

УДК 537.527

Численное исследование течения в капле расплава катода электрической дуги

Р.М. Урусов, Т.Э. Урусова, И.Э. Нам

Институт физики НАН КР, Бишкек, Кыргызстан

В рамках численного моделирования рассматривается роль электромагнитных сил и сил вязкого трения с потоком дуговой плазмы в формировании течения в расплаве катода; проводится сравнительная оценка влияния каждой из указанных сил в отдельности. Выявлено, что картина течения расплава формируется главным образом электромагнитными силами. Характер воздействия электромагнитных сил в значительной степени определяется соотношением между радиусом катодной привязки дуги на капле расплава и радиусом стержневого катода.

ВВЕДЕНИЕ

Сварка электрической дугой с плавящимся катодом сопровождается формированием на торце катода капли расплавленного металла [1]. Процесс формирования, роста и последующего отрыва капли от катода является нестационарным, но в целом имеет периодический характер. Как показывают опытные наблюдения, размеры капли расплава соизмеримы с радиальными размерами катода и могут составлять несколько миллиметров, а время от начала формирования капли до ее отрыва от катода может достигать нескольких секунд. За это время в результате воздействия различных факторов в капле формируется определенная картина течения, оказывающая заметное влияние на протекающие в ней физико-химические процессы. Например, реакции между компонентами сварочных материалов — металл электрода, покрытие, легирующие добавки и пр.

Одними из факторов, формирующих гидродинамику расплава, являются электромагнитные силы F_{mag} и силы вязкого трения F_{vis} с потоком дуговой плазмы.

В настоящей статье рассматривается роль F_{mag} и F_{vis} в формировании течения расплава катода и проводится сравнительная оценка влияния каждой из указанных сил в отдельности.

Сложная функциональная связь физических процессов, обуславливающих течение расплава, затрудняет численное решение задачи в общей постановке, и это обстоятельство заставляет использовать ряд упрощений. Несмотря на приближенный подход, результаты расчета представляют, по-видимому, определенный интерес.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В цилиндрической системе координат z, r, θ рассчитывается открытая электрическая дуга силой тока $I = 300$ А, межэлектродным расстоянием $L = 5$ мм, горящая в аргоне атмосферного давления; на торце стального катода радиусом $R_c = 2$ мм имеется капля расплавленного металла (рис. 1, а).

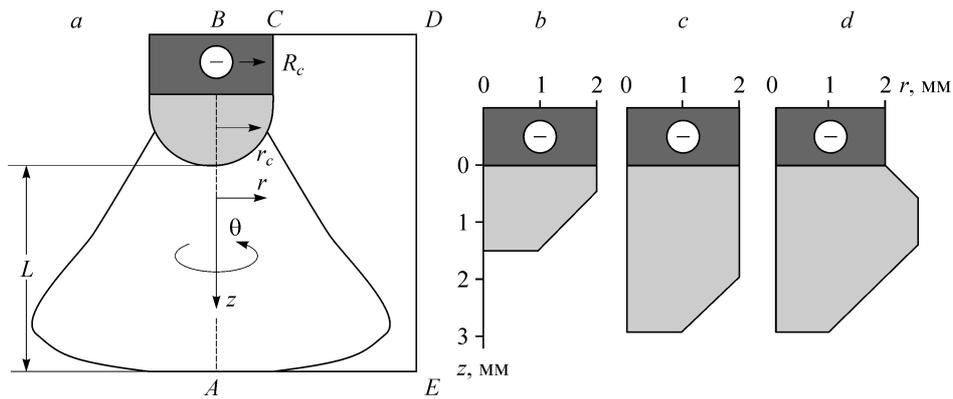


Рис. 1. Условная схема дуги с плавящимся катодом «←» (а), размеры и формы капли расплава: короткая (b), длинная (c), широкая (d).

Рассматриваются три формы капли с условным названием короткая, длинная и широкая; размеры и формы капель приведены на рис. 1, b–d; для упрощения численных расчетов криволинейная поверхность капли аппроксимируется прямыми отрезками. Для каждой из форм капли проведены расчеты при различных значениях радиуса r_c катодной привязки дуги: 1,5, 2 и 2,5 мм в случае широкой капли. Катодная привязка дуги полагается осесимметричной, равномерно в направлении θ рассредоточенной на поверхности расплава.

Заметим, что при рассмотрении влияния радиуса катодной привязки на течение расплава определяющим фактором являются не численные значения r_c как таковые, а именно соотношения с радиусом стержневого катода R_c : $r_c < R_c$, $r_c = R_c$ либо $r_c > R_c$.

Форма и размеры капли расплава задаются как исходные параметры задачи и являются неизменными в процессе счета; температура в объеме капли полагается одинаковой (равной температуре плавления материала катода).

Сделанные упрощения позволяют исключить из рассмотрения деформацию поверхности капли, силу тяжести и силу поверхностного натяжения, гравитационную конвекцию и конвекцию Марангони.

Тепловое состояние анода не рассматривается и в качестве анода принята неплавящаяся медная пластина с заданным распределением температуры $T_a(r)$; радиус анодной привязки дуги определяется в процессе численного решения.

Расчеты выполнены в рамках двумерной математической модели частичного локального термодинамического равновесия плазмы [2]. Система уравнений включает в себя уравнения:

неразрывности газа

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad (1)$$

неразрывности электронного газа

$$\operatorname{div}[N_e(\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_t + \mathbf{U}_a)] = R_e, \quad (2)$$

движения по координатам z и r соответственно:

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a)\mathbf{U}u] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \partial P / \partial z + \mu_0 j_r H_\theta + s_z + (\rho - \rho_\infty)g, \quad (3)$$

$$\operatorname{div}[m(N_i + N_a)\mathbf{U}v] = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \partial P / \partial r + \mu_0 j_z H_\theta + s_r, \quad (4)$$

баланса энергии электронного газа

$$\operatorname{div}[N_e(\mathbf{U} + \mathbf{U}_d + \mathbf{U}_t + \mathbf{U}_a)(5/2 kT_e + U_i)] = \operatorname{div}(\lambda_e \operatorname{grad} T_e) + \mathbf{j}^2 / \sigma - \psi - B(T_e - T), \quad (5)$$

баланса энергии тяжелых частиц

$$\operatorname{div}[5/2kT(N_i + N_a)\mathbf{U}] = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad}T) + B(T_e - T), \quad (6)$$

Максвелла $\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \operatorname{div} \mathbf{H} = 0,$ (7)

закон Ома $\mathbf{E} = \mathbf{j} / \sigma,$ (8)

закон Дальтона $P/kT = N_i + N_a + N_e T_e/T.$ (9)

Электромагнитная часть задачи решается с использованием функции электрического тока $\chi(r, z)$, определяемой соотношениями $\partial\chi/\partial z = -j_r r, \partial\chi/\partial r = j_z r$ и автоматически удовлетворяющей уравнению сохранения электрического тока $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$.

В уравнениях (1)–(9) использованы следующие обозначения: ρ, μ, σ — плотность, вязкость и электропроводность плазмы или расплава катода соответственно, ρ_∞ — плотность окружающего холодного газа, λ_e — теплопроводность электронного газа, λ — теплопроводность газа тяжелых частиц, ψ — интенсивность излучения, m — масса атома, N_e, N_i, N_a — концентрации электронов, ионов и атомов соответственно, U_i — энергия ионизации газа, k — постоянная Больцмана, $R_e = (K_i N_e N_a - K_r N_e^2 N_i)$ — скорость генерации электронов, где K_i, K_r — константы ударной ионизации и трехчастичной рекомбинации соответственно, B — коэффициент энергообмена между электронами и тяжелыми частицами, g — ускорение свободного падения, q_e — заряд электрона, μ_0 — магнитная постоянная. Векторы $\mathbf{U}, \mathbf{E}, \mathbf{j}, \mathbf{H}$ обозначают соответственно скорость газа, напряженность электрического поля, плотность электрического тока и напряженность магнитного поля, T — температура тяжелых частиц, T_e — температура электронного газа, P — давление, s_z, s_r — дополнительные к $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u), \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v)$ вязкие слагаемые, $\mathbf{U}_d, \mathbf{U}_t, \mathbf{U}_a$ — векторы скоростей дрейфа электронов, термо- и амбиполярной диффузии соответственно, определяемые по формулам: $\mathbf{U}_d = \mathbf{j}/(q_e N_e), \mathbf{U}_t = -(0,5/T_e)D_e \operatorname{grad} T_e, \mathbf{U}_a = -(D_e/N_e)\operatorname{grad} N_e$, где D_e — коэффициент амбиполярной диффузии электронов.

Коэффициенты переноса и теплофизические свойства неравновесной аргоновой плазмы рассчитываются по известным формулам и уравнениям [2]. Для расплава стального катода используются следующие средние значения теплофизических свойств: плотность $\rho = 8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, электропроводность $\sigma = 10^6 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$, вязкость $\mu = 7 \cdot 10^{-3} \text{ кг/(м}\cdot\text{с)}$, температура плавления $T^* = 1750 \text{ К}$.

При записи уравнений (1)–(9) полагалось, что процессы являются стационарными, течение ламинарным, излучение объемным; приэлектродные процессы не рассматриваются, индукционными токами в расплаве пренебрегается.

Исходные уравнения (1)–(9) после несложных преобразований записываются в виде обобщенного дифференциального уравнения

$$\operatorname{div}(a\rho\mathbf{U}\Phi) = \operatorname{div}(b\operatorname{grad}\Phi) + c, \quad (10)$$

где Φ — одна из неизвестных функций: χ, T_e, N_e, T, u, v . Конкретный вид коэффициентов a, b, c зависит от смысла переменной Φ . Дискретизация дифференциальных уравнений и итерационное решение разностного аналога проводятся по методике [3]. Динамические характеристики (скорость, давление) рассчитываются по алгоритму SIMPLE'R [3].

Обобщенное дифференциальное уравнение (10) является уравнением эллиптического типа, поэтому граничные условия для рассчитываемых переменных задаются по всему периметру расчетной области $ABCDE$ (см. рис. 1, а); граничные

Таблица 1

Граничные условия

	χ	T_e	N_e	T	P	u	v
AB	0	$\partial T_e / \partial r = 0$	$\partial N_e / \partial r = 0$	$\partial T / \partial r = 0$	$\partial P / \partial r = 0$	$\partial u / \partial r = 0$	$v = 0$
BC	$\partial \chi / \partial z = 0$	3,5 кК	10^{17} м^{-3}	0,3 кК	1	0	0
CD	$I/2\pi$					$\partial u / \partial z = 0$	$\partial v / \partial z = 0$
DE						$\partial u / \partial r = 0$	$\partial v / \partial r = 0$
AE	$\partial \chi / \partial z = 0$			$T_a(r)$		0	0

условия приведены в табл. 1. Наличие электродов и расплава в расчетной области учитывается методом фиктивных областей (МФО); методические аспекты численного решения в рамках МФО изложены в [4].

На представленных далее рисунках приведена не вся расчетная область, а только центральные фрагменты; при изображении векторных полей скорости масштаб векторов не выдержан.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Для всех рассматриваемых форм капли расплава расчетные распределения характеристик столба дуги качественно близки между собой и имеют традиционный вид; лишь при различных значениях радиуса катодной привязки дуги наблюдаются количественные различия.

На рис. 2 представлены расчетные характеристики дуги в случае катода с короткой каплей расплава и радиусом привязки дуги $r_c = 1,5$ мм.

Течение электрического тока (рис. 2, *a*) обуславливает джоулево тепловыделение; наиболее сильно плазма прогревается в приосевой области (рис. 2, *b*). В результате воздействия электромагнитных сил окружающий газ вовлекается в дуговой разряд, движется в аксиальном направлении и растекается по поверхности анода (рис. 2, *c*). Наибольшие значения скорости $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ наблюдаются в приосевой области (рис. 2, *d*). Давление газа (рис. 2, *e*) в приосевой области вблизи электродов повышенное (пинч-эффект), а на периферии вблизи катода — пониженное (эффект Бернулли).

Рассмотрим характеристики течения расплава; максимальные значения скорости V и интенсивности циркуляции G (абсолютные значения) для различных форм капли приведены в табл. 2.

Поясним, что интенсивность циркуляции в объеме капли определяется как

наибольшее значение расхода расплава $G = 2\pi \int_0^r \rho u r dr$, разумеется, интегральный

расход расплава через любое поперечное сечение капли равен нулю. Если в капле расплава формируется течение в виде системы двух и более вихревых структур, интенсивность циркуляции полагается равной сумме G каждой вихревой структуры.

Картина течения расплава (векторное поле скорости) в короткой капле для варианта $r_c = 1,5 \text{ мм} < R_c$ приведена на рис. 3, *a*.

В результате совместного воздействия $F_{mag + vis}$ формируется тороидальный вихрь правовинтового направления вращения. Наибольшие значения (см. табл. 2) скорости реализуются на внешней поверхности капли в области $r \approx 1 - 1,5$ мм, $z \approx 1 - 1,5$ мм; внутри капли скорость течения восходящего потока почти вдвое ниже.

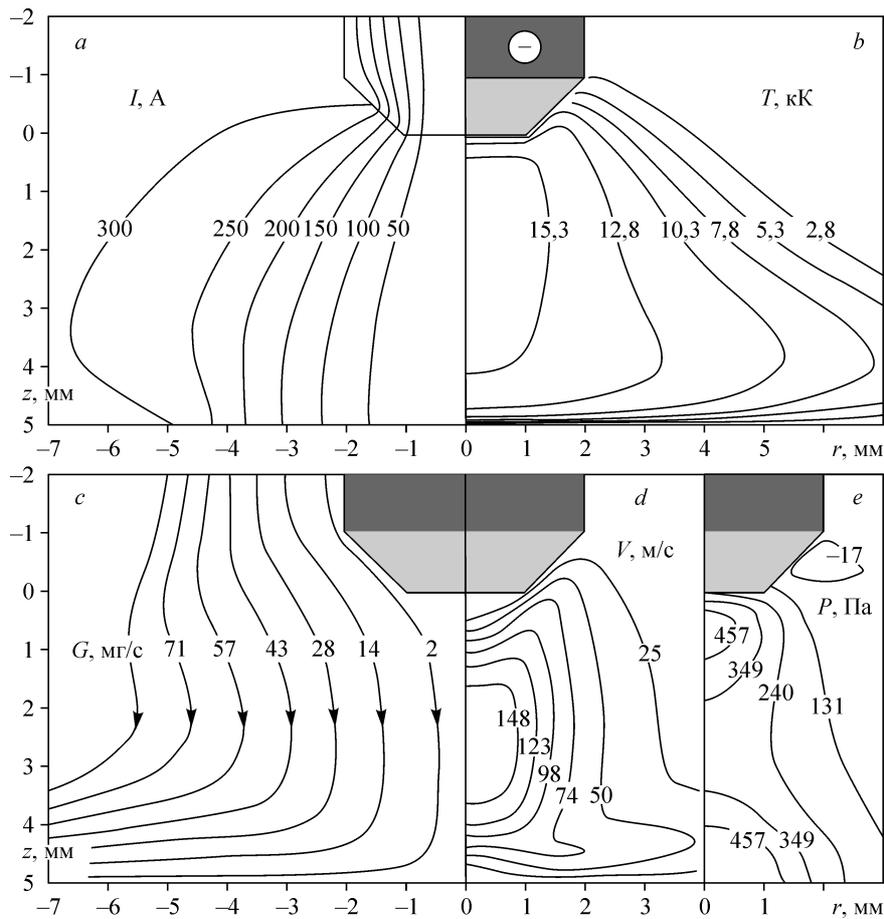


Рис. 2. Расчетные распределения характеристик столба дуги.

Изолиния электрического тока I (a), температуры T (b), расхода газа G (c), скорости V (d), давления P (e).
 $I = 300$ А, $L = 5$ мм, $r_c = 1,5$ мм.

Рассмотрим отдельно друг от друга роль F_{mag} и F_{wis} в формировании течения расплава. В результате вязкого взаимодействия в капле формируется одиночный тороидальный вихрь правовинтового направления вращения (рис. 3, b). Наибольшие значения скорости (см. табл. 2) реализуются на горизонтальной поверхности капли при $z = 1,5$ мм и приосевой области при $r < 0,5$ мм.

На рис. 4 приведены картина течения расплава в результате воздействия электромагнитных сил и векторное поле F_{mag} . В капле формируются два тороидальных вихря: большой правовинтового и малый вихрь левовинтового направления вращения. Малый вихрь, как показал дополнительный численный анализ, обусловлен воздействием именно электромагнитных сил, а не является вторичным течением,

Таблица 2

Расчетные значения скорости V и интенсивности циркуляции G расплава для различных форм капли; $r_c = 1,5$ мм $< R_c$.

	короткая капля		длинная		широкая	
	V , см/с	G , г/с	V , см/с	G , г/с	V , см/с	G , г/с
$F_{mag + wis}$	14	1,9	14,4	2,6	15,6	4,1
F_{mag}	9,1	1,6	11,7	2,1	12,4	3,5
F_{wis}	11,5	0,7	11,5	1,3	11,6	1,1

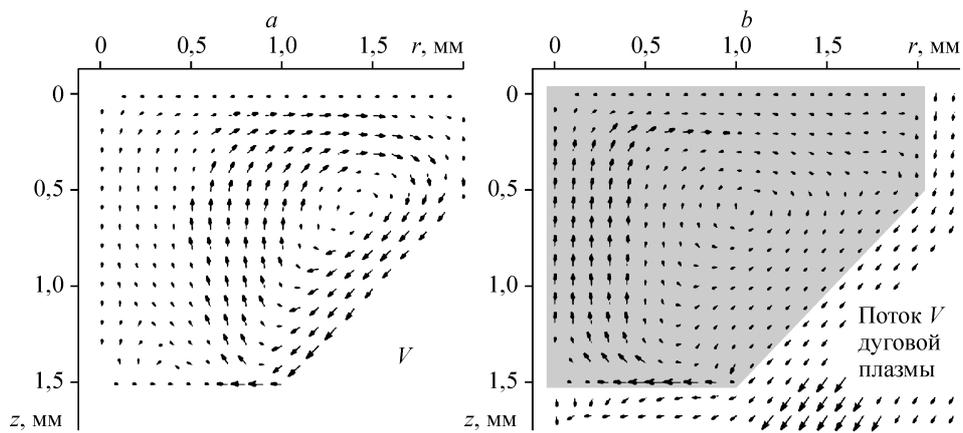


Рис. 3. Векторные поля скорости V в капле расплава.

Результат совместного воздействия $F_{mag + wis}$ (a), результат воздействия F_{wis} (b); $r_c = 1,5 \text{ мм} < R_c$.

порожденным большим вихрем. Наибольшие значения скорости (см. табл. 2) реализуются на внешней поверхности при $r \approx 1,5 \text{ мм}$, $z \approx 1 \text{ мм}$ и в центральной области расплава при $r \approx 0,5 - 1 \text{ мм}$, $z \approx 0,5 \text{ мм}$; в области малого вихря скорость течения в несколько раз меньше.

Сравнение показывает, что воздействие каждой из сил F_{mag} и F_{wis} формирует в целом идентичную картину течения расплава, т. е. силы F_{mag} и F_{wis} содействуют друг другу. Исключение составляет участок вблизи горизонтальной поверхности капли, где малый вихрь (рис. 4, a), обусловленный воздействием F_{mag} , противодействует течению, формируемому F_{wis} .

С переходом к длинной и широкой формам капли течение расплава не претерпевает существенных изменений и в целом является аналогичным рассмотренному выше течению. Как совместное, так и отдельное воздействие F_{mag} и F_{wis} формирует одиночный вихрь правовинтового направления вращения (за исключением малого вихря в случае воздействия F_{mag}). Различия наблюдаются только в численных значениях расчетных характеристик. Причем для различных форм капли максимальная скорость течения расплава примерно одинаковая, а различия в интенсивности циркуляции расплава обусловлены различием размеров капли, и, следовательно, массы движущегося расплава.

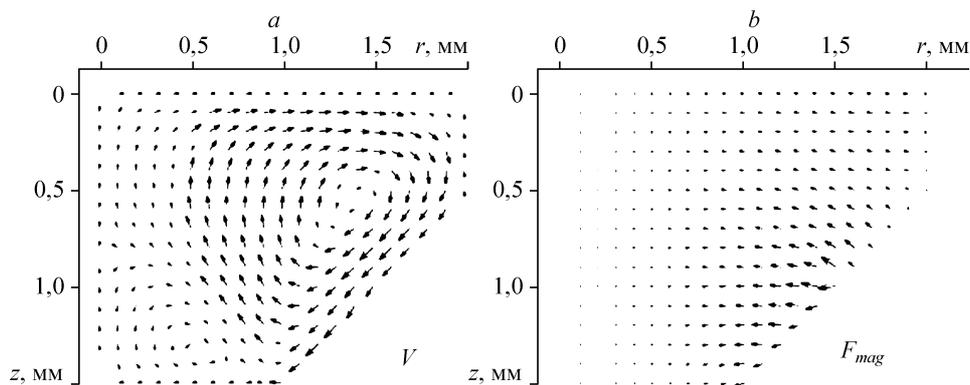


Рис. 4. Векторное поле скорости V (a) в капле расплава в результате воздействия электромагнитных сил F_{mag} (b); $r_c = 1,5 \text{ мм} < R_c$.

Для всех форм капли расплава обращает на себя внимание следующее. Во-первых, воздействие каждой из сил F_{mag} и F_{wis} приводит расплав в движение с примерно одинаковой максимальной скоростью, однако интенсивность циркуляции расплава заметно, в 2–3 раза, отличается (см. табл. 2). Во-вторых, максимальная скорость течения расплава при совместном воздействии $F_{mag+wis}$ даже приблизительно не является суммой соответствующих значений V при раздельном воздействии сил.

Дело в том, что F_{wis} обеспечивает сравнительно высокие значения скорости в узких локальных областях капли, а большая часть расплава движется с весьма низкой скоростью (1–2 см/с); напротив, воздействие F_{mag} обеспечивает более высокие значения скорости (4–5 см/с), и главное — в большем объеме капли. Как следствие, интенсивность циркуляции расплава в результате воздействия F_{mag} заметно выше соответствующего значения, обусловленного F_{wis} . Кроме этого, каждая из сил в отдельности разгоняют расплав до сравнительно высоких скоростей в различных участках капли, и по этой причине максимальная скорость течения при совместном воздействии сил незначительно отличается от соответствующих значений скорости в случае их раздельного воздействия.

Оценим влияние радиуса r_c катодной привязки дуги на течение расплава; расчетные данные для случая $r_c = R_c$ приведены в табл. 3.

Сравнение с вариантом $r_c < R_c$ (см. табл. 2) показывает, что в ситуации $r_c = R_c$ происходит снижение скорости и интенсивности циркуляции расплава. Это особенно заметно на примере отдельного воздействия F_{mag} , в то время как расчетные значения V и G , обусловленные F_{wis} , остаются приблизительно одинаковыми. Снижение V и G отчасти обусловлено уменьшением плотности тока и, следовательно, уменьшением F_{mag} ; но главная причина заключается в изменении направления воздействия электромагнитных сил.

Рассмотрим длинную каплю расплава, картина течения в которой при совместном воздействии $F_{mag+wis}$ приведена на рис. 5, а. Вблизи внешней поверхности капли скорость течения расплава достигает значений ≈ 8 см/с, но значительно меньше $\approx 0,1$ см/с во внутренних областях; как следствие, интенсивность циркуляции по сравнению с вариантом $r_c < R_c$ снижается почти вчетверо. Вместе с тем, одно только вязкое взаимодействие с потоком дуговой плазмы обеспечивает (рис. 5, б) более высокие значения скорости, особенно внутри капли, и интенсивности циркуляции (см. табл. 3).

Известно (см., например, [5, 6]), что в цилиндрическом столбе электрической дуги с параллельными в аксиальном направлении линиями электрического тока электромагнитные силы направлены радиально к оси дуги и обуславливают только лишь равномерное в аксиальном направлении сжатие дугового столба (пинч-эффект); конвективные потоки плазмы не формируются. Только в случае переменного сечения (сужение либо расширение) столба дуги, и, как следствие, его неравномерного сжатия электромагнитными силами возникает аксиальный градиент давления, являющийся причиной движения дуговой плазмы.

Таблица 3

Расчетные значения скорости и интенсивности циркуляции расплава для различных форм капли; $r_c = 2$ мм = R_c .

	короткая капля		длинная		широкая	
	V , см/с	G , г/с	V , см/с	G , г/с	V , см/с	G , г/с
$F_{mag+wis}$	6,7	0,7	8,1	0,7	10,5	2,8
F_{mag}	3,1	0,2	1,8	0,3	7,3	2,1
F_{wis}	9,6	0,6	9,7	2,1	9,7	1,1

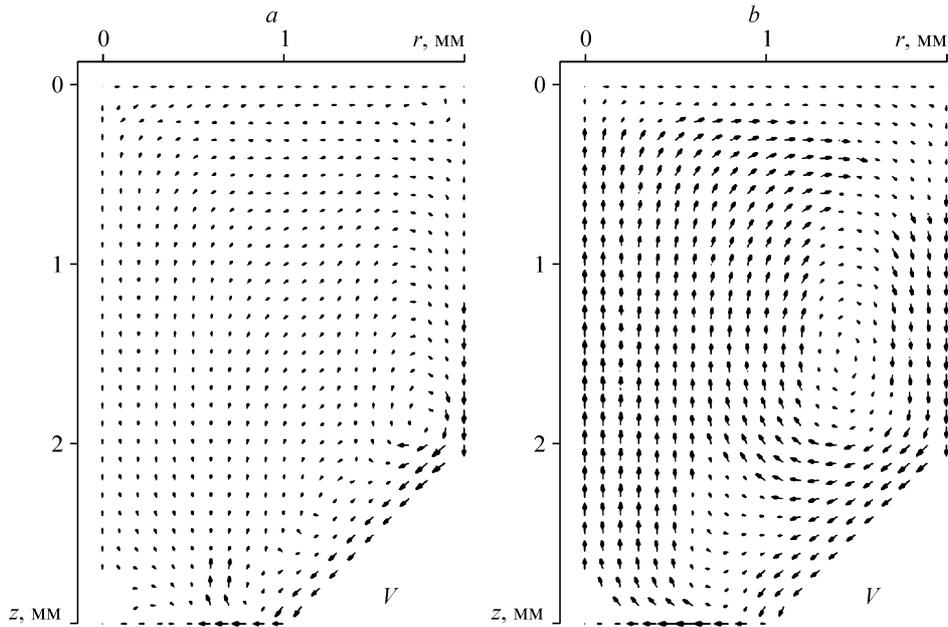


Рис. 5. Векторное поле скорости V в длинной капле в результате совместного воздействия $F_{mag + wis}$ (a) и воздействия F_{wis} (b); $r_c = 2 \text{ мм} = R_c$.

Аналогичный цилиндрическому столбу дуги характер воздействия электромагнитных сил F_{mag} и распределение давления P наблюдается в длинной капле расплава (рис. 6, a, b). Лишь в нижней части расплава, где нарушается параллельность линий электрического тока при переходе в плазму, наблюдается слабый аксиальный градиент давления. В результате подобного воздействия электромагнитных сил в капле формируется (если еще можно так говорить) течение в виде системы вихревых структур (рис. 6, c). В большей части капли скорость течения весьма низкая $V \approx 0,2 \text{ см/с}$ и только лишь непосредственно вблизи внешней поверхности $r \approx 1,5 \text{ мм}$ сравнительно высокая; вследствие низких скоростей интенсивность циркуляции в вихревых структурах очень слабая.

По-видимому, не следует полагать, будто электромагнитные силы не принимают участие в формировании течения расплава. Они участвуют, но своеобразно: электромагнитные силы блокируют течение. Сами они не приводят в движение расплав,

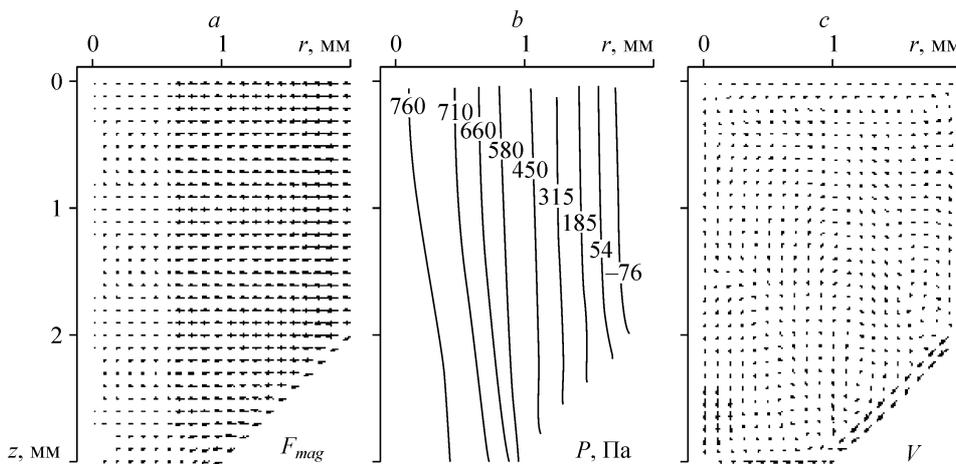


Рис. 6. Векторное поле электромагнитных сил F_{mag} (a); распределение давления (b) и векторное поле скорости V (c) в длинной капле расплава в результате воздействия F_{mag} ; $r_c = 2 \text{ мм} = R_c$.

о чем свидетельствуют низкие значения скорости и интенсивности циркуляции, и при этом препятствуют движению, обусловленному вязким взаимодействием с потоком плазмы, о чем свидетельствуют характеристики течения в результате совместного воздействия $F_{mag + wis}$. Если бы это было не так, т. е. F_{mag} оставались бы безучастными, то результирующее течение расплава формировалось бы, главным образом, вязким взаимодействием с потоком дуговой плазмы. Так, например, в длинной капле при $r_c = R_c$ в результате совместного воздействия $F_{mag + wis}$ течение было бы практически таким же, какое представлено на рис. 5, *b*, формируемое только F_{wis} .

Сказанное выше для длинной капли расплава в полной мере относится и к короткой капле.

В широкой капле при условии $r_c = R_c$ также происходит снижение скорости и интенсивности циркуляции расплава по сравнению с вариантом $r_c < R_c$. Однако в отличие от короткой или длинной капли, во-первых, изменения не столь значительны, во-вторых, причина изменений иная. Дело в том, что радиус широкой капли 2,5 мм больше радиуса катода $R_c = 2$ мм и радиуса привязки дуги $r_c = 2$ мм, и поэтому имеет место некоторое расширение и сужение токопроводящей области. Это обуславливает неравномерное в аксиальном направлении сжатие расплава электромагнитными силами и формирование течения в виде вихревых структур, причем в капле доминирует течение с правовинтовым направлением вращения.

Отметим, что в отличие от длинной, в широкой капле при условии $r_c = R_c$ воздействие F_{mag} уже не блокирует, а именно формирует течение расплава, о чем свидетельствуют сравнительно высокие значения скорости и интенсивности циркуляции (см. табл. 3). Иное дело, что из трех вихрей (рис. 7, *a*), формируемых F_{mag} (рис. 7, *b*), два вихря левовинтового направления вращения противодействуют течению, обусловленному вязким трением F_{wis} с потоком плазмы: одиночному вихрю правовинтового направления вращения. Частичное противодействие F_{mag} и F_{wis} обуславливает снижение значений V и G по сравнению с вариантом $r_c = 1,5$ мм $< R_c$.

Дальнейшее увеличение радиуса катодной привязки от 2 мм до $r_c = 2,5$ мм $> R_c$ приводит к еще большему снижению скорости течения и интенсивности циркуляции расплава. Совместное воздействие $F_{mag + wis}$ формирует в капле расплава два вихря противоположного направления вращения (рис. 8, *a*); скорость течения $V = 6,7$ см/с и интенсивность циркуляции расплава $G = 1$ г/с сравнительно

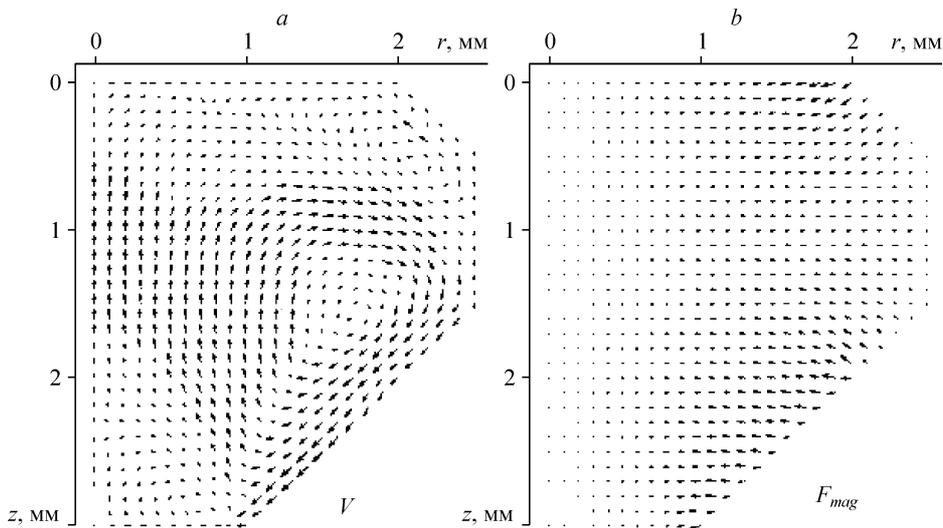


Рис. 7. Векторное поле скорости V (*a*) в широкой капле расплава результате воздействия электромагнитных сил F_{mag} (*b*); $r_c = 2$ мм $= R_c$.

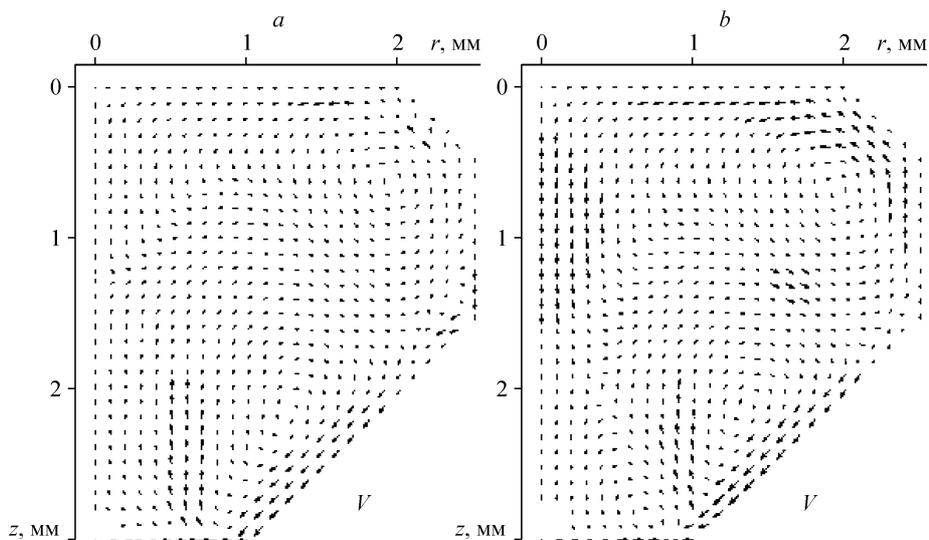


Рис. 8. Векторное поле скорости V в широкой капле расплава в результате совместного воздействия $F_{mag + wis}$ (a) и воздействия F_{mag} (b); $r_c = 2,5 \text{ мм} > R_c$.

невысокие. При этом одно только вязкое взаимодействие с потоком дуговой плазмы формирует во всем объеме капли одиночный вихрь правовинтового направления вращения с расчетными значениями $V = 8,4 \text{ см/с}$, $G = 1,6 \text{ г/с}$.

Уменьшение скорости течения и интенсивности циркуляции расплава обусловлено изменением радиуса r_c катодной привязки дуги, и, как следствие, изменением направления воздействия электромагнитных сил. В данном случае F_{mag} по-прежнему формируют течение расплава в виде вихревых структур (рис. 8, b), однако в отличие от вариантов $r_c < R_c$ и $r_c = R_c$ в капле расплава доминирует течение уже с левовинтовым направлением вращения, еще больше противодействующее течению, обусловленному вязким взаимодействием с потоком плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках принятых допущений картина течения расплава формируется главным образом электромагнитными силами; влияние F_{mag} в значительной степени определяется соотношением между радиусом катодной привязки дуги на капле расплава и радиусом стержневого катода. Электромагнитные силы могут формировать течение расплава, а могут блокировать; в первом случае течение расплава реализуется в виде системы тороидальных вихревых структур с доминирующим левовинтовым либо правовинтовым направлением вращения.

Силы вязкого трения F_{wis} с потоком дуговой плазмы формируют одиночный тороидальный вихрь правовинтового направления вращения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ерохин А.А. Основы сварки плавлением. — М: Машиностроение, 1973. — 448 с.
2. Низкотемпературная плазма. Т. 1. Теория столба электрической дуги / Под ред. Энгельшта В.С., Урюкова Б.А. — Новосибирск: Наука, 1990. — 374с.
3. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 146 с.
4. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численный анализ электрических дуг в нерегулярных областях. — Бишкек, 2007. — 196 с.
5. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. — М.: Иностран. лит., 1961. — 370 с.
6. Низкотемпературная плазма. Т. 7. Сильноточный дуговой разряд в магнитном поле / Под ред. Жукова М.Ф., Урюкова Б.А. — Новосибирск: Наука, 1992. — 267 с.

Статья поступила в редакцию 20 июня 2007 г.