

УДК 537.523 (575.2) (04)

МОДЕЛЬ ПЛОСКОЙ ДВУХСТРУЙНОЙ РАВНОВЕСНОЙ ДУГИ

Э.Б. Кулумбаев – докт. физ.-мат. наук

В.Ф. Семенов – канд. физ.-мат. наук

The results and a model of calculation of flat two-jet electric arc features depending on a linear current intensity and gas consumption are given.

Введение. В настоящее время широкое применение в плазменной технологии находят много-сопловые электродуговые генераторы [1, 2], среди которых выделяются двухструйные плазмотроны [3]. В отличие от плазмотронов линейной схемы [2, 4] значительная часть двухструйной дуги находится в открытом пространстве, где ее характеристики зависят от большего числа свободных параметров [2, 3]: взаимного расположения, размеров и геометрии электродных сопел, независимости газоснабжения электродных узлов и рабочего пространства, воздействия внешнего магнитного поля и др. [2]. Это позволяет эффективно регулировать выделяемой в дуге мощностью и управлять движением, расположением и протяженностью участков дуги в области слияния токоведущих струй. Разработка таких схем вызвана технологической необходимостью непосредственного воздействия электрической дуги на обрабатываемый дисперсный материал или поверхность изделия.

1. Особенности горения двухструйной дуги. Двухструйный плазмотрон состоит из катодного и анодного сопел, оси которых располагаются в одной плоскости под некоторым углом $\beta \leq 90^\circ$ (рис. 1). В каждое сопло подается плазмообразующий газ с заданным расходом G_K и G_A , где происходит его интенсивный нагрев и ускорение. При вытекании из электродных насадков плазменные струи взаимодействуют друг с другом, замыкают токопроводящий канал дуги и образуют общий поток плазмы (рис. 1).

Экспериментальные исследования двухструйного плазмотрона с неподвижными опорными пятнами дуги показывают [3], что конфигурация двух токоведущих струй существенно зависит от расхода газа, силы тока, угла и расстояния между осями электродных узлов. При малых расходах ($G = G_K + G_A < 0.1$ г/с) плазменные струи значительно искривляются и благодаря электромагнитному отталкиванию зона слияния струй представляет собой два расходящихся потока плазмы. В качестве примера на рис. 2 приведены фотографии катодного и анодного потоков плазмы двухструйного плазмотрона, заимствованные из работы [3]. Как отмечено в [3], при малых расходах газа при наблюдении через оптически плот-

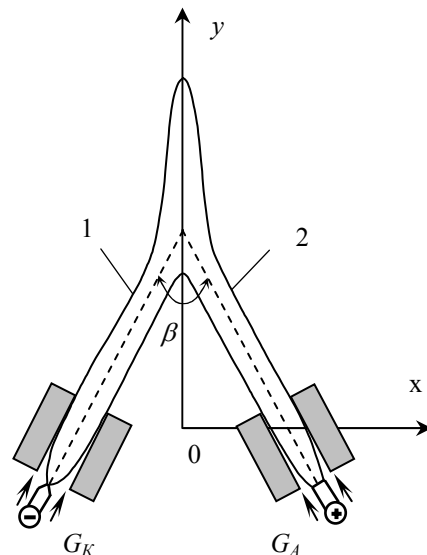


Рис. 1. Схема двухструйного плазмотрона:
1 – катодная, 2 – анодная струи плазмы.



Рис. 2. Изменение конфигурации струй плазмы в зависимости от расхода газа [3]:
а – 0,36, б – 0,12, в – 0,09 г/с; $I = 105$ А.

потоков плазмы. С теоретической точки зрения эта область интересна для исследования природы взаимодействия токоведущих струй, а с практической – для выявления условий, обеспечивающих высокую эффективность ввода в нее и нагрева вещества. Зона слияния струй представляет интерес и для анализа работы плазменных электродов, используемых в современных электродуговых устройствах [2]. В отличие от столкновения холодных струй в плазменных потоках вследствие протекания по ним электрического тока кроме газодинамического соударения имеет место электромагнитное отталкивание, ускорение плазмы между струями и подсос окружающего газа в зону их слияния.

К настоящему времени недостаточно изучены механизмы влияния рабочих параметров плазмотрона на характеристики дуги. Имеющиеся эксперименты по введению пылевидных частиц в зону слияния токоведущих струй показывают, что при некоторых режимах работы плазмотрона последние легко вовлекаются в общее спутное течение и попадают в центральную зону основного потока плазмы. Устойчивое образование зоны смешения плазменных потоков наблюдается при угле $\beta = 60^\circ$ [5]. При меньших углах катодные и анодные участки дуги расталкиваются и между ними образуется зона с малым выделением энергии, а при $\beta > 60^\circ$ размер зоны значительно уменьшается. Отмечено [5], что в зоне смешения струй могут возникать поперечные потоки, выбрасывающие вводимый материал из плазмы. Вместе с тем при высокой стабилизации электродных струй и их магнитном взаимодействии можно принципиально изменить картину течения [3]. При определенных режимах работы плазмотрона вместо зоны повышенного давления в области слияния струй образуется зона разряжения, способствующая возникновению эффекта инжекции, что существенно облегчает ввод вещества в плазму. В связи с этим представляет интерес выявить условия, при которых реализуются подобные режимы горения дуги.

2. Плоская модель двухструйной дуги. Выявление детальной картины формирования потоков плазмы от электродных узлов и установление механизмов взаимодействия токоведущих струй представляет собой сложную задачу, решение которой возможно на основе полной системы уравнений магнитной газовой динамики (МГД). Проблема математического описания двухструйной дуги обусловлена не только сложностью и взаимным влиянием различных физических процессов и постановкой соответствующих им граничных условий, но и необходимостью учета пространственного характера развития двухструйной дуги. Для таких объектов использование каких-либо аналитических методов исследования без существенного упрощения исходной задачи практически исключается. Достаточно сложной является и компьютерная реализация трехмерной задачи.

В настоящее время разработка трехмерной МГД-модели дуги находится в стадии развития [6, 7]. Ее апробация проводилась в основном на открытой дуге, горящей при воздействии скрещенных магнитогазодинамических полей для осесимметричного расположения электродных узлов и простой геометрии электродов: цилиндр – цилиндр, цилиндр – плоскость. Применительно к двухструйному плазмотрону подобных исследований до сих пор не проводилось. Имеющиеся расчеты

ный фильтр ярко светящиеся струи выглядят совершенно самостоятельными. При этих условиях возрастает роль неравновесных явлений, способствующих диффузному перетеканию тока между струями. Дальнейшее уменьшение расхода приводит к неустойчивому режиму работы плазмотрона, разрыву струй и погасанию дуги. С другой стороны, с увеличением расхода газа ($G > 0,36$ г/с) течение переходит к турбулентному режиму, и горение дуги вновь становится неустойчивым.

При исследовании двухструйного плазмотрона наибольший интерес вызывает область слияния катодного и анодного

характеристик двухструйной дуги на основе упрощенных МГД-моделей [8, 9] носят в большей степени качественный характер и не охватывают всего многообразия явлений, протекающих при взаимодействии токоведущих струй.

В данной работе предлагается МГД-модель плоской двухструйной дуги для равновесного приближения плазмы с оптически тонким излучением и на ее основе численно выявляются особенности формирования установившегося потока плазмы при взаимодействии катодной и анодной струй в зависимости от силы тока и расхода газа (аргона).

Основная задача работы – проверка качественного соответствия предлагаемой двумерной модели наблюдаемым на опыте структуре и свойствам трехмерной двухструйной дуги с целью выявления “возможностей” равновесного описания плазмы в области перетекания тока между струями и корректной постановки граничных условий.

Рассматривается плоская двухструйная электрическая дуга, концы которой находятся в продуваемых газом каналах катодного и анодного насадков, расположенных под углом $\beta = 60^\circ$ друг к другу (рис. 1). При формулировке математической модели двухструйной дуги допускается, что протекающие процессы стационарные, течение дозвуковое и ламинарное, плазма квазинейтральная и равновесная [10]. Возможность использования двумерной постановки для выявления характера взаимодействия катодной и анодной струй отчасти обосновывается тем, что плоскость расположения осей токоведущих струй (xOy на рис. 1) является плоскостью симметрии трехмерной двухструйной дуги.

Математическое описание характеристик двухструйного плазматрона основано на системе стационарных МГД-уравнений [10], которые в приближении равновесной модели плазмы имеют вид:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot (\rho \vec{V}) &= 0, \\ \rho(\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= -\nabla(P + \frac{2}{3} \eta \nabla \cdot \vec{V}) + 2 \nabla \cdot (\eta \dot{S}) + \vec{j} \times \vec{B}, \\ \rho C_p (\vec{V} \cdot \nabla) T &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \vec{j} \cdot \vec{E} - \psi, \\ \nabla \times \vec{E} &= 0, \quad \nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}.\end{aligned}$$

Уравнение потенциальности электрического поля тождественно удовлетворяется введением скалярного потенциала $\vec{E} = -\nabla \phi$, пространственное распределение которого определяется из уравнения непрерывности электрического тока $\nabla \cdot \vec{j} = 0$. Индукция магнитного поля находится по закону Био-Савара-Лапласа. Система дополняется зависимостями коэффициентов переноса и теплофизических свойств плазмы от температуры при атмосферном давлении [10] и замыкается граничными условиями для зависимых переменных по контуру расчетной области.

Распределения характеристик дугового потока на границе расчетной области внутри электродного насадка в поперечном к его оси направлении полагаются однородными и определяются по заданным значениям погонных силы тока и расхода газа. На стенках для скорости используются условия прилипания и непроницаемости, для температуры – условие сопряжения с заданной температурой стенок. На свободных границах используются условия нормального втекания или вытекания газа, теплового равновесия с окружающей средой, давление задается атмосферным.

3. Метод решения. Система МГД-уравнений приводится к обобщенной форме представления с выделением конвективного $\nabla \cdot (C_\phi \vec{V} \phi)$, диффузионного $\nabla \cdot (D_\phi \nabla \phi)$ и источникового S_ϕ членов и записывается в декартовой системе координат в плоскости xOy (рис. 1) в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(C_\phi V_x \phi - D_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(C_\phi V_y \phi - D_\phi \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) = S_\phi,$$

где $\phi = (T, \phi, V_x, V_y)$, а значения нелинейных коэффициентов C_ϕ, D_ϕ, S_ϕ устанавливаются из соответствия исходным МГД-уравнениям.

Дискретизация обобщенного уравнения осуществляется методом контрольного объема на смещенных сетках; поле давления определяется методом коррекции SIMPLER [11]. Для решения разностных уравнений используется итеративный метод с нижней релаксацией.

4. Результаты расчета. Расчет характеристик плоской двухструйной дуги проводится при следующих условиях: давление атмосферное; внутренний диаметр электродных сопел одинаков и составляет $R = 5$ мм, толщина стенок $\Delta R = 5$ мм, температура на внешней границе стенки $T_R = 300$ К; угол между осями электродных струй и расстояние между ними при выходе из сопла составляют соответственно $\beta = 60^\circ$ и 30 мм.

Для иллюстрации газодинамической, температурной и электрической структуры двухструйной дуги и влияния на нее погонных расхода газа и силы тока на рис. 3–4 приведены результаты расчетов при $I = 5$ А/мм; $G = 0,022$ г/(с·мм); $I = 5$ А/мм; $G = 0,024$ г/(с·мм); $I = 6$ А/мм; $G = 0,022$ г/(с·мм).

Видно, что при выходе из электродных сопел токоведущие струи остаются практически осесимметричными, что допускает возможность их независимого расчета вблизи электродных узлов на основе двумерных осесимметричных МГД-уравнений, результаты которого представлены в [10]. Далее конфигурация двух токоведущих струй существенно зависит, как и в экспериментах [3], от расхода плазмообразующего газа и тока дуги и отражает соотношение между двумя “противоборствующими” тенденциями газодинамического соударения и электромагнитного отталкивания струй.

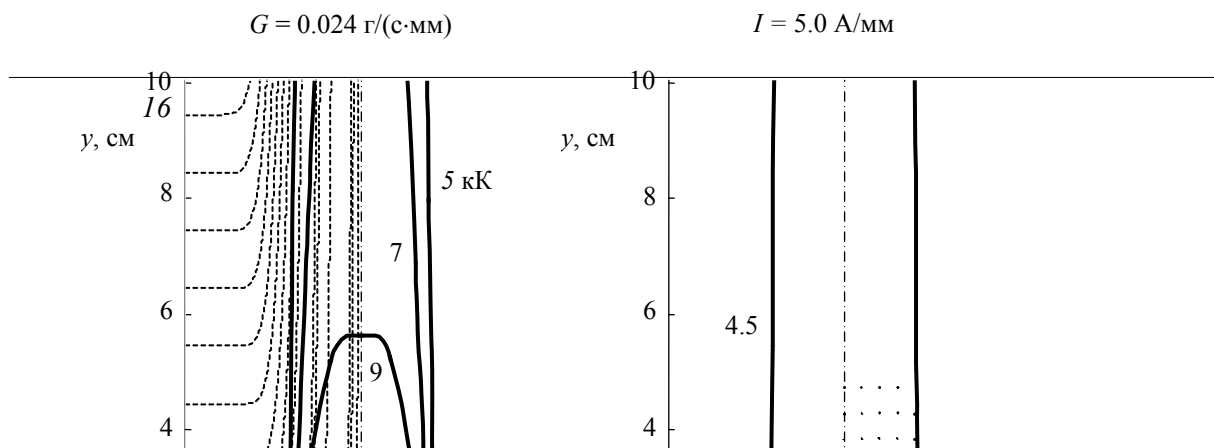
При расходе $G = 0,024$ г/(с·мм) и силе тока $I = 5$ А/мм струи слабо искривляются, а доминирующий при этих значениях параметров эффект их газодинамического соударения явно выражается образованием области повышенного давления и возвратного течения от зоны слияния струй (рис. 4), что может затруднять ввод вещества в центральную зону основного потока.

При уменьшении расхода газа ($G = 0,022$ г/(с·мм)) и фиксированном значении силы тока роль электромагнитного отталкивания усиливается, струи изгибаются сильнее, и в зоне слияния, сместившейся вверх по потоку, имеют почти нулевой угол соударения. Далее поток образован двумя близко идущими почти параллельными струями (рис. 3). В зоне слияния образуется разряжение (рис. 4), что способствует инжекции газа в высокотемпературную область. С другой стороны, разряжение препятствует ускорению плазмы в зоне перетекания тока электромагнитной силой [12], и поэтому скорость сформировавшегося общего потока плазмы уменьшается (рис. 4).

Увеличение силы тока ($I = 6$ А/мм) при фиксированном значении расхода газа приводит качественно к аналогичным изменениям газодинамической и температурной структуры двухструйной дуги (рис. 3–4). Наиболее заметные количественные отличия проявляются в увеличении длины и глубины области разряжения и большем нивелировании ускоряющего действия силы Ампера.

Электрическая структура двухструйной дуги значительно слабее зависит от внешних параметров. Так, зона перетекания тока ограничена по высоте и составляет ~ 3 см, что соответствует результатам зондовых измерений [3], причем максимальное значение плотности тока в этой зоне практически не изменяется: уменьшение температуры (электропроводности) между искривленными струями при уменьшении расхода или увеличении тока компенсируется ростом напряженности электрического поля (рис. 4). Напряжение на дуге “отслеживает” изменение ее длины.

При еще большем усилении роли электромагнитного взаимодействия (уменьшении расхода или увеличении силы тока) в формировании структуры двухструйной дуги в расчетах проявляется тенденция смещения токоведущей перемычки вверх по потоку. Для объяснения этого несоответствия визуально наблюдаемому более устойчивому пространственному положению зоны перетекания тока (рис. 2) можно предположить, что в этом случае существенными становятся термическая и ионизационная неравновесности плазмы и перетекание тока уже по холодному газу. Другими словами, для описания расходящихся из области слияния струй потоков плазмы необходим учет неравновесных явлений.



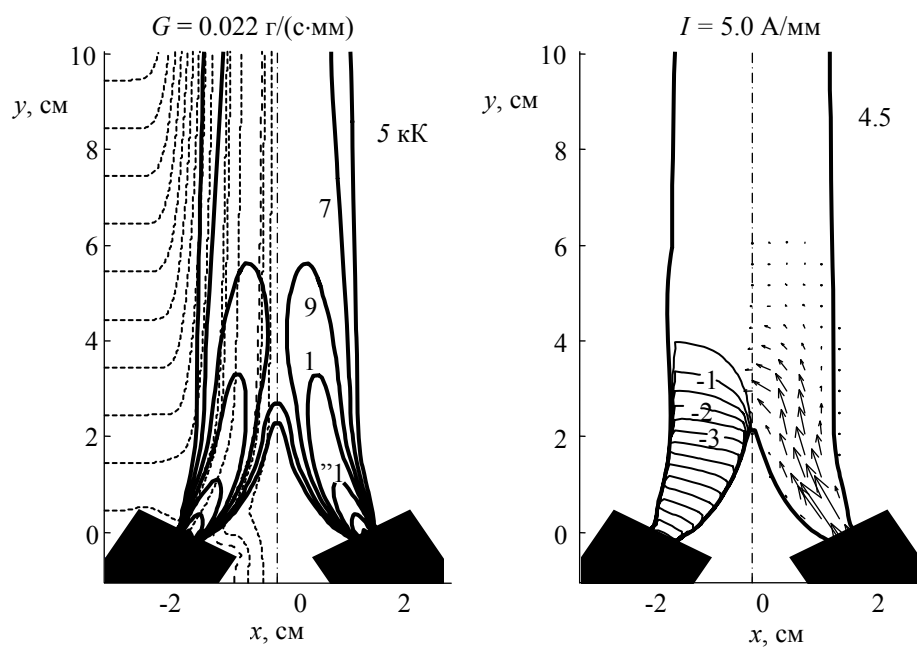
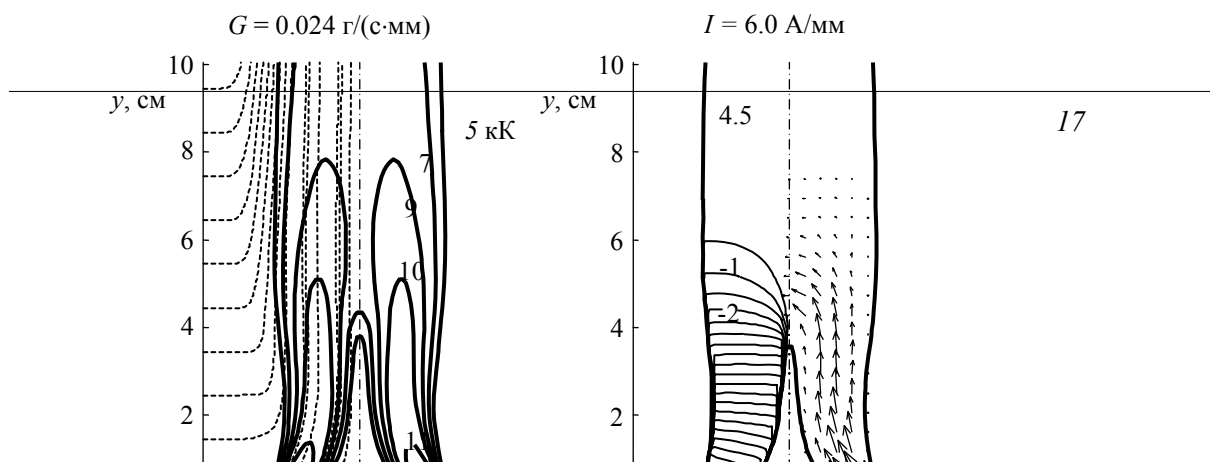


Рис. 3.



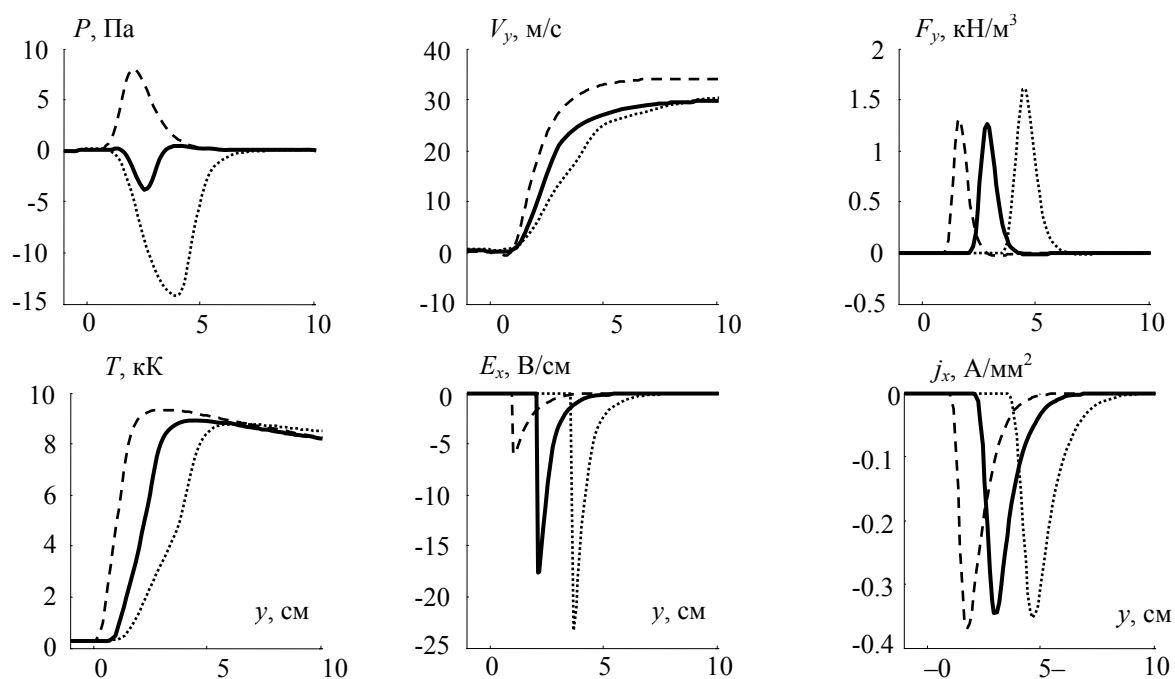


Рис. 4. Распределения характеристик двухструйной дуги вдоль линии симметрии в зависимости от погонных силы тока и расхода газа: $I = 5$ А/мм; $G = 0,022$ г/(с·мм) – сплошные линии; $I = 5$ А/мм; $G = 0,024$ г/(с·мм) – пунктирные; $I = 6$ А/мм; $G = 0,022$ г/(с·мм) – точечные. Таким образом, рассмотренная плоскогазодинамическая модель двухструйной дуги качественно описывает развитие и взаимодействие токоведущих струй в соответствии с экспери-

ментальными данными в некоторой ограниченной области значений расхода плазмообразующего газа и силы тока дуги.

Для адекватного описания взаимодействия электродных струй с целью его более корректного физического анализа и прогнозирования свойств двухструйного плазмотрона для практических применений необходима разработка трехмерной модели на основе неравновесного приближения плазмы.

Литература

1. Многодуговые системы / Новиков О.Я., Тамкиви П.И., Тимошевский А.Н. и др. – Новосибирск, 1988. – 133 с.
2. Жуков М.Ф., Засыпкин И.М., Тимошевский А.Н. и др. Электродуговые генераторы термической плазмы. Низкотемпературная плазма. Т. 17. – Новосибирск: Наука, СП РАН, 1999. – 712 с.
3. Жеенбаев Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазмотрон. – Фрунзе: Ин-т физики и математики АН Кирг. ССР, 1983. – 199 с.
4. Жуков М.Ф., Анышаков А.С., Засыпкин И.М. и др. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками. – Новосибирск: Наука, 1981. – 221 с.
5. Донской А.В., Клубников В.С. Электроплазменные процессы и установки в машиностроении. – Л.: Машиностроение, 1979. – 222 с.
6. Кулумбаев Э.Б. Развитие теплофизических моделей дугового, индукционного, сверхвысокочастотного и оптического разрядов: Автореф. дис. ... д.ф.-м.н. – Бишкек, 1999. – 42 с.
7. Жайнаков А., Урусов Р.М., Урусова Т.Э. Численный анализ неосесимметричных электрических дуг. – Бишкек: Илим, 2001. – 232 с.
8. Асаналиев М., Лелевкин В.М., Макешева В.М., Семенов В.Ф. Исследование характеристик двухструйного плазмотрона // Изв. АН Кирг. ССР, сер. физ.-техн. и мат. наук. – 1989. – № 3. – С. 33–38.
9. Asanaliev M.K., Zheenbaev Zh., Lelevkin V.M., Semenov V.F. Two-jet plasmatron studing for processes of material thermal treatment // Proc. of the Intern. Workshop “Plasma jets in the development of new materials technology”. – Utrecht, Netherlands, 1990. – P. 472–484.
10. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Теория столба электрической дуги // Низкотемпературная плазма. – Т. 1. – Новосибирск: Наука СО, 1990. – 376 с.
11. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 152 с.
12. Кулумбаев Э.Б. Взаимодействие плазменных токоведущих струй // Источники и ускорители плазмы. – Харьков: ХАИ, 1986. – 4 с.