

УДК 537.553.9:537.529

## ПОРОГОВЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ СТЕКЛА, ПРИВОДЯЩЕГО К ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ РАЗРЯДАМ

© 2024 г. Р. Х. Хасаншин<sup>1, 2, \*</sup>, Д. В. Уваров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Акционерное общество “Композит”, Королев, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана (национальный исследовательский университет)”, Москва, Россия

\*E-mail: rhkhas@mail.ru

Поступила в редакцию 15.11.2023

После доработки 22.11.2023

Принята к публикации 28.12.2023

Представлены экспериментальные данные о минимальных значениях энергий и плотностей потоков электронов, воздействие которых на покровные стекла солнечных батарей и отражающие элементы терморadiаторов искусственных спутников Земли приводит к электростатическим разрядам. Установлено, что добавление протонов в состав воздействующего на исследованные образцы потока частиц подавляет развитие разрядов. Для качественной интерпретации полученных результатов предложена математическая модель.

DOI: 10.31857/S0367676524040032, EDN: QISROM

### ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие стекол, используемых на внешних поверхностях высокоорбитальных искусственных спутниках Земли (ИСЗ), с окружающей космической плазмой [1–4] сопровождается сложными, часто взаимосвязанными процессам [4], приводящими к изменениям их физико-химических свойств. В частности, электроны и дырки, появляющиеся при ионизации атомов, могут быть захвачены распределенными в стекле ловушками с образованием радиационных центров окраски [5–8]. Это может, например, привести к деградации оптических свойств покровных стекол (ПС) солнечных батарей и отражающих элементов (ОЭ) терморadiаторов. В первом случае произойдет снижение мощности солнечных батарей, а во втором температура бортовой аппаратуры может превысить допустимое значение. Для повышения радиационно-оптической стойкости в стекло К-208 добавляют церий, который в одной валентной форме ( $\text{Ce}^{3+}$ ) является ловушкой для дырок, а в другой ( $\text{Ce}^{4+}$ ) для электронов. При этом ионы церия, являясь конкурентами существующим в стекле ловушкам, не поглощают электромагнитное излучение в видимой части спектра. Присутствие церия смещает спектр радиационно-обусловленного поглощения в стекле в ультрафиолетовую область, что очень важно в случае ПС солнечных батарей.

Деградация оптических свойств ПС и ОЭ может быть вызвана также осаждением на их поверхностях продуктов собственной внешней атмосферы ИСЗ [9, 10] и плазмоидов, выбрасываемых в окружающее пространство при электростатических разрядах (ЭСР) [11].

При взаимодействии с излучениями космического пространства в стекле аккумулируется заряд, поле которого влияет как на протекающие в нем процессы, так и на пространственно-временное энергетическое и угловое распределение воздействующих на него заряженных частиц. Когда напряженность поля инжектированного в стекло заряда достигает критического значения, происходят ЭСР [12–16], являющиеся источниками основной доли эксплуатационных аномалий ИСЗ [17]. ЭСР сопровождаются выбросом в окружающее пространство плазмы, генерацией электромагнитных импульсов, вызывающих сбой в работе бортовой аппаратуры, разрушением структуры и изменением стехиометрии стекла и т.д. Микроструктура заряженного стекла и его облучаемой поверхности изменяется, например, в результате полевой миграции ионов щелочных металлов ( $\text{Li}^+$ ,  $\text{K}^+$  и  $\text{Na}^+$ ), оксиды которых добавляют в стекло для придания ему необходимых свойств. При электронном облучении смещение таких ионов в область локализации отрицательного заряда приводит

к высвобождению немостиковых атомов кислорода, которые скапливаются в окрестностях дефектов структуры стекла и образуют пузырьки молекулярного кислорода [18–22].

В работах [16, 23, 24] представлены результаты исследований ЭСР, возникающих при электронном облучении образцов, изготовленных на основе пластин стекла К-208. При этом плотности потоков и энергии частиц соответствовали значениям параметров, при которых проводятся ускоренные испытания диэлектрических материалов на стойкость к факторам электризации и электрических разрядов под действием горячей магнитосферной плазмы, состоящей в основном из электронов и протонов. В экспериментах наблюдались ЭСР двух типов. Первый тип – разряд с микровыступом на поверхности стекла в окружающее пространство, второй – разряд, развивающийся вдоль облучаемой поверхности. Оба разряда сопровождались выбросом в окружающее пространство плазмы и изменениями структуры поверхности стекла.

Для более обоснованного выбора эффективной энергии и плотности потока частиц моделирующей условия космоса установки, на которой проводятся испытания диэлектрических материалов и фрагментов ИСЗ на стойкость к факторам электризации и электрических разрядов, а также для прогнозирования вероятности развития ЭСР в условиях эксплуатации ИСЗ, возникла необходимость в проведении дополнительных расчетно-экспериментальных исследований. Поэтому целью данной работы является определение минимальных значений энергии и плотности потока электронов, воздействие которых на ПС и ОЭ приводит к ЭСР, и влияние на их развитие протонного компонента горячей магнитосферной плазмы.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Для исследования условий возникновения ЭСР на ПС и ОЭ использовались образцы, изготовленные на основе пластин стекла К-208 с размерами  $40 \times 40 \times 0.17$  мм<sup>3</sup>, которые получают вытягиванием из расплава стекла через валки, резкой по заданным размерам и последующим отжигом. Если ПС – это чистая пластина стекла К-208, то ОЭ отличается лишь тем, что на одну из сторон такой пластины методом магнетронного напыления последовательно нанесены слои алюминия (отражающий слой) и нержавеющей стали (защитный слой) [25]. Образец через стеклянную прокладку толщиной 5 мм прикрепляли к охлаждаемому металлическому столику установки УВ ½ для одновременного облучения всей его поверхности при вакууме  $10^{-4}$  Па. По периметру образца на высоте 5 мм размещалась медная антенна диаметром 2 мм. Ток, наведенный на антенне при ЭСР на образцах или пробое на металлическую подложку, в случае ОЭ

замыкался на корпус через измерительный резистор сопротивлением 9.1 кОм. Напряжение на измерительном резисторе фиксировалось с помощью двухлучевого осциллографа RIGOL MSO2302A. Форма импульса напряжения (максимальная амплитуда импульса и длительность переходного процесса) зависят от значений параметров измерительной цепи (сопротивлений и емкостей). Схема измерений указанных токов и ее подробное описание приведены в работе [26].

В первой серии экспериментов образцы ПС и ОЭ облучали электронами с энергиями ( $E_{e0}$ ) в диапазоне (5–45) кэВ. Значение плотности потока электронов ( $\phi_e$ ) варьировалось от  $5 \cdot 10^8$  до  $5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Вторая серия была посвящена исследованию зависимости частоты ЭСР от величины  $\phi_e$  при облучении образцов ПС электронами разных энергий из диапазона (7.5–45) кэВ. И наконец, в третьей серии экспериментов изучалось влияние на развитие ЭСР протонов с энергией  $E_{p0} = 10$  кэВ при совместном электронно-протонном воздействии на образцы ПС.

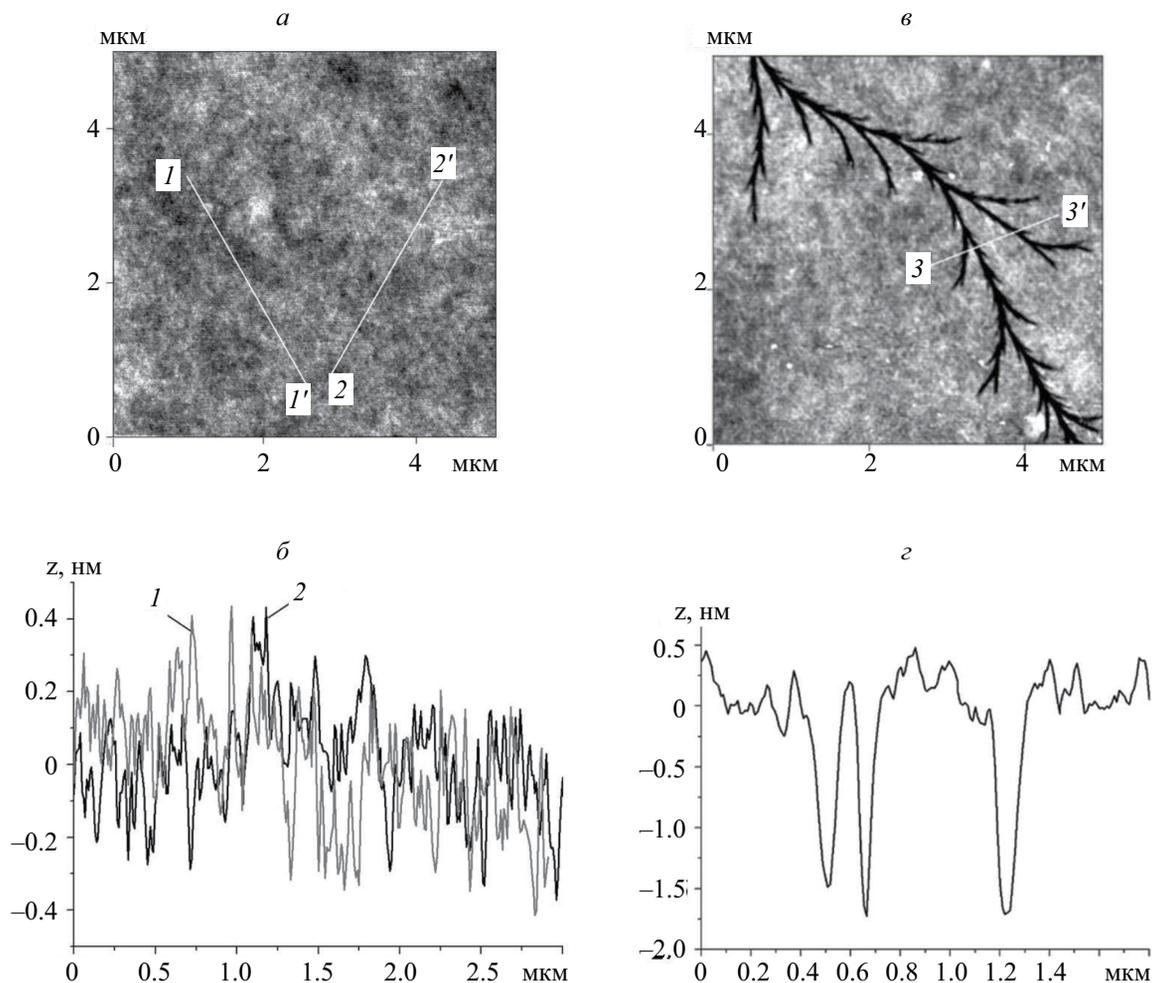
### РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

При подготовке к экспериментам методом Монте-Карло по схеме укрупненных столкновений были рассчитаны пробеги в стекле К-208 электронов ( $R_e$ ) и протонов. Полученные результаты, в частности, показали, что ПС толщиной 170 мкм является надежной защитой элементов солнечных батарей от протонов с  $E_{p0} < 4.5$  МэВ и что глубина проникновения в стекло К-208 протонов с  $E_{p0} = 10$  кэВ составляет около 0.28 мкм.

Значения  $R_e$  для разных  $E_{e0}$  при нормальном падении электронов на незаряженное стекло представлены в табл. 1. Здесь же для разных значений  $E_{e0}$  приведены полученные в первой серии

**Таблица 1.** Параметры электронного облучения 10 групп образцов ПС и ОЭ

№ п/п	$E_{e0}$ , кэВ	$R_e$ , мкм	$\phi_{eb1}$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$\phi_{eb2}$ , см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	7.5	0.9	$1.5 \cdot 10^{12}$	–
2	10	1.3	$5.4 \cdot 10^{10}$	–
3	12.5	1.9	$4.9 \cdot 10^{10}$	$8.4 \cdot 10^{10}$
4	15	2.6	$2.3 \cdot 10^{10}$	$7.0 \cdot 10^{10}$
5	20	4.3	$1.7 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^{10}$
6	25	6.4	$1.8 \cdot 10^9$	$5.5 \cdot 10^9$
7	30	8.8	$8 \cdot 10^8$	$2.0 \cdot 10^9$
8	35	11.5	$5 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^9$
9	40	14.5	$4 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^9$
10	45	21.4	$3 \cdot 10^8$	$1.0 \cdot 10^9$



**Рис. 1.** 2D-изображения фрагментов  $5 \times 5 \text{ мкм}^2$  поверхности исходного (а) и облученного образца (в) и их сечения вдоль линии 1–1', 2–2' (б) и 3–3' (г) соответственно.

экспериментов минимальные значения плотностей потока электронов ( $\phi_{\text{eb1}}$ ) и ( $\phi_{\text{eb2}}$ ), при которых возникли ЭСР на образцы ПС и ОЭ соответственно.

Из представленных в табл. 1 результатов видно, что на образцах ПС разряды начинают происходить при меньшей энергии электронов ( $E_{\text{e0}} = 7.5 \text{ кэВ}$ ), чем на образцах ОЭ ( $E_{\text{e0}} = 12.5 \text{ кэВ}$ ). Результаты проведенных расчетов позволяют это объяснить тем, что при облучении ОЭ электрическое поле в образец сосредоточено в основном между максимумом распределения термализованных электронов и металлизированной подложкой, на которой наводится положительный заряд. Следовательно, при одинаковых условиях облучения напряженность поля в приповерхностном слое ОЭ меньше, чем у ПС. Поэтому напряженность поля в облучаемом слое ПС достигает критического значения при меньших энергиях и плотностях потока электронов.

Необходимо отдельно выделить два экспериментальных результата. Во-первых, с ростом  $E_{\text{e0}}$  от 12.5 до 45 кэВ значения  $\phi_{\text{eb1}}$  и  $\phi_{\text{eb2}}$  снижаются почти на два порядка. Во-вторых, при  $E_{\text{e0}} = 7.5 \text{ кэВ}$  происходят только ЭСР 2-го типа, развивающиеся вдоль облучаемой поверхности образца ПС и остающиеся на ней разрядные каналы. В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены АСМ-изображения фрагментов поверхностей исходного образца (рис. 1а) и образца (рис. 1в) облученного при следующих значениях параметров электронного пучка:  $E_{\text{e0}} = 7.5 \text{ кэВ}$ ;  $\phi_e = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $\Phi_e = 3.0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Шероховатость исходного образца не превышает 1 нм (рис. 1б), что достигается технологией изготовления стеклянных пластин. На облученной поверхности стекла имеются разрядные каналы глубиной до 2 нм (рис. 1г).

При значениях  $E_{\text{e0}} \geq 12.5 \text{ кэВ}$  и снижении значения  $\phi_e$  до  $8.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  наряду с ЭСР 2-го типа

в экспериментах наблюдались и разряды 1-го типа, которые происходили с “микровыступов” на поверхности стекла в окружающее пространство [16, 23]. Этот тип разряда стал преобладающими при значениях  $E_{e0} \geq 20$  кэВ и  $\phi_e \leq 7.5 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

В случае облучения образцов ОЭ, помимо указанных выше ЭСР наблюдались также пробой на металлическую подложку. На рис. 2 демонстрируются типовые формы осциллограмм токов, наведенных на антенне при поверхностных разрядах и пробоях на подложку образцов ОЭ. Из рис. 2а следует, что при разрядах 1-го типа, имеющих локальный характер, средняя амплитуда тока возрастает вместе со значением  $E_{e0}$ . Это объясняется тем, что с ростом  $E_{e0}$  увеличивается  $R_e$  и охваченная разрядом область стекла, и, следовательно, количество вовлеченного в него заряда. При этом длительность разряда растет незначительно. Следует отметить, что выброс плазмы в окружающее пространство при разрядах стимулирует их развитие на соседних участках поверхности стекла. Так, на рис. 2б показана осциллограмма токов двух ЭСР 1-го типа, которые следовали один за другим при облучении ПС электронами с  $E_{e0} = 30$  кэВ и  $\phi_e = 1.0 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>.

Характерная для наших экспериментов осциллограмма тока, вызванного пробоем образца ОЭ под действием электронов с  $E_{e0} = 30$  кэВ при  $\phi_e = 5.2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, показана на рис. 2в. При этом приблизительно в 6% случаев пробой заканчивались ЭСР 1-го типа (рис. 2з) и наоборот, ЭСР 1-го типа приводили к пробоям (рис. 2ж). При увеличении интенсивности воздействия ( $\phi_e > 8.0 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>) около 4% пробоев инициировали разряды 2-го типа (рис. 2е), длительность которых почти на порядок превышала длительность разрядов 1-го типа.

Во второй серии экспериментов изучалась зависимость количества ЭСР, происходящих за минуту облучения образцов ПС, от значения величины  $\phi_e$ . Такие зависимости получены при облучении электронами разных энергий из диапазона (12.5–40) кэВ. Анализ результатов, часть которых приведена на графиках рис. 3, показал, что чем больше  $E_{e0}$  (в исследованном диапазоне значений), тем быстрее растет частота ЭСР с увеличением  $\phi_e$ .

Известно, что при облучении диэлектрика заряженными частицами, пробеги которых меньше толщины мишени, в них накапливается заряд, индуцирующий электрическое поле, эволюционирующее по мере облучения. Расчет таких полей связан с необходимостью корректного описания распределения зарядов в мишени, ее радиационной электропроводности, а также с влиянием поля инжектированных в мишень зарядов на параметры пучка бомбардирующих частиц. Проблемы исследования радиационно-стимулированных

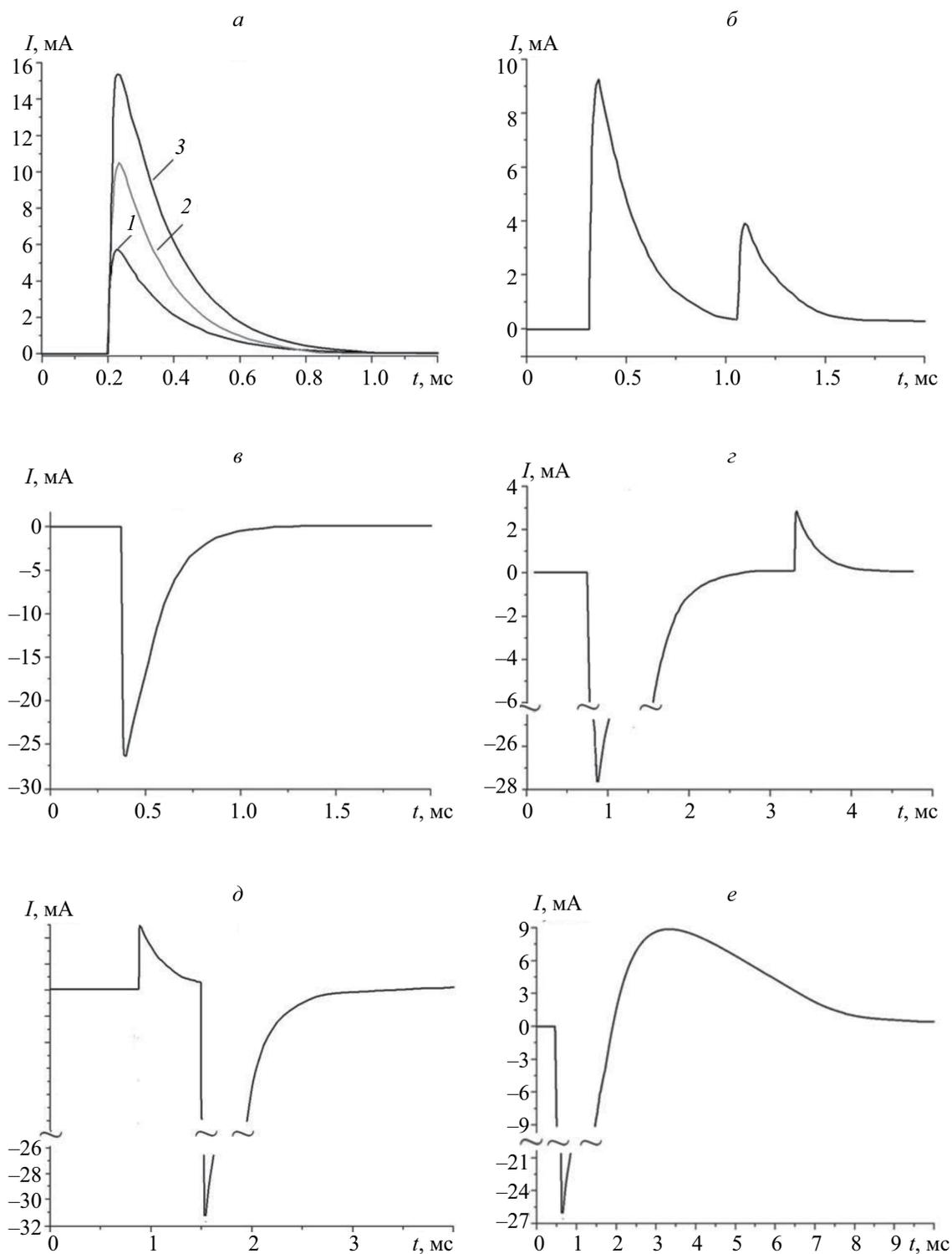
процессов в неупорядоченных материалах, к которым относится и стекло, связаны со сложностью самого объекта. В частности, этим обусловлена сложность математического описания дефектной структуры стекла и таких физических характеристик и параметров как энергетическое распределение локализованных состояний (ловушек), подвижность делокализованных носителей, время жизни носителей по отношению к захвату на ловушках, необходимых, например, для оценки эффекта пространственного перераспределения внедренного заряда при его дрейфе в индуцированном им поле.

Для интерпретации наблюдаемых в экспериментах эффектов были проведены расчеты в рамках дрейфово-диффузионной модели (ДДМ), разные модификации которой использовались для описания процессов миграции носителей зарядов в полупроводниках и облучаемых диэлектриках [27–30]. Основой такой модели традиционно является система уравнений, состоящая из двух частей: первая представляет собой три связанных между собой нелинейных дифференциальных уравнения в частных производных (уравнение Пуассона и два уравнения непрерывности концентраций для электронов и дырок); вторая состоит из двух нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих скорости захвата электронов и дырок существующими в стекле ловушками. Например, в работе [30] представлено подробное описание ДДМ для случая взаимодействия тонкого пучка электронного микроскопа с диэлектрическими мишенями, что позволило авторам рассматривать задачу в цилиндрической системе координат. Актуальность решения подобных задач обусловлена, например, тем, что зарядка диэлектрических образцов ухудшает качество и усложняет интерпретацию изображения в сканирующей электронной микроскопии.

В наших исследованиях облучалась вся поверхность образцов квадратной формы, поэтому задача рассматривалась в декартовой системе координат. С учетом связи между потенциалом  $U(\vec{r}, t)$  и напряженностью электростатического поля  $\vec{E}(\vec{r}, t) = -\nabla U(\vec{r}, t)$  уравнение Пуассона, можно представить в следующем виде

$$\nabla \cdot [\epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t)] = \frac{e}{\epsilon_0} [p(\vec{r}, t) + p_1(\vec{r}, t) - n(\vec{r}, t) - n_1(\vec{r}, t)], \quad (1)$$

где  $n(\vec{r}, t)$  и  $n_1(\vec{r}, t)$  – соответственно концентрации свободных и захваченных ловушками электронов в окрестности точки  $\vec{r}$  в момент времени  $t$ ;  $p(\vec{r}, t)$  и  $p_1(\vec{r}, t)$  – соответственно концентрации свободных и захваченных ловушками дырок;  $e$  – элементарный заряд;  $\epsilon_0$  – электростатическая



**Рис. 2.** Осциллограммы токов характерных для процессов, сопровождающих электронное облучение образцов ПС и ОЭ (*a* и *b*) и ОЭ (*c* – *e*): *a* – разряды 1-го типа при  $E_{c0} = 15$  кэВ (1), 30 кэВ (2), 45 кэВ (3); *b* – разряд 1-го типа инициирует аналогичный разряд на соседнем участке поверхности; *c* – пробой на металлическую подложку; *d* – соответственно пробой на металлическую подложку инициирует разряд 1-го типа и наоборот; *e* – пробой инициирует разряд 2-го типа.

постоянная;  $\varepsilon(\vec{r})$  – относительная диэлектрическая проницаемость стекла, в общем случае функция, зависящая от  $\vec{r}$ . Далее символы функций и параметров модели с нижними индексами  $n$  и  $p$  относятся к электронам и дыркам соответственно.

Динамика изменения концентраций носителей зарядов в облучаемом диэлектрике определяется процессами генерации и рекомбинации пар электрон-дырка, захвата их и термализованных первичных электронов соответствующими ловушками, а также протекающими в образце токами. Поэтому уравнения непрерывности концентраций  $n(\vec{r}, t)$  и  $p(\vec{r}, t)$  в рамках рассматриваемой модели можно представить в следующем виде:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} + \nabla \vec{J}_n(\vec{r}, t) = S_n - Q - \frac{\partial n_t(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2)$$

$$\frac{\partial p(\vec{r}, t)}{\partial t} + \nabla \vec{J}_p(\vec{r}, t) = S_p - Q - \frac{\partial p_t(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (3)$$

где  $S_n$  и  $S_p$  – функции источника, которые на каждом временном шаге определяются при решении задачи переноса электронов в стекле методом Монте-Карло с учетом влияния поля на поток первичных электронов. При взаимодействии с мишенью основная часть энергии первичных электронов, в наших экспериментах, тратится на возбуждение и ионизацию атомов стекла – на образование пар электрон-дырка, а потери на тормозное излучение, которые растут вместе с энергией электронов, при  $E_{e0} = 45$  кэВ не превышает 0.1%.

Для учета изменения концентрации носителей зарядов за счет процессов генерации и рекомбинации пар электрон-дырка использован аналог функции, полученной в рамках модели Шокли–Рида–Холла [31] для полупроводниковых материалов. Без учета концентраций собственных носителей зарядов такая функция приобретает следующий вид:

$$Q[n(\vec{r}, t), p(\vec{r}, t)] = \frac{n(\vec{r}, t)p(\vec{r}, t)}{\tau_n n(\vec{r}, t) + \tau_p p(\vec{r}, t)}, \quad (4)$$

где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  – время жизни электронов и дырок в стекле соответственно. Так как электроны и дырки в облучаемом стекле генерируются и рекомбинируют парами, то в уравнения (2) и (3) входит одна и та же функция (4).

В правых частях выражений (2) и (3) скорости захвата распределенными в стекле ловушками электронов и дырок описываются соответствующими дифференциальными уравнениями:

$$\frac{\partial n_t(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sigma_n v_{th} n(\vec{r}, t) [N_n(\vec{r}, t) - n_t(\vec{r}, t)] - \gamma_n(\vec{r}, t) n_t(\vec{r}, t) \quad (5)$$

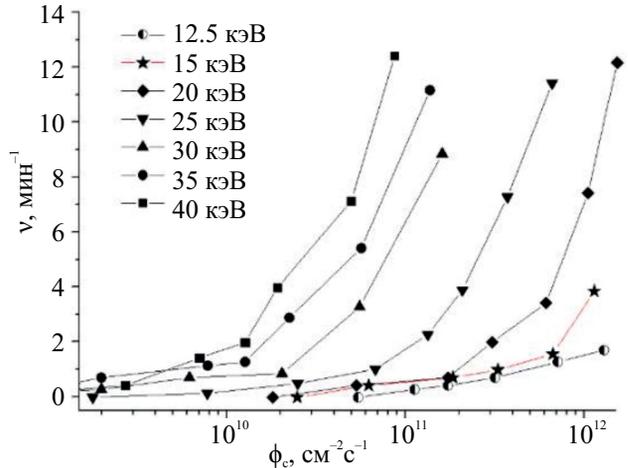


Рис. 3. Зависимость количества разрядов в минуту от плотности потока электронов для разных значений  $E_{e0}$ .

$$\frac{\partial p_t(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sigma_p v_{th} p(\vec{r}, t) [N_p(\vec{r}, t) - p_t(\vec{r}, t)] - \gamma_p(\vec{r}, t) p_t(\vec{r}, t), \quad (6)$$

где  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  – сечения захвата электронов и дырок соответствующими ловушками;  $\gamma_n$  и  $\gamma_p$  – постоянные захвата;  $N_n$  и  $N_p$  – плотности распределения занятых ловушек;  $v_{th}$  – тепловая скорость дырок и ловушек, в рамках данной модели, полагается одинаковой.

В свою очередь выражения для плотностей токов в стекле как электронов, так и дырок состоят из двух слагаемых. Первое описывает диффузионный поток носителей зарядов, а второе дрейф в результирующем поле существующих на момент времени  $t$  в стекле зарядов:

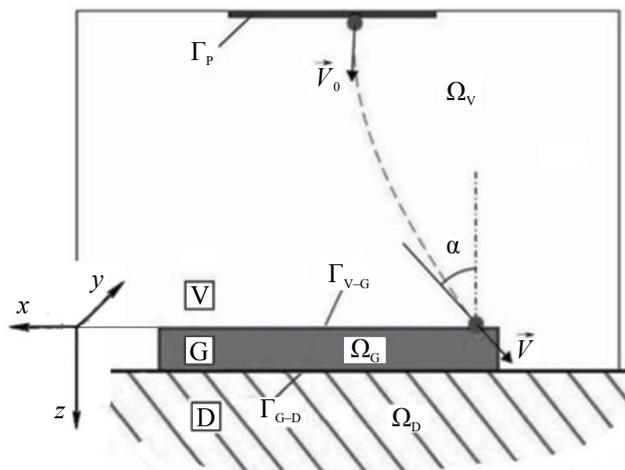
$$\vec{J}_n(\vec{r}, t) = -D_n \nabla n(\vec{r}, t) - \mu_n n(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (7)$$

$$\vec{J}_p(\vec{r}, t) = -D_p \nabla p(\vec{r}, t) + \mu_p p(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (8)$$

где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок;  $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии.

Такая модель позволяет одновременно отслеживать пространственно-временное распределение четырех типов частиц (свободных и захваченных электронов и дырок) и эволюцию поля, индуцированного их зарядами.

На рис. 4 приводится схема расчетной области для случая, соответствующего нашим экспериментам. Необходимо отметить, что уравнение (1) рассматривалось во всей области решения задачи в вакууме и стекле (в области  $\Omega_V \cup \Omega_G$ ), в то время как уравнения (2), (3), (5) и (6) решались только



**Рис. 4.** Схема расчетной области:  $\Gamma_P$  – граница электронная пушка-вакуум; V – вакуум; G – стекло; D – диэлектрик;  $\Gamma_{V-G}$  – граница вакуум-стекло;  $\Gamma_{G-D}$  – граница стекло-диэлектрик;  $\vec{v}_0$  и  $\vec{v}$  – скорости электрона при выходе из электронной пушки и при входе в стекло соответственно;  $\Omega_V$  и  $\Omega_G$  – области решения задачи в вакууме и стекле соответственно.

в стекле (в области  $\Omega_G$ ). При этом пренебрегалось влиянием на поле заряженной пластины металлических стенок вакуумной камеры (ее диаметр, как и расстояние между электронной пушкой и облучаемым образцом составляет около 80 см).

Численная модель, построенная на основе метода конечных элементов, реализующая математическую модель, описывающую взаимодействия широкого пучка электронов с образцами ПС и ОЭ, очень громоздка. Поэтому здесь приводится только схема расчетной области и некоторые результаты вычислений, показанные на рис. 5 и рис. 6, которые помогли интерпретировать экспериментальные результаты. Так как все необходимые для численной реализации модели параметры стекла К-208 к настоящему времени не определены, при расчетах поля в заряженном образце и над его поверхностью использовались параметры для  $\text{SiO}_2$ , заимствованные из работы [30]. Поэтому полученные результаты расчетов можно использовать только для качественной интерпретации некоторых экспериментальных результатов.

Движение электронов от электронной пушки к мишени происходит в электрическом поле накопленного в образце заряда. В таких случаях для описания траектории заряженных частиц часто используют модель трубок тока [32]. Задав на границе  $\Gamma_P$  сетку  $\omega_P(x_i = h_x \cdot i, y_j = h_y \cdot j)$  где  $h_x$  и  $h_y$  – шаги сетки по координатам  $x$  и  $y$  соответственно, можно представить, что из центра каждой элементарной ячейки сетки вылетает электрон и своей траекторией образует трубку тока. Сечение трубки

определяется площадкой, с которой вылетела частица. Траектории движения частиц рассчитываются в трехмерной пространственной сетке электростатического поля, на которой предварительно (на каждом временном шаге) вычисляются значения вектора напряженности электрического поля  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ . При этом в области каждой отдельной пространственной сеточной ячейки поле считается постоянным.

Задав на границе  $\Gamma_{V-G}$  равномерную сетку  $\omega_{V-G}(x_p = h_x \cdot p, y_q = h_y \cdot q)$  и вычислив координаты  $(x_p, y_q)$  – совокупности точек, куда сходятся трубки тока, образованные на поверхности  $\Gamma_P$ , мы получили картину потоков частиц на  $\Gamma_{V-G}$  (т.е. на поверхности образца).

Численная модель второго порядка точности, использованная для описания траектории электрона с зарядом  $e$  и массой  $m_e$  в электрическом поле  $\vec{E}(\vec{r})$ , имеет вид

$$\vec{v}_{n+1} = \vec{v}_n - \Delta t_n e \vec{E}(\vec{r}_n + \vec{v}_n \Delta t_n / 2) / m_e,$$

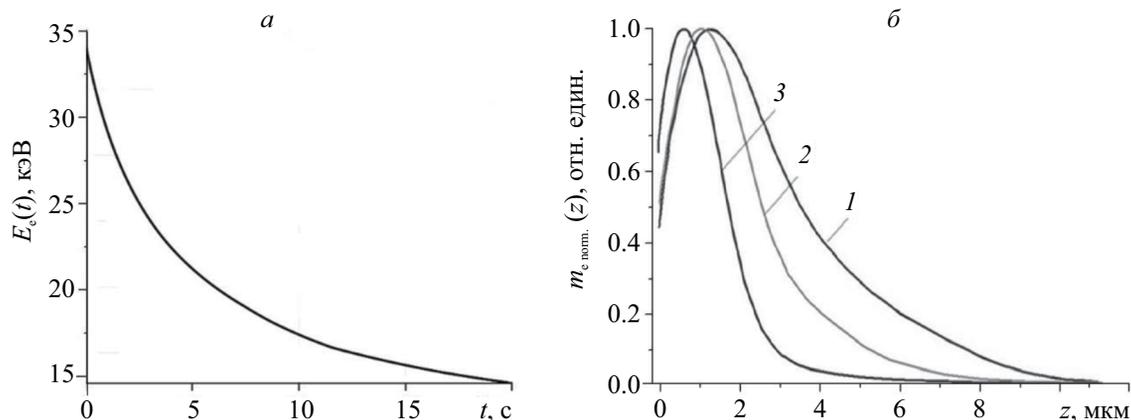
$$\vec{r}_{n+1} = \vec{r}_n + \Delta t_n (\vec{v}_n + \vec{v}_{n+1}) / 2,$$

где  $\vec{r}_n$  и  $\vec{v}_n$  – пространственная координата и скорость электрона на  $n$ -ом шаге по времени, длина которого равна  $\Delta t_n$ .

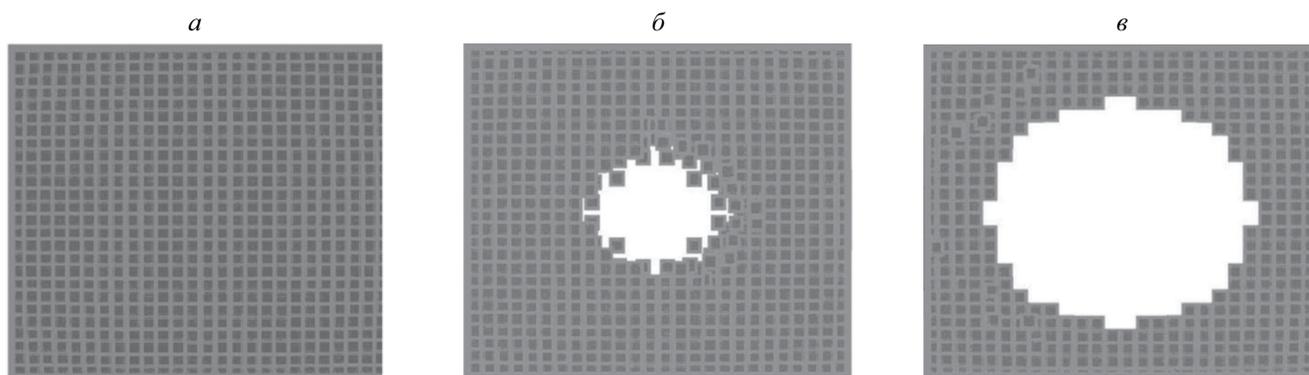
Как показали расчеты, максимум распределения концентрации термализованных в стекле электронов со временем смещается в сторону облучаемой поверхности ПС. Это обусловлено в основном двумя обстоятельствами.

Во-первых, в результате торможения в поле накопленного в стекле заряда, количество которого возрастает по мере облучения, текущая энергия электронов  $E_e(t)$  при подлете к образцу снижается по закону  $E_e(t) = E_{e0} - eU_G(t)$ , где  $U_G(t)$  – потенциал поверхности образца на границе  $\Gamma_{V-G}$ . В качестве иллюстрации сказанного на рис. 5а показана зависимость энергии электронов бомбардирующих ПС от времени облучения. Все представленные результаты расчетов получены для значений пучка первичных электронов  $E_{e0} = 35$  кэВ и  $\phi_e = 2.3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Экспериментально установлено, что при этих значениях средний промежуток времени между разрядами составляет около 20 с (рис. 3).

Во-вторых, внешнее поле накопленного в стекле заряда изменяет и угол входа электронов в образец, что также приводит к снижению глубины их проникновения, росту коэффициента отражения и эмиссии вторичных электронов. Обусловленная перечисленными процессами эволюция распределения концентрации инжектированных в ПС электронов  $n_e(t)$  демонстрируется на рис. 5б, на котором представлены зависимости от времени величины



**Рис. 5.** Зависимость энергии электронов при вхождении в мишень от времени облучения (а) и распределение концентрации инжектированных в ПС электронов на разные моменты времени облучения (б): 0.1 с (1); 10 с (2); 20 с (3).



**Рис. 6.** Вид распределения плотности потока электронов по облучаемой поверхности ПС на разные моменты времени облучения: 0.1 с (а); 10 с (б); 20 с (в).

$$n_{e \text{ norm.}}(x, t) = n_e(x, t) / n_{e \text{ max}}(t),$$

где  $n_{e \text{ max}}$  — максимум распределения концентрации инжектированных в ПС электронов к моменту времени  $t$ .

Совокупность указанных выше обстоятельств приводит в итоге к тому, что под действием внешнего поля заряженного образца ПС изменяется распределение плотности потока электронов по его облучаемой поверхности. Распределенные равномерно по поверхности в начале облучения (рис. 6а), электроны вытесняются полем на периферию облучаемого образца (рис. 6б и 6в).

Во всех экспериментах первой серии наблюдалось голубоватое свечение облучаемых образцов, связанное с катодолюминесценцией стекла К-208. Интенсивность свечения со временем менялась, а именно, максимальная в начале, она снижалась в процессе облучения, а далее, если происходил разряд, интенсивность резко восстанавливалась

почти до начального значения. И такая цепь событий многократно повторялась. Это объясняется тем, что в процессе облучения поле инжектированного в стекло заряда влияет как на энергию первичных электронов (рис. 5а), так и на распределение их плотности потока по облучаемой поверхности (рис. 6а, 6б и 6в), что в совокупности приводило к снижению интенсивности катодолюминесценции. При разрядах образец избавляется от части накопленного в нем заряда и напряженность поля над образцом падает, следовательно, сразу после разряда в образец входит больше электронов с большей энергией, чем непосредственно перед разрядом, и интенсивность свечения увеличивается.

Таким образом, интенсивность катодолюминесценции образца можно рассматривать в качестве индикатора текущей стадии облучения, характеризующего взаимодействие электронов со стеклом и накопление в нем инжектированного

заряда. Корреляцию интенсивности катодолюминесценции с эволюцией сопровождающих облучение процессов [33–37] можно использовать при исследованиях пространственно-энергетического перераспределения электронов, бомбардирующих диэлектрик. В частности, интенсивность свечения наряду со спектром тормозного излучения может дать дополнительную информацию об энергии и плотности потока падающих частиц.

Одна из трактовок возникновения разрядов при облучении образца диэлектрика, размеры которого превышают глубину проникновения бомбардирующих его электронов, заключается в следующем. В образце формируется две области локализации зарядов. За счет эмиссии вторичных электронов приповерхностный слой облучаемого образца приобретает положительный заряд. Одновременно формируется отрицательно заряженная область локализации инжектированных в диэлектрик электронов, захваченных соответствующими ловушками после их термолиза. Предполагается, что при достижении критического значения напряженности поля между этими областями происходит разряд.

Для проверки указанной трактовки механизма разряда была проведена серия экспериментов, в которых на образцы ПС одновременно воздействовали электронами и протонами. При постоянной плотности потока  $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  энергия протонов составляла 10 кэВ, что должно было обеспечить формирование положительно-заряженного слоя толщиной менее 0.28 мкм. При фиксированных значениях энергии электронов из диапазона от 20 до 40 кэВ значение  $\phi_e$  варьировалось.

Сравнительный анализ полученных результатов показал, что формирование положительно заряженного слоя, обусловленного присутствием протонов в потоке воздействующих на образец частиц, привело к снижению частоты ЭСР по сравнению со случаем электронного облучения при прочих равных условиях. Так, если при облучении образцов ПС электронами с  $E_{e0} = 30$  кэВ при значениях  $\phi_e = 4.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $8.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  происходило в среднем 5.4 и 13.2 разряда в минуту соответственно, то при добавлении в поток бомбардирующих образец частиц протонов с указанными выше параметрами частота разрядов в минуту снизилась до значений 1.1 и 4.4 соответственно. Таким образом, наличие положительно заряженного слоя не стимулирует разряды 1-го типа. Кроме того, результаты расчетов показали, что при облучении концентрация инжектированных в приповерхностный слой стекла электронов возрастает (рис. 5б) и ее максимум смещается к облучаемой поверхности, а и коэффициенты вторичной электронной эмиссии и отражения первичных электронов при  $E_e(t) > 10$  кэВ не превышают 0.35 и 0.18

соответственно. Следовательно, при электронном облучении стекла (в исследованном диапазоне энергий) положительно заряженный приповерхностный слой не образуется.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В наших исследованиях условий возникновения ЭСР при облучении образцов ПС и ОЭ электронами с энергиями (5–45) кэВ в вакууме  $10^{-4}$  Па получены следующие результаты. Определены минимальные значения энергий и соответствующие им минимальные значения плотностей потоков электронов, при которых происходят ЭСР. Для образцов ПС эти значения составили  $E_{e0} = 7.5$  кэВ и  $\phi_{eb1} = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , а для образцов ОЭ  $E_{e0} = 12.5$  кэВ и  $\phi_{eb2} = 8.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При этом с ростом  $E_{e0}$  от 12.5 до 45 кэВ значения  $\phi_{eb1}$  и  $\phi_{eb2}$  снижаются почти на два порядка. При анализе осциллограмм токов, наводящихся на антенне, расположенной вдоль периметра облучаемых образцов, получены следующие сведения: среднее значение амплитуд импульсов возрастает вместе со значением  $E_{e0}$ ; в случае ПС выброс плазмы при ЭСР 1-го типа стимулирует развитие ЭСР как 1-го типа, так и 2-го типа; в случае ОЭ, наряду с процессами, происходящими при облучении ПС, ЭСР 1-го типа может инициировать пробой на металлическую подложку, а пробой инициировать ЭСР 1-го или 2-го типа на поверхности стекла. Экспериментально установлено, что чем больше  $E_{e0}$  (в исследованном диапазоне значений), тем быстрее растет частота ЭСР с увеличением  $\phi_e$ . Установлено, что при добавлении протонов с энергией 10 кэВ в воздействующий на образцы электронный поток частота разрядов сократилась в несколько раз по сравнению с чисто электронным облучением при прочих равных условиях. Результаты численного моделирования на основе самосогласованной дрейфово-диффузионной модели позволили интерпретировать часть наблюдаемых в экспериментах эффектов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ferguson D.C., Wimberly S.C.* // Proc. 50th AIAA Aerospace Sci. Mtg. (Nashville, 2013) Art. No. 0810.
2. *Новиков Л.С.* Модель космоса. Научно-информационное издание. Т. 2. М.: КДУ, 2007. 1144 с.
3. *Kazuhiro Toyoda, Teppei Okumura, Satoshi Hosoda, Mengu Cho* // J. Spacecr. Rockets. 2005. V. 42. No. 5. P. 947.
4. *Хасаншин Р.Х., Применко Д.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 5. С. 633; *Khasanshin R.H., Primenko D.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 5. P. 526.
5. *Kadono K., Itakura N., Akai T. et al.* // J. Phys. Cond. Matter. 2010. V. 22. No. 4. Art. No. 045901.

6. *Бреховских С.М., Викторова Ю.Н., Ланда Л.М.* Радиационные эффекты в стеклах. М.: Энергоиздат, 1982. 182 с.
7. *Fu X., Song L., Jiacheng, Li J.* // J. Rare Earths. 2014. V. 32. No. 11. P. 1037.
8. *Kreidl N., Hensler J.* // J. Amer. Ceram. Soc. 2006. V. 38. P. 423.
9. *Roussel J.-F., Alet I., Faye D., Pereira A.* // J. Spacecraft. Rockets. 2004. V. 41. No. 5. P. 812.
10. *Zhao Xiaohu, Shen Zhigang, Xing Yushan, Ma Shulin* // J. Acta Aeronaut. Astronaut. Sci. 2009. V. 30. No. 1. P. 159.
11. *Хасанишин Р.Х., Новиков Л.С.* // Персп. матер. 2021. № 10. С. 5; *Khasanshin R.H., Novikov L.S.* // Inorg. Mater. Appl. Res. 2022. V. 13. No. 2. P. 326.
12. *Fakhfakh S., Jbara O., Belhaj M. et al.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. Art. No. 093704.
13. *Hanna R., Paulmier T., Belhaj M., et al.* // J. Physics D. 2011. V. 44. Art. No. 445402.
14. *Guerch K., Paulmier T., Guillemet-Fritsch S., Lenormand P.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2015. V. 349. P. 147.
15. *Miyake H., Tanaka Y., Takada T., Liu R.* // IEEE Trans. Dielec. Elect. Insul. 2007. V. 14. No. 2. P. 520.
16. *Khasanshin R.H., Novikov L.S.* // Adv. Space Res. 2016. V. 57. P. 2187.
17. *Koons C., Mazur J.E., Selesnick R.S. et al.* // Proc. 6th Spacecraft Charging Technol. Conf. (Hanscom, 1998). P. 7.
18. *Ollier N., Rizza G., Boizot B., Petite G.* // J. Appl. Phys. 2006. V. 99. Art. No. 073511.
19. *Ollier N., Boizot B., Reynard B., et al.* // J. Nucl. Mater. 2005. V. 340. P. 209.
20. *Хасанишин Р.Х., Новиков Л.С.* // Персп. матер. 2020. № 11. С. 5; *Khasanshin R.H., Novikov L.S.* // Inorg. Mater. Appl. Res. 2021. V. 12. No. 2. P. 313
21. *Boizot B., Petite G., Ghaleb D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2000. V. 166–167. P. 500.
22. *Boizot B., Petite G., Ghaleb D., Calas G.* // J. Non-Cryst. Solids. 2001. V. 283. P. 179.
23. *Хасанишин Р.Х., Новиков Л.С., Гаценко Л.С., Волкова Я.Б.* // Персп. матер. 2015. № 1. С. 22; *Khasanshin R.H., Novikov L.S., Gatsenko L.S., Volkova Ya.B.* // Inorg. Mater. Appl. Res. 2015. V. 6. No. 5. P. 438.
24. *Хасанишин Р.Х., Новиков Л.С.* // Поверхность. Рентген. синхротр. и нейтрон. исслед. 2018. № 11. С. 48; *Khasanshin R.H., Novikov L.S.* // J. Surf. Invest. X-ray, Synchrotron Neutron Tech. 2018. V. 12. No. 6. P. 1088.
25. *Свечкин В.П., Савельев А.А., Соколова С.П., Бороздина О.В.* // Космич. техн. и технологии. 2017. № 2. С. 99; *Svechkin V.P., Savelyev A.A., Sokolova S.P., Borozdina O.V.* // Space Tech. Technol. 2017. No. 2. P. 99.
26. *Хасанишин Р.Х., Новиков Л.С.* // Персп. матер. 2023. № 1. С. 19; *Khasanshin R.H., Novikov L.S.* // Inorg. Mater. Appl. Res. 2023, V. 14. No. 5. P. 1207.
27. *Hai-Bo Z., Wei-Qin L., Meng C.* // Chin. Phys. Lett. 2012. V. 29. No. 4. Art. No. 047901.
28. *Li W.-Q., Zhang H.-B.* // Appl. Surf. Sci. 2010. V. 256. No. 11. P. 3482.
29. *Zhang H.-B., Li W.-Q., Cao M.* // J. Electron Microsc. 2012. V. 61. P. 85.
30. *Raftari B., Budko N.V., Vuik C.* // J. Appl Phys. 2015. V. 118. P. 204101.
31. *Markowich P.A., Ringhofer C., Schmeiser C.* Semiconductor equations. N.Y.: Springer-Verlag Inc., 1990.
32. *Ильин В.П.* Численные методы решения задач электрофизики. М.: Наука, 1985. 333 с.
33. *Михеев Н.Н., Степович М.А., Широкова Е.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 7. С. 1043; *Mikheev N.N., Stepovich M.A., Shirokova E.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 7. P. 1002.
34. *Михеев Н.Н., Степович М.А., Широкова Е.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 9. С. 1086; *Mikheev N.N., Stepovich M.A., Shirokova E.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2012. V. 76. No. 9. P. 974.
35. *Желтоножская М.В., Лыкова Е.Н., Черняев А.П., Яценко В.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 7. С. 1003; *Zheltonozhskaya M.V., Lykova E.N., Iatsenko V.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No.7. P. 915.
36. *Валиев Д.Т., Степанов С.А., Yao G., Zhou Y.* // ФТТ. 2019. Т. 61. № 10. С. 1879; *Valiev D.T., Stepanov S.A., Yao G., Zhou Y.* // Phys. Solid State. 2019. V. 61. No. 10. P. 1835.
37. *Nguyen H.-D., Wulfkühler J.-P., Tajmar M.* // J. Vac. Sci. Technol. B. 2023. V. 41. No. 3. Art. No. 034203.

## **Determination of threshold values of parameters of electronic irradiation of glass leading to electrostatic discharges**

**R. H. Khasanshin<sup>1, 2, \*</sup>, D. V. Ouvarov<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>JSC "Kompozit", Korolev, 141070 Russia*

*<sup>2</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005 Russia*

*\*e-mail: rhkhas@mail.ru*

Experimental data are presented on the minimum values of energies and flux densities of electrons, the impact of which on the cover glasses of solar batteries and reflecting elements of thermoradiators of artificial Earth satellites leads to electrostatic discharges. It has been established that the addition of protons to the composition of the particle flux acting on the studied samples can suppress the development of discharges. For a qualitative interpretation of the results obtained, a mathematical model is proposed.