

УДК 533.95

В. А. Шувалов, Г. С. Кочубей, К. А. Бандель, А. И. Приймак

Институт технічної механіки НАНУ і НКАУ, Дніпропетровськ

## Перенос зарядов быстрыми электронами на подветренные поверхности КА в полярной ионосфере Земли

Надійшла до редакції 09.02.07

Розроблено процедуру фізичного моделювання процесів високовольтного заряджання підвітряних поверхонь елементів конструкцій космічних апаратів швидкими електронами в полярній іоносфері в тіні Землі. За результатами стендових та обчислювальних експериментів, супутникових вимірювань визначено залежності рівноважних потенціалів підвітряних поверхонь від співвідношення концентрацій швидких електронів та позитивних іонів у близькому сліді за тілом і в незбуреній плазмі.

### ВВЕДЕНИЕ

Электродинамическое взаимодействие КА с полярной ионосферой в тени Земли представляет собой суперпозицию двух видов воздействия: облучения быстрыми электронами и обтекания «холодной» ионосферной плазмой. При концентрации положительных ионов вблизи элементов конструкции КА  $N_{iW} \leq 10^4 \text{ см}^{-3}$  на диэлектрических поверхностях накапливаются отрицательные заряды до 1.0 кВ [19, 23, 26].

Основная роль в зарядании поверхностей КА на полярной орбите в тени Земли принадлежит быстрым электронам с энергиями от 1 до 35 кэВ (захваченным в радиационных поясах и распространяющимся вдоль силовых линий магнитного поля к Земле) и положительным ионам «холодной» ионосферной плазмы. Уровни зарядания поверхностей КА определяются условиями сверхзвукового обтекания, распределением плотности токов, соотношением потоков быстрых электронов и положительных ионов «холодной» ионосферной плазмы. Наиболее опасны эффекты и последствия дифференциального зарядания для подветренных поверхностей протя-

женных элементов конструкций КА (модули МКС, «Space Shuttle», панели солнечных батарей) и электродинамически больших тел ( $R/\lambda_{ds} \geq 100$ ,  $R$  — характерный размер тела,  $\lambda_{ds} = \sqrt{kT_{es}/(4\pi e^2 N_{es})}$  — дебаевский радиус невозмущенной плазмы,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $T_{es}$ ,  $N_{es}$  — температура, концентрация электронов «холодной» плазмы), а также малых тел в ближнем следе за ними.

Численное моделирование высоковольтного зарядания подветренных поверхностей КА в полярной ионосфере в тени Земли сопряжено с нетривиальной задачей совместного решения нелинейных интегро-дифференциальных уравнений Власова — Пуассона для заданного режима обтекания диэлектрического тела и уравнения баланса токов на облучаемой поверхности. Значения коэффициентов взаимодействия заряженных частиц с поверхностью конкретного материала определяются экспериментально.

Физическое моделирование высоковольтного зарядания в полярной ионосфере сопряжено с необходимостью воспроизведения распределения плотности токов в ближнем следе за телом,

режима обтекания тела сверхзвуковым потоком «холодной» плазмы низкой плотности при синхронном облучении обтекаемых поверхностей быстрыми электронами с энергиями от 1.0 до 35 кэВ [19, 23].

Стенд, предназначенный для проведения таких исследований, должен сочетать свойства плазменной газодинамической трубы и электродинамической установки, в замкнутом объеме которого моделируются (или имитируются) условия заряжения диэлектрических тел в полярной ионосфере. Сложность проведения таких исследований связана с необходимостью реализации условий, удовлетворяющих одновременно требованиям плазмодинамического и электрофизического моделирования. Точность и достоверность решения задачи, прогноза уровней заряжения подветренных поверхностей твердого тела характеризует соответствие расчетных значений потенциалов тела данным спутниковых и стендовых измерений.

В ближнем следе за электродинамически большим КА концентрация положительных ионов «холодной» плазмы  $N_{is}$  уменьшается на несколько порядков по сравнению с  $N_{i\infty}$  в невозмущенной плазме при практически постоянной концентрации быстрых электронов  $N_{eh}$ . Это обстоятельство и неравномерное распределение плотности зарядов по сечению ближнего следа и на диэлектрической поверхности твердого тела создают предпосылки дифференциального заряжения подветренных поверхностей КА и тел, движущихся в ближнем следе за ними. При разности потенциалов, близкой либо равной пороговым значениям пробойных потенциалов диэлектрических материалов, высока вероятность возникновения радиационно-стимулированных пробоев, поверхностных электрических разрядов, образования каналов проводимости с выбросом плазмы твердого тела и электромагнитного излучения в окоспутниковое пространство — загрязнения поверхностей КА, сбоя в работе электронных и оптических систем.

#### ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ И КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Плазмодинамическое взаимодействие тел с ионосферной плазмой в условиях сверхзвукового

бесстолкновительного обтекания характеризует система кинетических уравнений Власова для каждого из плазменных компонентов и уравнений Максвелла для самосогласованного поля с граничными условиями, заданными в невозмущенной среде и на поверхности твердого тела.

Решение стационарной задачи обтекания твердого тела разреженной плазмой определяют следующие масштабные коэффициенты [5]:

1)  $S_{ei} = U_{\infty} / \sqrt{2kT_{es}/M_i}$  — отношение скорости  $U_{\infty}$  движения твердого тела к скорости ионного звука  $V_{is} = \sqrt{2kT_{es}/M_i}$  ( $M_i$  — масса иона);

2)  $R/\lambda_{ds} = R/\lambda_{ds}$  — отношение характерного размера тела  $R$  к дебаевскому радиусу  $\lambda_{ds}$  невозмущенной плазмы;

3)  $\Phi_W = e\varphi_W/kT_{es}$  — безразмерный потенциал тела ( $\varphi_W = \varphi_0 - \varphi_p$  — потенциал тела  $\varphi_0$  относительно потенциала плазмы  $\varphi_p$ );

4)  $R/\rho_i$  — отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу ионов  $\rho_i$ ;

5)  $R/\rho_e$  — отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу электронов  $\rho_e$  ( $\rho_{\alpha} = M_{\alpha} V_{\alpha} c / (e_{\alpha} H)$ ,  $c$  — скорость света,  $V_{\alpha}$  — скорость частицы,  $H$  — напряженность магнитного поля;  $\alpha = e, i$  — электроны и ионы);

6)  $\xi_{ei} = T_{es}/T_{is}$  — степень неизотермичности плазмы (отношение электронной и ионной температур).

В дополнение к перечисленным параметрам подобия иногда используются отношения  $2e\varphi_W / (M_i U_{\infty}^2)$  или  $\Phi_W / S_{ei}^2$  [26].

Электрофизический аспект проблемы взаимодействия КА с полярной ионосферой основан на подобии внутренних электрических и магнитных полей твердого тела при воздействии быстрых электронов на диэлектрическую поверхность материалов наружных поверхностей КА (материалы и модели в стендовом эксперименте). Протекание электромагнитных процессов в материале твердого тела характеризует система уравнений Максвелла [3, 8], из которой следует пять параметров подобия

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{gE}{N_{eh} V_{eh}}, \quad \Pi_2 = \frac{\varepsilon E}{N_{eh} V_{eh} \tau}, \quad \Pi_3 = \frac{N_{eh} \Lambda}{\varepsilon E}, \\ \Pi_4 &= \frac{H}{N_{eh} V_{eh} \Lambda}, \quad \Pi_5 = \frac{\tau E}{\mu \Lambda H}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $g$  — удельная проводимость материала,  $E$ ,  $H$  — напряженность электрического и магнитно-

го полей в материале,  $N_{eh}$ ,  $V_{eh}$  — концентрация и скорость внесенных в диэлектрик «сторонних» заряженных частиц,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемость материала,  $\Lambda$  — характеристический размер твердого тела,  $\tau$  — характерное время процесса.

В полярной ионосфере в тени Земли, когда током фотоэлектронов можно пренебречь, равновесный потенциал на подветренной стороне диэлектрического твердого тела определяется из баланса потоков быстрых электронов и заряженных частиц «холодной» ионосферной плазмы:

$$\sum j_{\beta}(\varphi_w) = j_{e\beta} - (j_{iw} + j_{er\beta} + j_{eb\beta} + j_{ie}) = 0, \quad (2)$$

где  $j_{e\beta}$  — плотность тока облучающих поверхность электронов ( $\beta = s, h$ , индекс «s» — «холодные», «h» — быстрые электроны),  $j_{iw}$  — плотность тока ионов «холодной» плазмы,  $j_{er\beta}$  — плотность тока вторичных электронов,  $j_{eb\beta}$  — плотность тока обратно рассеянных электронов,  $j_{ie}$  — плотность тока вторичной ионно-электронной эмиссии.

Плотность тока быстрых электронов на полярной орбите  $j_{eh} \approx 1-10$  нА/см<sup>2</sup> [19, 23]. В ближнем следе за телом плотность тока быстрых электронов остается практически постоянной ( $j_{eh} = \text{const}$ ) [36]. Их энергия значительно превосходит энергию ионов и электронов «холодной» ионосферной плазмы. Собираение «холодных» электронов  $j_{es} = eN_{es}\sqrt{kT_{es}}/(2\pi m_e)\exp(\Phi_w)$  отрицательно заряженным телом при  $\Phi_w \gg 10$  пренебрежимо мало.

Уравнение баланса потока заряженных частиц для элемента поверхности на подветренной стороне тела (2) запишется в виде

$$\sum j_{\alpha}(\varphi_w) = (1 - \sigma_{eh})eN_{eh} \sqrt{\frac{kT_{eh}}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_w}{kT_{eh}}\right) - (1 + \gamma_i)j_{iw} = 0, \quad (3)$$

где  $\sigma_{eh}$  — коэффициент вторичной электронной эмиссии быстрых электронов,  $\gamma_i$  — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии.

Шесть параметров подобия плазодинамического взаимодействия:  $S_{ei}$ ,  $R_{ds}$ ,  $\Phi_w$ ,  $R/\rho_i$ ,  $R/\rho_e$ ,  $\xi_{ei}$ , параметр геометрического моделирования  $\beta = R_M/R_{KA}$  ( $R_M$  — характерный размер модели,

$R_{KA}$  — характерный размер элемента конструкции КА), число Кнудсена  $Kn = \lambda_{ii}/R$  ( $\lambda_{ii}$  — средняя длина свободного пробега для ион-ионных столкновений) и пять параметров подобия электрофизического взаимодействия (1) определяют требования к точности и чистоте физического модельного эксперимента и позволяют сформулировать критериальные соотношения, устанавливающие связь между параметрами взаимодействия в системе «твердое тело — плазма» в модельном эксперименте и в натуральных условиях на полярной орбите в тени Земли.

Масштабные коэффициенты, характеризующие плазодинамическое взаимодействие в системе «КА — плазма» при среднем уровне солнечной активности для элементов конструкций с характерным размером  $R_{KA} = 0.5$  м и  $U_{\infty} \approx 7.5$  км/с на высотах от 300 до 1000 км принимают значения  $3.3 \leq S_{ei} \leq 6.0$ ,  $30 \leq R_{ds} \leq 210$ ,  $T_{is}/T_{es} \approx 0.25...1.0$ ,  $R_{KA}/\rho_{es} \approx 10...15$  [7].

Лабораторная плазма существенно неизотермична. С помощью современных плазменных ускорителей практически не удается получить поток ионизированного газа низкой плотности со степенью неизотермичности, эквивалентной отношению  $T_{es}/T_{is}$  в ионосфере. Поэтому на практике при физическом моделировании условий сверхзвукового обтекания элементов конструкций КА в полярной ионосфере целесообразно ориентироваться на температуру электронов  $T_{es}^{(M)}$  потока «холодной» лабораторной плазмы. При заданном отношении температур  $T_{es}^{(M)}/T_{es}^{(H)} = \xi_{es}$  масштабный коэффициент  $R_{ds} = R/\lambda_{ds}$ , характеризующий электродинамику сверхзвукового обтекания твердого тела «холодной» плазмой, позволяет получить критериальное соотношение для концентрации заряженных частиц в потоке лабораторной плазмы

$$\frac{N_{es}^{(M)}}{N_{es}^{(H)}} = \xi_{es}\beta^{-2}, \quad (4)$$

где индексы  $M$  и  $H$  характеризуют соответственные параметры потока лабораторной и ионосферной плазмы.

Используя масштабные коэффициенты  $S_{ei} = U_{\infty}/\sqrt{2kT_{es}/M_i}$  и  $R/\rho_e$  при  $M_i^{(M)}/M_i^{(H)} = b$ , получим критериальные соотношения для массовой скорости потока «холодной» плазмы

$$\frac{U_{\infty}^{(M)}}{U_{\infty}^{(H)}} = \left( \frac{\xi_{es}}{b} \right)^{0.5} \quad (5)$$

и напряженности внешнего магнитного поля

$$\frac{H^{(M)}}{H^{(H)}} \approx \frac{\xi_{es}^{0.5}}{\beta}. \quad (6)$$

Основным компонентом ионосферной плазмы на высотах от 300 до 1000 км являются ионы атомарного кислорода. С учетом номинальных значений параметров «холодной» ионосферной плазмы при среднем уровне солнечной активности [7] из критериальных соотношений (4)–(6) при  $\xi_{es} \geq 3$  следует, что  $10^5 \leq N_{is}^{(M)} \leq 10^7 \text{ см}^{-3}$ ,  $U_{\infty}^{(M)} \geq 11.1 \text{ км/с}$ , а  $H^{(M)} \geq 2400 \text{ А/м}$ .

При условии адекватности процесса заряжения, накопления высоковольтного заряда и равенстве скоростей (энергий) быстрых электронов, использовании на стенде и на орбите идентичных диэлектрических материалов и покрытий, т. е. при  $g^{(M)} = g^{(H)}$ ,  $\varepsilon^{(M)} = \varepsilon^{(H)}$ ,  $\mu^{(M)} = \mu^{(H)}$ ,  $\Lambda^{(M)} = \Lambda^{(H)}$ ,  $V_{eh}^{(M)} = V_{eh}^{(H)}$  и  $j_{eh}^{(M)} \neq j_{eh}^{(H)}$ ,  $N_{eh}^{(M)} \neq N_{eh}^{(H)}$ , из параметров подобия (1) следуют критериальные соотношения для напряженности электрического и магнитного полей диэлектрика и характерного времени процесса заряжения:

$$E^{(H)} = \frac{N_{eh}^{(H)}}{N_{eh}^{(M)}} E^{(M)}, \quad H^{(H)} = \frac{N_{eh}^{(H)}}{N_{eh}^{(M)}} H^{(M)}, \quad (7)$$

$$\tau^{(M)} = \tau^{(H)}.$$

При воспроизведении на стенде условий электрофизического воздействия для идентичных диэлектрических материалов и достижении одной и той же напряженности электрического поля пробоя ( $g^{(M)} = g^{(H)}$ ,  $\varepsilon^{(M)} = \varepsilon^{(H)}$ ,  $\mu^{(M)} = \mu^{(H)}$ ,  $\Lambda^{(M)} = \Lambda^{(H)}$ ,  $E^{(M)} = E^{(H)}$ ) из (1) получим

$$\begin{aligned} j_{eh}^{(M)} &= j_{eh}^{(H)}, & V_{eh}^{(M)} &= V_{eh}^{(H)}, \\ N_{eh}^{(M)} &= N_{eh}^{(H)}, & \tau^{(M)} &= \tau^{(H)}, \\ H^{(M)} &= H^{(H)}. \end{aligned} \quad (8)$$

Из уравнения баланса плотности токов на подветренной поверхности диэлектрика (2) следуют соотношения для плотностей тока положительных ионов «холодной» ионосферной и лабораторной плазмы:

для условий (7) —

$$\frac{j_{eh}^{(M)}}{j_{eh}^{(H)}} = \frac{N_{eh}^{(M)}}{N_{eh}^{(H)}} = \frac{j_{iw}^{(M)}}{j_{iw}^{(H)}} = \zeta_{eh}, \quad (9)$$

а для условий (8) —

$$j_{iw}^{(M)} = j_{iw}^{(H)} \quad (\zeta_{eh} = 1). \quad (10)$$

#### ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ Тел С ПОТОКАМИ «ХОЛОДНОЙ» ПЛАЗМЫ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

**Численное моделирование.** Структуру ближнего следа за телом (распределение плотностей заряженных частиц и потенциала электростатического поля) в ионосферной разреженной плазме описывает система уравнений самосогласованного поля [14]

$$\begin{cases} c_{\alpha} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{r}} \pm \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial c_{\alpha}} = 0, \\ R_d^{-2} \Delta \Phi = N_{\infty}^{-1} \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int f_{\alpha}(\mathbf{r}, c_{\alpha}) dc_{\alpha} \end{cases} \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} \Phi(\infty) = 0, & f_{\alpha}(\infty, c_{\alpha}) = (N_{\infty}/\pi^{3/2}) e^{-(c_{\alpha} - S_{\alpha})^2}, \\ \Phi(R) = \Phi_w, & f_{\alpha}(R, c_{\alpha}) = 0, \text{ если } \mathbf{n} \cdot c_{\alpha} > 0, \end{cases} \quad (12)$$

где  $c_{\alpha} = \mathbf{V}/V_{\alpha}$ ,  $e_{\alpha}$  — заряд,  $f_{\alpha}$  — функция распределения частиц сорта  $\alpha = e, i$ ,  $\mathbf{n}$  — нормаль к поверхности тела.

Движение в полярной ионосфере происходит в сильно разреженной среде, где длины свободных пробегов частиц значительно превосходят характерный размер тела ( $\lambda_{e,i} \gg R$ ), тело движется с мезотепловой скоростью  $V_{is} \ll U_{\infty} \ll V_{es}$ , ( $V_{es}$  — тепловая скорость электронов), дебаевский радиус мал по сравнению с линейным размером тела  $\lambda_{ds} < R$ . В такой постановке задача включает в себя ряд малых параметров подобия:  $S_e = U_{\infty}/V_{es}$ ,  $S_i^{-1} = V_{is}/U_{\infty}$ ,  $R_{ds}^{-1} = \lambda_{ds}/R$ . Удобство получаемых решений состоит в том, что при малых  $S_e$  и  $S_i^{-1}$  они переходят в широко используемые приближения для функций распределения ионов и электронов «холодной» плазмы  $f_{is} = f_{is}^{\infty}$ ,  $f_{es} = f_{es}^{\infty} \exp(-\Phi)$  [5, 6]. С учетом этих особенностей задача о структуре ближнего следа сводится к решению уравнения

$$\Delta\Phi = R_{ds}^2 [n_{is}(\Phi) - \exp(-\Phi)] \quad (13)$$

с граничными условиями

$$\Phi(\infty) = 0,$$

$$\Phi(R) = \Phi_W,$$

где  $n_{is} = N_{i\infty}^{-1} \int f_i(c_i) dc_i$ .

С учетом влияния электрического поля на движение ионов в системе координат, связанной с телом, для плотности потока ионов в ближнем следе за осесимметричным телом (сфера) могут быть использованы интегральные зависимости  $n_{is}[\Phi(r)]$  из [27, 28].

В следе за диском при  $-\Phi_W \leq 3$  для  $n_{is}$  могут быть использованы интегральные зависимости — формула (73) из [5] и формула (17) из [4]. Точная форма тела на распределение ионов в ближнем следе сказывается при  $t \leq S_{ei}^{-2/3}$  ( $t = z/(RS_{ei})$ , где  $z$  — осевая координата в ближнем следе за телом) [6]. Для сферы при расчете  $n_{is}$  из [4, 5] точная форма тела может быть учтена введением поправки на сферичность  $R_{\Phi} = R[1 + 0.5(R/z)^2]$  [4].

При обтекании бесконечного цилиндра, ориентированного перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока, для плотности потоков в ближнем следе могут быть использованы интегральные зависимости  $n_{is}[\Phi(r)]$  — модели из [29]. Переход от пластины к цилиндру может быть реализован введением эффективного радиуса  $R_{\Phi} = R[1 + 0.5(R/z)^2]^{0.5}$ .

Уравнение (13) с граничными условиями (14) решалось с применением итерационной схемы работы [14].

**Физическое моделирование.** Наиболее сложной задачей при стендовом моделировании взаимодействия тел с «холодной» плазмой в ионосфере является генерирование плазменных потоков, позволяющих реализовать режим обтекания с параметром  $R_{ds} = R/\lambda_{ds} \geq 100$  — наиболее типичный для высот 150—1000 км и элементов конструкций КА с  $R \geq 0.5$  м.

Определенным преимуществом обладают газоразрядные ускорители с накалимым катодом и применение потоков квазинейтральной плазмы с энергией заряженных частиц от 1.0 до 100 эВ при концентрации ионов и электронов порядка  $10^{16}$ — $10^{17}$  м<sup>-3</sup> в рабочей части струи [18]. Для диагностики, измерения и контроля параметров

высокоскоростных потоков неравновесной разреженной плазмы в нашей работе использовались электрические зонды, зонд давления, масс-спектрометр МХ 7303 и СВЧ-интерферометр (частота 5.45 ГГц) и процедура обработки выходных сигналов датчиков из [15, 17].

**Распределение плотности ионов в ближнем следе за телом в сверхзвуковом потоке плазмы низкой плотности.** Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде в условиях моделирования и имитации режимов полета и обтекания тел в ионосфере в плазменных струях  $O^+ + O_2^+$  со степенью диссоциации до 0.6 при  $3.1 \leq S_{ei} \leq 4.5$ ,  $T_{is}/T_{es} \approx 0.25$ ,  $21.3 \leq R_{ds} \leq 127$  и отрицательном потенциале тела  $\Phi_W \leq 10$ .

При исследованиях структуры ближнего следа за осесимметричным телом использовались проводящие и диэлектрические сферы и диски, изготовленные из меди, алюминия и оргстекла ПММА (полиметилметакрилата) радиусом от 10 до 30 мм. Изменение нормированной плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа  $n_{is}(t) = I_{ислед}/I_{i\infty}$  ( $I_{ислед}$  — ионный ток в ближнем следе,  $I_{i\infty}$  — невозмущенное значение тока в том же сечении) при сверхзвуковом обтекании сферы  $R/\lambda_{ds} \geq 10$  иллюстрирует рис. 1, а. Кривая 1 — наше численное решение уравнения (13) для  $n_{is}(\Phi)$ , представленных интегральными зависимостями из работ [27, 28] при  $S_{ei} = 4.5$ ,  $R_{ds} \approx 101$ ,  $-\Phi_W = 3.0$ ,  $\xi_{ei} = 1.0$ . Кривая 3 — расчеты для модели  $n_{is}$  из [4] с поправкой на сферичность и  $\xi_{ei} = 4.0$ . Аналогичные расчеты для  $n_{is}$  из [5] при  $\xi_{ei} = 4.0$  представляет кривая 2. Кружки 4 — результаты наших измерений при  $S_{ei} = 4.3$ ,  $R_{ds} \approx 117$ ,  $-\Phi_W = 1.8$ ,  $\xi_{ei} \approx 4.0$ ; темный квадратик — измерения [10] при  $S_{ei} = 8.83$ ,  $R_{ds} \approx 14$ ,  $-\Phi_W = 5$  и  $\xi_{ei} \geq 5$ ; треугольники — измерения [11, 12]: темный треугольник — для  $S_{ei} = 8.37$ ,  $R_{ds} \approx 50$ ,  $\Phi_W \approx 0$ ,  $\xi_{ei} = 2$ , светлые треугольники —  $S_{ei} \approx 8.06$ ,  $R_{ds} \approx 30$ ,  $\Phi_W \approx 0$ , перевернутые треугольники —  $S_{ei} \approx 7.4$ ,  $R_{ds} \approx 10$ ,  $-\Phi_W \approx 1.0$ ,  $\xi_{ei} \geq 5$ . Вертикальная черта представляет оценку КА «Ариэль-1» при  $S_{ei} = 5.0$ ,  $R_{ds} \approx 10$ ,  $-\Phi_W \approx 6.0$ ,  $\xi_{ei} \approx 1.0$ ; звездочка — измерения [22] в следе за сферой для  $S_{ei} = 5.7$ ,  $R_{ds} \approx 26$ ,  $-\Phi_W \approx 3.0$ ,  $\xi_{ei} = 1$ .

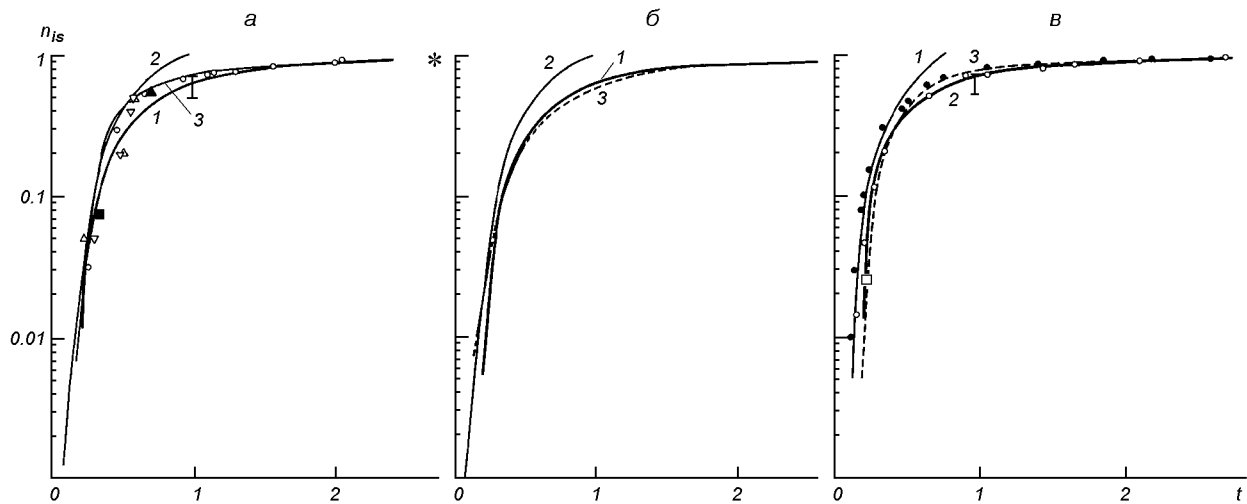


Рис. 1. Изменение нормированной плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа: *а* — при сверхзвуковом обтекании сферы (кривая 1 — решение (13) для  $n_{is}(\Phi)$  из работ [27, 28], 3 и 2 — данные [4, 5], кружки — наши измерения, темный квадратик — измерения [10], треугольники — данные [11, 12], вертикальная черта — измерения КА «Ариэль-1», звездочка — измерения [22]); *б* — то же для различных моделей обтекания диска (кривые 1–3 — для  $n_{is}(\Phi)$  из работ [27, 5, 4] соответственно); *в* — то же для случая сверхзвукового обтекания диска (кривая 1 —  $n_{is}(\Phi)$  из работ [27, 28], 3 и 2 — данные [4, 5], кружки и точки — наши измерения, [10], треугольники — данные [10, 12], вертикальная черта — измерения КА «Ариэль-1», квадратик — измерения [24]). Подробности см. в тексте

Неизотермичность усиливает фокусировку положительных ионов на оси ближнего следа за телом. Если тело не слишком вытянуто в направлении набегающего потока, т. е. продольный размер  $L \ll RS_{ei}$ , то значения  $t = z/RS_{ei}$ , соответствующие точкам на поверхности тела, малы. В этом случае точная форма тела не существенна: возмущения определяются максимальным сечением тела в плоскости, ортогональной вектору скорости  $U_\infty$ . Любое тело вращения при  $L \ll RS_{ei}$  можно заменить диском. К задаче о диске сводится картина обтекания тела вращения с плоской задней стенкой [4, 5]. Соотношения между расчетными значениями  $n_{is}(t)$  для различных моделей обтекания диска иллюстрирует рис. 1, б: кривые 2, 3 — модели  $n_{is}$  работ [5, 4]; кривая 1 — наше решение уравнения (13) для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $S_{ei} = 4.5$ ,  $-\Phi_W = 3.0$  и  $\xi_{ei} = 1$  (получена введением  $R_{эф}$ ). Отклонение кривой 2 от 1, 3 для  $0.2 \leq t \leq 1.0$  обусловлено более сильной фокусировкой плотности ионов электрическим полем для модели

$n_{is}$  из [5], чем для  $n_{is}$  из работ [27, 28] и [4] при  $\xi_{ei} = 1$ .

Экспериментальные исследования распределения положительных ионов в ближнем следе за диском проводились для моделей из нержавеющей стали 12X18H10T, Al и оргстекла ПММА радиусом от 10 до 25 мм и толщиной от 1.0 до 2.0 мм. Расчетные и экспериментальные значения и зависимости  $n_{is}(t)$  для положительных ионов в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании диска приведены на рис. 1, в, где кривая 1 — наше решение уравнения (13) с использованием данных  $n_{is}(\Phi)$  из [27, 28], 2 соответствует  $n_{is}$  из [5], 3 —  $n_{is}$  из [4] для  $S_{ei} = 3.1$  и  $\xi_{ei} = 4.0$ . Кружки и точки — наши измерения при  $S_{ei} \approx 3.1$ ,  $R_{ds} \approx 101$ ,  $\xi_{ei} \approx 4.0$  и  $-\Phi_W \approx 3.6$  и 11.2 соответственно; вертикальная черта — измерения на ИСЗ «Ариэль-1» с пересчетом на след диска для  $S_{ei} \approx 5.0$ ,  $R_{ds} \approx 10$ ,  $-\Phi_W \approx 6.0$  ( $t \approx 0.96$ ); квадратик — измерения [24] в следе за стеклянным диском при  $S_{ei} \approx 3.5$ ,  $R_{ds} \approx 75$  и  $-\Phi_W \approx 5.0$ .

Для  $t \leq 0.50$  результаты измерений при  $-\Phi_W \geq 10$  лучше коррелируют с модельным представлением  $n_{is}$  из [5]. При  $-\Phi_W < 10$  и  $t \geq 0.25$  наши экспериментальные результаты, данные [24] и спутниковые измерения на «Ариэль-1»

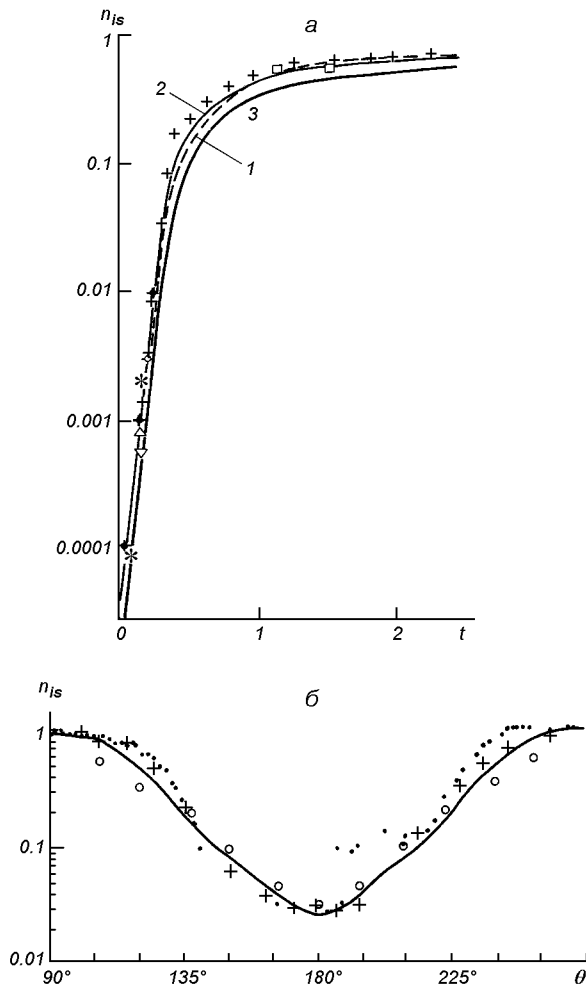


Рис. 2. Распределение плотности потока ионов: *a* — на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела (1 — наше решение для  $n_{is}(\Phi)$  из работы [27], 2, 3 — численное решение [6] при  $\xi_{ei} = 1$  и 4 соответственно, кружки и точки — численные данные из [37], треугольники, звездочки, квадратики — измерения КА [29–33]; *b* — угловое распределение в ближнем следе за плоским телом при сверхзвуковом обтекании холодной ионосферной плазмой (точки — измерения ИСЗ АЕ-С [30], крестики — наши измерения, кривая — численное решение для  $n_{is}(\Phi)$  из работы [27], кружки — модель обтекания плоского тела [6]. Подробности см. в тексте

ближе к расчетным моделям  $n_{is}$  из [4] и [27, 28].

Большинство КА имеет цилиндрическую форму (или близкую к ней). Распределение плотности потока ионов  $n_{is}(t)$  на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого ( $R_{ds} \approx 100$ ) плоского тела иллюстрирует рис. 2, *a*. Кривая 1 — численное решение данной работы уравнения (13) для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $S_{ei} \approx 4.1$ ,  $R_{ds} \approx 126$  и  $-\Phi_W \approx 10.0$ . Кривые 2, 3 — численные решения для дискретной модели сверхзвукового обтекания плоского тела при  $\xi_{ei} = 1$  и 4 из [6]. Крестики — наши измерения для  $S_{ei} \approx 4.1$ ,  $R_{ds} \approx 127$  и  $-\Phi_W \approx 10.3$ ,  $\xi_{ei} = 4.0$ ; точки и кружки — численные данные [37] для  $S_{ei} \approx 8.0$ ,  $R_{ds} \approx 40$  и  $-\Phi_W \approx 0$  и 20 соответственно; темные, светлые и перевернутые треугольники — измерения электрическими зондами на ИСЗ «Atmosphere Explorer-C» (АЕ-С) [30, 31] при  $5.9 \leq S_{ei} \leq 8.04$ ,  $R_{ds} \approx 116.3, 135.7, 162.5$ ,  $-\Phi_W \approx 10.0$ ; звездочки — значения  $n_{is}$ , измеренные на спутнике S3-2 [33] при  $S_{ei} \approx 8.0$ ,  $R_{ds} \geq 45$ ,  $-\Phi_W \approx 10$ ; квадратики — измерения  $n_{is}$  в ближнем следе за КА «Space Shuttle»  $S_{ei} \approx 3.35$ ,  $R_{ds} \geq 2 \cdot 10^3$  [29, 32]. При пересчете от пластины к цилиндру введением эффективного радиуса  $R_{\Phi}$  внесены поправки, учитывающие форму тела. Радиальное распределение плотности положительных ионов в ближнем следе за плоским телом (цилиндр) в «холодной» ионосферной плазме показано на рис. 2, *b*. Точки — измерения на ИСЗ АЕ-С [30] при  $S_{ei} \approx 7.83$ ,  $R_{ds} \approx 73.4$  и  $-\Phi_W \approx 8.8$ ,  $\xi_{ei} = 1.14$ ; крестики — наши измерения, след за цилиндром при  $S_{ei} \approx 5.1$ ,  $R_{ds} \approx 78$ ,  $-\Phi_W \approx 6.7$ ,  $\xi_{ei} = 4.0$ . Кривая — численное решение задачи данной работы для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $S_{ei} \approx 5.1$ ,  $R_{ds} \approx 80$  и  $-\Phi_W \approx 6.7$ ; кружки — модель дискретного обтекания плоского тела работы [6] ( $z/R = 1.5$ ,  $t \approx 0.192$ ).

Сравнение результатов стендовых и спутниковых измерений свидетельствует о соответствии распределений плотности заряженных частиц «холодной» плазмы расчетным значениям и моделям ближнего следа, что, по сути, и служит критерием точности плазмодинамического моделирования структуры ближнего следа при сверхзвуковом обтекании твердого тела «холодной» плазмой в ионосфере Земли.

ВЫСОКОВОЛЬТНОЕ ЗАРЯЖЕНИЕ ПОДВЕТРЕННЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ТВЕРДОГО ТЕЛА БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

**Техника эксперимента.** Неоднородность структуры поверхности элементов конструкции КА в модельном физическом эксперименте реализована за счет использования пластин и дисков (алюминий, нержавеющей сталь, кварц) с диэлектрическим или металлическим покрытием. На одну из сторон пластины алюминия (длина  $l = 45$  см, ширина  $2R = 16$  см, толщина  $\delta \approx 0.1$  см) нанесено диэлектрическое покрытие. На поверхность диска (кварц) диаметром 15 см и толщиной 0.2 см нанесено (напылением) алюминиевое покрытие. В качестве диэлектрика для пластин использовались: углепластик ВПС-7В толщиной  $\delta \approx 0.18$  см и терморрадиационное покрытие ТР-СО-11 (эмаль — окись цинка и слой метасиликата калия) толщиной  $\delta \approx 0.12$  см, нанесенное на белую эмаль АК-512 толщиной  $\delta \approx 0.08$  см. Взаимодействие таких моделей с потоком плазмы ближе к реальной ситуации сверхзвукового обтекания элемента конструкции КА, полностью или частично покрытого диэлектриком (панель СБ, антенна), чем обтекание однородно заряженного проводящего тела. Схема эксперимента представлена на рис. 3.

На рис. 4 показана циклограмма процесса заряжения (накопления и нейтрализации зарядов) на подветренной поверхности изолированного тела (ТР-СО-11). Участок «А» циклограммы соответствует облучению подветренной поверхности быстрыми электронами с энергией  $W_{eh}$  от 5 до 15 кэВ при плотности тока  $j_{eh} \approx 10$  нА/см<sup>2</sup> при отсутствии сверхзвукового потока «холодной» плазмы. Участок «В» характеризует процессы переноса зарядов быстрыми электронами на подветренную сторону при сверхзвуковом обтекании «холодной» плазмой низкой плотности (синхронное воздействие пучка быстрых электронов и сверхзвуковой струи «холодной» плазмы). Участок С иллюстрирует нейтрализацию остаточного заряда на подветренной стороне твердого изолированного тела сверхзвуковой струей «холодной» плазмы при отсутствии быстрых электронов. Облучение поверхностей моделей пучком высокоэнергичных

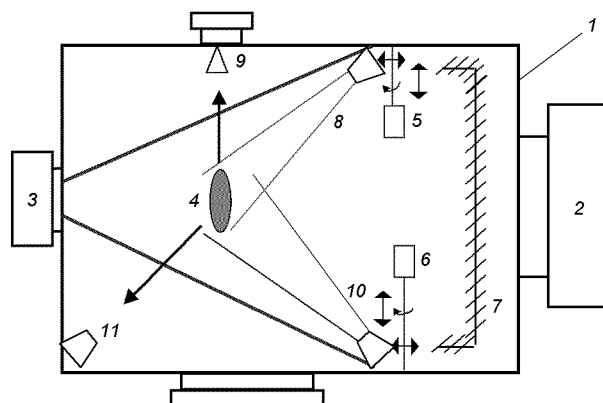


Рис. 3. Схема плазмодинамического стенда: 1 — вакуумная камера с рабочим объемом 3.5 м<sup>3</sup>, 2 — система вакуумирования (скорость более 100 м<sup>3</sup>/с), 3 — генератор сверхзвуковых плазменных потоков, 4 — фрагмент (модель) КА, 5, 6 — системы контактной диагностики плазмы, 7 — криопанель (LN<sub>2</sub>), 8 — источник быстрых электронов (электронная пушка 0.1—50 кэВ), 9, 11 — антенны систем СВЧ-зондирования, 10 — источник УФ-излучения солнечного спектра 115—700 нм

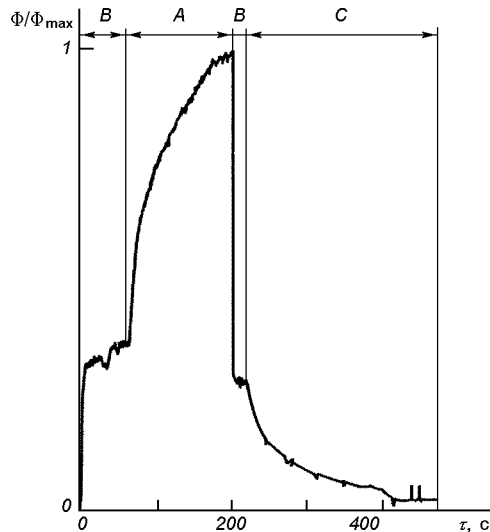


Рис. 4. Циклограмма процесса заряжения (накопления и нейтрализации зарядов) подветренной поверхности изолированного тела: А — облучение быстрыми электронами при отсутствии сверхзвукового потока холодной плазмы; В — перенос зарядов быстрыми электронами при сверхзвуковом обтекании холодной плазмой; С — нейтрализация остаточного заряда при отсутствии быстрых электронов



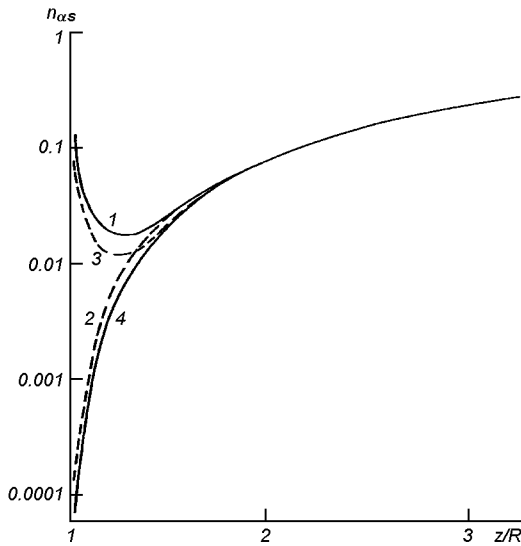


Рис. 5. Распределения нормированной плотности ионов  $n_{is}$  и электронов  $n_{es}$  на оси ближнего следа за плоским телом: 1, 4 —  $n_{es}$  при  $-\Phi_W = 3.0$  и  $30$  соответственно, 2, 3 —  $n_{is}$  при  $-\Phi_W = 3.0$  и  $30$  соответственно

электронов осуществлялось через коллиматор. Это позволило выделить узконаправленную часть пучка и облучать только исследуемые участки поверхности моделей. Для регистрации циклограмм применялась бортовая система бесконтактного измерения и контроля напряженности электрического поля «зонд — заряд». На участках В и С потенциал на подветренной стороне при сверхзвуковом обтекании тела изменяется от значений  $-\Phi_W \gg 10$  до  $-\Phi_W < 10$ . При этом изменяется режим собирания и распределение заряженных частиц «холодной» плазмы в ближнем следе за телом. На рис. 5 приведены расчетные значения осевых распределений нормированных плотностей ионов  $n_{is}(z/R)$  и электронов  $n_{es}(z/R)$  в ближнем следе плоского тела — решение уравнения (13) данной работы для  $n_{is}(\Phi)$  из [27] при  $-\Phi_W = 3.0$  — кривые 1, 2 и  $-\Phi_W = 30$  — кривые 3, 4 ( $S_{ei} = 4.5$ ,  $R_d = 67$ ). С увеличением отрицательного потенциала на подветренной поверхности тела происходит выметание электронов «холодной» плазмы из области ближнего следа и резкое увеличение концентрации положительных ионов.

Плотность потока положительных ионов «холодной» плазмы на подветренную поверхность

формируют две группы ионов  $j_{iW} = j_{i\infty}^{(I)} + j_{i\Phi}^{(II)}$ : I группа, распределение которой определяется режимом сверхзвукового обтекания при  $-\Phi_W < 10$ ; II группа, ионы которой проникают в область ближнего следа за счет ускорения электрическим полем заряда  $-\Phi_W \gg 10$ , переносимого быстрыми электронами, на подветренной стороне. Согласно оценкам работы [37] режиму обтекания тела при значениях  $-\Phi_W < 10$  соответствует значение параметра  $\xi_{sh} = d_{sh}/R = 0.8\Phi_W^{3/4}/(S_{ei}^{0.5}R_{ds}) \ll 1$  ( $d_{sh}$  — толщина слоя пространственного заряда на фронтальной стороне пластины, диска), а режиму  $(-\Phi_W) \gg 10$  — значение  $\xi_{sh} \geq 1$ . Для изолированной двусторонней (металл—диэлектрик) модели (пластина, диск) режим «тонкого слоя» реализуется при отсутствии быстрых электронов ( $-\Phi_W < 10$ ). При облучении подветренной поверхности тела быстрыми электронами режим «тонкого» слоя реализуется на фронтальной стороне, а режим «толстого» слоя — в следе за телом на подветренной стороне  $-\Phi_W \gg 10$ .

При  $\xi_{sh} \geq 1$  — режим «толстого» слоя — в соответствии с оценками [26, 36] плотность тока ионов «холодной» плазмы на подветренную поверхность тела определяется из условия  $j_{i\infty}^{(I)}/j_{i\Phi}^{(II)} \ll 1$ . Ток на подветренную поверхность определяется в основном II группой ионов  $j_{iW} \approx j_{i\Phi}^{(II)}$ . Плотность тока ионов в таком случае может быть определена в рамках теории собирания тока электрическим зондом в разреженной плазме. При большом радиусе экранирующего слоя  $r_{sh}/R > \Phi_W^{0.5}/S_{ei}$  и  $\Phi_W/S_{ei}^2 \gg 1$  ток ионов на подветренную сторону равен току на зонд в неподвижной плазме [21].

В соответствии с теорией собирания ионного тока электрическими зондами [25] плотность тока ионов на подветренную поверхность тела может быть представлена в виде

$$j_{iW} = eN_{iW} \left( \frac{kT_{es}}{2\pi M_i} \right)^{0.5} i_i^+ \left( \Phi_W, R_{ds}, \frac{T_{es}}{T_{is}} \right), \quad (15)$$

где  $i_i^+$  — безразмерный ионный ток, расчетные значения которого для  $T_{es}/T_{is} = 1$  и  $0$  приведены в [25].

Неопределенность при вычислении  $N_{iW}$  по (15) может быть преодолена использованием зависимостей  $i_i^+$  от  $(r_p/\lambda_{ds})^2 i_i^+$  [15, 25]. Величина

$(r_p/\lambda_{ds})^2 i_i^+$  может быть вычислена для цилиндрического зонда по формуле

$$\left(\frac{r_p}{\lambda_{ds}}\right)^2 i_i^+ = 1.073 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \frac{r_p}{l_p} \left(\frac{e}{kT_{es}}\right)^{3/2} I_p^+(\Phi_W), \quad (16)$$

а для сферического зонда — по формуле

$$\left(\frac{r_p}{\lambda_{ds}}\right)^2 i_i^+ = 5.365 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \left(\frac{e}{kT_{es}}\right)^{3/2} I_p^+(\Phi_W), \quad (17)$$

где  $I_p^+$  — зондовый ток,  $r_p$  — радиус,  $l_p$  — длина зонда.

Для фиксированных  $\Phi_W$  концентрация положительных ионов следует из соотношения

$$N_{iW} = \frac{I_p^+(\Phi_W)}{A_p e \left(\frac{kT_{es}}{2\pi M_i}\right)^{0.5} i_i^+(\Phi_W)}. \quad (18)$$

Здесь  $A_p$  — площадь поверхности зонда.

**Перенос и нейтрализация зарядов.** Экспериментальные исследования высоковольтного заряжения подветренных поверхностей быстрыми электронами проводились в сверхзвуковых потоках разреженной плазмы  $O^+ + O_2^+$  с концентрацией заряженных частиц  $N_{i\infty}$  от  $1.6 \cdot 10^5$  до  $5.7 \cdot 10^7$  см<sup>-3</sup> при  $T_{es} = 1.0 \dots 1.7$  эВ и значениях скорости  $U_\infty \approx 8.4$  и  $11.9$  км/с. В качестве эталонных образцов использовались изолированная пластина из алюминия, одна сторона которой покрыта диэлектриком, и диск из плавящегося кварца, одна сторона покрыта Al-пленкой.

Выбор в качестве эталонных образцов из алюминия обусловлен следующим:

- полученные нами значения равновесных потенциалов  $\varphi_W^{Al}$  при  $W_{eh} = 5$  и  $8$  кэВ с погрешностью менее  $\pm 1.5$  % совпадают с оценками [1], и в диапазоне энергий  $W_{eh}$  от 1 до 20 кэВ соответствуют аппроксимации  $\varphi_W^{Al} \approx 1.072 W_{eh} - 2.8$  кВ;
- в диапазоне энергий  $W_{eh}$  от 1 до 20 кэВ для Al и  $Al_2O_3$  имеются обширные хорошо согласующиеся между собой данные о значениях и зависимостях коэффициентов вторичной электронной эмиссии  $\sigma_{eh} = \sigma_{eh}(W_{eh})$  и вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma_{O^+ + O_2^+}$  [2, 9, 13, 20, 34];

- величины равновесного потенциала  $\varphi_W$  на участках А и В циклограммы заряжения при одних и тех же условиях облучения образца быстрыми электронами и сверхзвукового обтекания «холодной» плазмой определяются эмиссионными процессами — значениями коэффициентов  $\sigma_{eh}$ ,  $\gamma_i$ , плотностями токов ионов  $j_{iW}$  и быстрых электронов  $j_{eh}$ .

Сравнение циклограмм зарядно-разрядных процессов для Al и углепластика ВПС-7В свидетельствует о равенстве (с погрешностью  $< 3$  %) величины  $\varphi_W$  на участках А и В в диапазоне энергий  $W_{eh}$  от 5 до 20 кэВ при одних и тех же условиях эксперимента. Это свидетельствует об идентичности эмиссионных процессов и равенстве коэффициентов  $\sigma_{eh}$  и  $\gamma_i$  для одного и того же сорта ионов «холодной» плазмы и равенстве плотностей ионного тока на подветренную сторону обтекаемого тела  $j_{iW}$ .

Для любого диэлектрика и каждого фиксированного значения  $W_{eh}^{(1)}$  величина коэффициента вторичной электронной эмиссии  $\sigma_{eh}^{эл}$  может быть определена по участку А циклограммы (рис. 4) с использованием линейной зависимости  $\varphi_W^{Al}(W_{eh})$ , условия  $\varphi_{эл}^A(W_{eh}^{(1)}) = \varphi_W^{Al}(W_{eh}^{(2)})$  и данных  $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh})$  из [2, 13, 34]. Отсюда следует  $\sigma_{eh}^{эл}(W_{eh}^{(1)}) = \sigma_{eh}^{Al}(W_{eh}^{(2)})$  и  $\sigma_{eh}^{эл} = \sigma_{eh}(W_{eh})$ . Если для участка циклограмм В при фиксированных значениях параметров пучка быстрых электронов в одном и том же потоке «холодной» разреженной плазмы  $\varphi_{W_{Al}}^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \neq \varphi_{W_{эл}}^{(B)}(W_{eh}^{(1)})$ , то подбором режима облучения диэлектрика высокоэнергичными электронами в том же потоке «холодной» плазмы можно реализовать режим обтекания, когда  $\varphi_{W_{Al}}^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \approx \varphi_{W_{эл}}^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$  и, как следствие,  $j_{iW}^{Al} \approx j_{iW}^{эл}$ . Для Al величину  $j_{iW}^{Al}$  можно оценить из уравнения (3). Условие  $j_{iW}^{Al} \approx j_{iW}^{эл}$  позволяет из выражения (3), записанного для диэлектрика при  $W_{eh}^{(2)}$ , оценить значение коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии  $\gamma_i^{эл}$  для потока ионов с энергией порядка  $e\varphi_{W_{эл}}^{(B)}$ . Такая процедура применялась для ТР-СО-11.

Роль фронтальной и подветренной поверхностей в экспериментах поочередно выполняли Al и ВПС-7В, Al и ТР-СО-11, нержавеющая сталь и ВПС-7В, Al и кварц ( $SiO_2$ ). На подветренной стороне модели устанавливался отрицательный равновесный потенциал  $-\varphi_W > 200$  В, а на

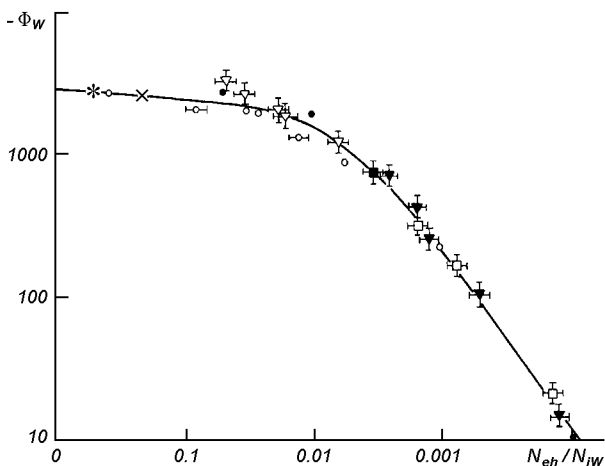


Рис. 6. Зависимость равновесного потенциала  $-\Phi_W$  на подветренной (диэлектрической) стороне твердого тела от отношения концентраций  $N_{eh}/N_{iw}$ : кружки, крестик, звездочка — измерения на DMSP P6, P7, P13; ромбик, светлые и темные треугольники, светлые и темные квадратики — наши измерения для Al, ВПС-7В, ТР-СО-11, нержавеющей стали 12Х18Н10Т, плавленного кварца соответственно; точки — расчетные значения из [36]

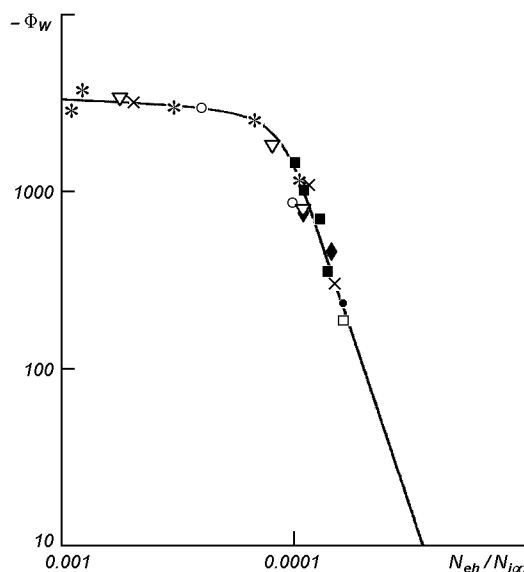


Рис. 7. То же для зависимости  $-\Phi_W$  от  $N_{eh}/N_{ico}$

фронтальной — потенциал  $\varphi_f \ll \varphi_w$ . При  $3.1 \leq S_{ei} \leq 4.5$ ,  $14 \leq R/\lambda_{ds} \leq 35$  и  $1.0 \leq T_{es} \leq 1.7$  эВ в ближнем следе за телом реализован режим «толстого» слоя  $\xi_{sh} \geq 1$ , что позволило для интерпретации результатов зондовых измерений использовать формулы (16)–(18).

На рис. 6 и 7 представлены зависимости равновесного потенциала  $-\Phi_W$  на подветренной стороне твердого тела от отношения концентраций быстрых электронов и положительных ионов на подветренной поверхности  $N_{eh}/N_{iw}$  и в невозмущенном потоке  $N_{eh}/N_{ico}$  соответственно. Кружки, крестик, звездочка — данные спутниковых измерений на DMSP (Defense Meteorological Satellite Program) F6, F7 и F13 на полярной орбите в тени Земли [19, 23]. Измерения на спутниках F6 и F7 выполнены при воздействии быстрых электронов с энергиями  $W_{eh} \approx 4.2, 10.1, 14.4$  кэВ, а на F13 — при  $W_{eh} \approx 2.99, 9.64, 31.3$  кэВ. Ромбик, светлые и темные треугольники, светлые и темные квадратики — результаты наших измерений для Al, ВПС-7В, ТР-СО-11, нержавеющей стали и

кварца ( $\text{SiO}_2$ ) при  $W_{eh} \approx 5, 10$  и  $15$  кэВ. Точки — расчетные значения  $-\Phi_W$  из [36] для  $W_{eh} = 5$  кэВ. При анализе спутниковых измерений на F6 и F7 принято  $N_{ico} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ; на F13 —  $N_{ico} \approx 1.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ ;  $0.18 \leq T_{es} \leq 0.2$  эВ [7]. Предельные значения  $N_{eh}/N_{iw} \approx 10^{-4}$  — численные оценки уровня заряжения микроспутника в следе за плоским телом на полярной орбите [16, 36].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана процедура моделирования процессов высоковольтного заряжения подветренных поверхностей космических аппаратов быстрыми электронами в полярной ионосфере в тени Земли. Получены зависимости равновесных потенциалов на подветренной поверхности твердого тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы от отношения концентраций быстрых электронов и положительных ионов в следе за телом и в невозмущенном потоке. Результаты физического (стендового) моделирования коррелируют с данными численных экспериментов и спутниковых измерений.

Зависимости  $-\Phi_W = \Phi_W(N_{eh}/N_{iW})$  и  $-\Phi_W = \Phi_W(N_{eh}/N_{i\infty})$ , где  $N_{eh}/N_{iW} \approx 10^{-4} j_{eh}/j_{iW}$ , позволяют прогнозировать уровни заряжения подветренных поверхностей элементов конструкций КА и малых тел в следе за ними в полярной ионосфере в тени Земли.

1. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
2. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.—408 с.
3. Веников В. А. Теория подобия и моделирования. — М.: Высш. шк., 1976.—480 с.
4. Гуревич А. В., Димант Я. С. Обтекание диска потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронаука.—1975.—16, № 2.—С. 221—230.
5. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика // Успехи физ. наук.—1969.—99, № 1.—С. 3—49.
6. Гуревич А. В., Смирнова В. В. Обтекание плоских тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронаука.—1970.—10, № 3.—С. 402—407.
7. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физмат, 1959.—523 с.
9. Мак-Даниель М. Процессы столкновений в ионизированных газах. — М.: Мир, 1967.—832 с.
10. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование распределения ионного тока в следе за цилиндрическими и сферическими телами в потоках аргоновой и азотной плазмы // Ученые записки ЦАГИ.—1970.—1, № 5.—С. 39—44.
11. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование возмущений, вносимых телом в поток разреженной замагниченной плазмы // Журн. техн. физ.—1978.—48, № 6.—С. 1178—1185.
12. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Исследование структуры следа за сферическими моделями в потоке разреженной плазмы // Косм. исслед.—1968.—6, № 2.—С. 208—233.
13. Хилл Дж., Уиппл Э. Электризация больших конструкций в космосе применительно к проблеме космических полетов под солнечным парусом // Аэрокосмическая техника.—1986.—№ 3.—С. 122—131.
14. Шувалов В. А., Зельдина Э. А. Структура электростатического поля в следе за сферой в потоке равновесной плазмы низкой плотности // Геомагнетизм и аэронаука.—1976.—16, № 4.—С. 603—607.
15. Шувалов В. А., Письменный Н. И., Приймак А. И. и др. Зондовая диагностика высокоскоростных потоков разреженной частично диссоциированной плазмы // Приборы и техн. эксперимента.—2007.—50, № 2.—С. 108—117.
16. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Радиационная электризации элементов конструкций космических аппаратов. Физическое моделирование, накопление и нейтрализация зарядов // Косм. исслед.—2001.—39, № 1.—С. 18—26.
17. Шувалов В. А., Приймак А. И., Резниченко Н. П. и др. Контактная диагностика ионосферной и лабораторной плазмы // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 2/3.—С. 3—15.
18. Шувалов В. А., Тихий В. Г., Приймак А. И. и др. Деградация полимерных материалов обшивок солнечных батарей КА при длительном воздействии атомарного кислорода // Космічна наука і технологія.—2005.—11, № 5/6.—С. 78—86.
19. Anderson P. C., Koons H. C. Spacecraft charging anomaly a low-altitude satellite in a Aurora // J. Spacecraft and Rockets.—1996.—33, N 5.—P. 734—738.
20. Davies R., Dennison J. Evolution of secondary electron emission characteristics of spacecraft surface // J. Spacecraft and Rockets.—1998.—34, N 4.—P. 571—574.
21. Davis V. A., Mandell M. J., Cooke D. L., Enloe C. L. High-voltage interactions in plasma wakes: simulation and flight measurement from the charge hazards and studies (CHAWS) experiment // J. Geophys. Res.—1999.—104, N A6.—P. 12455—12459.
22. Fournier G., Pigache D. Wakes in collisionless plasma // Phys. Fluids.—1975.—18, N 11.—P. 1443—1453.
23. Gussenhoven M. A., Hardy D. A., Rich F., et al. High-level spacecraft charging in the low-altitude polar and auroral environment // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A11.—P. 11009—11023.
24. Kozima H., Yamada K., Nakasima K. The self-similarity and the non-neutrality of near-wakes in two-dimensional geometry // Phys. Fluids B.—1989.—1, N 4.—P. 719—724.
25. Laframbiose J. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probe in a collisionless plasma at rest // Rarefied and Dynamics.—1966.—2.—P. 22—44.
26. Laframbiose J., Luo J. High-voltage polar orbit and beam-induced charging of a dielectric spacecraft: a wake-induced barrier effect mechanism // J. Geophys. Res.—1989.—94, N A7.—P. 1615—1629.
27. Liu V. C. Ionospheric gas dynamics of satellite and diagnostic probe // Space Sci. Rev.—1969.—9.—P. 423—490.
28. Liu V. C., Yew H. Near wake of the rarefied plasma flows at mesothermal speed // AJAA Paper.—1968.—N 68/69.—8 p.
29. Murphy G. B., Reasoner D. L., Tribble A., et al. The plasma wake of the Shuttle orbiter // J. Geophys. Res.—1989.—94, N A6.—P. 6866—6872.
30. Samir U., Gordon R., Brace L., Theis R. The near-wake structure of the Atmosphere Explorer C (AE-C) satellite. A parameter investigation // J. Geophys. Res.—1979.—84, N 2A.—P. 513—525.
31. Samir U., Kaufman Y., Brace L., Brinton H. The dependence of ion density in the wake of the AE-C satellite on the ratio body size to debye lengths in on  $[O^+]$ -dominated plasma // J. Geophys. Res.—1980.—85, N A4.—P. 1769—1772.
32. Samir U., Stone N. A., Wright K. H. On plasma disturbances caused by the motion of the Space Shuttle and the small satellite: a comparison of the situ observation // J.

- Geophys. Res.—1986.—91, N A1.—P. 277—285.
33. Samir U., Weldman P., Rich F., et al. About the parametric interplay between ionic Mach number, body-size and satellite potential in determining the ion depletion in the wake of the S3-2 satellite // J. Geophys. Res.—1981.—86, N A13.—P. 11161—11166.
34. Stenglass E. J. Backscattering of kilovolt electron from solid // Phys. Rev.—1954.—54, N 2.—P. 345—358.
35. Wang J., Hasting S. D. Ionospheric plasma flow over large high-voltage space platforms. II. The formation and structure of plasma wake // Phys. Fluids B.—1992.—4, N 6.—P. 1615—1629.
36. Wang J., Lennig P., Garrett A., Murphy G. Multibody-plasma interactions: charging in the wake // J. Spacecraft and Rockets.—1994.—31, N 5.—P. 889—894.

**FAST-ELECTRON CHARGE TRANSFER  
AT DOWNWIND SURFACES OF SPACECRAFTS  
IN THE EARTH'S POLAR IONOSPHERE**

*V. A. Shuvalov, G. S. Kochubey, K. A. Bandel,  
A. I. Priymak*

We developed the procedure for physical modelling of the processes of high-voltage charging downwind surfaces of spacecraft structural elements using fast electrons in polar ionosphere in the Earth's shadow. The dependences of equilibrium potentials of downwind surfaces on a relation of concentration of fast electrons and positive ions in the near wake and in the undisturbed plasma are determined from the results of set and numerical tests the, satellite measurements.