

УДК 519.634

СТРУКТУРА ТОКОВОГО СЛОЯ И РЕЖИМЫ МАГНИТОГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СВЕРХЗВУКОВЫМ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ

© 2019 г. Е. Н. Васильев¹, *, Д. А. Нестеров¹¹Институт вычислительного моделирования СО РАН, г. Красноярск, Россия

*E-mail: ven@icm.krasn.ru

Поступила в редакцию 09.07.2018 г.

После доработки 15.03.2019 г.

Принята к публикации 27.03.2019 г.

Проведено численное моделирование взаимодействия токового слоя в магнитогазодинамическом канале при индукции внешнего магнитного поля 1, 2 и 4 Тл и различных значениях сопротивления нагрузки. Выявлены особенности энергобаланса и различия температурных профилей в токовых слоях, как обтекаемых неэлектропроводным газовым потоком, так и полностью перекрывающих поперечное сечение канала и взаимодействующих с потоком подобно поршню. Получены зависимости силы тока, коэффициентов проницаемости токового слоя и преобразования энтальпии от сопротивления нагрузки.

DOI: 10.1134/S0040364419050181

ВВЕДЕНИЕ

Самоподдерживающийся токовый слой (Т-слой) является сильноточным разрядом, в котором высокая температура ($\sim 10^4$ К) поддерживается за счет протекания электрического тока, индуцированного при движении ионизованного газа во внешнем поперечном магнитном поле. Взаимодействие Т-слоя с газовым потоком в магнитогазодинамическом (МГД) канале является сложным, существенно нестационарным процессом, на который влияет совокупность физических факторов: газодинамическое и электромагнитное взаимодействия, джоулева диссипация, механизмы конвективного, радиационного и кондуктивного теплообмена. Экспериментальное исследование нестационарных разрядов в МГД-каналах сопряжено со значительными трудностями в измерении физических параметров газоразрядной плазмы, а проведение всесторонней диагностики требует больших материальных и временных затрат. Вычислительное моделирование дает возможность получить всестороннюю и полную информацию о процессе МГД-взаимодействия при различных исходных параметрах и позволяет дополнять и объяснять экспериментальные данные [1, 2]. В исследованиях динамики Т-слоя на основе одномерных численных моделей было показано, что его формирование представляет собой самоорганизующийся процесс, в результате которого устанавливаются такие скорость и структура Т-слоя, при которых в каждой точке плазменной области выполняется условие силового и энерге-

тического баланса, при этом сформировавшаяся стабилизированная структура определяется параметрами процесса и практически не зависит от размера начальной электропроводной области [3–5]. Значительно более сложную картину течения дали расчеты на основе многомерных численных моделей, здесь проявляются процессы обтекания и гидродинамической неустойчивости, приводящие к формированию нестационарного и вихревого течения [6–9]. При этом в зависимости от параметров процесса реализуются различные варианты формирования структуры Т-слоя и режимов его взаимодействия с газовым потоком, значительно отличающиеся характеристиками и общей картиной течения. При определенных условиях Т-слой полностью перекрывает поперечное сечение канала и взаимодействует с неэлектропроводным газовым потоком подобно поршню. В других случаях газовый поток обтекает разрядную область, которая может состоять из одного, двух и более токопроводящих каналов. Целью настоящей работы является исследование влияния величины внешнего магнитного поля и сопротивления нагрузки на формирование структуры Т-слоя и характеристики взаимодействия со сверхзвуковым потоком аргона.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрена динамика формирования Т-слоя, взаимодействующего с неэлектропроводным газовым потоком и внешним поперечным магнитным полем в канале постоянного прямоугольного

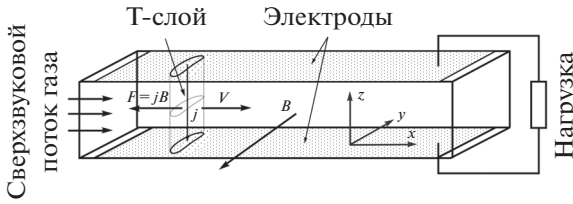


Рис. 1. Схема процесса в МГД-канале.

сечения (рис. 1). Моделирование процесса проведено на основе нестационарной трехмерной математической модели магнитной газодинамики:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} = \mathbf{S}, \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = (\rho, \rho u, \rho v, \rho w, E_t), \quad (2)$$

$$\mathbf{E} = (\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, \rho uw, (E_t + p)u + q_x), \quad (3)$$

$$\mathbf{F} = (\rho v, \rho vu, \rho v^2 + p, \rho vw, (E_t + p)v + q_y), \quad (4)$$

$$\mathbf{G} = (\rho w, \rho wu, \rho wv, \rho w^2 + p, (E_t + p)w + q_z), \quad (5)$$

$$\mathbf{S} = (0, f_x, f_y, f_z, Q_J - Q_R + f_x u + f_y v + f_z w), \quad (6)$$

$$p = R\rho T, \quad E_t = \rho \left(e + \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{w^2}{2} \right). \quad (7)$$

Здесь t – время; ρ, p, T – плотность, давление и температура газа; u, v, w – компоненты вектора скорости \mathbf{v} по осям x, y и z соответственно; E_t – полная энергия единицы объема газа; $e = RT/(\gamma - 1)$ – внутренняя энергия единицы массы газа; f_x, f_y, f_z – компоненты вектора силы \mathbf{f} ; Q_J, Q_R – объемные мощности джоулевой диссипации и радиационных потерь энергии, определяемых в приближении объемного излучателя [8]; $q_x = \lambda \partial T / \partial x, q_y = \lambda \partial T / \partial y$ и $q_z = \lambda \partial T / \partial z$ – компоненты вектора плотности теплового потока, обусловленного теплопроводностью газа; λ – коэффициент теплопроводности; R – индивидуальная газовая постоянная; γ – показатель адиабаты газа.

В качестве начальных условий для уравнений (1)–(5) задаются распределения температуры, давления и скорости. Граничные условия определяются следующим образом. На входе в канал устанавливаются параметры входящего потока, на выходе задаются условия, соответствующие свободному вылету газа, т.е. равенство нулю производных: $\partial T / \partial x = 0, \partial p / \partial x = 0, \partial v / \partial x = 0$. На боковых стенках канала по давлению и скорости используются условия, соответствующие непроницаемой стенке, распределение температуры задается однородным с постоянной во времени величиной T_0 , равной начальной температуре невозмущенного потока.

Для расчета электродинамических параметров задачи использовано эллиптическое уравнение с переменными коэффициентами

$$\operatorname{div}(\sigma \nabla \varphi) = \operatorname{div}(\sigma \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (8)$$

Соотношение (8) получено из уравнения непрерывности для электрического тока $\operatorname{div} \mathbf{j} = 0$ (токи смещения пренебрежимо малы) с учетом закона Ома $\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ и введения скалярной функции потенциала электрического поля φ , удовлетворяющей соотношению $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$. Решение уравнения (8) позволяет найти распределение $\varphi(x, y, z)$, по которому с помощью приведенных выше соотношений определяются распределения напряженности электрического поля $\mathbf{E}(x, y, z)$, плотности тока $\mathbf{j}(x, y, z)$, джоулевой диссипации $Q_J = \mathbf{j}^2 / \sigma$ и силы Лоренца $\mathbf{f} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$. Вектор индукции магнитного поля $\mathbf{B} = (0, B, 0)$ учитывает только внешнее поле, поскольку для характерных значений электропроводности газа $\sigma = 3 \times 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, скорости Т-слоя $u_T = 10^3 \text{ м/с}$ и радиуса разрядной области $r = 0.0375 \text{ м}$ индуцированное магнитное поле мало $B_{\text{ind}} / B = \mu_0 \sigma u_T r / 4 \approx 0.03$ [7], здесь $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Гн/м}$ – магнитная постоянная. Влияние эффекта Холла также не учитывалось, параметр Холла оценивался по формуле $\beta = eB / m_e v_{ei}$, где e и m_e – заряд и масса электрона, v_{ei} – средняя частота электрон-ионных столкновений с передачей импульса. Для характерных значений давления 0.1 МПа , температуры $1.5 \times 10^4 \text{ К}$ и индукции магнитного поля $B = 2 \text{ Тл}$ величина $\beta \approx 0.2$, влияние электрон-атомных столкновений дополнительно снизит это значение.

Для уравнений состояния (7) использовалось приближение идеального газа с показателем адиабаты $\gamma = 1.67$ и молярной массой $\mu = 40 \text{ г/моль}$. Транспортные [10] и радиационные [11, 12] свойства аргона вводились в вычислительную программу в виде таблиц.

Для численного решения системы уравнений газовой динамики (1)–(7) использованы явная схема Мак-Кормака, методика расщепления по пространственным координатам и FCT (Flux-Corrected Transport) метод коррекции потоков. Методика расщепления позволяет свести решение трехмерной задачи к последовательному решению наборов одномерных задач, при этом согласованная последовательность применения одномерных операторов обеспечивает второй порядок аппроксимации как по времени, так и по пространству. Электродинамическое уравнение (8) решалось методом установления с помощью расщепления по пространственным координатам. Более детальное описание вычислительного алгоритма уравнений (1)–(8) приведено в работах [13, 14].

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование проводилось для канала постоянного сечения высотой $h = 12.5$ см и шириной $a = 7.5$ см, при этом разностная сетка имела $400 \times 30 \times 50$ интервалов по осям x , y и z с величиной шагов $h_x = h_y = h_z = 2.5$ мм. Система координат задавалась движущейся для отслеживания положения Т-слоя по координате x , это позволяет минимизировать количество расчетных узлов при заданной длительности процесса. При моделировании рассматривалось газодинамическое течение, имеющее в начальном состоянии температуру $T_0 = 1$ кК и включающее в себя цилиндрическую разрядную область с диаметром $2a/3$ и колоколообразным распределением температуры со значением в центре $T_{\max} = 10$ кК. Остальные параметры течения имели однородное распределение: давление $p = 0.1$ МПа, компоненты скорости $u = u_0 = 1$ км/с, $v = 0$, $w = 0$.

В расчетах интенсивность МГД-взаимодействия варьировалась изменением индукции внешнего магнитного поля B и омического сопротивления внешней нагрузки R_L . Изменение R_L меняет общее сопротивление цепи и позволяет управлять силой тока I . Произведение IB определяет как тормозящую электродинамическую силу, приложенную к Т-слою, так и мощность джоулевой диссипации, влияющей на размеры и температуру Т-слоя.

Проведем сравнение процессов взаимодействия при различных значениях индукции внешнего магнитного поля. На рис. 2 приведены результаты расчета процесса при $B = 1$ Тл и $R_L = 5$ мОм. Динамика формирования Т-слоя отображается в виде распределений температурных полей в грациях серого цвета для среднего сечения (плоскость xu) и различных моментов времени. На начальном этапе взаимодействия с магнитным полем происходит торможение Т-слоя и формируется режим его обтекания неэлектропроводным газом. Вверх по потоку отходит ударная волна, вниз – волна разрежения, на разрядной области устанавливается перепад давления. Воздействие силы приводит к проникновению “языков” холодного, более плотного газа в разрядную область, приводя к развитию рэлей-тейлоровской неустойчивости (РТН), что вызывает в итоге отрыв ее частей с краев (рис. 2б) или разделение разряда (рис. 2г). Отсоединившиеся от основного разряда области в дальнейшем сносятся потоком вниз по течению и постепенно остывают. В данном режиме с течением времени площадь поперечного размера электропроводной части Т-слоя уменьшилась до значения, которое обеспечило плотность тока, достаточную для компенсации радиационных и конвективных потерь энергии.

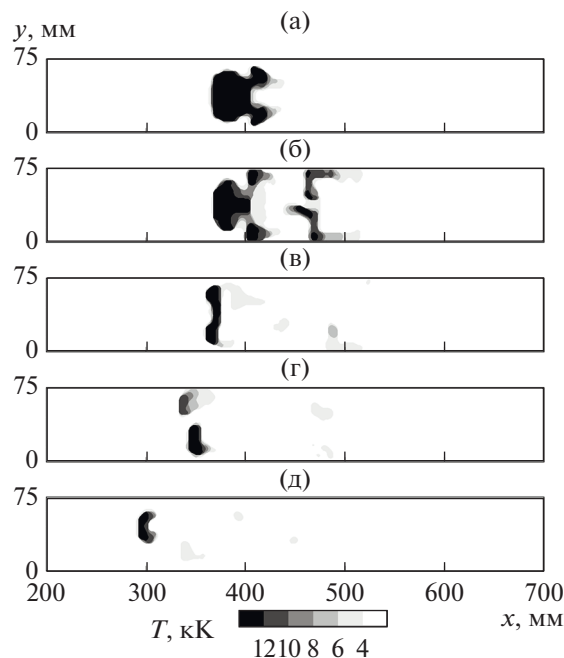


Рис. 2. Поле температуры в среднем сечении при $B = 1$ Тл для моментов времени: (а) – 0.1 мс, (б) – 0.25, (в) – 0.5, (г) – 0.75, (д) – 1.

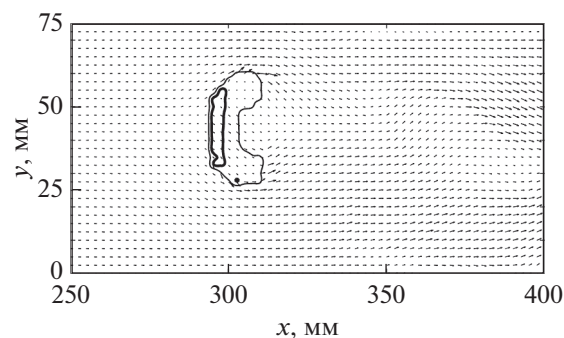


Рис. 3. Поле скоростей в среднем сечении канала: тонкая линия – $T = 10$ кК, жирная линия – 15 кК.

Поле скоростей для момента времени $\Delta t = 1$ мс приведено на рис. 3, здесь же отображена изолиниями температуры высокотемпературная часть разрядной области. Видны сформировавшиеся обтекающие потоки, при этом в отличие от слабого разряда [15, 16] в самой разрядной области не наблюдается образование вихревых потоков. На рис. 4 представлено одномерное распределение температуры по оси x для этого же момента времени. Максимум температуры в Т-слое примыкает к его верхней границе, здесь идет интенсивный конвективный теплообмен с набегающим потоком, доля которого в балансе энергопотерь составляет около 40% (остальное – излучение). Максимальные значения температуры и электропроводности в этой зоне обеспечивают

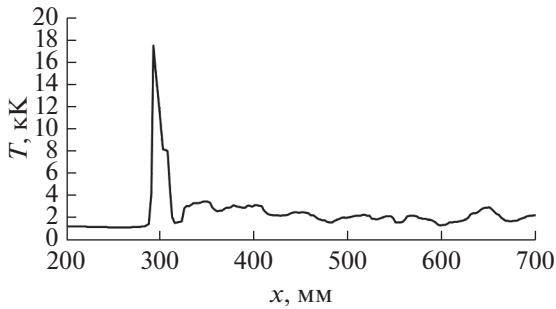


Рис. 4. Распределение температуры на оси канала при $B = 1$ Тл.

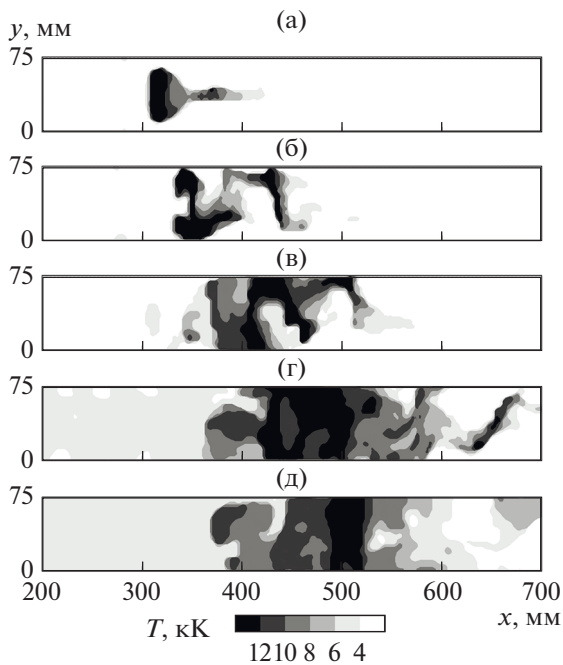


Рис. 5. Поле температуры в среднем сечении при $B = 4$ Тл для моментов времени: (а) – 0.1 мс, (б) – 0.25, (в) – 0.5, (г) – 0.75, (д) – 1.

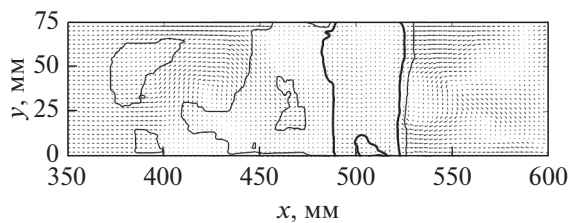


Рис. 6. Поле скоростей в среднем сечении канала: тонкая линия – $T = 10$ кК, жирная линия – 12 кК.

увеличение плотности тока, необходимое для компенсации повышенных энергопотерь. Аналогичные распределения температуры были получены в экспериментах по исследованию разрядов, взаимодействующих с потоками газа [15, 17],

и в расчетах, моделирующих эти эксперименты [16, 18].

Существенно более высокая интенсивность МГД-взаимодействия соответствует процессу при значениях $B = 4$ Тл и $R_L = 5$ МОм (рис. 5). Начальная динамика процесса (рис. 5а, 5б) подобна процессу при $B = 1$ Тл, но более высокая мощность джоулевой диссипации обеспечила увеличение суммарной поперечной площади электропроводной области. К моменту времени $\Delta t = 0.5$ мс (рис. 5в) разрядная область полностью перекрыла всю ширину канала, при этом прекратилось ее обтекание, а влияние конвективных энергопотерь значительно уменьшилось. Это привело к дополнительному росту продольного размера электропроводной области и дальнейшей стабилизации на уровне 0.2 м (рис. 5г, 5д).

Поле скорости с изолиниями температуры приведено на рис. 6 для момента $\Delta t = 1$ мс. На верхней по потоку границе Т-слоя регулярно происходит развитие РТН, струи холодного газа, проникая в разрядную область, закручиваются и не проходят насквозь всю толщину Т-слоя. В результате этого в верхней части Т-слоя формируется завихренная, существенно неоднородная область, состоящая из обтекаемых плазменных шнуров. Нижняя часть Т-слоя, наоборот, имеет однородную структуру, здесь по всей ширине канала значения скорости близки по величине, а температура газа составляет ≈ 10 кК и выше.

Температурные профили $T(x)$ вдоль оси канала для этих частей Т-слоя имеют качественное отличие (рис. 7). В обтекаемом разрядном шнуре максимум температуры расположен у верхней границы, как и на рис. 4. В однородной части Т-слоя максимальное значение температуры находится на противоположной стороне в области низкого давления. Такое изменение наклона зависимости $T(x)$ в разных частях Т-слоя обусловлено различием в их энергетическом балансе. В обдуваемых разрядных областях значительное влияние оказывают конвективные энергопотери. А в нижней части разряда, которая движется практически как единое целое и полностью перекрывает поперечное сечение канала, конвективные потери пренебрежимо малы. Здесь доминирует радиационный механизм потерь энергии, мощность которого имеет прямо пропорциональную зависимость от давления. Поэтому на верхней границе в области повышенного давления и радиационных энергопотерь температура газа ниже, а в зоне разрежения она имеет максимальное значение. Такой температурный профиль был получен в эксперименте [19] и расчетных работах [3–5], в которых исследовалось формирование структуры Т-слоя в рамках одномерной модели, учитывающей баланс джоулевой дисси-

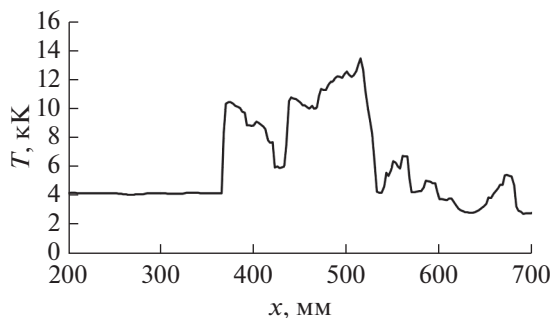


Рис. 7. Распределение температуры на оси канала при $B = 4$ Тл.

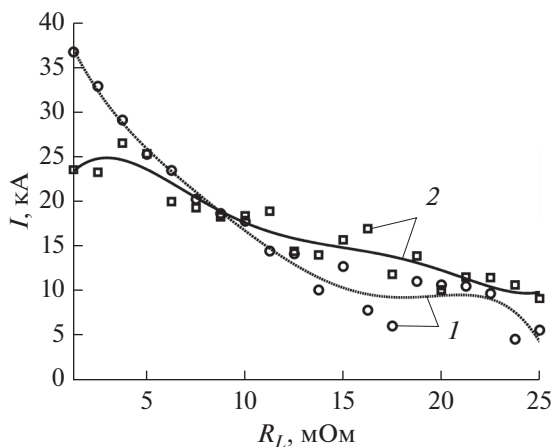


Рис. 8. Значения и аппроксимирующие зависимости $I(R_L)$: 1 – $B = 2$ Тл, 2 – 4 Тл.

пации и радиационных энергопотерь и исключая конвективный теплообмен.

Рассмотренные выше процессы с различной интенсивностью МГД-взаимодействия помимо существенной разницы в структуре Т-слоя и режимах течения имеют различие в интегральных характеристиках. Важной характеристикой процесса является сила тока, на которую помимо поля B оказывает значительное влияние структура Т-слоя, определяющая как его электрическое сопротивление, так и скорость, непосредственно влияющую на величину генерируемой электродвижущей силы (ЭДС). На начальном этапе, когда скорость и размеры близки к исходным, величины силы тока для этих процессов отличаются незначительно и примерно равны 10 кА. В дальнейшей динамике происходит перестройка структуры Т-слоя и токи выходят на сильно различающиеся квазистационарные уровни: 2 кА при $B = 1$ Тл и 25 кА при $B = 4$ Тл. Процесс при $B = 1$ Тл характеризуется очень низкой силой тока и малым поперечным сечением Т-слоя, что свидетельствует о недостаточности такого магнитного поля для эффективного МГД-взаимо-

действия, поэтому дальнейший анализ процессов проводился при $B = 2$ и 4 Тл.

Сопротивление внешней нагрузки R_L является стандартным параметром, позволяющим влиять на силу тока и, следовательно, управлять интенсивностью МГД-взаимодействия. Расчеты динамики МГД-взаимодействия проведены в диапазоне сопротивлений нагрузки $R_L = 1.25\text{--}25$ мОм с шагом изменения 1.25 мОм при длительности процесса 1 мс и значениях $B = 2$ и 4 Тл. Для всех режимов определялись средние значения силы тока для интервала времени от 0.9 до 1 мс, когда структура Т-слоя и величина тока наиболее близки к установившимся значениям. На рис. 8 приведены полученные средние значения силы тока, а также отображены соответствующие им зависимости $I(R_L)$, построенные в виде полинома пятой степени с помощью метода наименьших квадратов. На большей части рассматриваемого интервала сила тока растет при увеличении B , вызывающем пропорциональный рост ЭДС, и с уменьшением сопротивления нагрузки R_L . Такие тенденции при прочих равных условиях являются закономерными, однако вследствие нелинейного влияния различных факторов они на части интервала нарушаются. Так при $R_L \leq 7.5$ мОм значения силы тока для $B = 4$ Тл ниже, чем для $B = 2$ Тл. Увеличение B вызывает соответствующий рост тормозящей электродинамической силы f , что приводит к снижению скорости Т-слоя и ЭДС. Кроме того, рост f способствует развитию РТН, обтекания разрядной области и увеличению проницаемости Т-слоя, это ухудшает эффективность его взаимодействия с потоком и дополнительно снижает скорость и ЭДС.

Проведенные расчеты динамики процесса при различных значениях R_L и B показали, что Т-слой может быть в виде одного или нескольких разрядных шнуров, обтекаемых потоком неэлектропроводного газа, а также может полностью перекрывать поперечное сечение канала подобно идеальному поршню. Проницаемость определяется соотношением площадей сечений (в плоскости yz) Т-слоя $F_T = hb$ и канала $F_K = ha$, где b – эффективный средний поперечный размер разрядной области. Значение F_T невозможно определить напрямую, поскольку Т-слой имеет сложную пространственную форму, а сама граница разряда является не геометрической поверхностью, а зоной с распределенными параметрами. Количественную оценку степени проницаемости Т-слоя проведем на основе интегрального уравнения силового баланса $\Delta p F_T = IBh$. С учетом этого безразмерный эффективный коэффициент проницаемости, отражающий степень перекрытия поперечного сечения канала Т-слоем, определим из соотношения

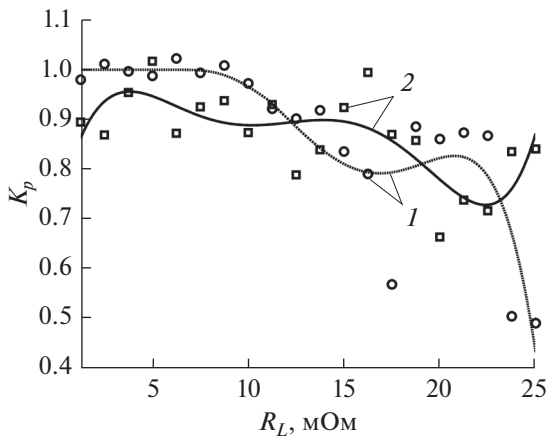


Рис. 9. Значения и аппроксимирующие зависимости $K_p(R_L)$: 1 – $B = 2$ Тл, 2 – 4 Тл.

$$K_p = F_T / F_K = IB / \Delta p a.$$

В случае взаимодействия потока с идеальным поршнем перепад давления имеет минимальное значение $\Delta p_{\min} = IB/a$, для обтекаемого разряда при неизменных параметрах правой части уравнения силового баланса выполняются соотношения $F_T < F_K$ и $\Delta p > \Delta p_{\min}$.

Перепад давления на Т-слое Δp определялся на оси канала по разности средних значений давления в областях ударно-сжатого газа и волны разрежения. На рис. 9 приведены значения и соответствующие им аппроксимирующие зависимости $K_p(R_L)$. При $B = 2$ Тл зависимость $K_p(R_L)$ имеет два явно выраженных диапазона. Для $R_L \geq 7.5$ МОм величина $K_p < 1$, что соответствует режимам течения с обтекаемым Т-слоем. При меньших значениях R_L величина $K_p \approx 1$, в этих режимах за счет более высокой силы тока и мощности джоулевой диссипации обеспечивается полное перекрытие поперечного сечения канала. В этом диапазоне отклонение K_p от единицы связано с погрешностью определения средних значений Δp из-за наличия пульсаций, формирующихся в вихревом течении в волнах сжатия и разрежения. Увеличение B до 4 Тл привело к формированию обтекания ($K_p < 1$) во всех режимах, кроме двух ($R_L = 5$ и 16.25 МОм), что, очевидно, связано с более высокой интенсивностью силового взаимодействия, которая повышает вероятность развития РТН, разделения Т-слоя на части и обтекания. В целом для значений I и K_p характерен большой разброс, что свидетельствует о неустойчивости структуры разрядной области, взаимодействующей с вихревым течением, когда незначительное изменение R_L или других параметров существенно влияет на характеристики процесса.

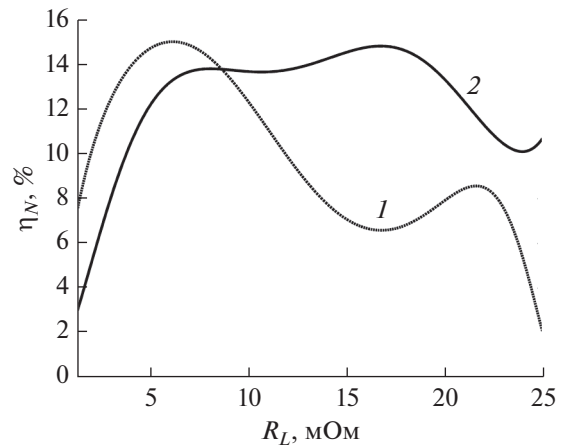


Рис. 10. Зависимости $\eta_N(R_L)$: 1 – $B = 2$ Тл, 2 – 4 Тл.

При движении электропроводного газа в поперечном магнитном поле генерируется электрическая энергия, часть которой выделяется во внешней нагрузке. Коэффициент преобразования энтальпии потока рассчитывался по формуле

$$\eta_N = \frac{I^2 R_L}{\rho_0 u_0 F_K (c_p T_0 + u_0^2 / 2)}, \quad (9)$$

где переменные с индексом 0 являются параметрами сверхзвукового потока на входе в канал. На рис. 10 приведены зависимости $\eta_N(R_L)$ для $B = 2$ Тл (пунктир) и 4 Тл (сплошная кривая). Для построения графиков η_N были использованы аппроксимирующие зависимости силы тока $I(R_L)$ (рис. 8). Кривые $\eta_N(R_L)$ имеют примерно одинаковые по величине максимумы при значениях $R_L = 6$ МОм для $B = 2$ Тл и $R_L = 17$ МОм для $B = 4$ Тл. Левые падающие ветви графиков в соответствии с (9) стремятся к нулевому значению при $R_L \rightarrow 0$ (режим короткого замыкания), немонотонный вид правых ветвей определяется характером зависимостей $I(R_L)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован нестационарный процесс формирования Т-слоя в зависимости от параметров R_L и B , определяющих мощность джоулевой диссипации и интенсивность МГД-взаимодействия с неэлектропроводным газовым потоком. Установлено, что интегральные характеристики процесса в значительной степени зависят от режима взаимодействия и структуры Т-слоя, который может как обтекаться потоком, так и полностью перекрывать поперечное сечение канала и выполнять роль поршня. В большей части диапазона изменения R_L Т-слой состоит из нескольких обтекаемых плазменных шнуров, создающих сложную завихренную нестабильную структуру течения в

канале, это обуславливает значительные отклонения как интегральных характеристик в течение процесса, так и осредненных по времени характеристик при изменении R_L . Повышение магнитного поля с 2 до 4 Тл не привело к росту максимальных значений силы тока и степени преобразования энthalпии.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края, Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности в рамках научного проекта № 18-41-242005.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урусов Р.М., Урусова И.Р. Численное моделирование винтовой формы электрической дуги во внешнем аксиальном магнитном поле // ТВТ. 2017. Т. 55. № 5. С. 661.
2. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Вычислительное моделирование взаимодействия электрической дуги с потоком газа // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 2. С. 126.
3. Васильев Е.Н., Деревянко В.А., Славин В.С. Стабилизированный токовый слой // ТВТ. 1986. Т. 24. № 5. С. 844.
4. Васильев Е.Н., Овчинников В.В., Славин В.С. Диаграмма состояний стабилизированного токового слоя в канале МГД-генератора // Докл. АН СССР. 1986. Т. 290. № 6. С. 1305.
5. Васильев Е.Н., Славин В.С., Ткаченко П.П. Эффект “скольжения” разряда, стабилизированного стенками магнитогазодинамического канала // ЖПМТФ. 1988. № 4. С. 10.
6. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Влияние радиационно-конвективного теплообмена на формирование токового слоя // ТВТ. 2005. Т. 43. № 3. С. 401.
7. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Пространственная структура токового слоя // ТВТ. 2006. Т. 44. № 4. С. 503.
8. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Моделирование динамики токового слоя при магнитогазодинамическом взаимодействии с потоком аргона // ЖВМиМФ. 2010. Т. 50. № 11. С. 1953.
9. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Анализ режимов магнитогазодинамического взаимодействия токового слоя с потоком аргона // ЖВМиМФ. 2015. Т. 55. № 3. С. 502.
10. Devoto R.S. Transport Coefficients of Partially Ionized Argon // Phys. Fluids. 1967. V. 10. № 2. P. 354.
11. Кацнельсон С.С., Ковальская Г.А. Теплофизические и оптические свойства аргоновой плазмы. Новосибирск: Наука, 1985. 148 с.
12. Москвин Ю.В. Излучательные способности некоторых газов в области высоких температур 6000–(2000)—12000 К // ТВТ. 1968. Т. 6. № 1. С. 1.
13. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Вычислительная модель радиационно-конвективного теплообмена в неоднородных магнитогазодинамических течениях // Вычислительные технологии. 2005. Т. 10. № 6. С. 13.
14. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Развитие неустойчивости Рэлея–Тейлора в неоднородных магнитогазодинамических течениях // ЖВМиМФ. 2006. Т. 46. № 5. С. 902.
15. Sebald N. Measurement of the Temperature and Flow Fields of the Magnetically Stabilized Cross-Flow N₂ Arcs // Appl. Phys. 1980. V. 21. P. 221.
16. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Численное моделирование взаимодействия дугового разряда с поперечным магнитным полем // ТВТ. 2007. Т. 45. № 2. С. 165.
17. Словецкий Д.И. Исследование температуры и формы поперечного сечения столба электрической дуги, движущейся в магнитном поле по параллельным электродам // ТВТ. 1967. Т. 5. № 3. С. 401.
18. Васильев Е.Н., Нестеров Д.А. Численное моделирование пространственной структуры движущегося дугового разряда // ТВТ. 2008. Т. 46. № 6. С. 814.
19. Derevyanko V.A., Gavrilov V.M., Vasilyev E.N., Sokolov V.S., Slavin V.S. Experimental Investigations of Self-Maintained Current Layer in MHD Channel // Proc. 9th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation. Tsukuba, Japan. Nov. 17–21. 1986. V. 4. P. 1685.