

Инжекция электронов с контакта и последующий их захват локальными центрами характеризуются ростом $I^{\max}(t)$ по мере увеличения t_s (см. рис. 4), а насыщение величины свидетельствует о достижении стационарного состояния процесса накопления заряда в диэлектрике.

10. Использование интенсивного светового потока как фактора внешнего воздействия представляет возможность определения основных параметров, характеризующих инжекционный ток в диэлектрике, исходя из совокупности характерных времен релаксации $\{t_i\}$ и экспериментально измеряемых величин f , f_n , $f_{\text{нас}}$ (величина E_i определяется из спектральной зависимости фототока). В частности, $\sigma_{\text{опт}} = 1/\tau_2 f$, $\sigma v = f_n \sigma_{\text{опт}}/\Theta = f_n/f\Theta\tau_2$. Факт уменьшения величины заряда в образце, начиная с некоторого значения $f_{\text{кр}}$ (при этом $A' \approx 1$), может быть применен для определения $n_k = \sigma_{\text{опт}} f_{\text{кр}}/\sigma v = f_{\text{кр}}\Theta/f_n$. Факт же достижения насыщения фототока дает возможность оценить $\mu = I^{\text{нас}} f_n/eE_0\Theta f_{\text{кр}}$. В случае слабого захвата величина μ определяется с использованием t_0 : $\mu = t_0 E_0/d$. Значение N_i получается исходя из значения $\tau_{\text{зах}}$: $N_i = 1/\sigma v \tau_{\text{зах}} = f\tau_2\Theta/f_n\tau_{\text{зах}}$. Дополнительно к этому могут быть использованы и значения $\tau_{\text{ст}}$ и $\tau_{\text{т}}$, в описание которых входят σ , N_i , $\sigma_{\text{опт}}$, t_0 . Применение приведенных выше оценок к соответствующим кривым $I(t)$, полученным путем численного решения системы уравнений (1)–(4), показывает, что точность определения указанных параметров лежит в пределах 10–100%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973, с. 143–146, 163.
2. Batra I. P., Seki H. Photocurrents Due to Pulse Illumination in the Presence of Trapping.— J. Appl. Phys., 1970, vol. 41, p. 3409.
3. Sonnonstine T. J., Pereman M. M. Transient Injection Currents in Insulators with Pre-Existing Trapped Space Charge.— Phys. Rev., 1975, vol. B12, N 10.
4. Baginski J. L., Kostsov E. G. Transient Single-Injection Currents in Dielectrics at Fast Trapping.— Phys. Stat. Sol. (a), 1981, vol. 63, N 9, p. 1.

Поступила в редакцию 11 марта 1981 г.

УДК 539.216.2 : 537.525.92

И. Л. БАГИНСКИЙ

(Новосибирск)

ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ЛОВУШКАМИ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диэлектриков с неоднородным пространственным распределением центров захвата носителей тока анализировались в [1–7]. Было показано, что форма ВАХ существенно зависит от асимметрии распределения ловушек по толщине. В частности, определялась асимметрия ВАХ и участка резкого роста тока (УРРТ), связанного с предельным заполнением ловушек (ПЗЛ) в зависимости от полярности прикладываемемого напряжения в условиях преимущественного расположения ловушек у одного из электродов.

Однако ВАХ диэлектриков с неоднородным, но пространственно-симметричным (ПС) распределением ловушек практически совпадают с ВАХ для случая однородного распределения центров захвата [1]. (Под

пространственно-симметричным распределением ловушек понимается такое их распределение по толщине, когда выполняется условие

$$\frac{\int_0^d N_t(x^p) x^p dx^p}{\int_0^d N_t(x^p) dx^p} = \frac{d}{2}, \quad (1)$$

где $N_t(x^p)$ — концентрация ловушек в зависимости от координаты; d — толщина слоя диэлектрика; индекс «р» означает, что данная величина размерная. (Пример такого распределения показан на вставке к рис. 1.)

Из изложенного выше следует вывод о невозможности оценки зависимости $N_t(x^p)$ для случая ПС-распределения ловушек только из анализа ВАХ и температурной зависимости тока. Однако очевидно, что если уровни вблизи одного из электродов освобождаются примесной засветкой, то ВАХ должна претерпевать существенные изменения. В этих условиях ток становится ограниченным (в большей степени) пространственным зарядом в прикатодной или прианодной части образца, а эти случаи были ранее рассмотрены в [5].

Поэтому была поставлена задача, во-первых, проанализировать ВАХ и люкс-амперные характеристики (ЛАХ) диэлектриков с неоднородным ПС-распределением ловушек при наличии примесной засветки в одной из приэлектродных областей, во-вторых, исходя из наблюдаемых особенностей ВАХ оценить $N_t(x^p)$.

В связи с этим анализировалась бездиффузионная задача о прохождении стационарного тока монополярной инжекции электронов в диэлектрике при наличии моноэнергетических ловушек, ПС распределенных по толщине слоя. Подвижность (μ) считалась независимой от поля, распределение $N_t(x^p)$ представляло собой (без нарушения общности) две «ступеньки», сосредоточенные в прикатодной и прианодной частях образца (см. вставку к рис. 1), концентрация электронов на катоде была фиксированной и равной n_k ; считалось, что свободные электроны не оказывают влияния на распределение поля, что справедливо, когда $n_k \ll N_t$. Система уравнений, описывающая данную модель, общеизвестна (см., например, [8]). Она легко преобразуется к виду

$$\frac{1}{2} \frac{dE}{dx} = \frac{j\xi(x)}{AE + j}, \quad (2)$$

$$\int_0^1 E(x) dx = E_0. \quad (3)$$

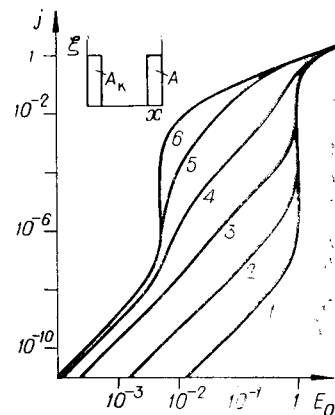
Здесь $E = E^p/\bar{E}_{\text{плд}}$ — напряженность электрического поля; $j = j^p/j_m$ — ток; $E_0 = V/(d\bar{E}_{\text{плд}})$; V — напряжение на образце; $j_m = e\mu n_k \bar{E}_{\text{плд}}$; $\bar{E}_{\text{плд}} = e\bar{N}_t d/(2\epsilon\epsilon_0)$; e — заряд электрона; $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость; $x = x^p/d$;

$$\bar{N}_t = \frac{1}{d} \int_0^d N_t(x^p) dx^p; \quad (4)$$

$$\xi(x) = N_t(x)/\bar{N}_t \quad (5)$$

Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диэлектрика при наличии неоднородной примесной засветки:

$\xi = 50$; $A = 10^{-7}$, $A_k = 10^{-7}$ (1), 2 — 10^{-5} ,
3 — 10^{-3} , 4 — 10^{-1} , 5 — 10, 6 — 10^4 .



— степень неоднородности распределения ловушек;

$$A = [N_c \exp(-E_i/kT) + \sigma_{\text{opt}} N_\phi / v\sigma] / n_n, \quad (6)$$

E_i — энергетическая глубина залегания ловушек, T — абсолютная температура, k — постоянная Больцмана, N_c — эффективная плотность квантовых состояний дна зоны проводимости, v — тепловая скорость электрона, σ — сечение его захвата на уровень ловушек, σ_{opt} — сечение фотопонижения электронов на центрах захвата, N_ϕ — плотность потока фотонов.

Из системы (2), (3) в случае, если A не зависит от x , нетрудно получить выражение для распределения поля и параметрический вид ВАХ:

$$E(x) = -j/A + \sqrt{(1+A)^2 + 4A/j \int_0^x \xi(x) dx} / A, \quad (7)$$

$$E_0 = -j/A + j/A \int_0^1 \sqrt{(1+A)^2 + 4A/j \int_0^y \xi(x) dx} dy. \quad (8)$$

Для рассматриваемого нами случая

$$\xi(x) = \begin{cases} \xi, & 0 \leq x \leq 1/2\xi; \\ 0, & 1/2\xi < x < 1 - 1/2\xi; \\ \xi, & 1 - 1/2\xi \leq x \leq 1 \end{cases} \quad (9)$$

получаем

$$E_0 = -\frac{j}{A} + (1 - 1/\xi) \frac{j}{A} \sqrt{(1+A)^2 + 2A/j} + \frac{(j/A)^2}{6\xi} \left[\left((1+A)^2 + \frac{4A}{j} \right)^{3/2} - (1+A)^3 \right]. \quad (10)$$

В частности, при $E_0 \ll 1$

$$j = E_0^2 A / \left[\sqrt{2} + \left(\frac{4}{3} - \sqrt{2} \right) / \xi \right]^2. \quad (11)$$

С ростом ξ величина тока уменьшается, а в пределе при $\xi \rightarrow \infty$, т. е. при сосредоточении всех ловушек на прикатодной и прианодной границах диэлектрика [6],

$$j = E_0^2 A / 2. \quad (11')$$

Из сравнения выражения (11') с ВАХ для случая однородного распределения центров прилипания (при $E_0 \ll 1$)

$$j' = \frac{9}{16} E_0^2 A \quad (12)$$

непосредственно следует, что экспериментальными методами по разнице коэффициентов перед E_0^2 трудно оценить степень неоднородности распределения центров захвата, что совпадает с выводом работы [1].

Система (2), (3) анализировалась нами для случая неоднородной примесной засветки. При этом «освещалась» лишь прикатодная «ступенька» распределения $N_i(x^p)$; этот случай нетрудно реализовать экспериментально, засылая в образец свет под углом полного внутреннего отражения или сбоку. Математически этот случай формулируется следующим образом:

$$A(x) = \begin{cases} A_n, & 0 \leq x \leq 1/2\xi; \\ A_a = A = \text{const}, & 1 - 1/2\xi \leq x \leq 1, \end{cases} \quad (13)$$

причем $A_n \geq A$. Система (2), (3) решалась совместно с условием (13),

решение получалось в параметрическом виде, аналогичном (8), но из-за громоздкости формул и непринципиальности их рассмотрения для дальнейшего анализа мы их не приводим.

ВАХ при разном уровне засветки, т. е. при разных величинах A_k (см. рис. 1), имеют в данном случае ряд особенностей, качественно отличающих их от ВАХ для случая однородной засветки. Во-первых, с ростом интенсивности света УРРТ при $E_0 = 1$, обусловленный ПЗЛ по всей толщине образца, исчезает. Одновременно с этим в области значений $E_0 < 1$ (при $E_0 = E_{пзл,а}/\bar{E}_{пзл}$) появляется УРРТ, связанный с ПЗЛ только в прианодной области. Этот процесс объясняется предельным высвечиванием прикатодных центров захвата. Действительно, при $A_k \gg 1$ прикатодные ловушки становятся настолько эффективно «мелкими», что небольшой заряд, накопленный на них, уже практически не влияет на прохождение тока. Ток становится ограниченным пространственным зарядом, накопленным только на прианодных ловушках, что и определяет сдвиг УРРТ. Во-вторых, при промежуточных уровнях засветки (при $A_k \sim 1$) на одной ВАХ могут наблюдаться два УРРТ. Первый УРРТ обусловлен тем, что в данном случае прикатодные ловушки становятся достаточно «мелкими» и, следовательно, при $E_0 < 1$ уже не экранируют прикатодное поле до такой степени, чтобы ток был достаточно малым, и поэтому не наблюдалось бы предельное заполнение прианодных «глубоких» центров. Однако при $E_0 \approx 1$ токи становятся настолько большими, что заполняются и прикатодные «мелкие» ловушки, чем обусловлен второй УРРТ.

В области значений $E_{пзл,а}/\bar{E}_{пзл} < E_0 < 1$ квадратичность ВАХ по мере роста интенсивности света переходит в линейность, что также объясняется полным высвечиванием прикатодных ловушек.

Оценим, как сдвигается УРРТ при полном высвечивании прикатодных центров захвата. Нетрудно показать, что в общем виде напряженность поля ПЗЛ определяется как

$$E_{пзл}/\bar{E}_{пзл} = 2\bar{\rho}_v(1 - \bar{x}_v), \quad (14)$$

где $\bar{\rho}_v = \int_0^1 \varphi(x) \xi(x) dx / \int_0^1 \xi(x) dx$ — безразмерный максимальный заряд, который может накопиться на ловушках (функция $\varphi(x)$ учитывает неполное заполнение ловушек, вызванное внешним воздействием);

$\bar{x}_v = \int_0^1 \varphi(x) \xi(x) x dx / \int_0^1 \varphi(x) \xi(x) dx$ — безразмерный центр масс этого заряда.

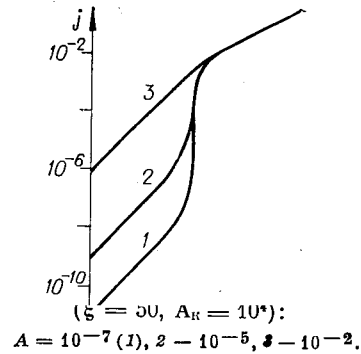
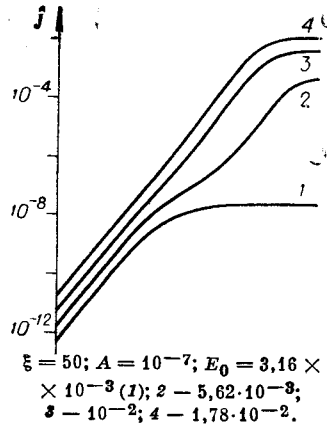
В случае когда происходит полное высвечивание прикатодных центров, $\varphi(x) = 0$, $0 \leq x \leq 1/2\xi$; $\varphi(x) = 1$, $1 - 1/2\xi \leq x \leq 1$. Тогда $\bar{\rho}_v = 1/2$, $\bar{x}_v = 1 - 1/4\xi$ и

$$E_{пзл,а}/\bar{E}_{пзл} = 1/4\xi. \quad (15)$$

Таким образом, из (15) следует, что чем более неоднородно распределены ловушки (т. е. чем больше величина ξ), тем сильнее происходит сдвиг поля ПЗЛ в область малых полей. Значит, несмотря на то, что наблюдение темнового УРРТ, связанного с ПЗЛ, в образце с неоднородным ПС-распределением центров прилипания зачастую невозможно (в связи с тем, что $E_{пзл}$ расположено в области полей, больших пробивных), при наличии засветки прикатодной области можно непосредственно наблюдать УРРТ, обусловленный предельным заполнением прианодных центров захвата.

При полном высвечивании прикатодных центров ток на квадратичном участке становится ограниченным только зарядом, накопленным в прианодной области, и равным

$$j_1 = \frac{9}{2} \xi^2 E_0^2 A. \quad (16)$$



Учитывая, что темновой ток определяется приблизительно по формуле (11'), получаем

$$\xi = (1/3)\sqrt{j_i/j}. \quad (17)$$

В связи с этим возникает возможность для определения параметров диэлектрика. Определив ξ из соотношения (17), мы можем найти N_i , измеряя $E_{\text{ПЗЛ,а}}$. После этого величины E_i и μ определяются из анализа температурной зависимости темнового тока. Затем находим значение n_k , анализируя линейный участок ВАХ, наблюдаемый при $A_k > 1$ и $E_0 > E_{\text{ПЗЛ,а}}/E_{\text{ПЗЛ}}$, на котором $j^p \approx e\mu n_k E_0^p$.

Необходимо отметить, что неоднородная засветка диэлектрика с однородным распределением ловушек по толщине оказывает несущественное влияние на форму ВАХ: сдвиг УРРТ, связанного с ПЗЛ, при максимальной засветке прикатодной области происходит в $(1 - \Delta x)^2$ раз (где Δx — ширина области засветки), а ток на квадратичном участке увеличивается в $1/(1 - \Delta x)^3$ раз.

Люкс-амперная характеристика (рис. 2) в области полей, больших $E_{\text{ПЗЛ,а}}$, но близких к этому значению, имеет два участка линейности; эта особенность исчезает как при уменьшении, так и при увеличении поля. Первый участок насыщения ЛАХ (при $A_k \approx 1$) обусловлен тем, что начинается заметное освобождение прикатодных ловушек под действием света, однако при дальнейшем росте A_k наблюдается перебор захваченных в прикатодной области носителей в прианодную область, что вызывает второй участок линейности. При $A_k \sim 10^4$ происходит полное высвечивание прикатодного заряда, чем и обусловлен второй участок насыщения.

При увеличении темнового значения A наблюдается исчезновение УРРТ, связанного с ПЗЛ в прианодной области (рис. 3). УРРТ наблюдается только при выполнении условия

$$(9/8)A\xi < 1. \quad (18)$$

Но в данном случае переход от квадратичного участка к линейному соответствует $E_{\text{ПЗЛ,а}}$; в случае же однородного освещения нетрудно показать, что поле перехода обратно пропорционально величине A .

Если освещение образца осуществляется со стороны анода (т. е. растет A_n , а $A_k = A = \text{const}$), то воздействие света на форму ВАХ выражено значительно слабее, чем в предыдущем случае. Это связано с тем, что изменение поля в узкой прианодной области мало влияет на поле в прикатодной области, а значит, и на величину тока. С ростом величины ξ ВАХ становится все менее чувствительной к влиянию прианодного освещения, и в пределе при $\xi \rightarrow \infty$ свет перестает влиять на форму ВАХ. В соответствии с изложенным выше ЛАХ при наличии засветки прианодной области имеют наклон, меньший единицы.

Выражения для квадратичного тока и поля ПЗЛ при полном высвечивании прианодных центров имеют следующий вид:

$$j_2 = 1/2 E_0^2 A / (1 - 1/6\xi)^2, \quad (19)$$

$$E_{\text{ПЗЛ,к}} / E_{\text{ПЗЛ}} = 1 - 1/4\xi. \quad (20)$$

Видно, что «прианодный» свет влияет на величину тока значительно слабее «прикатодного»: сравнивая (19), (16), (11), получаем

$$j_2/j = 1/(1 - 1/6\xi)^2, \quad (21)$$

$$j_1/j = 9\xi^2. \quad (22)$$

Тот же вывод справедлив и для случая неоднородной засветки однородного диэлектрика. Действительно, в случае прианодной засветки ток возрастает в меньшее число раз, чем в случае освещения прикатодной области: $1/(1 - (\Delta x)^2)$.

Изложенное выше позволяет предложить методику по определению типа инжекционной проводимости в диэлектриках, заключающуюся в неоднородном примесном освещении образца. При этом свет, падающий со стороны инжектирующего электрода, вызовет большее изменение тока, чем свет той же интенсивности, падающий со стороны противоположного электрода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schnittler Ch. The Influence of Spartial Trap Distribution on the SCLC Characteristics of Insulating Films and Relating Problems of Trap Analysis.—Phys. Stat. Solidi (a), 1979, vol. 52, p. K53 — K59.
2. Hwang W., Kao K. C. A Unified Approach to the Theory of Current Injection in Solids with Traps Uniformly and Nonuniformly Distributed in Space and in Energy, and Size Effects in Anthracene Films.—Solid State Comm., 1972, vol. 15, p. 523—529.
3. Гильденблат Г. Ш., Караченцев А. Я., Поташев Ю. Н. Влияние неоднородности диэлектрика на токи, ограниченные пространственным зарядом.—ФТП, 1977, т. 11, № 6.
4. Парицкий Л. Г., Розенталь А. И. Монополярная инжекция в условиях неоднородного объемного распределения ловушек.—ФТП, 1970, т. 4, № 3.
5. Nicolet M.-A. Unipolar Space-Charge-Limited Current in Solids with Nonuniform Spartial Distribution of Shallow Traps.—J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, p. 4224—4235.
6. Nicolet M.-A., Rodriques V., Stofa D. Unipolar Interface — Charge — Limited Current.—Surface Sci., 1968, vol. 10, p. 146—164.
7. Багинский И. Л., Косцов Э. Г. Резкое возрастание импульсного тока в диэлектрике, содержащем центры прилипания, неоднородно распределенные по толщине слоя.—Физика диэлектриков и новые области их применения. [Тез. докл.]. Караганда: изд. КПИ, 1978.
8. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. М.: Мир, 1973.

Поступила в редакцию 5 марта 1981 г.