

изменении  $N_1 d$ , а для механизма полевой ионизации центров захвата наклон ВАХ растет с ростом  $N_1 d$ .

Таким образом, можно указать на два экспериментальных метода, дающих возможность отличить проявление механизма полевой ионизации от механизма ПЗЛ.

Во-первых, исследование зависимости величины заряда от  $E_0$ : если существует максимум заряда, то это говорит о воздействии поля на центры захвата.

Во-вторых, исследование зависимости наклона ВАХ на участке резкого роста тока в координатах  $\lg j - \lg E_0$  от толщины слоя. Увеличение указанного наклона с ростом  $d$  свидетельствует в пользу механизма полевой ионизации ловушек, неизменный же наклон указывает на механизм ПЗЛ.

7. В реальном диэлектрике характер протекания импульсного тока более сложен, но его качественные закономерности будут аналогичны вышеприведенным. Экспериментальные исследования слоев таких материалов, как  $Al_2O_3$ ,  $Bi_{12}SiO_{20}$ ,  $Ta_2O_5$ ,  $Nb_2O_5$ , свидетельствуют в пользу проявления механизма ПИЛ.

Необходимо отметить, что сильные поля и большие токи, необходимые для наблюдения эффекта, нередко невозможно получить в стационарном режиме. Поэтому эффект, наблюдаемый в импульсном режиме, при  $t \rightarrow \infty$  может не проявиться.

Таким образом, несмотря на то, что природа резкого роста тока в рассмотренных двух моделях сходна и заключается в уменьшении влияния захвата на прохождение тока, для объяснения вышеприведенных экспериментальных данных предпочтительнее модель полевой ионизации центров захвата.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ламперт П., Марк М. Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», 1972.
2. Frank R., Simmons J. Space-charge effects on emission-limited current flow in insulators.— "J. Appl. Phys.", 1967, vol. 38, p. 832.
3. Рябинкин Ю. С. Влияние напряженности электрического поля на ток, ограниченный пространственным зарядом, в диэлектриках и полупроводниках.— «ФТТ», 1964, № 6, с. 2989.
4. Pulfrey D. L., Shousha A. H. M., Young L. Electronic conduction and space charge in amorphous insulating films.— "J. Appl. Phys.", 1970, vol. 41, p. 2838.
5. Багинский И. Л., Косцов Э. Г., Стерелюхина Л. Н. Исследования центров прилипания в пленках силиката висмута.— «Автометрия», 1976, № 4, с. 67.
6. Косцов Э. Г. Переходные токи в диэлектрике, содержащем центры захвата электронов.— «Автометрия», 1978, № 1, с. 85—91.

Поступила в редакцию 3 октября 1977 г.

УДК 539.216.2 : 537.525.92

Э. Г. КОСЦОВ

(Новосибирск)

#### ПЕРЕХОДНЫЕ ТОКИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ, СОДЕРЖАЩЕМ ЦЕНТРЫ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ

1. Наиболее общее описание переходного тока в дефектном диэлектрике приведено в работе [1]. Однако в указанной работе допускается ряд упрощающих предположений, основные из которых следующие: напряженность электрического поля у катода  $E_k$  неизменна во времени и

равна 0, постоянная времени захвата электронов относительно невелика, степень заполнения ловушек незначительна, диффузионная составляющая тока  $J_d$  отсутствует. В настоящей работе рассматривается поведение переходного тока с учетом указанных факторов, учитываются также эффекты джоулева разогрева диэлектрика.

Используемые при анализе переходного процесса уравнения, записанные в безразмерной форме, следующие:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( n_1 E + T/V_0 \frac{\partial n}{\partial x} \right) + a n_2 - b n_1 (\beta N_3 - n_2); \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -a n_2 + b n_1 (\beta n_3 - n_2); \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = n_3 - n_2 - n_1 \equiv \rho(x, t); \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - H(T - 1) + A/n_1 \left( n_1 E + T/V_0 \frac{\partial n_1}{\partial x} \right)^2. \quad (4)$$

Безразмерная концентрация свободных электронов  $n_1$ , электронов, находящихся на моноэнергетических центрах,  $n_2$ , а также концентрация донорных атомов  $n_3$  выражаются через размерные параметры таким образом:  $n_i = q n_i^p d^2 / (\epsilon \epsilon_0 V)$  ( $i = 1, 2, 3$ );  $E = E^p d / V$ ;  $T = T^p / T_0$ ;  $t = t^p \mu V / d^2$ ;  $x = x^p / d$ ;  $V_0 = V q / (k T_0)$ ;  $A = \epsilon \epsilon_0 V^2 / (\rho c d^2 T_0)$ ;  $H = 2 H^p d^2 / (\mu V \rho c z)$ ;  $\kappa = \kappa^p / (\mu V)$ ;  $b = \epsilon \epsilon_0 \sigma v / (q \mu)$ ;  $2 E_{\text{пэл}} = q N_i d / (\epsilon \epsilon_0)$ ;  $a = \sigma v N_c d^2 \exp(-E_t / (k T))$ ;  $J(t) = J^p(t) d^3 / (\mu \epsilon \epsilon_0 V^2)$ . Здесь  $x^p$  — размерная координата;  $t^p$  — время;  $d$ ,  $\rho$ ,  $c$  — толщина диэлектрика, его плотность и теплоемкость;  $V$  — приложенная к образцу разность потенциалов;  $\mu$ ,  $q$ ,  $v$  — подвижность, заряд и тепловая скорость электрона;  $\sigma$  — сечение его захвата локальным центром;  $\epsilon \epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость материала и вакуума;  $T$  — абсолютная температура;  $N_c$  — эффективная плотность квантовых состояний в зоне проводимости;  $H^p$  — коэффициент теплоотдачи;  $\beta$  — отношение концентраций нейтральных и донорных центров;  $E_t$  — глубина энергетического уровня указанных центров;  $J^p(t)$  — плотность полного тока;

$$T(x, 0) = 1; T(0, t) = 1; \frac{\partial T(1, t)}{\partial x} + H_1 [T(1, t) - 1] = 0,$$

где  $H_1$  — коэффициент поверхностной теплоотдачи от канала проводимости в радиальном направлении.

Постоянная интегрирования уравнения Пуассона  $c(t)$  определялась исходя из соотношения

$$\int_0^1 E(x, t) dx = -1, \quad (5)$$

откуда  $c(t) = -1 - \int_0^1 \int_0^x \rho(y, t) dy dx$  и равна напряженности поля у поверхности катода  $E_k(t)$ . Начальные и граничные условия для  $n_2$  и  $n_1$  задавались так же, как и в [2]. Длительность фронта импульса напряжения  $\tau_u$  выбиралась значительно меньше времени пролета электронов в идеальном диэлектрике — от катода к аноду:  $\tau_u \ll 1$ .

Дополнительно к сказанному в [2] относительно особенностей численного решения подобных задач в данном случае при наличии сильного захвата электронов можно указать на критерий оценки максимально допустимого шага  $\Delta x$ , используемого при разбиении на отрезки межэлектродного расстояния. Этот шаг должен быть выбран таким, чтобы полный ток  $J(t)$  по толщине слоя был постоянен. Рис. 1 иллюстрирует изменение  $J(t)$  по мере уменьшения  $\Delta x$ . Указанный критерий более жесткий по сравнению с критериями, вытекающими из математического анализа областей устойчивости решения.

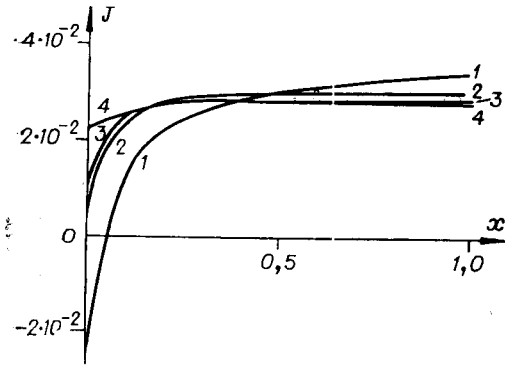


Рис. 1. Распределение плотности тока по толщине слоя ( $t=12$ ;  $\beta N_3=3$ ;  $E(0)=0,66 E_{\text{изл}}$ ):  
 $\Delta x=1-5 \cdot 10^{-2}$ ; 2 —  $1,66 \cdot 10^{-2}$ ; 3 —  $10^{-2}$ ; 4 —  $4,1 \cdot 10^{-3}$ .

$J_{\text{пр}}(t)$  не существен. На рис. 2, а, б представлены типичные кривые ( $I, I$ ), характеризующие поведение при выполнении вышеуказанных условий полного тока, определяемого исходя из известного выражения

$$J'(t) = J_{\text{пр}}(x, t) + \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}$$

(см., например, [3]); используемые при этом параметры:  $a=1,66 \times 10^{-5}$ ;  $b=5,55$ ;  $E(0)=0,66 E_{\text{изл}}$ ;  $\beta n_3=3$ ;  $n_1(0, t)=0,2484$ ;  $T=1$ ; разогрев диэлектрика исключался путем выбора высокого значения  $H_1$ .

Наличие максимума в момент времени  $t_1$  обусловлено в данном случае не локальным событием — подходом фронта облака электронов к аноду, а интегральным эффектом (см. условие (5)) — уменьшением значения  $dE(1, t)/dt$  вследствие воздействия на величину тока образующегося объемного заряда.

Отличительным моментом является также стремление  $J'(t)$  к нулю при  $t \rightarrow 0$ . Учитывая емкостный характер образования заряда на центрах захвата, этот факт не находит удовлетворительного физического объяснения.

Исходя из постоянства плотности полного тока по толщине образца, уравнений (1), (5), получим выражение для тока смещения

$$J_{\text{см}}(x, t) = \frac{\partial}{\partial t} [E(x, t) - c(t)]. \quad (6)$$

При выводе (6) учитывалась непрерывность линий тока в диэлектрике по всей его толщине и тот факт, что там, где обрываются линии тока проводимости (вследствие связывания свободных носителей на центрах захвата), к ним должны непрерывно примыкать продолжающие их линии тока смещения. Это дает основание положить

$$J_{\text{см}}(0, t) = 0. \quad (7)$$

Тогда в аналитической форме выражение для полного тока можно получить, если пренебречь диффузионной составляющей, используя уравнения (1), (3), (6):

$$J(t) = -\frac{1}{2} [E^2(1, t) - E_K^2(t)] - \frac{\partial E_K(t)}{\partial t} - \int_0^1 n_2(x, t) E(x, t) dx. \quad (8)$$

2. Рассмотрим поведение  $J(t)$  вслед за подачей на образец импульса напряжения, когда центры захвата являются «глубокими»:  $n(0, t)b/a \equiv \theta \gg 1$ . Вклад примесных центров в общую проводимость незначителен ( $\beta=10^6$ ), а интенсивность захвата настолько высока, что в первые моменты времени, по крайней мере вплоть до накопления в диэлектрике заряда  $Q(t)$  порядка 1, поступление электронов, инжектированных с катода, в область анода не происходит. Иными словами, в этот период времени только величина тока смещения  $J_{\text{см}}(t)$  определяет значение  $J(t)$ , вклад же тока проводимости

Из (6), (7) следует, что полный ток в начальный момент времени  $J(0) \neq 0$ , он равен  $dQ(t)/dt$ ,  $Q_t = (E(1, t) - E_k(t))$ , в свою очередь,

$$\frac{dQ(t)}{dt_{t=+0}} = - \frac{dE_k(t)}{dt} = J_{пр}(0, 0) = n_1(0, t) E_k(0). \quad (9)$$

Последнее соотношение дает возможность экспериментального определения  $E_k$  в любой момент времени  $t_2$  путем воздействия на образец в этот момент времени дополнительного импульса напряжения с коротким фронтом и такой амплитудой  $V^1$ , что  $J(t_2) = J(0)$ , тогда  $E_k(t_2) = E_k(0) - E'(t_2)$ . Можно отметить также, что величина  $J(0)$  определяется только условиями на границе и не зависит при одной и той же напряженности поля ( $E_k(0)$ ) от толщины образца и концентрации  $\beta n_3$ .

Рис. 2, а (кривые 2, 3) и рис. 2, б (кривые 1-3) характеризуют поведение  $J(t)$  с учетом (7) для случаев, когда  $E(0) < E_{пзл}$  и  $E(0) > E_{пзл}$ . Распределение напряженности поля по толщине диэлектрика в различные моменты времени представлено на рис. 3, а.

Из изложенного следует, что основная причина уменьшения величины тока во времени — уменьшение  $E_k$ , обусловленное накоплением заряда в диэлектрике (см. рис. 2, а, кривые 4, 5). В свою очередь, скорость изменения  $Q(t)$  определяется значением  $E_k(t)$ . Необходимо, однако, отметить, что для вышевыбранных граничных условий (5) величина  $E_k$ , а следовательно,  $J(t)$  определяются не значением  $Q(t)$ , а законом распределения заряда по толщине слоя  $\rho(x, t)$ .

В течение периода времени после воздействия импульса напряжения, когда  $Q(t) < 1$  и заряд преимущественно сосредоточен вблизи катода  $J(t) = J(0) \exp[-J(0)t/E_k(0)]$ , данное соотношение следует из (9).

В случае заметного захвата электронов во время действия фронта импульса напряжения, исходя из последнего соотношения, возможна оценка величины  $J(0)$  путем аппроксимации экспериментальных кривых к моменту времени  $t=0$ .

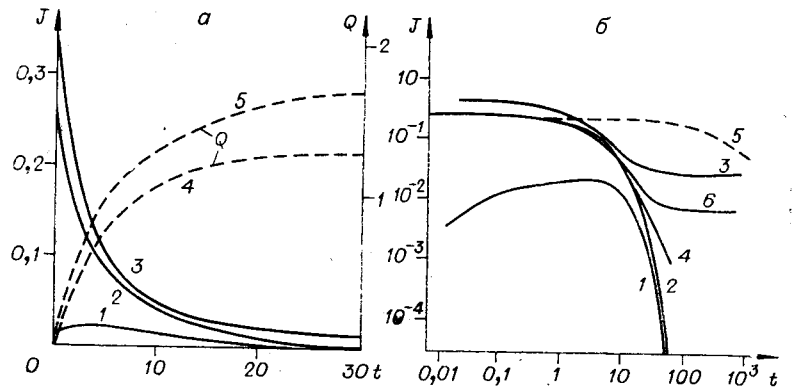
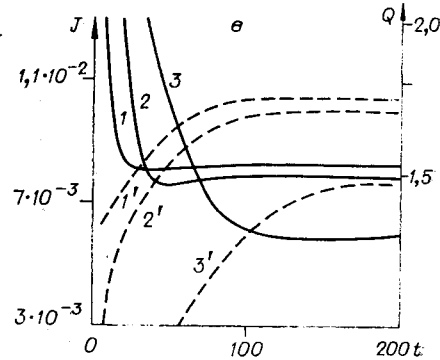


Рис. 2. Изменение полного тока и заряда во времени: а-1, 2, 4- $\beta N_3=3$ ;  $E(0) = 0,66 E_{пзл}$ ; 3, 5- $\beta N_3=2$ ;  $E(0) = E_{пзл}$ ; б-1, 2, 4-6- $E(0) = 0,66 E_{пзл}$ ; 3- $E(0) = 1,11 E_{пзл}$ ; 1-4- $a = 1,66 \cdot 10^{-5}$ ; б-5,55; 5- $a = 1,66 \cdot 10^{-7}$ ; б-5,55  $\cdot 10^{-3}$ ; 6- $a = 2,28 \cdot 10^{-2}$ ; б-5,55; в- $E = 0,66 E_{пзл}$ ;  $\theta = 1-257$ ; 2-37; 3-5,32 (кривые 1 ( $i=1-3$ )- $J$ ; 1'- $Q$ ).



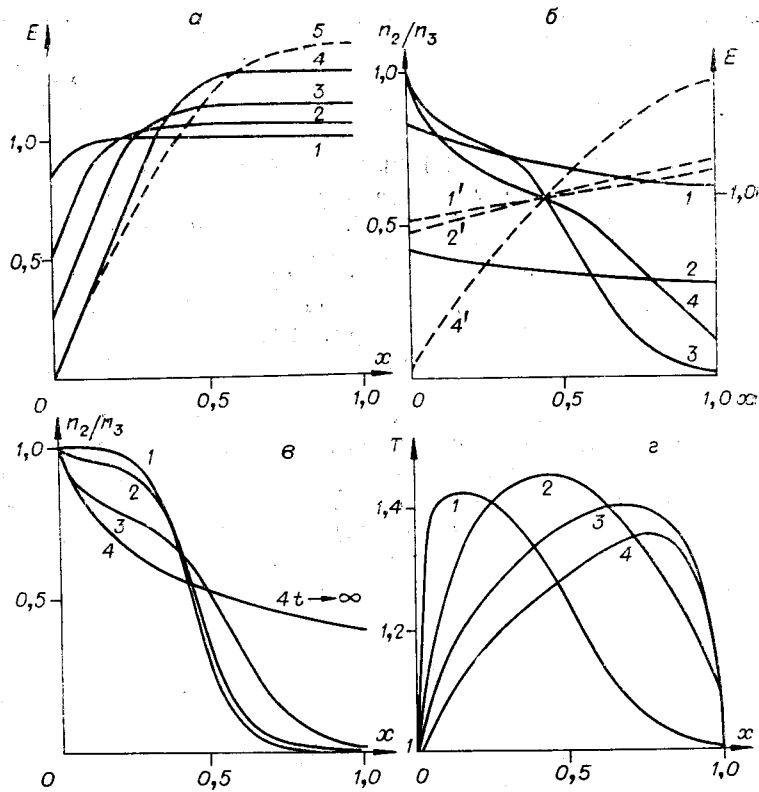


Рис. 3. Распределение напряженности поля, плотности заряда  $n_2$  и температуры по толщине диэлектрика:

$a - E(0) = 0,66E_{\text{ПЗЛ}}; b = 5,55; 1 - a = 1,66 \cdot 10^{-5}; 5 - a = 3,78 \cdot 10^{-2}; t = 1 - 0,66; 2 - 3; 3 - 6,6; 4, 5 - 30; 6 - E(0) = 0,66E_{\text{ПЗЛ}}; n_1(0, t) = 0,2484; t = 1, 1', 4, 4' - 63, 2, 2', 3 - 30; b = 1, 1', 2, 2' - 5,55 \cdot 10^{-3}; 3, 4, 4' - 5,55$  (кривые  $i$  ( $i = 1-4$ ) —  $n_2/n_3; i' - E$ );  $c - E(0) = 0,66E_{\text{ПЗЛ}}; n_1(0, t) = 0,2484; b = 5,55; t = 30; a = 1 - 1,12 \cdot 10^{-3}; 2 - 8,59 \cdot 10^{-3}; 3, 4 - 3,78 \cdot 10^{-2}; e - E(0) = E_{\text{ПЗЛ}}; a = 1,66 \cdot 10^{-5}; b = 5,55; n_1(0, t) = 0,2484; H_1 = 6,66 \cdot 10^{-2}; t = 1 - 6,6; 2 - 24; 3 - 48; 4 - 69.$

3. Поскольку в первые моменты времени после воздействия импульса напряжения заряд размещается в прикатодной области, то относительно небольшому (и неравновесному) заряду, образованному в диэлектрике, соответствует значительное изменение  $E_{\kappa}$  и, следовательно,  $J(t)$ . В этот период времени спад величины полного тока тем более интенсивен, чем больше значения параметров  $n_1(0, t), n_3, b$  (см., например, рис. 2, в). Он продолжается до тех пор, пока изменение  $E_{\kappa}$  определяется поступлением электронов в диэлектрик, а влияние перераспределения заряда в объеме незначительно. Однако, начиная с некоторого времени  $t_3$ , возможна такая ситуация при соответствующем отношении параметров  $a, b, n_3, n_1(0, t)$ , что инжекция электронов становится настолько низкой, что дальнейшее изменение  $E_{\kappa}$  в значительной степени определяется уже и перемещением электронов, находящихся на локальных центрах в прикатодной области, в глубь диэлектрика. Величина тока при этом несколько возрастает (см., например, рис. 2, в, кривые 1, 2), так как растет  $E_{\kappa}$ , несмотря на возрастание величины  $Q(t)$ . Нетрудно показать, что наблюдение минимума функций  $J(t)$  возможно тогда, когда выполняется условие

$$\int_0^1 (1-x) \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} dx = 0, \quad (10)$$

при таком отношении  $n_1(0, t)/a$ , что за время ообразования  $Q(t)$  электроны успевают равномерно распределиться по всему объему образца.

Монотонное уменьшение  $J(t)$  при высоком уровне инжекции имеет место и тогда, когда сечение захвата носителей тока на локальные центры настолько мало (значение  $b \ll 1$ ), что большинство электронов доходит до противоположного электрода и только незначительная часть остается в диэлектрике. В этом случае распределение свободных электронов и, следовательно, интенсивность заполнения ими ловушек практически однородно по толщине слоя (см. рис. 3, б), вклад тока смещения в величину полного тока незначителен, а функция  $\rho(x, t)$  монотонно приближается к равновесному значению.

Наблюдаются, в том числе при выполнении условия (8), две постоянные времени, характеризующие изменение  $J(t)$ . Первая из них ( $\tau_1$ ) зависит от скорости накопления неравновесного заряда в прикатодной области, вторая ( $\tau_2$ ) — от значения  $a$ . Отсюда следует, что время установления стационарного состояния  $\approx 1/a$  может быть очень большим, оно определяется энергетической глубиной залегания ловушек.

С увеличением уровня инжекции, точнее параметра  $\theta$ , увеличивается интенсивность первоначального спада тока, а его величина в течение некоторого времени ( $t < \tau_1$ ) становится меньше (см. рис. 2, в). Когда же  $\theta \rightarrow 1$ , то  $J(t) \rightarrow J(0)$ . Можно отметить также, что по мере увеличения  $\theta$   $J(\infty)$  все меньше зависит от  $n_1(0, t)$ , при  $\theta = 500$  эта зависимость незначительна.

4. Следствие указанных особенностей — возможность уменьшения величины  $J(t)$  в некотором интервале времени  $t < \tau_1$  при увеличении температуры окружающей среды, когда температурная зависимость  $n_1(0, t)$  более сильная, чем  $a(T)$ , т. е. когда  $\frac{d\theta}{dT} > 0$ .

5. Величина  $Q(t)$  зависит от плотности размещения заряда по толщине слоя: чем более высокий градиент концентрации  $\rho(x, t)$  вблизи катода, тем меньшая величина  $Q(t)$  необходима для поддержания одного и того же значения  $E_k$  (значения  $J(t)$ ). Для более глубоких ловушек и больших сечений захвата электронов характерна, исходя из (3), (5), более высокая плотность заряда вблизи катода и, следовательно, больший градиент напряженности поля. Поэтому по мере увеличения глубины ловушек (уменьшения параметра  $a$ ) неоднородность распределения заряда по толщине образца возрастает и все меньший заряд  $Q(t)$  соответствует одному и тому же значению  $E_k(t)$ .

Можно отметить, однако, что минимальный заряд, необходимый для выполнения условия  $E_k \rightarrow 0$ , равен 1; он должен быть сосредоточен в бесконечно тонком слое вблизи катода. Реально, даже при высокой концентрации центров захвата, указанный заряд имеет конечную протяженность  $\Delta x_1 \sim 1/n_3$  и всегда больше 1. Максимальное значение  $Q(t)$ , как нетрудно показать, в отсутствие диффузии равно 2, при этом  $E_k \rightarrow 0$ , а плотность заряда однородна по толщине диэлектрика.

Учитывая изложенное, рассмотрим влияние энергетической глубины ловушек на характер переходного тока. Рис. 4 описывает изменение  $J(t)$  в зависимости от  $a$  (при неизменных  $n_1(0, t)$ ,  $b$ ,  $n_3$ ), а пунктирные кривые на этом же рисунке — соответствующее изменение  $Q(t)$ . На рис. 3, в представлено распределение  $n_2(x, t)$  в разные моменты времени, кривые 4, 5 на рис. 3, а описывают соответствующее поведение  $E(x)$ . Существенное влияние величины  $a$  на поведение  $J(t)$  и  $Q(t)$  для  $t < \tau_1$  проявляется тогда, когда интенсивность теплового выброса электронов с уровней захвата в зону проводимости становится настолько высокой, что даже вблизи катода заполнение ловушек не является

предельным. Это условие начинает выполняться в первом приближении, когда  $50 > \theta$ .

6. Включение в рассмотрении диффузионной компоненты тока  $J_d$  характеризуется следующими особенностями: значение  $J(0)$  возрастает на  $T/V_0 \frac{\partial n_1(0,0)}{\partial x}$ ; интенсивность спада полного тока, начиная с некоторого момента времени  $\tau_4$ , уменьшается (см. рис. 2, б, кривая 4), поскольку относительный вклад тока диффузии по мере уменьшения  $E_k$  в общую величину  $J(t)$  возрастает, с этого момента  $J_d(0, t)$  становится соизмеримой (а далее превосходит) полевую составляющую тока.

В «бездиффузионной» задаче  $E_k$  непрерывно уменьшаясь во времени, приближается к такому значению, которое обеспечивает поступление электронов в диэлектрик, компенсирующих их уход, определяемый, в свою очередь, энергетической глубиной залегания ловушек. При этом  $E_k$  всегда отрицательно. Диффузионный поток электронов с поверхности катода приводит к возможности смены знака  $E_k$ , величина же  $E_k$  при стремлении к стационарному состоянию должна быть такова, чтобы обеспечивать значение тока, соответствующего режиму ТОПЗ. В частности, для глубоких ловушек ( $a \ll b\beta n_3$ )  $E_k$  приближается к величине  $T/[V_0 n(0, t)] \frac{\partial n_1(0, t)}{\partial x}$  и, следовательно, может достигать высоких значений. Таким образом, при наличии локальных центров захвата электронов диффузия, являясь единственной силой, обуславливающей поступление носителей в диэлектрик (начиная с момента времени  $\tau_n$ ), определяет не только величину полного тока, но и качественный характер поведения  $J(t)$ , чувствительность  $J(t)$  к изменению температуры окружающей среды. Указанные обстоятельства являются следствием выполнения условий (5), приводящим к тому, что изменение  $E_k$  — локальное событие — способствует изменению  $\bar{E}(x)$ , а следовательно,  $\rho(x, t)$ ,  $n_1(x, t)$  по всей толщине образца.

7. Высокий уровень инжекции электронов в диэлектрике вызывает разогрев последнего, и если теплоотвод недостаточен, то создаются условия для возникновения необратимых изменений — разрушения образца. Наличие в диэлектрике центров захвата электронов, определяя характер переходного тока, существенно затрудняет развитие теплового пробоя. Точнее, можно сказать, что если такой пробой не произошел во время формирования объемного заряда (которое обычно больше в несколько раз  $1/\kappa$ ), то в дальнейшем в силу уменьшения величины тока (грубо в  $8n_1(0, t)E(0)b\beta n/(9a)$  раз) возможность этого события маловероятна. Рис. 3, г иллюстрирует указанный момент: первоначально при высокой плотности тока происходит существенный разогрев диэлектрика, который затем по мере спада величины тока начинает охлаждаться.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Many O., Rakavy G. Theory of transient space-charge-limited currents in solids in the presence of trapping. — "Phys. Rev.", 1962, vol. 126, p. 1980.
2. Косцов Э. Г. Переходные процессы в диэлектрических слоях. — «Автоматрия», 1976, № 5, с. 12.
3. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», 1973.

Поступила в редакцию 3 октября 1977 г.

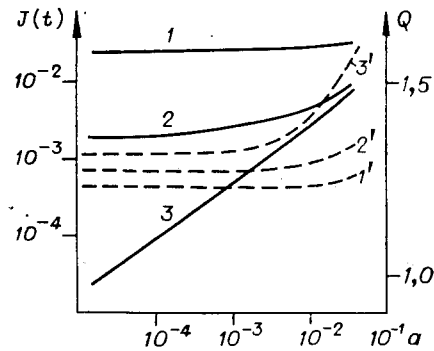


Рис. 4. Зависимость  $J(t)$  и  $Q(t)$  от энергетической глубины ловушек ( $a$ ):  $E(0)=0,66 E_{ПЗЛ}$ ;  $b=5,55$ ;  $n_1(0, t)=0,2484$ ;  $t=1-12$ ;  $2-30$ ;  $3-63$  (кривые  $i$  ( $i=1-3$ ) —  $J(t)$ ;  $i'$  —  $Q(t)$ ).