

<u>ИПМ им.М.В.Келдыша РАН</u> • <u>Электронная библиотека</u> <u>Препринты ИПМ</u> • <u>Препринт № 61 за 2020 г.</u>



ISSN 2071-2898 (Print) ISSN 2071-2901 (Online)

Козлов А.Н., Коновалов В.С., Климов Н.С., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Урлова Р.В., Гуторов К.М.

Исследование переноса излучения в потоке ионизующегося гелия в плазменном ускорителе

Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Исследование переноса излучения в потоке ионизующегося гелия в плазменном ускорителе / А.Н.Козлов [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2020. № 61. 27 с. <u>http://doi.org/10.20948/prepr-2020-61</u> URL: <u>http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2020-61</u> Ордена Ленина ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ имени М.В. Келдыша Российской академии наук

А.Н. Козлов, В.С. Коновалов, Н.С. Климов, Д.В. Коваленко, В.Л. Подковыров, Р.В. Урлова, К.М. Гуторов

Исследование переноса излучения в потоке ионизующегося гелия в плазменном ускорителе

Козлов А.Н., Коновалов В.С., Климов Н.С., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Урлова Р.В., Гуторов К.М.

Исследование переноса излучения в потоке ионизующегося гелия в плазменном ускорителе

Представлено численное исследование процесса ионизации и переноса излучения в потоке ионизующегося гелия в канале квазистационарного плазменного ускорителя. В основу модели двумерных осесимметричных модифицированные ΜΓД течений положены уравнения ДЛЯ многокомпонентной среды, состоящей из атомов, электронов и многозарядных ионов с различной кратностью ионизации. Численная модель учитывает электропроводность и теплопроводность, а 3D модель переноса излучения включает основные механизмы излучения и поглощения для различных Определено поле излучения участков спектра. в формирующемся трансзвуковом потоке гелиевой плазмы, включая спектральные и интегральные характеристики излучения.

Ключевые слова: уравнения магнитной газодинамики, перенос излучения, течения ионизующегося гелия, плазменный ускоритель

Kozlov A.N., Konovalov V.S., Klimov N.S., Kovalenko D.V., Podkovyrov V.L., Urlova R.V., Gutorov K.M.

The study of radiation transport in a flow of ionizing helium in plasma accelerator

Numerical study of the ionization process and radiation transport in a flow of ionizing helium in the channel of the quasi-stationary plasma accelerator is presented. The model of two-dimensional axisymmetric flows is based on the modified MHD equations for the multicomponent medium consisting of atoms, electrons, and multiply charged ions with different ionization multiplicity. The numerical model takes into account the electrical conductivity and thermal conductivity, and the 3D model of radiation transport includes the main mechanisms of radiation and absorption for different parts of the spectrum. The spectral field of radiation and its integral characteristics in the forming transonic stream of helium plasma are determined.

Key words: equations of magnetogasdynamics, radiation transport, flows of ionizing helium, plasma accelerator

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-29-21007_мк).

Введение

Квазистационарные плазменные ускорители (КСПУ) (см., например, [1-12]) являются многофункциональными установками, предназначенными для технологических приложений, термоядерных исследований, а также для использования в качестве перспективных электрореактивных плазменных двигателей (ЭРПД) в космических приложениях при наличии малогабаритных атомных реакторов на борту космических аппаратов. В современных экспериментах [5, 8, 9] используются различные газы, включая гелий He₄². Канал плазменного ускорителя образуют два соосных коаксиальных электрода, подключенных к электрической цепи. В результате пробоя в газе между профилированными электродами формируется фронт ионизации, в пределах которого происходит фазовый переход от газообразного состояния среды к исследования проводятся плазме. настоящее время при В наличии единственной азимутальной компоненты магнитного поля, генерация которого обусловлена электрическим током, протекающим вдоль внутреннего электрода. Если в стационарных плазменных двигателях [1, 13], ионных двигателях и аналогичных им установках используется разреженная плазма, то в КСПУ осуществляется ускорение достаточно плотной плазмы за счет силы Ампера

 $\frac{1}{c}$ **ј** × **H**, где ток в плазме **ј** между электродами имеет преимущественно

радиальное направление. Установки КСПУ являются системами проточного типа, в которых на входе подается газ, а механизм ускорения образующейся плазмы, основанный на силе Ампера, обеспечивает перспективы использования КСПУ в качестве ЭРПД нового поколения. В полноблочном варианте КСПУ является двухступенчатой установкой, в которой первая ступень, например, состоит из набора малых плазменных ускорителей, в которых осуществляется ионизация поступающего газа и предварительное ускорение плазмы.

Наряду с экспериментальным изучением процессов в КСПУ теоретические и численные исследования динамики потоков ионизующегося газа и плазмы в данных установках также широко представлены в литературе (см., например, [1, 14-30]). Эти и другие работы охватывают различные проблемы, связанные с трансзвуковых формированием потоков, В том числе при наличии дополнительного продольного магнитного поля [18, 19], с возникновением приэлектродных процессов, обусловленных эффектом Холла И кризиса [20, 21], предшествующих явлению тока с образованием компрессионных потоков [14-17, 22]. Ряд работ посвящен изучению переноса излучения в каналах КСПУ [23, 24]. Кроме того, для первой ступени КСПУ разработан ряд численных моделей процесса ионизации, включая образование сложного состава с многозарядными ионами [1, плазмы 15, 24-30]. Исследования процессов ионизации и переноса излучения формируют ряд актуальных научных направлений, также широко представленных в литературе (см., например, [31-49]).

Исследование течений ионизующегося газа в каналах плазменных ускорителей проводится с помощью моделей различного уровня сложности. Эти модели основаны на приближении локального термодинамического равновесия (ЛTP) И модифицированном диффузионном приближении, коэффициенты ступенчатой ионизации позволяющем определить И рекомбинации. Наиболее сложная модель основана на решении системы уравнений поуровневой кинетики совместно с решением задачи о переносе излучения. В данной работе для исследования течений ионизующегося гелия с возможным образованием многозарядных ионов использовано приближение ЛТР, в рамках которого решаются уравнения ионизационного равновесия для среды, содержащей ионы гелия с однократной и двукратной ионизацией. окрестности возникающего Фазовый переход фронта В ионизации изменением температуры, сопровождается резким плотности, степени ионизации и магнитной вязкости, отвечающей электропроводности среды, которая определяет джоулев нагрев в уравнении энергии и диффузию магнитного поля. Особенности процесса ионизации гелия в канале КСПУ рассмотрены на примере стационарного или квазистационарного течения, рассчитанного методом установления.

Основное внимание в работе уделено изучению переноса излучения в потоке ионизующегося гелия. С этой целью разработана трехмерная численная модель, которая позволяет в деталях учесть геометрию излучающего объема, включая теневые области, а также детально рассмотреть основные механизмы излучения и поглощения. Решение уравнения переноса излучения с помощью метода длинных характеристик [24, 34, 39] охватывает весь диапазон спектра Уровень современных экспериментальных излучения. И численных исследований позволяет одновременно определять локальные значения термодинамических параметров плазмы и характеристики излучения, что открывает новые возможности для проведения комплексных исследований, валидации моделей и сближения результатов расчетов с возможностями экспериментальных исследований [1-12].

МГД модель и уравнение ионизационного равновесия

В основе модели течений ионизующегося газа лежат уравнения переноса многокомпонентной среды [31], состоящей из атомов, электронов и ионов с различной кратностью ионизации, а также уравнений Максвелла для электромагнитного поля. Учитывая, что характерные скорости потоков V << c, можно пренебречь током смещения $\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ в уравнении $rot \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$. Инерцией электронов $m_e \frac{d \mathbf{V}_e}{d t}$ также пренебрегаем, поскольку $m_e << m_i = m_a = m$. В этом случае приходим к закону Ома в классической

форме $\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{1}{c} [\mathbf{V}, \mathbf{H}]$, где проводимость определяется через сумму частот столкновений электрона с тяжелыми частицами при наличии многозарядных ионов. Уравнение диффузии магнитного поля следует из уравнений Максвелла и закона Ома в указанных приближениях.

В экспериментах концентрация среды является достаточно высокой $n = 10^{16} \div 10^{18} \ cm^{-3}$, а ее температура находится на уровне $T \le 1 \ \beta B$. Соответственно, радиус Дебая $R_D = \sqrt{k_B T / 4 \pi e^2 n_e}$ является малой величиной по сравнению с характерными размерами системы и пространственными масштабами процессов, включая толщину фронта ионизации. Поэтому среду можно считать квазинейтральной и $\sum_{i=1}^{Z} e Z_i n_i = e n_e$, где Z_i отвечает зарядовому состоянию иона с *i*-ой кратностью ионизации. Для тяжелых частиц с массой $m_i = m_a = m$ суммарная концентрация и плотность

частиц определяются соотношениями $n = n_a + \sum_{i=1}^{Z} n_i$ и $\rho = m n$. Для достаточно

плотной среды используем одножидкостное приближение, в рамках которого скорости всех компонент среды можно считать равными $V_a = V_i = V_e = V$. Преобразуя исходные уравнения переноса массы, импульса и энергии, приходим к модифицированной системе МГД уравнений [28]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho \mathbf{V}) = 0, \qquad \rho \frac{d \mathbf{V}}{d t} + \nabla P = \frac{1}{c} \mathbf{j} \times \mathbf{H}, \qquad \frac{d}{d t} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla),$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \varepsilon) + div(\rho \varepsilon \mathbf{V}) + P div \mathbf{V} = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma} - div \mathbf{q} - div \mathbf{W}, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = rot(\mathbf{V} \times \mathbf{H}) - c rot \frac{\mathbf{j}}{\sigma}, \qquad \mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} rot \mathbf{H},$$

$$P = P_a + \sum_{i=1}^{Z} P_i + P_e = (1 + \frac{n_e}{n})(c_P - c_V)\rho T, \qquad \varepsilon = (1 + \frac{n_e}{n}) c_V T + \varepsilon_I,$$

$$k_B / m = R = c_P - c_V = c_V (\gamma - 1), \qquad n_e = \sum_{i=1}^{Z} Z_i n_i, \qquad \mathbf{q} = -\kappa_{e \to a} \nabla T.$$

Здесь $P = P_a + P_e + \sum_{i=1}^{Z} P_i$ – суммарное давление, $\mathbf{q} = -\kappa_{e \to a} \nabla T$ – тепловой поток, $\kappa_{e \to a}$ – коэффициент электрон-атомарной теплопроводности. Степень ионизации определяется с помощью соотношения $\alpha = \sum_{i=1}^{Z} Z_i n_i / \left(n_a + \sum_{i=1}^{Z} n_i \right)$, где Z – зарядовое число химического элемента. Разработанная модель

радиационной магнитной газодинамики (РМГД) включает, в частности, плотность потока энергии излучения W в правой части уравнения для внутренней энергии на единицу массы ε , которая содержит дополнительное слагаемое ε_I , ответственное за потери энергии на ионизацию. В уравнении для внутренней энергии джоулев нагрев $Q_{mp} = \mathbf{j}^2/\sigma$ за счет взаимодействия электронов с тяжелыми частицами существенно превосходит тепло, выделяемое при трении между собой остальных компонент. Систему (1) следует рассматривать как обобщение классической магнитной газодинамики на случай частично ионизованной многозарядной плазмы.

Электропроводность многокомпонентной среды $\sigma = e^2 n_e / m_e v_e$ определяется с помощью частоты столкновений электронов с другими частицами и складывается из частот столкновений с атомами и ионами различной кратности ионизации: $v_e = v_{ea} + \sum_{i=1}^{Z} v_{ei}$. Частоты столкновений можно представить в следующем виде: $v_{ea} = n_a \langle V_e \rangle S_{ea}$, $v_{ei} = n_i \langle V_e \rangle S_{ei}$, где S_{ea} , S_{ei} – эффективные сечения столкновений.



Кривая 1 на рис. 1 отвечает сечению столкновений электронов с атомами гелия S_{ea}^{He} в соответствии с работой [50]. Для водорода эффективное сечение столкновения электронов с атомами представлено кривой 2 на рис. 1 и определялось ранее в соответствии с работой [51] с помощью соотношения $S_{ea}^{H} = \frac{1.2 \cdot 10^{-13}}{\sqrt{T}} [cm^2]$, в котором температуру следует измерять в градусах ${}^{o}K$.

Итоговые соотношения для вычисления электропроводности плазмы сложного состава, включая многозарядные ионы, можно представить в следующем виде:

$$\frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_o} + \frac{1}{\sigma_1} \sum_{i=1}^{Z} Z_i^2 \frac{n_i}{n}, \qquad \sigma_o = \frac{e^2 n_e}{m_e n_a \langle V_e \rangle S_{ea}}, \qquad \sigma_1 = \frac{e^2 n_e \tau_o}{m_e}, \qquad (2)$$

где τ_o в соотношениях (2) отвечает характерному времени столкновений.

Теплопроводность частично ионизованной плазмы определяется с помощью формул, представленных в [28]. При больших степенях ионизации заметную роль в суммарном теплопереносе играет классическая электронная теплопроводность поперек магнитного поля. При малых степенях ионизации определенный вклад вносит атомарная теплопроводность. Расчеты показали, что роль теплопроводности в целом незначительна.

Система уравнений ионизационного равновесия и следующие из нее итоговые соотношения в общем случае представлены, например, в работе [28]. Формулы Саха имеют следующий вид

$$\frac{n_e \cdot n_{j+1}}{n_j} = \frac{\Sigma_e \cdot \Sigma_{j+1}}{\Sigma_j} \cdot \exp\left(-\frac{E_{j+1} - E_j}{k_B T}\right), \qquad j = 0, \dots, Z - 1.$$
(3)

Здесь n_j – концентрация или населенность иона *j*-ой кратности ионизации с зарядом eZ_j ; значение j=0 соответствует нейтральному атому и $n_0 = n_a$;

 $\Sigma_{j} = \sum_{k=0}^{N_{j}} g_{jk} \exp\left(-\frac{E_{jk} - E_{j0}}{k_{B}T}\right)$ – статистическая сумма *j*-го иона с зарядом $e Z_{j}; g_{jk}$ – статистический вес *j*-го иона в состоянии *k*; E_{jk} – энергия этого состояния; E_{j0} – энергия *j*-го иона в основном состоянии, равная энергии ионизации $E_{j}; N_{j}$ – количество возбужденных состояний иона с зарядом $e Z_{j};$

$$\Sigma_e = 2 \left(\frac{m_e k_B T}{2 \pi \hbar^2} \right)^{3/2}$$
 – статистическая сумма свободных электронов.

Для гелия соотношения (3) с учетом квазинейтральности приводят к следующей системе уравнений

$$n_e n_1 = n_0 U_0(T), \qquad n_e n_2 = n_1 U_1(T), n_e = n_1 + 2n_2, \qquad n = n_0 + n_1 + n_2,$$
(4)

где

$$U_{0}(T) = \frac{2\Sigma_{1}}{\Sigma_{0}} \left(\frac{m_{e} \ k_{B} \ T}{2 \ \pi \ \hbar^{2}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{1}}{k_{B} \ T} \right),$$
$$U_{1}(T) = \frac{2\Sigma_{2}}{\Sigma_{1}} \left(\frac{m_{e} \ k_{B} \ T}{2 \ \pi \ \hbar^{2}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{2} - E_{1}}{k_{B} \ T} \right),$$

 $E_1 = 24.587$ в случае однократной ионизации гелия и $E_2 = 54.416$. В рассматриваемом диапазоне параметров задачи можно считать, что $\Sigma_0 \approx 1$, $\Sigma_1 \approx 2$ и $\Sigma_2 \approx 1$.

Введя обозначения для относительных концентраций компонент $y_j = n_j/n$, а также используя $u_0 = U_0(T)/n$ и $u_1 = U_1(T)/n$, систему уравнений (4) можно переписать следующим образом:

 $\alpha y_1 = y_0 u_0, \qquad \alpha y_2 = y_1 u_1, \qquad \alpha = y_1 + 2 y_2, \qquad y_0 + y_1 + y_2 = 1.$ (5)

В результате для степени ионизации *α*, исключая остальные переменные, получим кубическое уравнение

$$\alpha^{3} + u_{0} \alpha^{2} + u_{0} (u_{1} - 1) \alpha - 2u_{0} u_{1} = 0.$$
(6)

Аналогичное кубическое уравнение можно получить, например, для переменной y_2 . Суммарная концентрация тяжелых частиц n и температура T определяются в процессе численного решения эволюционной МГД задачи на основе системы уравнений (1). В свою очередь, уравнения (5) и (6) позволяют определить степень ионизации и относительные концентрации компонент среды y_i .

Безразмерные переменные используются при численном решении МГД задачи. Единицами измерения являются длина канала L, характерная концентрация или плотность газа на входе в канал ускорителя n_o ($\rho_o = m n_o$), температура T_o , а также характерная величина азимутального магнитного поля на входе, равная $H_o = 2J_p/cR_o$, где R_o – характерный радиус канала и J_p – разрядный ток в системе. Комбинируя эти величины, определяем единицы скорости $V_o = H_o/\sqrt{4\pi\rho_o}$, времени $t_o = L/V_o$, электрического поля $E_o = H_o V_o/c$, тока в плазме $j_o = cH_o/4\pi L$ и потока энергии излучения $W_o = V_o H_o^2/4\pi$. МГД уравнения в безразмерных переменных содержат следующие безразмерные параметры: отношение характерного газового давления к магнитному $\beta = 8\pi P_o/H_o^2$ ($P_o = k_B n_o T_o$) и магнитную вязкость $v_m = 1/\text{Re}_m = c^2/4\pi L V_o \sigma$, которая обратно пропорциональна магнитному числу Рейнольдса Re_m .

Граничные условия на электродах и входе в канал ускорителя завершают постановку задачи. Полагаем, что на входе в канал при z = 0 плазма подается с известными значениями плотности и температуры $\rho(r) = f_1(r)$, $T(r) = f_2(r)$. Считаем, что ток поддерживается постоянным и поступает в систему только через электроды. Поэтому при z = 0 имеем $j_z = 0$ или $rH_{\varphi} = r_0 = const$

 $(r_o = R_o/L)$. Электроды $r = r_a(z)$ и $r = r_\kappa(z)$ являются эквипотенциальными $(E_\tau = 0)$ и непроницаемыми $(V_n = 0)$ поверхностями.

На выходе для исследуемых трансзвуковых потоков предполагается свободное сверхзвуковое вытекание плазмы. В процессе ионизации происходит последовательный переход скорости потока через газодинамическую скорость звука C_g , а затем через скорость быстрой магнитозвуковой волны или скорость сигнала C_s [1] в отсутствие продольного магнитного поля, которые определяются следующими соотношениями:

$$C_s = \sqrt{C_g^2 + C_A^2}$$
, $C_g^2 = \gamma P / \rho$, $C_A^2 = H^2 / \rho$.

Алгоритм численного решения включает отображение исходной расчетной области в переменных (z, r) на единичный квадрат в плоскости (y, z) с помощью соотношения

$$r = (1 - y) r_{\kappa}(z) + y r_{a}(z) .$$
(7)

Численная модель двумерных осесимметричных течений ионизующегося газа и плазмы предполагает расщепление по координатным направлениям и физическим факторам учетом смешанного уравнений с типа (1).Гиперболическая часть МГД уравнений рассчитывается с помощью разностной схемы с коррекцией потоков (см., например, [52]). Электропроводность и теплопроводность учитываются с помощью метода потоковой прогонки [53]. Для расчета квазистационарных течений используется метод установления. Численное решение уравнений ионизационного равновесия (5) и (6) в узлах расчетной сетки осуществляется на каждом временном шаге эволюционной МГД задачи.

3D модель переноса излучения

Уравнение для внутренней энергии в системе (1) содержит плотность потока энергии излучения **W**, которая вместе с плотностью энергии излучения U определяется через интенсивность излучения $I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega)$ с частотой ν в точке с координатой **r**, распространяющегося в направлении телесного угла Ω ,

$$U(\mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int_{0}^{\infty 4\pi} \int_{0}^{\pi} I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega) d \Omega d\nu, \qquad \mathbf{W}(\mathbf{r}) = \int_{0}^{\infty 4\pi} \int_{0}^{\pi} I_{\nu}(\mathbf{r}, \Omega) \Omega d \Omega d\nu. \qquad (8)$$

Величину U можно не учитывать в МГД уравнениях, поскольку она существенно меньше внутренней энергии среды $U << \rho \varepsilon$. В то же время поток $W \sim c U$ энергии излучения может играть определенную роль В перераспределении энергии. Поскольку характерная скорость потока плазмы много меньше скорости света, поле излучения мгновенно подстраивается под распределение параметров потока ограничиться решением И можно стационарного уравнения переноса излучения

$$\mathbf{\Omega} \cdot \nabla I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}) = \eta_{\nu}(\mathbf{r}) - \kappa_{\nu}(\mathbf{r}) \cdot I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega}), \qquad (9)$$

в котором излучательная способность $\eta_{\nu}(\mathbf{r})$ и коэффициент поглощения среды $\kappa_{\nu}(\mathbf{r})$ являются известными функциями температуры и плотности вещества, а также спектрального параметра ν или энергии фотона $h\nu$ [33-42]. Процессы испускания и поглощения света связаны с переходами электрона из одного энергетического состояния в другое и подразделяются на три группы: а) поглощение и излучение в линиях, б) фотоионизация и фоторекомбинация, в) рассеяние. Излучательная способность и коэффициент поглощения, исправленный на вынужденное излучение, определяются с помощью следующих соотношений:

$$\begin{aligned} \kappa_{V} &= \sum_{i=0}^{Z-1} \sum_{\substack{k < j \\ k, j=1}}^{K_{i}} n_{k}^{i} \frac{\pi e^{2}}{m_{e}c} f_{kj}^{i} \phi_{kj}^{i}(v) \left(1 - \frac{n_{j}^{i} g_{k}^{i}}{n_{k}^{i} g_{j}^{i}} \right) + n_{e} \sigma_{K}^{ff}(v) (1 - e^{-hv/k_{B}T}) + \\ &+ \sum_{i=0}^{Z-1} \sum_{k=1}^{K_{i}} n_{k}^{i} \sigma_{k}^{i}(v) \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi \hbar^{2}}{m_{e} k_{B}T} \right)^{3/2} \frac{n_{1}^{i+1} g_{k}^{i}}{n_{e} n_{k}^{i} \Sigma_{i}} \exp \left(\frac{hv_{k}^{i,i+1} - hv}{k_{B}T} \right) \right), \\ \eta_{V} &= \sum_{i=0}^{Z-1} \sum_{\substack{k > j \\ j,k=1}}^{K_{i}} n_{k}^{i} \frac{g_{j}^{i}}{g_{k}^{i}} \frac{\pi e^{2}}{m_{e}c} f_{jk}^{i} \phi_{jk}^{i}(v) \frac{hv^{3}}{\pi c^{2}} + n_{e} \frac{hv^{3}}{\pi c^{2}} \sigma_{K}^{ff}(v) e^{-hv/k_{B}T} + \\ &+ \sum_{i=1}^{Z} \sum_{\substack{k=1}}^{K_{i}} n_{k}^{i} n_{e} \frac{(hv)^{3}}{4\hbar^{2}\pi^{2}c^{2}} \left(\frac{2\pi \hbar^{2}}{m_{e}k_{B}T} \right)^{3/2} \sigma_{k}^{i}(v) \frac{g_{k}^{i}}{\Sigma_{i}} \exp \left(\frac{hv_{k}^{i,i+1} - hv}{k_{B}T} \right), \end{aligned}$$
(10)

где v – частота фотона, n_k^i – концентрация k -го состояния иона i -ой кратности ионизации, g_k^i – статистический вес k -го состояния иона i -ой кратности ионизации, f_{kj}^i – сила осцилляторов при переходе из k -го в j -е состояние для иона i -ой кратности ионизации, $\phi_{kj}^i(v)$ – профиль линии соответствующего связанно-связанного перехода, $\sigma_k^i(v)$ – сечение фотоионизации из k -го состояния иона i -ой кратности ионизации $g_k^j(v)$ – сечение фотоионизации из k -го состояния иона i -ой кратности ионизации $\sigma_K^{ff}(v)$ – сечение вобратного тормозного поглощения [42]. Индекс $k = K_i$ отвечает верхнему возбужденному состоянию иона кратности i, соответственно суммирование в коэффициенте поглощения происходит по индексам $j = 1,...,K_i$ и $k = 1,...,K_i - 1$, так как для поглощения необходимо, чтобы k < j. Аналогично и в суммах для излучательной способности имеем $k = 1,...,K_i$ и $j = 1,...,K_i - 1$, так как здесь должно быть выполнено условия k > j. Суммирование по кратности ионизации и ина в коэффициенте поглощения происходит по индексам и состояние и в суммации и и в коэффициенте поглощения необходимо, чтобы k < j. Суммирование по кратности и ини в кратности и ини и в суммах для излучательной способности имеем $k = 1,...,K_i$ и $j = 1,...,K_i - 1$, так как здесь должно быть выполнено условия k > j. Суммирование по кратности и инизации и ина в коэффициенте поглощения происходит по

индексам i=0,...,Z-1, так как i=Z отвечает голому ядру, которое не поглощает фотоны при отсутствии электронов на оболочках. Суммирование в излучательной способности, отвечающее рекомбинации, происходит по индексам i=1,...,Z, так как i=0 соответствует нейтральному атому, который не участвует в процессе рекомбинации. Излучательная способность (10) отвечает количеству энергии частоты v, самопроизвольно излучаемой в $1 cm^3$ вещества в 1 секунду в единичном интервале частот.

Профиль отдельных линий с учетом разных механизмов их уширения определяется по формуле Фойгта:

$$\phi_{kj}^{i}(v) = \frac{\gamma_{e}}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-s^{2}} ds}{\left(v - v_{kj} - s D\right)^{2} + (\gamma_{e})^{2}} , \qquad (11)$$

где $D = v_{kj} V_a / c$ – ширина Доплера, V_a – характерная скорость атома, γ_e - суммарная ширина, обусловленная взаимодействием атома с окружающими излучением. Характерная ширина профиля его частицами И линии соответствует времени жизни состояния. Наиболее существенным фактором, влияющим на уширение линий при характерных параметрах задачи, является взаимодействие атомов и ионов с электронами. Поэтому для вычисления величины γ_e можно ограничиться уширением электронным ударом, используя известные формулы [41, 42]. Эффективная методика вычисления профиля по формуле (11) изложена в [40].

Расчет сечений связанно-свободных и свободно-свободных процессов в соотношениях (10) осуществляется в приближении Крамерса, а силы осцилляторов f_{kj}^i для связанно-связанных переходов вычисляются с помощью компьютерного кода FAC [56]. В условиях ЛТР населенности состояний связаны соотношениями Саха (3) и формулой Больцмана.



Рис. 2. а) Спектральный коэффициент поглощения. б) Излучательная способность гелия. Желтая линия отвечает триплету с энергией 2.11 эВ, зеленая линия соответствует синглету с энергией 2.47 эВ.

На рис. 2 представлены характерные зависимости коэффициента поглощения и излучательной способности гелиевой плазмы в диапазоне энергии фотонов до 6 эВ. Излучательная способность, отвечающая единичному интервалу частот в (10), на рис. 26 отнесена к единичному интервалу энергии фотонов в 1 эВ. Коэффициенты рассчитаны в предположении равновесной заселенности уровней атома гелия для концентрации среды $n = 10^{15} cm^{-3}$ и температуры $T = 1 \ \beta B$. Расчеты отвечают трем группам процессов перехода электрона из одного энергетического состояния в другое, включая связанносвязанные процессы поглощения и излучения в линиях. В данном случае построения проведены с учетом 20 уровней энергии. Каждый процесс перехода электрона из одного энергетического состояния в другое вносит свой определенный вклад в излучение и поглощение. На рис. 2а и 26 желтым и зеленым цветом отмечены спектральные линии, отвечающие соответственно триплету с энергией 2.11 эВ и синглету с энергией 2.47 эВ. Данные спектральные линий построены с использованием профиля Фойгта в соответствии с (11) так, что на ширину линии приходится несколько спектральных групп, подробно описывающих форму ядра и крыльев линий. В то же время линии в остальной части спектра представлены в рамках одной группы. В расчетах используется до 300 спектральных групп.

Атом гелия содержит два электрона, моменты которых складываются по квантово-механическим правилам. Когда спины электронов направлены в противоположные стороны, спиновое квантовое число равно S = 0. Поэтому внутреннее квантовое число, связанное с модулем полного момента импульса электронов, J = L + S принимает значение J = L, равное орбитальному квантовому числу. Это приводит к образованию синглетных конфигураций: ${}^{1}S_{0}$, ${}^{1}P_{1}$, ${}^{1}D_{2}$, ${}^{1}F_{3}$. Гелий в таких состояниях называется парагелием. Если спины электронов сонаправлены, спиновое квантовое число S = 1. В этом случае J принимает три значения J = L-1, L, L+1, что приводит к триплетным термам: ${}^{3}S_{1}$, ${}^{3}P_{0,12}$, ${}^{3}D_{1,23}$, ${}^{3}F_{2,34}$. В данных состояниях гелий называют ортогелием.

В видимой части спектра гелия наиболее важные линии с точки зрения астрофизических наблюдений находятся в диапазоне длин волн 447.14 нм и 706.52 нм или в диапазоне энергий 1.76 – 2.78 эВ. Синглетной линии ¹S₀ соответствует переход 1s2s - 1s3p. Эта линия с длиной волны 501.6 нм и энергией 2.47 эВ выделена зеленым цветом на рис. 2. Триплетной серии линий ³Р_{0,1,2} соответствует переход 1s2p – 1s3d с длиной волны 587.6 нм и энергией 2.11 эВ. Эти три близко расположенные линии отмечены желтым цветом на рис. 2. Благодаря этим линиям гелий был открыт в составе вещества в солнечных протуберанцах. Заметим, что для перехода атома гелия из состояния парагелия в состояние ортогелия следует изменить спин одного из электронов. Такая достаточно глубокая перестройка атома возможна при его взаимодействии с магнитным полем. Однако небольшая вероятность подобных процессов приводит к тому, что существует два сорта атомов гелия,

практически не преобразующихся друг в друга, и природный гелий представляет собой смесь этих двух сортов. Причем количество ортогелия в природном гелии оказывается в три раза больше, чем парагелия.



Рис. 3. Суммарные спектральные коэффициенты поглощения для нейтрального атома и иона гелия с однократной ионизацией при температуре: а) $T = 1 \Im B$ и б) $T = 5 \Im B$.

Ион гелия с однократной ионизацией также имеет свой характерный спектр излучения, отвечающий более высоким значениям энергии фотонов. На рис. 3 представлен коэффициенты поглощения гелия в диапазоне энергии фотонов до 80 эВ, отвечающие сумме спектров излучения атома и иона гелия с однократной ионизацией, для двух различных значений температуры среды $T = 1 \ B$ и $T = 5 \ B$ с концентрацией $n = 10^{15} \ cm^{-3}$. Видно, что суммарный спектр излучения для достаточно малых значений температуры на рис. За определяется в основном излучением нейтрального атома. При этом существенный вклад в общий спектр излучения вносит группа линий атомарного гелия в диапазоне энергий 20-24 эВ. Для более высоких значений температуры среды рис. Зб демонстрирует, что спектр излучения определяется главным образом спектром иона однократной ионизации.

Соотношения (8) предполагают трехмерную постановку задачи о переносе излучения для осесимметричного течения плазмы в канале ускорителя. Уравнение переноса излучения (9) решается с помощью метода длинных характеристик [34, 37, 55], который позволяет в деталях учесть геометрию

канала ускорителя. Трехмерная координатная сетка может быть получена поворотом исходной двумерной сетки в плоскости переменных (z, r) на 360 градусов вокруг оси канала с заданным шагом в соответствии с рис. 4. Для генерации 3D сетки можно также использовать специальные вычислительные коды, например, код Gmsh [54].



Рис. 4. Пространственная расчетная сетка в 3D модели переноса излучения

Решение уравнения переноса излучения (9) должно быть определено по разным направлениям для дальнейшего вычисления интегральных значений плотности энергии излучения и потока энергии излучения в любом узле или ячейки сетки. С этой целью для всех узлов, расположенных в одной плоскости двумерной координатной сетки с учетом аксиальной симметрии течения, строится дополнительная угловая сетка по азимутальному и полярному углу, схематично представленная на рис. 5а. Разбиение телесного угла на элементы угловой сетки производится с помощью метода Карлсона [55], который обеспечивает равномерное распределение лучей по направлениям. В расчетах используется до 220 лучей угловой сетки.



Рис. 5. а) Угловая сетка и направление лучей в телесном угле. б) Трассировка луча на 3D координатной сетке.

Метод длинных характеристик предполагает трассировку лучей для того, чтобы определить точки их пересечения с гранями ячеек трехмерной координатной сетки и место падения лучей на одну из границ трехмерной расчетной области. Трассировка луча на элементах 3D сетки схематично представлена красной линией на рис. 56, где отмечены точки пересечения луча с гранями ячеек координатной сетки. Более детально алгоритм трассировки лучей рассмотрен в [24].

Решение уравнения переноса излучения следует искать вдоль любого заданного луча и для любой частоты или энергии фотона. Коэффициент поглощения κ_V и излучательная способность среды η_V в уравнении (9) зависят, в том числе, от температуры и плотности среды, и меняются вдоль луча. Считаем, что в пределах отдельно взятой ячейки 3D сетки коэффициент поглощения и излучательная способность постоянны и вычисляются по среднему значению плотности и температуры в центре ячейки.

Для аккуратного расчета переноса излучения необходимо учитывать теневые области, которые могут возникнуть в процессе трассировки трехмерной области лучами, выходящими из определенных узлов координатной сетки. Невидимые теневые области исключаются из расчета потока энергии излучения для соответствующего узла координатной сетки.

Алгоритм решения уравнения переноса излучения на основе метода длинных характеристик представлен, например, в [24, 34] и предполагает сшивку решений на границе однородных областей или ячеек 3D сетки с известными значениями коэффициента поглощения и излучательной способности. Решение находится при условии, что интенсивность излучения равна нулю для лучей, идущих от стенок канала. Возможное излучение электродов может служить дополнительным источником, но, как показали численные эксперименты, не оказывает существенного влияния на поле излучения плазмы внутри канала.

Поле излучения в потоке ионизующегося гелия

Длительность разряда конденсаторной батареи в установках КСПУ пролетное время частиц, равное существенно превышает нескольким соответствует единице характерного микросекундам, которое времени $t_o = L/V_o$ в численной модели. Поэтому постановка МГД задачи предполагает исследование течения ионизующегося газа И плазмы для заданного фиксированного значения разрядного тока без учета процессов в электрической цепи, в которой изменение тока в процессе разряда конденсаторной батареи происходит в соответствии с осциллограммой тока. При этом, как показали предшествующие исследования, плазмодинамические процессы в канале ускорителя не оказывают существенно влияния на протекание тока в электрической цепи. В то же время параметры потока существенно зависят от значений разрядного тока в цепи. Характерное время расчета МГД задачи методом установления с выходом на стационарное или квазистационарное решение соответствует величине t_o . Время установления также много меньше длительности разряда, и в представленных далее расчетах полагаем, что разрядный ток не меняется $J_p = const$. Такая постановка задачи наиболее актуальна для космических приложений ЭРПД нового поколения, разрабатываемых на основе КСПУ с использованием компактных атомных реакторов.

Параметры течения в представленной численной модели соответствуют условиям проведения физических экспериментов в современных плазменных ускорителях. В процессе разряда в экспериментах обеспечивается непрерывная подача газа на входе с определенным значением давления на уровне $P_{o} \geq 10 \, mopp$ в ускорителях первой ступени КСПУ, которые предназначены для ионизации и предварительного ускорения плазмы [1-12]. Проведенные ранее исследования для водородной плазмы [24] и представленные далее результаты численного исследования переноса излучения для гелиевой плазмы показали, что излучение в определенном диапазоне частот, идущее от формирующегося фронта ионизации, может глубоко проникать в объем поступающего газа. Это означает, что существует определенный произвол в задании температуры газа на входе в канал. При этом концентрация n_0 на входе должна T_{o} соответствовать характерного значению давления газа $P_o = k_B n_o T_o$, поступающего в ускоритель.

Ряд параметров в численной модели определяет пространственную сетку для расчета двумерных осесимметричных течений, а также угловую и 3D координатную сетку для решения задачи переноса излучения. Численная модель предполагает отображение исходной криволинейной области на единичный квадрат в плоскости (y, z) с помощью соотношения (7). Расчеты течений ионизующегося газа, включая представленный далее вариант, были проведены в основном на сетке (51x151), равномерной соответственно по направлениям y и z. Гиперболическая часть системы МГД уравнений рассчитывалась на основе явного метода, и шаг по времени ограничен условием Куранта. Задача о переносе излучения решена в 3D постановке. Генерация 3D сетки, представленной на рис. 4, осуществлялась поворотом исходной двумерной сетки в плоскости (r, z) на азимутальный угол с шагом 6 градусов.

Квазистационарное течение ионизующегося гелия представлено на рис. 6 и 7 для следующих параметров задачи: $n_o = 4 \cdot 10^{17} cm^{-3}$, $T_o = 2000^{o} K$, $J_p = 100 kA$, L = 10 cm. Считаем, что на входе в канале при z = 0осуществляется равномерная подача газа с заданными распределениями плотности и температуры, равными в безразмерных переменных соответственно $\rho(r) = 1$ и T(r) = 1. Распределению температуры на рис. 6а соответствует цветная картинка, дополненная линиями уровня. На этом же рисунке изображены линии уровня функции $r H_{\varphi} = const$, отвечающие электрическому току. На входе имеем $r H_{\varphi} = -r_o$. Направление стрелок для электрического тока на рисунке и отрицательные значения $r H_{\varphi}$ соответствуют выбранной полярности электродов, когда внешний электрод является анодом. На рис. 6б изображены цветное распределение плотности в канале и векторное поле скоростей. Масштаб векторов определяется значением $V_* = 6 \cdot V_o$, где единица скорости равна $V_o = 0.7 \cdot 10^6 cm/c$. Видно, что все изменения в основном происходят в продольном направлении.





представлены соответствующие Ha рис. 7 одномерные графики зависимости относительной концентрация атомов, ионов гелия однократной и температуры, скорости двукратной ионизации, потока, а также газодинамической скорости звука V_g и скорости сигнала V_s вдоль средней координатной линии y = 0.5 с учетом соотношения (7). Здесь все величины, кроме температуры на рис. 7в, отвечают безразмерным переменным.

Представленные двумерные распределения и одномерные графики отчетливо демонстрируют, что в сужающейся части канала формируется фронт ионизации, в окрестности которого температура резко увеличивается в соответствии с рис. ба и 7в. Для указанных параметров задачи рис. 7а показывает, что на фронте происходит полная однократная ионизация атомов гелия с образованием ионов He^{+1} . В то же время образование ионов гелия с

двукратной ионизацией He^{+2} , представленное на рис. 76, практически не происходит. Это связано с большим значением энергии двукратной ионизации. На рис. 66 и 7г видно, что благодаря силе Ампера плазма резко ускоряется за фронтом ионизации, что сопровождается разрежением. В процессе ускорения наблюдается последовательный переход скорости потока через газодинамическую скорость звука V_g и скорость сигнала V_s .





Более полное представление о динамике потоков излучающей среды и характере распространения излучения, отвечающего той или иной части спектра, позволяет получить решение задачи о переносе излучения. Решение этой задачи открывает новые возможности для проведения комплексных исследований и сопоставления с экспериментальными данными одновременно по локальным параметрам потока и спектральным характеристикам излучения.

На рис. 8 представлено распределение плотности энергии излучения U и векторное поле плотности потока энергии излучения W в процессе ионизации

гелия. Данное поле излучения соответствует распределениям плотности и температуры, изображенным на рис. 6 и 7. Расчет переноса излучения проведен в условиях локального термодинамического равновесия, когда населенности состояний определяются уравнениями Саха (3) и формулой Больцмана. На рисунке приведено распределение безразмерной величины \tilde{U} , связанной с плотностью энергии излучения следующим соотношением $\tilde{U} = c \cdot U / U_o$, где $U_o = 10^{11} \ \text{эрг} / \ \text{см}^2 \ \text{сек}$. Масштаб векторов W определяется модулем вектора $W_* = 4.6 \cdot 10^{10} \ \text{эрг} / \ \text{см}^2 \ \text{сек}$, который указан на рисунке.



Рис. 8. Распределение плотности энергии излучения и векторное поле плотности потока энергии излучения в потоке ионизующегося гелия

Рис. 8 показывает, что в окрестности фронта ионизации расположена область с относительно высокими значениями плотности энергии излучения U, представленная красным цветом. Поток энергии излучения W направлен во все стороны от данной области, в том числе в направлении набегающего потока слабоионизованного гелия. Это должно приводить к предварительной ионизации гелия непосредственно перед фронтом, а также в глубине объема поступающего газа.

На рис. 9 изображены соответствующие одномерные распределения плотности энергии излучения и продольной составляющей плотности потока энергии излучения W_z вдоль средней координатной линии y = 0.5, определяемой соотношением (7). Данные графики отвечают интегралам (8) для разных участков спектра. Красные кривые соответствуют интегралам по всему спектру, синие кривые – интегралам для рекомбинационной части спектра без учета линейчатого спектра, зеленые кривые – для группы линий атомарного гелия в диапазоне энергий 20-24 эВ.

Приведенные распределения показывают, что рекомбинационная часть спектра вносит основной вклад в интегральные характеристики излучения в потоке ионизующегося гелия для рассмотренных параметров задачи. В областях, расположенных слева и справа от фронта с относительно высокой степенью ионизации, вклад излучения в линиях также является весьма значительным. Видно также, что излучение в линиях в указанном диапазоне энергий практически не проникает в область набегающего потока газа перед

фронтом ионизации. В то же время излучение в рекомбинационной части спектра, наоборот, распространяется от фронта в поступающий поток газа вплоть до входного сечения канала. Рис. 9 показывает также, что плотность энергии излучения U имеет максимальные значения в окрестности фронта ионизации, а поток энергии излучения меняет свое направление в окрестности фронта ионизации, где продольная компонента W_z принимает нулевое значение.



Рис. 9. Распределения а) плотности энергии излучения и б) продольной составляющей плотности потока энергии излучения вдоль средней координатной линии для всего спектра (красные кривые), рекомбинационной части спектра (синие кривые) и группы линий атомарного гелия с энергией 20-24 эВ (зеленые кривые).

Плотность энергии излучения U и плотности потока энергии излучения W определяются интегральными соотношениями (8) по телесному углу и по спектру от интенсивности излучения $I_{\nu}(\mathbf{r}, \mathbf{\Omega})$. Поэтому целесообразно изучить распределении особенности интенсивности излучения В по разным направлениям для отдельных участков спектра. В таблице 1 представлены характерные диаграммы направленности излучения в плоскости сечения канала (r, z) для трех точек A_1 , A_2 и A_3 , отмеченных на рис. 8. Точки A_1 и A_2 расположены в окрестности фронта соответственно слева и справа от него. Точка A₁ находится в поступающем потоке слабо ионизованного газа. В данную область в соответствии с рис. 8 и 9 может проникать излучение, идущее от фронта, в определенном диапазоне частот с длиной свободного пробега фотона, соизмеримой с характерными размерами канала.

Диаграммы, характеризующие интенсивность излучения В разных направлениях, в данном случае представлены для двух частот ИЛИ соответствующих энергий фотонов. Энергия $hv_1 = 20.47 \ B$ отвечает линии, присутствующей Энергия $hv_2 = 20.0 \ \Im B$ 3a. на рис. соответствует рекомбинационной части спектра вблизи рассматриваемой линии. Масштаб векторов в таблице 1 определен длиной векторов, приведенных сверху каждой диаграммы с указанием значений интенсивности излучения I_{ν} , отнесенной к единичному интервалу энергии фотонов, выраженной в эВ. Поэтому интенсивность для всех значений в таблице 1 имеет размерность $[I_{\nu}]=$ эрг / (см² · c · 3B).

Таблица 1



Диаграммы направленности излучения

Полученные результаты показывают, что для линии с энергией 20.47 эВ интенсивность излучения существенно больше по сравнению с ближайшим участком спектра рекомбинационного излучения. Значения интенсивности в трех точках для данной линии примерно равны $I_{\nu} \approx 10^6 \div 10^7$ эрг / (см² · $c \cdot 3B$). Для рекомбинационной части спектра в рассматриваемых точках имеем $I_{\nu} \approx 10$ эрг / (см² · $c \cdot 3B$).

Проникающая способность излучения зависит от величины коэффициента поглощения для разных спектральных групп. Длина свободного пробега фотона $l_{\nu} \sim 1/\kappa_{\nu}$ обратно пропорциональна спектральному коэффициенту поглощения κ_{ν} . В соответствии с рис. 2 и 3 значения коэффициента поглощения для линейчатой части спектра значительно больше, чем для рекомбинационной части спектра в окрестности соответствующих линий. Следовательно, длина свободного пробега фотонов для большинства линий существенно меньше длины свободного пробега фотонов для большинства линий существенно меньше длины свободного пробега фотонов, отвечающих рекомбинационной части спектра. Поэтому влияние излучения от фронта ионизации и других областей для энергии фотонов в рекомбинационной части спектра наблюдается во всех точках канала. В то же время фотоны, отвечающие центрам линий, имеют меньшую проникающую способность, и излучение, отвечающее линейчатому спектру, в большей степени определяется локальными параметрами среды и, как правило, более изотропно, что иллюстрирует левый столбец в таблице 1.

Согласно экспериментам наиболее яркое свечение наблюдается в окрестности фронта ионизации. Представленные диаграммы демонстрируют, что излучение, идущее от фронта, определяет его направленность в различных точках канала для энергии фотонов, отвечающей рекомбинационной части спектра. Расчеты, проведенные для других участков спектра, показали, что данный вывод справедлив также для определенных слабых линий, излучение которых прозрачно для среды.



Рис. 10. Спектр излучения в направлении радиального луча, проходящего через точку *А*₂ (см. рис. 8).

Разработанная 3D модель переноса излучения позволяет определить спектр излучения в направлении любого луча, выходящего из объема плазмы. На рис. 10 представлен пример спектра излучения гелиевой плазмы в направлении радиального луча, выходящего из объема плазмы в направлении детектора и проходящего через точку А₂, указанную на рис. 8. Этот и аналогичные результаты численного моделирования могут быть использованы в перспективе для сопоставления с экспериментальными данными, полученными на основе спектроскопии потоков в каналах плазменных ускорителей. Совместный теоретико-вычислительный экспериментальный анализ И локальных термодинамических данных и соответствующих спектральных характеристик открывает новые возможности и определяет новый подход для комплексного исследования динамики потоков ионизующегося газа и плазмы внутри канала ускорителя с использованием спектрографа на установках КСПУ.

Заключение

Численное исследование течений ионизующегося гелия с возможным образованием многозарядных ионов проведено в канале квазистационарного плазменного ускорителя на основе системы модифицированных МГД уравнений, системы уравнений ионизационного равновесия и уравнения переноса излучения. В двумерной МГД модели осесимметричных течений ионизующегося И плазмы учитывается электропроводность газа И теплопроводность среды, а также образование ионов с различной кратностью ионизации. Трехмерная модель переноса излучения включает основные механизмы излучения и поглощения. Результаты численных исследований процесса ионизации гелия и переноса излучения получены в приближении локального термодинамического равновесия. Рассчитаны спектральные и интегральные характеристики излучения в потоке ионизующегося гелия в канале КСПУ. Полученные результаты необходимы для проведения комплексных теоретико-вычислительных и экспериментальных исследований.

Библиографический список

- 1. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2008. 613 с.
- 2. Белан В.Г., Золотарев С.П., Левашов В.Ф., Майнашев В.С., Морозов А.И., Подковыров В.Л., Скворцов Ю.В. Экспериментальное исследование квазистационарного плазменного ускорителя, питаемого от индуктивного и емкостного накопителей // Физика плазмы. 1990. Т.16, № 2. С. 176-185.
- Klimov N., Podkovyrov V., Zhitlukhin A., Kovalenko D., Bazylev B., Landman I., Pestchanyi S., Janeschitz G., Federici G., Merola M., Loarte A., Linke J., Hirai T., Compan J. Experimental study of PFCs erosion under ITERlike transient loads at plasma gun facility QSPA // Journal of Nuclear Materials. 2009. V. 390-391. P. 721-726. https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2009.01.197

- 4. Kozlov A.N., Drukarenko S.P., Klimov N.S., Moskacheva A.A., Podkovyrov V.L. The experimental research of the electric characteristics of discharge in the quasisteady plasma accelerator with the longitudinal magnetic field // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2009. No. 1. P. 92-94.
- 5. Климов H.C., Коваленко Д.В., Подковыров В.Л., Кочнев Д.М., P.B., Козлов A.H., Ярошевская А.Д., Урлова Коновалов B.C. Экспериментальное исследование интегральных характеристик потока квазистационарного сильноточного плазмы И разряда плазменного ускорителя с собственным магнитным полем // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. № 3. С. 52-63, http://vant.iterru.ru/vant_2019_3/5.pdf
- 6. Волошко А.Ю., Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Царенко А.В., Чеботарев В.В. Исследование локальной картины течения плазмы в двухступенчатом КСПУ // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 168-175.
- Tereshin V.I., Bandura A.N., Byrka O.V., Chebotarev V.V., Garkusha I.E., Landman I., Makhlaj V.A., Neklyudov I.M., Solyakov D.G., Tsarenko A.V. Application of powerful quasi-steady-state plasma accelerators for simulation of ITER transient heat loads on divertor surfaces // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2007. V. 49. P. A231-A239. https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/5a/s19
- Garkusha I.E., Chebotarev V.V., Herashchenko S.S., Makhlaj V.A., Kulik N.V., Ladygina M.S., Marchenko A.K., Petrov Yu.V., Staltsov V.V., Shevchuk P.V., Solyakov D.G., Yelisyeyev D.V. Novel test-bed facility for PSI issues in fusion reactor conditions on the base of next generation QSPA plasma accelerator // Nuclear Fusion. 2017. V. 57(11). Ar. 116011. https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7924
- Garkusha I.E., Solyakov D.G., Chebotarev V.V., Makhlaj V.A. and Kulik N.V. Experimental studies of high-energy quasi-steady plasma streams generated by a magnetoplasma analogue of the Laval nozzle in the compression and acceleration regimes // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45(2). P. 166-178. https://doi.org/10.1134/s1063780x19010057
- 10. Ананин С.И., Асташинский В.М., Баканович Г.И., Костюкевич Е.А., Кузмицкий А.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я., Морозов А.И. Исследование процессов формирования плазменных потоков в квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ) // Физика плазмы. 1990. Т.16, № 2. С. 186-196.
- 11.Astashynski V.M., Ananin S.I., Askerko V.V., Kostyukevich E.A., Kuzmitski A.M., Uglov V.V., Anishchik V.M., Astashynski V.V., Kvasov N.T., Danilyuk L.A. Materials surface modification using quasi-stationary plasma accelerators // J. Surface and Coating Technology. 2004. V. 180-181. P. 392-395. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2003.10.098
- 12. Дьяконов Г.А., Тихонов В.Б. Экспериментальное исследование влияния геометрии ускорительного канала и внешнего магнитного поля на режимы

течения плазмы в коаксиальном квазистационарном плазменном ускорителе (КСПУ) типа П-50А // Физика плазмы. 1994. Т. 20, № 6. С. 533-540.

- 13.Morozov A.I., Savelyev V.V. Fundamentals of stationary plasma thruster theory // Reviews of plasma physics / Edited by B.B. Kadomtsev and V.D. Shafranov. Consultants Bureau. 2000. V. 21. P. 203-391. https://doi.org/10.1007/978-1-4615-4309-1_2
- 14. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Стационарные течения плазмы в магнитном поле // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат. 1974, вып. 8. С. 3-87.
- 15.Брушлинский К.В., Морозов А.И. Расчет двумерных течений плазмы в каналах // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Атомиздат. 1974, вып. 8. С. 88-163.
- 16.Брушлинский К.В., Заборов А.М., Козлов А.Н., Морозов А.И., Савельев В.В. Численное моделирование течений плазмы в КСПУ // Физика плазмы. 1990. Т. 16, № 2. С. 147-157.
- 17.Брушлинский К.В. Математические и вычислительные задачи магнитной газодинамики. М.: Бином. Лаборатория знаний, 2009. 200 с.
- 18.Козлов А.Н. Влияние продольного магнитного поля на эффект Холла в канале плазменного ускорителя // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 4. С. 165-175.
- 19.Kozlov A.N. Basis of the quasi-steady plasma accelerator theory in the presence of a longitudinal magnetic field// J. Plasma Physics. 2008. V.74, No.2. P.261-286. https://doi.org/10.1017/s0022377807006794
- 20. Козлов А.Н. Двухжидкостная магнитогидродинамическая модель течений плазмы в квазистационарном ускорителе с продольным магнитным полем // Прикладная механика и техническая физика. 2009. Т. 50, № 3. С. 44-55.
- 21. Козлов А.Н. Исследование приэлектродных процессов в квазистационарных плазменных ускорителях с непроницаемыми электродами // Физика плазмы. 2012. Т. 38, № 1. С. 15-25.
- 22.Kozlov A.N. The study of plasma flows in accelerators with thermonuclear parameters // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2017. V. 59, No. 11. Ar. 115004, P. 1-7. https://doi.org/10.1088/1361-6587/aa86be
- 23.Kozlov A.N., Garkusha I.E., Konovalov V.S., Novikov V.G. The radiation intensity of the Lyman alpha line at ionization front in the quasi-steady plasma accelerator // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics. 2013, No.1. P. 128-130.
- 24.Kozlov A.N., Konovalov V.S. Numerical study of the ionization process and radiation transport in the channel of plasma accelerator // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation (CNSNS). 2017. V. 51. P. 169-179. https://doi.org/10.1016/j.cnsns.2017.04.014
- 25.Козлов А.Н. Кинетика ионизации и рекомбинации в канале плазменного ускорителя // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 181-188.
- 26.Бармин А.А., Козлов А.Н. Структура стационарного фронта ионизации в канале плазменного ускорителя // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 4. С. 155-167.

- 27.Брушлинский К.В., Козлов А.Н., Коновалов В.С. Численные модели стационарных и пульсирующих течений ионизующегося газа в каналах плазменных ускорителей // ЖВМ и МФ. 2015. Т. 55, № 8. С. 1405-1416. https://doi.org/10.7868/s0044466915080050
- 28.Козлов А.Н., Коновалов В.С. Исследование процесса ионизации азота и образования многозарядных ионов в канале плазменного ускорителя // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2017. № 100. 32 с. https://doi.org/10.20948/prepr-2017-100
- 29.Козлов А.Н., Коновалов В.С. Модель неравновесного процесса ионизации с учетом поуровневой кинетики и переноса излучения в канале плазменного ускорителя // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2017. № 103. 28 с. https://doi.org/10.20948/prepr-2017-103
- 30.Kozlov A.N., Klimov N.S., Konovalov V.S., Podkovyrov V.L., Urlova R.V. Study of the ionizing gas flow in the channel of plasma accelerator with different ways of gas inflow at the inlet // Journal of Physics: Conference Series. 2019. V. 1394. Ar. 012021. P. 1-8. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1394/1/012021
- 31.Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. М.: Атомиздат. 1963, вып. 1. С. 183-272.
- 32.Кролл Н., Трайвелпис А. Основы физики плазмы. М.: Мир, 1975. 525 с.
- 33.Михалас Д. Звездные атмосферы (1 часть). М.: Мир, 1982. 352 с.
- 34. Четверушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
- 35.Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
- 36.Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
- 37.Castor John I. Lectures on radiation hydrodynamics. Lawrence Livermore National Laboratory, 2000.
- 38.Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982. 375 с.
- 39.Имшенник В.С., Морозов Ю.П. Радиационная релятивистская газодинамика высокотемпературных явлений. М.: Атомиздат, 1981. 88 с.
- 40.Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2000. 399 с.
- 41.Фортов В.Е. Уравнения состояния вещества: от идеального газа до кваркглюонной плазмы. М.: Физматлит. 2012. 492 с.
- 42.Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука. 1979. 319 с.
- 43.Имшенник В.С., Боброва Н.А. Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатоиздат, 1997. 319 с.
- 44.Суржиков С.Т. Физическая механика газовых разрядов. М.: Изд. МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006. 640 с.

- 45.Chetverushkin B.N., Olkhovskaya O.G., Gasilov V.A. Solution of the radiative transfer equation on parallel computer systems // Doklady Mathematics. 2015. V. 92, No. 2. P. 528-531. https://doi.org/10.1134/s1064562415050038
- 46.Гасилов В.А., Болдарев А.С., Дьяченко С.В., Ольховская О.Г., Карташева Е.Л., Болдырев С.Н., Багдасаров Г.А., Гасилова И.В., Бояров М.С., Шмыров В.А. Пакет прикладных программ MARPLE3D для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы // Математическое моделирование. 2012. Т. 24, №1. С. 55–87.
- 47.Bobrova N.A., Lazzaro E., Sasorov P.V. Magnetohydrodynamic two temperature equations for multicomponent plasma // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. 022105. https://doi.org/10.1063/1.1843819
- 48.Боброва Н.А, Кочарян А.Э., Сасоров П.В. Кинетические коэффициенты для тяжелой примеси в многокомпонентной плазме // Физика плазмы. 2007. Т. 33, № 9. С. 782–794.
- 49.Каждан Я.М., Антонова Р.Н., Имшенник В.С. Структура фронтов сильных столкновительных ударных волн в двухтемпературной электронно-ионной идеальной плазме с произвольным зарядом ионов // Физика плазмы. 2006. Т. 32, № 4. С. 330-339.
- 50.Adibzadeh M., Theodosiou C.E. Elastic electron scattering from inert-gas atoms // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 2006. V. 91. P. 8–76. https://doi.org/10.1016/j.adt.2005.07.004
- 51. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971. 543 с.
- 52.Оран Э., Борис Дж. Численное моделирование реагирующих потоков. М.: Мир, 1990.
- 53.Дегтярев Л.М., Фаворский А.П. Потоковый вариант метода прогонки для разностных задач с сильно меняющимися коэффициентами // ЖВМ и МФ. 1969. Т. 9, № 1. С. 211-218.
- 54.Geuzaine C., Remacle J.F. Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities // International Journal for Numerical Methods in Engineering. 2009. V. 79, No. 11. P. 1309-1331. https://doi.org/10.1002/nme.2579
- 55.Carlson B.G. A Method of Characteristics and Other Improvements in Solutions Methods for the Transport Equations // NSE. 1976. V. 61. P. 408-425.
- 56.Gu M.F. The flexible atomic code // Canadian Journal of Physics. 2008. V. 86, No. 5. P. 675-689.

Оглавление

Введение	3
МГД модель и уравнение ионизационного равновесия	.4
3D модель переноса излучения	.9
Поле излучения в потоке ионизующегося гелия	15
Заключение	23
Библиографический список	23