

И. Л. БАГИНСКИЙ, Э. Г. КОСЦОВ

(Новосибирск)

ЭФФЕКТ РЕЗКОГО ВОЗРАСТАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ТОКА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЛОЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

1. При исследовании стационарных вольт-амперных характеристик (ВАХ) диэлектрических слоев наблюдается участок резкого возрастания тока при значениях полей $E_0 = V/d$ (V — напряжение, подаваемое на образец, d — его толщина), больших некоторого $E_{кр}$.

Известны две модели, связанные с описанием этого эффекта. Согласно первой, наиболее распространенной из них, резкий рост тока начинается при достижении полем значения $E_{пзд} = eN_t d / (2\epsilon\epsilon_0)$ и обусловлен предельным заполнением ловушек [1]. (Здесь e — элементарный заряд, N_t — концентрация ловушек, $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость слоя.) Другая модель, объясняющая резкое нарастание тока, построена с учетом противоположного эффекта — полевой ионизации уровней [2—4]. Обе модели описывают стационарный случай.

В настоящей работе рассматривается эффект резкого возрастания тока в сильных электрических полях, наблюдаемый при исследовании импульсных ВАХ.

2. Проведены исследования особенностей протекания тока при воздействии коротких импульсов напряжения на диэлектрическую пленку Al_2O_3 , полученную анодированием.

Экспериментальная установка состояла из генератора одиночных прямоугольных импульсов длительностью $2 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-3}$ с, мостовой измерительной схемы [1] с точностью компенсации геометрической емкости образца 10^{-13} Ф, широкополосного осциллографа, импульсного цифрового вольтметра.

Характерной особенностью ВАХ (рис. 1) является резкое нарастание тока в интервале значений $E_0 = 4 \cdot 10^8 - 10^9$ В/м, начиная с некоторого $E_{кр}$. (Плотность тока j определялась в момент времени t ; за $t=0$ принималось начало действия импульса напряжения.) Величина средней плотности заряда ($\bar{\rho}(t) =$

$$= 1/d \int_0^d \rho(x, t) dx, \text{ где } \rho(x, t) —$$

плотность заряда, x — пространственная координата), накапливаемого на мелких ловушках (с энергетической глубиной залегания

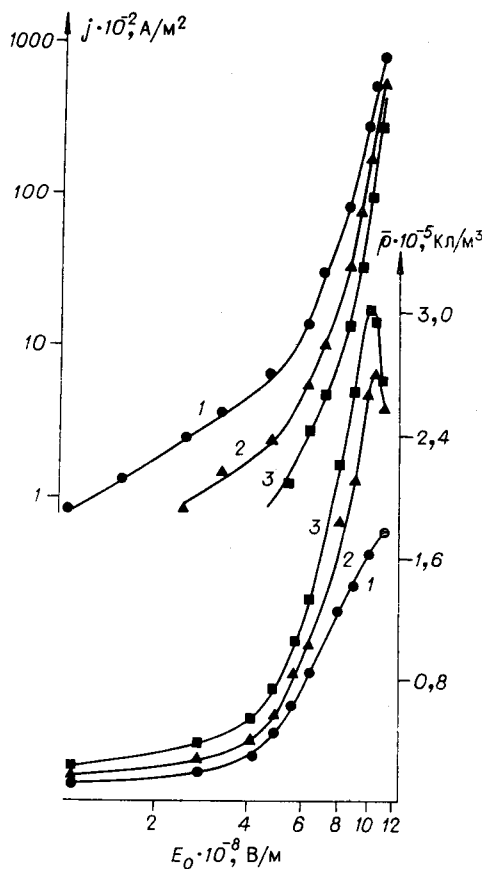


Рис. 1. Вольт-амперные и кулон-вольтные характеристики диэлектрической пленки Al_2O_3 :

$d = 3,9 \cdot 10^{-8}$ м; $T = 293$ К; $t = 1 - 2 \cdot 10^{-6}$ с,
 $2 - 5 \cdot 10^{-6}$ с, $3 - 2 \cdot 10^{-5}$ с.

$E_i = 0,28 - 0,31$ эВ), возрастая на участке ВАХ, предшествующем $E_{кр}$, по достижению $E_{кр}$ стабилизируется или начинает убывать (рис. 1). (Значения ρ и E_i определялись по методу заряда-разряда ловушек [5].) С течением времени происходит спад тока и соответственно увеличивается ρ (рис. 2). Отношение $j(0)/j(\infty)$ ($j(0)$ — ток, экстраполируемый к нулевому моменту времени; $j(\infty)$ — стационарный ток) уменьшается при росте значения E_0 , причем для $E_0 > E_{кр}$ $j(0)/j(\infty)$ стремится к 1, при этом время установления стационарного состояния убывает: для $E_0 > 1,2 - 1,3 E_{кр}$ стационарное состояние может быть достигнуто уже на фронте действия импульса напряжения.

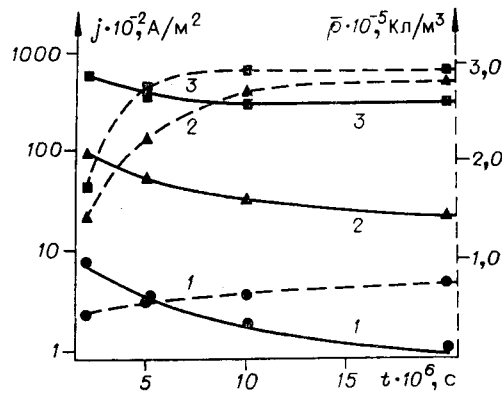


Рис. 2. Ампер-секундные и кулон-секундные характеристики диэлектрической пленки Al_2O_3 :

$d = 3,9 \cdot 10^{-8}$ м; $T = 293$ К; $E_0 = 1 - 5 \cdot 10^8$ В/м, $2 - 9 \cdot 10^8$ В/м, $3 - 1,1 \cdot 10^9$ В/м.

Постоянное напряжение ($E_{см}$), подаваемое на образец во время действия импульса, приводит к уменьшению ρ и импульсных $E_{кр}$ и $j_{кр}$, причем суммарное значение $E_{кр}$ остается практически неизменным (рис. 3).

Наблюдаемые закономерности близки по характеру к поведению тока вблизи области предельного заполнения ловушек. Однако последние из описанных в п. 2 фактов свидетельствуют в пользу полевого характера эффекта. Спад величины ρ с ростом E_0 также не соответствует режиму предельного заполнения ловушек.

3. Проведем описание эффекта в рамках бездиффузионной модели тока монополярной инжекции при наличии внутри диэлектрика объемного заряда, образованного за счет захвата электронов на моноэнергетический уровень нейтральных локальных центров и зависимости интенсивности этого захвата от величины напряженности электрического поля $E(x, t)$ (в соответствии с механизмом Пуля — Френкеля). Предпола-

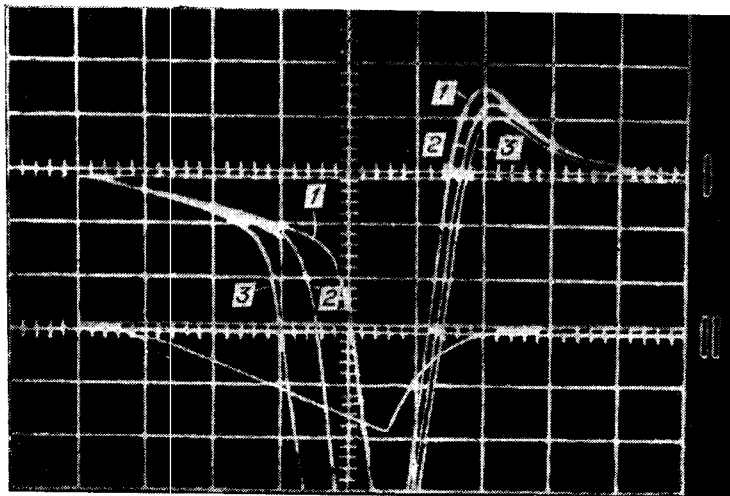


Рис. 3. Осциллограмма тока.

Луч I — j ; луч II — $E_0 - E_{см}$. Масштабы (на одно деление): тока — $1,17 \cdot 10^2$ А/м²; поля — $4,17 \cdot 10^8$ В/м; времени — $2,5 \cdot 10^{-8}$ с; $E_{с1} = 1 - 0$; $2 - 1,67 \cdot 10^8$ В/м; $3 - 3,33 \cdot 10^8$ В/м.

гается, что подвижность электронов μ не зависит от величины напряженности электрического поля и образец до подачи на него импульса напряжения электрически нейтрален.

В безразмерных переменных:

$$x' = x/d; \quad n'_t = n_t/N_t; \quad E' = E/E_{\text{ПЗЛ}};$$

$$t' = t/\tau_3; \quad j' = j/j_m; \quad n' = n/n_k,$$

где

$$\tau_3 = 1/[N_c v \sigma \exp(-\varphi/(kT))];$$

$$j_m = e \mu n_k E_{\text{ПЗЛ}}; \quad n_k = N_c \exp(-\varphi/(kT)),$$

с учетом выбранных выше предположений можно записать систему уравнений (1)–(4) с граничными условиями (5), (6) и начальным условием (7):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial n'_t(x', t')}{\partial t'} &= n'(x', t') [1 - n'_t(x', t')] - \exp\left(-\frac{E_t - \varphi}{kT}\right) \times \\ &\times \exp\left[\frac{\alpha}{kT} \sqrt{E_{\text{ПЗЛ}}} \sqrt{E'(x', t')}\right]; \end{aligned} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{\mu}{v \sigma} \frac{\partial j'_{\text{пр}}}{\partial x'} &= -\frac{\partial}{\partial t'} \left[n'_t(x', t') + n'(x', t') \frac{n_k}{N_t} \right]; \end{aligned} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} j'_{\text{пр}}(x', t') &= n'(x', t') E'(x', t'); \end{aligned} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial E'(x', t')}{\partial x'} &= n'_t(x', t') + n'(x', t') \frac{n_k}{N_t}; \end{aligned} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \int_0^1 E'(x', t') dx' &= E_0 f(t'); \end{aligned} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{aligned} n'(0, t') &= 1; \end{aligned} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{aligned} n'(x', 0) &= 0, \end{aligned} \right. \quad (7)$$

где n , n_t — концентрация свободных электронов и электронов, захваченных на ловушки; v , σ — тепловая скорость электрона и сечение его захвата на локальный энергетический уровень; N_c — эффективная плотность квантовых состояний дна зоны проводимости; α , k — коэффициент Френкеля и постоянная Больцмана; $j_{\text{пр}}$, j — ток проводимости и полный ток; T — абсолютная температура; $f(t)$ — функция, характеризующая нарастание фронта напряжения с постоянными времени 10^{-10} – 10^{-9} с; φ — потенциальный барьер на границе металл — диэлектрик (за положительное напряжение тока принималось направление движения свободных электронов).

Кроме того, для полного тока, который, согласно закону сохранения заряда, не зависит от x , справедливо выражение

$$j(t) = j_{\text{пр}}(x, t) + j_{\text{см}}(x, t), \quad (8)$$

где $j_{\text{см}}(x, t)$ — ток смещения.

Для тока смещения выбираем следующее граничное условие:

$$j_{\text{см}}(0, t) = 0, \quad (9)$$

которое вытекает из требования непрерывности полного тока на катоде [6]. Отсюда следует:

$$j(t) = j_{\text{пр}}(0, t). \quad (10)$$

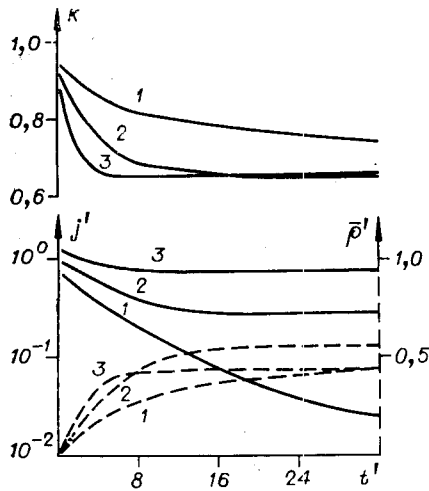


Рис. 4. Численный эксперимент: ампер-секундные и кулон-секундные характеристики: $N_0 d = 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E_t - \varphi = 0,271 \text{ эВ}$; $E'_0 = 1 - 0,665$; 2 - 0,996; 3 - 1,33.

Система уравнений (1) — (7) не поддается аналитическому решению, поэтому использовался численный метод анализа. (Параметры $\mu/(v\sigma) = 10^8 \text{ (В}\cdot\text{м)}^{-1}$; $\epsilon = 10$; $T = 300 \text{ К}$ были фиксированы.)

4. Характер изменения тока во времени определяется как изменением величины суммарного заряда, так и перемещением центра «тяжести» его распределения внутри диэлектрика по направлению к аноду (рис. 4):

$$\frac{\partial j(t)}{\partial t} = -\frac{e\mu n_K d}{\epsilon\epsilon_0} \frac{\partial}{\partial t} [\bar{\rho}(t) K(t)] = e\mu n_K \frac{\partial E(0, t)}{\partial t}, \quad (11)$$

где напряженность поля у катода

$$E(0, t) = E_0 - (d/(\epsilon\epsilon_0)) \bar{\rho}(t) K(t); \quad (12)$$

$K(t) = 1 - x^*(t)/d$ — параметр, характеризующий степень неоднородности распределения заряда по толщине слоя; $x^*(t) = \frac{\int_0^d x\rho(x, t) dx}{\int_0^d \rho(x, t) dx}$ — центр «тяжести» распределения заряда.

Можно отметить, что если весь заряд поместить в точку x^* , вид ВАХ не изменится. (При этом $K=1$, когда весь заряд сосредоточен в тонком слое вблизи катода; $K=1/2$, если заряд распределен однородно по толщине образца; $K=0$, когда заряд «прижат» к аноду.)

Очевидно, что более резкому увеличению заряда во времени, а также более интенсивному его прижатию к катоду соответствует более резкий спад тока. При этом, как следует из (11), рост $\bar{\rho}(t)$ ведет к спаду

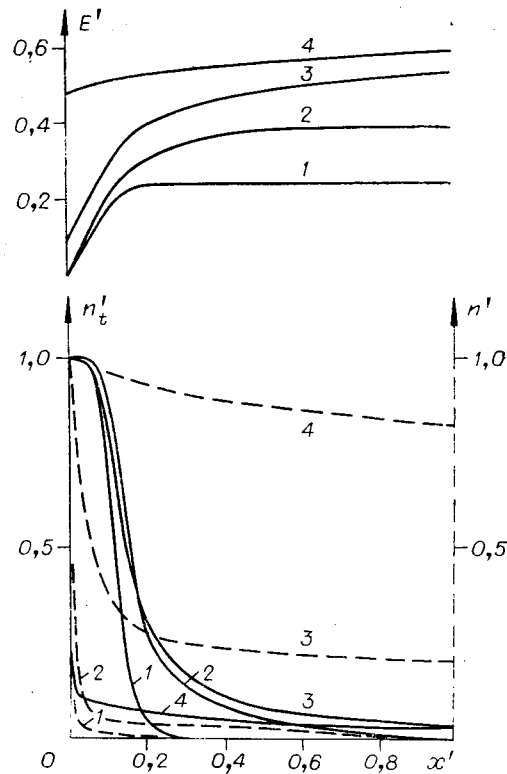
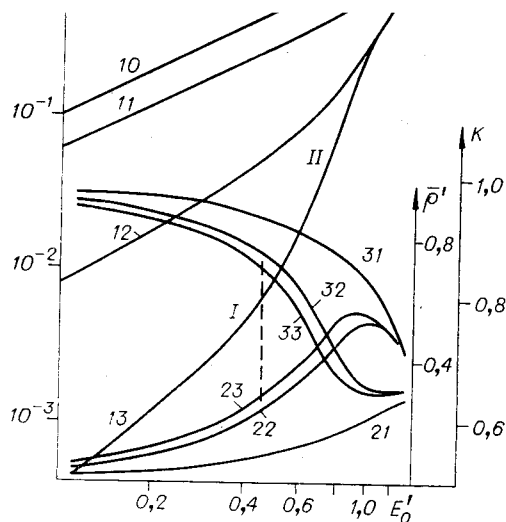


Рис. 5. Численный эксперимент: распределение напряженности электрического поля, концентрации свободных и захваченных на ловушки электронов по толщине образца: $d_t N = 6 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E_t - \varphi = 0,366 \text{ эВ}$; $t' = 30,24$; $E'_0 = 1 - 0,221$; 2 - 0,332; 3 - 0,443; 4 - 0,544.



кривые 1*t* (*t*=0-3) — *j*; 2*t* — *n*_{*i*}; 3*i* — *K*;
 1'0 (*t*=1-3) — *t*'=0; 1'1 — *t*'=2,88; 1'2 — *t*'=
 =14,40; 1'3 — *t*'=30,24.

тока, а передвижение заряда в глубь диэлектрика задерживает этот спад, причем первый фактор является доминирующим в этом процессе, а второй определяет время установления стационарного состояния τ_1 .

При увеличении значения E_0' постоянная времени захвата

$$\tau(x', t') = 1/\{n'(x', t') + \exp(-(E_t - \varphi)/(kT)) \exp[\alpha / (kT) \sqrt{E_{\text{пэл}} \sqrt{E'(x', t')}}]\} \quad (13)$$

уменьшается, что ведет и к уменьшению τ_1 .

При фиксированном t рост E_0 приводит к увеличению концентрации свободных электронов в объеме образца и, следовательно, n_i возрастает (рис. 5). Однако, начиная с некоторого значения $E_0 = E_{\text{кр}}$ (в соответствии с (1)), воздействие поля на энергетические уровни ловушек становится значительным, степень неоднородности распределения заряда падает. При дальнейшем увеличении E_0 происходит и спад величины суммарного заряда. Указанные процессы способствуют резкому росту $E(0, t)$, а следовательно, и $j(t)$. По мере возрастания E_0 , начиная с $E_{\text{кр}}$, $j(0)/j(\infty) \rightarrow 1$, т. е. большему значению E_0 соответствует меньший относительный спад тока со временем (см. рис. 4).

Таким образом, на ВАХ можно выделить два участка (рис. 6). На участке I происходит основное накопление заряда в образце (преимущественно в области катода): $\frac{d\bar{\rho}}{dE_0} > 0$, а значения тока вследствие этого меньше величины тока, характерного для идеального диэлектрика. Резкое возрастание тока (участок II) начинается с того значения напряженности поля $E_{\text{кр}}$, когда $\frac{d^2 \lg j}{d \lg E_0^2}$ имеет максимум, при этом степень неоднородности распределения заряда резко падает и $\frac{d\bar{\rho}}{dE_0}$ уменьшается.

При дальнейшем увеличении E_0 нарастание заряда прекращается и сменяется его убыванием: $\frac{d\bar{\rho}}{dE_0} < 0$; ВАХ на этом участке асимптотически стремится к характеристике идеального диэлектрика.

Для малых t на участке I ВАХ $\frac{d \lg j}{d \lg E_0} \approx 1$ в связи с тем, что значение $E(0, t)$ достаточно большое и ток ограничивается эмиссией с катода. С ростом t величина $\frac{d \lg j}{d \lg E_0}$ на указанном участке увеличивается, приближаясь к 2, если $j \ll e\mu N_c \exp(-E_t/(kT)) E_{\text{пэл}}$ (указанный процесс происходит в результате значительного уменьшения $E(0, t)$, такого, что при этом можно применять идеализированное граничное условие теории токов, ограниченных пространственным зарядом $E(0, t) = 0[1]$), или становится больше двух, когда это условие не выполняется.

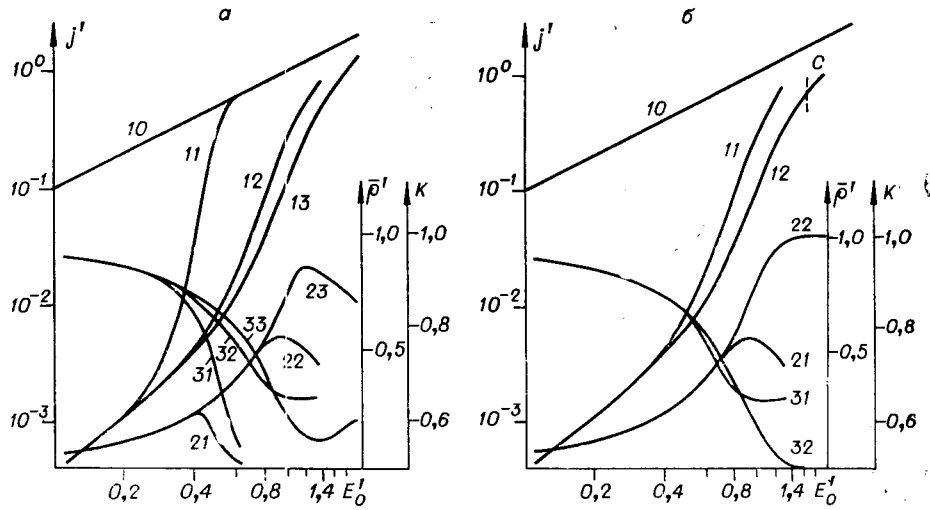


Рис. 7: Численный эксперимент:

вольт-амперные и кулон-вольтные характеристики при различных параметрах: кривые $1i$ ($i=0-3$) — j' ; $2i$ — $\bar{\rho}'$; $3i$ — K ; a — $t'=30,24$; кривые 10 ($l=1-3$) — $t'=0$; 11 — $N_t d = 6 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E_t - \varphi = 0,366 \text{ эВ}$; 12 — $N_t d = 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E_t - \varphi = 0,271 \text{ эВ}$; 13 — $N_t d = 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E_t - \varphi = 0,366 \text{ эВ}$; b — $N_t d = 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E_t - \varphi = 0,271 \text{ эВ}$; $t'=30,24$; кривые 10 ($l=1, 2$) — $t'=0$, $11 - \alpha = 0,12 - \alpha = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}/(\text{В} \cdot \text{м})^{1/2}$.

С течением времени происходит перераспределение заряда по толщине образца, такое, что $E_{кр}$ сдвигается в область меньших значений E_0 и величина $\frac{d \lg j}{d \lg E_0}$ на участке резкого нарастания тока возрастает (это следует из динамики спада тока со временем, см. рис. 4).

Можно отметить, что суждение о механизме прохождения тока в диэлектрике при наличии захвата по величине $\frac{dj}{dE_0}$ не является оправданным, поскольку она — сложная функция параметров $N_t d$, $E_t - \varphi$, T , $\nu\sigma/\mu$, ϵ , t :

$$\frac{dj(t)}{dE_0} = e\mu n_{кр} \frac{dE(0, t)}{dE_0} = e\mu n_{кр} \left\{ 1 - \frac{d}{\epsilon \epsilon_0} \frac{\partial}{\partial E_0} [\bar{\rho}(t) K(t)] \right\}. \quad (14)$$

Из приведенного выше можно сделать вывод, что нелинейный участок ВАХ, характерный для области резкого роста тока, может определяться как уменьшением ρ при росте E_0 , так и K (в значительно большей степени), происходящих в результате воздействия поля на энергетические уровни локальных центров.

5. Эффект резкого роста тока, обусловленный указанным воздействием, проявляется для достаточно узкого диапазона изменения параметров $E_t - \varphi$, $N_t d$. Увеличение значения $E_t - \varphi$ приводит к возрастанию величины максимального заряда и степени неоднородности его распределения, ток и величина $\frac{d \lg j}{d \lg E_0}$ уменьшаются, $E_{кр}$ растет (рис. 7), а постоянная времени спада тока на участке II ВАХ возрастает в соответствии с ростом $\tau(x', t')$ в каждой точке образца (рис. 8).

С увеличением $E_t - \varphi$ до достаточно больших значений участок II ВАХ (если не наступит пробой диэлектрика) будет продолжаться до $E_{пад}$, после которого будет наблюдаться возрастание тока, связанное с предельным заполнением ловушек. При меньших значениях $E_t - \varphi$ захват заряда на ловушки и его полевое освобождение пройдут в области меньших E_0 , а при $E_t < \varphi$ захват электронов на ловушки практически не происходит.

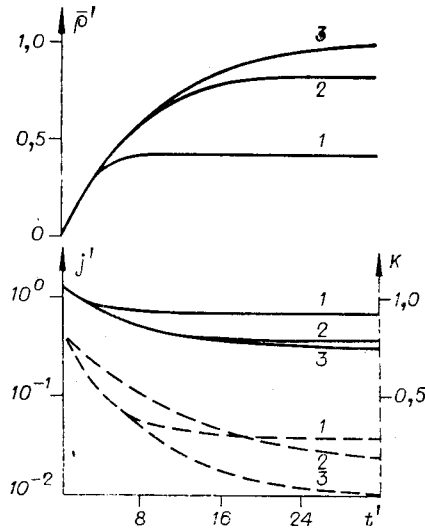


Рис. 8. Численный эксперимент: ампер-секундные и кулон-секундные характеристики при различных параметрах: $N_1 d = 10^{17} \text{ м}^{-2}$; $E'_0 = 1,33$; 1 — $E_t - \varphi = 0,271 \text{ эВ}$; $\alpha = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ эВ}(\text{В/м})^{1/2}$; 2 — $E_t - \varphi = 0,366 \text{ эВ}$; 3 — $\alpha = 0$, $E_t - \varphi = 0,271 \text{ эВ}$.

ром значении E_0 , такое, что K резко уменьшается, способствуя росту $E(0, t)$ и тока. Однако имеются и следующие существенные различия.

1) Постоянная времени спада тока при определяющей роли механизма ПЗЛ ($\alpha = 0$) больше, чем в случае ПИЛ (в соответствии с (13)) (рис. 8).

2) В случае ПЗЛ, когда $E_0 > E_{\text{пзл}}$, заряд насыщается, в противоположном же случае при $E_0 > E_{\text{кр}}$ насыщение не наблюдается и заряд уменьшается с ростом величины поля (см. рис. 7, б, соответственно кривые 21, 22).

3) Для ПЗЛ на ВАХ в области больших значений $E_0 > E_{\text{пзл}}$ имеет место участок С (см. рис. 7, б) с наклоном $\frac{d \lg j}{d \lg E_0} \approx 1$, на этом участке $j(0) - j(\infty) = e \mu n_{\text{к}} E_{\text{пзл}}$; а для ПИЛ описанный участок при $E_0 > E_{\text{кр}}$ отсутствует в связи с изменением (уменьшением) величины ρ с ростом E_0 .

4) Необходимо отметить, что существенный резкий рост тока при проявлении ПИЛ начинается, когда $E_{\text{кр}} < E_{\text{пзл}}$.

Возможно при определенных параметрах проявление как эффекта ПЗЛ, так и ПИЛ, когда $E_{\text{пзл}} < E_{\text{кр}}$, т. е. первоначально имеет место резкий рост тока, связанный с ПЗЛ. Однако в этом случае перепад значений тока на втором участке резкого роста, связанном с ПИЛ, будет практически несущественным.

5) Наклон ВАХ $\left(\frac{d \lg j}{d \lg E_0}\right)$ в нестационарном случае (при достаточно малых t) при определяющей роли ПИЛ круче; воздействие поля на центры захвата приводит к более резкому уменьшению степени неоднородности распределения заряда, а следовательно, более резко растет и j . (При определенном сочетании параметров: малых $E_t - \varphi$ и больших $N_1 d$ — отмеченный факт справедлив и для $t \rightarrow \infty$.)

6) Для механизма ПЗЛ величина $\frac{d \lg j}{d \lg E_0}$ на участке резкого роста тока (как при фиксированном t , так и при $t \rightarrow \infty$) не изменяется при

Увеличение $N_1 d$ приводит к росту $\alpha_{\text{эфф}} = \alpha \sqrt{E_{\text{пзл}}} / (kT)$, в связи с чем резкое нарастание тока начинается при меньших значениях E'_0 , величина $\frac{d \lg j}{d \lg E_0}$ при этом растет, максимальное значение нормированного заряда и степень неоднородности его распределения падают (см. рис. 7, а), а постоянная времени спада тока уменьшается при постоянном E'_0 . Таким образом, для достаточно больших значений $N_1 d$ резкий рост тока всегда будет начинаться, когда $E_0 \ll E_{\text{пзл}}$. При малых же $N_1 d$ заряд, накапливаемый на ловушках, практически не влияет на величину тока: ВАХ в этом случае близка к ВАХ идеального диэлектрика.

6. Общим моментом, характерным как для резкого роста тока, связанного с предельным заполнением ловушек (ПЗЛ), так и для механизма, обусловленного полевой ионизацией ловушек (ПИЛ), является перераспределение заряда при некотором

изменении N, d , а для механизма полевой ионизации центров захвата наклон ВАХ растет с ростом N, 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