

## ВЛИЯНИЕ МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО РАССТОЯНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ КОАКСИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДУГ

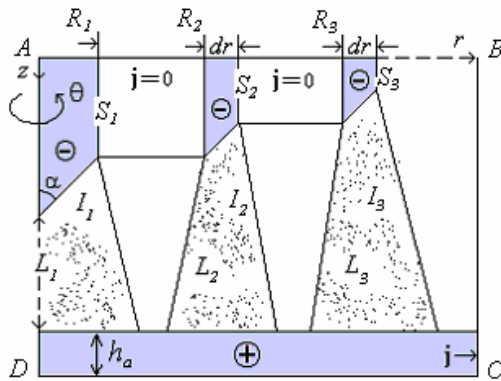
Институт физики Национальной Академии наук Кыргызской Республики, Бишкек

**Введение.** В работах [1, 2] по результатам численного моделирования сделан прогноз о возможности реализации системы коаксиальных электрических дуг. Показано, что система коаксиальных дуг обеспечивает более глубокое, в 2 – 4 раза, плавление обрабатываемого изделия по сравнению с одиночной дугой. В [3] выполнен сравнительный анализ теплового воздействия на анод одиночной дуги с кольцевой катодной привязкой и системы двух коаксиальных электрических дуг. Показано, что коаксиальные дуги по сравнению с одиночной кольцевой дугой обеспечивают большую, примерно в два раза, глубину плавления анода.

Представляет интерес дальнейшее изучение, в частности, исследование влияния внешних регулируемых параметров на характеристики коаксиальных электрических дуг.

В данной работе представлены результаты численного исследования влияния межэлектродного расстояния в диапазоне  $L = 3 - 20$  мм на параметры дуговой плазмы и тепловое воздействие на анод системы трех коаксиальных электрических дуг.

**Постановка задачи.** Катодный узел (рис. 1) состоит из неплавящихся конусного и двух полых охлаждаемых вольфрамовых катодов «–», разделенных непроводящей электрический ток ( $j = 0$ ) вставкой (индексы 1, 2, 3 соответствуют внутренней, средней и внешней дуге). Угол заточки  $\alpha$  конусных катодов принят равным  $45^\circ$ . Привязка дуги полагается осесимметричной, равномерно рассредоточенной по конусной поверхности катодов. Анодом является неохлаждаемая медная пластина толщиной  $h_a = 6$  мм (отметим, что при  $h_a = 5$  мм наблюдалось сквозное плавление анода) и боковой токосъемной поверхностью. Расположение дуги на поверхности анода определялось в процессе счета.



**Рис. 1. Схема трех коаксиальных электрических дуг.**

Первоначально проводится расчет характеристик дуги и теплового состояния электродов. Для области анода с температурой  $T_a$  выше температуры плавления материала (медь)  $T_{пл} = 1300$  К результаты интерпретировались как формирование сварочной ванны с расплавом, для которого далее проводилось совместное решение гидродинамической и тепловой задачи. Индукционными токами в расплаве, деформацией его поверхности в результате динамического воздействия потока плазмы, а также конвекцией Марангони пренебрегалось, и учитывались только два фактора, формирующие гидродинамику расплава: воздействие электромагнитных сил и вязкое взаимодействие с потоком плазмы. Формирование в аноде сквозной области с температурой  $T_a > T_{пл}$  интерпретировалось как сквозное плавление анода.

Расчеты выполнены в рамках двухмерной математической модели частичного локального термодинамического равновесия плазмы. Наличие электродов и расплава в расчетной схеме учитывается методом фиктивных областей; математическая модель и методические аспекты решения задачи изложены в монографиях [4 – 6].

В цилиндрической системе координат  $z, r, \theta$  при условии  $\partial/\partial\theta = 0$  (задачи обладают осевой симметрией) система уравнений имеет следующий вид: уравнение неразрывности газа

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

уравнение неразрывности электронного газа

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

уравнения движения по координатам  $z$  и  $r$  соответственно

$$\text{div}[m(N_i + N_a)\mathbf{U}u] = \text{div}(\mu \text{grad}u) - \partial P / \partial z + \mu_0 j_r H_0 + s_z, \quad (3)$$

$$\text{div}[m(N_i + N_a)\mathbf{U}v] = \text{div}(\mu \text{grad}v) - \partial P / \partial r + \mu_0 j_z H_0 + s_r, \quad (4)$$

уравнение энергии электронного газа

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

уравнение энергии тяжелых частиц

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

уравнения Максвелла  $\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{j}$ ,  $\text{rot}\mathbf{E} = 0$ ,  $\text{div}\mathbf{H} = 0$ ,

$$\text{закон Ома } \mathbf{E} = \mathbf{j}/\sigma, \quad (7)$$

$$\text{закон Дальтона } P/kT = N_i + N_a + N_e T_e/T. \quad (8)$$

Электромагнитная часть задачи решается по известной методике (см., например, [4 – 6]) с использованием новой переменной – функции электрического тока  $\chi(r, z)$ , которая автоматически удовлетворяет уравнению сохранения электрического тока ( $\text{div}\mathbf{j} = 0$ ) и определяется соотношениями  $\partial\chi/\partial z = -j_r r$ ,  $\partial\chi/\partial r = j_z r$ .

Полагается, что протекающие процессы являются стационарными, течение ламинарным, излучение объемным, однократно ионизованная плазма аргона атмосферного давления представляет собой сплошную квазинейтральную среду; приэлектродные процессы не рассматриваются.

Приняты следующие обозначения:  $\rho$  – плотность,  $\mu$  – вязкость,  $\lambda$  – теплопроводность,  $\sigma$  – электропроводность,  $\psi$  – излучение,  $N_e$ ,  $N_i$ ,  $N_a$  – концентрации электронов, ионов и атомов соответственно,  $R_e = (K_i N_e N_a - K_r N_e^2 N_i)$  – скорость генерации электронов, где  $K_i$ ,  $K_r$  – константы ударной ионизации и трёхчастичной рекомбинации;  $m$  – масса атома,  $P$  – давление,  $T$  – температура,  $B$  – коэффициент энергообмена между электронами и тяжёлыми частицами,  $k$  – постоянная Больцмана,  $U_i$  – энергия ионизации,  $s_z$ ,  $s_r$  – дополнительные к  $\text{div}(\mu \text{grad}u)$ ,  $\text{div}(\mu \text{grad}v)$  вязкие слагаемые,  $u$ ,  $v$  – соответственно аксиальная и радиальная компоненты вектора скорости  $\mu_0$  – магнитная постоянная. Векторы  $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{H}$  обозначают соответственно скорость, напряжённость электрического поля, плотность электрического тока и напряжённость магнитного поля дуги;  $\mathbf{U}_d$ ,  $\mathbf{U}_t$ ,  $\mathbf{U}_a$  – векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии, определяемые по формулам:

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

где  $q_e$  – заряд электрона,  $D_e$  – коэффициент амбиполярной диффузии электронов.

Исходные уравнения для неизвестных переменных после несложных преобразований записываются, следуя [7], в виде обобщённого уравнения:

$$\frac{\partial(\alpha r v \Phi)}{\partial r} + \frac{\partial(\alpha r u \Phi)}{\partial z} = \frac{\Gamma \Xi}{\Gamma \Theta} \left( \beta \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \beta \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + \gamma \quad (10)$$

где  $\Phi$  – одна из неизвестных переменных  $\chi$ ,  $T_e$ ,  $N_e$ ,  $T$ ,  $u$ ,  $v$ . Конкретный вид коэффициентов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  зависит от смысла переменной  $\Phi$ . Расчёт скорости  $u$ ,  $v$  и давления  $P$  проводится в рамках алгоритма SIMPLE'R [7].

Дискретизация исходных дифференциальных уравнений и итерационное решение разностного аналога проводятся в соответствии с методикой [7].

Теплофизические свойства материала электродов определялись по данным [8, 9] и приняты независимыми от температуры.

Граничные условия для переменных приведены в таблице 1. На боковых поверхностях  $S_1$ ,  $S_2$  и  $S_3$  соответственно внутреннего, среднего и внешнего катода (см. рис. 1) задаются условия протекания полного тока  $S_1 = I_1 / 2\pi$ ,  $S_2 = (I_1 + I_2) / 2\pi$ ,  $S_3 = (I_1 + I_2 + I_3) / 2\pi$ .

Таблица 1. Граничные условия для переменных.

|      | $\chi$                    | $T_e$                                | $N_e$        | $T$                               | $P$ | $u, v$                    |
|------|---------------------------|--------------------------------------|--------------|-----------------------------------|-----|---------------------------|
| $AB$ | $\partial/\partial z = 0$ | $T_e^{\min}$                         | $N_e^{\min}$ | $\partial/\partial z = 0$         | 1   | $\partial/\partial z = 0$ |
| $BC$ | $I/2\pi$                  | $T_e^{\min}$                         | $N_e^{\min}$ | $\partial/\partial r = 0$         | 1   | $\partial/\partial r = 0$ |
| $DC$ | $\partial/\partial z = 0$ | $T_e^{\min}$                         | $N_e^{\min}$ | $\partial^2 T / \partial z^2 = 0$ | 1   | 0                         |
| $AD$ | 0                         | $\partial\Phi/\partial r = 0; v = 0$ |              |                                   |     |                           |

**Обсуждение результатов.** Расчеты проведены при следующих параметрах разряда:  $R_1 = 3$  мм,  $R_2 = 5$  мм,  $R_3 = 7,5$  мм,  $dr = 0,5$  мм,  $I_1 = 500$  А,  $I_2 = 1000$  А,  $I_3 = 1500$  А.

На рис. 2 представлены распределения характеристик системы трех коаксиальных дуг при величине  $L = 5$  мм. Течение электрического тока (рис. 2, а) обуславливает джоулево тепловыделение: наиболее сильно плазма прогревается в приосевой области (рис. 2, б).

В результате воздействия электромагнитных сил окружающий газ вовлекается в дуговой разряд, прогревается и движется в аксиальном направлении, растекаясь по поверхности анода (рис. 2, с). Наибольшие значения скорости  $V = \sqrt{u^2 + v^2}$  наблюдаются в приосевой области и вблизи поверхности анода (рис. 2, д). Давление газа (рис. 3, д) в приосевой области повышенное  $P > P_{атм}$  (пинч-эффект), а на периферии разряда – пониженное  $P < P_{атм}$  (эффект Бернулли).

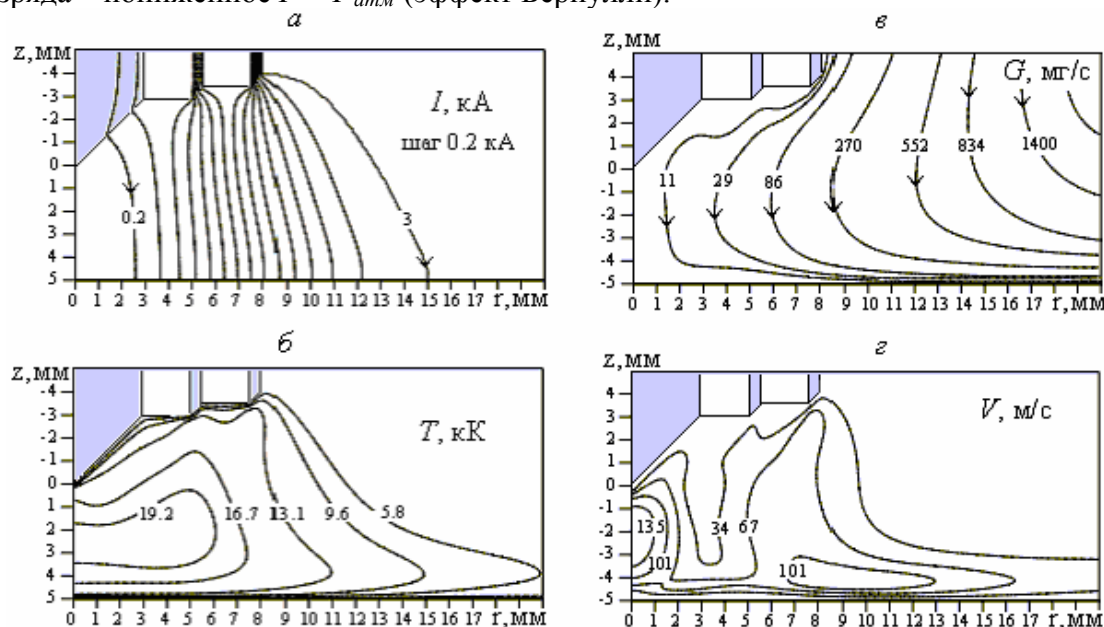


Рис. 2. Расчетные распределения характеристик трех коаксиальных дуг: изолинии электрического тока  $I$  (а) и температуры газа  $T$  (б), расхода газа  $G$  (в), скорости  $V$  (г).

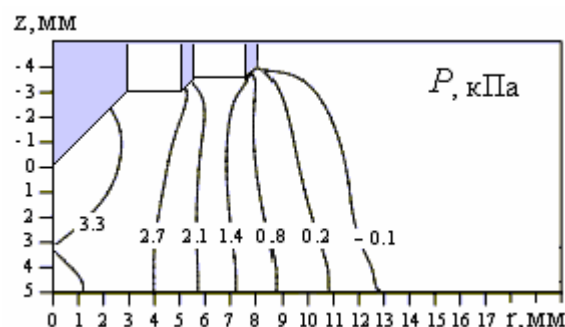


Рис. 3. Распределение давления  $P$ .

Анализ результатов показывает, что изменение межэлектродного расстояния в диапазоне значений  $L = 3 - 20$  мм не приводит к качественной перестройке характеристик дуги и теплового состояния анода, а обуславливает главным образом их количественные изменения. С увеличением длины  $L$  заметно возрастают температура и скорость потока плазмы.

Максимальные значения рассчитанных характеристик для различных межэлектродных расстояний  $L$  приведены в таблице 1.

Таблица 1. Максимальные значения характеристик для различных межэлектродных расстояний  $L$

| $L$ , мм | $T$ , кК | $V$ , м/с | $I_{nl}$ , мм | $T_a$ , кК |
|----------|----------|-----------|---------------|------------|
| 3        | 16,8     | 123       | 0,4           | 1,38       |
| 4        | 18,1     | 149       | 0,8           | 1,44       |
| 5        | 19,8     | 168       | 1,2           | 1,51       |
| 7        | 20,9     | 177       | 1,1           | 1,49       |
| 10       | 21,8     | 184       | 0,9           | 1,47       |
| 15       | 22,2     | 195       | 0,8           | 1,44       |
| 20       | 22,9     | 262       | 0,5           | 1,36       |

Распределения удельного теплового  $q$  потока на поверхность анода представлены на рис. 4. В численных расчетах величина удельного теплового  $q$  потока на поверхность анода определяется тремя компонентами. Во-первых, энергией электронов, составляющих ток дуги; во-вторых, потоком тепла, связанным с работой выхода электронов, и, в-третьих, кондуктивной теплопередачей газа. Излучение столба дуги на анод и излучение с поверхности анода в расчетах не учитывались ввиду их сравнительно малой роли в тепловом балансе [10]. Также не учитывался вклад энергии электронов, приобретенной в области анодного падения потенциала  $U_a$  вследствие отсутствия данных о величине  $U_a$ .

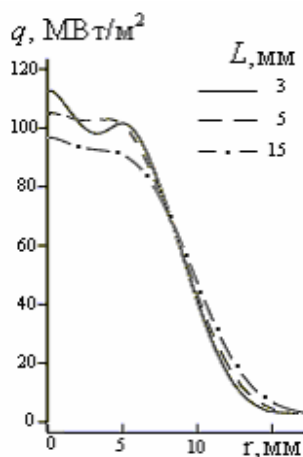


Рис. 4. Распределения удельного теплового потока  $q$  на поверхность анода для различных значений  $L$ .

По результатам решения тепловой задачи в аноде формировалась область с температурой, превышающей температуру плавления материала  $T_a > T_{пл}$  – сварочная ванна, но рассчитать гидродинамику расплава не удалось. В начале итерационного процесса наблюдалось упорядоченное течение расплава, однако затем началось хаотичное формирование и распад вихревых структур в сварочной ванне.

Качественный анализ результатов показал, что неустойчивый в данном случае характер течения расплава обусловлен двумя факторами. Во-первых, чрезмерно большой радиальной скоростью плазмы вблизи поверхности расплава и, следовательно, увеличением передачи импульса в результате вязкого взаимодействия; во-вторых, достаточно сильным воздействием на расплав электромагнитных сил. Это приводит, вероятно, к реализации турбулентного режима течения ( $Re \approx 10^4$ ), что выходит за границы применения математической модели.

Несмотря на это, сравнительную оценку размеров сварочной ванны можно провести по результатам решения тепловой задачи в аноде. Глубина  $l_{пл}$  плавления сначала возрастает с увеличением  $L$ , а затем уменьшается (см. табл. 1).

Расчетная немонотонная зависимость глубины плавления  $l_{пл}$  от величины межэлектродного расстояния  $L$  качественно согласуется с опытными данными [11], полученными для дуги со стержневым катодом и привязкой в виде опорного пятна. Установлено, что с удлинением дуги глубина плавления увеличивается (и незначительно) лишь до некоторого значения  $L$ , после чего начинает уменьшаться вследствие рассредоточения теплового потока.

**Выводы.** В рассмотренном диапазоне внешних параметров системы трех коаксиальных электрических дуг установлено, что с увеличением длины  $L$  глубина плавления анода увеличивается лишь до некоторого значения, после чего она начинает уменьшаться вследствие рассредоточения теплового потока на поверхности анода. Расчетная немонотонная зависимость глубины плавления анода от  $L$  качественно согласуется с опытными наблюдениями, полученными для дуги со стержневым катодом и привязкой в виде опорного пятна.

## Литература

1. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Расчет электрической дуги на коаксиальных катодах // Вестник КНУ, – Бишкек, – 2005. – с. 141 – 143.
2. Урусова Т. Э. Численная реализация дугового разряда на коаксиальных катодах // Изв. НАН КР. – 2006. – № 2. – с. 94 – 100.
3. Жайнаков А., Урусов Р.М., Сапаралиева А.Н. Сравнение теплового воздействия на анод кольцевой дуги и двух коаксиальных дуг // Вестник КНУ, – Бишкек, – 2006. С. 93 – 97.
4. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Низкотемпературная плазма. Т.1. Теория столба электрической дуги. – Новосибирск: Наука, – 1990. – 376 с.
5. Жайнаков А., Лелевкин В.М., Мечев В.С. и др. Электрическая дуга – генератор низкотемпературной плазмы. – Бишкек: Илим. – 1991. – 440 с.
6. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численный анализ электрических дуг в нерегулярных областях. – Бишкек. – 2007. – 196 с.
7. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 146 с.
8. Шпильрайн Э.Э., Фомин В.А., Сковородько С.Н., Сокол Г.Ф. Исследование вязкости жидких металлов. – М: Наука, – 1983. – 243 с.
9. Зиновьев В.Е. Кинетические свойства металлов при высоких температурах. – М.: Металлургия, – 1984. – 200 с.