УДК 533.9

Д. Н. ЛАЗУЧЕНКОВ, Н. М. ЛАЗУЧЕНКОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОТОКА РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ С ОБТЕКАЕМЫМ ЗАРЯЖЕННЫМ ПРОВОДЯЩИМ ЦИЛИНДРОМ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Предложена методика двумерного численного моделирования взаимодействия разреженной плазмы с заряженным телом вблизи проводящей поверхности. Методика основана на решении конечно-разностным методом установления с расщеплением по физическим процессам на вложенных пространственных сетках уравнений Власова–Пуассона. В итерационном процессе для расчета самосогласованного электрического поля используется приближение Пуассона–Больцмана с модельным распределением концентрации электронов в центральном поле. Обоснована эффективность методики для монотонного электрического поля в окрестности заряженного цилиндра. Показано, что вблизи проводящей поверхности заметно меняется значение плавающего потенциала и наклон электронной ветви вольтамперной характеристики цилиндрического зонда. Практическое применение методики позволит повысить информативность зондовых измерений.

Запропоновано методику двовимірного чисельного моделювання взаємодії розрідженої плазми з зарядженим тілом поблизу провідної поверхні. Методика заснована на розв’язанні кінцево-різницевим методом установлення з розщепленням за фізичними процесами на вкладених просторових сітках рівнянь Власова–Пуассона. В ітераційному процесі для розрахунку самоузгодженого електричного поля використовується наближення Пуассона–Больцмана з модельним розподілом концентрації електронів у центральному полі. Обґрунтовано ефективність методики для монотонного електричного поля навколо зарядженого циліндра. Показано, що поблизу провідної поверхні помітно змінюється значення плаваючого потенціалу і нахил електронної гілки вольтамперної характеристики циліндричного зонду. Практичне застосування методики дозволить підвищити інформативність зондових вимірювань.

The technique of the 2D numerical simulation of interactions between a rarified plasma and the charged body near the conducting surface is proposed. The technique is based on the solution of the Vlasov–Poisson equations by the method of finite differences with splitting on physical processes on the nested spatial grids. In the iterative process the Poisson–Boltzmann approach with a simulated distribution of the electron concentration in the central field is used for computation of the self-consistent electrical field. Efficiency of the technique for a monotonous electrical field near the charged body is proved. It is shown that the value of the floating potential and the slope of the electronic branch of the voltage-current characteristic of a cylindrical probe is considerably varied near the conducting surface. Practical application of this technique improves the informativity of probe measurements.

Зондовые методы диагностики плазмы активно используются в задачах мониторинга параметров околоземного пространства благодаря таким преимуществам, как простота измерительной аппаратуры, возможность измерения основных параметров ионосферной плазмы, достаточно высокая достоверность результатов [1, 2, 3].

В настоящее время физические процессы и явления, сопровождающие взаимодействие ионосферной плазмы с телом, в целом известны и изучены. В связи с этим возрастают возможности математического моделирования процессов взаимодействия тел с низкотемпературной плазмой, позволяющего разделить влияние отдельных факторов на зондовые измерения и, совместно с лабораторным моделированием, повысить достоверность интерпретации результатов экспериментальных спутниковых данных. Цель настоящей статьи – разработка методики численного двумерного моделирования и исследование взаимодействия сверхзвукового потока бесстолкновительной плазмы с обтекаемым проводящим цилиндром (зондом), находящимся вблизи каталитической поверхности.

Рассмотрим проводящий круговой цилиндр с радиусом основания r_c. Длина цилиндра L гораздо больше его радиуса r_c ($L >> r_c$). Цилиндр обтекается со скоростью V_0 поперечным потоком разреженной плазмы, потенциал цилиндра относительно потенциала невозмущенной плазмы поддерживается постоянным, равным φ_0. Введем прямоугольную декартовую систему координат $0xyz$, ось z которой направим вдоль оси цилиндра, а ось x – по направлению скорости потока. Вблизи цилиндра может находиться тело прямоугольного сечения, моделирующее элемент окружающих конструкций. Схема расчетной области задачи показана на рис. 1. Размеры тела превышают размеры цилиндра. Поверхности цилиндра и тела проводящие, электронная эмиссия отсутствует. В такой постановке задача двумерная, все параметры определяются точками на плоскости $0xy$. Каждой точке пространства $\mathrm{x} = (x, y)$ ставится в соответствие радиус-вектор $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

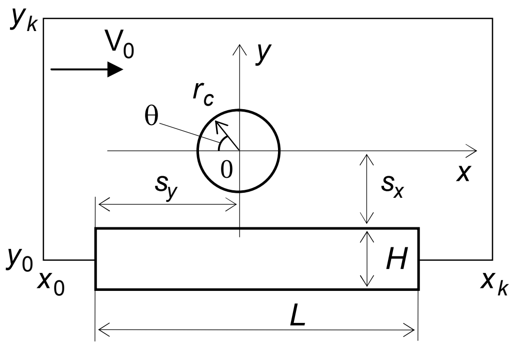

Рис. 1

В отсутствие внешнего магнитного поля при нерелятивистских скоростях заряженные компоненты низкотемпературной разреженной плазмы в безразмерных величинах описываются математической моделью Власова−Пуассона [4, 5]:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathrm{v}\frac{\partial f_i}{\partial \mathrm{x}} - \beta\frac{z}{2}\frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{x}}\frac{\partial f_i}{\partial \mathrm{v}} = 0, \tag{1}$$

$$\sqrt{\frac{\mu}{\beta}}\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathrm{v}\frac{\partial f_e}{\partial \mathrm{x}} + \frac{1}{2}\frac{\partial \varphi}{\partial \mathrm{x}}\frac{\partial f_e}{\partial \mathrm{v}} = 0, \tag{2}$$

$$\Delta\varphi = -\xi^2 (zn_i - n_e), \quad n_\alpha = \int\limits_{\Omega_{\mathrm{V}\alpha}} f_\alpha d^2\mathrm{v}, \quad \alpha = i, e, \tag{3}$$

где $\mu = m_e/m_i$, $\beta = T_e/T_i$ – отношение масс и температур заряженных компонент плазмы; $\mathrm{x} = (x, y)$ – координаты физического пространства; $\mathrm{v} = (v_x, v_y)$ – координаты пространства скоростей; t – время; φ – электрический потенциал; $\xi = r_c/\lambda_d$ – размер тела относительно дебаевского радиуса экранирования λ_d; z – зарядовое число ионов; k – постоянная Больцмана; f_α, m_α, n_α, T_α, $\Omega_{\mathrm{V}\alpha}$ – соответственно функция распределения, масса, концентрация, температура и расчетная область в простанстве скоростей частиц сорта α ($\alpha = i,e$). Здесь индекс i относится к положительным ионам, e – к электронам.

Функции распределения частиц в невозмущенном потоке полагаем максвелловскими. Поэтому на достаточном удалении от тела электроны и ионы распределены по закону Максвелла–Больцмана

$$f_i^\infty = \frac{1}{\pi}\exp\left[-\left|\mathrm{v} - \mathrm{S}\right|^2 - \beta z\varphi\right], \quad f_e^\infty = \frac{1}{\pi}\exp\left[-\left|\mathrm{v} - \sqrt{\mu/\beta}\mathrm{S}\right|^2 + \varphi\right], \tag{4}$$

где $S = V_0 / u_i$ – безразмерная скорость потока плазмы.

Переменные задачи (1) – (4) отнесены к следующим характерным величинам: концентрации ионов и электронов – к концентрации в невозмущенной плазме n_0, скорости компонент плазмы – к их тепловым скоростям $u_\alpha = \sqrt{2kT_\alpha / m_\alpha}$, пространственные координаты – к радиусу цилиндра r_c, электрический потенциал – к величине e/kT_e, время – к величине u_i / r_c. Здесь e – элементарный заряд; k – постоянная Больцмана.

На границах расчетной области в физическом простpнстве определены граничные условия: поглощение заряда (условия каталитичности) и условие поддержания заданного потенциала φ_w на поверхности проводящего тела; распределение частиц по скоростям и нулевой потенциал плазмы (условие квазинейтральности) на внешних границах расчетной области. В начальный момент времени функция распределения ионов задается с использованием аналитической модели обтекания цилиндра нейтральным разреженным газом [4, 6]. Электроны в начальный момент времени полагаются распределёнными по закону Максвелла–Больцмана (4).

Ввиду существенного различия масс ($\mu < 10^{-3}$) и характерных времен кинетики ионов и электронов, при решении задачи (1) – (3) часто удается значительно сократить необходимые вычислительные ресурсы использованием модельных распределений электронов вблизи обтекаемых тел [4, 5]. В этом случае задача для заряженных компонент плазмы описывается моделью Власова–Пуассона–Больцмана [1, 4]. При заданном пространственном распределении ионной плотности $n_i(x)$ и модельном распределении концентрации электронов $n_e(x, \varphi)$, расчет самосогласованного электростатического поля вместо решения задачи Власова–Пуассона (2), (3) сводится к модели Пуассона–Больцмана [4]

$$\Delta\varphi = -\xi^2 \left(z n_i(x) - n_e(x, \varphi) \right), \tag{5}$$

с соответствующими граничными условиями для потенциала на поверхности тела и в невозмущенной плазме.

Макропараметры (концентрация, плотность потока частиц и плотность тока) вблизи поверхности тела вычисляются через моменты найденных из модели Власова−Пуассона (1) – (3) функций распределения по скоростям. Для расчета макропараметров на поверхности цилиндра вводится полярная система координат (r, θ) с центром на оси цилиндра. Угол θ отсчитывается по часовой стрелке от направления против потока (см. рис. 1). Плотность тока $j_\alpha(\theta)$ частиц сорта α на поверхность цилиндра и интегральный ток на цилиндр единичной длины I_α в безразмерных переменных рассчитываются интегрированием соответствующей функции распределения на контуре тела:

$$j_\alpha(\theta) = z_\alpha \int_{\Omega_{V\alpha}} v_s f_\alpha(v) dv, \quad I_\alpha = \int_0^{2\pi} j_\alpha(\theta) d\theta, \quad \alpha = i, e,$$

где $v_s = \mathbf{s}\cdot\mathbf{v}$ – проекция вектора скорости $\mathbf{v}$ на внешнюю нормаль $\mathbf{s}$ в точке $(1,\theta)$ поверхности цилиндра, z_α – зарядовое число частиц сорта α (для ионов $z_i = z$, для электронов $z_e = -1$).

Суммарный ток I_Σ заряженных компонент плазмы на цилиндр единичной длины, обезразмеренный через параметры электронов, составит

$$I_\Sigma = \sqrt{\mu/\beta}\,I_i + I_e .$$

Кинетические уравнения Власова и уравнения Пуассона решаются конечно-разностным методом [9]. Расчетные области в физическом пространстве Ω_∞ и в пространстве скоростей Ω_V выбираются так, чтобы по возможности охватить область возмущения плазмы и электростатического поля при обтекании заряженного цилиндра. При этом на границах расчетных областей задаются соответствующие физические краевые условия.

В рассматриваемой постановке задачи электрический потенциал в электронейтральной среде на бесконечности неограничен, ослабление напряженности поля происходит только вследствие дебаевского экранирования. Поэтому при малых ξ (тонкий цилиндр), как и при больших скоростях обтекания S, область возмущения плазмы, как правило, выходит за пределы расчётной области. На таких участках границы задаются искусственные краевые условия. В случае малых ξ на границе расчетной области физического пространства $\partial\Omega_\infty$ задаются асимптотические условия для потенциала [7]

$$\left[\varphi'_r + \varphi/r\right]_{\partial\Omega_\infty} = 0\,;$$

при больших скоростях S на участках выхода следа за границу расчетной области использовалось условие квазинейтральности плазмы [4]

$$\left[\varphi - \ln(n_i)\right]_{\partial\Omega_\infty} = 0\,.$$

Решение кинетических уравнений (1), (2) и уравнений электростатического поля (3) или (5) проводилось в прямоугольной декартовой системе координат на равномерных вложенных сетках. Расчетная область покрывается группой вложенных друг в друга сеток с последовательно уменьшающимся в два раза шагом (для простоты изложения будем считать сетки квадратными). Если Ω_p – область, покрываемая p–й вложенной сеткой s_p, то группа вложенных сеток G определяется условием $\Omega_p \subset \Omega_{p-1}$, $p = \overline{1,P}$, где индекс p определяет уровень вложенности сетки, а P – количество уровней вложенности в группе G. Шаги вложенных сеток связаны соотношениями $h_p = h_0 \cdot 2^{-p}$, где h_0 – шаг самой грубой сетки в группе, соответствующей области нулевого уровня вложенности $\Omega_0 = \Omega_\infty$. Каждые две соседние вложенные сетки s_p, s_{p+1} ($p = \overline{0,P-1}$) можно рассматривать как "основную" сетку s_p и "вложенную" в нее сетку s_{p+1}. Границы расчетной области Ω_{p+1} "вложенной" сетки s_{p+1} совпадают с координатными линиями "основной" сетки s_p. Вдоль границы области Ω_{p+1} выделим приграничную область

ω_{p+1} – полосу шириной $2h_p$. Т. о., область ω_{p+1} содержит 3 узла сетки s_p и 5 узлов сетки s_{p+1} со стороны сопряжения "основной" и "вложенной" сеток. Схематично сопряжение вложенных сеток s_p и s_{p+1} показано на рис. 2. В приграничных узлах около криволинейных поверхностей твердых тел в физическом пространстве и вблизи поверхностей разрыва функции распределения в пространстве скоростей использовались неравномерные сетки.

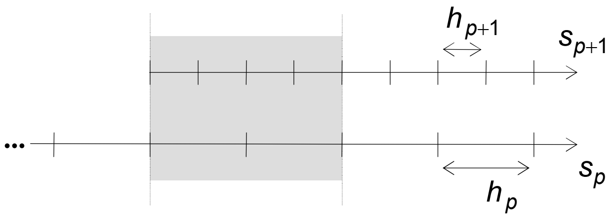

Рис. 2

Расчет параметров задачи на вложенных сетках ведется последовательными приближениями. Каждое приближение состоит из двух этапов: вычисления на сетках в "прямой" последовательности (от наиболее грубой к наиболее детальной сетке – $s_0 \Rightarrow s_1 \Rightarrow ... \Rightarrow s_P$) и пересчет параметров на сетках в "обратной" последовательности (от наиболее детальной к наиболее грубой сетке – $s_P \Rightarrow s_{P-1} \Rightarrow ... \Rightarrow s_0$). В первый раз расчет параметров в "прямой" последовательности выполняется на полных сетках s_p, все последующие расчеты выполняются в расчетных областях

$$\Omega'_p = \Omega_p / \left(\Omega_{p+1} / \omega_{p+1}\right), \ p = 0, P-1 . \qquad (6)$$

Тем самым в расчет параметров на сетке уровня вложенности p не включаются внутренние точки расчетных областей сеток следующих уровней вложенности. Связь рассчитываемых параметров на соседних вложенных сетках уровней p и $p+1$ проводится через общую для них область ω_{p+1}. При этом каждая расчетная область (6) сетки уровня p представляет собой прямоугольник с прямоугольным вырезом. Передача информации из одной области в другую осуществляется при помощи граничных условий Дирихле с использованием линейной интерполяции. Сходимость последовательных приближений при расчетах на вложенных сетках контролируется по сходимости решения на множестве общих для соседних сеток узлов.

В пространстве скоростей использовались прямоугольные расчетные области с центром в точке $\mathrm{v} = (S,0)$ и наибольшей безразмерной тепловой скоростью частиц v_m. В притягивающем поле для положительных ионов ($\varphi_\mathrm{w} \le 0$) принималось $v_m = \sqrt{u_m^2 - z\beta\varphi_\mathrm{w}}$, для электронов ($\varphi_\mathrm{w} \ge 0$) – $v_m = \sqrt{u_m^2 + \varphi_\mathrm{w}}$; в отталкивающем поле для ионов и электронов – $v_m = u_m$, где u_m – предельная при моделировании безразмерная тепловая скорость частиц в невозмущенном потоке (принималось u_m = 5).

Кинетические уравнения Власова (1), (2) решались методом расщепления [9] второго порядка точности по времени. Так, решение кинетического уравнения для ионов (1) на каждом шаге по времени Δt состоит из трех этапов:

1) на первом полушаге по времени $\Delta t/2$ в физическом пространстве решается уравнение

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \text{v}\frac{\partial f_i}{\partial \text{x}} = 0,$$

2) на шаге по времени Δt в пространстве скоростей решается уравнение

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} - \beta\frac{z}{2}\frac{\partial \varphi}{\partial \text{x}}\frac{\partial f_i}{\partial \text{v}} = 0,$$

3) на втором полушаге по времени $\Delta t/2$ в физическом пространстве решается уравнение

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \text{v}\frac{\partial f_i}{\partial \text{x}} = 0.$$

Электростатический потенциал $\varphi(\text{x})$ пересчитывается после первого полушага по времени. Для каждого этапа расщепления начальными данными служат результаты предыдущего этапа.

При аппроксимации кинетических членов уравнения Власова использованы односторонние разности против потока [10], аппроксимация градиентов потенциала в физическом пространстве и градиентов функции распределения в пространстве скоростей выполнена центральными разностями. Величина шага по времени Δt оценивалась условиями Куранта $\Delta t \le h_{\min}/v_{\max}$, где $h_{\min}$ – наименьший шаг пространственной сетки, $v_{\max}$ – наибольшая скорость частицы.

Задача для ионной компоненты решается методом установления. Алгоритм пересчета потенциала $\varphi(\text{x})$ после первого полушага по времени в схеме расщепления зависит от используемой модели плазмы. Для модели Власова–Пуассона (1) – (3) потенциал $\varphi(\text{x})$ находится в приближении "замороженных" ионов решением кинетического уравнения для электронов (2) в самосогласованном электрическом поле (3). При этом задача (2), (3) решается методом установления с использованием схемы расщепления кинетического уравнения для электронов. Для модели Власова–Пуассона–Больцмана (1), (5) потенциал $\varphi(\text{x})$ находится решением уравнения Пуассона–Больцмана (5) простыми итерациями с релаксацией.

Дискретизация уравнения Пуассона (3) и Пуассона–Больцмана (5) проведена на равномерных вложенных сетках. В декартовой системе координат двумерный оператор Лапласа аппроксимировался разностями на пятиточечном шаблоне. Модельное распределение электронов $n_e(\text{x},\varphi)$ в уравнении Пуассона–Больцмана (5) линеаризуется по потенциалу

$$n_e(\text{x},\varphi) \approx n_e(\text{x},\varphi^*)\cdot(1 - \varphi^* + \varphi),$$

где $\varphi^*(\text{x})$ – поле электрического потенциала, относительно которого проводится линеаризация ("опорный" потенциал).

При итерационном решении линеаризованного уравнения (5) периодически проводится коррекция "опорного" потенциала $\varphi^*(\text{x}) = \varphi^n(\text{x})$ по величине сеточной нормы $\left\| n_e\left(\mathrm{x},\varphi^n\right)-n_e\left(\mathrm{x},\varphi^*\right)\right\|_C$, где $\varphi^n(\mathrm{x})$ – n-я итерация потенциала. Итерации при расчетах на каждой из вложенных сеток прерываются при достижении линейной скорости сходимости.

Модельные распределения электронов в окрестности заряженного цилиндра получены на основе аналитических решений кинетического уравнения (2) для максвелловского распределения электронов по скоростям в невозмущенной плазме в приближении центрального цилиндрического поля $\varphi(\mathbf{x})=\varphi(r)$ [4, 7]. При отсутствии вблизи цилиндра других поглощающих поверхностей концентрация электронов находится интегрированием соответствующей функции распределения по скоростям с учетом пространственных и энергетических ограничений [7]:

$$n_e(r_0,\varphi)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi} e^{-\psi_1(r_0,\alpha)}d\alpha+\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi/2}\left(e^{-\psi_3(r_0,\alpha)}-e^{-\psi_2(r_0,\alpha)}\right)d\alpha\,, \qquad (7)$$

$$\psi_i(r_0,\alpha)=\frac{\varphi(r_i(\alpha))-(r_0/r_i(\alpha))^2\sin^2\alpha\cdot\varphi(r_0)}{(r_0/r_i(\alpha))^2\sin^2\alpha-1}\,,\ i=1,2,3\,,$$

где r_0 – точка наблюдения; $r_1(\alpha)$, $r_2(\alpha)$, $r_3(\alpha)$ – координаты точек в окрестности тела, которым в центральном электрическом поле $\varphi(r)$ соответствует наибольший энергетический барьер для электронов (при $r<r_0\sin\alpha$ – минимальный, при $r>r_0\sin\alpha$ – максимальный) на соответствующей пространственной области – $r_1(\alpha)\in[r_0,\infty]$, $r_2(\alpha)\in[r_0\sin\alpha,\infty]$, $r_3(\alpha)\in[1,\infty]$.
При наличии поглощающих поверхностей в окрестности цилиндра формула (7) дополняется пространственными ограничениями по углу α, определяющему направление скорости частицы в сложившемся электрическом поле. Расчет концентрации по формулам (7) проводился численно; значения $r_i(\alpha)$ находились итерационным методом вдоль луча, соединяющего начало координат с точкой наблюдения r_0. В случае отталкивающего поля ($\varphi_w<\varphi<0$) для концентрации электронов в окрестности тела использовались полученные в [8] приближенные формулы.

Описанная методика моделирования взаимодействия разреженной плазмы с заряженным телом опробована на ряде модельных задач, решения которых известны и подтверждены многочисленными экспериментальными результатами. Рассмотрены задачи поперечного обтекания цилиндра потоком нейтрального разреженного газа и взаимодействия заряженного цилиндра с покоящейся разреженной плазмой. Результаты с точностью аппроксимации уравнений Власова совпали с аналитическими решениями соответствующих задач [4, 6, 7].

Проведены параметрические исследования задачи взаимодействия разреженной плазмы с обтекаемым проводящим цилиндром в двумерной постанове Власова–Пуассона и Власова–Пуассона–Больцмана. Расчеты концентраций заряженных частиц и токов на цилиндр проведены для широкого диапазона определяющих параметров задачи – S = 5..20; φ_w = –25..25. При этом параметр ξ менялся в пределах сохранения монотонности электростатического потенциала в области ближнего следа [8]. Сравнение результатов решений уравнения Власова–Пуассона и Власова–Пуассона–Больцмана позволило заключить, что при монотонном потенциале электростатического поля вблизи поглощающих заряд поверхностей допустимо использование модельных распределений для концентрации электронов в центральном поле.

Проведено моделирование влияния проводящей поверхности на ионный и электронный токи близко расположенного цилиндрического зонда. Решена задача обтекания плазмой заряженного цилиндра вблизи проводящего тела прямоугольного сечения (см. схему на рис. 1). Поверхности тела полностью поглощают заряд, тело находится под потенциалом плазмы. Кроме величин S, ξ, φ_w, μ и β, дополнительными параметрами задачи являются безразмерные геометрические величины, определяющие пространственное размещение поглощающих поверхностей относительно рассматриваемого цилиндра: s_x, s_y – расстояния от верхнего левого угла до центра цилиндра, H, L – ширина и длина тела. На рис. 3 представлены распределения плотностей ионного (а) и электронного (б) токов по контуру цилиндра для значений безразмерного потенциала φ_w = –2, 0, 2, полученные в результате решения задачи Власова–Пуассона при $S = 5$, $\xi = 0{,}1$, $\beta = 1$, $s_x = 10$, $s_y = 15$, $H = 10$, $L = 100$. Сплошная кривая соответствует потенциалу $\varphi_w = 0$, штриховая кривая – $\varphi_w = 2$, пунктирная кривая – $\varphi_w = -2$. Анализ кривых показывает, что наличие поглощающей поверхности практически не меняет ионный ток на поверхность цилиндра – симметрия плотностей ионного тока относительно плоскости $y = 0$ сохраняется. Электронный ток при этом меняется существенно.

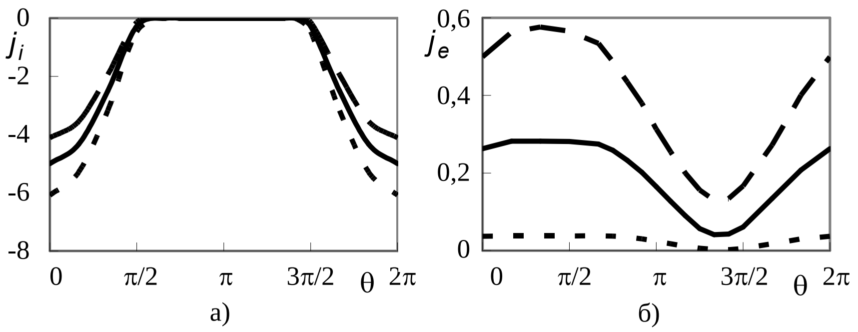

Рис. 3

На рис. 4 приведены в безразмерных переменных результаты расчета фрагмента вольтамперной характеристики цилиндра в окрестности плавающего потенциала в присутствии поглощающего тела и без него при указанных выше параметрах задачи S, ξ, β, s_x, s_y, H, L и $\mu = 0{,}00055$. Ток I и потенциал φ безразмерные; тонкие кривые – безразмерный электронный ток I_e на цилиндр единичной длины; толстые кривые – суммарный ток I_Σ на цилиндр единичной длины, обезразмеренный через параметры электронов; сплошные кривые – поглощающего тела нет; штриховые кривые – поглощающее тело есть; тонкая пунктирная кривая – ионный ток I_i на цилиндр единичной длины, обезразмеренный через параметры электронов. Анализ кривых показывает, что близко расположенная каталитическая поверхность может заметно изменить значение плавающего потенциала и наклон электронной ветви вольтамперной характеристики цилиндрического зонда в потоке разреженной плазмы. Полученные результаты качественно согласуются с экспериментальными данными работы [1].

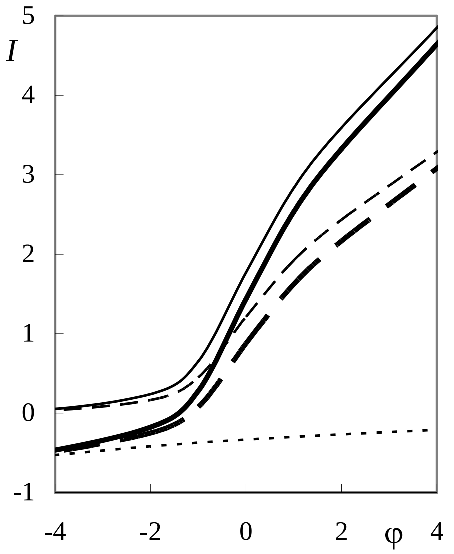

Рис. 4

Таким образом, можно заключить, что предложенная методика двумерного численного моделирования взаимодействия потока разреженной плазмы с проводящим цилиндром вблизи эквипотенциальной поверхности позволяет проводить моделирование взаимодействия цилиндрического зонда с плазмой вблизи элементов конструкции спутника. Особенностью методики, позволяющей оптимизировать вычислительные затраты, является возможность использования при итерационных расчетах самосогласованного электрического поля приближения Пуассона–Больцмана с модельным распределением электронов в центральном поле. Вычисление макропараметров, характеризующих взаимодействие потока плазмы с телом, производится на основе полной модели Власова–Пуассона.

Эффективность методики и достоверность получаемых результатов подтверждаются расчетами модельных задач и приемлемым согласованием результатов расчетов концентрации электронов в самосогласованном притягивающем и отталкивающем монотонном электростатическом поле, полученных на основе модели Власова–Пуассона и существенно более простой модели Пуассона–Больцмана.

Проведено моделирование обтекания плазмой цилиндрического зонда в окрестности плоской проводящей поверхности. Показано, что близко расположенная каталитическая поверхность может заметно изменить значение плавающего потенциала и наклон электронной ветви вольтамперной характеристики цилиндрического зонда.

Разработанная методика может быть использована при подготовке и интерпретации экспериментов по диагностике параметров низкотемпературной плазмы.

Работа выполнена в рамках проекта „Исследования особенностей и механизмов управления орбитальным движением космических аппаратов в проводящей среде” Целевой комплексной программы НАН Украины по научным космическим исследованиям на 2012 – 2016 гг. по распоряжению Президиума НАН Украины от 04.03.2014 № 140.

1. *Алексеев Б. В.* Зондовый метод диагностики плазмы / *Б. В. Алексеев, В. А. Котельников.* – М. : Энергоатомиздат, 1988. – 240 с.

2. The ISL Langmuire probe experiment processing on board Demeter: Scientific objectives, description and first results / *J. P. Lebreton, S. Stverak, P. Travnicek, M. Maksimovich et. al*. // Planetary and Space Science. – 2006. – № 54. – P. 472 – 486.
3. *Шувалов В. А.* Зондовая диагностика потоков лабораторной и ионосферной разреженной плазмы / *В. А. Шувалов, Н. И. Письменный, Д. Н. Лазученков, Г. С. Кочубей* // Приборы и техника эксперимента. – 2013. – № 4. – С. 98 – 100.
4. *Альперт Л. А.* Искусственные спутники в разреженной плазме / *Л. А. Альперт, А. В. Гуревич, Л. Г. Питаевский*. – М. : Наука, 1964. – 382 с.
5. *Котельников В. А.* Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы / *В. А. Котельников, С. В. Ульданов, М. В. Котельников*. – М. : Наука, 2004. – 422 с.
6. *Кошмаров Ю. А.* Прикладная динамика разреженного газа / *Ю. А. Кошмаров, Ю. А. Рыжов*. – М. : Машиностроение, 1977. – 184 с.
7. *Latramboise J. G*. Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless Maxwellian Plasma at Rest. Report, No. 100. – Univ. of Toronto, Institute of Aerospace Studies. – 1966. – 210 c. http://repository.tudelft.nl/view/aereports/uuid:6093f807-dee0-4807-9fe3-26fbf215d973/
8. *Лазученков Д. Н.* Расчет отталкивающего электроны самосогласованного электрического поля вблизи обтекаемого потоком разреженной плазмы цилиндра / *Д. Н. Лазученков* // Техническая механика. – 2012. – № 4. – С. 27 – 35.
9. *Сигов Ю. С*. Численные методы кинетической теории плазмы / *Ю. С. Сигов*. – М. : Изд-во. МФТИ, 1984. – 94 с.
10. *Самарский А. А.* Численные методы решения задач конвекции–диффузии / *А. А. Самарский, П. Н. Вабищев*. – М. : Едиториал УРСС, 2003. – 248 с.

Институт технической механики
Национальной академии наук Украины и
Государственного космического агентства Украины,
Днепропетровск

Получено 22.04.14,
в окончательном варианте 22.05.14