



МОДЕЛЬ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО-, МАССО- И ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА В АНОДНОЙ ОБЛАСТИ И СТОЛБЕ СВАРОЧНОЙ ДУГИ С ТУГОПЛАВКИМ КАТОДОМ

Чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **В. Ф. ДЕМЧЕНКО**, д-р техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины),
И. В. КРИКЕНТ, канд. техн. наук (Днепродзержин. гос. техн. ун-т)

Основным отличием предложенной математической модели сварочной дуги от известных моделей электрических дуг атмосферного давления является учет многокомпонентности дуговой плазмы, обусловленной испарением металла анода и конвективной диффузией металлического пара в столбе дуги. Модель может быть использована для численного анализа тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик дуговой плазмы при сварке неплавящимся электродом и плазменной сварке в инертных газах, а также для моделирования теплового и динамического воздействия дуги на поверхность сварочной ванны.

Ключевые слова: сварка неплавящимся электродом, плазменная сварка, электрическая дуга, столб дуги, многокомпонентная плазма, анодная область, анодное падение потенциала, математическая модель

Существует множество моделей для численного исследования процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в плазме электрической дуги, а также процессов ее взаимодействия с электродами при различных способах дуговой сварки [1–14]. Однако в большинстве из них дуговая плазма предполагается однокомпонентной, т. е. содержащей атомы и ионы защитного или плазмообразующего газа, чаще всего инертного. Плазма реальных сварочных дуг, как правило, многокомпонентна, поскольку наряду с частицами газа содержит атомы и ионы испаряющегося материала электродов, и в первую очередь анода. Таким образом, при построении адекватной математической модели сварочной дуги необходимо учитывать многокомпонентность дуговой плазмы.

Еще одной важной характеристикой указанной модели должна быть ее самосогласованность, позволяющая учитывать взаимосвязь физических процессов, которые протекают на электродах и в приэлектродных областях плазмы, с процессами в столбе дуги. Следует отметить, что в большинстве работ по комплексному моделированию электрической (в том числе сварочной) дуги используют весьма упрощенные модели приэлектродных областей [4, 6, 9–12], тогда как в работах, посвященных исследованию приэлектродных явлений (например, [15] и цитируемая там литература), недостаточное внимание уделяется процессам, происходящим в столбе дуги.

Поскольку теории катодных явлений, а также процессов в прикатодной плазме электрической

дуги с тугоплавким (неиспаряющимся) катодом разработаны достаточно подробно [16–19], целью настоящей работы является разработка самосогласованной математической модели физических процессов, протекающих в анодной области и столбе сварочной дуги (электрической дуги с испаряющимся анодом) при сварке неплавящимся электродом и плазменной сварке в инертном газе (рис. 1).

Для описания процессов в дуговой плазме, граничащей с поверхностью испаряющегося анода, используем подход, предложенный в работах [20–22], в рамках которого прианодная плазма условно делится на три зоны (рис. 2). Первая зона, непосредственно примыкающая к поверхности анода, — это слой пространственного заряда, где на-

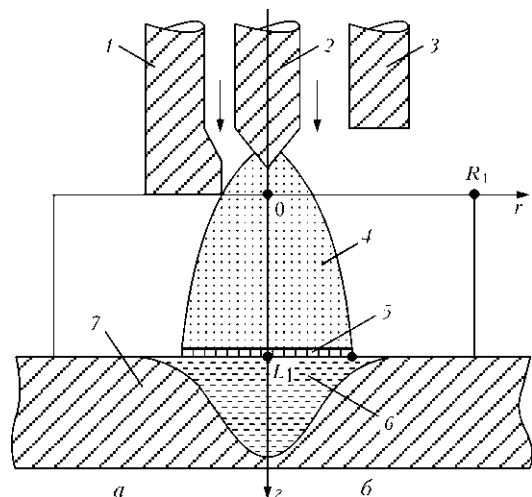


Рис. 1. Схемы процессов плазменной сварки (а) и сварки неплавящимся электродом (б): 1 — плазмформирующее сопло; 2 — тугоплавкий электрод (катод); 3 — сопло для подачи защитного газа; 4 — столб дуги; 5 — анодная область дуги; 6 — сварочная ванна; 7 — свариваемое изделие (анод)

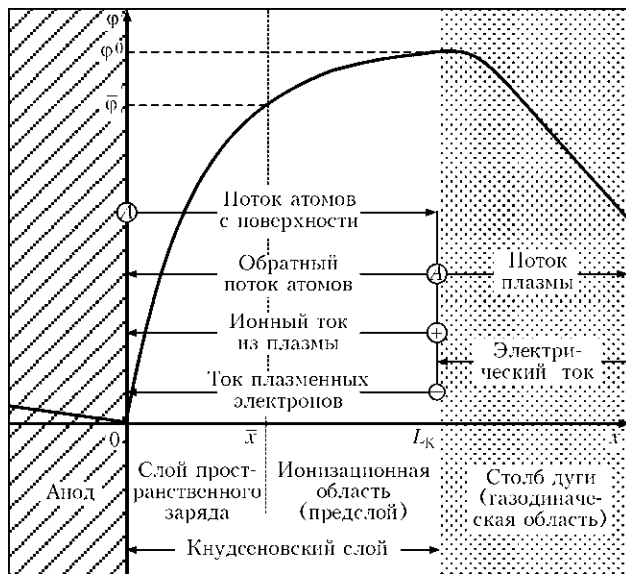


Рис. 2. Структура прианодного слоя плазмы, потоки частиц и распределение потенциала в анодной области сварочной дуги: ϕ — значения потенциала на границе слоя пространственного заряда; A — атомы; $+$ — ионы; $-$ — электроны; остальные обозначения см. в тексте

рушается условие квазинейтральности плазмы и происходит основное падение потенциала между плазмой и анодом. Этот слой можно считать бесстолкновительным, поскольку при давлении, близком к атмосферному, и характерных для рассматриваемых условий значениях температуры электронов $T_e \sim 1$ эВ [23, 24] толщина этого слоя \bar{x} , соизмеримая с радиусом Дебая $r_D \sim 1 \cdot 10^{-8}$ м (здесь и далее черта над буквой означает, что величина относится к внешней границе слоя пространственного заряда), оказывается существенно меньше характерной длины свободного пробега частиц плазмы $l \sim 1 \cdot 10^{-7} \dots 1 \cdot 10^{-5}$ м (в настоящей работе оценки выполнены для Fe-плазмы атмосферного давления).

Вторая зона — это ионизационная область неизоотермической квазинейтральной плазмы (предслой), где происходит генерация заряженных частиц за счет ионизации плазменными электронами атомов газа, десорбирующихся с поверхности металлического анода и испаряющихся атомов металла. Образующиеся здесь ионы ускоряются в сторону поверхности анода электрическим полем, создаваемым более подвижными электронами, и рекомбинируют вблизи этой поверхности. Таким образом, в пределах ионизационной области нарушаются условия локального ионизационного равновесия, а кроме того, происходит заметное изменение потенциала плазмы, которое может быть соизмеримо с его падением в слое пространственного заряда.

На расстоянии от поверхности анода, равном нескольким длинам свободного пробега тяжелых частиц, находится граница кнудсеновского слоя, которую будем сопоставлять с границей анодной

области и за которой начинается третья зона — газодинамическая область плазмы, где устанавливается локальное термодинамическое равновесие. Следует отметить, что эта область также может быть условно разделена на две зоны — тепловой пограничный слой, в пределах которого происходит выравнивание температур электронов T_e^0 и тяжелых частиц T_h^0 с температурой плазмы в столбе дуги T , и собственно столб дуги [23].

В связи с тем, что толщина кнудсеновского слоя существенно меньше $L_K \sim 1 \cdot 10^{-4}$ м радиуса кривизны поверхности анода (сварочной ванны) $R \sim 1 \cdot 10^{-3}$ м, при описании процессов, протекающих в анодной области, последнюю можно считать плоской. Поскольку L_K значительно меньше характерного масштаба изменения параметров плазмы в газодинамической области, при рассмотрении процессов переноса, протекающих в столбе дуги, анодную область можно считать бесконечно тонкой. Таким образом, с точки зрения математического описания процессов в дуговой плазме, ее можно разделить на две области: анодную (или кнудсеновский слой) и столб дуги (или газодинамическую область), для которой первая область является поверхностью разрыва. В соответствии с этим самосогласованная математическая модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в плазме столба и анодной области сварочной дуги с тугоплавким катодом должна включать две взаимосвязанные модели: модель тепловых, электромагнитных, газодинамических и диффузионных процессов, протекающих в многокомпонентной плазме столба дуги и модель анодной области дуги, позволяющую сформулировать граничные условия на поверхности анода, необходимые для решения уравнений модели столба дуги, а также определяющую характеристики теплового и динамического воздействия дуги на поверхность сварочной ванны.

Рассмотрим сначала модель процессов электро-, массо- и энергопереноса в анодной области сварочной дуги.

Модель анодной области. При описании процессов, протекающих в анодной области дуги с испаряющимся анодом, считаем, что плазма на внешней границе этой области характеризуется следующими параметрами: n_e^0 — концентрация электронов; $n_{\alpha Z}^0$ — концентрация атомов (зарядовое число $Z = 0$) и ионов ($Z = 1$) защитного или плазмообразующего газа (сорт частиц $\alpha = g$), атомов ($Z = 0$) и ионов ($Z = 1, 2$) металлического пара ($\alpha = m$); Ze — заряд иона; e — элементарный заряд; T_h^0 — температура тяжелых частиц, предполагаемая одинаковой для всех сортов атомов и ионов, но отличная от T_e^0 (двухтем-



пературная модель плазмы); m_e — масса электрона; M_α — массы тяжелых частиц (атомов и ионов) газа ($\alpha = g$) и металла ($\alpha = m$); j_a — плотность электрического тока на поверхности анода. Как отмечено выше, анодная область может считаться плоской, поэтому значения $n_e^0, n_{\alpha Z}^0, T_e^0, T_h^0$ и j_a можно рассматривать как локальные, соответствующие данной точке поверхности анода, которая характеризуется локальным значением температуры T_s .

Считаем, что перенос тока на анод осуществляется только электронами и ионами, приходящими из плазмы (предполагаем, что ионы, попавшие на поверхность анода, рекомбинируют там и возвращаются назад в виде атомов, а поток электронов, эмитируемых анодом, пренебрежимо мал). Тогда суммарная плотность электрического тока на поверхности анода может быть представлена в виде

$$j_a = j_e - j_i \quad (j_a > 0), \quad (1)$$

где j_e — плотность электронного тока, поступающего на анод; $j_i = \sum_{\alpha = m, g; Z \geq 1} j_{\alpha Z}$ — суммарная

плотность ионного тока (для ионов всех сортов и зарядов).

Электронную компоненту плазмы в пределах анодной области с достаточной точностью можно считать бесстолкновительной, а температуру электронов — практически постоянной по ее толщине. Кроме того, поскольку потенциал плазмы оказывается, как правило, выше потенциала анода [24], электроны тормозятся электрическим полем, а ионы ускоряются по направлению к поверхности анода. В этом случае плотность электронного тока на анод составляет [23]

$$j_e = \frac{1}{4} e n_e^0 v_{T_e} \exp\left(-\frac{e\phi^0}{kT_e^0}\right), \quad (2)$$

где $v_{T_e} = \sqrt{\frac{8kT_e^0}{\pi m_e}}$ — тепловая скорость электронов на внешней границе анодной области; k — постоянная Больцмана; ϕ^0 — потенциал плазмы относительно поверхности анода ($\phi^0 > 0$).

Для нахождения ионных токов необходимо рассмотреть процессы в ионизационной области, где происходит генерация ионов и их ускорение в сторону анода. Для этого используем подход [25], основанный на предположении, что длина свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений между собой значительно меньше длины ионизации и длины их пробега при столкновении с атомами (характерные значения указанных величин соответственно $l_{ii} \sim$

$\sim 1 \cdot 10^{-7}$ м; $l_{ion} \sim 1 \cdot 10^{-6}$ м; $l_{ia} \sim 1 \cdot 10^{-5}$ м). Это позволяет считать, что ионы в предслое интенсивно максвеллизуются и приобретают общую скорость направленного движения, значение которой на границе ионизационной области со слоем пространственного заряда определяется выражением

$$\bar{V}_i \equiv v_i(\bar{x}) = \sqrt{\frac{\sum_{\alpha = m, g; Z \geq 1} k(ZT_e^0 + T_h^0)n_{\alpha Z}^0}{\sum_{\alpha = m, g; Z \geq 1} M_\alpha n_{\alpha Z}^0}}; \quad (3)$$

$$\left[\bar{V}_i = \frac{w^0}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4 \sum_{Z \geq 1} k(ZT_e^0 + T_h^0)n_{\alpha Z}^0}{(w^0)^2 \sum_{Z \geq 1} M_m n_{mZ}^0}} - 1 \right] \right].$$

Первое соотношение в формуле (3) соответствует диффузионному режиму испарения ($w^0 \approx 0$) [22], тогда как выражение в скобках — конвективному режиму испарения металла анода ($w^0 > 0$), где w^0 — нормальная к его поверхности скорость пара на границе анодной области.

Выбирая в качестве границы предслоя со слоем пространственного заряда такое значение \bar{x} , при котором нарушается условие квазинейтральности плазмы [26], находим концентрацию заряженных частиц на этой границе [22]

$$\bar{n}_e \equiv n_e(\bar{x}) = n_e^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right); \quad \bar{n}_{\alpha Z} \equiv n_{\alpha Z}(\bar{x}) = n_{\alpha Z}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right), \quad \alpha = m, g; Z \geq 1. \quad (4)$$

Тогда ионные токи на поверхность анода можно записать следующим образом:

$$j_{\alpha Z} = Z e n_{\alpha Z}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \bar{V}_i, \quad \alpha = m, g; Z \geq 1. \quad (5)$$

При конвективном режиме испарения анода величину $\exp(-1/2)$ в (4), (5) следует заменить на

$$\exp\left[-\frac{(w^0)^2 \sum_{Z \geq 1} M_m n_{mZ}^0}{8 \sum_{Z \geq 1} k(ZT_e^0 + T_h^0)n_{\alpha Z}^0} \times \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{4 \sum_{Z \geq 1} k(ZT_e^0 + T_h^0)n_{\alpha Z}^0}{(w^0)^2 \sum_{Z \geq 1} M_m n_{mZ}^0}} \right\}^2 \right].$$

Зная значение электронного и ионного тока на поверхности анода, из уравнения (1) легко найти потенциал плазмы ϕ^0 относительно этой поверхности или анодное падение потенциала U_a :



$$U_a \equiv -\varphi^0 = -\frac{kT_e^0}{e} \ln \left[\frac{en_e^0 v_{T_e}}{4 \left[j_a + \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 1} j_{\alpha Z} \right]} \right] \quad (6)$$

Расчет значений j_e , $j_{\alpha Z}$ и U_a требует знания температуры T_e^0 , T_h^0 и концентрации n_e^0 , $n_{\alpha Z}^0$ заряженных частиц на внешней границе анодной области. Предполагая, что многокомпонентная плазма в столбе дуги является ионизационно равновесной, состав такой плазмы на границе с анодной областью можно определить, используя следующую систему уравнений:

уравнение Саха с учетом неидеальности плазмы

$$\frac{n_e^0 n_{\alpha Z+1}^0}{n_{\alpha Z}^0} = \left(\frac{2\pi m_e kT_e^0}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2\theta_{\alpha Z+1}}{\theta_{\alpha Z}} \exp \left[-\frac{e(U_{\alpha Z} - \Delta U_Z)}{kT_e^0} \right], \quad \alpha = m, g; Z \geq 0, \quad (7)$$

где h — постоянная Планка; $\theta_{\alpha Z}$ — статистические суммы для тяжелых частиц сорта α , находящихся в зарядовом состоянии Z ; $U_{\alpha Z}$ — потенциалы ионизации (для перехода частиц сорта α из зарядового состояния Z в $Z + 1$); $\Delta U_Z = \frac{e(Z+1)}{r_D}$ —

снижение потенциалов ионизации, обусловленное взаимодействием заряженных частиц плазмы;

$$r_D = \left[kT_e^0 / 4\pi e^2 \left(n_e^0 + \frac{T_e^0}{T_h^0} \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z^2 \right) \right]^{1/2};$$

условие квазинейтральности плазмы

$$n_e^0 = \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z, \quad (8)$$

закон парциальных давлений

$$p = n_e^0 kT_e^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 kT_h^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{gZ}^0 kT_h^0 - \Delta p. \quad (9)$$

Здесь p — давление плазмы вблизи анода; $\Delta p = \frac{1}{6} \frac{e^2}{r_D} \left(n_e^0 + \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 0} n_{\alpha Z}^0 Z^2 \right)$ — снижение давления за счет неидеальности плазмы [27].

Для замыкания системы уравнений (7)–(9) необходимо еще одно условие, определяющее концентрацию частиц металлического пара на внешней границе анодной области. При диффузионном режиме испарения предполагается, что скорость диффузии частиц пара мала, т. е. состояние пара близко к насыщению. В качестве такого условия можно выбрать равенство парциального давления тяжелых частиц испаренного металла на этой гра-

нице давлению насыщенного пара p_s над поверхностью расплавленного металла, имеющего температуру T_s :

$$\sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 kT_h^0 = p_s \equiv p_0 \exp \left[\frac{\lambda_v}{k} \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (10)$$

где p_0 — атмосферное давление; T_B — температура кипения; λ_v — работа выхода атома металла анода, $T_h^0 = T_s$.

Если температура поверхности анода превышает температуру, при которой давление ионизированного пара становится больше внешнего давления ($p_m^0 \equiv n_e^0 kT_e^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 kT_h^0 - \Delta p \geq p$), начи-

нается расширение (разлет) пара, оттесняющего внешний газ. В результате прианодная плазма становится однокомпонентной, т. е. содержит только частицы испаренного металла. Следует отметить, что в качестве граничной температуры поверхности, выше которой начинается разлет пара в среду атмосферного давления, при отсутствии ионизации выступает температура кипения металла T_B (давление насыщенного пара равно атмосферному). Влияние электронного давления на эту граничную температуру исследовано в работе [22]. Из полученных результатов следует, что температура поверхности анода, выше которой давление ионизированного пара начинает превышать атмосферное и диффузионный режим испарения сменяется конвективным, с увеличением T_e^0 становится существенно меньше T_B .

Состав прианодной плазмы при конвективном режиме испарения анода можно рассчитать с помощью уравнений (7)–(9), положив $n_{g0}^0 = n_{g1}^0 = 0$ и дополнив эту систему уравнений соотношениями, определяющими концентрацию и температуру тяжелых частиц расширяющегося пара вблизи поверхности анода. Для нахождения значений $\sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0$ и T_h^0 в этом случае можно приближенно использовать выражения, полученные в работе [28]:

$$\begin{aligned} \frac{\sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0}{n_s} &= \left\{ (\gamma_m^2 + \frac{1}{2}) \exp(\gamma_m^2) [1 - \Phi(\gamma_m)] - \frac{\gamma_m}{\sqrt{\pi}} \right\} \times \\ &\times \sqrt{\frac{T_s}{T_h^0}} + \frac{1}{2} [1 - \gamma_m \sqrt{\pi} \exp(\gamma_m^2) [1 - \Phi(\gamma_m)]] \frac{T_s}{T_h^0}; \\ \frac{T_h^0}{T_s} &= 1 + \frac{\gamma_m^2 \pi}{32} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{64}{\gamma_m^2 \pi}} \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $n_s = p_s / kT_s$ — концентрация насыщенного пара, соответствующая данной температуре по-

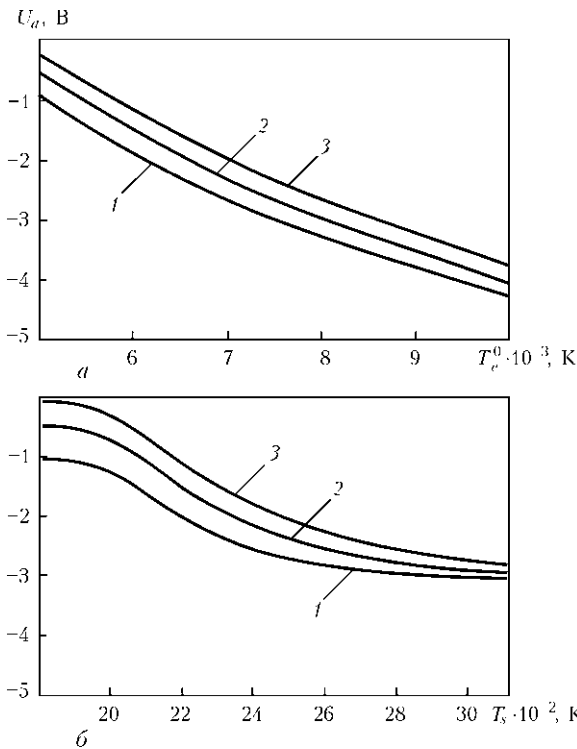


Рис. 3. Зависимость анодного падения потенциала U_a от температуры электронов в прианодном слое плазмы (а) и температуры его поверхности (б) для стального анода при сварке в аргоне: а — 1 — $j_a = 200$; 2 — 500; 3 — 1000 А/см² при $T_s = 2472$ К; б — 1–3 — см. рис. 3, а, но при $T_e^0 = 7 \cdot 10^3$ К

верхности анода; $\gamma_m = w^0 \left(\frac{M_m}{2kT_h^0} \right)^{1/2}$ — безразмерная скорость пара; $\Phi(\gamma_m)$ — интеграл вероятности.

Отметим, что скорость w^0 является внешним параметром и определяется условиями расширения пара в газодинамической области (столбе дуги). Для численной оценки значения w^0 в случае дозвукового течения плазмы можно использовать приближенное выражение [28]

$$w^0 = s^0 \left(\frac{P_m^0}{P^0} - 1 \right) / \gamma^0 \sqrt{1 + \frac{\gamma^0 + 1}{2\gamma^0} \left(\frac{P_m^0}{P^0} - 1 \right)}, \quad (12)$$

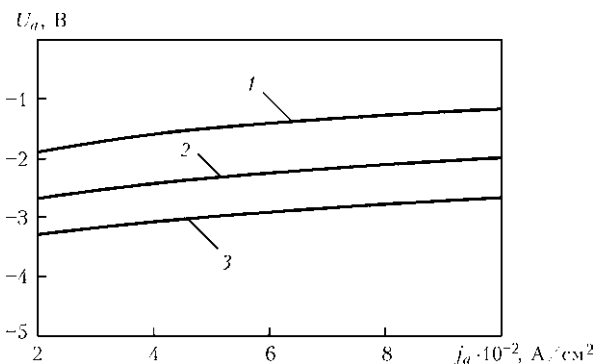


Рис. 4. Зависимость анодного падения потенциала U_a от плотности тока на аноде j_a для стального анода при сварке в аргоне ($T_s = 2472$ К): 1 — $T_e^0 = 6 \cdot 10^3$; 2 — $7 \cdot 10^3$; 3 — $8 \cdot 10^3$ К

где s^0 — местная скорость звука; γ^0 — показатель адиабаты для защитного или плазмообразующего газа при нормальных условиях.

Расчитанные таким образом значения анодного падения потенциала в условиях, характерных для сварки стали неплавящимся электродом в аргоне, приведены на рис. 3. Как следует из представленных расчетных данных, анодное падение в рассматриваемой системе является отрицательным, увеличиваясь по абсолютной величине вместе с ростом электронной температуры плазмы вблизи анода, а также температуры его поверхности (рис. 3) и несколько уменьшаясь с увеличением анодной плотности тока (рис. 4). Значение U_a при рассматриваемых условиях находится в диапазоне $-1 \dots -4$ В.

Рассмотрим теперь процессы энергопереноса в анодной области сварочной дуги. Тепловой поток Q_a из прианодной плазмы на поверхность анода имеет вид

$$Q_a = Q_e + Q_i, \quad (13)$$

где Q_e , Q_i — потоки потенциальной и кинетической энергии, переносимой соответственно электронами и ионами.

Выражение для Q_e запишем в виде [24]

$$Q_e = j_e \left(\frac{5kT_e^0}{2e} + \varphi_m \right), \quad (14)$$

где φ_m — работа выхода электронов для данного металла.

С учетом начальной энергии ионов на внешней границе слоя пространственного заряда, а также их дополнительного ускорения в этом слое для Q_i можно записать

$$Q_i = \sum_{\alpha=m,g; Z \geq 0} j_{\alpha Z} \left(\bar{\varphi} + \frac{M_\alpha \bar{V}_i^2}{2e} + \frac{1}{Z} \sum_{Z'=1}^Z U_{\alpha Z'} - \varphi_m \right), \quad (15)$$

где $\bar{\varphi} \equiv \varphi(\bar{x}) = \varphi^0 - \frac{1}{2} \frac{kT_e^0}{e}$ — потенциал плазмы на границе слоя пространственного заряда

$$\bar{\varphi} = \varphi^0 - \frac{T_e^0 (w^0)^2 \sum_{Z \geq 1} M_m n_{mZ}^0}{8e \sum_{Z \geq 1} (ZT_e^0 + T_h^0) n_{mZ}^0} \times$$

$$\times \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{4 \sum_{Z \geq 1} k(ZT_e^0 + T_h^0) n_{mZ}^0}{(w^0)^2 \sum_{Z \geq 1} M_m n_{mZ}^0}} \right\}^2 \text{ в случае конвек-$$

тивного режима испарения).

Выражение (13) можно представить в виде



$$Q_a = j_a V_a, \quad (16)$$

где V_a — вольтов эквивалент тепла, выделяемого на аноде, который в отличие от анодного падения U_a всегда принимает положительное значение. С учетом (1), (14) и (15) находим

$$V_a = \varphi_m + \frac{j_e}{j_a} \frac{5kT_e^0}{2e} + \sum_{\alpha=m, g; Z \geq 0} \frac{j_{\alpha Z}}{j_a} \left(\frac{M_{\alpha} \bar{V}_i^2}{2e} + \frac{1}{Z} \sum_{Z'=1}^Z U_{\alpha, Z'} \right). \quad (17)$$

В случае конвективного режима испарения металла анода в энергобалансе его поверхности необходимо учитывать энергию Q_v , уносимую с поверхности расплава потоком металлического пара

$$Q_v = \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 v^0 \lambda_v. \quad (18)$$

Что касается давления на поверхность расплавленного металла анода (сварочной ванны), то в режиме диффузного испарения оно равно давлению плазмы, определяемому из решения газодинамических уравнений для столба дуги, тогда как при конвективном режиме испарения это давление с учетом реактивной составляющей может быть вычислено с помощью выражения [29]

$$p_s = p_m^0 \left(1 + \frac{5}{3} M^2 \right), \quad (19)$$

где $M \equiv w^0/s^0$ — значение числа Маха на границе анодной области со столбом дуги.

На рис. 5, 6 представлены результаты расчетов теплового потока в анод с учетом потерь энергии на испарение при условиях, характерных для сварки стали неплавящимся электродом в аргоне. Как следует из приведенных расчетных кривых, значения Q_a возрастают с увеличением температуры электронов в прианодном слое плазмы, плотности тока на аноде и температуры его поверхности. В наибольшей степени эта тенденция проявляется в зависимости $Q_a - Q_v(T_s)$ (рис. 5).

Модель столба дуги. При описании процессов тепло-, массо- и электропереноса в газодинамической области плазмы (в столбе сварочной дуги), содержащей наряду с частицами защитного или плазмообразующего газа атомы и ионы испаренного металла анода, используем модель двухтемпературной ионизационно равновесной плазмы. Соответствующая система уравнений, записанная, например, в цилиндрической системе координат (см. рис. 1), имеет следующий вид [2]:

уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rvv) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u) = 0, \quad (20)$$

где ρ — массовая плотность плазмы; v, u — соответственно радиальная и аксиальная компоненты скорости плазмы;

уравнения движения

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_{\phi} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - 2 \eta \frac{v}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}; \quad (21)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_{\phi} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \eta \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \eta \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}; \quad (22)$$

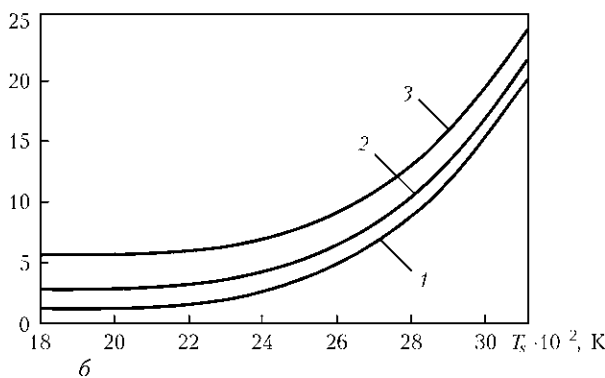
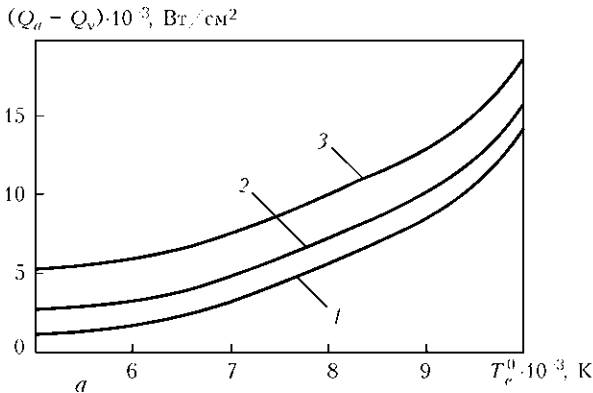


Рис. 5. Зависимость теплового потока на поверхность стального анода от температуры электронов в прианодном слое плазмы T_e^0 (а) и температуры поверхности анода T_s (б) при сварке в аргоне: 1–3 — см. на рис. 3

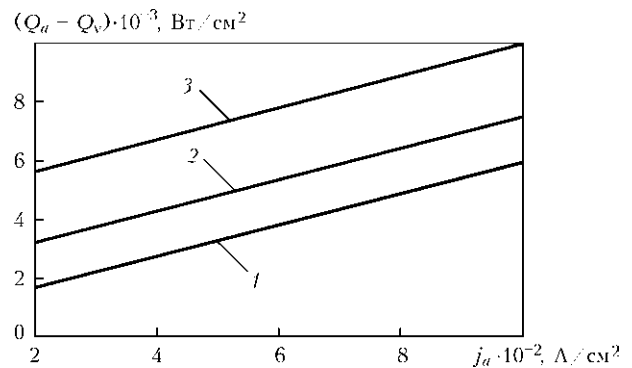


Рис. 6. Зависимость теплового потока на поверхность стального анода от плотности тока в нем j_a при сварке в аргоне, $T_s = 2472$ К: 1–3 — см. на рис. 3



где j_z, j_r — соответственно аксиальная и радиальная компоненты плотности тока в плазме; B_φ — азимутальная компонента вектора магнитной индукции; η — коэффициент динамической вязкости плазмы;

уравнения энергии

$$n_e C_{pe} \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + v \frac{\partial T_e}{\partial r} + u \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) + \frac{k}{e} \left\{ j_r \frac{\partial [(5/2 - \delta) T_e]}{\partial r} + j_z \frac{\partial [(5/2 - \delta) T_e]}{\partial z} \right\} + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma} - \psi - \beta(T_e - T_h); \quad (23)$$

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T_h}{\partial t} + v \frac{\partial T_h}{\partial r} + u \frac{\partial T_h}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi \frac{\partial T_h}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T_h}{\partial z} \right) + \beta(T_e + T_h), \quad (24)$$

где C_{pe} — удельная теплоемкость электронного газа с учетом энергии ионизации; χ_e — коэффициент электронной теплопроводности; δ — постоянная термодиффузии электронов; σ — удельная электропроводность плазмы; ψ — потери энергии на излучение (приближение оптически тонкой плазмы); β — коэффициент теплообмена электронов с тяжелыми частицами; C_p — удельная теплоемкость тяжелой компоненты плазмы (атомов и ионов); χ — коэффициент теплопроводности тяжелой компоненты;

уравнения электромагнитного поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0; \quad (25)$$

$$B_\varphi(r, z) = \frac{\mu^0}{r} \int_0^r j_z(\xi, z) \xi d\xi, \quad (26)$$

где μ^0 — универсальная магнитная постоянная;

$$j_r = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r}; \quad j_z = -\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z}. \quad (27)$$

Для замыкания системы уравнений (20)–(27) необходимо определить зависимость теплофизических характеристик $\rho, C_{pe}, C_p,$ коэффициентов переноса $\eta, \chi_e, \chi, \delta, \sigma,$ коэффициента теплообмена β и потерь на излучение ψ от температуры, давления и состава дуговой плазмы. Состав многокомпонентной плазмы столба дуги с испаряющимся анодом можно найти с помощью уравнений (7)–(9), которые необходимо дополнить урав-

нением конвективной диффузии металлического пара в газодинамической области

$$\rho \left(\frac{\partial C_m}{\partial t} + v \frac{\partial C_m}{\partial r} + u \frac{\partial C_m}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho D_{m0} \frac{\partial C_m}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho D_{m0} \frac{\partial C_m}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho \left[\bar{D}_{m1} \frac{\partial C_{m1}}{\partial r} + \bar{D}_{m2} \frac{\partial C_{m2}}{\partial r} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \left[\bar{D}_{m1} \frac{\partial C_{m1}}{\partial z} + \bar{D}_{m2} \frac{\partial C_{m2}}{\partial z} \right] \right). \quad (28)$$

Здесь $C_m = \frac{M_m \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}}{\rho}$ — относительная массовая концентрация металлического пара в плазме

столба дуги; $C_{m1} = \frac{M_m n_{m1}}{\rho}, C_{m2} = \frac{M_m n_{m2}}{\rho}$ — относительная массовая концентрации ионов металла;

$\bar{D}_{m1} = D_{m1} - D_{m0}, \bar{D}_{m2} = D_{m2} - D_{m0},$ где D_{m0}, D_{m1}, D_{m2} — коэффициенты диффузии атомов, одно- и двухзарядных ионов металла в многокомпонентной плазме. Решение этого уравнения требует определения зависимости коэффициентов диффузии D_{m0}, D_{m1}, D_{m2} от температуры, давления и состава плазмы. Следует отметить, что уравнение (28) в отличие от уравнения диффузии, использованного в работе [11], учитывает диффузию ионов металлического пара.

Для решения системы дифференциальных уравнений (20)–(25), (28) необходимо задать соответствующие начальные и граничные условия. Поскольку физические поля в дуговом разряде устанавливаются достаточно быстро, начальное распределение скорости и температуры принципиального значения не имеют. Для скорости можно задавать нулевые значения, а температура электронов в области токового канала должна обеспечивать характерную для дугового разряда проводимость плазмы. На границах ($r = 0, r = R_1, z = 0, z = L_1$) расчетной области (см. рис. 1) могут быть выбраны стандартные граничные условия, подробно описанные, например, в [2, 9, 17]. Остается задать условия на границе анодной и газодинамической областей плазмы.

Пусть Γ — граница анодной области со столбом дуги (ввиду малой толщины анодной области в качестве Γ можно рассматривать поверхность анода $z = L_1$). Тогда граничные условия для уравнений (20)–(22) на этой границе можно задать следующим образом:

$$v_t |_\Gamma = 0; \quad v_n |_\Gamma = \begin{cases} 0 & \text{(диффузионный режим испарения),} \\ w^0 & \text{(конвективный режим испарения).} \end{cases} \quad (29)$$



Здесь v_r, v_n — тангенциальная и нормальная к поверхности анода компоненты скорости плазмы, а для вычисления распределения вдоль поверхности анода значений w^0 можно использовать приближенную формулу (12). Отметим, что более точным является нахождение значений w^0 из уравнений (11) и условия

$$n_e^0 k T_e^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k T_h^0 - \Delta p = p^0,$$

где p^0 — распределение давления плазмы вблизи анода вдоль его поверхности, которое определяется в результате решения газодинамической задачи.

Обозначим через \vec{n} вектор нормали к Γ (в направлении столба дуги). Тогда соответствующие граничные условия для уравнений (23), (24) можно записать в виде

$$\begin{aligned} \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial n} \Big|_{\Gamma} + \chi \frac{\partial T_h}{\partial n} \Big|_{\Gamma} + j_a \frac{k}{e} \left(\frac{5}{2} - \delta \right) T_e \Big|_{\Gamma} = \\ = \begin{cases} \varphi^0 j_a + Q_a & \text{(диффузионный режим испарения),} \\ \varphi^0 j_a + Q_a + \varepsilon_v & \text{(конвективный режим испарения);} \end{cases} \quad (30) \\ T_h \Big|_{\Gamma} = \begin{cases} T_s & \text{(диффузионный режим испарения),} \\ T_h^0 & \text{(конвективный режим испарения),} \end{cases} \quad (31) \end{aligned}$$

где ε_v — потери энергии на нагрев и ионизацию металлического пара, поступающего в столб дуги с поверхности анода; T_s — известное распределение температуры на поверхности анода, а распределение значений T_h^0 при известных распределениях T_s и w^0 вычисляем с помощью второго уравнения (11).

Поскольку проводимость металла анода, как правило, существенно выше удельной электропроводности плазмы, его поверхность с достаточной степенью точности можно считать эквипотенциальной, положив, например, $\varphi_a = 0$. Тогда условие на границе столба дуги с анодной областью для уравнения (25) можно задать в следующем виде:

$$\varphi \Big|_{\Gamma} = \varphi^0, \quad (32)$$

где распределение вдоль анодной поверхности значений φ^0 вычисляем с помощью (6).

Наконец, граничные условия для уравнения (28) запишем в виде

$$C_m \Big|_{\Gamma} = \begin{cases} \frac{M_m p_s}{\rho^0 k T_s} & \text{(диффузионный режим испарения),} \\ 1 & \text{(конвективный режим испарения),} \end{cases} \quad (33)$$

где p_s — распределение давления насыщенного пара, определяемое при известном распределении

T_s по формуле (10); ρ^0 — распределение массовой плотности многокомпонентной плазмы столба дуги вдоль границы с анодной областью.

Этим исчерпывается описание самосогласованной математической модели физических процессов, протекающих в многокомпонентной плазме анодной области и столба электрической дуги с испаряющимся анодом, применительно к условиям сварки неплавящимся электродом и плазменной сварки в инертных газах.

Таким образом, адекватное описание физических процессов в столбе сварочной дуги и ее анодной области, позволяющее получать достоверные расчетные данные об условиях горения дуги, возможно лишь на основе самосогласованной математической модели, которая в полной мере учитывает взаимосвязь всех физических явлений, сопутствующих горению дуги. Важной структурной составляющей этой модели, ответственной за взаимодействие тепловых и электрических процессов в столбе дуги и на аноде (свариваемом изделии), является модель анодной области дуги. Непременной составляющей самосогласованной модели являются также модели свойств многокомпонентной плазмы сварочной дуги (ионизационного состава, термодинамических, транспортных и оптических свойств), которые определяются в зависимости от химического состава защитного газа, содержания испаренного металла анода, температуры плазмы и давления окружающей среды. Входными параметрами самосогласованной модели дуги должны оставаться лишь набор технологических параметров (сварочный ток, состав защитного газа, длина дуги и пр.), другие же распределенные и интегральные характеристики дуги должны определяться в результате вычислительного эксперимента на основе указанной модели.

1. Hsu K. C., Etemadi K., Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc // J. of Appl. Phys. — 1983. — **54**, № 3. — P. 1293–1301.
2. Hsu K. C., Pfender E. Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc // Ibid. — 1983. — **54**, № 8. — P. 4359–4366.
3. Низкотемпературная плазма / В. С. Энгельшт, В. Ц. Гурович, Г. А. Десятков и др. В 7 т. Т.1: Теория столба электрической дуги. — Новосибирск: Наука, 1990. — 376 с.
4. Prediction of anode temperatures of free burning arcs / P. Zhu, J. J. Lowke, R. Morrow et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1995. — **28**. — P. 1369–1376.
5. Jenista J., Heberlein J. V. R., Pfender E. Numerical model of the anode region of high-current electric arcs // IEEE Trans. on Plasma Sci. — 1997. — **25**, № 5. — P. 883–890.
6. Lowke J. J., Morrow R., Haidar J. A simplified unified theory of arcs and their electrodes // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1997. — **30**. — P. 2033–2042.
7. Haidar J. Non-equilibrium modeling of transferred arcs // Ibid. — 1999. — **32**. — P. 263–272.
8. Sansonnets L., Haidar J., Lowke J. J. Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion // Ibid. — 2000. — **33**. — P. 148–157.



9. *Fan H. G., Kovacevic R.* A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // *Ibid.* — 2004. — **37**. — P. 2531–2544.
10. *Computational simulation of arc melting process with complex interactions / H. Nishiyama, T. Sawada, H. Takana et al.* // *ISIJ International.* — 2006. — **46**, № 5. — P. 705–711.
11. *Hu J., Tsai H. L.* Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Pt. I: The arc // *Intern. J. of Heat and Mass Transfer.* — 2007. — **50**. — P. 833–846.
12. *Masquere M., Freton P., Gonzalez J. J.* Theoretical study in two dimensions of the energy transfer between an electric arc and an anode material // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2007. — **40**. — P. 432–446.
13. *Li He-Ping, Benilov M. S.* Effect of a near-cathode sheath on heat transfer in high-pressure arc plasmas // *Ibid.* — P. 2010–2017.
14. *Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding / M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro et al.* // *Welding in the World.* — 2008. — **52**, № 11/12. — P. 82–88.
15. *Benilov M. S.* Understanding and modelling plasma-electrode interaction in high-pressure arc discharges: a review // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2008. — **41**. — P. 30.
16. *Мойжес Б. Я., Немчинский В. А.* К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде // *Журн. теорет. физики.* — 1972. — **42**, № 5. — С. 1001–1009.
17. *Мойжес Б. Я., Немчинский В. А.* К теории дуги высокого давления на тугоплавком катоде. II // *Там же.* — 1973. — **43**, № 11. — С. 2309–2317.
18. *Приэлектродные процессы в дуговых разрядах / М. Ф. Жуков, Н. П. Козлов, А. В. Пустогаров и др.* — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
19. *Investigation of cathode spot behaviour of atmospheric argon arcs by mathematical modeling / J. Wendelstorf, G. Simon, I. Decker et al.* // *Proc. of the 12th Intern. conf. on gas discharges and their applications, Germany, Greifswald, 1997.* — Vol. 1. — P. 62–65.
20. *Немчинский В. А., Перетц Л. Н.* Прианодный слой сильноточной дуги высокого давления // *Журн. теорет. физ.* — 1977. — **47**, № 9. — P. 1868–1875.
21. *Dinulescu H. A., Pfender E.* Analysis of the anode boundary layer of high intensity arcs // *J. of Appl. Phys.* — 1980. — **51**, № 6. — P. 3149–3157.
22. *Кривцун И. В.* Модель испарения металла при дуговой, лазерной и лазерно-дуговой сварке // *Автомат. сварка.* — 2001. — № 3. — С. 3–10.
23. *Анодные процессы в сильноточном дуговом разряде / Г. А. Дюжев, В. А. Немчинский, С. М. Школьник и др. // Химия плазмы.* — 1983. — № 10. — С. 169–209.
24. *Sanders N. A., Pfender E.* Measurement of anode falls and anode heat transfer in atmospheric pressure high intensity arcs // *J. of Appl. Phys.* — 1984. — **55**, № 3. — P. 714–722.
25. *Зондовые измерения в низкотемпературной плотной плазме при высоких степенях ионизации / Ф. Г. Бакшт, Г. А. Дюжев, Н. К. Митрофанов и др. // Журн. теорет. физ.* — 1973. — **43**, № 12. — С. 2574–2583.
26. *Чен Ф.* Электрические зонды // *Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда.* — М.: Мир, 1967. — С. 94–164.
27. *Griem H. R.* High-density correction in plasma spectroscopy // *Phys. Rev.* — 1962. — **128**. — P. 997–1001.
28. *Knight Ch. J.* Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // *AIAA J.* — 1979. — **17**, № 5. — P. 519–523.
29. *Воздействие лазерного излучения на материалы / Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов и др.* — М.: Наука, 1989. — 367 с.

The main difference of the self-consistent mathematical model describing atmospheric-pressure electric arcs from the known ones is allowance for the multi-component composition of the arc plasma, which is caused by evaporation of the anode metal and convective diffusion of metal vapours in the arc column. The model can be used for numerical analysis of thermal, gas-dynamic and electromagnetic characteristics of the arc plasma in inert-gas tungsten-electrode and plasma welding, as well as for modelling of the thermal and dynamic effects of the arc on the weld pool surface.

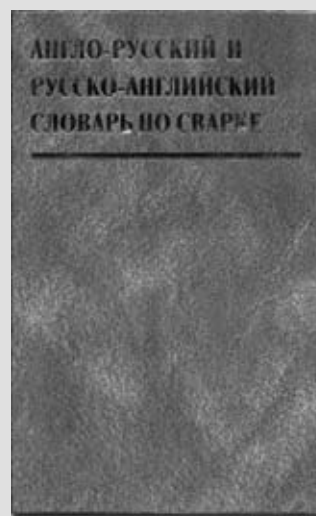
Поступила в редакцию 25.01.2010

НОВОЕ ИЗДАНИЕ!

В России в «Издательском центре «Технология машиностроения» и издательстве «Интермет Инжиниринг» вышел из печати, подготовленный НАН Украины двуязычный «Англо-русский/Русско-английский словарь по сварке (основные термины)». Объем 384 с. Формат 60×90/16.

В словаре представлены наиболее употребляемые современные термины по сварке и родственным технологиям на английском (русском) языке и их русские (английские) соответствия. В словаре представлены новые нормативные термины МЭС, европейских и национальных стандартов по сварке.

Словарь содержит более 12000 терминов, включающих терминологию основных видов сварки, резки, пайки, контроля качества сварных соединений, сварных конструкций, сварочных материалов и оборудования. В словарь включен раздел наиболее употребляемых сокращений в области сварки, принятых в современной сварочной терминологии.



По вопросам приобретения словаря обращаться по адресу:
«Интермет Инжиниринг»
127006, Москва, Старопименовский пер., д.8, стр. 1-1А