

Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 621.383

Плавление пластинчатого электрода в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом

В. О. Бушма, Д. В. Калашников

Московский энергетический институт (Технический университет), Россия

Рассмотрена задача плавления металла электрода с удалением расплава при подогреве пластинчатого электрода равномерно распределенным и неравномерно распределенным внутренними источниками тепла. Показано, что при подогреве электрода протекающим сварочным током, его плавление происходит в нестационарном режиме. Даны рекомендации для получения квазистационарного режима плавления электрода при сварке.

Задача плавления пластинчатого электрода в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом при отсутствии подогрева протекающим сварочным током была рассмотрена в работе [1]. Было показано, что в отсутствие подогрева пластинчатого электрода протекающим током для электрода существует стационарный режим плавления, отличающийся постоянством скорости сварки и постоянной величиной относительной глубины проникновения Z .

При разработке технологии сварки большой интерес представляет реальная задача плавления электрода при наличии подогрева пластинчатого электрода внутренними источниками нагрева.

В научной литературе существуют точные и приближенные решения задачи Стефана для пластины с удалением расплава [2, 3]. Случай, рассматриваемый в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом (ДС НПЭ), отличается от известных наличием подогрева пластинчатого электрода двумя различными источниками нагрева.

В пластинчатом электроде при сварке существуют два источника нагрева: равномерно распределенный источник нагрева, обусловленный протеканием по электроду постоянной составляющей плотности сварочного тока [4], и неравномерно распределенный источник нагрева электрода, возникающий из-за наличия узкого стока тока электрода при горении электрической дуги [5]. Проанализируем режимы плавления электрода для двух случаев нагрева: при нагреве электрода равномерно распределенным источником нагрева (постоянной составляющей сварочного тока) и при нагреве электрода равномерно и неравномерно распределенными источниками нагрева (полным сварочным током).

Рассмотрим воздействие электрической дуги на пластинчатый электрод (рис. 1). Появление пятна дуги площадью $(c-l)\delta$ в каком-либо месте электрода приводит к протеканию сварочного тока по площадке

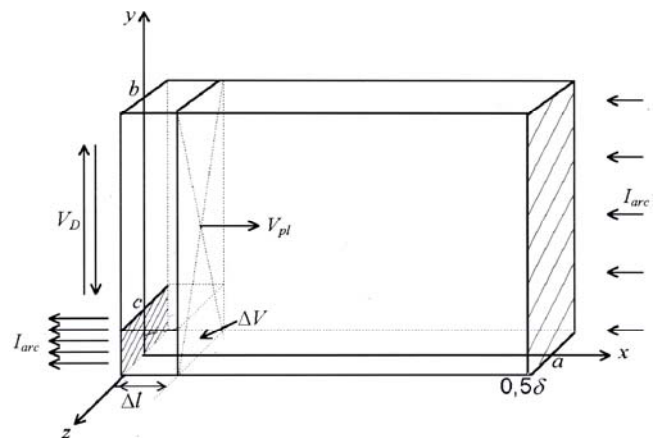


Рис. 1. Нагрев пластинчатого электрода током сварки

Для температуры подогрева пластинчатого электрода $T_w(t)$ при подогреве равномерно распределенным объемным источником тепла было получено аналитическое выражение [4]

$$T(x, t) = T_w(t) = T_0 + \frac{I^2 \rho_m}{\alpha_p S^2 c_p \rho} [1 - e^{-\alpha_p t}], \quad (1)$$

где T_0 — температура окружающей среды;
 $c_p \rho$ и ρ_m — удельная объемная теплоемкость и удельное сопротивление материала электрода, соответственно;

α_p — коэффициент теплоотдачи пластинчатого электрода;

$I = I_{arc}$ — сварочный ток, протекающий по пластинчатому электроду;

$S = b\delta$ — площадь поперечного сечения электрода.

Наличие аналитического выражения для температуры подогрева пластинчатого электрода (1) позволяет

© Бушма В. О., Калашников Д. В., 2006

и последовательному переходу пятна дугового нагрева на новое место.

использоваться данными решения задачи плавления без

источника нагрева [1], в котором в качестве температуры подогрева рассматривать $T_w(t)$.

Для интеграла теплового баланса [1] в условиях подогрева электрода постоянной составляющей плотности сварочного тока можно записать соотношение

$$-\frac{\rho L^* a}{\lambda} \frac{d\xi}{dt} + \frac{qa}{\lambda} - \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{dz}{dt} T_w(t) - \frac{d\xi}{dt} T_f = 0, \quad (2)$$

где T_f — температура плавления металла электрода;

L^* — полная теплота плавления металла электрода с учетом перегрева;

q — удельная мощность дугового нагрева торцевой поверхности электрода с учетом потерь на испарение металла электрода;

a, λ и ρ — температуропроводность, теплопроводность и плотность металла электрода, соответственно;

ξ — координата фронта плавления;

z — абсолютная глубина проникновения.

Температурный профиль в электроде вблизи фронта плавления будет иметь вид

$$U = [T_f - T_w(t)] \left[1 - \frac{x - \xi}{z - \xi} \right]^2 + T_w(t). \quad (3)$$

Как и при рассмотрении задачи в работе [1], выражение для температуры (3) удовлетворяет следующим условиям:

$$U[\xi(t), t] = T_f \text{ при } x = \xi(t); \quad (4)$$

$$U[\xi(z, t)] = T_w \text{ при } x = z; \quad (5)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0 \text{ при } x = z. \quad (6)$$

Как и в [1], величина θ определяется соотношением

$$\theta = \int_{\xi}^z T dx = \frac{(z - \xi)(T_f - 2T_w(t))}{3}. \quad (7)$$

При подстановке (7) в уравнение теплового баланса (2) получим

$$\frac{[T_f + 2T_w(t)]}{3} \frac{d[z - \xi]}{dt} - T_w(t) \frac{dz}{dt} + \left[\frac{\rho L^* a}{\lambda} + T_f \right] \frac{d\xi}{dt} + \frac{2T_w'(t)(z - \xi)}{3} = a \frac{q}{\lambda}.$$

Из условия Стефана при выбранном профиле температуры (3) имеем

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{q}{\rho L^*} - \frac{2\lambda[T_f - T_w(t)]}{\rho L^*(z - \xi)}.$$

Вводя обозначение $Z = z - \xi$, получим

$$\frac{[T_f + T_w(t)]}{3} \frac{dZ}{dt} - \left[\frac{\rho L^* a}{\lambda} + T_f - T_w(t) \right] \times \frac{2\lambda[T_f - T_w(t)]}{\rho L^* Z} + \frac{2T_w'(t)Z}{3} = -\frac{q}{\rho L^*} [T_f - T_w(t)].$$

Принимая обозначения $A = \frac{T_f - T_w(t)}{3}$;

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

$$C = \frac{2T_w'(t)}{3};$$

$$D = -\frac{q}{\rho L^*} [T_f - T_w(t)],$$

окончательно получим уравнение

$$A \frac{dZ}{dt} - \frac{B}{Z} + CZ = D. \quad (8)$$

В отличие от уравнения, полученного в работе [1], коэффициенты A, B, C, D являются функциями времени.

Начальные условия имеют вид

$$\xi(0) = 0, \quad z(0) = Z(0) = \frac{2(T_f - T_w)\lambda}{q}. \quad (9)$$

Общее аналитическое решение полученного частного случая уравнения Бернулли можно получить в режиме символьных вычислений пакетов Matlab или Maple [6, 7], но так как величина Z не выражается через время явно, то пользоваться таким решением не удобно. Поэтому для анализа будем использовать численные решения (8), выполненные пакетом MATHCAD.

Зависимость температуры подогрева пластинчатого электрода из малоуглеродистой стали от времени представлена на рис 2. Температура электрода достигнет 80 °C ($0,05T_f$) через 2 с после начала сварки ($t_b = 2$ с).

Кроме того, ограничимся температурой предельного нагрева электрода объемным распределенным источником тепла. Выбор температуры предельного нагрева электрода зависит от теплофизических свойств нанесенного защитного диэлектрического покрытия.

Примем, что предельная температура нагрева покрытия составляет $T_{\max} = 500$ °C. Этому значению температуры на рис. 2 соответствует время $t_{\max} = 16$ с.

На рис. 3, а показаны изменения во времени абсолютной глубины проникновения $z(t)$ и координаты фронта плавления $\xi(t)$ при сварке. Для лучшей наглядности рассмотрен начальный временной промежуток сварки с нагревом внутренним равномерно распределенным источником тепла. На рис. 3, б показано численное решение для относительной глубины проникновения $Z = z - \xi$. При нагреве внутренним равномерно распределенным объемным источником тепла и электрической дугой в пластинчатом электроде отсутствует стационарный режим. Температура пластинчатого электрода на одном и том же расстоянии перед фронтом плавления постоянно повышается, а относительная глубина проникновения уменьшается.

На рис. 4 приведена зависимость скорости сварки от времени при нагреве электрода равномерно распределенным по сечению током сварки и электрической дугой, расположенной на торце электрода. Следует отметить, что в начале сварки, когда нагрев электрода незначителен, существует участок ($t \leq 2$ с) с постоянной скоростью сварки. Дальнейшее плавление электрода

да происходит практически с линейно возрастающей скоростью сварки. Причем с течением времени из-за наличия подогрева электрода скорость сварки стремится к своему предельному значению $V_{weld T_w \rightarrow T_f}$.

Рис. 2. Изменение температуры пластинчатого электрода из малоуглеродистой стали во времени при подогреве внутренним объемным равномерно распределенным источником тепла

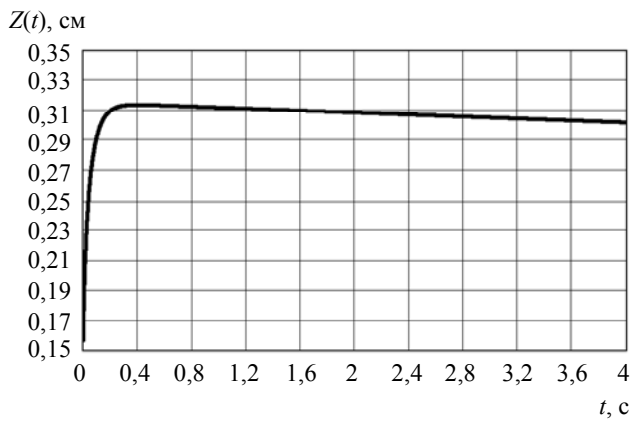
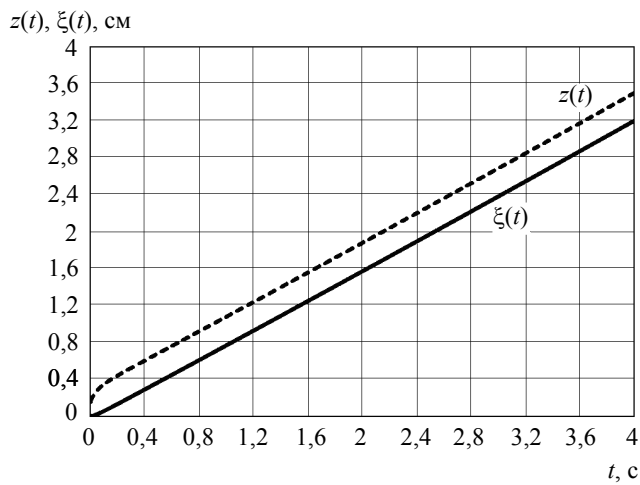
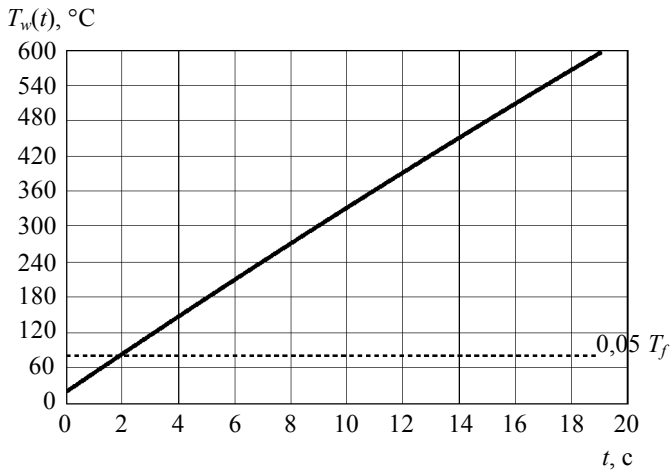


Рис. 3. Изменения при сварке геометрических размеров зоны плавления электрода, подогреваемого равномерно распределенным по объему электрода источником тепла: а — $z(t)$, $\xi(t)$; б — $Z(t)$

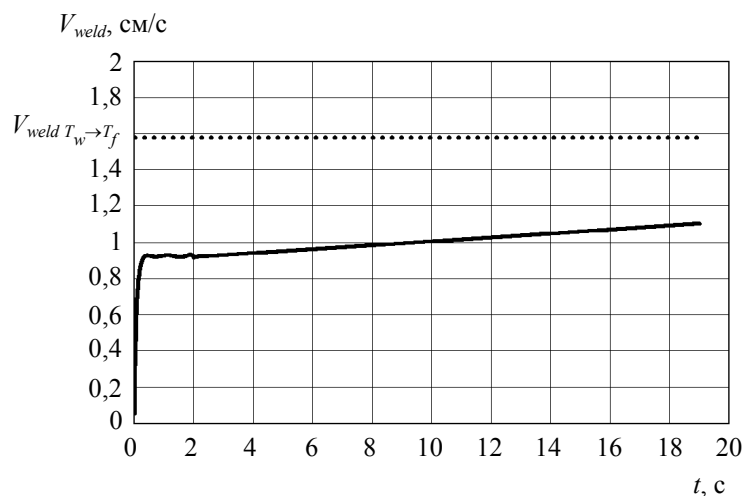


Рис. 4. Зависимость скорости сварки от времени при нагреве электрода равномерно распределенным по сечению током сварки и электрической дугой

На рис. 5 показаны зависимости характерного времени нагрева t_{hZ} и характерного времени плавления t_{plZ}

слоя металла электрода толщиной Z от времени сварки t .

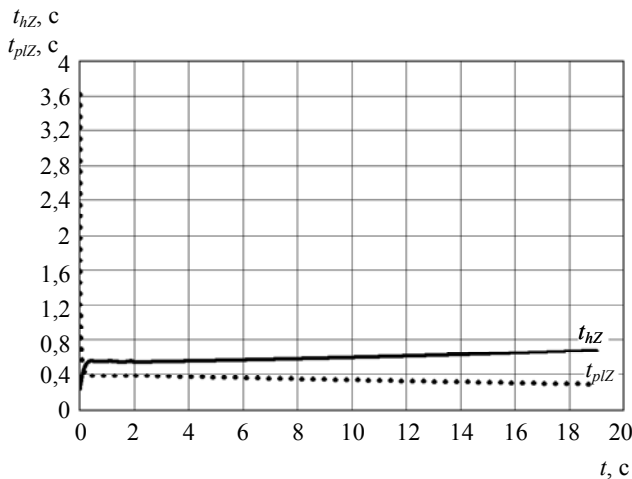


Рис. 5. Изменение характерного времени нагрева и характерного времени плавления в нестационарном режиме плавления при подогреве электрода постоянной составляющей плотности сварочного тока

Возрастание скорости сварки V_{weld} с одновременным уменьшением величины подогреваемого слоя металла Z приводит к тому, что характерное время нагрева растет (см. рис. 5). При этом выделяемая мощность электрической дуги в основном расходуется на подогрев слоя металла толщиной Z .

В то же время из-за изменения скорости сварки V_{weld} и относительной глубины проникновения Z характерное время плавления падает, стремясь к своему предельному значению $\frac{Z\rho L^*}{q}$.

Другими словами, подогрев хотя и влияет на временные параметры процесса плавления, но все же основной вклад в нагрев и плавление слоя металла пластинчатого электрода толщиной Z вносит электрическая дуга.

Как следует из рис. 5, с возрастанием времени нагрева металла электрической дугой уменьшается, но так как также уменьшается слой подогреваемого дугой металла электрода толщиной Z , то уменьшение температурного перепада $(T_f - T_w)$ на слое металла электрода толщиной Z происходит медленнее, чем уменьшается этот слой металла.

Нагрев пластинчатого электрода равномерно распределенной постоянной составляющей плотности сварочного тока и составляющей плотности сварочного тока неравномерно распределенной по сечению электрода вблизи стока тока выполнялся в работе [3]. Для температуры электрода при действии всех внутренних источников нагрева было получено

$$T = T(x, t) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Q_{n0}}{A_{n0}} (e^{A_{n0}t} - 1) \cos \frac{n\pi y}{b} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Q_{0m}}{A_{0m}} (e^{A_{0m}t} - 1) \cos \frac{m\pi x}{a} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Q_{nm}}{A_{nm}} (e^{A_{nm}t} - 1) \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}. \quad (10)$$

В выражении (10) величины Q_{n0} , Q_{0m} , Q_{nm} — разложение внутреннего источника нагрева электрода по собственным функциям, используемым в задаче с граничными условиями второго рода, $T(x, t)$ — определяется выражением (1), A_{n0} , A_{0m} , A_{nm} — собственные числа, определяемые из соотношения

$$A_{nm} = -\frac{\lambda}{\rho c} \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) - \alpha_p, \quad n, m = 1, 2, 3 \dots$$

Для полученного раньше [1] характерного времени нагрева t_{hZ} усредним температурное поле электрода (10) по высоте электрода

$$T(x) = \frac{1}{b} \int_0^b T(x, y, t_{hZ}) dy.$$

В результате получим

$$T(x, t_{hZ}) = T_{00} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{Q_{0m}}{A_{0m}} (e^{A_{0m}t_{hZ}} - 1) \cos \frac{m\pi x}{a}. \quad (11)$$

Для низкоуглеродистых сталей размер зоны максимального нагрева приблизительно определяется величиной δ от торца электрода, где δ — толщина пластинчатого электрода. Таким образом, действие неравномерно распределенного источника тепла электрода происходит в области относительной глубины проникновения Z и практически не выходит за ее пределы. Поэтому влияние неравномерно распределенного источника нагрева электрода на характер его плавления легко учесть, изменив температурный профиль при плавлении.

Выберем профиль температуры для неравномерно распределенного источника тепла электрода так, чтобы этот профиль удовлетворял условиям интегрального баланса (4)—(6).

Расчеты показывают, что этим условиям соответствует профиль вида

$$T_i(x) = k_i T_{i \max} \left(\frac{x - \xi}{Z - \xi} \right) \left[1 - \frac{x - \xi}{Z - \xi} \right]^2, \quad (12)$$

где k_i — коэффициент, уравнивающий действия реального источника (11) и выбранного нами $T_i(x)$;

$T_{i \max}$ — максимальная температура профиля.

Эквивалентность действия реального неравномерно распределенного источника нагрева электрода (11) и источника нагрева с профилем (12) устанавливается интегральным соотношением при $\xi = 0$

$$\int_0^Z T_{\max}(t_{hZ}) \exp(\lambda_1 x) dx = \int_0^Z k_i T_{i \max} \left(\frac{x - \xi}{Z - \xi} \right) \left[1 - \frac{x - \xi}{Z - \xi} \right]^2 dx.$$

Для суммарного профиля, показанного на рис. 6, определим величину θ (7)

$$\theta = \int_{\xi}^z T dx = \frac{(z - \xi)[4T_f + 8T_w(t) + 5T_i]}{12}$$

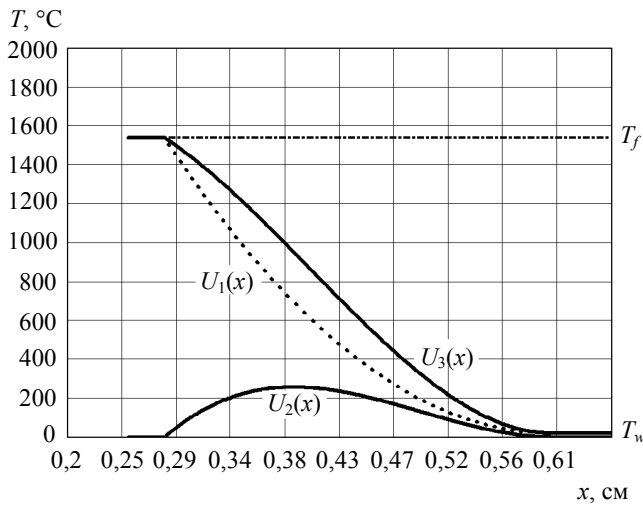


Рис. 6. Температурные профили, используемые в задаче плавления электрода с подогревом неравномерно распределенным источником тепла:

- $U_1(x)$ — исходный температурный профиль;
- $U_2(x)$ — температурный профиль источника неравномерного нагрева электрода;
- $U_3(x)$ — суммарный температурный профиль

Интеграл теплового баланса имеет вид

$$\frac{[4T_f + 8T_w(t) + 5T_i]}{12} \frac{d[z - \xi]}{dt} + \left[\frac{\rho L^* a}{\lambda} + T_f - T_w(t) \right] \frac{d\xi}{dt} + \frac{2T_w'(t)(z - \xi)}{3} = a \frac{q}{\lambda} \quad (13)$$

Из условия Стефана, дифференцируя выбранный температурный профиль для фронта плавления, получим

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{q}{\rho L^*} - \frac{2\lambda[T_f - T_w(t) - 0,5T_i]}{\rho L^*(z - \xi)} \quad (14)$$

Подставим (14) в (13) и введем следующие обозначения

$$\begin{aligned} Z &= z - \xi; \\ A &= \frac{4T_f - 4T_w(t) + 5T_i}{12}; \\ B &= \left[\frac{\rho L^* a}{\lambda} + T_f - T_w(t) \right] \frac{2\lambda[T_f - T_w(t) - 0,5T_i]}{\rho L^*}; \\ C &= \frac{2T_w'(t)}{3}; \quad D = -\frac{q}{\rho L^*} [T_f - T_w(t)]. \end{aligned}$$

Тогда получим уравнение, аналогичное (8), с другими зависящими от времени коэффициентами A и B , которое описывает физический процесс нагрева металла электрода вблизи фронта плавления.

На рис. 7 показано численное решение для относительной глубины проникновения, удовлетворяющее уравнению (8) при начальных условиях (9).

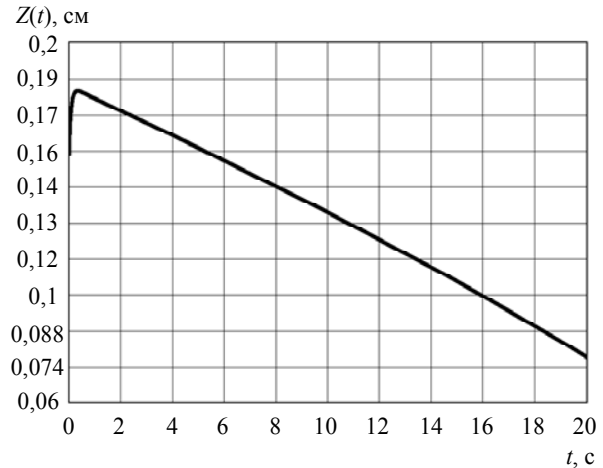


Рис. 7. Зависимость относительной глубины проникновения $Z(t)$ от времени при нагреве электрода равномерно и неравномерно распределенными источниками тепла

Изменение во времени относительной глубины проникновения $Z(t)$ носит нелинейный характер, но так как эти изменения малы по отношению к изменениям абсолютной глубины проникновения $z(t)$ и координаты положения фронта плавления $\xi(t)$, то последние измененияются практически по линейному закону.

Наличие неравномерно и равномерно распределенных источников теплового нагрева электрода приводит к тому, что при сварке в пластинчатом электроде не существует стационарного режима, т. е. температура электрода при одном и том же расстоянии перед фронтом плавления с течением времени постоянно возрастает, а относительная глубина проникновения падает.

На рис. 8 показано изменение скорости сварки V_{weld} во времени. В начале сварки ($t \leq 2$ с) существует участок, где скорость сварки практически постоянна. В это время координата фронта плавления $\xi(t)$ изменяется линейно, а относительная глубина проникновения $Z(t)$ имеет максимум (см. рис. 7). Для сравнения на рис. 8 дана скорость сварки при подогреве электрода только равномерно распределенным источником тепла.

После начального участка скорость сварки интенсивно нарастает. Если сравнивать кривые 1 и 2 (см. рис. 8), то можно отметить, что учет влияния неравномерно распределенного источника теплового нагрева электрода приводит к тому, что нарастание скорости сварки происходит более интенсивно, чем при наличии только равномерно распределенного по электроду источника нагрева.

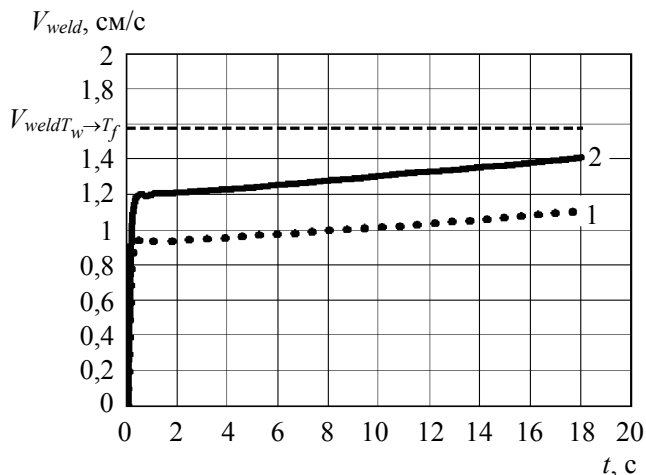


Рис. 8. Зависимость скорости сварки от времени при нагреве электрода:
1 — равномерно распределенным источником тепла;
2 — равномерно и неравномерно распределенными источниками тепла

На рис. 9 показаны зависимости характерного времени нагрева t_{hZ} и характерного времени плавления t_{plZ} слоя металла электрода толщиной Z от времени сварки t . Даже при подогреве пластинчатого электрода внутренними равномерно распределенным и неравномерно распределенным объемными источниками тепла основная мощность электрической дуги расходуется на нагрев слоя металла электрода толщиной Z .

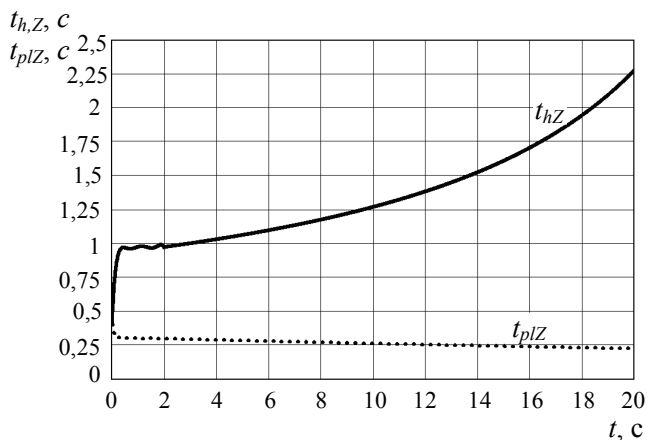


Рис. 9. Изменения характерного времени нагрева и характерного времени плавления электрода в процессе сварки при учете нагрева электрода равномерно и неравномерно распределенными источниками тепла

При этом характерное время плавления приближается к предельному характерному времени плавления.

Это означает, что в процессе сварки будут иметь место различные условия массопереноса металла электрода в сварочную ванну в начале и конце сварки, что приведет к изменениям качества сварного соединения вдоль длины стыка.

Кроме того, подогрев электрода при неизменной мощности дуги приводит к перегреву расплавляемого металла, увеличению количества растворимых в нем газов, которые затем не успевают выделиться при быстрой кристаллизации металла шва, что является одной из основных причин пористости сварных соединений при ДС НПЭ.

Как показывают анализ и экспериментальные данные, оба источника подогрева электрода протекающим током оказывают негативное влияние на качество получаемых сварных соединений.

Действие неравномерно распределенного источника тепла, расположенного вблизи стока тока, обусловлено физикой процесса сварки: горение электрической дуги в узкой щелевой разделке происходит на части торцевой поверхности электрода. Это определяет наличие узкого стока тока и подогрев металла электрода вблизи него.

Негативное влияние на качество сварного соединения подогрева электрода внутренним равномерно распределенным объемным источником тепла (постоянной составляющей плотности сварочного тока) не связано непосредственно с физикой горения электрической дуги в узкой щелевой разделке и может быть устранено.

Наиболее рациональный способ устранить подогрев электрода равномерно распределенным объемным источником тепла — изменить конструкцию электрода или конструкцию используемого токоподвода. Предельная температура подогрева электрода T_w выбирается из требований получения стационарного режима при сварке.

При этом для сварки протяженных изделий необходимо использовать электроды большего, чем нужно для соединения данной конструкции, сечения.

Площадь сечения электрода $S = b\delta$, где b и δ — высота и толщина электрода, которые необходимо увеличивать. Увеличение толщины δ требует увеличения сварочного тока и мало эффективно, поэтому необходимо увеличивать высоту электрода b .

Электроды большей, чем требует данная сварная конструкция, высоты неполностью оплавляются при сварке, что увеличивает отходы на огарки и снижает эффективность способа. Кроме того, могут появиться дополнительные конструктивные ограничения, связанные с невозможностью использования электродов с измененной конструкцией.

Изменение конструкции токоподвода связано прежде всего с применением при сварке токоподводящих шин из материалов с малым удельным сопротивлением (медь, алюминий), обеспечивающих шунтирующее действие частей электрода и уменьшающих сварочный ток, протекающий через эти части.

Для определения конструкции электрода для сварки протяженных изделий необходимо ввести критерий стационарности режима сварки на данном временном отрезке. Как показывают расчеты, в протяженном пластинчатом электроде с дополнительными токоподводами можно получить режим плавления, близкий к стационарному, если подогрев электрода постоянной составляющей плотности сварочного тока не превышает 100°C . Это соответствует случаю плавления электрода с подогревом, неравномерно распределенным по объему электрода источником тепла и электрической дугой.

Выводы

1. При нагреве пластинчатого электрода равномерно распределенным по объему электрода источником тепла (постоянной составляющей плотности сварочного тока) и электрической дугой плавление электрода происходит в нестационарном режиме. Температура электрода на одном и том же расстоянии перед фронтом плавления повышается, а относительная глубина проникновения при плавлении уменьшается. При постоянной мощности электрическая дуга затрачивает большее время на нагрев слоя, равного глубине проникновения, чем на плавление этого слоя.

2. Плавление электрода в нестационарном режиме происходит с постоянно возрастающей скоростью сварки, которая стремится к своему предельному для материала электрода значению, равному отношению усредненной мощности дуги к полной теплоте плавления единицы объема металла электрода.

3. Зона максимального нагрева пластинчатого электрода полным током сварки приблизительно равняется толщине электрода, расположена в пределах температурного профиля плавления электрода и может быть описана законом кубической параболы, коэффициенты которой определяются интегралом теплового баланса.

4. При нагреве электрода полным током сварки и электрической дугой нестационарность режима плавления электрода возрастает, нарастание скорости плавления происходит более интенсивно, чем при подогреве электрода равномерно распределенным по объему источником тепла. При этом характерное время нагрева участка электрода, равного глубине проникновения,

нелинейно возрастает, а характерное время плавления стремится к своему предельному значению.

5. Решение задачи плавления электрода с учетом подогрева током сварки вносит значительные поправки в предложенную методику [4] расчета конструкции пластинчатого электрода для сварки протяженных изделий. Чтобы получить стационарный режим плавления электрода из низкоуглеродистой стали, его подогрев равномерно распределенным по объему источником тепла (постоянной составляющей плотности сварочного тока) не должен превышать температуры 100 °С.

Л и т е р а т у р а

1. Бушма В. О., Кубарев В. Ф., Калашиков Д. В. Плавление пластинчатого электрода в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом (начало процесса) // Прикладная физика. 2005. № 5. С. 62—72.
2. Ларднер Т. Ю. Вариационный принцип Био для решения задач теплопроводности/Т. Ю. Ларднер//Ракетная техника и космонавтика. 1963. № 1. С. 225—236.
3. Коздоба Л. А. Методы решения нелинейных задач теплопроводности/Л. А. Коздоба. — М.: Наука, 1975. — 227 с.
4. Бушма В. О. Нагрев пластинчатого электрода равномерно распределенным источником тепла в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом//Прикладная физика. 2001. № 2. С. 75—85.
5. Бушма В. О. Нагрев пластинчатого электрода протекающим током в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом//Там же. 2003. № 2. С. 41—46.
6. Потемкин В. Г. MATLAB 5 для студентов/В. Г. Потемкин, П. И. Рудаков. — М.: Диалог МИФИ, 1999. — 447 с.
7. Голосков Д. П. Уравнения математической физики: Решение задач в системе Maple/Д. П. Голосков. — СПб: Питер, 2004. — 9 с.

Статья поступила в редакцию 17 марта 2006 г.

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

V. O. Bushma, D. V. Kalashnikov

Moscow Power Engineering Institute (Technical University), Moscow, Russia

The problem of electrode's melting with removal of liquid metal during the process of heating plate electrode by means of uniformly and non-uniformly distributed internal sources of heat is solved. There is shown, that during the process of electrode's heating by means of a welding current the melting process goes in a non-stationary mode. The recommendations for reception quasi-stationary mode of electrode's melting during the process of welding are given.