

Принимая $n_0=2,3$; $\lambda=0,53$ мк; $p=10^{-4}$ мм²/кг; $\rho_1=0,5 R$; $\rho_2=0,8 R$ и проводя численное интегрирование функций σ по z в соответствии с данными рис. 2, легко получить оценку $\Delta\Gamma \sim 0,15\lambda$.

Естественно, что при увеличении толщины слоя 2 величина $\Delta\Gamma$ еще более возрастает. В случае если данная двухслойная система представляет собой, например, устройство для обратимой записи оптических изображений (система диэлектрик — фотопроводник с эффектом Поккельса), появление $\Delta\Gamma$ приведет к искажению изображения, особенно существенному вблизи краев диска.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Тимошенко. Устойчивость стержней, пластин и оболочек. М., «Наука», 1971, с. 534.
2. T. Sugano, K. Kakemoto. Mechanical stresses and strains in Si-SiO₂ interface and its influence on transistors characteristics.— Mikroelektronik 2, Vorträge der 2. Mikroelektronik — Tagung der "Internationalen Elektronik — Arbeitskreises ev (INEA) in München", vol. 24, bis 26, October 1966, Oldenbourg, München und Wien.
3. S. D. Brotherton, T. G. Read, D. R. Lamb, A. F. Willoughby. Surface charge and stress in the Si-SiO₂ system.— "Solid-State Electronic", 1973, vol. 16, № 12, p. 1367.
4. Э. И. Григолюк, В. М. Толкачев. Теория многослойного термостата.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн., 1963, т. 10, вып. 3, с. 49.
5. B. J. Aleck. Thermal stresses in a rectangular plate fastened along its edge.— "J. Appl. Mech.", 1949, vol. 16, № 2, p. 118.
6. R. Zeubang. Stresses and strains into the plate, fastened on a substrate: semiconductor devices.— "Solid-State Electronic", 1971, vol. 14, № 10, p. 1035.
7. А. Ляв. Математическая теория упругости. (Пер. с англ.) М., Изд. ОНТИ, 1935.
8. Д. С. Гриффин, Р. Б. Келлог. Численное решение осесимметричных и плоских задач упругости.— Сборник переводов иностранных статей. Т. 12. М., «Мир», 1968, с. 111.
9. В. Вазов, Дж. Форсайт. Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. М., Изд-во иностр. лит., с. 295.
10. Прочность, устойчивость колебания. (Справочник.) Под ред. И. А. Биргера, Я. Г. Пановко. Т. 1. М., «Машиностроение», 1968.
11. Б. П. Абрамян. К задаче осесимметричной деформации круглого цилиндра.— «ДАН АрмССР», 1954, т. 19, № 1, с. 3.
12. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970, с. 187.

Поступила в редакцию 27 февраля 1976 г.

УДК 539.216.2:537.525.92

Э. Г. КОЦОВ
(Новосибирск)

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТОКИ В ТОНКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ

1. Нестационарные токи в тонких диэлектрических пленках, а также влияние неподвижного объемного заряда, находящегося в этих пленках, на характер прохождения эмиссионного тока мало изучены. В работе [1] описана связь заряда положительных ионов с величиной туннельного тока, в [2] изучался аналогичный вопрос для эмиссии Шоттки. В обоих случаях решалась стационарная задача, и при этом оставался открытым вопрос о сохранении положительного заряда в течение длительного времени.

задача является нестационарной.

2. Рассмотрим первоначально более простой, стационарный случай. Располагая катод в плоскости $x=0$, анод — $x=d$, обозначая концентрацию электронов, захваченных на центры прилипания через $n_t(x)$, опишем понижение высоты потенциального барьера $\Delta\varphi$ на границе металл — диэлектрик вследствие суммарного воздействия внешнего поля и поля ООЗ (объемным зарядом электронов в зоне проводимости можно пренебречь) следующим образом:

$$\Delta\varphi = \frac{eVx_1}{d} + \frac{e^2}{16\pi\epsilon\epsilon_0x_1} - \frac{e^2}{\epsilon\epsilon_0} \int_0^{x_1} \left(\int_0^y n_t(x) dx - \frac{1}{2} \int_0^d n_t(x) dx \right) dy, \quad (1)$$

где x_1 — корень уравнения

$$\frac{V}{d} - \frac{e}{16\pi\epsilon\epsilon_0y^2} - \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} \left(\int_0^y n_t(x) dx - \frac{1}{2} \int_0^d n_t(x) dx \right) = 0; \quad (2)$$

V — приложенное к образцу напряжение; e — элементарный заряд; ϵ , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости материала и вакуума. Полагая, без нарушения общности, $n_t(x) = \text{const} = \rho$ и учитывая, что $x_1 \ll d$, имеем

$$V/d - e/16\pi\epsilon\epsilon_0y^2 - e\rho d/2\epsilon\epsilon_0 = 0, \quad (3)$$

откуда

$$\Delta\varphi = e/2 [e/\pi\epsilon\epsilon_0d (V - e\rho d^2/2\epsilon\epsilon_0)]^{1/2}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что наличие ООЗ приводит к уменьшению тока термоэмиссии.

Нетрудно показать, что плотность заряда, накопленного в диэлектрической пленке за время t , прошедшее с момента подачи напряжения, может быть определена исходя из первоначальной величины тока I_0 и тока в момент времени $t - I_t$:

$$\rho_t = 2\epsilon\epsilon_0/ed^2 [V - (\sqrt{V - (kT/\beta) \ln(I_0/I_t)})^2], \quad (5)$$

k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $\beta = e/2(e/\pi\epsilon\epsilon_0d)^{1/2}$.

3. Качественное изменение ρ_t во времени рассмотрим, исходя из уравнения кинетики захвата электронов на моноэнергетические уровни прилипания и из предположения о постоянстве плотности тока по всей толщине пленки, включая границу раздела металл — диэлектрик (см., например, [3]), а также независимости подвижности электронов μ от напряженности электрического поля. Тогда можно записать

$$\frac{d\rho_t}{dt} = -N_c\sigma v\rho_t \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) + \frac{AT^2\sigma vd(N_t - \rho_t) \exp\left(-\frac{\varphi}{kT} + \frac{\beta}{kT} \sqrt{V - \frac{e\rho_t d^2}{2\epsilon\epsilon_0}}\right)}{e\mu V}, \quad (6)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости диэлектрика, σ — сечение захвата электрона, v — его дрейфовая скорость, ΔE — глубина энергетического уровня ловушек, A — постоянная Ричардсона, N_t — концентрация уровней захвата. Представим (6) в виде

$$\frac{d\rho_t}{dt} = -\rho_t Q + \frac{\lambda(v - \rho_t')}{E} \exp(\beta' \sqrt{E - \gamma\rho_t' d}), \quad (7)$$

где $Q = N_c \sigma v \exp(-\Delta E/kT) c^{-1}$; $\lambda = (AT^2 \sigma v / e \mu) \exp(-\phi/kT) \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $\gamma = e \kappa / 2e \epsilon_0 \text{ В} \cdot \text{м}^{-2}$; $\beta' = \beta / kT \gamma d \text{ В}^{-1/2} \cdot \text{м}^{1/2}$; $\rho'_i = \rho_i / \kappa$; $\nu = N_i / \kappa$; $E = v/d \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ (κ — произвольное значение плотности концентрации уровней захвата — выберем равным 10^{23} м^{-3}).

Поскольку решение подобного уравнения в аналитической форме невозможно, использовался численный метод анализа, при этом предполагалось, что $E = E_0(1 - \exp(-\xi t))$, $\lambda = 0$, $E - \gamma \rho'_i d = 0$ при $E = 0$ (последние допущения не являются критичными — для тонких пленок практически значимы величины $\rho'_i > 10^{-3}$). Изменение ρ_i во времени приводит к соответствующему изменению величины тока (рис. 1).

4. В стационарном случае большинство глубоких ловушек заполнено, даже для небольшого уровня инжекции электронов, и поведение тока может быть описано кривой 2 (рис. 2, а): наличие ловушек проявляется при малых значениях E , с увеличением E эта кривая асимптотически приближается к кривой 1 (см. рис. 2, а), описывающей поведение тока в бездефектном диэлектрике.

При наличии только мелких ловушек характер изменения тока иной. Для невысокого уровня инжекции число электронов, находящихся на центрах захвата, невелико, и, следовательно, ток практически не чувствителен к присутствию таких дефектов. Однако по мере увеличения E захват электронов возрастает и, начиная с некоторого $E_{кр}$, на ВАХ наблюдается изгиб (см. рис. 2, а, кривая 3). С увеличением концентрации центров прилипания процесс захвата может стать доминирующим в поведении тока и приводить к практически линейной зависимости I от E в широком диапазоне значений E вплоть до возникновения пробоя (отметим, что зависимость ρ_i от I_0 способствует уменьшению влияния высоты барьера ϕ на величину стационарного тока, т.е. уменьшается и эффект асимметрии тока при смене полярности напряжения).

Если все мелкие ловушки заполнены и напряжение пробоя не достигнуто, то наблюдается более резкий рост тока (см. рис. 2, а, кривая 4), начиная со значения $E_{пз}$ — напряжения предельного заполнения этих ловушек. Очевидно, что одновременное присутствие глубоких и мелких ловушек найдет отражение в изменении ВАХ во всем интервале значений E .

Из сказанного следует, что суждение о механизме прохождения тока в диэлектрических пленках (эффект Пуля — Френкеля или эффект Шоттки), исходя из величины тангенса угла наклона в традиционных коор-

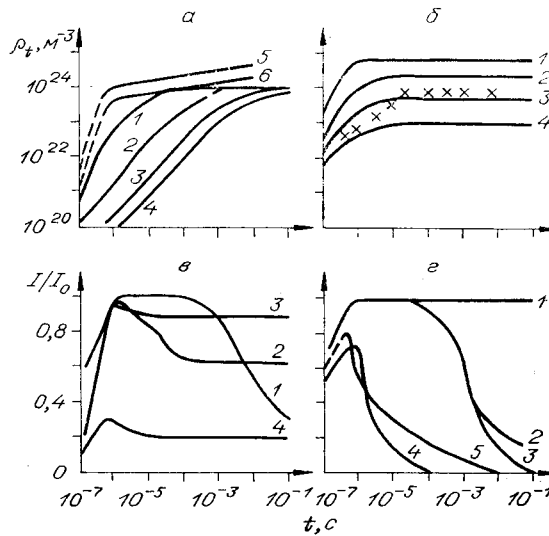


Рис. 1. Изменение во времени тока и накопленного в диэлектрической пленке заряда:

а — $Q=5$, $d=610^{-8}$ м, $\lambda=10^8$, $\nu=10$, $E=10^{-8}$ В/м; кривая 1—1, 2—2, 3—4, 4—8; 5, 6 — экспериментальные кривые, построенные исходя из формулы (5) для $E=410^8$ В/м и $\psi=1$ и 9; б — $Q=510^5$, $d=310^{-8}$ м, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; $E=10^{-8}$ В/м; кривая 1—0,5, 2—2, 3—4, 4—8; × — экспериментальные точки для $E=410^8$ В/м; в — для кривых 1, 2 $Q=5$, $d=610^{-8}$ м, $\lambda=10^8$, $\nu=10$; для кривых 3, 4 $Q=510^5$, $d=310^{-8}$ м, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; $E=10^{-8}$ В/м; кривая 1—1, 2—8, 3—1, 4—8; г — $d=310^{-8}$ м, $E=510^7$ В/м, $\nu=10^2$, $\lambda=10^8$; для кривых 1—3 $Q=510^5$, 50, 5 соответственно; для кривой 4 $Q=5$, $\lambda=10^{11}$; 5 — экспериментальная кривая при $d=610^{-8}$ м, $E=410^8$ В/м ($\xi=10^7 \text{ с}^{-1}$).

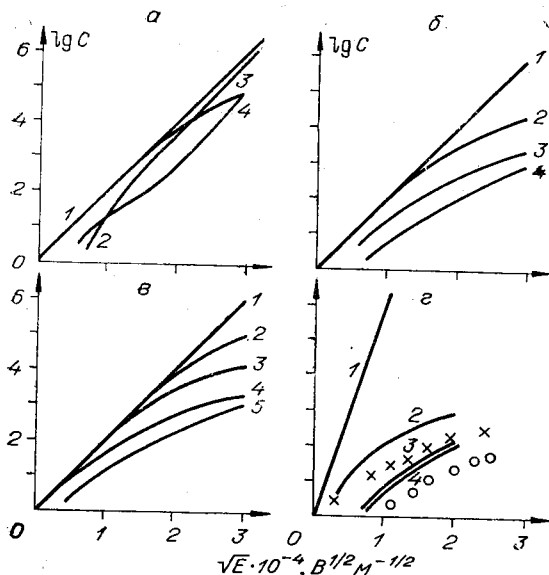


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики в координатах $\lg \left(\frac{I \exp(\varphi/kT)}{AT^2} \right) \equiv \lg C$:

а — стационарный случай; для кривой 2 $d=610^{-8}$ м, $Q=5$, $\lambda=10^8$, $\nu=10$; для кривой 3 $d=310^{-8}$ м, $Q=510^5$, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; для кривой 4 $Q=510^3$, $d=310^{-8}$ м, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; б — $Q=510^3$, $d=10^{-7}$ м, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; для кривых 2-4 $t=10^{-6}$, 10^{-5} , 10^{-4} с; в — $Q=510^3$, $d=10^{-7}$ м, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; для кривых 2-5 $dE/dt=10^{15}$, 10^{14} , 10^{13} , 10^{12} В/м·с соответственно; г — $\varphi=9$, $Q=510^3$, $d=10^{-7}$ м, $\lambda=10^{10}$, $\nu=10^2$; для кривых 2-4 $t=10^{-6}$, 10^{-5} , 10^{-4} с; для кривой 1а-г $\nu=0$, $\xi=10^7$ с $^{-1}$; X, O — экспериментальные точки для $t=10^{-6}$ 510 $^{-6}$ с (значение $C=1$ выбрано при $E=10^7$ В/м).

динатах $\lg I$, $(E)^{1/2}$, не является обоснованным, поскольку эта величина может меняться как в сторону увеличения, так и в сторону значительного уменьшения вследствие высокой степени дефектности исследуемых пленок.

5. Поведение импульсных ВАХ определяется временным характером накопления ООЗ. При малых значениях длительности импульса $\tau_{\text{и}}$ и уровня инжекции ВАХ практически не отличается от стационарной ВАХ для бездефектного диэлектрика. По мере увеличения $\tau_{\text{и}}$ наблюдается изменение тока: его уменьшение, первоначально при больших E , а далее, начиная с некоторого $\tau_{\text{и}}^{\text{р}}$, ток практически достигает стационарного значения (см. рис. 2, б). Время установления равновесного состояния $\tau_{\text{и}}^{\text{р}}$ может быть определено из соотношения коэффициентов Q и λ в правой части уравнения (7). В случае преобладания первого из них («мелкие» ловушки) $\tau_{\text{и}}^{\text{р}} \approx \frac{3}{Q}$ (см. рис. 1, б), а

количество электронов, находящихся на центрах захвата, в каждый момент времени при $\rho_i t < 0,5\nu$ зависит линейно от величины тока. Для противоположного случая («глубокие» ловушки) от величины тока уже зависит $\tau_{\text{и}}^{\text{р}}$, оно равно времени полного заполнения ловушек (см. рис. 1, а). Отметим, что деление на «мелкие» и «глубокие» ловушки условно. Увеличение уровня инжекции электронов (параметра λ) приводит к заполнению при той же напряженности поля «мелких» ловушек, они становятся «глубокими».

Из сказанного следует, что ВАХ зависит от формы импульса напряжения, точнее, от величины dE/dt (рис. 2, в иллюстрирует это применительно к случаю пилообразной формы импульса).

6. Исследовалось поведение нестационарного тока в пленках Al_2O_3 , Ta_2O_5 , Nb_2O_5 , ZrO_2 , SiO с толщиной диэлектрика $3 \cdot 10^{-8}$ — $3 \cdot 10^{-7}$ м. Экспериментальная установка состояла из генератора одиночных, парных и разнополярных импульсов напряжения, мостовой схемы (для компенсации емкостной составляющей с точностью 10^{-13} Ф) и широкополосного запоминающего осциллографа (чувствительность схемы по току 10^{-8} А, постоянная времени заряда образца была меньше длительности фронта импульса).

Общими моментами для указанных диэлектриков являются наличие спада тока во время действия прямоугольного импульса напряжения и тока разряда после окончания его воздействия, асимметрия величины тока, скорости его спада и величины тока разряда при смене полярности

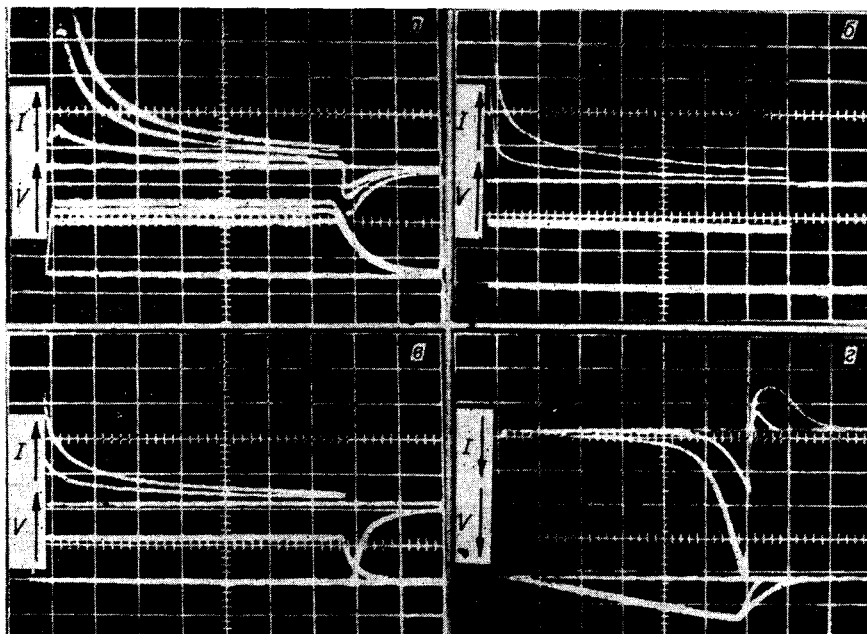


Рис. 3. Осциллограммы напряжения и токов в пленках Al_2O_3 :

a — три уровня напряжения: масштаб тока $I_M = 610^{-4}$ А/дел., напряжения $V_M = 11$ В/дел., времени $t_M = 10^{-6}$ с/дел., $d = 3 \cdot 10^{-8}$ м; *б* — различная полярность напряжения: $I_M = 3,8 \cdot 10^{-5}$ А/дел., $V_M = 27$ В/дел., $t_M = 2,5 \cdot 10^{-4}$ с/дел., $d = 6 \cdot 10^{-8}$ м; *в* — два идентичных импульса напряжения с задержкой между ними: $\Delta t = 10^{-3}$ с, $I_M = 6 \cdot 10^{-4}$ А/дел., $V_M = 27$ В/дел., $t_M = 2,5 \cdot 10^{-6}$ с/дел., $d = 6 \cdot 10^{-8}$ м; *г* — два импульса с различной длительностью (различное dE/dt): $I_M = 7,7 \cdot 10^{-6}$ А/дел., $V_M = 56$ В/дел., $t_M^1 = 2,5 \cdot 10^{-5}$ с/дел. (большая величина тока), $t_M^2 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ с/дел., $d = 10^{-7}$ м.

импульса напряжения, чувствительность ВАХ к скорости изменения напряжения (рис. 3, *a*, *б*, *г*).

При поступлении на предварительно освобожденный от заряда образец двух идентичных импульсов с регулируемой задержкой Δt наблюдается различие в величине тока (см. рис. 3, *в*), зависящее от Δt . Смена полярности первого импульса приводит к аналогичной зависимости от Δt первоначальной величины тока в момент действия следующего импульса. Полагая, что постоянная времени освобождения электронов из центров захвата с глубиной ΔE равна $\exp(\Delta E/kT) (\sigma v N_c)^{-1}$ [4], и измеряя отношение первоначальных значений тока для двух последовательных импульсов в зависимости от Δt , мы имеем возможность исследования энергетического спектра распределения ловушек. При этом суммарная концентрация заполненных центров, глубина залегания которых более $kT \ln(\Delta t N_c \sigma v)$ и которые не успели опустошиться за время Δt , определяется исходя из выражения (5) (вклад каждой группы заряженных центров в величину поля объемного заряда аддитивен).

Появление тока разряда вслед за прекращением действия импульса напряжения обусловлено опустошением мелких ловушек ($Q > 10^5$). Экспериментальное определение скорости накопления заряда на этих ловушках производилось путем измерения количества электричества, выделяемого в момент разряда в зависимости от τ_n . Типичная кривая, характеризующая подобную зависимость, представлена на рис 1, *б*.

Таким образом, рассматриваемая модель обнаруживает качественное соответствие с экспериментальными данными и можно сказать, что

наличие нейтральных дефектов — фактор, определяющий нестационарный характер протекания тока в диэлектрических пленках.

7. Максимальное значение величины I_0/I_t , достигаемое в том случае, когда величина поля ООЗ у катода приближается к значению E , не может, согласно (5), быть больше, чем $\exp(\beta\sqrt{VE})$, в частности, для $E=410^8$ В/м и $\epsilon=10$ (пленка Al_2O_3) $I_0/I_t < 10^4$. Практически, однако, отношение I_0/I_t превосходит 10^5-10^8 как при исследовании пленок Al_2O_3 , так и других вышеуказанных диэлектриков. (Поскольку во время действия фронта импульса, $\sim 10^{-7}$ с, также происходит захват электронов, то I_0 определялось путем экстраполяции с учетом поведения тока в интервале времени $10^{-7}-5 \cdot 10^{-6}$ с, момент измерения $I_t-10^{-2}-10^1$ с).

Рассмотрение особенностей распределения ООЗ по толщине пленки, полевого опустошения ловушек, диффузионной составляющей электронного тока не помогает в объяснении большой величины I_0/I_t . Объяснение можно найти, если учесть локальный характер прохождения эмиссионного тока в тонких диэлектрических пленках вследствие наличия на поверхности электродов микровыступов, напряженность поля вблизи которых может превосходить E в ψ раз, $\psi=3-30$ [5]. Описание термоэлектронной эмиссии в условиях резко неоднородного поля с градиентом 10^{18} В/м² и более возможно с помощью классической формулы Шоттки, но с заменой коэффициента β на $\beta_{\psi}=(\psi)^{1/2}\beta$ [6]. Концентрация поля у поверхности катода приводит к увеличению I_0/I_t (см. рис. 2, *г*) и, следовательно, чувствительности ВАХ к присутствию центров захвата.

Высокая плотность тока эмиссии с поверхности микровыступов способствует интенсивному захвату электронов в первые моменты времени в объеме каналов проводимости и соответствующему спаду тока (см. рис. 1, *а*, кривые 5, 6 и рис. 1, *г*, кривая 5), но полного насыщения величины тока не достигается вследствие диффузии электронов в радиальном направлении. При этом в равновесных условиях заполнение глубоких ловушек происходит практически по всему объему образца независимо от числа каналов повышенной проводимости, а мелких — только в той области с поперечным сечением S_0 , в которой обеспечивается динамическое равновесие между поступлением электронов из канала, их захватом в этой области и последующим термическим освобождением с уходом во внешнюю цепь через поверхность S_0 . Неоднородная по поверхности катода инжекция электронов должна привести к тому, что время достижения равновесного значения тока определяется не только уровнем инжекции, но и плотностью размещения шнуров тока. Последняя может быть оценена исходя из количества микропробоев 10^9 м⁻² [5]. Тогда указанное время при характерных для диэлектриков значений коэффициента диффузии электронов $10^{-8}-10^{-9}$ м²/с равно 1—10 с. Наблюдаемое время практического прекращения спада тока соответствует этой величине.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. W. Schmidlin. Enhanced funneling through dielectric films due to ionic defect.— "J. Appl. Phys.", 1966, vol. 37, № 7, p. 2823.
2. J. Anttila. Effect of positive ionic space charge on electrical capacitance and schottky current in thin Al_2O_3 films.— "Thin Solid Films", 1969, vol. 4, p. 281—289.
3. J. G. Simmons. Effect Schottky in solid state.— "Phys. Rev. Lett.", 1965, vol. 15, № 25, p. 967.
4. М. Ламперт, П. Марк. Инжекционные токи в твердых телах. М., «Мир», 1973, с. 170.
5. А. Е. Тершинский, Э. Г. Косцов. О механизме прохождения тока в тонкопленочных структурах металл — диэлектрик — металл.— «ФТТ», 1967, т. 6, с. 1965.
6. Э. Г. Косцов. Исследование влияния особенностей микрорельефа поверхности электродов на процессы прохождения тока и явления пробоя в тонкопленочной системе металл — диэлектрик — металл.— Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1968 (ИФП).

Поступила в редакцию 15 декабря 1975 г.