

как среднеквадратичное указанных относительных погрешностей

$$\gamma = \sqrt{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}. \quad (9)$$

Теперь определим относительную погрешность γ_1 в определении светового потока. Она связана с нелинейностью амплитудной характеристики усилителя самописца Н338-2 (в случае идентичности характеристик применяемых фотоэлементов и постоянства температуры РТ в процессе измерений). Для ширины канала записи, равной $7 \cdot 10^{-2}$ м, она приведет к изменению светового потока на 4 % [7]. Относительная погрешность γ_2 в определении коэффициента диффузии ртути в аргоне за счет неточности измерения времени также определяется погрешностью самописца. Согласно [7] относительная погрешность самописца по записи времени составляет $\gamma_2 = 6\%$.

Рассчитанная по (9) среднеквадратичная относительная погрешность γ коэффициента

диффузии ртути в аргоне составляет 3,2 %. Это значение менее 6 %, что дополнительно подтверждает достоверность предложенного метода.

Таким образом, предложенный метод можно использовать для измерения коэффициента диффузии металлов в инертных газах и их смесях.

Л и т е р а т у р а

1. Арефьев К. М., Борщанский В. М. и др. Термофизические свойства газов. — М.: Наука, 1973. С. 49.
2. Свешников В. К. Миграция натрия в разряде переменного тока// Изв. вузов. Сер. Физика. 1985. № 2. С. 3—9.
3. Карапухин В. В., Соколов И. А., Кузнецов. — М.: Металлургия, 1982. С. 53.
4. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980. С. 85.
5. Грановский В. Я. Электрический ток в газе. — М.: Наука, 1971. — 544 с.
6. Кучеренко Е. Т. Справочник по физическим основам вакуумной техники. — Киев: Высш. шк., 1981. — 264 с.
7. Бердичевский М. Г., Иванцов В. А., Лапин Б. А., Якубов М. Г. Электроизмерительные самопишушие приборы. — Л.: Энергоиздат, 1981. — 160 с.

Статья поступила в редакцию 1 декабря 2004 г.

Method of determining the diffusion coefficient of mercury in discharging tubes

V. K. Sveshnikov

Mordovian State Pedagogical Institute, Saransk, Russia

The article describes the method of determining the diffusion coefficient of mercury in discharging tubes. The method is based on registration the changes in the level of concentration of mercury diffusing along the discharging tube. The scheme illustrates the process of installation, also there is given the measuring technology.

УДК 537.527

Плавление пластинчатого электрода в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом (начало процесса)

B. O. Bushma, B. F. Kubarev, D. V. Kalashnikov

Московский энергетический институт (Технический университет), Москва, Россия

Рассмотрена задача плавления металла электрода с удалением расплава. Показано, что в начале сварки существует стационарный режим плавления.

В дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом электрическую дугу можно отнести к короткой дуге, так как влияние интенсивно расходуемого электрода на ее характеристики весьма существенно [1].

Согласно классической теории [2] при оценке теплового воздействия электрической дуги на металл в дуге выделяют три характерные области: катодную, анодную и столб дуги.

Существующие данные о неравномерности распределения суммарной энергии дуги по зонам, как и само деление, весьма условны, а при сварке на переменном токе различие между катодной и анодной областями при средней оценке исчезает.

Энергия теплового потока в тело катода (анода) расходуется на нагрев, плавление и испаре-

ние материала катода (анода), поэтому можно записать

$$Q_k = k_k P_{arc} t = k_k U_{arc} I_{arc} t = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 ,$$

- где Q_1 — энергия, затраченная на нагрев до температуры плавления;
 Q_2 — энергия, расходуемая на плавление нагретого металла;
 Q_3 — потери энергии на теплопроводность;
 Q_4 — энергия, расходуемая на испарение материала катода (анода);
 $k_k (k_a)$ — коэффициент, учитывающий, какая доля энергии дуги относится к катодной (анодной) области;
 P_{arc} — мощность дуги;
 U_{arc} — напряжение дуги;
 I_{arc} — ток дуги.

Для простоты рассмотрим случай нагрева пластинчатого электрода при постоянных теплофизических коэффициентах. Уравнение теплопроводности при наличии в пластине (рис. 1) равномерно и неравномерно распределенных внутренних источников тепла, потока тепла в тело анода от электрической дуги и теплообмене через боковую поверхность электрода имеет вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] - \alpha_{pl}(T - T_0) + q_{pl} .$$

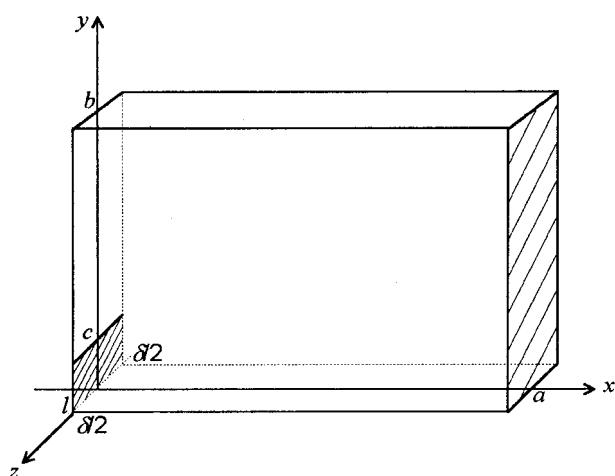


Рис. 1. К задаче нагрева пластинчатого электрода током сварки

При граничных условиях

$$\begin{aligned} p_1(x, t) &= \frac{\partial T}{\partial y}_{y=0} = 0, \quad p_2(x, t) = \frac{\partial T}{\partial y}_{y=b} = 0, \\ q_2(y, t) &= \frac{\partial T}{\partial x}_{x=a} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Считаем, что мощность дуги равномерно распределена по анодному пятну площадью S_a , для

мощных электрических дуг это имеет место [3]. Границное условие на границе электрода с электрической дугой получается из соотношения

$$q_1(y, t) = \frac{k_a I_{arc} U_{arc}}{S_a} = \lambda \frac{\partial T}{\partial x}_{x=0} ,$$

где k_a — коэффициент, учитывающий эффективность вклада общей мощности электрической дуги в анодную область и сильно зависящий от режима сварки.

Используя экспериментальные данные о тепловом балансе быстродвижущейся дуги [4], можно предполагать, что эффективный КПД процесса нагрева анода и катода приблизительно одинаков, и для режимов, используемых при ДС НПЭ, значения коэффициента k_a находятся в диапазоне 0,3—0,4.

Окончательно имеем

$$q_1(y, t) = \frac{\partial T}{\partial x}_{x=0} = \frac{k_a I_{arc} U_{arc}}{S_a \lambda} . \quad (2)$$

В качестве начального условия примем

$$T(x, y, 0) = T_0 .$$

Упростим исходное уравнение (1). Для этого воспользуемся подстановкой

$$T(x, y, t) - T_0 = U(x, y, t) e^{-\alpha_{pl} t} . \quad (3)$$

При этом получим

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right] + Q_{pl} , \quad (4)$$

где $Q_{pl} = q_{pl} e^{\alpha_{pl} t}$ — удельная мощность внутренних источников теплоты, приходящихся на единичную удельную объемную теплоемкость материала, после замены переменных.

Границные условия (1) не изменятся, только вместо T будет U , а граничное условие (2) примет вид

$$Q_1(y, t) = \frac{\partial U}{\partial x}_{x=0} = \frac{k_a I_{arc} U_{arc}}{S_a \lambda} e^{\alpha_{pl} t} . \quad (5)$$

Для начального условия с учетом (3) получим

$$U_0(x, y, 0) = 0. \quad (6)$$

Решение тепловой задачи в новых переменных (4)—(6) для пластинчатого электрода можно выполнить, используя построение функции Грина для данных граничных условий [5], которое является решением исходной однородной

задачи. В нашем случае в принятых обозначениях общее решение будет иметь вид

$$\begin{aligned} U(x, y, t) = & \int_0^a \int_0^b U_0(\xi, \eta) G(x, y, \xi, \eta, t) d\eta d\xi + \\ & + \int_0^t \int_0^a \int_0^b Q_{pl}(\xi, \eta, \tau) G(x, y, \xi, \eta, t-\tau) d\eta d\xi d\tau - \\ & - a_{pl} \int_0^t \int_0^a \int_0^b Q_1(\eta, \tau) G(x, y, 0, \eta, t-\tau) d\eta d\tau + \\ & + a_{pl} \int_0^t \int_0^a \int_0^b Q_2(\eta, \tau) G(x, y, a, \eta, t-\tau) d\eta d\tau - \\ & - a_{pl} \int_0^t \int_0^a \int_0^b p_1(\xi, \tau) G(x, y, \xi, 0, t-\tau) d\xi d\tau + \\ & + a_{pl} \int_0^t \int_0^a \int_0^b p_2(\xi, \tau) G(x, y, \xi, b, t-\tau) d\xi d\tau, \end{aligned}, \quad (7)$$

где $U_0(\xi, \eta)$ — начальное условие;

$G(x, y, \xi, \eta, t)$ — функция Грина;

$Q_{pl}(\xi, \eta, \tau)$ — источник нагрева пластины;

$q_1(\eta, \tau), q_2(\eta, \tau), p_1(\xi, \tau), p_2(\xi, \tau)$ — граничные условия на краях пластины;

$a_{pl} = \lambda/c\rho$ — коэффициент температуропроводности пластинчатого электрода.

Функция Грина для граничных условий Неймана и уравнения теплопроводности с внутренним источником определяется выражением [6]

$$\begin{aligned} G(x, y, \xi, \eta, t) = & \frac{1}{ab} \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi^2 n^2 a_{pl} t}{a^2}\right) \cos \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{n\pi \xi}{a} \right] \times \\ & \times \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi^2 m^2 a_{pl} t}{b^2}\right) \cos \frac{m\pi y}{b} \cos \frac{m\pi \eta}{b} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

С учетом граничных условий (5) и начального (6) получим

$$\begin{aligned} U(x, y, t) = & \int_0^t \int_0^a \int_0^b Q_{pl}(\xi, \eta, \tau) G(x, y, \xi, \eta, t-\tau) d\eta d\xi d\tau - \\ & - a_{pl} \int_0^t \int_0^a \int_0^b Q_1(\eta, \tau) G(x, y, 0, \eta, t-\tau) d\eta d\tau. \end{aligned} \quad (9)$$

Очевидно, что основную трудность вызывает интегрирование члена, содержащего источник нагрева Q_{pl} .

На рис. 2 приведено численное решение исходной задачи (4)–(9). Данное решение линейной задачи справедливо лишь в диапазоне температур $T < T_{pl}$, когда отсутствует плавление пластинчатого электрода.

Используя процедуру численного расчета рис. 2, можно определить время t_h , характеризующее нагрев электрической дугой холодного пластиинчатого электрода до температуры плавления. Исходя из значений $k_a = (0,3–0,4)$ и по-

лученного решения, можно отметить, что это время составляет $t_h \approx (3,5–6,5) \cdot 10^{-4}$ с.

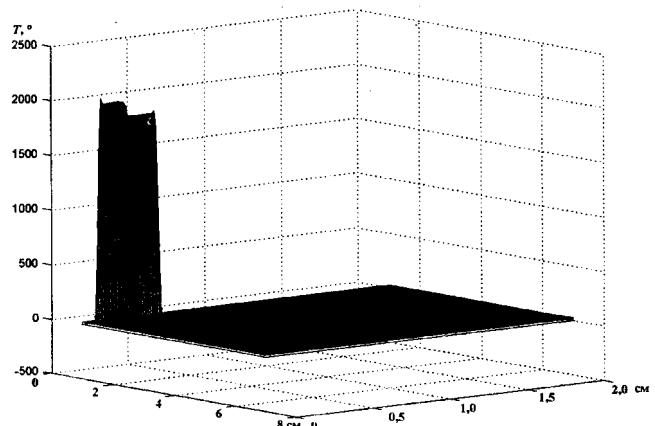


Рис. 2. Температурное поле пластинчатого электрода при нагреве электрической дугой и протекающим сварочным током (координаты стока тока: $c = 0,5$ см, $l = 0,1$ см; $t_h = 6,5 \cdot 10^{-4}$ с)

На рис. 3 показана температура нагрева электрода T_1 равномерно и неравномерно распределенными источниками нагрева электрода, возникающими при протекании сварочного тока по электроду.

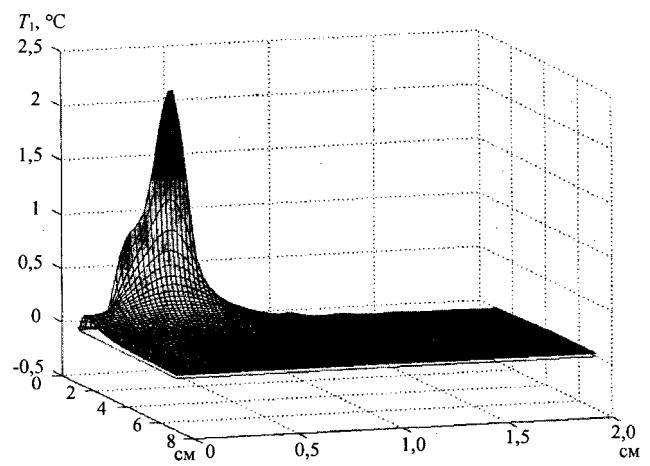


Рис. 3. Температурное поле электрода при нагреве сварочным током (координаты стока тока: $c = 0,5$ см, $l = 0,1$ см; $t_h = 6,5 \cdot 10^{-4}$ с)

За время t_h , характеризующее нагрев дугой холодного электрода до температуры плавления, максимальный нагрев электрода сварочным током не превысил $2,5^\circ$. Это означает, что внутренние источники тепла, существующие в пластинчатом электроде, на этапах зажигания и установления дуги не влияют на тепловой нагрев электрода и их можно не учитывать.

В связи с этим необходимо рассматривать несколько этапов нагрева и плавления пластинчатого электрода, которые возникают при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом и отличаются друг от друга температурой и видом

подогрева электрода протекающим сварочным током.

Через время, необходимое для нагрева дугой торца электрода до температуры плавления в веществе, появляется фазовый переход, и при рассмотрении задачи дальнейшего нагрева и плавления пластинчатого электрода необходимо учитывать скрытую теплоту плавления материала [7].

Основная предпосылка при моделировании задач с фазовыми превращениями состоит в том, что фазовый переход происходит при постоянной температуре T_f . Часто принимается, что температура фазового перехода равняется температуре плавления вещества $T_f = T_{pl}$. В этом случае математическая модель характеризуется наличием подвижных, заранее не известных границ фазового перехода, которые в литературе называют свободными границами [7], а задачу математической физики — задачей Стефана [8].

Рассмотрим воздействие электрической дуги на пластинчатый электрод (рис. 4). Появление пятна дуги площадью $(c-l)\delta$ в каком-либо месте электрода приводит к прогреву материала электрода до температуры плавления, затем расплавлению некоторого объема ΔV материала электрода, переносу его в сварочную ванну и последовательному переходу пятна дугового нагрева на новое место.

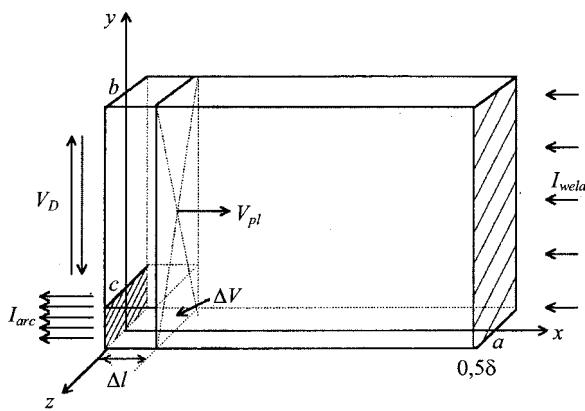


Рис. 4. К задаче плавления пластинчатого электрода

Такие перемещения дуги приводят к тому, что дуга в установившемся режиме осциллирует по торцу электрода с определенной частотой (50–100 Гц). При этом за один проход вверх или вниз на пластинчатом электроде расплавляется слой металла толщиной Δl , который, частично испаряясь, в виде мелких капель переносится через дуговой столб в сварочную ванну.

Электрическая дуга последовательно оплавляет металл электрода слой за слоем, при этом фронт плавления перемещается в направлении токоподвода со скоростью V_{pl} .

Предварительные расчеты, подтвержденные экспериментально [9], показывают, что толщина слоя металла, расплавленного дугой за один

проход, зависит от температуры подогрева пластинчатого электрода протекающим током (длины вылета), режима сварки, теплофизических свойств материала электрода и покрытия и составляет 0,1–0,3 мм.

Рассмотрим задачу о перемещении фронта плавления по пластинчатому электрому.

Так как расплавленный материал электрода переносится дугой в сварочную ванну, то в нашем случае имеет место задача плавления с удалением расплава [10].

Кроме того, используемый для сварки пластинчатый электрод тонкий ($\delta \ll b, a$), его послойное плавление происходит на всю толщину δ , что подтверждается экспериментально, поэтому будем рассматривать плоскую задачу. В декартовой системе координат фронт плавления электрода — функция координат и времени $\xi = \xi(x, y, t)$.

Будем для упрощения считать электрод теплоизолированным по периметру от основного металла сборки диэлектрическим покрытием.

Связь температурного поля электрода с другими частями системы осуществляется только через источник тепла и окружающую среду на границах $x = 0, a$. Поэтому температурное поле электрода и скорость сварки в рассматриваемой задаче определяются только конструктивными и теплофизическими свойствами самого электрода, мощностью дуги и не зависят от толщины свариваемых частей изделия.

Температурное поле твердого электрода $\tilde{T}(x, y, t)$ и его расплавленной части $\tilde{T}_l(x, y, t)$ без учета охлаждения электрода и расплава через боковые поверхности в декартовых координатах удовлетворяет задаче Стефана [11, 12]

$$c\rho \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial y^2} \right) + Q_w, \quad t > 0, \quad (10)$$

$$\xi(x, y, t) < y < b, \quad \xi(x, y, t) < x < a,$$

$$c_{liq}\rho \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial t} = \lambda_{liq} \left(\frac{\partial^2 \tilde{T}_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{T}_l}{\partial y^2} \right) + Q_{liq}, \quad t_w > t > 0, \quad (11)$$

$$0 < y < \xi(x, y, t), \quad 0 < x < \xi(x, y, t),$$

где $Q_w = J_m^2(x, y, t)\rho_m$ — мощность внутренних источников теплоты в единице объема пластины;

$J_m^2(x, y, t)$ — квадрат плотности тока пластинчатого электрода;

Q_{liq} — объемный источник нагрева в жидкой фазе;

c и c_{liq} — объемная теплоемкость твердой и жидкой фаз, соответственно;

- λ и λ_{liq} — коэффициент теплопроводности твердой и жидкой фаз; $\xi(x, y, t)$ — граница раздела фаз; t_w — характерное время образования расплава, при достижении которого процессы испарения и массопереноса в жидкой фазе металла становятся определяющими.

Уравнения (10)–(11) предполагают, что плотность жидкого и твердого металла одинакова.

На основании экспериментальных данных [9] можно утверждать, что расплавленный слой металла тонкий ($\Delta l \ll \delta$) (см. рис. 4), удаляется дугой в сварочную ванну, поэтому для жидкой фазы не будем рассматривать уравнение для температурного поля $\tilde{T}_l(x, y, t)$ (11).

Тогда для границы раздела фаз можно записать:

при $t > 0$

$$\begin{aligned} \xi = \xi(x, y, t) : \tilde{T} = T_f, \\ \lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n} - \lambda_{liq} \frac{\partial \tilde{T}_l}{\partial n} = \frac{k_a I_{arc} U_{arc}}{S_a} - \rho L V_n. \end{aligned} \quad (12)$$

В реальном процессе сварки существует испарение металла. Экспериментальные данные показывают, что на процесс испарения расходуется (0,05–0,12) от общей мощности дуги. Реальные потери мощности дуги на испарение учтены, заменив в выражении (12) коэффициент k_a на $k = k_a - k_{ev}$, где $k_{ev} = (0,05–0,12)$ — коэффициент, учитывающий интенсивность испарения металла электрода при сварке.

Соотношение (12) — условие Стефана при плавлении торца пластинчатого электрода без учета перегрева расплава. На границе контакта двух сред справедливо соотношение о непрерывности температуры.

Предполагается, что фазовый переход происходит в равновесных условиях при постоянной температуре, T_f — равновесная температура границы раздела фаз.

Фазовый переход сопровождается поглощением определенного количества тепла. Это учитывается слагаемым $\rho L V_n$, где ρ — плотность расплавленного металла; L — скрытая теплота плавления; V_n — скорость по нормали к поверхности плавления.

Первое слагаемое правой части (12) учитывает, что на фронте плавления находится активное пятно дуги.

Будем считать, что температура расплавленного слоя \tilde{T}_l везде одинакова, не изменяется в

процессе теплообмена и равняется T_f . Практически такое условие может быть выполнено при плавлении чистых металлов, так как плавление сплавов происходит в диапазоне температур между солидусом и ликвидусом [13].

При постоянной температуре плавления условие (12) упростится

$$\begin{aligned} \xi = \xi(x, y, t), \quad \tilde{T} = T_f, \\ \lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial n} = \frac{k_a I_{arc} U_{arc}}{S_a} - \rho L V_n. \end{aligned} \quad (13)$$

Скорость по нормали к поверхности плавления V_n — локальная скорость сварки в данной точке. В процессе сварки форма фронта плавления может быть криволинейной, и фронт плавления описывается функцией $\xi = \xi(x, y, t)$. При этом каждый участок фронта плавления будет двигаться со своей скоростью.

Под скоростью сварки при ДС НПЭ будем понимать осредненную по высоте канала величину

$$\xi(x, t) = \frac{1}{b} \int_0^b \xi(x, y, t) dy, \quad V_{weld} = \frac{d\xi(x, t)}{dt}.$$

Введение среднего положения фронта плавления значительно упрощает математическое описание процесса, сохраняя при этом основные его качественные особенности.

Экспериментальные данные свидетельствуют, что при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом существует перегрев расплавленного металла электрода, переносимого электрической дугой в сварочную ванну.

Наиболее значительный перегрев металла электрода имеет место при сварке нержавеющих сталей, что связано с пониженной теплопроводностью и повышенным удельным сопротивлением данных материалов.

Чтобы учесть потери мощности дуги на перегрев удалаемого металла электрода в выражениях (12), (13), необходимо значение скрытой теплоты плавления L заменить на полную теплоту плавления L^* , зависящую от температуры перегрева расплава ($L^* > L$).

Под полной теплотой плавления будем понимать суммарное количество теплоты, затрачиваемое электрической дугой на плавление и перегрев единицы массы переносимого в сварочную ванну металла пластиначатого электрода.

Тепловые процессы инерционны по сравнению с электромагнитными, поэтому в некоторых случаях частотную осцилляцию электрической дуги при всей неравномерности движения по фронту плавления можно не рассматривать, вводя для описания осредненные величины.

Интегрируя соотношения (10), (13) по координате y и вводя средние значения, получим одномерную задачу Стефана для пластинчатого электрода при ДС НПЭ:

Принимая обозначение для осредненной температуры и учитывая (10), имеем $U(x, t) = \frac{1}{b} \int_0^b T(x, y, t) dy$,

$$c\rho \frac{\partial U}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \bar{Q}_w, \quad t > 0, \quad \xi(x, t) < x < a; \quad (14)$$

$$\bar{Q}_{pl} = \frac{1}{b} \int_0^b J_m^2(x, y, t) \rho_m dy. \quad (15)$$

При $t = 0$:

$$U(x) = T_0, \quad \frac{\partial U}{\partial x}_{x=a} = 0, \\ \frac{\partial U}{\partial x}_{x=0} = q_l(0) = \frac{kI_{arc}U_{arc}}{S_e \lambda}. \quad (16)$$

Для условия Стефана (13) получим

при $t > 0$:

$$\xi = \xi(x, t), \quad U = T_f, \\ \lambda \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{kI_{arc}U_{arc}}{S_e} - \rho L^* V_{weld}. \quad (17)$$

Осреднение мощности дуги по высоте y привело к тому, что в выражениях (16), (17) вместо площади анодного пятна S_a появилась площадь электрода $S_e = b\delta$.

Решение задачи плавления электрода при ДС НПЭ (14)–(17) зависит от степени и вида подогрева пластинчатого электрода протекающим током. Поэтому при решении задачи плавления пластинчатого электрода надо различать несколько этапов.

В начале сварки подогрев пластинчатого электрода объемным источником мал (см. рис. 3), и \bar{Q}_w можно не учитывать. Для этого случая уравнение имеет вид

$$c\rho \frac{\partial U}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \quad t > 0, \quad \xi(x, t) < x < a, \quad (18)$$

с начальным и граничными условиями (16), (17).

Наличие границы фазового перехода позволяет по отдельности рассматривать области нагрева и плавления [14]. Так как расплав сразу удаляется дугой, то область плавления не рассматриваем. Торцевая граница электрода и граница плавления совпадают.

Задача заключается в определении распределения температуры в нерасплавленной части пластинчатого электрода и динамики изменения фронта плавления электрода во времени.

Для задач с удалением расплава существуют приближенные аналитические и численные методы, позволяющие получить решение задачи с достаточной степенью точности [15, 16].

При решении нелинейной нестационарной задачи Стефана воспользуемся интегральным методом [15], позволяющим свести уравнение в частных производных с нелинейными граничными условиями к обыкновенному дифференциальному уравнению с заданными начальными условиями и получить решение в замкнутой аналитической форме.

Введем в рассмотрение величину $z = z(t)$, которую назовем глубиной проникновения. Для всех координат электрода $x > z(t)$ можно с достаточной степенью точности считать, что температура электрода равна начальной температуре подогрева T_w , которая в начале сварки равна температуре среды T_{sur} .

На рис. 5 показано распределение температурного поля электрода в начале сварки: считается, что в начальный момент времени торец электрода нагрет до температуры плавления T_f , а начальное значение $z(t) = z_0$.

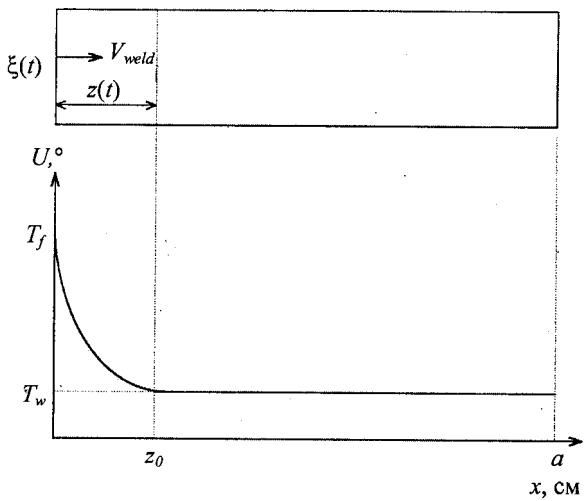


Рис. 5. Распределение температурного поля электрода в начале сварки

Умножим уравнение (18) на dx и проинтегрируем от ξ до z . Так как интеграл левой части зависит от параметров ξ и z , то, учитывая [17], можно записать

$$\int_{\xi}^z \frac{\partial T}{\partial t} dx = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\xi}^z T dx - z' T[z(t), t] + \xi' T[\xi(t), t] = \\ = \frac{\partial \theta}{\partial t} - z' T_w + \xi' T_f, \quad (19)$$

где величина θ определяется соотношением

$$\theta = \int_{\xi}^z T dx. \quad (20)$$

Приняв во внимание соотношение (19), окончательно имеем интеграл теплового баланса [15]

$$\frac{d}{dt} (\theta - T_w z + \frac{\rho L^* a}{\lambda} \xi + \xi T_f) = a \frac{q}{\lambda},$$

где $q = \frac{k I_{arc} U_{arc}}{S_e}$ — удельная мощность дугового

нагрева торцевой поверхности электрода с учетом потерь на испарение металла электрода, T_f и T_w — численные значения температуры плавления и подогрева электрода.

При воздействии на границе источника постоянной мощности распределение температуры в твердом теле определяется законом квадратичной параболы [18]. Поэтому для удобства примем, что аналитическое распределение температуры вблизи фронта плавления имеет вид

$$U = (T_f - T_w) [1 - \frac{x - \xi}{z - \xi}]^2 + T_w. \quad (21)$$

Выражение для температуры (21) удовлетворяет следующим условиям:

$$U[\xi(t), t] = T_f \text{ при } x = \xi(t);$$

$$U[z, t] = T_w \text{ при } x = z;$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \text{ при } x = z.$$

Распределение температуры электрода в начальный момент времени (см. рис. 4) имеет вид

$$U(x, 0) = T_w + \frac{q}{2\lambda x_0} (x_0 - x)^2,$$

где начальная глубина проникновения $x_0 = \frac{2(T_f - T_w)\lambda}{q}$.

Выражение для начальной глубины следует из закона Фурье [18], а коэффициент 2 (два) учитывает квадратичное распределение температуры в нерасплавившемся электроде в месте контакта с анодным пятном электрической дуги.

Подставив соотношение (21) в (20), получим

$$\theta = \frac{(z - \xi)(T_f + 2T_w)}{3}. \quad (22)$$

Для интеграла теплового баланса, используя (22), имеем

$$\begin{aligned} & \frac{(T_f + 2T_w)}{3} \frac{d[z - \xi]}{dt} - T_w \frac{dz}{dt} + \\ & + [\frac{\rho L^* a}{\lambda} + T_f] \frac{d\xi}{dt} = a \frac{q}{\lambda}. \end{aligned} \quad (23)$$

Применяя выбранный профиль температуры (21) для границы плавления $x = \xi(t)$, найдем

$$\frac{2\lambda(T_f - T_w)}{z - \xi} + \rho L^* \frac{d\xi}{dt} = q. \quad (24)$$

Исключим $\frac{d\xi}{dt}$ из уравнения (23), используя (24), и введем обозначение $Z = z - \xi$, которое можно назвать глубиной проникновения, измеренной относительно фронта плавления ξ . Тогда получим уравнение для переменной Z

$$\begin{aligned} & \frac{(T_f - T_w)}{3} \frac{dZ}{dt} - [\frac{\rho L^* a}{\lambda} - T_w + T_f] \frac{2\lambda(T_f - T_w)}{\rho L^*} \frac{1}{Z} = \\ & = -\frac{q}{\rho L^*} [T_f - T_w]. \end{aligned}$$

Принимая обозначения $A = \frac{T_f - T_w}{3}$,

$$B = [\frac{\rho L^* a}{\lambda} + T_f - T_w] \frac{2\lambda(T_f - T_w)}{\rho L^*},$$

$$C = -\frac{q}{\rho L^*} [T_f - T_w],$$

окончательно получим уравнение

$$A \frac{dZ}{dt} - \frac{B}{Z} = C. \quad (25)$$

Начальные условия имеют вид

$$\xi(0) = 0, \quad z(0) = Z(0) = \frac{2(T_f - T_w)\lambda}{q}. \quad (26)$$

Коэффициенты полученного уравнения A , B , C в рассматриваемом случае постоянные, поэтому в (25) введем замену переменных $\frac{1}{Z} = Y - \frac{C}{B}$, получим уравнение с разделяющимися переменными, проинтегрировав которое, найдем

$$\frac{B^2}{C^2} \ln[\frac{Y}{Y - \frac{C}{B}}] - \frac{2\frac{B}{C}}{Y - \frac{C}{B}} + c = -\frac{B}{A} t,$$

где константа c в рассматриваемой задаче Коши определяется из начальных условий (26).

Переходя к исходным переменным, для (25) имеем

$$\frac{t}{A} = -\frac{B}{C^2} \ln[1 + \frac{C}{B} Z] + \frac{2Z}{C} - c,$$

$$-\frac{B}{C^2} \ln[1 + \frac{C}{B} Z(0)] + \frac{2Z(0)}{C} = c.$$

На рис. 6, а и б, показаны, соответственно, аналитическое и численное решения уравнения (25). Очевидно, что полученные решения для относительной глубины проникновения $Z = z - \xi$ совпадают.

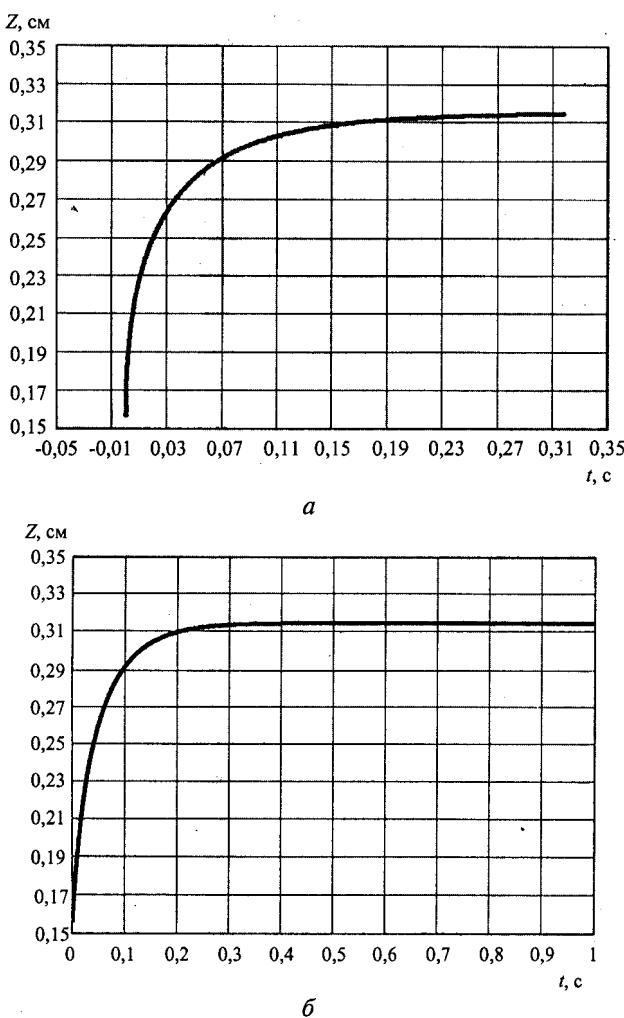


Рис. 6. Решения уравнения теплового баланса для переменной $Z = z - \xi$:
а — аналитическое; б — численное

Следует отметить, что в отсутствие подогрева в пластинчатом электроде возникает стационарный режим.

С возрастанием времени расстояние между глубиной проникновения и фронтом плавления электрода при достижении стационарного состояния практически не меняется.

Другими словами, температура электрода на одном и том же расстоянии перед фронтом плавления постоянна при нагреве только электрической дугой без учета объемных внутренних источников нагрева электрода.

В процессе сварки продвижение фронта плавления электрода опережает распространение тепловых возмущений от электрической дуги на расстояние, большее глубины проникновения.

Так как мы рассматриваем процесс плавления в начале сварки, то адиабатическое условие (16) на границе электрода $x = a$ не влияет на распре-

деление температуры электрода, и пластинчатый электрод в этом случае ведет себя как полуограниченное тело.

Из уравнения (24) получим зависимость скорости сварки от переменной Z :

$$V_{weld} = \frac{d\xi}{dt} = \frac{q}{\rho L^*} - \frac{2\lambda(T_f - T_w)}{\rho L^* Z}. \quad (27)$$

Так как относительная глубина проникновения Z в установившемся режиме постоянна, то скорость сварки стремится также к установившемуся постоянному значению, определяемому из (27).

Если бы в последнем слагаемом (27) температура подогрева электрода стремилась к температуре плавления ($T_w \rightarrow T_f$), то скорость сварки стремилась бы к своему предельному значению, определяемому отношением осредненной мощности дуги к полной теплоте плавления единицы объема металла пластинчатого электрода

$$V_{weld T_w \rightarrow T_f} = \frac{q}{\rho L^*}.$$

Это предельная скорость сварки, которая может быть получена на данном материале (ρL^*) при данной постоянной мощности источника нагрева q .

В этом случае мощность электрической дуги расходуется только на плавление и перегрев удаленного в сварочную ванну металла электрода, так как металл уже подогрет до температуры плавления.

Второй член (27) характеризует влияние на скорость дуги процесса подогрева слоя металла электрода толщиной Z до температуры плавления.

На рис. 7, а и б приведены, соответственно, зависимость V_{weld} от времени t и начальный участок этой зависимости.

Если принять, что стационарный режим плавления наступает, когда скорость сварки отличается от установившегося значения на 5 %, то это соответствует характерному времени установления $t_{fix} = 0,25—0,3$ с.

Очевидно, что характерное время установления стационарного режима плавления t_{fix} более чем на три порядка превышает характерное время нагрева t_h поверхности электрода до температуры плавления ($t_{fix} \gg t_h$).

Определим характерные временные отрезки, затрачиваемые дугой на расплавление переносимого в сварочную ванну металла электрода и на подогрев слоя металла электрода толщиной Z .

Используя равенства (27), можно получить характерное время, которое затрачивает электрическая дуга на подогрев слоя металла электрода толщиной Z в установившемся режиме

$$t_{hZ} = \frac{Z}{\frac{q}{\rho L^*} - V_{weld}}.$$

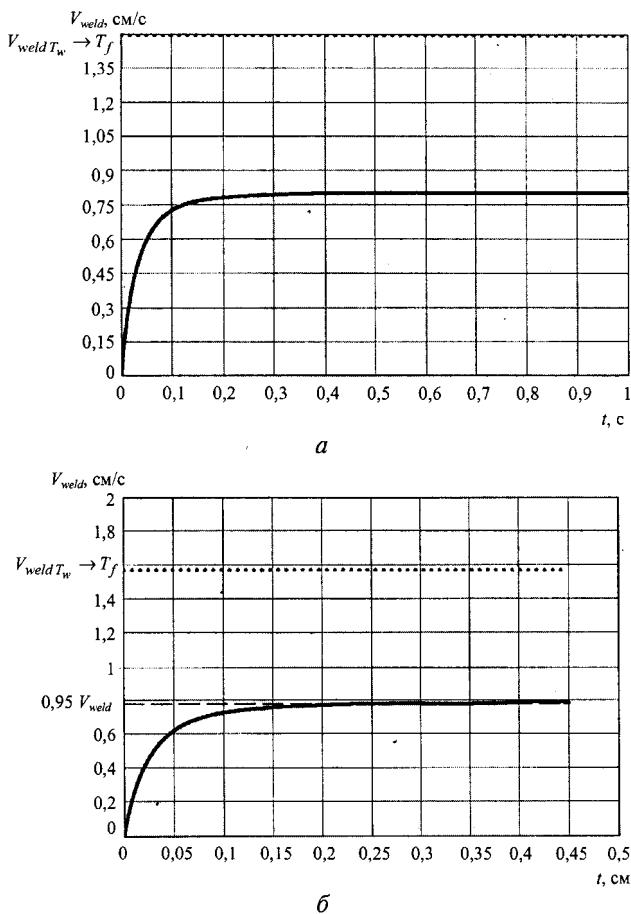


Рис. 7. Зависимость скорости сварки от времени:
а — установившийся режим; б — начало процесса

Для характеристик дуги и теплофизических свойств, используемых при построении рис. 7, *а*, *б*, в установившемся режиме получим $t_{hZ} \approx 0,4$ с.

Тогда на расплавление слоя металла электрода толщиной Z будет затрачено характерное время $t_{plZ} = \frac{Z}{V_{weld}}$.

Для стационарного режима сварки характерное время плавления $t_{plZ} \approx 0,4$ с.

Таким образом, в начале сварки при стационарном режиме, когда подогревом электрода протекающим током еще можно пренебречь, мощность электрической дуги приблизительно расходуется в равных долях на нагрев и плавление пластинчатого электрода.

На рис. 8 показано изменение характерного времени нагрева и характерного времени плавления слоя металла электрода толщиной Z без учета объемных внутренних источников нагрева электрода при сварке.

На начальном этапе большая часть мощности дуги расходуется на нагрев электрода, а меньшая на плавление, поэтому характерное время плавления велико, а характерное время нагрева мало. При выходе на стационарный режим ($Z = \text{const}$) характерное время нагрева и характерное время

плавления стремятся к своему установившемуся значению $t_{hZ} \approx t_{plZ} \approx 0,4$ с.

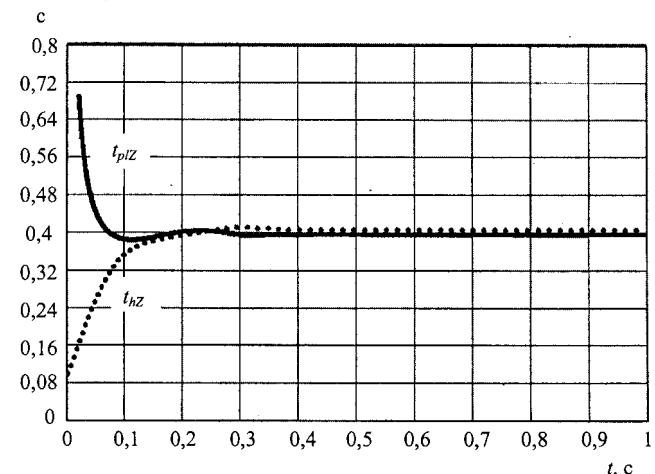


Рис. 8. Изменение характерного времени нагрева и характерного времени плавления электрода при сварке

На рис. 9 показано распределение температуры в стационарном режиме сварки в слое металла электрода толщиной Z без учета объемных внутренних источников нагрева электрода.

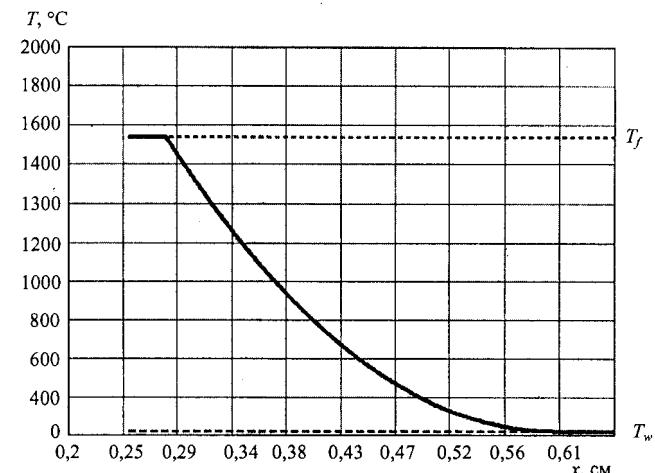


Рис. 9. Распределение температуры в стационарном режиме сварки в слое металла электрода толщиной Z

На рис. 10, *а*, *б*, *в*, для одного и того же временного промежутка показаны изменения всех размеров зоны плавления при сварке: $z(t)$ — изменение абсолютного значения глубины проникновения; $\xi(t)$ — изменение значения координаты фронта плавления; $Z(t)$ — изменение относительной глубины проникновения.

Для $\xi(t)$ в начале сварки существует нелинейный участок с задержкой фронта плавления, а в установившемся режиме положение фронта плавления электрода изменяется линейно. Тангенс угла наклона касательной к кривой $\xi(t)$ в любой точке определяет мгновенную скорость сварки в этой точке.

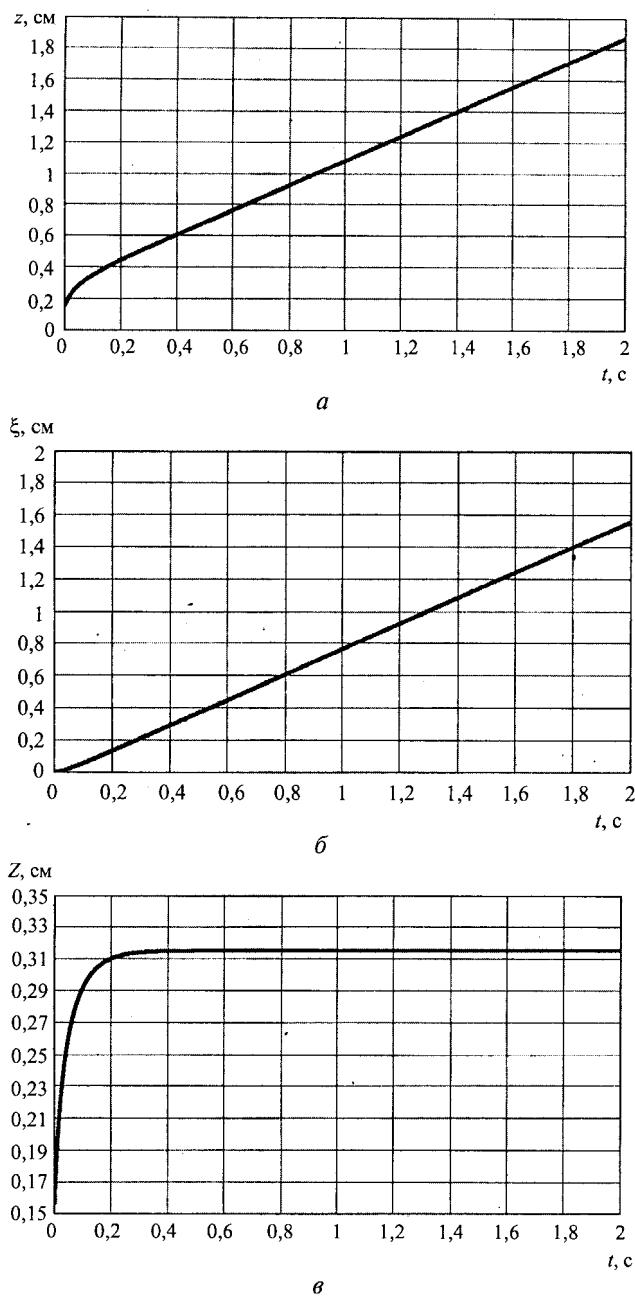


Рис. 10. Зависимость геометрических характеристик зоны плавления электрода от времени в стационарном режиме:
 а — $z(t)$; б — $\xi(t)$; в — $Z(t)$

Выводы

1. Подогрев электрода электрической дугой значительно превышает подогрев протекающим

сварочным током, поэтому в начале сварки подогрев протекающим током можно не учитывать.

2. В пластинчатом электроде в начале сварки существует стационарный режим, и продвижение фронта плавления электрода опережает распространение тепловых возмущений от электрической дуги на расстояние, большее глубины проникновения.

Литература

1. Новиков О. Я. Устойчивость электрической дуги. — Л.: Энергия, 1978. — 159 с.
2. Лесков Г. И. Электрическая сварочная дуга. — М.: Машиностроение, 1970. — 325 с.
3. Кулагин И. Д., Николаев А. В. О распределении плотности тока в пятнах сварочной дуги. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. Вып. 3. С. 308—315.
4. Гаген Ю. Г., Таран В. Д. Сварка магнитоуправляемой дугой. — М.: Машиностроение, 1970. — 160 с.
5. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1971. — 512 с.
6. Полянин А. Д. Линейные уравнения математической физики: Справочник. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 576 с.
7. Самарский А. А., Бабищевич П. Н. Вычислительная теплопередача. — М.: Едиториал УРСС, 2003. — 784 с.
8. Мейрманов А. М. Задача Стефана. — Новосибирск: Наука, 1986. С. 239.
9. Зуев И. В., Кубарев В. Ф., Бушма В. О. и др. Движение дуги в узком зазоре при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом// Прикладная физика. Технология, 1994. № 3. С. 3—7.
10. Гольфарб Э. М. Теплотехника металлургических процессов. — М.: Металлургия, 1987. — 439 с.
11. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана. — Рига: Звайгэне, 1967. — 457 с.
12. Гринберг Г. А., Чекмарева О. М. О движении поверхности раздела фаз в задачах стефановского типа// ЖТФ, 1970. Т. XLI. Вып. 10. С. 2025—2031.
13. Гуляев А. П. Металловедение. — М.: Металлургия, 1986. — 646 с.
14. Борисов В. Т., Любов Б. Я., Темкин Д. Е. О расчете кинетики затвердевания металлического слитка при различных температурных условиях на его поверхности// Доклады АН. 1955. Т. 104. № 2. С. 223—226.
15. Гудмен Т. Р. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестационарного теплообмена. Проблемы теплообмена. — М.: Атомиздат, 1967. С. 41—96.
16. Коздoba Л. А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности. — М.: Наука, 1975. — 227 с.
17. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. В 3 т. — М.: Наука, 1969. Т. 2. — 800 с.
18. Лыков А. В. Теория теплопроводности. — М.: Вышш. шк., 1967. — 599 с.

Статья поступила в редакцию 26 апреля 2005 г.

Plate's electrode melting in the process of arc welding with stationary melting electrode (beginning of process)

V. O. Bushma, V. F. Kubarev, D. V. Kalashnikov
 Moscow Power Engineering Institute (Technical University), Moscow, Russia

The problem considered in the article is the melting of the electrode's metal, when the liquid is removed immediately. There was shown, that in the beginning of welding there is the stationary mode of the melting.