

## ДИНАМИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ — ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЖИМЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕРМОСТИМУЛЯЦИИ

Веденев А. С., Гольдман Е. И., Ждан А. Г., Савостьянов А. В.

Предложен новый метод спектроскопии локализованных электронных состояний у границы раздела полупроводник—диэлектрик, основанный на модуляции темпа опустошения ловушек в процессе релаксации их заполнения путем периодического изменения температуры образца. По измеренным зависимостям медленно спадающей со временем и осциллирующей синхронно с температурой компонент разрядного тока можно одновременно определять спектральную плотность локализованных состояний и сечение захвата на них свободных носителей заряда.

На примере границы раздела полупроводник—диэлектрик развивается новый метод спектроскопии локализованных электронных состояний, отличающийся от традиционно широко используемых методов релаксационной спектроскопии — нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и термостимулированного разряда конденсатора (ТРК) [1-6] возможностью строгого определения в рамках единого эксперимента двух основных характеристик пограничных состояний (ПС): спектральной плотности ПС  $N_{ss}(E)$  и энергетической и температурной зависимостей их сечения захвата  $\sigma(E, T)$ .

Рассмотрим МДП структуру в состоянии неравновесного обеднения, созданного изменением потенциала затвора  $V_g$ , первоначально отвечавшего режиму обогащения, т. е. предельному заполнению всех ПС. Будем считать, что в процессе релаксации заполнения ПС ВЧ емкость МДП структуры поддерживается постоянной за счет соответствующего изменения  $V_g$ . В общем случае зависимости  $V_g(t, T)$  и плотности тока разряда ПС  $j(t, T)$  имеют вид [4]

$$V_g(t, T) = \frac{q}{C_{ок}} \int dE N_{ss}(E) \left[ 1 - \exp \left( - \int_0^t \frac{dt_1}{\tau_0} e^{-E/T} \right) \right], \quad (1)$$

$$j(t, T) = q \int dE N_{ss}(E) \frac{\exp \left( - \frac{E}{T_0} - \int_0^t \frac{dt_1}{\tau_0} e^{-E/T} \right)}{\tau_0}, \quad (2)$$

где  $q$  — элементарный заряд,  $C_{ок}$  — емкость единицы площади диэлектрического промежутка,  $t$  — время наблюдения,  $\tau_0^{-1} = v_T N_c \sigma$ ,  $v_T$  — тепловая скорость носителей заряда,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в разрешенной зоне.<sup>1</sup>

Пусть в процессе релаксации температура у границы раздела полупроводник—диэлектрик колеблется около некоторого среднего значения  $T_0$  по периодическому закону с периодом  $t_0$  и амплитудой  $\Delta$ :

$$T = T_0 + \Delta f(t).$$

<sup>1</sup> Считается, что в рассматриваемом диапазоне времен заполнение глубоких объемных уровней не изменяется.

Здесь  $f(t)$  — периодическая функция, удовлетворяющая условиям  $|f(t)| \leq 1$ ,  $\int_0^{t_0} f(t) dt = 0$ . Будем считать, что  $t_0 \ll t$ . Тогда релаксационные сигналы  $V_g$  и  $j$  можно представить в виде суммы двух слагаемых — медленно изменяющегося со временем  $V_g^-$  или  $j^-$  и осциллирующего синхронно с температурой. Амплитуды осциллирующих слагаемых обозначим  $V_g^+$  и  $j^+$ . По измеренным зависимостям  $V_g^-(t, T_0)$  и  $V_g^+(t, T_0)$  или  $j^-(t, T_0)$  и  $j^+(t, T_0)$  можно определить одновременно  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_0(t, T_0)$ .

Поскольку  $j = C_{ox} dV_g/dt$ , то  $j^- \sim C_{ox} V_g^-/t$ ,  $j^+ \sim C_{ox} V_g^+/t_0$ . Следовательно  $(V_g^-/V_g^+) \sim (t_0/t)(j^-/j^+) \ll (j^-/j^+)$ . Физически это означает, что относительная амплитуда колебаний заполнения ПС в  $(t/t_0)$  раз меньше относительной амплитуды колебаний времени жизни носителей заряда на ПС. Таким образом, экспериментально выгоднее регистрировать  $j^-$  и  $j^+$ , а не  $V_g^-$  и  $V_g^+$ . Поэтому теорию метода будем развивать далее на примере определения функций  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_0(E, T_0)$  по зависимостям  $j^-(t, T_0)$  и  $j^+(t, T_0)$ . Определим  $j^-$  и  $j^+$  следующим образом:

$$j^- = \frac{1}{t_0} \int_t^{t+t_0} j dt_1, \quad j^+ = \frac{\int_t^{t+t_0} j f(t_1) dt_1}{\int_0^{t_0} f^2(t_1) dt_1}. \quad (3)$$

Тогда для непрерывного спектра ПС в обычных предположениях о плавности функций  $N_{ss}$  и  $\tau_0$

$$\begin{aligned} T_0 \left| \frac{\partial \ln N_{ss}}{\partial E} \right|_{E_m} \ll 1, \quad \frac{T_0^2}{E_m} \left| \frac{\partial \ln N_{ss}}{\partial T} \right|_{T_0} \ll 1, \\ T_0 \left| \frac{\partial \ln \tau_0}{\partial E} \right|_{E_m} \ll 1, \quad \frac{T_0^2}{E_m} \left| \frac{\partial \ln \tau_0}{\partial T} \right|_{T_0} \ll 1 \end{aligned} \quad (4)$$

в малосигнальном приближении  $\Delta \ll T_0^2/E_m$  из (2) и (3) получаем

$$j^- = \frac{q T_0 N_{ss}(E_m)}{t}, \quad (5)$$

$$j^+ = \frac{q N_{ss}(E_m) E_m \Delta}{t T_0}, \quad (6)$$

$$E_m = T_0 \ln \left[ \frac{t}{\tau_0(E_m, T_0)} \right], \quad (7)$$

$E_m$  — эффективный уровень энергии, который в данный момент времени  $t$  разделяет уже пустые ( $E < E_m$ ) и еще заполненные ( $E > E_m$ ) ПС. Выражение (5) — известная формула для тока немодулированной изотермической релаксации МДП структуры [4].

Искомые функции  $N_{ss}$  и  $\tau_0$  определяются из (5)–(7):

$$N_{ss} = \frac{t j^-}{q T_0}, \quad E = \frac{j^- T_0^2}{j^+ \Delta}, \quad \ln \frac{t}{\tau_0} = \frac{j^- T_0}{j^+ \Delta}. \quad (8)$$

Таким образом, динамическая релаксационная спектроскопия (ДРС) позволяет решить основную задачу спектроскопии — найти плотность ПС  $N_{ss}(E)$  и предэкспоненциальный фактор  $\tau_0(E, T_0)$  или  $\sigma(E, T_0)$ . Отметим, что если  $N_{ss}$  зависит от  $T_0$ ,<sup>2</sup> то и эту зависимость можно непосредственно определить из (8).

Уравнение, связывающее подобно формуле (6) произведение  $N_{ss}(E_m) E_m$  с измеряемой величиной, можно получить и в случае изотермической релаксации без осцилляций температуры. Для этого следует измерять производную  $\partial V_g^- / \partial T_0$ :

$$\frac{\partial V_g^-}{\partial T_0} = \frac{q N_{ss}(E_m) E_m}{C_{ox} T_0}.$$

<sup>2</sup> Например, в силу эффектов экранирования или термоупругих эффектов.

Однако при этом требуется регистрировать малый сигнал  $V_g^-(t, T_1) - V_g^-(t, T_0)$ , где  $T_1 - T_0 \ll T_0^2/E_m$ , что технически гораздо труднее, чем выделить такую же по относительной амплитуде осциллирующую на заданной частоте  $1/t_0$  составляющую тока.

Частота модуляции температуры объекта должна быть ограничена. Действительно, изменение температуры образца со временем приводит к появлению тепловых потоков. При этом распределение температуры становится неоднородным: она изменяется по образцу на тепловой длине  $l_r = (\chi t_0 / c\rho)$ , где  $\chi$  — теплопроводность,  $c$  — удельная теплоемкость,  $\rho$  — плотность полупроводника. Поскольку измерения должны проводиться в условиях однородной по приграничному слою обеднения толщины  $W$  температуры, то необходимо выполнить условия  $W \ll l_r$  или  $t_0 \gg (c\rho W^2/\chi) = 10^{-8} (c\rho/\chi)(W/1 \text{ мкм})^2$ . Модуляция температуры с такими высокими частотами  $1/t_0 \sim 10^4 - 10^6$  Гц может быть реализована от внешнего источника (например, лазерный нагрев поверхности структуры). Тепловая инерционность приводит к различию временных зависимостей температуры на границе полупроводника с диэлектриком и мощности нагрева.

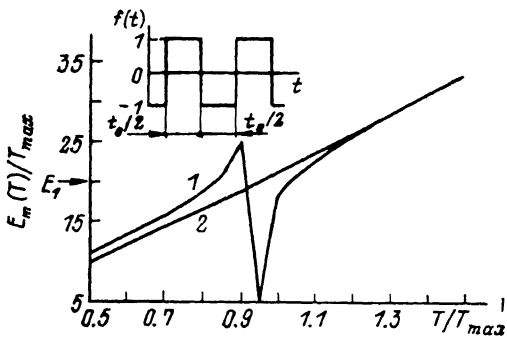


Рис. 1.

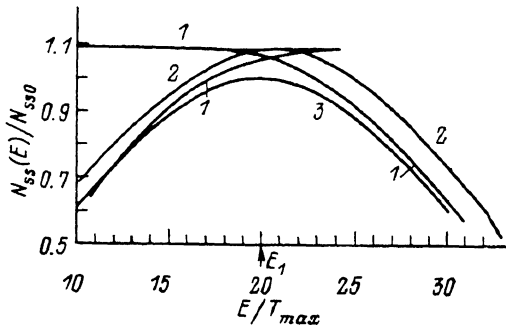


Рис. 2.

Функцию  $f(t)$  и значение  $\Delta$  в конкретном опыте можно определить, непосредственно измеряя температуру на границе раздела, например, с помощью предварительно отградуированных встроенных  $p-n$ -переходов в цепях исток (сток) — подложка.

Покажем, что принятый в традиционных (без модуляции термоактивации) методах релаксационной спектроскопии DLTS и ТРК метод нахождения  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_0(E, T)$  [3] может приводить к неправильным результатам. Рассмотрим это на примере зависимости  $j^-(t, T)$ . Суть метода [3] заключается в следующем. Для двух времен наблюдения  $t_1$  и  $t_2$  определяются температуры  $T_1$  и  $T_2$ , такие, что  $j^-(t_1, T_1) t_1/T_1 = j^-(t_2, T_2) t_2/T_2$ . Тогда из (5) следует  $E_m(t_1, T_1) = E_m(t_2, T_2)$  и из (7)

$$E_m = \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{t_2}{t_1}. \quad (9)$$

Далее по (5) и (7) находят  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_0(E, T)$  ( $t_1$  и  $t_2$  подбирают так, чтобы  $T_1 - T_2 \ll T_1$ ).

Равенство  $E_m(t_1, T_1) = E_m(t_2, T_2)$  есть следствие формулы (5), которая получена из (2) как первый член разложения в ряд по малым параметрам (4). Учет следующих членов разложения (первого порядка малости) приводит к поправкам к выражению (5):

$$j^- = \frac{q T_0 N_{ss}(E_m)}{t} \left\{ 1 + T_0 \left[ C \left( \frac{\partial \ln N_{ss}}{\partial E} \right)_{E_m} - \left( \frac{\partial \ln \tau_0}{\partial E} \right)_{E_m} \right] \right\}. \quad (10)$$

Здесь  $C = 0.5772 \dots$  — число Эйлера. Из соотношения  $j^-(t_1, T_1) t_1/T_1 = j^-(t_2, T_2) t_2/T_2$  с помощью формул (10) и (7) находим

$$E_m = \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \ln \frac{t_2}{t_1} - C T_1 + T_1 \frac{(\partial \ln \tau_0 / \partial E)_{E_m}}{(\partial \ln N_{ss} / \partial E)_{E_m}}. \quad (11)$$

Следовательно, несмотря на выполнение условий (4), выражения (9) и (11) могут существенно различаться. Особенно велика ошибка вблизи экстремумов функции  $N_{ss}(E)$ . Отметим, что на практике именно точки максимумов на зависимости  $j^=/T_0$  от  $T_0$  часто служат «опорными» при определении  $E_m$  и  $\tau_0$  по методу [3].

Отмеченные обстоятельства иллюстрируются результатами численного моделирования задачи восстановления функций  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_0(E)$ , заданных в соответствии с условием (4), по предложенному здесь методу ДРС и методу [3].

Зависимости  $N_{ss}(E)$  и  $\tau_0(E)$  выбирались в виде

$$N_{ss}(E) = N_{ss0} \exp\left[-\frac{2(E-E_1)^2}{E_1^2}\right],$$

$$\tau_0(E) = \tau_* \exp\left[-\frac{2(E-E_1)}{E_1}\right],$$

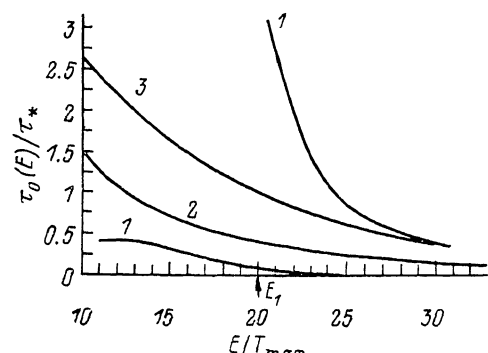


Рис. 3.

$N_{ss0} = \text{const}$ ,  $\tau_* = \text{const}$ . Принималось:  $\ln(t/\tau_*) = 20$ ,  $\ln t_1/\tau_* = 20$ ,  $\ln t_2/\tau_* = 21$ ,  $t_0/t = 10^{-2}$ ,  $E_1/T_{\text{max}} = 20$ ,  $\Delta/T_{\text{max}} = 5 \cdot 10^{-3}$ . Здесь  $T_{\text{max}}$  — температура максимума функции  $j^=(T)$ . На рис. 1—3 представлены соответственно графики зависимостей: эффективной энергии от температуры, спектральной плотности ПС

от энергии, предэкспоненциального фактора времени жизни на ПС от энергии. На вставке к рис. 1 показан график функции  $f(t)$ .

Расчет по методу [3] (рис. 1—3, кривые 1) приводит к характерным ошибкам: в окрестности максимума спектральной плотности ПС  $E \simeq E_1$  имеет место скачкообразное изменение  $E_m$  с  $T$ , что обуславливает появление петли на графике  $N_{ss}(E)$  и разрыва кривой  $\tau_0(E)$  на две ветви. Между тем развитый метод ДРС (рис. 1—3, кривые 2) дает хорошо согласующиеся с точными данными (рис. 1—3, кривые 3) результаты.

Авторы признательны В. Б. Сандомирскому за обсуждение затронутых в работе вопросов; Е. И. Гольдман благодарен В. Г. Приходько за дискуссию о методе [3].

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Lang D. V. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
- [2] Johnson N. M. — J. Vac. Sci. Techn., 1982, v. 21, N 2, p. 303—314.
- [3] Schulz M., Klausmann E. — Appl. Phys., 1979, v. 18, N 1, p. 169—175.
- [4] Simmons J. G., Wei L. S. — Sol. St. Electron., 1974, v. 17, N 2, p. 117—124.
- [5] Ждан А. Г., Сандомирский В. Б., Ожередов А. Д. — ФТП, 1968, т. 2, в. 1, с. 11—18.
- [6] Антоенко В. И., Ждан А. Г., Минченко А. И., Сульженко П. С. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 208—213.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Москва

Получена 18.06.1987  
Принята к печати 4.01.1988