01;05;10

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЗАРЯЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

В.Д.Куликов, Ю.В.Лисюк

Рассмотрен механизм заряжения диэлектрика импульсным электронным пучком и выбрана эквивалентная схема, описывающая токи, протекающие в образце. Приведены результаты численного моделирования процесса накопления заряда с помощью эквивалентных схем. Показано удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с расчетными для таких параметров электризации материала, как токи, протекающие в цепи заряжения диэлектрика, пространственное распределение поля и заряда в облученном образце. Предложен и реализован численный метод решения дифференциального уравнения второго порядка.

Введение

В радиационной физике твердого тела значительное внимание уделяется вопросам объемного заряжения и влияния электрического поля заряда на физико-химические свойства материалов [1-4].

Теоретическое описание процесса накопления объемного заряда (ОЗ) может быть получено с помощью уравнения полного тока, которое при использовании ряда обоснованных приближений удается решить аналитически [1-6]. Степень сложности решения существенно зависит от выбора модели. Наибольшие математические трудности возникают при описании накопления ОЗ с учетом зависимости наведенной радиационной проводимости и плотности тока пучка в облучаемом материале от пространственной и временно́й координаты [3-5]. Однако физическая картина формирования ОЗ в диэлектрике в этом случае получается наиболее полной, что окупает сложность расчетов и затраты на поиск новых решений проблемы.

В настоящей работе рассмотрена возможность моделирования процесса накопления ОЗ в диэлектриках с помощью электрических цепей.

Хотя представление системы с распределенными параметрами в виде набора элементов с сосредоточенными постоянными содержат определенную условность, в ряде случаев использование такого подхода дает положительные результаты, так как позволяет свести исследование сложных процессов к анализу эквивалентных схем, а также применить метод при конструировании систем с заданными свойствами. Следует отметить, что отсутствует единый подход к выбору эквивалентной схемы.

В нашем случае — электризации материала электронным пучком эквивалентная схема строилась из анализа уравнения полного тока. Разработанный алгоритм расчета использован для описания заряжения щелочно-галоидного кристалла (ЩГК) KCl сильноточным электронным пучком (СЭП) и сделана оценка его работоспособности из сравнения экспериментальных результатов с расчетными.

1. Модель заряжения

Представим экспериментальную схему облучения диэлектрика [6] в виде одномерной модели с короткозамкнутой внешней цепью (рис. 1,*а*). Рассмотрим два варианта, отличающихся положением заземленного электрода *1* по отношению к облучаемой грани образца: электрод на поверхности образца, электрод удален на конечное расстояние (рис. 1,*а*). Последний случай наиболее часто используется на практике. Передний электрод *1* устанавливается на заданном расстоянии от мишени либо его роль выполняет корпус вакуумной ячейки. Второй заземленный электрод *2* находится на необлучаемой поверхности диэлектрика. Размер образца в направлении оси x превышает максимальный пробег электронов $(x_3 - x_2)$. Сопротивление утечки r_1 определяет стекание инжектируемого заряда из облучаемого объема на землю.

В работе [7] показана эффективность описания кинетики накопления ОЗ в диэлектрике при облучении СЭП процессами в RC-цепи. Для построения более точной эквивалентной схемы необходим детальный учет накопления и релаксации заряда по всему облученному объему.

Разобьем облученную область образца на достаточно тонкие слои (чтобы пренебречь пространственным изменением плотности тока пучка и наведенной радиационной проводимости в пределах слоя) и покажем, что накопление и релаксацию заряда в отдельном слое можно рассматривать независимо от влияния других слоев.

Будем считать, что ток пучка и наведенную радиационную проводимость можно представить в виде произведения пространственной и временно́й составляющих. Учитывая высокие скорости процесса облучения,

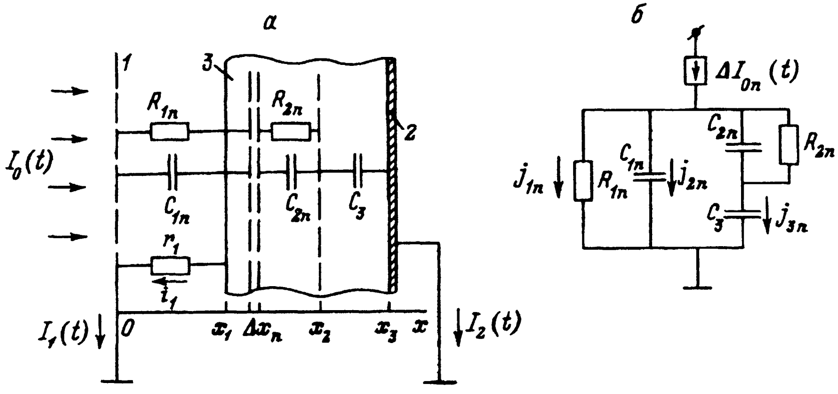

Рис. 1. Одномерная модель заряжения диэлектрика электронным пучком (*а*) и эквивалентная схема, описывающая заряжение слоя Δx_n (*б*).

1,2 — электроды; *3* — образец; r_1 — сопротивление утечки; x_2 — граница максимального пробега электронов пучка в материале; $(x_3 - x_2)$ — размер образца в направлении распространения электронов пучка.

пренебрегаем диффузионной составляющей тока по сравнению с током проводимости. Пренебрегаем также током вторичных носителей в процессе их генерации и термализации [1-6].

В принятой одномерной модели (рис. 1,*a*) формирование ОЗ описывается системой уравнений, включающей уравнение непрерывности (1) и уравнение Пуассона (2), а также начальным (3) и граничным (4) условиями задачи,

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(x,t) = \frac{\partial}{\partial x}(I_0(x,t) - i(x,t)), \tag{1}$$

где $\rho(x,t)$ — объемная плотность заряда; $I_0(x,t) = I_0(x)I_0(t)$ — плотность тока электронов пучка в материале, представленная в виде произведения пространственной $I_0(x)$ и временной $I_0(t)$ составляющих; $i(x,t)$ — ток проводимости, x — координата, t — время,

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = \frac{\rho(x,t)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \tag{2}$$

где ε_0, ε — абсолютная и относительная диэлектрические проницаемости; $E(x,t)$ — напряженность электрического поля,

$$E(x,0) = 0. \tag{3}$$

При $x = x_1$ $E(x_1,t) = E_1(t)$; $x = x_2$ $I_0(x_2,t) = 0$, $\sigma(x_2,t) = 0$, $E(x_2,t) = E_2(t)$, $Q_s(t) = \int\limits_0^t i(x_2,t')dt'$ [8]; $x = x_3$

$$E_2(t) + \frac{Q_s(t)}{\varepsilon\varepsilon_0} = E_3(t) \tag{4}$$

где $\sigma(x,t)$ — наведенная радиационная проводимость; $Q_s(t)$ — поверхностная плотность заряда в плоскости x_2; $E_1(t)$, $E_2(t)$, $E_3(t)$ — напряженности электрического поля на облучаемой грани x_1 в плоскости x_2 и в плоскости x_3 соответственно; t' — текущее значение времени.

Совместное решение (1),(2) с граничным условием (4) при $x = x_3$ дает уравнение полного тока

$$\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E(x,t)}{\partial t} = I_0(x,t) - i(x,t) + \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_3(t)}{\partial t}. \tag{5}$$

Уравнение (5) устанавливает связь между плотностью токов во внешней среде $I_1(t)$, $I_2(t)$ и их составляющими в образце (рис. 1,*a*). Ток $I_1(t)$ равен сумме токов проводимости и смещения

$$I_1(t) = i_1(t) + \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_1(t)}{\partial t}, \tag{6}$$

где $i_1(t) = \sigma(x_1,t)E_1(t)$ — ток через сопротивление r_1.

Ток $I_2(t)$ является током смещения и равен

$$I_2(t) = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_3(t)}{\partial t}. \tag{7}$$

В соответствии с (5)–(7) можно записать

$$I_0(t) = I_1(t) + I_2(t). \tag{8}$$

Функцию $E(x,t)$ в пространстве $(0–x_3)$ найдем из уравнения (5)

$$E(x,t) = -\frac{I_0(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}\left[\int\limits_0^t (I_0(t') - I_2(t'))\exp\left(\int\limits_0^{t'}\frac{dt''}{\tau}\right)dt'\right]\exp\left(-\int\limits_0^t\frac{dt'}{\tau}\right), \tag{9}$$

где $\tau = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma(x,t)$ — имеет смысл мгновенного максвелловского времени релаксации.

Как видно из уравнения (9), $E(x,t)$ разделяется на пространственную и временнýю составляющие, что является основанием для рассмотрения процессов накопления и релаксации заряда в отдельном слое независимо от влияния других слоев облученного объема мишени.

Разобьем область $(x_1 - x_2)$ образца на N слоев и рассмотрим элемент объема с координатами x_n, $x_n + \Delta x_n$ и поперечным сечением 1 см^2 (рис. 1,*а*). Представим через E_{1n}, E_{2n} и i_{1n}, i_{2n} напряженности поля, создаваемые зарядом в слое Δx_n, и плотности тока проводимости, определяющие релаксацию заряда, на левой и правой границах слоя Δx_n соответственно. Из дифференциального уравнения полного тока (5) запишем уравнение полного тока для слоя Δx_n

$$\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{1n}}{\partial t} + \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{2n}}{\partial t} = \Delta I_{0n} - (i_{1n} + i_{2n}) + \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{3n}}{\partial t}, \tag{10}$$

где

$$\Delta I_{0n} = (\partial I_0(x)/\partial x)\big|_{xn}\Delta x_n, \qquad E_{3n} = E_{2n} + \frac{Q_{sn}}{\varepsilon\varepsilon_0}, \qquad Q_{sn} = \int\limits_0^t i_{2n}dt'.$$

Уравнение (10) аналогично (5) устанавливает связь между плотностью токов во внешней среде I_{1n}, I_{2n} и их составляющими в образце. Слева от рассматриваемого слоя Δx_n ток I_{1n} равен сумме токов смещения и проводимости

$$I_{1n} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{1n}}{\partial t} + I_{1n}. \tag{11}$$

Справа от слоя Δx_n и до плоскости x_2 (рис. 1,*а*) ток I_{2n} можно представить в виде суммы токов смещения и проводимости

$$I_{2n} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{2n}}{\partial t} + i_{2n}, \tag{12}$$

а за границей облучения током смещения

$$I_{2n} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{2n}}{\partial t} + \frac{\partial Q_{sn}}{\partial t} = \varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial E_{3n}}{\partial t}. \tag{13}$$

В соответствии с (10)–(13) запишем

$$\Delta I_{0n} = I_{1n} + I_{2n}. \tag{14}$$

В уравнение (10) входят токи смещения и проводимости. Поэтому в качестве сосредоточенных элементов могут быть выбраны емкости и сопротивления как отвечающие характеру этих токов. Накопление заряда в плоскости x_2 можно представить как накопление на дополнительном электроде. С учетом (10)-(14) эквивалентная схема выбрана в виде, приведенном на рис. 1,*б*. В схеме емкость C_{1n} определяется расстоянием от переднего электрода *1* до слоя Δx_n, сопротивление R_{1n} есть суммарное сопротивление утечки r_1 и облученного объема от x_1 до x_n. Емкость C_{2n} определяется расстоянием от $x_n + \Delta x_n$ до x_2, а C_3 — размером необлученной области от x_2 до x_3. R_{2n} — сопротивление объема от $x_n + \Delta x_n$ до x_2. Причем ток I_{1n} отождествляется с током $J_{1n} = j_{1n} + j_{2n}$, где j_{1n}, j_{2n} — токи, протекающие через сопротивление R_{1n} и конденсатор C_{1n} соответственно. Ток I_{2n} сопоставляется с током j_{3n}, протекающем через конденсатор C_3.

Можно видеть, что в двух предельных случаях очень малой и очень большой проводимости облученного слоя эквивалентная схема будет, очевидно, удовлетворять уравнению полного тока для слоя Δx_n (10).

1) Если $\sigma(x,t)$ стремится к нулю, то в уравнении (10) можно пренебречь током проводимости по сравнению с током смещения и не рассматривать накопление заряда в плоскости x_2. Соответственно эквивалентная схема (рис. 1,*б*) при R_{1n} и R_{2n}, стремящихся к бесконечности, трансформируется к двум параллельным емкостям C_{1n} и $C_{4n} = C_{2n}C_3/(C_{2n} + C_3)$.

2) Если $\sigma(x,t)$ велика, то в уравнении (10) можно пренебречь составляющими тока смещения по сравнению с током проводимости. В этом случае эквивалентная схема при R_{1n}, R_{2n}, стремящихся к нулю, преобразуется в RC-цепочку, состоящую из емкости C_3 и последовательно соединенных сопротивлений R_{1n} и R_{2n}.

Для участков цепи в схеме, показанной на рис. 1,*б*, можно записать следующие соотношения для токов (15), (16) и напряжении (17):

$$\Delta I_{0n} = j_{1n} + \frac{\partial Q_{1n}}{\partial t} + \frac{\partial Q_{3n}}{\partial t}, \tag{15}$$

$$\frac{\partial Q_{3n}}{\partial t} = \frac{\partial Q_{2n}}{\partial t} + \frac{Q_{2n}}{C_{2n}R_{2n}}, \tag{16}$$

где Q_{1n}, Q_{2n}, Q_{3n} — заряды на емкостях C_{1n}, C_{2n}, C_3 соответственно

$$R_{1n}j_{1n} = \frac{Q_{1n}}{C_{1n}} = \frac{Q_{2n}}{C_{2n}} + \frac{Q_{3n}}{C_3}. \tag{17}$$

Проводя в (15) соответствующие замены с помощью (17), получим уравнение относительно Q_{2n}

$$\ddot{Q}_{2n} + P_n(t)\dot{Q}_{2n} + G_n(t)Q_{2n} = T_n(t), \tag{18}$$

где $P_n(t) = [\dot{R}_{1n}A/R_{1n} + R_{1n}/C_{2n}R_{2n} + 1/C_{2n} + 1/C_3 + R_{1n}C_{1n}/C_3C_{2n}R_{2n}]/A$, $G_n(t) = [(C_{1n}+C_3)(\dot{R}_{1n} - R_{1n}\dot{R}_{2n}/R_{2n}) + 1]/AC_{2n}C_3R_{2n}$, $T_n(t) = (\dot{R}_{1n}\Delta I_{0n} + R_{1n}\Delta\dot{I}_{0n})/A$, $A = R_{1n}(C_{1n}/C_{2n} + C_{1n}/C_3 + 1)$.

Известно, что для дифференциального уравнения второго порядка (18) отсутствует общий метод расчета в аналитическом виде. Одним из подходов к решению (18) может быть использование численных методов.

В работе предложен вариант численного метода, позволяющий получить решение в виде непрерывной функции. В методе учтено, что характер изменения сопротивления облученного слоя за счет падающей радиации, а также определяемые этим сопротивлением коэффициенты уравнения $P_n(t)$, $G_n(t)$ и $T_n(t)$ есть гладкие функции, а темп изменения $P_n(t)$ и $G_n(t)$ меньше или сравним с изменением функции $T_n(t)$. В этом случае можно разбить интересующий нас временно́й интервал, начиная с $t = 0$, на достаточно малые отрезки времени Δt и на каждом отрезке $\Delta t_m = t_{m+1} - t_m$ аппроксимировать функции $P_n(t)$, $G_n(t)$ линейными зависимостями от времени $(t - t_m)$

$$P_{nm}(t) = P_n(t_m) + \Delta P_{nm}(t - t_m),$$

$$G_{nm}(t) = G_n(t_m) + \Delta G_{nm}(t - t_m), \tag{19}$$

где

$$\Delta P_{nm} = \frac{P_n(t_{m+1}) - P_n(t_m)}{2}, \qquad \Delta G_{nm} = \frac{G_n(t_{m+1}) - G_n(t_m)}{2}.$$

Для m-го временно́го интервала (18) с учетом (19) запишется в виде

$$\ddot{Q}_{2nm} + [P_n(t_m) + \Delta P_{nm}(t - t_m)]\dot{Q}_{2nm} + [G_n(t_m) + \Delta G_{nm}(t - t_m)]Q_{2nm} = T_n(t). \tag{20}$$

Начальное условие к уравнению (20), обеспечивающее непрерывность функции Q_{2nm} в момент времени t_m, принимает вид

$$Q_{2nm}(t_m) = Q_{2nm-1}(t_m),$$

$$\dot{Q}_{2nm}(t_m) = \dot{Q}_{2nm-1}(t_m). \tag{21}$$

Будем искать решение (20) в форме

$$Q_{2nm} = Q^0_{nm}(t) + \Delta Q_{nm}(t). \tag{22}$$

Подставим (22) в (20) и пренебрежем малыми членами уравнения. Далее, группируя слагаемые по порядку малости величины, разделим уравнение (20) на два относительно Q^0_{nm} и ΔQ_{nm}

$$\ddot{Q}^0_{nm}(t) + P_n(t_m)\dot{Q}^0_{nm}(t) + G_n(t_m)Q^0_{nm}(t) = T_n(t), \tag{23}$$

$$\Delta\ddot{Q}_{nm}(t) + \Delta P_{nm}(t - t_m)\dot{Q}_{nm} + \Delta G_{nm}(t - t_m)Q^0_{nm} = 0. \tag{24}$$

Начальное условие (21) отнесем к функции Q^0_{nm}

$$Q^0_{nm}(t_m) = Q_{nm-1}(t_m),$$

$$\dot{Q}^0_{nm}(t_m) = \dot{Q}_{nm-1}(t_m). \tag{25}$$

В этом случае начальное условие для ΔQ_{nm} будет следующим:

$$\Delta Q_{nm}(t_m) = 0,$$

$$\Delta\dot{Q}_{nm}(t_m) = 0. \tag{26}$$

Уравнения (23), (24) легко решаются. Общее решение (23) имеет вид

$$Q_{nm}^0 = A_{nm}^1 \epsilon^{k_1 t} + A_{nm}^2 \epsilon^{k_2 t} + \left(\int\limits_{t_m}^{t} \frac{T_n(t')\epsilon^{-k_1 t'}}{k_2 - k_1} dt' \right) \epsilon^{k_1 t} - \left(\int\limits_{t_m}^{t} \frac{T_n(t')\epsilon^{-k_2 t'}}{k_2 - k_1} dt' \right) \epsilon^{k_2 t}, \tag{27}$$

где k_1, k_2 — корни характеристического уравнения; A_{nm}^1, A_{nm}^2 — постоянные коэффициенты.

После двухкратного интегрирования (24) по времени и с учетом начального условия (26) находим

$$\Delta Q_{nm}(t) = \int\limits_{t_m}^{t} dt' \int\limits_{t_m}^{t'} dt'' \left[-(\Delta P_{nm}(t'' - t_m)\dot{Q}_{nm}^0 + \Delta G_{nm}(t'' - t_m) Q_{nm}^0) \right]. \tag{28}$$

Последовательность расчета функции Q_{2nm} такова, что на первом этапе на отрезке времени Δt_1 от $t = 0$ до t_1 вычисляется зависимость Q_{n1}^0 при начальном условии $Q_{n1}^0(t = 0) = 0$, $\dot{Q}_{n1}^0(t = 0) = 0$, а затем по (28) рассчитывается ΔQ_{n1}. На втором этапе от t_1 до t_2 в момент времени t_1 вычисляются коэффициенты A_{n1}^1 и A_{n2}^2 в соответствии с начальным условием (26) и находятся Q_{n2}^0 и ΔQ_{n2}. Далее, на третьем этапе (от t_2 до t_3) и последующих этапах порядок вычисления Q_{nm}^0 и ΔQ_{nm} аналогичен рассмотренному ранее.

Определив Q_{2n}, можно вычислить токи, протекающие по цепям схемы j_{1n}, j_{2n}, j_{3n} (рис. 1,*б*). Просуммировав по всем слоям, найдем ток $J_1(t) = \sum\limits_{n=1}^{N} J_{1n}$ и ток смещения $J_2(t) = \sum\limits_{n=1}^{N} j_{3n}$.

Если известна временнáя зависимость тока смещения $J_2(t)$, то распределение напряженности электрического поля в пространстве между электродами *1* и *2* можно найти, проводя замену $I_2(t)$ на $J_2(t)$ в формуле (9).

2. Экспериментальные результаты

Методика измерения импульсных токов, протекающих в образце в момент воздействия радиации, описана в работе [6]. В данной работе схема экспериментальной установки представлена в виде одномерной модели (рис. 1,*а*). В работе использовался сильноточный ускоритель электронов с параметрами: максимальная энергия электронов $\sim$ 0.3 МэВ, плотность тока до 300 А/см^2, длительность электронного импульса (на полувысоте) $\sim$ 15 нс. Образцом служила пластинка ЩГК KCl, выколотая из монокристалла по плоскостям спайности. Площадь облучения составляла 1 см^2, толщина пластинки 500 мкм, Передний электрод *1* (рис. 1,*а*) выполнен из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм, расстояние $(0-x_1)$ равно 3 см. Сопротивление $r_1 = 4$ Ом.

Из экспериментальных результатов приведены необходимые для расчетов функции $I_0(x)$, $I_0(t)$, $\sigma(x,t)$, осциллограммы токов, протекающих в цепи заряжения диэлектрика.

Для используемого ускорителя пространственная зависимость тока пучка $I_0(x)$ получена регистрацией числа электронов, остановившихся в

Al фольгах различной толщины [6]. Для материалов с близким Z кривая $I_0(x)$ имеет почти универсальный характер [8,9]. На этом основании и с учетом пробега первичных электронов в материале построена функция $I_0(x)$ для кристалла KCl (кривая 4 на рис. 4,*а*).

Временны́е зависимости тока пучка $I_0(t)$ измерены цилиндром Фарадея и приведены на рис. 2,*а*.

Наведенная радиационная проводимость представлена в виде $\sigma(x,t) = B\sigma(x)\sigma(t)$, где $\sigma(x)$, $\sigma(t)$ — нормированные пространственная и временна́я зависимости проводимости; B — максимальное значение проводимости. Зависимость $\sigma(x)$ от координаты определяется неоднородностью распределения поглощенной энергии пучка электронов в материале $D(x)$. Распределение $D(x)$ можно получить из измерений акустических волн, генерированных импульсным электронным пучком. Для регистрации акустических волн использована поляризационно-оптическая методика [10]. Функция $D(x)$ приведена на рис. 4,*а* (кривая *5*). Максимальная длина пробега электронов пучка в KCl, определенная из $D(x)$, равна 240 мкм. Временна́я составляющая $\sigma(t)$ рассчитана из уравнения [6]

$$\sigma(t) = \left[\int\limits_0^t g(t')\exp\left(\frac{t'}{\tau_1}\right)dt'\right]\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right), \tag{29}$$

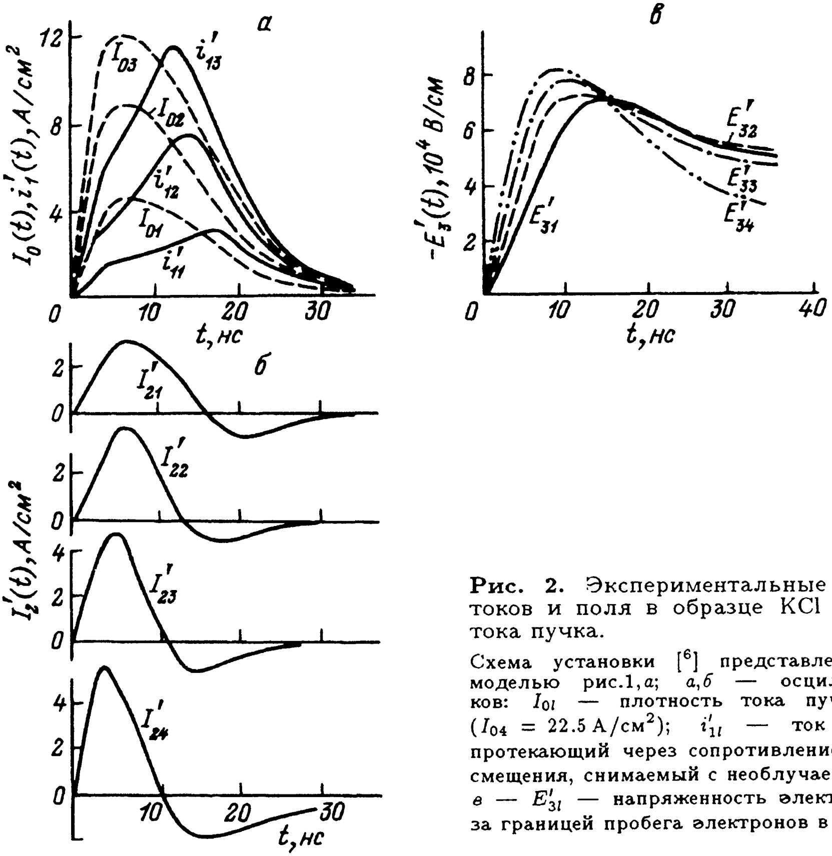

Рис. 2. Экспериментальные зависимости токов и поля в образце KCl от плотности тока пучка.

Схема установки [6] представлена одномерной моделью рис.1,*а*; *а*,*б* — осциллограммы токов: I_{0l} — плотность тока пучка электронов ($I_{04} = 22.5$ А/см^2); i'_{1l} — ток проводимости, протекающий через сопротивление r_1; I'_{2l} — ток смещения, снимаемый с необлучаемого электрода; *в* — E'_{3l} — напряженность электрического поля за границей пробега электронов в образце.

где τ_1 — время жизни носителей в материале, $g(t)$ — скорость генерации носителей.

Осциллограммы импульсных токов заряжения, протекающих в образце KCl в момент действия СЭП, показаны на рис. 2,*а,б*. Приведенный выше теоретический анализ позволяет интерпретировать эти токи как $I_2'(t)$ — ток смещения в цепи необлучаемого электрода; $i_1'(t)$ — ток проводимости, протекающий через сопротивление r_1 (рис. 1,*а*).

Токовые измерения дают возможность восстановить кинетику накопления заряда в исследуемом образце [6]. Временна́я зависимость напряженности электрического поля (рис. 2,*в*) в области $(x_2 - x_3)$ получена интегрированием тока по времени в соответствии с (7). Как видно из рис. 2,*в*, с увеличением $I_0(t)$ время релаксации поля уменьшается, максимальное значение напряженности электрического поля E_m меняется слабо. Насыщающийся характер зависимости E_m от $I_0(t)$ наблюдается и на других материалах, что вместе с малым временем релаксации заряда является спецификой заряжения диэлектриков при облучении СЭП [6].

3. Моделирование экспериментальных зависимостей

Полученный алгоритм расчета с применением эквивалентных схем использован для описания электризации ЩГК KCl при облучении СЭП. Исходные данные теоретической модели — геометрические размеры, плотность тока пучка, сопротивление утечки соответствовали экспериментальным. Значение удельной наведенной радиационной проводимости для кристалла KCl взято из работы [11] и при плотности тока пучка 22.5 А/см^2 равно $7.3 \cdot 10^{-2}$ Ом$^{-1}$ $\cdot$ см$^{-1}$. В расчетах принята линейная зависимость уровня проводимости B от $I_0(t)$. Время релаксации τ_1, фигурирующее в выражении (29), установлено 3.3 нс.

В задаче облучаемый объем разбивался на 12 слоев ($\Delta x_n = 20$ мкм). Процесс заряжения в каждом слое описывался эквивалентной схемой (рис. 1,*б*) с соответствующими емкостями C_{1n}, C_{2n}, C_3 и сопротивлениями R_{1n}, R_{2n}. Для 12-го слоя, правая граница которого имеет координату x_2, эквивалентная схема упрощалась за счет отсутствия емкости C_{2n} и равенства нулю сопротивления R_{2n}.

Временно́й интервал Δt_m, на котором линеаризовались коэффициенты $P_n(t)$, $G_n(t)$, выбран равным 1.66 нс.

Рассмотрено два случая облучения образца СЭП, различающихся положением электрода *1*: на облучаемой поверхности и удаленном на конечное расстояние. Во втором случае в сопротивление R_{1n} (рис. 1,*б*) включено сопротивление утечки r_1, а емкость C_{1n} определяется последовательно соединенными емкостями промежутков от $x = 0$ до x_1 и от x_1 до x_n (рис. 1,*а*).

На рис. 3,*а,в* приведен расчет эволюции плотности тока смещения $J_2(t)$ в зависимости от $I_0(t)$. Так же как и в эксперименте, наблюдается смена направления протекания тока, с увеличением $I_0(t)$ амплитуда $J_2(t)$ несколько растет, смена знака тока происходит в более ранние моменты времени. Зависимость величины $E_3(t)$ в области $(x_2 - x_3)$ показана на рис. 3,*б,г*. С ростом $I_0(t)$ увеличивается скорость нарастания $E_3(t)$, экстремум функции $E_3(t)$ смещается к началу координат, однако максимальное значение напряженности меняется слабо. Перемещение электрода *1*

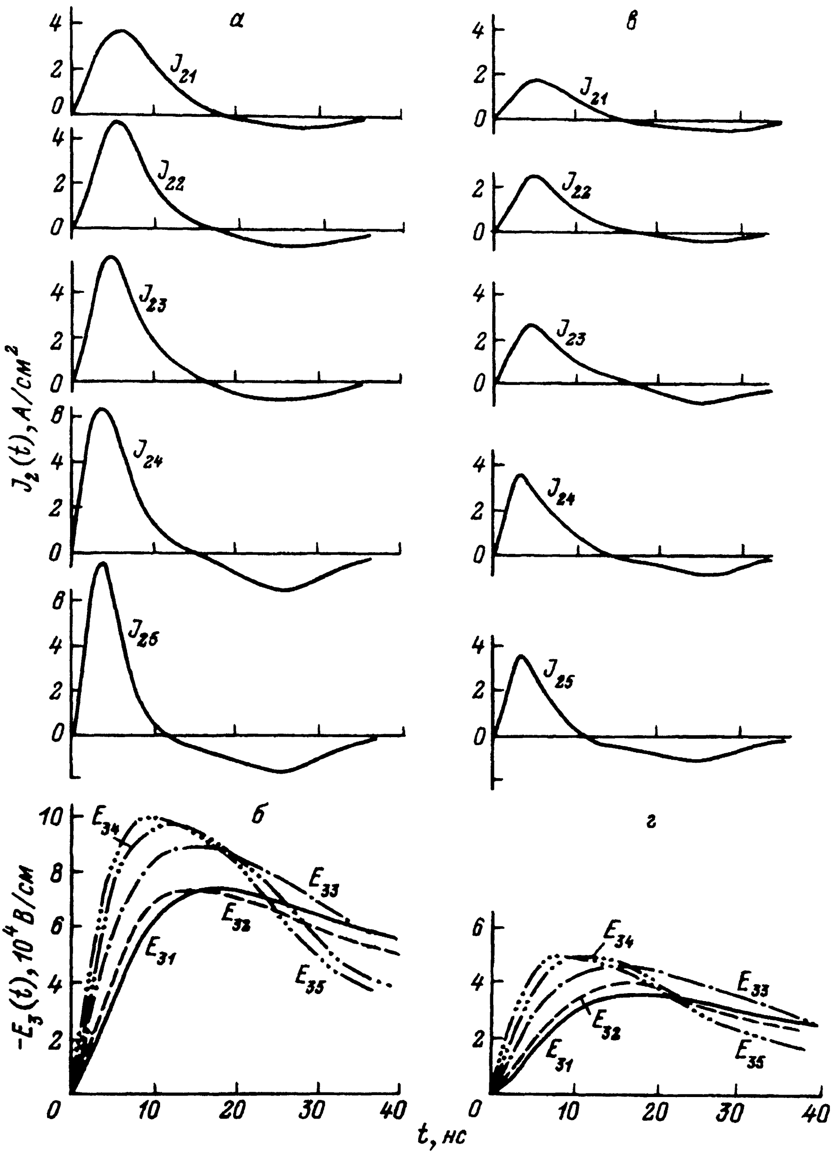

Рис. 3. Расчетные зависимости тока и поля в образце KCl от плотности тока пучка.

Ток $I_{05} = 45$ А/см²; *а,б* — электрод *1* отнесен на конечное расстояние (рис.1.*а*); *в,г* — электрод *1* на облучаемой поверхности образца. J_{2l}, E_{3l} — плотность тока смещения и напряженность электрического поля в области $(x_2 - x_3)$ образца.

из удаленного положения на облучаемую поверхность образца мало меняет форму кривых напряженности поля, но приводит к снижению амплитуды поля приблизительно в два раза.

Сравнение экспериментальных кривых тока смещения $I_2'(t)$ с расчетными $J_2(t)$ показывает их удовлетворительное совпадение как по форме, так и по абсолютному значению.

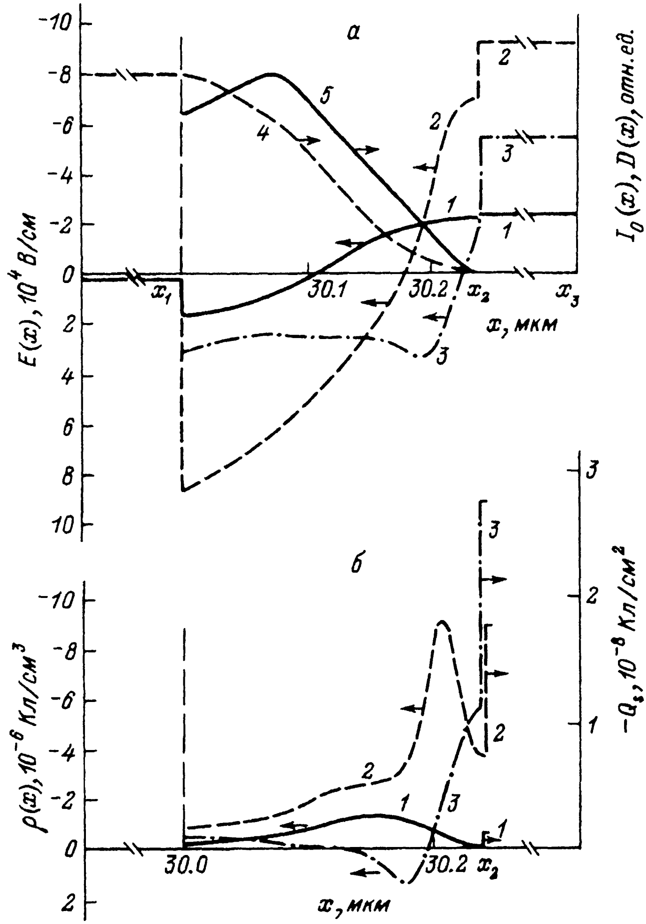

Рис. 4. Теоретические функции пространственного распределения.
а — напряженность электрического поля $E(x)$, *б* — объемная $\rho(x)$ и поверхностная Q_s плотности заряда и в образце KCl при облучении СЭП. Плотность тока пучка 22.5 А/см^2. Кривые построены через различное время после начала импульса радиации: *1* — 3, *2* — 12, *3* — 28 нс, *4* — $I_0(x)$, *5* — $D(x)$. Электрод *1* отнесен на конечное расстояние (рис.1,*а*).

Пространственное распределение напряженности электрического поля $E(x)$ (рис. 4,5) рассчитано по формуле (9). Напряженность поля в области $(0{-}x_1)E_0$ в соответствии с (9) связана с $E_1(t)$ соотношением $\sigma_0 E_0 = \sigma(x_1, t)E_1(t)$, где $\sigma_0 = x_1/r_1$ — удельная проводимость в области $(0{-}x_1)$. Функции $E(x)$, $\rho(x)$ построены через различное время после начала импульса радиации. На начальной стадии облучения ($t = 3$ нс) $\rho(x)$ можно считать близким по форме к распределению термализованных электронов пучка $\rho_0 \sim dI_0(x)dx$ [6]. С течением времени напряженность поля, так же как и наведенная проводимость, увеличивается. Это приводит к релаксации заряда из облученного объема и накоплению электронной плотности в области экстраполированного и максимального пробега электронов. Расчетное распределение $E(x)$ удовлетворительно согласуется с экспериментальным [6], за исключением скачка поля в плоскости

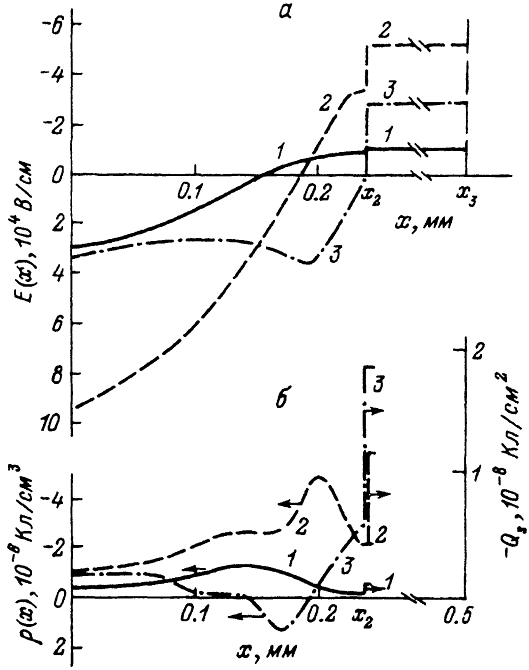

Рис. 5. Теоретические функции пространственного распределения.

а — напряженность электрического поля $E(x)$, *б* — объемная $\rho(x)$ и поверхностная Q_s плотности заряда в образце KCl при облучении СЭП. Плотность тока пучка 22.5 А/см^2. Электрод *1* на облучаемой поверхности образца. *1–3* — то же, что и на рис.4.

x_2. Видимо, в реальном случае отсутствует резкая граница перехода наведенной радиационной проводимости к нулю и существует переходный слой с достаточно малой проводимостью. Действительно, расчет показывает, что при снижении $\sigma(x,t)$ в области максимального пробега электронов скачок $E(x)$ уменьшается. Следует отметить, что, так же как и в работах [4,5], на достаточно длинных временах после начала импульса радиации в распределении $\rho(x)$ появляется область с положительным зарядом (кривая *3* на рис. 4,5). Это, видимо, является следствием игнорирования диффузионных процессов при переходе к стационарным режимам облучения.

Пространственная зависимость $E(x)$ исследовалась на выполнение граничного условия для короткозамкнутого образца $\int\limits_0^{x_3} E(x)dx = 0$. Интегрирование $E(x)$ по координате x дает удовлетворительное равенство нулю интеграла в разные моменты времени как при облучении образца с электродом на самой облучаемой поверхности, так и с электродом, отнесенном на конечное расстояние.

Таким образом, удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с расчетными для токов, протекающих в цепи заряжения диэлектрика, выполнение условия короткозамкнутости для вычисленной напряженности электрического поля в образце дает основание полагать, что разработанная методика расчета с использованием эквивалентных схем может быть использована для описания сложных пространственно-временных процессов электризации диэлектриков при облучении СЭП.

Список литературы

[1] *Громов В.В.* Электрический заряд в облученных материалах. М.: Энергоиздат, 1982. 112 с.
[2] *Розно А.Г., Громов В.В.* // Химия высоких энергий. 1983. № 3. С. 223–232.
[3] *Громов В.В.* // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1987. № 4. С. 87–94.
[4] *Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С.* Электрические явления при облучении полимеров. М.: Атомиздат, 1987. 87 с.
[5] *Matsuoka S., Sunaga H., Tanaka R. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1976. Vol. NS-23. N 5. P. 1447–1452.
[6] *Куликов В.Д.* // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1990. № 5. С. 97–105.
[7] *Куликов В.Д., Лисицын В.М.* // Деп. в ВИНИТИ. № 7202-В. 11.10.85.
[8] *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.
[9] *Дергабузов К.А., Евдокимов О.Б., Кононов Б.А.* // Тр. Межвузовской конф. по радиационной физике. Томск, 1970. С. 347–349.
[10] *Куликов В.Д., Лисицын В.М.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 12. С. 2417-2419.
[11] *Ваисбурд Д.И., Месяц Г.А., Бутков В.В.* // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук. 1987. № 5. С. 62–67.

Томский политехнический
институт им.С.М.Кирова

Поступило в Редакцию
17 августа 1992 г.