

Механизмы взаимодействия перезарядочной плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика

В. В. Валиуллин,* А. Б. Надирадзе†

¹Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет) (МАИ),
Институт №2 «Авиационные, ракетные двигатели и энергетические установки»,
кафедра 208 «Электроракетные двигатели, энергетические и энергофизические установки»
Россия, 125993, Москва, Волоколамское шоссе, д. 4

(Поступила в редакцию 14.07.2021; подписана в печать 16.07.2021)

В настоящей работе предпринята попытка разработать математическую модель взаимодействия перезарядочной (низкотемпературной) плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика. Данная модель основана на известной модели зарядки диэлектрика Фиттинга, описывающий транспорт неравновесных носителей заряда в приповерхностном слое диэлектрика. Рассмотрены возможные физические процессы взаимодействия ионов перезарядочной плазмы электроракетного двигателя с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика. Показано, что в результате всех этих процессов в тонком поверхностном слое диэлектрика образуются дырки, на которых затем и происходит релаксация избыточных электронов.

PACS: 52.25.Mq УДК: 537.533.2, 533.924, 629.7.036.73

Ключевые слова: радиационно-заряженный диэлектрик, электроракетный двигатель, низкотемпературная плазма, релаксация заряда.

ВВЕДЕНИЕ

Космический аппарат (КА) на высоких околоземных орбитах подвергается радиационной зарядке горячей магнитосферной плазмой, что приводит его электризации. Сборка внешних элементов аппарата из разнородных материалов с разными электрофизическими свойствами приводит к дифференциальной зарядке поверхности и, как следствие, к возникновению электростатических разрядов (ЭСР), которые негативно сказываются на функционировании бортовой аппаратуры КА [1].

Включение и работа электроракетного двигателя (ЭРД) приводит к появлению низкотемпературной перезарядочной плазмы в окрестности радиационно-заряженных элементов поверхности аппарата. Эта плазма усугубляет процессы электроразрядной деградации диэлектрических материалов конструкции при рекомбинации накопленного заряда и может приводить к инициированию мощных поверхностных ЭСР, способствующих к сбоям в работе бортовой аппаратуры.

В связи с этим возникают вопросы о физических механизмах взаимодействия низкотемпературной плазмы с радиационно-заряженными диэлектриками и условиях возникновения ЭСР на поверхности КА. Для ответа на эти вопросы в данной работе предпринята попытка построения физико-математической модели взаимодействия перезарядочной плазмы с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика. Эта модель основана на известных моделях зарядки ди-

электриков Фиттинга [2], описывающих процессы релаксации неравновесных зарядов и появление электроракетного эффекта.

1. ПРОЦЕССЫ ВЫПАДЕНИЯ ИОНОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ЭЛЕКТРОРАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

Неравновесный внедренный заряд в диэлектрическом материале КА может «вытягивать» из плазменной струи ЭРД низкоэнергетические ионы перезарядки. Для оценки плотности ионного тока, выпадающего на поверхность КА, воспользуемся моделью плоского электрического зонда Ленгмюра, согласно которой пространство в окрестности зонда делится на внутреннюю и внешнюю зоны. В области внутренней зоны электрическое поле подчиняется кулоновскому закону, при нахождении в которой любой низкоэнергетический ион выпадает на радиационно-заряженную поверхность КА. В области внешней зоны находятся невозмущенные электрическим полем ионы перезарядки. Поверхность, отделяющая эти области, называется собирающей поверхностью с эффективным радиусом R_C . Численные расчеты радиуса собирающей поверхности для зонда с высоким потенциалом (при условии $R_C/R_P \gg 1$) дают следующее соотношение [3]:

$$R_C = 0,803(R_P \cdot U_P)^{3/7} D_P^{4/7}, \quad (1)$$

где R_P — размеры зонда, U_P — электрический потенциал зонда,

$$D_P = (\varepsilon_0 k T_i T_e / e^2 n_e (T_i + T_e))^{1/2}, \quad (2)$$

— радиус Дебая зонда, T_i , T_e — температуры ионной и электронной составляющих плазмы, n_i , $n_e \approx n_e \approx$

* valeerka96@yandex.ru

† nadiradze@mai.ru

$\approx n_i$ — концентрации электронов и ионов квазинейтральной плазмы в окрестности зонда, k — постоянная Больцмана, ε_0 — электрическая постоянная, e — заряд электрона.

Плотность тока выпадающих ионов на электрический зонд определяется выражением [3]:

$$j_P = 1,47 \left(\frac{8\pi k T_i}{m_i} \right)^{1/2} \cdot e \frac{n_i R_G^2}{S_P}, \quad (3)$$

где S_P — площадь зонда, m_i — масса иона.

Выражение (3) предполагает непрерывное увеличение плотности тока ионов, выпадающих на электрический зонд, для бесконечной плазменной среды с ростом потенциала поверхности. Применительно к процессу установления потенциала радиационно-заряженной диэлектрической поверхности КА, ток ионов перезарядки, образованных в струе ЭРД, имеет предел по мощности генерации. Верхнее значение предельного тока выпадающих ионов на поверхность КА определяется величиной полного тока ионов перезарядки.

2. ПРОЦЕССЫ РАДИАЦИОННОЙ ЗАРЯДКИ ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИКА

Поведение неравновесных зарядов в диэлектриках и появление электретного эффекта довольно подробно изучены, разработаны многочисленные модели, объясняющие наблюдаемые физические эффекты [4]. Основная сложность теоретического анализа электретов заключается в нелинейности процессов транспорта зарядов в диэлектриках.

Как отмечается в [4], в физических моделях транспорт неравновесных зарядов в диэлектриках описывается универсальной системой одномерных уравнений, таких как: а) уравнение полного тока в виде суммы проводимости (равновесного и неравновесного), тока смещения и диффузионного тока (обычно пренебрегают последним), б) уравнением Пуассона (или уравнением непрерывности, как следствием двух предыдущих уравнений), в) уравнением кинетики процессов зарядки и разрядки мелких и глубоких ловушек. Решение этих уравнений в аналитической форме возможно только с пренебрежением равновесной проводимости диэлектрика и/или влиянием ловушек. Имеется аналитическое решение данной системы уравнений с учетом равновесной проводимости диэлектрика и влияния ловушек [4] с единственным упрощающим предположением о модели глубоких ловушек с быстрой полной зарядкой. Поэтому полное решение рассматриваемой задачи в общей форме возможно лишь численными методами.

В настоящий момент известны поверхностная и объемная модели электризации диэлектриков электронным излучением. Поверхностная модель основана на расчете баланса токов, определяющих зарядение

поверхности диэлектрика [1]. Объемная модель зарядения диэлектрика электронами применяется без учета вторичной электронной эмиссии для энергий электронов выше 100 кэВ. Для энергий электронов от 10 до 100 кэВ наблюдается быстрая и медленная фазы процесса зарядения, которые не могут быть описаны поверхностной или объемной моделью расчета [5]. Трудности физико-математического моделирования радиационно-заряженных диэлектриков для энергий первичных электронов от 10 до 100 кэВ обусловлены самосогласованием множества процессов, в частности торможением первичных электронов в электростатическом поле при подлете к отрицательно заряженной поверхности диэлектрика, изменением вторичной электронной эмиссии за счет изменения внутреннего электрического поля у поверхности диэлектрика.

Поэтому для описания накопления заряда в диэлектрике разработана комбинированная расчетная модель, учитывающая взаимосвязь процессов поверхностного и объемного зарядения высокоомных диэлектриков [2]. В этой модели учтена вторично электронная эмиссия с поверхности диэлектрика, формируемая за счет электронов надтепловых энергий, образуемых первичными электронами. Центры захвата электронов и дырок определяются электронами тепловой энергии, входящими в состав приповерхностных вторичных токов диффузии и электропроводности. Так же в упрощенном виде учтены процессы рекомбинации избыточных электронов и дырок индуцированной проводимости: как между собой, так и противоположными по знаку зарядами, находящимися на ловушках. Данные процессы обеспечивают необходимый градиент концентрации электронов для приповерхностного диффузионного тока электронов, идущего на отрицательную зарядку поверхности диэлектрика.

3. ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ РАДИАЦИОННО-ЗАРЯЖЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКА ИОНАМИ ПЕРЕЗАРЯДКИ

Хотя процессы взаимодействия ионов с поверхностью изучены достаточно хорошо, на сегодняшний день не ясным являются физические механизмы взаимодействия перезарядочной плазмы с радиационно-заряженной поверхностью диэлектрика [6]. Различают следующие основные механизмы взаимодействия бомбардирующих ионов с поверхностью мишени: потенциальное вырывание электронов с коэффициентом потенциальной ионно-электронной эмиссии γ_p и кинетическое выбивание с коэффициентом кинетической ионно-электронной эмиссии γ_k . В области небольших энергий ионов 0.1–1 кэВ происходит потенциальное вырывание электронов из мишени [7]. В области энергий ионов выше 1 кэВ к потенциальному вырыванию электронов из мишени добавляется кинетическое выбивание электронов бомбардирующими ионами.

Потенциальное вырывание связано с передачей элект-

тронам мишени энергии, выделяющейся при переходе бомбардирующего иона в основное состояние атома. Кинетическое выбивание обусловлено ударной ионизацией атомов поверхностного слоя мишени и бомбардирующих частиц. Для этого механизма характерен энергетический порог E_n (энергия, ниже которой этого вида эмиссии не наблюдается) [8]. Энергетический порог зависит от природы иона и материала мишени и составляет приблизительно 1–2 кэВ [1]. При энергиях выше энергетического порога E_n коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии γ_k линейно растет, выходит на плато и далее уменьшается.

Исходя из этого, можно выделить следующие механизмы взаимодействия бомбардирующего иона с мишенью: 1) потенциальное вырывание электрона из мишени подлетевшим ионом без его рекомбинации (автоэлектронная эмиссия с поверхности мишени), 2) потенциальное вырывание электрона из мишени с последующей рекомбинацией подлетевшего иона, 3) кинетическое выбивание электронов из мишени атомом с энергией бомбардирующего иона, который рекомбинировал до столкновения с мишенью, 4) кинетическое выбивание электронов из мишени бомбардирующим ионом и последующая его рекомбинация внутри мишени (рис. 1).

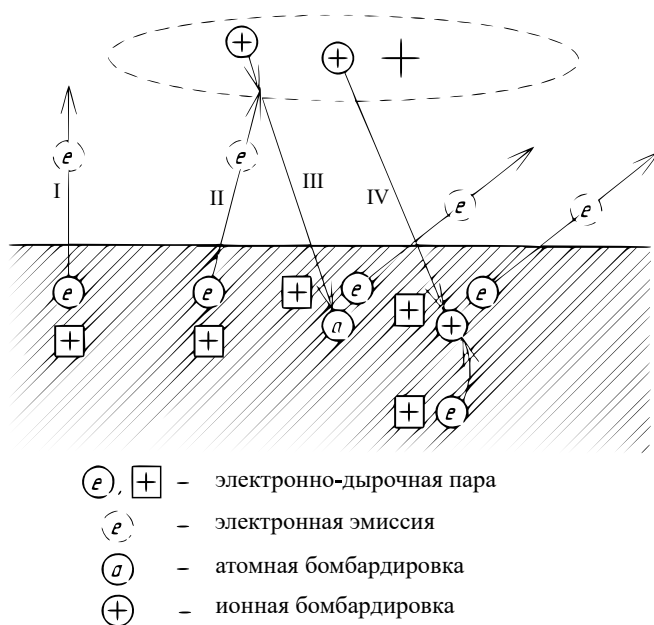


Рис. 1. Механизмы взаимодействия ионов с поверхностью заряженного диэлектрика: I — потенциальное вырывание электрона из мишени подлетевшим ионом без его рекомбинации (автоэлектронная эмиссия); II — потенциальное вырывание электрона из мишени с последующей рекомбинацией подлетевшего иона; III — кинетическое выбивание электронов из мишени атомом; IV — кинетическое выбивание электронов из мишени бомбардирующим ионом и последующая его рекомбинация внутри мишени

По механизму I в диэлектрике образуется приповерхностный слой дырок, генерацию которых опреде-

ляет коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии γ_p . Остальные три механизма определяют коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии γ_k , т.к. не важно произошла нейтрализация иона или нет, важно количество электронов, выбитых по кинетическому механизму или вырванных электрическим полем иона. Электрон, вырванный по потенциальному механизму II, не участвует в образовании автоэлектронного эмиссионного тока, т.к. он нейтрализует подлетевший ион. Независимо от того произойдет рекомбинация иона вне диэлектрика по механизму вырывания электрона из поверхности электрическим полем иона или рекомбинация иона произойдет внутри мишени, количество эмитированных электронов и количество образованных приповерхностных дырок при прочих равных условиях будет одинаковым.

Таким образом, плотность тока дырок, инжектируемых в диэлектрик в результате ионной бомбардировки, можно определить, как:

$$j_{SH}(x=0, t) = j_i(t) \cdot g_{SH}, \quad (4)$$

где g_{SH} — коэффициент генерации дырок бомбардирующими ионами перезарядочной плазмы; $j_i(t)$ — плотность ионного тока.

Для невозмущенной внедренными зарядами мишени:

$$g_{SH} = 1 + \gamma_{ie}, \quad (5)$$

где $\gamma_{ie} = \gamma_p + \gamma_k$ — полный коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии.

Коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии слабо зависит от кинетической энергии подлетающих ионов E_0 и определяется эмпирическим соотношением:

$$\gamma_p \approx K_p \Delta (I_i - 2\varphi), \quad (6)$$

где I_i — потенциал ионизации атомов бомбардирующих ионов, φ — работа выхода электронов из материала; $K_p \approx 0.01$.

Коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии:

$$\gamma_k = a \cdot (E_0 - E_{th}), \quad (7)$$

где E_{th} — пороговая энергия; a — постоянный коэффициент; $E_0 \geq E_{th}$.

При $E_0 = 5 - 10$ кВ, что соответствует максимальному потенциалу радиационно-заряженных поверхностей КА, γ_{ie} может достигать значений 0.5–2. Это значит, что на один падающий ион в поверхностном слое диэлектрика будет образовываться до 2–3 дырок ($g_{SH} = 1.5 \dots 3$).

Однако при наличии внедренного заряда на g_{SH} будут оказывать влияние величина электрического поля и концентрации дырок в поверхностном слое диэлектрика.

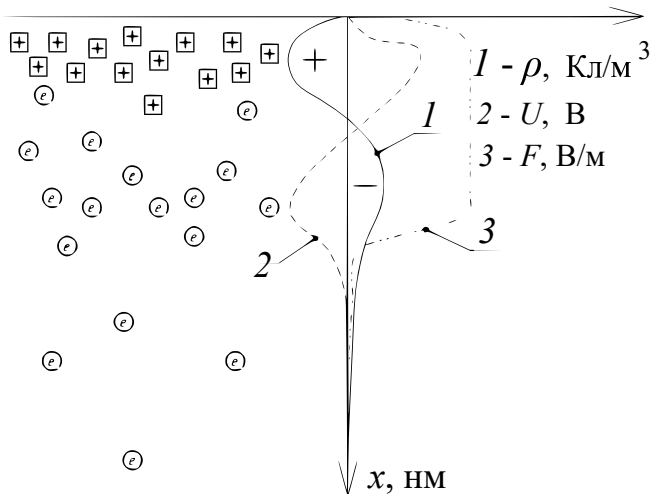


Рис. 2. Схема распределения электрических параметров по глубине диэлектрика: 1 — удельная плотность заряда $\rho(x)$, Кл/м³; 2 — потенциал электрического поля $U(x)$, В; 3 — напряженность электрического поля $F(x)$, В/м

Рассмотрим схему распределения плотности заряда, потенциала электрического поля и напряженности электрического поля по глубине диэлектрика (рис. 2).

В случае отрицательно заряженного диэлектрика и при отсутствии в поверхностном слое дырок (гипотетическая ситуация), выход вторичных электронов будет превышать выход электронов из незаряженного диэлектрика в силу действия электрического поля. При этом $\gamma_{ie} > 0$, а $g_{SH} > 1$.

С ростом концентрации дырок в поверхностном слое мишени выход вторичных электронов снижается за счет снижения электрического поля и возрастания вероятности рекомбинации. В предельном случае, когда выход вторичных электронов полностью прекра-

щается ($\gamma_{ie} = 0$), $g_{SH} = 1$.

Таким образом, можно утверждать, что для нейтрализации внедренного заряда q_e требуется заряд ионов $q_i \leq q_e$.

При больших ионных токах (при большой концентрации плазмы) скорость релаксации внедренного заряда может быть существенно ниже, чем скорость генерации дырок. Поэтому даже если заряды будут полностью скомпенсированы в диэлектрике сохранится высокая напряженность поля между областями с положительным и отрицательным объемным зарядом. Напряженность этого поля будет тем выше, чем больше концентрация плазмы.

Если напряженность поля превысит порог электрической прочности материала, может произойти пробой с мгновенным выбросом накопленного заряда. Если же напряженность поля ниже пороговой, релаксация заряда происходит постепенно, за счет собственной или радиационной проводимости диэлектрика. Электроны, локализованные на ловушках, за счет действия электрического поля покидают их по механизму Пула-Френкеля и дрейфуют к поверхности, содержащей избыточную концентрацию дырок. Этот процесс может быть очень медленным, особенно, когда напряженность поля в диэлектрике невелика.

Таким образом, для выяснения механизма релаксации внедренного заряда под действием перезарядочной плазмы ЭРД, оценки времени релаксации и вероятности возникновения пробоя, модель должна учитывать не только процессы в диэлектрике, но и процессы в пристеночном слое плазмы, определяющие величину ионного тока на поверхность. Кроме того, модель релаксации должна описывать изменение g_{SH} в зависимости от величины электрического поля и концентрации дырок в поверхностном слое диэлектрика.

[1] Новиков Л. С. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. 2006. С. 12.
 [2] Fitting H.-J., Touzin M. // *J. Appl. Phys.* 2011. **110**. 044111.
 [3] Козлов О. В. Электрический зонд в плазме. 1969. С. 11.
 [4] Барыбин А. А., Шаповалов В. И. Физика твердого тела. 2008. **50**. № 5.
 [5] Новиков Л. С. Радиационное воздействие на материалы

космических аппаратов. 2010. С. 111.
 [6] Бляхарский С. С., Бляхарский Я. С., Надирадзе А. Б. // *Ученые записки физического ф-та Московского ун-та.* 2020. № 2. 2020103.
 [7] Плешивцев Н. В., Бажин А. И. Физика воздействий ионных пучков на материалы. 1998. С. 115.
 [8] Никитенков Н. Н. Технология конструкционных материалов. Анализ поверхности методами атомной физики. 2016. С. 80.

Mechanisms of interaction of the recharging plasma of an electric rocket engine with a radiation-charged dielectric surface

V. V. Valiullin^a, A. B. Nadiradze^b

Department of Electric propulsion and spacecraft power plants, the Institute of number 2

«Aircraft, rocket engines and power plants», Moscow Aviation Institute

(National Research University) (MAI)

Moscow 125993, Russia

E-mail: ^avaleerka96@yandex.ru, ^bnadiradze@mai.ru

In this paper, an attempt is made to develop a mathematical model of the interaction of the recharge (low-temperature) plasma of an electric rocket engine with a radiation-charged dielectric surface. This model is based on the well-known Fitting dielectric charging model, which describes the transport of non-equilibrium charge carriers in the near-surface layer of the dielectric. Possible physical processes of interaction of ions of the recharge plasma of an electric rocket engine with a radiation-charged dielectric surface are considered. It is shown that as a result of all these processes, holes are formed in the surface layer of the dielectric, on which the excess electrons are then relaxed.

PACS: 52.25.Mq

Keywords: radiation-charged dielectric, plasma thruster, low-temperature plasma, charge relaxation.

Received 14 July 2021.

Сведения об авторах

1. Валиуллин Валерий Владимирович — аспирант, инженер; e-mail: valeerka96@yandex.ru.
2. Надирадзе Андрей Борисович — доктор техн. наук, вед. науч. сотрудник; e-mail: nadiradze@mai.ru.