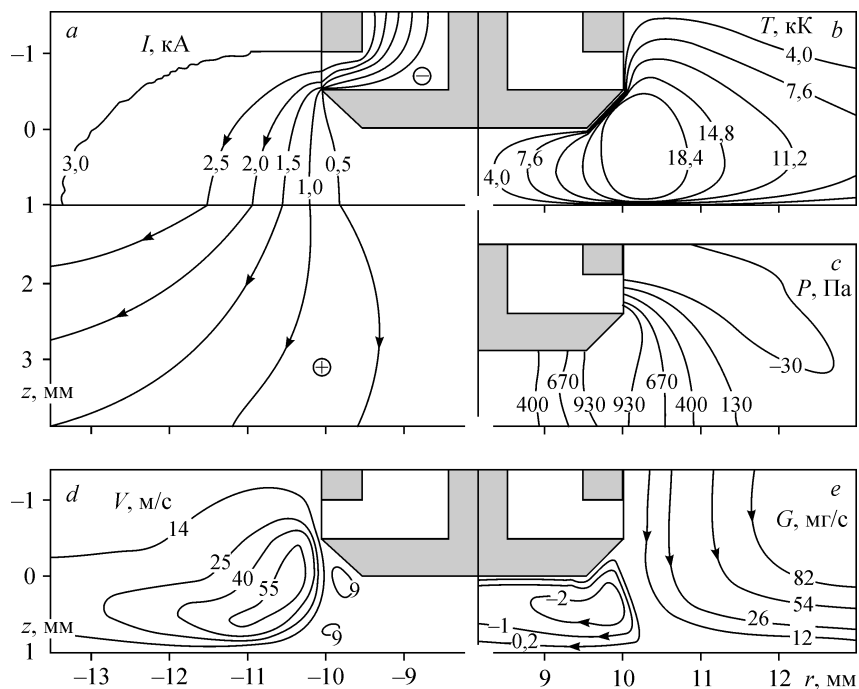


Рис. 2. Распределения характеристик разряда: изолинии электрического тока I (а), температура газа T (b), давление P (c), скорость V (d), изолинии расхода газа G (e).

$I = 3 \text{ кА}$, $L = 1 \text{ мм}$, $h_a = 10 \text{ мм}$.

Радиальные распределения удельного теплового потока q и интегральное значение последнего $Q = 2\pi \int_0^R q r dr$ на поверхность анода для различных токов I показаны на рис. 4. В численных расчетах величина удельного теплового потока определяется тремя компонентами. Во-первых, тепловой энергией электронов, составляющих ток дуги $(5k/2q_e) j_z T_e$, во-вторых, потоком тепла, связанным с работой выхода ϕ электронов $j_z \phi$, и, в-третьих, кондуктивной теплопередачей газа — $\lambda \text{ grad}T$. Излучение столба дуги на анод и излучение с поверхности анода в расчетах не учитывались ввиду их сравнительно малой роли в тепловом балансе [9]. Также не учитывался вклад энергии электронов, приобретенной в области анодного падения потенциала U_a , из-за отсутствия данных о величине U_a .

Тепловой поток на поверхность анода распределяется по сравнительно узкому кольцу шириной $dR \approx 4 \text{ мм}$ и внешним радиусом $\approx 13 \text{ мм}$ (рис. 4, а). С ростом I возрастают значения q^{\max} и Q , зависимости которых от тока в первом приближении можно полагать линейными (рис. 4, б). Расчетная линейная зависимость $Q(I)$ качественно согласуется с данными экспериментов [10] для дуговых разрядов со стержневыми катодами в диапазоне токов 50 – 500 А.

Анализ результатов показал, что изменение силы тока в диапазоне 1 – 3 кА не приводит к качественной перестройке характеристик разряда, а обуславливает, главным образом, их количественные изменения. Так, с увеличением тока возрастают температура T и скорость V потока плазмы, температура T_a анода и давление P_a на его поверхность, глубина l и площадь S поверхности сварочной ванны (табл. 1). Качественные различия наблюдаются лишь для теплового состояния анода, а именно: возможно плавление последнего.

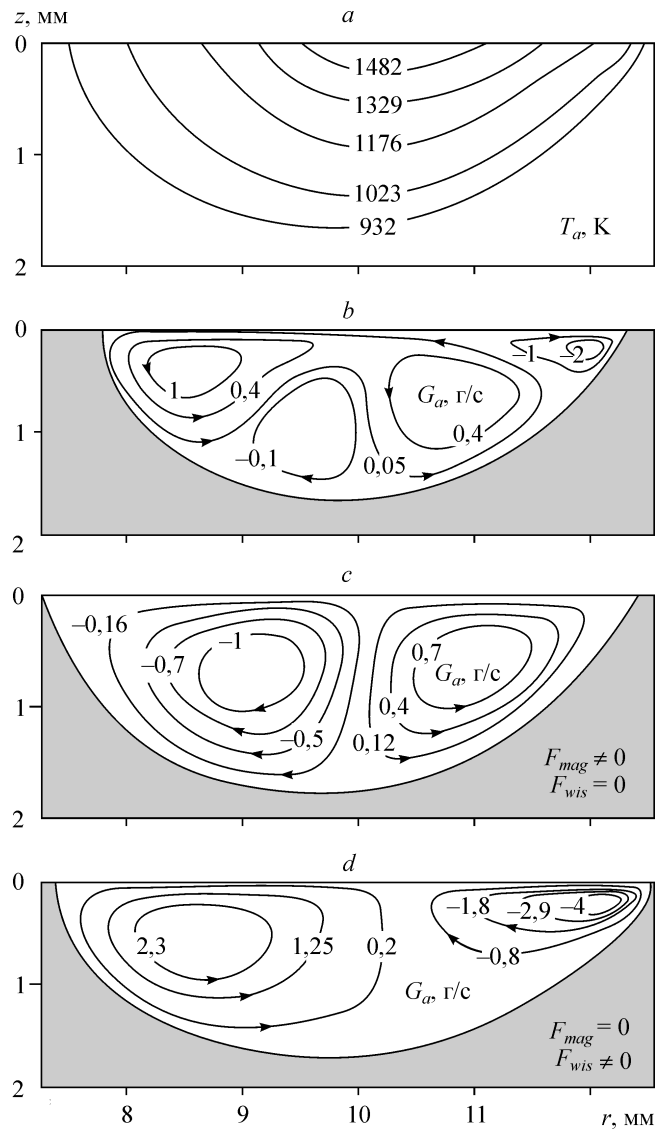


Рис. 3. Распределения характеристик в аноде: температура анода T_a (a), изолинии расхода расплава G_a (b-d).

$I = 3 \text{ кА}$, $L = 1 \text{ мм}$, $h_a = 10 \text{ мм}$.

Таблица 1

Максимальные значения характеристик кольцевой дуги для различных токов I , $L = 1 \text{ мм}$

I , кА	T , кК	V , м/с	T_a , К	P_a , Па	q , МВт/м ²	Q , кВт	l , мм	S , мм ²
1	12,5	6	507	67	60	8	—	—
1,5	14,1	13	629	162	92	12,3	—	—
2	15,8	26	774	320	127	17,2	—	—
2,5	18,4	45	1007	592	173	22,9	0,2	72
3	22	66	1635	970	244	29,8	1,6	314

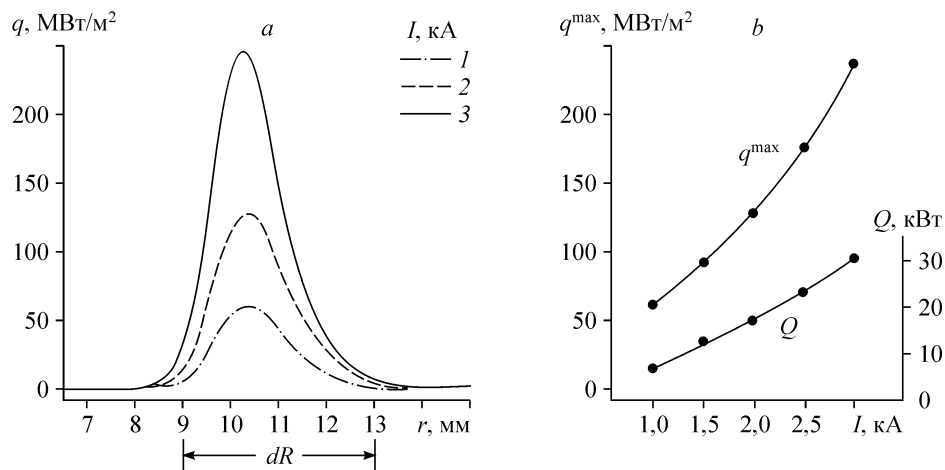


Рис. 4. Распределения: удельного теплового потока q на поверхность анода для различных значений I (а), зависимостей q^{\max} и Q от I (б).

$L = 1$ мм.

Несмотря на достаточно большую силу тока, численные значения характеристик кольцевой дуги сравнительно невысокие, что обусловлено, по-видимому, пространственным осесимметричным рассредоточением разряда.

ВЛИЯНИЕ МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО РАССТОЯНИЯ

Влияние межэлектродного расстояния L рассмотрено на примере дуги силой тока $I = 3$ кА при значениях $L = 1; 2; 3; 5$ и 7 мм. Увеличение межэлектродного расстояния от 1 до 7 мм обуславливает, главным образом, количественные изменения и не приводит к существенной перестройке параметров разряда. Исключение составляет температурное облако, все глубже проникающее в межэлектродный зазор и полностью заполняющее его при $L = 7$ мм (рис. 5, а). Это обусловлено особенностями гидродинамики, при которых тороидальный газовый вихрь (рис. 5, б) обеспечивает конвективный теплоперенос из высокотемпературной области дуги вглубь зазора. В то же время наблюдается незначительное проникновение в межэлектродный зазор токопроводящего канала (штриховые линии на рис. 5, а).

Для всех значений L температура анода в области привязки дуги выше температуры плавления алюминия и в аноде формируется сварочная ванна. Наблюдается немонотонная зависимость глубины l ванны от межэлектродного расстояния L (табл. 2). Глубина ванны сначала возрастает с увеличением L , а затем уменьшается. Напротив, площадь поверхности S ванны монотонно возрастает с ростом L .

Расчетная немонотонная зависимость глубины плавления l от величины межэлектродного расстояния L качественно согласуется с опытными данными [11] для дуги со стержневым катодом. Установлено, что с удлинением дуги глубина плавления незначительно увеличивается лишь до некоторого значения L , после чего она начинает уменьшаться вследствие рассредоточения теплового потока.

Для варианта с межэлектродным расстоянием $L = 7$ мм не удалось рассчитать гидродинамику расплава. Вероятно, это обусловлено чрезмерно большой радиальной скоростью газа (см. рис. 5, с) вблизи поверхности расплава и, следовательно, увеличением передачи импульса в результате вязкого взаимодействия. Анализ показал, что в итерационном процессе решения задачи скорость поверхностного слоя расплава достигает значений $V \approx 5$ м/с, а число Рейнольдса соответственно

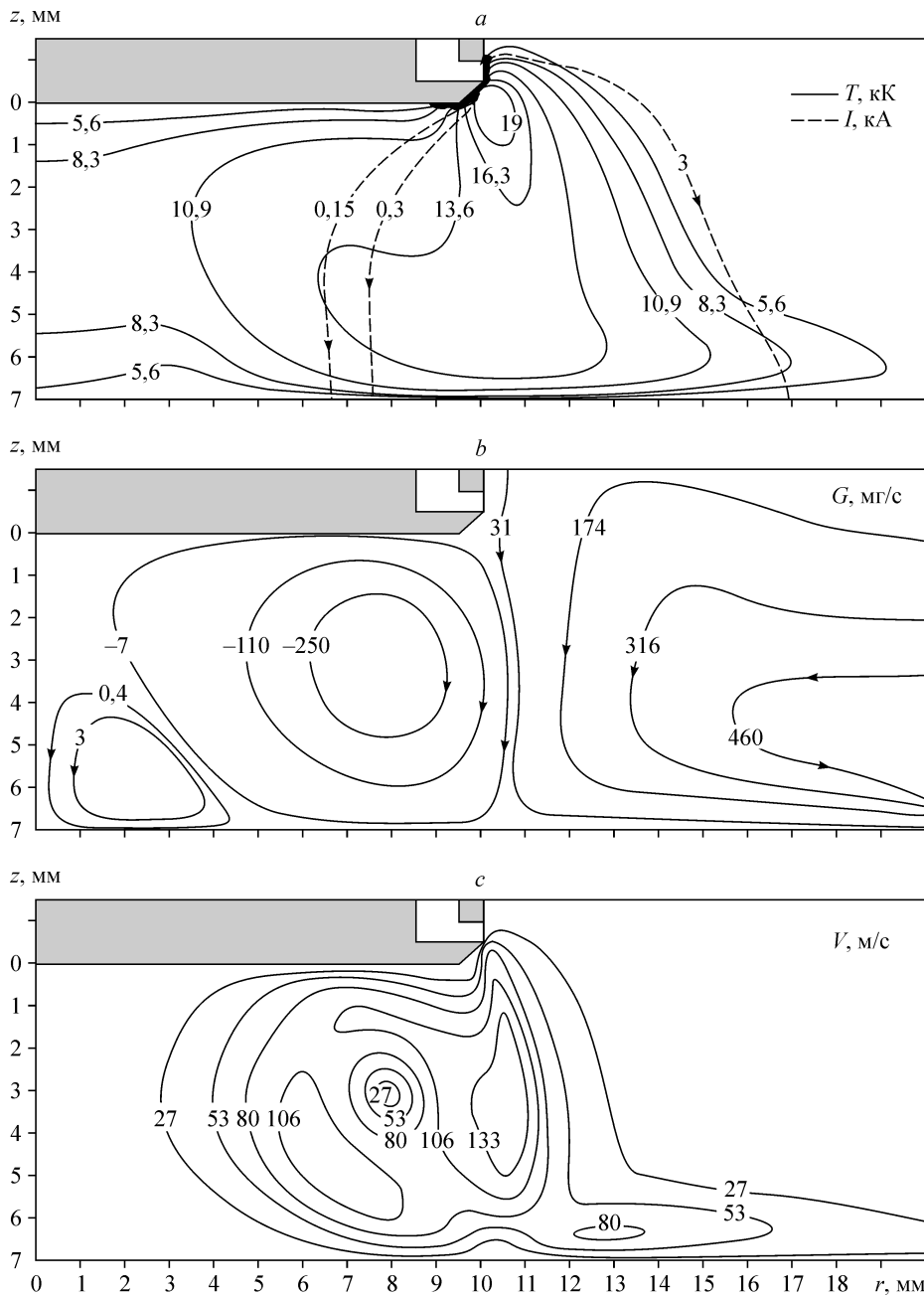


Рис. 5. Распределения характеристик разряда: температура газа T и изолинии электрического тока I (штриховые) (а), изолинии расхода газа G (b), скорость V (с).

$$I = 3 \text{ кА}, L = 7 \text{ мм}, h_a = 10 \text{ мм}.$$

$Re = \rho V L^* / \mu \approx 5 \cdot 10^3$ ($L^* \approx 10^{-3}$ м — характерный линейный размер сварочной ванны в сечении $z - r$). Поскольку ламинарный режим течения расплава наблюдается при условии $Re < 10^3$ [12], то в данном случае, по-видимому, реализуется турбулентный режим, что выходит за границы применения данной математической модели.

С увеличением L максимальные значения удельного теплового потока q^{max} в анод уменьшаются, но при этом возрастает ширина dR кольца, воспринимающего тепловой поток. Интегральное значение Q из-за этого уменьшается весьма

Таблица 2

Максимальные значения характеристик кольцевой дуги для различных значений L , $I = 3$ кА.

L , мм	T , кК	V , м/с	T_a , К	q , МВт/м ²	Q , кВт	l , мм	S , мм ²
1	22	66	1635	244	29,8	1,6	314
2	22,2	94	1600	155	28,7	1,9	398
3	22,4	110	1497	126	28,6	2,1	430
5	22,4	127	1385	89	28,3	1,5	454
7	21,9	158	1046	66	28,2	0,7*	346*

* — предварительный расчет.

незначительно (см. табл. 2). Наблюдается обратная зависимость величины q^{max} от межэлектродного расстояния L , наиболее существенная в диапазоне $L = 1 - 3$ мм.

В [13] на основе теоретического анализа рассмотрена нестационарная тепловая задача сквозного плавления алюминиевой пластины заданной толщины. Установлено, в частности, что существует оптимальное соотношение между энергозатратами на проплавление отверстия и радиусом R подвода энергии к пластине. Это объясняется тем, что для малых значений R часть подводимой энергии расходуется на перегрев центральной области пластины, однако для больших значений R существенные энергозатраты необходимы для нагрева периферийных областей пластины.

Расчетные данные по глубине плавления анода качественно вполне согласуются с результатами и их интерпретацией в [13]. В самом деле, для дуги с межэлектродным расстоянием $L = 1$ мм тепловой поток распределяется по сравнительно узкому кольцу ($dR \approx 5$ мм) и часть энергии расходуется на бесполезный перегрев центральной области кольца. При $L = 7$ мм тепловой поток распределяется по сравнительно широкому кольцу ($dR \approx 12$ мм) и часть энергии расходуется на бесполезный нагрев периферийных областей кольца. Наибольшая глубина плавления анода наблюдается при $L = 3$ мм ($dR \approx 7$ мм), она и является, по-видимому, близкой к оптимальной величине.

В [14] представлены результаты измерений тепловых потоков в аноды сильноточных импульсных квазистационарных дуг атмосферного давления. Аноды изготавливались из различных металлов в виде фольги толщиной 0,025–0,05 мм. Катод изготовлен в виде вольфрамового стержня радиусом 2,5 мм с заточкой острия под конус. Межэлектродное расстояние L равно 10 мм. Установлено, в частности, что для дуги в аргоне при токе $I = 5$ кА величина удельного теплового потока составляет $q \approx 200-250$ МВт/м².

Принимая во внимание определенное различие условий «математической» дуги данной работы от условий эксперимента [14], можно заключить, что расчетное значение $q^{max} \approx 66$ МВт/м² ($L = 7$ мм, $I = 3$ кА) разумно согласуется с опытными данными.

Обращает на себя внимание следующее. Результаты предварительного расчета температуры в аноде без учета плавления (решение тепловой задачи) и заключительного расчета с учетом плавления (совместное решение тепловой и гидродинамической задачи) оказались достаточно близкими между собой. Отличие расчетных значений температуры не превышает 30 %. То есть в рассмотренном диапазоне внешних параметров разряда и принятых допущениях конвективный теплоперенос в расплаве не оказал значительного влияния на тепловое состояние анода. Таким образом, в ряде случаев возможно получение достаточно реальной оценки размеров области плавления по результатам решения только лишь тепловой задачи.

Вместе с тем, как отмечается многими авторами (см., например, обзор [11]), основным механизмом переноса тепла в сварочной ванне является не теплопроводность, а конвекция, зависящая от гидродинамических условий в ванне. Действительно, результаты расчета показали, например, следующее. При значениях $I = 3$ кА, $L = 3$ мм и толщине алюминиевого анода $h_a = 8$ мм предварительное решение тепловой задачи дает величину для глубины сварочной ванны $l \approx 3,8$ мм, однако заключительный расчет с включением гидродинамической задачи привел к сквозному плавлению анода. Качественный анализ результатов показал, что именно конвективные потоки расплава способствуют теплопереносу из зоны анодной привязки дуги с максимальной температурой вглубь сварочной ванны, что и обуславливает сквозное плавление анода.

По-видимому, оценка размеров области плавления по результатам решения тепловой задачи является сравнительно надежной в двух противоположных случаях: для достаточно малой толщины анода, при которой наблюдается сквозное плавление последнего, и для достаточно большой толщины, при которой сквозного плавления заведомо не будет (при заданном распределении q). В первом случае ситуация вполне определенная. Однако во втором случае, как показывает предыдущий пример, результатов решения тепловой задачи, вообще говоря, недостаточно. Для утверждения, что сквозного плавления заведомо не будет, необходимо привлечение некоторой дополнительной информации.

Алюминий (твердая фаза) обладает сравнительно высоким коэффициентом теплопроводности $\lambda \approx 200$ Вт/м·К. Это способствует интенсивному рассеиванию тепла в аноде и, следовательно, относительно невысоким температурам последнего. Иначе обстоит дело с материалами с низкой теплопроводностью, например, сталями, для которых в зависимости от марки λ приблизительно равно 20 – 50 Вт/м·К.

В этой связи выполнен предварительный расчет температурного поля в условно стальном аноде ($\lambda = 35$ Вт/м·К, $T_{пл} = 1600$ К) при параметрах дугового разряда $I = 3$ кА, $L = 3$ мм. Толщина анода принята равной 30 мм, поскольку при меньшем значении $h_a = 20$ мм наблюдалось сквозное плавление. Результаты расчета показали, что в приосевой области анода будет образована сварочная ванна глубиной на оси $l \approx 5$ мм и радиусом $r \approx 14$ мм. Причем оценка l и r занижена из-за неучета конвективного теплопереноса.

Для данного варианта не удалось получить сходящегося решения гидродинамической задачи в расплаве ($\rho = 7.5 \cdot 10^3$ кг/м³, $\mu = 3 \cdot 10^{-3}$ кг/м·с). В итерационном процессе численного решения задачи скорость расплава в сварочной ванне ($L^* \approx 10^{-2}$ м) достигала значений $V \approx 0.5$ м/с, и соответственно число Рейнольдса равнялось $\rho V L^* / \mu \approx 10^4$. Как отмечалось выше, это, по-видимому, свидетельствует о турбулентном режиме течения, что выходит за границы применения рассматриваемой математической модели.

Возвращаясь к вопросу о дополнительной информации для утверждения, что сквозного плавления заведомо не будет, отметим следующее. По результатам решения тепловой задачи в стальном аноде толщиной 20 мм глубина плавления составила 9,6 мм, а в алюминиевом аноде толщиной 8 мм соответственно 3,8 мм (заключительный расчет, напомним, показал для данных вариантов сквозное плавление). Одинаковая в обоих случаях зависимость $l \approx h_a/2$ позволяет высказать предположение, что сквозного плавления анода толщиной h_a заведомо не будет, если по результатам решения тепловой задачи выполняется условие $l < h_a/2$. Возможно,

данное условие и является упомянутой выше дополнительной информацией. Необходимо подчеркнуть, однако, что, во-первых, совпадение этого условия для стального и алюминиевого анода могло оказаться случайным. Во-вторых, результатов расчета двух вариантов еще недостаточно для подобного обобщения, и выказанное предположение нуждается в дальнейшем уточнении.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменение тока I в диапазоне 1–3 кА не вызывает качественной перестройки характеристик кольцевой дуги, а обуславливает, главным образом, их количественные изменения. Качественные различия наблюдаются для теплового состояния анода — с ростом тока возможно плавление материала анода. Зависимость удельного q^{max} и интегрального Q тепловых потоков в анод от тока дуги I близка к линейной.

Наблюдается обратная зависимость максимального значения удельного теплового потока q^{max} в аноде от межэлектродного расстояния, наиболее существенная в диапазоне значений $L = 1 - 3$ мм. Интегральное значение теплового потока Q меняется незначительно.

В рассмотренном диапазоне внешних параметров разряда кольцевая дуга, вероятно, обеспечит сквозное плавление металла толщиной до 20 мм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леваков В.С., Любавский К.В. Сварка трубок с трубными решетками конусной дугой // Сварочное производство. — 1965. — № 11. — С. 34–35.
2. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э., Нам И.Э. К исследованию влияния формы катода на характеристики электрической дуги // Проблемы автоматизации и управления. — Бишкек: Илим, 2004. — С. 107–116.
3. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. — Новосибирск: Наука, 1975. — 298 с.
4. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги. / Под ред. В.С. Энгельшта, Б.А. Урюкова. — Новосибирск: Наука, 1990. — 374 с.
5. Lancaster J. F. // The Physics of Welding. — 1984. — № 4. — Р. 297.
6. Solonenko O.P., Sorokin A.L. Dynamics of crystallization processes of molten particles at their interaction with surface // Proc. of the Int. Workshop Plasma jets in the development of new materials technology. — Utrecht. — 1990. — Р. 283–297.
7. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 146 с.
8. Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Применение метода фиктивных областей для расчета характеристик электрической дуги // ТВТ. — 2004. — Т. 42, № 3. — С. 374–382.
9. Шоек П. Исследование баланса энергии на аноде сильноточных дуг, горящих в атмосфере аргона // Современные проблемы теплообмена. — М.: Энергия, 1966. — С. 110–139.
10. Жуков М.Ф., Аньшаков А.С., Дандарон Г.-Н.Б. Эрозия электродов // Приэлектродные процессы и эрозия электродов плазмотронов. — Новосибирск: Ин-т теплофизики СО АН СССР, 1977. — С. 123–148.
11. Ерохин А.А. Основы сварки плавлением. — М.: Машиностроение, 1973. — 448 с.
12. Пименов В.Н., Шулым В.Ф., Масляев С.А. и др. Эксперименты по кристаллизации алюминиевых расплавов на установке Испаритель-М // Физика и химия обработки материалов. — 1986. — № 6. — С. 41–46.
13. Анисимов Н.Р. Оптимизация проплавления отверстия в металлической пластине потоком энергии // Физика и химия обработки материалов. — 1989. — № 5. — С. 16–21.
14. Пфендер Е., Смит Дж. Новый метод измерения локальных тепловых потоков в электроды высокоинтенсивных дуг. Экспериментальные исследования плазмотронов. — Новосибирск: Наука, 1977. — С. 357–370.

Статья поступила в редакцию 20 апреля 2005 г.