

2000-60

**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
КЫРГЫЗСКОЙ РЕСПУБЛИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ**

На правах рукописи

УРУСОВА ТОЛКУН ЭСЕНОВНА

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ
ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ**

01.04.14 - теплофизика и молекулярная физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Бишкек - 2000

Работа выполнена в Кыргызском государственном национальном университете

Научный руководитель:

чл.-корр. НАН КР, д.ф.-м.н.,
профессор Жайнаков Аманбек Жайнакович

Официальные оппоненты:

д.ф.-м.н., профессор Слободянюк Валерий Сергеевич
к.ф.-м.н. Усенканов Джумабай Осмонбекович

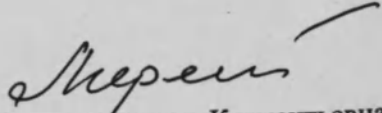
Ведущая организация: Институт теоретической и прикладной механики СО РАН

Защита состоится 28 апреля 2000 г. на заседании специализированного совета 201.97.65 в Институте физики Национальной академии наук Кыргызской Республики, 720071, г. Бишкек, проспект Чуй, 265-а

С диссертацией можно ознакомиться в центральной научной библиотеке Национальной академии наук Кыргызской Республики

Автореферат разослан 14 марта 2000 г.

Ученый секретарь
специализированного совета,
к.ф.-м.н.


Меренкова Людмила Клементьевна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Численное моделирование, наряду с экспериментом, имеет важное значение в исследованиях процессов тепло-массообмена (М.Ф. Жуков, Б.А. Урюков, В.С. Энгельшт, А. Жайнаков). Используемые двумерные математические модели успешно применяются для расчета осесимметричных потоков плазмы. Но эти модели не могут быть использованы для исследования трехмерных процессов тепло-массопереноса. Так, во многих конструкциях генераторов низкотемпературной плазмы и технологических процессах неизбежно возникают потоки, моделирование которых необходимо проводить на основе трехмерной системы уравнений. К этому классу задач относятся, на пример, разработка и оптимизация режимов работы сильноточных плазматронов с многоэлементным катодом, плазматронов со сложной геометрией разрядной камеры, горение электрической дуги в скрещенных магнитогазодинамических полях (М.Ф. Жуков, А.С. Анышаков, Г.-Н.Б. Дандарон, А.Н. Тимошевский), а также многие другие задачи.

Разработка численных методов решения трехмерных уравнений и проведение с их помощью исследования позволит глубже понять физические процессы и их закономерности в самых различных областях как науки, так и производства, в частности, в области применения электродуговой плазмы.

Однако недостаточное развитие методов численного моделирования, с одной стороны, и высокая стоимость экспериментальных исследований, с другой стороны, затрудняют разработку и проектирование электродуговых генераторов плазмы, новых плазменных технологий. В связи с этим создание численных методов расчета трехмерных потоков дуговой плазмы является весьма актуальной задачей сегодняшнего дня.

Цель работы. Разработать методику численного решения трехмерных уравнений электродуговой плазмы. Составить алгоритм и программу расчета на алгоритмическом языке высокого уровня. Провести тестирование модели и численного метода путем сравнения результатов расчета с экспериментальными данными, а также с решением задач, имеющих точное решение. На основе трехмерной системы уравнений выполнить расчет характеристик открытой электрической дуги, горящей во внешнем поперечном магнитном поле, а также рассмотреть влияние величины силы тока, межэлектродного расстояния на отклонение электрической дуги во внешнем магнитном поле.

Научная новизна. Рассмотрены математическая модель и метод численного решения трехмерной системы уравнений электродуговой плазмы. Разработана методика расчета напряженности магнитного поля H трехмерных электродуговых потоков через векторный потенциал A

магнитного поля. Использование \mathbf{A} позволяет сократить время расчетов в несколько раз - от десятков часов до нескольких часов. Это значительно облегчает проведение численных расчетов.

Впервые на основе трехмерной математической модели выполнено численное моделирование теплофизических процессов в открытой электрической дуге, горящей во внешнем поперечном магнитном поле. Выявлено, что с увеличением внешнего магнитного поля возрастает деформация столба дуги, уменьшается площадь привязки на электродах, возрастает плотность тока, температура и скорость прокачиваемого газа. Характер течения способствует конвективному выносу тепла из столба дуги и его охлаждению. Напряжение в столбе дуги U возрастает вследствие удлинения столба дуги. Увеличение H^* до некоторого критического значения приводит к неустойчивости итерационного процесса. Сделано предположение, что при некотором «критическом» значении H^* , дуга теряет устойчивость и гасится. Выполнены численные эксперименты по исследованию причины гашения дуги. Использована аналогия между итерационным методом Зейделя-Гаусса и методом установления для решения нестационарных уравнений, позволяющая проследить развитие процессов по «итерационному времени». Показано, что при некотором критическом значении H^* интенсивный вынос тепла газодинамическими потоками приводит к охлаждению дуги до температуры менее 5000 К, что и вызывает её гашение.

Впервые на основе численного моделирования установлено влияние силы тока и величины межэлектродного расстояния на устойчивость электрической дуги во внешнем магнитном поле. Показано, что отклонение электрической дуги уменьшается с увеличением силы тока и возрастает с увеличением межэлектродного расстояния. Путем численного моделирования установлено, что угол отклонения столба дуги во внешнем магнитном поле пропорционален межэлектродному расстоянию и обратно пропорционален силе тока дуги.

Практическая ценность работы. Полученные результаты могут быть использованы:

- при проектировании и разработке новых конструкций электродуговых устройств, оптимизации режимов их работы;
- при исследовании теплофизических процессов, протекающих в электродуговой плазме, а также влияния различных внешних факторов на характеристики электрической дуги;
- при чтении специальных курсов на физических факультетах университетов по дисциплине «Численные методы решения уравнений тепло-массообмена».

На защиту выносятся:

1. Математическая модель и методика численного решения трехмерной

системы уравнений электродуговой плазмы с помощью потенциала электрического поля φ и векторного потенциала магнитного поля \mathbf{A} . Использование переменных φ и \mathbf{A} позволяет сократить время расчетов в несколько раз - от десятков часов до нескольких часов, в зависимости от числа узлов. Это значительно облегчает проведение численных расчетов.

2. Результаты тестирования математической модели и методики численного решения трехмерной системы уравнений электродуговой плазмы: показано, что используемая методика численного решения обеспечивает получение устойчивого, сходящегося итерационного процесса и позволяет получать достоверные результаты.
3. Численные исследования открытой электрической дуги во внешнем поперечном магнитном поле. С увеличением внешнего магнитного поля возрастает деформация столба дуги, уменьшается площадь привязки на электродах, возрастает плотность тока, температура и скорость продуваемого газа. Характер течения способствует конвективному выносу тепла из столба дуги и его охлаждению. Напряжение в столбе дуги U возрастает вследствие удлинения столба дуги. Увеличение H^* до некоторого критического значения приводит к гашению дуги. Полученную численным моделированием качественную зависимость: угол отклонения столба дуги во внешнем магнитном поле пропорционален межэлектродному расстоянию и обратно пропорционален силе тока дуги.
4. Результаты численного эксперимента исследования: причины гашения дуги. Использована аналогия между итерационным методом Зейделя-Гаусса и методом установления для решения нестационарных уравнений, позволяющая проследить развитие процессов по «итерационному времени». Показано, что при некотором критическом значении H^* интенсивный вынос тепла газодинамическими потоками приводит к охлаждению дуги до температуры менее 5000 К, что и вызывает её гашение.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на школе-семинаре по механике и ее приложениям (Алматы, 1996 г.), на первой и второй Казахстанско-Российской научно-практической конференции «Математическое моделирование научно-технологических и экологических проблем в нефтегазодобывающей промышленности» (Алматы, 1997, 1998 гг.), на Международной научно-практической конференции «Проблемы вычислительной математики и информационных технологий» (Алматы, 1999 г.), на Международной научно-практической конференции «Технологии и перспективы современного инженерного образования, науки и производства» Бишкек, 1999 г. Основные результаты опубликованы в работах [1-11].

Структура работы. Диссертация состоит из введения, трех глав,

заклчения, библиографии (65 наименования). Работа содержит 124 страницы машинописного текста, 57 рисунков, 4 таблицы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дается характеристика работы, обосновывается актуальность темы, ее научная новизна и практическая ценность. Формулируются основные положения, выносимые на защиту. Выполнен краткий обзор литературы в данной области исследования.

В первой главе рассматривается математическая модель и методика численного решения трехмерной системы уравнений электродуговой плазмы.

Для теоретического описания потоков электродуговой плазмы используется система уравнений магнитной газодинамики, которая включает в себя уравнения неразрывности газа и электрического тока, уравнения энергии, движения, Максвелла и закон Ома и может быть записана в следующем виде:

уравнения неразрывности газа и электрического тока

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{U}) = 0; \quad (1) \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = 0; \quad (2)$$

уравнение энергии

$$\operatorname{div}(\rho c_p \mathbf{U} T) = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \sigma E^2 - \psi; \quad (3)$$

уравнения движения для трех компонент скорости u, v, w в декартовой системе координат X, Y, Z (в которой будет проводиться решение уравнений):

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{U} u) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u) - \partial P / \partial x + \mu_0 [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_x + s_x; \quad (4)$$

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{U} v) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v) - \partial P / \partial y + \mu_0 [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_y + s_y; \quad (5)$$

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{U} w) = \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w) - \partial P / \partial z + \mu_0 [\mathbf{j} \times \mathbf{H}]_z + s_z; \quad (6)$$

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

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

Здесь и далее векторные величины обозначены жирным шрифтом. Уравнение энергии и уравнения движения в проекциях на оси координат записаны (для удобства численного решения) в идентичной форме (Патанкар С.). При записи уравнений использованы общепринятые для подобных задач обозначения: $\rho, c_p, \lambda, \mu, \sigma, \psi$ - соответственно плотность, теплоемкость при постоянном давлении, теплопроводность, вязкость, электропроводность, излучение; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м - магнитная постоянная; $\mathbf{U}, \mathbf{E}, \mathbf{j}, \mathbf{H}$ - соответственно векторы скорости, напряженности электрического поля, плотности электрического тока, напряженности магнитного поля, T, P - температура, давление; u, v, w - соответственно компоненты вектора скорости в направлении осей декартовой системы координат $X, Y, Z; s_x, s_y, s_z$ - дополнительные к $\operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} u), \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} v), \operatorname{div}(\mu \operatorname{grad} w)$ вязкие слагаемые. Коэффициенты переноса и

теплофизические свойства плазмы $\rho, c_p, \lambda, \mu, \sigma, \psi$ считаются известными функциями температуры. Предполагается, что процессы стационарны, течение ламинарное, плазма атмосферного давления, представляет собой сплошную деформируемую квазинейтральную среду и находится в состоянии локального термодинамического равновесия, излучение объемное, работа сил давления и вязкая диссипация не учитываются, приэлектродные процессы не рассматриваются. Для создания более эффективного алгоритма решения данной системы уравнений, вводится новая скалярная переменная - потенциал электрического поля ϕ , связанный с E соотношением $E = -\operatorname{grad} \phi$. Это позволяет избежать вычислений трех компонент вектора E . Используя закон Ома (8) и условие сохранения электрического тока (2), уравнение для нахождения ϕ имеет вид:

$$\operatorname{div}(\sigma \operatorname{grad} \phi) = 0; \quad (9)$$

Кроме того, вместо напряженности магнитного поля \mathbf{H} вводится векторный потенциал \mathbf{A} . Потенциал \mathbf{A} связан с \mathbf{H} соотношением

$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}$. Используя уравнение Максвелла $\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}$ и определение \mathbf{A} , уравнение для расчета векторного потенциала \mathbf{A} , имеет следующий вид:

$$\Delta \mathbf{A} = -\mathbf{j}; \quad (10)$$

Введение векторного потенциала \mathbf{A} позволяет избежать громоздких вычислений компонент напряженности магнитного поля через тройные интегралы.

Уравнения для неизвестных переменных - температуры T (3), компонент скорости u, v, w (4-6), потенциала электрического поля ϕ (9) векторного потенциала \mathbf{A} (10) можно записать в обобщенной форме:

$$\operatorname{div}(\alpha \rho \mathbf{U} \Phi) = \operatorname{div}(\beta \operatorname{grad} \Phi) + \gamma; \quad (11)$$

где Φ - одна из переменных - $T, u, v, w, \phi, A_x, A_y, A_z; \alpha, \beta, \gamma$ - коэффициенты, конкретный вид которых зависит от смысла переменной Φ . Единая форма записи уравнений для неизвестных переменных позволяет решать эти уравнения единым методом и использовать единый алгоритм, что существенно облегчает проведение численных расчетов. Решение уравнения (11) и расчет поля скоростей и давления проводится методом дискретизации (Патанкар С.). Для численного решения обобщенного дифференциального уравнения (11) для каждой из неизвестных переменных $T, u, v, w, \phi, A_x, A_y, A_z$, а также давления P , необходимо задать граничные условия. Поскольку данное уравнение является эллиптического типа, граничные условия должны быть заданы по всему контуру расчетной области. Постановка граничных условий показана на примере открытой дуги (рис.1). На поверхностях AB и FE температура находится из условия равенства нулю первой производной по нормали к поверхностям, скорость газа равна нулю (условие прилипания). Давление определяется из условия равенства нулю первой производной по нормали к поверхностям (Роуч П.). Граничные условия для потенциала

электрического поля φ записываются из условия ортогональности электрического тока к поверхностям AB и FE. Компоненты векторного потенциала магнитного поля A_x, A_y, A_z на всех границах вычисляются по формулам:

$$A_x = \iiint j_x / R \, dv; \quad A_y = \iiint j_y / R \, dv; \quad A_z = \iiint j_z / R \, dv;$$

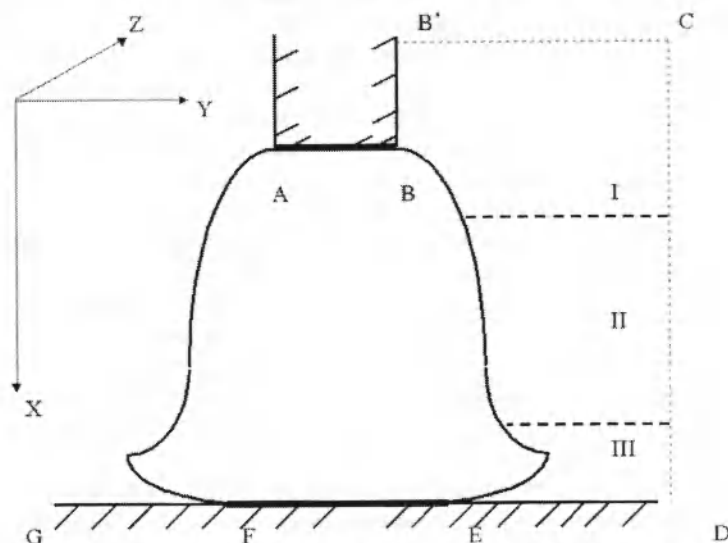


Рис. 1. Схема открытой электрической дуги; (..... - граница расчетной области).

На поверхностях BB^* , GF и ED температура полагается равной температуре охлаждаемой поверхности T^* , скорость газа равна нулю, производная давления по нормали равна нулю, течение электрического тока отсутствует. На открытых границах B^*C и CD задаются условия гладкого сопряжения с окружающей средой, течение электрического тока отсутствует. Давление полагается равным константе P^* (Патанкар С.). Отметим, что границы B^*C и CD выбираются удаленными от дугового разряда настолько, что бы условия гладкого сопряжения выполнялись с требуемой точностью. Математическая формулировка граничных условий приведена в таблице 1.

Обобщенное уравнение (11) решается методом дискретизации (Патанкар С.), сущность которого состоит в следующем. Расчетная область заменяется прямолинейной ортогональной сеткой и разбивается на конечное число непересекающихся контрольных объемов таким образом, что каждая узловая точка содержится в одном контрольном объеме. На рис.2 приведен фрагмент разностной сетки. X, Y, Z - декартовы оси

координат; узловые точки обозначены символами P, E, W, S, N, T, V; символами e, w, s, n, t, v обозначены точки пересечения граней контрольного объема (пунктирные линии) с сеточными линиями (сплошные линии); отметим, что грани контрольного объема лежат по середине между узловыми точками; расстояния между узловыми точками обозначены $(\delta x)_e, (\delta x)_w, (\delta y)_s, (\delta y)_n, (\delta z)_t, (\delta z)_b$ а размер граней контрольного объема - $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ в направлениях X, Y, Z соответственно. (Чтобы не загромождать рис.2, на нем обозначены только Δx и $(\delta x)_e, (\delta x)_w$). Интегрируя дифференциальное уравнение (11) по каждому контрольному объему, находится дискретный аналог данного уравнения. Первые производные аппроксимируются конечными разностями, ориентированными «против потока», вторые производные - центральными разностями. Производные, входящие в граничные условия, аппроксимировались разностями второго порядка точности.

Таблица 1.

Граница	Переменная
AB:	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad \varphi_1 = \frac{I(\delta x)_1 + \int_0^z \int_0^y \frac{2\sigma_1\sigma_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)} \varphi_2 \, dydz}{\int_0^z \int_0^y \frac{2\sigma_1\sigma_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)} \, dydz};$ $A = \iiint j / R \, dv; \quad U=0; \quad \frac{\partial P}{\partial x} = 0;$
B^*C :	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0; T \rightarrow T_\infty; \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0; A = \iiint j / R \, dv; \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \frac{\partial v}{\partial x} = 0; \frac{\partial w}{\partial x} = 0; P = P^*;$
CD:	$\frac{\partial T}{\partial y} = 0; T \rightarrow T_\infty; \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0; A = \iiint j / R \, dv; \frac{\partial u}{\partial y} = 0; \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \frac{\partial w}{\partial y} = 0; P = P^*;$
ED, GF, BB^* :	$T = T^*; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0; \quad A = \iiint j / R \, dv; \quad U = 0; \quad \frac{\partial P}{\partial x} = 0;$
FE:	$\frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad \varphi_N = \frac{I(\delta x)_N - \int_0^z \int_0^y \frac{2\sigma_N\sigma_{N-1}}{(\sigma_N + \sigma_{N-1})} \varphi_{N-1} \, dydz}{\int_0^z \int_0^y \frac{2\sigma_N\sigma_{N-1}}{(\sigma_N + \sigma_{N-1})} \, dydz};$ $A = \iiint j / R \, dv; \quad U = 0; \quad \frac{\partial P}{\partial x} = 0;$

Дискретный аналог представляет собой алгебраическое уравнение, связывающее значение переменной Φ в узловой точке P с ее значениями в соседних точках E, W, N, S, T, B и имеет следующий вид:

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + a_B \Phi_B + a_T \Phi_T + \Gamma;$$

где $a_P, a_E, a_W, a_N, a_S, a_B, a_T, \Gamma$ - соответствующие для каждой переменной Φ коэффициенты. Таким образом, система дифференциальных уравнений сводится к системе алгебраических уравнений, которые затем решаются итерационным полинейным методом (Патанкар С.). Для обеспечения устойчивости и улучшения сходимости итерационного процесса применяется метод нижней релаксации:

$$\Phi_P^{\tau} = \theta \cdot \Phi_P^{\tau} + (1 - \theta) \cdot \Phi_P^{\tau-1};$$

где Φ_P^{τ} - значение переменной на текущей итерации, $\Phi_P^{\tau-1}$ - значение переменной на предыдущей итерации, θ - параметр нижней релаксации ($0 < \theta \leq 1$). В численных расчетах параметр θ полагался равным 0,3-0,5.

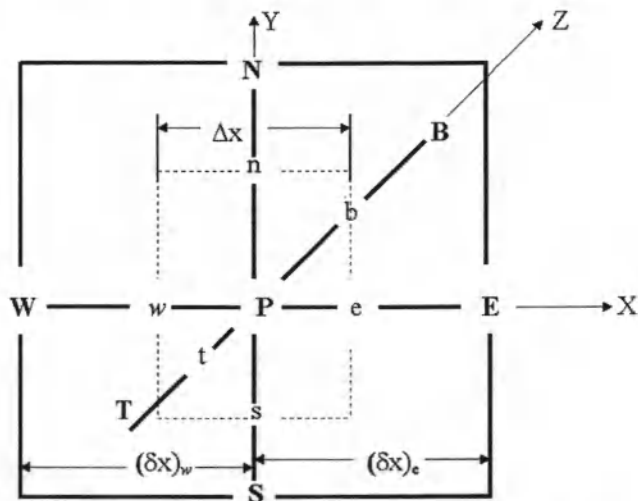


Рис.2. Фрагмент трехмерной разностной сетки.

Во второй главе приводятся результаты тестирования математической модели и методики решения путем сравнения результатов расчета с экспериментальными данными, а также с решением задач, имеющих точное решение. Объектом для тестирования выбраны задачи о изотермическом течении между двумя параллельными пластинами и течении в цилиндрической трубе (течение Хагена-Пуазейля). Эти задачи, как известно, имеют точное решение: по заданному расходу газа G , расстоянию между пластинами h , величине поперечного сечения b и радиусу трубы R определяются осевые значения скорости одномерного

потока u_0 и перепад давления ΔP_0 . В таблицах 2,3 приведено сравнение расчетных данных с результатами точного решения задачи для ΔP_0 и u_0 при различных значениях расхода G и радиуса канала R . Из сравнения видно, что отличие не превышает 1-2 %.

Наряду с сопоставлением расчетных данных с результатами решения задачи, имеющей точное решение, проведено также сравнение с результатами экспериментальных исследований дуги, горящей между цилиндрическим катодным насадком и плоским анодом (Sanders N., Etemadi K., Hsu K.S.). Рассчитывалась дуга, горящая между цилиндрическим катодным насадком и плоским анодом при следующих параметрах: ток дуги 200 А, радиус катодного насадка $R_c=5$ мм., расход газа (аргон) через насадок $G=8.3 \cdot 10^{-3}$ г/с, радиус дуги на аноде $R_a=4.25$ мм., расстояние между насадком и анодом $L=10$ мм.

Таблица 2.

$h, \text{мм}$	$G, \text{м}^3/\text{с}$	$u_0, \text{м/с}$	$\Delta P_0, \text{Па}$	$u, \text{м/с}$	$\Delta P, \text{Па}$
$h=4$	10^{-3}	0.192	$8.3 \cdot 10^{-3}$	0.191	$8.1 \cdot 10^{-3}$
$h=4$	$5 \cdot 10^{-4}$	0.096	$4.15 \cdot 10^{-3}$	0.095	$4.1 \cdot 10^{-3}$
$h=8$	10^{-2}	0.48	$1.0 \cdot 10^{-2}$	0.47	$1.0 \cdot 10^{-2}$
$h=8$	10^{-3}	0.048	$1.0 \cdot 10^{-3}$	0.048	$1.0 \cdot 10^{-3}$
$h=16$	10^{-2}	0.24	$1.25 \cdot 10^{-3}$	0.23	$1.25 \cdot 10^{-3}$
$h=16$	10^{-3}	0.024	$1.25 \cdot 10^{-4}$	0.023	$1.25 \cdot 10^{-4}$

Таблица 3.

$G, \text{м}^3/\text{с}$	$u_0, \text{м/с}$	$\Delta P_0, \text{Па}$	$u, \text{м/с}$	$\Delta P, \text{Па}$
$R=5 \text{мм. } 10^{-3}$	25.47	$8.0 \cdot 10^{-2}$	25.12	$7.8 \cdot 10^{-2}$
$R=10 \text{мм. } 10^{-2}$	63.67	$5.0 \cdot 10^{-2}$	62.54	$4.7 \cdot 10^{-2}$

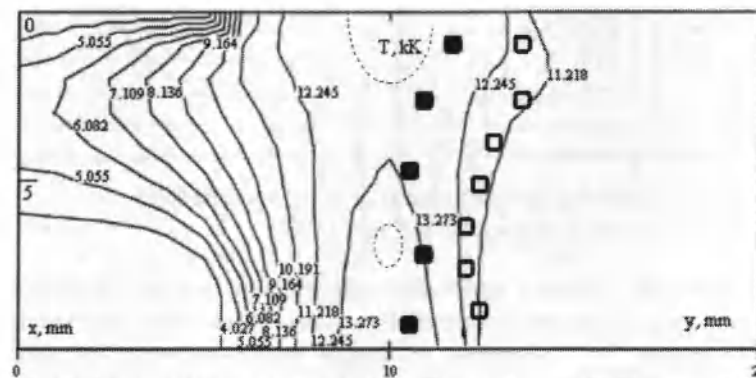


Рис.3. Распределение температуры T в плоскости $Y-X$ при $z=Z/2$. (---- 12.4 kK; ■ 12.2 kK; □ 11 kK экспериментальные данные Sanders N., Etemadi K., Hsu K.S. et al).

На рис.3 приведены распределения температуры, определенные в результате численного решения и экспериментальные данные. Видно, что рассчитанные значения температуры и экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются между собой: отличие не превышает 10%. В экспериментальной работе измерения скорости не проводились.

Но, как показывают экспериментальные и теоретические исследования, температурное поле дуги в значительной мере определяется динамикой газа, которая в свою очередь формируется электромагнитными силами. Поэтому хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных по температуре свидетельствует также о достоверных значениях динамических и электромагнитных характеристик электрической дуги.

Кроме того, выполнено тестирование трехмерной математической модели и метода расчета, основанное на условии осевой симметрии рассматриваемого дугового разряда. Поскольку расчетная область охватывает весь разряд, то в этом случае все рассчитываемые характеристики должны быть симметричными (в пределах погрешности) относительно оси симметрии разряда: $0 < x < L$; $y = Y/2$; $z = Z/2$. Анализ полученных результатов показал, что газодинамические характеристики действительно, практически симметричны относительно оси симметрии разряда (рис.4,5)

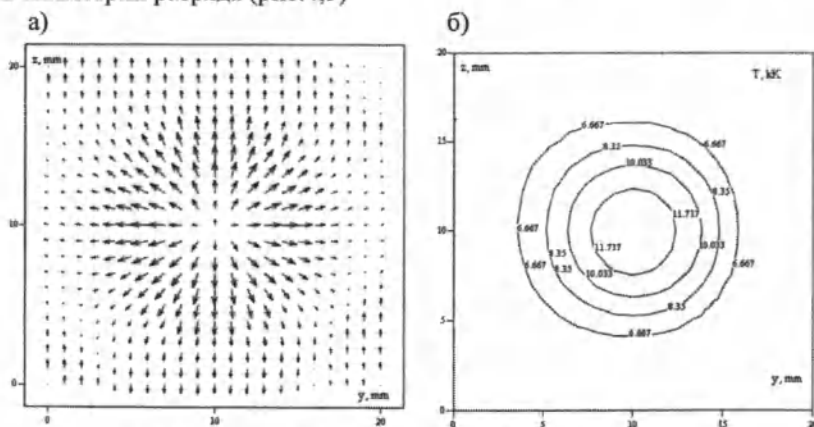


Рис.4. Характер течения газа а), и поле температуры б) в плоскости Y-Z при $x=X/2$.

В третьей главе проведен численный расчет открытой электрической дуги во внешнем магнитном поле. Выполнены численные расчеты при различных значениях величины напряженности внешнего магнитного поля, силы тока и межэлектродного расстояния. Рассмотрено влияние внешних регулируемых параметров - силы тока дуги и расстояния между электродами на устойчивость электрической дуги во внешнем

магнитном поле. Предполагается, что токопроводящий столб дуги можно рассматривать как гибкий проводник, который может перемещаться под действием силы Ампера. Расчет проводится в декартовой системе координат X,Y,Z; внешнее магнитное поле H^* направлено вдоль оси Y. Полагается, что дуга горит между плоским торцом стержневого катода с площадью токопроводящей поверхности 9 мм^2 и протяженной плоскостью - анодом, на котором площадь токопроводящей поверхности дуги равна 36 мм^2 ; расстояние между катодом и анодом равно 5 мм ., приэлектродные процессы не рассматриваются, течение ламинарное, аргоновая плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, ток разряда 50 А внешний обдув отсутствует.

Величина напряженности внешнего магнитного поля полагалась для различных вариантов расчета равной $H^* = 1 \text{ кА/м}$, 2 кА/м , 4 кА/м , и 6 кА/м (при прочих одинаковых параметрах). На рис.6,7 представлены результаты расчета поля температуры и течения газа при $H^* = 1 \text{ кА/м}$. В этом случае результирующее магнитное поле является суперпозицией собственного H и внешнего H^* магнитных полей: $(H^* + H)$. Под действием магнитного поля H^* , направленного вдоль оси Y происходит искривление токопроводящего столба дуги в направлении оси Z, что соответствует правилу определения направления силы, действующей на проводник с током в магнитном поле (правило левой руки). Искривление токопроводящего столба влечет за собой смещение теплового ядра дуги (рис.6), изменение направления течения газа (рис.7) в том же направлении - оси Z. Все это обусловлено изменением направления электромагнитных сил, действующих на столб электрической дуги. Так, в отсутствие

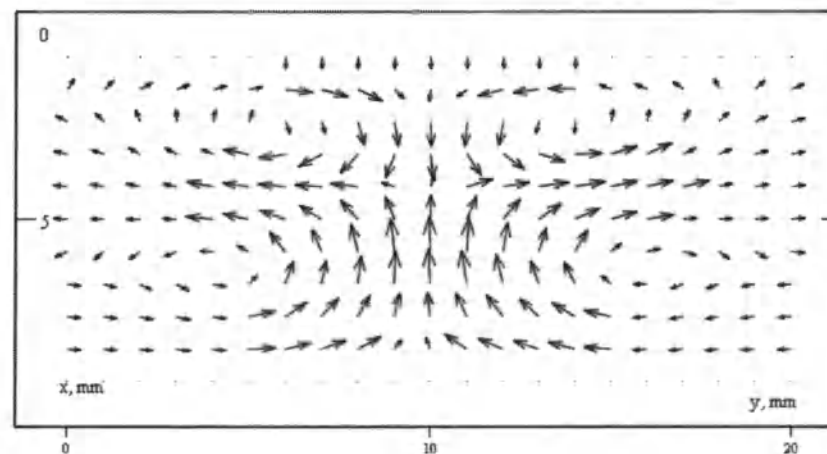


Рис.5. Характер течения газа в плоскости Y-X при $z=Z/2$. (масштаб векторов не выдержан)

внешнего магнитного поля \mathbf{H}^* электрический ток имел направление преимущественно вдоль оси X. При этом компоненты векторов плотности электрического тока \mathbf{J} и напряженности собственного магнитного поля \mathbf{H} соотносились так, что $j_x \gg j_{y,z}$, а $H_x \ll H_{y,z}$. В этом случае газ ускорялся под действием электромагнитных сил преимущественно в направлении оси X. При наличии же внешнего магнитного поля $\mathbf{H}^* = 1 \text{ кА/м}$ компоненты вектора плотности тока j_y , и особенно j_z возрастают и принимают значения $j_y \sim 0,5 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ и $j_z \sim 1 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$. (здесь и далее сравнение значений компонент вектора \mathbf{J} приводятся по их максимальным значениям). То есть становятся уже соизмеримы с компонентой j_x , которая достигает значений $j_x \sim 1,5 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$. Происходит также изменение соотношений между компонентами напряженности магнитного поля \mathbf{H} . Компонента H_x принимает значения $H_x \sim 1,5 \text{ кА/м}$ и становится соизмерима с компонентами H_y и H_z , которые равны $H_y \sim 4 \text{ кА/м}$, $H_z \sim 3 \text{ кА/м}$. В связи с этим рассматриваются магнитные силы, действующие на токопроводящий столб дуги.

В направлениях X, Y, и Z действуют соответственно следующие компоненты электромагнитной силы $\mu_0[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$: $F_x = \mu_0(j_y H_z - j_z H_y)$; $F_y = \mu_0(j_z H_x - j_x H_z)$; $F_z = \mu_0(j_x H_y - j_y H_x)$. Учитывая сказанное выше (относительно соотношения между компонентами плотности электрического тока и напряженностью магнитного поля), видно, что в отсутствие внешнего магнитного поля \mathbf{H}^* имеем следующее: $F_x \sim 0$; $F_y \sim -\mu_0 j_x H_z$; $F_z \sim \mu_0 j_x H_y$. В этом случае, как отмечалось, компоненты электромагнитной силы F_y и F_z сжимают дугу и в областях расширения (или сужения) создают перепад давления в направлении оси X. При наличии же внешнего магнитного поля \mathbf{H}^* соотношение между компонентами электромагнитной силы будет иным, а именно: присутствуют все компоненты $F_x = \mu_0(j_y H_z - j_z H_y)$; $F_y = \mu_0(j_z H_x - j_x H_z)$; $F_z = \mu_0(j_x H_y - j_y H_x)$.

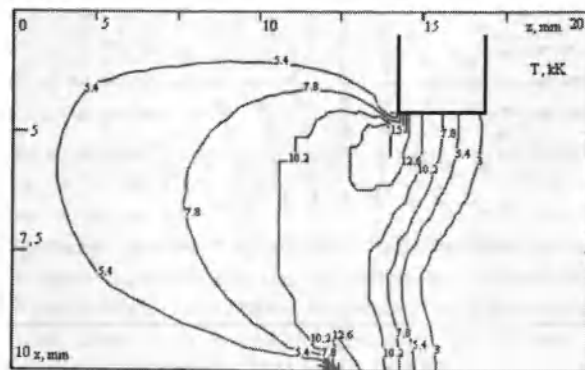


Рис.6. Поле температуры T в плоскости Z-X при $y=Y/2$. $\mathbf{H}^* = 1 \text{ кА/м}$.

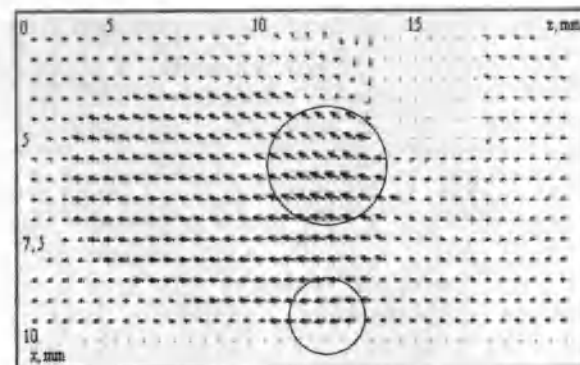


Рис.7. Характер течения газа в плоскости Z-X при $y=Y/2$. $\mathbf{H}^* = 1 \text{ кА/м}$.

В этом случае магнитные силы создают заметный перепад давления, и, соответственно, направление течения газа как в направлении оси X (компоненты F_y и F_z) так и вдоль оси Z (компоненты F_x и F_y). Холодный газ с периферии вовлекается в столб дуги, прогревается до температуры около 15 кК и разгоняется на начальном участке до скорости $u \sim 10 \text{ м/с}$. Далее поток газа меняет направление и движется вдоль оси Z - величина компоненты вектора скорости w достигает значений 20 м/с, в то время как компонента v не превышает значений $\sim 6 \text{ м/с}$. Смещение токопроводящего столба дуги приводит к уменьшению площади токопроводящей поверхности на электродах, особенно на аноде - до 25%. Это приводит к увеличению плотности электрического тока на такую же величину и незначительному повышению температуры (так как тепло выносится конвекцией). Таким образом, внешнее магнитное поле, величина которого составляет около 20% от величины собственного магнитного поля, оказывает заметное влияние на динамику течения газа, распределение температуры и течение электрического тока. В плоскости Y-X распределения других характеристик потока плазмы симметричны относительно центральной оси X_0 .

Увеличение напряженности внешнего магнитного поля от 1 кА/м до 2 кА/м и 4 кА/м (при неизменном направлении) приводит к заметному усилению вышеописанных эффектов. Под действием электромагнитных сил еще более искривляется токопроводящий и тепловой столб дуги, а поток плазмы ускоряется главным образом в направлении оси Z: w - компонента скорости газа достигает значений $w \approx 85 \text{ м/с}$. При $\mathbf{H}^* = 2 \text{ кА/м}$ значение w равнялось $\approx 50 \text{ м/с}$. В то же время компоненты скорости u и v принимают следующие значения: $v \approx 5 \text{ м/с}$, $|u| \approx 35 \text{ м/с}$. Происходит не только искривление токопроводящего столба дуги, но и еще большее уменьшение площади привязки дуги на электродах, особенно на аноде: от

36 мм² при $H^* = 0$, до $\approx 3,5$ мм² при $H^* = 4$ А/м². В результате возрастает плотность тока и, как следствие, температура плазмы в токопроводящем столбе дуги (несмотря на конвективную теплоотдачу): если при величине $H^* = 2$ кА/м компоненты вектора плотности электрического тока \mathbf{J} достигают значений $j_x \approx 2 \cdot 10^7$ А/м²; $j_y \approx 0,4 \cdot 10^7$ А/м²; $j_z \approx 1,5 \cdot 10^7$ А/м², а температура доходит до 19кК, то при значении $H^* = 4$ кА/м - компоненты вектора \mathbf{J} возрастают примерно в 1,5-2 раза и принимают значения: $j_x \approx 3 \cdot 10^7$; $j_y \approx 0,9 \cdot 10^7$ А/м²; $j_z \approx 2 \cdot 10^7$ А/м². Температура при этом поднимается до $T \approx 21$ кК. Смещение теплового ядра дуги и асимметрия распределения вектора напряженности магнитного поля $(H^* + H)$ в плоскости Y-Z еще более возрастают. Хотя, как и в предыдущих случаях, в плоскости Y-X распределения характеристик потока плазмы практически симметричны относительно центральной оси.

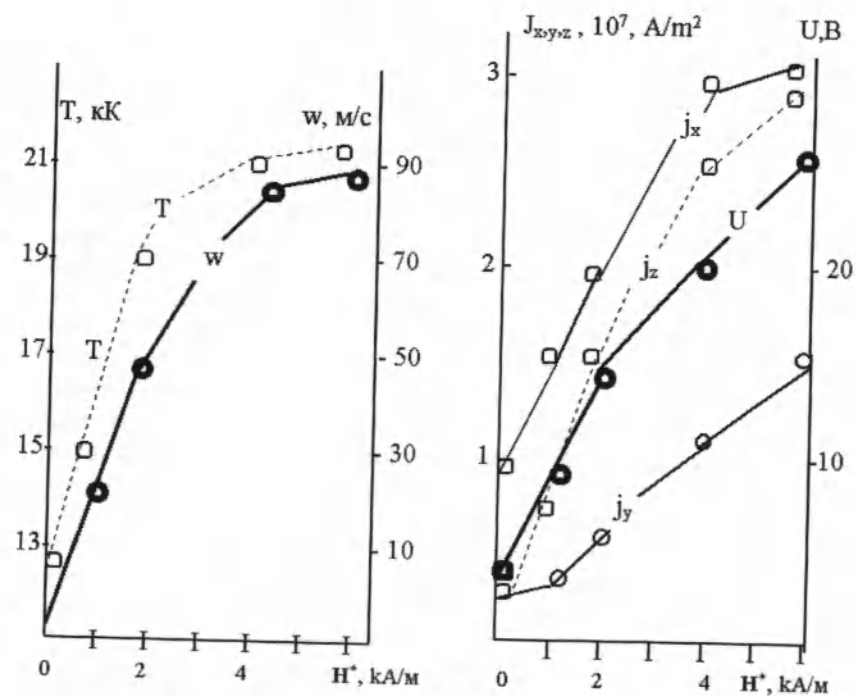


Рис.8. Зависимости температуры T, компонент вектора скорости w, компонент вектора плотности электрического тока j_x, j_y, j_z и напряжения в столбе дуги U от величины напряженности внешнего магнитного поля H^* .

На рис.8 представлены зависимости температуры T, компоненты вектора скорости w, компоненты вектора плотности электрического тока j_x, j_y, j_z и напряжения в столбе дуги U от величины напряженности внешнего магнитного поля H^* . Подсчет величины напряжения проводился следующим образом. В каждом поперечном сечении дуги Y-Z при $0 < x < L$, определялись координаты точки, в которой плотность электрического тока максимальна. Затем вдоль этой линии-линии максимальной плотности тока, от точки к точке, подсчитывалась разность потенциала электрического поля ϕ , которая в сумме дает значение напряжения. Следует заметить, что напряжение U рассчитывалось только для столба дуги, то есть без учета напряжения в приэлектродных областях. Это обусловлено тем, что в данной математической модели приэлектродные процессы не рассматриваются. Расчет характеристик электродугового потока при увеличении H^* до 6 кА/м приводит уже к неустойчивости итерационного процесса. Как показали результаты расчета при $H^* = 6$ кА/м, площадь привязки дуги на электродах еще больше уменьшается почти до одинаковой величины и равна примерно 2мм² на катоде и 2,5мм² на аноде (первоначально, при $H^*=0$, эти значения составляли 9мм² и 36мм² соответственно).

Это приводит к увеличению плотности тока, а температура возрастает до 22 кК.; компоненты скорости достигают значений $w \approx 90$ м/с, и ≈ -75 м/с. Наиболее вероятная причина итерационной неустойчивости, это тот экспериментально наблюдаемый эффект (И.М. Ковалев, А.И. Акулов.), что открытая электрическая дуга при увеличении внешнего магнитного поля до некоторого «критического» значения не может гореть.

Рассмотрение эволюции итерационного процесса позволяет сделать следующее предположение относительно причины гашения дуги. При увеличении H^* до «критического» значения, возрастает скорость противоположно направленных газодинамических потоков. На рис.7 эти потоки отмечены окружностями. В результате конвективного выноса тепла в противоположных направлениях, происходит охлаждение теплового столба дуги до температуры менее 5000 К. Это делает невозможным протекание электрического тока и приводит в итоге к гашению дуги.

Таким образом, анализ результатов численного расчета позволяет сделать вывод о существенном влиянии внешнего магнитного поля на процессы тепло-массопереноса в открытой электрической дуге. В открытой электрической дуге во внешнем поперечном магнитном поле, формируется поток газа, направленный перпендикулярно токопроводящему столбу дуги. Направление течения образует с векторами $(H + H^*)$ и \mathbf{j} правовинтовую систему. Сделано предположение, что при увеличении внешнего магнитного поля до некоторого «критического» значения дуга становится неустойчивой, вплоть до ее гашения.

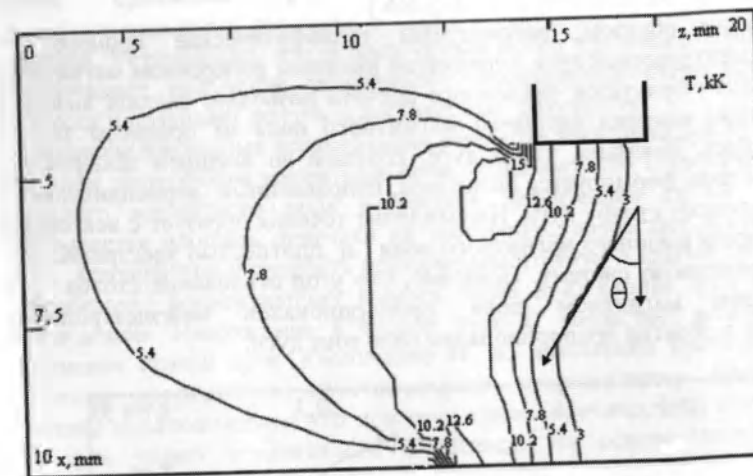
В связи с этим представляет интерес рассмотреть влияние внешних регулируемых параметров: силы тока и величины межэлектродного расстояния на отклонение электрической дуги во внешнем магнитном поле. Отклонение будем оценивать по углу между начальной частью линии, на которой плотность электрического тока максимальная и центральной осью дуги (т.е. осью, проходящей через центры токопроводящих поверхностей катода и анода). Рассмотрено влияние силы тока и проведено сравнение характеристик дуги для токов $I=25, 50, 75$ и 100 А при прочих одинаковых параметрах: межэлектродное расстояние $L=5$ мм, величина внешнего магнитного поля $H^*=1$ кА/м, площадь привязки на катоде - 9 мм², на аноде - 36 мм². На (рис.9) представлены поля температур для вариантов расчета $I=50$ А и $I=100$ А. Из сравнения видно, что увеличение силы тока приводит к уменьшению угла отклонения столба дуги. Это объясняется тем, что с ростом тока I возрастают плотность тока j и напряженность собственного магнитного поля H . Соответственно увеличиваются собственные магнитные силы дуги $\mu_0[jH]$, препятствующие воздействию внешнего магнитного поля H^* . В связи с этим можно сделать следующий вывод: участки расширения и сужения дуги вблизи электродов (не путать с приэлектродными слоями), меньше подвержены отклонению внешним магнитным полем вследствие больших значений J , а значит и собственных магнитных сил $\mu_0[jH]$ на этих участках. На рис.1 они отмечены как I и III. Соответственно участок II с большим поперечным сечением сильнее подвержен отклонению внешним магнитным полем из-за меньших значений J . Из результатов расчета (рис.9) следует, что увеличение силы тока в два раза - от 50 А до 100 А, приводит к уменьшению угла отклонения дуги примерно в два раза - от 30° до 15° соответственно. При значениях силы тока $I=25$ и 75 А угол отклонения дуги примерно равен 60° и 20° соответственно. То есть увеличение силы тока в три раза приводит к уменьшению угла отклонения также в три раза.

Проведено сравнение характеристик дуги для различных значений межэлектродного расстояния: $L=5, 7.5$ и 10 мм. при прочих одинаковых параметрах: ток дуги $I=50$ А, величина внешнего магнитного поля $H^*=1$ кА/м, площадь привязки на катоде - 4 мм², на аноде - 25 мм².

На (рис.10) представлены поля температур для варианта расчета $L=10$ мм. Из сравнения с рис.9.а ($L=5$ мм) видно, что увеличение межэлектродного расстояния приводит к увеличению угла отклонения дуги, горящей во внешнем магнитном поле. Это можно объяснить следующим образом. Как отмечалось выше, участки дуги с большими значениями J меньше подвержены отклонению внешним магнитным. С ростом L увеличивается протяженность развитого участка (III на рис.1) дуги, на котором собственные магнитные силы уменьшаются. Соответственно, возрастает воздействие внешнего поля на дугу и угол ее

отклонения. Увеличение межэлектродного расстояния в два раза (от $L=5$ мм до $L=10$ мм) приводит к увеличению угла отклонения также примерно в два раза - от 30° до 60° соответственно. При величине $L=7.5$ мм угол отклонения равен примерно 45° .

а)



б)

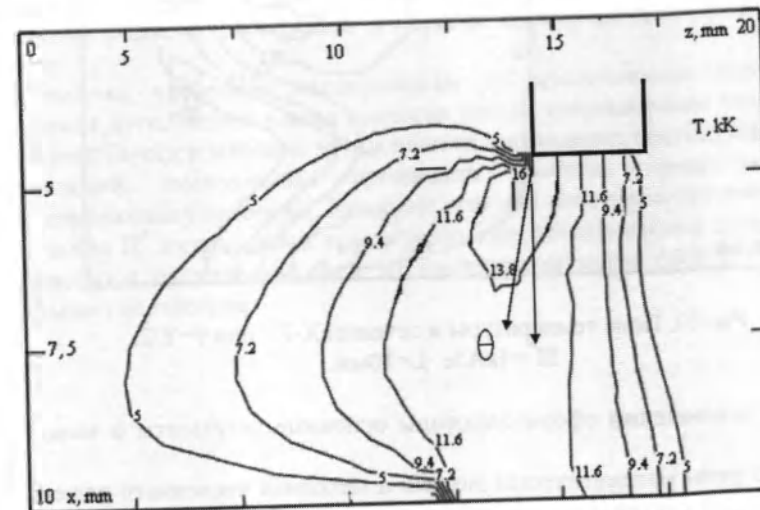


Рис.9. Поле температуры в сечении X-Z при $y=Y/2$. $H^*=1$ кА/м.
а) $I=50$ А, б) $I=100$ А.

Обобщая сказанное выше, можно записать, что угол отклонения столба дуги во внешнем магнитном поле пропорционален межэлектродному расстоянию и обратно пропорционален силе тока дуги: $\Theta \sim L / I$. Следует сказать, что такой же характер зависимости угла отклонения столба дуги от L и I был получен путем экспериментальных исследований [И.М. Ковалев, А.И. Акулов.].

Таким образом, рассмотрены теплофизические процессы в открытой электрической дуге, горящей во внешнем поперечном магнитном поле. Анализ результатов численного расчета позволяет сделать вывод о существенном влиянии внешнего магнитного поля на процессы тепло-массопереноса. Показано, что в дуге, горящей во внешнем поперечном магнитном поле, формируется поток газа, направленный перпендикулярно токопроводящему столбу дуги. Направление течения образует с векторами напряженности внешнего магнитного поля и плотностью электрического тока праввинтовую систему. Показано, что угол отклонения столба дуги во внешнем магнитном поле пропорционален межэлектродному расстоянию и обратно пропорционален силе тока дуги.

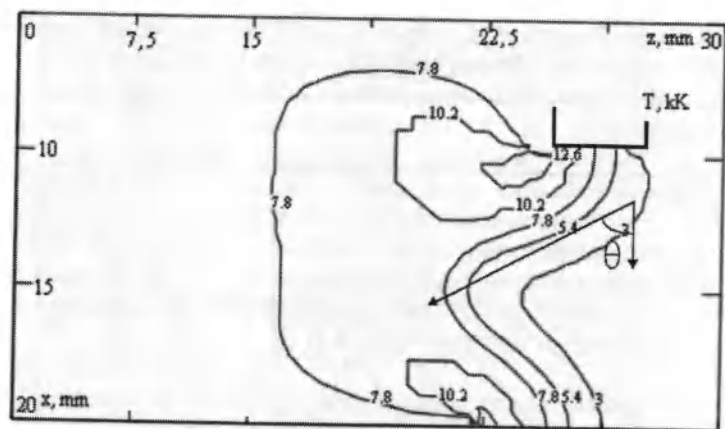


Рис.10. Поле температуры в сечении X-Z при $y=Y/2$.
 $H^* = 1 \text{ кА/м}$. $L = 10 \text{ мм}$.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

1. Рассмотрены математическая модель и методика численного решения трехмерной системы уравнений электродуговой плазмы. Разработана методика численного расчета напряженности электрического поля E и магнитного поля H трехмерных электродуговых потоков через, соответственно, потенциал электрического поля ϕ и векторный

потенциал A магнитного поля. Использование переменных ϕ и A позволяет существенно сократить время расчетов - от нескольких десятков часов до нескольких часов. Это значительно облегчает проведение численных расчетов.

2. Проведено тестирование математической модели и методики решения путем сравнения результатов численного расчета с экспериментальными данными, а также с задачами, имеющих точное решение. Установлено, что используемый метод численного решения обеспечивает получение устойчивого, сходящегося итерационного процесса и позволяет получать достоверные результаты.
3. Выполнены численные исследования открытой электрической дуги во внешнем поперечном магнитном поле. Показано, что с увеличением внешнего магнитного поля возрастает деформация столба дуги, уменьшается площадь привязки на электродах, возрастает плотность тока, температура и скорость прокачиваемого газа. Характер течения способствует конвективному выносу тепла из столба дуги и его охлаждению. Напряжение в столбе дуги U возрастает вследствие удлинения столба дуги. Увеличение H^* до некоторого критического значения приводит к неустойчивости итерационного процесса. Сделано предположение, что при некотором «критическом» значении H^* , дуга теряет устойчивость и гасится. На основе численного моделирования установлена качественная зависимость: угол отклонения столба дуги во внешнем магнитном поле пропорционален межэлектродному расстоянию и обратно пропорционален силе тока дуги.
4. Проведены численные эксперименты по исследованию причины гашения дуги. Использована аналогия между итерационным методом Зейделя-Гаусса и методом установления для решения нестационарных уравнений, позволяющая проследить развитие процессов по «итерационному времени». Показано, что при некотором критическом значении H^* интенсивный вынос тепла газодинамическими потоками приводит к охлаждению дуги до температуры менее 5000 К, что и вызывает её гашение.

Основное содержание диссертации опубликовано в работах:

1. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Численное решение трехмерного уравнения теплопроводности». Вестник КГНУ, вып.1,ч.2, с.56-59, Бишкек,1995г.
2. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Использование ПЭВМ при математическом моделировании теплофизических процессов». Международная научно-практическая конференция «Современные методы и средства информационных технологий», ч.1, с.5-6, Ош, 1995г.
3. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Методы численного решения трехмерных МГД-уравнений». Международная научно-практическая конференция «Проблемы механики и прикладной математики», т.1,с.43-45, Бишкек,1995г.
4. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Моделирование и вычислительный эксперимент пространственных процессов». Международная конференция «Высокогорные исследования: изменения и перспективы в XXI веке», с.562-563, Бишкек, 1996г.
5. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Расчет трехмерных потоков термической плазмы», Вестник КазГУ, № 7, с. 71-77, Алматы, 1997г.
6. Жайнаков А., Урусова Т.Э., Урусов Р.М. Методы расчета трехмерных электродуговых потоков плазмы». Вестник КГПУ, №1,с.58-62, Бишкек, 1998г.
7. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Тестирование модели расчета трехмерных течений». Международная научно-техническая конференция «Геология и горно-технические процессы», № 2, с.84-87, Бишкек, 1999г.
8. Жайнаков А., Урусова Т.Э. «Численное моделирование электрической дуги во внешнем магнитном поле». Международная научно-практическая конференции «Проблемы вычислительной математики и информационных технологий». с.193, Алматы,1999г.
9. Жайнаков А., Урусова Т.Э., Урусов Р. «Трехмерная модель расчета электродуговых потоков». Наука и новые технологии, № 2, с.3-7, Бишкек, 1999г.
10. Жайнаков А., Урусова Т.Э., Урусов Р. «Расчет открытой электрической дуги во внешнем магнитном поле». Наука и новые технологии, № 4, с.75-79, Бишкек, 1999г.
11. Жайнаков А., Урусова Т.Э., Урусов Р. «Влияние межэлектродного расстояния и силы тока на устойчивость электрической дуги в поперечном магнитном поле». Международная научно-практическая конференция «Технологии и перспективы современного инженерного образования, науки и производства», с.42-45, Бишкек, 1999 г.

АННОТАЦИЯ

Рассмотрены математическая модель и методика численного решения трехмерной системы уравнений электродуговой плазмы. Решение системы уравнений проводится известным методом дискретизации, динамическая часть системы уравнений решается в переменных «скорость-давление». Выполнено тестирование математической модели и методики решения путем сравнения результатов численного расчета с экспериментальными данными, а также с решением задач, имеющих точное решение. Как показали результаты тестирования, метод численного решения обеспечивает получение устойчивого, сходящегося итерационного процесса и позволяет получать достоверные результаты.

Выполнены численные исследования открытой электрической дуги во внешнем поперечном магнитном поле. Показано, что с увеличением внешнего магнитного поля возрастает деформация столба дуги, уменьшается площадь привязки на электродах, возрастает плотность тока, температура и скорость прокачиваемого газа. Характер течения способствует конвективному выносу тепла в из столба дуги и его охлаждению. Напряжение в столбе дуги U возрастает вследствие удлинения столба дуги. Увеличение H до некоторого критического значения приводит к неустойчивости итерационного процесса. Сделано предположение, что при некотором «критическом» значении H^* , дуга теряет устойчивость и гасится. На основе численного моделирования установлена качественная зависимость: угол отклонения столба дуги во внешнем магнитном поле пропорционален межэлектродному расстоянию и обратно пропорционален силе тока дуги.

Проведены численные эксперименты по исследованию причины гашения дуги. Использована аналогия между итерационным методом Зейделя-Гаусса и методом установления для решения нестационарных уравнений, позволяющая проследить развитие процессов по «итерационному времени». Показано, что при некотором критическом значении H^* интенсивный вынос тепла газодинамическими потоками приводит к охлаждению дуги до температуры менее 5000 К, что и вызывает её гашение.

ABSTRACT

The mathematical model and technique of the numerical decision of three-dimensional system of the equations of electroarc plasma is offered. The decision of system of the equations will be carried out by a known method of discretization, the dynamic part of system of the equations is decided in variable «speed - pressure». Testing mathematical model and techniques of the decision is executed by comparison of results of numerical account with experimental data, and also with the decision of tasks having the exact decision. As have shown results of testing, the method of the numerical decision provides reception steady, of converging iterative process and allows to receive authentic results.

The numerical researches of an open electrical arch in an external cross magnetic field are executed. It is shown, that with increase external magnetic the deformation of a pole of an arch grows, the area of binding on electrodes decreases, density of a current, temperature and speed moving of gas grows. The character of current promotes convective out of heat in from a pole of an arch and his cooling. The voltage in a pole of an arch U grows owing to lengthening a pole of an arch. The increase H^* up to some critical meaning results in instability of iterative process. The assumption is made, that at some "critical" meaning H^* , the arch loses stability and is extinguished. On the basis of numerical modeling the qualitative dependence is established: the corner of a deviation of a pole of an arch in an external magnetic field is proportional to interelectrode distance and back is proportional to force of a current of an arch.

The numerical experiments on research of the reason of clearing of an arch are carried out. The analogy between an iterative method Zeidel-Gauss and method of an establishment for the decision of the non-stationary equations allowing is used to look after development of processes on « to iterative time ». It is shown, that at some critical meaning H^* intensive out of heat gasdynamic by flows results in cooling an arch up to temperature less than 5000 K, as causes clearing.

АННОТАЦИЯ

Бул эмгекте электрдик жаа түрүндөгү плазманын математикалык модели жана анын үч өлчөмдүү теңдемелер системасынын сандык чыгаруу методикасы сунуш кылынган. Теңдемелер системасы белгилүү дискретизация методу менен, анын динамикалык бөлүгү «ылдамдык-басым» өзгөрмөлөрү аркылуу чечилет. Математикалык моделди жана анын чыгаруу методикасын тестирлөө тажрыйбанын сандык эсеп-чотунун жыйынтыгы менен, ошондой эле так чыгарылышка ээ маселелердин чыгарылышы менен салыштыруу ыкмасында жүргүзүлгөн. Тестирлөө жыйынтыгы көрсөткөндөй, сандык чыгаруу методу турактуу, жыйылуучу итерациялык процессти алууну камсыз кылат жана ишенимдүү жыйынтыктарды алууга көмөк берет.

Тышкы тууралжын магнит талаасында ачык күйүүчү электр жаасынын сандык эсеп-чоту аткарылган. Тышкы магнит талаасынын чоңоюшу менен электрдик жаа түркүгүнүн деформациясы күчөп, электроддорго жармашуу аянты азайып, ток күчүнүн тыгыздыгы артып, газдын агым ылдамдыгы менен температурасы чоңоеру далилденген. Газдын агымынын мүнөзү жаа түркүгүнөн жылуулуктун конвективдүү чыгарылышы менен, анан муздашын жөндөйт. Жаа түркүгүндөгү чыңалуу U ал түркүктүн узарышы менен өсөт. Магнит талаасынын H^* чыңалышынын кайсы бир сынчектүү чоңдугуна чейин жогорулашы итерациялык процессти туруксуздукка алып келет. Мындан H^* чоңдугунун кайсы бир «сынчектүү» маанисинде жаа турактуулугунан тайып, өчүп калат деген божомол жыйынтык чыгарса болот. Сандык моделдөө негизинде сапаттык көзкарандылык такталган: тышкы магнит талаасындагы жаанын түркүгүнүн жантаюу бурчу электроддор ортосундагы аралыкка түз, ал эми жаадагы ток күчүнө тескери пропорциялаш.

Жаанын өчүп калуу себебин сандык тажрыйба жолу менен изилдөө жүргүзүлгөн. Итерациялык Зейдель-Гаусс методу менен стационардык эмес теңдемелерди чыгаруунун калыптануу методун салыштыруу колдонулган. Бул салыштырууда процесстердин «итерациялык убакытта» өрчүшүн байкаса болот. Кайсы бир сынчектүү H^* маанисинде жылуулуктун күчтүү газдык агымдар менен ыкчам чыгарылышы жаанын температурасынын 5000Кден да төмөндөшүнө алып келип, өчүрүп коеру далилденген.



