

---

УДК 621.971.01:517

**З. Х. Борукаев**, канд. техн. наук,  
Ин-т проблем моделирования  
в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины  
(Украина, 03164, Киев, ул. Генерала Наумова, 15,  
тел. (044) 4241063, E-mail: ipme@ipme.kiev.ua)

### **Компьютерное моделирование термогазодинамических процессов в плазмoeлектродной системе с трубчатым электродом \***

Предложена математическая модель процесса термогазодинамического взаимодействия электродуговой плазмы с трубчатым электродом в плазмoeлектродной системе в виде начально-краевой задачи и получена ее конечно-разностная схема для численного исследования указанного процесса. Приведены результаты компьютерного моделирования, полученные при решении исследовательской задачи — установлении причины несанкционированного обрыва сварочной дуги в установке для прессовой магнито-дуговой сварки.

Запропоновано математичну модель процесу термогазодинамічної взаємодії електродугової плазми з трубчастим електродом в плазмoeлектродній системі у вигляді початково-крайової задачі та отримано її кінцево-різницеву схему для чисельного дослідження зазначеного процесу. Наведено результати комп'ютерного моделювання, отримані при вирішенні дослідного завдання — встановлення причини несанкціонованого обриву зварювальної дуги в установці для пресового магніто-дугового зварювання.

*К л ю ч е в ы е с л о в а:* математическая модель, компьютерная модель, термогазодинамический процесс, давление, плотность, температура, дуга, сварка, плазма.

С развитием технических средств автоматической сварки все более актуальной становится проблема построения таких компьютерных моделей для проведения вычислительных экспериментов, которые позволяют минимизировать затраты на натурные эксперименты на реальных сварочных установках. Одной из таких установок является установка для прессовой магнито-дуговой сварки (ПМДС) [1].

Рассмотрим термогазодинамическую версию построения упрощенной математической модели процессов взаимодействия дуговой однотемпературной плазмы с электродом в плазмoeлектродных системах (ПЭС) на примере сварки металлических труб в воздушной среде в установке для

---

\* Вычислительные эксперименты проведены на компьютерной модели, разработанной С. З. Шихалиевым.

ПМДС, а также средства ее численной реализации для последующего их использования при разработке компьютерной модели.

На одном из предыдущих этапов разработки предлагаемой модели при исследовании причины возникновения дефекта работы установки ПМДС, заключающегося в несанкционированном обрыве сварочной дуги, рассмотрена зависимость указанной причины обрыва от способа управления вращением дуги силой Лоренца при взаимодействии внешнего управляющего магнитного поля (УМП) и рабочего тока дуги. Однако в процессе разработки модели УМП [2] стало очевидным, что внешнее магнитное поле непосредственно на причину возникновения дефекта установки не влияет.

Существуют различные взгляды на природу причины преждевременного обрыва дуги, в соответствии с которыми создают модели для исследования причин возникновения указанного дефекта. Предлагаемая математическая модель — одна из возможных.

**Математическая модель термогазодинамики взаимодействия электродуговой плазмы с трубчатым электродом.** Построим математическую модель течения плазменного потока в межэлектродном пространстве для вектора скорости  $V = (V_{rz}, w)$ ,  $V_{rz} = (u, v)$ , где  $u$  и  $v$  — продольная (вдоль аксиальной оси  $Oz$ ) и поперечная (вдоль радиальной оси  $Or$ ) скорости,  $u = u(r, z, t)$ ,  $v = v(r, z, t)$ ,  $(r, z, t) \in \omega^V$ ;  $\rho$  и  $p$  — плотность и давление определенные на  $\omega^V$ ,  $\rho = \rho(r, z, t)$ ,  $p = p(r, z, t)$ . Функциональная схема термогазодинамического взаимодействия электродуговой плазмы с трубчатыми электродами представлена на рис. 1 (см. вклейку).

Для расчета параметров дугового плазменного потока используем консервативную форму уравнений импульса в естественных переменных, умноженных на  $r$ . Преобразование неконсервативной формы этих уравнений в консервативную рассмотрим подробно лишь для продольной компоненты импульса (для уравнения  $z$ ), уравнения для  $r$  и  $\varphi$  запишем по аналогии с первым. Векторное уравнение движения дуговой воздушной массы в межэлектродном пространстве запишем в неконсервативной форме так:

$$\frac{DV}{Dt} = f, \quad (1)$$

где левая часть уравнения — субстанциональная производная вектора скорости воздушного потока,

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{\partial V}{\partial t} + V \cdot \nabla V,$$

а правая — сумма соответственно сил давления, лоренцевой силы и сил трения,  $f = f_p + f_E + f_\tau$ ;

$$f^\alpha = f_p^\alpha + f_E^\alpha + f_\tau^\alpha, \quad f_p^\alpha = -\frac{\partial p}{\partial \alpha}, \quad f_\tau^\alpha = -\nabla \tau^\alpha, \quad \alpha = z, r, \varphi,$$

$$f_E^z = j_r \times B_\varphi, \quad f_E^r = -j_z \times B_\varphi, \quad f_E^\varphi = -(j_z \times B_r - j_r \times B_z). \quad (2)$$

Последнее равенство в (2) с учетом того, что  $j_z \times B_r \gg j_r \times B_z$ , заменим приближенным  $f_E^\varphi \approx -j_z \times B_r$ .

Тензор напряжений  $\tau$  в (2) представим трехмерным вектором  $\tau = (\tau^z, \tau^r, \tau^\varphi)$  с двухкомпонентными координатами  $\tau^z = (\tau_{zz}, \tau_{zr})$ ,  $\tau^r = (\tau_{rz}, \tau_{rr})$ ,  $\tau^\varphi = (\tau_{\varphi z}, \tau_{\varphi r})$  [3]:

$$\tau_{zz} = -\mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot V) \right], \quad \tau_{zr} = \tau_{rz} = -\mu \left[ 2 \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right],$$

$$\tau_{rr} = -\mu \left[ 2 \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot V) \right], \quad \tau_{\varphi z} = -\mu \left[ \frac{\partial w}{\partial z} \right], \quad \tau_{\varphi r} = -\mu \left[ r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{w}{r} \right) \right],$$

где

$$\nabla \cdot a = \frac{\partial a}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial ra}{\partial r}, \quad a = (a_z, a_r); \quad (3)$$

$\mu$  — динамическая вязкость.

С учетом введенных обозначений,  $z$  уравнение из (1) может быть представлено в виде

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{v}{r} \frac{\partial uv}{\partial r} \right) = f^z. \quad (4)$$

Уравнение (4), в свою очередь, с учетом уравнения сплошности среды  $\partial \rho / \partial t + \nabla(\rho V) = 0$ , записываем в консервативной форме [3]:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \rho u v}{\partial r} = f^z.$$

После умножения последнего уравнения на  $r$  получим требуемую запись  $z$  уравнения в естественных переменных:

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} u u}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial \bar{\rho} u v}{\partial r} = \bar{f}^z, \quad (5)$$

$$\hat{a} = ra (a = \rho, f_p^z, f_\tau^z, B), \quad \bar{f}_E = j_\varphi \bar{B}_{r\varphi} \cong 0, \quad j_\varphi \cong 0, \quad \bar{f}_\tau^z = \frac{\partial \bar{\tau}_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zr}}{\partial r},$$

или, обозначив  $a = (a_z, a_r)$ ,  $\bar{\nabla} = r \nabla$ ,

$$\bar{V} = rV, \quad \bar{\nabla} a = r \nabla a = \frac{\partial \bar{a}_z}{\partial z} + \frac{\partial \bar{a}_r}{\partial r} = \bar{\nabla} \bar{a}.$$

Следует заметить, что в уравнении (5), записанном с использованием цилиндрических координат  $z$  и  $r$ , дифференциальные операторы — декартовы (ср. с (3)):

$$\bar{\nabla} \bar{a} = \frac{\partial \bar{a}_z}{\partial z} + \frac{\partial \bar{a}_r}{\partial r}, \quad a = (\bar{a}_z, \bar{a}_r).$$

Поэтому окончательно  $z$  уравнение выглядит так:

$$\frac{\partial \bar{\rho} u}{\partial t} + \bar{\nabla} [(\bar{\rho} u) \bar{V}] = \bar{f}^z. \quad (6)$$

Аналогично можно записать  $r$  и  $\varphi$  уравнения:

$$\frac{\partial \bar{\rho} v}{\partial t} + \bar{\nabla} [(\bar{\rho} v) \bar{V}] = \bar{f}^r, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} w}{\partial t} + \bar{\nabla} [(\bar{\rho} w) \bar{V}] = \bar{f}^\varphi. \quad (8)$$

Для получения расчетных формул запишем третьи слагаемые правых частей уравнений (6) — (8):

$$\begin{aligned} \bar{f}_\tau^z &= -\left( \frac{\partial \bar{\tau}_{zz}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zr}}{\partial r} \right), \quad \bar{f}_\tau^r = -\left( \frac{\partial \bar{\tau}_{rz}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\tau}_{rr}}{\partial r} \right), \quad \bar{f}_\tau^\varphi = -\left( \frac{\partial \bar{\tau}_{\varphi z}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\tau}_{\varphi r}}{\partial r} \right), \\ \bar{\tau}_{zz} &= -\mu \left[ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{2}{3} (\bar{\nabla} \cdot \bar{V}) \right], \quad \bar{\tau}_{zr} = \bar{\tau}_{rz} = -\mu [\bar{\nabla} \cdot \bar{V} - v], \\ \bar{\tau}_{rr} &= -\mu \left[ 2 \left( \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - v \right) - \frac{2}{3} (\bar{\nabla} \cdot \bar{V}) \right], \\ \bar{\tau}_{\varphi z} &= -\mu \left[ r \frac{\partial w}{\partial z} \right], \quad \bar{\tau}_{\varphi r} = -\mu \left[ r \frac{\partial w}{\partial r} \right], \quad \bar{\tau}_{\varphi r} = -\mu \left[ \frac{1}{r} \left( \frac{\partial w}{\partial r} - w \right) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Система уравнений (6)—(9) может быть представлена в векторном виде так же, как уравнения количества движений при неконсервативной форме записи. В работе [4] приведена векторная запись уравнений импульса, которая с учетом введенных выше обозначений имеет вид

$$\frac{\partial \rho V}{\partial t} = -\nabla [\bar{V} V] - \nabla p - [\nabla \cdot \tau]. \quad (10)$$

При этом сказано, что произведения  $\nabla [\bar{V} V]$  и  $[\nabla \cdot \tau]$  вследствие тензорной природы величин  $\rho V$  и  $\tau$  нельзя рассматривать как обычные дивергенции. Однако их физическая интерпретация аналогична интерпретации произведения  $[\nabla \cdot \rho V]$  [4].

Полная постановка сформулированной задачи включает также уравнения сохранения массы (уравнение неразрывности) —  $\partial\rho/\partial t + \nabla \cdot V = 0$ , состояния —  $p = R\rho\theta$ , где  $R$  — универсальная газовая постоянная (для воздуха  $R = 0,287$ ), и уравнения сохранения энергии в неконсервативной форме —

$$c_V \rho \left( \frac{\partial\theta}{\partial t} + V \cdot \nabla\theta \right) = \nabla(\lambda \nabla\theta) + \gamma / j^2,$$

где  $c_V$  и  $g$  — удельные теплоемкость при постоянном объеме и проводимость среды,  $c_V = c_V(\theta)$ ,  $g = g(\theta)$ ;  $j$  — вектор объемной плотности тока.

**Начальные и граничные условия.** Поиск эффективных методов решения тепловой задачи, требует очень большого объема вычислений и, следовательно, процессорного времени. При низкой производительности процессоров предыдущих поколений такой объем вычислений неприемлем. В связи с этим было принято решение подготовить базу начальных данных для решения полной задачи, включающей гидродинамику дуговой плазмы, и проведены соответствующие расчеты. В результате получены поля магнитной напряженности (индукции), температуры и трех составляющих вектора объемной плотности тока для некоторых фиксированных моментов времени  $t'$ ,  $t''$ , ... без учета процессов гидродинамики, т.е. электромагнитно-тепловая задача решалась для «стоячей дуги».

Подобные задачи уже были исследованы [5, 6]. Расчет параметров стоячей дуги скорее вынужденная процедура, чем необходимая, так как до настоящего времени недостаточно изучена физика и характеристики плазмы.

В качестве начальных приняты следующие условия (рис. 2):

область задания искомых функций —  $0 \text{ мм} \leq z \leq 30 \text{ мм}$ ;  $0 \text{ мм} \leq r \leq 48 \text{ мм}$ ;

температура ( $r, z \in \omega^0$ ),  $-\theta(r, z, t_0) = \theta^0$ ,  $r, z \in \omega^0$ ,  $t_0 = 1 \text{ с}$ ;

параметры течения дуговой плазмы (рис. 3 ( $r, z \in \omega^V$ )),  $u(r, z, t_0) = u^0 \equiv 0$ ,  $v(r, z, t_0) = v^0 \equiv 0$ ,  $w(r, z, t_0) = w^0 \equiv 0$ ,  $\rho(r, z, t_0) = \rho^0 \equiv \text{const} = 0,25$ ,  $p(r, z, t_0) = R\rho\theta^0(r, z, t_0)$ .

Задание начальных условий для плотности по экспериментальной зависимости  $\rho(r, z, 0) = \rho(\theta)$  приводит к неустойчивости вычислительного процесса [6].

Граничные условия для искомых переменных термогазодинамики в областях, представленных на рис. 2 и 3, следующие:

температура

на контуре  $A B C D E I$  — условия адиабатичности —  $\partial\theta/\partial n = 0$ ;

на осях  $O r$  и  $O z$  — условия симметрии —  $\partial\theta/\partial z = 0$  (линия  $A$ ) и  $\partial\theta/\partial r = 0$  (линия  $I$ );

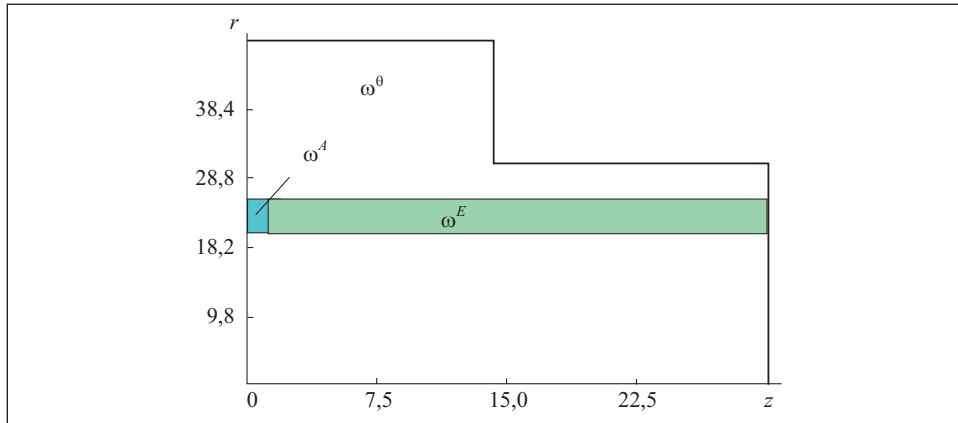


Рис. 2. Области задания температуры и магнитной напряженности (индукции) УМП  $\omega^\theta$ , а также магнитной напряженности, создаваемой током дуги,  $\omega^{H\phi} = \omega^E \cap \omega^A$

*продольная массовая скорость*  $\rho u$  по участкам границы расчетной области

$A$  —  $\partial \rho u / \partial z = 0$  (прямолинейность потока),

$B$  —  $\partial \rho u / \partial r = 0$  (пространственная стабилизация потока),

$C$  и  $D$  —  $\rho u = 0$  (условие прилипания),

$E$  —  $\partial \rho u / \partial z = 0$  (пространственная стабилизация потока),

$I$  —  $\partial \rho u / \partial r = 0$  (условие аксиальной симметрии потока),

$G, H$  и  $F$  —  $\rho u = 0$  (условие прилипания);

*поперечная массовая скорость*  $\rho v$  по участкам границы расчетной области

$A$  —  $\rho v = 0$  (прямолинейность потока),

$B$  —  $\partial \rho v / \partial r = 0$  (пространственная стабилизация потока),

$C$  и  $D$  —  $\rho v = 0$  (условие прилипания),

$E$  —  $\partial \rho v / \partial z = 0$  (пространственная стабилизация потока),

$I$  —  $v = 0$  (прямолинейность линии тока),

$G, H$  и  $F$  —  $\rho v = 0$  (условие прилипания);

давление на линиях  $B, E, F, G$  —  $\partial p / \partial n = 0$ .

*окружная массовая скорость*  $\rho w$  по участкам границы расчетной области

$A$  —  $\partial \rho w / \partial z = 0$  (максимум скорости вращения),

$B$  —  $\partial \rho w / \partial r = 0$  (пространственная стабилизация потока),

$C, D, G, H$  и  $F$  —  $\rho w = 0$  (условие прилипания),

$E$  —  $w = 0$  (нет вращения дуги),

$I$  —  $w = 0$  (прямолинейность линии тока).

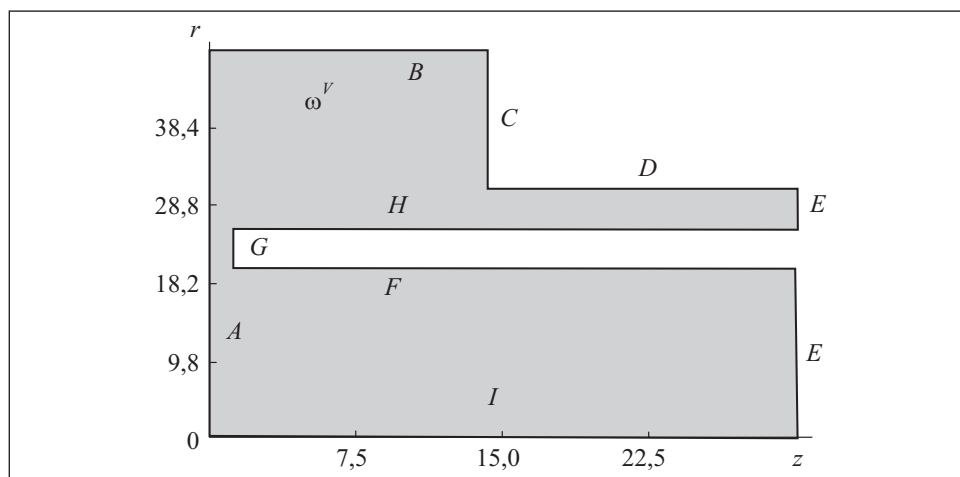


Рис. 3. Область задания параметров газового потока

**Разностные аппроксимации. Сетки, сеточные функции.** Исследуемый процесс наблюдался на промежутке времени  $[t_0, T]$ ,  $t_0 = 1$  с,  $T = 1,001$  с с шагом интегрирования  $\Delta t = 10^{-7}$  с, т.е. решение задачи потребовало 10 000 временных шагов. Аппроксимации функций и операторов задачи реализованы на существенно неравномерных разнесенных сетках ячеистой структуры [3, 7], насчитывающей  $n_r$  и  $n_z$  ячеек соответственно в радиальном и аксиальном направлениях:  $157 (n_r) \times 129 (n_z)$ .

Значения  $z$  и  $r$  скоростей и их массовые эквиваленты определены соответственно в точках  $A$ ,  $D$  и  $B$ ,  $E$  (рис. 4). Скорость вращения дуги определена в точке  $C$  и в этой же точке определены тангенциальная составляющая напряженности магнитного поля тока дуги, плотность, давление и температура. При этом значения плотности в выражениях для массовой скорости не интерполировались.

**Разностные операторы.** При вычислении правых частей уравнений использован оператор дивергенции с правосторонними разностями, а в формулах (9) для напряжений — противопоточные разности:

$$\bar{f}_\tau^z = -\nabla^+ \tau^z, \quad \bar{f}_\tau^r = -\nabla^+ \tau^r, \quad \bar{f}_\tau^\varphi = -\nabla^+ \tau^\varphi.$$

Разностные формулы для напряжений  $\bar{\tau}_{zz}$  и  $\bar{\tau}_{zr}$  в точке  $C$  имеют вид

$$\bar{\tau}_{zz} = -\mu \left[ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{2}{3} (\bar{\nabla} \cdot \bar{V}) \right] \approx -\mu_{i,k} \left[ 2^* \frac{(\bar{\rho}_{i,k} \bar{u}_{i,k} - \bar{\rho}_{i,k-1} \bar{u}_{i,k-1})}{h_k^z} - \frac{2}{3} \left( \frac{(\bar{\rho}_{i,k} \bar{u}_{i,k} - \bar{\rho}_{i,k-1} \bar{u}_{i,k-1})}{h_k^z} + \frac{(\bar{\rho}_{i,k} \bar{v}_{i,k} - \bar{\rho}_{i-1,k} \bar{v}_{i-1,k})}{h_i^r} \right) \right],$$

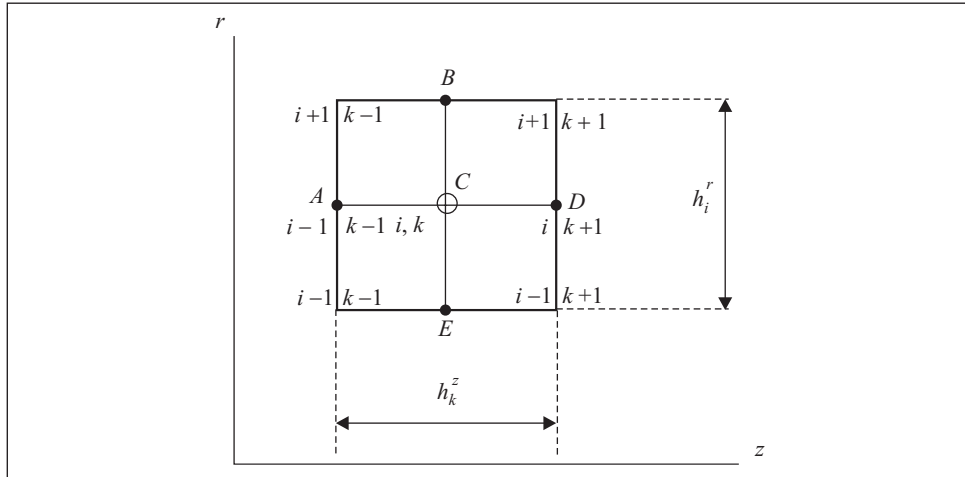


Рис. 4. Расчетная ячейка сетки  $w_h$

$$\bar{\tau}_{zr} = \bar{\tau}_{rz} = -\mu [\bar{\nabla} \cdot \bar{V} - v] \approx -\mu \left[ \frac{(\bar{\rho}_{i,k} \bar{u}_{i,k} - \bar{\rho}_{i,k-1} \bar{u}_{i,k-1})}{h_k^z} + \frac{(\bar{\rho}_{i,k} \bar{v}_{i,k} - \bar{\rho}_{i-1,k} \bar{v}_{i-1,k})}{h_i^r} - v_{i,k} \right].$$

Использованные здесь операторы  $\bar{\nabla}(u\bar{V})$ ,  $\bar{\nabla}\bar{V}$ ,  $\bar{\nabla}^+\tau^z$  реализуют разностные формулы: вторую против потока, обеспечивающую транспортируемость и консервативность расчета конвекции [3], и первую (обычную) против потока и по потоку. Последний оператор (с разностями по потоку) использован и для вычисления градиента давления.

С учетом разнесенности сеток и выбранного порядка определения переменных непосредственно в ячейке метод имеет второй порядок аппроксимации по пространственным переменным в случае уравнений с постоянными коэффициентами.

**Результаты компьютерного моделирования.** Рассмотренные выше средства математического и численного моделирования, а также программное обеспечение их реализации легли в основу разработанной компьютерной модели термогазодинамических процессов в ПЭС с трубчатый электродом. Основное назначение компьютерных моделей такого класса, наряду с сокращением затрат на проведение весьма дорогостоящих натуральных экспериментов заменой их вычислительными экспериментами, состоит в обеспечении разработчикам плазмoeлектродных систем возможности интерактивного визуального наблюдения за изменениями во времени динамических характеристик и параметров исследуемых процес-



сов. Программное обеспечение, реализующее компьютерную модель, максимально удовлетворяет информационные потребности пользователя в моделируемом процессе.

Рассмотрим результаты проведенных на компьютерной модели вычислительных экспериментов, связанные с установлением причины несанкционированного обрыва сварочной дуги в ПМДС [1,2]. Некоторые из них могут помочь, если не установить причину обрыва дуги до момента достижения требуемого качества сварного шва, то хотя бы определить направление проведения натуральных экспериментов, которые позволят найти способ устранения дефекта установки ПМДС.

В работе [8, рис. 1] представлено распределения температуры и вектора объемной плотности тока, определенного лишь на части области задания температуры в момент времени  $t = T = 1,001$  с («каналовая» модель электромагнитного поля). На шкале температуры значениям, превышающим 8 кС, соответствует черный цвет, чтобы обратить внимание пользователя на то, что расчетная температура вышла за пределы допустимой и тем самым предупредить о возможных ошибках в расчете или при задании входных данных.

На рис. 5 (см. вклейку) виден резкий перепад давления между приторцевой областью и областью над внешней поверхностью электрода. Это позволяет сделать вывод о том, что отмеченный перепад давления может быть причиной обрыва дуги.

На рис. 5 и 6 (см. вклейку) изображены температурное поле, а также поля давления и плотности в выделенной части расчетной области, ограниченной значениями  $0 \leq z \leq 4$  мм,  $15 \text{ мм} \leq r \leq 30$  мм. Однако, как следует из формулировки задачи, расчетной является область  $0 \leq z \leq 30$  мм,  $0 \leq r \leq 48$  мм.

Как видно из рис. 5, 6, распределение давления и плотности дуговой плазмы в окрестности внешней кромки торца электрода позволяет предположить, что предлагаемая версия обрыва дуги небезосновательна. Известно предположение о том, что причину обрыва дуги следует искать, изучая распределение поля электрических зарядов в межэлектродном зазоре. Не отвергая это предположение, можно считать, что одна версия дополняет другую.

Версия, основанная на применении уравнений термогазодинамики, подтверждением которой являются результаты компьютерного моделирования, может рассматриваться как причина прерывания процесса сварки при совпадении во времени максимумов абсолютных значений разностей давления и плотности в приторцевой зоне электродов. Это может быть и результатом превышения скорости вращения дуги (действующей на нее центробежной силы, прямо пропорциональной радиусу кругового сече-

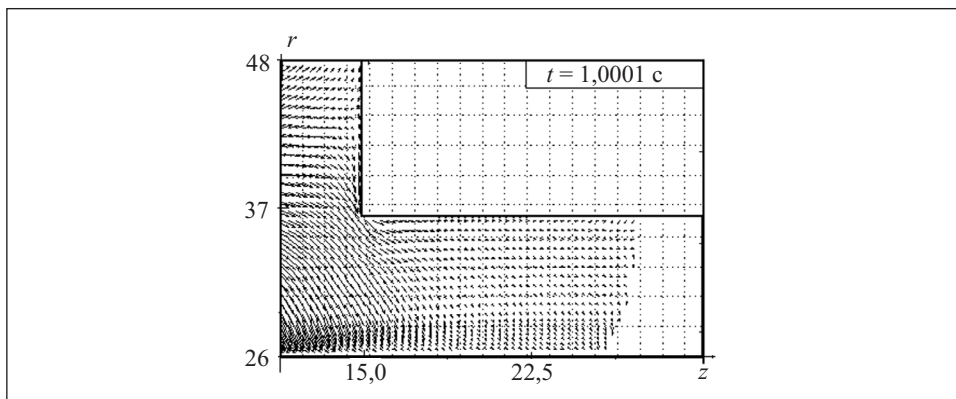


Рис. 7. Распределение скорости течения плазменного потока

ния электрода) и приводить к выбросу частиц приторцевой дуговой массы и вместе с ней элементарных токов (потоков электрических зарядов) за пределы плоскости привязки дуги с последующим прекращением ее существования.

На рис. 7 представлена картина распределения скорости  $V_{r,z}$  в области течения дуговой плазмы вблизи катушки управления. Представление поля скорости  $V_{r,z}$  на всей области течения не возможно вследствие существенного различия ее значений в различных точках течения, что приводит к эффекту «наложения» векторов и, как следствие, к нечеткости картины течения. Поэтому на рис. 7 зафиксирована скорость течения в момент времени  $t = 0,0001$  с, а не  $t = 0,001$  с, как при распределении полей на рис. 5, 6.

В работе [8, рис. 3] представлена группа графиков динамических характеристик потока в одной из точек потока.

## Выводы

Анализируя результаты проведенных вычислительных экспериментов, можно предположить, что причиной дефекта установки для ПМДС является перепад давления в межэлектродном промежутке и в ближайшей к нему достаточно обширной области над внешней кромкой торца электрода (см. рис. 6).

Полученные результаты моделирования позволяют предполагать, что компьютерная модель достаточно наглядно отражает моделируемый процесс термогазодинамического взаимодействия электродуговой плазмы с трубчатым электродом в установке для ПМДС.

A mathematical model of thermal gas dynamic interaction of electric arc plasma with a tubular electrode in plasma-electrode system in the form of an initial-value problem is proposed and its finite difference scheme for numerical analysis of the process is obtained. The results of computer simulation obtained when solving the research task — to determine the cause of unauthorized breakage of the arc in the unit for press-magnet-arc welding are presented.

1. Кучук-Яценко С. И., Кузнецов П. В., Игнатенко В. Ю., Котерев С. А. Управление дугой, движущейся в узком зазоре под действием магнитного поля при сварке труб// Автоматическая сварка. — 1987. — № 10. — С. 27—31.
2. Борукаев З. Х., Зубко В. П., Шихалиев С. З. Численная модель управляющего магнитного поля в установке для прессовой сварки труб//Электрон. моделирование. — 1994. — 16, № 3. — С. 83—87.
3. Роуч П. Д. Вычислительная гидродинамика. — М. : Мир, 1980. — 616 с.
4. Берд Р., Стюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса. — М. : Химия, 1974. — 688 с.
5. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Гл. ред. В. Е. Фортов. — М. : Наука / Интерпериодика, 2000.
6. Энгельшт В. С., Гурович В. И., Десятков Г. А. и др. Теория столба электрической дуги (Низкотемпературная плазма). — Новосибирск : Наука, Сиб. отд-ние, 1990. — 376 с.
7. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкости. Т. 1, 2. — М. : Наука, 1991. — 335 с.
8. Борукаев З. Х., Евдокимов В. Ф., Шихалиев С. З. Некоторые результаты компьютерного моделирования динамики взаимодействия сварочной дуги, вращающейся в радиальном магнитном поле, с трубчатым электродом//Электрон. моделирование. — 2010. — 32, № 3. — С. 117—123.

Поступила 16.11.10;  
после доработки 02.03.11

*БОРУКАЕВ Зелим Харитонович, канд. техн. наук, ст. науч. сотр., зав. отделом Ин-та проблем моделирования в энергетике им. Г. Е. Пухова НАН Украины. В 1971 г. окончил Ростовский госуниверситет. Область научных исследований – математическое моделирование физических полей и процессов, моделирование информационных процессов и систем.*

