

УДК 537.311

## **Модель заряда тонких полимерных пленок пучком электронов с энергией 80 кэВ**

В.Н. Пашенцев

### **Аннотация**

Модель заряда тонкой диэлектрической пленки электронным пучком основана на рассмотрении баланса токов внутри диэлектрика: тока заряда диэлектрика в результате поглощения падающих электронов пучка и тока разряда объемного заряда накопленных электронов под действие электрического поля этого заряда. Разряд диэлектрика облегчается тем, что радиационная электропроводность диэлектрика во время электронного облучения возрастает на несколько порядков по сравнению проводимостью диэлектрика до облучения. В работе приведены оценочные расчеты напряженности электрического поля в диэлектрике, который заряжается импульсным электронным пучком с энергией 80 кэВ, средней плотностью тока  $0,1 \text{ мкА/см}^2$  и мощностью дозы 670 Гр/с. Процесс заряда диэлектрика зависит от соотношения пробега электрона и толщины пленки, радиационной электропроводности, мощности дозы облучения и вторичной электронной эмиссии с поверхности пленки.

### **Ключевые слова**

полимерные пленки; электронный пучок; радиационная электропроводность; заряд диэлектрика; электрический пробой

### **Введение**

Металлический корпус космического аппарата (КА), диэлектрические защитные покрытия и полупроводниковые пластины солнечных элементов заряжаются под действием потоков электронов, ионов, плазмы и электромагнитного излучения из космического пространства [1]. Поток электронов в космическом пространстве имеет широкий спектр энергий. Электроны высокой энергии насквозь проходят различные элементы космического аппарата. Часть электронов низкой энергии поглощается внутри диэлектриков, что приводит

к накоплению в них избыточного пространственного отрицательного заряда. Частично объемный электронный заряд перетекает на металлический корпус КА. В космосе стекание заряда в отсутствие проводящей плазменной среды затруднено, поэтому снижение заряда космического аппарата в вакууме может быть за счет эмиссии заряженных частиц с поверхности КА в окружающее космическое пространство.

В конструкции космических аппаратов применяются тонкие металлизированные полимерные пленки для создания тепловых экранов. Эти пленки заряжаются падающим из космоса электронным потоком. В полимерных пленках за счет энергии поглощенных электронов значительно увеличивается проводимость диэлектрика, а также необратимо изменяется его внутренняя структура. С одной стороны, поглощение электронов повышает проводимость, способствуя частичному стеканию заряда из объема диэлектрика на металлическую поверхность КА и соответственно снижению напряженности электрического поля. С другой стороны, объемный заряд и электрическое поле увеличиваются в результате поглощения падающих электронов. Если напряженность электрического поля превысит предельное значение, то происходит электрический пробой внутри диэлектрика или разряд по поверхности, в результате которого заряды перетекают на металлическую поверхность КА. Электрические пробои могут вызывать электромагнитные помехи и сбои в работе электронной аппаратуры, а также привести к выходу из строя приборов КА. Поэтому выбор диэлектрических материалов, используемых при изготовлении элементов КА, исследования их радиационной стойкости и лабораторные испытания имеют первостепенное значение для увеличения долговечности и надежности работы аппаратов в космосе. Электрические пробои в диэлектрике не только создают помехи, но и разрушают сами диэлектрики, ухудшая их эксплуатационные свойства. В результате пробоев в диэлектрике остаются следы в виде фигур Лихтенберга – ветвистых деревьев разряда, Такие следы пробоев уменьшают прозрачность диэлектрика, делая его, в конечном счете, непрозрачным.

В тонких полимерных пленках накопление большого электрического заряда является отрицательным фактором, так как это может вызвать пробои в материале диэлектрика, которые разрушают его структуру и снижают прозрачность. Положительными факторами, влияющими на стекание заряда из объема полимерных пленок, являются: повышенная радиационная электропроводность диэлектрика, металлизация внутренней поверхности пленки алюминием или серебром и нанесение тонких проводящих прозрачных покрытий на внешнюю облучаемую поверхность пленки.

### **1. Основные модели электризации полимерных пленок**

Среди теоретических моделей, рассматривающих радиационную электропроводность (РЭ), распределение объемного заряда поглощенных электронов и напряженности электрического поля, можно выделить три основные группы моделей. Первая модель многократного захвата электронов [2,3] объясняет электропроводность диэлектрика во внешнем электрическом поле при облучении его электронами. В модели радиационной электропроводности рассматривается дрейф электрона в электрическом поле в условиях многократного захвата электрона на ловушки – уровни прилипания в запрещенной зоне диэлектрика. За счет энергии теплового движения электрон на короткое время “выпрыгивает” из ловушки в зону проводимости, совершая дрейф во внешнем электрическом поле, и потом снова захватывается на ловушки. В результате прерывистого дрейфа электронов в диэлектрике протекает ток на несколько порядков больший, чем ток собственной проводимости в отсутствие электронного облучения. Механизмом протекания тока является прыжковый транспорт электронов во внешнем электрическом поле. В работе [4] теория многократного захвата рассмотрена при условии гауссового распределения ловушек по энергиям в отличие экспоненциального распределения, принятого в теории радиационной электропроводности. Однако эта модель не учитывает реальные условия облучения при проведении экспериментов, которые значительно отличаются от упрощающих условий модели: электропроводность рассматривается во внешнем электрическом поле, объемный заряд электронов не влияет на распределение внешнего поля, облучение электронов не ослабляется по глубине пленки [3]. Вторая модель основана на решении системы уравнений непрерывности, закона Ома в дифференциальной форме и уравнения Пуассона, описывающих распределения заряда, плотности тока, электрического поля и потенциала [5]. В результате численных расчетов методом Монте-Карло получены распределения объемного заряда и напряженности электрического поля по глубине диэлектрика. Механизм прыжкового транспорта электронов внутри диэлектрика не рассматривается. В третьей модели [3,6], основанной на законе Ома в дифференциальной форме, рассмотрен баланс токов: падающего на пленку первичного тока электронов, заряжающего диэлектрик, и тока проводимости в электрическом поле накопленного объемного заряда, который разряжает диэлектрик. В большинстве моделей рассматриваются процессы накопления заряда на начальном этапе облучения, не превышающем  $10^3$ – $10^4$  с. В этом интервале радиационная электропроводность резко увеличивается до максимального значения и затем плавно спадает. Максимальное значение проводимости  $\sigma = A_M P^\Delta$  зависит от материала диэлектрика ( $A_m$ ,  $\Delta$ ) и мощности дозы  $P$  [2,3].

В теоретических моделях РЭ сложно описать влияние различных факторов на процесс облучения диэлектриков. Эксперименты показывают, что необратимо изменяется структура диэлектрика. Поглощение энергии первичных электронов приводит к разрушению химических связей внутри диэлектрика. Накопление заряда и превышение внутренней напряженности электрического поля выше предельного значения приводит к электрическому пробую, который оставляет след в объеме диэлектрика [3,7]. Наблюдается зависимость РЭ от материала диэлектрика и его температуры [2]. В области низких температур радиационная проводимость значительно снижается. Даже пленки из одного материала, изготовленные различными производителями по близкой технологии, дают различные экспериментальные значения РЭ.

## 2. Параметры электронного пучка для облучения диэлектрических пленок

Облучение диэлектриков в лабораторных условиях на электронных ускорителях отличается от условий космического пространства. В экспериментальных исследованиях облучение происходит при фиксированной энергии и узким спектром электронов, относительно большим током пучка по сравнению с потоком частиц из космоса и коротким временем облучения, не превышающим сутки. Несмотря на это, полученные экспериментальные данные являются полезными для моделирования процесса заряда диэлектриков, выбора материала и толщины пленки. Заряд пленки электронами, стекание заряда и внутренние пробои существенно зависят от того, проходят электроны пленку насквозь или полностью поглощаются в ней. В работе рассматривается процесс заряда пленок из тефлона и каптона плотностью  $2,25 \text{ г/см}^3$  и  $1,45 \text{ г/см}^3$  соответственно. Их толщина составляет 51-254 мкм (2–10 mil – от 2 до 10 милидюймов). Энергия электронов 80 – 100 кэВ была выбрана такой, чтобы для некоторых пленок пробег электронов был больше их толщины. Параметры облучения импульсным электронным пучком приведены в табл. 1.

Параметры облучения пленки электронным пучком

Таблица 1

№	Характеристики электронного облучения	Параметры
1	Плотность тока	$1 \text{ мА/см}^2$
2	Средняя плотность тока	$0,1 \text{ мкА/см}^2$
3	Энергия электронов	80 кэВ
4	Длительность импульса	100 мкс
5	Частота повторения	1 Гц
6	Скважность	$10^4$

7	Плотность потока	$6,25 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
8	Флюенс электронов	$2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$
9	Время облучения	9 час.

### 3. Модель заряда пленки электронным пучком

Модель зарядки диэлектрика основана на третьей модели, в которой рассмотрен баланс токов внутри диэлектрика: тока падающего пучка электронов и тока проводимости внутри диэлектрика, возникающего под действием напряженности электрического поля накопленного объемного заряда. Полимерная пленка расположена между двумя заземленными металлическими пластинами, в одной из которых имеется отверстие для электронного облучения (рис. 1). Пленка имеет нижнюю проводящую поверхность, металлизированную слоем алюминия или серебра. Верхняя облучаемая электронами поверхность может иметь тонкое прозрачное проводящее покрытие ИТО (оксид индия и олова) (рис. 1а,в) или не иметь покрытия (рис. 1б,г). Электронный пучок проходит пленку толщиной  $d$  насквозь (рис. 1 в,г) или задерживается в ней (рис. 1 а,б) на некоторой глубине  $h$ , так что между заряженной областью и заземленным металлическим слоем будет существовать изолирующий слой диэлектрика с низкой проводимостью, препятствующей стеканию заряда на нижнюю металлизированную поверхность пленки.

При падении электронного пучка на поверхность часть электронов будет выбита в обратном направлении из тонкого приповерхностного слоя во внешнее пространство. Вторичные электроны имеют небольшую энергию  $\sim 100$  эВ. Коэффициент вторичной эмиссии  $\gamma$  падающих электронов с энергией 100 кэВ составляет 0,25.

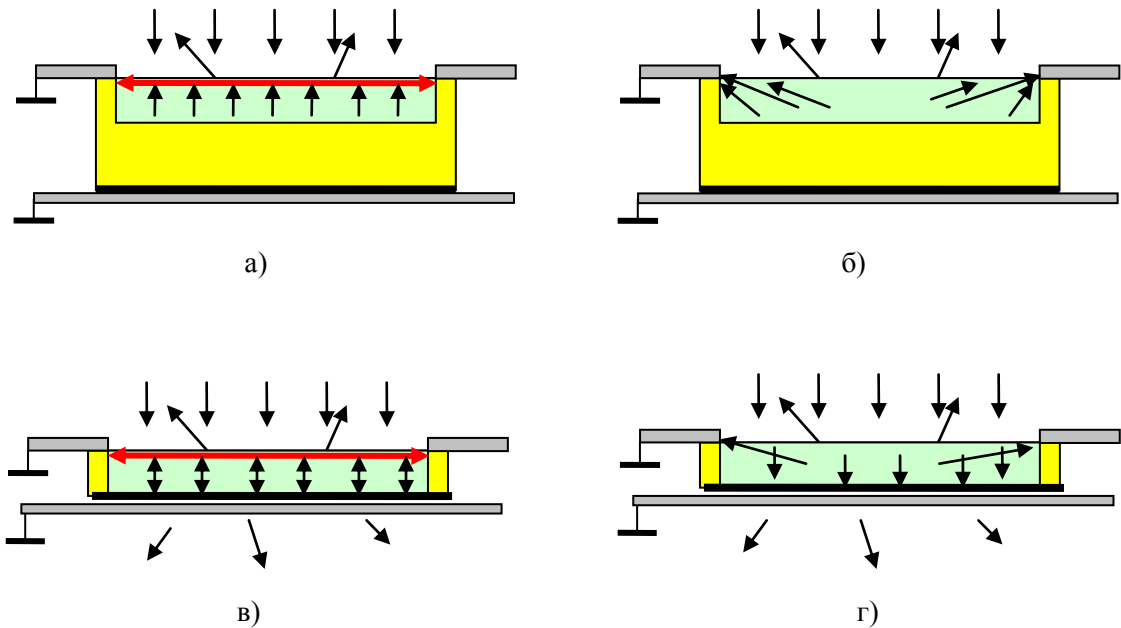


Рис. 1. Распределение токов внутри металлизированной пленки, облучаемой электронным пучком: а)  $d \geq h$  с проводящим покрытием, б)  $d \geq h$  без покрытия, в)  $d < h$  с проводящим покрытием, г)  $d < h$  без покрытия.

Плотность тока, протекающего в диэлектрике,  $J = J_0(1 - \gamma)$  будет уменьшена (где  $J_0$  – плотность тока падающего электронного потока). Выбитые вторичные электроны, с одной стороны, уносят избыточный заряд из диэлектрика. С другой стороны, они могут приводить к появлению положительного заряда в приповерхностном слое, который будет усиливать напряженность электрического поля у поверхности диэлектрика [8–10].

При облучении диэлектрика потоком электронов внутри него будет накапливаться отрицательный заряд поглощенных электронов. Увеличение объемного заряда приводит к увеличению напряженности внутреннего электрического поля. Электрическое поле в диэлектрике вызывает ток проводимости электронов в направлении этого поля с плотностью тока  $J = \sigma E$ , где  $J$  – плотность тока,  $\sigma$  – проводимость диэлектрика,  $E$  – напряженность электрического поля объемного заряда в диэлектрике. Ток проводимости замыкается на металлический заземленный экран, окружающий пленку. Радиационная электропроводность диэлектрика  $\sigma$  во время облучения пленки электронным пучком возрастает на несколько порядков по сравнению темновой проводимостью диэлектрика. Проводимость зависит от мощности поглощенной дозы. Для оценок будем полагать, что в стационарном состоянии при многочасовом облучении РЭ пропорционально мощности поглощенной дозы  $\sigma = AP$ .

Если значение радиационной проводимости не достаточно для эффективного разряда диэлектрика, то заряд будет накапливаться до тех пор, пока напряженность

электрического поля не превысит пробойного значения. В результате пробоя в диэлектрике появляется ветвистый след, расположенный на небольшой глубине менее 2 мкм параллельно плоскости пленки [3]. На поверхности пленки образуется отверстие, через которое в вакуум выбрасывается газоплазменное облако, образованное в результате внутреннего пробоя [7]. Энергия, которая выделяется в микроразрядах, обусловлена энергией первичного пучка электронов.

Полимерные металлизированные пленки, у которых имеется дополнительное проводящее покрытие на облучаемой поверхности (рис. 1а,в), менее подвержены внутренним пробоям, чем пленки без покрытия (рис. 1б,г). Это связано с тем, что ток разрезания диэлектрика проходит по короткому пути к проводящей поверхности пленки навстречу падающим электронам. Далее электронный ток по плоской поверхности течет к заземленному электроду (рис. 1а,в). Если проводящее покрытие отсутствует, то электроны двигаются внутри диэлектрика по длинному пути к границе отверстия в заземленном электроде. Нижний металлизированный слой слабо влияет на стекание заряда, так как между ним и заряженным слоем имеется диэлектрическая прослойка с низкой темновой проводимостью. Тонкие диэлектрические пленки, у которых толщина меньше, чем длина пробега электронов, лучше разряжаются при облучении. Так как радиационная электропроводность по всей толщине пленки высокая, то заряд стекает из объема диэлектрика на нижнее металлизированное покрытие (рис. 1в). Если обе поверхности диэлектрической пленки проводящие, то стекание заряда вдвойне эффективно (рис. 1г).

Рассеивание энергии электронов внутри диэлектрика приводит к следующим процессам:

- накоплению объемного заряда остановившихся в нем первичных электронов и, как следствие, повышение напряженности внутреннего электрического поля;
- стеканию избыточного заряда на металлические поверхности одновременно с его накоплением во время облучения за счет повышенной радиационной электропроводности диэлектрика. Увеличение проводимости диэлектрика пропорционально мощности дозы облучения;
- к пробоям внутри диэлектрика, если напряженность электрического поля превысит пробойное значение  $\sim (2-3) \cdot 10^8$  В/м.
- к необратимым изменениям структуры диэлектрика: разрушению и образованию новых межмолекулярных связей.

#### **4. Влияние параметров пучка на заряд диэлектрика**

При прохождении электронов через полимерную пленку большое значение имеют соотношение пробега электрона  $h$  к толщине пленки  $d$ , мощность дозы облучения, вторичная электронная эмиссия, радиационная электропроводность и напряженность электрического поля. От этих параметров зависит накопление заряда в диэлектрической пленке и возникновение пробоев, приводящих к снижению ее прозрачности.

#### 4.1. Длина пробега электронов в пленке

Прохождение электронов через вещество имеет случайный характер. Электроны рассеиваются на ядрах на большие углы, поэтому траектория электрона отличается от прямолинейной после нескольких взаимодействий (рис. 2а). Из-за большого рассеивания и разброса потерь энергии пробег электрона определяют экспериментально, измеряя кривые поглощения электронов в алюминиевых фольгах (рис. 2б).

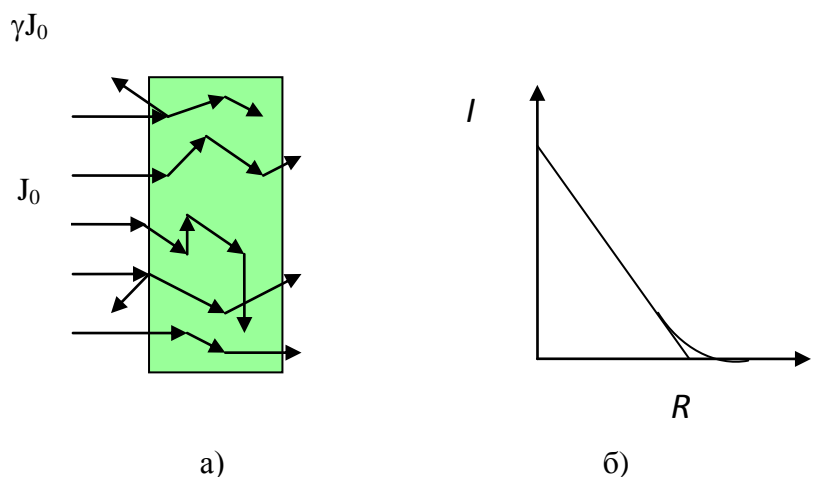


Рис. 2. Рассеяние электронов внутри диэлектрика: а) траектории электронов, б) кривая ослабления электронного тока по глубине диэлектрика.

Для расчета экстраполированного пробега электронов  $R$  существуют эмпирические формулы, предназначенные для определенного диапазона энергий электронов, которые немного отличаются значениями числовых коэффициентов [11,12]. В диапазоне энергий  $\sim 100$  кэВ пробег рассчитывается по формуле:

$$R = 0,4 (U)^{1,4} \quad (1)$$

где  $R$  – экстраполированный пробег в  $г/см^2$ ,

$U$  – энергия электронов в МэВ.

Длина пробега  $h$  зависит от плотности  $\rho$  вещества  $h = R/\rho$ . Для энергии электрона 80 кэВ ( $R=0,012$   $г/см^2$ ) длины пробегов в тефлоне и каптоне составляют 53 мкм и 83 мкм соответственно.



Длина пробега электронов одного порядка с толщиной диэлектрических пленок, используемых в космической технике. Отношение толщины пленки  $d$  к глубине пробега  $h$  находятся в диапазоне 0,61–4,79 (табл. 2). Тонкие пленки толщиной 51 мкм и 76 мкм часть электронов проходит насквозь. В толстых пленках толщиной 127 мкм и 254 мкм глубина проникновения электронов в несколько раз меньше толщины пленки. Поэтому в них существует диэлектрический слой с низкой проводимостью, препятствующий стеканию заряда от облученной области к металлизированной поверхности пленки.

Отношение толщины пленки к длине пробега электронов Таблица 2

№	h, мкм	h, mil	d/h	
			тефлон	каптон
1	51	2	0,96	0,61
2	76	3	1,43	0,92
3	102	4	1,92	1,23
4	127	5	2,40	1,53
5	254	10	4,79	3,06

#### 4.2. Мощность дозы электронного облучения

Распределение поглощенной дозы неоднородно по глубине пленки, так как она зависит от распределения плотности тока и потерь энергии электронов. Например, для металлов, в которых отсутствует пространственный заряд, поглощенная доза, рассчитанная методом Монте-Карло, имеет максимум на глубине  $0,1R$ , превышая на 40% значение дозы на поверхности [11]. Распределение дозы по глубине диэлектрика [5] также рассчитывается методом Монте-Карло. Внутри пленки также имеется максимум дозы на некоторой глубине. Если для оценочных расчетов предположить однородное распределение мощности дозы  $P$ , то ее значение равно

$$P = \frac{J U}{R} \quad (2)$$

где  $P$  в Гр/с,

$J$  – средняя плотность тока электронов, прошедших в диэлектрик в  $A/m^2$ ,

$U$  – энергия электрона в эВ,

$R$  – экстраполированный пробег электрона в  $kg/m^2$ .

При энергии частиц 80 кэВ, средней плотности тока 0,1 мкА/см<sup>2</sup> и пробеге электронов R=0,012 г/см<sup>2</sup> мощность дозы составляет 670 Гр/с.

#### 4.3. Вторичная электронная эмиссия на поверхности пленки

Выбивание электронов из поверхности диэлектрика уменьшает ток  $J = J_0(1 - \gamma)$ , протекающий в диэлектрике токов, так как часть электронного тока уходит навстречу падающим электронам. Коэффициент вторичной эмиссии зависит от энергии частиц. Для тефлона его значение равно [3]

$$\gamma = 2,33 \left( \frac{0,15}{U} \right)^{0,35} \quad (3)$$

где U – энергия электрона в кэВ.

Для энергии электронов около 2 кэВ значение  $\gamma=1$ . Это означает, что поток падающих электронов равен обратному потоку вторичных электронов с энергией в сотни электронвольт, выбитых из приповерхностного слоя. Таким образом, вблизи этой энергии будет очень медленное накопление объемного заряда диэлектрика. Для энергии электронов ~ 80 кэВ значение  $\gamma=0,26$ .

#### 4.4. Предельная напряженность электрического поля внутри пленки

Для оценки предельной напряженности электрического поля, при которой наступает пробой, используем закон Ома в дифференциальной форме  $E = J/\sigma$ . Максимальная напряженность электрического поля будет в случае минимальной проводимости диэлектрика  $\sigma = A P$ . Коэффициент A при этом составляет по оценкам [3] значение  $10^{-16}$  Ом<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>Гр<sup>-1</sup>с. Для средней плотности тока 0,1 мкА/см<sup>2</sup> и мощности дозы 670 Гр/с напряженность электрического поля составляет  $1,5 \cdot 10^8$  В/м. Это значение приблизительно равно предельному пробойному значению.

Напряженность электрического поля внутри заряженного диэлектрика является важным параметром, так как при достижении пробойного значения в диэлектрической пленке возникают пробои, которые приводят к ухудшению ее прозрачности и разрушению структуру диэлектрика. Рассмотрим тонкую диэлектрическую пленку без проводящего покрытия толщиной 51 мкм, которую электроны с энергией 80 кэВ проходят насквозь (рис. 1г). По всей толщине пленка имеет высокую радиационную электропроводность. Объемный заряд стекает на металлизированную поверхность по кратчайшему пути. Разряд диэлектрика приводит к уменьшению внутреннего электрического поля. С одной стороны, электрическое поле E пропорционально плотности заряжающего электронного тока, с другой

стороны, проводимость  $\sigma = \frac{AJU}{R}$ , от которой зависит разряд диэлектрика, также пропорциональна плотности тока.

Оценим влияние параметров электронного пучка на напряженность электрического поля

$$E = \frac{J}{\sigma} = \frac{R}{AU} = \frac{4 \cdot 10^{-6} U^{0.4}}{A} \quad (4)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля в В/м,

$J$  – плотность тока на входе в диэлектрик,

$U$  – энергия электрона в МэВ,

$A$  – числовой коэффициент для расчета РЭ в  $\text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}\text{Гр}^{-1}\text{с}$ .

Из формулы видно, что

$$E \sim \frac{1}{A} \sqrt{U} \quad (5)$$

1. Напряженность электрического поля слабее зависит от энергии электронов, чем от радиационной электропроводности диэлектрика, выражаемой через значение числового коэффициента  $A$ .

2. Электрическое поле не зависит от плотности тока электронного пучка. Отсутствие влияния электронного тока связано с тем, что в модели рассматривается упрощенная зависимость радиационной электропроводности  $\sigma = AP$ , в которой значение коэффициента  $A$  предполагалось постоянным. В реальных условиях облучения электронным пучком коэффициент  $A$ , зависящий от физико-химических свойств диэлектрика, может иметь более сложную зависимость от плотности электронного тока.

### Заключение

При электронном облучении тонкие пленки толщиной меньше пробега электронов, менее подвержены электрическим пробоям. В таких пленках радиационная электропроводность по всей толщине облученного диэлектрика значительно больше темновой проводимости диэлектрика до облучения. Это облегчает стекание объемного заряда на металлизированную поверхность. Лучше всего подходят пленки, выполненные из материала, имеющего большое значение предельной напряженности электрического поля, при которой происходит пробой. Оценки показывают, что при плотности тока  $j=0,1 \text{ мкА/см}^2$ , энергии частиц 80 кэВ, мощности дозы 670 Гр/с, напряженность электрического поля составляет значение близкое к предельному  $1,5 \cdot 10^8 \text{ В/м}$ .

Эффективность стекание объемного заряда из пленок любой толщины увеличивается путем нанесения тонкого проводящего покрытия на облучаемую поверхность пленки. Моделирование процесса заряда полимерных пленок осложняется различными факторами:

- характеристики диэлектрика изменяются во времени на протяжении всего процесса облучения;
- изменяется структура диэлектрика из-за поглощения энергии падающих электронов;
- отсутствуют данные об изменениях физико-химических свойств внутри диэлектрика в процессе облучения электронами;
- на результаты радиационных испытаний влияют технологии изготовления полимерных пленок одной марки различными производителями. Это проявляется в разбросе данных РЭ, полученных в различных лабораториях разными авторами;
- данные о РЭ в основном относятся к начальному этапу облучения электронами  $10^3$ – $10^4$  с. Наибольший интерес представляют данные о РЭ при многочасовом или многодневном облучении.

Несмотря на сложность измерений параметров пленок, имеются различные методы, позволяющие улучшить стекание объемного заряда [13]. К ним относятся нанесение тонких проводящих покрытий на облучаемую поверхность пленки и перфорация пленки сквозными отверстиями с помощью лазера для стекания заряда на металлизированный слой [5].

Наибольший интерес представляют результаты экспериментов с диэлектрическими пленками, имеющими тонкое проводящее покрытие на облучаемой стороне. Представляет интерес исследование этого прозрачного покрытия после облучения электронным пучком (изменение проводимости, дефекты, микротрещины), а также изучение оптимального состава и толщины проводящего покрытия для стекания заряда. Кроме того, для повышения электрической прочности полимерных пленок можно использовать следующие направления:

- применять полимеры с высокой электропроводностью путем введения примесей,
- использовать наиболее тонкие пленки, чтобы пробег электронов был больше ее толщины для эффективного стекания заряда на металлизированную поверхность,
- увеличить коэффициент вторичной электронной эмиссии облучаемой поверхности для удаления заряда путем нанесения тонкого проводящего прозрачного покрытия с высокой эмиссионной способностью.

#### **Библиографический список**

1. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Маклецов А.А., Крупников К.К., Синолиц В.В., Малько В.Г., Плохих А.П., Саенко В.С., Тютнев А.П. Математическое моделирование электризации космических аппаратов. В кн.: Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, –М.: Изд-во “Книжный дом Университет”, 2007, с.276–314.
2. Хатилов С.А. Радиационная электропроводность полимеров. В кн.: Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, –М.: Изд-во “Книжный дом Университет”, 2007, с.361–376.
3. Тютнев А.П., Саенко В.С. Исследование радиационной проводимости диэлектриков. В кн.: Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, –М.: Изд-во “Книжный дом Университет”, 2007, с.377–394.
4. Садовничий Д.Н., Милехин Ю.М., Тютнев А.П. Электропроводность неупорядоченных материалов с гауссовым распределением ловушек по энергии. Химия и компьютерное моделирование. Бутлеровские сообщения. №10, 2002, с.262–266.
5. Акишин А.И., Новиков Л.С., Маклецов А.А., Милев В.Н. Объемная электризация диэлектрических материалов космических аппаратов. В кн.: Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, –М.: Изд-во “Книжный дом Университет”, 2007, с.315–342.
6. Стародубцев В.А. Радиационная электризация диэлектрических материалов. // Известия Томского политехнического университета. 303(3), 2000, с.22–31.
7. Ягушкин Н.И., Сергеев А.И., Гостищев Э.А. Исследование радиационно-электрических процессов в диэлектриках при облучении электронами с энергиями до 100 кэВ. В кн.: Модель космоса, 8-е издание, т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, –М.: Изд-во “Книжный дом Университет”, 2007, с.343–360.
8. Милев В.Н., Новиков, Л.С., Евстафьева Е.Н., Рау Э.И., Сеннов Р.А., Татаринцев А.А. Моделирование зарядки диэлектрических мишеней под воздействием электронного облучения.//nuclphys.sinp.msu.ru: Ядерная физика в Интернете. URL.[http://nuclphys.sinp.msu.ru/school/s09/09\\_54.pdf](http://nuclphys.sinp.msu.ru/school/s09/09_54.pdf) (дата обращения 09.12.2011).
9. Евстафьева Е.Н., Милеев В.Н., Новиков Л.С. Рау Э.И., Сеннов Р.А. Исследование процесса зарядки диэлектрических материалов электронными пучками с энергией 1–

50 кэВ.//nuclphys.sinp.msu.ru: Ядерная физика в Интернете.

URL.[http://nuclphys.sinp.msu.ru/school/s08/s08\\_04.pdf](http://nuclphys.sinp.msu.ru/school/s08/s08_04.pdf) (дата обращения 09.12.2011).

10. Рау Э.И., Евстафьева Е.Н., Андрианов М.В. Механизмы зарядки диэлектриков при их облучении электронными пучками.//Физика твердого тела, Т5, В4, 2008, с.599–607.

11. Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность металлов и сплавов. М.: Энергоатомиздат, 1987.

12. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1985.

13. Shu T.L., A critical overview on spacecraft charging mitigation methods.//IEEE Trans. On plasma science, V31, N6, 2003, p.1118–1124.

Пашенцев Владимир Николаевич; доцент Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”; к.ф.-м.н.; Каширское шоссе, д.31, г. Москва, 115409; тел.: (499) 323-90-42; e-mail: pashentsev2001@mail.ru