

УДК 537.523

РАСЧЕТ СТАЦИОНАРНОГО ТЕЧЕНИЯ В ВАННЕ РАСПЛАВА ПРИ ЭЛЕКТРОДУГОВОМ НАГРЕВЕ

Р.М. УРУСОВ, Т.Э. УРУСОВА

Институт физики Национальной Академии наук Кыргызстана, Бишкек

Рассматриваются особенности формирования гидродинамики расплава в сварочной ванне электрической дуги в результате вязкого взаимодействия с потоком дуговой плазмы и воздействия электромагнитных сил. Показано, что в относительно мелкой ванне роль вязкого взаимодействия с потоком плазмы преобладает над электромагнитными силами. В более глубокой ванне в периферийной верхней области течение по-прежнему формируется вязким взаимодействием плазма–расплав, а в глубинных областях доминируют электромагнитные силы.

ВВЕДЕНИЕ

Многие технологические процессы электродуговой обработки металлов сопровождаются формированием сварочной ванны с расплавом, характер течения которого может существенно влиять на тепловое состояние анода и процессы в сварочной ванне [1–3]. В свою очередь гидродинамика расплава в значительной степени формируется в результате воздействия электромагнитных сил F_{mag} и сил вязкого трения F_{wis} с потоком дуговой плазмы.

В настоящей статье рассматриваются некоторые особенности формирования гидродинамики расплава в результате, во-первых, совместного воздействия F_{mag} и F_{wis} и, во-вторых, каждой из указанных сил в отдельности. Проводится оценка влияния конвекции расплава на геометрические размеры и температуру сварочной ванны путем сравнения результатов решения тепловой задачи в аноде с результатами совместного решения тепловой и гидродинамической задач.

Поскольку основное внимание уделяется процессам тепломассообмена в сварочной ванне, то расчетные характеристики столба дуги, за исключением картины течения дуговой плазмы, не приводятся и не обсуждаются.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В цилиндрической системе координат z, r, θ рассчитывается открытая электрическая дуга силой тока I , межэлектродным расстоянием L , горящая в аргоне атмосферного давления. В численных расчетах рассматриваются вольфрамовые катоды трех видов: в первом случае катодом «←» является неплавящийся цилиндр радиусом R , заточенный под конус (рис. 1, *a*). Во втором случае катод представляет собой полый цилиндр с внутренним R и внешним R_1 радиусами соответственно; внутри цилиндра заключается непроводящая электрический ток ($\mathbf{j} = 0$) катодная вставка (затемненные области на рис. 1, *b*), снаружи цилиндра — непроводящая обойма, заточенная под конус. В третьем случае цилиндрический катод имеет

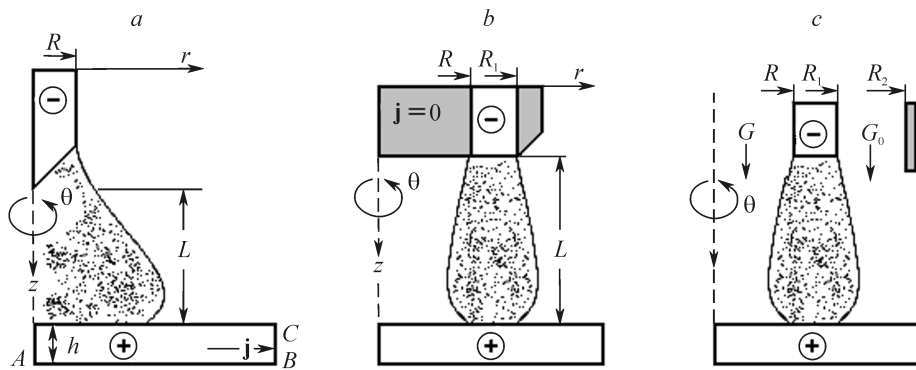


Рис. 1. Схема дугового разряда с конусным катодом (а), кольцевой привязкой на торце катода (b) и катодом со сквозным отверстием (с).

сквозное осесимметричное отверстие, а снаружи катода имеется насадок радиусом R_2 . Через сквозное отверстие и кольцевой зазор между катодом и насадком подается холодный (300 К) газ с расходом G и G_0 соответственно (см. рис. 1, с). Отметим, что используемая в численных расчетах схема катода является несколько упрощенной, и детальное описание реальной конструкции представлено, например, в [1].

Во всех случаях катодная привязка полагается осесимметричной, равномерно в направлении θ рассредоточенной на активной поверхности катода. Анодом «+» является горизонтальная неохлаждаемая алюминиевая пластина толщиной h и боковой токосъемной поверхностью BC ; форма и размеры анодной привязки дуги определяются в процессе численного расчета. Толщина анода h подбиралась из предварительных расчетов таким образом, чтобы при заданных внешних параметрах разряда исключить его сквозное плавление. В случае формирования в аноде области с расчетной температурой T выше температуры плавления алюминия $T_{\text{пл}} = 930$ К результаты интерпретировались как формирование сварочной ванны с расплавом, для которого далее проводилось совместное решение тепловой и гидродинамической задач. Свободная граница расплав–твердая фаза определяется в процессе расчета по изотерме $T_{\text{пл}}$. Индукционными токами в расплаве, деформацией его поверхности в результате динамического воздействия потока дуговой плазмы, а также конвекцией Марангони пренебрегалось.

Расчеты выполнены в рамках двумерной математической модели частичного локального термодинамического равновесия плазмы. Полагалось, что дуговой разряд обладает осевой симметрией, протекающие процессы являются стационарными, течение ламинарным, излучение объемным; приэлектродные процессы не рассматриваются. Наличие электродов и расплава в расчетной схеме учитывается методом фиктивных областей. Дискретизация исходных дифференциальных уравнений и итерационное решение разностного аналога проводятся в соответствии с методикой [4]; динамические характеристики (скорость, давление) рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [4]. Математическая модель и методические аспекты решения задачи изложены в [5].

Теплофизические свойства материала электродов определялись по данным работ [6, 7] и для каждой из фаз приняты независимыми от температуры. Для алюминия использованы следующие средние значения констант (твердая фаза/расплав): плотность $\rho = (2,5/2,3) \cdot 10^3$ кг/м³, теплопроводность $\lambda = (220/90)$ Вт/(м·К), теплоемкость $c_p = (890/1095)$ Дж/(кг·К), электропроводность $\sigma = 10^7$ (Ом·м)⁻¹, вязкость $\mu = 3 \cdot 10^{-3}$ кг/(м·с).

На представленных далее рисунках приведена не вся расчетная область, а только центральные фрагменты; отсчет в направлении оси z для характеристик дуги ведется от вершины конусного, либо торца цилиндрического катода, для характеристик анода — от плоскости анодного пятна.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Рассмотрим дугу силой тока $I = 500$ А в диапазоне межэлектродного расстояния $L = 5-40$ мм, горящую между стержневым катодом радиусом $R = 3$ мм, заточенным под конус 45° , и анодом толщиной $h = 7$ мм (см. рис. 1, *a*).

Как видно из результатов расчета (рис. 2, *a*), окружающий газ вовлекается в столб дуги, прогревается, движется в аксиальном направлении и далее растекается вдоль поверхности анода. В результате воздействия потока дуговой плазмы температура анода в зоне анодной привязки превышает температуру плавления материала и образуется сварочная ванна с расплавом. Для вариантов при $L \leq 30$ мм процессы тепломассообмена в сварочной ванне качественно совпадают друг с другом: на рис. 2, *b* приведены распределения изолиний расхода G_a расплава при $L = 10$ мм (рис. 2, *a* и рис. 2, *b, c* представлены в различном масштабе). Расчетная глубина и радиус ванны составляют соответственно $l_{пл} = 1,1$ мм и $r_{пл} = 5,7$ мм. При этом расчетный радиус токопроводящего столба дуги на поверхности анода составляет ≈ 12 мм и, как показывают оценки, только чуть больше половины электрического тока (≈ 270 из 500 А) течет через поверхность сварочной ванны.

В ванне формируется тороидальный вихрь с правосторонним направлением вращения (см. рис. 2, *b*), максимальная скорость $v \approx 1$ м/с течения расплава наблюдается на поверхности ванны. Вследствие правостороннего направления вращения тепло выносится из горячей приосевой области на периферию, что способствует увеличению радиуса ванны и уменьшению ее глубины.

Оценка числа Рейнольдса $Re = \rho v L^* / \mu < 10^3$ ($L^* \approx 10^{-3}$ м — характерный размер сварочной ванны в сечении $z-r$) свидетельствует о ламинарном режиме течения; магнитное число Рейнольдса $Re_m = \mu_0 \sigma v L^* \approx 10^{-2} \ll 1$ (μ_0 — магнитная постоянная) также достаточно мало, что действительно позволяет пренебречь индукционными токами в расплаве.

Сопоставление направления течения дуговой плазмы вдоль поверхности анода с направлением течения расплава позволяет заключить, что гидродинамика последнего формируется, главным образом, в результате вязкого

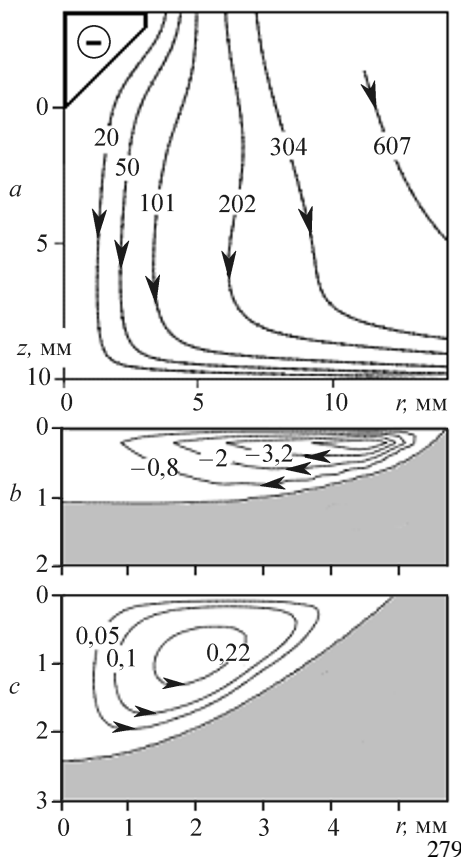


Рис. 2. Распределения изолиний расхода газа G , мг/с (*a*), расхода расплава G_a , г/с (*b*) и расхода расплава G_a , г/с при условии

$$F_{wis} = 0 \text{ (c)}.$$

$$I = 500 \text{ А, } L = 10 \text{ мм, } h = 7 \text{ мм.}$$

взаимодействия с радиальным потоком плазмы, а воздействие электромагнитных сил незначительно. Преобладающая роль F_{wis} также подтверждается результатами модельного расчета с выключенным (в компьютерной программе) воздействием электромагнитных сил ($F_{mag} = 0$). В этом случае картина течения расплава практически совпадает с рассмотренной выше картиной (см. рис. 2, *b*), а различия в расчетных характеристиках не превышают 5 %.

Результаты модельного расчета с выключенным вязким взаимодействием плазма–расплав ($F_{wis} = 0$) представлены на рис. 2, *c*. Воздействие только электромагнитных сил F_{mag} обуславливает качественно иную картину течения — левовинтовое направление вращения расплава, на порядок менее интенсивное и менее скоростное ($v \approx 0,025$ м/с) по сравнению с предыдущими вариантами.

Противоположное воздействие на направление течения расплава свидетельствует, в данном случае, о противодействии F_{wis} и F_{mag} друг другу.

Обращает на себя внимание, что левовинтовое направление вращения расплава, формируемое электромагнитными силами, способствует теплопереносу внутрь сварочной ванны в аксиальном направлении и, несмотря на низкую скорость, обуславливает при данных параметрах разряда заметное (почти вдвое) увеличение глубины плавления по сравнению с правовинтовым направлением вращения расплава, формируемым вязким взаимодействием плазма–расплав. Если бы в реальных условиях удалось существенно ослабить вязкое взаимодействие плазма–расплав и оставить воздействие только электромагнитных сил, тогда проплавляющая способность дуги со стержневым катодом возрастет.

Сказанное позволяет заключить, что течение дуговой плазмы вблизи поверхности анода формирует гидродинамику расплава, не способствующую увеличению глубины плавления металла, и в этом отношении дуга со стержневым катодом является не лучшей пространственной формой разряда.

Можно предположить также, что турбулентные режимы течения расплава не будут способствовать увеличению глубины плавления из-за хаотичного тепло-массопереноса в сварочной ванне (правомерность отождествления турбулентности с хаосом в данном случае не имеет принципиального значения: в последнее время турбулентность рассматривается, например, с позиций самоорганизации структур). Для увеличения глубины плавления необходимы, по-видимому, ламинарные режимы с определенным направлением течения.

В рассмотренных выше вариантах токосъемной поверхностью анода является его боковая поверхность *BC*. Для оценки влияния направления течения тока выполнен расчет с торцевой токосъемной поверхностью анода *AB* (см. рис. 1, *a*); радиус токосъемного пятна на торцевой поверхности *AB* принят равным 5 мм. Сравнение показало, что различие в характеристиках сварочной ванны весьма незначительно и не превышает нескольких процентов. Слабое влияние направления течения тока в аноде на гидродинамику расплава объясняется тем, что, во-первых, само изменение направления течения тока не столь существенно, и, во-вторых, как отмечалось выше, почти половина тока течет мимо сварочной ванны.

При значении межэлектродного расстояния $L > 30$ мм температура анода в области привязки дуги не превышает температуру плавления алюминия и расплава не образуется.

Оценим влияние гидродинамики расплава на геометрические размеры и температуру сварочной ванны. В табл. 1 представлены расчетные параметры сварочной ванны для различных значений L , полученные при решении тепловой задачи в аноде (T задача) и совместном решении тепловой и гидродинамической задач ($T + V$ задачи). Сравнение показывает, что для всех вариантов учет гидродинамики

Таблица 1

Расчетные параметры сварочной ванны для различных значений L ; конусный катод,
 $I = 500 \text{ А}$, $h = 7 \text{ мм}$

L , мм	$l_{\text{пл}}$, мм		$r_{\text{пл}}$, мм		T , К	
	T	$T+V$	T	$T+V$	T	$T+V$
5	1,7	0,9	4,1	4,6	1270	1070
10	2,2	1,1	5,0	5,7	1281	1050
15	2,1	1,0	5,0	5,7	1130	1035
20	1,9	1,0	4,8	5,5	1183	1025
25	1,8	1,0	4,7	5,3	1150	1020
30	1,7	0,9	4,6	5,2	1130	1020

расплава приводит к заметному ($\approx 100 \%$) уменьшению глубины плавления $l_{\text{пл}}$ и незначительному ($\approx 15 \%$) увеличению радиуса $r_{\text{пл}}$ сварочной ванны. Причины этого обсуждались выше: вихрь с правовинтовым направлением вращения выносит тепло из горячей приосевой области анода на периферию, что способствует увеличению радиуса плавления и уменьшению глубины плавления.

Учет конвективного теплообмена в сварочной ванне способствует выравниванию температуры расплава и обуславливает некоторое уменьшение ($\approx 15 \%$) максимального значения T .

Уменьшение силы тока от 500 до 350 А ($R = 2 \text{ мм}$, $h = 5 \text{ мм}$) не приводит к качественной перестройке процессов теплообмена в сварочной ванне, а обуславливает лишь количественные изменения. Сравнительный анализ расчетных данных показывает полное соответствие с рассмотренной выше пятисотамперной дугой.

Далее рассмотрим электрическую дугу с геометрией, представленной на рис. 1, b : сила тока $I = 2 \text{ кА}$, кольцевая катодная привязка размерами $R = 10 \text{ мм}$ и $R_1 = 10,5 \text{ мм}$, диапазон межэлектродных расстояний $L = 3\text{--}30 \text{ мм}$, толщина анода $h = 10 \text{ мм}$.

На рис. 3, a представлены распределения изолиний расхода газа для варианта при $L = 10 \text{ мм}$. В результате воздействия потока дуговой плазмы образуется сварочная ванна глубиной $l_{\text{пл}} = 7,2 \text{ мм}$ и радиусом $r_{\text{пл}} = 14 \text{ мм}$. Расчетная привязка дуги на аноде распределяется по кольцевой поверхности внутренним и внешним радиусами 6 и 19 мм соответственно, и в данном случае $\approx 75 \%$ тока течет через поверхность расплава. В результате вязкого взаимодействия плазма–расплав в сварочной ванне формируются два вихря противоположного направления вращения (рис. 3, b), а течение расплава вблизи поверхности является почти зеркальным отражением течения дуговой плазмы. Действительно, наличие в межэлектродном зазоре правовинтового газового вихря обуславливает формирование в сварочной ванне вихря с левовинтовым направлением вращения. В свою очередь вытекающий из дуги поток газа формирует на периферии сварочной ванны вихрь с правовинтовым направлением вращения. Наибольшее значение скорости расплава $v \approx 0,4 \text{ м/с}$ реализуется на поверхности периферийного внешнего вихря; на поверхности внутреннего вихря соответствующее значение примерно вдвое меньше $v \approx 0,18 \text{ м/с}$, и еще меньше $v \approx 0,1 \text{ м/с}$ в приосевой области. В сварочной ванне вихрь с левовинтовым направлением вращения переносит тепло из горячей верхней области внутрь ванны, что способствует большему прогреву анода (рис. 3, c) и увеличению глубины плавления.

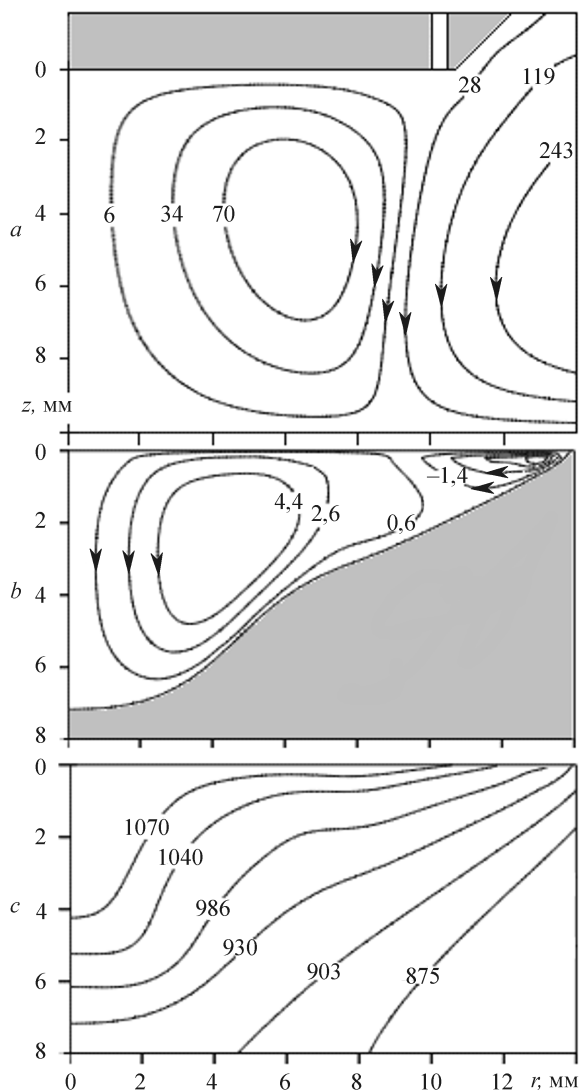


Рис. 3. Распределения изолиний расхода газа G , мг/с (а), расхода расплава G_m , г/с (b) и температуры анода T , К (с).

$I = 2$ кА, $L = 10$ мм, $h = 10$ мм.

Как и в дуге с конусным катодом, вязкое взаимодействие F_{wis} радиального потока плазмы с поверхностью расплава заметно преобладает над электромагнитными силами F_{mag} , что подтверждается результатами модельного расчета с выключенным воздействием электромагнитных сил. В этом случае картина течения расплава остается прежней, а различие в расчетных параметрах не превышает 10 %.

Преобладающая роль F_{wis} над F_{mag} также подтверждается результатами модельного расчета с выключенным вязким взаимодействием. В результате воздействия только электромагнитных сил в расплаве формируется одиночный вихрь левовинтового направления вращения (качественно аналогичный представленному выше на рис. 2, с), однако скорость течения расплава $v \approx 0,01$ м/с

существенно ниже. В условиях слабого конвективного теплопереноса в аксиальном направлении глубина плавления уменьшается от 7,2 до 5,2 мм.

Заметим, что результат данного модельного расчета ($F_{wis} = 0$) отличается от соответствующего результата для дуги с конусным катодом, в которой отсутствие вязкого взаимодействия плазма–расплав способствовало не уменьшению, а, напротив, увеличению глубины плавления. Кроме этого, для данной геометрии разряда при формировании внутреннего вихря в расплаве (см. рис. 3, b) механизмы F_{wis} и F_{mag} не противодействуют, а, наоборот, содействуют друг другу.

С ростом межэлектродного расстояния характер течения дуговой плазмы качественно меняется; на рис. 4 представлены распределения при $L = 25$ мм (рис. 4, a и рис. 4, b представлены в различном масштабе). Видно, что тороидальный газовый вихрь остался вблизи торца катодной обоймы, а к поверхности анода по всему фронту движется поток плазмы и далее растекается в радиальном направлении (см. рис. 4, a). В расплаве формируется одиночный вихрь с правовинтовым направлением вращения (рис. 4, b), выносящий тепло из центральной области на периферию, способствующий увеличению радиуса и уменьшению глубины плавления.

Рис. 4. Распределения изолиний расхода газа G , мг/с (а) и расхода расплава G_a , г/с (b).

$I = 2$ кА, $L = 25$ мм, $h = 10$ мм.

В табл. 2 представлены расчетные параметры сварочной ванны для различных значений L , полученные при решении тепловой задачи в аноде (T задача) и совместном решении тепловой и гидродинамической задач ($T + V$ задачи). Сравнение показывает, что во всех вариантах учет гидродинамики расплава приводит к незначительному увеличению радиуса ванны и уменьшению максимальной температуры расплава. Аналогично этому объяснение о дуге с конусным катодом: в сварочной ванне вихрь с правовинтовым направлением вращения способствует выносу тепла из горячей области анода на периферию и, тем самым, увеличению радиуса плавления. Уменьшение максимального значения T обусловлено выравниванием температуры расплава вследствие конвективного теплообмена.

На глубину плавления учет гидродинамики расплава влияет не столь однозначно: в диапазоне межэлектродного расстояния $L = 3-12$ мм глубина плавления увеличивается, а в диапазоне $L = 15-30$ мм, наоборот, уменьшается. Для вариантов при $L \leq 12$ мм потоки дуговой плазмы вблизи анода формируют течение расплава, аналогичное рассмотренному выше варианту при $L = 10$ мм (см. рис. 3, а, b): внутренний вихрь левовинтового направления вращения переносит тепло из верхней горячей области внутрь ванны, что способствует увеличению глубины плавления. Напротив, при $L > 12$ мм наблюдается картина течения дуговой плазмы и расплава, аналогичная варианту $L = 25$ мм (см. рис. 4, а, b): в сварочной ванне одиночный вихрь с правовинтовым направлением вращения выносит тепло из горячей приосевой области на периферию, что способствует уменьшению глубины плавления.

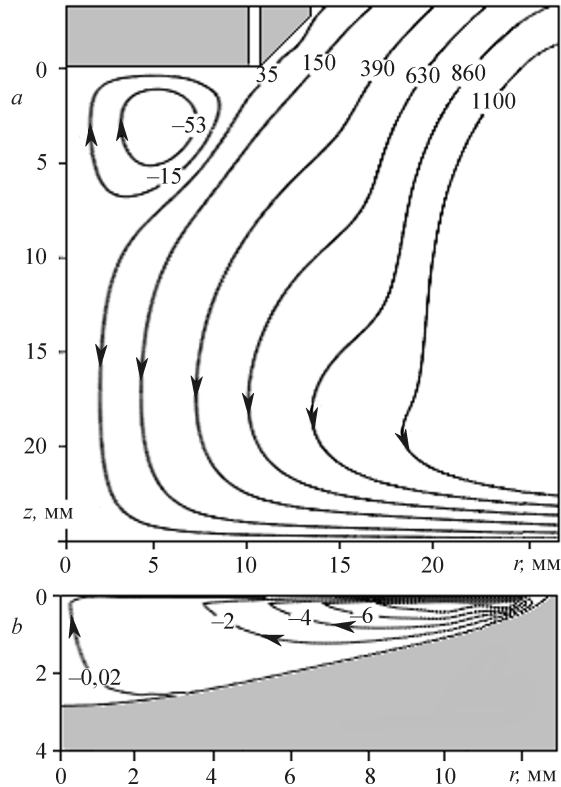


Таблица 2

Расчетные параметры сварочной ванны для различных значений L ; кольцевая катодная привязка, $I = 2$ кА, $h = 10$ мм.

L , мм	$l_{пл}$, мм		$r_{пл}$, мм		T , К	
	T	$T+V$	T	$T+V$	T	$T+V$
3	2,4	2,5	12,5	12,9	1210	1200
5	3,7	4,0	13,4	13,6	1171	1148
8	4,9	6,3	13,5	14,0	1152	1095
10	5,2	7,2	13,6	14,0	1134	1092
12	4,7	5,8	13,4	13,9	1113	1078
15	3,5	3,3	12,7	13,3	1053	1026
20	3,4	3,0	12,5	13,2	1042	1006
25	3,3	2,8	12,0	12,7	1039	1004

Следует сказать, что и без учета гидродинамики расплава результаты решения тепловой задачи (см. табл. 2) уже показывают немонотонную зависимость глубины плавления от межэлектродного расстояния, что обусловлено профилем распределения удельного теплового потока на поверхности анода (см., например, [3, 5, 8]). Учет гидродинамики расплава в данном случае вносит лишь изменения в численные значения глубины плавления.

Таким образом, по отношению к оценке глубины сварочной ванны по результатам решения только тепловой задачи, дополнительный учет гидродинамики расплава может показать как увеличение глубины ванны, так и ее уменьшение; в ряде случаев оценки могут быть достаточно близкими. Для более точного прогноза необходимо знать направление и параметры течения дуговой плазмы вблизи анода.

В представленных выше примерах глубина плавления анода не превышает нескольких миллиметров, а гидродинамика расплава формируется, главным образом, в результате вязкого взаимодействия плазма–расплав; роль электромагнитных сил незначительна. С увеличением глубины ванны картина течения расплава заметно меняется. Рассмотрим результаты расчетов трех вариантов при следующих внешних параметрах: 1) $I = 2$ кА, $R_1 = 6$ мм, $h = 15$ мм; 2) $I = 2,5$ кА, $R_1 = 7$ мм, $h = 18$ мм; 3) $I = 3$ кА, $R_1 = 7,5$ мм, $h = 18$ мм. Во всех вариантах межэлектродное расстояние и внутренний радиус катода (см. рис. 1, *b*) приняты равными соответственно $L = 10$ мм и $R = 5$ мм.

На рис. 5 приведены расчетные данные для первого варианта дуги силой тока $I = 2$ кА; видно (рис. 5, *a*), что к поверхности анода движется и далее растекается в радиальном направлении поток дуговой плазмы. В результате воздействия потока

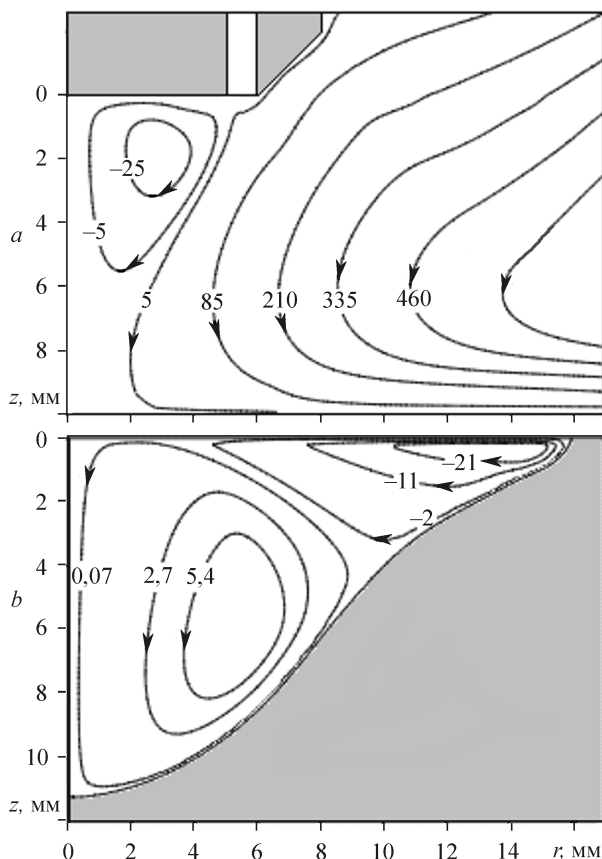


Рис. 5. Распределения изолиний расхода газа G , мг/с (*a*), расхода расплава G_m , г/с (*b*).
 $I = 2$ кА, $L = 10$ мм, $h = 15$ мм.

дуговой плазмы в аноде образуется сварочная ванна глубиной $l_{пл} = 11,2$ мм и радиусом $r_{пл} = 16$ мм (рис. 5, *b*), причем весь ток течет через поверхность расплава. В периферийной верхней области ванны движение расплава с максимальным значением скорости на поверхности $v \approx 1,21$ м/с обусловлено вязким взаимодействием плазма–расплав, а в глубинной внутренней области — воздействием электромагнитных сил, причем скорость течения расплава $v \approx 0,07$ м/с значительно меньше.

Для данного варианта сравним результаты модельных расчетов гидродинамики расплава с поочередно выключенным воздействием электромагнитных сил и вязким взаимодействием плазма–расплав. В результате вязкого взаимодействия плазма–расплав ($F_{mag} = 0$) в сварочной ванне расчетной глубиной 9,5 мм формируется одиночный вихрь правовинтового направления вращения. На поверхности ванны скорость течения расплава достигает $v \approx 1,4$ м/с, а в глубинной области ванны расплав практически без движения: $v \approx 0,007$ м/с. В результате воздействия только электромагнитных сил ($F_{wis} = 0$) в сварочной ванне расчетной глубиной 11,2 мм формируется вихрь левовинтового направления вращения; на поверхности ванны скорость течения расплава достигает $v \approx 0,04$ м/с и примерно вдвое больше в приосевой области $v \approx 0,08$ м/с.

Для двух других вариантов дуги при токах $I = 2,5$ и 3 кА наблюдается аналогичная картина течения расплава и аналогичное соотношение между F_{mag} и F_{wis} в сварочной ванне расчетной глубиной соответственно 13,7 и 15,5 мм.

Сравнение показывает, таким образом, что в периферийной верхней области сварочной ванны вязкое взаимодействие плазма–расплав заметно превосходит воздействие электромагнитных сил, однако влияние F_{wis} и ограничивается только верхней областью: в глубинной внутренней области гидродинамика расплава формируется уже электромагнитными силами. Изменение направления течения расплава с правовинтового на левовинтовое обуславливает заметное (30–50 %) увеличение глубины плавления.

Также как и в дуге с конусным катодом, отсутствие вязкого взаимодействия плазма–расплав способствует увеличению глубины плавления, но весьма незначительно: 5–7 % (напомним — для дуги с конусным катодом глубина плавления при условии $F_{wis} = 0$ увеличилась почти вдвое). То есть для сравнительно глубокой сварочной ванны уже бесполезно уменьшать вязкое взаимодействие плазма–расплав с целью увеличения глубины плавления. Электромагнитные силы, несмотря на противодействие F_{wis} в верхней области ванны, в глубинной внутренней области сформируют течение — тороидальный вихрь левовинтового направления вращения, способствующий конвективному теплопереносу внутрь ванны и увеличению глубины плавления.

Рассмотрим в заключение электрическую дугу с геометрией, представленную на рис. 1, *c*, и обеспечивающую, по сравнению с предыдущими вариантами, еще большую глубину плавления анода. Расчет выполнен при следующих внешних параметрах: $I = 5$ кА, $R = 5$ мм, $R_1 = 13$ мм, $R_2 = 18$ мм, $L = 40$ мм, $h = 40$ мм, $G = 0,6$ г/с, $G_0 = 3,6$ г/с. Картина течения дуговой плазмы вблизи поверхности анода (рис. 6, *a*) качественно идентична предыдущему варианту (см. рис. 5): по всему фронту к аноду движется и далее растекается в радиальном направлении поток дуговой плазмы. В результате воздействия потока дуговой плазмы в аноде образуется сварочная ванна глубиной $l_{пл} \approx 33$ мм и радиусом $r_{пл} \approx 50$ мм.

Рассчитать гидродинамику расплава в данном случае, к сожалению, не удалось: в итерационном процессе решения до определенного момента наблюдалась относительно устойчивая картина течения расплава, но затем во внутренней области ванны началось хаотичное формирование и разрушение вихревых структур.

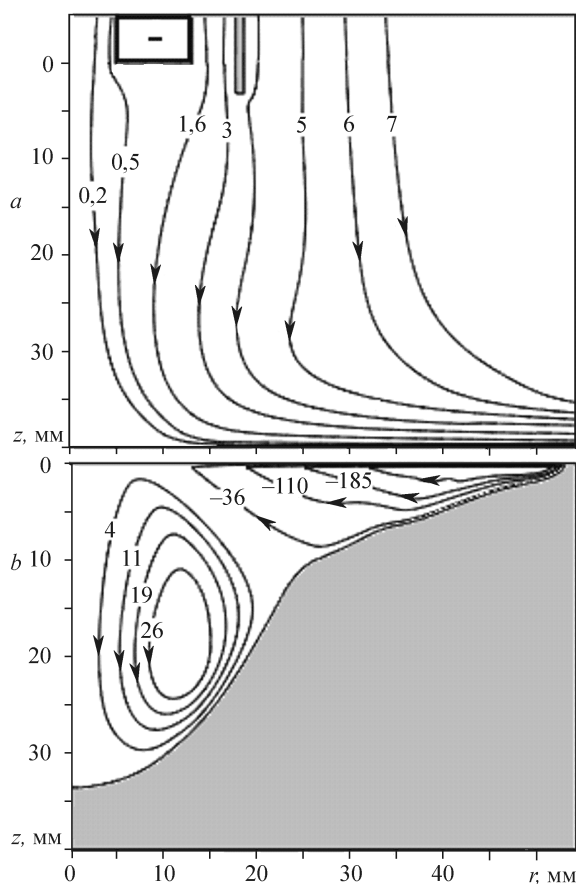


Рис. 6. Распределения изолиний расхода газа G , г/с (а) и расхода расплава G_m , г/с (b) при уменьшении F_{mag} в 10 раз.

$I = 5$ кА, $L = 40$ мм, $h = 40$ мм.

При этом течение в периферийной верхней области ванны — правовинтовой вихрь, обусловленный F_{wis} , в целом оставалось стабильным, а глубина сварочной ванны практически неизменной.

Неустойчивое течение расплава обусловлено чрезмерным воздействием электромагнитных сил, формирующих во внутренней области ванны турбулентный режим течения ($Re \approx 10^5$), что выходит за границы применения математической модели. Действительно, при отключении электромагнитных сил ($F_{mag} = 0$) проблем с получением численного решения не возникает: в результате вязкого взаимодействия плазма–расплава в сварочной ванне формируется устойчивый вихрь правовинтового направления вращения. Либо уменьшение в компьютерной программе значений F_{mag} в 10 раз также позволяет получить устойчивую картину течения расплава (рис. 6, b).

Несмотря на произвол с уменьшением F_{mag} , полученные предварительные оценки, по-видимому, вполне пригодны для качественного анализа и в целом позволяют заключить, что в периферийной верхней области ванны движение расплава обусловлено вязким взаимодействием с потоком плазмы, а в глубинной внутренней области ванны — воздействием электромагнитных сил.

В работе [9] предложена экспериментальная модель, имитирующая гидродинамическую обстановку в ванне при плазменно-дуговом переплаве. Модель ванны изготовлена из стальной заготовки диаметром 100 мм, профиль ванны соответствовал квадратичной параболе глубиной на оси 40–50 мм. В качестве модельного расплава использовался расплав галлия при температуре ≈ 300 К. Скоростной напор плазменно-дугового столба имитировался струей сжатого воздуха, соответствующего скоростному напору газового потока дуги силой тока 550 А. Плазменно-дуговой столб имитировался медным стержнем диаметром 20 мм, по которому проходил ток 550–700 А, а стержень опускался в центр ванны на глубину 2–4 мм. Результаты эксперимента показали, что основной движущей силой в ванне являются электромагнитные силы. Скоростной напор газового потока плазменной дуги, воздействуя на поверхность расплава, не вызывает существенного движения в объеме.

Следует признать, что расчетные данные гидродинамики расплава для сравнительно мелкой сварочной ванны (см. рис. 2, *b* – 4, *b*) не согласуются с результатами экспериментальных исследований [9]. Одна из вероятных причин расхождения результатов заключается в заметном различии геометрических размеров сварочной ванны. Действительно, для сравнительно глубокой сварочной ванны (см. рис. 5, *b*, 6, *b*) расчетные данные гидродинамики расплава вполне соответствуют результатам эксперимента за исключением только лишь периферийной верхней области сварочной ванны, где течение расплава формируется в результате вязкого взаимодействия плазма–расплав.

Можно допустить также, что используемая в расчетах настоящей работы приближенная входная информация о переносных свойствах расплава (главным образом коэффициента вязкости) не позволяет выявить реальное соотношение между вязким взаимодействием плазма–расплав и электромагнитными силами. С другой стороны, возможно, что в условиях модельного опыта [9] вязкое взаимодействие потока воздуха с расплавом галлия не проявило себя в полной мере, характерной реальным условиям дугового разряда. В статье не указывается температура струи сжатого воздуха: вероятно, она была близка к 300 К. При такой температуре вязкость воздуха примерно на порядок меньше соответствующего значения при температурах, которые наблюдаются вблизи анода в реальных условиях горения дуги. Как следствие, вязкое трение воздух–галлий оказалось занижено по сравнению с вязким трением плазма–расплав.

Вместе с тем, для открытой дуги с конусным катодом результаты расчета гидродинамики расплава, формируемой вязким взаимодействием с потоком дуговой плазмы и воздействием электромагнитных сил (см. рис. 2), качественно согласуются с результатами численных расчетов [10], полученными для сравнительно мелкой сварочной ванны.

Заметим, что при исследовании течения в кавернах (выемках, углублениях) рассматривается, в том числе, геометрический параметр каверны: отношение ее глубины к ширине. Однако роль вязкого взаимодействия плазма–расплав и электромагнитных сил в формировании течения расплава не зависит от геометрического параметра сварочной ванны, а определяется только ее глубиной: радиальный размер не имеет значения. Дать общую количественную оценку некой характеристике $l_{пл}^*$, определяющей мелкую и глубокую сварочные ванны, по-видимому, не представляется возможным (во всяком случае, необходимы дальнейшие исследования). Для каждого конкретного класса задач численное значение $l_{пл}^*$ будет зависеть от диапазона внешних параметров дуги и материала анода. Так, например, в рассмотренном в настоящей статье диапазоне внешних параметров и геометрии разряда с алюминиевым анодом имеем $l_{пл}^* \approx 8\text{--}10$ мм. То есть при значениях $l_{пл} < l_{пл}^*$ (мелкая ванна, см. рис. 2, *b* – 4, *b*) течение расплава формируется в результате вязкого взаимодействия плазма–расплав; роль электромагнитных сил незначительна. При значениях $l_{пл} > l_{пл}^*$ (глубокая ванна, см. рис. 5, *b*, 6, *b*) в периферийной верхней области течение расплава формируется вязким взаимодействием плазма–расплав, а внутри ванны — электромагнитными силами.

В [5] было высказано предположение, что сквозного плавления анода толщиной h заведомо не будет, если по результатам решения тепловой задачи в аноде выполняется условие $l_{пл} < h/2$. Данному условию не удовлетворяют варианты дуги, представленные на рис. 3, 5, 6, для которых по результатам решения тепловой задачи в аноде глубина плавления составляет соответственно $l_{пл} = 5,2$ мм ($h = 10$ мм), $l_{пл} = 9,5$ мм ($h = 18$ мм) и $l_{пл} = 28,2$ мм ($h = 40$ мм). В этих случаях по результатам совместного решения тепловой и гидродинамической задач можно

было ожидать сквозного плавления анода. Этого, однако, не происходит: в первом случае глубина плавления возрастает до 7,2 мм, во втором случае — до 11,5 мм, в третьем случае — только до 33,6 мм. Высказанное в [5] предположение следует признать поспешным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рассмотренном диапазоне внешних параметров и геометрии разряда с алюминиевым анодом роль вязкого взаимодействия плазма–расплав и электромагнитных сил в формировании течения расплава зависит от глубины сварочной ванны. В ванне глубиной менее 8–10 мм гидродинамика расплава формируется в результате вязкого взаимодействия с потоком плазмы; роль электромагнитных сил незначительна. В более глубокой ванне в периферийной верхней области течение по-прежнему формируется вязким взаимодействием плазма–расплав, а внутри ванны — электромагнитными силами.

Направление течения расплава оказывает заметное влияние на глубину и в меньшей степени на радиус ванны. Конвективный теплообмен способствует выравниванию температуры расплава и незначительному уменьшению ее максимального значения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Фарнасов Г.А., Фридман А.Г., Каринский В.Н.** Плазменная плавка. — М.: Металлургия, 1968. — 180 с.
2. **Быховский Д.Г.** Плазменная резка. — Л.: Машиностроение, 1972. — 168 с.
3. **Ерохин А.А.** Основы сварки плавлением. — М.: Машиностроение, 1973. — 448 с.
4. **Патанкар С.** Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 146 с.
5. **Урусов Р.М., Урусова Т.Э.** Расчет электрической дуги с кольцевой привязкой на внешней боковой поверхности катода // Теплофизика и аэромеханика. — 2005. — Т. 12, № 3. — С. 501–510.
6. **Шпильрайн Э.Э., Фомин В.А., Сквородько С.Н., Сокол Г.Ф.** Исследование вязкости жидких металлов. — М.: Наука, 1983. — 243 с.
7. **Зиновьев В.Е.** Кинетические свойства металлов при высоких температурах. — М.: Металлургия, 1984. — 200 с.
8. **Анисимов Н.Р.** Оптимизация проплавления отверстия в металлической пластине потоком энергии // Физика и химия обработки материалов. — 1989. — № 5. — С. 16–21.
9. **Рыкалин Н.Н., Кубланов В.Я., Жеребович А.С. и др.** Исследование гидродинамических потоков в модели ванны применительно к плазменно-дуговому переплаву // Физика и химия обработки материалов. — 1974. — № 6. — С. 33–37.
10. **Tanaka M., Terasaki H., Ushio M., Lowke J.J.** Numerical Study of Free-burning Argon arc with anode Melting // Plasma Chemistry and Plasma Processing. — 2003. — Vol. 23, No. 3. — P. 585–606.

Статья поступила в редакцию 19 октября 2006 г.