



ВЛИЯНИЕ РОДА ГАЗА СПУТНОГО ПОТОКА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ, СОЗДАВАЕМОЙ ПЛАЗМОТРОНОМ С ПРОВОЛОКОЙ-АНОДОМ

М. Ю. ХАРЛАМОВ, канд. техн. наук (Восточноукр. нац. ун-т им. В. Даля, г. Луганск),
чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **В. Н. КОРЖИК**, **С. В. ПЕТРОВ**, доктора техн. наук,
А. И. ДЕМЬЯНОВ, инж. (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Представлена математическая модель процессов тепло- и массопереноса, протекающих при взаимодействии с окружающей газовой средой турбулентного потока дуговой плазмы, создаваемого плазмотроном с проволокой-анодом. Проведен сравнительный численный анализ пространственных распределений тепловых, газодинамических и других характеристик турбулентной струи аргоновой плазмы при ее обдуве ламинарным потоком аргона и воздуха, а также при истечении в покоящийся газ.

Ключевые слова: дуговая плазма, плазмотрон, проволока-анод, математическая модель, численный анализ, турбулентная струя, спутный поток, тепло- и массоперенос

Во многих технических приложениях низкотемпературной дуговой плазмы таких, например, как термообработка поверхности, напыление покрытий, различные плазмохимические и другие процессы, турбулентные потоки плазмы, формируемые электродуговыми генераторами (плазмотронами), истекают во внешнюю газовую среду иного, нежели используемый плазмообразующий газ, химического состава, чаще всего в воздух. При этом поток дуговой плазмы во внешней области может представлять собой как бестоковую плазменную струю (когда оба электрода дуги находятся внутри плазмотрона), так и содержать открытый участок столба дугового разряда (например, в плазмотронах с внешним анодом-проволокой [1], которые используются при плазменно-дуговом напылении покрытий). Кроме того, плазменный поток может истекать как в покоящуюся газовую среду (затопленная струя), так и обдуваться спутным потоком воздуха или защитного (инертного) газа [1]. Во всех случаях состав внешней газовой среды (если он отличается от состава плазмообразующего газа) будет оказывать определенное влияние на характеристики формируемого потока дуговой плазмы. Таким образом, для корректного описания и математического моделирования таких потоков необходимо учитывать смешение плазмообразующего газа с окружающей газовой средой.

В большинстве существующих математических моделей турбулентных плазменных струй последние рассматриваются в условиях истечения в газовую среду с идентичным плазмообразующему газу составом [1–4]. Одно из немногих ре-

шений задачи подмешивания к турбулентной газовой струе окружающего газа иного химического состава приведено в [5] и заключается в использовании условий подобия профилей избыточных температуры и концентрации примеси. Однако данный подход не описывает особенности турбулентного диффузионного пограничного слоя в случае рассматриваемых здесь плазменных потоков и неприемлем для течения сложных конфигураций. Цель данной работы состояла в разработке математической модели, описывающей газодинамику и теплообмен в условиях турбулентного течения дуговой плазмы с учетом процессов конвективной диффузии, имеющих место при смешении плазмообразующего газа с внешней газовой средой (спутным потоком газа), и соответствующего изменения состава, теплофизических свойств и коэффициентов переноса плазмы.

За основу предлагаемой математической модели взята модель для расчета характеристик турбулентного течения дуговой плазмы в плазмотронах с проволокой-анодом, в том числе при наличии обдувающего газового потока [1]. Схема рассматриваемого в настоящей работе плазмотрона представлена на рис. 1. Дуга постоянного тока горит между тугоплавким катодом и токоведущей проволокой, находящейся за срезом сопла плазмотрона на расстоянии Z_2 от начального сечения расчетной области ($z = 0$), расположенного вблизи рабочего конца катода. Предполагается, что весь ток дуги замыкается на проволоку и при $z > Z_2$ имеет место бестоковое инерционное движение плазмы. Подаваемый в плазмформирующее сопло длиной Z_1 и радиусом R_c плазмообразующий газ с расходом G_1 нагревается электрической дугой и истекает во внешнюю газовую среду. Следует отметить, что, изменяя в парамет-

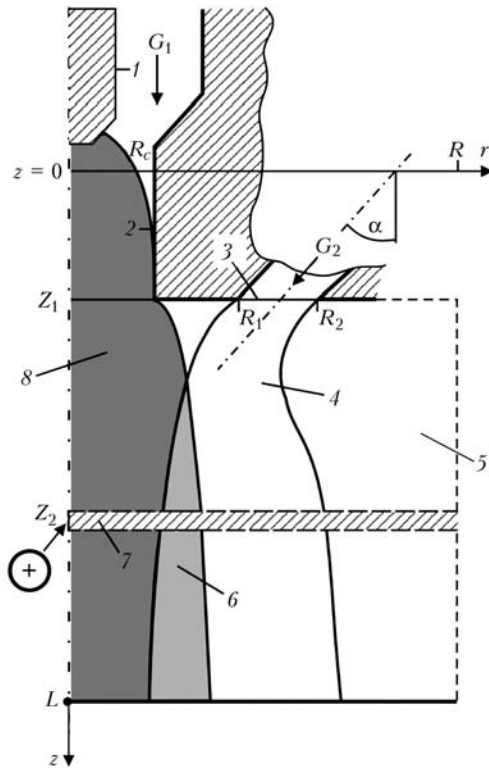


Рис. 1. Схема плазматрона с проволокой-анодом: 1 — катод; 2 — сопло; 3 — канал подачи обдувающего газа; 4 — обдувающий газ; 5 — внешняя газовая среда; 6 — область смешения; 7 — проволока-анод; 8 — дуговая плазма; остальные обозначения см. в тексте

рах модели длину дуги Z_2 , можно смоделировать ее горение внутри сопла плазматрона ($Z_2 < Z_1$), что соответствует плазматрону косвенного действия. Открытый участок течения дуговой плазмы может обдуваться коаксиальным потоком внешнего газа с расходом G_2 . При этом обдувающий газ подается через кольцевой канал $R_1 \leq r \leq R_2$ (рис. 1) под углом α к оси плазматрона (при моделировании истечения дуговой плазмы в покоящийся газ можно положить $G_2 = 0$). Давление во внешней газовой среде предполагается атмосферным. Если составы плазмообразующего газа и внешней газовой среды (обдувающего газа) отличаются, то при $z > Z_1$ начинается их смешение.

Для описания смешения потока дуговой плазмы с внешним газом наряду с обычными допущениями при моделировании подобных течений [1, 6] примем следующие допущения:

плазменная компонента смеси является инертной (плазмообразующий газ — аргон) и не вступает в химические реакции с внешним газом;

смешение плазмообразующего газа с внешней газовой средой иного состава описывается уравнением конвективной диффузии с учетом турбулентной составляющей коэффициента взаимной диффузии компонент;

при обдуве турбулентной плазменной струи коаксиальным ламинарным потоком холодного

газа, этот газ имеет такой же состав, что и окружающая газовая среда.

Для расчета газодинамических, тепловых и электрических характеристик дуговой плазмы, генерируемой рассматриваемым плазматроном, будем использовать систему магнитогидродинамических (МГД) уравнений в приближении турбулентного пограничного слоя, записанную относительно осредненных по времени значений температуры T , радиальной \bar{v} и аксиальной u компонент скорости плазмы с соответствующими начальными и граничными условиями [1]. При определении турбулентных составляющих коэффициентов вязкости и теплопроводности плазмы будем использовать k - ϵ -модель турбулентности, которая для рассматриваемых здесь условий описана в [1]. Указанную систему уравнений дополним уравнением конвективной диффузии плазмообразующего газа во внешней газовой среде:

$$\rho \left(u \frac{\partial m_1}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial m_1}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \rho \bar{D}_{1,2} \frac{\partial m_1}{\partial r} \right), \quad (1)$$

$$m_1 + m_2 = 1.$$

Здесь $m_1(r, z)$ и $m_2(r, z)$ — относительная массовая концентрация соответственно плазмообразующего и внешнего газа в плазменной смеси (здесь и далее индексом 1 будем обозначать характеристики плазмообразующего газа, а индексом 2 — внешнего газа), определяемые как

$$m_i = \frac{\rho_i}{\rho}, \quad (2)$$

где ρ_i — приведенная плотность компонент ($i = 1, 2$), характеризующая их массу в единице объема плазменной смеси; ρ — осредненная плотность смеси; $\bar{D}_{1,2}$ — коэффициент турбулентной диффузии, имеющий вид

$$\bar{D}_{1,2} = D_{1,2} + D_t = D_{1,2} + \frac{\eta_t}{\rho Sm_t}, \quad (3)$$

$D_{1,2}$ — коэффициент взаимной молекулярной диффузии в плазменной смеси; D_t — турбулентная составляющая коэффициента диффузии; η_t — коэффициент турбулентной вязкости, определяемый с помощью k - ϵ -модели турбулентности [1]; Sm_t — турбулентное число Шмидта, которое согласно рекомендациям [4] принималось равным единице.

Коэффициент взаимной диффузии для бинарной плазменной смеси рассчитывали по формуле Чепмена–Энскога [7]:



$$D_{1,2} = 2,66 \cdot 10^{-2} \frac{\sqrt{T^3(M_1 + M_2)/(2M_1M_2)}}{p\sigma_{1,2}^2 \Omega^{(1,1)}(T_{1,2}^*)}, \quad (4)$$

где M_1, M_2 — молекулярная масса соответственно плазмообразующего и внешнего газа; p — давление; $\sigma_{1,2}$ — эффективное сечение столкновений частиц в модели твердых сфер для составляющих смесь газов; $\Omega^{(1,1)}(T^*)$ — функция приведенной температуры $T^* = kT/\varepsilon_{1,2}$, таблица значений которой дана, например, в [7]; k — постоянная Больцмана; $\varepsilon_{1,2}$ — эффективный энергетический параметр в взаимодействии частиц, составляющих смесь газов.

Система МГД уравнений [1], а также уравнение диффузии (1) должны быть дополнены соотношениями, определяющими зависимость термодинамических характеристик, молекулярных коэффициентов переноса и оптических свойств двухкомпонентной плазмы от температуры, давления и концентрации компонент. Подробные таблицы температурных зависимостей этих величин для различных газов приводятся, например, в работах [3, 8]. Для определения молекулярных коэффициентов вязкости и теплопроводности плазменной смеси можно воспользоваться следующими соотношениями [7, 8]:

$$\eta_{см} = \sum_{j=1}^2 x_j^2 \left[x_j^2/\eta_j + 1,385 \sum_{k=1, k \neq j}^2 x_j x_k RT/(PM_j D_{j,k}) \right]^{-1}, \quad (5)$$

$$\chi_{см} = \left(\sum_{j=1}^2 \chi_j x_j + \left[\sum_{j=1}^2 x_j/\chi_j \right]^{-1} \right) / 2, \quad (6)$$

где $\eta_{см}, \eta_j$ — коэффициенты соответственно вязкости смеси и j -й компоненты ($j = 1, 2$); $\chi_{см}, \chi_j$ — коэффициенты соответственно теплопроводности смеси и j -й компоненты; x_j — объемная концентрация j -й компоненты, определяемая соотношением

$$x_j = \frac{m_j/M_j}{\sum_{k=1}^2 m_k/M_k}.$$

Остальные свойства плазмы при смешении приближенно вычислялись следующим образом:

$$\Gamma(T) = m_1 \Gamma_1(T) + m_2 \Gamma_2(T), \quad (7)$$

где $\Gamma = \{\rho, C_p, \sigma, \psi\}$ — соответственно массовая плотность, удельная теплоемкость при постоянном давлении, удельная электропроводность и объемная плотность мощности собственного излучения.

Рассмотрим постановку граничных условий для уравнения конвективной диффузии (1). На оси ($r = 0$) используется условие симметрии

$$\partial m_1 / \partial r = 0. \quad (8)$$

Полагая, что в сопле плазмотрона может находиться только плазмообразующий газ, для входного сечения ($z = 0$ и $0 \leq r \leq R_c$) ставится начальное условие

$$m_1(r, 0) = 1, \quad (9)$$

а на стенках сопла плазмотрона (при $r = R_c$ и $0 \leq z < Z_1$) задается

$$m_1 = 1. \quad (10)$$

На внешних границах открытого участка расчетной области, т. е. при $r = R$ и $z > Z_1$, полагается

$$m_1 = 0. \quad (11)$$

Система МГД уравнений турбулентного пограничного слоя [1] совместно с уравнением конвективной диффузии (1), соотношениями (2)–(7) и соответствующими граничными условиями (8)–(11) позволяет определять газодинамические и тепловые характеристики плазменной струи с учетом изменения свойств плазмы при смешении плазмообразующего газа с внешней газовой средой. По аналогии с уравнениями движения и энергии уравнение (1) решалось методом конечных разностей с использованием основной разностной схемы для интегрирования уравнений пограничного слоя [9].

Математическое моделирование влияния рода внешнего газа на формируемый плазмотроном с проволокой-анодом поток дуговой плазмы проводилось применительно к реальным условиям процесса плазменно-дугового напыления; при этом плазмообразующий газ – аргон, внешняя газовая среда и обдувающий газ – воздух (для сравнения — аргон). Выбирали следующие геометрические параметры расчетной области (см. рис. 1): радиус и длина плазмформирующего канала равны соответственно 1,5 и 3,0 мм; проволока-анод расположена при $z = Z_2 = 9,3$ мм; кольцевой канал для подачи обдувающего газа имеет в выходном сечении ($z = Z_1 = 3$ мм) внутренний радиус 4,78 мм, внешний — 7,22 мм и наклонен под углом $37,5^\circ$ к оси плазмотрона; длина внешней части расчетной области L выбиралась равной 250 мм, а ее радиус $R = 12$ мм. Температура холодных стенок каналов и внешнего газа принималась равной 300 К. Режим работы плазмотрона следующий: ток дуги $I = 200$ А; расход плазмообразующего газа $G_1 = 1$ м³/ч; расход обдувающего газа $G_2 = 20$ м³/ч.

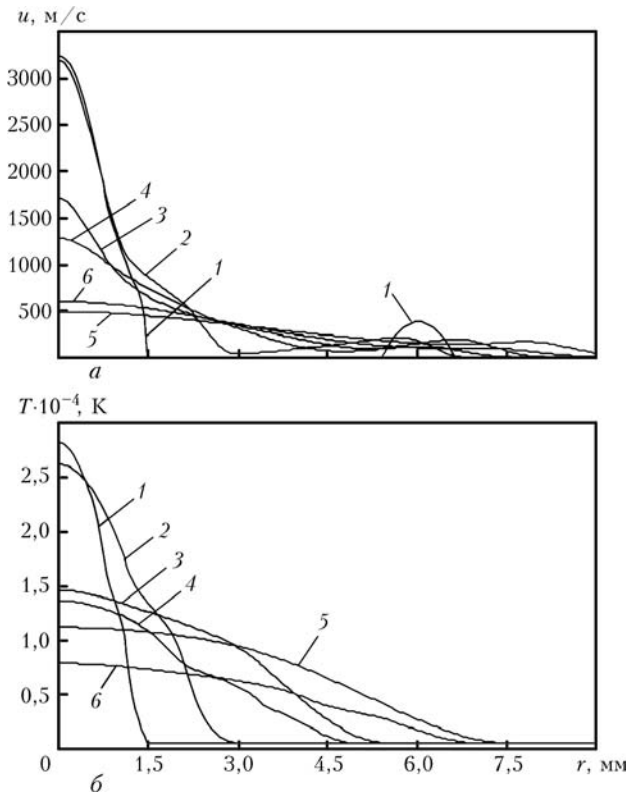


Рис. 2. Радиальное распределение скорости u (а) и температуры T (б) плазмы, обдуваемой кольцевым потоком аргона (1, 2, 3, 5) и воздуха (1, 2, 4, 6), при $I = 200$ А, $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч: 1 — $z = 3$ (срез сопла плазмотрона); 2 — 9,3 (область проволоки-анода); 3, 4 — 50; 5, 6 — 150 мм

Результаты численного моделирования характеристик потока аргоновой плазмы при истечении в воздушную среду и среду аргона как при наличии обдувающего газового потока, так и для соответствующей затопленной струи представлены на рис. 2–7. В частности, на рис. 2–4 показаны

радиальные профили и продольные распределения аксиальной компоненты скорости и температуры плазмы при истечении в каждую из рассматриваемых сред, а также соответствующее распределение концентрации аргона в плазменной струе при ее истечении в воздух. Как следует из этих рисунков, затопленная струя, истекающая в любой из рассматриваемых газов, достаточно быстро расширяется, интенсивно перемешиваясь при этом с внешней газовой средой. Обдув плазменной струи кольцевым ламинарным потоком холодного газа того же состава, что и плазмообразующий, как описывалось в [1], препятствует расширению плазменной струи. Турбулентность частично гасится окружающим струю кольцевым потоком газа, а энергия и импульс струи сохраняются на больших расстояниях, чем для затопленной струи.

Аналогичный результат получен и при обдуве аргоновой плазменной струи спутным потоком воздуха (рис. 2, 3). При этом, как следует из этих рисунков, род внешнего газа не оказывает существенного влияния на скорость потока. В начальных сечениях открытого участка течения температура также изменяется незначительно. Однако в дальнейшем на расстоянии около 25...30 мм от среза сопла аргоновая плазменная струя, обдуваемая воздухом, в результате смешения газов начинает охлаждаться интенсивней, чем струя, обдуваемая аргоном. Открытый участок столба дуги при этом дополнительно сжимается и напряженность электрического поля на внешнем участке дугового разряда несколько возрастает (см. рис. 5).

Влияние состава внешней среды на тепловые характеристики течения дуговой плазмы особенно заметно для затопленной струи, истекающей в воздушное пространство. В этом случае смешение

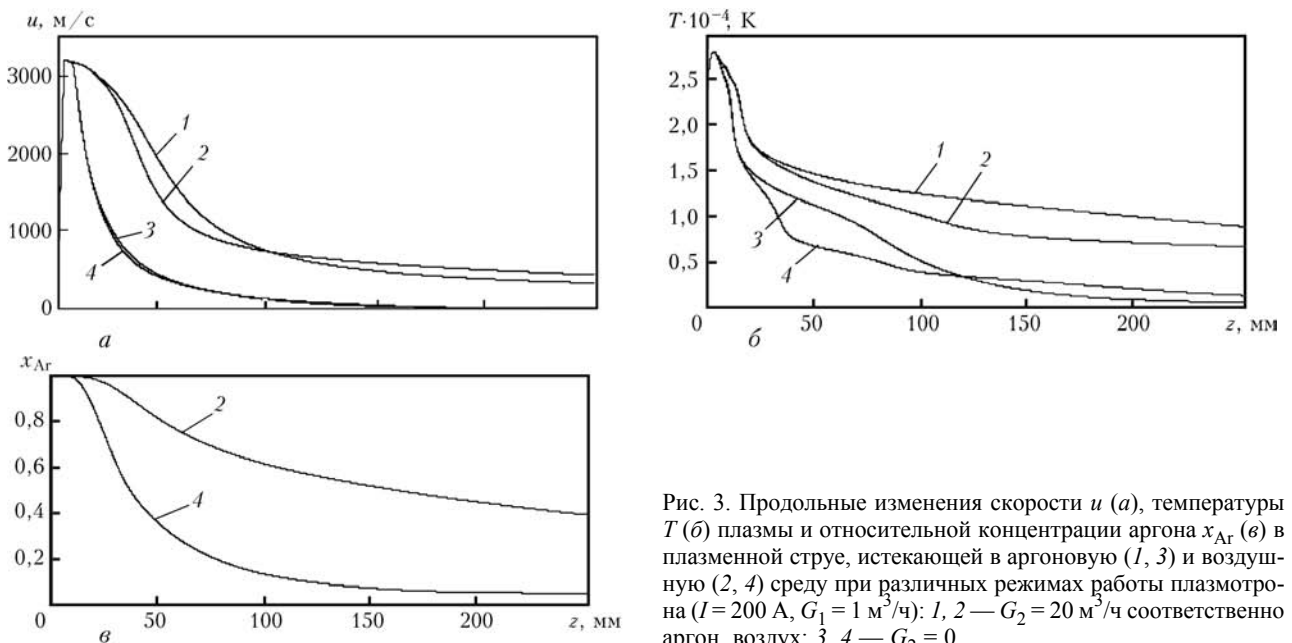


Рис. 3. Продольные изменения скорости u (а), температуры T (б) плазмы и относительной концентрации аргона x_{Ar} (в) в плазменной струе, истекающей в аргоновую (1, 3) и воздушную (2, 4) среду при различных режимах работы плазмотрона ($I = 200$ А, $G_1 = 1$ м³/ч): 1, 2 — $G_2 = 20$ м³/ч соответственно аргон, воздух; 3, 4 — $G_2 = 0$

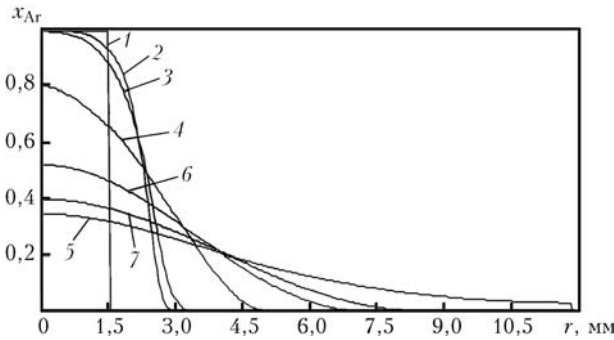


Рис. 4. Профили относительной концентрации аргона в плазменной струе, обдуваемой кольцевым потоком воздуха (1, 2, 4, 6, 7) и истекающей в покоящуюся воздушную среду (1, 3, 5) ($I = 200$ А; $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч): 1 — $z = 3$ (срез сопла плазмотрона); 2, 3 — 9,3 (область проволоки-анода); 4, 5 — 50; 6 — 150; 7 — 250 мм

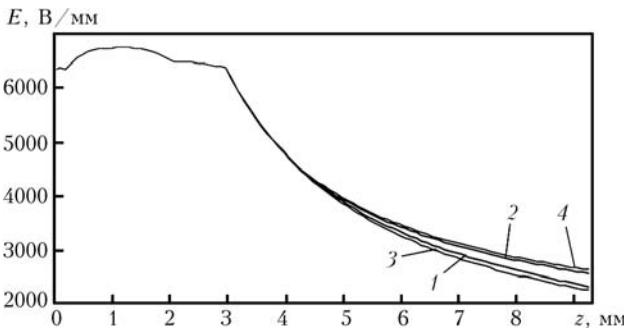


Рис. 5. Продольное изменение напряженности E электрического поля на дуговом участке течения при различных режимах работы плазмотрона: 1–4 — см. на рис. 3

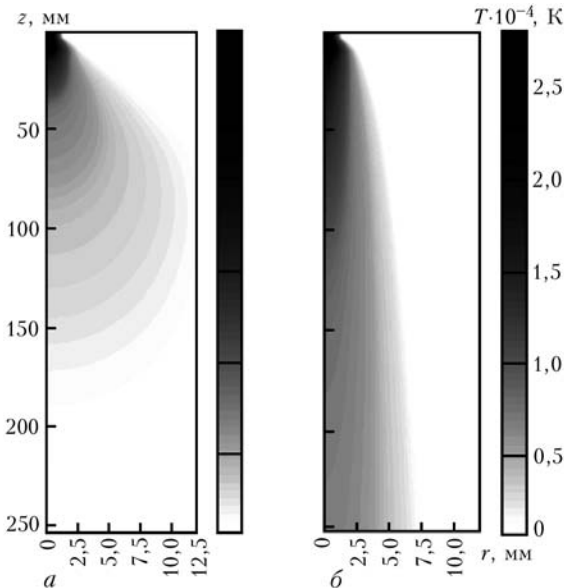


Рис. 6. Распределение температуры аргоновой плазменной струи, истекающей в воздушное пространство без обдува (а) и с обдувом (б)

аргоновой плазмы с воздухом интенсифицируется (см. рис. 3, 4), теплопроводность смеси ввиду больших значений χ для воздуха увеличивается, что приводит к более быстрому снижению температуры струи.

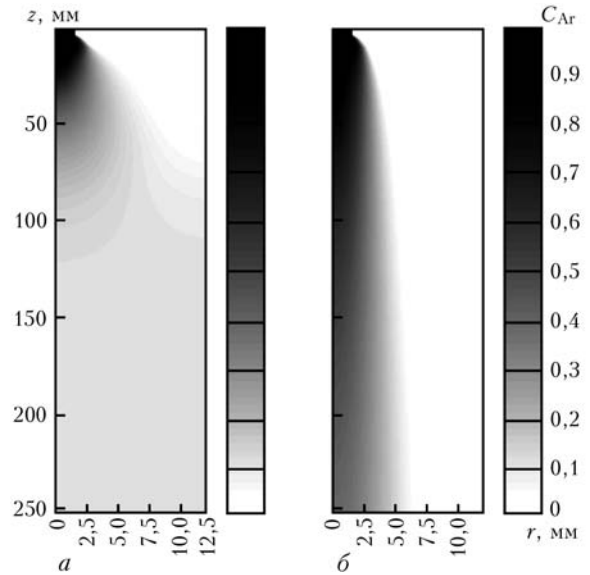


Рис. 7. Распределение относительной концентрации аргона в плазменной струе, истекающей в воздушное пространство без обдува (а) и с обдувом (б)

Соответствующие истечению в воздушную среду поля концентрации аргона и температуры плазмы для обдуваемой ламинарным потоком и затопленной турбулентной плазменной струи показаны на рис. 6, 7. Как следует из результатов моделирования, представленных на этих рисунках, при обдуве струи спутным потоком воздуха происходит перестройка течения. В частности, формируется высокотемпературный след дуги, в котором концентрация аргона остается достаточно высокой. Так, например, на расстоянии около 50 мм от среза сопла концентрация аргона в плазменной смеси превышает 0,8, а на расстоянии 100 мм — 0,6 (см. рис. 3, в; 7). Поперечное сечение обдуваемой струи с увеличением расстояния возрастает незначительно, а ядро струи имеет достаточно равномерное распределение характеристик плазмы.

Выводы

1. Проведенные численные исследования подтверждают широкие возможности предложенной математической модели для расчета характеристик турбулентных потоков дуговой плазмы, взаимодействующих с внешней газовой средой. Данная математическая модель может быть обобщена для случая сложного многокомпонентного взаимодействия различных газов и их смесей, в том числе при наличии химических реакций между компонентами.

2. Затопленная турбулентная струя аргоновой плазмы, истекающая в воздушную среду, достаточно быстро перемешивается с воздухом вследствие ее неограниченного расширения и увеличения теплопроводности образующейся плазмен-



ной смеси она охлаждается интенсивней, чем такая же струя при истечении в покоящийся аргон.

3. Обдув турбулентной струи аргоновой плазмы кольцевым ламинарным потоком холодного воздуха приводит к формированию достаточно узкого относительно высокотемпературного ядра течения, концентрации аргона, в котором остается высокой на значительных расстояниях (около 0,5 на расстоянии 150 мм от среза сопла).

1. *Математическая модель дуговой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом* / М. Ю. Харламов, И. В. Кривцун, В. Н. Коржик и др. // Автомат. сварка. — 2007. — № 12. — С. 14–20.
2. Favalli R. C., Szente R. N. Physical and mathematical modeling of non transferred plasma torches // Brazilian J. of Physics. — 1998. — № 1, Mar. — P. 25–34.

Mathematical model is presented, describing the heat and mass transfer processes occurring in interaction with the ambient gas of the turbulent arc plasma flow generated by plasmatron with an anode wire. Comparative numerical analysis of spatial distributions of heat, gas-dynamic and other characteristics of the turbulent argon plasma jet blown about with laminar argon and air flows, as well as emitted into a quiescent gas, was conducted.

3. *Математическое моделирование электрической дуги* / В. С. Энгельшт, Д. С. Асанов, В. Ц. Гурович и др. — Фрунзе: Илим, 1983. — 363 с.
4. *Теория столба электрической дуги* / Под ред. М. Ф. Жукова. — Новосибирск: Наука, 1990. — 376 с.
5. *Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа*. — М.: Наука, 1973. — 847 с.
6. *Компьютерное моделирование процесса плазменного напыления* / Ю. С. Борисов, И. В. Кривцун, А. Ф. Мужиченко и др. // Автомат. сварка. — 2000. — № 12. — С. 42–51.
7. *Арефьев К. М. Явления переноса в газе и плазме*. — Л.: Энергоатомиздат, 1983. — 112 с.
8. *Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications*. — New York; London: Plenum press, 1994. — Vol. 1. — 467 p.
9. *Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена*. — М.: Наука, 1984. — 286 с.

Поступила в редакцию 27.11.2007



ВНИМАНИЮ ЧИТАТЕЛЕЙ ЖУРНАЛА!

С 1 по 5 октября 2008 г. в Ялте во время проведения традиционной осенней Международной конференции «Современные методы и средства неразрушающего контроля и технической диагностики» состоится научно-технический семинар «Применение современной технологии дальнего действия ультразвукового контроля для мониторинга состояния длинномерных объектов с ограниченным доступом».

Используемые на протяжении последних пятидесяти лет методы контроля протяженных инженерных сооружений имеют основной недостаток: с определенного места может быть проконтролирована только небольшая по площади зона с максимальными размерами, измеряемыми десятками миллиметров. Это значит, что для контроля больших конструкций таких, как трубопровод и трубные конструкции, мостовые канаты, рукавные части морских оснований и др., необходимы большие временные и финансовые затраты. Кроме того, эти методы контроля требуют доступа непосредственно ко всем участкам конструкции в целом.

Сегодня несомненно актуальной является задача разработки и внедрения новых технологий для диагностики и контроля протяженных инженерных сооружений (нефте- и газопроводы, железнодорожные рельсы, морские основания, вантовые мосты, плоские речные сваи и волнобойные стенки).

Одной из таких технологий является метод дальнего действия ультразвукового контроля (LRUT), который основан на использовании направленных волн, способных распространяться на большие расстояния от места закрепления датчиков, что позволяет по эхосигналам обнаруживать, к примеру, коррозионные поражения. Термин «направленная волна» в неразрушающем контроле означает волну с высокочастотной модой, распространяющуюся вдоль пластин и труб. Эти волны характеризуются небольшим затуханием, так как энергия при распространении концентрируется между нижней и верхней поверхностями трубы. При неразрушающем контроле трубопроводов направленными волнами используется именно их способность распространяться на большие расстояния, что позволяет контролировать от нескольких метров до нескольких десятков метров трубы. По сравнению с традиционными методами контроля производительность контроля направленными волнами намного выше, а стоимость ниже.

С целью развития этой технологии, разработки новых технологических инструментов — датчиков и систем дальнего действия ультразвукового контроля, предназначенных для обнаружения дефектов и коррозионных поражений и внедрения их в практику неразрушающего контроля, 23 научные организации из 12 европейских стран выполняют проект «Мониторинг состояния объектов посредством дальнего действия ультразвука (LRUCM)» (в оригинале — Long Range Ultrasonic Condition Monitoring), который включен в 6-ую Рамочную Программу Европейского Союза. Ведущей организацией Консорциума является Британский институт сварки (TWI). Украинское общество неразрушающего контроля и технической диагностики является одним из участников проекта и выполняет задачи по продвижению данной технологии в Украине и странах СНГ.

По вопросу участия в работе конференции и семинара следует обращаться в Оргкомитет конференции:

02094, г. Киев, ул. Минина, 3, к. 47, тел./факс: (+38 044) 573 30 40, +38 067 708 93 95

E-mail: office@conference.kiev.ua, www.conference.kiev.ua

Почтовый адрес: 02094, г. Киев, а/я 41