



УДК 621.791.72

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ СЖАТОЙ ДУГИ ПРИ ВОЗДУШНО-ПЛАЗМЕННОЙ РЕЗКЕ НА ПРЯМОЙ И ОБРАТНОЙ ПОЛЯРНОСТЯХ\*

М.Ю. ХАРЛАМОВ<sup>2</sup>, И.В. КРИВЦУН<sup>1,2</sup>, В.Н. КОРЖИК<sup>1,2</sup>, В.И. ТКАЧУК<sup>2</sup>, В.Е. ШЕВЧЕНКО<sup>1,2</sup>,  
В.К. ЮЛЮГИН<sup>2</sup>, ВУ БОЙИ<sup>1</sup>, А.И. СИТКО<sup>2</sup>, В.Е. ЯРОШ<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Китайско-украинский институт сварки им. Е.О.Патона (Гуандунский Генеральный Институт промышленных технологий (Гуанчжоуский научно-исследовательский институт цветных металлов)),  
КНР 363, Changxing Road, Tianhe, Guangzhou, 510650, China

E-mail: vnkorzhyk@gmail.com

<sup>2</sup> ИЭС им. Е.О. Патона НАНУ. 03680, г. Киев-150, ул. Боженко, 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

В статье рассматриваются вопросы математического моделирования турбулентного течения электродуговой плазмы при плазменной резке на прямой и обратной полярностях. Отмечается, что основные сложности моделирования резки на обратной полярности возникают при описании течения плазмы в приэлектродных областях. Для этого описание электромагнитных характеристик дуги в полости реза предлагается осуществлять на основе известных экспериментальных данных. На основе численного моделирования проводится детальный сравнительный анализ влияния режимов работы плазмотрона и полярности дуги на электрические характеристики дугового разряда, тепловые и газодинамические характеристики плазменного потока. Библиогр. 17, табл. 1, рис. 5.

*Ключевые слова:* плазменная резка, прямая и обратная полярность, электродуговая плазма, турбулентное течение, математическое моделирование, приэлектродные области, электрические характеристики дугового разряда

**Введение.** В настоящее время плазменная резка получила широкое распространение в промышленности, прежде всего, благодаря высокой производительности и точности процесса резания, а также другим факторам, обеспечивающим конкурентные преимущества перед прочими способами тепловой резки [1, 2]. Так, например, лазерная резка уступает из-за высокой себестоимости, а также существенного ограничения по толщине разрезаемых заготовок (для металлов примерно 4 мм); кислородная резка уступает плазменной по качеству реза, причем эффективность процесса резания во многом определяется чистотой кислорода. При этом более широкое применение плазменной резки на практике сдерживается рядом ограничений, свойственных данной технологии, среди которых прежде всего следует отметить толщину разрезаемых заготовок, для сталей ограниченную примерно 70 мм [1]. Поэтому перед специалистами, занимающимися развитием технологий плазменной резки прежде всего ставятся задачи увеличения максимальной толщины реза наряду с увеличением скорости резания и точности вырезания заготовок, снижения удельных энергозатрат и др. Решение этих задач возможно путем увеличения

погонной энергии в зоне реза, а также обеспечения более равномерного распределения тепла по толщине реза наряду с созданием благоприятных газодинамических условий для выдувания расплавленного материала.

Технологические возможности развития оборудования для широко применяемой на практике плазменной резки на прямой полярности практически исчерпаны, что связано с физикой протекающих при этом процессов. В этой связи актуальным и в полной мере удовлетворяющим требования современной промышленности направлением развития этих технологий является плазменная резка с использованием дуги обратной полярности [1–3]. Однако несмотря на то, что плазменная резка на обратной полярности развивается с 1970-х годов, процесс остается все еще недостаточно изученным, что не позволяет конструировать надежные высокопроизводительные режущие плазмтроны. Развитие же процессов плазменной резки, наряду с созданием соответствующего оборудования (плазмтронов), тесно связано с глубоким и всесторонним изучением физических процессов, протекающих как в таких плазмтронах, так и в обрабатываемом материала-

\* Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках программы иностранных экспертов в КНР No. WQ20124400119, проекта R&D инновационной группы провинции Гуандун (КНР) No.201101C0104901263 и международного проекта Министерства науки и техники КНР No. 2013DFR70160.



ле. В частности, большое влияние на производительность, стабильность, а также результирующие показатели качества плазменно-дуговых процессов обработки материалов оказывают газодинамические, тепловые и электрические характеристики дуговой плазмы, генерируемой такими плазмотронами. При этом ввиду сложности данных процессов большое значение при проведении исследований, направленных на совершенствование конструкций плазмотронов и выбор оптимальных режимов их работы, играют методы математического моделирования. Разработка математической модели дуговой плазмы, генерируемой режущими плазмотронами при их работе как на прямой, так и на обратной полярностях, а также ее использование для выполнения численных экспериментов и было целью данной работы.

Имеется достаточное количество публикаций, посвященных теоретическим исследованиям газодинамических, тепловых и электромагнитных процессов в плазме, генерируемой плазмотронами, работающими на прямой полярности (см., например, [4–8]). Разработаны адекватные математические модели плазмотронов с дугой как прямого, так и косвенного действия, позволяющие учесть множество факторов, включая геометрические параметры рабочего канала плазматрона, турбулентный характер течения плазмы, неоднородность электромагнитного поля [9] и др. Основу данных моделей составляет система магнитогазодинамических (МГД) уравнений Навье–Стокса [4–6], замыкаемая дополнительными уравнениями или соотношениями, описывающими используемую модель турбулентности, магнитную составляющую давления и т.д. При этом в большинстве случаев с успехом может быть применена упрощенная система МГД-уравнений в приближении пограничного слоя, полученная из условия малости аксиальных градиентов температуры и скорости плазмы по сравнению с радиальными [10]. Для описания электромагнитных характеристик дуги при этом используется упрощенная модель, основанная на допущении о малости радиальной компоненты плотности электрического тока по

сравнению с аксиальной ( $j_r \ll j_z$ ). В случае плазмотронов прямого действия, в которых часть дуги горит в открытом пространстве, для более корректного описания электромагнитных характеристик дуги применяется уравнение Максвелла [9], для решения которого граничными условиями выступают распределения электромагнитных характеристик дуги в приэлектродных областях, которые задаются на основе экспериментальных данных. Наиболее исследованными здесь являются процессы на тугоплавком (вольфрамовом) катоде и в прикатодной области дуги прямой полярности, горящей в различных инертных газах.

В то же время отсутствуют модели, описывающие характеристики электродуговой плазмы, генерируемой плазмотронами с дугами обратной полярности. В частности, в процессе плазменной резки электрическая дуга обратной полярности беспрестанно меняет свою длину, находясь во взаимодействии с газовым потоком, электромагнитными полями, стенками электрода, соплового канала и полости реза, что делает протекающие процессы сложными для математического описания. В этой связи при построении математической модели режущего плазматрона рациональным представляется использование МГД-уравнений Навье–Стокса совместно с данными измерений интегральных и распределенных характеристик дуговой плазмы, генерируемой плазмотронами, работающими на обратной полярности. Данные таких измерений приводятся, например, в работе [2] и, по сути, позволяют подобрать необходимые для дальнейших расчетов распределения параметров плазмы в приэлектродных областях. Использование данных принципов и послужило основой для построения математической модели режущих плазмотронов с дугой как прямой, так и обратной полярностей.

**Постановка задачи.** Для построения математической модели плазменной дуги при воздушно-плазменной резке на прямой и обратной полярностях рассмотрим схему плазматрона, представленную на рис. 1. Примем, что сжатая дуга прямого действия горит между полым элект-

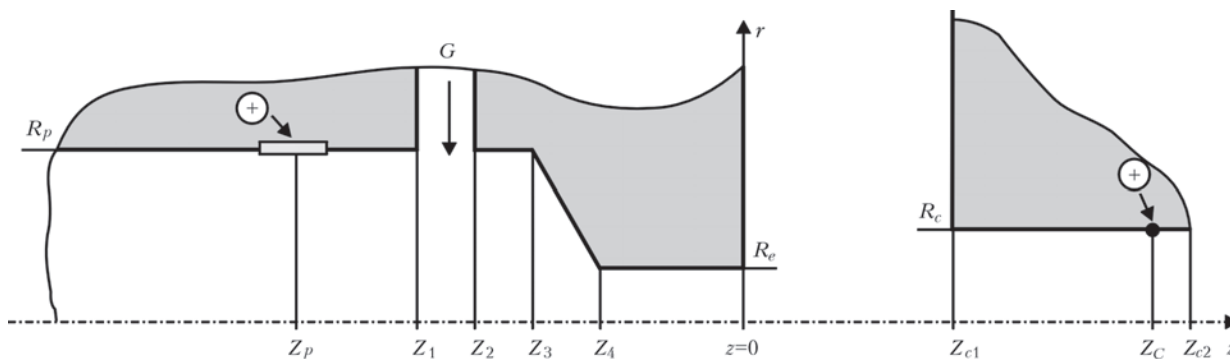


Рис. 1. Расчетная схема режущего плазматрона и разрезаемого изделия при резке на прямой и обратной полярностях



родом (анодом или катодом, в зависимости от полярности дуги) и разрезаемым металлом, замыкаюсь в полости реза. Дуга горит как во внутренних областях — канале плазмотрона и полости реза, так и на открытом участке между срезом сопла плазмотрона и поверхностью разрезаемого изделия (рис. 1). Полюй электрод с внутренним радиусом  $R_p$  располагается на расстоянии  $Z_1$  от среза выходного сопла плазмотрона, с областью привязки дуги при  $z = Z_p$ . Плазмообразующий газ с объемным расходом  $G$  подается закрученным через кольцевой канал  $Z_1 \leq z \leq Z_2$  при  $r = R_p$ . Далее плазмообразующий газ нагревается и ускоряется электрической дугой и проходя через конфузур ( $Z_3 \leq z \leq Z_4$ ) и выходное сопло радиусом  $r = R_e$  и длиной  $Z_4$  истекает во внешнюю среду. Расширяющаяся во внешней области дуга затем переходит в полость реза, оказываясь зажатой его стенками. Местоположение опорного пятна дуги в полости реза ( $z = Z_c$ ) может меняться в пределах толщины разрезаемого изделия, т.е. в области  $Z_{c1} \leq z \leq Z_{c2}$ .

Будем рассматривать наиболее простой вариант стационарного разряда в осесимметричных плазмотронах, работающих в турбулентном режиме течения плазмообразующего газа, когда влияние факторов электромагнитной природы на характер турбулентности можно не учитывать, т.е. считать ее чисто газодинамической. Последнее означает, что пульсациями плотности тока, напряженности магнитного поля, а также коэффициента электропроводности можно пренебречь, рассматривая эти величины как осредненные.

Для математического описания течения дуговой плазмы в режущем плазмотроне будем использовать следующие допущения:

- рассматриваемая плазменная система обладает цилиндрической симметрией, а протекающие процессы предполагаются стационарными;

- возмущения, вносимые в поток при обтекании уступов в плоскостях расширений канала, не оказывают существенного влияния на тепловые и газодинамические характеристики струи;

- плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, собственное излучение плазмы — объемное;

- основным механизмом нагрева плазмы является джоулево тепловыделение (работой сил давления и вязкой диссипацией можно пренебречь), а перенос энергии в плазменном потоке происходит за счет теплопроводности и конвекции (естественная конвекция в расчет не принимается);

- течение плазмы вязкое, дозвуковое, режим течения турбулентный;

- внешние магнитные поля отсутствуют.

Следует также принять во внимание тангенциальный ввод плазмообразующего газа в рабочий

канал плазмотрона и его относительно большой расход.

**Основные уравнения.** С учетом сделанных допущений газодинамические и тепловые характеристики плазменного потока, генерируемого режущим плазмотроном, могут быть описаны следующей системой МГД-уравнений (с закруткой газа) в приближении турбулентного пограничного слоя для осредненных по времени значений температуры и скорости плазмы [5, 6, 10]:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}) = 0; \quad (1)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \bar{\eta} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left( p + \mu_0 \frac{H_\phi^2}{2} \right); \quad (2)$$

$$\rho \left( u \frac{\partial w}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial w}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \bar{\eta} \left( \frac{\partial r}{\partial r} - 2w \right) \right); \quad (3)$$

$$\rho C_p \left( u \frac{\partial T}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \bar{\chi} \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{j^2}{\sigma} - \psi. \quad (4)$$

Здесь  $T$  — осредненная температура плазмы;  $\bar{v} = (\rho v + \rho' v') / \rho$ , где  $v$  — осредненная радиальная скорость,  $\rho$  — осредненная плотность плазмы,  $\rho'$  и  $v'$  — пульсации плотности и радиальной скорости;  $u$  — осредненная аксиальная скорость плазмы;  $w$  — осредненная азимутальная скорость вращения;  $p$  — давление;  $C_p$  — удельная теплоемкость плазмы при постоянном давлении;  $\sigma$  — удельная электропроводность плазмы;  $j$  — вектор плотности электрического тока;  $\psi$  — объемная плотность мощности собственного излучения;  $\bar{\eta}$  и  $\bar{\chi}$  — полные коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы, представляющие собой суммы молекулярной и турбулентной вязкости и теплопроводности соответственно;  $\mu_0$  — универсальная магнитная постоянная;  $H_\phi$  — азимутальная составляющая магнитного поля тока дуги:

$$H_\phi = \frac{1}{r} E_z \int_0^r \sigma r dr. \quad (5)$$

где  $E_z$  — осевая составляющая напряженности электрического поля. В рамках используемого приближения пограничного слоя описание распределенных электромагнитных характеристик дуги проводится при условии  $j_r \ll j_z$ . В этом случае слагаемое  $j^2/\sigma$  в уравнении (4), описывающее выделение энергии в плазме за счет протекания электрического тока, примет вид  $j_z^2/\sigma$ . При этом осевая составляющая напряженности электрического поля дуги практически постоянна по сечению канала [6] и определяется из условия сохранения полного тока:



$$I = 2\pi E_z \int_0^{R_\sigma(z)} \sigma r dr, \quad (6)$$

где  $R_\sigma(z)$  — радиус токопроводящей области. Учитывая, что за пределами этой области проводимость плазмы практически равна нулю, в качестве верхнего предела интегрирования в формуле (6) можно использовать радиус расчетной области, т.е. в канале ( $z < 0$ ) положить его равным радиусу канала  $R_\sigma(z) = R_p(z)$ , где  $R_p(z) = R_p$  при  $z < Z_2$ ,  $R_p(z) = R_e$  при  $Z_4 \leq z < 0$  и  $R_p(z) = R_e + ((z - Z_4)/(Z_3 - Z_4))(R_p - R_e)$  при  $Z_3 \leq z < Z_4$ ; в открытой области ( $0 \leq z \leq Z_{c1}$ )  $R_\sigma(z) = R$  и в полости реза ( $Z_{c1} < z \leq Z_{c2}$ )  $R_\sigma(z) = R_c$  (см. рис. 1).

Распределение давления в пределах плазмформирующего канала ( $z \leq 0$ ) определяется с учетом магнитной составляющей давления и закрутки газа:

$$p = p_{ext} - \int_z^0 \frac{dp_c}{dz} dz + \mu_0 E_z \int_r^{R_p(z)} \sigma H_\phi dr - \int_r^{R_p(z)} \rho \frac{w^2}{r} dr, \quad (7)$$

где  $p_{ext}$  — давление во внешней среде.

Градиент газостатического давления  $dp_c/dz$  в приближении пограничного слоя также постоянен по сечению канала [10] и определяется из условия сохранения полного массового расхода плазмообразующего газа:

$$\rho_0 G = 2\pi \int_0^{R_p(z)} \rho u r dr, \quad (8)$$

где  $\rho_0$  — массовая плотность газа при нормальных условиях,  $G$  — объемный расход газа. На открытом участке разряда, а также в полости реза ( $z > 0$ ) давление определяется выражением:

$$p = p_{ext} + \mu_0 E_z \int_r^{R_c(z)} \sigma H_\phi dr - \int_r^{R_c(z)} \rho \frac{w^2}{r} dr. \quad (9)$$

Система уравнений (1)–(9) дополняется соотношениями

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(T, p); C_p = C_p(T, p); \chi = \chi(T, p); \\ \eta &= \eta(T, p); \sigma = \sigma(T, p); \psi = \psi(T, p), \end{aligned} \quad (10)$$

определяющими зависимости термодинамических характеристик, молекулярных коэффициентов переноса и оптических свойств плазмы от температуры и давления. Подробные таблицы указанных величин для используемых плазмообразующих газов приведены, например, в [6, 11].

На участке бестокового (инерционного) течения плазмы, который при описанных условиях может существовать в полости реза за областью привязки дуги ( $z > Z_c$ ) может быть использована эта же система газодинамических уравнений, полагая при этом  $E_z = H_\phi = 0$ .

**Моделирование турбулентности.** Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности

плазмы, используемые в приведенных выше уравнениях, имеют вид:

$$\bar{\eta} = \eta + \eta_t; \quad \bar{\chi} = \chi + \chi_t, \quad (10)$$

где  $\eta, \chi$  — коэффициенты молекулярной вязкости, определяемые согласно (9);  $\eta_t, \chi_t$  — коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности.

Для определения турбулентных коэффициентов переноса использовалась  $k$ - $\epsilon$  модель [12], в рамках которой коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности определяются следующими выражениями:

$$\eta_t = \frac{C_\mu \rho (\bar{k})^2}{\epsilon}, \quad (11)$$

$$\chi_t = \eta_t \frac{C_p}{Pr_t}, \quad (12)$$

где  $\bar{k}$  — кинетическая энергия турбулентности;  $\epsilon$  — скорость диссипации турбулентности;  $C_\mu$  — эмпирическая константа, равная 0,09;  $Pr_t$  — турбулентное число Прандтля, которое выбирается согласно рекомендациям [13] или принимается равным единице [6]. Уравнение турбулентной вязкости замыкается уравнениями переноса для кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации:

$$\rho \left( u \frac{\partial \bar{k}}{\partial z} + v \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \eta + \frac{\eta_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right] + G - \rho \epsilon; \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \rho \left( u \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial z} + v \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial r} \right) &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \eta + \frac{\eta_t}{Pr_\epsilon} \right) \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial r} \right] + \\ &+ C_1 G \frac{\epsilon}{k} - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $G = \eta_t \left( \frac{\partial u}{\partial r} \right)^2$  — источниковый член,  $C_1, C_2, Pr_\epsilon$  — константы  $k$ - $\epsilon$  модели турбулентности, равные 1,44; 1,92; 1,3 и 1,0 соответственно.

**Граничные условия.** Для замыкания описанной системы уравнений необходимо задать граничные и начальные (входные) условия, соответствующие рассматриваемым условиям плазменной резки (см. рис. 1).

На оси симметрии системы ( $r = 0$ ) полагались справедливыми условия:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0; \quad \bar{v} = 0; \quad \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial r} = 0. \quad (15)$$

На стенках плазмотрона, т.е. при  $z \leq 0$  и  $r = R_p(z)$ , ставятся условие «прилипания» и задается температура охлаждаемой стенки  $T_w$ , т.е.

$$u = \bar{v} = w = 0; \quad T = T_w. \quad (16)$$

Для задания величин  $\bar{k}$  и  $\epsilon$  вблизи стенки канала необходимо использовать пристеночную функ-





цию [12, 14], определяя указанные величины следующим образом:

$$\bar{k} = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{k_0(R_c - r)}, \quad (17)$$

где  $k_0 = 0,41$ , а  $u_*$  является решением трансцендентного уравнения (логарифмический закон стенки):

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k_0} \ln \left[ \frac{\Lambda \rho u_* (R_c - r)}{\eta} \right], \quad (18)$$

где  $\Lambda = 9,0$  — параметр шероховатости стенки.

Для корректного учета вязкого подслоя при определении  $\bar{k}$  и  $\varepsilon$  в пристеночной области, т.е. при  $y^+ = \rho(R_c - r)u_*/\eta < f^+$ , где  $f^+$  выбирается в диапазоне 20...100 [14], используются выражения (17), (18). Для описания внутренней области течения ( $y^+ \geq f^+$ ) используются уравнения (13), (14) полностью развитого турбулентного течения.

На внешней границе расчетной области (открытого участка) принимаются условия гладкого сопряжения с окружающей средой:

$$T = T_{ext}; \quad u = \bar{v} = w = 0; \quad (19)$$

где  $T_{ext}$  — температура окружающей среды.

Учитывая сложность математического описания области течения плазмы вблизи опорного участка дуги в разрядной камере плазмотрона, начальные условия ставились в сечении  $z_0 = Z_1$ :

$$\begin{aligned} \bar{v}(r, z_0) &= 0, \quad u(r, z_0) = u_0(r), \\ w(r, z_0) &= w_0(r), \quad T(r, z_0) = T_0(r). \end{aligned} \quad (20)$$

В качестве начальных условий  $u_0(r)$ ,  $w_0(r)$ ,  $T_0(r)$  выступало решение для дуги в канале плазмотрона в одномерном приближении (при  $\bar{v} = 0$  и  $\left| \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right| = 0$ , где  $\Psi = \{T, u, \bar{v}, r\omega\}$ ):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{-\partial u}{\eta} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} = 0; \quad (21)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \frac{j^2}{\sigma} - \Psi = 0, \quad (22)$$

дополняемое эмпирическим распределением азимутальной скорости вращения [6]

$$w(r) = A(1 - e^{-kr^2})/r, \quad (23)$$

где константы  $A$  и  $k$  связаны с максимальной скоростью и ее координатой  $r_m$

$$A = 1,4 r_m w_m; \quad k = 1,25 / r_m^2; \quad r_m = R / \sqrt{3}.$$

Уравнения (21)–(23) замыкались выражениями для тока дуги (6), расхода плазмообразующего газа (8), а также граничными условиями на оси симметрии (15) и стенках канала плазмотрона (16). Решение уравнений (21)–(23) определялось для заданного тока дуги  $I$  и расхода плазмообразующего газа  $G_0 = \varepsilon G$ , где  $\varepsilon$  принималось равным 0,05.

Объемный расход плазмообразующего газа через рабочий канал плазмотрона определялся с учетом вихревого ввода плазмообразующего газа через кольцевой канал  $Z_1 \leq z \leq Z_2$ :

$$G = \begin{cases} 0, & z < Z_1, \\ \frac{z - Z_1}{Z_2 - Z_1} G_1, & Z_1 < z < Z_2, \\ G_1, & Z_2 < z < 0, \end{cases} \quad (24)$$

где  $G_1$  — объемный расход плазмообразующего газа, подаваемого в рабочий канал плазмотрона.

И, наконец, в полости реза ( $Z_{c1} \leq z \leq Z_{c2}$ ) ставились условия (15), (16), а также задавалось распределение тока дуги вдоль полости реза

$$I_c = I_c(z), \quad (25)$$

которое определялось на основе опытных данных.

**Распределения тока вдоль полости реза.** Для задания распределения тока дуги прямой и обратной полярностей по длине полости реза при работе плазмотрона использовались экспериментальные данные [2], на основе которых строился интерполяционный многочлен. При этом, учитывая, что результаты [2] были получены для рабочего тока 90 А, значения токов в полости реза определялись пропорционально рабочему току режущего плазмотрона  $I$ , используемому при выполнении расчетов. На рис. 2 приведены распределения тока в полости реза, построенные для тока дуги 315 А.

**Результаты компьютерного моделирования.** Поставленная задача решалась численно, методом конечных разностей [15, 16]. Использовалась основная разностная схема для интегрирования систем уравнений типа уравнений пограничного слоя [17]. Дифференциальные уравнения второго порядка (2), (3), (13), (14) аппроксимировались по неявной двухслойной шеститочечной разностной схеме, а уравнение первого порядка (1) — по явной четырехточечной. Полученная алгебраическая система разностных уравнений решалась методом

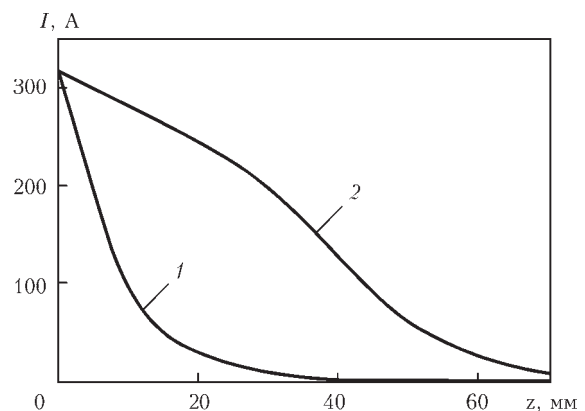


Рис. 2. Изменение полного тока плазменной дуги вдоль полости реза при резе на прямой (1) и обратной (2) полярностях:  $I = 315$  А,  $G = 3,4$  м<sup>3</sup>/ч,  $Z_{c2} - Z_{c1} = 70$  мм,  $R_c = 5,5$  мм

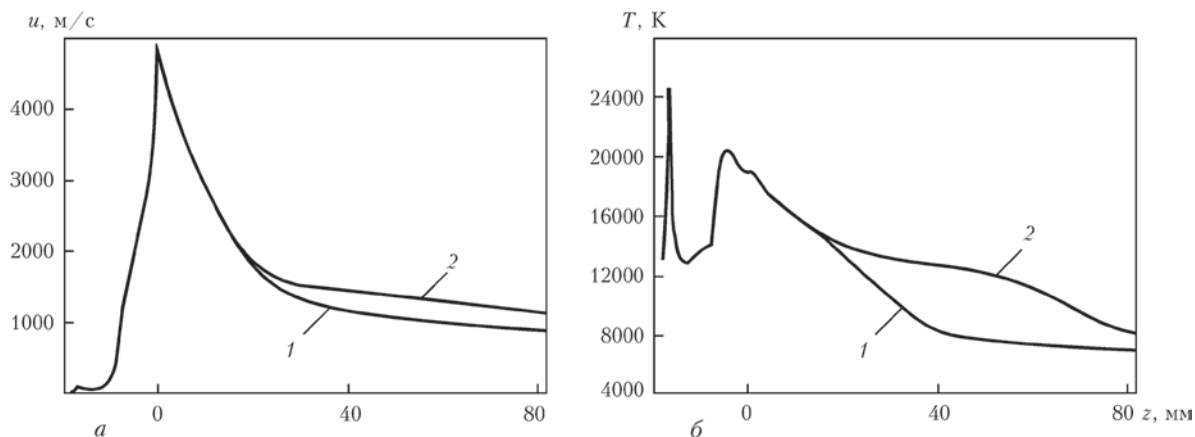


Рис. 3. Распределения осевых значений скорости (а) и температуры (б) плазмы вдоль оси сжатой дуги, генерируемой режущим плазмотроном при его работе на прямой (1) и обратной (2) полярностях

прогонки с применением послойных итераций по  $z$ , наряду с которыми, для получения решения в канале режущего плазмотрона, использовались глобальные итерации по давлению.

На основе разработанной физико-математической модели, соответствующей вычислительной схемы и программного обеспечения для ее компьютерной реализации проведен численный анализ характеристик турбулентного течения дуговой плазмы, генерируемой режущим плазмотроном при различных режимах его работы как на прямой, так и на обратной полярностях.

При проведении расчетов геометрические параметры режущего плазмотрона (внутренние размеры полого анода, завихрителя, выходного сопла) задавались следующим образом (см. рис. 1):  $R_e = 2$  мм,  $Z_4 = -8$  мм,  $Z_3 = -13$  мм,  $Z_2 = -17$  мм,  $Z_1 = -18,5$  мм,  $Z_p = -58,5$  мм,  $R_p = 7$  мм. Расстояние до разрезаемого изделия  $Z_{c1}$  полагалось равным 12 мм, толщина разрезаемого изделия  $Z_{c2} - Z_{c1} = 70$  мм, диаметр полости реза — 11 мм. В качестве основных параметров режима работы режущего плазмотрона использовались следующие: ток дуги  $I = 315$  А, расход плазмообразующего газа (воздух)  $G = 3,4$  м<sup>3</sup>/ч. Давление внешней среды атмосферное.

Рассмотрим в первую очередь результаты расчетов распределенных характеристик плазменного потока, генерируемого режущим плазмотроном при его работе на прямой и обратной полярностях. Расчетные распределения значений температуры и скорости плазмы по длине струи представлены на рис. 3. Исходя из представленных результатов, поведение плазмы в рассматриваемом плазмотроне, а также в открытой области и полости реза, можно представить следую-

щим образом. Поступающий в плазмотрон через кольцевой канал  $Z_2 \leq z \leq Z_3$  холодный плазмообразующий газ постепенно вовлекается в поток. Вместе с тем на данном участке течения начинает формироваться ядро плазменного потока, однако кольцевой пристеночный поток холодного газа препятствует расширению прогретых областей плазмы, ввиду чего формируется достаточно узкая токопроводящая область, температура плазмы в которой достигает значений 15...24 кК при достаточно низких скоростях потока. Дальнейшее течение плазмы в рабочем канале плазмотрона связано с расширением ядра потока в области  $Z_2 \leq z \leq Z_3$  и, соответственно, падением температуры плазмы на оси. Затем, переходя в конфузур  $Z_3 \leq z \leq Z_4$ , плазменный поток сжимается, при этом скорость и температура плазмы существенно увеличиваются. Ко входу в выходное сопло плазмотрона  $Z_4 \leq z \leq 0$  плазменный поток практически полностью заполняет сечение канала. Оказываясь зажатым относительно узкими стенками выходного сопла плазмотрона, поток интенсивно ускоряется и нагревается электрической дугой, достигая значений скорости и температуры плазмы на срезе сопла плазмотрона порядка 5000 м/с и 20 кК соответственно. Далее происходит выход плазменной дуги в открытую область  $0 \leq z \leq Z_{c1}$ , в которой плазменный поток несколько расширяется, что ведет к снижению значений скорости и температуры плазмы на открытом участке. При этом плазма в потоке продолжает испытывать действие электромагнитных сил, находясь в области действия электрической дуги. Попадая затем в полость реза, плазменная дуга оказывается зажатой ее стенками. Различия в параметрах течения плазмы при резке на прямой и

**Напряжение на дуге при плазменной резке на прямой и обратной полярностях**

Полярность	$U_d$ , В (эксперимент)	$U_d$ , В (расчет)	$U$ , В при			
			$Z_p < z < Z_1$	$Z_1 - 0$	$0 - Z_{c1}$	$Z_{c1} - Z_{c2}$
Прямая	320	318	33	173	56	46
Обратная	340	375	8			127

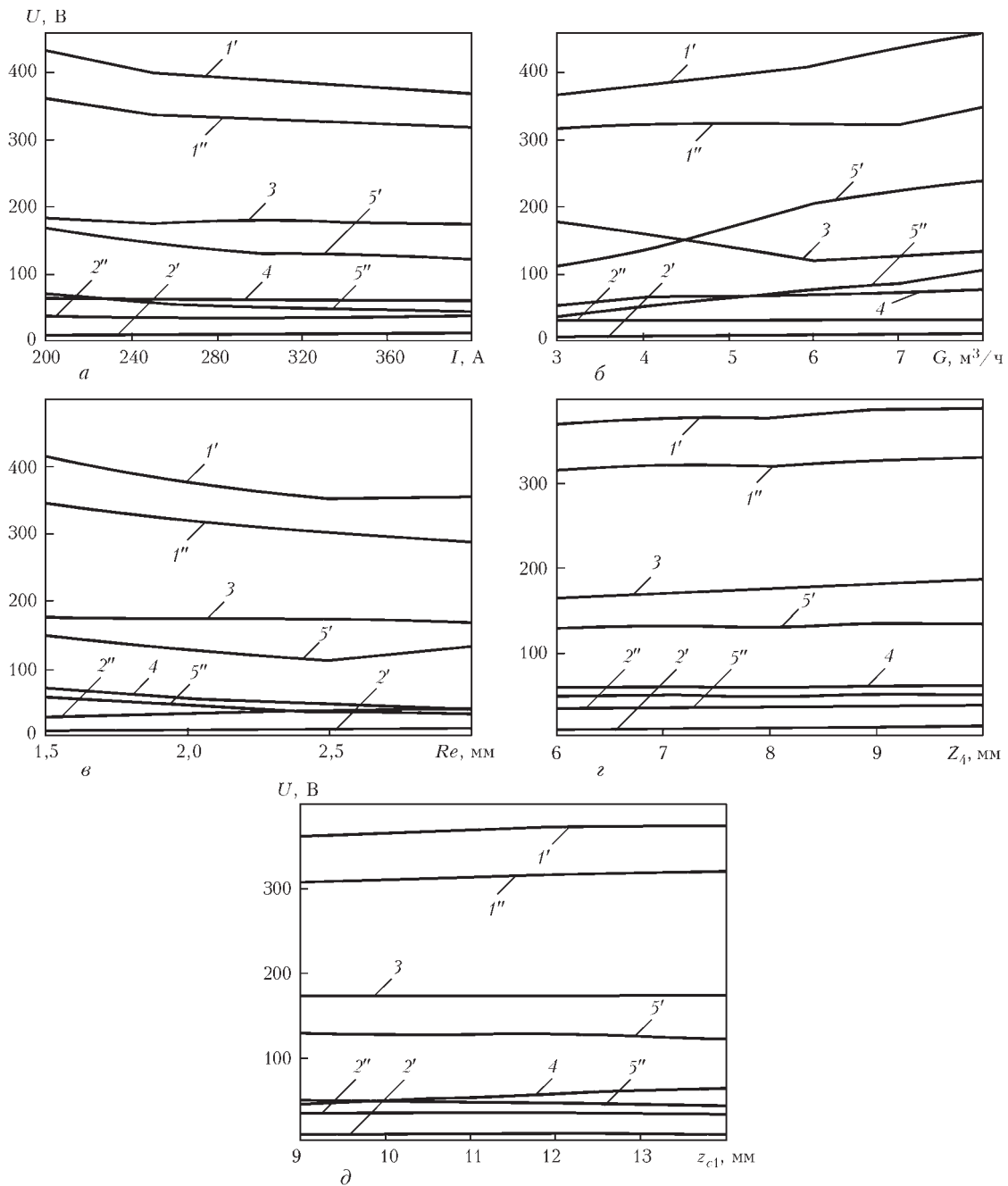


Рис. 4. Зависимости падения напряжения в различных частях столба сжатой дуги от тока (а); расхода плазмообразующего газа (б); радиуса (в) и длины (г) выходного сопла плазматрона; расстояния до разрезаемого изделия (д): 1 — полное падение напряжения на дуге; 2 — падение напряжения внутри полого электрода; 3 — в плазмоформирующем канале плазматрона; 4 — на открытом участке дуги; 5 — в полости реза при работе плазматрона на обратной (1', 5') и прямой полярностях (1'', 5'')

обратной полярностях наблюдаются, прежде всего, в полости реза, что связано с характером распределения тока по длине реза при различных режимах горения дуги. При резке на прямой полярности скорость и температура плазмы по мере углубления в полость реза достаточно интенсивно снижаются. В этом случае наибольший тепловой поток будет поступать в приповерхностные области разрезаемого изделия. При резке же на обратной полярности распределение скорости и температуры плазмы вдоль полости реза носит более равномерный характер, поэтому интенсивное тепловыделение в дуге осуществляется на всей глу-

бине полости реза, что способствует повышению эффективности процесса резки. Вычисленные полное напряжение на дуге, а также напряжение на ее отдельных участках, в сравнении с экспериментально измеренным напряжением при резке стального листа толщиной 70 мм при рассматриваемом режиме работы плазматрона, представлены в таблице. Выполнение расчетной оценки величины полного падения напряжения на режущей дуге осуществлялось при следующих условиях: полагалось, что падение напряжение вблизи областей катодной и анодной привязки дуги в сумме равнялось 10 В; при оценке падения напряжения в

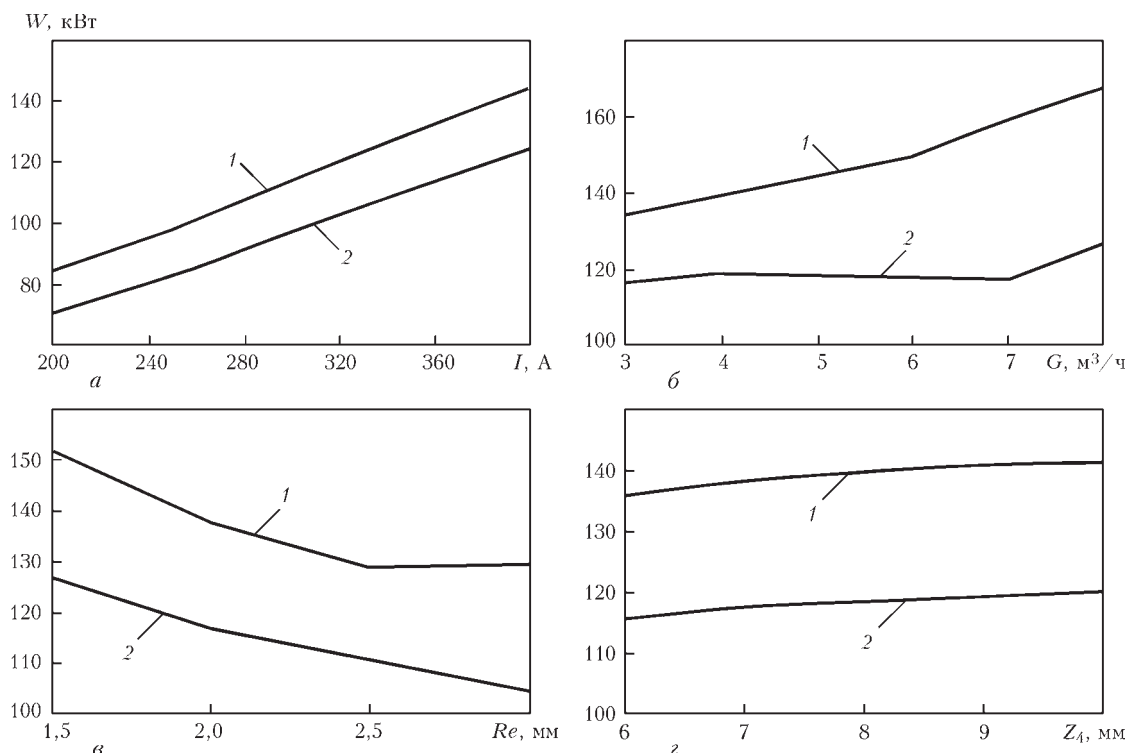


Рис. 5. Зависимости полной электрической мощности плазматрона от тока дуги (а); расхода плазмообразующего газа (б); радиуса (в) и длины (г) выходного сопла плазматрона при работе на обратной (1) и прямой (2) полярностях

полом электроде ( $Z_p < z < Z_1$ ) использовались данные экспериментальных наблюдений, в соответствии с которыми при резке на прямой полярности привязка дуги осуществляется вблизи дальней стенки полого электрода ( $Z_p - Z_1 \sim 40$  мм), а при резке на обратной полярности – вблизи канала ввода плазмообразующего газа ( $Z_p - Z_1 \sim 10$  мм).

Рассмотрим теперь результаты расчетов интегральных электрических и энергетических характеристик плазматрона при различных наборах параметров процесса плазменно-дуговой резки на прямой и обратной полярностях (рис. 4, 5).

Как следует из рис. 4, а, расчетная вольт-амперная характеристика дуги в рассматриваемом плазматроне является падающей. Напротив, зависимость напряжения на дуге от расхода плазмообразующего газа при постоянном токе дуги  $I_d = 315$  А — возрастающая (см. рис. 4, б). Из рис. 4, б видно, что при увеличении расхода плазмообразующего газа (более 5...6 м³/ч) происходит перестройка течения плазмы в канале плазматрона, что сказывается на изменении параметров течения во внешней области и полости реза, и, в свою очередь, ведет к изменениям характера падения напряжения на данных участках.

Влияние геометрических параметров на падения напряжения на дуге, таких как конфигурация рабочего канала плазматрона и расстояния до разрезаемого изделия, приведено на рис. 4, в–д. Показано, что увеличение длины столба дуги приводит к увеличению значения падения напряжения. Расширение же токового канала, связанное с увеличением

диаметра выходной секции плазматрона приводит к снижению напряжения на дуге.

На рис. 5 приводятся расчетные зависимости электрической мощности плазматрона от режимов его работы и геометрических параметров рабочего канала при работе плазматрона как на прямой, так и обратной полярностях дуги. Электрическая мощность плазматрона практически линейно растет при увеличении тока дуги, а также расхода плазмообразующего газа (см. рис. 5, а, б). Падение значений мощности плазматрона происходит при увеличении радиуса выходной насадки плазматрона (рис. 5, в). Связано это с увеличением размеров токового канала и, соответственно, меньшим падением напряжения на участке, который соответствует рабочему каналу плазматрона.

В целом, полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования предложенного подхода к математическому описанию электродуговой плазмы, генерируемой режущими плазматронами при их работе как на прямой, так и на обратной полярности, а также возможности использования разработанной математической модели и программного обеспечения для ее компьютерной реализации при доработке конструкции и выборе оптимальных режимов работы таких плазматронов.

### Выводы

1. Предложена математическая модель тепловых, газодинамических и электромагнитных процессов





в электродуговой плазме, генерируемой режущими плазмотронами при их работе как на прямой, так и на обратной полярностях. Данная модель может быть использована для расчета распределенных и интегральных характеристик потока дуговой плазмы, генерируемой такими плазмотронами внутри рабочего канала в открытой области дуги, а также в полости реза. При этом модель позволяет проводить численный анализ в широких диапазонах изменения тока дуги и расхода плазмообразующего газа, а также геометрических параметров рабочего канала плазмотрона и полости реза.

2. Результаты численного исследования характеристик дуговой плазмы, генерируемой режущим плазмотроном на обратной полярности, показали, что на эти характеристики существенное влияние оказывают радиус выходного сопла плазмотрона, толщина разрезаемого изделия, а также параметры режима работы плазмотрона.

3. Толщина разрезаемого изделия оказывает существенное влияние на интегральные электрические и энергетические характеристики плазменной дуги. Поэтому при резке деталей большой толщины необходимо использовать источники питания, поддерживающие работу в широком диапазоне рабочих мощностей (до 200 кВт) и напряжений (100...500 В).

1. *Ширишов И.Г.* Плазменная резка. – Л.: Машиностроение, 1987. – 192 с.
2. *Киселев Ю.Я.* Исследование и разработка технологии и оборудования плазменно-дуговой резки металлов на обратной полярности: Дис. ... д-ра техн. наук: 05.03.01. – Кишинев, 2005. – 331 с.
3. *Щицын В.Ю.* Совершенствование конструкций плазмотронов и технологий плазменной обработки металлов на

обратной полярности: Дис. ... канд. техн. наук: 05.03.06. – Пермь, 2005. – 154 с.

4. *Математическое моделирование электрической дуги / В.С. Энгельшт, Д.С. Асанов, В.Ц. Гурович и др.* – Фрунзе: Илим, 1983. – 363 с.
5. *Computer-aided simulation and experimental study of dusted plasma jets emitting into limited space / Yu.S. Borisov, A.V. Chernyshov, I.V. Krivtsun, et al.* // Proc. of the National Thermal Spray Conference. – Boston, USA, 1994. – P. 361–366.
6. *Теория столба электрической дуги / Под ред. М.Ф. Жукова.* – Новосибирск: Наука, 1990. – 376 с.
7. *Favalli R.C., Szente R.N.* Physical and mathematical modeling of non transferred plasma torches // Brazilian Journal of Physics. – 1998. – № 1, March. – P. 25–34.
8. *Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазмотроном с проволокой-анодом / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др.* // Автомат. сварка. – 2007. – № 12. – С. 14–20.
9. *Об уточнении математической модели электрической дуги в плазмотроне с внешней токоведущей проволокой / М.Ю. Харламов, И.В. Кривцун, В.Н. Коржик и др.* // Там же. – 2009. – № 1. – С. 53–56.
10. *Лойцянский Л.Г.* Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 847 с.
11. *Boulos M.I., Fauchais P., Pfender E.* Thermal plasmas: Fundamentals and applications. – Vol. 1. – New York and London: Plenum Press, 1994. – 467 p.
12. *Launder B.E., Spalding D.B.* The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. – 1990. – № 8. – P. 269–289.
13. *Иевлев В.М.* Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. – М.: Наука, 1975. – 254 с.
14. *Wilcox D.C.* Turbulence modeling for CFD. – DCW Industries Inc., La Canada, California, 1994. – 460 p.
15. *Самарский А.А.* Введение в теорию разностных схем. – М.: Наука, 1971. – 552 с.
16. *Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р.* Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – М.: Мир, 1990. – Т. 1. – 384 с.
17. *Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А.* Численное моделирование процессов тепломассопереноса. – М.: Наука, 1984. – 286 с.

Поступила в редакцию 21.07.2015

## **X Международная научно-практическая конференция «Сварка и термическая обработка живых тканей. Теория. Практика. Перспективы»**

27–28 ноября 2015 г., Киев, ИЭС им. Е.О. Патона

Первый день конференции будет посвящен докладам участников, а также презентациям оборудования и инструментария для реализации сварочных и термических технологий в хирургии. Материалы докладов будут опубликованы в специальном выпуске журнала «Клиническая хирургия».

Во второй день конференции будут проведены видео-презентации хирургических операций с использованием электросварочных технологий.

### **Оргкомитет конференции**

ИЭС им. Е.О. Патона НАН Украины, 03680, г. Киев, ул. Боженко, 11

Тел.: 38044 205 24 49. Факс: 38044 205 17 10.

E-mail: lopatkina-kg@ukr.net, office@paton.kiev.ua