

Характеристики туннелирования и ударной ионизации в тонкопленочных электролюминесцентных структурах на основе ZnS:Mn

© Н.Т. Гурин[¶], О.Ю. Сабитов, А.М. Афанасьев

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия

(Получена 11 декабря 2006 г. Принята к печати 25 января 2007 г.)

Предложена методика определения характеристик туннелирования и ударной ионизации в пленочных электролюминесцентных излучателях, позволяющая определить зависимости от времени толщины слоя объемного заряда в прианодной области и длины области ударной ионизации, уточнить зависимости от времени поля в области потенциального барьера на катодной границе раздела, максимальной глубины залегания поверхностных состояний, с которых осуществляется туннелирование электронов, минимальной толщины барьера, вероятности туннелирования электронов, а также коэффициента ударной ионизации глубоких центров, обусловленных собственными дефектами структуры слоя люминофора.

PACS: 73.40.Gk, 73.40.Qv, 78.60.Fi

1. Введение

Как известно, процесс люминесценции в пленочных электролюминесцентных излучателях (ЭЛИ) на основе ZnS:Mn, представляющих собой структуры металл–диэлектрик–полупроводник–диэлектрик–металл, обусловлен туннелированием носителей заряда с поверхностных состояний (ПС) катодной границы раздела диэлектрик–полупроводник в сильном электрическом поле, последующим ударным возбуждением центров свечения Mn^{2+} и размножением носителей из-за ударной ионизации собственных дефектов структуры и примесей [1,2]. Выполненный в [3,4] анализ процессов туннелирования на основе моделирования кинетического уравнения для туннельного тока электронов с ПС катодной границы раздела с учетом размножения электронов за счет ударной ионизации глубоких центров в прианодной области слоя люминофора позволил определить зависимости от времени t глубины залегания ПС, с которых осуществляется туннелирование, $E_t(t)$, ширину потенциального барьера $X_t(t)$, вероятность туннелирования электронов $W(t)$ за полный цикл работы ЭЛИ в течение полупериода напряжения возбуждения. Оценка погрешностей определения указанных зависимостей показала наиболее сильное влияние на них точности определения поля в прикатодной области слоя люминофора $F_{pc}(t)$. В то же время в [4] для определения указанных зависимостей использовано среднее поле в слое люминофора, которое может существенно отличаться от поля F_{pc} . В [5–8] анализ распределения поля в слое люминофора используется для оценки параметров объемного заряда в прианодной области слоя люминофора: плотности и толщины слоя объемного заряда. Распределение поля в прикатодной области при этом остается невыясненным. При определении характеристик туннелирования в [4] использовалась также приближенная формула для нахо-

ждения тока туннелирования в зависимости от коэффициента умножения электронов в слое люминофора.

Цель работы состояла в уточнении характеристик туннелирования электронов в пленочных ЭЛИ путем определения электрического поля в прикатодной области слоя люминофора, использования его при моделировании кинетического уравнения для туннельного тока с ПС катодной границы раздела диэлектрик–полупроводник и за счет использования более точного выражения для тока туннелирования, а также в уточнении характеристик ударной ионизации глубоких центров, обусловленных собственными дефектами структуры слоя люминофора.

2. Теоретический анализ

В соответствии с [4] в слое люминофора пленочного ЭЛИ в общем случае имеются две последовательно включенные области генерации носителей: область туннелирования электронов с ПС и область лавинного размножения этих электронов за счет ударной ионизации глубоких центров, обусловленных собственными дефектами структуры люминофора. При этом ток электронов, входящий в область ударной ионизации, т.е. туннельный ток электронов с ПС катодной границы раздела диэлектрик–люминофор, в общем случае равен [4]

$$I_{p0}(t) = W(t) \left[Q_{ss} - \frac{Q_p(t)}{M(t)} \right], \quad (1)$$

$$W(t) = \frac{qF_{pc}(t)}{2\sqrt{2m^*E_t(t)}} \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m^*E_t^{3/2}(t)}}{3q\hbar F_{pc}(t)} \right], \quad (2)$$

где

$$Q_p(t) = \int_0^t I_p(t) dt = C_i U(t) - (C_i + C_p) d_p F_p(t) \quad (3)$$

— заряд, протекающий через слой люминофора, Q_{ss} — количество запасенного заряда на ПС, m^* — эф-

[¶] E-mail: gurinnt@sv.ulsu.ru

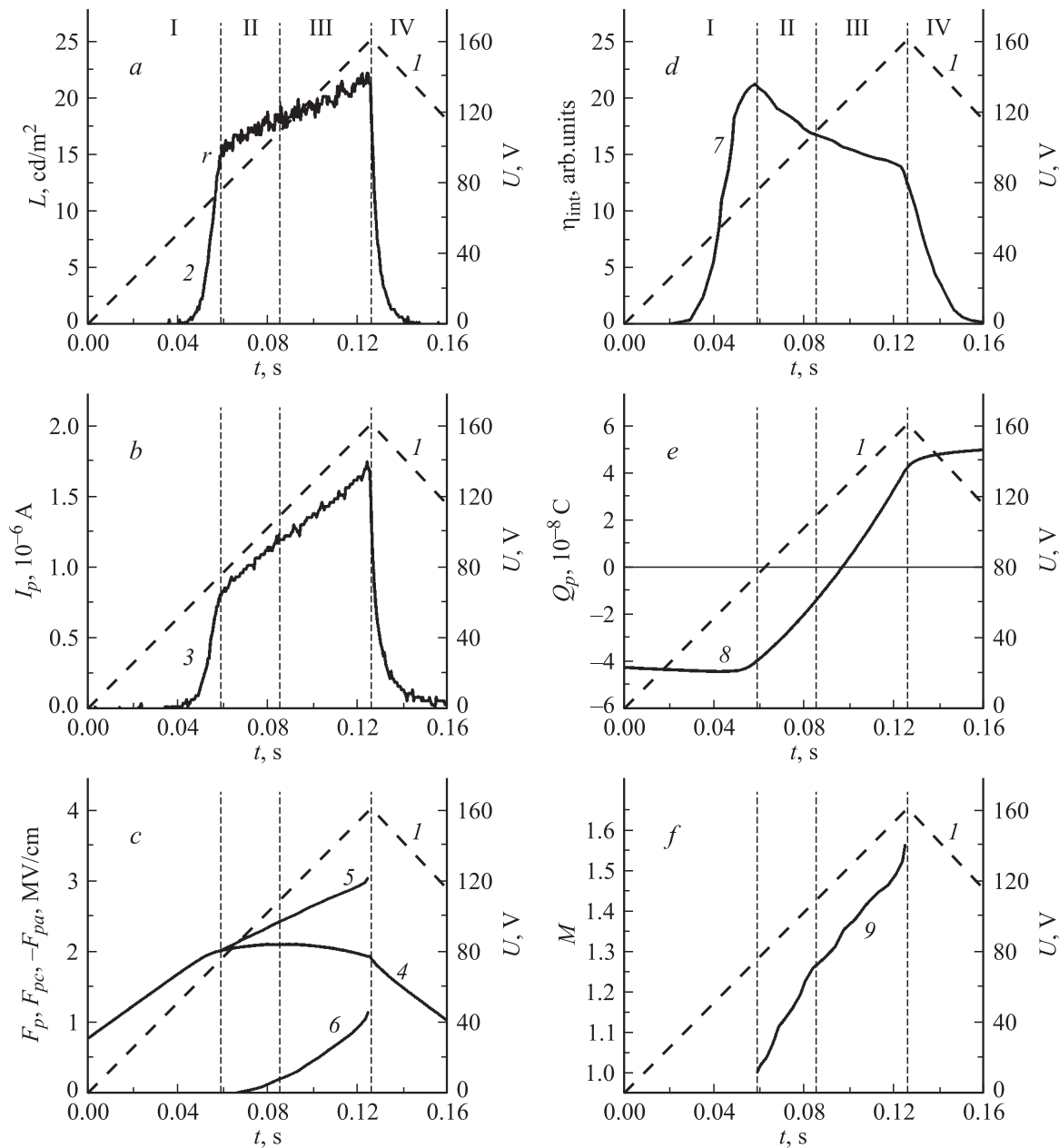


Рис. 1. Зависимости (a-f): 1 — $U(t)$, 2 — $L(t)$, 3 — $I_p(t)$, 4 — $F_p(t)$, 5 — $F_{pc}(t)$, 6 — $F_{pa}(t)$, 7 — $\eta_{int}(t)$, 8 — $Q_p(t)$, 9 — $M(t)$. Вариант +Al.

фактивная масса электрона, \hbar — постоянная Планка, $M(t) = n_p(t)/n_{p0}(t)$ — коэффициент умножения электронов в слое люминофора, $n_{p0}(t)$ и $n_p(t)$ — количество электронов, вошедших в область ударной ионизации и вышедших из этой области соответственно, $I_p(t)$ — ток, протекающий через слой люминофора, $U(t)$ — напряжение возбуждения ЭЛИ, $F_p(t)$ — среднее поле в слое люминофора, d_p — толщина слоя люминофора, C_i и C_p — емкости диэлектрических слоев и слоя люминофора соответственно.

При этом ток электронов, выходящий из области ударной ионизации, т.е. ток, прошедший через слой люминофора, $I_p(t)$, зависит от $I_{p0}(t)$ и $M(t)$.

Так как

$$Q_p(t) = M(t)Q_{p0}(t) \tag{4}$$

($Q_{p0}(t)$ — заряд электронов, туннелированных с ПС), то

$$\begin{aligned} I_p(t) &= \frac{dQ_p(t)}{dt} = Q_{p0} \frac{dM(t)}{dt} + M(t)I_{p0}(t) \\ &= \frac{Q_p(t)}{M(t)} \frac{dM(t)}{dt} + M(t)W(t) \left[Q_{ss} - \frac{Q_p(t)}{M(t)} \right]. \end{aligned} \tag{5}$$

В отличие от [4] формула (5) дает точную связь тока $I_p(t)$ с коэффициентом умножения $M(t)$.

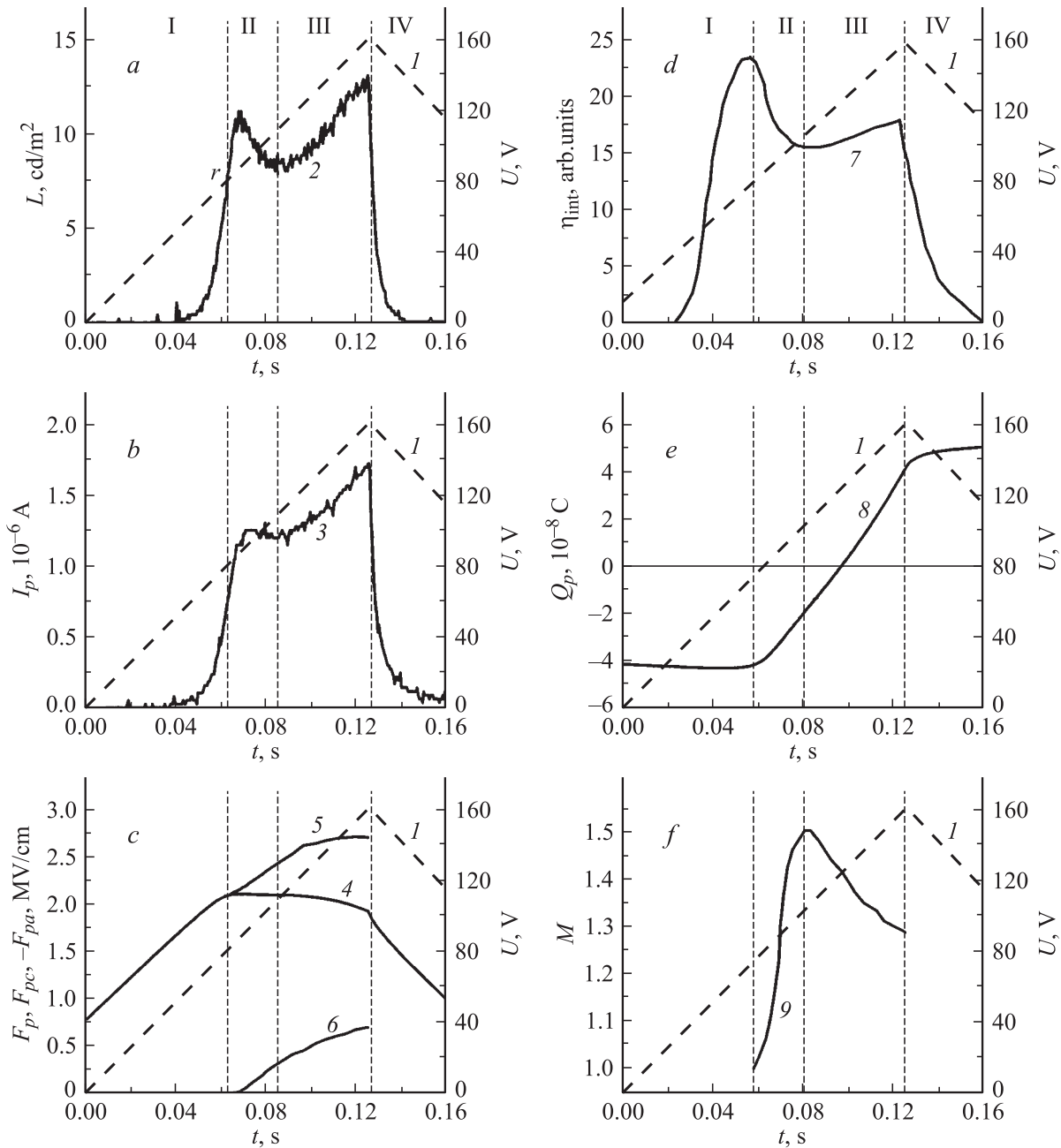


Рис. 2. Зависимости (a-f): 1 — $U(t)$, 2 — $L(t)$, 3 — $I_p(t)$, 4 — $F_p(t)$, 5 — $F_{pc}(t)$, 6 — $F_{pa}(t)$, 7 — $\eta_{int}(t)$, 8 — $Q_p(t)$, 9 — $M(t)$. Вариант — Al.

Ввиду значительной погрешности определения зависимости $W(t)$, возникающей при использовании формулы (2) [4], используем выражение (5) для нахождения $W(t)$ через экспериментальные данные:

$$W(t) = \frac{I_p(t) - [Q_p(t)/M(t)] [dM(t)/dt]}{M(t)Q_{ss} - Q_p(t)}. \quad (6)$$

При этом относительное отклонение $\Delta W(t)/W(t)$ по порядку величины соответствует относительным отклонениям $\Delta I_p/I_p$, $\Delta Q_{ss}/Q_{ss}$, $\Delta M/M$ [4].

Ширина потенциального барьера на катодной границе раздела определяется в виде [4]

$$X_t = \frac{E_t(t)}{qF_{pc}(t)}. \quad (7)$$

Распределение поля в слое люминофора определим следующим образом.

Как ранее было показано [9], начальный участок I быстрого роста тока, протекающего через слой люминофора, $I_p(t)$ и яркости $L(t)$ (до точки r , в которой начинается спад скорости нарастания тока $I_p(t)$, — рис. 1, 2)

при возбуждении тонкопленочного ЭЛИ линейно нарастающим напряжением $U(t)$ является экспоненциальным. При этом участки II, III соответствуют „медленному“ нарастанию величин $I_p(t)$ и $L(t)$ с границей между ними, соответствующей точке прохождения минимальной скорости нарастания или точке максимального спада тока $I_p(t)$, а участок IV соответствует спаду $I_p(t)$ и $L(t)$.

Зависимость среднего поля в слое люминофора от времени $F_p(t)$ с учетом его направления имеет вид [8,9]

$$F_p(t) = -\frac{1}{d_p} \left[U(t) - \frac{Q_e(t)}{C_i} \right] + F_{pol}(t) \\ = -\frac{1}{d_p} \left[\frac{C_i}{C_i + C_p} U(t) - \frac{Q_p(t)}{C_i + C_p} \right] + F_{pol}(t), \quad (8)$$

$F_{pol}(t)$ — поле, являющееся суперпозицией квазистационарного поля остаточной поляризации диэлектрических слоев ЭЛИ $F_i(t)$, возникающего после первого включения ЭЛИ и остающегося фактически постоянным до следующего включения, а также полей, обусловленных объемными зарядами в слое люминофора, возникающими из-за ударной ионизации собственных дефектов структуры люминофора и примесей и из-за захвата носителей заряда глубокими центрами. Зависимость $F_p(t)$ в первом полупериоде напряжения возбуждения на участке I практически линейна в связи с тем, что величина $Q_e(t)/C_i$ не превышает 1–3 В на границе участков I и II, что значительно меньше значения напряжения $U(t)$ на этой границе $\sim (75–135)$ В (рис. 1, 2). Это свидетельствует также об отсутствии заметного объемного заряда, ударной ионизации в слое люминофора и однородном распределении поля в данном слое. На участках II, III, IV зависимостей $I_p(t)$ (рис. 1) поле в слое люминофора становится неоднородным из-за образования объемного заряда вследствие ударной ионизации прежде всего собственных дефектов слоя люминофора, обусловленных вакансиями серы V_S^+ и цинка V_{Zn}^{2-} [7].

Падение напряжения на слое люминофора U_p в любой момент времени t можно определить в виде

$$U_p = U_{pc} + U_{pa}, \quad (9)$$

где $U_p = F_p d_p$, U_{pc} — падение напряжения в прикатодной области люминофора, которое в приближении отсутствия объемных зарядов в этой области находим в виде

$$U_{pc} = \int_0^x F_{pc} dx = F_{pc} x, \quad (10)$$

F_{pc} — поле в этой области, x — расстояние от катодной границы слоя люминофора до слоя положительного объемного заряда в прианодной области, обусловленного ударной ионизацией глубоких центров, определяется

решением уравнения Пуассона

$$U_{pa} = - \int_x^{d_p} F_{pa} dx = - \iint_x^{d_p} \frac{\rho(x) dx^2}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (11)$$

F_{pa} — поле в слое объемного заряда, $\rho(x)$ — распределение объемной плотности заряда в этом слое толщиной $d_{pa} = (d_p - x)$.

При равномерном распределении и полной ионизации глубоких центров в этом слое $\rho(x) = \rho = \text{const}$ и

$$U_{pa} = -\frac{\rho}{2\epsilon \epsilon_0} (d_p - x)^2 = -\frac{\Delta Q_p (d_p - x)}{2\epsilon \epsilon_0 S_e}, \quad (12)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость люминофора, ϵ_0 — электрическая постоянная, S_e — площадь ЭЛИ, $\Delta Q_p = Q_p - Q_{p0}$.

Из (9)–(12) получаем

$$F_p(t) = F_{pc}(t) \frac{x(t)}{d_p} - \frac{\Delta Q_p(t) [d_p - x(t)]}{2\epsilon \epsilon_0 S_e d_p}, \quad (13)$$

откуда расстояние от прикатодной границы до слоя объемного заряда x равно

$$x(t) = d_p \frac{F_p(t) + \Delta Q_p(t) / 2\epsilon \epsilon_0 S_e}{F_{pc}(t) + \Delta Q_p(t) / 2\epsilon \epsilon_0 S_e}. \quad (14)$$

С учетом того, что $\Delta Q_p(t) = m(t) Q_p(t)$, где

$$m(t) = 1 - \frac{1}{M(t)} \quad (15)$$

— число ионизаций, приходящихся на один электрон, вышедший из области сильного поля, толщина слоя объемного заряда в прианодной области d_{pa} составляет

$$d_{pa}(t) = d_p - x(t) = d_p \left[1 - \frac{F_p(t) + m(t) Q_p(t) / 2\epsilon \epsilon_0 S_e}{F_{pc}(t) + m(t) Q_p(t) / 2\epsilon \epsilon_0 S_e} \right]. \quad (16)$$

Из (13) при известных зависимостях $F_p(t)$ и $F_{pc}(t)$ поле в слое объемного заряда $F_{pa}(t)$ определится в виде

$$F_{pa}(t) = \frac{F_{pc}(t) x(t) - F_p(t) d_p}{d_{pa}(t)}. \quad (17)$$

Значения среднего поля $F_p(t)$ в первом полупериоде напряжения возбуждения, когда отсутствует поле остаточной поляризации диэлектрических слоев ЭЛИ и поля объемных зарядов, определяются из (7) при $F_{pol} = 0$. При периодической работе ЭЛИ с величиной паузы, большей 3–4 постоянных релаксации объемных зарядов в слое люминофора, величина $F_{pol}(t)$ определяется полем остаточной поляризации диэлектрических слоев ЭЛИ $F_i(t)$, которое сохраняется несколько часов [5,8]. Это поле $F_i(t)$ определяется из экспериментальных зависимостей $U(t)$ и $Q_p(t)$ аналогично (8) в виде [10]

$$F_i(t) = -\frac{1}{d_i} \left[\frac{C_p}{C_i + C_p} U(t) + \frac{Q_p(t)}{C_i + C_p} \right]. \quad (18)$$

Поле в прикатодной области слоя люминофора определяется также из экспериментальных данных, для первого полупериода напряжения возбуждения оно соответствует полю в слое люминофора в предположении отсутствия объемного заряда (т.е. ударной ионизации) в прианодной области и аналогично [8] равно

$$F_{pc}(t) = -\frac{1}{d_p} \left[\frac{C_i}{C_i + C_p} U(t) - \frac{Q_p(t)}{M(t)(C_i + C_p)} \right]. \quad (19)$$

Зависимости $M(t)$ и $m(t)$ можно определить из зависимостей внутреннего квантового выхода от времени $\eta_{\text{int}}(t)$ по методике, описанной в [8].

С одной стороны, $\eta_{\text{int}}(t)$ определяется из экспериментальных зависимостей яркости от времени $L(t)$, $I_p(t)$ и $Q_p(t)$ как [11]

$$\eta_{\text{int}}(t) = A \frac{L(t)}{I_p(t)}, \quad (20)$$

где $A = \pi S_e q / k_0 h \nu f_\lambda$, q — заряд электрона, $h\nu$ — энергия фотона, f_λ — видность излучения, k_0 — коэффициент вывода излучения из ЭЛИ.

С другой стороны, при равномерном распределении центров свечения Mn^{2+} в слое люминофора зависимость $\eta_{\text{int}}(t)$ на участках II, III (рис. 1, 2) связана с коэффициентом умножения $M(t)$ выражением [8]

$$\eta_{\text{int}}(t) = \frac{\eta_{\text{int}}(t_r)}{M(t)}, \quad (21)$$

где $\eta_{\text{int}}(t_r)$ — значение η_{int} на границе участков I, II (точка r) зависимостей $L(t)$, $I_p(t)$, $\eta_{\text{int}}(t)$ (рис. 1, 2).

Из (20), (21) зависимость $M(t)$ определяется в виде

$$M(t) = \frac{\eta_{\text{int}}(t_r)}{\eta_{\text{int}}(t)} = \frac{\eta_{\text{int}}(t_r) I_p(t)}{AL(t)}. \quad (22)$$

Учитывая, что число ионизаций, приходящихся на один электрон, вышедший из области сильного поля, $m(t)$ связано с коэффициентом умножения $M(t)$ выражением (15), можно более точно по сравнению с [4,8] найти зависимость коэффициента ударной ионизации собственных дефектов структуры от времени, $\alpha(t)$, который определяется как число ионизаций, осуществляемых одним электроном на 1 см длины области ударной ионизации. В общепринятом смысле область ударной ионизации включает в себя первый высокополевой участок ускорения электронов до начала ионизации и последующий за ним участок собственно ударной ионизации. Поэтому более точно по сравнению с [4,8] длиной области ударной ионизации d_{pi} следует считать толщину слоя люминофора за вычетом толщины барьера на катодной границе раздела диэлектрик–полупроводник X_t :

$$d_{pi}(t) = d_p - X_t(t). \quad (23)$$

Тогда выражение для определения зависимости $\alpha(t)$ с учетом того, что $d_p \gg x_t(t)$, примет вид

$$\alpha(t) = \frac{m(t)}{d_{pi}(t)} = \frac{m(t)}{d_p - X_t(t)} \approx \frac{m(t)}{d_p}. \quad (24)$$

Таким образом, используя экспериментальные зависимости $I_p(t)$, $Q_p(t)$, $L(t)$, $\eta_{\text{int}}(t)$, $M(t)$, $F_p(t)$, $F_{pc}(t)$, можно определить уточненные характеристики туннелирования электронов с ПС катодной границы раздела диэлектрик–люминофор $E_t(t)$, $X_t(t)$, $W(t)$, а также характеристики $F_{pa}(t)$, $x(t)$, $d_{pa}(t)$, $\alpha(t)$, $F_{pc}(x)$, $F_{pa}(d_{pa})$.

3. Методика эксперимента

Экспериментальные исследования были выполнены на образцах ЭЛИ, аналогичных использованным в [4] со структурой МДПДМ, где М — нижний прозрачный электрод на основе SnO_2 толщиной 0.2 мкм, нанесенный на стеклянную подложку, и верхний непрозрачный тонкопленочный электрод на основе Al толщиной 0.15 мкм диаметром 1.5 мм, П — электролюминесцентный слой ZnS:Mn (массовая доля Mn 0.5%) толщиной 0.54 мкм, Д — диэлектрический слой $\text{ZrO}_2 \times \text{Y}_2\text{O}_3$ (массовая доля Y_2O_3 13%) толщиной 0.15 мкм. Слой люминофора наносили вакуумным термическим испарением в квазизамкнутом объеме при температуре подложки 250°C с последующим отжигом при температуре 250°C в течение 1 ч, непрозрачный электрод наносили вакуумным термическим испарением, диэлектрические слои получали электронно-лучевым испарением.

Экспериментально исследованы зависимости мгновенной яркости свечения L и тока через ЭЛИ I_e от времени t при возбуждении ЭЛИ знакопеременным напряжением треугольной формы, подаваемым с генератора Г6-34 с дополнительным усилителем–формирователем и внешним генератором запуска Г5-89. Амплитуда импульсов составляла 160 В при коэффициенте нелинейности напряжения не более 2%. В режиме однократного запуска напряжение возбуждения представляло собой пачку импульсов из двух периодов напряжения треугольной формы, следующих с частотой 2 Гц, при которой скорость нарастания тока $I_p(t)$ не превышает скорости нарастания яркости $L(t)$ [8]. Период однократного запуска составлял 100 с с подачей положительного или отрицательного напряжения в первом полупериоде на верхний электрод (варианты +Al и –Al соответственно). Ток I_e измерялся с помощью включаемого последовательно с ЭЛИ резистора с сопротивлением 100 Ом–10 кОм, падение напряжения на котором не превышало 0.5% от амплитуды напряжения питания. Мгновенное значение яркости измерялось с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-84-3 при калибровке шкалы яркости по измеренному яркомером–люксметром ЯРМ-3 значению средней яркости свечения ЭЛИ. Зависимости напряжения возбуждения тока через ЭЛИ и мгновенной яркости свечения от времени фиксировались с помощью двухканального запоминающего осциллографа С9-16, связанного через интерфейс с персональным компьютером, которые обеспечивали для каждого канала измерение и запоминание 2048 точек выбранного периода дискретизации и 256 уровней квантования амплитуды. Математиче-

ская и графическая обработка производилась с помощью прикладных программных пакетов Maple V Release4 Version 4.00b Mathematica V.5.0 b, Origin Lab, v.6.1 b.

Зависимости от времени среднего поля в слое люминофора $F_p(t)$, тока $I_p(t)$ и заряда $Q_p(t)$, протекающих через этот слой в активном режиме, определялись аналогично [9] с использованием значений емкости диэлектрических слоев ЭЛИ $C_i = 986$ пФ, исходной „геометрической“ емкости слоя люминофора $C_p = 250$ пФ с учетом падения напряжения на токоотъемном резисторе, которое вычиталось из напряжения $U(t)$. Значения C_i и C_p определялись исходя из значения суммарной емкости ЭЛИ $C_e = 200$ пФ, измеренного с помощью измерителя иммитанса E7-14, и геометрических размеров тонкопленочных ЭЛИ.

Учитывая слабое влияние погрешности определения количества заряда, запасенного на ПС, Q_{ss} на погрешности определения характеристик туннелирования $E_t(t)$, $X_t(t)$ [4], численное моделирование зависимостей $I_p(t)$ (1) проводили, используя значение $Q_{ss} = 2 \cdot 10^{-8}$ Кл, полученное ранее для аналогичных образцов ЭЛИ [4], что соответствует плотности электронов, запасенных на ПС, $7 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ и согласуется с известными оценками значения этого параметра $\sim 10^{13}$ см $^{-2}$ [10–12]. Значение эффективной массы принималось равным $m^* = 0.34m_0$ (m_0 — масса покоя электрона) аналогично [4].

4. Результаты

Представленные на рис. 1 зависимости $L(t)$, $I_p(t)$, $F_p(t)$, $\eta_{int}(t)$, $Q_p(t)$ и $M(t)$ приведены для первого полуцикла напряжения возбуждения $U(t)$ и соответствуют ранее полученным для аналогичных образцов ЭЛИ [4,8].

Зависимость $F_{pc}(t)$ (рис. 1, *c*, 2, *c*) свидетельствует о существенном превышении полем в прикатодной области $F_{pc}(t)$ среднего значения поля в слое люминофора $F_p(t)$ на участках II, III с достижением максимума этого превышения при максимуме напряжения возбуждения $U_m = U(t_m)$. При этом поле в прикатодной области слоя люминофора при $U_m = U(t_m)$ имеет величину $3 \cdot 10^6$ В/см (вариант +Al) и $\sim 2.75 \cdot 10^6$ В/см (вариант –Al), которые превышают максимальные значения среднего поля $F_p \approx 2.1 \cdot 10^6$ В/см, достигаемые на участках II, III. Такое различие в величинах $F_{pc}(t)$ и $F_p(t)$ обусловлено, как ранее описано, возникновением и увеличением поля объемного заряда в прианодной области $F_{pa}(t)$, направленного противоположно полю в слое люминофора в соответствии с (13).

Различный вид зависимостей $M(t)$ для вариантов +Al и –Al (рис. 1, *f*, 2, *f*) обусловлен неравномерным распределением центров свечения Mn^{2+} и собственных дефектов структуры V_S^+ , V_{Zn}^{2-} по толщине слоя люминофора [4,8]. При этом максимальные значения $M(t)$ составляют $M(t) = 1.55$ (вариант +Al) и $M(t) = 1.5$ (вариант –Al), что соответствует ранее полученным и использованным данным [4,8].

На рис. 3, 4 приведены результаты численного моделирования характеристик туннелирования электронов с ПС катодной границы раздела диэлектрик–люминофор по ранее опубликованной методике [4] и по уточненным формулам (5), (6) с использованием зависимостей от времени поля в прикатодной области $F_{pc}(t)$ вместо ранее примененных зависимостей от времени среднего поля $F_p(t)$.

В связи с практическим отсутствием процессов ударной ионизации глубоких центров, обусловленных собственными дефектами структуры люминофора, на участке I зависимости $F_{pc}(t)$ и $F_p(t)$, а также $E_t(t)$, $X_t(t)$, $W(t)$, $E_t(F_{pc})$ и $E_t(F_p)$ совпадают (рис. 1–4). При этом минимальные глубины залегания уровней ПС, с которых начинается туннелирование электронов, составляет $E_t \approx 0.9$ эВ, а соответствующая этому максимальная ширина потенциального барьера на катодной границе раздела диэлектрик–полупроводник $X_t \approx 9.5$ нм (рис. 3, *a*, 4, *a*), что близко к ранее полученным значениям [4].

Основные различия относятся ко всем исследованным характеристикам туннелирования $E_t(t)$, $X_t(t)$, $W(t)$ и сводятся к следующему.

Несмотря на разное поведение зависимостей $M(t)$ для вариантов $\pm Al$ (рис. 1, *f*, 2, *f*), с увеличением напряжения возбуждения $U(t)$ с ростом времени t :

— возрастает максимальная глубина ПС, с которых осуществляется туннелирование электронов, до ~ 1.63 эВ (вариант +Al) и ~ 1.53 эВ (вариант –Al) по сравнению со значениями с 1.35 и 1.37 эВ для вариантов +Al и –Al соответственно, определенными по ранее описанной методике [4], т.е. на 12–21%; при этом максимальные значения $E_t(t)$ достигаются при $t = t_m$ (вариант +Al) или на участке III (вариант –Al) (рис. 3, *a*, 4, *a*);

— минимальная толщина потенциальных барьеров на катодной границе раздела диэлектрик–люминофор монотонно уменьшается до ~ 5.5 нм (варианты $\pm Al$) по сравнению с ранее полученными ~ 6.1 нм (вариант +Al) и ~ 6.2 нм (вариант –Al) [4], т.е. уменьшается на $\sim 10\%$; минимум во всех случаях достигается при $t = t_m$ (рис. 3, *a*, 4, *a*);

— значения вероятности туннелирования $W(t)$ уменьшаются в интервале $t < t_m$, достигая максимума ~ 5 с $^{-1}$ (варианты $\pm Al$) (рис. 3, *b*, 4, *b*) при $t = t_m$, что в ~ 4 раза меньше соответствующих значений $W(t)$, полученных по прежней методике, и объясняется в соответствии с (2) возросшей глубиной ПС, с которых осуществляется туннелирование (рис. 3, *a*, 4, *a*);

— зависимости $E_t(F_{pc})$ носят сублинейный и монотонно возрастающий характер в отличие от зависимостей $E_t(F_p)$, для которых одинаковые значения E_t наблюдаются при двух значениях поля F_p , на участках II, III (рис. 3, *b*, 4, *b*), что объясняется, как выше указывалось, появлением и ростом поля положительного объемного заряда в прианодной области слоя люминофора в соответствии с выражениями (11)–(13).

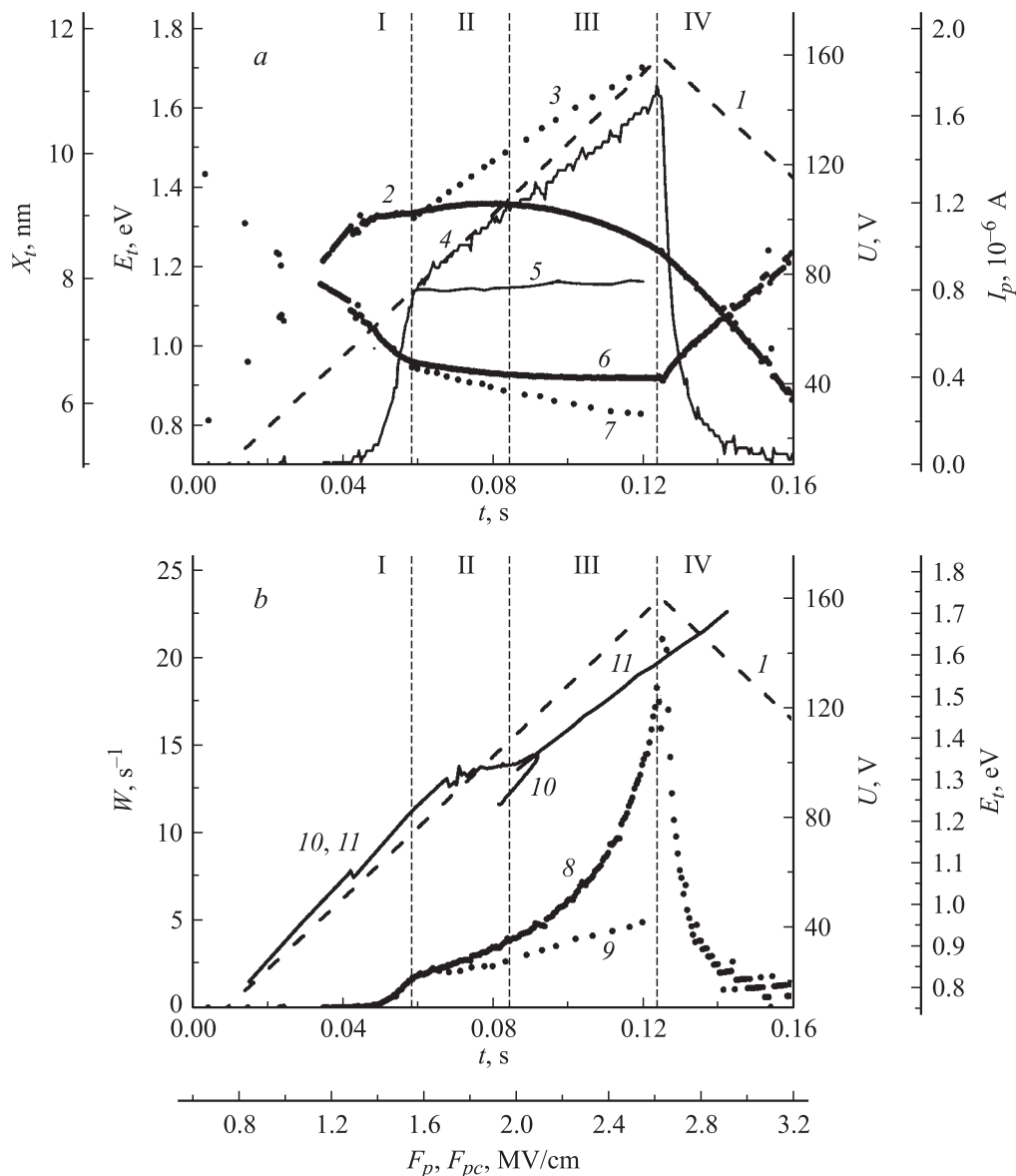


Рис. 3. Зависимости (a, b): 1 — $U(t)$, (2, 3) — $E_t(t)$, 4 — $I_p(t)$, 5 — $I_{p0}(t)$, (6, 7) — $X_l(t)$, (8, 9) — $W(t)$, (10, 11) — $E_t(F_{pc})$. (2, 6, 8, 10) получены по методике [4], (3, 7, 9, 11) — по методике данной работы. Вариант +Al.

Возрастание максимальной глубины ПС, с которых осуществляется туннелирование электронов, $E_t(t)$, с одновременным уменьшением толщины потенциального барьера $X_l(t)$ на катодной границе раздела диэлектрик-люминофор (рис. 3, a, 4, a) при использовании предлагаемой уточненной методики объясняется значительно возросшими значениями поля в прикатодной области $F_{pc}(t)$ (2), (7), используемыми при определении характеристик туннелирования по сравнению с ранее использованными для этой цели значениями среднего поля $F_p(t)$, а также применением точной формулы для нахождения туннельного тока $I_p(t)$ (5).

Определенные по формуле (1) зависимости туннельного тока от времени $I_{p0}(t)$ (рис. 3, a, 4, a) различаются для вариантов \pm Al. Для варианта +Al с более равно-

мерным распределением примесей и дефектов структуры в верхней части слоя люминофора, прилегающей к металлическому электроду из алюминия [8], о чем свидетельствует монотонный рост зависимостей $M(t)$ (рис. 1, f) и $m(t)$ (рис. 5, d), ток $I_{p0}(t)$ на участках II, III слабо зависит от времени t , а для варианта -Al из-за экстремального вида зависимостей $M(t)$ (рис. 2, f) и $m(t)$ (рис. 5, d) наблюдается значительный рост тока $I_{p0}(t)$ на участках II, III (рис. 2, a). Зависимости $x(t)$ и $d_{pa}(t)$ (рис. 5, a, b), рассчитанные по формулам (14), (16), свидетельствуют о том, что толщина слоя объемного заряда $d_{pa}(t)$ в прианодной области на участках II, III монотонно возрастает от нуля до ~ 0.12 мкм (вариант -Al) и до ~ 0.15 мкм (вариант +Al) при $t = t_m$, что близко к данным [4]; толщина прикатодной

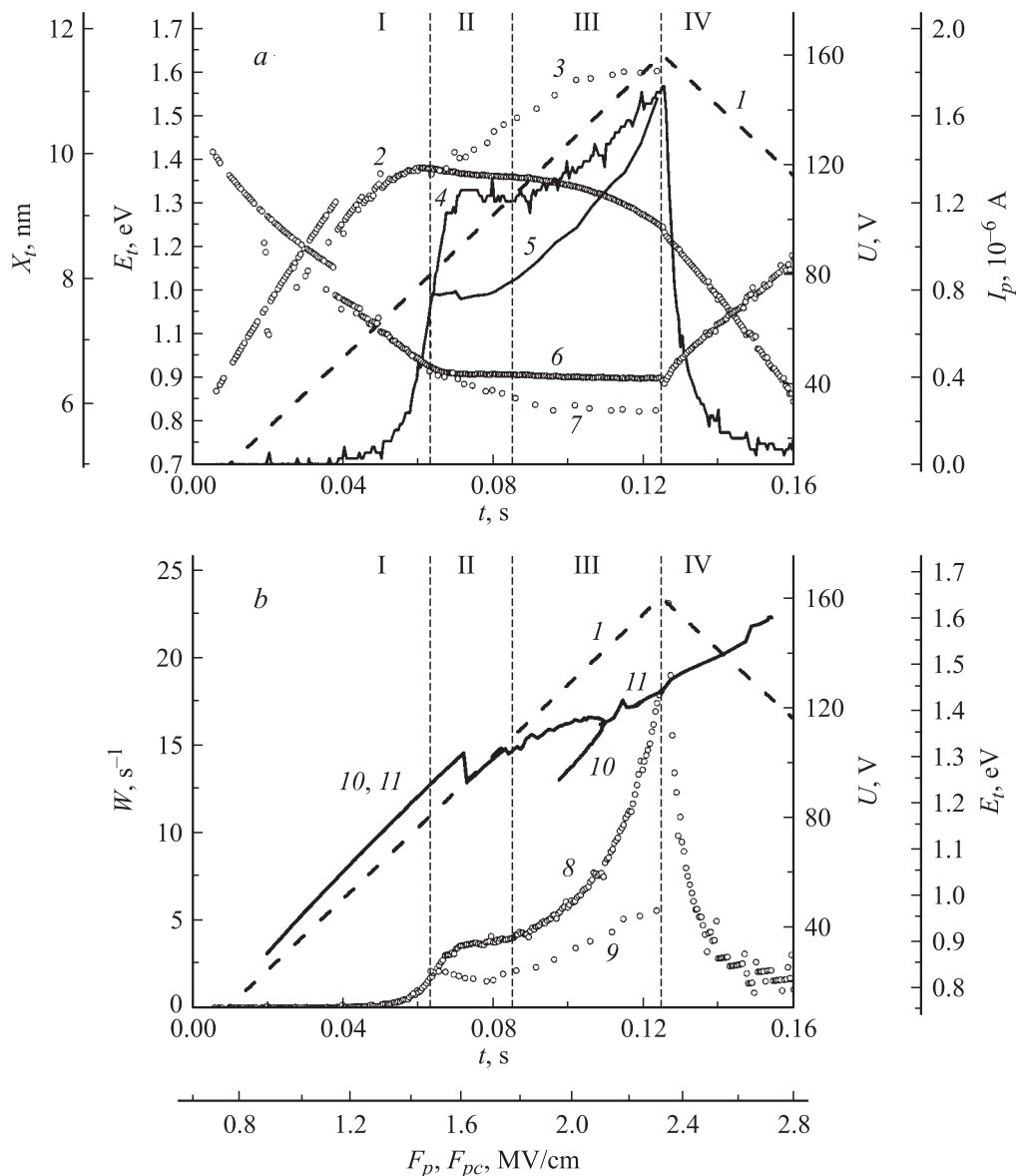


Рис. 4. Зависимости (a, b): 1 — $U(t)$, (2, 3) — $E_t(t)$, 4 — $I_p(t)$, 5 — $I_{p0}(t)$, (6, 7) — $X_i(t)$, (8, 9) — $W(t)$, (10, 11) — $E_t(F_{pc})$. (2, 6, 8, 10) получены по методике [4], (3, 7, 9, 11) — по методике данной работы. Вариант —Al.

области, в которой происходит ускорение электронов до энергии ионизации глубоких центров $x(t)$, уменьшается при этом от значения толщины слоя люминофора $d_p = 0.54$ до ~ 0.39 мкм (вариант +Al) и до ~ 0.42 мкм (вариант —Al), что соответствует длине ударной ионизации глубоких центров в прианодной области, равной разности $x(t) - X_i(t)$, при $t = t_m \sim 0.33$ мкм (+Al) и ~ 0.36 мкм (—Al) и согласуется с ранее полученной в [4] оценкой этой величины ≥ 0.31 мкм.

Приведенные на рис. 5, c, f зависимости полей в прикатодной области $F_{pc}(x)$ и прианодной области $F_{pa}(d_{pa})$ от x и d_{pa} соответственно характеризуют не распределение этих полей по толщине слоя люминофора, а возрастание значений F_{pc} и F_{pa} по мере нарастания напряжения возбуждения $U(t)$, увеличения толщины слоя объемного

заряда в прианодной области $d_{pa}(t)$ и уменьшения длины прикатодной области $x(t)$. Меньшая толщина слоя объемного заряда $d_{pa}(t_m)$ (рис. 5, b) и меньшее значение поля $F_{pa}(t_m)$ при этой толщине для варианта —Al по сравнению с вариантом +Al, как ранее указывалось в [4], обусловлены меньшей концентрацией вакансий серы V_S^+ , составляющих основную часть глубоких центров, подвергшихся ударной ионизации в прианодной области, в нижней части слоя люминофора, прилегающей к электроду SnO₂. В соответствии с (9), (13), (17) это приводит к меньшим значениям максимального поля в прикатодной области $F_{pc}(t_m)$ для варианта —Al (рис. 1, c, 2, c, 5, c).

С учетом введенного более точного определения коэффициента ударной ионизации $\alpha(t)$ (24) по сравнению

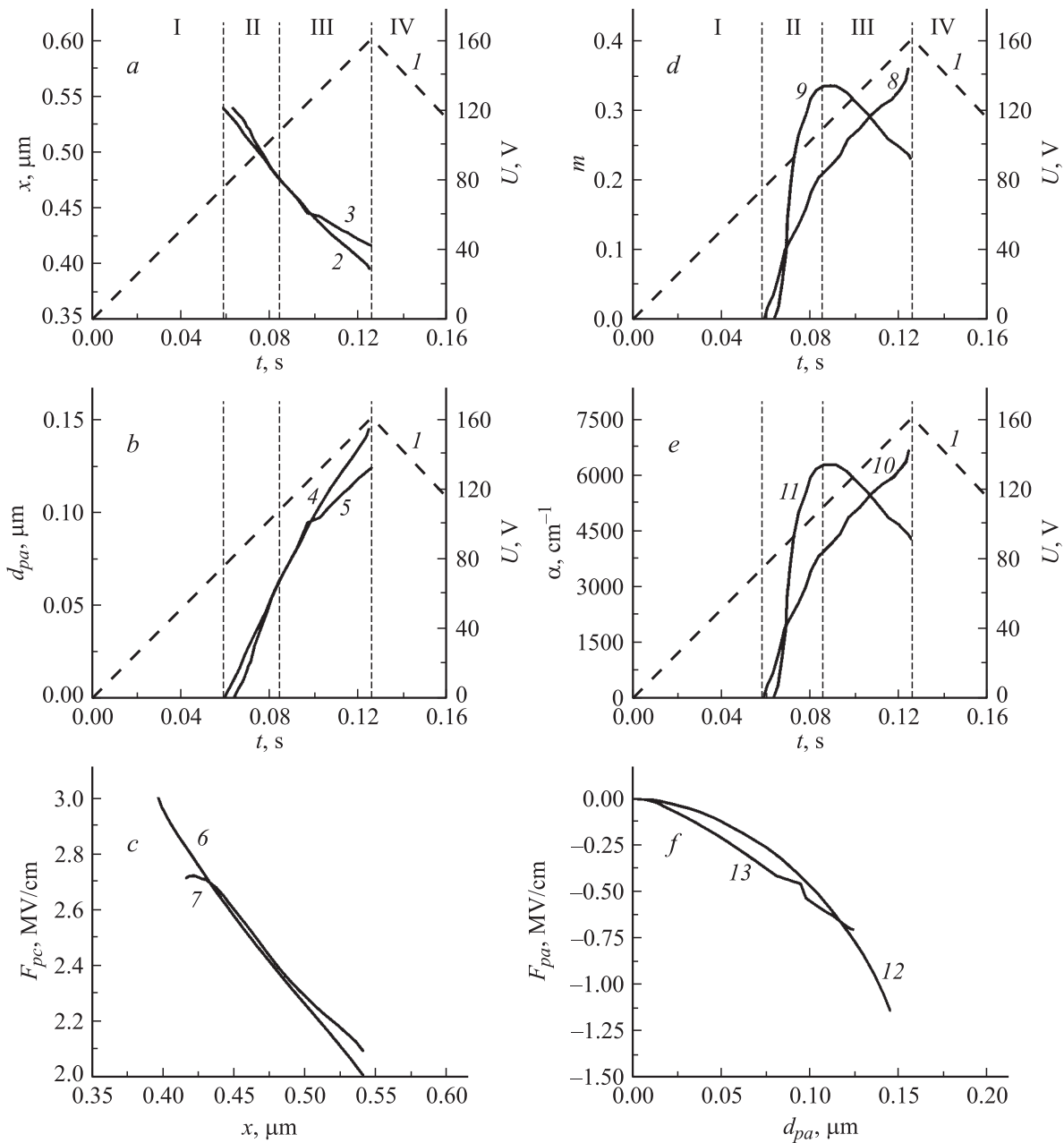


Рис. 5. Зависимости *a* — $x(t)$, *b* — $d_{pa}(t)$, *c* — $F_{pc}(x)$, *d* — $m(t)$, *e* — $\alpha(t)$, *f* — $F_{pa}(d_{pa})$. (4, 6, 8, 10, 12) — вариант +Al, (3, 5, 7, 9, 11, 13) — вариант -Al. Граница участков I и II приведена для варианта +Al. (*a, b, d, e*): 1 — $U(t)$.

с [4,8] максимальные его значения составляют: для варианта +Al при $t = t_m$ $\alpha(t_m) \approx 6.5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, для варианта -Al на участке II $\alpha \approx 6.15 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что меньше ранее полученных значений $(1.8-4.7) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [4,8] из-за большей величины $d_p - X_i(t)$ по сравнению с $x(t)$ и $d_{pa}(t)$.

5. Заключение

Предложенная методика определения характеристик туннелирования и ударной ионизации в пленочных ЭЛИ на основе ZnS:Mn позволяет получить более точные зависимости от времени толщины слоя объемного за-

ряда в прианодной области и длины области ударной ионизации, уточнить зависимость от времени поля в области потенциального барьера на катодной границе раздела (увеличение в 1.31–1.43 раза), максимальной глубины залегания ПС, с которых осуществляется туннелирование электронов (увеличение на 12–21%), минимальной толщины барьера (уменьшение на $\sim 10\%$), вероятности туннелирования электронов (уменьшение в ~ 4 раза), а также определить уточненную зависимость от времени коэффициента ударной ионизации глубоких центров, обусловленных собственными дефектами структуры слоя люминофора.

Данная методика может быть использована также для определения характеристик туннелирования электронов в аналогичных пленочных ЭЛИ на основе других высокоэффективных электролюминофоров, в частности, синего и зеленого цветов свечения на базе титаноалюминатов бария–магния и кальция, которые характеризуются поведением в электрическом поле, аналогичным поведению структур на основе ZnS, а также при разработке и исследовании пленочных электролюминесцентных наноструктур.

Список литературы

- [1] Р. Мах. *Поликристаллические полупроводники. Физические свойства и применения* [Пер. с англ. под ред. Г. Харбеке] (М., Мир, 1989) с. 264.
- [2] *Электролюминесцентные источники света*, под ред. И.К. Верещагина (М., Энергоатомиздат, 1990).
- [3] Н.Т. Гурин, Д.В. Рябов, О.Ю. Сабитов, А.М. Афанасьев. Письма ЖТФ, **31** (3), 79 (2005).
- [4] Н.Т. Гурин, А.М. Афанасьев, О.Ю. Сабитов, Д.В. Рябов. ФТП, **76** (8), 949 (2006).
- [5] A. Zeinert, C. Barthou, P. Benalloul, J. Benoit. Jap. J. Appl. Phys., **35**, Pt. 1. 3909 (1996).
- [6] A. Zeinert, C. Barthou, P. Benalloul, J. Benoit. Semicond. Sci. Technol., **12**, 1479 (1997).
- [7] J.C. Hitt, P.D. Keir, F. Wager. J. Appl. Phys., **83** (2), 1141 (1998).
- [8] Н.Т. Гурин, О.Ю. Сабитов. ЖТФ, **76** (8), 50 (2006).
- [9] Н.Т. Гурин, А.В. Шляпин, О.Ю. Сабитов. ЖТФ, **72** (2), 74 (2002).
- [10] E. Bringuier. J. Appl. Phys., **66** (3), 1314 (1989).
- [11] Н.Т. Гурин, А.В. Шляпин, О.Ю. Сабитов. ЖТФ, **73** (4), 100 (2003).
- [12] K.A. Neyts, P.De Visgehere. J. Appl. Phys., **68** (8), 4163 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Characteristics of the tynneling and impact ionization in ZnS : Mn thin-film electroluminescent structures

N.T. Gurin, O.Yu. Sabitov, A.M. Afanas'ev

Ul'yanovsk State University,
432970 Ul'yanovsk, Russia

Abstract A technique for determination of characteristics of tunneling and impact ionization in film electroluminescent emitters, which allows to determine temporal dependencies of the space charge layer thickness in the close-to-anode area and the length of the impact ionization region, define more exactly the temporal dependencies of the field in the potential barrier on the cathode interface, the maximum depth of the surface states, from which tynneling of electrons occurs, the minimum thickness of the barrier, the probability of electron tunneling, as well as the impact ionization rate of the deep centres caused by defects in the phosphor structure.