

6. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. — М.: Наука, 1985.
7. Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. О методах интегральных и вспомогательных зарядов в траекторном анализе интенсивных электронных пучков // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. — 1987. — № 7. — С. 36—38.
8. Горбенко Н.И., Ильин В.П., Кремер И.А., Урев М.В. Пакет программ ЭДС-2 для расчета стационарных аксиально-симметричных интенсивных пучков заряженных частиц на ЭВМ ЕС. — Новосибирск, 1989. — (Препр./ АН СССР, Сиб. отд-ние, ВЦ; № 839).
9. Тиунов М.А., Фомель Б.М., Яковлев В.П. SAM-интерактивная программа для расчета электронных пушек на мини-ЭВМ. — Новосибирск, 1987. — (Препр./ АН СССР, Сиб. отд-ние, ИЯФ; № 87—35).
10. Konrad G.T. High power RF klystrons for linear accelerators. — S.I., 1984. — (SLAC—PUB—3324).
11. Lee T.G., Lebacqz J.V., Konrad G.T. A fifty megawatt klystron for the Stanford Linear Collider. — S.I., 1983. — (SLAC—PUB—3214).
12. Suga H., Nagami K., Kuroda H. On computer simulation of electron beams // Proc. IEEE. — 1970. — V. 58, N 6. — P. 939—941.

г. Новосибирск,  
г. Нижний Новгород

Поступила 14/VIII 1991 г.,  
в окончательном варианте —  
9/IV 1993 г.

УДК 539.2; 539.12.04

К.А. Дергобузов, А.П. Яловец

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАРЯЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ, ОБЛУЧАЕМЫХ ИОНАМИ

Явление радиационного заряжения диэлектриков при облучении их потоком заряженных частиц (электронов или ионов) исследуется интенсивно последние два десятилетия. Наиболее полно оно изучено при электронном облучении и значительно меньше — при ионном. Отчасти это связано с большей трудоемкостью генерации ионных пучков, чем электронных, что делает экспериментальные исследования по ионной зарядке диэлектриков значительно дороже аналогичных исследований с электронами.

Очевидно, что в данном случае возрастает роль численных исследований, которые позволяют учесть самые различные факторы, влияющие на динамику заряжения.

В [1] наряду с экспериментальными результатами приводится феноменологический анализ заряжения диэлектрика при облучении протонами ~10 МэВ. Теоретические результаты получены лишь для закороченного диэлектрика ( $\int_0^a E(z) dz = 0$ ,  $E$  — напряженность поля,  $a$  — толщина диэлектрика), а используемое приближение квазинейтральности не позволяет правильно описать дрейф носителей в необлучаемой части.

В данной работе в рамках математической модели [2] выполнены численные исследования заряжения диэлектрика, облучаемого ионами и нейтральными атомами. Эта модель учитывает динамику квазисвободных носителей заряда каждого знака с учетом процессов ионизации диэлектрика пучком и рекомбинации заряда, а также дрейфа зарядов в электрическом поле. Эффективная подвижность носителей заряда определяется с учетом ее зависимости от мощности дозы.

Мощность дозы облучения, распределение термализованных частиц и тока быстрых частиц находятся из решения кинетического уравнения. Для ионов решалось кинетическое уравнение интегрального типа, записанное в модели «непрерывных траекторий» [3] в пренебрежении упругим рассе-

анием, но с учетом флуктуаций в потерях энергии. Удельные потери энергии ионов вычислялись по данным [4]. Влиянием электрического поля на перенос ионов пренебрегалось, поскольку кулоновская сила, действующая на ионы, много меньше силы трения, которая равна удельным потерям энергии.

Кинетическое уравнение для ионов, как и для электронов в [3], решалось методом разложения дифференциального потока в ряд Фурье по пространственной координате. Полученные распределения поглощенной энергии термализованных частиц находятся в хорошем согласии с результатами [5, 6].

В данной работе представлены результаты численных исследований заряжения различных диэлектриков, облучаемых протонами и атомами водорода с начальными энергиями до 100 МэВ в диапазоне плотностей токов протонов  $j^{(b)} = 10^{-9} - 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup>.

На рис. 1, а изображена схема облучения образца. Поток частиц, движущийся в дрейфовой области шириной  $l$ , падает на диэлектрик. Глубина проникновения частиц определяется пробегом частиц в диэлектрике  $R_0$ . Облучаемая часть (ОЧ) диэлектрика — область  $z \leq R_0$ , необлучаемая часть (НОЧ) — область  $z > R_0$ . Электрод, нанесенный на необлучаемую поверхность, является блокирующим [7]. Случай закороченного диэлектрика рассматривается как предельный переход к режиму облучения с величиной дрейфовой области  $l = 0$ . При этом электрод, находящийся на облучаемой поверхности, будет омическим [7].

Качественное описание заряжения. Плотность ионизации в треке замедляющегося в веществе протона гораздо выше, чем для электрона сравнимой энергии. Следовательно, наведенная проводимость при облучении протонами велика и есть основания предполагать, что эффекты заряжения, особенно в случае закороченного диэлектрика, несущественны.

Оценим сопротивление  $r$  ОЧ диэлектрика для случая, когда энергия протона составляет десятки мегаэлектронвольт:

$$(1) \quad r = S^{-1} \int_0^{R_0} dz / \sigma(z).$$

Здесь  $\sigma(z) = \sigma_0(D(z)/D_0)^\Delta$  — радиационная (наведенная) проводимость ОЧ [8];  $S$  — облучаемая площадь мишени;  $\sigma_0$  — проводимость при стандартной мощности дозы  $D_0$ ;  $\Delta$  — константа;  $D(z)$  — мощность дозы на глубине  $z$ .

Величину  $D$  можно выразить через ионизационные потери  $B(T)$  в виде

$$(2) \quad D = j^{(b)} B(T) / e.$$

Учитывая, что в интервале энергий протонов 1—100 МэВ  $B(T) \sim b/T$  [9], из (1) и (2) получим

$$(3) \quad r = (eD_0/j^{(b)}b)^\Delta T^{\Delta+2} / ((\Delta + 2)\sigma_0 S b \rho_m),$$

где  $\rho_m$  — массовая плотность диэлектрика.

Для закороченного диэлектрика из (3) можно найти стационарное значение на ОЧ:

$$(4) \quad U(\infty) = j^{(b)} S r = (eD_0/b)^\Delta T^{\Delta+2} (j^{(b)})^{1-\Delta} / ((\Delta + 2)\sigma_0 b \rho_m).$$

Для ряда материалов  $\Delta$  близка к единице [8] и из (4) следует, что напряжение, приложенное к ОЧ, не зависит от плотности тока пучка, поскольку увеличение вводимого заряда компенсируется ростом проводимости. Величина  $U(\infty) \sim T^3$ , т.е. определяется только энергией пучка.

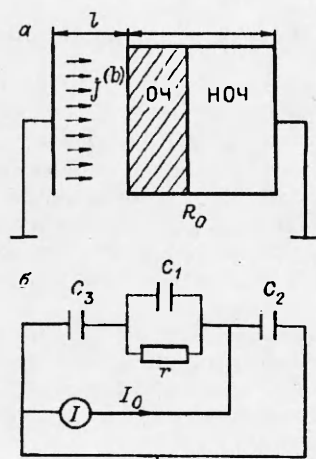


Рис. 1

Напряженность поля ОЧ можно оценить как

$$(5) \quad E \sim U(\infty)/R_0.$$

Так как  $R_0 = \int_0^T dT'/B(T')$ , то из (4) и (5) вытекает, что  $E \sim T$ . Таким образом, чем выше энергия первичных частиц, тем эффективнее накопление объемного заряда. Так как в закороченном диэлектрике  $\bar{U}(\infty)$ , даваемое формулой (4), приложено к НОЧ диэлектрика, то в ней  $E \sim U(\infty)/(a - R_0)$ . Если толщина образца такова, что  $(a - R_0) \ll R_0$ , то напряженность поля в НОЧ может стать чрезвычайно высокой.

Временные характеристики процесса заряжения можно оценить в рамках конденсаторной модели [7]. На рис. 1,б приведена электрическая схема облучения диэлектрика ( $C_1, C_2$  — емкости ОЧ и НОЧ соответственно,  $C_3$  — емкость дрейфовой области,  $r$  — сопротивление ОЧ (формула (3)),  $I$  — генератор тока пучка, который равен  $I_0 = f^{(b)}S$ ).

Записав законы Кирхгофа для данной схемы, получим

$$(6) \quad \begin{aligned} U_1(t) &= I_0 r (C_3 / (C_2 + C_3)) (1 - \exp(-t/rC)), \\ U_2(t) &= I_0 (t + rC_3 (C_3 / (C_2 + C_3))) (1 - \exp(-t/rC)) / (C_2 + C_3), \\ U_3(t) &= I_0 (t - rC_2 (C_3 / (C_2 + C_3))) (1 - \exp(-t/rC)) / (C_2 + C_3), \end{aligned}$$

где  $C = (C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3) / (C_2 + C_3)$ ;  $U_1, U_2, U_3$  — напряжения, приложенные к ОЧ, НОЧ и дрейфовой области.

Из (6) видно, что при облучении диэлектрика с открытой поверхностью не существует стационарного состояния. Это объясняется прежде всего отсутствием эмиссии ионов с облучаемой поверхности и очень малой проводимостью НОЧ (в рассматриваемой модели проводимость НОЧ равна нулю). Характерное время процесса  $rC$  определяется геометрией облучения и параметрами пучка.

Для закороченного образца имеем  $C_3 \rightarrow \infty$ . Тогда из (6) следует

$$(7) \quad U_1(t) = U_2(t) = I_0 r (1 - \exp(-t/r(C_1 + C_2))).$$

При  $t \rightarrow \infty$  получаем из (7) стационарное состояние (4). Данное качественное описание заряжения позволяет получить ряд полезных соотношений, связывающих значения напряжений, полей с параметрами пучка и диэлектрика, а также дать простую интерпретацию экспериментальных и численных результатов.

Численное исследование заряжения. Численные исследования проводились для тефлона ( $\rho_m = 2,2$  г/см<sup>3</sup>,  $\epsilon = 2,0$ ) и полиметилметакрилата (ПММА) ( $\rho_m = 1,19$  г/см<sup>3</sup>,  $\epsilon = 2,5$ ).

Зависимость эффективной подвижности носителей заряда от мощности дозы имеет вид [7]

$$\mu_{n,p} = \mu_{n,p}^{(0)} (D(z)/D_0)^{2\Delta-1},$$

где  $\mu_{n,p}^{(0)}$  — подвижность носителей при некоторой стандартной мощности дозы  $D_0$ .

Параметры тефлона хорошо известны [7]:  $\mu_p^{(0)} = 4 \cdot 10^{-14}$  м<sup>2</sup>/(В·с) при  $D_0 = 100$  рад/с,  $\Delta = 1$ . Так как тефлон — диэлектрик с дырочной проводимостью, то подвижность отрицательных носителей  $\mu_n^{(0)} = 0,01 \mu_p^{(0)}$ .

Для ПММА имеются данные лишь по радиационной проводимости [8], но отсутствуют по типу проводимости и подвижностям носителей. Мы предполагаем, что в ПММА реализуется однополярная электронная проводимость. Это же предположение было сделано в [2] при расчете заряжения диэлектрика, облучаемого электронным пучком с целью сравнения численных результатов с экспериментом. Эффективную подвижность электронов в

ПММА можно оценить из данных по радиационной проводимости [8] и рекомбинационного закона Фаулера [7]:  $\mu_n^{(0)} = 4 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$  при  $D_0 = 100 \text{ рад/с}$ ,  $\Delta \approx 1$ . Подвижность дырок в ПММА  $\mu_p^{(0)} = 0,01 \mu_n^{(0)}$ . Темновые значения эффективной подвижности носителей заряда были измерены для политетрафторэтилена (ПТФЭ) и поливинилиденфторида (ПВДФ) в [10]. В ПТФЭ, который близок к идеальному диэлектрику, темновая подвижность составляет  $2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , в ПВДФ (реальный диэлектрик)  $\sim 10^{-14} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ .

В наших расчетах полагаем, что темновая эффективная подвижность носителей много меньше радиационной и составляет  $1 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ . Значение коэффициента рекомбинации  $10^{-15} \text{ м}^3 / \text{с}$ , средняя энергия ионообразования 100 эВ [2, 7].

В случае, когда напряженность поля в диэлектрике превышает критическое значение  $E_k \sim 10^5 \text{ В/см}$ , закон Ома может нарушаться и имеет место сверхлинейная зависимость тока от поля [8, 11], что связано с зависимостью от поля вероятности рекомбинации ионизированных молекул диэлектрика. Из закона рекомбинации Фаулера и зависимости проводимости от поля [8] в случае однополярной проводимости для эффективной подвижности можно получить выражение

$$(8) \quad \mu_{n,p} = \mu_{n,p}^{(0)} (D(z)/D_0)^{2\Delta-1} |E|^\beta,$$

где  $\beta = 0$  при  $|E| < E_k$ ;  $\beta > 0$  при  $|E| \geq E_k$ .

Прежде всего рассмотрим картину накопления заряда в закороченном диэлектрике. На рис. 2 приведена зависимость от времени максимума потенциала в закороченном диэлектрике при облучении протонами с энергией 20 МэВ и плотностью тока  $j^{(b)} = 10^{-8} \text{ А/см}^2$  (кривая 1 — ПММА,  $a = 1 \text{ г/см}^2$ ; 2 — ПММА,  $a = 0,5 \text{ г/см}^2$ ; 3 — фторопласт,  $a = 1 \text{ г/см}^2$ ). Общим для всех рассмотренных случаев является установление стационарного состояния. Сравнение кривых 1 и 2 показывает, что заряджение образца большей толщины идет быстрее, чем тонкого. Этот результат полностью согласуется с формулой (7). Действительно, при увеличении толщины образца емкость НОЧ  $C_2$  уменьшается, в то время как емкость ОЧ  $C_1$  и сопротивление ОЧ  $r$  остаются неизменными. Постоянная заряда  $\tau(C_1 + C_2)$  с увеличением толщины диэлектрика будет уменьшаться. Уменьшение емкости  $C_2$  с увеличением толщины приводит к более быстрому возрастанию потенциала, приложенного к ОЧ, что увеличивает поле и, следовательно, релаксационный ток.

Меньшее, чем в ПММА, стационарное значение потенциала во фторопласте объясняется меньшим значением сопротивления ОЧ. Поскольку линейные потери энергии протонами во фторопласте почти вдвое превышают потери энергии в ПММА, имеем во фторопласте меньший объем ОЧ с большей концентрацией носителей заряда.

На рис. 3 приводится распределение поля (а) и плотности заряда (б) для рассмотренного выше случая (нумерация кривых соответствует рис. 2). Для

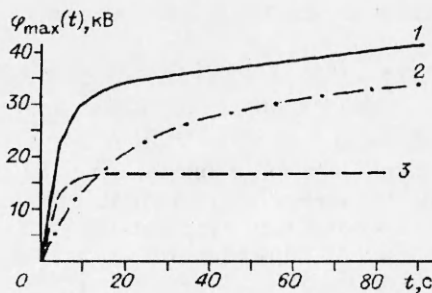
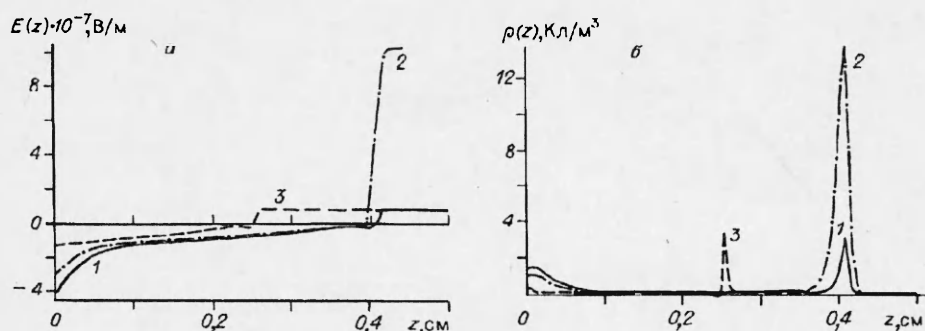


Рис. 2

ПММА распределение дано для момента времени  $t = 92 \text{ с}$ , для фторопласта  $t = 81 \text{ с}$ . Из рис. 3 видно, что накопленный заряд в диэлектрике меньшей толщины (кривая 2) существенно превышает заряд в более толстой мишени (кривая 1), несмотря на небольшое различие в значениях максимального потенциала (рис. 2). Это различие в величине накопленного заряда объясняется различием емкостей НОЧ при изменении толщины диэлектрика. Важной закономерностью в распределении заряда является его сосредоточение в кон-



Р и с. 3

це пробега частиц, что отвечает распределению заряда в случае облучения диэлектриков электронами.

При увеличении энергии протонов до 70 МэВ максимальное значение потенциала в ПММА ( $a = 8 \text{ г/см}^2$ ) в момент времени  $t = 55 \text{ с}$  составило 3,67 МВ. Этот результат качественно соответствует результату, даваемому выражением (4). В действительности рост максимального потенциала с увеличением энергии опережает зависимость  $T^{\Delta+2}$ , поскольку используемое при выводе (4) выражение для ионизационных потерь завышает значение наведенной проводимости вблизи пробега.

Рассмотрим динамику радиационного заряжения диэлектрика с открытой поверхностью. Эмиссию частиц с облучаемой поверхности не учитываем, так как утечке электронов препятствует поле объемного заряда, а коэффициент эмиссии ионов для протонов с энергией в десятки мегаэлектронвольт чрезвычайно мал [11], кроме особых случаев, например наклонного падения с углами, близкими к  $90^\circ$ . Отсутствие эмиссии ионов с открытой поверхности диэлектрика и притока через нее электронов оставляет для релаксации инжектированного в объем заряда единственный путь — дрейф через НОЧ. Поскольку темновые значения эффективной подвижности на несколько порядков меньше, чем подвижности в ОЧ, то следует ожидать практически линейного во времени роста накопленного заряда, потенциала поверхности. Из-за большой проводимости ОЧ потенциал открытой поверхности диэлектрика приложен к НОЧ и быстрый рост напряженности поля в этой части диэлектрика может привести к сверхлинейной зависимости релаксационного тока от поля. Поэтому в расчетах заряжения диэлектриков с открытой поверхностью исследовалось влияние электрического поля на эффективную подвижность в соответствии с законом (8).

Для нахождения коэффициента  $\beta$  в (8) были использованы результаты эксперимента по зарядке диэлектрика (фторопласт) с открытой поверхностью электронным пучком [12]. Решение этой задачи в рамках данной модели позволило при  $\beta = 0,2$  добиться хорошего согласия с экспериментом [12] зависимости от времени потенциала открытой поверхности. Полученное значение  $\beta$  использовалось здесь для расчетов динамики накопления заряда в ПММА и фторопласте при протонном облучении.

На рис. 4 приведена зависимость от времени потенциала открытой поверхности диэлектрика (ПММА) при облучении протонами с энергией 20 МэВ с плотностью тока  $10^{-8} \text{ А/см}^2$  (кривые 1, 3 рассчитаны с использованием для эффективной подвижности формулы (7), а 2, 4 — формулы (8)). Линии 1, 2 соответствуют толщине диэлектрика  $a = 1 \text{ г/см}^2$ , 3, 4 —  $a = 0,5 \text{ г/см}^2$ . Как видно из рис. 4, усиление подвижности полем не приводит к существенным изменениям картины заряжения. Несколько большее влияние оказывает поле на подвижность в тонком диэлектрике, где величина поля выше.

На рис. 5 показано распределение потенциала в диэлектрике с открытой поверхностью. Параметры пучка и диэлектрика те же, что и на рис. 4. Линии

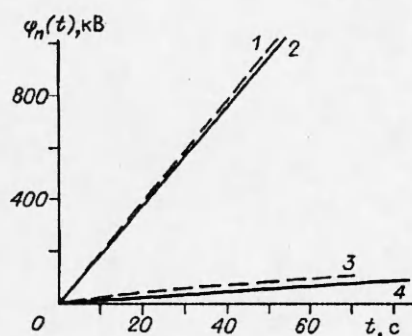


Рис. 4

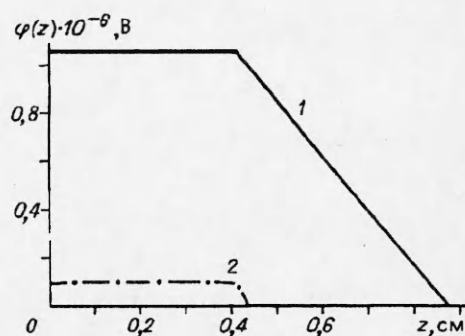


Рис. 5

1, 2 — распределение потенциала для  $a = 1 \text{ г/см}^2$ ,  $t = 55 \text{ с}$  и для  $a = 0,5 \text{ г/см}^2$ ,  $t = 84 \text{ с}$ .

Достижения техники генерации ионных пучков позволяют в настоящее время получать потоки нейтральных частиц, пропуская ускоренные ионы через мишени-нейтрализаторы [13]. Наибольшие успехи достигнуты в получении потоков атомов водорода. Доля нейтральных атомов в пучке доходит до 80 % [13].

Рассмотрим предельный случай, когда диэлектрик облучается только атомами водорода. В [14] показано, что при попадании в среду ионы пучка практически мгновенно в сравнении с временем торможения теряют все свои электроны, энергия связи которых много меньше кинетической энергии иона. Это означает, что быстрый атом водорода, попав в диэлектрик, теряет свой электрон вблизи облучаемой поверхности. Аналогичная ситуация имеет место, если диэлектрик облучается нейтрализованным потоком ионов. Поскольку кинетическая энергия электронов, сопровождающих ионы, меньше их кинетической энергии в  $m_e/m_i$  раз ( $m_e$ ,  $m_i$  — массы электрона и иона), то электронный фон также теряется вблизи облучаемой поверхности.

Из сказанного следует, что при облучении закороченных диэлектриков потоком атомов или нейтрализованных ионов картина заряжения близка к той, которая наблюдается в случае облучения потоком ионов, поскольку электроны теряются в хорошо проводящей приэлектродной области или же на самом электроде.

При облучении потоком атомов или же нейтрализованным потоком ионов диэлектриков с открытой поверхностью наблюдается установление стационарного состояния, в котором имеется небольшой избыток положительного заряда. В первые моменты времени с начала облучения из-за осаждения электронов вблизи облучаемой поверхности она приобретает отрицательный потенциал и в дрейфовом пространстве создается поле, которое способствует эмиссии электронов с поверхности [2]. Эмиссия электронов приводит к появлению избыточного положительного заряда, в результате чего потенциал поверхности становится положительным, эмиссия прекращается и устанавливается стационарное состояние. В стационарном состоянии релаксация заряда обусловлена дрейфом носителей в ОЧ.

На рис. 6, а, б приводятся стационарные распределения поля и заряда в ПММА (кривая 1) и во фторопласте (кривая 2) при облучении потоком атомов водорода с энергией 20 МэВ с плотностью тока частиц, эквивалентной плотности тока протонов  $\tilde{j}^{(0)} = 10^{-8} \text{ А/см}^2$ . Стационарное состояние для указанных параметров пучка установилось за время  $\sim 70 \text{ с}$ , значение потенциала открытой поверхности составило  $\sim 50 \text{ В}$ .

Мы проводили расчеты процесса заряжения диэлектрических образцов в основном до значений напряженности электрического поля порядка нескольких единиц на  $10^7 \text{ В/м}$ . Это соответствует табличным значениям электрической прочности полимерных материалов. Но имелось в виду и следующее обстоятельство: литературные данные по электрической прочности получены, как правило, при приложении напряжения на электроды,

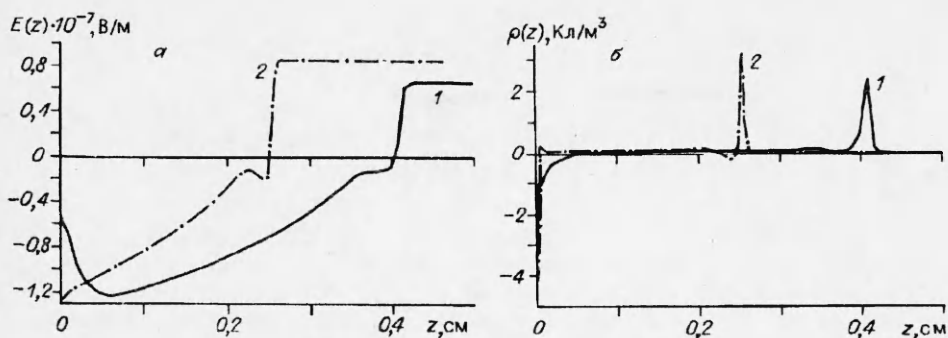


Рис. 6

между которыми зажат образец. При облучении образцов один из электродов виртуальный, образованный объемным зарядом на глубине пробега тяжелых заряженных частиц. В этом случае микронеровности на поверхности электрода с необлучаемой стороны уже не приводят к столь сильным локальным полям, вызывающим пробой, так как распределение заряда в виртуальном электроде стремится «сгладить» неоднородности поля. Этим, очевидно, объясняется повышенная прочность облучаемых полимеров ( $\sim 3,5$  МэВ/см), отмеченная, например, в [15].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боев С.Г., Падерин В.А. Накопление заряда в диэлектриках при облучении протонами // Изв. вузов. Физика. — 1987. — № 5. — С. 75—79.
2. Гусельников В.Н., Дергобузов К.А., Яловец А.П. Исследование радиационного заряжения диэлектриков, облучаемых потоком быстрых электронов // ПМТФ. — 1991. — № 3. — С. 11—17.
3. Кононов Б.А., Степанов Ю.М., Яловец А.П. Перенос быстрых электронов в слоистых материалах // Атомная энергия. — 1977. — Т. 42, № 4. — С. 326—328.
4. Zeigler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The stopping and range of ions solids. — N.Y.: Pergamon Press, 1985.
5. Санников А.В., Головачик В.Т., Кустарев В.Н. и др. Энерговыделение останавливающихся протонов в газовой полости детектора. — М., 1980. — (Препр./ИФВЭ; ОРИ 80—42).
6. Joseph F.Janni. Proton range-energy tables, 1kev—10Gev // Atomic data and nuclear data tables. — 1982. — V. 27. — P. 147—339.
7. Электреты / Под ред. Г. Сесслера. — М.: Мир, 1983.
8. Сичкарь В.П., Тютнев А.П. Радиационная проводимость полимерных материалов // Обзоры по отдельным производствам химической промышленности. — 1976. — Вып. 7(97). — С. 3—52.
9. Стародубцев С.В., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. — Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962.
10. Федосов С.И., Сергеева А.Е. Эффективная подвижность носителей заряда в полимерных диэлектриках // Укр. физ. журн. — 1989. — Т. 34, № 4. — С. 608—611.
11. Фогель Я.М. Вторичная ионная эмиссия // УФН. — 1967. — Т. 91, вып. 1. — С. 75.
12. Рогальский Ю.К., Яловец А.П. Исследование формирования поля объемного заряда в диэлектриках при электронном облучении // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 1. — С. 35—40.
13. Барнет К., Харрисон М. Прикладная физика атомных столкновений. Плазма. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
14. Баско М.М., Соколовский М.В. Нагрев плазмы пучком тяжелых ионов // Физика плазмы. — 1982. — Т. 8, вып. 3. — С. 519—528.
15. Евдокимов О.Б., Ягушкин Н.И. Взаимодействие электронного пучка с объемным зарядом в диэлектриках // ФТТ. — 1974. — Т. 16. — С. 564—566.

г. Челябинск

Поступила 6/XI 1992 г.,  
в окончательном варианте — 2/IV 1993 г.