

УДК 533.27

В. А. Шувалов, Г. С. Кочубей, А. И. Приймак, В. В. Губин, Н. П. Резниченко

Институт технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

Моделирование радиационной электризации подветренных поверхностей космических аппаратов на полярной орбите в ионосфере Земли

Надійшла до редакції 19.03.01

Розроблено методологію фізичного моделювання радіаційної електризації підвітряних поверхонь елементів конструкції космічних апаратів авроральними електронами при надзвуковому обтіканні їх іоносферною плазмою на низьких та середніх висотах. За результатами стендових, чисельних експериментів та натурних вимірювань визначено рівні зарядження, величини рівноважних потенціалів в залежності від співвідношення концентрацій високоенергійних електронів та позитивних іонів у близькому сліді за тілом і у незбуреній плазмі.

На полярной орбите в околоземной плазме условия функционирования космических аппаратов (КА) существенно отличаются от взаимодействия их с окружающей средой на экваториальной, геостационарной и высокоэллиптической орбитах. В области полярного каспа в отличие от экваториальных широт КА испытывают воздействие высокоэнергичных авроральных электронов с температурой $T_{eh} \geq 3$ кэВ, захваченных в радиационных поясах и распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля к Земле (рис. 1) [40]. На низких и средних высотах в отличие от геостационарной и высокоэллиптической орбит зарядно-разрядные процессы, накопление и нейтрализация зарядов на диэлектрических поверхностях КА протекают в условиях сверхзвукового обтекания элементов конструкций и систем аппарата ионосферной плазмой, когда $V_{is} \ll U_{\infty} \ll V_{es}$ и $R_{КА} \gg \lambda_{ds}$ (здесь $U_{\infty} \approx 7.5$ км/с — орбитальная скорость КА, V_{is} , V_{es} — тепловые скорости ионов и электронов «холодной» плазмы, $R_{КА}$ — характерный размер элемента конструкции КА, λ_{ds} — дебаевский радиус невозмущенной плазмы).

Зарядание малых спутников DMSP F6 и F7 (Defense Meteorological Satellite Program) на поляр-

ной орбите в авроральной плазме на высоте $h = 840$ км с наклоном орбиты $\theta_H = 99^\circ$ и спутника F13 ($h = 840$ км, $40^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$) до потенциалов

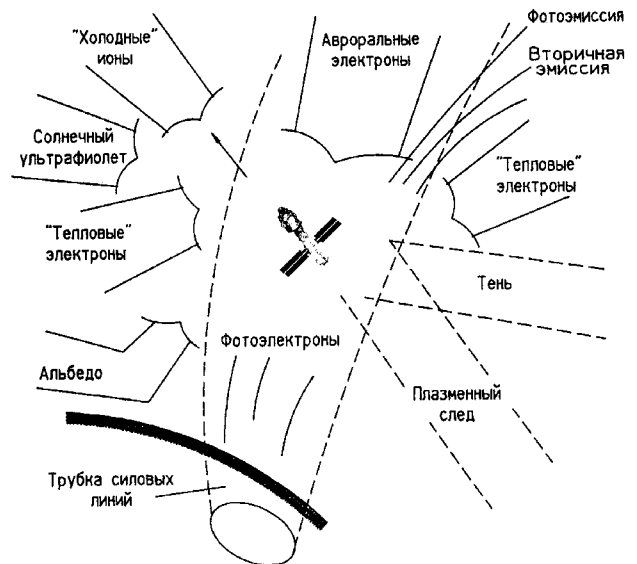


Рис. 1. Взаимодействие КА с авроральной плазмой на полярной орбите

–462 и –459 В наблюдалось при следующих условиях функционирования КА [29, 33]:

- ночная сторона (в тени Земли),
- концентрация ионов холодной плазмы $n_{is} < 10^4 \text{ см}^{-3}$,
- интегральный поток высокоэнергичных авроральных электронов на три порядка превышал максимальный поток ионов $n_{i\infty}$.

Поверхность спутников покрыта многослойным теплозащитным материалом, верхний слой которого — тефлон, а нижняя сторона, обращенная к раме платформы, алюминизирована.

В работе [37] развита приближенная теория переноса зарядов на подветренную поверхность в ближнем следе электродинамически большого ($R \gg \lambda_{ds}$) диэлектрического тела при сверхзвуковом обтекании его авроральной разреженной плазмой. В основу механизма заряжания положен барьерный эффект, индуцированный ближним следом.

Результаты численного моделирования процессов заряжания и собирания тока микроспутником в ближнем следе большого ($R/\lambda_{ds} \approx 40$) заряженного ($-\Phi_w \gg 10$) плоского тела представлены в работе [56]. Моделировались условия заряжания в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании пластины на полярной орбите ($h \approx 300 \text{ км}$).

В работе [31] экспериментально исследована структура электростатического поля и собирание ионного тока малым электродом, заряженным от –1 до –7 кВ, в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании большого ($R/\lambda_{ds} \approx 75$) слабо заряженного ($-\Phi_w \leq 1$) диска.

Физическое моделирование и экспериментальное исследование особенностей, процессов радиационной электризации элементов конструкций и фрагментов КА в условиях сверхзвукового обтекания их потоком разреженной плазмы в лабораторных условиях практически не проводилось. Трудности физического моделирования радиационной электризации КА в авроральной плазме сопряжены с необходимостью моделирования структуры сверхзвукового обтекания тела при синхронном облучении его диэлектрических поверхностей потоками высокоэнергичных ($T_{eh} \geq 3 \text{ кэВ}$) электронов и электромагнитного излучения солнечного спектра. Речь идет о специализированной установке, сочетающей свойства плазменной аэродинамической трубы и электродинамического стенда, в замкнутом объеме которого моделируются условия радиационной электризации КА на полярной орбите. Сложность проведения таких исследований обусловлена необходимостью реализации условий, удовлетворяющих одновременно требованиям плазмодинамического и

электрофизического моделирования.

Плазмодинамический аспект моделирования электрорадиационного воздействия окружающей среды на КА основан на подобии взаимодействия в системе «КА—плазма» для реального тела и модели. Плазмодинамическое взаимодействие характеризуют шесть параметров подобия [3]

$$L_1 = S_{ei} = \frac{U_\infty}{\sqrt{2kT_e/M_i}},$$

$$L_2 = R_d = \frac{R}{\lambda_d}, \quad L_3 = \Phi_w = \frac{e\varphi_w}{kT_e}, \quad (1)$$

$$L_4 = \frac{T_e}{T_i}, \quad L_5 = \frac{R}{\rho_i}, \quad L_6 = \frac{R}{\rho_e},$$

где U_∞ — скорость движения тела, $T_{e,i}$ — температура электронов и ионов, M_i — масса ионов, R — характерный размер тела, λ_d — дебаевский радиус невозмущенной плазмы, e — заряд электрона, φ_w — потенциал поверхности тела, $\rho_{i,e}$ — ларморовский радиус ионов и электронов.

Электрофизический аспект проблемы электрорадиационного взаимодействия основан на подобии электрических и магнитных полей в диэлектрических материалах наружных поверхностей КА при воздействии на них частиц «горячей» плазмы, его характеризуют пять параметров подобия [4]:

$$\Pi_1 = \frac{gE}{n_{eh}V_{eh}}, \quad \Pi_2 = \frac{\varepsilon E}{n_{eh}V_{eh}\tau},$$

$$\Pi_3 = \frac{n_{eh}\Lambda_{eh}}{\varepsilon E}, \quad \Pi_4 = \frac{H}{n_{eh}V_{eh}\Lambda_{eh}}, \quad (2)$$

$$\Pi_5 = \frac{\tau E}{\mu \Lambda_{eh}H},$$

где Λ_{eh} — длина пробега заряженных частиц в материале, τ — характерное время процесса, g — удельная проводимость материала, E и H — напряженности электрического и магнитного полей в материале, n_{eh} и V_{eh} — концентрация и скорость «сторонних» заряженных частиц, внесенных в диэлектрик [11].

Шесть параметров подобия плазмодинамического взаимодействия (1), параметр геометрического моделирования $\beta_M = R_M/R_{KA}$ (R_M — характерный размер модели), число Кнудсена $Kn = \lambda_{ii}/R$ (λ_{ii} — средняя длина свободного пробега для ион-ионных столкновений) и пять параметров электрофизического подобия (2) определяют требования к точности и чистоте физического модельного эксперимента и позволяют сформулировать критериальные

соотношения, устанавливающие связь между параметрами взаимодействия в системе «КА—плазма» в модельном эксперименте и в натуральных условиях на орбите [23, 27].

При условии адекватности процесса накопления заряда, достижении одного и того же значения пробивного электрического поля и использовании на стенде идентичных реальных материалов и покрытий элементов конструкций КА ($g_M = g$, $\epsilon_M = \epsilon$, $\mu_M = \mu$, $\Lambda_M = \Lambda$) из (2) следуют соотношения

$$V_{eh} n_{eh} = V_{eh}^{(M)} n_{eh}^{(M)}, \quad W_{eh} = W_{eh}^{(M)} \quad (3)$$

для плотности тока и энергии высокоэнергичных электронов.

В авроральной зоне на ночной стороне в тени Земли, когда током фотоэлектронов можно пренебречь, равновесный потенциал диэлектрика на подветренной стороне элемента поверхности КА, микроспутника или скафандра космонавта в ближнем следе за КА определяется из баланса потоков высокоэнергичных авроральных электронов и заряженных частиц «холодной» ионосферной плазмы:

$$\sum j_{\alpha}(\varphi_w) = j_{e\alpha} - (j_{is} + j_{a_{e\alpha}} + j_{b_{e\alpha}} + j_{ie}) = 0, \quad (4)$$

где $j_{e\alpha}$ — плотность потока облучающих поверхность электронов ($\alpha = s, h$, индекс s относится к медленным «холодным», h — к высокоэнергичным, авроральным электронам), j_{is} — плотность потока «холодных» ионов, $j_{a_{e\alpha}}$ — плотность потока вторичных электронов, $j_{b_{e\alpha}}$ — плотность потока обратно рассеянных электронов, j_{ie} — плотность тока ионно-электронной эмиссии.

При электрорадиационном воздействии авроральной плазмы основная доля тока на поверхность КА переносится электронами с энергией $1 \leq W_{eh} \leq 30$ кэВ. Плотность тока авроральных электронов на полярной орбите $j_{eh} \approx 1 \dots 10$ нА/см² [33, 29]. В ближнем следе за КА плотность авроральных электронов остается практически постоянной ($j_{eh} = \text{const}$) [56]. Их энергия значительно превосходит энергию ионов и электронов «холодной» ионосферной плазмы. Наличие в следе за КА «горячих» электронов приводит к выметанию «холодных» электронов. Они почти полностью исключаются из высоковольтной области ближнего следа.

Собирание «холодных» электронов $j_{es} = en_{es}(\sqrt{kT_{es}/2\pi m_e}) \exp(e\varphi_w/kT_{es})$ отрицательно заряженным КА ($-\Phi_w \gg 10$) пренебрежимо мало.

Радиационная электризация КА на полярной орбите в тени Земли и высоковольтная зарядка микроспутников, подветренных диэлектрических по-

верхностей в ближнем следе за телом происходит при сверхзвуковом обтекании в среде, обедненной положительными ионами и электронами «холодной» плазмы. Уравнение баланса потока заряженных частиц для элемента поверхности на подветренной стороне в ближнем следе за телом имеет вид

$$\sum j_{\alpha}(\varphi_w) = (1 - \sigma_{eh}) en_{eh} \sqrt{\frac{kT_{eh}}{2\pi m_e}} \exp\left(\frac{e\varphi_w}{kT_{eh}}\right) - (1 + \gamma_i) j_{iw} = 0, \quad (5)$$

где σ_{eh} — коэффициент вторичной электронной эмиссии «горячих» авроральных электронов, γ_i — коэффициент вторичной ионно-электронной эмиссии, j_{iw} — плотность ионного тока.

Физическое моделирование радиационной электризации в ближнем следе за КА на полярной орбите в тени Земли сводится к воспроизведению в стендовых условиях (при использовании образцов или фрагментов элементов конструкций из идентичных реальных диэлектрических материалов и покрытий) натуральных значений диапазона энергии и плотности тока авроральных электронов, ионного тока и тока вторичной ионно-электронной эмиссии.

Экспериментальные исследования проводились на плазмодинамическом стенде, системы которого позволяют моделировать и имитировать режимы движения, условия сверхзвукового обтекания КА ионосферной плазмой на высотах от 150 до 1000 км и воздействие комплекса факторов космического пространства, включая авроральные электроны с энергиями в диапазоне от 0.1 до 35 кэВ. Схема стенда показана на рис. 2, а. Применение в качестве рабочего тела газов с молекулярной массой от 2 до 131 позволяет при различных режимах работы источника с саморазгоном плазмы моделировать обтекание КА с помощью стационарных высокоскоростных потоков ионизированного газа с минимальными градиентами плотности в осевом и радиальном направлениях рабочей части струи с широким диапазоном значений параметров: $U_{\infty} \approx 4.5 \dots 80$ км/с, $n_{\infty} = 10^{10} \dots 10^{17}$ м⁻³, $T_{es} = 1.0 \dots 4.0$ эВ, $T_{is}/T_{es} = 0.1 \dots 0.3$, $2.1 \leq U_{\infty} / \sqrt{2k T_{es}/M_i} \leq 15.6$. Здесь U_{∞} , n_{∞} — массовая скорость и концентрация заряженных частиц невозмущенного плазменного потока, T_{is} , M_i — температура и масса ионов.

Для регистрации электромагнитного излучения, сопровождающего разрядные процессы на поверхности диэлектрика плазмодинамический стенд с рабочей камерой диаметром 1.2 м и длиной 3.5 м оснащен измерительными СВЧ-установками диапазона от 3 до 40 ГГц, электронной пушкой с

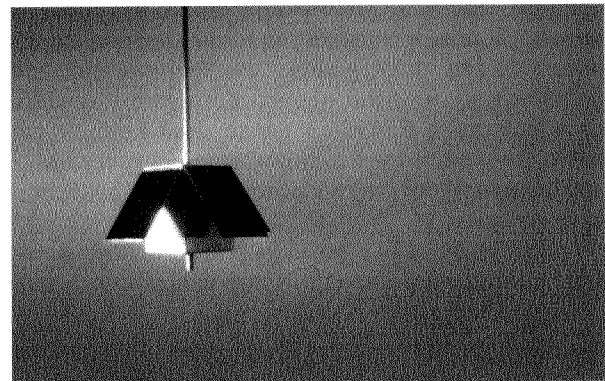
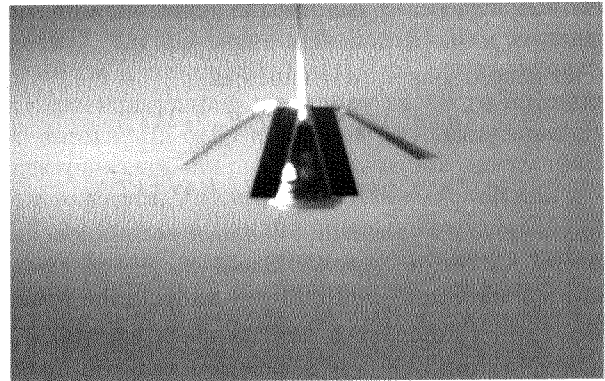
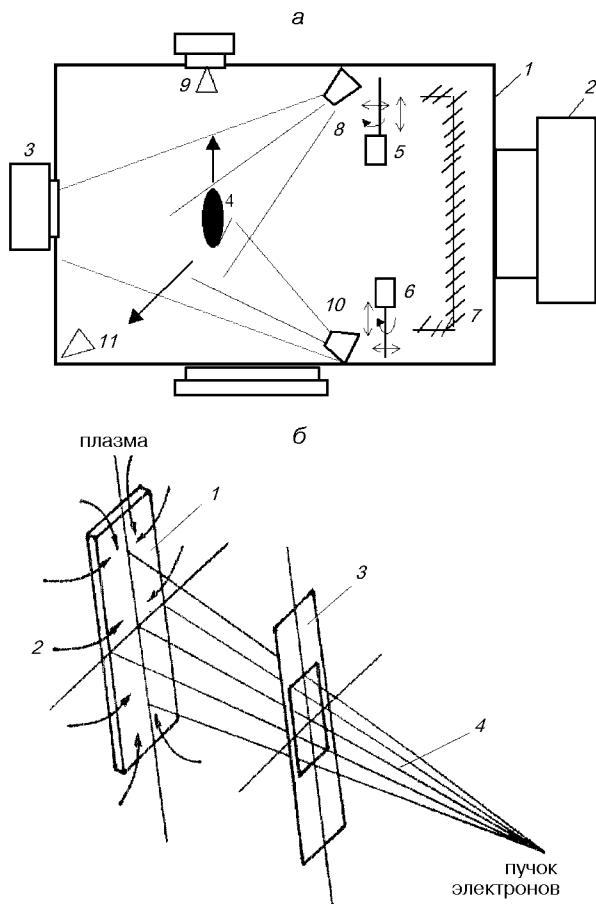


Рис. 2. Схема плазмодинамического стенда (а): 1 — вакуумная камера, 2 — система откачки, 3 — генератор сверхзвуковых плазменных потоков, 4 — модель элемента конструкции космического аппарата, 5, 6 — системы диагностики, 7 — криопанели (LN₂), 8 — электронная пушка, 9, 11 — антенны СВЧ — систем, 10 — источник ультрафиолетового излучения и схема облучения модели элемента конструкции КА (б): 1 — модель, 2 — сверхзвуковой поток разреженной плазмы, 3 — коллиматор, 4 — пучок высокоэнергетичных электронов

Рис. 3. Картина обтекания модели КА «Попередженя» (а) и «Микроспутник» (б) сверхзвуковым потоком разреженной плазмы (масштаб 1:30)

энергией частиц в диапазоне от 0.1 до 35 кэВ и плотностью потока высокоэнергичных электронов от 0.01 до 100 нА/см², источником электромагнитного излучения солнечного спектра с λ , от 115 до 700 нм при плотности потока от 0.01 до 0.1 Вт/см². При скорости откачки около 100 м³/с в камере стенда в рабочих условиях реализуется разрежение до 10⁻⁴ Па. Картину обтекания моделей КА «Попередженя» и «Микроспутник» (масштаб 1:30) сверхзвуковым потоком разреженной плазмы N₂⁺ иллюстрируют рис. 3, а и б соответственно.

В экспериментах по ионосферной газодинамике при исследовании сверхзвукового обтекания тел

существенное значение для структуры ближнего следа, распределения заряженных частиц имеет наличие в рабочей камере медленных ионов, образующихся в результате перезарядки высокоскоростных ионов потока плазмы на остаточном газе. Эти ионы играют роль фона для основного потока и могут значительно изменять структуру возмущенной зоны около тела, если их концентрация соизмерима с концентрацией быстрых ионов потока. Качество моделирования при исследовании структуры следа за телом в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы характеризуется отношением $n_f/n_{i\infty}$, где n_f — концентрация медленных ионов.

Концентрация n_i пропорциональна давлению газа в рабочей камере. В работе [45] для оценки минимальных и максимальных значений $n_i/n_{i\infty}$ предложено использовать соотношения

$$(n_i/n_{i\infty})_{\min} = \pi p_n Q_{\alpha}^+ R_{\Pi} / (2kT_n) \quad (6)$$

и

$$(n_i/n_{i\infty})_{\max} = p_n S_n Q_{\alpha}^+ R_{\Pi} / (4\sqrt{\pi} kT_n), \quad (7)$$

полученные из уравнения баланса возникновения и потерь частиц в потоке. Здесь p_n — давление в рабочей камере, $S_n = U_{\infty} / V_n$ — скоростное отношение, T_n — температура нейтральных частиц, R_{Π} — радиус потока, Q_{α}^+ — дифференциальное сечение перезарядки ионов потока плазмы на остаточном газе.

С другой стороны, в работе [18] в качестве верхнего предела возможной концентрации медленных ионов в невозмущенном потоке принята концентрация электронов, измеренная по электронному току на зонд непосредственно у поверхности пластины в ближнем следе, или концентрация ионов, собираемых изолированной пластиной, экранированной от непосредственного воздействия струи плазмы.

В работах [6, 14] с помощью модифицированного многоэлектродного зонда, ориентированного параллельно вектору скорости потока $n_{i\infty} \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, установлено, что средняя энергия медленных ионов примерно равна средней энергии электронов, а их концентрация при давлении в вакуумной камере ниже $6.5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$ составляет менее 10% от концентрации быстрых ионов. Эта величина принята в работе [6] в качестве допустимой при проведении экспериментов по ионосферной газодинамике. Установлено также, что концентрация медленных ионов убывает вдоль оси потока.

В работе [44] при $n_{i\infty} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ в качестве предельного значения для давления в рабочей камере принято $3.3 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$ и $n_i/n_{i\infty} \leq 0.3$. Значение концентрации медленных ионов в плазменных газодинамических трубах в зависимости от давления в вакуумной камере приведены на рис. 4. Точки 1 характеризуют условия в камере работы [18], 2 — в плазменной газодинамической трубе ONERA [44], 3, 4 — значения, измеренные по электронному и ионному токам в ближнем следе за телом в работе [15], точки 5 соответствуют работе [6], 6, 7 — максимально возможные значения концентрации медленных ионов, измеренные по электронному и ионному току и вычисленные по (6) для $n_{i\infty}$, равной $7 \cdot 10^9$ и $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (азот) на плазмагазодинамическом стенде данной работы.

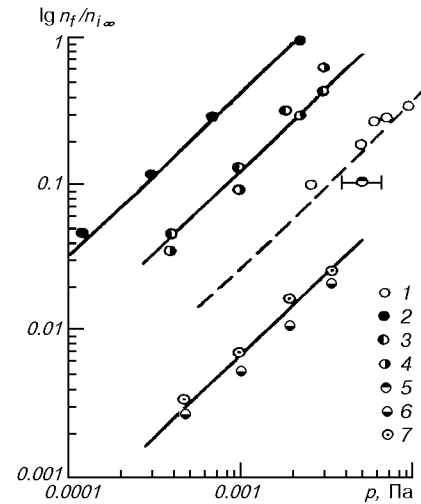


Рис. 4. Концентрации медленных ионов в плазменных газодинамических трубах (обозначения см. в тексте)

Для оценки $n_i/n_{i\infty}$ по (6) и (7) использовались значения параметров тяжелых частиц, измеренные в [24]. По данным рис. 4 при исследовании структуры ближнего следа в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы рабочий диапазон $n_i/n_{i\infty} \leq 0.1$ определен значениями давлений в рабочей камере ниже 0.001 Па [23].

Точность моделирования при исследовании структуры возмущенной зоны около КА в ионосфере в значительной мере характеризуется также расходимостью потока плазмы на стенде. Это означает не только угол расходимости потока плазмы в целом, но и расходимость области взаимодействия размером $(R + \lambda_d)/X$ (X — расстояние между телом и источником плазмы). Способность моделировать режим обтекания большого тела ($R/\lambda_d \geq 10^2$) характеризует отношение X/λ_d (λ_d определен на уровне тела) [32].

При исследовании структуры ближнего следа за телом в потоках синтезированной плазменными ускорителями плазмы необходима проверка подобия структуры возмущенной зоны. Теоретическое существование подобия установлено в работах [2, 3], экспериментально — в [16]. Тем не менее на стенде существенное влияние имеет геометрия используемого потока и условия на поверхности тела. Поэтому для проверки подобия структуры возмущенной зоны измерения проводят в сечении струи радиуса $R \leq 0.3R_{\Pi}$ с равномерным распределением параметров и минимальными градиентами по потоку [21, 41].

При сверхзвуковом обтекании диэлектрического тела бесстолкновительной немагнитной плазмой на подветренной поверхности формируется отрицательный равновесный потенциал Φ_w , величина которого в значительной степени определяется параметрами S_{ei} и R_{d_s} и достигает значений $\Phi_w^{\max} \approx \approx 15$ [43].

Номинальные значения этих масштабных коэффициентов при среднем уровне солнечной активности, вычисленные для элементов конструкций с характерным размером $R_M = 0.5$ м и $U_\infty = 7.5$ км/с на высотах от 300 до 1000 км лежат в пределах $3.3 \leq S_{ei} \leq 6.0$, $30 \leq R/\lambda_{d_s} \leq 208$ [23].

Лабораторная плазма существенно неизотермична. Поэтому на практике при физическом моделировании режима и условий сверхзвукового обтекания элементов конструкций КА в ионосфере целесообразно ориентироваться на температуру электронов $T_{es}^{(M)}$ потока «холодной» плазмы, генерируемой в лабораторных условиях. При заданном отношении температур электронов $T_{es}^{(M)}/T_{es} = \xi_M$ масштабный коэффициент R_{d_s} позволяет получить соотношение для концентрации заряженных частиц:

$$n_{i_\infty}^{(M)}/n_{i_\infty} = \xi_M, \quad (8)$$

а масштабный коэффициент $S_{ei} = U_\infty/\sqrt{2kT_{es}}/M_i$ при $M_i^{(M)}/M_i = b_M$ — соотношение для массовой скорости потока «холодной» плазмы:

$$U_\infty^{(M)}/U_\infty = (\xi_M/b_M)^{0.5}. \quad (9)$$

Основным компонентом ионосферной плазмы на высотах от 300 до 1000 км являются ионы атомарного кислорода. Сравнительный анализ потенциалов ионизации, коэффициентов вторичной ионно-электронной эмиссии положительных ионов различных газов на поверхностях большинства материалов свидетельствует о том, что по значениям этих параметров к ионам атомарного кислорода и смеси $O_2^+ + O^+$ наиболее близки значения γ_i ионов смеси $N_2^+ + N^+$ [1, 10, 12, 35].

С учетом номинальных значений параметров ионосферной плазмы на высотах h от 300 до 1000 км при среднем уровне солнечной активности [23], критериальных соотношений (7), (8) при $\xi_M \geq 5$ для ионов N_2^+ ($b_M = 1.75$) следует, что $n_{i_\infty}^{(M)}$ изменяется от 10^5 до 10^7 см $^{-3}$, а $U_\infty^{(M)} \geq 12.7$ км.

При сверхзвуковом обтекании тел, покрытых диэлектриком, наблюдается неравномерное распределение равновесного потенциала по поверхности. Поэтому для реализации в физическом эксперименте неоднородной структуры поверхности в каче-

стве модели элемента конструкции КА использовались металлические пластины (Al, нержавеющая сталь 12X18 Н10Т) длиной $L = 45$ см, шириной $2R = 16$ см и толщиной $\delta \approx 0.1$ см, ориентированные перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока. На одну из сторон пластины нанесено диэлектрическое покрытие. В качестве диэлектрика использовались: углепластик ВПС-7 толщиной $\delta \approx \approx 1.8$ мм и терморadiационное покрытие ТР-СО-11: слой эмали (окись цинка + метасиликат калия) толщиной $\delta \approx 0.12$ мм нанесен на покрытие $\delta \approx \approx 0.8$ мм из белой эмали АК-512. Взаимодействие такой модели с потоком разреженной плазмы ближе к реальной ситуации сверхзвукового обтекания элемента конструкции, полностью или частично покрытого диэлектриком (например, панель СБ), в ионосфере, чем обтекание однородно заряженной проводящей пластины.

Схему проведения эксперимента по радиационной электризации диэлектрических материалов и покрытий на подветренных поверхностях при сверхзвуковом обтекании КА в авроральной зоне ионосферы иллюстрирует рис. 2, б. Коллиматор 3 позволяет выделить из пучка высокоэнергичных электронов 4 узконаправленную часть, облучающую только подветренную сторону пластины. В качестве подветренной и фронтальной сторон попеременно использовались металл и диэлектрик.

На рис. 5 представлена типичная циклограмма зарядно-разрядных процессов на подветренной стороне изолированной пластины. Участок А циклограммы соответствует облучению и заряданию подветренной стороны пластины высокоэнергичными электронами с плотностью тока $j_{eh} = 10$ нА/см 2 и энергией W_{eh} от 5 до 15 кэВ в отсутствие сверхзвукового обтекания ($n_{i_\infty} \approx 0$). Участок В характеризует зарядно-разрядные процессы на поверхности подветренной стороны при синхронном облучении высокоэнергичными электронами и обтекании сверхзвуковым потоком разреженной плазмы. Участок С иллюстрирует нейтрализацию остаточного заряда на подветренной поверхности после отключения пучка высокоэнергичных электронов $j_{eh} = 0$ при сверхзвуковом обтекании.

При регистрации циклограмм зарядно-разрядных процессов применялась бортовая система бесконтактного измерения и контроля напряженности электрического поля «Зонд—Заряд». На участках В и С циклограммы рис. 5 потенциал на подветренной стороне при сверхзвуковом обтекании пластины изменяется от значений $-\Phi_w \gg 10$ до $1 \leq \leq -\Phi_w \leq 10$. При этом изменяется и режим собирания положительных ионов. Согласно оценкам

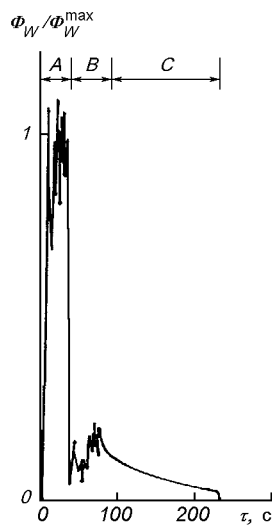


Рис. 5. Циклограмма зарядно-разрядных процессов на подветренной стороне элемента конструкции КА

работы [55] режиму $1 \leq -\Phi_W \leq 10$ соответствуют значения параметра $\xi = d_{\text{sh}}/R = 0.8\Phi_W^{3/4}/S_{\text{ei}}^{0.5}R_d \ll 1$ (d_{sh} — толщина слоя на фронтальной стороне пластины), а режиму $-\Phi_W \gg 10$ — значения $\xi \approx 1$. Для изолированной двухсторонней (металл — диэлектрик) пластины в отсутствие авроральных электронов реализуется режим «тонкого слоя» $-\Phi_W \leq 10$. При наличии авроральных электронов в следе на фронтальной стороне реализуется режим «тонкого слоя», а на подветренной — режим «толстого слоя» ($-\Phi_W \gg 10$).

Плотность потока ионов на подветренную поверхность формируют две группы ионов: I группа, распределение частиц которой определяется режимом сверхзвукового обтекания при $-\Phi_W \leq 10$, условно — режимом «квазинейтрального» обтекания [7], II группа, ионы которой проникают в область ближнего следа за счет ускорения электрическим полем, создаваемым зарядом $-\Phi_W \gg 10$ на подветренной стороне:

$$j_{iW} = j_{i\infty}^I + j_{i\Phi}^I.$$

Обтекание плоского тела сверхзвуковым потоком разреженной плазмы при $-\Phi_W \leq 10$ и $S_{\text{ei}} \gg 1$ исследовано теоретически и экспериментально (в стендовых условиях и в ионосфере) многими авторами [2, 17, 50]. Результаты измерений распределения концентрации ионов в ближнем следе за плоским телом при $R_{\text{ds}} \geq 100$ немногочисленны и относятся в основном к ИСЗ, стабилизированным вращением

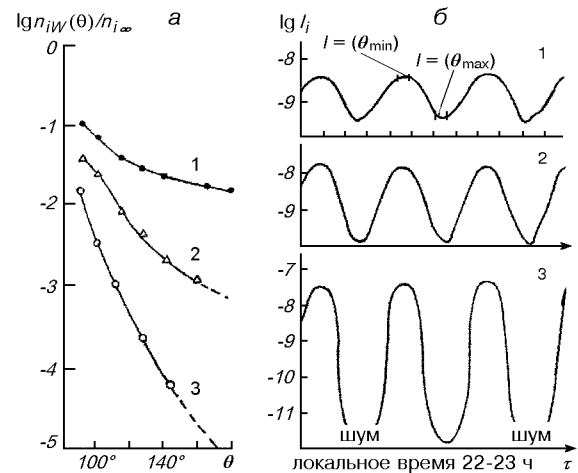


Рис. 6. Радиальные профили нормированного ионного тока на подветренной поверхности ИСЗ «Эксплорер-31» (а) и ионный ток на подветренной поверхности ИСЗ S3-2 (б) (обозначения см. в тексте)

вокруг оси симметрии, ортогональной вектору скорости набегающего потока [7, 47, 50]. Измерения выполнены с помощью электрических зондов, установленных на поверхности КА или вынесенных на штангах.

На рис. 6, а показаны радиальные профили нормированного ионного тока $n_{iW}/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$, измеренные на подветренной поверхности ИСЗ «Эксплорер-31» на высотах: 1 — от 700 до 930 км, 2 — от 600 до 900 км, 3 — от 520 до 570 км. Полярная орбита с наклоном около 80° геомагнитной широты. ИСЗ «Эксплорер-31» — цилиндр радиусом $R \approx 40$ см. Штриховые линии соответствуют экстраполированным значениям $n_i(\theta)/n_{i\infty}$. Измеренные величины $n_{iW}/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$ соответствуют следующим значениям параметров плазмы: 1 — $R_{\text{ds}} = 20$, $S_{\text{ei}} = 4.8$, $\Phi_W = -4.6$, $T_e/T_i = 1.09$, $M_i = 12$; 2 — $R_{\text{ds}} = 19$, $S_{\text{ei}} = 3.9$, $\Phi_W = -3.1$, $T_e/T_i = 1.06$, $M_i = 12.6$; 3 — $R_{\text{ds}} = 56$, $S_{\text{ei}} = 5.8$, $\Phi_W = -3.6$, $T_e/T_i = 1.28$, $M_i = 16$ [7, 50]. Из рис. 6, а следует: 1 — $n_{iW}/n_{i\infty} = I_i(180)/I_i(0) \approx 0.11$, 2 — 0.015, 3 — $5 \cdot 10^{-4}$.

Рис. 6, б иллюстрирует изменение ионного тока $I_i(\theta)$ на подветренной поверхности в ближнем следе ИСЗ S3-2 на высотах h : 1 — от 1056 до 1096 км, 2 — от 477 до 510 км, 3 — от 317 до 338 км (экваториальные и средние широты, локальное время $\tau = 22.5 \pm 0.5$ ч. ИСЗ S3-2 имеет форму параллелепипеда [51]. Измеренные значения $n_{iW}/n_{i\infty}$: 1 — 0.1, 2 — 0.01, 3 — 0.0001 соответствуют следую-

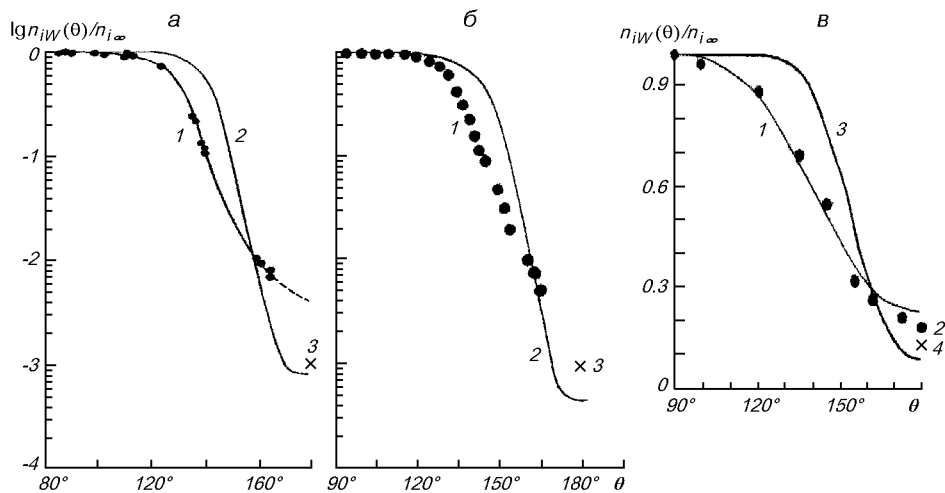


Рис. 7. Радиальные профили плотности ионов в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела: *a* — «Эксплорер-С (АЕ-С)», $h = 250 \dots 410$ км; *б* — «Эксплорер-С (АЕ-С)», $h = 276 \dots 313$ км; *в* — цилиндр $R/\lambda_{ds} = 126$, $S_{ei} = 4.1$

шим значениям параметра R_{ds} : 1 — $R_{ds} \leq 20$, 2 — $30 \leq R_{ds} \leq 45$, 3 — $R_{ds} \geq 45$.

Радиальные значения нормированного ионного тока $n_{iw}/n_{i\infty} = I_i(\theta)/I_i(0)$, измеренные цилиндрическим зондом в ближнем следе на расстоянии $z/R \approx 1.5$ от поверхности спутника «Эксплорер-С (АЕ-С)» показаны точками на кривой 1 рис. 7, *a* и *б*. Измерения выполнены в ночное время на высотах от 250 до 410 км (экваториальные широты). ИСЗ «Эксплорер-С (АЕ-С)» — параллелепипед [48, 49]. Штриховая часть кривой 1 на рис. 7, *a* — экстраполированная зависимость $n_{iw}(\theta)/n_{i\infty}$. Точки на кривой 1 соответствуют значениям $210 \leq R_{ds} \leq 247$ м и $2.7 \leq -\Phi_w \leq 7.4$; кривая 2 — расчетные значения нормированного ионного тока данной работы, полученные с использованием подхода [25, 26] и интегральных выражений для j_{iw} (плоское тело) из [22]. Точка 3 — расчетные значения из работы [7]. Аналогичные распределения, измеренные на высотах от 276 до 313 км при $S_{ei} = 8.04$, $R/\lambda_{ds} = 135.7$ и $-\Phi_w = 9.6$ иллюстрирует рис. 7, *б*. Обозначения — те же, что и на рис. 7, *a*.

Экспериментальные исследования структуры ближнего следа за большим ($R/\lambda_{ds} \geq 100$) плоским телом (проводящий цилиндр) проведены в [22]. В данной работе диапазон значений R/λ_{ds} расширен посредством использования моделей — пластин и цилиндров — длиной $L = 35$ см и поперечным размером (радиусом) $R = 1.0, 3.1$ и 5.0 см. Это позволило для моделей, ориентированных перпен-

дикулярно к вектору скорости набегающего потока разреженной плазмы (N_2^+), в рабочем сечении с концентрацией $n_{i\infty} \approx 3.7 \cdot 10^9$ см $^{-3}$ реализовать при $S_{ei} \approx 4.1$, $T_i/T_e \approx 0.25$ и $-\Phi_w \leq 10$ значения параметра $R/\lambda_{ds} = 21.3, 44.7$ и 127 .

Влияние точной формы тела сказывается только в непосредственной близости от подветренной поверхности для $t \leq S_{ei}^{-2/3}$ ($t = z/RS_{ei}$, z — расстояние от центра модели — цилиндра — вниз по потоку). Поэтому для контроля подобия структуры и распределения концентрации в ближнем следе в непосредственной близости от подветренной поверхности использовались пластина и цилиндр с поперечным размером $R = 5$ см. В частности, при $U_\infty \approx 8.6$ км/с, $n_{i\infty} \approx 2.8 \cdot 10^6$ см $^{-3}$, $R_{ds} \approx 11.4$, $S_{ei} \approx 3.4$, $-\Phi_w \leq 10$ и рабочем давлении в вакуумной камере $2.5 \cdot 10^{-4}$ Па структура ближнего следа идентична распределению ионов в следе за цилиндром при $-\Phi_w = 1$ и 20 работы [13]. Измерения в работе [13] проведены в потоках плазмы азота и аргона при значениях $n_{i\infty}$ от 10^7 до 10^8 см $^{-3}$, $S_{ei} = 6.2$, $R_{ds} \approx 8$, T_{es} от 1 до 3.5 эВ и рабочем давлении от $2.7 \cdot 10^{-3}$ до $5.5 \cdot 10^{-3}$ Па. Идентичность структуры ближнего следа свидетельствует о пренебрежимо слабом влиянии медленных ионов на распределение заряженных частиц при сверхзвуковом обтекании плоского тела в данной работе. При $R/\lambda_{ds} \leq 10$, $-\Phi_w \leq 20$ и $T_e/T_i \gg 1$ в ближнем следе за плоским телом наблюдается исчезающий при перемещении вдоль по потоку пик ионного тока.

Область повышенной концентрации ионов на оси следа локализована на участке $2 \leq z/R \leq 4$, за которым вновь наблюдается равномерное заполнение ионами зоны разрежения.

Параметры потока плазмы в ближнем следе за телом измерялись с помощью подвижных электрических зондов трех типов: одиночного цилиндрического зонда, плоского зонда с рабочей поверхностью диаметром 3.5 мм, выполненного из молибдена, цилиндрического зонда, выполненного в виде термоанемометра с рабочей частью, изготовленной из вольфрамовой нити диаметром 0.06 мм и длиной 6.5, и многоэлектродного зонда-анализатора. Одиночный цилиндрический зонд изготовлен из молибденовой нити диаметром 0.09 мм и длиной 4 мм. При измерениях особое внимание уделялось чистоте зонда: непосредственно перед измерениями рабочая поверхность зонда подвергалась интенсивной бомбардировке ионами и электронами плазмы.

Радиальные профили плотности ионов в ближнем следе за большим ($R/\lambda_{ds} \approx 100$) цилиндром в сечении $z/R \approx 1.8$ показаны на рис. 7, в. Кривая 1 — численное решение задачи обтекания диэлектрического цилиндра при $S_{ei} = 4$, $R_{ds} \approx 100$ работы [53]. Точки 2 — результаты измерений данной работы $S_{ei} = 4.1$, $R/\lambda_{ds} \approx 126$ и $-\Phi_w \approx 5$. Кривая 3 — численное решение данной работы. Точка 4 — расчетные значения n_i работы [46] для дискретной модели обтекания большого плоского тела.

Изменение нормированной $n_{iW}/n_{i\infty} = I_i(\text{след})/I_{i\infty}$ плотности потока ионов вдоль оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого ($R_{ds} \geq 100$) плоского тела иллюстрирует рис. 8, а. Здесь $I_i(\text{след})/I_{i\infty}$ — отношение возмущенного ионного тока к его невозмущенному значению в том же сечении. Кривая 1 рис. 8, а характеризует численное решение для распределения ионов в ближнем следе за плоским телом в «нейтральном» приближении из [7], кривые 2, 3 — численное решение для дискретной модели плоского обтекания тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы при $T_e/T_i = 1$ и 4 [8, 17], кривая 4 — численное решение данной работы с использованием подхода [25, 26] и интегральных выражений для j_w из [39] при $S_{ei} = 4.1$, $R/\lambda_{ds} = 126$ и $-\Phi_w = 10$. Точки 5 — результаты измерений в ближнем следе за цилиндром данной работы для $S_i = 4.1$, $R/\lambda_{ds} = 126$ и $-\Phi_w \approx 10.3$, $T_e/T_i \approx 4$. Точки 6 и 7 — численные данные работы [56] при $R/\lambda_{ds} \approx 40$, $-\Phi_w \approx 0$ и 20 соответственно; точки 8, 9, 10 — результаты измерений на ИСЗ «Эксплорер-С» (АЕ-С) при $R/\lambda_{ds} = 116.3$, 135.7, 162.5 и 102–174, $-\Phi_w \leq 10$ и $5.9 \leq S_{ei} \leq 8.04$. Точки 11 — значения n_i , измеренные на спутнике S3-2 при $R_{ds} \geq 45$, $-\Phi_w \approx 10$ [51]. Точки 12 — результаты измерения n_i в ближнем следе за КА «Спейс-Шаттл» ($R_{ds} \approx 2 \cdot 10^3$,

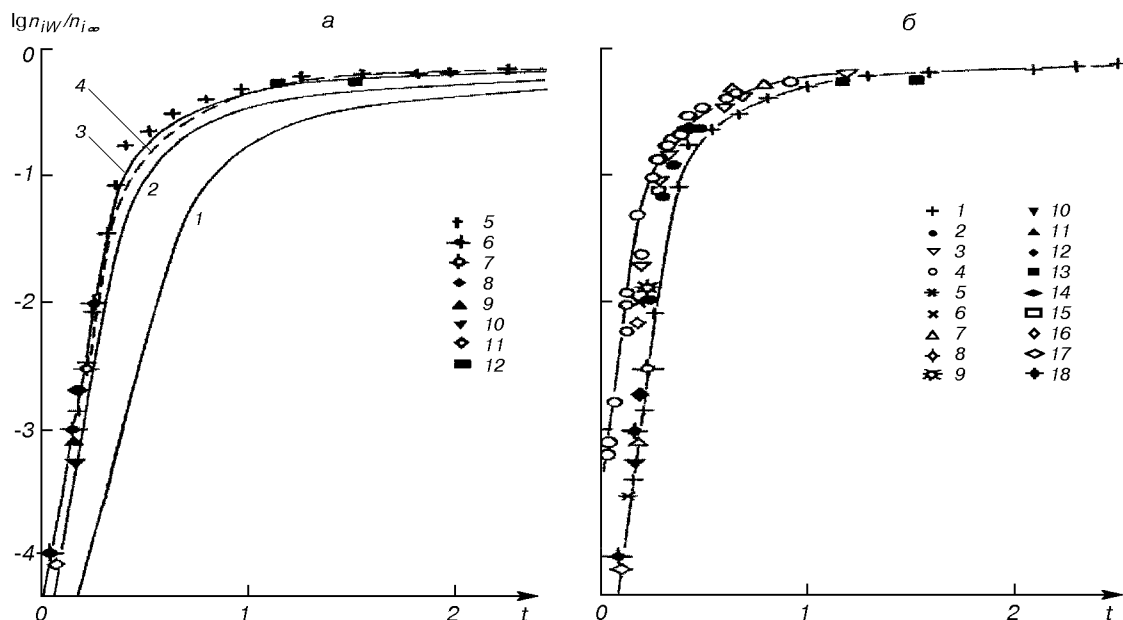


Рис. 8. Нормированная плотность потока ионов на оси ближнего следа при сверхзвуковом обтекании большого плоского тела (обозначения см. в тексте)

$S_{ei} \approx 3.35$) [42, 46]. При переходе от цилиндра к пластине введением эффективного радиуса $R_{\text{эф}} \approx \approx R\sqrt{1 + 0.5(R/z)^2}$ [7] внесены поправки, учитывающие форму тела.

На рис. 8, б приведены результаты стендовых модельных и натуральных спутниковых измерений плотности ионов в ближнем следе $n_i(t)$ при сверхзвуковом обтекании пластины разреженной плазмой при $9 \leq R/\lambda_{ds} \leq 200$ и $-\Phi_w \leq 10$. Для $t \geq S_{ei}^{-2/3}$ значения $n_i(t)$ даны с учетом перехода от цилиндра к пластине.

Точки 1, 2, 3, 4 — результаты измерений $n_i(t)$ в ближнем следе за пластиной данной работы при $S_{ei} \approx 4.1$, $-\Phi_w \leq 10$ и $R/\lambda_{ds} = 126, 44.7, 21.3, 8.6$ соответственно. Точки 5, 6 — данные измерений $n_i(t)$ на ИСЗ «Эксплорер-31» (5 — R_{ds} от 85.7 до 114.3, h от 519 до 567 км, $S_i \approx 6.5$, 6 — R_{ds} от 19 до 20, h от 630 до 690 км, $S_i \approx 4.0$) [23, 49]. Точки 7 — лабораторные измерения [13] при $S_{ei} \approx 6.2$, $-\Phi_w \approx 20$ и $R_{ds} \approx 8.0$, 8 и 9 — значения $n_i(t)$, измеренные на спутнике «Эксплорер-С (АЕ-С)» при $S_i \approx 6$, R_{ds} от 102 до 174 и R_d от 37 до 89.

Точки 10, 11, 12 — результаты, полученные на ИСЗ «Эксплорер-С (АЕ-С)» при $R_{ds} = 135.7, 162.5$ и 116.3 [48, 49], 13 — измерения в следе за «Спейс-Шаттлом» ($R_d \approx 2000$) в работах [42, 46], 14 — расчетное значение n_i в ближнем следе за диэлектрическим цилиндром из [53], 15–17 — результаты измерений на S3-2 при $25 \leq R_{ds} \leq 55$ и $3 \leq S_i \leq 8$ [51]. Точки 18 — численные данные работы [56] при $S_i = 8$, $R_{ds} = 40$, $-\Phi_w \approx 0$ и 20.

С учетом специфики влияния степени неизотермичности плазмы на распределение плотности заряженных частиц в ближнем следе [8, 34] данные рис. 8, а, б свидетельствуют о том, что дискретная модель плоского обтекания тел точнее характеризует результаты измерений n_i на оси следа при $-\Phi_w \leq 10$ и $z/R \leq 5$.

Сравнение результатов стендовых и натуральных измерений свидетельствует о соответствии измеренных распределений плотности заряженных частиц теоретическим моделям ближнего следа, что по сути и служит критерием точности моделирования структуры возмущенной зоны, ближнего следа при сверхзвуковом обтекании плоского тела в лабораторной плазме и в ионосфере.

Плотность потока ионов «холодной» плазмы, захваченных электрическим полем заряда, возникающего при облучении подветренной поверхности высокоэнергичными авроральными электронами, за-

висит от потенциала Φ_w , размера пластины R/λ_d и ионно-звукового числа Маха S_{ei} .

При $\xi \geq 1$ — режим толстого слоя — для диапазона значений $3 \leq S_{ei} \leq 6$, типичных для высот от 300 до 1000 км [23], в соответствии с оценками работ [37] для $R/\lambda_{ds} \gg 1$ и [56] для $R/\lambda_{ds} \geq 40$ плотность потока ионов из плазмы ближнего следа за плоским телом на его подветренную поверхность (пластина, цилиндр) определяется из условия: $f_{i\infty}^{(1)}/f_{i\infty}^{(II)} \ll 1$. Ток на подветренную поверхность определяется в основном II группой ионов $j_{iW} \approx j_{i\Phi}^{(II)}$. Плотность потока ионов в таком случае может быть определена в рамках теории собирания тока электрическим зондом в разреженной плазме. При большом экранирующем слое $r_c/R > \Phi_w^{0.5}/S_{ei}$ и $\Phi_w/S_{ei}^2 \gg 1$ ток ионов на подветренную поверхность равен току на зонд в неподвижной плазме. В соответствии с теорией собирания ионного тока цилиндрическим зондом (пластиной) [23, 36] плотность потока ионов на подветренную поверхность может быть представлена в виде

$$j_{iW} = en_{iW} \left(\frac{kT_{es}}{2\pi M_i} \right)^{0.5} i_i^+(\Phi_w, R_{ds}, S_{ei}, T_e/T_i), \quad (10)$$

где i_i^+ — безразмерный ионный ток, расчетные значения которого для $T_e/T_i = 1$ и 0 приведены в [23, 36]. Определение n_i по (10) сопряжено с необходимостью применения итерационной процедуры. Применение модифицированных теорий зондового тока [20, 52] позволяет несколько упростить итерационную процедуру для широкого диапазона R/λ_d и Φ_w . Согласно модифицированной теории ионного тока на цилиндрический зонд [20]

$$j_{iW} = 0.4en_{iW} \left(\frac{2kT_e}{M_i} \right)^{0.5} F_i^+(\Phi_w, S_{ei}, r_c/R), \quad (11)$$

где r_c — радиус приэлектродного слоя, n_{iW} — концентрация ионов в ближнем следе, F_i^+ — безразмерный ток на зонд. Значения F_i^+ приведены в [20, 23].

Отношение r_c/R определяется по значению функции

$$\beta_*^2(r_c/R) = 1.468 \cdot 10^{-5} \frac{l\varphi_w^{3/2}}{RI\sqrt{M_i/m_e}} \left(1 + \frac{2.66}{\sqrt{\Phi_w}} \right), \quad (12)$$

где R — радиус, l — длина рабочей части зонда.

Функция β_* затабулирована в [23, 38]. Найденные значения r_c/R позволяют для фиксированного Φ_w определить концентрацию ионов n_{iW} на подветренной стороне диэлектрика в ближнем следе при

сверхзвуковом обтекании плоского тела. Погрешность определения n_i по сравнению с теорией Лафрамбуаза при $T_i/T_e \ll 1$ не более 25 % [52]. Полученные таким образом значения n_i могут быть использованы в качестве первого приближения в итерационной процедуре вычисления n_i с применением точных теорий ионного тока на зонд. Связь между точной и модифицированной теориями — между параметрами R/λ_{ds} и r_c/R — может быть установлена с помощью соотношения

$$\beta_*^2(r_c/R) = \frac{8\sqrt{\pi}}{9} \frac{\Phi_w^{3/2}}{(R/\lambda_{ds})^2 i_i^+} \left(1 + \frac{2.66}{\sqrt{\Phi_w}}\right). \quad (13)$$

При $\xi < 1$ в соответствии с представлениями работы [55] собирание ионного тока на подветренную поверхность заряженной пластины, ориентированной перпендикулярно к вектору скорости набегающего потока, определяется соотношением

$$j_{iW} \approx C_w(\xi) e n_{i\infty} U_\infty. \quad (14)$$

Значения функции $C_w(\xi)$ для $0.05 \leq \xi \leq 0.37$ и $S_{ei} = 5.66$ приведены в [55]. Из (10) и (13) следует $F_i^+ \approx 2.5 C_w(\xi) S_{ei} \approx 14.1 C_w(\xi)$.

Экспериментальные исследования радиационной электризации подветренных поверхностей авроральными электронами проводились в сверхзвуковых потоках разреженной плазмы N_2^+ с концентрацией заряженных частиц $n_{i\infty}$ от $1.6 \cdot 10^5$ до $5.7 \cdot 10^6$ см $^{-3}$ при T_e от 1.0 до 1.7 эВ и значениях скорости $U_\infty \approx 8.4$ и 11.9 км/с ($S_{ei} \approx 3.1$ и 4.3, $4.2 \leq R/\lambda_{ds} \leq 25.7$).

Пластина ($2R \approx 16$ см) установлена на расстоянии $X \approx 180$ см от среза источника плазмы в сечении струи $R_{II} \approx 25$ см, радиус среза ускорителя $r_{II} \approx 6.5$ см.

В качестве эталонного образца использовалась изолированная пластина Al, одна сторона которой покрыта диэлектриком. Это обусловлено следующими обстоятельствами:

- измеренная зависимость $\varphi_w^{Al} = \varphi_w(W_{eh})$ при облучении изолированной пластины пучком высокоэнергичных электронов в диапазоне $1 \leq W_e \leq 20$ кэВ практически линейна;
- значения равновесных потенциалов φ_w^{Al} при $W_{eh} = 5$ и 8 кэВ с погрешностью не более ± 3 % совпадают с результатами измерений работы [4];
- в рассматриваемом 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 $\gamma_{N_2^+}$ [5, 9, 12, 19, 30, 35, 54];

- уровни заряжения, величины равновесного потенциала φ_w на участках А и В циклограммы при одних и тех же условиях облучения высокоэнергичными электронами и сверхзвукового обтекания «холодной» плазмой определяются эмиссионными процессами — значениями коэффициентов σ_{eh} , γ_i и плотностью потока ионов j_{iW} .

Сравнение циклограмм зарядно-разрядных процессов для Al и углепластика ВПС-7 свидетельствует о равенстве (с погрешностью ≤ 5 %) величины равновесных потенциалов на участках А и В в диапазоне энергий W_{eh} от 5 до 15 кэВ при одних и тех же условиях эксперимента. Это позволяет говорить об идентичности эмиссионных процессов и равенстве коэффициентов σ_{eh} и γ_i для одного и того же сорта ионов «холодной» плазмы, а также о равенстве плотности ионного тока на подветренную сторону пластины j_{iW} .

Для любого диэлектрика величина коэффициента вторичной эмиссии σ_{eh}^d может быть определена по участку А циклограммы с использованием линейной части зависимости $\varphi_w^{Al}(W_{eh})$, условия $\varphi_w^{(A)}(W_{eh}^{(1)}) = \varphi_w^{(A)}(W_{eh}^{(2)})$ и данных для зависимости $\sigma_{eh}^{Al}(W_{eh})$ [5, 19, 30, 54]. Откуда $\sigma_{eh}^d(W_{eh}^{(1)}) = \sigma_{eh}^{Al}(W_{eh}^{(2)})$.

Если для участка В циклограмм $\varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \neq \varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$, то посредством реализации режимов облучения пластины Al или диэлектрика пучком высокоэнергичных электронов с $W_{eh}^{(1)} \neq W_{eh}^{(2)}$ в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы при $n_{i\infty} = \text{const}$, $T_e = \text{const}$, $U_\infty = \text{const}$, $M_1 = \text{const}$ ($S_{ei} = \text{const}$, $R/\lambda_{ds} = \text{const}$) так, чтобы $\varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(1)}) \approx \varphi_w^{(B)}(W_{eh}^{(2)})$, из соотношения (5) для Al можно оценить величину $j_{iW} = j_{iW}(\Phi_w, R/\lambda_{ds}, S_{ei})$, а также $j_{iW}^{(Al)} \approx j_{iW}^{(d)}$. Выполнение этого условия позволяет из (5), записанного для диэлектрика при $W_{eh}^{(2)}$, оценить величину коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии $\gamma_i^{(d)}(\Phi_w^{(B)})$. Такая процедура применялась при анализе циклограмм ТР-СО-11.

В экспериментах роль фронтальной и подветренной сторон поочередно выполняли Al и ВПС-7, Al и ТР-СО-11, нержавеющая сталь 12Х18Н10Т и ВПС-7. На подветренной стороне пластины устанавливался равновесный потенциал $-\varphi_w > 200$ В, а на фронтальной стороне $\varphi_f \ll \varphi_w$. При $S_{ei} \approx 4.3$, $R/\lambda_d \leq 25.7$ и T_e от 1.0 до 1.7 эВ в ближнем следе

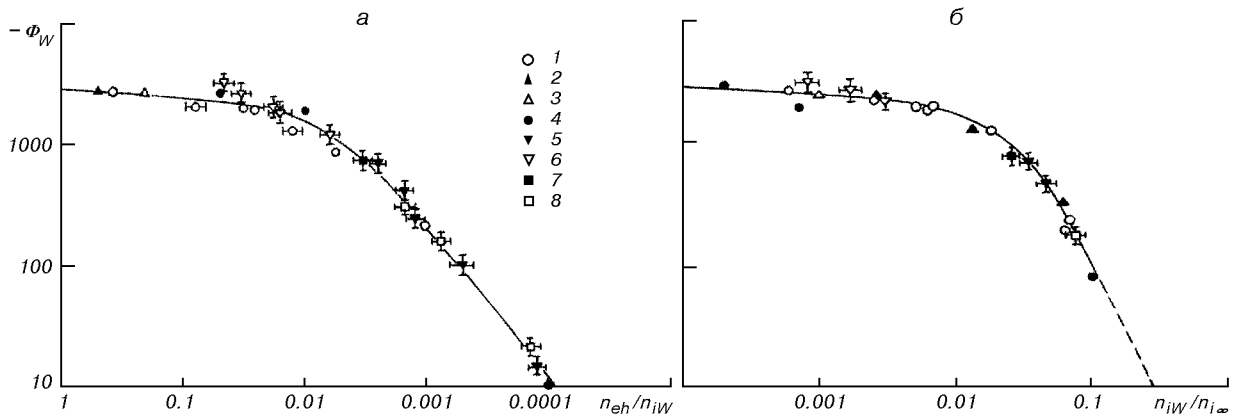


Рис. 9. Равновесный потенциал подветренной поверхности элемента конструкции КА при сверхзвуковом обтекании потоком разреженной плазмы

на подветренной стороне пластины реализован режим «толстого» слоя ($\xi \geq 1$), что позволило для интерпретации результатов измерения j_{iW} и n_{iW} использовать соотношения (11), (12).

Зарядание подветренной стороны происходит в области «холодной» плазмы с пониженной концентрацией положительных ионов, что характерно и для зарядания элементов конструкций КА на полярной орбите на ночной стороне в тени Земли. Это обстоятельство было использовано при построении зависимостей равновесного потенциала φ_w на подветренной стороне пластины от отношения концентраций n_{eh}/n_{iW} и $n_{iW}/n_{i\infty}$, представленных на рис. 9. Кроме результатов физического моделирования электризации подветренной поверхности в ближнем следе при сверхзвуковом обтекании пластины потоком разреженной плазмы данной работы и численного моделирования работы [56] на рис. 9 точками 1, 2 и 3 приведены данные электризации поверхности спутников серии DMSP F6, 7 и 13 в авроральной плазме на полярной орбите на ночной стороне в тени Земли из [29, 33]. Точки 4 – расчетные значения Φ_w из [56], 5, 6, 7 и 8 – результаты измерений данной работы для алюминия, ВСП-7, TP-CO-11 и нержавеющей стали 12X18H10T соответственно. Необходимо отметить, что измерения на F6 и 7 выполнены при воздействии авроральных электронов с энергиями $W_{eh} \approx \approx 4.2, 10.1$ и 14.4 кэВ, а F13 при $W_{eh} = 2.99, 9.64$ и 31.3 кэВ [29, 33]. В численных экспериментах работы [56] $W_{eh} \approx 5$, в стендовых экспериментах данной работы $W_{eh} \approx 5, 10$ и 15 кэВ. При анализе измерений на спутниках F 6 и F7 принято $n_{i\infty} \approx \approx 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, F 13 — $n_{i\infty} \approx 1.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, T_{es} от 0.18

до 0.2 эВ [9]. Штрихами на рис. 9 показан разброс измеренных значений $-\Phi_w$.

Предельные значения $n_{eh}/n_{iW} \approx 10^{-4}$ соответствуют численным оценкам уровня зарядания микро-спутника в следе за пластиной на полярной орбите [28, 56].

Представленные на рис. 9 зависимости $\Phi_w = \Phi_w(n_{eh}/n_{iW})$ и $\Phi_w = \Phi_w(n_{iW}/n_{i\infty})$ — здесь $n_{eh}/n_{iW} \approx \approx 10^{-4} j_{eh}/j_{iW}$ и $n_{iW}/n_{i\infty} \approx j_{iW}/j_{i\infty}$ — в совокупности с данными рис. 8 — $n_{iW}(t)/n_{i\infty}$ — позволяют прогнозировать уровни зарядания, потенциалы КА на ночной стороне в тени Земли, на поверхностях малых тел (микроспутники, скафандры астронавтов и т. п.), подветренных поверхностях в ближнем следе при сверхзвуковом плоском обтекании элементов конструкций космических аппаратов ионосферной плазмой на полярной орбите.

1. Акишин А. И., Новиков Л. С. Эмиссионные процессы при воздействии на материалы факторов космической среды // Космическая технология и материаловедение. — М.: Наука, 1982.—С. 85—89.
2. Альперт Я. Л. Волны и искусственные тела в приземной плазме. — М.: Наука, 1974.—214 с.
3. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. — М.: Наука, 1964.—384 с.
4. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
5. Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. — М.: Наука, 1969.—408 с.
6. Гродзовский Г. Л., Никитин В. Е., Скворцов В. В. Проблема взаимодействия аппаратов с ионосферой // Физика и применение плазменных ускорителей. — Минск: Наука и техника, 1974.—С. 290—308.
7. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика // Успехи физических наук.—

- 1969.—99, № 1.—С. 3—49.
8. Гуревич А. В., Смирнова В. В. Обтекание плоских тел сверхзвуковым потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронавтика.—1970.—10, № 3.—С. 402—407.
 9. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
 10. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. — М.: Мир, 1967.—507 с.
 11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Физмат, 1959.—523 с.
 12. Мак—Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.—832 с.
 13. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование распределения ионного тока в следе за цилиндрическими и сферическими телами в потоке аргоновой и азотной плазмы // Ученые записки ЦАГИ.—1970.—1, № 5.—С. 39—43.
 14. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Исследование медленных ионов потока разреженной плазмы при помощи многоэлектродного зонда // Ученые записки ЦАГИ.—1973.—4, № 3.—С. 32—36.
 15. Оран У., Самир Ю., Стоун Н. Медленные ионы в плазменных аэродинамических трубах // Ракетная техника и космонавтика.—1976.—14, № 8.—С. 180—181.
 16. Скворцов В. В., Носачев Л. В. Некоторые результаты исследования возмущений, вносимых телами в поток разреженной плазмы // Космические исследования.—1968.—6, № 6.—С. 855—859.
 17. Смирнова В. В. Дискретная модель плоского обтекания тел потоком разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронавтика.—1971.—11, № 2.—С. 230—237.
 18. Хестер С., Сонин А. Лабораторные исследования следа за ионосферными спутниками // Ракетная техника и космонавтика.—1970.—8, № 6.—С. 125—135.
 19. Хилл Дж. Р., Уиппл Э. К. Электризация больших конструкций в космосе применительно к проблеме космических полетов под солнечным парусом // Аэрокосмическая техника.—1986.—№ 3.—С. 122—131.
 20. Шарфман И., Талбот У. Использование ионных зондов в условиях сверхзвукового потока плазмы // Ракетная техника и космонавтика.—1970.—8, № 6.—С. 97—104.
 21. Шувалов В. А. Обтекание сферы потоком неравновесной разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронавтика.—1979.—19, № 6.—С. 994—1000.
 22. Шувалов В. А. Структура ближнего следа за цилиндром в потоке разреженной плазмы // Геомагнетизм и аэронавтика.—1980.—20, № 3.—С. 425—429.
 23. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
 24. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами // Теплофизика высоких температур.—1978.—16, № 4.—С. 688—692.
 25. Шувалов В. А., Зельдина Э. А. О влиянии распределения плотности ионов на структуру электростатического поля в следе за спутниками // Геомагнетизм и аэронавтика.—1975.—15, № 4.—С. 627—632.
 26. Шувалов В. А., Зельдина Э. А. О структуре электростатического поля в следе за сферой в потоке равновесной плазмы низкой плотности // Геомагнетизм и аэронавтика.—1976.—16, № 4.—С. 603—607.
 27. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В. Моделирование радиационной электризации космических аппаратов в ионосфере и магнитосфере // Космічна наука і технологія.—1998.—4, № 5/6.—С. 28—35.
 28. Шувалов В. А., Приймак А. И., Губин В. В., Токмак Н. А. Нейтрализация высоковольтных зарядов на поверхности диэлектрика потоками плазмы и электромагнитного излучения // Физика плазмы и плазменные технологии ФППТ-2. — Минск: Ин-т молекулярной и атомной физики АН Беларуси, 1997.—Т. 3.—С. 432—435.
 29. Anderson P. C., Koons H. C. Spacecraft charging anomaly a low-altitude satellite in an Aurora // J. Spacecraft and Rockets.—1996.—33, N 5.—P. 734—738.
 30. Davies R. E., Dennison J. R. Evolution of secondary electron emission characteristics of spacecraft surface // J. Spacecraft and Rockets.—1998.—34, N 4.—P. 571—574.
 31. Enloe C. L., Cooke D. J., Meassick S. et al. Ion collection in a spacecraft wake: laboratory simulations // J. Geophys. Res.—1993.—98, N A8.—P. 13635—13644.
 32. Fournier G., Pigache D. Wakes in collisionless plasma // Phys. Fluids.—1975.—18, N 11.—P. 1443—1453.
 33. Gussenhoven M. S., Hardy D. A., Rich F. et al. High-level spacecraft charging in the low-altitude polar auroral environment // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A11.—P. 11009—11023.
 34. Isensee U., Lehz W., Maasberg H. A numerical model to calculate the wake structure of a spacecraft under ionospheric conditions // Advance Space Res.—1981.—1, N 2.—P. 409—412.
 35. Knudsen W. C., Harris K. K. Ion-impact-produced secondary electron emission and its effect on space instrumentation mechanism // J. Geophys. Res.—1973.—78, N 7.—P. 1145—1153.
 36. Labramboise J. Theory of spherical and cylindrical Langmuir probe in a collisionless plasma at rest // Rarefied Gas Dynamics. — N. Y.: Acad. Press, 1965.—Vol. 2.—P. 22—412.
 37. Laframboise J. G., 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. 9033—9048.
 38. Langmuir J., Blodgett K. Currents limited by space charge between coaxial cylinders // Phys. Rev.—1923.—22, N 4.—P. 317—321.
 39. Liu V. C. Ionospheric gas dynamics of satellite and diagnostic probes // Space Sci. Rev.—1969.—9.—P. 423—490.
 40. Martin A. R. A review of spacecraft / plasma interactions and effects of space systems // J. British interplanetary society.—1994.—47.—P. 134—142.
 41. Morgan M. A., Chan C., Allen R. C. A laboratory study of the electron temperature in the near wake of a conducting body // Geophys. Res. Letters.—1987.—14, N 11.—P. 1170—1173.
 42. 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.
 43. Parker L. W. Differential charging and sheath asymmetry of nonconducting spacecraft due to plasma flows // J. Geophys. Res.—1978.—83, N A10.—P. 4873—4880.
 44. Pigach D. A laboratory simulation of the ionospheric plasma // AJAA Paper.—1971.—N 71—608.—P. 13.
 45. Sajben M., Blumental D. Experimental study of a rarefied plasma stream and its interaction with simple bodies // AJAA Paper.—1969.—N 69—79.—P. 13.
 46. Samir U., Stone N. A., Wright K. H. On plasma disturbances caused by the motion of the space Shuttle and small satellite: a comparison of in situ observation // J. Geophys. Res.—1986.—91, N A1.—P. 277—285.
 47. Samir V. Bodies in flowing plasma spacecraft measurements // Advance Space Res.—1981.—1, N 2.—P. 373—394.
 48. Samir V., Gordon R., Brace L., Theis R. The near -wake structure of the Atmosphere Explorer C (AE-C) satellite: A parametric investigation // J. Geophys. Res.—1979.—84, N A2.—P. 513—525.
 49. Samir V., Kaufman Y., Brace L., Brinton H. The dependence of ion density in the wake of the AE-C satellite on the radio

- body size to debye length in on $[O^+]$ -dominated plasma // *J. Geophys. Res.*—1980.—85, N A4.—P. 1769—1772.
50. Samir V., Stone N. Shuttle-era experiments in the area plasma flow interaction with body in space // *Acta astronautica.*—1980.—7, N 10.—P. 1091—1141.
51. Samir V., Weldman P. J., 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.
52. Scharfman W. Comparison of a modified-Langmuir probe analysis with computer solutions of electrostatic probes // *Phys. Fluids.*—1968.—11, N 4.—P. 689—691.
53. Senbetu L., Henley J. R. Distribution of plasma density and potential around a mesothermal ionosphere object // *J. Geophys. Res.*—1989.—94, N A5.—P. 5441—5448.
54. Stenglass E. J. Backscattering of kilovolt electrons from solids // *Phys. Review.*—1954.—54, N 2.—P. 345—358.
55. Wang J., Hastings D. E. 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.
56. Wang J., Lenng P., Garrett H., Murphy G. Multibody-plasma interactions: charging in the wake // *J. Spacecraft and Rockets.*—1994.—31, N 5.—P. 889—894.

SIMULATION OF RADIATIVE ELECTRIZATION OF SPACECRAFT LEEWARD SURFACES IN THE IONOSPHERE

V. A. Shuvalov, G. S. Kochubey, A. I. Priymak,
V. V. Gubin, N. P. Reznichenko

Methodology is elaborated for the physical modelling of the radiative electrization of leeward surfaces of spacecraft construction elements by auroral electrons in a supersonic flow of ionospheric plasma past the spacecraft at low and middle heights. Based on the results of stand and numerical experiments and measurements on location, we determined the charging levels and the equilibrium potentials as functions of the concentration ratios of high-energy electrons and positive ions in the track immediately behind the body and in the undisturbed plasma.