

УДК 533.95

ПЕРЕНОС ЗАРЯДОВ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ НА ПОДВЕТРЕННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЫ

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

Институт технической механики НАНУ, 49005 Днепропетровск, Украина
E-mail: shuv@vash.dp.ua

Получены расчетно-экспериментальные зависимости равновесных потенциалов подветренных поверхностей от отношения концентраций быстрых электронов и положительных ионов при сверхзвуковом обтекании твердого тела разреженной плазмой.

Ключевые слова: плазма, твердое тело, сверхзвуковой поток, электроны, равновесный потенциал.

Введение. Электродинамическое взаимодействие твердого тела с полярной ионосферой в тени Земли является суперпозицией двух видов воздействия: облучения быстрыми электронами и обтекания “холодной” разреженной плазмой. При концентрации положительных ионов вблизи поверхности тела $N_{iw} \leq 10^4 \text{ см}^{-3}$ на диэлектрике накапливаются отрицательные заряды до напряжения 1 кВ [1]. Основная роль в зарядании поверхностей твердого тела в полярной ионосфере в тени Земли принадлежит быстрым электронам с энергией от 1 до 35 кэВ (захваченным в радиационных поясах и распространяющимся вдоль силовых линий магнитного поля по направлению к Земле) и положительным ионам “холодной” ионосферной плазмы. Наиболее опасны эффекты и последствия высоковольтного дифференциального зарядания для подветренных поверхностей протяженных и электродинамически больших тел ($R/\lambda_{ds} > 10$), а также для малых тел в ближнем следе за ними (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; $T_{es} \leq 0,3 \text{ эВ}$ — температура; N_{es} — концентрация электронов “холодной” плазмы).

При численном исследовании высоковольтного зарядания подветренных поверхностей твердого тела в полярной плазме решаются нелинейные интегродифференциальные уравнения Власова — Пуассона для случая сверхзвукового обтекания и уравнения баланса токов на облучаемой поверхности. Значения коэффициентов взаимодействия заряженных частиц с поверхностью для конкретного материала определяются экспериментально.

При экспериментальном исследовании высоковольтного зарядания необходимо воспроизведение распределения плотности токов в ближнем следе за телом при сверхзвуковом обтекании разреженной плазмой и синхронном облучении подветренных поверхностей быстрыми электронами с энергией от 1 до 35 кэВ [1]. Стенд, предназначенный для проведения таких исследований, должен сочетать характеристики плазменной газодинамической трубы и электродинамической установки. В замкнутом объеме такого стенда моделируются (или имитируются) условия зарядания диэлектрических тел в полярной плазме. Сложность проведения таких исследований обусловлена необходимостью одновременной реализации условий плазмогазодинамического и электрофизического взаимодействия в системе “твердое тело — плазма”. Точность и достоверность прогноза уровней зарядания

подветренных поверхностей тела определяются соответствием расчетных значений потенциалов тела данным ионосферных и стендовых измерений.

В ближнем следе за электродинамически большим твердым телом концентрация положительных ионов “холодной” плазмы N_{is} уменьшается на несколько порядков по сравнению с ее значением $N_{i\infty}$ в невозмущенной плазме при почти постоянной концентрации быстрых электронов N_{eh} . Это обстоятельство, а также неравномерное распределение плотности зарядов по сечению ближнего следа и на диэлектрической поверхности твердого тела создают условия для дифференциального заряжания подветренных поверхностей. При разности потенциалов, близкой к пороговым значениям пробойных потенциалов диэлектрических материалов либо равной им, высока вероятность возникновения радиационно-стимулированных пробоев, поверхностных электрических разрядов, образования каналов проводимости с выбросом плазмы твердого тела и электромагнитного излучения, т. е. разрушения материалов.

Параметры подобия и критериальные соотношения. Взаимодействие тел с разреженной плазмой в условиях сверхзвукового бесстолкновительного обтекания характеризует система кинетических уравнений Власова для каждого плазменного компонента 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 [2]: $S_{ei} = U_{\infty}/\sqrt{2kT_{es}/M_i}$ — отношение скорости движения твердого тела U_{∞} к скорости ионного звука $V_{is} = \sqrt{2kT_{es}/M_i}$ (M_i — масса иона); $R_{ds} = R/\lambda_{ds}$ — отношение характерного размера тела R к дебаевскому радиусу λ_{ds} невозмущенной плазмы; $\Phi_w = e\varphi_w/(kT_{es})$ — безразмерный потенциал тела ($\varphi_w = \varphi_0 - \varphi_p$ — потенциал тела φ_0 относительно потенциала плазмы φ_p); R/ρ_{α} — отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу заряженных частиц ($\rho_{\alpha} = M_{\alpha}V_{\alpha}c/(e_{\alpha}H)$; c — скорость света; V_{α} — скорость частицы; H — напряженность магнитного поля; $\alpha \equiv e, i$; индекс e соответствует электронам, i — ионам); $\xi_{ei} = T_{es}/T_{is}$ — степень неизотермичности плазмы (отношение электронной T_{es} и ионной T_{is} температур). В дополнение к перечисленным параметрам подобия иногда используется отношение $2e\varphi_w/(M_iU_{\infty}^2)$ или Φ_w/S_{ei}^2 .

Изучение электрофизического аспекта проблемы взаимодействия тел с полярной плазмой основано на подобию электрических и магнитных полей твердого тела при воздействии быстрых электронов. Электромагнитные процессы в твердом теле характеризует система уравнений Максвелла, из которой следуют пять параметров подобия [3]:

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

Здесь g — удельная проводимость материала; E, H — напряженность электрического и магнитного полей в материале; N_{eh}, V_{eh} — концентрация и скорость быстрых электронов; ε, μ — диэлектрическая и магнитная проницаемость материала; Λ — характерный размер материала; τ — характерное время процесса.

В полярной плазме в тени Земли равновесный потенциал на подветренной стороне диэлектрического твердого тела определяется из уравнения баланса токов быстрых электронов и заряженных частиц “холодной” разреженной плазмы:

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

Здесь $j_{e\beta}$ — плотность тока облучающих поверхность электронов ($\beta \equiv s, h$; индекс s соответствует “холодным” электронам, h — быстрым); 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 в полярной плазме $j_{eh} = 1 \div 10$ нА/см² [1]. В ближнем следе за телом плотность тока быстрых электронов остается практически постоянной [4]. Их энергия значительно превышает энергию ионов и электронов “холодной” плазмы ионосферы. 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 токов заряженных частиц на подветренной поверхности тела (2) записывается 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 σ_{eh} – коэффициент вторичной электронной эмиссии быстрых электронов; γ_i — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии.

Шесть параметров подобия плазмогазодинамического взаимодействия: S_{ei} , R_{ds} , Φ_w , R/ρ_i , R/ρ_e , ξ_{ei} , параметр геометрического моделирования $\beta = R_M/R_{el}$ (R_M , R_{el} — характерный размер модели и элемента конструкции соответственно), число Кнудсена $Kn = \lambda_{ii}/R$ (λ_{ii} — средняя длина свободного пробега для ион-ионных столкновений) и пять параметров подобия электрофизического взаимодействия (1) определяют требования к точности и чистоте физического эксперимента и позволяют сформулировать критериальные соотношения, устанавливающие связь между параметрами взаимодействия в системе твердое тело — плазма на стенде и в полярной плазме.

Масштабные коэффициенты, характеризующие плазмогазодинамическое взаимодействие для тел с характерным размером $R_{el} = 0,5$ м при $U_{\infty} \approx 7,5$ км/с на высоте от поверхности Земли $300 \div 1000$ км, принимают значения $3,3 \leq S_{ei} \leq 6,0$, $30 \leq R_{ds} \leq 210$, $T_{is}/T_{es} = 0,25 \div 1,00$, $R_{el}/\rho_{es} = 10 \div 15$.

Лабораторная плазма существенно неизотермична, поэтому при анализе результатов стендовых исследований сверхзвукового обтекания твердого тела целесообразно использовать температуру электронов $T_{es}^{(M)}$ потока “холодной” лабораторной плазмы. При заданном отношении температур $T_{es}^{(M)}/T_{es}^{(H)} = \xi_{es}$, используя масштабные коэффициенты R_{ds} , S_{ei} и R/ρ_{es} , получим критериальные соотношения для концентрации заряженных частиц, массовой скорости потока и напряженности внешнего магнитного поля:

$$\frac{N_{es}^{(M)}}{N_{es}^{(H)}} = \xi_{es}\beta^{-2}, \quad \frac{U_{\infty}^{(M)}}{U_{\infty}^{(H)}} = \left(\frac{\xi_{es}}{b}\right)^{1/2}, \quad \frac{H^{(M)}}{H^{(H)}} \approx \frac{\xi_{es}^{1/2}}{\beta}. \quad (4)$$

Здесь индекс *m* характеризует параметры потока лабораторной плазмы; *n* — параметры ионосферной плазмы; $b = M_i^{(M)}/M_i^{(H)}$.

На высоте от 300 до 1000 км основным компонентом ионосферной плазмы являются ионы атомарного кислорода; с учетом параметров “холодной” ионосферной плазмы [1] из критериальных соотношений (4) при $\xi_{es} \geq 3$ следует $10^5 \text{ см}^{-3} \leq N_{is}^{(M)} \leq 10^7 \text{ см}^{-3}$, $U_{\infty}^{(M)} \geq 11,1$ км/с, $H^{(M)} \geq 2,4 \cdot 10^3$ А/м.

При условии адекватности процесса заряжания, накопления высоковольтного заряда и равенства скоростей (энергий) быстрых электронов, а также при использовании на стенде и в ионосфере идентичных диэлектрических материалов с учетом соотношений $j_{eh}^{(M)} \neq j_{eh}^{(H)}$, $N_{eh}^{(M)} \neq N_{eh}^{(H)}$ из параметров подобия (1) следуют критериальные соотношения для напряженности электрического и магнитного полей диэлектрика и характерного времени процесса заряжания:

$$E^{(H)} = \frac{N_{eh}^{(H)}}{N_{eh}^{(M)}} E^{(M)}, \quad H^{(H)} = \frac{N_{eh}^{(H)}}{N_{eh}^{(M)}} H^{(M)}, \quad \tau^{(M)} = \tau^{(H)}. \quad (5)$$

При воспроизведении на стенде условий электрофизического воздействия для идентичных диэлектрических материалов и достижения одной и той же напряженности электрического поля пробоя из (1) получим

$$j_{eh}^{(м)} = j_{eh}^{(н)}, \quad V_{eh}^{(м)} = V_{eh}^{(н)}, \quad N_{eh}^{(м)} = N_{eh}^{(н)}, \quad \tau^{(м)} = \tau^{(н)}, \quad H^{(м)} = H^{(н)}. \quad (6)$$

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

— для условий (5)

$$\frac{j_{eh}^{(м)}}{j_{eh}^{(н)}} = \frac{N_{eh}^{(м)}}{N_{eh}^{(н)}} = \frac{j_{iw}^{(м)}}{j_{iw}^{(н)}} = \zeta_{eh};$$

— для условий (6)

$$j_{iw}^{(м)} = j_{iw}^{(н)} \quad (\zeta_{eh} = 1).$$

Взаимодействие твердого тела со сверхзвуковым потоком разреженной плазмы. Движение в полярной ионосфере происходит со скоростью $V_{is} \ll U_\infty \ll V_{es}$ ($V_{\alpha s}$ — тепловая скорость заряженных частиц) в сильноразреженной среде, где длины свободных пробегов частиц значительно превышают характерный размер тела: $R \gg \lambda_\alpha$, а дебаевский радиус мал по сравнению с линейным размером тела: $\lambda_{ds} < R$. При таких условиях задача о структуре ближнего следа включает ряд малых параметров подобия: $S_e = U_\infty/V_{es}$, $S_i^{-1} = V_{is}/U_\infty$, $R_{ds}^{-1} = \lambda_{ds}/R$ и сводится к решению уравнения

$$\Delta\Phi = R_{ds}^2 \{n_{is}[\Phi(\mathbf{r})] - \exp[\Phi(\mathbf{r})]\} \quad (7)$$

с граничными условиями [5]

$$\Phi(\infty) = 0, \quad \Phi(R) = \Phi_w. \quad (8)$$

С учетом влияния электрического поля на движение ионов в системе координат, связанной с телом, для плотности потока ионов в ближнем следе за осесимметричным телом (сферой) могут быть использованы интегральные зависимости $n_{is}[\Phi(\mathbf{r})]$ из [6]. В следе за диском при $-\Phi_w \leq 3$ для n_{is} могут быть использованы интегральные зависимости (69) и (73) из работы [2]. Реальная форма тела оказывает влияние на распределение ионов в ближнем следе при $t \leq S_{ei}^{-2/3}$ ($t = z/(RS_{ei})$; z — осевая координата в ближнем следе за телом). В случае сферы при расчете n_{is} по формулам работы [2] реальная форма тела может быть учтена введением поправки на сферичность: $R_{eff} = R[1 + 0,5(R/z)^2]$.

При обтекании бесконечного цилиндра, ориентированного перпендикулярно вектору скорости набегающего потока, для плотности потоков ионов в ближнем следе могут быть использованы интегральные зависимости $n_{is}[\Phi(\mathbf{r})]$ из работы [6]. Переход от пластины к цилиндру может быть реализован введением эффективного радиуса $R_{eff} = R[1 + 0,5(R/z)^2]^{1/2}$.

Уравнение (7) с граничными условиями (8) решалось с использованием итерационной схемы работы [5].

При стендовом исследовании взаимодействия тел с “холодной” ионосферной плазмой наиболее сложной задачей является реализация режима обтекания тела радиусом $R \geq 0,5$ м на высоте $150 \div 1000$ км. Определенным преимуществом обладают газоразрядные ускорители с накаливаемым катодом, генерирующие потоки квазинейтральной плазмы с энергией заряженных частиц от 1 до 100 эВ и концентрацией в рабочей части струи $10^{16} \div 10^{17}$ м⁻³. Для диагностики, измерения и контроля параметров высокоскоростных

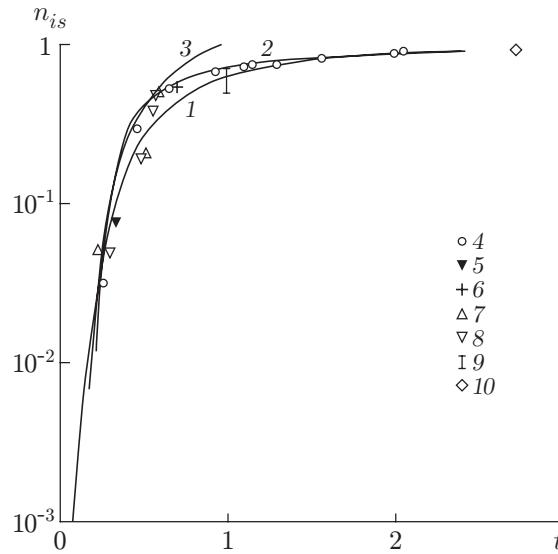


Рис. 1. Изменение нормированной плотности потока ионов на оси ближнего следа за сферой: 1 — решение уравнения (7) с зависимостью $n_{is}(\Phi)$ из [6] при $S_{ei} = 4,5$, $\xi_{ei} = 1$, $R_{ds} \approx 101$, $-\Phi_w = 3$; 2, 3 — результаты расчетов по формулам (69) и (73) из [2] при $\xi_{ei} = 4$ с поправкой на сферичность; 4 — результаты измерений данной работы при $S_{ei} = 4,3$, $\xi_{ei} \approx 4$, $R_{ds} \approx 117$, $-\Phi_w = 1,8$; 5–8 — результаты измерений [8] (5 — $S_{ei} = 8,83$, $R_{ds} \approx 14$, $-\Phi_w = 5$, $\xi_{ei} \geq 5$; 6 — $S_{ei} = 8,37$, $R_{ds} \approx 10$, $\Phi_w \approx 0$, $\xi_{ei} = 2$; 7 — $S_{ei} \approx 8,06$, $R_{ds} \approx 30$, $\Phi_w \approx 0$, $\xi_{ei} \geq 5$; 8 — $S_{ei} \approx 7,4$, $R_{ds} \approx 10$, $-\Phi_w \approx 1,0$, $\xi_{ei} \geq 5$); 9 — результаты измерений [2] в ионосфере ИСЗ “Ариэль-1” при $S_{ei} = 5$, $R_{ds} \approx 10$, $-\Phi_w \approx 6$, $\xi_{ei} \approx 1$; 10 — результаты измерений [9] в следе за сферой при $S_{ei} = 5,7$, $R_{ds} \approx 26$, $-\Phi_w \approx 3$, $\xi_{ei} = 1$

потоков неравновесной разреженной плазмы в данной работе использовались электрические зонды, зонд давления, масс-спектрометр МХ 7303, СВЧ-интерферометр, работающий на частоте 5,45 ГГц. Описание методики измерений и процедуры обработки выходных сигналов датчиков приведено в [7].

Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде в струях плазмы $O^+ + O_2^+$ 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 проведении исследований структуры ближнего следа за осесимметричным телом использовались проводящие и диэлектрические сферы и диски, изготовленные из меди, алюминия и оргстекла (полиметилметакрилата) радиусом от 10 до 30 мм. Изменение нормированной плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа $n_{is}(t) = I_i/I_{i\infty}$ (I_i — сила ионного тока в ближнем следе; $I_{i\infty}$ — невозмущенное значение силы тока в измеряемом сечении) при сверхзвуковом обтекании сферы с относительным радиусом $R/\lambda_{ds} > 10$ показано на рис. 1.

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. Возмущения определяются максимальным сечением тела в плоскости, ортогональной вектору скорости U_∞ . При $L \ll RS_{ei}$ любое тело вращения можно заменить диском [2].

Экспериментальные исследования распределения положительных ионов в ближнем следе за диском проводились для моделей из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т, алюминия и оргстекла радиусом 10 ÷ 25 мм и толщиной 1 ÷ 2 мм. Расчетные и экспериментальные зависимости $n_{is}(t)$ в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании диска приведены на рис. 2. В диапазоне $t \leq 0,5$ результаты измерений при $-\Phi_w \geq 10$ лучше согласуются со

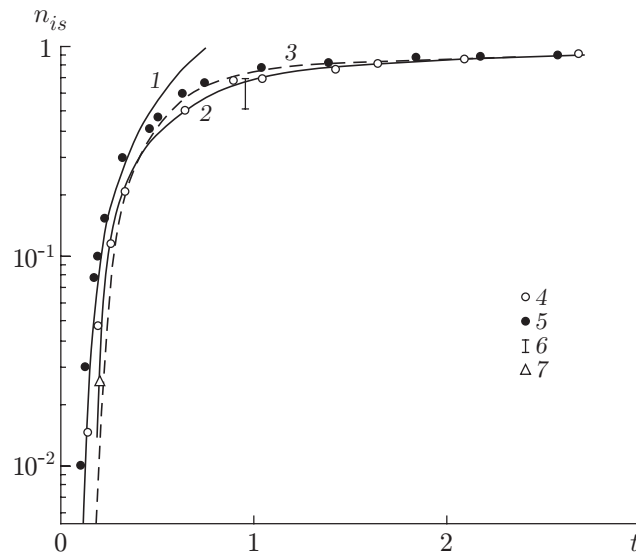


Рис. 2. Зависимость $n_{is}(t)$ на оси ближнего следа за диском:

1, 3 — результаты расчетов по формулам (69) и (73) из [2] при $S_{ei} = 3,1$, $\xi_{ei} = 4$; 2 — решение (7) с зависимостью $n_{is}(\Phi)$ из [6]; 4, 5 — результаты измерений данной работы при $S_{ei} \approx 3,1$, $R_{ds} \approx 101$, $\xi_{ei} \approx 4$ (4 — $-\Phi_w \approx 3,6$; 5 — $-\Phi_w \approx 11,2$); 6 — результаты измерений на ИСЗ “Ариэль-1” с пересчетом на след диска при $S_{ei} \approx 5$, $R_{ds} \approx 10$, $-\Phi_w \approx 6$, $t \approx 0,96$; 7 — результаты измерений [10] в следе за стеклянным диском при $S_{ei} \approx 3,5$, $R_{ds} \approx 75$, $-\Phi_w \approx 5$

значениями n_{is} , рассчитанными по формуле (73) из [2]. При $-\Phi_w < 10$ и $t \geq 0,25$ экспериментальные результаты данной работы и работы [9], а также ионосферные измерения на ИСЗ “Ариэль-1” ближе к расчетным значениям n_{is} , полученным в [6], и к значениям n_{is} , рассчитанным по формуле (69) из [2].

Распределение плотности потока ионов $n_{is}(t)$ на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела представлено на рис. 3,а. Угловое распределение плотности положительных ионов $n_{is}(\theta)/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$ в ближнем следе за плоским телом (цилиндр) в “холодной” ионосферной плазме показано на рис. 3,б (θ — угол между радиус-вектором точки и осью симметрии следа).

Сравнение результатов стендовых и ионосферных измерений свидетельствует о соответствии распределений плотности заряженных частиц “холодной” плазмы расчетным значениям и моделям ближнего следа, что, по сути, служит подтверждением точности плазмодинамического моделирования структуры ближнего следа при сверхзвуковом обтекании твердого тела “холодной” разреженной плазмой.

Высоковольтное зарядание подветренных поверхностей твердого тела быстрыми электронами в потоке разреженной плазмы. Неоднородность структуры поверхности тел в ионосфере на стенде реализована за счет использования пластин и дисков (алюминий, нержавеющая сталь, кварц) с диэлектрическим или металлическим покрытием. На одну из сторон пластины из 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 использовались пластины из углепластика ВПС-7В толщиной $\delta \approx 0,18$ см и терморационное покрытие ТР-СО-11 (слой эмали (оксид цинка) и слой метасиликата калия) толщиной $\delta \approx 0,12$ см, нанесенное на слой белой эмали АК-512 толщиной $\delta \approx 0,08$ см. Взаимодействие таких моделей с потоком плазмы более

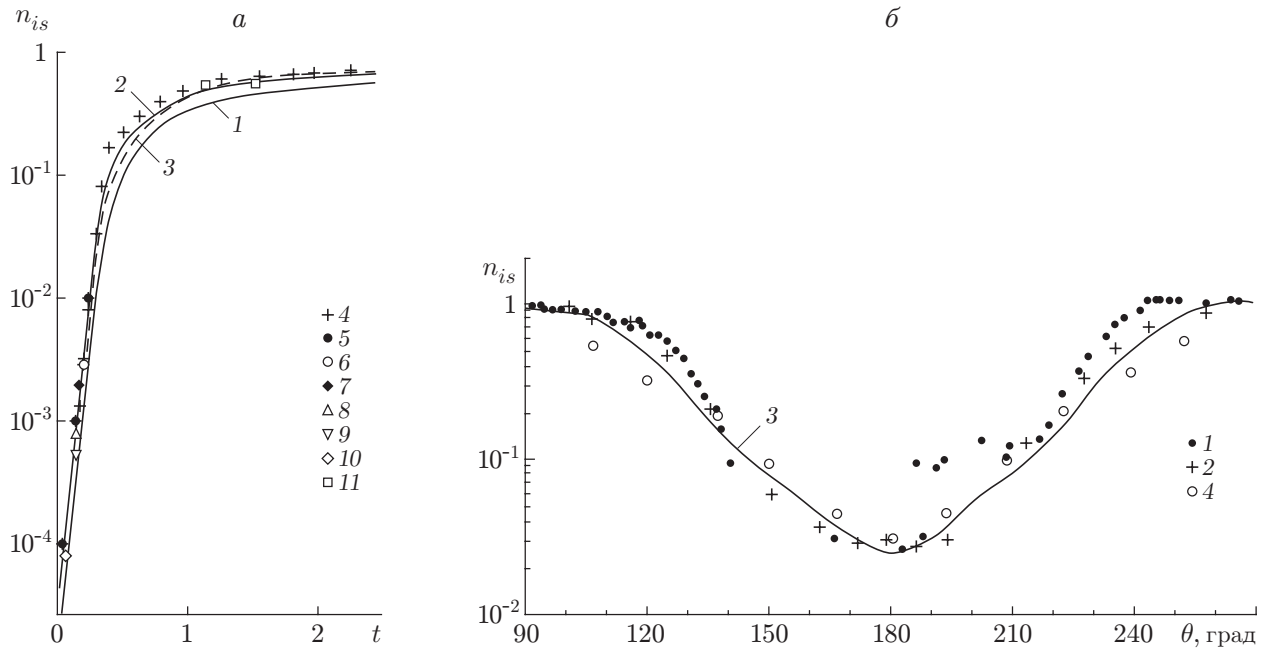


Рис. 3. Распределение плотности ионов в следе за плоским телом:

a — осевое распределение $n_{is}(t)$: 1, 2 — решения для дискретной модели [11] (1 — $\xi_{ei} = 1$; 2 — $\xi_{ei} = 4$); 3 — решение уравнения (7) с зависимостью $n_{is}(\Phi)$ из [6] при $S_{ei} \approx 4,1$, $R_{ds} \approx 126$, $-\Phi_w \approx 10$; 4 — результаты измерений данной работы при $S_{ei} \approx 4,1$, $R_{ds} \approx 127$, $-\Phi_w \approx 10,3$, $\xi_{ei} = 4$; 5, 6 — результаты расчетов [4] при $S_{ei} \approx 8$, $R_{ds} \approx 40$ (5 — $-\Phi_w \approx 0$; 6 — $-\Phi_w \approx 20$); 7–9 — результаты измерений [12] в ионосфере на ИСЗ “Explorer-C (AE-C)” при $5,9 \leq S_{ei} \leq 8,04$, $-\Phi_w \approx 10$ (7 — $R_{ds} \approx 116,3$; 8 — $R_{ds} \approx 135,7$; 9 — $R_{ds} \approx 162,5$); 10 — результаты измерений [13] в ионосфере на ИСЗ S3-2 при $S_{ei} \approx 8$, $R_{ds} \geq 45$, $-\Phi_w \approx 10$; 11 — результаты измерений [14] в следе за “Space Shuttle” при $S_{ei} \approx 3,35$, $R_{ds} \geq 2 \cdot 10^3$; *b* — угловое распределение плотности ионов $n_{is}(\theta)$ при $t = 0,192$: 1 — результаты измерений [12] на ИСЗ “Explorer-C (AE-C)” при $S_{ei} \approx 7,83$, $R_{ds} \approx 73,4$, $-\Phi_w \approx 8,8$, $\xi_{ei} = 1,14$; 2 — результаты измерений данной работы (след за цилиндром при $S_{ei} \approx 5,1$, $R_{ds} \approx 78$, $-\Phi_w \approx 6,7$, $\xi_{ei} = 4$); 3 — решение уравнения (7) с зависимостью $n_{is}(\Phi)$ из [6] при $S_{ei} \approx 5,1$, $R_{ds} \approx 80$, $-\Phi_w \approx 6,7$; 4 — модель дискретного обтекания [11]

соответствует реальной ситуации в ионосфере (например, панель солнечной батареи, антенна, полностью или частично покрытая диэлектриком), чем обтекание однородно заряженного проводящего тела. Схема эксперимента представлена на рис. 4.

На рис. 5 показана циклограмма процесса зарядания (накопления и нейтрализации зарядов) на подветренной поверхности изолированного тела (TP-CO-11). Облучение поверхностей моделей пучком высокоэнергетичных электронов осуществлялось через коллиматор, что позволило выделить узконаправленную часть пучка и облучать только исследуемые участки поверхности моделей. Для регистрации циклограмм применялась бортовая система бесконтактного измерения напряженности электрического поля зонд — заряд. На участках *B* и *C* циклограммы (рис. 5) потенциал на подветренной стороне при сверхзвуковом обтекании тела изменяется от значений $-\Phi_w \gg 10$ до значений $-\Phi_w < 10$. При этом изменяются режим собирания и распределение заряженных частиц “холодной” плазмы в ближнем следе за телом. Решение уравнения (7) данной работы с зависимостью $n_{is}(\Phi)$ из [6] при $-\Phi_w = 3, 30$ и $S_{ei} = 4,5$, $R_{ds} = 67$ свидетельствует о том, что с увеличением отрицательного потенциала на подветренной поверхности тела происходит “выметание” электронов “холодной” плазмы из области ближнего следа и резкое увеличение (на 2–3 порядка) концентрации положительных ионов. Поток положитель-

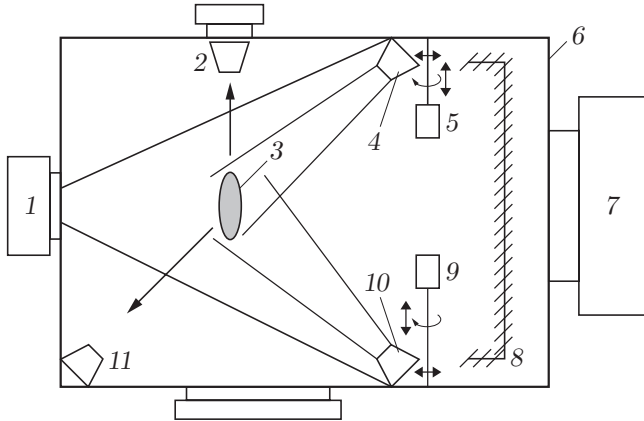


Рис. 4

Рис. 4. Схема эксперимента на плазмoeлектродинамическом стенде:

1 — генератор сверхзвуковых плазменных потоков; 2, 11 — антенны систем СВЧ-зондирования; 3 — твердое тело; 4 — источник быстрых электронов (электронная пушка, напряжение $0,1 \div 35,0$ кэВ); 5, 9 — системы контактной диагностики плазмы; 6 — вакуумная камера с рабочим объемом $3,5$ м³; 7 — система вакуумирования (скорость откачки ≈ 100 м³/с); 8 — криопанели (LN₂); 10 — источник ультрафиолетового излучения солнечного спектра в диапазоне $1150 \div 7000$ Å

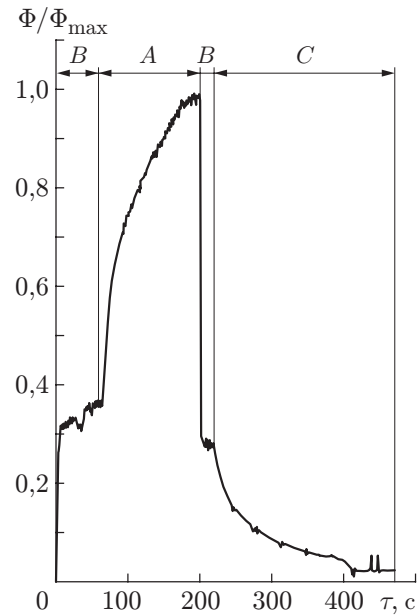


Рис. 5

Рис. 5. Циклограмма процесса зарядки твердого тела:

A — облучение подветренной поверхности электронами с энергией $W_{eh} = 5 \div 15$ кэВ ($j_{eh} \approx 10$ нА/см²) в отсутствие потока “холодной” плазмы; B — синхронное воздействие быстрых электронов и сверхзвуковой струи “холодной” плазмы; C — нейтрализация остаточного заряда сверхзвуковой струей “холодной” плазмы при $j_{eh} = 0$

ных ионов “холодной” плазмы на подветренную поверхность создают две группы ионов: $j_{iw} = j_{i\infty}^{(I)} + j_{i\Phi}^{(II)}$. Распределение ионов группы I определяется режимом сверхзвукового обтекания при $-\Phi_w < 10$; ионы группы II проникают в область ближнего следа за счет ускорения электрическим полем заряда $-\Phi_w \gg 10$, переносимого быстрыми электронами. Согласно оценкам работы [4] режиму обтекания тела при $-\Phi_w < 10$ соответствует значение параметра $\xi_{sh} = d_{sh}/R = 0,8\Phi_w^{3/4}/(S_{ei}^{1/2}R_{ds}) \ll 1$ (d_{sh} — толщина слоя пространственного заряда на фронтальной стороне пластины, диска), а режиму обтекания при $-\Phi_w \gg 10$ — значение $\xi_{sh} \geq 1$. Для изолированной двусторонней (металл — диэлектрик) модели (пластина, диск) режим “тонкого слоя” реализуется в отсутствие 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) плотность тока ионов “холодной” плазмы на подветренную поверхность тела определяется из условия $j_{i\infty}^{(I)}/j_{i\Phi}^{(II)} \ll 1$. Плотность тока на подветренную поверхность определяется в основном ионами группы II: $j_{iw} \approx j_{i\Phi}^{(II)}$. В этом случае плотность тока ионов может быть определена в рамках теории сбора тока электрическим зондом в разреженной плазме. При большом радиусе экранирующего слоя ($r_{sh}/R > \Phi_w^{1/2}/S_{ei}$

и $\Phi_w/S_{ei}^2 \gg 1$) плотность тока ионов на подветренную сторону равна плотности тока на зонд в неподвижной плазме.

В соответствии с теорией собирания ионного тока электрическими зондами выражение для плотности тока ионов на подветренную поверхность тела может быть представлено в виде

$$j_{iw} = eN_{iw}(kT_{es}/(2\pi M_i))^{1/2}i_i^+(\Phi_w, R_{ds}, T_{es}/T_{is}), \quad (9)$$

где i_i^+ — безразмерная сила ионного тока [7].

Неопределенность при вычислении N_{iw} по уравнению (9) может быть преодолена за счет использования зависимостей i_i^+ от $(r_p/\lambda_{ds})^2 i_i^+$. Для цилиндрического зонда

$$\left(\frac{r_p}{\lambda_{ds}}\right)^2 i_i^+ = 1,073 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \frac{r_p}{l_p} \left(\frac{e}{kT_{es}}\right)^{3/2} I_p^+(\Phi_w),$$

для сферического зонда

$$\left(\frac{r_p}{\lambda_{ds}}\right)^2 i_i^+ = 5,365 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \left(\frac{e}{kT_{es}}\right)^{3/2} I_p^+(\Phi_w)$$

(I_p^+ — сила тока, регистрируемого зондом; r_p, l_p — радиус и длина зонда соответственно).

Экспериментальные исследования высоковольтного заряжения подветренных поверхностей быстрыми электронами проводились в сверхзвуковых потоках разреженной плазмы $O^+ + O_2^+$ с концентрацией заряженных частиц $N_{i\infty} = 1,6 \cdot 10^5 \div 5,7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ при $T_{es} = 1,0 \div 1,7 \text{ эВ}$ и скорости $U_\infty \approx 8,4; 11,9 \text{ км/с}$. В качестве эталонных образцов использовались изолированная пластина из алюминия, одна сторона которой покрыта диэлектриком, и диск из плавленого кварца, одна сторона которого покрыта алюминиевой пленкой. Выбор в качестве эталонных образцов из алюминия обусловлен следующими обстоятельствами:

— значения измеренных в данной работе равновесных потенциалов φ_w^{Al} при $W_{eh} = 5, 8 \text{ кэВ}$ с погрешностью менее 1,5 % совпадают с данными работы [3] и в диапазоне значений энергии $W_{eh} = 1 \div 20 \text{ кэВ}$ соответствуют линейной зависимости;

— в диапазоне значений энергии $W_{eh} = 1 \div 20 \text{ кэВ}$ для алюминия и оксида алюминия (Al_2O_3) имеются хорошо согласующиеся данные о значениях и зависимостях коэффициентов вторичной электронной эмиссии $\sigma_{eh} = \sigma_{eh}(W_{eh})$ и вторичной ионно-электронной эмиссии γ_i для плазмы $O^+ + O_2^+$ [15];

— значения равновесного потенциала φ_w на участках A и B циклограммы заряжения (см. рис. 5) при одних и тех же условиях облучения образца быстрыми электронами и сверхзвукового обтекания “холодной” плазмой определяются эмиссионными процессами (значениями коэффициентов σ_{eh}, γ_i , плотностями токов ионов j_{iw} и быстрых электронов j_{eh}).

Сравнение циклограмм зарядно-разрядных процессов для алюминия и углепластика ВПС-7В свидетельствует о равенстве (с погрешностью менее 3 %) значений φ_w на участках A и B (см. рис. 5) в диапазоне значений энергии $W_{eh} = 5 \div 20 \text{ кэВ}$ при одних и тех же условиях эксперимента. Это свидетельствует об идентичности эмиссионных процессов, равенстве коэффициентов σ_{eh} и γ_i для одного и того же сорта ионов “холодной” плазмы и равенстве плотностей ионного тока на подветренную поверхность обтекаемого тела j_{iw} .

Для любого диэлектрика и каждого фиксированного значения $W_{eh}^{(1)}$ коэффициент вторичной электронной эмиссии σ_{eh}^{di} может быть определен по участку A циклограммы (см. рис. 5) с использованием линейной зависимости $\varphi_{Al}(W_{eh})$, условия $\varphi_{di}^{(A)}(W_{eh}^{(1)}) = \varphi_{Al}(W_{eh}^{(2)})$ и зависимости $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh})$ из [15]: $\sigma_{eh}^{di}(W_{eh}^{(1)}) = \sigma_{eh}^{Al}(W_{eh}^{(2)})$ и $\sigma_{eh}^{di} = \sigma_{eh}(W_{eh})$. Если для участка B циклограммы при фиксированных значениях параметров пучка быстрых электронов

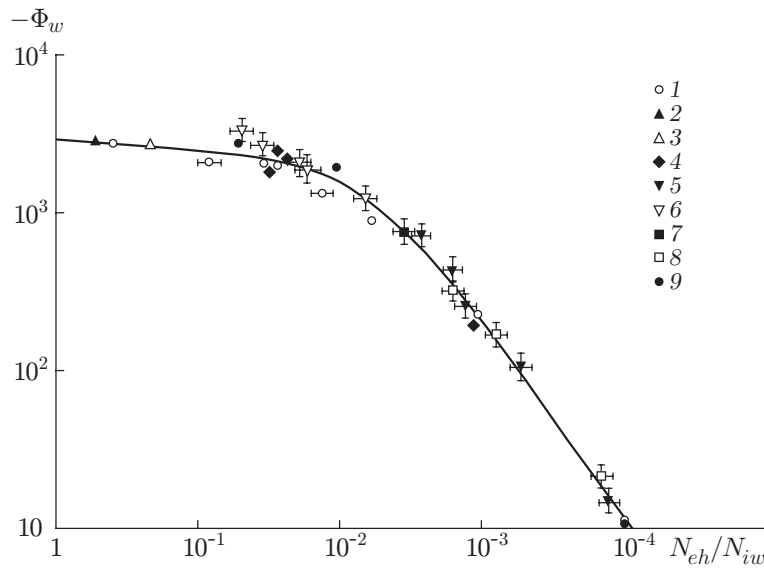


Рис. 6. Зависимость равновесного потенциала на подветренной поверхности твердого тела от отношения концентраций N_{eh}/N_{iw} :

1–3 — результаты ионосферных измерений [1] на спутниках F6, F7, F13 системы Defense Meteorological Satellite Program: 1, 2 — $W_{eh} \approx 4,2; 10,1; 14,4$ кэВ (1 — F6; 2 — F7); 3 — F13 при $W_{eh} \approx 2,99; 9,64; 31,3$ кэВ; 4–8 — результаты экспериментов данной работы при $W_{eh} \approx 5, 10, 15$ кэВ (4 — алюминий; 5 — ВПС-7В; 6 — ТР-СО-11; 7 — нержавеющая сталь; 8 — кварц); 9 — результаты расчетов [4] при $W_{eh} = 5$ кэВ

в одном и том же потоке “холодной” разреженной плазмы $\varphi_{Al}^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \neq \varphi_{di}^{(B)}(W_{eh}^{(1)})$, то подбором режима облучения диэлектрика высокоэнергетичными электронами в том же потоке “холодной” плазмы можно реализовать режим обтекания, когда $\varphi_{Al}^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \approx \varphi_{di}^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$ и как следствие $j_{iw}^{Al} \approx j_{iw}^{di}$. Для алюминия значение j_{iw}^{Al} можно оценить по уравнению (3). Используя условие $j_{iw}^{Al} \approx j_{iw}^{di}$, по уравнению (3) можно оценить коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии γ_i^{di} для потока ионов с энергией, приближенно равной $e\varphi_{di}^{(B)}$. Такая процедура применялась для покрытия ТР-СО-11.

В качестве фронтальной и подветренной поверхностей в экспериментах поочередно использовались алюминий и углепластик ВПС-7В, алюминий и покрытие ТР-СО-11, нержавеющая сталь и ВПС-7В, алюминий и кварц. На подветренной поверхности модели устанавливался отрицательный равновесный потенциал $-\varphi_w > 200$ В, при этом на фронтальной поверхности $\varphi_f \ll \varphi_w$. При $3,1 \leq S_{ei} \leq 4,5$, $14 \leq R/\lambda_{ds} \leq 35$ и $1,0 \text{ эВ} \leq T_{es} \leq 1,7 \text{ эВ}$ в ближнем следе за телом реализован режим “толстого” слоя.

На рис. 6 представлена зависимость равновесного потенциала $-\Phi_w$ на подветренной поверхности твердого тела от отношения концентраций быстрых электронов и положительных ионов на подветренной поверхности N_{eh}/N_{iw} . Предельное значение $N_{eh}/N_{iw} \approx 10^{-4}$ соответствует численным оценкам уровня заряжения микроспутника в следе за плоским телом в полярной плазме [4].

Заключение. Разработана процедура моделирования процессов высоковольтного заряжения поверхностей твердого тела быстрыми электронами в полярной плазме ионосферы. Полученные зависимости $-\Phi_w = \Phi_w(N_{eh}/N_{iw})$ позволяют прогнозировать уровни заряжения подветренных поверхностей твердого тела в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **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. V. 90, N A11. P. 11009–11023.
2. **Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В.** Ионосферная аэродинамика // *Успехи физ. наук.* 1969. Т. 99, № 1. С. 3–49.
3. **Антонов В. М.** Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов / В. М. Антонов, А. Г. Пономаренко. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1992.
4. **Wang J., Lenng P., Garrett A., Murphy G.** Multibody-plasma interactions: charging in the wake // *J. Spacecraft Rockets.* 1994. V. 31, N 5. P. 889–894.
5. **Шувалов В. А., Зельдина Э. А.** Структура электростатического поля в следе за сферой в потоке равновесной разреженной плазмы // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1976. Т. 16, № 4. С. 603–607.
6. **Liu V. C.** Ionospheric gas dynamics of satellite and diagnostic probe // *Space Sci. Rev.* 1969. V. 9. P. 423–490.
7. **Шувалов В. А., Кочубей Г. С., Приймак А. И. и др.** Контактная диагностика высокоскоростных потоков разреженной плазмы // *Теплофизика высоких температур.* 2005. Т. 43, № 3. С. 343–351.
8. **Бронштейн И. М.** Вторичная электронная эмиссия / И. М. Бронштейн, Б. С. Фрайман. М.: Наука, 1969.
9. **Fournier G., Pigache D.** Wakes in collisionless plasma // *Phys. Fluids.* 1975. V. 18, N 11. P. 1443–1453.
10. **Kozima H., Yamada K., Nakasima K.** The self-similarity and the non-neutrality of near-wakes in two-dimensional geometry // *Phys. Fluids B.* 1989. V. 1, N 4. P. 719–724.
11. **Гуревич А. В., Смирнова В. В.** Обтекание плоских тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1970. Т. 10, № 3. С. 402–407.
12. **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. V. 84, N A2. P. 513–525.
13. **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. V. 86, N A13. P. 11161–11166.
14. **Murphy G. B., Reasoner D. L., Tribble A., et al.** The plasma wake of the Shuttle orbiter // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94, N A6. P. 6866–6872.
15. **Носачев Л. В., Скворцов В. В.** Исследование распределения ионного тока в следе за цилиндрическими и сферическими телами в потоках аргоновой и азотной плазмы // *Учен. зап. ЦАГИ.* 1970. Т. 1, № 5. С. 39–44.

Поступила в редакцию 6/III 2007 г.