УДК 537.312

Анализ процесса разрядки диэлектрика, облученного электронным пучком, с учетом термоэлектретного эффекта

Е. А. Грачев, Н. Н. Негуляев
Физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

С. И. Зайцев
Институт проблем технологий микроэлектроники (ИПТМ) РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия

Рассмотрено влияние термоэлектретного эффекта (эффекта остаточной поляризации молекул диэлектрика, вызванного нагревом вещества выше температуры стеклования) на процесс релаксации заряда, инжектированного в диэлектрик электронным облучением. Показано, что этот эффект теоретически может существенно влиять на процесс разрядки образца. Предложена методика, которая позволила бы экспериментально определить важность термоэлектретного эффекта в процессах облучения диэлектрических материалов, применяемых в электронной микроскопии и электронно-лучевой литографии.

В электронной микроскопии (ЭМ) хорошо известно явление, которое принято называть "зарядкой" диэлектрического образца. Электроны с энергией 1—100 кэВ, проникая в облучаемую мишень, накапливаются в ней и отклоняют электронный пучок, в результате чего изображение, наблюдаемое в электронном микроскопе, изменяется во времени [1]. Аналогичное явление существует и в электронно-лучевой литографии (ЭЛЛ), где электронный пучок формирует скрытый рисунок микросхемы в тонком слое радиационно-чувствительного резиста. Отклонение пучка в ЭЛЛ приводит к искажению топологии рисунка и порче образца микросхемы [2]. Оба эти явления принято объяснять малой подвижностью носителей в диэлектрике и долгим временем термической активации зарядов, захваченных на ловушки [3]. При этом зачастую не учитывается возможность того, что на релаксацию заряда в диэлектриках может оказывать

© Грачев Е. А., Негуляев Н. Н., Зайцев С. И., 2004

влияние еще так называемый термоэлектретный эффект* (ТЭЭ), хотя некоторые авторы обращают внимание на его важность [4—7].

Экспериментальные данные о появлении этого эффекта в сильных электрических полях в тонких диэлектрических пленках представлены в работах [4, 5] и др. В монографии [6] на основе рассмотрения опытных данных делается вывод о том, что ТЭЭ может оказывать существенное влияние на проводимость диэлектриков, облученных электронным пучком. Однако авторы более поздней работы [8], анализируя те же экспериментальные данные, что и авторы [6], ставят под сомнение это утверждение. В работе [7] с помощью ТЭЭ объясняется появление положительного заряда на поверхности облученного диэлектрика. В последующих работах показано, что причиной возникновения положительного заряда является эмиссия электронов в вакуум из тонкого приповерхностного слоя диэлектрика толщиной приблизительно 20—30 нм [1, 2]. По мнению авторов данной статьи, такая разница в трактовке одних и тех же экспериментальных данных происходит потому, что до сих пор нет единой модели, которая включала бы в себя как рассмотрение процессов внесения заряда в образец, так и его релаксации там при наличии ТЭЭ.

Целью данной работы является, во-первых, доказательство того, что ТЭЭ теоретически действительно может играть существенную роль в процессах, связанных с разрядкой диэлектриков при их обработке электронным пучком, во-вторых, изложение методики, позволяющей экспериментально определить важность роли ТЭЭ для каждого исследуемого в ЭМ и применяемого в ЭЛЛ образца в отдельности.

Постановка задачи

На примере электронорезистов (органических диэлектриков) рассмотрим, какое влияние теоретически может оказывать ТЭЭ на процесс разрядки диэлектрического слоя, облученного электронным пучком. Полагаем, что мишень представляет собой трехслойную структуру: слой резиста толщиной 0,2—1,0 мкм; металлический слой толщиной порядка 0,1 мкм; стеклянная подложка толщиной 1 мм (рис. 1). Известно, что многие резисты являются хорошими термоэлектретами; температура стеклования T_g большинства из них лежит в диапазоне 100—150 °С [5] (к примеру, T_g ПММА составляет ~110 °С). В работе [9] показано, что при облучении подобных трехслойных образцов в некоторой области диэлектрика достигается температура 150 °С, например в области В (см. рис. 1). Одновременно в этой области присутствует и источник "внешнего" электрического поля: это уже инжектированный заряд, рожденный в результате взаимодействия пучка с веществом.

Таким образом, выполняются все условия для возникновения ТЭЭ в слое резиста в области, нагретой выше температуры стеклования T_g [5]. Это означает, что если данный диэлектрик является термоэлектретом, то после прекращения облучения и остывания образца молекулы вещества, расположенные внутри перегретой области и имеющие отличный от нуля суммарный дипольный момент, оказываются "замороженными" в таком состоянии.

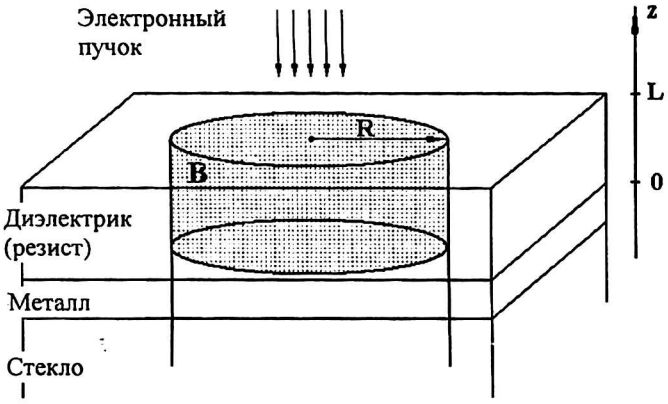

Рис. 1. Трехслойный образец, облучаемый электронным пучком:
B — область диэлектрика, нагревающаяся в процессе электронно-лучевой обработки выше температуры стеклования

Для исследования вопроса о том, как изменяется разрядка слоя диэлектрика в случае, если он обладает термоэлектретными свойствами, воспользуемся моделью релаксации заряда к равновесному состоянию, представленной в работе [8]. Если поперечные размеры нагретой выше температуры стеклования T_g области R намного превосходят толщину слоя резиста L ($R >> L$), то для описания процесса разрядки диэлектрического слоя можно использовать одномерную модель релаксации заряда [8]. Динамика электронов в ней описывается совместным действием двух механизмов: дрейф носителей в электрическом поле и захват их на ловушки.

Предполагается, что спектр центров захвата — моноэнергетический, и вкладом дырок пренебрегаем. При этих предположениях система уравнений, описывающих релаксацию заряда в слое диэлектрика, не обладающем термоэлектретными свойствами, выглядит так:

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = k_c n_f (N_0 - n_t) - \frac{n_t}{\tau}; \qquad (1)$$

* Термоэлектретами называют такие материалы, которые при нагревании их выше определенной критической температуры (называемой температурой стеклования T_g) и помещении во внешнее электрическое поле, после остывания материала ниже T_g и снятия затем поля, обладают способностью самим являться источником электрического поля в окружающем пространстве [5].

$$\frac{\partial n_f}{\partial t} = \mu_n \frac{\partial}{\partial z}(n_f E) - k_c n_f (N_0 - n_t) + \frac{n_t}{\tau}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e(n_f + n_t)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3)$$

где $n_f(z, t)$ — концентрация свободных электронов с истинной подвижностью μ_n;

$n_t(z, t)$ — концентрация электронов, локализованных на центрах захвата (ловушках);

N_0 — объемная концентрация центров захвата;

K_c — константа скорости захвата на ловушки;

τ — время термической активации электрона из ловушки;

$\varphi(z, t)$ и $E(z, t)$ — потенциал и напряженность электрического поля, соответственно, создаваемые зарядом в диэлектрике;

e — заряд электрона;

ε — относительная диэлектрическая проницаемость резиста;

ε_0 — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Уравнение (1) описывает кинетику электронов, локализованных на ловушках, а соотношение (2) — динамику свободных электронов под действием дрейфа в поле и захвата на ловушки. Для краткости записи суммарную концентрацию электронов в диэлектрическом слое обозначаем $n(z, t) = n_f(z, t) + n_t(z, t)$. Граничные условия на потенциал имеют следующий вид (L — толщина слоя):

$$\varphi|_{z=0} = 0; \quad \partial\varphi / \partial z|_{z=L} = 0.$$

Рассмотрим, как изменяется вид соотношений (2), (3) в области В при возникновении ТЭЭ после ее остывания ниже температуры стеклования T_g.

По определению, напряженность поля внутри диэлектрика $E(z, t)$ равна

$$E(z, t) = E_0(z, t) + P(z, t), \quad (4)$$

где $E_0(z, t)$ — напряженность поля в вакууме, создаваемого тем же зарядом, что создает поле в диэлектрике;

$$P(z, t) = 4\pi \tilde{P}(z, t),$$

где $\tilde{P}(z, t)$ — поляризация среды.

Функции $\varphi_0(z, t)$, $E_0(z, t)$ являются решением уравнения (5) с граничными условиями (6), т. е.:

$$\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2} = -\frac{\partial E_0}{\partial z} = \frac{en(z,t)}{\varepsilon_0}; \quad (5)$$

$$\varphi_0|_{z=0} = 0; \quad \partial\varphi_0 / \partial z|_{z=L} = 0. \quad (6)$$

В материалах, не являющихся термоэлектретами, $P(z, t)$ и $E_0(z, t)$ в любой момент времени t связаны соотношением

$$P(z,t) = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E_0(z,t), \quad (7)$$

что при подстановке в (4) с учетом (5) дает равенство (3). В средах с термоэлектретными свойствами условие (7) перестает быть справедливым и заменяется на:

$$\tau_r \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} = -P(z,t) - \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E_0(z,t);$$

$$P(z,t_0) = -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} E_0(z,t_0), \quad (8)$$

где τ_r — характерное время релаксации поляризации молекул диэлектрика [7];

t_0 — момент времени, соответствующий остыванию области ниже температуры стеклования.

Решая уравнение (8), определяем $P(z, t)$, а затем, используя соотношения (4)—(6), находим $E(z, t)$. Складывая равенства (1) и (2) и подставляя в полученную формулу выражение для $E(z, t)$, после несложных преобразований получаем

$$\frac{\partial(n_f + n_t)}{\partial t} = \frac{\mu_n e}{\varepsilon_0}\frac{\partial}{\partial z}\left[n_f(z,t)\left(\int_z^L dyn(y,t) - \right.\right.$$

$$-\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}\exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_r}\right)\int_z^L dyn(y,t_0) - \quad (9)$$

$$\left.\left. -\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon\tau_r}\int_{t_0}^{t} d\xi \exp\left(-\frac{t - \xi}{\tau_r}\right)\int_z^L dyn(y,\xi)\right)\right].$$

Система (1), (9) описывает динамику заряда в слое диэлектрика, обладающем термоэлектретными свойствами. В частном случае при $\tau_r = 0$ она сводится к системе (1), (2). При нахождении решения уравнений (1), (9) особое внимание обращаем на те характеризующие процесс разрядки величины, которые могут быть измерены экспериментально и по которым, как будет показано далее, возможно судить о числовом значении τ_r и степени влияния ТЭЭ на процесс релаксации заряда в диэлектрике. Это:

- величина $Q(t) = \int_0^L dyn(y,t)$, пропорциональная величине полного заряда, находящегося внутри диэлектрика;
- значение потенциала $V(t) = \varphi(L, t)$, измеряемого на границе диэлектрика с вакуумом [1, 2]:

$$V(t) = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left[\int_z^L dyn(y,t)y - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_r}\right)\times\right.$$

$$\left.\times\int_0^L dyn(y,t_0)y - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon\tau_r}\int_{t_0}^t d\xi\exp\left(-\frac{t-\xi}{\tau_r}\right)\int_0^L dyn(y,\xi)y\right].$$

За начало отсчета времени выбираем момент прекращения облучения. Процесс разрядки диэлектрика в нагревающейся при облучении выше T_g области рассматриваем, начиная с момента $t_0 > 0$, соответствующего остыванию этой области ниже T_g. Из-за того, что слой тонкий, считаем, что температура имеет одно и то же значение вдоль всей его глубины [9]. По данным [9], значение времени t_0 составляет ≈ 1 мкс. Для получения начальных условий к системе (1), (9) выполним некоторые оценки, связанные с поведением электронов, внесенных в слой диэлектрика облучением. При проведении оценок используем следующие значения феноменологических констант, характерные для большинства резистов: $k_c \sim 10^{-15}$—10^{-16} м^3/с, $\mu_n \sim 10^{-6}$ м^2/(В·с) [8].

В работе [10] показано, что все электроны в диэлектриках разделяются на две группы: свободные и локализованные на ловушках. Значение концентрации электронов на ловушках ограничено величиной концентрации центров захвата N_0. Все носители, оказавшиеся в данной точке диэлектрика сверх этого количества, остаются свободными и не могут быть захвачены на ловушки. Время полного заполнения последних в диэлектрике τ_c оценивается формулой [10]

$$\tau_c \sim 1/(k_c n_b), \qquad (10)$$

где n_b — концентрация электронов, создаваемая в диэлектрическом слое электронным пучком.

Числовое значение n_b оценивается из следующих соображений. Если доза облучения составляет $D_0 = 10$—100 мкКл/см^2 и носители заряда в среднем проникают на глубину $d = 5$—10 мкм, то $n_b \approx D_0/(ed) \approx 10^{23}$—$10^{24}$ м$^{-3}$. Учитывая, что величина константы захвата k_c электронов на ловушки для резистов составляет $k_c \sim 10^{-15}$—10^{-16} м^3/с, с помощью соотношения (10) находим, что $\tau_c \sim 1$—100 нс. Это означает, что к моменту t_0, когда температура нагретой в результате облучения области В опускается до T_g, ловушки оказываются полностью занятыми электронами.

Теперь оценим время t_e, требующееся свободному электрону для того, чтобы при полностью заполненных ловушках под действием электрического поля, создаваемого зарядом на ловшках, покинуть слой резиста и уйти в металл. Для этого воспользуемся следующими очевидными соотношениями:

$$\nu = \mu_n E; \qquad L = \nu t_e; \qquad V_0 = EL,$$

где E — среднее значение напряженности электрического поля в резисте в направлении, перпендикулярном границе раздела диэлектрик—металл;
ν — средняя скорость электрона;
V_0 — потенциал на поверхности.

Тогда $t_e = L^2/(\mu_n V_0)$. Значения величин L и V_0 выбираем такими же, как в работе [2]: $L \approx 1{,}6$ мкм, $V_0 \approx 9{,}0$ В. Полагая $\mu_n = 10^{-6}$ м^2/(В·с), находим, что $t_e \approx 0{,}1$ мкс. Сравнивая это значение со значением t_0 ($t_e \le t_0$), приходим к выводу, что к моменту, когда диэлектрический слой остывает ниже температуры стеклования T_g, все незахваченные на ловушки и оставшиеся свободными электроны успевают покинуть резист и оказываются в металле. Таким образом, начальные условия к системе (1), (9) могут быть записаны так:

$$n_f\big|_{t=t_0} = 0; \qquad n_t\big|_{t=t_0} = N_0. \qquad (11)$$

Построение решения системы уравнений, описывающей динамику заряда

Аналитическое решение системы уравнений (1), (9) с начальными условиями (11), к сожалению, не может быть построено. Для качественной оценки влияния ТЭЭ на разрядку диэлектрического слоя найдем такое решение системы, которое не зависит от координаты z. Для этого полагаем

$$n_f(z,t) = n_f(t); \qquad n_t(z,t) = n_t(t); \qquad n(z,t) = n(t).$$

Соотношение (1) свой вид не изменяет, а вместо (9) получаем

$$\frac{\partial n(t)}{\partial t} = -\frac{\mu_n e}{\varepsilon_0}n_f(t)\left[n(t) - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}n(t_0)\times\right.$$
$$\left.\times\exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_r}\right) - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon\tau_r}\int_{t_0}^t d\xi n(\xi)\exp\left(-\frac{t-\xi}{\tau_r}\right)\right]. \qquad (12)$$

Чтобы не загромождать выкладки, в дальнейшем считаем, что $t_0 = 0$. Введем безразмерные параметры:

$$\alpha = \frac{\mu_m e N_0 \tau}{\varepsilon\varepsilon_0}; \qquad \beta = k_c N_0 \tau; \qquad \gamma = \frac{\tau}{\tau_r}.$$

Параметр α характеризует интенсивность дрейфового механизма; β — интенсивность механизма захвата на ловушки; γ показывает, во сколько раз характерное время релаксации поля-

ризации меньше характерного времени жизни электрона на ловушке.

Переходим в (1), (11), (12) к безразмерным переменным $x(t)$, $u(t)$ и безразмерному времени $\tilde{t}$ (индекс "тильда" в дальнейшем для краткости опускаем):

$$x(t) = \frac{n_t(t)}{N_0}; \quad u(t) = \frac{n_t(t)}{N_0}; \quad \tilde{t} = \frac{t}{\tau}.$$

Чтобы построить решение (1), (11), (12), из уравнения (1) выражаем $u(t)$ и подставляем его в уравнение (12). По данным работ [8, 10 и 11] значение $\beta >> 1$, а величина отношения $\alpha/\beta = (\mu_n e)/(\varepsilon\varepsilon_0 k_c) >> 1$ ($k_c = 10^{15}$—10^{16} м^3/с; $\mu_n \sim 10^{-6}$ м^2 (В·с); $N_0 = 10^{21}$ м$^{-3}$; $\tau = 10^3$ с). Пренебрегая в полученном выражении всеми слагаемыми порядка β^{-1} и сохраняя слагаемые порядка α/β, после несложных выкладок получаем

$$\frac{\partial x}{\partial t} = -\varepsilon\frac{\alpha}{\beta}\frac{x(t)+\partial x/\partial t}{1-x(t)}\left\{x(t) - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}x(0)\exp(-\gamma t) - \right.$$

$$\left. -\gamma\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon\tau_r}\int_0^t d\xi x(\xi)\exp(-\gamma(t-\xi))\right\}, \qquad (13)$$

$$x(0) = 1.$$

При этом представляющие интерес величины $Q(t)$ и $V(t)$ с точностью до слагаемых порядка β^{-1} через $x(t)$ выражаются следующим образом:

$$Q(t) = LN_0\, x(t); \qquad (14)$$

$$V(t) = -\frac{eN_0L^2}{2\varepsilon_0}\left\{x(t) - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}x(0)\exp(-\gamma t) - \right.$$

$$\left. -\gamma\frac{\varepsilon-1}{\varepsilon\tau_r}\int_0^t d\xi x(\xi)\exp(-\gamma(t-\xi))\right\}. \qquad (15)$$

К сожалению, точных данных по поводу величины τ_r для материалов, применяемых в ЭЛЛ и ЭМ, в литературе нет. В работе [5] указывается, что значение времени τ_r для сильных термоэлектретов (часто использующийся в ЭМ и ЭЛЛ ПММА относят именно к таким) может достигать месяцы и даже годы. Сравнивая это значение с экспериментальными данными по определению времени жизни электронов на глубоких ловушках τ в ПММА [11] и SAL-601 [1, 2] ($\tau \sim 10^3$ с), заключаем, что при возникновении ТЭЭ в резистах должно выполняться условие $\gamma << 1$. Тогда в отсутствие ТЭЭ ($\alpha/\beta >> 1$; $\gamma = +\infty$) соотношение (13) переписывается как

$$\left\{x(t) + \frac{\partial x}{\partial t}\right\}x(t) = 0, \qquad (16)$$

а при наличии ТЭЭ ($\alpha/\beta >> 1$; $\gamma << 1$) как

$$\left\{x(t) + \frac{\partial x}{\partial t}\right\}\left\{x(t) - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\exp(-\gamma t)\right\} = 0. \qquad (17)$$

Закон изменения потенциала на поверхности диэлектрического слоя $V(t)$ в отсутствие ТЭЭ ($\alpha/\beta >> 1$; $\gamma = +\infty$) имеет вид

$$V(t) = -\frac{eN_0L^2x(t)}{2\varepsilon\varepsilon_0}, \qquad (18)$$

а при его наличии ($\alpha/\beta >> 1$; $\gamma << 1$)

$$V(t) = -\frac{eN_0L^2}{2\varepsilon_0}\left\{x(t) - \frac{\varepsilon-1}{\varepsilon}\exp(-\gamma t)\right\}. \qquad (19)$$

Поскольку $x(0) = 1$, то решением уравнения (16) является функция $x(t) = \exp(-t)$. Эта же функция является решением (17) до тех пор, пока не обращается в ноль вторая скобка, т. е. пока $x(t) \geq (\varepsilon - 1)/\varepsilon$, так как $\gamma << 1$. Функция $x(t)$ принимает значение $(\varepsilon - 1)/\varepsilon$ в момент времени $t \approx 1/\varepsilon$. При $t > 1/\varepsilon$ решение (17) имеет вид $x(t) \approx (\varepsilon - 1)\exp(-\gamma t)/\varepsilon$. Спад потенциала $V(t)$ в отсутствие ТЭЭ полностью повторяет поведение функции $x(t)$ (18) и носит экспоненциальный характер $V(t) \sim \exp(-t)$. При наличии ТЭЭ (при $\gamma << 1$) подстановкой решения уравнения (17) $x(t) = \exp(-t)$ (при $t < 1/\varepsilon$) в соотношение (19) нетрудно убедиться, что потенциал $V(t)$ за время $t < 1/\varepsilon$ убывает практически до нуля по закону $V(t) \sim -\varepsilon + 1 + \varepsilon\exp(-t)$, что при $t < 1/\varepsilon$ очень хорошо аппроксимируется прямой $V(t) \sim 1 - t\varepsilon$.

Переходя к размерным переменным $Q(t)$ и $V(t)$, заключаем, что в отсутствие ТЭЭ суммарный заряд в слое диэлектрика $Q(t)$ убывает по экспоненте с характерным временем τ (14). При возникновении ТЭЭ такой закон спада наблюдается только до тех пор, пока поле, создаваемое захваченным на ловушки зарядом, не уравновешивается очень медленно релаксирующим полем поляризованных молекул резиста. Дальнейший спад заряда $Q(t)$ тоже происходит по экспоненте, но уже с характерным временем, равным времени спада остаточной поляризации молекул диэлектрика τ_r, которое может во много раз превосходить значение τ [5]. Это указывает на то, что появление ТЭЭ может приводить к резкому увеличению времени релаксации заряда из диэлектрического слоя.

Потенциал на поверхности резиста $V(t)$ в отсутствие ТЭЭ, подобно заряду, убывает по экспоненте с характерным временем τ. При возникновении ТЭЭ закон изменения $V(t)$ существенно изменяется и становится близким к линейному, так что за время $\sim\tau/\varepsilon$ потенциал практически обращается в ноль. Следовательно,

ТЭЭ приводит не просто к заметному уменьшению времени спада потенциала $V(t)$, но и к изменению вида его зависимости.

Данные рис. 2 и 3 демонстрируют поведение функций $Q(t)$ и $V(t)$, построенные при различных значениях параметра γ путем численного решения уравнения (13) методом Рунге-Кутты 4-го порядка и подстановки его решения в соотношение (15) (величина отношения $\alpha/\beta = 10{,}0$, что соответствует $\mu_n/k_c = 10^9$ (В·м)$^{-1}$ [10]). Видно, что при появлении ТЭЭ чем больше характерное время релаксации поляризации τ_r, тем медленнее спадает суммарный заряд в диэлектрическом слое и напротив, тем быстрее потенциал на поверхности образца стремится к нулю.

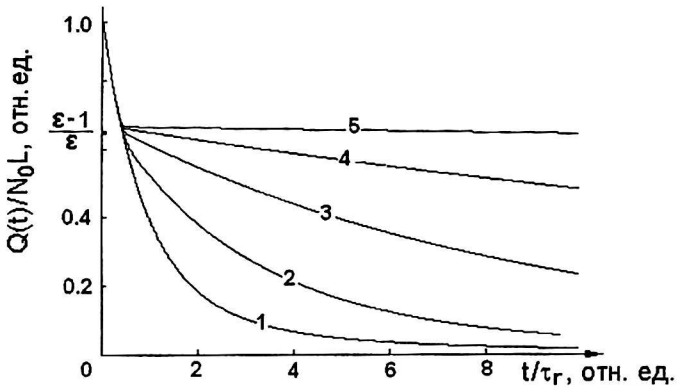

Рис. 2. Зависимость Q(t) при различных значениях параметра $\gamma = \tau_r/\tau$:
1 — $\gamma = +\infty$ (ТЭЭ отсутствует); 2 — $\gamma = 1{,}0$; 3 — $\gamma = 0{,}33$; 4 — $\gamma = 0{,}1$; 5 — $\gamma = 0{,}001$ (сильный ТЭЭ)

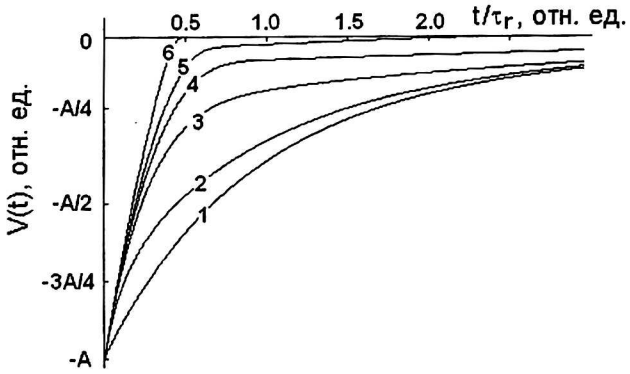

Рис. 3. Зависимость V(t) при различных значениях параметра $\gamma = \tau_r/\tau$:
1 — $\gamma = +\infty$ (ТЭЭ отсутствует); 2 — $\gamma = 10{,}0$; 3 — $\gamma = 3{,}0$; 4 — $\gamma = 2{,}0$; 5 — $\gamma = 1{,}0$; 6 — $\gamma = 0{,}001$ (сильный ТЭЭ). $A = (eN_0L^2)/(2\varepsilon\varepsilon_0)$

Методика определения числового значения величины τ_r

Основываясь на изложенных соображениях, может быть предложена экспериментальная методика по определению числового значения характерного времени релаксации поляризации молекул диэлектрика τ_r для произвольного материала.

Для этого достаточно изготовить два идентичных образца (см. рис. 1) и подвергнуть их электронному облучению "широким" пучком при одной и той же энергии частиц пучка, вносимой дозе, но при существенно различающихся плотностях тока: заведомо большой и малой. Только в первом случае может проявляться ТЭЭ. Если графики временной зависимости поверхностного потенциала $V(t)$ или величины $Q(t)$, пропорциональной полному заряду в диэлектрическом слое, для обоих облученных образцов совпадают, то $\tau_r << \tau$, и для данного материала ТЭЭ несущественен и не будет проявляться в процессах, связанных с разрядкой образцов, облученных электронным пучком. Если же кривые различаются, то вкладом ТЭЭ уже пренебрегать нельзя. В этом случае, например, вместо классического уравнения Пуассона для нахождения потенциала поля $\varphi(\vec{r}, t)$ в диэлектрике необходимо использовать соотношение

$$\tau_r \frac{\partial(\Delta\varphi(\vec{r},t))}{\partial t} + \Delta\varphi(\vec{r},t) = -\frac{e\tau_r}{\varepsilon_0}\frac{\partial c(\vec{r},t)}{\partial t} - \frac{ec(\vec{r},t)}{\varepsilon\varepsilon_0},$$

где $c(\vec{r}, t)$ — суммарная концентрация электрического заряда.

Поскольку ТЭЭ возникает только при достижении температуры слоя диэлектрика значения T_g, то он может также использоваться для обнаружения нагрева и косвенного измерения температуры диэлектриков в ЭМ и ЭЛЛ.

Заключение

Качественно исследован вопрос о вкладе термоэлектретного эффекта в процесс разрядки диэлектрика, облученного электронным пучком. Показано, что ТЭЭ теоретически может играть существенную роль в процессах, связанных с разрядкой диэлектриков при их обработке электронным пучком. Если для какого-либо из диэлектрических материалов, применяемых в ЭМ и ЭЛЛ, ТЭЭ оказывается существенным, то скорость ухода заряда из диэлектрика резко замедляется, а скорость стремления потенциала к нулевому значению заметно увеличивается, причем характер спада становится линейным вместо экспоненциального. Предложено модифицированное уравнение Пуассона, справедливое для диэлектрических сред, обладающих термоэлектретными свойствами. Обсуждена экспериментальная методика по определению характерного времени релаксации поляризованных молекул термоэлектрета. Указан способ вычисления зна-

чения характерного времени релаксации поляризации на основе приведенных в работе уравнений. Обращено внимание на то, что ТЭЭ может использоваться для косвенного измерения температуры образцов, облучаемых электронным пучком.

Литература

1. *Bai M., Pease R., Tanasa C. et al.*// J. Vac. Sci. Technol. B. 1999. V. 17. No 6. P. 2893.
2. *Liu W., Ingino J., Pease R.*// Ibid. 1994. V. 12. No 6. P. 1367.
3. *Бойцов В. Г., Рычков А. А.*// ЖТФ. 1985. Т. 55. № 5. С. 881.
4. *Лущейкин Г. А.* Полимерные электреты. — М.: Химия, 1984.
5. *Сесслер Г.* Электреты. — М.: Мир, 1983.
6. *Тютнев А. П., Ванников А. В., Мингалеев Г. С.* Радиационная электрофизика органических диэлектриков. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. *Борисова М. Э., Галюков О. В., Койков С. Н.*// Изв. вузов. Сер. Физика. 1994. Т. 37. № 4. С. 15.
8. *Боев С. Г., Ушаков В. Я.* Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
9. *Грачев Е. А., Кузьмин И. Ю., Ошарин О. В., Цыганков В. Ю.*// Вопросы радиоэлектроники. Сер. Электронная вычислительная техника. 1983. № 5. С. 63.
10. *Грачев Е. А., Митин И. В., Негуляев Н. Н.*// Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон. 2003. № 1. С. 6.
11. *Бойко В. И., Евстигнеев В. В., Падерин В. А.*// Изв. вузов. Сер. Физика. 1985. Т. 28. № 9. С. 46.

The analysis of discharging a dielectric irradiated by an electron beam involving thermoelectret effect

E. A. Grachev, N. N. Negulyaev
Physical Department, Moscow State University of M. V. Lomonosov, Moscow, Russia

S. I. Zaitsev
Institute of Microelectronic Technology, Russian Academy of Science, Chernogolovka, Moscow region, Russia

In this paper the influence of thermoelectret effect on a process of charge relaxation in a dielectric layer irradiated by an electron beam is considered. It is shown, that this effect can essentially influence on a process of dielectric discharging. The experimental method, which allows to determine the importance of thermoelectret effect during a discharging of irradiated dielectric materials, is presented.

* * *