

УДК 533.9 + 629.78

В.А. СТАРОДУБЦЕВ

РАДИАЦИОННАЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Представлена краткая история развития работ по радиационной электризации диэлектриков в Томском политехническом университете, приведены основные положения концепции РЭДМА, развиваемой автором. Даны оценки критических значений плотностей заряжающего потока, рассмотрен механизм инициирования вспышки эмиссии с облучаемой поверхности защитных стекол солнечных батарей.

Введение

При исследовании процессов взаимодействия излучений с веществами долгое время не придавали значения пространственному разделению зарядов, происходящему в актах ионизации. Это было обосновано для веществ с металлическим типом связей, исследованных в первую очередь. В 50-х годах XX века представление о локальном поле высокой напряженности, возникающем в диэлектрических средах при воздействии рентгеновских лучей, было положено в основу механизма образования радиационных дефектов в ионных кристаллах (механизм Варли). Позднее идея «кулоновского взрыва» была успешно использована для объяснения процесса образования радиационных дефектов и в примесных полупроводниках. Реальная возможность образования макроскопических электрических полей пробивной напряженности в облучаемых заряженными частицами (электронами) или гамма-квантами диэлектриках (боросиликатное и органическое стекло) была продемонстрирована Б.Гроссом в 1957–1958 гг. [1, 2], хотя и до этого были отмечены случаи электрических разрядов в окнах горячих камер, по поверхности колб с радиоактивными веществами или рентгеновских трубок. Электрические разряды наблюдались также на поверхности кристаллов, керамик и стекол, содержащих в своем составе радиоактивные изотопы [3].

В числе первых отечественных публикаций, посвященных электризационным разрядам в объеме некристаллических диэлектриков [4–7], была и статья сотрудников Томского политехнического университета (в то время – института). Это было вполне закономерным, потому что в ТПИ практически непрерывно работал ускоритель электронов ЭСГ-1,5 МэВ, под руководством профессора В.А.Москалева были разработаны бетатроны с энергией до 25 МэВ, проектировались импульсные источники заряженных частиц. При облучении блоков оргстекла пучком бетатрона «Луч» удавалось получать объемные разряды размерами более 10 см. Ректор ТПИ А.А.Воробьев называл следы таких разрядов «замороженными молниями» и предлагал именитым гостям ТПУ в качестве научного сувенира.

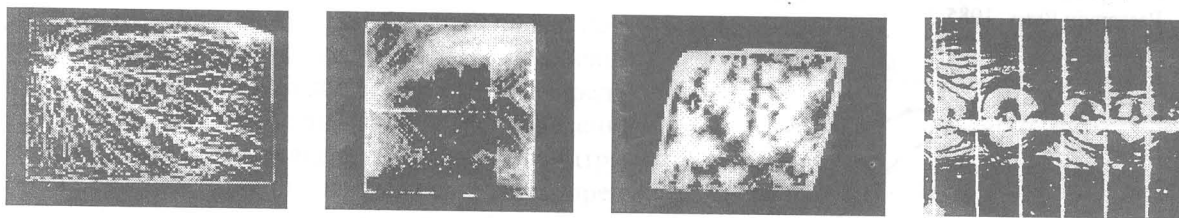


Рис. 1. Фотографии следов разрядов в объеме фосфатного стекла, кристаллов фтористого лития и природного кальцита, а также на поверхности фрагмента солнечной батареи

Именно по его инициативе сотрудники Е.К. Завадовской (Е.М. Головчанский, В.А. Чернышов, Ю.М. Аненков, В.Г. Вахромеев, В.А. Стародубцев и другие) исследовали радиационную поляризацию и электризацию керамик, ионных кристаллов, стекол. Эффект зарядки и развития разрушающих образцы разрядов в наибольшей мере проявлялся для алюмофосфатных стекол [8, 9]. А.А. Воробьев привлек к разработке методов зондирования объемного заряда в диэлектриках О.Б. Евдокимова, под руководством которого в ТПУ была развита теория и созданы установки для неразрушающей диагностики высоких электрических полей в радиационно-электризованных конструкционных материалах. Позднее С.Г. Боевым с сотрудниками [10] были разработаны методы зондирования объемного заряда с помощью пучка протонов.

Из условия непрерывности тока в стационарном состоянии в работе [11] нами был предложен критерий оценки плотности тока заряженных частиц, при которой возможна потеря электрической прочности среды, вследствие её радиационной электризации. Для широкого ряда диэлектрических материалов значение критической плотности тока лежит в интервале $0,1 - 1 \text{ нА}\cdot\text{см}^{-2}$. Эта оценка была проверена и подтверждена для кристаллов LiF, CaCO₃, BeO, стекол борфосфатных и алюмофосфатных систем. В те же годы в печати стали появляться сведения о потере управления космическими аппаратами на ночной стороне Земли в условиях магнитных бурь. Была высказана гипотеза об ответственности электрических разрядов, обусловленных потоками авроральных электронов и электронов, высыпающихся из радиационных поясов Земли при возмущениях магнитосферы, за катастрофические потери связи со спутниками. С помощью специально запускавшихся аппаратов было установлено, что в спокойных условиях в околоземном космосе существуют потоки сравнительно низкоэнергетичных электронов с плотностью порядка $0,001 - 0,01 \text{ нА}\cdot\text{см}^{-2}$, которые в сотни раз возрастают при магнитных бурях [12]. Так появились экспериментальные данные, полученные в естественных условиях, которые согласовывались с предложенным в ТПУ критерием. Чрезвычайные происшествия в такой области, как исследования космоса и спутниковая разведка привлекли внимание к проблеме радиационной электризации конструкционных и функциональных материалов и обусловили быстрое развитие исследований прикладного плана по изучению роста потенциалов облучаемых диэлектриков, особенно при воздействии потоков электронов средних и низких энергий. После безвременной кончины О.Б.Евдокимова работы по электризации конструкционных материалов и солнечных батарей производились в НИИ интроскопии под руководством Н.И. Ягушкина, а в НИИ высоких напряжений – С.Г.Боева. В близкой связи с рассматриваемой проблемой оказывается и явление взрывной эмиссии заряженных частиц при облучении диэлектриков импульсными пучками электронов, в течение многих лет изучаемое в ТПУ профессором Д.И.Вайсбурдом.

С точки зрения физики твердого тела источниками макроскопических электрических полей высокой напряженности являются микроскопические нарушения структуры диэлектрических сред, трактуемые обычно как радиационные дефекты. Это центры наведенного оптического и ЭПР-поглощения, центры люминесценции, термостимулированных токов и так далее. От уровня понимания взаимосвязанных процессов образования радиационных дефектов – центров захвата носителей заряда – и формирования поля радиационной электризации в настоящее время зависит прогресс в создании материалов для долговременно работающих космических аппаратов и орбитальных научных станций. Однако, несмотря на большое количество публикаций по радиационной электризации изоляционных материалов, взаимосвязь указанных процессов с закономерным изменением химического состава и структуры диэлектриков во многом остается неисследованной. Это объективно обусловлено сложностью данной проблемы, лежащей на стыке радиационной физики твердого тела, физики взаимодействия излучений с веществами, электрофизики сильных электрических полей. Её полное решение возможно только на пути объединения усилий многих исследователей и научных школ. Не претендуя на исчерпывающее описание всех сторон междисциплинарной проблемы, нам представляется важным обсудить далее несколько принципиальных положений теории и практики исследования радиационной электризации, в разработке которых автор принимал непосредственное участие.

Оценка критической плотности тока

Схема процессов инжекции, стационарной разрядки и нестационарных процессов потери электрической прочности диэлектрика конечных геометрических размеров приведена на рис. 2. Ток инжекции уменьшается за счет явления обратного рассеяния и вторичной электронной эмиссии, его равномерность нарушается эффектом расширения (спрединга) луча конечного сечения (а). Объемный заряд уменьшается токами, проходящими через облученную и необлученную части образца и по облучаемой поверхности (b). При потере электрической прочности наблюдают вспышку эмиссии в окружающую среду, искровой поверхностный разряд и (или) пробой через необлученную часть (c). Если разряды сопровождаются механическим нарушением сплошности диэлектрика, то образующаяся

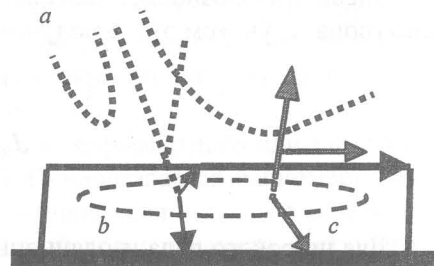


Рис. 2. Схема стационарных и нестационарных токов электризации

фигура Лихтенберга показывает локализацию объемного заряда до момента пробоя. Следы разрядов в стеклах и на поверхности солнечных батарей представлены на рис. 1, 5, 10. Если сумма токов инжекции в объем диэлектрика, то накопление избыточного объемного заряда прекращается или он не образуется. В противном случае величина объемного заряда достигает критической величины, при которой возможен нестационарный разряд. Образующиеся при этом каналы увеличивают ток последующей стационарной проводимости так, что дальнейшее накопление критического заряда требует все большего времени или увеличения тока инжекции. Особенностью радиационно-индуцированного пробоя является то обстоятельство, что канал разряда на облучаемой поверхности оказывается открытым. Это приводит к выбросу гетерогенной плазмы в окружающую среду и на поверхность диэлектрика, которая загрязняется продуктами, наработанными в канале разряда. Для солнечных батарей выброс микрокапель и пылевых частиц из канала пробоя (рис. 11) является негативным фактором, так как снижает светопропускание защитного стекла.

Оценим величину критической плотности тока из условия, что она достигает значения плотности тока в поле пробивной напряженности $E_{пр}$ (при монотонном увеличении плотности тока заряжающего луча). В качестве первого приближения не будем учитывать краевые эффекты, связанные с конечной геометрией образца и потока электронов. Схема токов приведена на рис. 3. Полагаем, что релаксация ОЗ происходит за счет токов омической проводимости, собственной в необлученном объеме и радиационно-

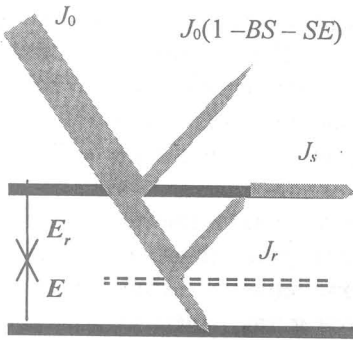


Рис. 3. Схема токов инжекции электронов и токов разрядки ОЗ. Плотность тока луча J_0 , коэффициенты обратного отражения и вторичной эмиссии обозначены как BS и SE . Плотность тока проводимости в облученной части J_r , в необлученной части J_s . Глубина расположения слоя ОЗ соответствует экстраполированному пробегу электронов R , толщина диэлектрика равна величине d . Векторы E_r и E обозначают напряженность электрического поля в облученной и необлученной частях образца

индуцированной в облучаемой части: $J = \gamma E$, $J_r = \gamma_r E_r$, $J_s = \gamma_s E_s$. Если облучаемая поверхность металлизирована, то γ_s

велика и поверхностная электропроводность не ограничивает уход зарядов через облучаемый слой диэлектрика. Тогда критическое значение плотности заряжающего потока электронов

$$J_k = \left(\frac{d}{d-R} \right) \frac{\gamma E_{пр}}{(1-BS-SE)}. \quad (1)$$

В зависимости от соотношения величин экстраполированного пробега электронов и толщины слоя диэлектрика пробой будет направлен к облучаемой поверхности или к необлучаемой. Парadoxально, но за счет уменьшения толщины слоя до значения $d = 2R$ можно добиться двухкратного увеличения величины J_k , по сравнению со слоями больших толщин $d \gg 2R$. В случае высокой радиационной электропроводности J_r , формула (1) должна быть модифицирована. Во многих случаях величина J_r зависит от мощности дозы Φ по степенному закону $\gamma_r = a\Phi^\Delta$, тогда как величину пробега электронов можно определить по соотношению $R = bW_0^n$, где a , b , n и Δ – параметры, зависящие от облучаемого материала. Оценим среднее по глубине пробега значение Φ :

$$\Phi = \frac{J_0(1-BS)W_0}{eR}. \quad (2)$$

Здесь W_0 обозначает начальную кинетическую энергию электронов, а e – величину заряда электрона. С учетом этого получим для критической плотности тока:

$$J_k = \left[\frac{a \left(\frac{1-BS}{eb} \right)^\Delta}{(1-BS-SE)W_0^{(n-1)\Delta}} E_{пр} \right]^{\frac{1}{1-\Delta}}. \quad (3)$$

Для широкого ряда изоляционных материалов значение параметра Δ лежит в пределах $(1-0,5)$. При наибольшем значении накопление значительного ОЗ невозможно, а при $\Delta = 0,5$ из формулы (3) получаем

$$J_k = \frac{\alpha^2 \left(\frac{1-BS}{eb} \right)}{(1-BS-SE)^2 W_0^{n-1}} E_{np}^2. \quad (4)$$

Согласно данным [13], величины коэффициентов BS и SE в зависимости от энергии электронов могут быть выражены в виде

$$\begin{aligned} BS &= 0.1W_0^{-0.2} \cos\theta, \\ SE &= cW_0^{-0.725} \exp[2(1-\cos\theta)], \end{aligned} \quad (5)$$

где θ – угол падения электронов на поверхность диэлектрика, а постоянная c равна 0,68 для каптона или 1,55 для тефлона. В данном случае плотность заряжающего потока определяет стационарное значение напряженности поля в облученной части по зависимости $E_r \propto \sqrt{J_0}$, что «спасает» облучаемый слой от пробоя. Однако на необлучаемую часть действие формулы (4) не распространяется.

При открытой облучаемой поверхности плотность поверхностного тока зависит от величины тангенциальной компоненты напряженности поля на границе раздела двух сред (диэлектрика и вакуума). Для идеальной модели бесконечной плоскопараллельной пластины $E_\tau = 0$, поэтому в реальных условиях токи утечки по поверхности существенны на периферии облучаемой площади, тогда как в центральной части может накапливаться поверхностный заряд вышедших из объема электронов. При высокой радиационно-индуцированной электропроводности величина поверхностного заряда может быть сопоставима с величиной ОЗ. Это уменьшает величину напряженности E_r , тогда как величина поля в необлученной части E от перераспределения заряда не меняется. Совместное действие объемного и поверхностного зарядов особенно существенно для потоков электронов средних (менее 100 кэВ) энергий, которые составляют основную часть магнитосферных электронов. При энергии электронов, сопоставимой с величиной потенциального барьера над электризованной поверхностью диэлектрика, происходит ограничение проникновения электронов в объем или пробег заметно сокращается. Вследствие этого на первый план вновь выходит собственная электропроводность диэлектрика. Это означает, что в таком случае вновь применима формула (1).

Компьютерное моделирование спрединга электронного потока

При исследовании дополнительного оптического поглощения, вызванного в защитных стеклах солнечных батарей потоками электронов средних энергий, нами было показано, что скорость возрастания и величина уровня насыщения, к которому стремится концентрация центров окраски, зависят от толщины образцов и электрофизических свойств подложки, на которой располагаются стекла при облучении [14]. При неизменных размерах зоны облучения, энергии порядка 50 кэВ и одинаковых флюенсах наведенное поглощение с ростом толщины стекла от 0,17 до 0,3 мм убывает, чего никогда не наблюдалось при исследовании действия электронов высоких энергий, обычно используемых в тестах на радиационную стойкость. Исследование автографов электронного потока с конечным диаметром на защитном стекле К-208 показало, что при облучении его потоками электронов с энергией 50–20 кэВ поле радиационной электризации имеет величину, достаточную для заметного спрединга пучка – расхождения траекторий электронов и перераспределения тока пучка на периферию облучаемой зоны. Поэтому распределение наведенного облучением потемнения стекла становится неравномерным и более окрашенной оказывается кольцевая зона по внешнему краю автографа потока. Чтобы исключить влияние неравномерности тока луча по его поперечному сечению, образцы стекла облучали так, что одна половина находилась на заземленной металлической подложке, а другая свешивалась с подложки. Граница проходила по центру облучаемой области. В таком случае заметнее окрашивалась та часть общей зоны облучения, под которой располагалась заземленная подложка. С таким распределением окраски согласуется и распределение визуальной наблюдаемой катодолюминесценции стекла (рис. 4).

В начальный период облучения на поверхности кварцевого, алюмофосфатного или защитного стекла К-208 (а также на поверхности сколов монокристаллов LiF) наблюдается равномерно светящийся круг. Затем в центре круга появляется темное пятно, которое увеличивается в размерах так, что светится только кольцевая зона по периферии облучаемой зоны. Диаметр светящегося кольца медленно возрастает, пока не происходит разряд по поверхности диэлектрика. При опи-

санных выше условиях эксперимента с симметричными частями постоянно светился полукруг, расположенный на заземленной подложке. В другой половине темная область принимала форму полумесяца, четко проявляя границу, по которой проходит подложка. Таким образом, было показано, что наблюдаемые эффекты действительно связаны с полем радиационной электризации. Его напряженность уменьшается в той части, где имеются заряды зеркального изображения в подложке.

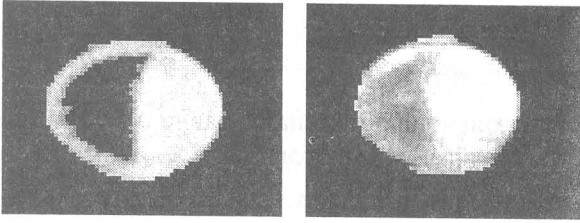


Рис. 4. Фотографии свечения стекла К-208 толщиной 0,17 мм в процессе облучения электронами с энергией 50 кэВ. Слева – картина люминесценции перед разрядом по поверхности, справа – сразу после разряда

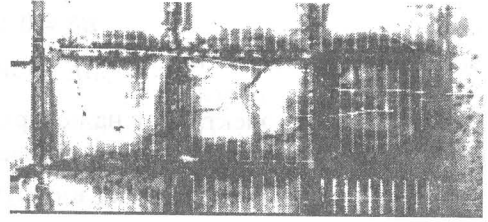


Рис. 5. Фотография кольцевых зон потемнения на защитных стеклах фрагмента солнечной батареи, облученной равномерным потоком электронов с энергией 25 кэВ. Диаметр потока больше размеров отдельного защитного покрытия

Явление ограничения попадания электронов в диэлектрик полем зарядового пятна на его поверхности было исследовано нами на компьютерной модели [15]. Принималось осесимметричное распределение поверхностного заряда вида

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 - \left(\frac{R}{A} \right) \right]^m \quad \text{при } R \leq A. \quad (6)$$

Здесь R – радиальная координата, A – радиус зарядового пятна, m – параметр распределения. При $m = 0$ будем иметь равномерное распределение поверхностного заряда по всей площади круга, при $m = 2$ распределение заряда близко по форме к гауссовскому распределению с максимумом в центре круга. Для этих двух предельных случаев можно получить выражения для величины потенциала в центре зарядового пятна. Когда $m = 0$, потенциал в центре равен

$$\varphi_0 = \frac{\sigma_0 A}{(1 + \varepsilon) \varepsilon_0} \left[1 - \frac{2\varepsilon}{1 + \varepsilon} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right)^k \left(\sqrt{1 + \beta^2} - \beta \right) \right]. \quad (7)$$

Для распределения заряда типа гауссовского

$$\varphi_0 = \frac{\sigma_0 A}{(1 + \varepsilon) \varepsilon_0} \left\{ \frac{8}{15} - \frac{4\varepsilon}{1 + \varepsilon} \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon} \right)^k \times \right. \\ \left. \times \left[(1 - \beta^2) \sqrt{1 + \beta^2} + \frac{2\beta^2 - 1}{3} \sqrt{(1 + \beta^2)^3} - \frac{2}{5} \sqrt{(1 + \beta^2)^5} - \frac{\beta}{2} - \frac{2\beta^3}{3} - \frac{4\beta^5}{15} \right] \right\}. \quad (8)$$

В выражениях (7) и (8) введено обозначение $\beta = 2(k + 1)(H/A)$, где H – толщина слоя диэлектрика. Из условия равенства кинетической и потенциальной энергий $W_0 = e\varphi_0$ можно получить оценку нижнего предела для величины поверхностного заряда, при которой в центре круга будет прекращена инжекция электронов в диэлектрик:

$$\sigma_i = \frac{W_0 (1 + \varepsilon) \varepsilon_0}{e A f_2(\beta)}. \quad (9)$$

Здесь $f_2(\beta)$ – выражение, стоящее в фигурных скобках в (8). По мере ограничения в центральной области инжекция будет продолжаться в периферийной части, что приведет к выравниванию распределения заряда по площади круга $\sigma \Rightarrow \sigma_0$. Условие равенства потенциала в центре равномерно заряженной области величине напряжения пробоя дает оценку верхнего предела накопления заряда:

$$\sigma_m = U_{\text{пр}} \frac{(1 + \varepsilon) \varepsilon_0}{A f_1(\beta)}. \quad (10)$$

Здесь $f_1(\beta)$ – выражение, стоящее в квадратных скобках в (7). Очевидно, что обсуждаемые эффекты обусловлены учетом конечных геометрических размеров диэлектрика и потока заряженных частиц и особенно существенны для электронов диапазона средних энергий. Полученные оценки характерных значений поверхностного заряда были использованы в качестве исходных величин при расчетном моделировании движения отдельного электрона в поле заряда, накопленного в предшествующем облучении. Параметрами модели являются отношение толщины диэлектрика к радиусу облучаемой области, начальная кинетическая энергия электрона, форма радиального распределения поверхностного заряда по (6) и величина заряда в центре пятна. Учитывая осевую симметрию задачи, траектории электронов рассчитывали в вертикальном плане ZOR , используя метод Рунге – Кутты. В пределах облучаемой области вводили периодическую решетку точечных зарядов с параметром решетки C , чтобы заменить сплошное распределение дискретным. Величину каждого заряда задавали соотношением $q(R) = C^2 \sigma(R)$, где $\sigma(R)$ определяется по формуле (6). Величину параметра решетки уменьшали до тех пор, пока в получаемом расчетном распределении потенциала осцилляции не становились меньше заданной величины. Для каждого точечного заряда использовали аналитически точное решение для потенциала с учетом зарядов электрического изображения в подложке. Стартовое положение «зондирующего» электрона выбирали на высоте Z_0 , в несколько раз превышающей радиус облучаемой области A . Начальная величина кинетической энергии электрона определялась с учетом потенциальной энергии электрона в точке старта. Изменяя величину параметра m от 2 до 0, имитировали выравнивание распределения поверхностного заряда с момента ограничения инжекции в центре круга. Сопоставление семейства траекторий электронов, полученных при закономерном изменении величины заряда в центре пятна и его выравнивании, позволило проследить изменение формы области пространства над облучаемой поверхностью диэлектрика, в которую электроны не могут проникнуть (рис. 6). Оказалось, что форма «зоны недоступности» отличается от формы эквипотенциальной поверхности, соответствующей начальной кинетической энергии электронов, вследствие поворота вектора импульса частиц по мере подлета к заряженной поверхности. Кроме того, сопоставление размеров кольцевой зоны, наблюдаемой в эксперименте, с полученными на модели позволило дать оценку поверхностной плотности заряда, достигаемой в реальных условиях.

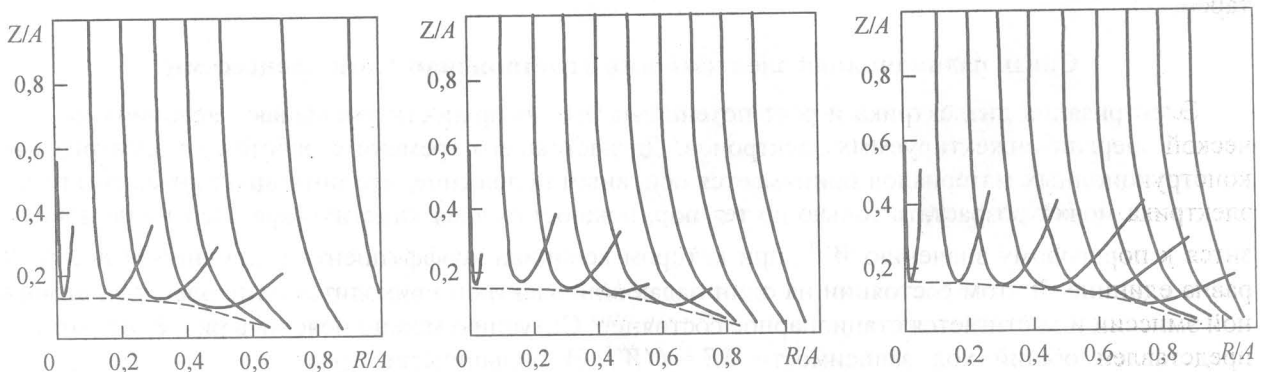


Рис. 6. Семейства траекторий в потоке электронов с начальной энергией 50 кэВ при $(H/A) = 0,03$ и $\sigma_0 = 6,4 \cdot 10^{12}$ электр./см². Величина m увеличивается слева направо по ряду значений 0,5 – 0,33 – 0,25

Результаты аналогичных расчетов спрединга пучка электронов были опубликованы в [13], однако в ней не было обнаружено появление какого-либо ограничения инжекции. Разработанная нами компьютерная модель позволила рассчитать форму потенциального рельефа и визуализировать траектории движения электронов в области стыков двух фотопреобразователей на солнечной батарее. На рис. 7 приведены результаты, полученные для относительно широкого зазора между электризованными защитными стеклами. В нижней части рисунка представлено распределение заряда со спадами на периферии и в области стыка. Рассеяние по периферии не отличается от представленного на рис. 6, тогда как в зазоре траектории проходят седловую точку потенциального рельефа и попадают в щель между защитными стеклами. Отмечены типичные случаи отражения электронов полем соседнего диэлектрика и возвращения его под большими углами падения в область зазора. Для солнечных батарей такие электроны могут представлять опасность, так как они попадают под защитное покрытие и облучают полупроводниковый рабочий объем фотопре-

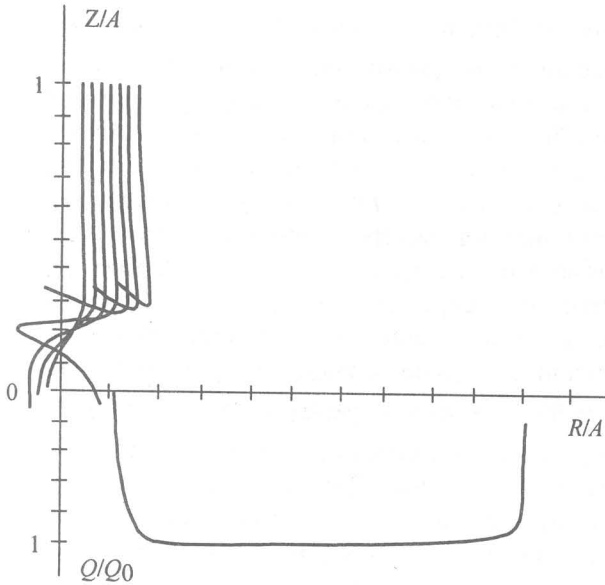


Рис. 7. Результаты расчета траекторий электронов с начальной энергией 40 кэВ в области спада распределения заряда, имитирующего зазор между соседними защитными стеклами. $Q_0 = 6,8 \cdot 10^{12}$ электр./см²

лучения. Точно так же, локальные поля защитных стекол вытесняют поток электронов низкой энергии в районы стыков соседних элементов или соседних фрагментов. Склеивающий компаунд на основе органических соединений, внедренный в область стыков при изготовлении фотопреобразователей, подвергается относительному переоблучению, и разряды, происходящие здесь, приводят к заметному запылению поверхности солнечных батарей. В конечном счете стойкость солнечных батарей к воздействию потоков электронов средних и низких энергий определится в первую очередь стойкостью тех фрагментов и элементов в них, которые расположены по контуру батареи.

Связь радиационной электризации с нестационарными процессами

Электризация диэлектрика и рост потенциала его поверхности уменьшают величину кинетической энергии инжектируемых электронов. До настоящего времени в работах по электризации конструкционных материалов принимается основное положение, что потенциал поверхности диэлектрика может возрастать только до тех пор, пока остаточная кинетическая энергия не приблизится к пороговому значению W^{II} , при котором величина коэффициента вторичной эмиссии SE равна единице. В этом состоянии на один падающий электрон приходится один электрон вторичной эмиссии и достигается стационарное состояние. Ситуацию можно пояснить рис. 8, на котором представлен общий ход зависимости $SE = f(W)$. В большинстве случаев потенциал поверхности при этом не достигает пробивного напряжения. Поэтому остается открытым вопрос о механизме инициации пробоя объема диэлектрика или вспышки эмиссии в окружающее пространство. По нашему мнению, в реальных случаях необходимо учитывать конечные геометрические размеры диэлектрика. Как показывают приведенные выше результаты, именно учет конечной геометрии эксперимента позволяет дать объяснение фактам спрединга потока электронов и появления неравномерного радиационного воздействия на диэлектрические материалы. Наши результаты, полученные в эксперименте и на компьютерной модели, свидетельствуют, что при ограничении инжекции электронов в центральной части облучаемой области рост потенциала поверхности не прекращается, а продолжается за счет электризации периферийной области. Энергия электронов, бомбардирующих центральную часть, может стать меньше величины W^{II} и приблизиться к энергии W_s , при которой коэффициент вторичной эмиссии достигает

образователя. Расчеты показали, что даже при стыках малой ширины над отдельными защитными покрытиями (размерами порядка 1–2 см) общего высокого потенциального барьера не образуется, и поле каждого элемента имеет самостоятельное значение в непосредственной близости от поверхности фрагмента солнечной батареи. Этот факт нашел подтверждение в эксперименте. На рис. 5 показаны наблюдавшиеся нами кольцевые зоны потемнения на соседних прямоугольных защитных стеклах элементов фотобатареи. Можно отметить, что кольцевая зона на стекле, расположенном справа в ряду элементов, на самом краю батареи, более четко выражена по сравнению с элементами, которые располагаются ближе к центру фрагмента батареи. Поэтому можно полагать, что на далеких расстояниях от поверхности батареи суперпозиция полей отдельных элементов приводит к общему спредингу потока, его перераспределению на периферию фрагмента так, что элементы на краях батареи оказываются в условиях относительного переоб-

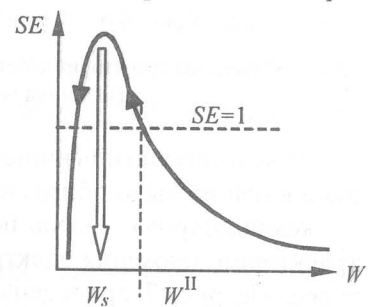


Рис. 8. Качественный вид зависимости коэффициента вторичной эмиссии от энергии электронов на поверхности диэлектрика

максимального значения. Тем самым будут обеспечены условия для роста вторичной эмиссии с поверхности диэлектрика, что спровоцирует начало нестационарного выброса накопленного объемного заряда в окружающее пространство, то есть вспышку эмиссии. Таким образом, учет краевых эффектов позволяет дать естественное объяснение процессу инициирования разряда с поверхности диэлектрика. Более того, результаты моделирования позволяют предсказать последовательность развития событий при длительном, сравнительно слаботочном облучении. Здесь сначала возможны разряды из центральной области, которая первой заряжается до потенциала, при котором энергия электронов становится равной W_s . Однако рост заряда на периферии облучаемой зоны приводит к дальнейшему увеличению потенциала центра, и коэффициент SE , пройдя максимальное значение, будет стремиться к нулю. Кольцевая зона на поверхности, в пределах которой энергия электронов близка к W_s , начнет расширяться от центра. Фактически она является границей между темной и светящейся областями на фотографиях люминесценции стекла или границей зоны недоступности, показанной на рис. 6 пунктиром. Иными словами, радиационная электризация потоками электронов средних энергий, с одной стороны, создает защитный потенциальный барьер над центральной частью (что хорошо с точки зрения ограничения попадания электронов в диэлектрик), но с другой – способствует появлению центров эмиссионных разрядов по всему периметру облучаемой площади, на краях и стыках. Это положение подтверждается данными, приведенными на рис. 10, где хорошо видны центры эмиссионных разрядов вблизи краев защитного покрытия на элементах солнечной батареи.

В случае конечной геометрии на поверхности диэлектрика появляется отличная от нуля компонента E_r напряженности поля. Ее величина достигает максимальных значений там, где резко меняется распределение заряда, то есть по краям отдельно облучаемой пластины или в области стыков в мозаике защитных стекол солнечных батарей. В этих местах могут начинаться поверхностные разряды или же они начинаются от ранее появившихся мест пробоев с выбросами гетерогенной плазмы (рис. 11). Поверхностные разряды в определенной мере даже очищают загрязненную ранее поверхность.

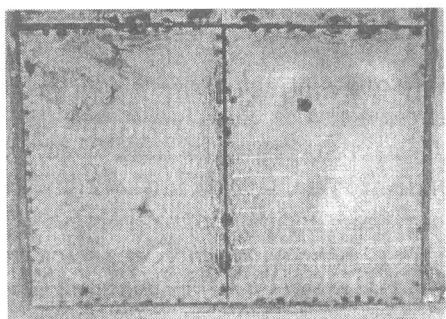


Рис. 10. Локализация мест разрядов на поверхности защитных стекол фрагментов солнечных батарей, облученных потоком электронов с энергией 40 кэВ

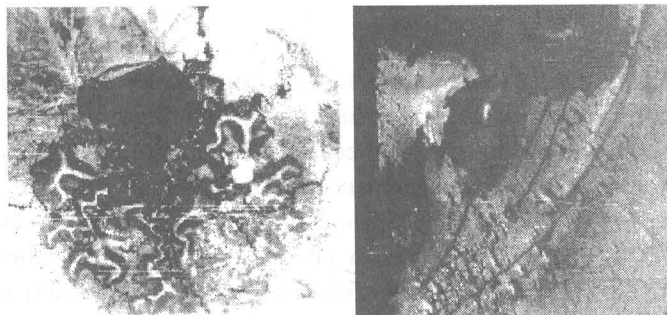


Рис. 11. Микрофотографии поверхности защитного стекла элемента фотобатареи вблизи канала пробоя (слева) и области стыка двух элементов в сборке (справа)

Как видно из приведенной на рис. 11 фотографии, форма канала сравнительно мощного эмиссионного разряда отличается от осесимметричного выхода канала теплового пробоя диэлектрика. В данном случае в центре мы наблюдаем своеобразное «дупло», образованное хрупким отколом. Радиальные трещины, идущие от отколотой части, в дальнейшем обрамляются следами поверхностных разрядов. Спад потенциала поверхности в зоне образовавшегося канала пробоя аналогичен спаду потенциала в зоне стыка, поэтому здесь также есть условия для появления электронов с энергией, близкой к значению W_s . В расположенном под защитным стеклом слое адгезива возникают области турбулентного внедрения расплавленного разрядом вещества, расходящиеся от канала и отделяющие стекло от поверхности полупроводника. Ухудшается и светопропускание защитного покрытия. Если пробой иницируется в зоне стыка, то на краях соседних стекол образуются симметричные зоны вдавливания, «террасы», похожие на внутреннюю сторону створок раковины устрицы. Рискнем утверждать, что это результат не только пондеромоторных усилий, но также проявление отдачи от выброса факела гетерогенной плазмы разряда. С этой точки зрения

негативное действие радиационной электризации на защитное стекло сопровождается одновременным действием «наклепа» на поверхность полупроводника, что не может не отразиться на темновых и световых вольт-амперных характеристиках фотобатареи.

Частота возникновения разрядов зависит от величины энергии электронов. Анализ экспериментальных результатов, полученных для образцов стекла К-208 толщиной 0,17 мм при плотности тока пучка $12 \text{ нА}\cdot\text{см}^{-2}$, позволил нам получить следующую эмпирическую зависимость:

$$f = 3 \cdot 10^{-3} (W_0 - 10), \text{ имп./ч}, \quad (11)$$

где энергия $W_0 = (20 \div 80) \text{ кэВ}$. При энергии 40 кэВ для фрагментов солнечных батарей различной конструкции (варьировались размеры площади защитных стекол) установлена зависимость частоты возникновения разрядов не только от плотности заряжающего потока, но и от толщины стекла:

$$f = \left(14 + \frac{1,5}{d} \right) 10^{-3} J_0, \text{ имп./ч}. \quad (12)$$

Здесь толщина стекла выражена в мм, а плотность тока – в $\text{нА}\cdot\text{см}^{-2}$. Установлено среднее за период облучения число происходящих разрядов:

$$\nu = \frac{N}{\Phi} \cong 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^{-2}, \quad (13)$$

где N обозначает интегральное число разрядов, зафиксированное при облучении фрагмента солнечной батареи до флюенса порядка $\Phi \approx 10^{17} \text{ см}^{-2}$. По формуле (13) можно оценить вероятное число разрядов на фрагменте при наборе флюенса такого или меньшего порядка. Как правило, за время подобного облучения происходит около 400 тысяч разрядов. Средняя величина выбрасываемого за одиночный акт эмиссии заряда, по нашим данным, соответствует примерно $3 \cdot 10^{11} \text{ электр./(разряд}\cdot\text{см}^2)$, так что практически весь заряд, внесенный при облучении фрагмента солнечной батареи, сбрасывается в конечном счете в окружающую среду.

Заключение

Защитное стекло солнечных батарей имеет сложный химический состав, в него введены примеси-протекторы радиационного окрашивания и оно малопригодно для исследования связи процессов электризации с процессами накопления радиационных дефектов. Эта связь изучалась нами на примере алюмофосфатных стекол, которые оказались хорошими модельными диэлектрическими средами [16]. Аккумулированный в них при облучении электронами заряд сохраняется в течение 10 и более лет на таком уровне, что при нагревании образцов зафиксированы электрические разряды. Важно также то обстоятельство, что фосфат-кислородные радикалы, образующиеся при облучении, обладают спектрами парамагнитного резонанса со сверхтонким расщеплением, что позволяет получать дополнительную информацию об их структуре [6]. Сопоставление процессов накопления и отжига радикал-ионов различной природы с эффектами релаксации объемного заряда, оставшегося в фосфатных стеклах после облучения, привело к выводу об ответственности группировок PO_3^- за аккумуляцию избыточного заряда [17, 18].

После решения ряда проблем повышения стойкости солнечных батарей к электризации в последние годы возрастает интерес к исследованию фундаментальных процессов в диэлектриках с помощью контролируемого внедрения избыточного заряда [19, 20]. На международных конференциях ставится задача идентификации природы дефектов, обуславливающих запасание заряда в диэлектрических материалах [21]. В этой связи результаты работ, выполненных в ТПУ в плане изучения корреляции процессов радиационной электризации и образования радиационных дефектов структуры алюмофосфатных и других стекол [22, 23], во многом остаются актуальными.

Междисциплинарность и комплексность научных исследований становятся на рубеже веков знаменем времени. В ретроспективе, оглядываясь назад, мы осознаем, что именно к этому стремились в своих работах профессора ТПУ А.А. Воробьев, Е.К. Завадовская и многие их ученики. Остается надеяться, что тенденция к постановке исследований на опережение потребностей настоящего сохранится в ТПУ и в его новом столетии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gross B. // Phys. Rev. – 1957. – V.102. – № 2. – P.368–373.
2. Gross B. // J. Polymer Sci. – 1958. – V.27. – №2. – P.135–139.
3. Спицын В.И., Громов В.В. Физико-химические свойства радиоактивных твердых тел. – М.: Атомиздат, 1973. – 128 с.
4. Завадовская Е.К., Стародубцев В.А. // Известия ТПИ им. С.М. Кирова. – 1969. – Т.170. – С.125–128.
5. Деев Ю.С., Круглый М.С., Ляпидевский В.К., Серенков В.И. // Атомная энергия. – 1970. – Т.29. – №4. – С.303–306.
6. Бершов Л.В., Мартиросян В.О., Стародубцев В.А., Завадовская Е.К. // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы. – 1971. – Т.7. – №3. – С.476–480.
7. Акишин А.И., Прокопьев П.П., Тютрин Ю.И., Цепляев Л.И., Черняк Ю.С. // Изв. вузов. Физика. – 1974. – №11. – С.99–104.
8. Завадовская Е.К., Сырицкая З.К., Стародубцев В.А. // Изв. вузов. Физика. – 1973. – №4. – С.112–113.
9. Воробьев А.А., Завадовская Е.К., Стародубцев В.А., Федоров Б.В. // Изв. вузов. Физика. – 1977. – №7. – С.40–46.
10. Боев С.Г. Автореф. дис. ... докт. физ.-мат. наук. – М.: МИЭМ, 1990. – 31 с.
11. Стародубцев В.А. // Электронная обработка материалов. – 1974. – №4. – С.61–63.
12. Rosen A. // J. Spacecraft and Rockets. – 1976. – V.13. – P.129–136.
13. Balmain K.G. and Dubois G.R. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. – 1979. – V.NS-26. – №6. – P.5146–5151.
14. Стародубцев В.А., Ягушкин Н.И. // Изв. вузов. Физика. – 1986. – №5. – С.14–17.
15. Starodubtsev V.F., Fursa T.V., Zausaeva N.N. // Journ. of Electrostatics. – 1988. – V.20. – P.341–347.
16. Воробьев А.А., Завадовская Е.К., Стародубцев В.А., Федоров Б.В. // Изв. вузов. Физика. – 1977. – №7. – С.60–65.
17. Starodubtsev V.A., Zavadovskaya E.K. // Radiat. Phys. Chem. – 1986. – V.27. – №5. – P.395–398.
18. Стародубцев В.А., Шиян Л.Н., Портнягин А.С., Заусаева Н.Н. // Физика и химия стекла. – 1991. – Т.17. – №5. – С.817–819.
19. Vaisburd D. Nonlinear physics of solid dielectrics charging-discharging dynamics under the action of pulsed high-current-density electron beams // Proceed. of CSC'2. Suppl. Le Vide. – 1995. – №275. – P.1–11.
20. Кортов В.С. Горячие электроны в облученных диэлектриках: Материалы конференции РФХ-10. – Томск, 1999. – С.206–207
21. Blaise G. Field and polarization, conduction and charge trapping in insulating materials // Proceed. of CSC'2. Suppl. Le Vide. – 1995. – №275. – P.25–37.
22. Бордина Н.М., Князев Б.Н., Козлов А.Г. и др. // Гелиотехника. – 1987. – №2. – С.6–10.
23. Корепанов В.И., Куренков В.В., Стародубцев В.А., Ягушкин Н.И. // Физика и химия стекла. – 1989. – Т.15. – №1. – С.98–102.