

СИЛОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТОКА ДУГИ С СОБСТВЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ*

В. Ф. ДЕМЧЕНКО¹, И. В. КРИВЦУН¹, И. В. КРИКЕНТ², И. В. ШУБА¹

¹ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины. 03680, г. Киев-150, ул. Казимира Малевича, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

²Днепропетровский гос. техн. ун-т. 51918, г. Каменское, ул. Днепропетровская, 2

Проведен детальный теоретический анализ силового взаимодействия сварочного тока с собственным магнитным полем в условиях дуговой сварки неплавящимся электродом. Электромагнитная сила (сила Лоренца) представляется в виде суммы вихревой и потенциальной сил, из которых лишь вихревая составляющая способна возбуждать движение плазмы или расплавленного металла. Под воздействием центробежной вихревой силы в дуговой плазме и в металле сварочной ванны возникает магнитное давление, градиент которого создает магнитную силу, преимущественно направленную в аксиальном направлении. Величина этой силы тем больше, чем выше плотность тока в прианодной области сварочной дуги (на поверхности сварочной ванны). В зависимости от характера растекания электрического тока в столбе дуги рассматриваются три возможных сценария движения дуговой плазмы: по схеме прямого и обратного конуса, а также в виде двух вихрей, возбуждаемых сжатием токового канала в прикатодной и прианодной областях дуги. Изложенные теоретические положения иллюстрируются численными расчетами распределения магнитного давления и магнитной силы в плазме столба дуги и в металле сварочной ванны. Установлено, что контракция электрического тока на аноде интенсифицирует гидродинамические потоки расплавленного металла, а, следовательно, и конвективный перенос энергии от центральной зоны поверхности сварочной ванны к ее донной части, способствуя повышению проплавляющей способности дуги с тугоплавким катодом. Библиогр. 14, табл. 1, рис. 12.

Ключевые слова: дуговая сварка, неплавящийся электрод, расплавленный металл, гидродинамические потоки, ток дуги, магнитное поле, проплавляющая способность дуги

При дуговой сварке электромагнитная сила, возникающая в результате взаимодействия тока дуги с собственным магнитным полем, оказывает существенное влияние на процессы переноса массы, импульса и энергии как в столбе сварочной дуги, так и в сварочной ванне. В дуговой плазме сила Лоренца является доминирующим силовым фактором, определяющим структуру и интенсивность потоков плазмы. В принципиальном плане характер газодинамического течения плазмы в столбе дуги может изменяться в зависимости от ее длины и поперечных размеров областей катодной и анодной привязки дуги, которые определяют величину пондеромоторной силы в приэлектродных зонах столба дуги и, соответственно, структуру газодинамических потоков дуговой плазмы в целом. В сварочной ванне, наряду с электромагнитной силой, на расплав воздействуют еще три силы — термокапиллярная сила Марангони, обусловленная температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения, и сила вязкого трения потока дуговой плазмы о поверхность расплавленного металла, действующие вдоль свободной поверхности сварочной ванны, а также сила плавучести (сила Архимеда), возникающая за счет не-

однородности температурного поля расплава. Последняя является наименее значимым фактором в формировании потоков расплавленного металла по сравнению с силой Лоренца, силой Марангони и силой трения. Доминирующая роль одного из этих трех силовых факторов зависит от режима сварки, свойств свариваемого металла, размеров сварочной ванны, размера области привязки дуги на ее поверхности и других характеристик сварочного процесса.

Как известно, объемная плотность электромагнитной силы \vec{F} определяется по формуле $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$, где \vec{j} — вектор плотности электрического тока; \vec{B} — вектор магнитной индукции. В такой форме электромагнитная сила учитывается в многочисленных работах (см., например, [1–8]), посвященных моделированию процессов переноса массы, импульса и энергии в дуговом разряде и в металле сварочной ванны. Приведенная формула для расчета электромагнитной силы позволяет вполне адекватно определять влияние сварочного тока на движение плазмы в столбе дуги и гидродинамику сварочной ванны. Вместе с тем, векторное поле электромагнитных сил, определенное по этой формуле, не дает

* По материалам доклада, представленного на VIII Международной конференции «Математическое моделирование и информационные технологии в сварке и родственных процессах», 19–23 сентября 2016 г., Одесса, Украина.

возможности на качественном уровне априори оценивать возможную структуру газо(гидро)динамических потоков. Последняя может быть раскрыта лишь апостериори после проведения соответствующих расчетов характеристик потоков плазмы и расплавленного металла, инициированных электромагнитной силой. Этот недостаток стандартного выражения для объемной плотности электромагнитной силы обусловлен тем, что данная сила, как и объемная сила любой другой физической природы, представляется в виде суммы потенциальной и вихревой составляющих, из которых лишь вихревая составляющая силы способна возбуждать движение среды. Поэтому представляет интерес вычленив из полной электромагнитной силы \vec{F} ее вихревую составляющую и на этой основе раскрыть механизм и особенности воздействия этой актуальной составляющей силы на плазму столба дуги и расплавленный металл сварочной ванны. Именно с этих позиций в настоящей статье проводится детальный теоретический анализ силового взаимодействия сварочного тока с собственным магнитным полем. Этот анализ подкрепляется конкретными расчетами пространственных распределений характеристик электромагнитного поля (плотности электрического тока, напряженности магнитного поля, объемной плотности вихревой составляющей силы Лоренца, магнитостатического давления) в плазме столба дуги и в металле сварочной ванны, выполненными для характерных условий сварки неплавящимся электродом.

Основные теоретические положения. В дуговой плазме и в расплавленном металле вектор магнитной индукции \vec{B} связан с вектором напряженности магнитного поля \vec{H} соотношением $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$, где μ_0 — универсальная магнитная постоянная; μ — магнитная проницаемость проводящей среды. Тогда формулу для объемной плотности электромагнитной силы можно переписать в виде

$$\vec{F} = \mu_0 \mu (\vec{j} \times \vec{H}). \quad (1)$$

В стационарном случае имеет место следующее соотношение, связывающее напряженность собственного магнитного поля \vec{H} с плотностью электрического тока \vec{j}

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j}. \quad (2)$$

При относительно невысоких скоростях перемещения дуги, характерных для сварки неплавящимся электродом, электромагнитное поле в дуговой плазме с хорошим приближением можно полагать осесимметричным. Подобный характер распределения характеристик поля продолжает сохраняться также и в объеме свариваемого металла вблизи области анодной привязки дуги. В

цилиндрической системе координат $\{r, \theta, z\}$ для осесимметричного электромагнитного поля имеем $\vec{j} = \{j_r, 0, j_z\}$, $\vec{H} = \{0, H_\theta, 0\}$.

Из уравнения (2) следует

$$-\frac{\partial H_\theta}{\partial z} = j_r; \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\theta)}{\partial r} = j_z,$$

тогда

$$\vec{F} = -\mu_0 \mu \left[H_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial(rH_\theta)}{\partial r} \vec{e}_r + H_\theta \frac{\partial H_\theta}{\partial z} \vec{e}_z \right],$$

где $\{\vec{e}_r, \vec{e}_z\}$ — единичные векторы в направлении соответствующих координатных осей. Преобразуем полученное выражение к виду

$$\vec{F} = -\mu_0 \mu \left(\frac{1}{2} \text{grad } H_\theta^2 + \frac{H_\theta^2}{r} \vec{e}_r \right). \quad (3)$$

По теореме Гельмгольца любое векторное поле может быть представлено в виде суммы двух векторных полей \vec{F}_{pot} и \vec{F}_{rot} , первое из которых является потенциальным, а второе — вихревым. В соответствии с (3) потенциальная и вихревая составляющие силы Лоренца следующим образом выражаются через квадрат азимутальной компоненты напряженности магнитного поля:

$$\vec{F}_{pot} = -\mu_0 \mu \frac{1}{2} \text{grad } H_\theta^2, \quad \vec{F}_{rot} = -\mu_0 \mu \frac{H_\theta^2}{r} \vec{e}_r. \quad (4)$$

Рассмотрим уравнение движения вязкой несжимаемой жидкости в поле электромагнитной силы \vec{F}

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\text{grad } P + \eta \Delta \vec{V} + \vec{F}, \quad (5)$$

где ρ — плотность; \vec{V} — вектор скорости движения среды; $D\vec{V}/Dt$ — субстанциональная производная; P — гидродинамическое давление; η — коэффициент динамической вязкости. Учитывая (4), в случае осесимметричного электромагнитного поля уравнение (5) можно записать в виде

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\text{grad } P' + \eta \Delta \vec{V} + \vec{F}_{rot}. \quad (6)$$

Здесь $P' = P + P_{ms}$, где $P_{ms} = 0,5 \mu_0 \mu H_\theta^2$ — магнитостатическое давление. Аналогичное представление для давления имеет место также и для уравнений магнитной газовой динамики дуговой плазмы. Из (6) следует, что в осесимметричном электромагнитном поле движение жидкости (плазмы) происходит исключительно в результате действия центробежной вихревой составляющей силы $\vec{F}_{rot} = -\frac{H_\theta^2}{r} \vec{e}_r$. Действие же потенциальной силы \vec{F}_{pot} ограничивается созданием в объеме движущейся субстанции магнитостатиче-

ского давления P_{ms} , компенсирующего потенциальную составляющую силы и не препятствующего движению среды под действием массовой силы другой физической природы, например, силы плавучести. Здесь следует отметить, что магнитоэлектростатическое давление сложным образом распределено по объему электропроводящей среды.

В силу теоремы о полном токе напряженность магнитного поля $H_\theta(r, z)$ можно представить в виде: $H_\theta(r, z) = \frac{I(r, z)}{2\pi r}$, где $I(r, z) = 2\pi \int_0^r j_z(r', z)r'dr'$ — электрический ток, протекающий в пределах круга радиуса r , в произвольном аксиальном сечении z . Таким образом, вихревую составляющую силы Лоренца $\vec{F}_{rot}(r, z)$ и магнитоэлектростатическое давление P_{ms} можно выразить через ток $I(r, z)$ в виде

$$\vec{F}_{rot}(r, z) = -\mu_0 \mu \frac{I^2(r, z)}{4\pi^2 r^3} \vec{e}_r; \quad (7)$$

$$P_{ms}(r, z) = \frac{\mu_0 \mu}{8\pi^2} \frac{I^2(r, z)}{r^2}.$$

Вблизи оси симметрии $I(r, z) = 0(r^2)$, поэтому $\vec{F}_{rot}(r, z) \rightarrow 0$, $P_{ms}(r, z) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$. Формулы (7) подобны тем, которые используются при описании пинч-эффекта. При относительно небольших сварочных токах (порядка 100...200 А) сжатие дугового разряда (пинч-эффект) проявляется слабо, а действие центростремительной силы \vec{F}_{rot} реализуется путем возбуждения аксиального течения дуговой плазмы или металла сварочной ванны. Для качественного анализа механизма воздействия силы $\vec{F}_{rot}(r, z)$ на газо(гидро)динамические потоки обратимся к уравнениям магнитной гидростатики. Пренебрегая в (5) силами инерции и вязкости, получим

$$-\text{grad } P' + \vec{F} = 0. \quad (8)$$

В терминах давления $P'(r, z)$ система уравнений (8) с учетом (3) записывается в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial P'}{\partial r} = -\mu_0 \mu \frac{H_\theta^2}{r}; \\ \frac{\partial P'}{\partial z} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

В контексте уравнений магнитоэлектростатики (9) давление $P'(r, z)$, создаваемое вихревой составляющей силы Лоренца, можно интерпретировать как магнитное давление, поэтому в дальнейшем будем обозначать $P_{mag}(r, z) = P'(r, z)$. Проинтегрируем первое из уравнений (9) на интервале $[r, \infty)$, полагая, что $P'(r, z)$ при $r \rightarrow \infty$ обращается в нуль (в силу того, что $\lim_{r \rightarrow \infty} H(r, z) = 0$). Имеем следующее выражение для $P_{mag}(r, z)$

$$P_{mag}(r, z) = P_{mag}^{(0)} - \mu_0 \mu \int_0^r \frac{H_\theta^2(r', z)}{r'} dr', \quad (10)$$

где $P_{mag}^{(0)}(0, z) = \mu_0 \mu \int_0^\infty \frac{H_\theta^2(r', z)}{r'} dr'$ — магнитное давление на оси системы. Градиент магнитного давления создает силу $\vec{F}_{mag} = \text{grad } P_{mag}(r, z)$, которая сложным образом распределена в объеме электропроводящей среды. Отметим, что второе из уравнений магнитоэлектростатики (9) удовлетворяется лишь тогда, когда в токовом канале $j_r \equiv 0$. В общем случае осесимметричной силы Лоренца, определяемой соотношением (3), воздействие силы \vec{F}_{mag} уравнивается в уравнениях магнитной гидростатики (8) (или уравнениях магнитной газо(гидро)динамики) силами немагнитного происхождения, в которых доминирующую роль может иметь давление, образующееся в результате динамического скоростного напора.

Силовое воздействие магнитного поля сварочного тока на дуговую плазму. Интенсивность и направление газодинамических потоков в дуговой плазме, возбуждаемых вихревой составляющей силы Лоренца, зависят от соотношения

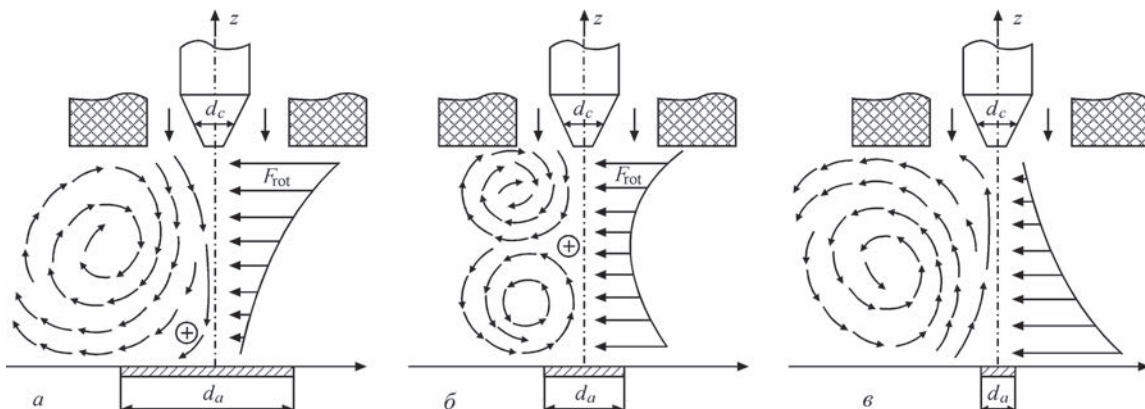


Рис 1. Распределение вихревой составляющей силы Лоренца и картина течения плазмы в столбе сварочной дуги: а — сценарий 1; б — сценарий 2; в — сценарий 3

между размерами токопроводящих каналов в приэлектродных областях дуги. Проанализируем три характерных сценария движения потоков плазмы (рис. 1), отличающихся характером растекания электрического тока в столбе дуги.

Сценарий 1. Рассмотрим сварку неплавящимся электродом на прямой полярности. Пусть R_a — радиус анодной привязки дуги, R_c — радиус катодной привязки. При $R_a > R_c$ электрический ток в столбе дуги растекается по схеме «прямого» конуса, так что вихревая составляющая силы Лоренца \vec{F}_{rot} и магнитное давление P_{mag} достигают наибольших значений вблизи катода (см. рис. 1, а), где плотность тока максимальна, и убывают по направлению к аноду. Вследствие этого в плазме столба дуги возникает аксиальный градиент магнитного давления, который вызывает течение плазмы в аксиальном направлении (от катода к аноду) с последующим образованием колоколообразной формы столба дуги.

Сценарий 2. При сварке по слою активирующего флюса (процесс А-ТИГ) вследствие контрагирования дуги на аноде можно ожидать, что поперечные размеры токопроводящих каналов вблизи катода и анода будут соизмеримыми. Тогда распределение вихревой составляющей силы Лоренца по высоте столба приобретает два максимума, расположенных вблизи катода и анода. Аналогичным образом распределено также и магнитное давление, градиент которого вызывает формирование в столбе дуги двух встречных вихревых потоков плазмы (см. рис. 1, б), направленных от катода и анода к средней (по высоте) части столба дуги. В результате их взаимодействия формируется бочкообразная форма столба. Из этого следует, что газодинамическое давление плазмы столба дуги, как фактор деформации свободной поверхности сварочной ванны, имеет место лишь при условиях сценария 1.

Сценарий 3. Если $R_c > R_a$, то растекание тока происходит по схеме «обратного конуса». При сварке ТИГ такой сценарий является маловероятным, однако он может иметь место при гибридной лазерно-дуго-

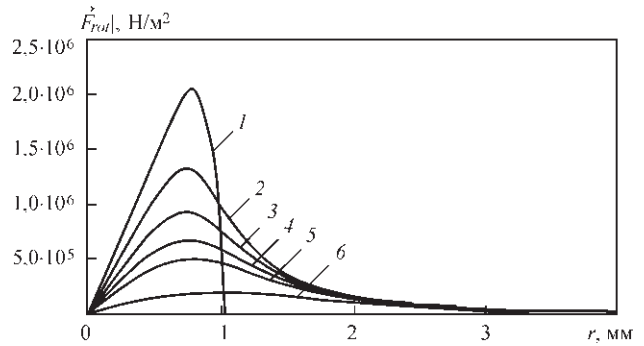


Рис. 3. Распределение $|F_{rot}|$ в поперечных сечениях прикатодной области столба дуги

вой сварке когда потоки плазмы могут быть направлены в сторону катода (см. рис. 1, в).

Проиллюстрируем особенности распределения вихревой составляющей электромагнитной силы и магнитного давления для свободнорящей аргоновой дуги длиной 3 мм при токе $I = 200$ А (сварка ТИГ). Для этой цели воспользуемся результатами численного моделирования [9] распределенных характеристик плазмы дугового разряда, выполненных в соответствии с моделью дуги, предложенной в [10]. При анализе результатов расчетов отдадим предпочтение прикатодной области столба дуги, где размер токового канала наименьший и, соответственно, достигается наибольшая плотность электрического тока (рис. 2). Для иллюстрации характеристик электромагнитного поля в этой области выделим шесть поперечных сечений столба дуги: 1 — непосредственно на границе столба с катодной областью; 2–6 — на расстояниях 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,8 мм от этой границы, соответственно (на рис. 3–5 цифры на кривых указывают на номер сечения). Характер изменения тока $I(r, z)$, протекающего в пределах круга радиуса r (см. рис. 2), свидетельствует о том, что в рассматриваемом случае растекание электрического тока в столбе дуги происходит по схеме «прямого конуса», следовательно, газодинамические процессы в дуговом разряде развиваются в соответствии со сценарием 1.

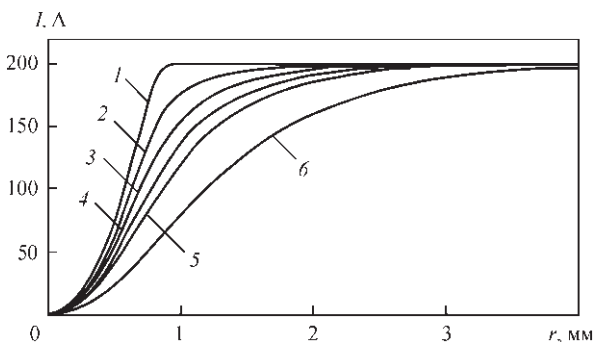


Рис. 2. Изменение тока $I(r)$ в прикатодной области столба дуги

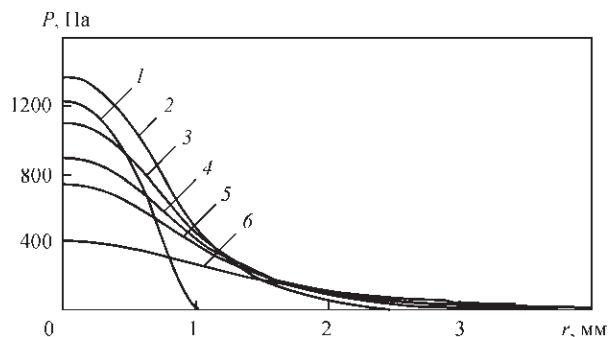


Рис. 4. Распределение магнитного давления вблизи катода

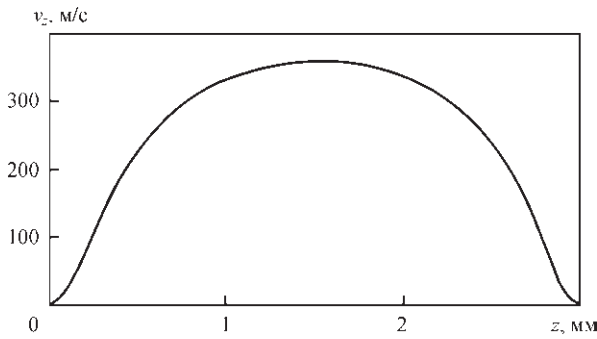


Рис. 5. Распределение скорости движения плазмы вдоль оси дуги (координата z отсчитывается от границы катодной области)

Модуль вихревой составляющей силы Лоренца \vec{F}_{rot} , рассчитанный в зависимости от $I^2(r, z)$ по формуле (7), имеет максимум (рис. 3), достигаемый в выбранных сечениях столба дуги при $r \approx 1$ мм, причем величина этого максимума быстро убывает при удалении от катода. Под воздействием сжимающей силы \vec{F}_{rot} в прикатодной зоне столба возникает магнитное давление P_{mag} , максимальная величина которого достигается на оси дуги. Магнитное давление быстро убывает при удалении от катода (рис. 4), вследствие чего в прикатодной плазме образуется высокий градиент магнитного давления $grad P_{mag} = \vec{F}_{mag}$, который создает вблизи катода силу \vec{F}_{mag} , преимущественно направленную в сторону анода. В условиях данного расчета электромагнитного поля в дуговом разряде аксиальная компонента \vec{F}_{mag} оказывается довольно значительной и составляет более $2 \cdot 10^6$ Н/м³.

Сила \vec{F}_{mag} возбуждает в столбе дуги течение плазмы (рис. 5), преимущественно направленное к аноду. Это течение имеет участок разгона на расстоянии около 1 мм от катода, что соответствует области наиболее высоких значений модуля градиента магнитного давления. Скорость течения плазмы в центральной части осевой области дуги составляет при этом сотни метров в секунду.

Воздействие силы Лоренца на металл сварочной ванны. Для анализа силового воздействия собственного магнитного поля тока дуги на металл сварочной ванны рассмотрим модель электропереноса в свариваемом образце (анод дуги) толщиной L в предположении, что электромагнитное поле в металле сохраняет осевую симметрию, присущую дуговой плазме. Пусть $\varphi(r, z)$ — скалярный потенциал электрического поля, $\vec{j}(r, z) = -\sigma grad \varphi$ — плотность электрического тока в металле, где σ — его удельная электрическая проводимость. Тогда из закона сохранения электрического заряда $div \vec{j} = 0$ имеем следующее уравнение

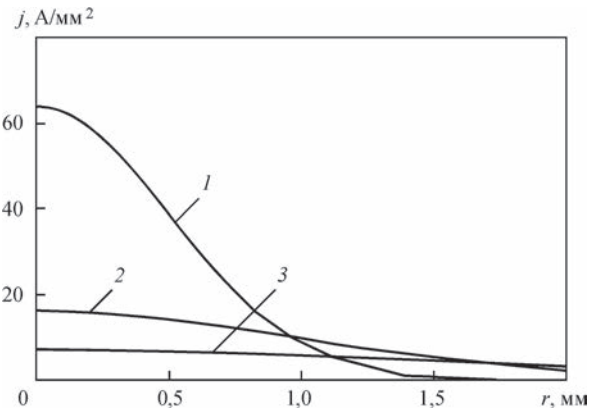


Рис. 6. Распределение плотности тока на поверхности анода: 1 — $R_e = 1$; 2 — 2; 3 — 3 мм

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0. \quad (11)$$

Уравнение (11) будем интегрировать в области $\Omega = \{0 < r < R, 0 < z < L\}$, где для свободного растекания тока радиус расчетной области R выбирается достаточно большим.

Сформулируем граничные условия. На поверхности образца $z = 0$ зададим распределение аксиальной компоненты плотности электрического тока по гауссовскому закону, т. е. положим

$$j_z(r, 0) = j_0 \exp(-a^2 r^2), \quad (12)$$

где j_0 — осевое значение плотности тока. Параметры j_0 и a определяются из следующих условий:

$I = 2\pi \int_0^\infty j_z(r, 0) r dr$, $j_z(R_e, 0) = j_0 e^{-2}$, где I — заданная величина сварочного тока; $R_e = \frac{\sqrt{2}}{a}$ — эффективный радиус токопроводящего канала на поверхности образца (анода).

При $r = 0$ и $r = R$ зададим естественные граничные условия

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=R} = 0. \quad (13)$$

На нижней поверхности пластины, полагая, что свариваемый образец плотно прижат к медной подкладке, положим потенциал постоянным и равным нулю

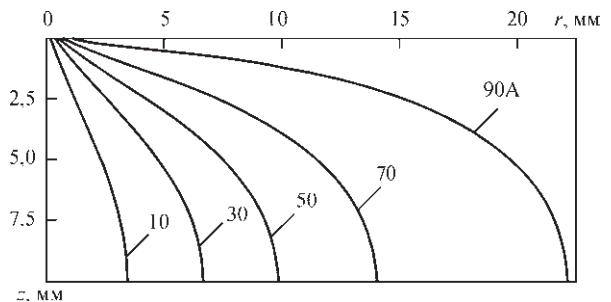


Рис. 7. Растекание тока в свариваемом образце (анод) при $R_e = 1$ мм

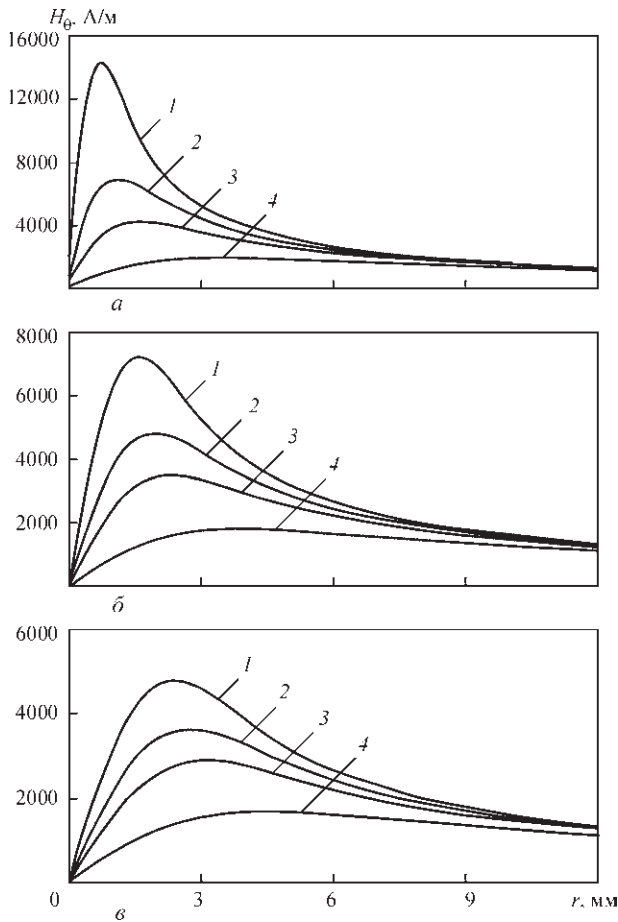


Рис. 8. Напряженность магнитного поля в свариваемом образце: а — $R_e = 1$; б — 2; в — 3 мм ($l - z = 0$; 2 — 0,5; 3 — 1; 4 — 2,5 мм)

$$\varphi(r, L) = 0. \quad (14)$$

Для анализа влияния размера токопроводящего канала в анодной области дуги на силовое взаимодействие тока с собственным магнитным полем рассматривались три эффективных радиуса токопроводящего канала: $R_e = 1; 2; 3$ мм. При токе $I = 100$ А соответствующие распределения плотности тока на поверхности анода представлены на рис. 6.

Поскольку удельная электропроводность металла намного превосходит электропроводность плазмы, то ток, поступающий в металл из анодной области дуги, быстро растекается по объему металла. Картину растекания тока можно проследить по распределению токовых линий в свариваемом образце (рис. 7). Здесь под токовой линией понимается линия, очерчивающая объем металла, через который протекает ток заданной величины (на рис. 7 показаны токовые линии $I = 10; 30; 50; 70$ и 90 А). Аналогичные картины растекания тока в свариваемом металле по схеме «прямого» конуса имеют место также и при других радиусах токового канала на поверхности анода.

Проанализируем влияние размера токового канала анода на распределение характеристик электро-

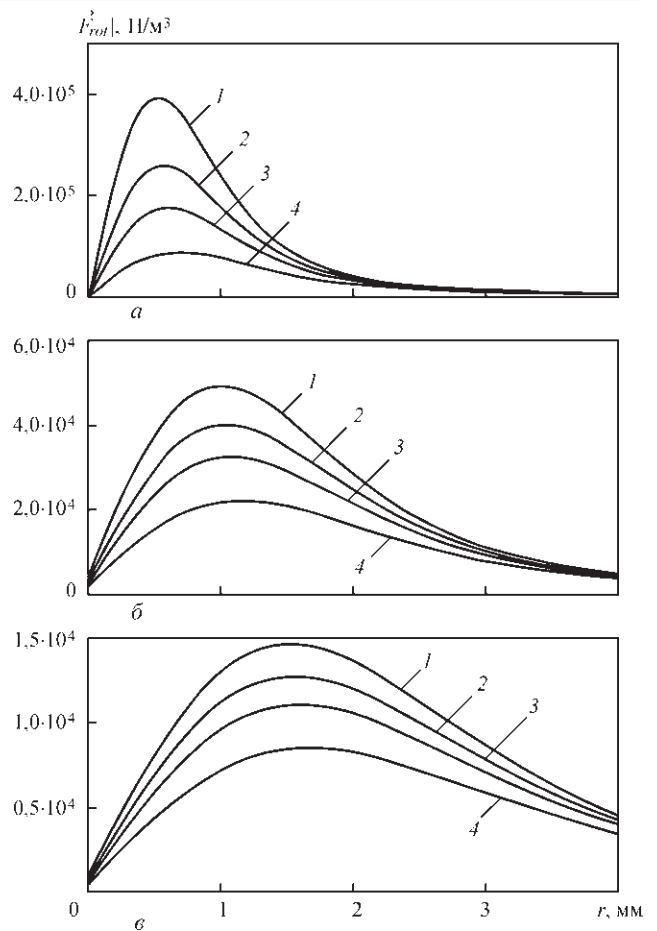


Рис. 9. Распределение F_{rot} в объеме образца: а — $R_e = 1$; б — 2; в — 3 мм ($l - z = 0$; 2 — 0,5; 3 — 1; 4 — 2,5 мм)

магнитного поля в свариваемом металле. На рис. 8 для $R_e = 1; 2; 3$ мм приведены радиальные распределения азимутальной компоненты напряженности магнитного поля H_θ в различных сечениях по толщине образца. В соответствии с теоремой о полном токе напряженность магнитного поля как функция радиуса сначала монотонно возрастает, достигает максимума и затем при $r \rightarrow \infty$ убывает к нулю как $1/r$. При изменении R_e в интервале $1 \dots 3$ мм максимум H_θ на поверхности образца и в нижележащих сечениях быстро уменьшается, а его положение смещается в сторону больших радиусов.

Поскольку вихревая составляющая электромагнитной силы квадратично зависит от напряженности магнитного поля, то указанная выше тенденция распространяется также и на распределение $|\vec{F}_{rot}(r, z)|$ в объеме образца (рис. 9) с тем лишь отличием, что $\max |\vec{F}_{rot}|$ уменьшается на порядки при увеличении размера эффективного радиуса токопроводящего канала на поверхности анода с 1 до 3 мм.

Прежде, чем перейти к анализу распределения магнитного давления в металле, обусловленного действием силы \vec{F}_{rot} , укажем на два принципиальных отличия силового воздействия сварочного

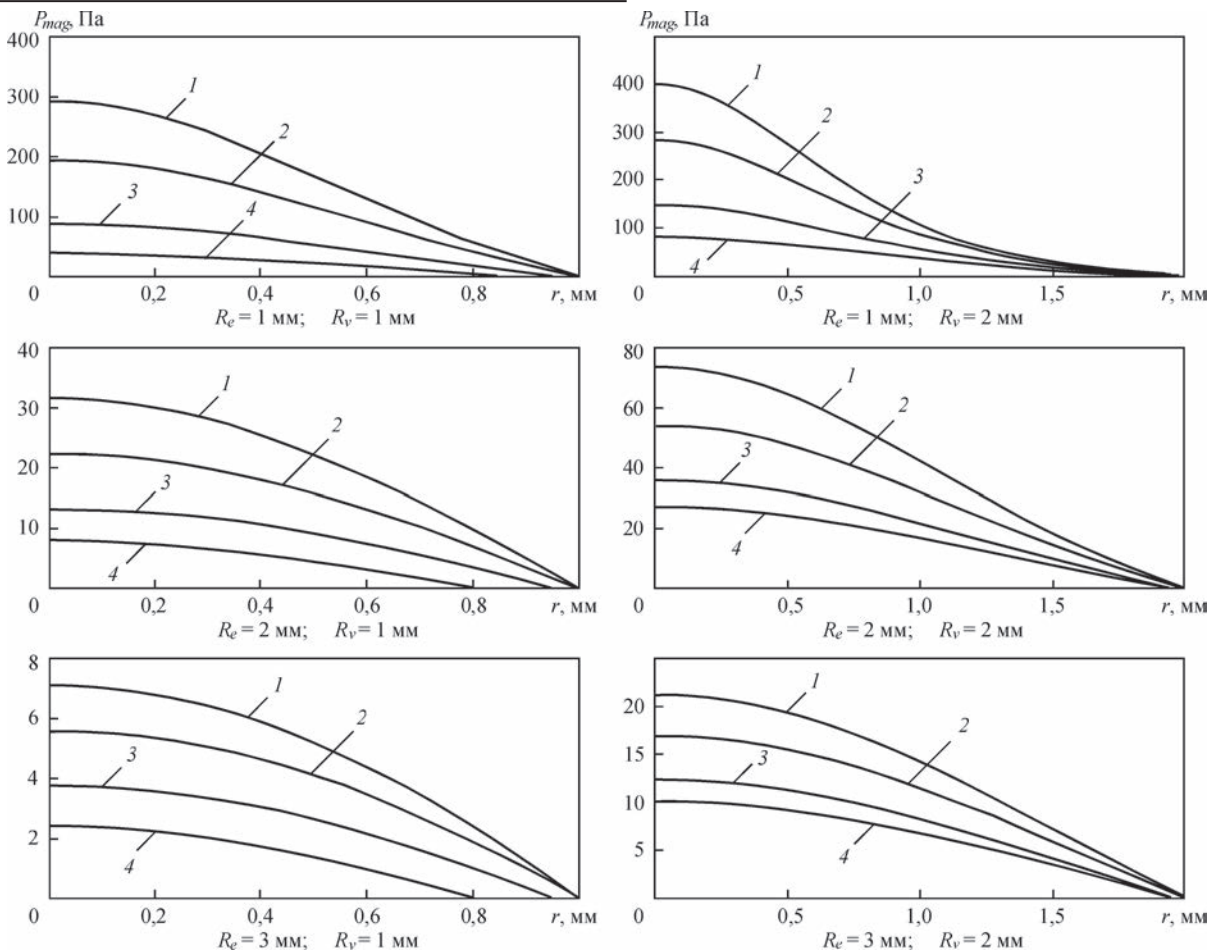


Рис. 10. Распределение магнитного давления в сварочной ванне: 1 — $z = 0$; 2 — 0,15; 3 — 0,35; 4 — 0,5 мм

тока на дуговую плазму и на свариваемый металл. Первое из них состоит в том, что протекание тока в дуговой плазме ограничено областью, в которой электропроводность плазмы отлична от нуля (ориентировочно этот токопроводящий канал в случае Ag соответствует области, где температура плазмы превышает 5000 К), в то время как в свариваемом металле ток растекается свободно, и токопроводящий канал никоим образом не ограничен. Второе отличие связано с формированием в дуговой плазме магнитного давления. В столбе дуги магнитное давление на оси (см. (10)) и в дуговой плазме в целом определяется воздействием вихревой компоненты электромагнитной силы на интервале $0 \leq r < \infty$, в то время как в твердом металле действие \vec{F}_{rot} уравновешивается силами упругости и никаким образом не влияет на магнитное давление в сварочной ванне. Таким образом, магнитное давление в сварочной ванне формируется за счет силового воздействия лишь той доли сварочного тока, которая протекает через сварочную ванну, а, следовательно, зависит от формы и размеров ванны. С учетом этой особенности трансформируем выражение (10) для магнитного давления в сварочной ванне. Пусть $R^* = R^*(z)$ — уравнение, описывающее форму ванны в некоторый

момент времени. Интегрируя первое из уравнений (9) на интервале $[0, R^*(z)]$, получим следующее выражение для распределения магнитного давления в сварочной ванне

$$P_{mag}(r, z) = \mu_0 \mu \int_r^{R^*} \frac{H_\theta^2(r', z)}{r'} dr'. \quad (15)$$

Рассмотрим это распределение в зависимости от размеров ванны и эффективного радиуса токового канала на поверхности анода. Для качественного анализа будем исходить из допущения, что ванна имеет форму полусферы радиусом R_v . На рис. 10 представлены расчетные данные о распределении магнитного давления в приповерхностной области ванны в зависимости от эффективного радиуса R_e токопроводящего канала при $R_v = 1; 2$ мм.

Поскольку с увеличением размера сварочной ванны возрастает доля сварочного тока, протекающего через нее, то магнитное давление на поверхности и в объеме ванны существенно повышается с увеличением R_v для всех радиусов токопроводящего канала на аноде (ср. правые и левые картинки на рис. 10). Второй вывод, который следует из расчетных данных, приведенных на рис. 10, состоит в том, что величина магнитного

Скорости потоков расплава, при которых скоростной напор уравнивает магнитное давление в сварочной ванне

R_e , мм	R_v , мм	$P_{mag}^{(0)}$, Па	V , см/с	$F_{mag,z}^{(0)}$, Н/м ³
1	1	292	27	$1,09 \cdot 10^6$
1	1,5	369	31	$1,26 \cdot 10^6$
1	2	400	32	$1,31 \cdot 10^6$
2	1	32	9	$7,0 \cdot 10^4$
2	1,5	55	12	$1,15 \cdot 10^5$
2	2	74	14	$1,45 \cdot 10^5$
3	1	7	4	$1,11 \cdot 10^4$
3	1,5	14	6	$2,11 \cdot 10^4$
3	2	21	7	$3,09 \cdot 10^4$

давления в расплаве в существенной мере зависит от размера токопроводящего канала на аноде: с увеличением R_e магнитное давление на поверхности ванны и в ее объеме уменьшается на порядок. Отметим, что максимальное магнитное давление, достигаемое на поверхности ванны при $R_e = 1$ мм; $R_v = 2$ мм, равно 400 Па. Эта величина составляет лишь 0,4 % атмосферного давления и, на первый взгляд кажется, что магнитным давлением можно пренебречь. Однако это не так, о чем свидетельствуют приведенные ниже количественные оценки, полученные из теоремы Бернулли для несжимаемой жидкости. В соответствии с последней $P_{mag} + \frac{\rho V^2}{2} = \text{const}$, т. е. в данном случае магнитное давление уравнивается скоростным напором $\rho V^2/2$, где ρ — плотность металла, V — скорость движения расплава (под последней понимается аксиальная компонента вектора скорости). Для численной оценки выберем на оси ванны два сечения $z = 0, z = h$, первое из которых соответствует поверхности расплава, а второе расположено в глубине расплава, где магнитное давление мало ($P(h) \approx 0$ при $h \approx 1$ мм). Положим $V(0) = 0$, тогда $V(h) \approx \sqrt{2P_{mag}^{(0)} / \rho}$, где $P_{mag}^{(0)}$ магнитное давление в центре анодного пятна на поверхности ванны. Результаты расчетов по этой формуле приведены в таблице.

Из данных, приведенных в таблице, следует, что скорость движения расплава в направлении донной части сварочной ванны в существенной мере зависит от плотности тока на аноде и размеров сварочной ванны: скорости потока возрастают с уменьшением радиуса токопроводящего канала на аноде и тем значительнее, чем больше объем ванны.

Приведенные выше расчетные оценки являются весьма приближительными, т. к. они базируются на одномерном рассмотрении движения жидкого металла (уравнение Бернулли, гидравлическое приближение). Для более точных расчетов следует

принимать во внимание, что градиент магнитного давления создает в расплаве сложным образом распределенную объемную силу $\vec{F}_{mag} = \{F_{mag,r}, F_{mag,z}\}$. В соответствии с первым из уравнений (9) компо-

нента $F_{mag,r}$ равна $-\frac{H_{\theta}^2}{r}$, а компонента $F_{mag,z}$ представляется в виде: $F_{mag,z} = \frac{\partial P_{mag}}{\partial z}$.

Рассмотрим влияние размеров сварочной ванны и токового канала на величину аксиальной составляющей силы $F_{mag,z}$ (рис. 11). Как и магнитное давление (см. рис. 10), аксиальная составляющая магнитной силы \vec{F}_{mag} максимальна в центре анодного пятна и возрастает с увеличением плотности тока на поверхности анода, а также с ростом объема расплавленного металла (см. последний столбец таблицы). Величина этой составляющей силы является довольно значительной: при $R_e = 3$ мм она сопоставима с объемной плотностью гравитационной силы ($F_{grav} = 7,64$ Н/м³), действующей на металл, а при $R_e = 1$ мм превосходит ее больше, чем на порядок. Компонента $F_{mag,z}$ быстро убывает как функция радиуса, так что ее величина при $r > 1$ мм пренебрежимо мала по сравнению с осевыми значениями. Напротив, радиальная компонента $\vec{F}_{mag,r}$, монотонно возрастает при увеличении радиуса и достигает своей максимальной величины (по порядку сопоставимой с $F_{mag,z}$) при $r \approx 1$ мм. Таким образом, магнитная сила F_{mag} , будучи преимущественно аксиальной по направлению, имеет центростремительную составляющую, которая, в отличие от рассмотрения гидродинамического процесса в приближении Бернулли, способна увеличивать скорость потока расплавленного металла по направлению к донной части сварочной ванны.

В заключение можно сказать, что взаимодействие дуговой плазмы со свариваемым металлом при сварке неплавящимся электродом осуществляется посредством анодной области дуги, которая определяет (см., например, [9, 10]) такие, важные с точки зрения формирования сварного шва, характеристики, как плотность теплового потока в анод и плотность электрического тока на аноде. Распределение плотности теплового потока на аноде является ответственным за теплопроводный механизм переноса энергии в свариваемом металле. Именно с таких позиций Н. Н. Рыкалинным была построена [11] теория тепловых процессов при сварке, не принимающая во внимание конвективный механизм переноса тепла в сварочной ванне. Напротив, закон распределения плотности тока на аноде, который определяет силовое воздействие тока дуги на расплавленный металл, является ответственным за величину и направление гидродина-

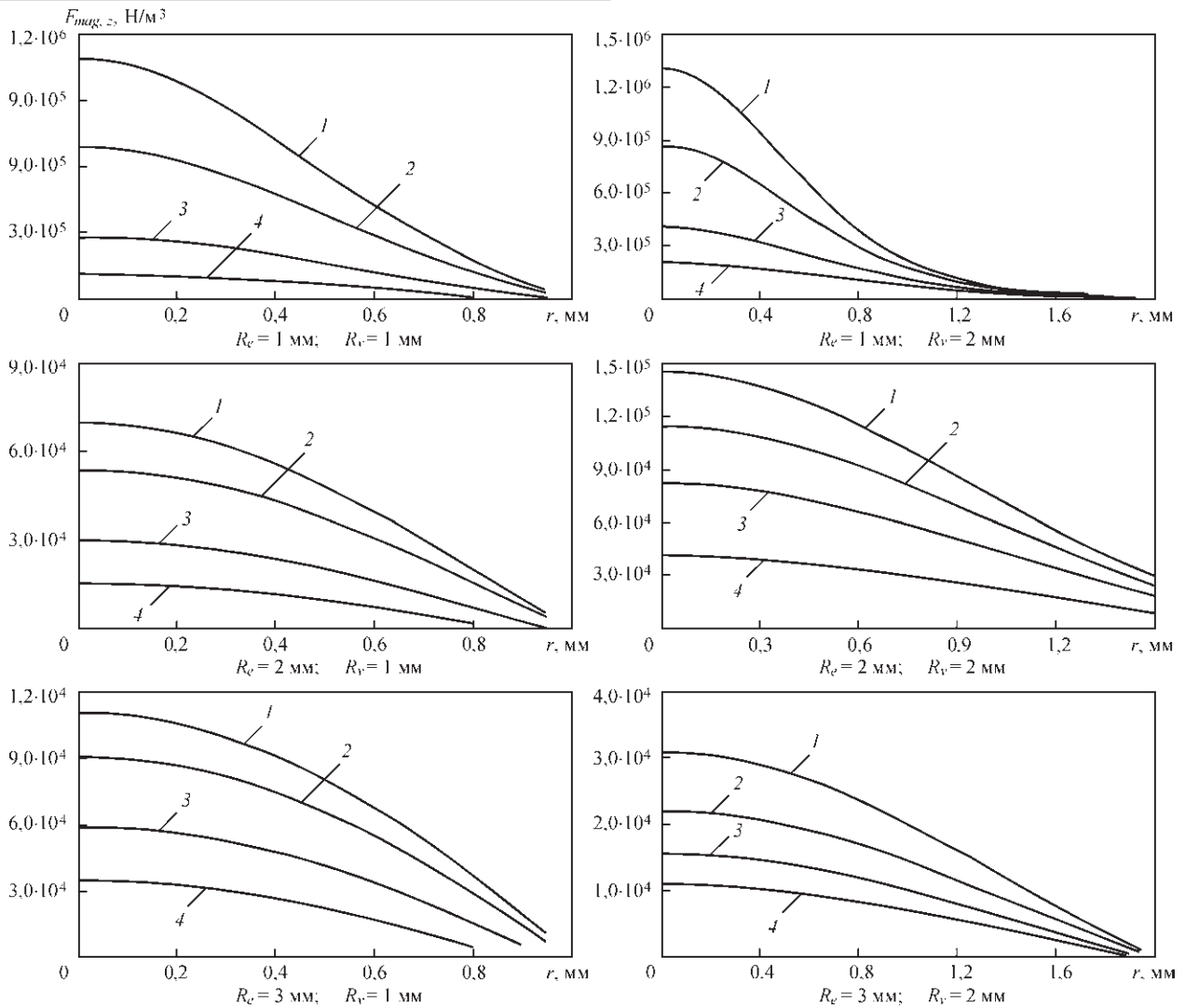


Рис. 11. Распределение $F_{mag,z}$ в сварочной ванне: 1 — $z = 0$; 2 — 0,1; 3 — 0,3; 4 — 0,5 мм

мических потоков в расплаве, а, следовательно, и за конвективный перенос тепла в сварочной ванне. Для повышения проплавляющей способности дуги с тугоплавким катодом важно организовать достаточно интенсивные потоки расплава, направленные от перегретой прианодной зоны поверхности сварочной ванны к ее донной части. Как показано выше, такой характер течения жидкого металла обеспечивается за счет сжимающего действия вихревой составляющей силы Лоренца. Существенное влияние на величину магнитной силы и скорость нисходящего течения расплава оказывает размер токопроводящего канала на поверхности анода: чем выше контракция электрического тока на аноде, тем больше величина аксиальной компоненты магнитной силы, и тем выше скорость движения расплава (см. табл.). Отсюда вытекает важный с точки зрения практических приложений вывод: для повышения проплавляющей способности дуги при сварке неплавящимся электродом следует изыскивать технологические средства для уменьшения

размера токопроводящего канала и, соответственно, повышения плотности тока на аноде.

В принципиальном плане размер анодного пятна и распределение в нем плотности тока определяется совокупностью факторов, связанных с условиями горения сварочной дуги и тепловым состоянием поверхности расплава: сварочным током, длиной дуги, составом плазмообразующего газа, температурами прианодной плазмы и свободной поверхности расплава, распределением вдоль поверхности сварочной ванны анодного падения

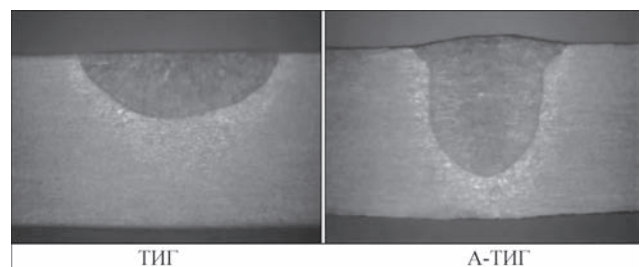


Рис. 12. Формы сварных швов при одинаковой мощности дуги $P = 1400$ Вт, длине дуги $l = 1,5$ мм и скорости сварки $V = 100$ мм/мин

потенциала. В настоящее время сварочная наука имеет в своем арсенале ряд технологических приемов, которые позволяют регулировать (в сторону уменьшения) размер токопроводящего канала дуги на аноде. Одним из таких способов является процесс А-ТИГ сварки, базирующийся на применении активирующих флюсов (см., например, [12]). Приведем для сравнения макрошлифы сварных швов (рис. 12, представлены Д. В. Коваленко) при ТИГ и А-ТИГ сварке в аргоне пластины из нержавеющей стали толщиной 6 мм.

Как следует из этого рисунка, при одних и тех же значениях мощности, длины дуги и скорости сварки глубина проплавления при процессе А-ТИГ вдвое больше, чем при сварке ТИГ. Этот технологический результат обусловлен существенно меньшими размерами анодного пятна при А-ТИГ сварке по сравнению с процессом ТИГ (радиус токопроводящего канала ориентировочно составляет 2,5 и 6 мм, соответственно).

Укажем на другие возможности повышения плотности электрического тока в области анодной привязки дуги с тугоплавким катодом. При гибридной сварке (ТИГ + CO₂ лазер), как показано в работе [13], за счет дополнительного нагрева прианодной плазмы лазерным излучением изменяется характер распределения анодного падения потенциала вдоль поверхности сварочной ванны. Это приводит к появлению радиальной компоненты плотности тока в прианодной плазме и, соответственно, к повышению плотности тока в приосевых участках анодной области дуги.

Использование вместо Ar других защитных газов или их смесей (He; Ar + H₂) также приводит к уменьшению размера токового канала в столбе дуги и, соответственно, к уменьшению поперечного размера области анодной привязки дуги. Есть основания полагать [14], что и при сварке модулированным током высокой частоты размер токового канала на аноде уменьшается по сравнению со сваркой на постоянном токе. При использовании перечисленных выше технологических средств глубина проплавления увеличивается. Физические механизмы, которые обуславливают эффект контракции электрического тока на аноде во всех рассмотренных случаях являются разными, однако результат — повышение проплавляющей способности дуги нисходящими потоками расплава — одинаковый.

Здесь следует отметить, что силовое воздействие сварочного тока на металл сварочной ванны не является единственной причиной возбуждения протекающих в ней гидродинамических процес-

сов. Обратим внимание, что полуширина шва при ТИГ сварке (рис. 12) заметно превосходит глубину проплавления. Возможными причинами такой формы шва может служить прямая термокапиллярная конвекция Марангони и вязкое трение потока дуговой плазмы о поверхность расплавленного металла, которые формируют направленное вдоль свободной поверхности ванны течение расплава, транспортирующее перегретый металл из центра к боковой поверхности ванны. Возникающий приповерхностный вихрь в своем возвратном течении переносит «холодный» металл от фронта плавления к центру ванны, что уменьшает кондуктивную составляющую теплового потока к донной части ванны.

Проведенный в настоящей статье анализ влияния силовых факторов на гидродинамику сварочной ванны и выполненные численные оценки позволяют сделать вывод о том, что достоверное расчетное прогнозирование формы сварочной ванны и термических циклов в зоне термического влияния сварного соединения может быть достигнуто только при надлежащем учете конвективного переноса энергии в сварочной ванне. Напротив, модели, базирующиеся на теплопроводностном механизме переноса энергии, могут приводить к весьма искаженным представлениям об указанных параметрах.

1. Hsu K. C., Etemadi K., Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc // *J. of Appl. Phys.* – 1983. – № 3(54). – P. 1293–1301.
2. Hsu K. C., Pfender E. Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc // *Ibid.* – 1983. – № 8(54). – P. 4359–4366.
3. Fan H. G., Kovacevic R. A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2004. – 37. – P. 2531–2544.
4. Computational simulation of arc melting process with complex interactions / H. Nishiyama et al. // *ISIJ International.* – 2006. – № 5(46). – P. 705–711.
5. Hu, J., Tsai H. L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc // *Int. J. of Heat and Mass Transfer.* – 2007. – 50. – P. 833–846.
6. Hu, J., Tsai H. L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part II: The metal // *Ibid.* – 2007. – 50. – P. 808–820.
7. Murphy Anthony B. A self-consistent three-dimensional model of the arc, electrode and weld pool in gas-metal arc welding // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2011. – 44. – 194009 (11 pp).
8. Plasma-weld pool interaction in tungsten inert-gas configuration / J. Mougnot et al. // *Ibid.* – 2013. – 46. – 135206 (14 pp).
9. Крикент И.В., Кривцун И. В., Демченко В. Ф. Моделирование процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом // *Автоматическая сварка.* – 2012. – № 3. – С. 7–11.
10. Кривцун И. В., Демченко В. Ф., Крикент И. В. Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в анодной области и столбе сварочной дуги с тугоплавким катодом // *Там же.* – 2010. – № 6. – С. 3–11.
11. Рыкалин Н. Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. – М.: Машгиз, 1951. – 296 с.

12. Ющенко К. А., Коваленко Д. В., Коваленко И. В. Применение активаторов при дуговой сварке вольфрамовым электродом в инертных газах (А-ТИГ) сталей и сплавов // Автоматическая сварка. – 2001. – № 7. – С. 37–43.
13. Взаимодействие пучка излучения CO₂-лазера с плазмой электрической дуги при гибридной (лазер + ТИГ) сварке / И. В. Кривцун и др. // Там же. – 2015. – № 3–4. – С. 7–16.
14. Zhao J., Sun D., Hu S. Anode behavior of high frequency pulse TIG welding arc // Trans. China Weld. Inst. – 1992. – № 1(13). – P. 59–66.

В. Ф. Демченко¹, І. В. Кривцун¹,
І. В. Крикент², І. В. Шуба¹

ІЕЗ ім. Є. О. Патона НАН України.
03680, м. Київ-150, вул. Казимира Малевича, 11.
E-mail: office@paton.kiev.ua
Дніпровський держ. техн. ун-т.
51918, м. Кам'янське, вул. Дніпростроєвська, 2

СИЛОВА ВЗАЄМОДІЯ СТРУМУ ДУГИ З ВЛАСНИМ МАГНІТНИМ ПОЛЕМ

Проведено детальний теоретичний аналіз силової взаємодії зварювального струму з власним магнітним полем в умовах дугового зварювання неплавким електродом. Електромаг-

нітна сила (сила Лоренца) представляється у вигляді суми вихрової і потенційної сил, з яких лише вихрова складова здатна збуджувати рух плазми або розплавленого металу. Під впливом доцентрової вихрової сили в дуговій плазмі і в металі зварювальної ванни виникає магнітний тиск, градієнт якого створює магнітну силу, переважно спрямовану в аксіальному напрямі. Величина цієї сили тим більше, чим вище щільність струму в прианодній області зварювальної дуги (на поверхні зварювальної ванни). Залежно від характеру розтікання електричного струму в стовпі дуги розглядаються три можливі сценарії руху дугової плазми: за схемою прямого і зворотнього конуса, а також у вигляді двох вихорів, що збуджуються стискуванням струмового каналу в прикатодній і прианодній областях дуги. Викладені теоретичні положення ілюструються чисельними розрахунками розподілу магнітного тиску і магнітної сили в плазмі стовпа дуги і в металі зварювальної ванни. Встановлено, що контракція електричного струму на аноді інтенсифікує гідродинамічні потоки розплавленого металу, а, отже, і конвективне перенесення енергії від центральної зони поверхні зварювальної ванни до її донної частини, сприяючи підвищенню проплавляючої здатності дуги з тугоплавким катодом. Бібліогр. 14, табл. 1, рис. 12.

Ключові слова: дугове зварювання, неплавкий електрод, розплавлений метал, гідродинамічні потоки, струм дуги, магнітне поле, проплавляюча здатність дуги

Поступила в редакцію 14.02.2017

НОВАЯ КНИГА

«Титан. Технологии. Оборудование. Производство» – Киев: Международная Ассоциация «Сварка», 2017. – 254 с. Выпуск четвертый.

Сборник включает более сорока статей, опубликованных в основном в журналах «Современная электрометаллургия» и «Автоматическая сварка» за период 2014–2016 гг. по электрометаллургии и сварке титана и его сплавов. Тематика статей посвящена созданию новых технологических процессов, оборудования и материалов при производстве и сварке титана и его сплавов. Представлены обзоры по аддитивному производству и сварке трением металлических материалов. Приведены направления деятельности НТЦ «Титан» ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины по промышленному производству слитков титановых сплавов и созданию новых сплавов на основе титана.

Сборник предназначен для инженеров, технологов, конструкторов, занятых в машиностроении, энергетике, строительстве, судостроении, металлургии и других отраслях промышленного производства, связанных с обработкой и потреблением титана; полезен также преподавателям и студентам высших учебных заведений.

Предыдущие три выпуска сборника «Титан. Технологии. Оборудование. Производство», включающие статьи из журналов «Современная электрометаллургия» и «Автоматическая сварка» за периоды 2001–2004, 2005–2010, 2011–2013 гг. находятся в открытом доступе на сайте Издательского Дома «Патон»: www.patonpublishinghouse.com/rus/compilations.

*Заказы на сборник просьба направлять
в редакцию журнала «Автоматическая сварка».*

