

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО РЕАКТОРА С ПОРИСТЫМИ СТЕНКАМИ

В.М. Лелевкин, В.Ф. Семенов

Кыргызско-Российский Славянский университет,
720000, г. Бишкек, ул. Киевская, 44. aral@krsu.edu.kg

Разработка и оптимизация параметров плазмохимического реактора требует решения комплекса задач, касающихся способов ввода и нагрева теплоносителя, геометрии плазмохимической камеры, взаимодействия плазмы с химическим реагентом и стенками канала, и др. При нагреве рабочей среды широко используются электродуговые плазмотроны, пространственно совмещенные с камерой плазмохимического реактора. Одним из эффективных способов защиты стенок от больших тепловых потоков является пористое охлаждение [1-5]. Вдув химического реагента через пористые стенки обеспечивает его подачу в зону дугового нагрева, что позволяет интенсифицировать энерговыделение в дуге, уменьшить тепловые потери на стенки и вернуть часть тепла в плазмохимическую камеру.

В данной работе на основе уравнений магнитной газовой динамики (МГД) [6] проводится расчет течения и нагрева газа электрической дугой в канале плазмотрона с пористыми стенками [2] (рис. 1) в зависимости от силы тока и соотношения расходов аксиального G_1 и радиального G_2 потоков газа.

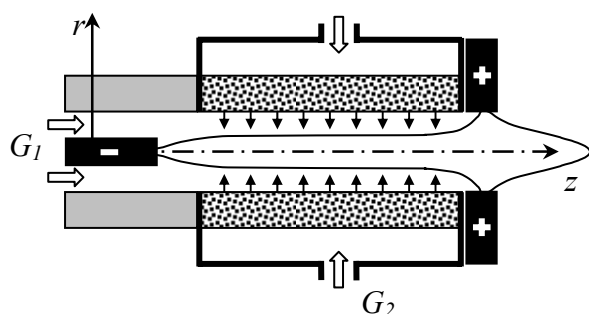


Рис. 1. Схема плазмохимического реактора.

Внутри пористой стенки пренебрегается продольным перетеканием газа. Граничные условия задаются по внешнему контуру расчетной области, включая участки занятые твердым телом (электроды, стенки) [6], на входе в пористую стенку радиальная скорость определяется удельным расходом газа $v(z) = -\dot{m} / \rho$.

Решение дифференциальных уравнений проводится методом конечных разностей в физических переменных с использованием процедуры SIMPLE. Дискретизация уравнений осуществляется методом контрольного объема. В дискретных аналогах уравнений коэффициенты переноса на гранях контрольных объемов определяются гармонически средним значением, что позволяет вести расчет тепловой задачи непрерывным образом, включая электроды и стенки канала, с автоматическим выполнением условий сопряженного теплообмена на границе раздела сред. Поглощаемая стенкой лучистая составляющая теплового потока учитывается в поверхностном слое контрольных объемов стенки.

Для расчета характеристик потока плазмы задаются (рис. 1): давление на выходе 0.1 МПа, $L=10$ см, $R=5$ мм, толщина стенок 5 мм, длина стержневого вольфрамового катода и кольцевого медного анода равны 1 см, радиус катода 1 мм, $G_1=0-5$ г/с, $G_2=0-32$ г/с, $I=25-300$ А, стенки канала - вольфрамовые с пористостью 30 % [2].

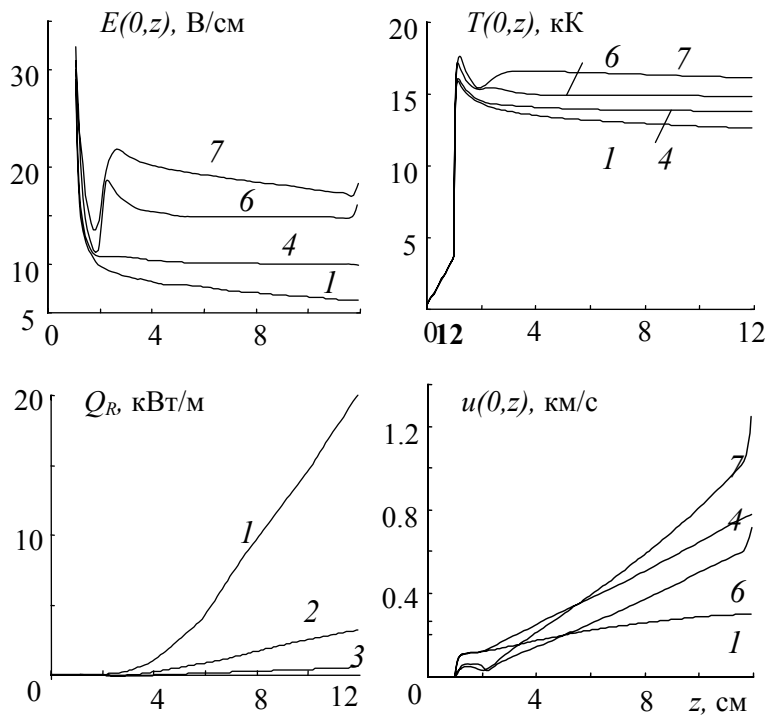


Рис. 2. Аксиальные распределения характеристик потока в зависимости от $G_2=0$ (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4), 8 (5), 16 (6), 28 (7) г/с; $I=100$ А, $G_1=1$ г/с.

Как следует из результатов (рис. 2), при слабом вдуве ($G_2 < 1$ г/с) зона радиального течения газа локализуется в узкой пристеночной области и вдуваемый газ не оказывает заметного влияния на развитие дугового потока. Формирование параметров плазмы определяется I , G_1 и происходит это практически так же, как в непроницаемом канале. С увеличением G_1 аксиальный поток газа сдерживает нарастание диаметра дуги, увеличивает длину участка прогрева газа практически пропорционально G_1 и смещает вниз по потоку область взаимодействия теплового поля дуги со стенкой канала. С ростом силы тока формируется течение с высокой

температурой, скоростью и тепловыми потоками на стенку Φ_R , Q_R (рис. 3).

С увеличением G_2 зона радиального течения газа расширяется и дуга горит в скрещенных газодинамических потоках. При $G_2 \gg G_1$ воздействие на плазму интенсивного радиального вдува приводит к образованию вихревого течения газа вблизи катодного узла, что может способствовать пространственной дестабилизации дуги [1]. С увеличением силы тока повышается устойчивость плазменного потока по отношению к гидродинамическим воздействиям. При $G_2 > 4$ г/с ($G_1 \neq 0$) практически полностью исключаются кондуктивные и конвективные потоки тепла на стенку (рис. 2,3). Возрастает роль лучистой энергии, которая экранируется внутренней поверхностью канала, и при $\dot{m} > 1$ кг/(м²·с) становится основным механизмом нагрева стенок. Отмечается слабая зависимость лучистого потока тепла на стенку Φ_R от величины \dot{m} (рис. 5). Энергоотвод излучением возрастает с увеличением силы тока и в интервале 25-300 А составляет 6-27 % от мощности дуги. Согласие

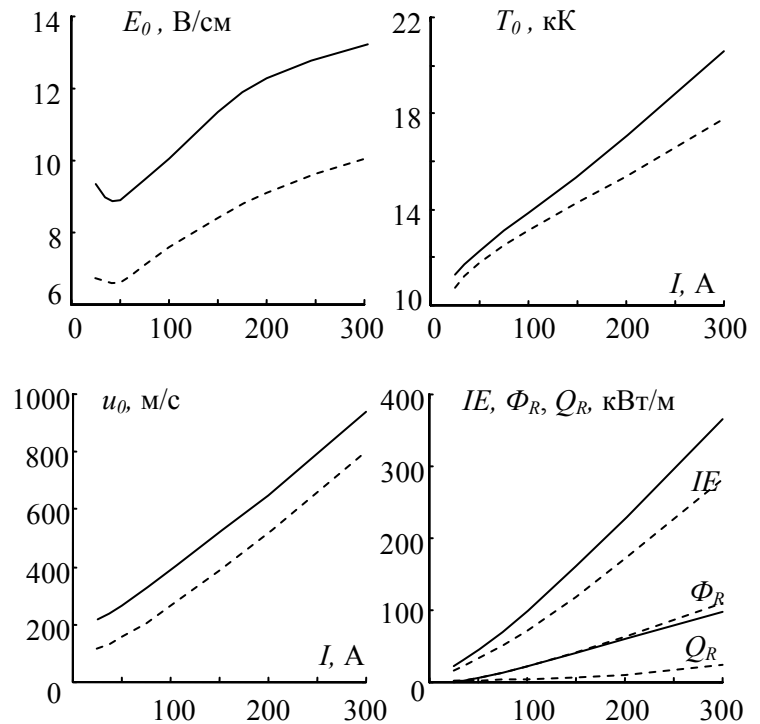


Рис. 3. Влияние силы тока на характеристики плазменного потока в сечении $z=7$ см для проницаемой ($G_2=4$ г/с, сплошные линии) и непроницаемой ($G_2=0$, пунктир) стенок; $G_1=1$ г/с.

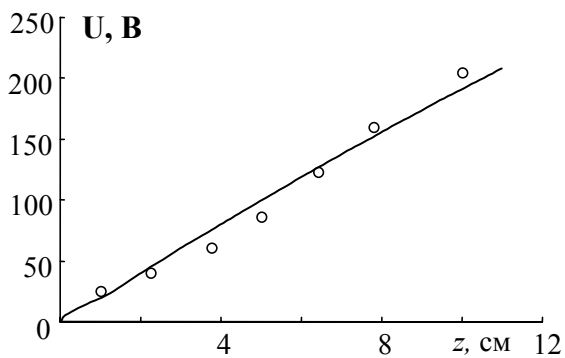


Рис. 4. Напряжение горения дуги, $I=100$ А, $G_1=1$ г/с, $G_2=28$ г/с, точки – эксперимент [2].

увеличением джоулевого тепловыделения в дуге за счет сжатия токопроводящего канала вдуваемым газом. Наряду с джоулевым тепловыделением доминирующим становится радиальный конвективный перенос энергии. Интегральное значение джоулевого тепловыделения по сечению канала практически постоянно в аксиальном направлении (рис. 2). Изменение динамических характеристик дугового потока с ростом \dot{m} , в отличие от тепловых и электрических, имеет немонотонный характер (рис. 5). В канале с пористыми стенками отрыв между осевыми и среднемассовыми значениями температур и скоростей больше, чем в непроницаемом канале, реализуется больший перепад давления, например, при $G=5$ г/с ($G_2=4$ г/с), $I=50$ А в пористом канале $\Delta P=15,6$ кПа, в непроницаемом $\Delta P=7,5$ кПа.

Как видно на рис. 6-7, увеличение \dot{m} при $I=\text{const}$ приводит к образованию по сечению канала трех характерных областей течения [1]. Первая, прилегающая к пористой стенке, характеризуется преимущественно радиальным течением холодного газа с малыми градиентами температуры, отсутствием заметного конвективного обмена и переноса тепла на стенку теплопроводностью. Вторая, сравнительно узкая область интенсивного смешения и взаимодействия аксиального и радиального потоков газа, характеризуется наличием больших радиальных градиентов температуры и скорости. Третья – приосевая, характеризуется высокой температурой, низкой плотностью и максимальной осевой скоростью потока. На рис. 6-7 видно образование узкого высокотемпературного ядра дуги и области холодного газа у стенки. Большие градиенты температур и максимальные значения радиальной скорости в зоне раздела приосевого и пристеночного течений способствуют интенсивному тепло- и массообмену между дугой и вдуваемым химическим реагентом. Течение газа в канале происходит с нарастанием осевой скорости и удельного массового расхода на

расчетных и экспериментальных данных [2] по напряжению горения дуги при $\dot{m} < 4$ кг/(м²·с) удовлетворительное (рис. 4). С ростом \dot{m} радиальное газодинамическое обжатие столба дуги приводит к уменьшению его поперечных размеров (рис. 6) и среднемассовой температуры, увеличению напряженности электрического поля и температуры ядра потока (рис. 5). Уменьшение среднемассовой температуры связано с конкуренцией двух процессов: с одной стороны - с расширением области течения холодного газа, а с другой – с

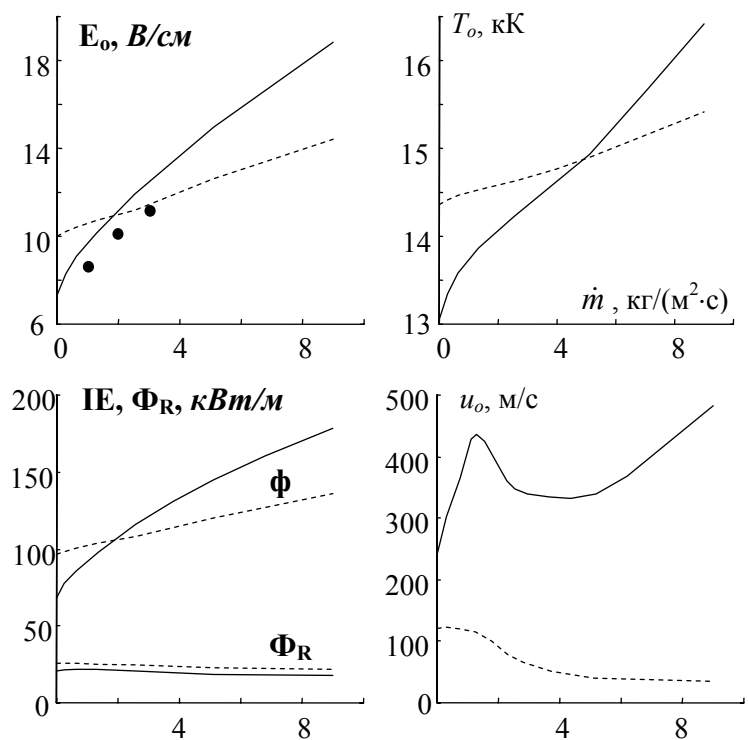


Рис. 5. Влияние удельного вдува на характеристики потока в сечениях $z=2$ см (пунктир), 7 см (сплошная); точки – эксперимент [4], $I=100$ А, $G_1=1$ г/с.

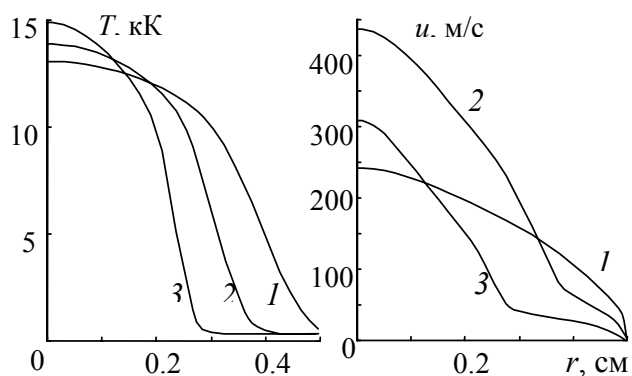


Рис. 6. Распределения температуры и аксиальной скорости в сечении $z=7$ см в зависимости от $G_2=0$ (1), 4 (2), 16 (3) г/с; $I=100$ А, $G_1=1$ г/с.

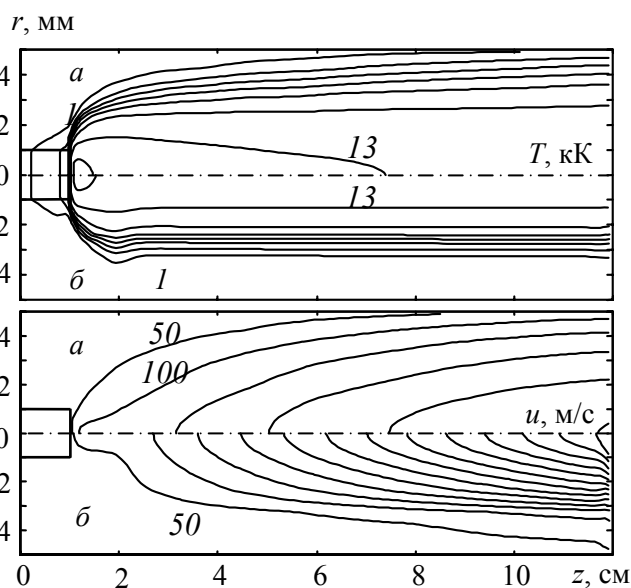


Рис. 7. Поля изотерм (шаг 2 кК) и аксиальной скорости (шаг 50 м/с) в канале с непроницаемой (а) и пористой (б, $G_2=8$ г/с) стенками; $I=100$ А, $G_1=1$ г/с.

периферии потока. На выходе из канала основная масса газа протекает в кольцевой зоне между оттесненным пограничным слоем и токопроводящим ядром дуги, происходит «выдувание» токопроводящей области и образование токовой петли за срезом сопла.

Следует отметить, что с повышением интенсивности радиального вдува тепловое состояние стенки определяется эффективностью внутреннего теплообмена и характеризуется превышением температуры стенки над температурой охлаждающего газа [5]. Это заметно проявляется с увеличением силы тока, когда уровень лучистого потока тепла на стенку становится значительным. Поэтому с увеличением \dot{m} , I некорректно отождествлять температуры стенки и газа, и требуется рассмотрение сопряженной задачи [2]. Условие $\dot{m}(z)=\text{const}$ на внутренней поверхности стенки может нарушаться при сильных перепадах давления вдоль канала. Так как в ресивере создается равномерное поле давления, то локальное значение $\dot{m}(z)$ будет возрастать вниз по потоку в связи с уменьшением противодавления в камере [1], что также требует решения сопряженной задачи. При разработке методов

расчета мощных генераторов плазмы, работающих при повышенных давлениях, расходах газа и больших токах, важным фактором становится учет турбулентности и переноса энергии излучением.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жуков М.Ф., Аньшаков А.С., Засыпкин И.М. и др. *Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками*. Новосибирск: Наука, 1981. 201 с.
2. Курочкин Ю.В., Пустогаров А.В. // *Экспериментальные исследования плазмотронов* / Под ред. М.Ф. Жукова. Новосибирск: Наука, 1977. С. 82.
3. Леонтьев А.И., Волчков Э.П., Лебедев В.П. и др. *Тепловая защита стенок плазмотронов / Низкотемпературная плазма*. Т. 15. Новосибирск: ИТ СО РАН, 1995. 335 с.
4. Хеберлайн Дж., Пфендер Е. // *Теплопередача*. 1972. Т. 94. № 2. С. 17.
5. Курочкин Ю.В., Пустогаров А.В., Старшинов В.И., Уколов В.В. // *Изв. СО АН СССР*. 1977. № 8. Сер. техн. наук. Вып. 2. С. 97.
6. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Г.А. Десятков и др. *Теория столба электрической дуги*. Т.1. *Низкотемпературная плазма*. Новосибирск: Наука СО, 1990. 376 с.