

# ДЕЙСТВУЮЩИЕ ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССА СВАРКИ НЕПЛАВЯЩИМСЯ ЭЛЕКТРОДОМ С ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ТОКА ДУГИ

**В. Ф. ДЕМЧЕНКО, У. БОИ, И. В. КРИВЦУН, И. В. ШУБА**

ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины. 03680, г. Киев-150, ул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

Статья посвящена анализу влияния импульсной модуляции сварочного тока на действующие (эффективные) значения электродинамических характеристик процесса сварки неплавящимся электродом. В первой части статьи анализируются возможности повышения действующего значения тока дуги за счет выбора оптимальных временных и токовых параметров импульсной модуляции. Рассматривается достаточно общий случай модуляции тока импульсами трапециoidalной формы (как частные случаи — прямоугольный и треугольный импульсы). Во второй части изучается распределение действующих значений электромагнитных и динамических характеристик модулированного тока в сварочной ванне, исходя из нестационарной модели дугового разряда и модели электромагнитных процессов в свариваемом металле. В качестве характерного примера рассматривается силовое воздействие модулированного тока на металл сварочной ванны при модуляции тока треугольными импульсами с паузами на частоте 10 кГц. Анализируется влияние динамических эффектов в импульсной дуге на распределение в металле действующих значений электродинамических характеристик — центробежной составляющей силы Лоренца и магнитного давления. Делается вывод о том, что при оптимальной форме импульсов тока динамические эффекты, возникающие в нестационарной дуге, способны существенно повысить его силовое воздействие на металл сварочной ванны при сварке неплавящимся электродом с высокочастотной модуляцией тока по сравнению со сваркой на постоянном токе, совпадающем по величине с действующим значением модулированного тока. Библиогр. 19, рис. 13.

*Ключевые слова:* сварка неплавящимся электродом, импульсная модуляция тока, электродинамические характеристики, действующие значения, металл сварочной ванны, математические модели

Импульсная модуляция тока дуги при сварке неплавящимся электродом (ТИГ) является одним из эффективных способов управления характеристиками теплового и динамического воздействия дуги на свариваемый металл. Варьируя параметры модуляции сварочного тока, такие как частота, скважность, амплитуда и форма импульсов, можно в достаточно широких пределах изменять глубину и форму проплавления металла, термический цикл сварки, а следовательно, влиять на структуру и свойства металла шва и околошовной зоны, снижать остаточные напряжения и деформации сварного изделия. Для определения оптимальных значений параметров импульсной модуляции сварочного тока необходимо иметь достоверные данные относительно влияния каждого из них на характер протекания тепловых, электромагнитных, газо- и гидродинамических процессов в дуговой плазме и в свариваемом металле.

Вопросам экспериментального изучения и математического моделирования процессов, протекающих в дуговой плазме, на поверхности и в объеме свариваемого металла при ТИГ сварке с импульсной модуляцией тока дуги посвящено большое количество работ [1–12]. При этом рассматриваются режимы с низкочастотной (частота модуляции  $F < 10$  Гц) [1, 2, 6, 7, 9, 10], среднеча-

стотной ( $F \leq 5$  кГц) [2, 4, 5] и высокочастотной ( $F > 10$  кГц) [2, 3, 8, 11, 12] модуляцией сварочного тока. Однако в большинстве перечисленных публикаций (за исключением работ [2, 4]) практически не уделяется внимания исследованию влияния формы импульсов тока на характер протекания нестационарных процессов тепло-, массо- и электропереноса в рассматриваемой системе, а также на действующие (эффективные) значения характеристик указанных процессов. Кроме того, в работах, посвященных детальному численному моделированию процесса ТИГ сварки модулированным током [6, 7, 9, 10], рассматривается только низкочастотная модуляция тока дуги. Поэтому целью настоящей работы является теоретическое исследование и численный анализ влияния формы импульсов сварочного тока в широком диапазоне частот модуляции на действующие значения электромагнитных характеристик, определяющих тепловое и, особенно, динамическое (силовое) воздействие дуги с тугоплавким катодом на свариваемый металл.

**Основные положения.** Пусть  $I(t)$  — периодически изменяющийся во времени  $t$  ток дуги, предполагаемый однополярным;  $\tau = 1/F$  — период модуляции тока;  $I_A = \langle I \rangle$ ,  $I_E = \sqrt{\langle I^2 \rangle}$  — его среднее и действующее (эффективное) значения, соответственно. Здесь и далее  $\langle \phi \rangle$  означает среднеинте-

гральное значение функции  $\phi(t)$  на интервале  $[0, \tau]$ :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \phi(t) dt.$$

Под действующим значением переменного тока обычно понимается такая величина постоянного тока, который создает тепловой эффект, совпадающий с тепловым эффектом переменного тока. При постоянном омическом сопротивлении  $R$  проводящей среды тепловая мощность  $W$ , генерируемая постоянным током  $I$ , выражается через квадрат тока по закону Джоуля–Ленца:  $W = I^2 R$ . Тогда в соответствии с приведенной трактовкой величины действующего значения переменного тока имеет место равенство  $W = W_E$ , где  $W_E = I_E^2 R$  — эффективная тепловая мощность переменного тока.

В случае сварки неплавящимся электродом с импульсной модуляцией тока дуги данная трактовка действующего значения тока является справедливой лишь при рассмотрении процессов токопереноса и тепловложения в свариваемом металле, удельное электрическое сопротивление которого слабо зависит от величины протекающего тока. В то же время из-за высокой электропроводности металлов тепловой эффект тока, текущего в свариваемом металле, оказывается незначительным, поэтому действующее (эффективное) значение тока как определяющая характеристика тепловых процессов в свариваемом изделии, не является значимой. В отличие от этого джоулев нагрев дуговой плазмы оказывает решающее влияние на ее тепловое состояние. Однако в соответствии с вольт-амперной характеристикой дуги напряжение на дуге  $U$  (сопротивление  $R$  дугового промежутка) существенно зависит от величины протекающего тока [3, 13]. Поэтому тепловую мощность  $W_E$  дуги при импульсной модуляции тока следует определять путем усреднения произведения тока дуги на напряжение

$$W_E = \langle IU \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} I(t)U(t) dt$$

[3], т. е. в виде, который напрямую не выражается через квадрат действующего значения тока.

Воздействие сварочного тока на дуговую плазму и свариваемый металл не исчерпывается генерацией тепловой энергии. Другой важной характеристикой такого воздействия является электромагнитная сила, возникающая в результате взаимодействия тока дуги с собственным магнитным полем. Действие этой силы проявляется двояким образом. С одной стороны, результирующий газодинамический напор потока дуговой плазмы деформирует свободную поверхность сварочной ванны, в результате чего источник нагрева смеща-

ется вглубь свариваемого металла, способствуя тем самым увеличению глубины проплавления. С другой стороны, электромагнитная сила, действующая на расплавленный металл в сварочной ванне, интенсифицирует конвективный перенос энергии с наиболее нагретой центральной части поверхности ванны к ее донной части, что также способствует увеличению глубины проплавления [14].

Обратимся теперь к рассмотрению теплового и динамического воздействия на свариваемый металл модулированного тока. Для этой цели выполним оценку времен релаксации теплового и гидродинамического состояния металлического расплава при его возмущении за счет внешнего воздействия, которое в контексте обсуждаемой проблемы будем связывать с импульсным изменением сварочного тока. Пусть  $Fo^{(T)} = a\bar{t} / \bar{l}^2$  и  $Fo^{(V)} = v\bar{t} / \bar{l}^2$  — соответственно тепловой и гидродинамический критерии Фурье. Здесь:  $a$  — коэффициент температуропроводности свариваемого металла;  $v$  — коэффициент кинематической вязкости расплава;  $\bar{l}$  — характерный геометрический размер сварочной ванны,  $\bar{t}$  — характерное время. Как обычно принято, будем полагать, что за времена  $\bar{t}^{(T)}$ ,  $\bar{t}^{(V)}$ , при которых значения критериев  $Fo^{(T)}$  и  $Fo^{(V)}$  достигают единицы, происходит релаксация возмущения теплового и гидродинамического состояния металла, обусловленного действием возмущающего внешнего фактора. Выбирая характерный размер сварочной ванны  $\bar{l} \approx 0,5$  см и принимая во внимание, что для нержавеющей стали, например,  $a = 0,07$  см<sup>2</sup>/с,  $v = 0,07$  см<sup>2</sup>/с [6], получим:  $\bar{t}^{(T)}$ ,  $\bar{t}^{(V)} \approx 3,6$  с. Эти, весьма приближенные расчеты, позволяют оценить длительность переходных процессов тепло-, массопереноса в сварочной ванне величиной порядка нескольких секунд. С уверенностью можно утверждать, что при частотах модуляции  $F > 100$  Гц (период модуляции  $\tau < 10^{-2}$  с) тепловые и гидродинамические процессы в сварочной ванне являются чувствительными не к текущим, изменяющимся во времени, характеристикам электромагнитного поля, а к их значениям, усредненным за период модуляции тока.

В работе [14] показано, что при точечной ТИГ сварке на постоянном токе объемная плотность электромагнитной силы в сварочной ванне, возбуждаемой протекающим через нее электрическим током, пропорциональна  $I^2(r, z)$ , где  $\{r, z\}$  — цилиндрическая система координат, ось  $OZ$  которой направлена перпендикулярно поверхности свариваемого металла;  $I(r, z) = 2\pi \int_r^r j_z(r', z) r' dr'$  — ток, текущий в круге радиуса  $r$ , выбранном в произвольном аксиальном сечении  $z$  ванны;  $j_z(r, z)$  — аксиальная компонента плотности тока. Согласно

но проведенной выше оценке характерных времен  $\bar{t}^{(r)}$ ,  $\bar{t}^{(v)}$ , при сварке модулированным током с частотой  $F > 100$  Гц, силовое воздействие тока дуги на металл сварочной ванны выражается через величину  $\langle I^2(r, z) \rangle$ , т. е. зависит от действующего (эффективного) значения квадрата тока, протекающего через круг выбранного радиуса. Заметим, что, в отличие от определения действующего значения тока по его тепловому эффекту, эта характеристика никоим образом не связана с омическим сопротивлением металла. Поэтому понятию действующего значения тока при ТИГ сварке модулированным током можно придать другое, более общее содержание, базирующееся не на тепловом, а на силовом воздействии тока на свариваемый металл.

Очевидно, что, чем больше квадрат действующего значения сварочного тока  $I_E^2$ , тем больше его распределенная характеристика  $\langle I^2(r, z) \rangle$  и, соответственно, тем больше эффективное силовое воздействие тока дуги на свариваемый металл. При заданной средней величине модулированного тока  $I_A$  максимальную величину его действующего значения  $I_E$  можно обеспечить, выбрав надлежащим образом форму и временные параметры импульсов. Эта проблема рассматривается в первом разделе настоящей статьи для общего случая модуляции сварочного тока импульсами трапецеидальной формы, частными случаями которого являются треугольные и прямоугольные импульсы. Во втором разделе представлены результаты численного анализа действующих (усредненных по периоду модуляции) электродинамических характеристик, распределенных в объеме свариваемого металла, при ТИГ сварке с импульсной модуляцией тока. Основное внимание при анализе этих результатов уделяется силовому воздействию тока дуги на металл сварочной ванны, а также его влиянию на интенсивность возбуждаемых в ней гидродинамических потоков.

**1. Действующее значение модулированного тока.** Рассмотрим модулированный ток  $I(t)$  в виде однополярных импульсов трапецеидальной формы с паузами между ними (рис. 1, а). Среднее значение такого тока может быть представлено в виде  $I_A = (1 - \alpha)I_1 + \alpha I_2$ , где  $\alpha = \frac{\tau_3 + \tau_2 - \tau_1}{2\tau}$  ( $0 \leq \alpha \leq 1$ );  $\tau_1, \tau_3 - \tau_2$  — длительности

переднего и заднего фронтов;  $\tau_2 - \tau_1$  — длительность «полочки» импульса, где ток поддерживается постоянным, равным  $I_2$ ;  $\tau - \tau_3$  — длительность паузы (см. рис. 1, а). Таким образом, среднее значение модулированного тока выражается через значения тока в паузе  $I_1$  и максимального тока в импульсе  $I_2$ , а также через безразмерный временной параметр  $\alpha$ . Введем в рассмотрение еще два безразмерных параметра  $\xi = \tau_3 / 2\tau$  ( $0 < \xi \leq \frac{1}{2}$ ) и  $\gamma = (\tau_2 - \tau_1) / \tau_3$  ( $0 \leq \gamma \leq 1$ ). Первый из них характеризует относительную длительность импульса (жесткость режима) и связан со скважностью импульсов  $s = \tau / \tau_3$  соотношением  $\xi = 1 / 2s$ , а второй представляет собой относительную длительность «полочки» импульса и характеризует его форму (при  $\gamma = 0$  трапецеидальный импульс становится треугольным, а при  $\gamma = 1$  — прямоугольным). В итоге безразмерный параметр  $\alpha$  может быть выражен через  $\xi$  и  $\gamma$  следующим образом:  $\alpha = \xi(1 + \gamma)$ .

Для любого периодически изменяющегося тока  $I(t)$  имеет место следующее представление:

$$I(t) = I_A = A\eta(t) \tag{1}$$

где  $A = I_2 - I_1$  — амплитуда изменения тока;  $\eta(t)$  — некоторая нормированная функция, содержащая информацию о форме и временных характеристиках импульсов тока. Согласно определению среднего значения тока, функция  $\eta(t)$  должна удовлетворять условию

$$\int_0^\tau \eta(t) dt = 0. \tag{2}$$

В частности, для трапецеидального импульса, приведенного на рис. 1, а, функция  $\eta(t)$  имеет вид (см. рис. 1, б):

$$\eta(t) = \begin{cases} \frac{t}{\tau_1} - \alpha, & 0 < t < \tau_1; \\ 1 - \alpha, & \tau_1 < t < \tau_2; \\ -\frac{t - \tau_2}{\tau_3 - \tau_2} + 1 - \alpha, & \tau_2 < t < \tau_3; \\ -\alpha, & \tau_3 < t < \tau. \end{cases} \tag{3}$$

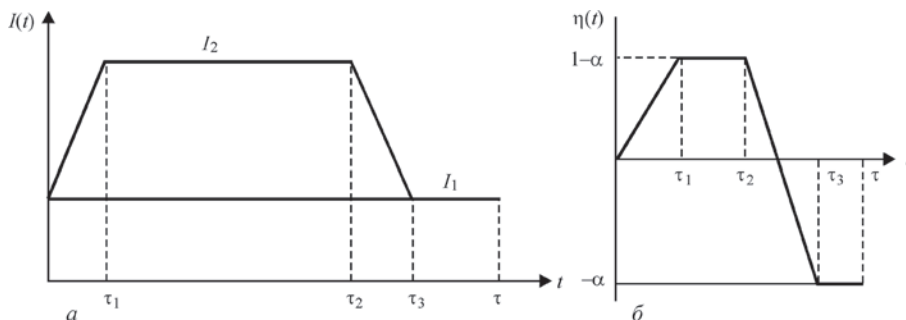


Рис. 1. Схематическое представление импульса тока дуги: а — трапецеидальный импульс с паузой; б — соответствующий нормированный импульс (функция  $\eta(t)$ )

Используя представление (1) и условие (2), можно получить следующее выражение для квадрата действующего значения тока

$$I_E^2 = I_A^2 + A^2 f(\xi, \gamma), \quad (4)$$

где  $f(\xi, \gamma) = \langle \eta^2 \rangle$ .

Опуская громоздкие выкладки, приведем окончательное выражение для функции  $f(\xi, \gamma)$ :

$$f(\xi, \gamma) = \xi \left[ \frac{2}{3}(1+2\gamma) - \xi(1+\gamma)^2 \right],$$

поведение которой показано на рис. 2. Из явного вида этой функции следует, что действующее значение импульсного тока зависит от скважности и формы импульсов и не зависит от частоты их следования. Отметим также, что  $f(\xi, \gamma) \geq 0$ , т. е. квадрат действующего (эффективного) значения тока превосходит квадрат среднего тока.

Как следует из выражения (4), при заданном значении  $I_A$  существуют две возможности повышения действующего значения модулированного тока: первая — за счет увеличения амплитуды  $A$ ; вторая — путем выбора таких значений временных параметров импульса, при которых функция  $f(\xi, \gamma)$  приобретает наибольшее значение. В первом случае за счет увеличения величины тока  $I_2$ , в принципе, можно достичь сколь угодно большого значения  $I_E$ , уменьшая соответствующим образом длительность импульса с тем, чтобы обеспечить выполнение условия  $I_A = \text{const}$ . Учитывая квадратичную зависимость  $I_E^2$  от амплитуды тока, этот способ является весьма эффективным, однако его использование ограничивается возможностями источника питания дуги (в известных авторах образцах оборудования  $I_2 \leq 500$  А [8]). Поэтому представляет интерес рассмотреть второй способ увеличения  $I_E$ .

Будем в дальнейшем полагать, что величины  $I_1, I_2$  (или  $A$ ), а также среднее значение тока  $I_A$  являются заданными и выберем параметры  $\xi, \gamma$  таким образом, чтобы функция  $f(\xi, \gamma)$ , входящая

в выражение (4), принимала наибольшее значение. Заметим, что при заданных значениях  $I_1, A, I_A$  параметр  $\alpha = \xi(1 + \gamma)$  определяется однозначно:  $\alpha = (I_A - I_1) / A$ . Поэтому при анализе численных значений функции  $f(\xi, \gamma)$  следует рассматривать не весь диапазон изменения  $\xi, \gamma$ , а лишь те их значения, которые удовлетворяют уравнению  $\xi(1 + \gamma) = \alpha$ . Выражая из этого уравнения  $\gamma$  через  $\xi, \alpha$  и подставляя его в выражение для  $f(\xi, \gamma)$ , получим  $f(\xi, \alpha) = \frac{4}{3}\alpha - \alpha^2 - \frac{2}{3}\xi$ . Эта функция монотонно убывает с увеличением  $\xi$  и имеет наибольшее значение при минимальном значении  $\xi_{\min}$ . В случае треугольных импульсов ( $\gamma = 0$ ) из выражения  $\xi = \alpha / (1 + \gamma)$  находим  $\xi = \alpha$ , а в случае прямоугольных импульсов ( $\gamma = 1$ ) имеем  $\xi = \alpha / 2$ . Таким образом минимальное значение  $\xi_{\min} = \alpha / 2$ , обеспечивающее при заданном  $\alpha$  наибольшее значение функции  $f(\xi_{\min}, \alpha) = \alpha - \alpha^2$ , достигается в случае  $\gamma = 1$ . Функция  $\alpha - \alpha^2$  имеет максимум при  $\alpha = 0,5$ , что дает  $\xi = 0,25$ , т. е. данный набор безразмерных параметров соответствует прямоугольным импульсам в виде меандра.

Таким образом, при заданных  $I_1, A, I_A$  из всех возможных вариаций рассматриваемых форм импульса наибольшая величина действующего значения тока  $I_E = \sqrt{I_1^2 + I_1 A + 0,5 A^2}$  достигается при подаче прямоугольных импульсов в виде меандра, при этом среднее значение тока составляет величину  $I_A = I_1 + 0,5 A$ .

Поскольку на практике достичь идеальной формы прямоугольных импульсов тока невозможно, представляет интерес исследовать поведение функции  $f(\xi, \gamma)$  для общего случая трапецеидального импульса тока. Обозначим через  $\tau_f = \tau_1 + \tau_3 - \tau_2$  суммарную длительность переднего и заднего фронтов импульса (см. рис. 1, а), определяемую параметрами источника питания и электрической цепи, содержащей сварочную дугу. В рассматриваемом случае минимальное значение  $\xi$  определяется следующим образом:  $\xi_{\min} = \alpha / (2 - \bar{\tau}_f)$ , где  $\bar{\tau}_f = \tau_f / \tau_3$ , что дает

$$f(\xi_{\min}, \alpha) = \frac{2}{3} \left( 2 - \frac{1}{2 - \bar{\tau}_f} \right) \alpha - \alpha^2.$$

Эта функция имеет максимум, равный

$$f(\bar{\tau}_f) = \frac{1}{9} \left( 2 - \frac{1}{2 - \bar{\tau}_f} \right)^2,$$

при

$$\alpha = \frac{1}{3} \left( 2 - \frac{1}{2 - \bar{\tau}_f} \right).$$

Как следует из рис. 3, значение функции  $f(\bar{\tau}_f)$  достаточно слабо зависит от суммарной длительности фронтов. Так, например, если  $\tau_f$  составляет 50 % длительности импульса, величина  $f(\bar{\tau}_f)$

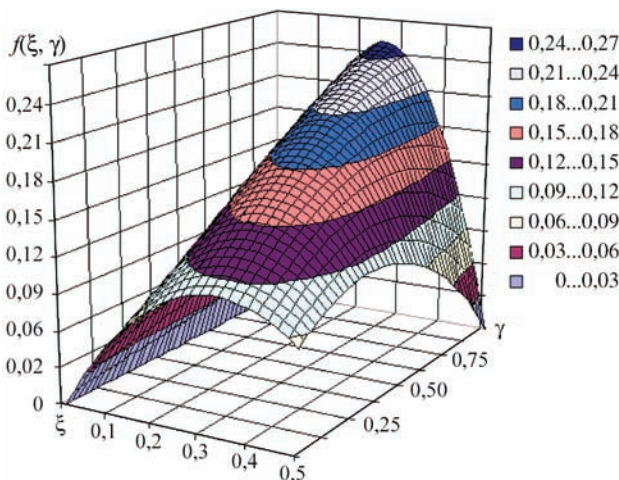


Рис. 2. Вид функции  $f(\xi, \gamma)$

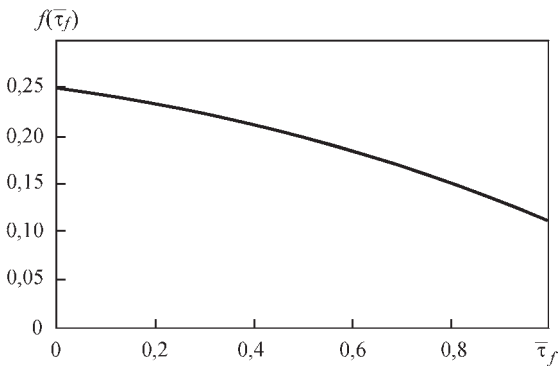


Рис. 3. Влияние относительной длительности фронтов импульса на  $f(\bar{\tau}_f)$

уменьшается лишь на 20 % по сравнению с наилучшим значением, достигаемым при модуляции тока прямоугольными импульсами в виде меандра ( $\bar{\tau}_f = 0$ ).

**2. Распределение действующих (эффективных) значений характеристик электромагнитного поля тока дуги в свариваемом металле.** Как было отмечено выше, при ТИГ сварке с модуляцией тока на частоте более 100 Гц воздействие электромагнитной силы на дуговую плазму и металл сварочной ванны определяются не текущим значением электромагнитной силы, а ее значением, усредненным по времени за период модуляции тока, т. е. действующей (эффективной) величиной силы. Выражение для вихревой составляющей этой силы в цилиндрической системе координат выписывается в точном соответствии с приведенным в [14] для постоянного тока дуги с тем лишь отличием, что  $I^2(r, z)$  заменяется на  $\langle I^2(r, z) \rangle$ , а именно

$$\vec{F}_{rot}(r, z) = -\mu_0 \mu \frac{\langle I^2(r, z) \rangle}{4\pi^2 r^3} \vec{e}_r, \quad (5)$$

где  $\mu$  — магнитная проницаемость металла;  $\mu_0$  — универсальная магнитная постоянная;  $\vec{e}_r$  — единичный радиус-вектор.

Исходя из уравнения магнитостатики [15] можно показать, что под воздействием силы  $\vec{F}_{rot}(r, z)$  в сварочной ванне возникает поле магнитного давления, средняя (за период модуляции тока) величина которого  $\langle P_{mag}(r, z) \rangle$  определяется по формуле

$$\langle P_{mag}(r, z) \rangle = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi^2} \int_r^\infty |\vec{F}_{rot}(r', z)| dr'. \quad (6)$$

В приближении магнитостатики радиальная компонента градиента магнитного давления  $\langle P_{mag}(r, z) \rangle$  уравнивается силой  $\vec{F}_{rot}(r, z)$ , а его аксиальная составляющая уравнивается в полной системе уравнений гидродинамики силами немагнитного происхождения, в первую очередь силами инерции и вязкости [14].

Используем выражения (5), (6) для оценки действующих значений электромагнитной силы и магнитного давления в свариваемом металле при точечной ТИГ сварке модулированным током. Для проведения подобных расчетов требуется информация о распределении в объеме металла токовой характеристики  $I(r, z, t)$  в течение одного периода модуляции тока. С этой целью были разработаны две математические модели: первая — модель дуги, горящей в нестационарном режиме; вторая — модель электромагнитных процессов в свариваемом металле при сварке модулированным током. Осесимметричная (2D) модель дуги постоянного тока [16] была модифицирована [17] с учетом нестационарности тепловой и газодинамической обстановки в дуговой плазме, обусловленной изменением во времени электрического тока (в соответствии с заданной формой импульса и частотой модуляции). Такая модель позволяет моделировать динамику горения нестационарного дугового разряда и получать расчетную информацию об изменяющихся во времени распределенных и интегральных характеристиках столба и анодной области дуги, в т. ч. распределения плотности электрического тока на поверхности свариваемого металла. Компьютерная реализация предложенной модели предусматривает подачу пачки импульсов в количестве, достаточном для установления повторяющегося от импульса к импульсу состояния дуговой плазмы.

При проведении вычислительных экспериментов, исследовалось горение аргоновой дуги длиной 3 мм с вольфрамовым катодом, анод предполагался неиспаряющимся, импульсная модуляция тока осуществлялась в виде подачи импульсов треугольной формы с паузами между ними (рис. 4) при следующих значениях токовых и временных параметров импульса:  $I_1 = 30$  А,  $I_2 = 345$  А ( $A = 315$  А);  $\tau_1 = \tau_2 = 20$  мкс,  $\tau_3 = 70$  мкс,  $\tau = 100$  мкс ( $\xi = 0,35$ ,  $\gamma = 0$ ), что соответствует  $I_A = 140$  А,  $I_E \approx 175$  А,  $F = 10$  кГц. Временные параметры данного треугольного импульса тока являются практически оптимальными в том смысле, что они обеспечивают максимальную величину

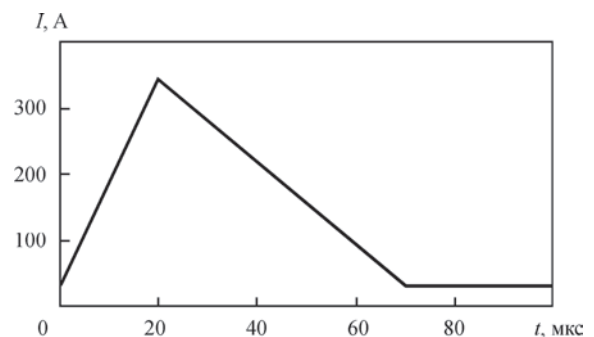


Рис. 4. Треугольный импульс тока с паузой

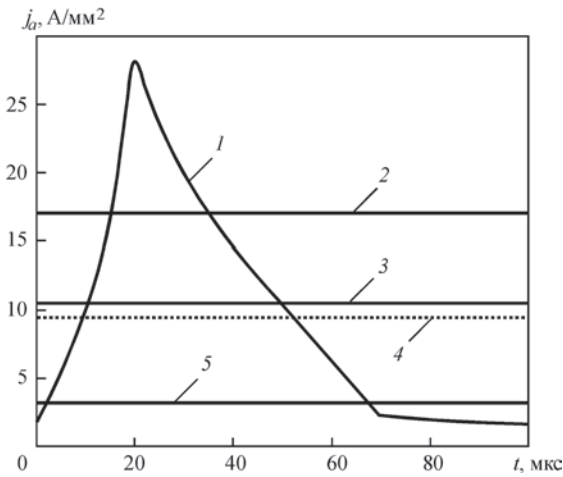


Рис. 5. Изменение во времени осевой плотности тока в области анодной привязки дуги

действующего значения тока при заданном его среднем значении (см. раздел 1).

При обсуждении результатов расчетов характеристик дуги модулированного тока, отдадим предпочтение анализу процессов, протекающих в анодной области дуги, оставляя без внимания ряд интересных особенностей нестационарных тепловых, газодинамических и электромагнитных процессов в ее столбе. Пусть  $j_a(r, t)$  — распределение аксиальной компоненты плотности тока на аноде, рассчитанное с использованием модели дуги [17]. Рассмотрим сначала изменение во времени за один период модуляции осевого значения плотности тока  $j_a(0, t)$ . На рис. 5 изменение во времени указанной характеристики (кривая 1) дано в сопоставлении со значениями осевой плотности тока для стационарных дуг при токах  $I = I_2, I_A, I_1$  (кривые 2, 3, 5, соответственно). На этом же рисунке приведено осевое значение усредненной за период модуляции плотности тока (пунктирная кривая 4). На рис. 6 приведены распределения плотности тока на аноде в различные моменты времени для переднего (рис. 6, а) и заднего (рис. 6, б) фронтов импульса. Штриховыми линиями на

рис. 6, а показаны соответствующие распределения для дуги постоянного тока при  $I = 30, 140$  и  $345$  А.

Прежде, чем переходить к анализу нестационарного характера изменения плотности электрического тока на аноде, представленного на рис. 5, 6, дадим общую характеристику режима горения дуги с высокочастотной модуляцией тока. Согласно принятой терминологии при модуляции тока электрические процессы протекают в квазистационарном режиме, если их характеристики изменяются периодически с частотой модуляции тока и это изменение осуществляется в режиме последовательной смены стационарных состояний, соответствующих постоянному току, по величине совпадающему с текущим значением модулированного тока. В рассматриваемом здесь случае выполнение первого из этих условий достигается уже после подачи первых 5...6 импульсов, однако второе условие при частотах модуляции 10 кГц не выполняется. Это наглядно демонстрируют данные, представленные на рис. 5, 6. Эффект выраженного нестационарного характера изменения плотности электрического тока на аноде проявляется в том, что максимальная величина  $j_a(0, t)$  (см. рис. 5, кривая 1) примерно в полтора раза превышает осевую плотность тока на аноде для стационарной дуги при токе  $I = I_2 = 345$  А. Этот же эффект проявляется и в распределении электрического тока на аноде (см. рис. 6, а, кривая 3) и соответствующая ей штриховая кривая). Следовательно, можно сделать вывод о том, что в рассматриваемом случае дуга горит в нестационарном режиме, сопровождающемся существенным повышением плотности тока на аноде.

Наиболее простое объяснение данного эффекта может состоять в том, что быстро изменяющийся ток на переднем фронте импульса (см. рис. 4) пропускается через токовый канал столба дуги, размер которого в силу инерции газодинамических процессов в дуговой плазме не успевает отслеживать изменение  $I(t)$  и продолжает сохра-

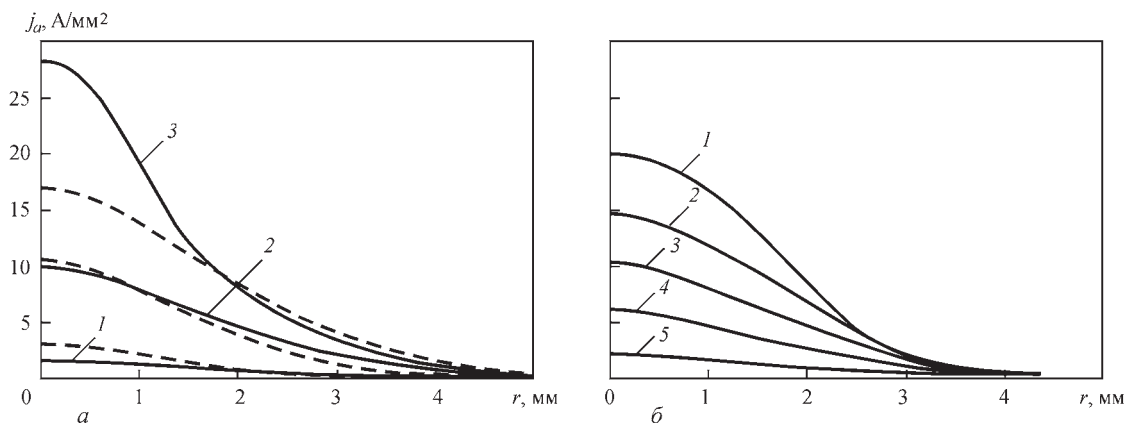


Рис. 6. Распределение плотности тока на аноде в различные моменты времени: а — передний фронт ( $I - t = 0, I = 30$  А; 2 —  $t = 10$  мкс,  $I = 187$  А; 3 —  $t = 20$  мкс,  $I = 345$  А); б — задний фронт ( $I - t = 30$  мкс,  $I = 282$  А; 2 —  $t = 40$  мкс,  $I = 219$  А; 3 —  $t = 50$  мкс,  $I = 156$  А; 4 —  $t = 60$  мкс,  $I = 93$  А; 5 —  $t = 70$  мкс,  $I = 30$  А)

нять размеры, близкие к тем, которые он имел в начале периода модуляции (при малой величине тока). Однако, как показывает анализ других динамически изменяющихся характеристик дугового разряда, такой механизм повышения плотности электрического тока на аноде не является единственным, т. е. существуют и иные причины, обуславливающие экстремальный характер изменения  $j_a(0, t)$ , и эти причины связаны не со столбом дуги, а с прианодной областью плазмы.

Рассмотрим изменение во времени радиального распределения температуры прианодной плазмы  $T_a(r, t)$  (рис. 7, а) в течение первых 40 мкс с момента начала импульса, из которых 20 мкс приходится на его передний фронт. При токе  $I = 30$  А ( $t = 0$ ) осевое значение температуры прианодной плазмы составляет 7736 К (см. рис. 7, а, кривая 1). При увеличении тока до 345 А ( $t = 20$  мкс) температура возрастает до 8960 К и продолжает увеличиваться на протяжении последующих 10 мкс (распределения температуры в эти моменты времени отображаются на рис. 7, а кривыми 2, 3). Примечательно, что повышение  $T_a(r, t)$  ограничивается кругом, радиус которого не превышает 3 мм; при больших значениях  $r$  температура прианодной плазмы не претерпевает изменения по сравнению с той, которую она приобрела во время паузы (следствие инерционности тепловых и газодинамических процессов в столбе дуги).

Локальное повышение температуры плазмы (во времени и в пространстве) приводит к изменению радиального распределения анодного падения потенциала  $U_a(r, t) = -\Delta\phi(r, t)$ , которое зависит от распределения плотности электрического тока на аноде и температуры прианодной плазмы [16]. Эту зависимость иллюстрируют представленные на рис. 7, б результаты расчета динамики распределения величины  $\Delta\phi$ , которая фактически представляет собой потенциал прианодной плазмы на границе со столбом дуги при условии, что потенциал поверхности анода принят постоянным и равным нулю.

При малом токе  $I = 30$  А ( $t = 0$ ) граница прианодной плазмы со столбом дуги является практически изопотенциальной ( $\Delta\phi \approx 2,5$  В — рис. 7, б, кривая 1), так что в ней вектор плотности тока направлен по нормали к поверхности анода. С увеличением осевого значения температуры прианодной плазмы более, чем на 1000 К (см. рис. 7, а, кривые 2–4) эта граница становится существенно неизопотенциальной, причем таким образом, что величина потенциала уменьшается вдоль поверхности анода, достигая перепада около 1 В на расстоянии 3 мм от центра области анодной привязки. Из-за неравномерного распределения анодного падения потенциала в прианодной плазме

появляется радиальная компонента вектора плотности тока, направленная от центра к периферии анодной области, которая создает возможность радиальной разгрузки тока, вытекающего из анода. Именно за счет более свободного растекания тока из анода в дуговую плазму и достигается эффект локального повышения плотности тока на аноде. Впервые эффект контрагирования тока дуги на аноде, обусловленный дополнительным локальным нагревом дуговой плазмы, был обнаружен в работе [18] в условиях гибридной (ТИГ + CO<sub>2</sub>-лазер) сварки.

В завершение этого анализа укажем на еще одну возможную причину повышения плотности тока при высокочастотной модуляции тока (см. рис. 5, 6). В области низких температур аргоновой плазмы (порядка 7...12 кК) ее удельная электропроводность заметно возрастает с ростом температуры, в то время как при температурах выше 20 кК электропроводность плазмы слабо зависит от температуры. Таким образом, повышение температуры дуговой плазмы при увеличении тока мало изменяет электрофизические свойства столба дуги и в то же время создает область повышенной электропроводности в приосевых областях прианодной плазмы. Такая особенность также может способствовать увеличению плотности тока в центральной части области анодной привязки дуги.

Вернемся теперь к проблеме силового воздействия модулированного тока на свариваемый металл. Расчет распределения тока в свариваемой пластине толщиной 10 мм выполнялся с использованием осесимметричной (2D) модели электрических процессов, описанной в работе [14]. Для

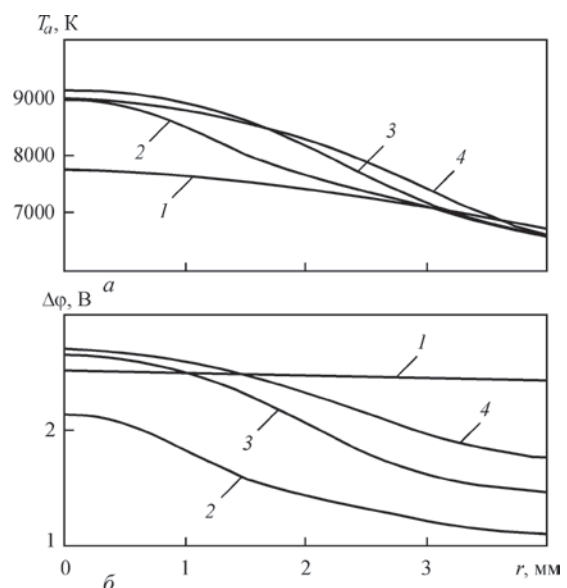


Рис. 7. Распределение температуры (а) и потенциала (б) прианодной плазмы вдоль ее границы со столбом дуги: 1 —  $t = 0$ ,  $I = 30$  А; 2 —  $t = 20$  мкс,  $I = 345$  А; 3 —  $t = 30$  мкс,  $I = 282$  А; 4 —  $t = 40$  мкс,  $I = 219$  А

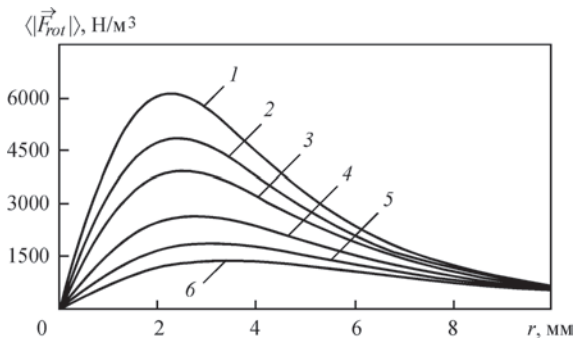


Рис. 8. Распределение действующего значения вихревой составляющей электромагнитной силы в различных аксиальных сечениях свариваемой пластины: 1 —  $z = 0$ ; 2 — 0,25; 3 — 0,5; 4 — 1,0; 5 — 1,5; 6 — 2,0 мм

каждого момента времени  $t_k$  в течение одного периода модуляции тока ( $t_k \in [0, \tau], k = 1 \dots 100$ ) на поверхности анода ( $z = 0$ ) задавалось распределение аксиальной плотности тока  $j_a(r, t_k)$ , которое определялось на основе компьютерной модели нестационарной дуги для импульса тока, представленного на рис. 4. На нижней поверхности пластины ( $z = 10$  мм) скалярный потенциал электрического поля полагался постоянным (равным нулю); на оси симметрии и на достаточно большом расстоянии от оси ( $R = 50$  мм) радиальная компонента вектора плотности тока задавалась равной нулю. В каждый момент времени  $t_k$  рассчитывалось векторное поле плотностей токов  $\vec{j}(r, z, t_k)$ , с использованием которого находилось распределение  $I^2(r, z, t_k)$ . Среднее значение соответствующей характеристики  $\langle I^2(r, z) \rangle$  вычислялось методом численного интегрирования по квадратурной формуле прямоугольников. Действующая величина вихревой составляющей электромагнитной силы определялась по формуле (5), а создаваемое этой силой магнитное давление — по формуле (6). Результаты расчетов указанных характеристик представлены на рис. 8, 9.

Поскольку объемная плотность вихревой составляющей электромагнитной силы  $\vec{F}_{rot}(r, z)$  квадратично зависит от напряженности магнитного поля  $H_0(r, z)$  (см. [14]), то характер распределения по радиусу  $\langle \vec{F}_{rot}(r, z) \rangle$  (см. рис. 8) является аналогичным распределению  $H_0(r, z)$ , включая положение радиуса, на котором достигается максимум вихревой составляющей силы. Максимальная величина  $\langle \vec{F}_{rot}(r, z) \rangle$  быстро убывает по мере удаления от поверхности анода вглубь сварочной ванны, уменьшаясь более чем в четыре раза при  $z = 2$  мм. Еще более концентрированным вблизи поверхности свариваемого металла оказывается поле магнитного давления (см. рис. 9), наибольший перепад которого достигается в слое расплава толщиной 1 мм, расположенном непосредственно под поверхностью ванны.

Представляет интерес сопоставить магнитное давление и его аксиальный градиент при сварке модулированным током с соответствующими характеристиками для постоянного тока  $I = \text{const}$ . На рис. 10, 11 результаты соответствующих расчетов при  $I = I_A = 140$  А и  $I = I_E = 175$  А представлены в сравнении с характеристиками для случая модулированного тока. Как и следовало ожидать, магнитное давление при сварке на модулированном токе, существенно превышает магнитное давление постоянного тока, по величине совпадающего со средним значением модулированного тока. Однако превышение  $\langle P_{mag} \rangle$  над  $P_{mag}$  при  $I = I_E = 175$  А требует объяснений. Причиной такого превышения служат динамические процессы в дуге, протекающие при сварке модулированным током высокой частоты, в частности — экстремальное поведение плотности тока на переднем фронте импульса (см. рис. 5, 6).

Отметим, что в рассматриваемом случае максимальная величина магнитного давления составляет менее 0,1 % атмосферного, однако из-за его высокой концентрации вблизи поверхности сварочной ванны, радиальная и, особенно, аксиальная компоненты градиента магнитного давления оказываются весьма значительными (см. рис. 9, 11).

Проиллюстрируем последнее утверждение. Для этого используем уравнение движения вязкой

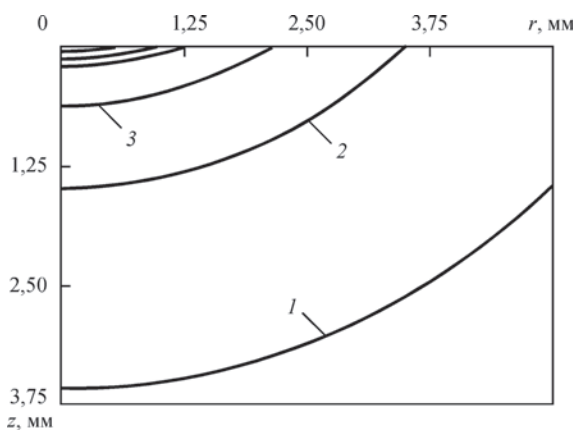


Рис. 9. Изобары усредненного магнитного давления в сварочной ванне: 1 —  $\langle P_{mag}(r, z) \rangle = 5$ ; 2 — 15; 3 — 30 Па (кривые в верхней части рисунка соответствуют 45, 50, 55 Па)

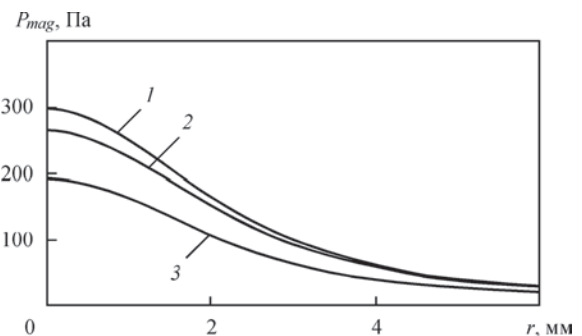


Рис. 10. Распределение магнитного давления на поверхности сварочной ванны:  $\langle P_{mag} \rangle$  для дуги модулированного тока (кривая 1);  $P_{mag}$  для стационарных дуг при  $I = I_E = 175$  А; (кривая 2) и  $I = I_A = 140$  А (кривая 3)



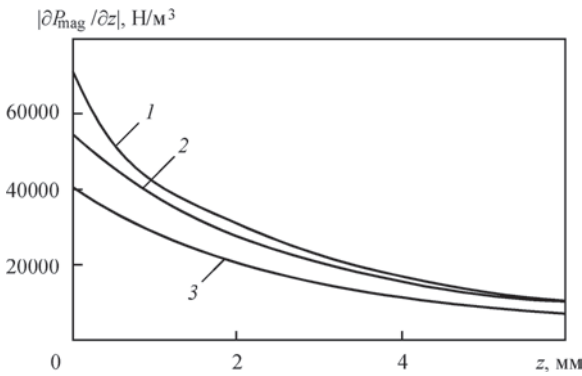


Рис. 11. Распределение осевого значения аксиальной компоненты градиента магнитного давления: 1 —  $I = I(t)$  (модулированный ток); 2 —  $I = I_A = 140$  А; 3 —  $I = I_E = 175$  А

несжимаемой жидкости в цилиндрической системе координат  $\{r, z\}$ , которое является проекцией баланса объемных сил на ось  $z$ . Будем полагать движение расплава стационарным, а давление в жидкой фазе — усредненным магнитным давлением  $\langle P_{mag} \rangle$ . Обозначим через  $\vec{V}(r, z)$  вектор скорости движения жидкого металла;  $\rho$  — его плотность. В результате получим:

$$\rho \left( V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \langle P_{mag} \rangle}{\partial z} + \nu \Delta V_z. \quad (7)$$

Учтем, что при  $r = 0$ , в силу условий осевой симметрии рассматриваемого течения, радиальная компонента вектора скорости равна нулю, тогда, пренебрегая силами вязкого трения, из (7) получим

$$\frac{\rho}{2} \frac{\partial \bar{V}_z^2}{\partial z} = - \frac{\partial \langle \tilde{P}_{mag} \rangle}{\partial z},$$

откуда следует уравнение Бернулли для идеальной жидкости:

$$\frac{\rho}{2} [V_z^2(0, z) - V_z^2(0, 0)] = \langle P_{mag}(0, 0) \rangle - \langle P_{mag}(0, z) \rangle.$$

Поскольку аксиальную компоненту скорости движения металла на поверхности ванны ( $z = 0$ ) можно считать равной нулю, из уравнения Бернулли следует простая формула для приближенной

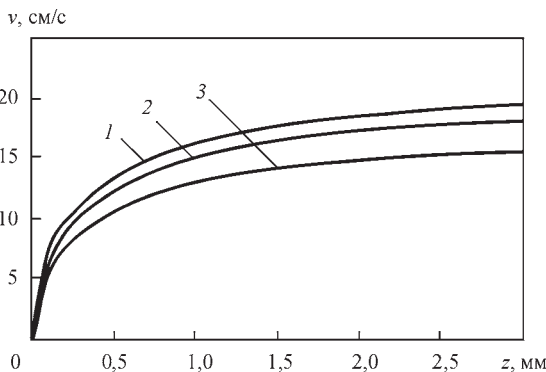


Рис. 12. Осевое изменение аксиальной компоненты вектора скорости движения металла сварочной ванны ( $\rho = 7040$  кг/м<sup>3</sup>, обозначения кривых те же, что и на рис. 11)

оценки аксиальной скорости течения расплава на оси симметрии ванны ( $r = 0$ ):

$$V_z(0, z) = \sqrt{\frac{2 \left( \langle P_{mag}(0, 0) \rangle - \langle P_{mag}(0, z) \rangle \right)}{\rho}}. \quad (8)$$

Приведенные на рис. 12 результаты расчетов по этой формуле для стали свидетельствуют о том, что под воздействием градиента магнитного давления в сварочной ванне возникает достаточно интенсивное нисходящее (в сторону дна ванны) течение расплава, которое способно транспортировать перегретый металл из наиболее горячей приповерхностной области вглубь расплава и за счет этого увеличивать глубину проплавления, причем наиболее заметно этот эффект проявляется при импульсной модуляции сварочного тока.

**Обсуждение результатов.** Действующее (эффективное) значение модулированного тока напрямую не определяет количество зарядов, переносимых в единицу времени через сечение проводника, а является косвенным параметром, который характеризует тепловое и силовое воздействие тока на проводящую среду в сопоставлении с воздействием постоянного тока соответствующей величины. Однако именно эти два вида воздействия являются наиболее значимыми для технологических результатов дуговой сварки, прежде всего, с точки зрения их влияния на глубину и форму проплавления металла. Поэтому теоретический анализ процессов, протекающих в дуговой плазме и в свариваемом металле, представляется весьма важным для выявления скрытых возможностей ТИГ сварки с высокочастотной импульсной модуляцией тока.

Проведенный в первом разделе анализ зависимости действующего значения модулированного тока от параметров режима модуляции свидетельствует о том, что данная характеристика не зависит от частоты модуляции и определяется лишь формой и скважностью импульсов тока. Этот почти очевидный результат распространяется также и на другие формы импульса, отличные от рассмотренной здесь трапецеидальной. При выбранной величине среднего тока за счет подходящего выбора временных параметров импульсной модуляции можно обеспечить наибольшую величину действующего значения тока, а следовательно, повышенное силовое и тепловое воздействие модулированного тока как на дуговую плазму, так и на металл сварочной ванны. Здесь следует отметить, что действующее значение модулированного тока, как его интегральная характеристика, однозначно не определяет тепловую мощность дугового разряда, поскольку напряжение на дуге также зависит от силы тока, изменяющейся в процессе прохождения импульса тока. В работе [19] показано, что динамическая вольтамперная ха-

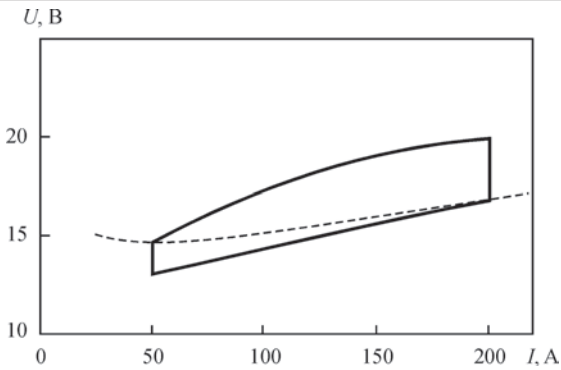


Рис. 13. Динамическая вольт-амперная характеристика нестационарной аргоновой дуги длиной 3 мм с длительностью переднего фронта импульса 20 мкс

характеристика нестационарной дуги, образует петлю гистерезиса (см. также [13]), охватывающую (рис. 13) вольт-амперную характеристику дуги постоянного тока. Чем меньше длительность переднего фронта импульса, тем больше размах петли гистерезиса, а следовательно, тем больше различие между мощностью нестационарной дуги и мощностью дуги постоянного тока, по величине совпадающего с эффективным значением модулированного тока. Поэтому при высокочастотной дуговой сварке действующее значение мощности дуги следует определять путем усреднения произведения текущих значений тока и напряжения. При цифровом измерении тока и напряжения с компьютерной регистрацией сигналов определение средней электрической мощности модулированного тока не представляет трудностей, однако теоретический анализ этой характеристики требует привлечения модели дугового разряда с описанием как столба дуги, так и ее приэлектродных областей. Исследования в этом направлении еще предстоит выполнить, в том числе и экспериментальным путем.

Вывод о том, что величина действующего значения тока не зависит от частоты модуляции, отнюдь не означает, что величина  $F$  не влияет на тепловые и гидродинамические процессы, протекающие в свариваемом металле. Во втором разделе установлено, что силовое взаимодействие модулированного тока с собственным магнитным полем определяется не квадратом действующего значения тока, а его распределенным в объеме металла аналогом, в качестве которого выступает величина  $\langle I^2(r, z) \rangle$  — квадрат действующего значения тока, протекающего в круге радиуса  $r$ . Эта характеристика в существенной мере зависит от частоты модуляции  $F$ , поскольку при высокочастотной модуляции тока импульсами с крутым передним фронтом на распределение  $\langle I^2(r, z) \rangle$  оказывают влияние описанные выше динамические процессы в столбе и анодной области дуги, проявляющиеся в экстремальном распределении плотности тока на аноде

(см. рис. 5, 6). В конечном итоге это определяет различие между силовым воздействием на свариваемый металл дуги с импульсной модуляцией тока и дуги постоянного тока, по величине совпадающего с действующим значением модулированного тока (см. рис. 11, 12).

Необходимо отметить, что приведенные в настоящей работе результаты расчетов характеристик электромагнитных процессов в свариваемом металле получены в предположении, что свариваемый образец плотно прижат к медной подкладке (электрический потенциал нижней поверхности образца принят постоянным). При проведении вычислительных экспериментов рассматривались и другие варианты заземления образца. При этом картина распределения тока в свариваемом металле кардинальным образом отличалась в зависимости от расположения локального заземления по отношению к оси дуги. Несмотря на это, количественные характеристики силового воздействия модулированного тока на свариваемый металл, приведенные во втором разделе, остаются справедливыми для различных схем подключения. Этот результат обуславливается высокой концентрацией поля магнитного давления в приповерхностном слое металла сварочной ванны толщиной порядка 1 мм (см. рис. 9). В этом слое распределение плотности тока и конфигурация токовых линий определяются только распределением плотности электрического тока на поверхности ванны и слабо зависят от картины растекания тока во всем свариваемом образце.

В работе [14] показано, что технологические средства, обеспечивающие уменьшение размера области анодной привязки дуги (повышение плотности электрического тока на поверхности сварочной ванны) при ТИГ сварке, способствуют увеличению аксиальной компоненты магнитного давления в приосевых участках ванны и, соответственно, приводят к интенсификации нисходящего течения расплава, способствуя тем самым увеличению глубины проплавления свариваемого металла. Проведенный в настоящей работе анализ действующих значений электромагнитных характеристик нестационарной дуги при ТИГ сварке дает основание утверждать, что использование высокочастотной импульсной модуляции сварочного тока является одним из таких технологических средств.

Наконец, отметим еще одну важную особенность воздействия вихревой составляющей силы Лоренца на формирование поля магнитного давления в сварочной ванне. Действие центростремительной силы  $\vec{F}_{rot}(r, z)$ , равно как и распределение напряженности магнитного поля  $H_0(r, z)$ , распространяется на неограниченное пространство. По-

сле достижения максимального значения (см. рис. 8) обе эти характеристики электромагнитного поля стремятся к нулю как  $1/r$ . Вместе с тем, магнитное давление в сварочной ванне формируется под воздействием лишь той части силы  $\vec{F}_{rot}(r, z)$ , которая приходится на расплавленный металл; остальная же часть силы уравнивается упругой реакцией твердой фазы. Поэтому, чем меньше поперечное сечение ванны, тем меньше протекающая через него доля сварочного тока, и, соответственно, меньше его силовое воздействие. Этот, в целом правильный, вывод, не является очевидным в том случае, когда уменьшение поперечного сечения ванны обусловлено контракцией электрического тока на поверхности анода под воздействием дополнительных технологических факторов, таких, как использование активирующих флюсов, специальных смесей защитных газов или сфокусированного лазерного излучения (гибридная ТИГ + CO<sub>2</sub>-лазер сварка), поскольку при сжатии токового канала на поверхности анода увеличивается доля тока, протекающего через сварочную ванну. Выяснение физических особенностей силового воздействия тока дуги в условиях данной альтернативы является предметом дальнейших исследований. Представляет также интерес исследовать возможность повышения силового воздействия тока дуги на металл сварочной ванны за счет динамических эффектов, возникающих в распределении плотности электрического тока на поверхности анода при прохождении переднего фронта импульса высокой крутизны. Поэтому еще одним объектом дальнейших исследований являются динамические процессы в дуговом разряде и свариваемом металле при модуляции тока прямоугольными импульсами, которые, как показано в первом разделе, имеют преимущество перед треугольными импульсами по величине действующего (эффективного) значения тока.

### Список литературы

1. Leitner R. E., McElhinney G. H., Pruitt E. L. (1973) An investigation of pulsed GTA welding variables. *Welding J., Res. Suppl.*, **9**, 405–410.
2. Omar A. A., Lundin C. D. (1979) Pulsed plasma - pulsed GTA arcs: A study of the process variables. *Ibid*, **4**, 97–105.
3. Cook G. E., Eassa H. E.-D. E.H. (1985) The effect of high-frequency pulsing of a welding arc. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1A-21**, **5**, 1294–1299.
4. Kolasa A., Matsunawa A., Arata Y. (1986) Dynamic characteristics of variable frequency pulsed TIG arc. *Transaction of JWRI*, **15**, **2**, 173–177.
5. Saedi H. R., Unkel W. (1988) Arc and weld pool behavior for pulsed current GTAW. *Welding J., Res. Suppl.*, **11**, 247–255.
6. Kim W. H., Na S. J. (1998) Heat and fluid flow in pulsed current GTA weld pool. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **41**, **21**, 3213–3227.
7. Wu C. S., Zheng W., Wu L. (1999) Modelling the transient behaviour of pulsed current tungsten-inert-gas weld pools. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, **7**, **1**, 15–23.

8. Onuki J., Anazawa Y., Nihei M. et al. (2002) Development of a new high-frequency, high-peak current power source for high constricted arc formation. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 5821–5826.
9. Traidia A., Roger F., Guyot E. (2010) Optimal parameters for pulsed gas tungsten arc welding in partially and fully penetrated weld pools. *Int. J. of Thermal Sciences*, **49**, 1197–1208.
10. Traidia A., Roger F. (2011) Numerical and experimental study of arc and weld pool behaviour for pulsed current GTA welding. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, **54**, 2163–2179.
11. Qi B. J., Yang M. X., Cong B. Q. et al. (2013) The effect of arc behavior on weld geometry by high-frequency pulse GTAW process with 0Cr18Ni9Ti stainless steel. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, **66**, 1545–1553.
12. Yang M., Yang Z., Cong B. et al. (2014) A study on the surface depression of the molten pool with pulsed welding. *Welding J., Res. Suppl.*, **93**, **8**, 312–319.
13. Сидоренко В. Н., Кривцун И. В., Демченко В. Ф. и др. (2016) Расчетное и экспериментальное исследование статических и динамических вольт-амперных характеристик аргоновой дуги с тугоплавким катодом. *Автоматическая сварка*, **2**, 7–13.
14. Демченко В. Ф., Кривцун И. В., Крикент И. В. и др. (2017) Силовое взаимодействие тока дуги с собственным магнитным полем. *Там же*, **3**, 20–29.
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. (1982) Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. *Теоретическая физика*. Москва, Наука.
16. Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В. (2010) Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом. *Автоматическая сварка*, **6**, 3–11.
17. Кривцун И. В., Крикент И. В., Демченко В. Ф. (2013) Моделирование динамических характеристик импульсной дуги с тугоплавким катодом. *Там же*, **7**, 14–25.
18. Кривцун И. В., Крикент И. В., Демченко В. Ф. и др. (2015) Взаимодействие пучка излучения CO<sub>2</sub>-лазера с плазмой электрической дуги при гибридной (лазер+ТИГ) сварке. *Там же*, **3-4**, 7–16.
19. Соколов О. И., Гладков Э. А. (1977) Динамические характеристики свободной и сжатой сварочных дуг постоянного тока с неплавящимся электродом. *Сварочное производство*, **4**, 3–5.

### References

1. Leitner, R.E., McElhinney, G.H., Pruitt, E.L. (1973) An investigation of pulsed GTA welding variables. *Welding J., Res. Suppl.*, **9**, 405-410.
2. Omar, A.A., Lundin, C.D. (1979) Pulsed plasma-pulsed GTA arcs: A study of the process variables. *Ibid*, **4**, 97-105.
3. Cook, G.T., H.E.E.H. EASSA (1985) The effect of high-frequency pulsing of a welding arc. *IEEE Trans. Ind. Appl.*, **1A-21**, **5**, 1294-1299.
4. Kolasa, A., Matsunawa, A., Arata, Y. (1986) Dynamic characteristics of variable frequency pulsed TIG arc. *Transact. of JWRI*, **15**(2), 173-177.
5. Saedi, H.R., Unkel, W. (1988) Arc and weld pool behavior for pulsed current GTAW. *Welding J., Res. Suppl.*, **11**, 247-255.
6. Kim, W.H., Na, S.J. (1998) Heat and fluid flow in pulsed current GTA weld pool. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **41**(21), 3213-3227.
7. Wu, C.S., Zheng, W., Wu, L. (1999) Modelling the transient behaviour of pulsed current tungsten-inert-gas weld pools. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, **7**(1), 15-23.
8. Onuki, J., Anazawa, Y., Nihei, M. et al. (2002) Development of a new high-frequency, high-peak current power source for high constricted arc formation. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **41**, 5821-5826.
9. Traidia, A., Roger, F., Guyot, E. (2010) Optimal parameters for pulsed gas tungsten arc welding in partially and fully penetrated weld pools. *Int. J. Therm. Sci.*, **49**, 1197-1208.

10. Traidia, A., Roger, F. (2011) Numerical and experimental study of arc and weld pool behaviour for pulsed current GTA welding. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, **54**, 2163-2179.
11. Qi, B.J., Yang, M.X., Cong, B.Q. et al. (2013) The effect of arc behavior on weld geometry by high-frequency pulse GTAW process with 0Cr18Ni9Ti stainless steel. *Int. J. Adv. Manuf. Technol.*, **66**, 1545-1553.
12. Yang, M., Yang, Z., Cong, B. et al. (2014) A study on the surface depression of the molten pool with pulsed welding. *Welding J., Res. Suppl.*, **93**(8), 312-319.
13. Sydorets, V.N., Krivtsun, I.V., Demchenko, V.F. et al. (2016) Calculation and experimental research of static and dynamic volt-ampere characteristics of argon arc with refractory cathode. *The Paton Welding J.*, **2**, 2-8.
14. Demchenko, V.F., Krivtsun, I.V., Krikent, I.V. et al. (2017) Force interaction of arc current with self-magnetic field. *Ibid.*, **3**, 15-24.
15. Landau, L.D., Lifshits, E.M. (1982) Electrodynamics of continuums. Vol. 8. *Teoreticheskaya Fizika*, Moscow, Nauka.
16. Krivtsun, I.V., Demchenko, V.F., Krikent, I.V. (2010) Model of the processes of heat, mass and charge transfer in the anode region and column of the welding arc with refractory cathode. *The Paton Welding J.*, **6**, 2-9.
17. Krivtsun, I.V., Krikent, I.V., Demchenko, V.F. (2013) Modelling of dynamic characteristics of a pulsed arc with refractory cathode. *Ibid.*, **7**, 13-23.
18. Krivtsun, I.V., Krikent, I.V., Demchenko, V.F. (2015) Interaction of CO<sub>2</sub>-laser radiation beam with electric arc plasma in hybrid (laser + TIG) welding. *Ibid.*, **3/4**, 6-15.
19. Sokolov, O.I., Gladkov, E.A. (1977) Dynamic characteristics of free and constricted alternating current welding arcs with non-consumable electrode. *Svarochn. Proizvodstvo*, **4**, 3-5.

В. Ф. Демченко, У. Бої, І. В. Кривцун, І. В. Шуба

ІЕЗ ім. Є. О. Патона НАН України.  
03680, м. Київ-150, вул. Казимира Малевича, 11.  
E-mail: office@paton.kiev.ua

ДІЮЧІ ЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНИХ  
ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕСУ ЗВАРЮВАННЯ  
НЕПЛАВКИМ ЕЛЕКТРОДОМ З ІМПУЛЬСНОЮ  
МОДУЛЯЦІЄЮ СТРУМУ ДУГИ

Стаття присвячена аналізу впливу імпульсної модуляції зварювального струму на діючі (ефективні) значення електродинамічних характеристик процесу зварювання неплавким електродом. У першій частині статті аналізуються можливості підвищення діючого значення струму дуги за рахунок вибору оптимальних часових і струмових параметрів імпульсної модуляції. Розглядається досить загальний випадок модуляції струму імпульсами трапецеїдальної форми (як окремі випадки — прямокутний і трикутний імпульси). У другій частині вивчається розподіл діючих значень електромагнітних і динамічних характеристик модульованого струму в зварювальній ванні, виходячи з нестационарної моделі дугового розряду і моделі електромагнітних процесів в зварювальному металі. Як характерний приклад розглядається силовий вплив модульованого струму на метал зварювальної ванни при модуляції струму трикутними імпульсами з паузами на частоті

10 кГц. Аналізується вплив динамічних ефектів в імпульсній дузі на розподіл в металі діючих значень електродинамічних характеристик — доцентрової складової сили Лоренца та магнітного тиску. Робиться висновок про те, що при оптимальній формі імпульсів струму динамічні ефекти, що виникають в нестационарній дузі, здатні істотно підвищити його силовий вплив на метал зварювальної ванни при зварюванні неплавким електродом з високочастотною модуляцією струму в порівнянні зі зварюванням на постійному струмі, що збігається за величиною з діючим значенням модульованого струму. Бібліогр. 19, рис. 13.

*Ключові слова:* зварювання неплавким електродом, імпульсна модуляція струму, електродинамічні характеристики, діючі значення, метал зварювальної ванни, математичні моделі

V.F. Demchenko, U. Boi, I.V. Krivtsun, I.V. Shuba

E.O. Paton Electric Welding Institute of NASU.  
11 Kazimir Malevich str., 03680, Kiev.  
E-mail: office@paton.kiev.ua

EFFECTIVE VALUES OF ELECTRODYNAMIC  
CHARACTERISTICS OF THE PROCESS  
OF NONCONSUMABLE ELECTRODE WEDING  
WITH PULSE MODULATION OF ARC CURRENT

The paper is devoted to analysis of the influence of pulsed modulation of welding current on effective values of electrodynamic characteristics of the process of nonconsumable electrode welding. The first part of the paper provides analysis of the possibilities for increasing the effective value of arc current through selection of optimum time and current parameters of pulsed modulation. A quite general case of current modulation by pulses of trapezoidal shape is considered (rectangular and triangular pulses are treated as particular cases). In the second part distribution of effective values of electromagnetic and dynamic characteristics of modulated current in the weld pool is studied, proceeding from a nonstationary model of arc discharge and model of electromagnetic processes in the metal being welded. Force impact of modulated current on weld pool metal at current modulation by triangular pulses with pauses at 10 kHz frequency is considered as a characteristic example. Influence of dynamic effects in the pulsed arc on distribution of effective values of electromagnetic characteristics, namely centripetal component of Lorenz force and magnetic pressure, is analyzed. A conclusion is made that with optimum shape of current pulses dynamic effects arising in nonstationary arc are capable of essentially enhancing its force impact on weld pool metal in nonconsumable electrode welding with high-frequency current modulation, compared to welding by direct current coinciding in magnitude with effective value of modulated current. 19 References, 13 Figures.

*Keywords:* nonconsumable electrode welding, pulse current modulation, electrodynamic characteristics, effective value, weld pool metal, mathematical models

Поступила в редакцію 03.07.2017