

УДК 533.27

Моделирование радиационной электризации космических аппаратов в ионосфере и магнитосфере

В. А. Шувалов, А. И. Приймак, В. В. Губин

Институт технічної механіки НАНУ—НКАУ, Дніпропетровськ

Надійшла до редакції 23.01.98

Сформульовано принципи, розроблено методологію фізичного моделювання радіаційної електризації космічних апаратів в іоносфері та магнітосфері. Показано, що реєстровані циклограми та імпульси високовольтних розрядів несуть повну інформацію про електрофізичні властивості матеріалів. Виявлено, що ефективність плазмової нейтралізації електрорадіаційного впливу залежить від концентрації низькотемпературної плазми та структури опромінюваної поверхні.

Наличие на геостационарных, высокоэллиптических и высокоширотных орбитах потоков высокоэнергичных частиц приводит к накоплению на элементах конструкции космических аппаратов (КА) электрических зарядов, возникновению значительных градиентов потенциалов (нередко достигающих нескольких киловольт) как между аппаратом в целом и окружающей плазмой, так и между его отдельными элементами. Это явление известно под названием высоковольтной дифференциальной электризации. Причиной электризации КА является электрорадиационное воздействие на аппарат электронных и ионных компонентов «холодной» и «горячей» плазмы и электромагнитного излучения солнечного спектра. Неоднородность покрытий наружных поверхностей элементов конструкций КА, различие по условиям освещенности, вторично-эмиссионным свойствам материалов, условиям облучения частицами плазмы обуславливает различие уровней зарядки элементов поверхности и конструкций КА, возникновению дифференциальной электризации. Следствием высоковольтной дифференциальной зарядки является возникновение по-

© В. А. ШУВАЛОВ, А. И. ПРИЙМАК, В. В. ГУБИН, 1998

верхностных и объемных электрических разрядов, которые негативно сказываются на функционировании жизненно важных систем КА, приводят к выходу их из строя, разрушению и ускорению деградации, сокращают время активного существования на орбите [8].

При проектировании КА, предназначенных для длительного функционирования на высокоширотных, высокоэллиптических и геостационарных орбитах, одной из технических проблем является выбор материалов наружных поверхностей по таким свойствам:

- способности материала накапливать электрический заряд;
- наличия радиационно-стимулированных пробоев в материале;
- влияния факторов космического пространства на процессы накопления и релаксации заряда в материале;
- возможности снижения величины накопленного заряда искусственными методами.

Высокая стоимость и сложность натуральных экспериментов не позволяют считать их приемлемым сред-

ством для определения электрофизических и эксплуатационных свойств материалов. Поэтому при прогнозировании поведения конструкционных материалов в реальных условиях значительная роль отводится физическому моделированию.

В основе физического моделирования лежат законы подобия, базирующиеся на π -теореме [3]. Это позволяет заменить изучение реального физического процесса на КА исследованиями на модели.

Явление электризации КА обусловлено как макро- (плазодинамическими), так и микро- (электрофизическими) эффектами.

Плазодинамический аспект моделирования электрорадиационного воздействия окружающей среды на КА основан на подобию взаимодействия в системе «КА-плазма» для реального тела и модели.

Системой уравнений, описывающих поведение разреженной плазмы в окрестностях КА в условиях бесстолкновительного обтекания, является 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 тела [1].

В системе координат, связанной с КА, движущимся в разреженной плазме, задача стационарна, и система уравнений самосогласованного поля имеет вид

$$\mathbf{v} \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{e_\alpha}{M_\alpha} \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_\infty) \times \mathbf{H} \right] \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = 0; \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \sum_\alpha e_\alpha \int f_\alpha d\mathbf{v}. \quad (2)$$

Здесь f_α , e_α , M_α — соответственно функция распределения, заряд и масса частиц сорта α ($\alpha = i, e$); \mathbf{E} , \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей; $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$; φ — потенциал электрического поля; \mathbf{v}_∞ — скорость движения тела; \mathbf{r} и \mathbf{v} — координаты фазового пространства.

Если все частицы, сталкивающиеся с телом, поглощаются (например, электроны) или рекомбинируют (ионы), то граничное условие для функции распределения на поверхности тела имеет вид

$$f_\alpha(\mathbf{r}_w) = 0, \quad \text{если} \quad \mathbf{v}_\alpha \cdot \mathbf{n} > 0, \quad (3)$$

где \mathbf{r}_w — радиус-вектор точки поверхности тела; \mathbf{n} — внешняя нормаль к поверхности в точке \mathbf{r}_w .

На бесконечности функция распределения должна стремиться к решению кинетического уравнения, описывающему состояние среды, не возмущенной движущимся телом. В системе координат, связанной с обтекаемым КА, в качестве граничных значений для функции распределения принимают

ся их равновесные значения

$$f_\alpha^\infty(\mathbf{r} \rightarrow \infty) = \frac{N_\infty}{(\pi V_\alpha^2)^{3/2}} \exp(-(\mathbf{v} - \mathbf{v}_\infty)^2/V_\alpha^2), \quad (4)$$

где N_∞ — концентрация частиц в невозмущенном потоке; V_α — средняя тепловая скорость частиц сорта α .

Для потенциала граничные условия на поверхности зависят от ее физических свойств: если поверхность — проводник, потенциал постоянен

$$\varphi = \varphi_w = \text{const}; \quad (5)$$

если тело — диэлектрик, то на поверхности задается потенциал как функция точки поверхности

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} \quad (\mathbf{r} = \mathbf{r}_w). \quad (6)$$

В невозмущенной среде на бесконечности

$$\varphi(\mathbf{r} \rightarrow \infty) = 0. \quad (7)$$

Магнитное поле Земли в окрестности тел, движущихся в ионосфере, возмущено незначительно. Влияние этих возмущений на движение ионов и электронов также невелико [1], поэтому можно принять, что магнитное поле в кинетических уравнениях системы Власова для ионов и электронов плазмы постоянное с напряженностью \mathbf{H} . Система уравнений Власова—Пуассона (1), (2) с граничными условиями (3)—(4) и соответствующими условиями для потенциала — полная система уравнений, определяющая возмущения заряженных частиц в окрестности КА, движущихся в разреженной плазме.

Решение стационарной задачи характеризуют шесть параметров подобия [1, 6]:

а) отношение скорости тела к скорости ионного звука

$$L_1 = S_{ei} = v_\infty / (2kT_e/M_i)^{1/2}, \quad (8)$$

б) отношение характерного размера тела к дебаевскому радиусу

$$L_2 = R/\lambda_d, \quad (9)$$

в) безразмерный потенциал тела

$$L_3 = \Phi_w = e\varphi_w/kT_e, \quad (10)$$

г) отношение ионной и электронной температур

$$L_4 = \beta = T_e/T_i, \quad (11)$$

д) отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу ионов

$$L_5 = R/\rho_i, \quad (12)$$

е) отношение характерного размера тела к ларморовскому радиусу электронов

$$L_6 = R/\rho_e. \quad (13)$$

Электрофизический аспект проблемы основан на подобии внутренних электрических и магнитных полей при взаимодействии частиц «горячей» плазмы с конструкционными материалами наружных поверхностей КА и материалами модели. Протекающие электромагнитных процессов в конструкционных материалах характеризуется системой уравнений Максвелла, записанной в виде [3]

$$\begin{cases} \text{rot}\mathbf{H} = g\mathbf{E} + \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\mathbf{E}) + eN\mathbf{V}, \\ \text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mu\mathbf{H}), \\ \text{div}(\mu\mathbf{H}) = 0, \\ \text{div}(\varepsilon\mathbf{E}) = eN. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь g — удельная проводимость материала, ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости материала, \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряженности электрического и магнитного полей в материале, N и \mathbf{V} — концентрация и скорость заряженных частиц в материале, e — элементарный заряд, t — время.

Из уравнений (14) следует пять параметров электрофизического подобия для моделирования электрорадиационного воздействия окружающей среды на конструкционные материалы наружных поверхностей КА:

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{gE}{NV}, \quad \Pi_2 = \frac{\varepsilon E}{NV\tau}, \quad \Pi_3 = \frac{Nl}{\varepsilon E}, \\ \Pi_4 &= \frac{H}{NVl}, \quad \Pi_5 = \frac{E\tau}{l\mu H}, \end{aligned} \quad (15)$$

где l — длина пробега заряженных частиц в материале, τ — характерное время процесса.

Шесть параметров подобия плазодинамического взаимодействия (8)—(13), параметр геометрического моделирования и пять параметров электрофизического подобия (15) определяют требования к точности и чистоте модельного эксперимента и позволяют сформулировать критериальные соотношения, устанавливающие связь между параметрами взаимодействия в системе «КА-плазма» в модельном эксперименте и в натуральных условиях.

Параметр геометрического моделирования β_M при соответствующем подобии форм определяется отношением характерного размера модели R_M к линейному размеру натуре R_{KA} :

$$\beta_M = R_M/R_{KA}. \quad (16)$$

С учетом (16) из L_2 следует критериальное соотношение

$$\beta_M = R_M/R_{KA} = \lambda_d^M/\lambda_d. \quad (17)$$

При электрорадиационном взаимодействии в системе «КА-плазма» определяющий вклад вносят «горячие» электроны с энергией $W_e = 1...20$ кэВ. С учетом оценок [2] $\beta_M \approx 10^{-3}$. Такое уменьшение размеров модели с сохранением геометрической структуры КА чревато трудностями изготовления и диагностики протекающих процессов.

Из (17) следует критериальное соотношение для концентрации заряженных частиц

$$N_e^M = N_e \beta_M^{-2}, \quad (18)$$

где N_e — концентрация «горячих» электронов в натуральных условиях (для магнитных бурь $N_e \approx 10^6 \text{ м}^{-3}$).

При $\Pi_1 = \text{const}$ получим

$$\frac{gE}{N_e V_e} = \frac{g_M E_M}{N_e^M V_e^M}. \quad (19)$$

При $V_e \approx V_e^M$ и $E \approx E_M$ для удельной проводимости материала модели из (19) имеем

$$g_M = g \frac{N_e^M}{N_e} = g \beta_M^{-2}. \quad (20)$$

Требования $V_e \approx V_e^M$ и $E \approx E_M$ характеризуют адекватность условий накопления заряда КА на орбите и в модельном эксперименте.

Из параметра $\Pi_3 = \text{const}$ при $l = l_M$ следует критериальное соотношение для диэлектрической проницаемости ε_M материала модели

$$\varepsilon_M = \varepsilon \frac{N_e^M}{N_e} = \varepsilon \beta_M^{-2}. \quad (21)$$

Параметр подобия $\Pi_4 = \text{const}$ позволяет установить критериальное соотношение для напряженности H_M магнитного поля в модельном эксперименте

$$H_M = H \frac{N_e^M}{N_e} = H \beta_M^{-2}. \quad (22)$$

Из параметра $\Pi_5 = \text{const}$ при $\tau = \tau_M$ получим соотношение для магнитной проницаемости μ_M материала модели

$$\mu_M = \mu \frac{H}{H_M} = \mu \beta_M^2. \quad (23)$$

Таким образом, увеличение концентрации электронов N_e^M в модельном эксперименте при сохранении параметров подобия Π_1 , Π_3 , Π_5 вызывает необходимость пропорционального изменения проводимости g , диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостей материала.

Учитывая полученное по (17) ограничение для характерного размера модели ($R_M \leq 10^{-2} \text{ м}$), крите-

риальные соотношения (18), (20)—(23), можно сделать вывод: попытка моделирования процессов электризации на уменьшенной в масштабе модели КА лишена физического смысла.

При лабораторном изучении электрофизических аспектов проблемы взаимодействия КА с окружающей средой в ионосфере и магнитосфере целесообразно применение частичного или ограниченного моделирования.

Частичное или ограниченное моделирование процессов радиационной электризации возможно с применением фрагментарной модели КА, образцов реальных конструкционных материалов или элементов поверхности с геометрическими или структурными неоднородностями. В этом случае моделирование сводится к определению электрофизических свойств конструкционных материалов при имитации комплексного, комбинированного или последовательного воздействия отдельных факторов космической среды.

Поскольку для электризации определяющим в воздействии космической плазмы на аппарат является электронный компонент при $\lambda_d \gg R_{КА}$, то без нарушения особенностей взаимодействия эквивалентом «горячей» космической плазмы в лабораторных условиях может служить электронный пучок с соответствующими параметрами.

Исследование динамики процесса электризации элемента конструкции КА или образца конструкционного материала обычно основано на поиске решения уравнения баланса плотностей токов [2]. Для элемента поверхности КА (образца конструкционного материала) уравнение баланса плотности токов для натуральных условий имеет вид

$$j_{\Sigma}(\varphi_w) = j_e(\varphi_w) - \left[j_i(\varphi_w) + j_{se}(\varphi_w) + j_{si}(\varphi_w) + j_{be}(\varphi_w) + j_f(\varphi_w) + j_g(\varphi_w) + C_{уд} \frac{d\varphi_w}{dt} \right], \quad (24)$$

где $j_{\Sigma}(\varphi_w)$ — плотность суммарного тока (при равновесии = 0), $j_e(\varphi_w)$ — плотность тока падающих на образец электронов, $j_i(\varphi_w)$ — плотность тока падающих на образец ионов, $j_{se}(\varphi_w)$ — плотность тока вторичной электронной эмиссии, $j_{si}(\varphi_w)$ — плотность тока ионно-электронной эмиссии, $j_{be}(\varphi_w)$ — плотность тока обратно рассеянных электронов, $j_f(\varphi_w)$ — плотность тока фотоэлектронной эмиссии, $j_g(\varphi_w)$ — плотность тока проводимости материала, $C_{уд}$ — удельная емкость конструкционного материала.

В уравнении (24) не выделены токи активных бортовых источников (пучки заряженных частиц и струи электроракетных двигателей), а также им-

пульсных электрических разрядов, поскольку эти составляющие могут быть учтены в $j_i(\varphi_w)$.

При исследовании электрорадиационных и электрофизических характеристик образца конкретного конструкционного материала из параметра подобия Π_1 следует, что для $g = g_M$ достижение одного и того же значения напряженности электрического поля пробоя $E = E_M$ возможно при выполнении условия

$$eN_e^M V_e^M = eN_e V_e,$$

или

$$j_e^M = j_e. \quad (25)$$

Воспроизведение натуральных значений j_e в модельном эксперименте влечет изменение плотностей токов j_{se} и j_{be} в реальных диапазонах

$$j_{se} = j_{se}^M, \quad j_{be} = j_{be}^M. \quad (26)$$

При моделировании процессов плазменной нейтрализации в лабораторном эксперименте необходимо выполнение условия равенства плотностей ионных токов

$$j_i = j_i^M. \quad (27)$$

Реализация требования (27) приводит к соотношению

$$j_{si} = j_{si}^M \quad (28)$$

для плотности тока ионно-электронной эмиссии при идентичности сорта облучающих ионов.

Фотоэмиссионный ток с освещенной поверхности материала является сложной функцией потенциала поверхности φ_w , работы выхода электронов, энергии квантов света, интенсивности падающего УФ-излучения. Поэтому при исследовании процессов электризации возникает необходимость выполнения условия

$$j_f = j_f^M. \quad (29)$$

Слагаемое $C_{уд}(d\varphi_w/dt)$ представляет собой плотность тока смещения и в явном виде определяет динамику изменения потенциала поверхности φ_w во времени. Из рассмотрения параметров подобия Π_2 или Π_5 при сохранении величин плотности тока и энергии электронов пучка следует условие для временного масштаба процессов электризации:

$$\tau = \tau_M. \quad (30)$$

Соотношения (25)—(30) определяют требования к системам и аппаратурному обеспечению плазмо-электродинамического стенда, предназначенного для проведения модельных экспериментов по электрорадиационному взаимодействию КА с окружающей средой в ионосфере и магнитосфере.

Этим требованиям соответствуют условия на плазмoeлектродинамическом стенде ИТМ НАН Украины, системы которого позволяют моделировать и имитировать взаимодействие КА с окружающей средой на высотах 150—40000 км. При этом реализуются:

Скорость потока плазмы	4.5—80 км/с
Концентрация ионов и электронов	$10^4—10^{15}$ см ⁻³
Температура электронов	1—4 эВ
Температура ионов и нейтралов	0.1—0.3 эВ
Степень ионизации	$10^{-1}—10^{-3}$
Степень диссоциации	0.4—0.7
Высокоэнергичные электроны	0.1—35 кэВ
Плотность тока высокоэнергичных электронов	$10^{-2}—10^2$ нА/см ²
ЭМИ солнечного спектра 115—700 нм	$10^{-3}—10^{-2}$ Вт/см ²
Температурные градиенты	$110 \leq T_W \leq 330$ К
Электромагнитное (СВЧ) излучение	3—40 ГГц
Магнитное поле	0.4 Э

Скорость откачки в вакуумной камере с рабочим объемом около 3 м³ при остаточном разрежении $10^{-4}—10^{-5}$ Па составляет порядка 100 м³·с⁻¹.

Наличие на стенде электронной пушки, источников электромагнитного излучения (ЭМИ) солнечного спектра, термостатированных криопанелей позволяет имитировать электрорадиационное воздействие космического пространства на наружные поверхности КА на высокоширотных, геостационарных и высокоэллиптических орбитах в ионосфере и магнитосфере.

Исследования проведены для типовых конструкционных материалов наружных поверхностей КА. В ходе экспериментов синхронно регистрировались: изменение потенциала φ_W во времени — «циклограмма зарядно-разрядных процессов»; импульсы тока смещения в цепи заземленной подложки при радиационно-стимулированных пробоях. Для регистрации циклограмм применялась бортовая система «Зонд—Заряд» бесконтактного измерения напряженности электрического поля. Регистрация импульсов тока смещения реализована с применением запатентованного осциллографа и ПЭВМ.

В пренебрежении вторичноэмиссионными процессами полный ток J_0 через слой диэлектрика на заземленную подложку складывается из тока смещения J_t и сквозного тока проводимости J_g :

$$J_0 = J_t + J_g = C_0 \frac{d\varphi_W}{dt} + g \frac{A}{S} \varphi_W, \quad (31)$$

где C_0 — емкость образца, g — удельная электропроводность диэлектрика, A — площадь образца, S — толщина образца.

В начальной стадии зарядки, когда потенциал φ_W мал, сквозным током J_g можно пренебречь — сопротивление $S/g \cdot A$ для диэлектриков заведомо большая величина. Тогда

$$J_0 \approx J_t = C_0 \frac{d\varphi_W}{dt} \approx C_0 \frac{\Delta\varphi_W}{\Delta t}. \quad (32)$$

Емкость образца

$$C_0 \approx \frac{J_0 \Delta t}{\Delta\varphi_W}, \quad (33)$$

а удельная емкость исследуемого материала

$$C_{уд} \equiv \frac{J_0 \Delta t}{A \Delta\varphi_W}. \quad (34)$$

Величина накопленного диэлектриком электрического заряда Q определяется по значению равновесного потенциала поверхности φ_W и емкости образца C_0 :

$$Q = C_0 \varphi_W. \quad (35)$$

На рис. 1 представлены циклограммы зарядно-разрядных процессов на поверхности многоэлементного фрагмента панели солнечной батареи (СБ) размером 10×12 см², закрепленного на проводящей подложке из углепластика.

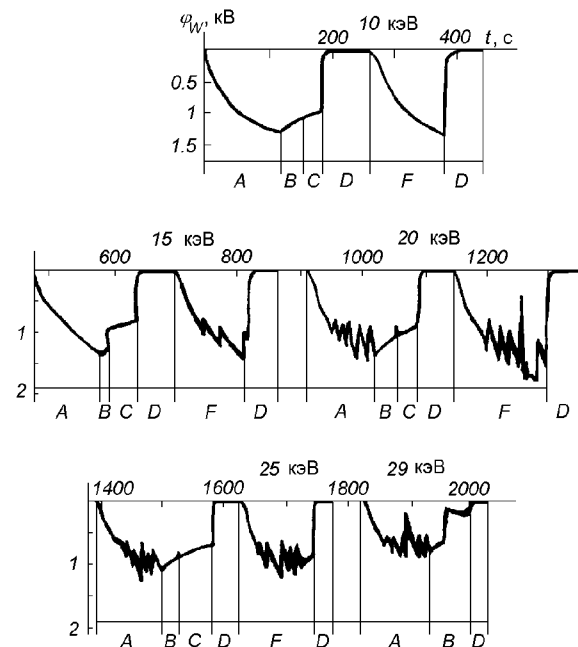


Рис. 1. Циклограмма зарядно-разрядных процессов фрагмента панели СБ при заземленной подложке: А — электронный пучок; В — релаксация заряда в вакууме; С — УФ-излучение; D — «холодная» плазма; F — электронный пучок + УФ

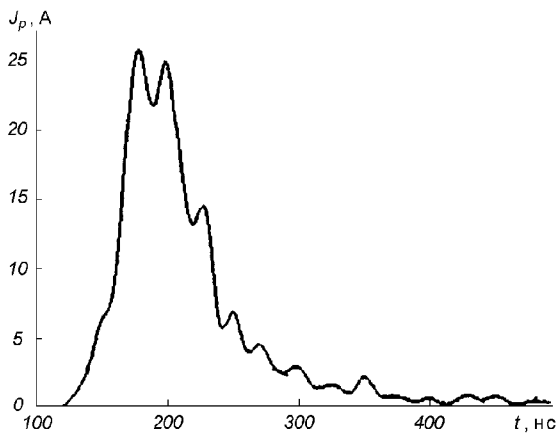


Рис. 2. Параметры импульсного разряда на поверхности фрагмента панели СБ: $W_e = 20$ кэВ, $j_e = 10^{-5}$ А·м⁻², $\varphi_w = 1.2$ кВ, $Q_p = 2 \cdot 10^{-6}$ Кл, $W_p = 4.3 \cdot 10^{-4}$ Дж

По начальному участку циклограммы и (33)—(34) определяется емкость образца $C_0 \approx 4.7 \cdot 10^{-9}$ Ф и удельная емкость защитного покрытия СБ $C_{уд} \approx 4 \cdot 10^{-7}$ Ф·м⁻². Значению $\varphi_w = 1.2$ кВ соответствует заряд $Q \approx 5.6 \cdot 10^{-6}$ Кл, и для материала защитного покрытия $Q_{уд} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ Кл·м⁻². Защитное покрытие СБ (кварцевое стекло К-208 с примесью церия) обладает способностью накапливать значительный электрический заряд.

Для защитного покрытия СБ существует пороговое значение энергии пучка электронов ($W_e \geq 15$ кэВ), при котором появляются радиационно-стимулированные пробое. Это связано с недостаточным количеством центров захвата избыточных электронов в облучаемом объеме при низких энергиях. С повышением энергии электроны пучка проникают глубже в диэлектрик. Радиационная проводимость возникает в более толстом слое — увеличивается вероятность возникновения критических аномально высоких электрических полей на дефектах в объеме диэлектрика.

Накопление заряда в защитном покрытии СБ сопровождается визуально наблюдаемым искрением на поверхности. Это свидетельствует о разрядах с выбросом образующейся плазмы в окружающее пространство. С плазмой в окружающее пространство выходит и часть накопленного в объеме избыточного заряда. Поэтому в необлученной по объему части образца и в цепи заземленной подложки возникает ток смещения. На рис. 2 показан типичный импульс тока смещения.

Напряженность внешнего электрического поля заряженного диэлектрика пропорциональна вели-

чине накопленного в его объеме заряда [5]. В результате пробоя равновесный потенциал поверхности снижается на 40 %. При этом высвобождается около 40 % накопленного заряда.

Величина высвобождаемого электрического заряда $Q_p = 2 \cdot 10^{-6}$ Кл определяется по «амперсекундной» площади под кривой разрядного тока J_p . Следовательно, до пробоя в образце был накоплен заряд $Q \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Кл. Это согласуется с найденным ранее по емкости образца C_0 и равновесному потенциалу φ_w значением $Q \approx 5.6 \cdot 10^{-6}$ Кл.

Поверхность СБ состоит из гальванически не связанных пластин защитного покрытия, каждая из которых занимает около 5 % площади всего образца. Облучение образца однородно по поверхности, поэтому при радиационно-стимулированном пробое в формировании импульса тока смещения $J_p(t)$ участвуют электроны, накопленные во всех пластинах защитного покрытия. Импульс тока смещения $J_p(t)$ представляет собой сумму единичных токовых импульсов с интервалами между максимумами не менее 20 нс. Скважность импульсов $J_p(t) \sim 10^8$, поэтому моменты возникновения единичных импульсов взаимосвязанны. Единственной причиной этой взаимосвязи является стимулирование последующего единичного разряда плазмой предыдущего через окружающее образец пространство.

Таким образом, окружающая плазма стимулирует выход накопленного в объеме диэлектрика избыточного электрического заряда. В случае плазмы высокой концентрации $N_1 > 10^{16}$ м⁻³ присходит радиационно-стимулированный пробой приповерхностного слоя диэлектрика. При концентрации плазмы $N_1 = 10^{11}$ м⁻³ пробоев в условиях эксперимента не обнаружено (участок D циклограммы на рис. 1).

Влияние изменения давления у поверхности образца, моделирующего наличие собственной внешней атмосферы КА, обусловленной газовой выделением, работой микродвигателей и т. п., на равновесный потенциал φ_w иллюстрирует рис. 3. Такая атмосфера моделировалась изменением давления остаточного газа в камере или вдувом нейтрального газа у поверхности исследуемого образца. Подложка фрагмента панели СБ изолирована. Равновесный потенциал поверхности φ_w определялся при различных давлениях в вакуумной камере для каждого значения энергии электронов в пучке. Плотность тока в электронном пучке поддерживалась постоянной $j_e \approx 10^{-5}$ А·м⁻². Равновесный потенциал поверхности существенно уменьшается при $P \approx 10^{-2}$ Па. Этому давлению соответствует концентрация нейтрального газа в вакуумной камере $N_n \approx 2 \cdot 10^{18}$ м⁻³. Для плотности тока электрон-

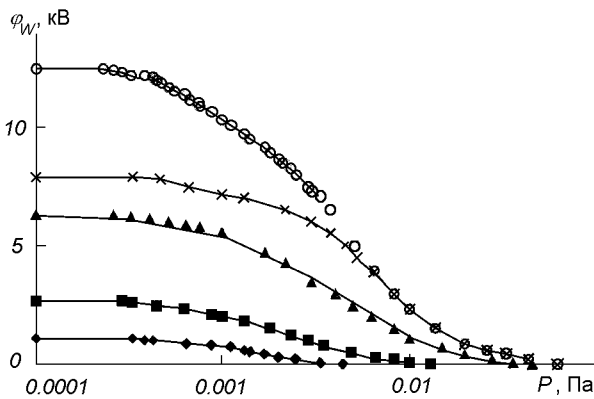


Рис. 3. Влияние давления в рабочей камере на равновесный потенциал поверхности фрагмента панели СБ: ромбы — $W_e = 10$ кэВ, квадратики — 15 кэВ, треугольники — 20 кэВ, крестики — 25 кэВ, кружки — 30 кэВ

ного пучка $j_e = eN_eV_e = 10^{-5}$ А·м⁻² при энергии электронов $W_e = 10$ кэВ частота ионизации $\nu_e \approx 5 \cdot 10^{-7}$ с⁻¹, скорость генерации ионов $dN_i/dt \approx 10^{12}$ м⁻³с⁻¹ [4]. Полученное значение скорости генерации ионов в окрестности рассматриваемого элемента поверхности можно принять за исходное при разработке систем активной плазменной защиты КА от радиационной электризации.

Концентрация положительных ионов низкотемпературной плазмы N_i , необходимой для реализации эффективной защиты облучаемого тела от электрорадиационного воздействия окружающей среды без инициирования радиационно-стимулированных пробоев, определяется из уравнения баланса токов

$$N_i \approx \frac{j_e(1 - \delta_r - \eta_e) - j_v}{(1 + \gamma_i)eV_{si}}, \quad (36)$$

где δ_r , η_e , γ_i — коэффициенты отражения, вторичной электронной и ионно-электронной эмиссии, $V_{si} = \sqrt{kT_e/M_i}$ — ионно-звуковая скорость потока низкотемпературной плазмы, j_v — плотность фототока. Облучаемый образец рассматривается как единичный элемент поверхности. В пренебрежении вторично-эмиссионными процессами и воздействием ЭМИ (в тени Земли) соотношение (36) характеризует максимальные значения концентрации N_i^{\max} , необходимой для нейтрализации зарядов на поверхности образца практически любого диэлектрического материала при синхронном облучении пучком высокоэнергетических электронов и потоком положительных ионов низкотемпературной плазмы. При плотности тока пучка высокоэнергетических электронов $j_e \approx 10^{-5}$ А·м⁻² и энергии $W_e \approx 10$ кэВ

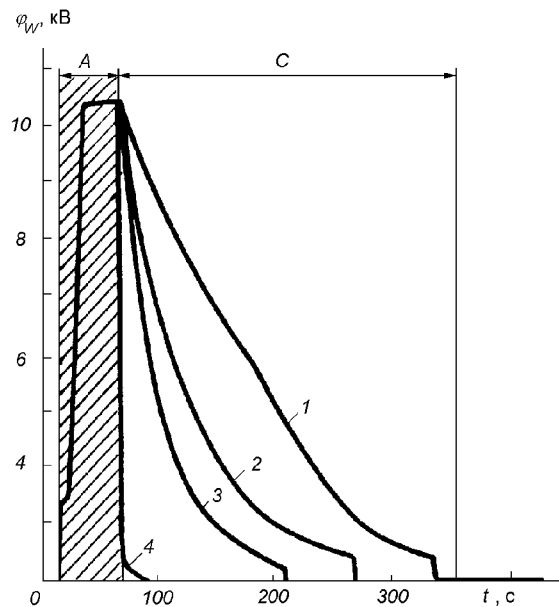


Рис. 4. Влияние плотности тока ионов на эффективность нейтрализации заряда образца из стеклопластика ВПС-7В: 1 — $N_i = 10^8$ м⁻³; 2 — 10^9 м⁻³; 3 — 10^{10} м⁻³; 4 — 10^{11} м⁻³

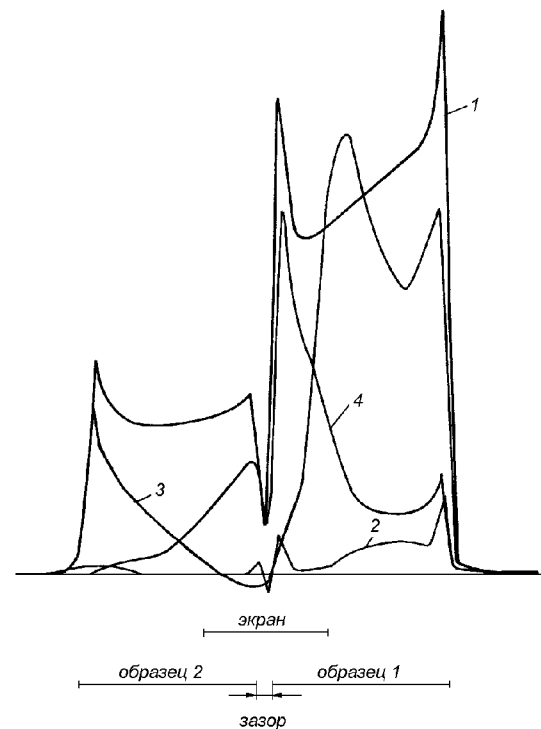


Рис. 5. Распределение напряженности электрического поля у структурно-неоднородной поверхности. Кривая 1 — распределение напряженности электрического поля у поверхности после облучения ее пучком электронов с энергией $W_e = 15$ кэВ и плотностью тока $j_e = 10^{-5}$ А·м⁻²; 2 — после нейтрализации заряда низкотемпературной плазмой; 3 и 4 — влияние частичного экранирования на накопление и нейтрализацию заряда

— $N_i^{\max} \approx 10^{10} \text{ м}^{-3}$. Найденное значение N_i^{\max} характеризует максимальную концентрацию плазмы, реализующей эффективную нейтрализацию заряда без инициирования радиационно-стимулированных пробоев на поверхности диэлектрика. Это подтверждают данные рис. 4. Кривая 1 иллюстрирует нейтрализацию заряда на поверхности стеклопластика ВПС-7 потоком положительных ионов с концентрацией $N_i = 10^8 \text{ м}^{-3}$; 2 — 10^9 м^{-3} ; 3 — 10^{10} м^{-3} ; 4 — 10^{11} м^{-3} . Полученное предельное значение N_i^{\max} соответствует оценкам [7] для КА в тени Земли — на авроральных и геополярных орбитах. Низкотемпературная плазма с концентрацией $N_i \approx 10^{10} - 10^{11} \text{ м}^{-3}$ является «мягким» эффективным средством защиты КА от электрорадиационного воздействия электронных потоков с $j_e \approx 10^{-4} - 10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ в диапазоне энергий $W_e \approx 1 - 20 \text{ кэВ}$.

Для КА характерна структурно-геометрическая неоднородность поверхности, взаимная экранировка элементов конструкции. Это накладывает дополнительные особенности на протекание зарядно-разрядных процессов. Рис. 5 иллюстрирует распределение напряженности электрического поля у структурно-неоднородной поверхности, образованной образцами 1 и 2, размещенными с зазором 10 мм на изолированной подложке. Образец 1 — стеклопластик ВПС-7, покрытый белым токопроводным ТРП; образец 2 — углепластик КМУ-4Л, покрытый эмалью ХП-5237. Схема размещения образцов представлена с сохранением структурно-геометрической неоднородности, где в качестве элемента масштабирования выбран зазор между образцами. Размер зазора 10 мм определяется размером апертуры датчика — пространственной разрешающей способностью аппаратуры «Зонд—Заряд».

На облучаемой поверхности имеется пять особых точек, характеризующих геометрическую структуру облучаемой поверхности. Распределение напряженности электрического поля у поверхности отражает ее структурно-геометрическую неоднородность (кривые 1 и 2). Внесение экрана изменяет

геометрию облучаемой поверхности. Следствием этого является изменение распределения полей образцов 1 и 2 (кривые 3, 4).

Эффективность плазменной нейтрализации в значительной степени определяется структурой и геометрией облучаемой поверхности. Распределение электрического поля и его зависимость от структуры облучаемой поверхности подтверждает корректность моделирования в замкнутом объеме стэнда электрорадиационного взаимодействия в системе «КА—окружающая среда» на орбите.

1. Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский Л. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. — М.: Наука, 1964.—384 с.
2. Антонов В. М., Пономаренко А. Г. Лабораторные исследования эффектов электризации космических аппаратов. — Новосибирск: Наука, 1992.—115 с.
3. Веников В. А. Теория подобия и моделирования. — М.: Высш. шк., 1976.—480 с.
4. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. — М.: Гостехиздат, 1952.—432 с.
5. Громов В. В. Электрический заряд в облученных материалах. — М.: Энергоиздат, 1982.—112 с.
6. Шувалов В. А. Моделирование взаимодействия тел с ионосферой. — Киев: Наук. думка, 1995.—180 с.
7. Anderson P. C., Koons H. C. Spacecraft charging anomaly on a low-altitude satellite in an aurora // J. Spacecraft and Rockets.—1996.—33, N 5.—P. 734—738.
8. Furnis T. Space knockout // Flight Int.—1996.—150, N 4543.—P. 26—27.

SIMULATION OF RADIATIVE ELECTRIZATION OF SPACECRAFT IN THE IONOSPHERE AND MAGNETOSPHERE

V. A. Shuvalov, A. I. Priymak, and V. V. Gubin

Principles of the physical simulation of radiative electrization of spacecraft in the ionosphere and magnetosphere are formulated, methodology of this simulation is elaborated. The cyclogramas and impulses of high-voltage discharges which are detected are shown to carry complete information about electrophysical properties of materials. Efficiency of plasma neutralization of the radiation influence was found to depend on concentration of low-temperature plasma and structure of irradiated surface.