

**ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МИКРО-
И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

УДК 539.216.2 : 537.535.92

И. Л. Багинский, Э. Г. Косцов

(Новосибирск)

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВКЛАДА ДИФфуЗИИ
В ПЕРЕХОДНЫЙ ТОК МОНОПОЛЯРНОЙ ИНЖЕКЦИИ
В ДИЭЛЕКТРИКЕ С ЛОВУШКАМИ**

Показано, что при учете процессов диффузии носителей заряда доминирующим фактором, определяющим изменения в переходном процессе по сравнению с бездиффузионной моделью, является наличие объемного заряда, вошедшего в диэлектрик до начала инжекции за счет диффузии. Этот заряд, искажая начальное распределение электрического поля по толщине диэлектрика, резко уменьшает величину переходного тока по сравнению с бездиффузионным приближением и приводит к сверхлинейной его зависимости от прикладываемого напряжения. Получены аналитические выражения для распределения начального заряда и изменения во времени переходного тока, хорошо соответствующие результатам точного (численного) решения общей задачи. Определены критерии возможности использования бездиффузионного приближения.

Введение. Задача о влиянии диффузии носителей заряда на прохождение тока монополярной инжекции в диэлектриках с ловушками неоднократно рассматривалась различными авторами. Однако к настоящему времени она решена лишь для стационарного случая [1—10]. Показано, что диффузионной компонентой тока можно пренебречь при $V \gg \varphi_{\text{cont}} = V_T \ln(n_c/n_A)$ (где V — приложенное напряжение, $V_T = kT/e$, φ_{cont} — контактная разность потенциалов, k — постоянная Больцмана, T — температура, e — заряд электрона, n_c — концентрация носителей заряда на инжектирующей границе, n_A — концентрация носителей на противоположном электроде). В специфическом случае безловушечного диэлектрика и малой концентрации носителей заряда на инжектирующей границе n_c , когда дебаевская длина экранирования $L_D = (2kTn_c/\epsilon\epsilon_0)^{1/2}$ (где $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость диэлектрика) превышает толщину диэлектрика d , область использования бездиффузионного приближения сужается по напряжению на два порядка [10].

Отметим, что реально перед началом инжекции в диэлектрике уже есть некоторый заряд, захваченный на ловушки (в условиях, когда напряжение еще не приложено, $V = 0$, см., например, [11—13]) и расположенный в приэлектродных областях. Он соответствует равновесному состоянию между диффузионным током с границ и дрейфовым током, протекающим в противоположном направлении. В отличие от случая бездиффузионного приближения

[14—16] этим начальным зарядом при определении поведения тока уже нельзя пренебрегать, что качественно усложняет решение задачи.

Однако в нестационарном режиме при подаче напряжения на образец величина указанного заряда недостаточна для ограничения тока объемным зарядом. Поэтому на начальной стадии переходного процесса величина тока будет определяться инжекцией носителей (причем инжекция носителей осуществляется в этом случае за счет превышения диффузионной компоненты тока над дрейфовым током, протекающим в противоположном направлении). С течением времени за счет инжекции носителей в диэлектрике формируется объемный заряд, приводя, в свою очередь, к уменьшению инжекции носителей с контакта. Начиная с $t \approx \tau_d = (\nu\sigma N_c \exp(-E_i/kT))^{-1}$ — времени начала тепловых выбросов носителей с ловушек в зону проводимости — инжекция уменьшается до такой степени, что ток становится ограниченным объемным зарядом (здесь ν , σ и E_i — тепловая скорость носителей, сечение их захвата на ловушки и энергетическая глубина залегания ловушек соответственно; N_c — эффективная плотность состояний дна зоны проводимости). Назовем описанный выше процесс уменьшения инжекции носителей до некоторого равновесного значения за счет формирования в диэлектрике объемного заряда «экранированием инжекции» (можно провести аналогию с экранированием поля на инжектирующей границе инжектированным объемным зарядом [15]). Очевидно, что этот процесс будет проявляться в случае, когда диффузия носителей существенно влияет на переходный процесс [11—13], и в условиях выполнения бездиффузионного приближения. В качестве примера можно привести релаксацию переходного тока монополярной инжекции (ПТМИ) в случае нелинейного закона эмиссии носителей (бездиффузионное приближение) [16], здесь экранирование поля на инжектирующей границе до $E_c = 0$ не происходит, но инжекция уменьшается на много порядков.

К настоящему времени задача о влиянии диффузии на переходный процесс не решена и критерий бездиффузионного приближения для прохождения ПТМИ в диэлектрике с ловушками не определен. Имеются некоторые аналитические решения для диэлектрика без ловушек, когда пренебрегается существованием облака заряда Мотта — Герни, вошедшего в диэлектрик за счет диффузии [17, 18]. Более корректно с учетом облака Мотта — Герни задача решена в [19, 20, 11] для случая как сильной, так и слабой инжекции носителей. Наконец, в [12, 13] проводился численный анализ задачи о прохождении ПТМИ в диэлектрике с ловушками при слабой инжекции, но аналитические оценки поведения тока во времени не были получены и критерий бездиффузионного приближения не был определен.

Целью настоящей работы является исследование основных особенностей прохождения ПТМИ в диэлектрике с моноуровнем ловушек, сравнение полученных решений с решениями бездиффузионной задачи [14, 15], получение аналитических оценок характерных величин переходного тока и его изменения во времени, необходимых для экспериментального определения параметров диэлектрика и инжектирующей границы, выработка критериев возможности использования бездиффузионного приближения при различных соотношениях этих параметров.

В [14] была проведена классификация механизмов прохождения ПТМИ в диэлектриках с ловушками. В данной работе поведение диффузионного ПТМИ анализируется для механизма медленного захвата, когда время пролета инжектированными носителями междуэлектродного промежутка $t_0 = d^2/\mu V$ меньше постоянной времени захвата $\tau_i = 1/\nu\sigma N_i$, и слабой инжекции при $n_c < N_i$ (μ — подвижность носителей заряда, N_i — концентрация ловушек).

Формулировка задачи. Система уравнений, описывающая поставленную задачу, общеизвестна (см., например, [21]):

$$j_c(x, t) = e\mu n(x, t)E(x, t) - \mu kT \frac{\partial n(x, t)}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i(x, t)}{\partial t} = \nu \sigma n(x, t)(N_i - n_i(x, t)) - \nu \sigma N_c \exp(-E_i/kT) n_i(x, t), \quad (2)$$

$$\frac{\partial j_c(x, t)}{\partial x} = - \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t}, \quad \rho(x, t) = e(n(x, t) + n_i(x, t)), \quad (3)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{\rho(x, t)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (4)$$

где n и n_i — концентрация свободных и захваченных на ловушки носителей; j_c — ток проводимости; E — напряженность электрического поля; ρ — плотность объемного заряда; x — координата; t — время.

Накладывались следующие граничные условия:

$$n(0, t) = n_c, \quad (5)$$

$$n(d, t) = n_A. \quad (6)$$

Учитывалось, что в момент $t = 0$ на диэлектрик прикладывается «ступень» напряжения амплитудой

$$V = \int_0^d E(x, t) dx = \varphi_{\text{cont}}. \quad (7)$$

В качестве начального условия принимались распределения $n(x, 0)$, $n_i(x, 0)$ и $E(x, 0)$, полученные путем численного решения системы уравнений (1)–(7) при $V = 0$ и $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial n_i}{\partial t} = 0$.

Приближенное аналитическое описание начального состояния. Как отмечалось во введении, существенным отличием от бездиффузионного случая является присутствие до начала инжекции захваченного на ловушки заряда, вошедшего в диэлектрик за счет диффузии. Так как этот заряд значительно влияет на прохождение переходного тока, то для анализа задачи и получения приближенных аналитических оценок поведения тока во времени необходимо аналитическое описание его распределения по толщине диэлектрика.

При анализе распределений $n_i(x)$, $n(x)$ и $E(x)$ (рис. 1, кривые 1, 4, 2) использовались три приближения. Во-первых, диэлектрик разбивался на две области. В области I предполагалось, что $n_i \approx N_i$, это всегда справедливо для достаточно больших $n_c > N_c \exp(-E_i/kT)$ (в противоположном случае захват носителей уже не играет существенной роли и мы имеем дело с безловушечным диэлектриком [11]). В области II $n \approx \theta n_i$ (где $\theta = N_c \exp(-E_i/kT)/N_i$),

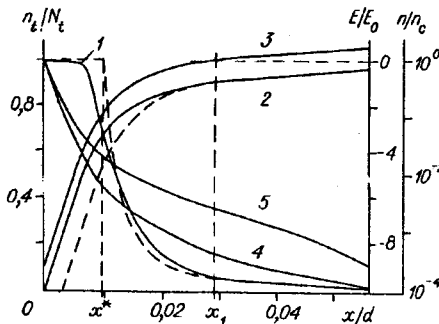


Рис. 1. Начальное состояние (участок I): распределения $n_i(x, t)$ (кривая 1), $n(x, t)$ (кривые 4, 5),

$E(x, t)$ (кривые 2, 3) при $E_0 = 2 \cdot 10^6$ В/м и $t < t_{\text{min}}$; кривые 1, 2, 4 — $t < 0$ (напряжение не подано: $E_0 = 0$); 1, 3, 4 — $t/t_{\text{min}} = 5.9 \cdot 10^{-3}$; 1, 3, 5 — $t/t_{\text{min}} = 5.2 \cdot 10^{-1}$. Параметры структуры: $\mu = 10^{-6}$ м²/В·с, $\epsilon = 10$, $T = 300$ К, $\nu \sigma = 10^{-19}$ м⁻¹·с⁻¹, $N_i = 10^{24}$ м⁻³, $E_i = 0.4$ эВ, $n_c = 4.93 \times 10^{21}$ м⁻³, $n_A = 4.68 \cdot 10^{16}$ м⁻³ ($\varphi_{\text{cont}} = 0.24$ В),

$$d = 10^{-6} \text{ м}$$

что справедливо, когда $n_i \ll N_i$ [21]. Граница областей — $x = x^*$. Во-вторых, предполагалось, что $E(x \gg x^*) \approx 0$, это выполняется при $x^* \ll d$, т. е. при

$$E(x) = \begin{cases} E_{cd} + \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} N_i x, & x < x^*; \\ \frac{1}{\frac{1}{E(x^*)} - \frac{e(x-x^*)}{2kT}}, & x > x^*; \end{cases} \quad (8)$$

$$n(x) = \begin{cases} n_c \exp \left[\frac{E_{cd}}{E_T} \frac{x}{d} + \frac{E_{TFL}}{E_T} \left(\frac{x}{d} \right)^2 \right], & x < x^*; \\ \frac{\theta N_i}{\left[1 + \frac{x-x^*}{L_D^*} \right]^2}, & x > x^*; \end{cases} \quad (9)$$

где

$$E(x^*) = -\sqrt{(2kTN_i)/(\epsilon\epsilon_0)}, \quad (10)$$

$$x^* = L_D^* (\sqrt{1 - \ln((\theta N_i)/n_c)} - 1), \quad (11)$$

$$L_D^* = \sqrt{(2kT\epsilon\epsilon_0)/(e^2 N_i)} \quad (12)$$

— величина, имеющая смысл длины экранирования Дебая при наличии ловушек; $E_{TFL} = eN_i d / 2\epsilon\epsilon_0$ — поле предельного заполнения ловушек; $E_T = V_T/d$;

$$E_{cd} = -\left(\frac{2kTN_i}{\epsilon\epsilon_0} \left(1 - \ln \frac{\theta N_i}{n_c} \right) \right)^{1/2} \quad (13)$$

— диффузионное противополе.

Несмотря на грубое приближение в аппроксимации $n_i(x)$, сравнение аналитических оценок (8) — (13) с результатами точных численных решений показало, что эти оценки хорошо описывают реальную ситуацию (см. кривые 1 и 2 и штриховые кривые на рис. 1).

Из анализа начальных условий следует, что наличие диффузии носителей будет существенно сказываться на переходном процессе при $E_0 < |E_{cd}|$, где $E_0 = V/d$. При выполнении этого условия напряженность поля на инжектирующей границе остается отрицательной, несмотря на поданное напряжение, что сдерживает инжекцию носителей с границы, и ток инжекции с границы протекает только за счет превышения диффузионной компоненты над дрейфовой (дрейфовый ток направлен встречно). Таким образом, одним из критериев возможности использования бездиффузионного приближения в задаче ПТМИ является

$$E_0 \gg |E_{cd}|. \quad (14)$$

В данной работе задача о ПТМИ анализируется в области

$$|\varphi_{\text{cont}}/d| < E_0 < |E_{cd}| \quad (15)$$

или

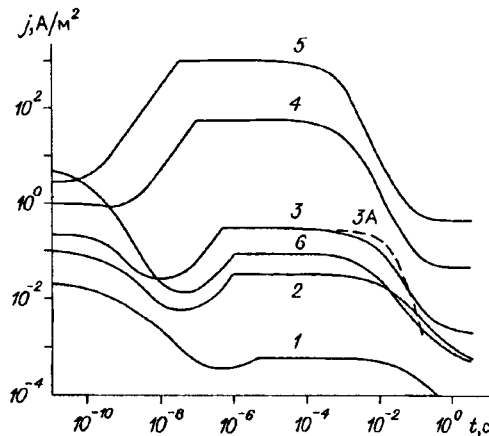
$$E_T < E_0 < |E_{cd}| \quad \text{при} \quad n_A = n_C, \quad (15a)$$

наиболее интересной с точки зрения используемых в эксперименте напряжений.

Анализ ПТМИ в случае медленного захвата и слабой инжекции. Система уравнений (1) — (7) представлялась в виде конечных разностей и решалась на ЭВМ методом прогонки. Предварительно методом итераций вычислялись начальные условия. Результаты решения представлялись в виде распределений $n(x, t)$, $n_i(x, t)$, $E(x, t)$, $j_c(x, t)$, $j_{\text{dif}}(x, t) = -\mu kT \frac{\partial n}{\partial x}$ — диффузионный ток, $j_{\text{dis}} = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x}$ — ток смещения, и интегральных величин: полного тока $j(t) = j_c(x, t) + j_{\text{dis}}(x, t)$, полного заряда $\bar{\rho}(t) = \frac{1}{d} \int_0^d \rho(x, t) dx$, центроида $\bar{x}(t) = \int_0^d \rho(x, t) x dx / \bar{\rho}(t) d$ и соответственно центроида и заряда свободных и захваченных на ловушки носителей.

Релаксация ПТМИ (рис. 2) состоит из четырех характерных участков. На участке I происходит спад тока от начальной величины $j(0)$ до некоторого значения j_{min} . Этот процесс определяется продвижением в глубь диэлектрика свободных носителей в замедляющем поле $E < 0$ (см. рис. 1, кривые 1, 3—5) из диффузионного облака, которое присутствует в диэлектрике в области контакта до начала инжекции. Начиная с момента времени t_{min} (участок II) преобладает уже движение инжектированных носителей в области положительного поля: $E > 0$, что определяет рост тока до величины j_s за время пролета $t_0 = d^2 / \mu V$ [15]. Участок III состоит из «полочки» тока и следующего за ней спада тока. «Полочка» тока обусловлена свободным пролетом инжектированными носителями межэлектродного промежутка (см., например, [15]). Спад тока на участке III обусловлен захватом свободных носителей на ловушки, который вызывает экранирование инжекции носителей с границы. Наконец, на участке IV устанавливается стационарное состояние. При этом, как и в бездиффузионной модели [15], происходят тепловые выбросы носителей с ловушек и повторные захваты носителей, за счет чего нестационарная форма распределения заряда изменяется до своего стационарного вида за время порядка нескольких постоянных времени освобождения (τ_d).

Оценим величину начального тока $j(0)$. Используя выражение для полного тока [21]



$$j(t) = \frac{1}{d} \int_0^d j_c(x, t) dx \quad (16)$$

и учитывая, что при подаче импульса напряжения первоначальное распределение $n(x, 0)$ (см. рис. 1, кривая 4)

Рис. 2. Изменение полного тока во времени: параметры рис. 1, за исключением кривой 6, для которой $n_C = 4,93 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$; $V = 1 - 0,24$; 2, 6 — 1; 3 — 2; 4 — 10; 5 — 30 В

не изменяется, а внутреннее поле увеличивается скачком на величину E_0 (см. рис. 1, кривая 3), получаем

$$j(0) = \frac{e\mu E_0}{d} \int_0^d n(x) dx, \quad (17)$$

где $n(x)$ определяется по формуле (9).

Время, при котором ток достигнет минимального значения t_{\min} , оценивается как время, необходимое для пролета инжектированными носителями приэлектродной области отрицательного поля.

Учитывая, что причиной движения инжектированных носителей заряда в отрицательном поле является дрейф в дополнительном (приложенном) поле E_0 , нетрудно получить выражение для t_{\min} :

$$t_{\min} = x_1 / \mu E_0. \quad (18)$$

Здесь x_1 — точка, в которой внутреннее поле равно нулю. Так как в условиях слабой инжекции заряд инжектированных свободных носителей на этой стадии процесса не искажает внутреннее поле $E(x, +0)$, имеем

$$E(x, +0) = E(x) + E_0, \quad (19)$$

где $E(x)$ вычисляется по формуле (8); $E(x, +0)$ — распределение поля, возникающее после подачи «ступеньки» напряжения. Тогда

$$x_1 = \frac{2V_T}{E_0} + L_D^* (\sqrt{1 - \ln((\theta N_i)/n_c)} - 2), \quad (20)$$

$$t_{\min} = \frac{2V_T/E_0 + L_D^* (\sqrt{1 - \ln((\theta N_i)/n_c)} - 2)}{\mu E_0}. \quad (21)$$

Выражения (20), (21) выполняются при $x_1 > x^*$ или $|\varphi_{\text{cont}}/d| < E_0 < |E(x^*)|$, а в области значений $|E(x^*)| < E_0 < |E_{cd}|$ получаем

$$\frac{x_1}{d} = - \frac{E_0 + E_{cd}}{2E_{TFL}}, \quad (20a)$$

$$t_{\min} = - \frac{E_0 + E_{cd}}{2E_{TFL}} t_0. \quad (21a)$$

Наиболее характерной величиной переходного процесса является ток насыщения j_s , поскольку «полочка» тока наблюдается при достаточно больших значениях времени и может длиться довольно долго. Это делает легкодоступным наблюдение величины j_s в эксперименте. Более того, в области малых полей E_0 значение j_s может быть на несколько порядков меньше аналогичной величины, получаемой из анализа бездиффузионной задачи [15], поскольку в этих условиях вошедший в диэлектрик до подачи напряжения и захваченный на ловушки заряд будет существенно уменьшать инжекцию носителей с границы.

Для оценки j_s отметим, что в условиях, когда инжектированные носители уже достигли противоположного электрода, диэлектрик можно разделить на две характерные области (рис. 3). В области I диффузионный и дрейфовый токи приблизительно равны по абсолютной величине: $-j_{\text{diff}} \approx j_{\text{dr}}$. В области II $j(t) \approx j_{\text{dr}} = j_s = \text{const}(t)$. Границей этих областей является точка нулевого поля

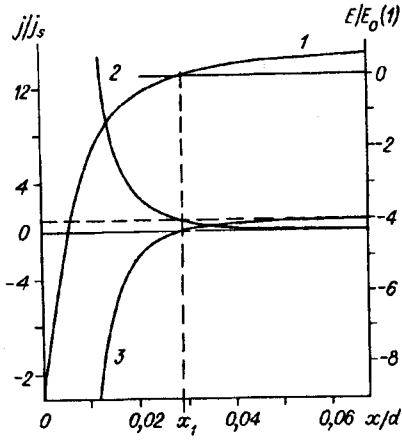


Рис. 3. «Полочка» тока (участок III):
распределения $E(x)$ (кривая 1), $j_{\text{diff}}(x)$ (кривая 2), $j_{\text{dr}}(x)$ (кривая 3).
3). Параметры рис. 1; $t/t_0 = 1,94$, $E_0 = 2 \cdot 10^6$ В/м

x_1 , вычисленная выше (см. (20)), которая играет роль «виртуального» катода. Система уравнений (1) — (7) с учетом сделанных выше приближений в области I преобразуется к виду

$$\left\{ \begin{aligned} e\mu nE - \mu kT \frac{\partial n}{\partial x} &\approx 0, & (22) \\ E(x, t) &= E_0 + E(x), & (23) \end{aligned} \right.$$

где $E(x)$ вычисляется по формуле (8). Из выражения (22) получаем

$$n(x) = n_c \exp\left(\frac{1}{V_T} \int_0^x E(x) dx\right) = n_c \exp\left(\frac{\varphi(x)}{V_T}\right). \quad (24)$$

Наконец, с учетом (20), (23) и (8) имеем для $|\varphi_{\text{cont}}/d| < E_0 < |E(x^*)|$

$$n(x_1) = n_c \exp\left[2 + 2 \frac{E_0}{|E(x^*)|} (\sqrt{1 - \ln((\theta N_i)/n_c)} - 2) + \ln \frac{\theta N_i}{n_c}\right] \left(\frac{E_0}{|E(x^*)|}\right)^2. \quad (25)$$

При $|E(x^*)| < E_0 < |E_{cd}|$

$$n(x_1) = n_c \exp\left[-\frac{(V + V_{cd})^2}{4V_T V_{TFL}}\right], \quad (25a)$$

где $V_{cd} = E_{cd}d$, $V_{TFL} = E_{TFL}d$.

Исходя из приведенных выше соображений, $j_s = j_{\text{diff}}(x_1)$ и $j_s \approx \approx e\mu n(2x_1)E_0/2$ по условию «виртуального катода», $E(x_1) = 0$ и $\partial n/\partial x$ непрерывно уменьшается по абсолютной величине с увеличением x . Пользуясь изложенным выше, нетрудно оценить пределы изменения величины j_s :

$$\frac{1}{4} j^* < j_s < j^*, \quad \text{где } j^* = e\mu n(x_1)E_0. \quad (26)$$

Для оценки можно воспользоваться средним значением:

$$j_s \approx \frac{1}{2} e\mu n(x_1)E_0, \quad (27)$$

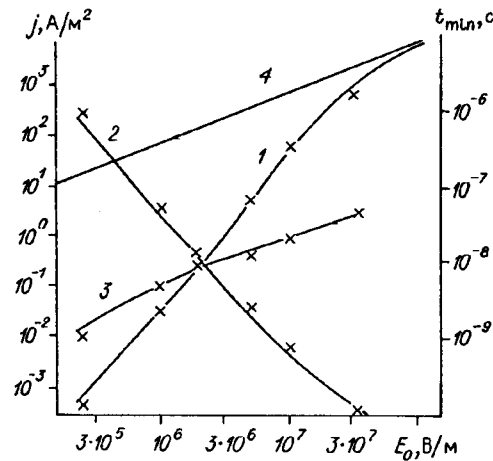
где $n(x_1)$ определяется по формуле (25).

В пределе при $E_0 \gg |E_{cd}| > |E(x^*)|$ $n(x_1) \Rightarrow n_c$ и величина j_s будет определяться решением бездиффузионной задачи: $j_s = e\mu n_c E_0$ [15].

Отметим, что в отличие от бездиффузионной модели в рассматриваемом случае вольт-амперная характеристика (ВАХ) $j_s(E_0)$ сверхлинейна. Наклон ВАХ

$$\frac{d \ln j_s}{d \ln E_0} = 3 + \frac{2E_0}{|E(x^*)|} (\sqrt{1 - \ln((\theta N_i)/n_c)} - 2) \quad (28)$$

Рис. 4. Зависимости величин j_s (кривая 1), t_{\min} (кривая 2), $j(0)$ (кривая 3) от приложенного поля E_0 ; кривая 4 — зависимость $j_s(E_0)$ для бездиффузионного приближения: параметры рис. 1; сплошные линии — аналитические оценки, крестики — численный анализ



в данном случае достигает трех (рис. 4, здесь j_s вычисляется в соответствии с (27), (25) и (25a)) и уменьшается с ростом E_0 , приближаясь к единице в области высоких полей, при выполнении критерия бездиффузионного приближения.

Исходя из полученных выше результатов, рассматриваемую задачу приближенно можно свести к бездиффузионной при $t > t_{\min}$, если считать, что инжекция с границы осуществляется по закону $j_s(E_0)$, описываемому выражениями (27) и (25). При этих условиях спад тока во времени на участке формирования захваченного на ловушках заряда будет описываться выражениями, полученными в [15]:

$$j(t) = j_s(E_0)\exp(-t/\tau), \quad (29)$$

$$\tau = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_0}{j_s(E_0)} \frac{2l_t}{d}, \quad (30)$$

где $l_t = \mu E_0 \tau_t$ — длина захвата.

Обсуждение результатов. Полученные выше приближенные аналитические решения хорошо соответствуют результатам точного численного анализа. Это утверждение справедливо как для кривых релаксации тока (см. рис. 2), так и для функциональных зависимостей j_s , t_{\min} , $j(0)$ от E_0 (см. рис. 4). Поэтому эти аналитические оценки можно использовать для определения параметров диэлектрического слоя.

Характерным признаком проявления диффузии в нестационарной задаче является сверхлинейная, близкая к кубической зависимость тока насыщения j_s от приложенного поля E_0 . Диапазон значений времени, когда наблюдается «полочка» тока, легкодоступен для экспериментальных исследований.

Рассматривая вопрос об области применимости полученных решений, отметим, что диапазон напряжений, при которых они выполняются, достаточно широк: от нескольких десятых вольта до десятков вольт в зависимости от параметров слоя диэлектрика (см. (15)). Временной интервал справедливости рассматриваемой модели также достаточно широк: $t < \tau_d$, при $t > \tau_d$ уже выполняется бездиффузионное приближение.

В случае когда в диэлектрике существует несколько уровней захвата (или непрерывное их распределение по энергии), в начальной стадии переходного процесса будет доминировать только один уровень захвата (или эффективный уровень) с наименьшим значением постоянной времени захвата $\tau_t = 1/\nu\sigma N_t$ (или эффективным значением $\tau_{t,eff}$). При этих условиях полученные решения будут выполняться до времени порядка постоянной времени освобождения τ_d для этого уровня (или $\tau_{d,eff}$ для эффективного уровня).

При нелинейных граничных условиях (например, при туннельной эмиссии носителей с контакта), когда концентрация носителей на границе до подачи напряжений пренебрежимо мала и поэтому начальный заряд в диэлектрике практически не образуется, на всех стадиях переходного процесса будет справедливо бездиффузионное приближение за исключением короткого уча-

стка $t < t_{\min}$, на котором преобладает диффузионная компонента, в связи с большим начальным градиентом $\left. \frac{\partial n(x, 0)}{\partial x} \right|_{x=0}$.

Предложенная модель может представлять особый практический интерес при описании работы элементов памяти на основе тонких сегнетоэлектрических пленок, отличающихся исключительно высокими значениями ϵ [22]. Для функционирования этих элементов достаточно использования малых электрических полей (менее 10^7 В/м), и поэтому диффузионное противополе может оказывать значительное влияние на характеристики тонкопленочных сегнетоэлектрических структур. В частности, наблюдаемый в пленках ниобата бария—стронция (НБС) режим встречных доменов [23] можно объяснить наличием диффузионного противополя, индуцирующего вблизи поверхности электрода возникновение домена противоположного направления. Ширина домена вблизи электрода уменьшается по мере роста напряжения [24], что также соответствует рассмотренной модели.

Например, используя для оценки параметры пленок НБС [25, 26]: $\epsilon = 1000$, $N_t = 10^{24}$ м⁻³, $E_t = 1,5$ эВ, получим $E_{cd} = -6,1 \cdot 10^6$ В/м и $L_d^* = 5,4 \cdot 10^{-8}$ м при $n_c = 10^{17}$ м⁻³. В данном случае диффузионное противополе значительно превышает коэрцитивное для пленок НБС (порядка $(1 \div 3) \times 10^6$ В/м, измеренное по петле диэлектрического гистерезиса [25]), и поэтому оно может индуцировать возникновение структуры встречных доменов. Ширина приэлектродного домена (30—50 нм), измеренная по отклику импульсного пиросигнала [24], также соответствует значению дебаевской длины экранирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мотт Н., Герни Р. Электронные процессы в ионных кристаллах. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
2. Shockley W., Prim R. C. Space-charge-limited emission in semiconductors // Phys. Rev. 1950. 90. P. 753.
3. Wright G. T. Mechanisms of space-charge-limited currents in solids // Solid State Electron. 1961. 2. P. 165.
4. Lindmayer J., Reynolds J., Wrigley C. One-carrier space-charge-limited current in solids // J. Appl. Phys. 1963. 34. P. 809.
5. Lampert M. A., Edelman F. Theory of one-carrier space-charge-limited currents including diffusion and trapping // J. Appl. Phys. 1964. 35. P. 2971.
6. Sinharay N., Meltzer B. Characteristics of insulator diodes determined by space-charge and diffusion // Solid State Electron. 1964. 7. P. 125.
7. Rosental A., Sapar A. Diffusion effects in one-carrier space-charge-limited currents with trapping // J. Appl. Phys. 1974. 45. P. 2787.
8. Schmidt P. E., Octavio M., Callarotti R. C. Single-carrier space-charge controlled conduction // J. Appl. Phys. 1982. 53. P. 4996.
9. Tannous C., Yelon A. Injection currents in insulators: Exact results // J. Appl. Phys. 1988. 63. P. 224.
10. Simmons J. G. Theory of metallic contacts on high resistivity solids. I: Shallow traps; II: Deep traps // J. Phys. Chem. Solids. 1971. 32. P. 1987; 1971. 32. P. 2581.
11. Silver M. Transient space charge limited currents including diffusion // Solid State Commun. 1974. 15. P. 1785.
12. Rosental A., Lember L. Current transients in the insulator determined by space charge and diffusion // Phys. Stat. Solidi. 1970. 39. P. 19.
13. Rosental A. Time dependence of space-charge conduction // Phys. Lett. 1973. 46A. P. 270.
14. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Theory of transient currents in dielectrics at a limited level of single injection. I. The case of strong injection // Phys. Stat. Solidi (a). 1985. 88. P. 331.
15. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Theory of transient currents in dielectrics at a limited level of single injection. II. The case of weak injection // Ibid. P. 637.

16. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Transient currents in dielectrics at non-linear law of single injection // Phys. Stat. Solidi (a). 1985. 91. P. 705.
17. Schilling R. B., Schachter H. Neglecting diffusion in space-charge-limited currents // J. Appl. Phys. 1967. 38. P. 841.
18. Schilling R. B., Schachter H. Transient space-charge-limited currents including diffusion // Solid State Electron. 1967. 10. P. 689.
19. Rosen G. Space-charge-limited currents in nonmetallic solids // Phys. Rev. Lett. 1966. 17. P. 692.
20. Rosen G. Space-charge-limited transient currents in nonmetallic crystals // Phys. Rev. 1967. 163. P. 921.
21. Ламперт П., Марк М. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973.
22. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981.
23. Antsigin V. D., Egorov V. M., Kostsov E. G., Sterelukhina L. N. Ferroelectrics properties of thin strontium barium niobate films // Ferroelectrics. 1985. 63. P. 235.
24. Анцыгин В. Д., Косцов Э. Г., Соколов А. А. Пироэлектричество в тонких сегнетоэлектрических пленках // Автометрия. 1986. № 2.
25. Kostsov E. G., Malinovskii V. K., Pokrovskii L. D., Sterelukhina L. N. Characteristic features of dielectric nonlinearizing of barium strontium niobate films // Ferroelectrics. 1980. 29. P. 219.
26. Antsigin V. D., Kostsov E. G., Malinovskii V. K., Sterelukhina L. N. Electrooptics of thin ferroelectric films // Ferroelectrics. 1981. 38. P. 761.

Поступила в редакцию 9 марта 1995 г.

Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!