

Научная статья
УДК 533
DOI: [10.34759/trd-2023-128-08](https://doi.org/10.34759/trd-2023-128-08)

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В РЕЗУЛЬТАТЕ ИНЖЕКЦИИ ПОТОКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

Вадим Алексеевич Котельников¹, Михаил Вадимович Котельников^{2✉},
Сергей Сергеевич Крылов³

^{1,2,3}Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Москва, Россия

¹mvk_home@mail.ru

²mvk_home@mail.ru✉

³compgra@yandex.ru

Аннотация. Проводится компьютерное моделирование инжекции потока отрицательных ионов в плотную плазму с целью вытеснения электронной компоненты и создания радиопрозрачного канала. Описаны используемые модели и приведены основные результаты вычислительных экспериментов. Представлены распределения параметров плазмы в пучково-плазменном образовании. Рассмотрены особенности эволюционных процессов.

Ключевые слова: плотная плазма, уравнение неразрывности, уравнение Пуассона, метод крупных частиц, радиопрозрачный канал, пучково-плазменное образование, инжекция ионов

Для цитирования: Котельников В.А., Котельников М.В., Крылов С.С. Исследование эволюции параметров плотной пристеночной плазмы в результате инъекции потока отрицательных ионов // Труды МАИ. 2023. № 128. DOI: [10.34759/trd-2023-128-08](https://doi.org/10.34759/trd-2023-128-08)

Original article

MATHEMATICAL MODELING OF INJECTION OF NEGATIVE ION FLUX INTO THE WALL PLASMA

Vadim A. Kotelnikov¹, Mikhail V. Kotelnikov^{2✉}, Sergey S. Krylov³

^{1,2,3}Moscow Aviation Institute (National Research University), MAI,
Moscow, Russia

¹mvk_home@mail.ru

²mvk_home@mail.ru✉

³compgra@yandex.ru

Abstract. To solve the problem of radio communication with hypersonic aircraft, it is proposed to create a radio-transparent channel by injecting a stream of negatively charged ions into the boundary layer. The negative volume charge arising inside the channel primarily displaces lighter negatively charged particles – electrons - from it. The electron concentration decreases, which leads to a weakening of the attenuation of radio waves and radio communication is restored. The positively and negatively charged ions remaining in the channel due to their relatively large mass do not affect the passage of electromagnetic waves.

A computer simulation of the injection of a negative ion flux into a dense plasma has been carried out. In the process of solving the task, the following stages can be distinguished:

1. Finding the parameters of the background plasma near the surface of a disk with holes for ion injection in the absence of a flow of negative ions from it;
2. Finding the plasma parameters in the beam-plasma formation after the start of beam injection;
3. Finding the volt-ampere characteristics of a conductive disk with holes for ion injection.

The mathematical model of the problem at the first stage, taking into account the weak degree of ionization, splits into two independent systems of differential equations for neutral and charged particles.

The electrodynamic part of the problem, taking into account the assumptions made at the first stage, includes the continuity equations for ions and electrons and the Poisson equation for a self-consistent electric field.

The method of sequential iterations over time was used to solve the problem. In this case, the perturbed zone evolves from the initial to the final stationary state. The latter is considered as the desired solution to the problem. The continuity equations for ions and electrons were solved by the Davydov method of large particles, and the Poisson equation by spectral methods in which the desired function decomposes according to the eigenfunctions of the differential operator.

At the second stage, the emission of a stream of negatively charged ions into the space formed at stage 1 begins. The mathematical model of the second stage includes the equation of motion of negative ions, the continuity equations for all charged components and the Poisson equation for a self-consistent electric field. The continuity equations were solved

by the Davydov method of large particles, the equation of motion of negative ions – by the arithmetic mean method, the Poisson equation – by spectral methods.

The evolution of ion and electron currents on the probe (stage 3) was traced to their establishment.

The distribution of potential, electron concentration and concentration of negative ions along the beam axis, the values of the current density of positive ions and electrons on the disk from which the injection occurs were investigated.

Keywords: dense plasma, continuity equation, Poisson equation, large particle method, radio-transparent channel, beam-plasma formation, ion injection

For citation: Kotelnikov V.A., Kotelnikov M.V., Krylov S.S. Mathematical modeling of injection of negative ion flux into the wall plasma. *Trudy MAI*, 2023, no. 128. DOI: [10.34759/trd-2023-128-08](https://doi.org/10.34759/trd-2023-128-08)

Инжекция потока отрицательных ионов в плотную пристеночную плазму становится актуальной в конце прошлого века в связи с появлением гиперзвуковых летательных аппаратов (ГЛА) («Буран», «Шаттл», «Союз» и др.), которые в плотных слоях атмосферы обволакивались слоем ионизованного газа. При достаточно высоких скоростях летательного аппарата концентрация электронов в пристеночном слое оказывалась настолько высокой, что приводила к затуханию радиоволн, посылаемых от наземных и иных излучателей на летательный аппарат. Космонавты, спускающиеся с космической станции на Землю, значительную часть времени спуска

оказывались без связи с Землей. Так появилась «проблема радиосвязи» с гиперзвуковыми летательными аппаратами. Одно из возможных решений этой проблемы – электродинамическое – обсуждается в настоящей статье.

Предлагается создать радиопрозрачный канал путем инъекции в пограничный слой потока отрицательно заряженных ионов [1].¹ Возникающий внутри канала отрицательный объемный заряд в первую очередь вытесняет из него более легкие отрицательно заряженные частицы – электроны. Концентрация электронов снижается, что ведет к ослаблению затухания радиоволн и радиосвязь восстанавливается. Остающиеся в канале положительно и отрицательно заряженные ионы вследствие своей относительно большой массы не влияют на прохождение электромагнитных волн.

Кроме решения проблемы радиосвязи исследование пучково-плазменного взаимодействия позволяет детально изучить структуру фронта пучка, появление обратных токов, собственные электромагнитные поля, колебательные процессы, развитие неустойчивостей и другие эффекты [3].

Рассмотрим плоский элемент диэлектрической поверхности (например, части боковой поверхности ГЛА), обтекаемый параллельным потоком плотной слабоионизованной плазмы со скоростью $u_{пл}$. На поверхности располагается проводящий диск с отверстиями для инъекции сквозь них отрицательно заряженных частиц. Радиус диска r_p , его потенциал φ_p . Диск можно рассматривать как плоский

¹ Что касается самого инжектора отрицательных ионов, то он был создан для несколько иных целей [2]. Источник работал на водороде при энергии ионов порядка 1 МэВ и позволял создать поток отрицательно заряженных частиц $\sim 10^{23} (\text{м}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ при концентрации ионов $n_i \sim 7 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

пристеночный зонд, потенциал которого может меняться в заданных пределах (рис. 1).

Для стабилизации ионного пучка в ряде работ [4-7] предлагается создавать осевое магнитное поле индукции B_0 . Ток отрицательных ионов с плотностью $j_i^- = en_i^- u_i^-$ образует собственное азимутальное магнитное поле $B_\theta(r, z)$. Если существует объемный заряд пучка и потенциал диска $\varphi_p \neq 0$, то имеют место радиальное электрическое поле $E_r(r, z)$ и осевое поле $E_z(r, z)$. Если мы ставим задачу с помощью отрицательного объемного заряда уменьшить концентрацию электронов в пучке, то магнитное поле B_0 следует убрать, поскольку замагниченность электронов будет препятствовать их радиальному рассеиванию. Полем B_θ также будем пренебрегать, поскольку оно относительно мало вследствие малости создающего его осевого тока плотности j_i^- .

Решение задачи будем проводить при следующих упрощающих предположениях:

- внешнее магнитное поле B_0 и собственное B_θ отсутствуют;
- пристеночная плазма имеет постоянные свойства;
- химические реакции заморожены;
- распределение всех параметров в потоке отрицательно заряженных ионов

азимутально однородно относительно оси Z .

В процессе решения поставленной задачи можно выделить следующие этапы:

1. Нахождение параметров фоновой плазмы вблизи поверхности диска при отсутствии потока с него отрицательных ионов;

2. Нахождение параметров плазмы в пучково-плазменном образовании после начала инъекции пучка;

3. Нахождение зондовых характеристик плоского пристеночного зонда (проводящего диска с отверстиями для инъекции ионов) [8].

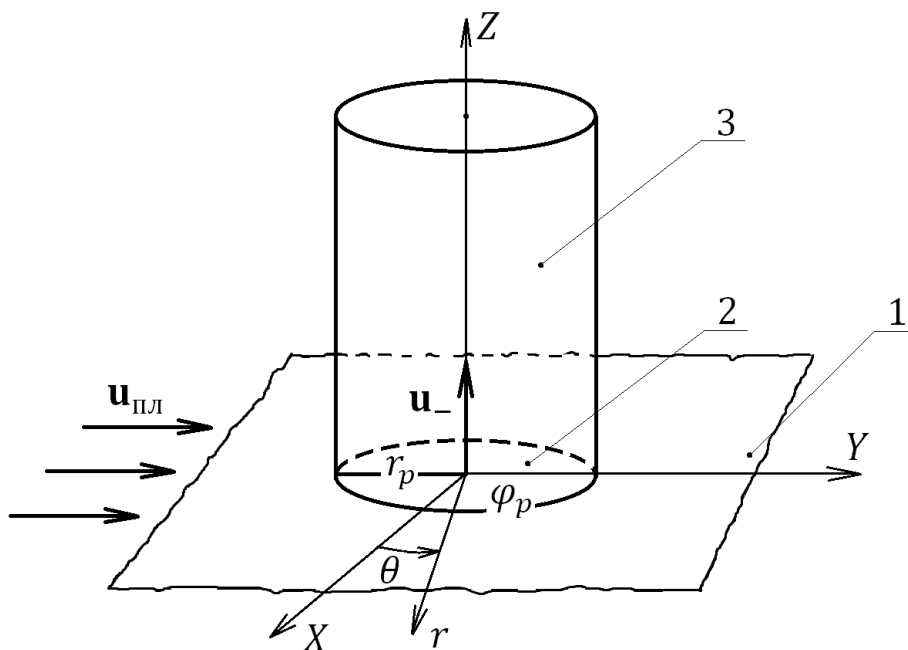


Рис. 1. Геометрия ионного пучка

1 – диэлектрическая плоскость, 2 – проводящий диск с отверстиями,
3 – пучково-плазменный столб

Математическая модель задачи на первом этапе с учетом слабой степени ионизации распадается на две независимые системы дифференциальных уравнений для нейтральных и заряженных частиц. Движущиеся вдоль поверхности зонда нейтральные частицы образуют пограничный слой, расчет которого достаточно подробно разработан в литературе [9-11] и позволяет получить поле скоростей $u = u_{пл}(z)$, поле температур и другие параметры пограничного слоя, которые будем считать известными. Толщина пограничного слоя δ , как правило, больше толщины слоя объемного заряда Δ у поверхности диска и возмущенной зондом зоны в целом.

Электродинамическая часть задачи с учетом сделанных предположений на первом этапе включает уравнения неразрывности для ионов и электронов и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля [12-14,20]. Если предположить, что радиус диска $r_p \geq 10^3 r_D$, где r_D – радиус Дебая, то влиянием концевых и краевых эффектов можно пренебречь, что позволяет исключить влияние формы зонда на расчет пристеночной возмущенной зоны [12]. Поэтому можно существенно сократить время вычислений, заменив трехмерную задачу с диском на двумерную с удлинненным прямоугольником. Суммарная скорость заряженных частиц вблизи поверхности диска складывается из трех составляющих: конвективной, диффузионной и составляющей, связанной с подвижностью. Если ось y направить вдоль короткой стороны прямоугольника (скорость $u_{пл}$ также направим вдоль оси y), а ось z – перпендикулярно его поверхности, то система уравнений принимает вид [12-14,20]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(n_i u_{iy}) + \frac{\partial}{\partial z}(n_i u_{iz}) &= 0 \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(n_e u_{ey}) + \frac{\partial}{\partial z}(n_e u_{ez}) &= 0 \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= \frac{e}{\varepsilon_0}(n_e - n_i) \\ \mathbf{u}_{i,e} &= (\mathbf{u}_{i,e})_{пл} + (\mathbf{u}_{i,e})_D + (\mathbf{u}_{i,e})_E, \end{aligned} \tag{1}$$

где $(\mathbf{u}_{i,e})_{пл}$ – скорость заряженных частиц в пограничном слое, равная скорости нейтральных атомов, $(\mathbf{u}_{i,e})_D = \frac{D_{i,e}}{n_{i,e}} \left[\frac{\partial n_{i,e}}{\partial y} \mathbf{e}_y + \frac{\partial n_{i,e}}{\partial z} \mathbf{e}_z \right]$ – диффузионная составляющая

скорости, $(\mathbf{u}_{i,e})_E = \text{sign}(-q_{i,e})eD_{i,e} \frac{[\frac{\partial \varphi}{\partial y} \mathbf{e}_y + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \mathbf{e}_z]}{kT_{i,e}}$ – составляющая скорости, связанная с подвижностью. К системе (1) добавляются начальные и граничные условия. В (1) D – коэффициент диффузии, q – заряд частицы, индекс « i » относится к ионам, « e » к электронам, T – температура.

Как показали методические расчеты [12-14,20], начальные условия существенно влияют на нестационарную часть решения, а установившееся решение от них мало зависит. Поэтому, если нас интересует только установившееся решение, то можно в качестве начального условия выбрать простейшее

$$n_i(y, z, t = 0) = n_e(y, z, t = 0) = n_\infty = \text{const}, \quad (2)$$

где индекс « ∞ » относится к параметрам невозмущенной плазмы.

Начальное распределение потенциала $\varphi(y, z, t = 0)$ в этом случае получается путем решения уравнения Лапласа.

Если нас интересует нестационарная часть, то решение следует проводить в два этапа, причем на втором этапе в качестве начального используется установившееся решение, полученное на первом этапе при произвольных начальных условиях.

Рассмотрим граничные условия. Размер расчетной области должен превышать размер возмущенной зоны, создаваемой заряженным электродом. Поэтому на внешней границе расчетной области потенциал равен потенциалу пространства, принимаемому за ноль, а концентрации заряженных частиц и их температуры – значениям в невозмущенной плазме.

$$\varphi(y_\infty, z_\infty, t) = 0 \quad (3)$$

$$n_{i,e}(y_{\infty}, z_{\infty}, t) = (n_{i,e})_{\infty}$$

Граничные условия на поверхности зонда, учитывая ее каталитические свойства, в ряде работ (см. обзор в [13]) имеют вид:

$$\begin{aligned}\varphi(x_p, y_p, t) &= \varphi_p \\ n_{i,e}(x_p, y_p, t) &= 0\end{aligned}\tag{4}$$

Как показано в [12], такой подход справедлив для отталкивающихся от зонда частиц и далеко не всегда – для притягивающихся. Метод нахождения граничного условия для притягивающихся частиц имеется в [12,14].

Система (1) с граничными и начальными условиями решалась различными численными методами [14-16,19]. Наиболее удачным оказался метод последовательных итераций по времени. Согласно этому методу в момент времени $t = 0$ на зонде осуществляется импульсное изменение потенциала от начального значения φ_{p1} до конечного φ_{p2} . При этом происходит эволюция возмущенной зоны от начального до конечного стационарного состояния. Последнее рассматривается, как искомое решение задачи. Уравнения неразрывности для ионов и электронов решались методом крупных частиц Давыдова, а уравнение Пуассона спектральными методами, в которых искомая функция разлагается по собственным функциям дифференциального оператора. Более подробную информацию о вычислительной модели решения системы (1-4) можно найти в работах [12,14,20]. Предварительно система приводилась к безразмерному виду с использованием следующей системы

масштабов. $M_L = r_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k T_i}{n_{i\infty} e^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ – масштаб длины, $M_\varphi = \frac{k T_{i\infty}}{e}$ – масштаб потенциала,

$M_t = \frac{M_L^2}{D_i}$ – масштаб времени, $M_n = n_{i\infty}$ – масштаб концентрации. Масштабы

остальных физических величин получаются по формулам размерностей.

Приведем систему (1-4) в безразмерном виде:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (n_i u_{iy}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_i u_{iz}) = 0$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (n_e u_{ey}) + \frac{\partial}{\partial z} (n_e u_{ez}) = 0$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = (n_e - n_i)$$

$$u_{ey} = u_{0y} - \frac{D}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial y} + D\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad (5)$$

$$u_{ez} = u_{0z} - \frac{D}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} + D\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

$$u_{iy} = u_{0y} - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

$$u_{iz} = u_{0z} - \frac{1}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} - \frac{\partial \varphi}{\partial z},$$

где $D = \frac{D_e}{D_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i}\right)^{\frac{1}{2}} = D_0 \varepsilon^{\frac{1}{2}}$, $\varepsilon = \frac{T_i}{T_e}$, $D_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}}$, u_{0y} и u_{0z} – конвективные

составляющие скорости.

Система начальных и граничных условий имеет вид:

$$\begin{aligned} &\text{На поверхности зонда } r_p \\ &n_i(x_p, y_p, t) = n_e(x_p, y_p, t) = 0 \\ &\varphi(x_p, y_p, t) = \varphi_p \end{aligned}$$

На внешней границе расчетной области r_∞

$$n_i(x_\infty, y_\infty, t) = n_e(x_\infty, y_\infty, t) = 1 \quad (6)$$

$$\varphi(x_\infty, y_\infty, t) = 0$$

Для момента $t = 0$ во всей расчетной области

$$n_i(x, y, 0) = f_1(x, y)$$

$$n_e(x, y, 0) = f_2(x, y),$$

где $f_{1,2}$ получаются путем решения систем (5-6) с произвольными начальными условиями.

Математическая модель задачи (5,6) оказывается многопараметрической. В

качестве параметров рассматривается $r_0 = \frac{r_p}{M_L}$, $\varphi_0 = \frac{\varphi_p}{M_\varphi}$, $u_0 = \frac{u}{M_u}$, $D = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{m_i T_e}{m_e T_i} \right)^{\frac{1}{2}}$, $\varepsilon =$

$\frac{T_i}{T_e}$. Индексом «0» отмечены безразмерные значения физических величин.

Расчет проводился по алгоритму, изложенному выше. В большинстве вычислительных экспериментов число узлов расчетной сетки по осям Y, Z составляет $N_y \times N_z = 200 \times 100$.

На втором этапе, который начинается в момент времени $t = t_{уст}$, где $t_{уст}$ – момент времени, когда устанавливается стационарное решение на этапе 1, начинается испускание потока отрицательно заряженных ионов в пространство, сформированное на этапе 1. Математическая модель второго этапа включает в себя уравнение движения отрицательных ионов, уравнения неразрывности для всех заряженных компонент и уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля:

$$m_i^- n_i^- \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = m_i^- n_i^- \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} = e n_i^- \mathbf{E} - \nabla (k T_i^- n_i^- - m_i^- n_i^- \mathbf{v} \mathbf{v}) \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + div(n_\alpha \mathbf{v}_\alpha) = 0 \quad (8)$$

$$\Delta\varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \sum_{\alpha} q_{\alpha} n_{\alpha}, \quad \mathbf{E} = -\nabla\varphi \quad (9)$$

Индекс α соответствует положительным и отрицательным ионам, а также электронам, ν – частота столкновений отрицательных ионов с нейтральными атомами.

При достаточно большом значении частоты столкновений ν сопутствующая производная в (7) будет мала [13], поэтому уравнение (7) принимает вид:

$$en_i^- E - \nabla(kT_i^- n_i^-) - m_i^- n_i^- \nu \mathbf{v} = 0 \quad (10)$$

В момент $t = t_{\text{уст}}$ начинается истечение отрицательно заряженных ионов с начальной скоростью \mathbf{u}_0^- . Вследствие столкновений частиц пучка с нейтральными атомами \mathbf{u}_0^- будет релаксировать со временем согласно уравнению движения (10). Входящая в него частота столкновений отрицательных атомов ν для слабоионизованного газа определяется выражением [14]:

$$\nu = n_a \nu_T^- \sigma_-, \quad \sigma_- = ckT^- \quad (11)$$

где ν_T^- – тепловая скорость частиц пучка, n_a – концентрация нейтральных атомов, c – константа, затабулированная в [14]. Если в момент $t_{\text{уст}}$ скорость пучка \mathbf{u}_0^- , то при $t > t_{\text{уст}}$ на внешней границе пучка для достижения гладкости решения используется линейная экстраполяция, как это делается в случае течения жидкости [5].

Система уравнений, записанная в цилиндрической системе координат, приводилась к безразмерному виду с помощью масштабов, указанных выше. Решение уравнений неразрывности осуществлялось с использованием метода крупных частиц Давыдова, уравнение движения отрицательных ионов – методом среднего

арифметического, уравнение Пуассона – спектральными методами [3]. В расчетах использовалась равномерная сетка с динамической внешней границей, на которой для отрицательных ионов пучка моделировалось условие гладкости методом линейной интерполяции

$$u_j^- = 2u_{j-1}^- - u_{j-2}^-,$$

а для пучково-плазменного образования в целом учитывалось условие квазинейтральности. Шаг сетки определялся радиусом Дебая, а шаг по времени – условием устойчивости Куранта-Фридрихса-Леви [13,14].

Эволюция ионного и электронного токов на зонд (3 этап) прослеживалась до их установления.

Результаты численного моделирования приведены в безразмерном виде для модельного случая, когда радиус пучка отрицательных ионов $r_p = 5r_D$. Потенциал диска $\varphi_p = -10$. Результаты с положительным потенциалом диска не приводятся, поскольку в этом случае снижение концентрации электронов в пучке оказалось меньше, чем в случае его отрицательного потенциала.

На рис. 2 дано распределение потенциала вдоль оси Z при различных значениях плотности тока отрицательных ионов j_0^- , зависящего от концентрации отрицательных ионов n_0^- и их направленной скорости u_0^- . Зафиксировано образование отрицательной потенциальной ямы, которая и является причиной рассеивания электронов из инжектируемого потока.

На рис. 3 приведены распределения вдоль оси пучка Z концентрации электронов n_0^e и концентрации отрицательных ионов пучка n_0^- при различных

значениях плотности тока j_0^- . Из рисунка следует, что при $z = 30r_D$ n_e уменьшается примерно на порядок, а при $z = 45r_D$ в 8 раз (кривая 4 на рис. 3). Увеличивая плотность тока отрицательных ионов, можно снизить концентрацию n_0^e в пучке еще больше. Кривые рис. 3 показывают, что увеличение концентрации n_0^- в пучке более эффективно по сравнению с увеличением их скорости u_0^- .

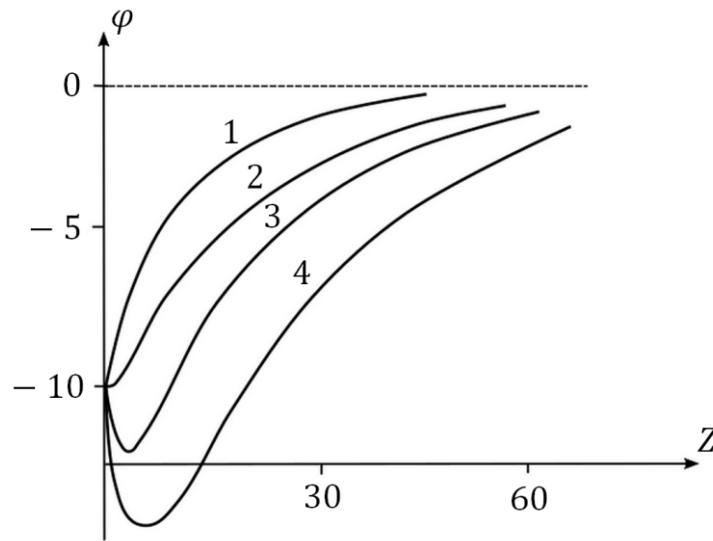


Рис. 2. Распределение потенциала вдоль оси Z;
 1 – $n_0^- = 0; u_0^- = 0$; 2 – 0,5; 1; 3 – 1; 1; 4 – 2; 1

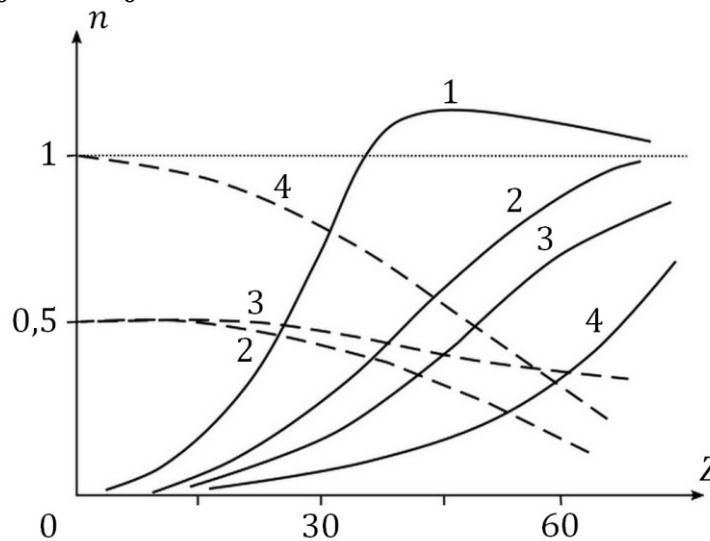


Рис. 3. Распределение концентраций n_e и n_i^- вдоль Z;
 1 – $n_0^- = 0; u_0^- = 0$; 2 – $(0,5; 1)$; 3 – $(0,5; 2)$; 4 – $(1; 1)$
 — n_0^e ; - - - n_0^-

На рис. 4 показаны результаты этапа 3, т.е. значения плотности токов положительных ионов j_0^+ и электронов j_0^e на зонд (диск, с которого происходит инжекция) при различных значениях $j_0^- = en_0^- u_0^-$.

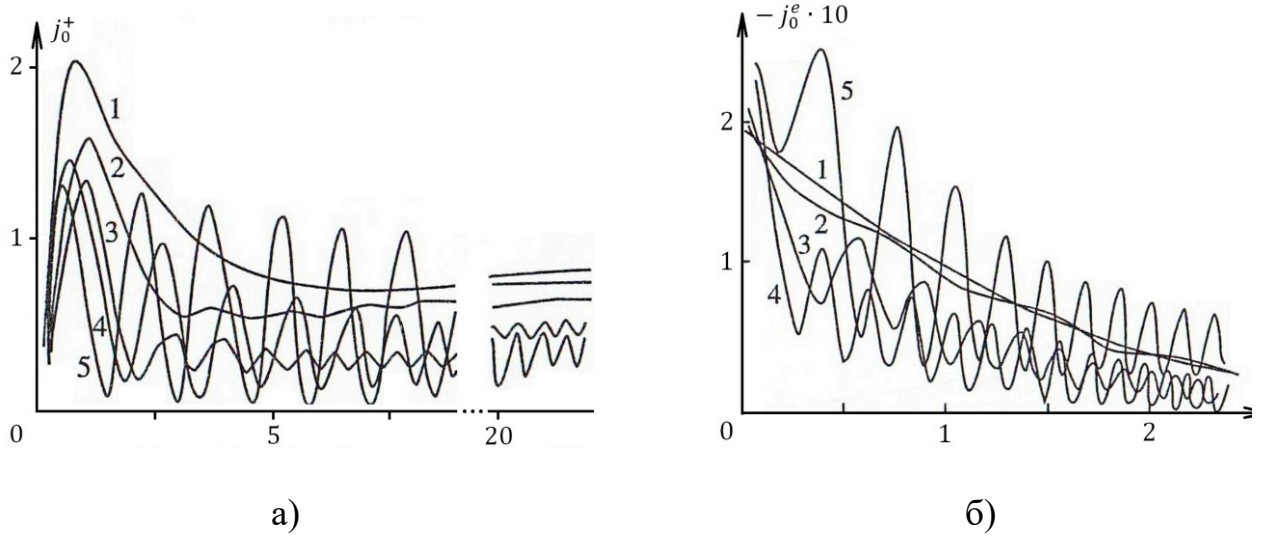


Рис. 4. Эволюция $j_0^+(t)$ и $j_0^e(t)$ на зонд ($r_0 = 5, \varphi_0 = -10, B = 0$),
 1 – $n_0^- = 0, u_0^- = 0$; 2 – (0.5,1); 3 – (0.5,2); 4 – (1,1); 5 – (1,2)

Приведенные на рис.4 кривые имеют ряд особенностей. Для зондов с отрицательным потенциалом в начале эволюции возмущенной зоны наличие пучка приводит к уменьшению потока положительных ионов плазмы на его поверхность. Это вызвано образованием у поверхности зонда нескомпенсированного отрицательного заряда, а, следовательно, и потенциальной ямы. С увеличением скорости инжекции пучка в плазму при одной и той же концентрации частиц ионный ток постепенно выходит на стационарное значение, которое меньше своего значения при $j_0^- = 0$. Кроме того, с ростом значения u_0^- в эволюционных кривых $j_0^+(t)$ возможно возникновение пульсаций с частотой, превышающей плазменную, что неоднократно отмечалось в литературе [4-6,17,18]. При достаточно больших значениях u_0^- ионные пучки склонны к неустойчивости, однако для их развития

требуются относительно большие энергии, которые в наших условиях не достигаются [7].

Эволюция $j_0^e(t)$, представленная на рис. 4б, имеет следующие особенности:

- имея вначале эволюционного процесса относительно высокое значение j_0^e со временем быстро убывает;

- скорость убывания $j_0^e(t)$ тем выше, чем интенсивнее инжектируемый пучок отрицательных ионов;

- некоторое превышение значений j_0^e над значением при $j_0^- = 0$ вызвано изменением знака у вектора напряженности электрического поля в непосредственной близости от инжектирующей поверхности вследствие наличия отрицательной потенциальной ямы. Это приводит к ускорению электронов к поверхности инжектора, несмотря на его отрицательный потенциал. Поглощение стенкой этих электронов и их радиальное рассеивание ведут к уменьшению j_0^e со временем;

- колебательные процессы в эволюционных кривых $j_0^e(t)$ вызваны теми же причинами, что и колебания в $j_0^+(t)$ [4-6]. Существенную роль играет здесь и самосогласованное электрическое поле.

Поскольку в процессе натуральных экспериментов зондовые токи могут быть измерены, они послужат дополнительным методом контроля эволюции пучково-плазменного образования.

Список источников

1. Котельников В.А., Котельников М.В., Петров И.Л. Метод управления параметрами пограничного слоя с помощью инжекции в него потока отрицательно заряженных ионов. Авторское свидетельство 4510419/09, 06.01.89.
2. Семашко Н.Н. Инжектор быстрых атомов водорода. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 168 с.
3. Котельников В.А., Демков В.П. Влияние инжекции ионного пучка в плотную плазму на структуру возмущенной зоны // Инженерно-физический журнал. 1990. Т. 59. № 2. С. 221-224.
4. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. - М.: Энергоатомиздат, 1984. - 152 с.
5. Кондратенко А.М., Куклин В.М. Основы плазменной электроники. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 320 с.
6. Судан Р.Н. Коллективное взаимодействие пучка с плазмой. В кн. «Основы физики плазмы». Дополнение к Т. 2 / Под редакцией Галеева А.А., Судан Р.Н. - М.: Энергоатомиздат, 1984, С. 38-82., С. 147-237.
7. Канев С.В. Поток электронов в слабом стационарном магнитное поле // Труды МАИ. 2017. № 94. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=80967>
8. Cherrington В.Е. The use of electrostatic probes for plasma diagnostics – a review // Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1982, vol. 2, no. 2, pp. 113-140.
9. Годунов С.К. Численное решение многомерных задач газовой динамики. - М.: Наука, 1976. - 400 с.

10. Седов Л.И. Механика сплошных сред. - М.: Наука, 1983. - 528 с.
11. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. - М.: Наука, 1987. - 840 с.
12. Котельников В.А., Котельников М.В. Зондовая диагностика плазменных потоков. - М.: Ижевск: НИИ «Регулярная и хаотическая динамика», 2016. - 440 с.
13. Чан П., Телбот Л., Турян К. Электрический зонд в неподвижной и движущейся плазме. Теория и применение. - М.: Мир, 1972. - 202 с.
14. Алексеев Б.В., Котельников В.А. Зондовый метод диагностики плазмы. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 240 с.
15. Маскайкин В.А. Численный метод исследования температурных режимов неоднородного, структурированного тела // Труды МАИ. 2020. № 115. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=119976>. DOI: 10.34759/trd-2020-115-19
16. Пантелеев А.В., Лунева С.Ю. Численный метод решения полностью нечетких систем линейных уравнений // Труды МАИ. 2019. № 109. URL: <https://trudymai.ru/published.php?ID=111433>. DOI: 10.34759/trd-2019-109-27
17. Чен Ф. Введение в физику плазмы. - М.: Мир, 1987. - 398 с.
18. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987. - 592 с.
19. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. - М.: Мир, 1980. - 616 с.
20. Котельников В.А., Котельников М.В., Крылов С.С. Математическое моделирование электродинамики потоков плазмы, истекающей из сопла ЭРД и ЖРД. – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2022. - 192 с.

References

1. Kotel'nikov V.A., Kotel'nikov M.V., Petrov I.L. *Metod upravleniya parametrami pogrannichnogo sloya s pomoshch'yu inzhetskii v nego potoka otritsatel'no zaryazhennykh ionov* (A method for controlling the parameters of the boundary layer by injecting a stream of negatively charged ions into it). Avtorskoe svidetel'stvo 4510419/09, 06.01.89
2. Semashko N.N. *Inzhektor bystrykh atomov vodoroda* (Fast Hydrogen Atom Injector), Moscow, Energoatomizdat, 1986, 168 p.
3. Kotel'nikov V.A., Demkov V.P. *Inzhenerno-fizicheskii zhurnal*, 1990, vol. 59, no. 2, pp. 221-224.
4. Bystritskii V.M., Didenko A.N. *Moshchnye ionnye puchki* (Powerful ion beams), Moscow, Energoatomizdat, 1984, 152 p.
5. Kondratenko A.M., Kuklin V.M. *Osnovy plazmennoi elektroniki* (Fundamentals of plasma electronics), Moscow, Energoatomizdat, 1988, 320 p.
6. Sudan R.N. *Kollektivnoe vzaimodeistvie puchka s plazmoi. V kn. «Osnovy fiziki plazmy».* (Collective interaction of the beam with the plasma. In the book "Fundamentals of Plasma Physics"). Dopolnenie k t. 2 / Pod redaktsiei Galeeva A.A., Sudan R.N. Moscow, Energoatomizdat, 1984, pp. 38-82, pp. 147-237.
7. Kanev S.V. *Trudy MAI*, 2017, no. 94. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=80967>
8. Cherrington B.E. The use of electrostatic probes for plasma diagnostics – a review, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 1982, vol. 2, no. 2, pp. 113-140.

9. Godunov S.K. *Chislennoe reshenie mnogomernykh zadach gazovoi dinamiki* (Numerical solution of multidimensional problems of gas dynamics), Moscow, Nauka, 1976, 400 p.
10. Sedov L.I. *Mekhanika sploshnykh sred* (Continuum mechanics), Moscow, Nauka, 1983, 528 p.
11. Loitsyanskii L.G. *Mekhanika zhidkosti i gaza* (Fluid and gas mechanics), Moscow, Nauka, 1987, 840 p.
12. Kotel'nikov V.A., Kotel'nikov M.V. *Zondovaya diagnostika plazmennykh potokov* (Probe diagnostics of plasma flows), Moscow, Izhevsk, NII «Regulyarnaya i khaoticheskaya dinamika», 2016, 440 p.
13. Chan P., Telbot L., Turyan K. *Elektricheskii zond v nepodvizhnoi i dvizhushcheisya plazme. Teoriya i primenenie* (An electric probe in a stationary and moving plasma. Theory and application), Moscow, Mir, 1972, 202 p.
14. Alekseev B.V., Kotel'nikov V.A. *Zondovyi metod diagnostiki plazmy* (Probe method of plasma diagnostics), Moscow, Energoatomizdat, 1986, 240 p.
15. Maskaikin V.A. *Trudy MAI*, 2020, no. 115. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=119976>. DOI: 10.34759/trd-2020-115-19
16. Panteleev A.V., Luneva S.Yu. *Trudy MAI*, 2019, no. 109. URL: <https://trudymai.ru/eng/published.php?ID=111433>. DOI: 10.34759/trd-2019-109-27
17. Chen F. *Vvedenie v fiziku plazmy* (Introduction to Plasma Physics), Moscow, Mir, 1987, 398 p.
18. Raizer Yu.P. *Fizika gazovogo razryada* (Physics of gas discharge), Moscow, Nauka, 1987, 592 p.

19. Rouch P. *Vychislitel'naya gidrodinamika* (Computational fluid dynamics), Moscow, Mir, 1980, 616 p.

20. Kotel'nikov V.A., Kotel'nikov M.V., Krylov S.S. *Matematicheskoe modelirovanie elektrodinamiki potokov plazmy, istekayushchei iz sopla ERD i ZhRD* (Mathematical modeling of electrodynamics of plasma flows flowing from the nozzle of electric jet engine and liquid jet engine), Izhevsk, Institut komp'yuternykh issledovaniy, 2022, 192 p.

Статья поступила в редакцию 20.12.2022

Одобрена после рецензирования 13.01.2023

Принята к публикации 27.02.2023

The article was submitted on 20.12.2022; approved after reviewing on 13.01.2023; accepted for publication on 27.02.2023