

## ПРОЯВЛЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ ПРИ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ С НЕПРЕРЫВНЫМ СПЕКТРОМ

Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Сумарока А. М.

Рассмотрена проблема интерпретации данных термостимулированного разряда МДП конденсатора с распределенными по энергии электронными состояниями на границе раздела полупроводник—диэлектрик и дискретными ловушками в приповерхностном слое полупроводника. Показано, что интерпретация на основе существующих теоретических представлений может приводить к физически абсурдным результатам. Получено аналитическое выражение для температурной зависимости эффективного уровня энергии, разделяющего уже пустые и еще заполненные локализованные электронные состояния. Факт наличия на этой зависимости экстремумов может служить экспериментальным критерием сосуществования в объекте исследования дискретных и плавно распределенных по энергии локализованных состояний.

Теория релаксационной спектроскопии (РС) локализованных электронных состояний (ЛЭС) построена для двух предельных случаев — дискретных уровней и ЛЭС с непрерывным распределением по энергии [1-5].

Между тем, очевидно, возможны суперпозиции состояний обоих типов. Покажем, что в этих ситуациях интерпретация данных РС на основе существующих теоретических представлений может приводить к неправильным и даже физически абсурдным результатам, подобным по своей сути отмечавшимся в [6].

Рассмотрим эту проблему на примере анализа ЛЭС методом термостимулированного разряда конденсатора (ТРК) [7-9].

Пусть в области границы раздела полупроводник—диэлектрик присутствуют поверхностные состояния (ПС) со спектральной плотностью  $N_{ss}(E)$ , а в объеме полупроводника имеется глубокий дискретный уровень с концентрацией  $N_D$  и энергией активации  $E_D$  (судя по данным работ [9, 10], эта ситуация представляется реалистичной). При этом температурные зависимости сигналов ТРК [вытекающего тока  $I$  и изменения напряжения  $\Delta V_g$ , требующегося для поддержания постоянства ВЧ емкости ( $C_{ВЧ} = C_{стак} = \text{const}$ )] МДП структуры имеют вид

$$\Delta V_g = qAC_{ox}^{-1} \left[ \int_0^{E_m} N_{ss}(E) dE + z_D \left( 1 + \frac{z_D k_{ox}}{2d\epsilon_{ox}} \right) N_D \left( 1 - e^{-\frac{t_{eff}}{\tau_D}} \right) \right], \quad (1)$$

$$I = I_{ss} + I_D = qA \left[ \frac{k\beta N_{ss}(E) E_m}{T} + \frac{z_D N_D e^{-\frac{t_{eff}}{\tau_D}}}{\tau_D} \right]. \quad (2)$$

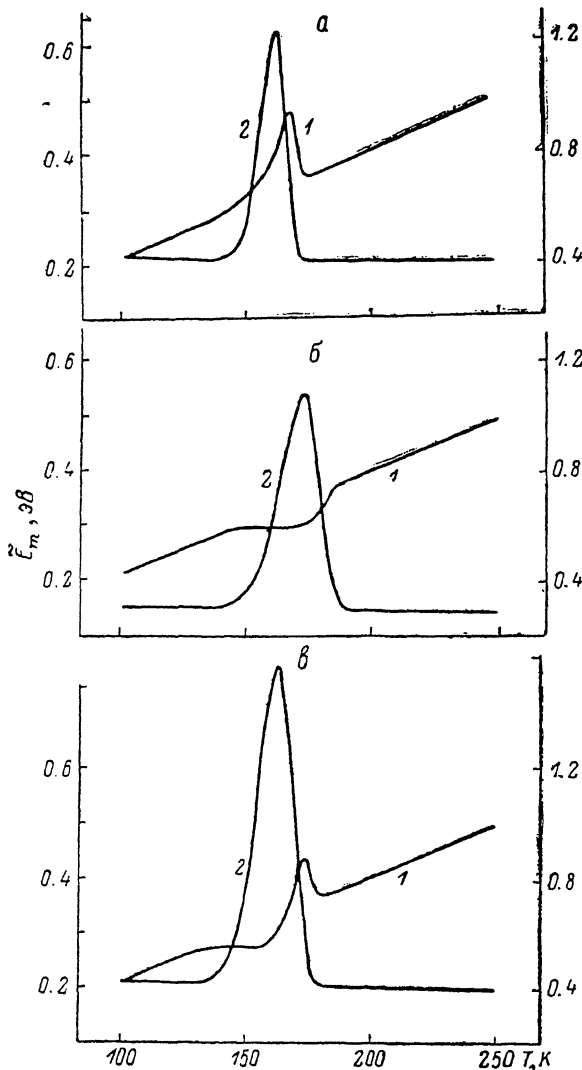
Здесь  $I_{ss}$  и  $I_D$  — токи ТРК, связанные с опустошением ПС и объемного уровня соответственно,  $C_{ox}$  — емкость диэлектрического промежутка,  $q$  — элементарный заряд.

<sup>1</sup> Мы пренебрегли здесь температурной зависимостью контактной разности потенциалов металл—полупроводник, которую в принципе легко учесть [8].

тарный заряд,  $E_m$  — эффективный уровень энергии, разделяющий еще заполненные и уже пустые ПС [2],

$$E_m = T \ln \frac{T^2}{k\beta E_m \tau_{ss0}}, \quad (3)$$

$T$  — температура, выраженная в энергетических единицах,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\beta$  — скорость нагрева,  $\tau_{ss}$  — предэкспоненциальный фактор в формуле Аррениуса для времени



жизни носителей заряда на ПС,  $t_{off} = T^2/\beta E_D$  [2],  $\tau_D = \tau_0 \exp(E_D/T)$  — время жизни носителей заряда на дискретном объемном уровне  $\epsilon_D = W - [x_s(E_D - F)/2\pi q^2 N_d]^{1/2}$  — толщина слоя пространственного заряда полупроводника, в котором объемный уровень находится выше уровня Ферми,  $F$  — энергия Ферми в объеме полупроводника,  $N_d$  — уровень легирования,  $W$  — толщина слоя обеднения, определяемая величиной, стабилизируемой ВЧ емкости,  $d$  и  $x_{ox}$  — толщина и диэлектрическая проницаемость окисла,  $\epsilon_s$  — ди-

Рис. 1. Результаты численного моделирования функций  $\bar{E}_m(T)$  (1) и  $I(T)$  (2) по формуле (6) на примере Si—МОП структуры для суперпозиции ЛЭС с непрерывным распределением по энергии и дискретного объемного уровня.

Параметры расчетов:  $N_{ss}(E) = \text{const} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $N_d = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $C_{ox} = 332 \text{ пФ}$ ,  $A = 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ ,  $C_{ВЧ} = C_{стат} = 40 \text{ пФ}$   $[W = \frac{x_s A}{4\pi} \frac{C_{ox} - C_{стат}}{C_{ox} C_{стат}}]$ ,  $af$   
 $N_D = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_D = 0.43 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_1 = 1/v \tau_0 N_C = 10^{-14} \text{ см}^2$  — сечение захвата объемного уровня,  $N_C$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости кремния,  $\beta_1 = 0.175$ ,  $\beta_2 = 0.25 \text{ К/с}$ ,  $\beta) N_D = 0.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_D = 0.3 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_1 = 1 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$ ,  $\beta_1 = 0.180$ ,  $\beta_2 = 0.180 \text{ К/с}$ ,  $\beta) N_D = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_D = 0.3 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_1 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^2$ ,  $\beta_1 = 0.175$ ,  $\beta_2 = 0.25 \text{ К/с}$ .

электрическая проницаемость полупроводника,  $A$  — площадь структуры

Определение функции  $N_{ss}(E)$  по зависимости  $I(T)$  требует знания связи  $E_m$  с  $T$ . Для ее нахождения в отсутствие дискретных объемных уровней ( $N_D \neq 0$ ) используется следующий прием [8]. Экспериментально подбираются значения пар  $T_1, \beta_1$  и  $T_2, \beta_2$  ( $\beta_1 < \beta_2$ ,  $0 < T_2 - T_1 \ll T_1$ ,  $T_2 \approx T$ ), так чтобы

$$\Delta V_p(\beta_1, T_1) = \Delta V_p(\beta_2, T_2). \quad (4)$$

<sup>2</sup> Как показано в [6], при нахождении пар  $T_1, \beta_1$  и  $T_2, \beta_2$  по токовым кривым ТРК, т. е. из равенства  $T_1 I(T_1, \beta_1)/\beta_1 = T_2 I(T_2, \beta_2)/\beta_2$ , вблизи экстремумов функции  $N_{ss}(E)$  на зависимости  $E_m(T)$  возникают нефизические особенности.

Из (3) и (4) вытекает

$$E_m = \frac{T^2}{T_2 - T_1} \ln \left( \frac{\beta_2}{\beta_1} \right). \quad (5)$$

Применим данный алгоритм к случаю смешанного спектра ( $N_D \neq 0$ ). На основании (1), (3) и (4) находим  $T_2 - T_1$  для заданных  $\beta_1, \beta_2$ , определяем  $\Delta T = T_2 - T_1 = f(T)$  и, подставляя ее в (5), получаем функцию

$$\bar{E}_m(T) = E_m \left\{ \frac{1 + \frac{N_D z_D}{T N_{ss}(E_m)} \left( 1 + \frac{z_D \alpha_{ox}}{2 d \alpha_s} \right) \frac{T^2}{k \beta_2 E_m \tau_D} \exp \left( -\frac{T^2}{k \beta_2 E_m \tau_D} \right)}{1 + \frac{N_D z_D}{T N_{ss}(E_m)} \left( 1 + \frac{z_D \alpha_{ox}}{2 d \alpha_s} \right) \ln^{-1} \left( \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \left[ \exp \left( -\frac{T^2}{k \beta_2 E_m \tau_D} \right) - \exp \left( -\frac{T^2}{k \beta_1 E_m \tau_D} \right) \right]} \right\}. \quad (6)$$

Весь  $E_m(T)$  — истинное значение эффективного уровня энергии для непрерывного спектра, определяемое равенством (3). Из выражения (6) явствует,

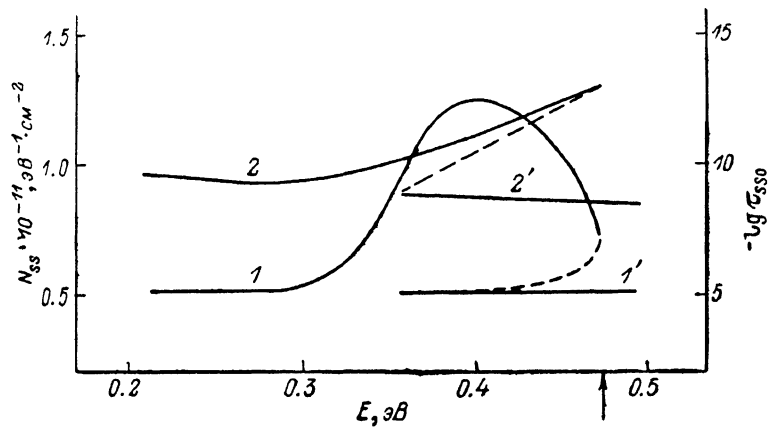


Рис. 2. Восстановление спектральной плотности ЛЭС (1)  $N_{ss}(E) = N_{ss}(E_m) = IT / \alpha \beta \bar{E}_m$  [р. с формулой (2)] и энергетической зависимости предэкспоненциального фактора (2)  $\tau_{ss0} = (T^2 / k \beta E_m) \exp(E_m / T)$  [см. (3)] по функции  $\bar{E}_m(T)$  (рис. 1, а), отвечающей суперпозиции ЛЭС с непрерывным спектром и дискретного объемного уровня.  
Стрелкой отмечено энергетическое положение экстремума функции  $\bar{E}_m(T)$ .

что зависимости  $\bar{E}_m(T)$  и  $E_m(T)$  могут заметно различаться в окрестности температуры  $T_D$ , отвечающей максимуму тока ТРК от дискретного [уровня —  $t_{c1}/\tau_D |_{T=T_D} = 1$ ]. При этом на почти прямой  $E_m(T)$  [см. (3)] возникают особенности — экстремумы (рис. 1): в зависимости от значений  $\beta_1/\beta_2$  и параметров дискретного объемного уровня на функции  $\bar{E}_m(T)$  могут проявляться максимум (рис. 1, а), минимум (рис. 1, б) или и то, и другое (рис. 1, в). Соответственно в полном токе ТРК  $I$  на фоне тока  $I_{ss}$ , связанного с опустошением ПС, в окрестности  $T_D$  будет проявляться пик тока  $I_D$ , обусловленный ионизацией объемного уровня (рис. 1, кривые 2). Вид зависимости  $I(T)$  в каждом конкретном случае будет, разумеется, определяться реальной плотностью ПС, опустошающихся в окрестности температуры  $T_D$ , и приведенной поверхностной плотностью объемного уровня  $z_D N_D$ .

Пренебрегаем фактом сосуществования ЛЭС с непрерывным спектром и дискретных уровней и восстановим функции  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_{ss0}(E)$  по алгоритму анализа ЛЭС с непрерывным распределением по энергии [8], используя, например, данные рис. 1, а. Результаты представлены на рис. 2. Видно, что обе эти функции в области экстремума зависимости  $E_m(T)$  обнаруживают резкие особенности — петли и скачки, т. е. энергетические зависимости  $N_{ss}$  и  $\tau_{ss0}$  становятся неоднозначными. Экспериментальные кривые такого типа в рамках представлений о ПС с непрерывным распределением по энергии в принципе [8] можно интерпретировать как результат проявления двух ветвей ПС

с различными плотностями и частотными факторами. На рис. 2 этим ветвям отвечают сплошные линии 1, 2 (первая ветвь) и 1', 2' (вторая ветвь). Поведение функций  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_{s\sigma 0}(E)$  в области спада зависимости  $\tilde{E}_m(T)$  (штриховые линии на рис. 2) вообще не может быть истолковано на базе представления о непрерывном спектре, ибо по определению функция  $E_m(T)$  является монотонно возрастающей [2].

Сопоставим функцию  $\tilde{E}_m(T)$ , приведенную на рис. 1, а, с экспериментальной зависимостью  $E_m(T)$ , полученной в работе [8] (представлена точками на рис. 3). Очевидно подобие характерных особенностей этих кривых. Опишем «друго-

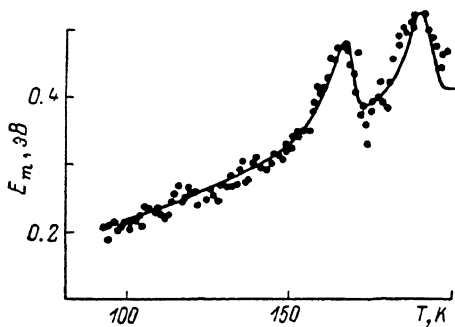


Рис. 3. Описание экспериментальной зависимости  $E_m(T)$ , взятой из работы [8] (точки), функций  $\tilde{E}_m(T)$ , согласно (6) (сплошная линия), для суперпозиции ЛЭС с непрерывным распределением по энергии и двух дискретных объемных уровней  $D_1, D_2$ .

Подгоночные параметры:  $N_{ss}(E) = \text{const} = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $C_{ox} = 332 \text{ фФ}$ ,  $A = 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ ,  $S_{\text{вч}} = S_{\text{стаб}} = 40 \text{ фФ}$ ,  $N_{D1} = 6 \cdot 10^{13}$ ,  $N_{D2} = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_{D1} = 0.43$ ,  $E_{D2} = 0.475 \text{ эВ}$ ,  $\sigma_{D1} = 10^{-14}$ ,  $\sigma_{D2} = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ .

бую» экспериментальную кривую  $E_m(T)$  функцией  $\tilde{E}_m(T)$  в модели суперпозиции ЛЭС с непрерывным спектром и двух дискретных объемных уровней. Результаты моделирования представлены сплошной кривой на рис. 3. Хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных, а также близость получаемых при этом параметров объемных уровней к параметрам характерных термодоноров в кремнии [9, 11, 12] указывают на реальную альтернативу интерпретаций экспериментальных результатов работы [8].

Ясно, что аналогичным образом будут проявляться дискретные пограничные состояния и состояния в диэлектрике. Формулу (6) легко распространить и на эти случаи. Например, учет присутствия пограничных дискретных уровней осуществляется простой заменой в (6)  $N_{DzD} \rightarrow N_s$ ,  $z_D \times_{ox} / 2 dx_s \rightarrow 0$ , где  $N_s$  — плотность пограничных состояний. Таким образом, сам факт наличия экстремумов на зависимости  $E_m(T)$  может служить экспериментальным критерием сосуществования в объеме исследования ЛЭС с непрерывным и дискретным энергетическими спектрами.

#### Список литературы

- [1] Ждан А. Г., Сандомирский В. Б., Ожередов А. Д. // ФТП. 1968. Т. 2. В. 1. С. 11—17.
- [2] Simmons J. G., Taylor G. W. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 2. P. 125—130.
- [3] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [4] Johnson N. M. // J. Vac. Sci. Techn. 1982. V. 21. N 2. P. 303—314.
- [5] Schulz M., Klausmann E. // Appl. Phys. 1979. V. 18. N 1. P. 169—175.
- [6] Веденев А. С., Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Савостьянов А. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 7. С. 1199—1202.
- [7] Антоненко В. И., Ждан А. Г., Мивченко А. И., Сульженко П. С. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 208—213.
- [8] Антоненко В. И., Ждан А. Г., Сульженко П. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 223—228.
- [9] Антоненко В. И., Ждан А. Г., Сульженко П. С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 4. С. 758—760.
- [10] D. Vuillaume, J. C. Bourgoin // Surf. Sci. 1985. V. 162. P. 670—686.
- [11] Васильев А. В., Смирнов Л. С., Шаймеев С. С. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 737—739.
- [12] Ткачев В. Д., Макаренко А. Ф., Маревич В. Г., Муриш Л. И. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 3. С. 526—531.