

Компьютерное моделирование плазмодинамических процессов импульсных струй капиллярного разряда

Кузенов В.В.^{1*}, Рыжков С.В.^{1**}, Скороход Е.П.^{2***}

¹Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, МГТУ
им. Н. Э. Баумана, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1, Москва, 105005, Россия

²Московский авиационный институт (национальный исследовательский
университет), Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия

*e-mail: vik.kuzenov@gmail.com

**e-mail: svryzhkov@gmail.com

***e-mail: e.p.skorohod@mail.ru

Аннотация

Проведены расчёты импульсных струй, вытекающих из расположенных рядом каналов сильноточного капиллярного разряда. Численная реализация плазмодинамической задачи как и в случае модели недорасширенной струи, истекающей из одного канала сильноточного разряда, основана на неортогональных структурированных сетках с использованием схем расщепления по физическим процессам и направлениям. Представлены пространственное распределение температуры и давления импульсных струй нескольких каналов капиллярного разряда на моменты времени: $t = 18,5$ мкс; $t = 41,6$ мкс.; $t = 94,6$ мкс. Проведены расчёты импульсных струй с учётом дополнительного магнитного поля. Наиболее заметное

влияние магнитное давление оказывает на нагретую осевую часть импульсной струи ($T > 20$ кК).

Ключевые слова: плазменные двигатели, радиационная плазмодинамика, плазменная струя капиллярного разряда, компьютерная система ASTEROID .

1. Введение

Эта статья является продолжением статьи тех же авторов [1]. В [1] представлен расширенный обзор, включающий опубликованные статьи в «Трудах МАИ» и малоизвестные работы, описаны постановка задачи и метод решения системы газодинамических уравнений с учётом переноса излучения.

В настоящее время прорабатываются конструкции двигателей малой тяги, стационарные плазменные двигатели (СПД), а также магнито-плазменные двигатели (МРД). В качестве конструктивного элемента таких двигателей используются многоканальные полые катоды [2-6], проводятся расчёты параметров плазменной струи, например, [7].

Полый катод — тип эмиттера образующих плазменную струю. Через металлическую трубку, являющуюся катодом, проходит рабочий газ, который по мере истечения в сильном электрическом поле (до 2 кВ) становится ионизованным газом, плазмой с температурами ~ 3 кК. В подобных целях, но с большими температурами 30 кК и выше, можно использовать капиллярный разряд с

испаряющимся электродом (КРИЭ) с плазмо-образующим твёрдым веществом, что более экономично. КРИЭ представляет собой межэлектродную вставку из диэлектрического цилиндра, с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом капиллярного разряда, электродов и корпуса.

Правильное (адекватное) рассмотрение многоканальной инъекции импульсных плазменных струй в атмосферный воздух [8] является многопроцессорной сложной задачей радиационной плазмодинамики, включающей физически корректное моделирование на каждом этапе и приоритетный учёт используемых параметров.

В заслуживающей внимания экспериментальной работе [8, 9] струи формировались с помощью электроразрядных и взрывных кумулятивных генераторов плазмы. Число одновременно инжектируемых струй варьировалось от 4 до 7; запасаемая в генераторах энергия – от 10 до 1000 кДж. Экспериментально показано, что синхронное торможение плазменных струй в атмосферном воздухе сопровождается формированием коллективизированной зоны ударно-сжатой плазмы (УСП), в которой происходит термализация направленной кинетической энергии тяжелых частиц. Частично внутренняя энергия УСП высвечивается в виде мощного импульса высокотемпературного (10...15 кК) излучения с характерной длительностью порядка длительности энерговклада (микросекундный диапазон), а частично - трансформируется в кинетическую энергию газодинамического

расширения в поперечном (радиальном) направлении. Движение УСП в продольном направлении определяется механическим импульсом плазменных струй.

Развитие имитационного моделирования по анализу нетеплового излучения стационарных плазменных двигателей [10], которое представляет собой помеху для канала «Земля-КА» систем космической связи, повышает интерес к задачам радиационной плазмодинамики с учётом магнитного поля. Полученные результаты могут быть использованы при анализе помехоустойчивости различных алгоритмов приема сигналов в системах космической связи.

2. Численные моделирование импульсных струй, вытекающих из каналов сильноточного разряда

В [1] рассмотрены постановка задачи, выписаны уравнения и способы их решения. Конкретные расчеты начальной стадии капиллярного разряда (одиночного или одновременно группового вариантов) с плазмообразующим веществом Al выполнены для затопленного пространства, заполненного воздухом, который изначально находится при нормальных условиях. Время наступления максимума разрядного тока равно $t_{max} = 25$ мкс. Значение полной энергии запасаемой в емкостном накопителе энергии составляло величину 2,7 кДж, диаметр канала капиллярного разряда равен 10 мм, его длина ~50 мм.

Расчетная область при проведении двумерных расчетов в системе координат r, z и ξ, η представляла собой прямоугольник. В нижней части рисунка

располагается выходное сечение канала капиллярного разряда. Через него (эту плоскую поверхность) эрозионный поток плазмообразующих веществ (в расчетах Al) втекает в расчетную зону. Сверху рисунка она (зона) ограничивается прямой линией, на которой задаются невозмущающие условия на выходящий из расчетной области поток:

$$\partial^2 \vec{f} / \partial x_n^2 = 0,$$

где $\vec{f} = \{\rho, u, v, e\}$ и x_n – координата нормальная к граничной поверхности.

Пространственное положение данной прямой определяется из условия того, чтобы возмущения численного решения, возникающие на верхней границе расчетной области от выходящего потока, не искажали течение вблизи срезов каналов разряда. С правой стороны область интегрирования ограничивается осью симметрии, на которой задаются соответствующие условия симметрии течения плазмы капиллярного разряда. С левой стороны располагается поверхность, находящаяся на достаточном удалении от оси симметрии, так чтобы на ней можно было задавать граничные условия, соответствующие условиям на бесконечности в невозмущенной газовой среде.

Расчетные исследования импульсных струй, истекающих через срез достаточно “широких”, более трёх миллиметров капиллярного разряда, показывают [1], что вблизи границ струи формируются нестационарные вихревые структуры, рис.1 (выделенная слева область).

Из [1] следует, что процесс формирования структуры плазменного факела капиллярного разряда проходит через три характерные стадии: начальной стадии (прорастание струи), стадии образования грибовидной конфигурации струи, стадия установления автомодельного распределения завихренности в шляпке гриба после прекращения истечения плазмы.

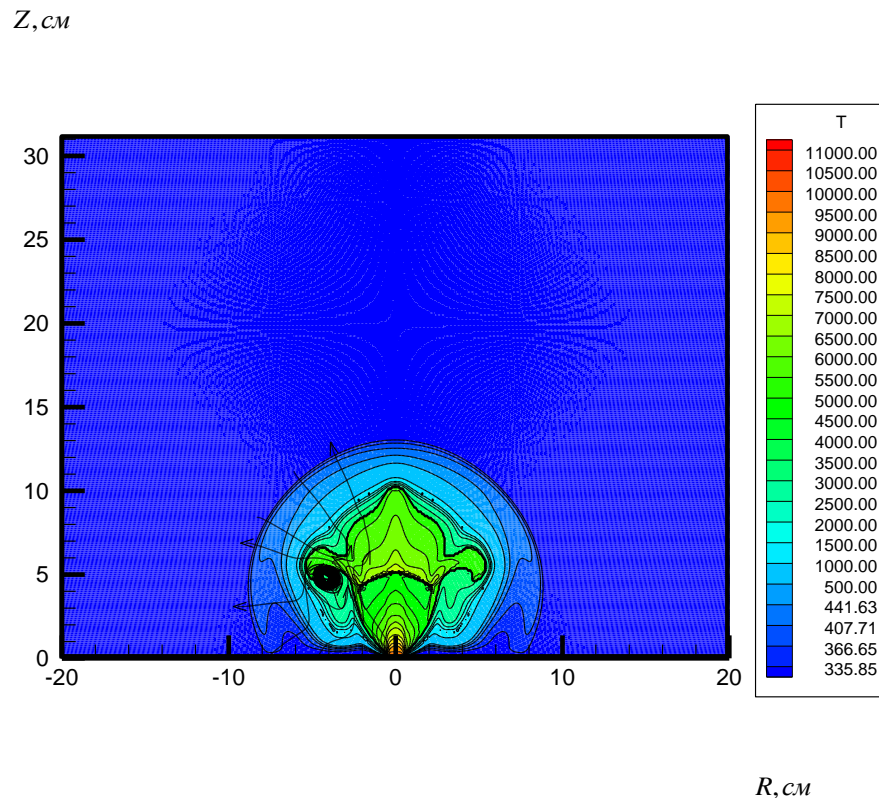


Рис. 1. Пространственное распределение температуры T [K] в импульсной струе капиллярного разряда на момент времени $t = 94,6$ мкс.

В начальные моменты времени скорости плазмы в обоих направлениях примерно одинаковы. Суперпозиция продольного и поперечного движений приводит к образованию характерной грибовидной конфигурации течения, при этом в области за «шляпкой гриба» создается зона разрежения и возникают возвратные

потоки, приводящие в дальнейшем к формированию циркуляционного движения – кольцевого (тороидального) плазменного моновихря.

Постепенно в вихревое движение вовлекаются хвостовые участки струй (многоканальная «ножка гриба»), имеющие меньшую скорость и содержащие в основном паро-капельную фазу рабочего вещества (алюминия), и прилегающие к вихрю слои воздуха. В вихре создается пылевая химически активная плазма и формируются условия для интенсивного протекания плазмохимических реакций, включая высокотемпературное горение (окисление) мелкодисперсных частиц алюминия.

Надо полагать, что частным случаем таких вихревых структур может оказаться плазменный тороидальный вихрь (ТВ), кольцевой вихрь [8,9]. Важным свойством ТВ является то, что он может проходить в неограниченной среде до своего распада большие расстояния по сравнению с размером самого вихря [11]. Так, пройденное ТВ расстояние до своего распада может достигать величины $z_{\max} \approx (60 \div 150)R_0$ в зависимости от их начальных параметров (R_0 – начальный радиус ТВ).

Определенный интерес для практики представляют численные исследования взаимодействия импульсных струй, вытекающих из группы расположенных рядом КРИС. На расстоянии 6 см от центрального канала были расположены два других канала одинакового диаметра 10 мм. Разряд начинался одновременно в трёх каналах.

Пространственные двумерные пространственные распределения температуры T [К], давления P [атм], приведенные на рис. 2, рис. 3 соответствуют началу взаимодействия периферийных частей импульсных струй плазмы, истекающих из каналов системы КРИС. В первую очередь это взаимодействие затрагивает внешние ударные волны, отделяющие плазму из каждого канала от воздушной среды. В этой области происходит столкновение двух ударных волн с заметным увеличением значений газодинамических параметров в зоне взаимодействия (давлением и плотность возрастают приблизительно в два раза).

При этом вне зоны взаимодействия (для данного момента времени) термогазодинамические параметры КРИЭ соответствуют значениям в факеле одиночного капиллярного разряда [1].

Из пространственных распределений, приведенных на рис. 4, рис. 5 следует, что к моменту $t = 41,6$ мкс плазменный факел системы КРИС составляет единое целое с заметными структурными особенностями. Так, например процесс взаимодействия системы КРИС приводит к образованию вблизи оси системы области ($r \approx 0,5$ см) с повышенным, относительно окружающей среды, давлением (≈ 160 раз) и плотностью (≈ 10 раз).

$Z, \text{см}$

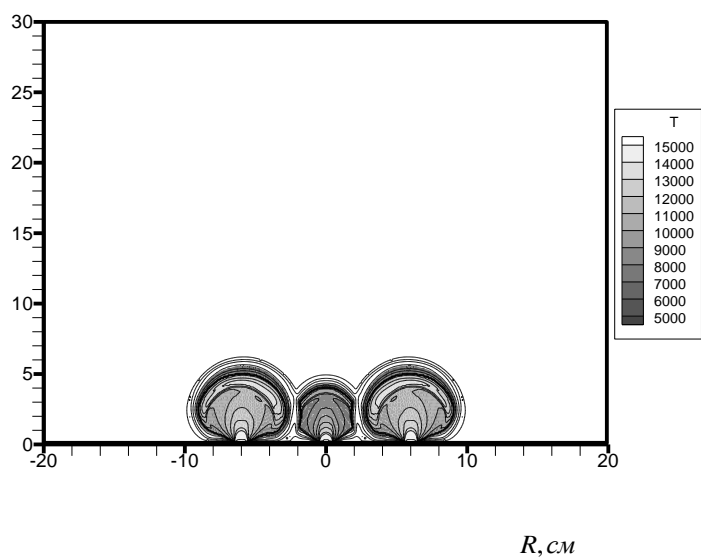


Рис. 2. Пространственное распределение температуры T [K] в системе импульсных струй КРИС на момент времени $t = 18,5$ мкс.

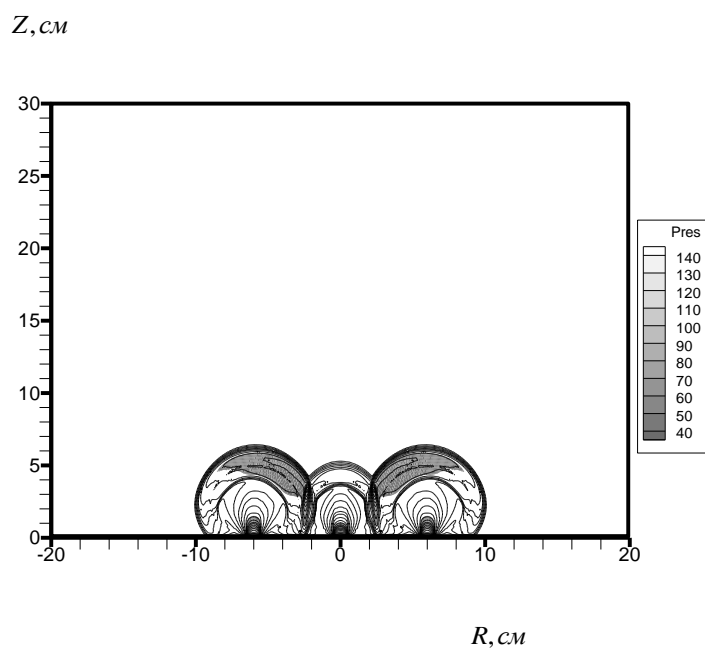


Рис. 6. Пространственное распределение давления P [атм] в системе импульсных струй КРИС на момент времени $t = 18,5$ мкс.

Z, cm

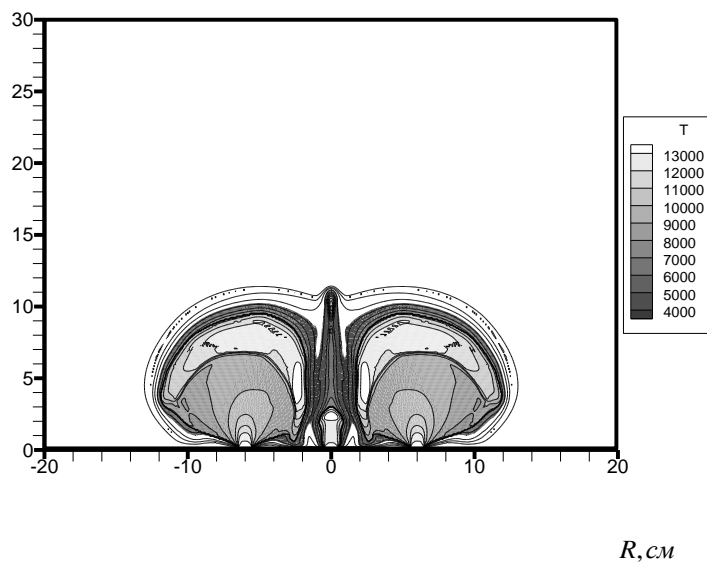


Рис. 4. Пространственное распределение температуры T [K] в системе импульсных струй КРИС на момент времени $t = 41,6$ мкс.

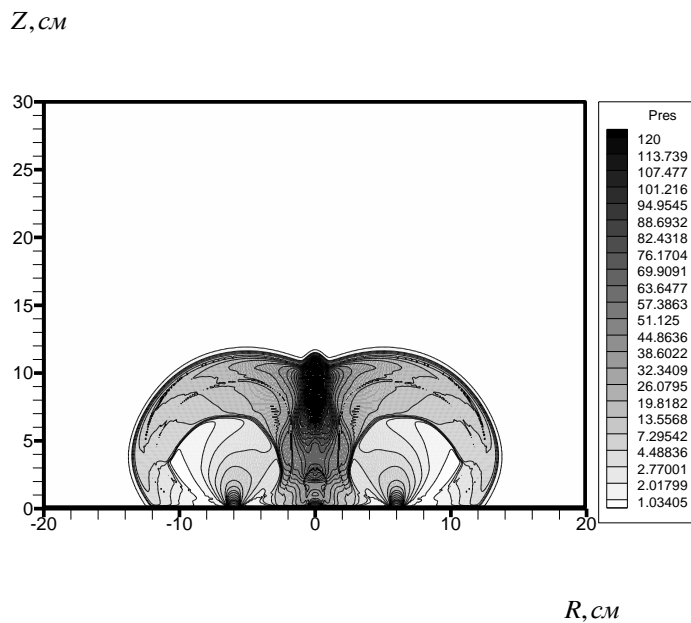


Рис. 8. Пространственное распределение давления P [атм] в системе импульсных струй КРИС на момент времени $t = 41,6$ мкс.

Давление в этой области “запирает” (на данный момент времени) истечение плазменной струи из КРИС, которая расположена на оси системы.

В последующие моменты времени в этой зоне формируется узконаправленная струя, которая имеет повышенную, по сравнению с периферийным КРИС, осевую скорость движения факела. Видно также, что на данной стадии развития объединенного плазменного факела тороидальной вихревой структуры пока не наблюдается.

3. Пространственное распределение в импульсной струе плазмы при наличии внешнего магнитного поля

Алгоритм [1] позволяет рассчитывать пространственные распределения с учётом наложения магнитного поля. Далее приведены некоторые результаты численных исследований влияния внешнего магнитного поля на процессы истечения импульсной струи КРИС в окружающую неподвижную среду (воздух при атмосферном давлении).

На рис.6, рис.7 приведены распределения температуры T [К] в факеле КРИС при наложении на струю внешнего магнитного поля $B=1.58$ Тл и $B=2.5$ Тл. соответственно. С увеличением магнитного поля (рис.1, рис.6, рис.7) струя “разбухает”. В первую очередь воздействие магнитного поля затрагивает высокотемпературную (близкую к оси) часть струи плазмы одиночного КРИС и вихревой след (тороидальный вихрь) в области тройной конфигурации ударных волн. Так в частности, из приведенного в тексте рис. 7, соответствующем пространственному распределению температуры T [К] и значению магнитного давления $P_{\text{mag}} = 25$ атм, можно сказать, что тороидальный вихрь не возникает, а

продольный размер струи КРИС и максимальное значение температуры T [К] приблизительно в два раза превышает размер струи и температуру без воздействия внешнего магнитного поля.

При этом из распределения (рис. 8) функции завихренности $|\text{rot}(\vec{V})|$ следует, что на границе струя-окружающая среда созданы необходимые условия для возникновения вихря.

Характерные режимы истечения струй в газовую среду принято описывать [12-14] с помощью степени нерасчетности $n = P_a / P_\infty$ (P_a - давление на срезе КРИС, P_∞ - давление в затопленном пространстве). При $n < 1$ струя является перерасширенной, а при $n > 1$ - недорасширенной. Эта сложная структура течения струи в затопленном пространстве связана с появлением характерных продольных $Z/r_a \approx M_a \sqrt{\gamma_a n}$ и поперечных $R/r_a \approx \sqrt{n/(\gamma_a - 1)}$ пространственных масштабов.

При наложении внешнего магнитного поля $B = 2,5$ Тл или $P_{\text{mag}} = 25$ атм на струю плазмы КРИС степень нерасчетности уменьшится до значения $n = P_a / (P_\infty + P_{\text{mag}}) \approx 5,4$, что должно было бы сопровождаться изменением продольных Z/r_a и поперечных R/r_a размеров струи КРИС приблизительно в 5 раз.

$Z, \text{см}$

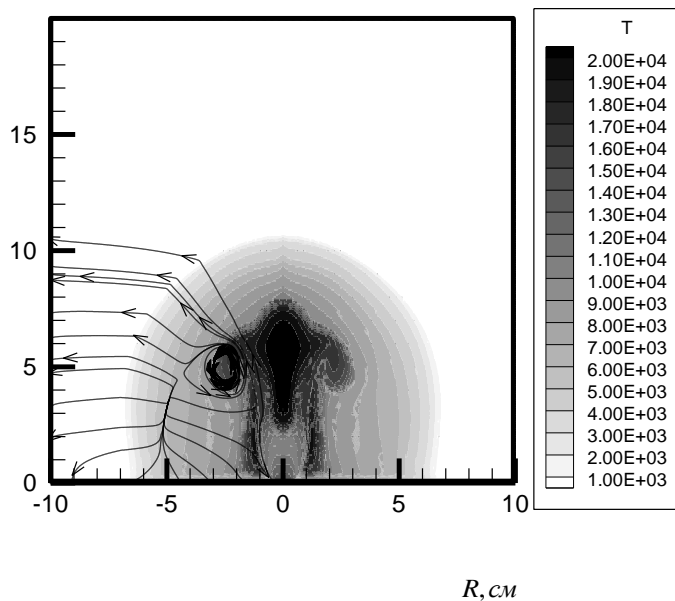


Рис. 6. Пространственное распределение температуры T [K] в импульсной струе плазмы при наличии внешнего магнитного поля $B = 1,58$ Тл на момент времени $t = 46,6$ мкс.

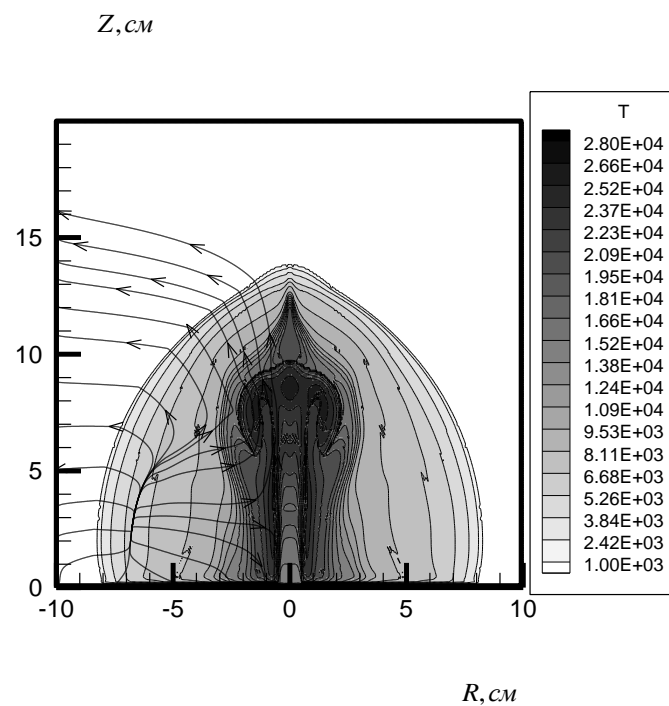


Рис. 7. Пространственное распределение температуры T [K] в импульсной струе плазмы при наличии внешнего магнитного поля $B = 2,5$ Тл на момент времени $t = 46,9$ мкс.

Z, cm

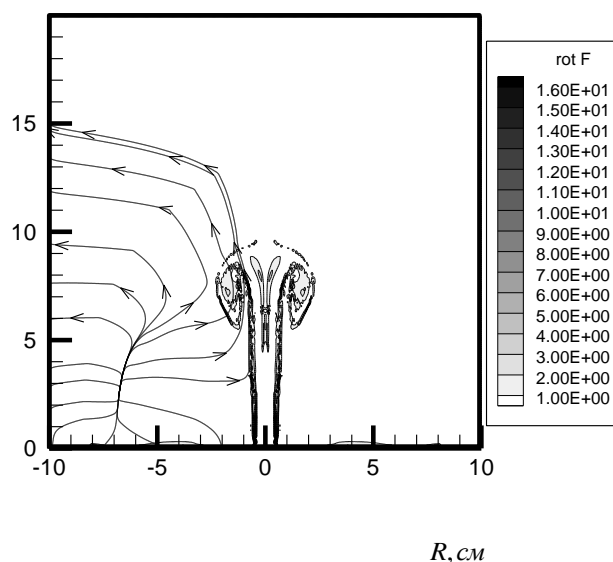


Рис. 8. Пространственное распределение функции завихренности $rot(\vec{v})$ в импульсной струе плазмы при наличии внешнего магнитного поля $B = 2,5$ Тл на момент времени $t = 46,9$ мкс.

Но, как видно из рис. 9, магнитное давление $P_{\text{маг}}$ не оказывает заметного воздействия на область боковых висячих ударных волн, непосредственно за которыми газ не сильно нагрет ($T \approx 3-5$ кК). Однако в периферийной зоне (рис. 7), примыкающей к оси КРИС ($T > 10$ кК) возникает возвратное течение плазмы (радиальная скорость приблизительно равна $u(r, z, t) \approx -1,3$ км/с) направленное в сторону оси капиллярного разряда. При этом градиент газодинамического давления $\nabla P > 0$ направлен в противоположную сторону, т.е. от оси факела КРИС.

Наиболее заметное влияние магнитное давление оказывает (см. рис. 9) на нагретую осевую часть струи КРИС ($T > 20$ кК), которая в этом случае ограничена по радиальной координате размером $R \leq 1$ см. В этой пространственной зоне число

Маха близко к единице ($M \approx 1$), а газодинамическое давление находится на уровне $P \approx 100$ атм.

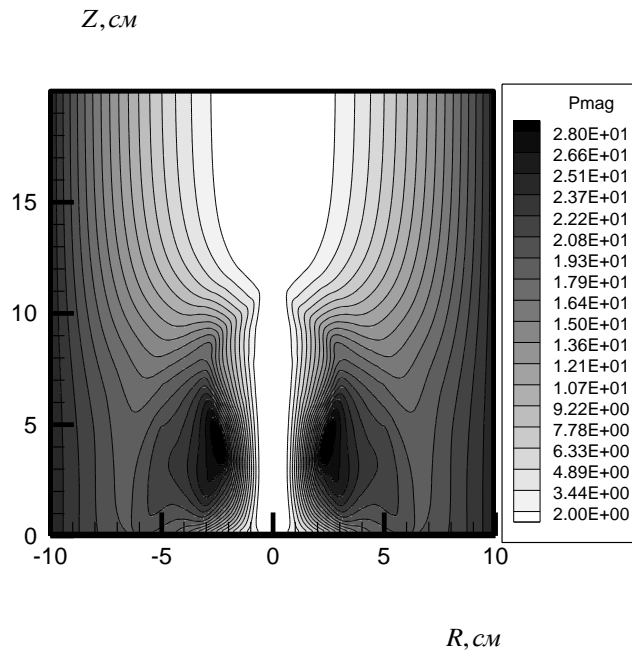


Рис. 9. Пространственное распределение магнитного давления P_{mag} [атм] в импульсной струе плазмы при наличии внешнего магнитного поля на момент времени $t = 46,9$ мкс.

На рис. 10 показано распределение температуры в факеле КРИС без внешнего магнитного поля.

Обратимся к рис.10 для того, чтобы оценить уровень влияния повышенного внешнего газодинамического давления $P_{\infty} = 25$ атм ($n = P_a/P_{\infty} \approx 5,6$). Отметим, что в данной ситуации в области смешения струи и окружающей газовой среды формируются (в отличие от случая внешнего магнитного поля $B = 2,5$ Тл) тороидальная долгоживущая вихревая структура, а максимальное значение

температуры в струе КРИС находится на уровне $T_{max} \approx 18$ кК, число Маха $M \approx 1-4$, давление на уровне $P \approx 10$ атм.

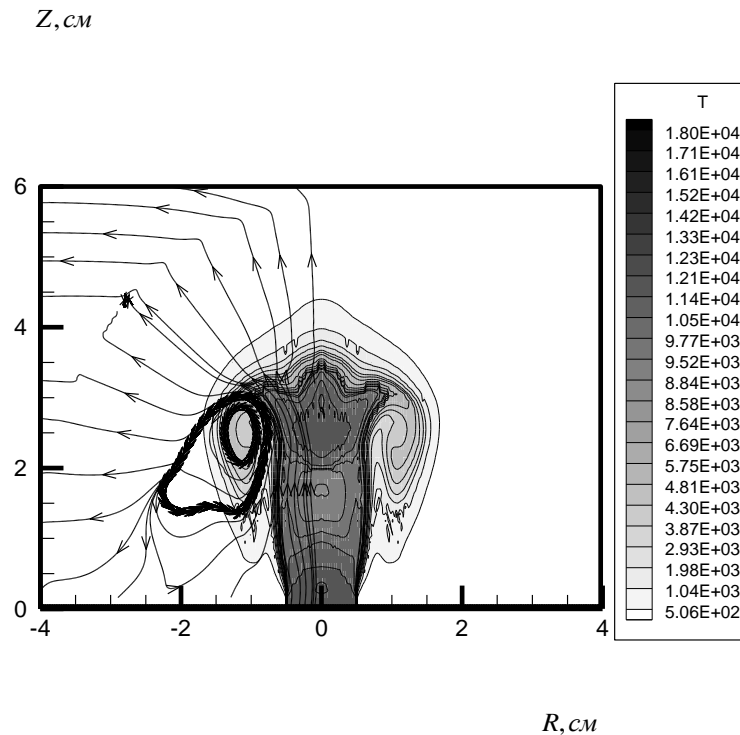


Рис. 10 Пространственное распределение температуры T [К] в импульсной струе плазмы без внешнего магнитного поля на момент времени $t = 62,9$ мкс для давления в затопленном пространстве $P_\infty = 25$ атм.

Заключение

В рамках радиационной плазмодинамики с учётом переноса излучения получено численное решение системы уравнений согласно разработанной в работе нестационарной двумерной радиационно-магнитогазодинамической модели, которая базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Результаты расчетов проводились для трёх

каналов, оси которых расположены на одной прямой на 5 см друг от друга. Приведены двумерные пространственные распределения температуры T [К], давления для моментов времени: $t = 18,5$ мкс, $t = 41,6$ мкс, $t = 94,6$ мкс.

Рассмотрено влияние магнитного поля. Для одного канала КРИЭ приведены распределения температуры в факеле КРИЭ при наложении на струю внешнего магнитного поля $B=1,58$ Тл и $B=2,5$ Тл соответственно. Воздействие магнитного поля “затрагивает” высокотемпературную (близкую к оси) часть струи плазмы и вихревой след (тороидальный вихрь) в области тройной конфигурации ударных волн. Так при значении магнитного давления $P_{\text{маг}} = 25$ атм тороидальный вихрь не возникает, а продольный размер струи приблизительно в два раза превышает размер струи без магнитного поля. Аналогично, максимальное значение температуры T [К] получается в 1,5-2 раза больше, чем значение температуры в расчёте, не учитывающего воздействие внешнего магнитного поля.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности Министерства образования и науки Российской Федерации № 13.79.2014/К.

Библиографический список

1. Кузенов В.В., Рыжков С.В., Гаврилова А.Ю., Скороход Е.П. Компьютерное моделирование плазмодинамических процессов факела капиллярного разряда // Электронный журнал "Труды МАИ", 2015, выпуск № 83:

<http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=61818> (дата публикации 05 10. 2015).

2. Черкасова М.В. Моделирование течения плазмы и теплообмена в многоканальных полых катодах // Тез. докл. XV Межд. конф. по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС–2007). Алушта, 2007. С. 505.
3. De Tata M., Albertony R., Rossetti P., Paganucci F., Cherkasova M., Obukhov V. 32th Int. Electric Propulsion Conf. Germany, 2011. 108 p.
4. M. Cherkasova, V. Obukhov, V. Riaby, S. Semenikhin, M. De Tata, R. Albertony, P. Rossetti, F. Paganucci Numerical model for 100-kW class hollow cathodes/ SP2010_1841635, Space Propulsion 2010, 3-6 May, San Sebastian, Spain.
5. Vaulin E.P., Kirushkina M.V., Obukhov V.A., Scortecci F. Mathematical modeling of arc hollow cathodes // Proceedings of the 32nd Joint Propulsion Conf., USA, 1996 // AIAA paper. 1996. № 96, 3184 p.
6. R. Albertoni, M. Andrenucci, M. Cherkasova, V. Obukhov , F. Paganucci, P. Rossetti, M. De Tata Experimental study of a Multichannel Hollow Cathode for High Power MPD Thrusters // JPC-2011-1027660, 10 p.
7. Бишаев А.М. Численное моделирование струи слабо ионизированного газа, выходящего из кольцевого отверстия // Вычислительная математика и математическая физика. 1993. Т.33. №7. С. 109-118.

8. Камруков А.С., Козлов Н.П. Самоорганизация коллектива плазменных струй в тороидальный моновихрь. Тезисы докладов XXVIII Звенигородской конференции по физике и УТС. 2001, Звенигород, С.230-231.
9. Камруков А.С., Козлов Н.П. Плазменно-вихревые источники оптического излучения с высокой эффективностью преобразования запасённой энергии. // Сб. научных трудов «IX Международный симпозиум по радиационной плазмодинамике» - Москва, НИЦ «Инженер».2012. С. 89-97.
10. Важенин Н. А. Имитационное моделирование электромагнитного излучения стационарных плазменных двигателей // Электронный журнал "Труды МАИ", 2013, выпуск № 69: <http://www.mai.ru/science/trudy/published.php?ID=43329> (дата публикации 10.10.2013).
11. Авраменко Р.Ф., Николаева В.И., Поскачеева Л.П. Энергоёмкие плазменные образования, инициируемые эрозийным разрядом // Сборник статей. Шаровая молния в лаборатории. - М.: Химия, 1994, С.15-55.
12. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966. - 688 с.
13. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. - М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2003. - 335 с.
14. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. - Новосибирск: Наука, 1984. - 235 с.