

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭРОЗИИ ЭЛЕКТРОДОВ В ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ГЕНЕРАТОРАХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Д. Рычков, Вас. В. Саломатов

Институт вычислительных технологий СО РАН, г. Новосибирск

Введение

Рассматривается задача о численном исследовании течения низкотемпературной аргоновой плазмы с учетом прикатодных процессов в канале плазмотрона следующей конструкции (рис. 1). Графитовый катод имеет диаметр 2 мм и глубину 1 мм. Толщина медных стенок составляет 1 мм. Общая длина камеры устройства – 25 мм, ее радиус – 5 мм. Сила тока варьировалась в диапазоне 50 – 400 А, а расход газа G задавался в диапазоне 1-3 г/сек. Также учитывалось влияние закрутки течения.

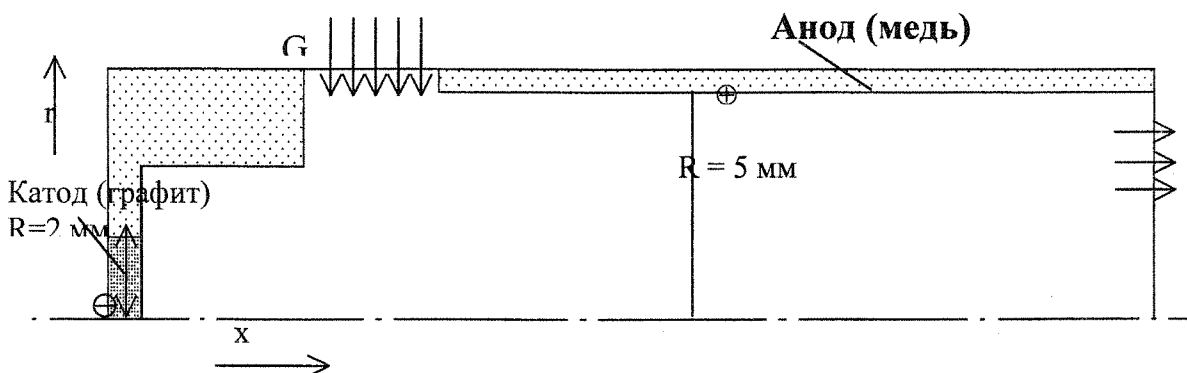


Рис 1. Поперечный разрез конструкции плазмотрона

Целью расчетов являлось выяснение детальной газодинамической картины течения, тепловых и электрических характеристик устройства и их влияния на процессы в прикатодной области разряда. Результаты исследования имеют важное теоретическое и практическое значение для оптимизации конструкций плазмотронов различного технологического применения, а также для увеличения ресурса работы их электродных узлов.

Математическая модель

Математическое описание базировалось на магнитогазодинамическом подходе к плазме как к сплошной среде на основе уравнений газовой динамики [4], уравнений Максвелла и связей для термодинамических параметров в ионизированном газе.

Модель была записана с учетом следующих предположений:

- плазма предполагается квазинейтральной;
- течение плазмы осесимметрическое стационарное;
- в плазме справедлив закон Ома в простейшей форме $\vec{j} = \sigma \vec{E}$;
- плазма рассматривается как совокупность тяжелых частиц (атомов, ионов) и электронов, при этом каждая из сред характеризуется своей собственной температурой (двухтемпературное приближение);

- излучением плазмы пренебрегалось;
- механизм эмиссии электронов предполагался термоэмиссионным, подчиняющимся закону Ричардсона;
- в прикатодном слое пространственного заряда используется соотношение Маккоуна;
- осредненные по Рейнольдсу уравнения движения замыкались с использованием $k-\varepsilon$ модели турбулентности.

Система дифференциальных уравнений, записанных в цилиндрической системе координат, включает в себя уравнения для определения ионизационного и термического состояния плазмы, осредненные по Рейнольдсу уравнения движения для среды в целом, уравнения $k-\varepsilon$ модели турбулентности и уравнения для определения электрических характеристик дуги.

Уравнение для определения электрических характеристик дуги было выражено условием потенциальности для функции электрического тока I в цилиндрической системе координат, аналогично [1].

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial I}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r\sigma} \frac{\partial I}{\partial r} \right) = 0, \quad (1)$$

где $I = \frac{2\pi r B_\phi}{\mu_0}$ - функция электрического тока.

Уравнение непрерывности для электронов:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial (n_e u_e)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r n_e v_e)}{\partial r} = K_r n_e (K_{ci} n_a - n_e n_i). \quad (2)$$

Уравнение энергии легких частиц (электронов):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[n_e \left(\frac{3}{2} kT_e + U_I \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[n_e u_e \left(\frac{5}{2} kT_e + U_I \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r n_e v_e \left(\frac{5}{2} kT_e + U_I \right) \right] = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] + \sigma E^2 - \frac{3}{2} B_{ea} (T_e - T) \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнение энергии тяжелых частиц (ионы и атомы):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[(n_i + n_a) \frac{3}{2} kT \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[(n_i + n_a) u \frac{3}{2} kT \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (n_i + n_a) v \frac{3}{2} kT \right] = \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial r} \right] + \frac{3}{2} B_{ea} (T_e - T) \end{aligned} \quad (4)$$

Условие квазинейтральности:

$$n_e = n_i. \quad (5)$$

Закон Дальтона:

$$P = n_e kT_e + (n_i + n_a) kT. \quad (6)$$

Уравнения $k-\varepsilon$ модели турбулентности, модифицированные для расчетов осесимметричных закрученных течений, были записаны с учетом поправки на потоковое число Ричардсона [8].

Выражения для коэффициентов переноса в плазме и термодинамических свойств были взяты аналогично [1].

Система уравнений (1-6) в совокупности с уравнением неразрывности и уравнениями движения дополнялась следующими граничными условиями:

На входной границе: $k = k_{ax}$, $\varepsilon = \varepsilon_{ax}$, $u = u_{ax}$, $v = v_{ax}$, $w = w_{ax}$, $T = T_{ax}$, $T_e = T_{e_{ax}}$, $n_e = n_{e_{ax}}$;

На выходной границе: давление задано, $\partial\Phi/\partial n = 0$ для всех остальных переменных;

На оси симметрии: $v = 0$, $\partial\Phi/\partial n = 0$ для всех остальных переменных;

На стенках: задаются условия непротекания для компонент вектора скорости. Температура, а также значения для k, ε и тангенциальной компоненты вектора скорости определяются с использованием пристеночных функций.

Для функции электрического тока I задавались следующие условия:

$$\text{на катоде} - I|_r = \int_0^r j_n r dr,$$

$$\text{на оси симметрии} - I = 0,$$

$$\text{на внешних границах и стенках} - I = I_0, \text{ где } I_0 - \text{полный ток дуги,}$$

$$\text{на выходной границе} - \partial I / \partial n = 0.$$

Значения для плотности электрического тока на катоде рассчитывались на основе балансовой модели катодных процессов [2,3], как сумма плотности термоэмиссионного электронного и ионного тока за вычетом тока обратных электронов. Значение теплового потока на границе с катодом находилось из условий баланса энергий в прикатодном слое с учетом энергии, приносимой на поверхность катода ионами, нейтральными атомами и обратными электронами, энергии, отводимой в катод теплопроводностью, а также энергии, которая тратится эмиссионными электронами. Распределение температуры в теле катода определялось из решения уравнения теплопроводности

$$\nabla(\lambda_k \nabla T_k) = 0. \quad (7)$$

Дискретизация уравнений проводилась методом контрольного объема на неравномерной прямоугольной сетке в естественных переменных (компоненты вектора скорости и давление) с использованием вариации процедуры SIMPLE [6] на неразнесенных сетках (все переменные определяются в центрах ячеек сетки). При аппроксимации потоков через грани контрольных объемов для обеспечения консервативности разностной схемы использовалась согласованная аппроксимация. Для предотвращения осцилляций давления, применялась интерполяция Рая-Чоу. При аппроксимации конвективных членов использовалась противопоточная разностная схема QUICK, имеющая третий порядок аппроксимации на гладких решениях. Во избежание расширения шаблона разностной схемы, дополнительные слагаемые, соответствующие влиянию отстоящих более чем на одну ячейку точек, выносились в правую часть разностного уравнения и аппроксимировались явно. Разностные уравнения решались высокоэффективным методом Булеева [7].

Результаты расчетов

Расчеты проводились для аргона при атмосферном давлении. На рис. 2 приведено сравнение профилей температур вдоль оси устройства для различных значений силы тока. Видно, что вблизи катода температура электронов всегда выше температуры тяжелых частиц. По мере удаления от катода разница между температурой электронов и

тяжелых частиц становится незначительной. При этом, чем больше ток дуги, тем тоньше зона выравнивания температур.

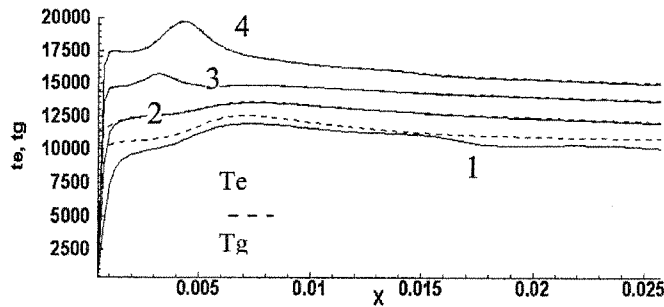


Рис. 2. Сравнение температур вдоль оси устройства ($G=3\text{г/сек}$, $I=50\text{А}(1)$, $100\text{А}(2)$, $200\text{А}(3)$, $300\text{А}(4)$).

На рис. 3 приведено сравнение полей температуры электронов и температуры тяжелых частиц. Как следует из рисунка, вблизи оси плазма находится в состоянии близком к термическому равновесию, а по мере приближения к стенкам канала разность между температурой электронов и температурой тяжелых частиц в плазме возрастает.

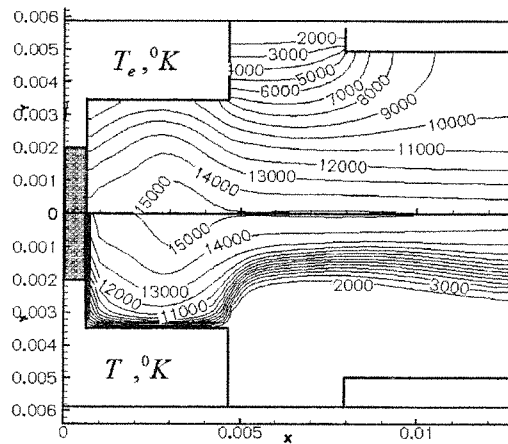


Рис. 3. Поля температуры тяжелых частиц T и электронов T_e ($G=3\text{г/сек}$, $I=200\text{А}$).

Рис. 4 демонстрирует картину протекания электрического тока в канале плазмотрона. Наличие углубления вокруг катода приводит к локальному увеличению толщины столба дуги в непосредственной близости к катоду.

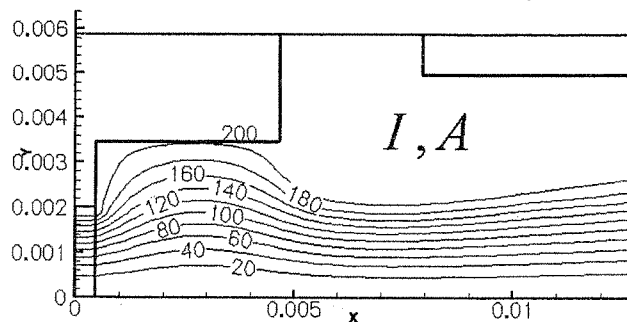


Рис. 4. Линии электрического тока ($G=3\text{г/сек}$, $I=200\text{А}$).

На рис. 5 продемонстрированы вычисленные профили температуры поверхности катода для различных значений тока дуги, а в таблице 1 приведены расчетные значения для радиуса привязки дуги к катоду. Этот радиус находился по точкам перегиба в профилях температуры на поверхности катода. Полученные данные качественно согласуются с экспериментально установленной зависимостью для радиуса катодного пятна на графитовом катоде $r_k \approx I^{0.34}$ [2]. Расчеты показали, что закрутка, а также увеличение расхода газа оказывает слабое влияние на процессы в прикатодной области.

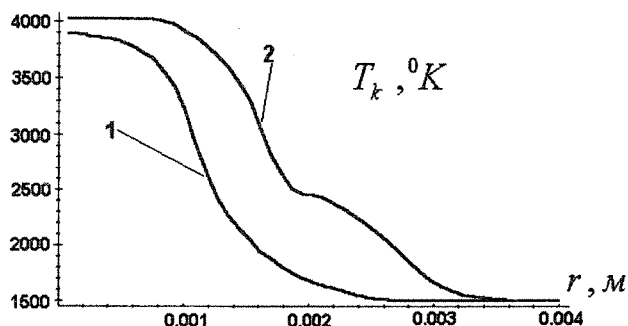


Рис 5. Профили температуры на поверхности катода (1 - $I = 100$ А, 2 - $I = 300$ А)

Таблица 1. Зависимость радиуса катодного пятна от тока дуги.

Ток дуги, А	Радиус катодного пятна, мм
50	0.92
100	1.07
200	1.36
300	1.63

Таким образом, была разработана и апробирована замкнутая модель для расчета процессов в электродуговых генераторах плазмы с учетом термической неравновесности. Модель не требует привлечения экспериментально получаемой дополнительной информации о прикатодной области. Результаты расчетов качественно совпадают с экспериментальными данными. Это позволяет применять данную модель для расчетов электродуговых генераторов плазмы и поиска путей дальнейшего совершенствования их технико-экономических показателей.

Литература:

1. Электрическая дуга – генератор низкотемпературной плазмы./ А. Жайнаков, В.М. Лелевкин, В.С. Мечев, В.Ф. Семенов, Р.М. Урусов - Бишкек: Ин-т физики.-: Илим, 1990.
2. Термохимические катоды./ М.Ф. Жуков, А.В. Пустогаров, Г.-Н.Б. Дандарон, А.Н. Тимошевский - Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1985.
3. Математическое моделирование катодных процессов./ А.М. Зимин, И.П. Назаренко, И.Г. Паневин, В.И. Хвесьюк - Новосибирск: ВО «Наука», Сибирская издательская фирма, 1993.
4. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987.
5. Launder В.Е., Spalding D.В. The numerical computation of turbulent flows. // Computational Meth. Appl. Mech. Eng.1974. Vol 3, No 1.

6. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. - М.: Энергоатомиздат, 1984.
7. Ильин В.П. Методы неполной факторизации для решения алгебраических систем. -М.: Физматлит, 1995.
8. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. - М.: Наука, 1994.

УДК 532.546

ГИДРОДИНАМИКА В КОНДЕНСАТОРАХ С ЗЕРНИСТЫМ СЛОЕМ

А.Р. Богомолов, С.М. Азиханов, К.В. Гуцал, Е.Ю. Темникова
Кузбасский Государственный Технический Университет, г. Кемерово
Институт теплофизики СО РАН, г. Кемерово
E-mail: santa@kuzbass.net

Представленная работа посвящена изучению гидродинамики жидкости при осесимметричном обтекании сферической поверхности на примере двумерной и трехмерной укладки шаров диаметром 37,5 мм, а также при фильтрации жидкости от вертикальной поверхности, помещенной в зернистый слой. В обоих случаях наблюдается отвод жидкости в радиальном направлении относительно основного течения. При осесимметричном обтекании отток жидкости увеличивается пропорционально увеличению числа контактов с другими сферами. В случае фильтрации жидкости от вертикальной поверхности зависимость насыщенности от высоты и длины зернистого слоя носит сложный волновой характер, а от скорости подачи жидкости – линейный.

Исследованию гидродинамических и тепловых процессов с фазовым превращением на поверхностях в плотных монодисперсных зернистых слоях посвящено большое количество работ. Эти процессы находят применение в химической технологии, тепловых трубах, конденсаторах и атомной энергетике.

Первые исследования по теплообмену при конденсации пара на поверхности вертикального и горизонтального цилиндра в пористой среде были представлены в экспериментальной работе [1], где высказано предположение об отводе части сконденсированного пара от поверхности конденсации. Авторы в статье [2], где была экспериментально исследована пленочная конденсация на вертикальной изотермической поверхности, погруженной в упакованный слой, предполагают существование отсоса части жидкости внутрь слоя под действием капиллярных сил. В работе [3] предлагается физическая модель теплообмена при пленочной конденсации насыщенного пара на вертикальном цилиндре в зернистом материале с учетом оттока конденсата. Принятая модель позволила достаточно точно описать экспериментальные результаты.

В представленной работе объясняется природа работы зернистого слоя как структуры, способствующей отводу жидкости в радиальном направлении относительно основного течения и, соответственно, интенсификации теплопередачи.

На рис. 1 представлена схема экспериментального стенда, на котором проводились опыты. Основными узлами стенда являются вентиль 1, бак постоянного уровня 2, ротаметр 3, сопло 4, решетка 5, емкости для сбора жидкости 6. Из бака постоянного