

УДК 533.95

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТРАКТЕ ИМПУЛЬСНОЙ УСТАНОВКИ

Е.Н. ВАСИЛЬЕВ, В.А. ДЕРЕВЯНКО, Д.А. НЕСТЕРОВ

Институт вычислительного моделирования СО РАН, Красноярск

Представлена вычислительная модель газодинамических процессов в тракте экспериментальной установки, состоящей из ударной трубы и МГД-канала. Одномерная модель использована для определения характеристик течения во всем тракте установки, а трехмерная — для исследования динамики токового слоя в МГД-канале. Расчеты позволили выявить структуру течения и установить особенности формирования токового слоя.

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени опубликовано достаточное количество работ с результатами теоретических исследований по МГД-генераторам с T -слоем [1–4]. В большинстве этих работ характеристики МГД-взаимодействия рассчитывались на основе одномерных моделей, когда T -слой рассматривался как непроницаемый плазменный поршень. Однако одномерные модели показали, что при взаимодействии толкающего неэлектропроводного газа с T -слоем между ними возникает энергообмен, что можно интерпретировать как проницаемость T -слоя [3, 4]. Очевидно, что в реальности взаимодействие имеет более сложный характер, поэтому были разработаны двух- и трехмерные вычислительные модели, позволившие смоделировать все стадии указанного взаимодействия и определить механизмы, влияющие на формирование структуры T -слоя [5, 6]. Проведенные исследования показали, что действие тормозящей электромагнитной силы в сочетании с перепадом плотности на границе токового слоя может приводить к протеканию газа через (или вокруг) него из-за развития обтекания или рэлей-тейлоровской неустойчивости. Вопрос проницаемости токового слоя имеет важное значение с точки зрения силового и энергетического балансов процесса. Протекание газа приводит как к ухудшению эффективности силового взаимодействия, так и к включению мощного механизма конвективного уноса энергии, при этом, соответственно, увеличиваются затраты энергии на поддержание электропроводящего состояния T -слоя.

При проведении экспериментальных исследований нестационарных сверхзвуковых МГД-течений достаточно трудно обеспечить всестороннюю диагностику и одновременное измерение многих физических параметров и характеристик, поскольку протекающие в них физические процессы отличаются многообразием и сложностью. В то же время импульсный характер процесса, наличие фазы нестационарного течения, связанной с ударным запуском сопла, сложная картина течения в МГД-канале (наличие ударных волн, контактных разрывов) требуют

тщательного изучения газодинамической структуры течения в тракте экспериментальной установки. Установить особенности формирования структуры T -слоя и выяснить характер МГД-взаимодействия непосредственно из результатов экспериментов в полной мере оказывается затруднительным. Проведение вычислительного моделирования для условий эксперимента может оказать существенную помощь для выяснения сущности протекающих процессов, качественной и количественной картины течения, интерпретации результатов измерений. Целью настоящей работы является вычислительное моделирование структуры течения во всем тракте установки и динамики формирования T -слоя в МГД-канале.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Импульсная установка предназначена для исследования процессов взаимодействия нестационарных плазменных образований (токовых слоев) с внешним поперечным магнитным полем. Она состоит из ударной трубы, сопловой секции, МГД-канала, внешней цепи и конденсаторных накопителей энергии (рис. 1). Ударная труба обеспечивает примерно в течение 2 мс получение потока газа с температурой и давлением торможения равными соответственно $2000 \div 3000$ К и $2 \div 3$ МПа, а сопловая секция обеспечивает ускорение потока до числа Маха $M \approx 2,8$. В МГД-канале в течение рабочего цикла создается и поддерживается постоянное однородное магнитное поле величиной до 2 Тл. Система инициирования токового слоя вмонтирована в сопловую секцию установки. Активная нагрузка обеспечивает протекание в цепи импульсов тока с амплитудой до 10 кА, по форме близких к прямоугольным. Это позволяет стабилизировать параметры взаимодействия в МГД-канале и, тем самым, упрощает анализ экспериментальных данных.

Поток газа создается диафрагменной ударной трубой, которая состоит из камеры высокого давления (КВД) и вакуумируемой камеры низкого давления (КНД). КНД заканчивается отражающим соплом, переходящим в прямоугольный МГД-канал длиной 2 м и постоянным поперечным сечением (высота $H = 8$ см, ширина $D = 4$ см). Рабочий режим установки зависит от начальных параметров газов в КВД и КНД. В КВД используется гелий обычно при давлении $60 \div 100$ атм. В КНД и МГД-канале в качестве рабочего газа могут использоваться различные газы (аргон, воздух, продукты сгорания и др.). Начальное давление в КНД зависит от требуемых значений параметров газового потока в МГД-канале.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЯ В ТРАКТЕ УСТАНОВКИ

Моделирование процессов в импульсной установке разделено на два этапа. На первом этапе с помощью одномерной вычислительной модели определяются распределения физических параметров во всем тракте установки, на втором — в трехмерном приближении определяются картина течения и структура токового слоя в МГД-канале.

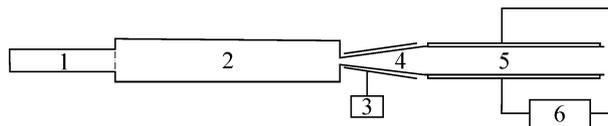


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

1 — камера высокого давления, 2 — камера низкого давления, 3 — система инициирования, 4 — сопло, 5 — МГД-канал, 6 — цепь нагрузки.

Математическое моделирование структуры течения проводилось на основе решения нестационарной одномерной системы уравнений магнитной газодинамики в эйлеровых координатах:

$$\frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 F}{\partial x} + \frac{\partial p F}{\partial x} = p \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho F (e + (u^2/2))}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F (e + (u^2/2))}{\partial x} + \frac{\partial p u F}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$p = R \rho T, \quad e = c_v T. \quad (4)$$

Здесь ρ , T , p — плотность, температура и давление газа, $F(x)$ — текущее сечение тракта установки, u — скорость, t — время, x — координата, e — внутренняя энергия.

Граничное условие на торцевой стенке КВД задается исходя из условия непроницаемости, на выходе заданы “мягкие” граничные условия, т. е. равенство нулю производных физических параметров. Начальным условием является состояние покоящегося газа с параметрами, соответствующими конкретному эксперименту. Функциональная зависимость сечения $F(x)$ задана в соответствии с реальными геометрическими размерами всех составных частей экспериментальной установки.

Система уравнений (1)–(4) решалась явным методом Мак-Кормака. Поскольку течение содержит области с большими градиентами параметров (T -слои, ударные волны), для устранения осцилляций и увеличения точности расчетов использовался метод коррекции потоков FCT (Flux-Corrected Transport).

Результаты моделирования приведены для процесса со следующими начальными параметрами газа:

- камера высокого давления: рабочий газ — гелий, $T = 290$ К, $p = 6$ МПа;
- камера низкого давления и МГД-канал: рабочий газ — воздух, $T = 290$ К, $p = 200$ мм рт.ст.

КВД и КНД на установке разделены металлической диафрагмой. После разрыва диафрагмы начинается нестационарный процесс перетекания гелия из КВД в КНД, при этом формируется область ударно сжатого газа, ограниченная с двух сторон ударными волнами, движущимися относительно газа в противоположные стороны, а относительно стенок установки в направлении сопловой секции (рис. 2, *a*). Кроме того, вглубь КВД распространяется волна разрежения. Внутри области ударно сжатого газа находится контактный разрыв, соответствующий границе раздела двух сортов газа, на которой также имеется разрыв температуры.

При достижении правой ударной волной среза сопла ударная волна отражается, формируя перед соплом область ударно-сжатого газа с высоким давлением и температурой (рис. 2, *b*). Эта область содержит контактную границу, разделяющую два сорта газа: гелий и воздух. Для рассматриваемого режима в этой области воздух имеет следующие значения физических параметров: $T \approx 2900$ К, $p \approx 1,9$ МПа. С момента образования этой зоны ударно нагретого газа начинается его истечение в сопловую секцию, которое сопровождается возникновением нестационарной волновой структуры, состоящей из стартовой и обращенной волн. Эти ударные волны относительно стенок движутся вниз по течению, а относительно газа

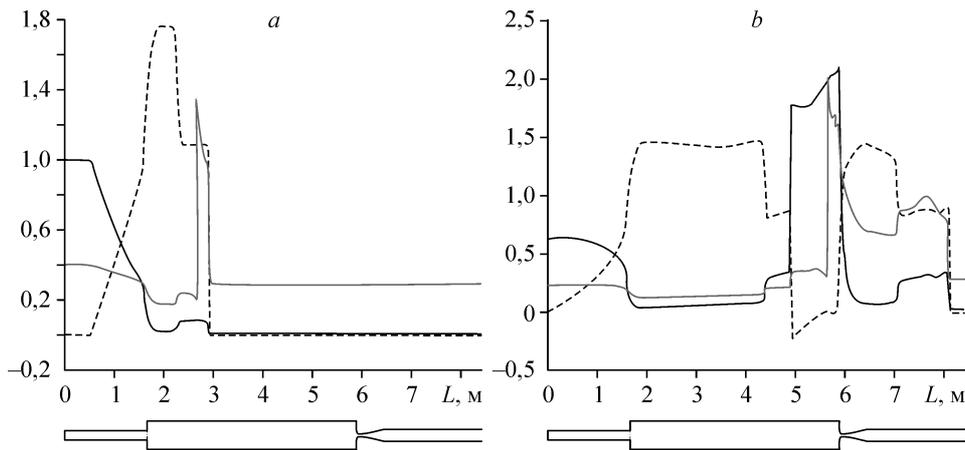


Рис. 2. Ударно-волновая картина возмущений в камерах высокого и низкого давлений.

a — сплошная черная линия — $p(x)/6 \cdot 10^5$ Па, сплошная серая — $T(x)/10^3$ К, штриховая — $u(x)/10^3$ м/с,
b — сплошная черная линия — $p(x)/10^5$ Па, сплошная серая — $T(x)/10^3$ К, штриховая — $u(x)/10^3$ м/с.
 Под графиком показан профиль сечения $F(x)$ тракта установки.

в противоположные стороны, т. е. размер области постоянно увеличивается. Находящаяся между ударными волнами масса газа содержит внутри себя контактную границу, разделяющую газ, первоначально покоившийся в МГД-канале, и газ, поступивший из КНД. Эта область, являющаяся своеобразной пробкой, движется по соплу и МГД-каналу в направлении выходного сечения. Скорость газа в ней составляет $u \approx 700$ м/с, температура и давление: $T \approx 1800$ К, $p \approx 0,3$ МПа. Соответственно выше по потоку в сопловой секции формируется установившееся стационарное течение, параметры которого существенно отличаются от параметров газа в пробке. Значения параметров (скорость, давление, температура) такого установившегося течения прежде всего определяются геометрией сопловой секции и могут быть достаточно точно рассчитаны из стационарных изоэнтропических соотношений. В данном расчете значения параметров установившегося течения в МГД-канале составляют: $u \approx 1550$ м/с, $T \approx 400$ К, $p \approx 20$ кПа. Длительность такого стационарного истечения определяется запасом ударно нагретого воздуха, находящегося в КНД перед соплом. Из рисунка также видно, что в КВД и КНД продолжается движение и взаимодействие между собой и с торцевыми стенками ударных волн и волн разрежения.

Результаты математического моделирования дают полную картину газодинамики течения во всем тракте установки. На установке процесс инициирования осуществляется путем разряда конденсаторной батареи, которая подключена к электродам сопловой секции. Система инициирования работает в ждущем режиме, т. е. электрический пробой газового промежутка в самом узком критическом сечении сопла начинается с приходом в него из КНД фронта падающей ударной волны, поэтому формирование токового слоя происходит в пробке газа между обращенной и стартовой волнами, которая движется сначала по сопловой секции, затем по МГД-каналу. Полученное распределение параметров течения в МГД-канале является начальным условием для моделирования взаимодействия токового слоя с магнитным полем и неэлектропроводным газовым потоком.

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ТОКОВОГО СЛОЯ В МГД-КАНАЛЕ

Рассмотрим течение невязкого излучающего газа в канале постоянного прямоугольного сечения. Неэлектропроводный поток содержит локальную плазменную область, взаимодействующую с поперечным магнитным полем. Вычислительная

модель процесса базируется на решении уравнений газовой динамики, уравнений Максвелла и переноса излучения.

Для описания движения газа используется система уравнений Эйлера, дополненная уравнениями состояния:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (5)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E_t \end{bmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (E_t + p)u + q_x \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (E_t + p)v + q_y \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho wu \\ \rho wv \\ \rho w^2 + p \\ (E_t + p)w + q_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ f_z \\ Q \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$E_t = \rho \left(\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2} + e \right), \quad Q = Q_J - Q_R + f_x u + f_y v + f_z w, \quad (7)$$

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}, \quad q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (8)$$

$$p = p(\rho, e), \quad T = T(\rho, e), \quad (9)$$

где u, v, w — компоненты вектора скорости газа \mathbf{v} , E_t — полная энергия единицы объема газа, f_x, f_y, f_z — компоненты вектора силы \mathbf{f} , действующей на газ вдоль оси x, y и z соответственно, Q_J — объемная мощность джоулевой диссипации, Q_R — изменение энергии за счет радиационного теплообмена; λ — коэффициент теплопроводности газа.

Начальные условия для уравнений (1)–(5) задаются в виде распределений температуры, давления и скорости:

$$T(x, y, z, t)|_{t=0} = T_0(x, y, z), \quad p(x, y, z, t)|_{t=0} = p_0(x, y, z).$$

$$u(x, y, z, t)|_{t=0} = u_0(x, y, z), \quad v(x, y, z, t)|_{t=0} = 0.$$

Граничные условия определяют на входе в канал параметры сверхзвукового потока:

$$T(x, y, z, t)|_{x=0} = T_1(y, z, t), \quad p(x, y, z, t)|_{x=0} = p_1(y, z, t),$$

$$u(x, y, z, t)|_{x=0} = u_1(y, z, t), \quad v(x, y, z, t)|_{x=0} = 0,$$

на выходе заданы “мягкие” условия, т. е. приравниваются нулю производные от искомых величин:

$$\left. \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} \right|_{x=L} = 0, \quad \left. \frac{\partial p(x, y, z, t)}{\partial x} \right|_{x=L} = 0, \quad \left. \frac{\partial v(x, y, z, t)}{\partial x} \right|_{x=L} = 0.$$

На боковых стенках канала задаются условия непроницаемости.

Для расчета величины объемного изменения энергии Q_R за счет радиационного переноса излучения решаются следующие уравнения:

$$\Omega \text{grad}(I_\nu) = k_\nu (I_{\nu p} - I_\nu), \quad (10)$$

$$\mathbf{W} = \int_0^\infty d\nu \int \mathbf{a} I_\nu d\Omega, \quad (11)$$

$$Q_R = \text{div}(\mathbf{W}), \quad (12)$$

где I_ν — интенсивность энергии излучения частоты ν , $I_{\nu p}$ — интенсивность равновесного излучения, $k_\nu(\nu, T, p)$ — коэффициент поглощения излучения, \mathbf{a} — единичный вектор, определяющий направление излучения для угла $d\Omega$, \mathbf{W} — вектор потока энергии излучения.

Граничные условия для уравнения переноса излучения (10) определяются падающим извне излучением $I_\nu|_\Gamma = I_{0\nu}(\mathbf{a}, \nu)|_\Gamma$, где Γ — граница области расчета излучения, \mathbf{a} — вектор, определяющий направление излучения. В данном случае полагалось, что стенки канала значительно холоднее излучающего газа, поэтому $I_\nu|_\Gamma = 0$.

Формулировка электродинамической части задачи выполнена с учетом малости индуцированного магнитного поля B_{ind} , величина которого была оценена по формуле для бесконечного прямолинейного проводника $B_{\text{ind}} = \mu_0 I / 2\pi r$, здесь $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, r — радиус токопроводящего канала. Значение B_{ind}/B_0 меньше 0,1 для характерных величин МГД-процесса: силы тока $I = 10$ кА и радиуса разрядной области $r = 2$ см.

Для описания МГД-взаимодействия используется система уравнений Максвелла в приближении статической электродинамики, при этом диэлектрическая и магнитная проницаемости среды считаются равными единице:

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E}^e + \mathbf{E}^{\text{ext}}), \quad (13)$$

$$\text{rot } \mathbf{E}^e = 0, \quad (14)$$

$$\text{div } \mathbf{E}^e = 4\pi\rho_e, \quad (15)$$

где $\mathbf{E}^e(x, y, z)$ — напряженность электрического поля, определяемая внешней нагрузкой, $\mathbf{E}^{\text{ext}}(x, y, z) = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$ — напряженность индуцированного электрического поля, $\mathbf{j}(x, y, z)$ — поле плотности тока, $\sigma(x, y, z)$ — электропроводность газа, $\rho_e(x, y, z)$ — поле плотности электрических зарядов.

Используя скалярную функцию потенциала электрического поля $\varphi(x, y, z)$, удовлетворяющую уравнению

$$-\nabla\varphi = \mathbf{E}^e, \quad (16)$$

и соотношение $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$, получим неоднородное эллиптическое уравнение с переменными коэффициентами

$$\operatorname{div}(\sigma \nabla \varphi) = \operatorname{div}(\sigma \mathbf{E}^{\text{ext}}). \quad (17)$$

Решение данного уравнения позволяет найти распределение потенциала $\varphi(x, y, z)$, по которому из (13) определяется электрическое поле \mathbf{E}^e и с помощью (9) распределение плотности токов \mathbf{j} . Величина Джоулевой диссипации и объемной силы Лоренца, действующей на электропроводный газ, рассчитываются следующим образом:

$$Q_j = \mathbf{j}^2 / \sigma, \quad \mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}. \quad (18)$$

В качестве граничных условий уравнения (14) на электродах задаются значения потенциала. На непроводящих границах, где отсутствует нормальная составляющая плотности тока, соответствующая производная потенциала приравнивается нулю.

Численное решение задачи на каждом временном шаге выполняется в три этапа:

1) по значениям температуры и давления с текущего временного слоя в каждой точке сетки из решения уравнений (10)–(12) определяется распределение Q_R ;

2) из электродинамических уравнений (13)–(18) находится распределение плотности токов и напряженность электрического поля, по которым в каждой точке расчетной области вычисляются величины объемной электродинамической силы \mathbf{f} и Джоулевой диссипации Q_j ;

3) решаются газодинамические уравнения (5)–(9).

Для расчета радиационного теплообмена, как и в [6], применено многогрупповое приближение. Для численного решения уравнения (10) использован метод характеристик (S_n -метод), основанный на определении набора характеристических направлений, для каждого из которых решается одномерное уравнение переноса.

Для решения электродинамического уравнения (17) использован метод установления, когда из соответствующего нестационарного уравнения

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \operatorname{div}(\sigma \nabla \varphi) - \operatorname{div}(\sigma \mathbf{E}^{\text{ext}}) \quad (19)$$

находится решение, сходящееся к стационарному состоянию. Для численного решения уравнения (19) используется экономичная схема расщепления по пространственным направлениям с применением неявной разностной схемы.

При выполнении третьего этапа для решения уравнений (5)–(8) используется явная схема Мак–Кормака с применением расщепления по пространственным координатам [6]. При задании уравнений состояния использована интерполяция табличных данных:

$$p_{n,m}(p_n, e_m), \quad T_{n,m}(p_n, e_m). \quad (20)$$

Таблицы (20) были получены с помощью обращения таблиц

$$p_{i,j}(p_i, T_j), \quad e_{i,j}(p_i, T_j). \quad (21)$$

Для обращения таблиц (21) с помощью интерполяции получены непрерывные гладкие зависимости $p = p(p, T)$, $e = e(p, T)$, и для каждой пары величин p_n и e_m находились значения $p_{n,m}$ и $T_{n,m}$ с помощью численного решения системы неявных уравнений:

$$\begin{cases} \rho_n = \rho(p_{n,m}, T_{n,m}) \\ e_n = e(p_{n,m}, T_{n,m}) \end{cases}$$

Исходные данные по коэффициентам электропроводности и теплопроводности задавались в виде таблиц $\sigma(T, p)$ и $\lambda(T, p)$ [7].

Динамика формирования токового слоя в МГД-канале моделировалась при следующих параметрах процесса: сила тока $I = 10$ кА, скорость, температура и давление на входе в канал $u = 900$ м/с, $T = 920$ К, $p = 0,3$ МПа, индукция внешнего магнитного поля B варьировалась от 0 до 2 Тл. В начальном состоянии газодинамическое течение включает в себя разрядную область, заданную в виде правильного цилиндра с радиусом $r = 2$ см и температурой $T = 10^4$ К. Количество узлов сетки в данном расчете составляло $201 \times 21 \times 41$, величина шага по пространственным координатам задавалась одинаковой $h_x = h_y = h_z = 2$ мм.

Результаты моделирования формирования структуры T -слоя в МГД-канале для $B = 2$ Тл приведены на рис. 3. Взаимодействие с магнитным полем приводит к торможению токового слоя и установлению на нем перепада давления, при этом вверх по потоку отходит волна сжатия, вниз — волна разрежения. Вследствие радиационных энергопотерь температура и электропроводность газа на краях разрядной области снижаются, что приводит к выносу потоком внешнего слоя газа с разряда и формированию режима обтекания. При этом ниже по потоку формируется вихревое течение, по структуре напоминающее дорожку Кармана. На начальном этапе ($t < 0,1$ мс) разрядная область сохраняет симметричную форму, а течение газа имеет двухмерный характер (рис. 3, *a*). Периодический срыв вихрей с краев разряда приводит к возникновению поперечной силы, приводящей к пульсирующему изменению формы разряда, поэтому с течением времени симметрия разряда теряется и его размеры и форма начинают хаотически изменяться около некоторых средних значений (рис. 3, *b-d*). T -слой при этом обтекается холодным газом и не перекрывает полностью поперечное сечение канала.

Поперечные размеры токового слоя зависят от величины магнитного поля. Распределения температурного поля в среднем сечении МГД-канала, параллельном плоскости электродов (плоскость xu), для малого (0,05 Тл) и большого (2 Тл) значений индукции магнитного поля B приведены на рис. 4. Как видно на рисунке, с увеличением магнитного поля при одинаковой величине полного тока площадь поперечного сечения разрядной области существенно уменьшается. Это обусловлено тем, что при большей величине тормозящей силы IB повышаются перепад давления и скорость обтекания T -слоя холодным газом. Для компенсации возросшей мощности конвективных энергопотерь необходима более высокая плотность тока, поэтому в процессе взаимодействия при высоких значениях B формируется T -слой с меньшими поперечными размерами.

Действие тормозящей электродинамической силы приводит к формированию на разрядной области перепада давления. Распределения давления $p(x)$ на оси и на стенке канала при значении $B = 2$ Тл для момента времени $t = 0,25$ мс приведены на рис. 5. Зависимости на оси и на стенке имеют подобный характер, поскольку канал узкий и давление в поперечном сечении быстро выравнивается. Перепад давления Δp ($x = 11-13$ см) соответствует области разряда, слева от разряда находится область сжатого газа, справа — волна разрежения. Помимо пульсаций давления, возникающих при срыве вихрей с разрядного столба, происходит и более

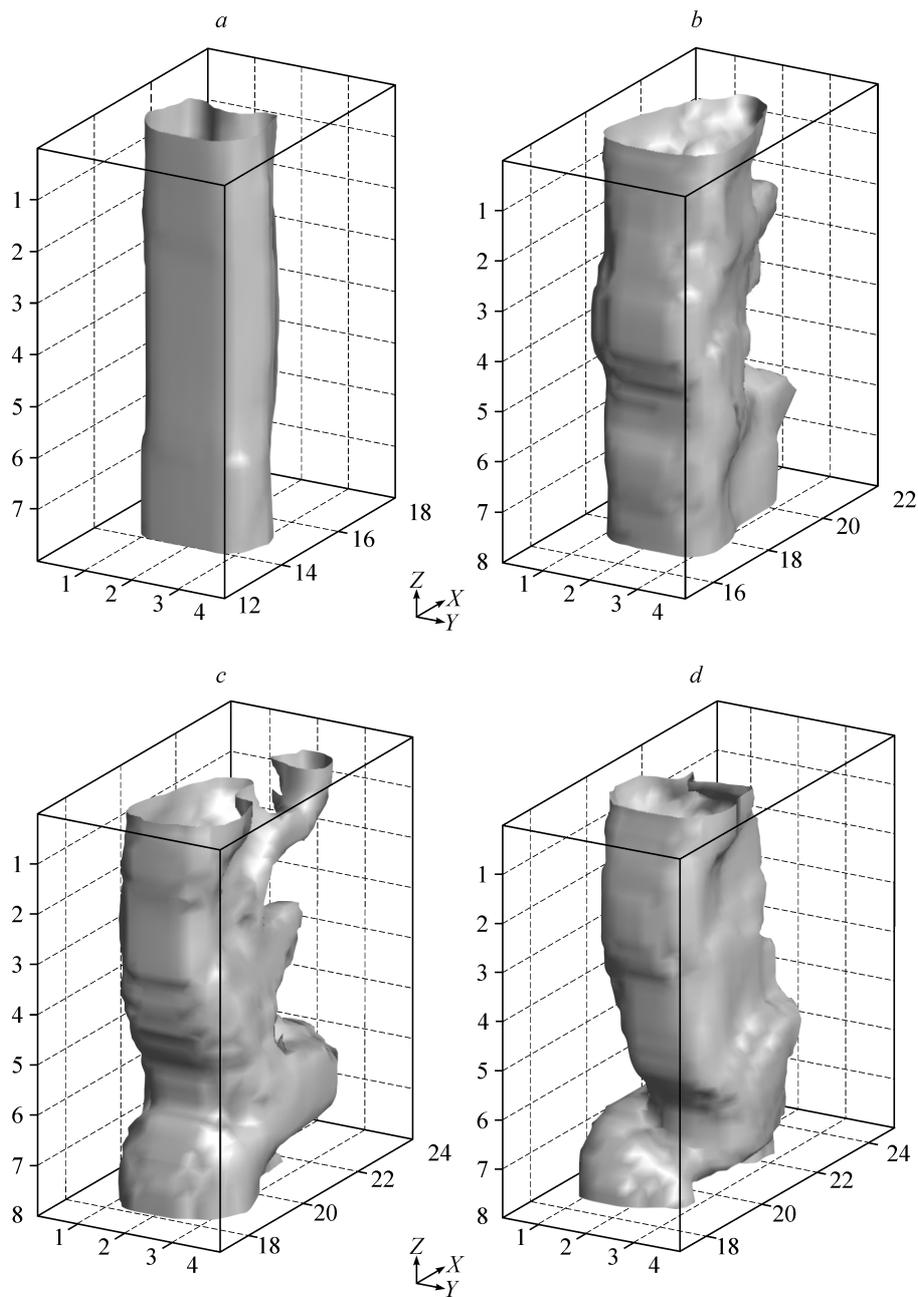


Рис. 3. Изоповерхности температуры $T = 8000$ К, соответствующие моментам времени. 0,1 (a), 0,3 (b), 0,5 (c), 0,6 (d) мс (деления на осях указаны в см).

медленные изменения величины $\Delta\rho$, обусловленные перестройкой структуры разряда за счет энергетических механизмов.

На верхней по потоку границе токового слоя наличие скачка плотности сочетается с действием объемной силы, что является условием для развития рэлей-тейлоровской неустойчивости. Диссипативные механизмы вязкости, излучения и теплопроводности, наоборот, препятствуют развитию неустойчивости, возможность которого определяется балансом этих механизмов. В рассмотренных при

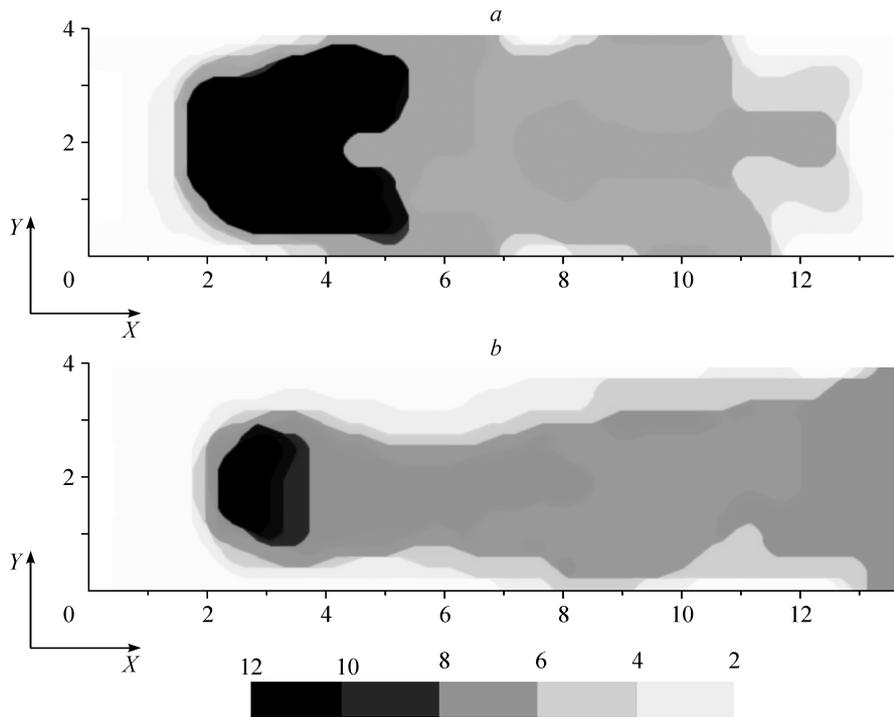


Рис. 4. Распределение температуры в среднем сечении МГД-канала для момента времени 0,6 мс. Индукция магнитного поля B — 0,05 (а), 2 (б) Тл (деления на осях указаны в см).

моделировании условиях, соответствующих параметрам экспериментальной установки, развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости не наблюдалось, токовый слой в течение всего времени сохранялся в форме единого плазменного образования, а протекание газа происходило только вблизи стенок канала.

Проведенное исследование динамики формирования токового слоя при различных значениях внешнего магнитного поля показало, что во всех случаях разрядная область обтекается потоком неэлектропроводного газа. Величина проницаемости зависит от отношения площадей сечений (в плоскости yz) T -слоя F_T и канала $F_K = HD$. Количественную оценку проницаемости T -слоя проведем, используя соотношение

$$IBH = \Delta p F_T, \quad (22)$$

где Δp — перепад давления на T -слое. В случае непроницаемого поршня, когда им перекрывается все поперечное сечение канала, $F_T = F_K = HD$, а величина перепада давления имеет минимальное значение $\Delta p_{\min} = IB/D$. Когда поршень обтекается газовым потоком, F_T становится меньше F_K , и, согласно (22), $\Delta p > \Delta p_{\min}$.

Для случая непроницаемого поршня параметр $\Delta p_{\min}/p_0$ имеет прямо пропорциональную зависимость (прямая 1, рис. 6). По данным моделирования динамики процесса при $B = 0,5, 1, 1,5$ и 2 Тл были получены зависимости от величины магнитного поля следующих безразмерных параметров $\Delta p/p_0$ и $F^* = F_T/F_K = \Delta p_{\min}/\Delta p$ (кривые 2 и 3 на рис. 6). Величина Δp определялась на оси канала по разности значений давления в волнах сжатия и разрежения, причем из-за пульсаций, возникающих в вихревом течении, значения Δp были усреднены, а на графике отображены в масштабе $p_0 = 1$ МПа. Следует также отметить, что параметры F^* и F_T не являются чисто геометрическими характеристиками, поскольку их значение опре-

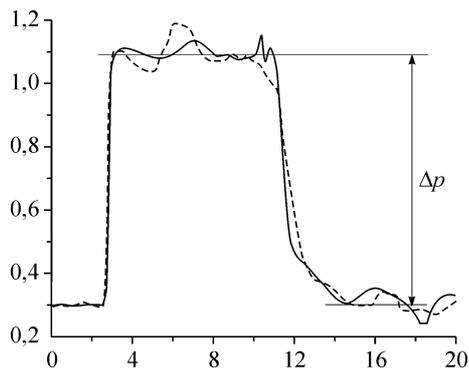


Рис. 5. Распределение давления $p(x)$ (в 10^5 Па) для среднего сечения канала.

Индукция магнитного поля $B = 2$ Тл, момент времени $\Delta t = 0,25$ мс (сплошная линия $p(x)$ — на оси канала, штриховая $p(x)$ — на стенке).

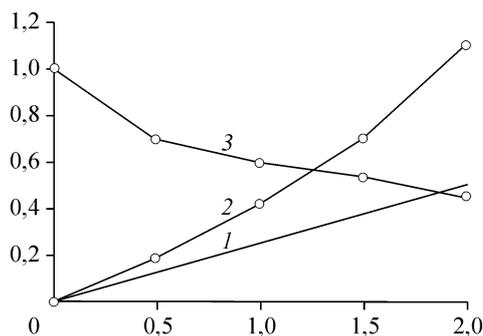


Рис. 6. Зависимости F^* , $\Delta p/p_0$, $\Delta p_{\min}/p_0$ ($p_0 = 1$ МПа) от величины индукции магнитного поля (в Тл).

деляется через перепад давления, величина которого зависит не только от отношения сечений, но и от скорости обтекания разрядной области газовым потоком. Как видно на рисунке, значение F^* более чем наполовину падает при увеличении величины магнитного поля от 0 до 2 Тл.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показало вычислительное моделирование, величина перепада давления на T -слое интегрально характеризует эффективность взаимодействия разрядной области с газовым потоком, поэтому в экспериментальных исследованиях степень проницаемости T -слоя может быть определена по величине Δp , восстановленной по сигналам $p(t)$ с датчиков давления, помещенных в МГД-канале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Божков А.Р., Деревянко В.А., Зелинский Н.И. и др. Моделирование периодического режима работы МГД-генератора с T -слоем // Теплофиз. высоких температур. — 1987. — Т. 25, № 1. — С. 135–141.
2. Деревянко В.А., Деревянко В.В. Модель детонационного МГД-генератора с T -слоем // Теплофиз. высоких температур. — 2000. — Т. 38, № 6. — С. 985–990.
3. Васильев Е.Н., Славин В.С., Ткаченко П.П. Эффект “скольжения” разряда, стабилизированного стенками магнитогазодинамического канала // Журн. прикл. мех. и техн. физ. — 1988. — № 4. — С. 10–18.
4. Деревянко В.В. Исследование проницаемости T -слоя в детонационном МГД-генераторе высокого давления // Вычисл. технологии. — 2001. — Т. 6, Ч. 2. — Спец. выпуск. — С. 265–270.
5. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Влияние радиационно-конвективного теплообмена на формирование токового слоя // Теплофиз. высоких температур. — 2005. — Т. 43, № 3. — С. 401–407.
6. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Вычислительная модель радиационно-конвективного теплообмена в неоднородных магнитогазодинамических течениях // Вычисл. технологии. — 2005. — Т. 10, № 6. — С. 13–28.
7. Соколова И.А. Коэффициенты переноса воздуха в области температур от 3000 до 25000° К и давлений 0,1, 1, 10, 100 атм // ПМТФ. — 1973. — № 2. — С. 80–90.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 2006 г.