ИДЕНТИФИКАЦИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ОБЪЕМНЫХ УРОВНЕЙ ПРИ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК

С. Г. Дмитриев, А. Г. Ждан, Ю. В. Маркин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, 141120, Фрязино, Россия
(Получена 5 ноября 1992 г. Принята к печати 13 ноября 1992 г.)

Для популярных методов релаксационной спектроскопии границ раздела полупроводник—диэлектрик — метода термостимулированного разряда МДП конденсатора (ТРК) и методов изотермической релаксации тока (ИРТ) и емкости — рассмотрены особенности релаксационных сигналов, обусловленные опустошением многозарядных локализованных электронных состояний.

На примере глубокого двухзарядного донорного уровня показано, что в зависимости от соотношения времен жизни носителей заряда на двукратно (τ) и однократно (τ^*) заполненных центрах можно выделить три различных случая: $\tau \ll \tau^*$, $\tau \sim \tau^*$, $\tau \gg \tau^*$ В первом из них ИРТ носит экспоненциальный характер и определяется двумя постоянными времени: τ (начальная стадия) и τ^* (конечная стадия релаксации); ток ТРК $j(T)$ описывает кривую с двумя максимумами. Во втором — $\tau \sim \tau^*$ ИРТ неэкспоненциальна, а $j(T)$ имеет вид изолированного пика с аномальным соотношением полуширин. При $\tau \gg \tau^*$ кривые ИРТ (или высокочастотной емкости) содержат на начальной стадии релаксации экстремумы, а на конечной — экспоненциально спадающую ветвь с постоянной времени τ; при этом форма кривой ТРК $j(T)$ отвечает случаю разрядки моноэнергетического локального уровня. Наблюдение кривых изотермической релаксации с экстремумами — надежный критерий присутствия в исследуемых структурах двухзарядных глубоких центров различной природы, включая центры с отрицательной корреляционной энергией и отталкивающим барьером. В большинстве рассмотренных случаев на основе развитого аналитического аппарата могут быть определены параметры двухзарядных глубоких уровней.

Релаксационная спектроскопия локализованных электронных состояний — эффективный инструмент физических исследований и технологического контроля широкого класса полупроводниковых и диэлектрических материалов и различных устройств на их основе. При теоретическом описании релаксационных сигналов, обусловленных опустошением дискретных локализованных электронных состояний, как правило, исходят их представлений об однозарядном глубоком уровне (ГУ) [1–7]. Между тем, например, в таком полупроводниковом материале, как кремний, все известные электрически активные центры многозарядные [8, 9], включая термодоноры [10], донорные и акцепторные примеси [11]. В этой связи представляет интерес выяснить на примере популярных методов релаксационной спектроскопии границ раздела полупроводник—диэлектрик — метода термостимулированного разряда МДП конденсатора [1, 2] и методов изотермической релаксации тока [12] или емкости (нестационарная спектроскопия глубоких уровней — DLTS [6, 7]) — особенности релаксационных сигналов, обусловленные опустошением многозарядных локализованных электронных состояний.

Рассмотрим МДП структуру, не содержащую пограничных состояний, для определенности на основе электронного полупроводника, в объеме которого присутствует помимо легирующей примеси глубокий двухзарядный уровень с концентрацией N_t. Пусть в состоянии предельного заполнения уровень нейтрален; эмиссия первого электрона характеризуется энергией активации E_t и сечением

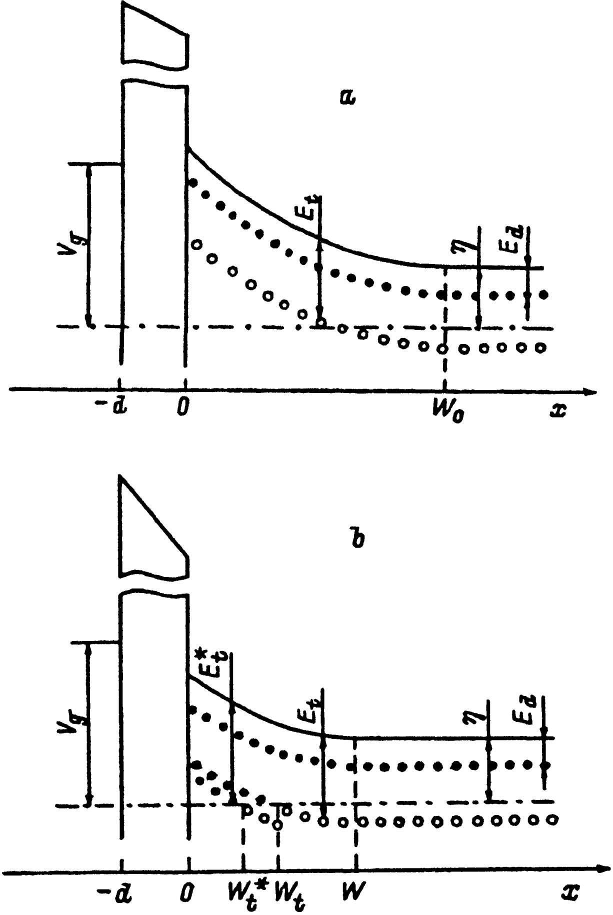

Рис. 1. Зонная диаграмма МДП структуры с двухзарядным глубоким уровнем в состоянии неравновесного обеднения в начале (*a*) и в конце (*b*) релаксации при неизменной величине V_g ($W < W_0$, W_0 — начальная ширина ОПЗ полупроводника). W_t, W_t^* — координаты пересечения уровней энергий E_t и E_t^* с уровнем Ферми η соответственно. E_d — энергия ионизации легирующей примеси.

захвата σ_t, а второго — E_t^* и σ_t^* соответственно. Согласно стандартному формализму методов релаксационной спектроскопии [1, 2, 4, 5], при достаточно низкой температуре $T = T_0$ поверхность полупроводника обогащается основными носителями заряда, чем обеспечивается переход уровня в нейтральное состояние. Далее, изменением потенциала затвора V_g структура переводится в режим неравновесного обеднения. Очевидно, что в стартовый момент времени $t = t_0$ уровень остается в нейтральном состоянии. Зонная диаграмма, приведенная на рис. 1, поясняет эту ситуацию.

Проанализируем вначале кинетику изотермической релаксации тока j, вытекающего из МДП структуры вследствие двукратной ионизации ГУ. Будем считать, что начальный неравновесный изгиб зон в полупроводнике достаточно велик, т. е.

$$\frac{W - W_t}{W} \ll 1, \quad \frac{W - W_t^*}{W} \ll 1 \tag{1}$$

(W — ширина области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника, W_t и W_t^* определены на рис. 1), и что концентрация легирующей примеси $N_d >> N_t$. Будем также полагать, с целью исключения из рассмотрения эффектов генерации неосновных носителей заряда, что уровни энергии E_t и E_t^* находятся в верхней половине запрещенной зоны полупроводника [13]. При неизменной величине напряжения начального обеднения V_g ток j есть алгебраическая сумма тока генерации электронов с ГУ (в силу малости времени пролета через ОПЗ эффектами перезахвата можно пренебрегать [2]) и тока смещения, обусловленного изменением емкости ОПЗ полупроводника [14]. По определению $j = -dQ/dt$, где $Q = (qN_d + qn_t^+ + 2qn_t^{++})W$ — полный заряд в ОПЗ полупроводника, приходящийся на единицу поверхности (n_t^+, n_t^{++} — концентрации одно- и двукратно ионизированных уровней, q — элементарный заряд; множитель 2 в третьем слагаемом учитывает двухзарядность ГУ), т. е.

$$j = -q\left(\frac{dn_t^+}{dt} + 2\frac{dn_t^{++}}{dt}\right) W - q\,(N_d + n_t^+ + 2n_t^{++})\,\frac{dW}{dt}. \tag{2}$$

Первое слагаемое — генерационный ток, а второе — ток смещения.

С другой стороны, из условия непрерывности полного тока следует

$$j = \frac{\varkappa_1}{4\pi d}\frac{d}{dt}(V_g - \varphi_s) = -\frac{\varkappa_i}{4\pi d}\frac{d\varphi_s}{dt}, \tag{3}$$

где $\varkappa_i$, d — диэлектрическая проницаемость и толщина диэлектрика соответственно, φ_s — поверхностный потенциал полупроводника. Учитывая, что в приближении шоттки-слоев обеднения $\varphi_s = -\dfrac{2\pi q}{\varkappa_s}(N_d + n_t^+ + 2n_t^{++})\,W^2$, а $N_t = n_t^0 + n_t^+ + n_t^{++}$ ($\varkappa_s$ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, n_t^0 — концентрация нейтральных ГУ), из (2) и (3) получаем

$$j = q\,\frac{2\dfrac{dn_t^0}{dt} + \dfrac{dn_t^+}{dt}}{1 + \dfrac{\varkappa_s d}{\varkappa_i W}}\cdot\frac{W}{2}. \tag{4}$$

В принятом приближении больших изгибов зон естественно считать $W >> d$ $\left(\dfrac{\varkappa_s d}{\varkappa_i W} << 1\right)$, а

$$j = q\left(2\frac{dn_t^0}{dt} + \frac{dn_t^+}{dt}\right)\frac{W}{2}.\,^{1} \tag{5}$$

При $V_g < 0$ из уравнения электронейтральности МДП структуры следует

$$W = \frac{\varkappa_s d}{\varkappa_i}\left[\sqrt{1 - \left(\frac{\varkappa_i}{d}\right)^2 \frac{V_g}{2\pi q\,(N_d + n_t^+ + 2n_t^{++})}} - 1\right]. \tag{6}$$

---

[1] Легко убедиться, полагая dW/dt, $dW_t/dt \to 0$, что выражение (5) при замене $W/2 \to W$ описывает также изотермическую релаксацию тока в широко используемом на практике режиме стабилизации высокочастотной емкости МДП структуры $C_{HF} = \text{const}$ [2, 7].

При $N_d >> N_t$ $N_d + n_t^+ + 2n_t^{++} \simeq N_d$, так что при постоянстве V_g ($V_g = \text{const}$) ширину ОПЗ полупроводника W, фигурирующую в выражении (5), в процессе релаксации тока с хорошей точностью можно считать постоянной.

Для нахождения зависимости $j(t)$ в явном виде необходимо решить систему уравнений кинетики опустошения ГУ. Без учета перезахвата она имеет вид [8]

$$\begin{cases} \dfrac{dn_t^0}{dt} = -\dfrac{n_t^0}{\tau}, \\ \dfrac{dn_t^+}{dt} = -\dfrac{n_t^+}{\tau^*} - \dfrac{dn_t^0}{dt}, \end{cases} \tag{7}$$

где $1/\tau = N_c v_T \sigma_t \exp\left(-\dfrac{E_t}{kT}\right)$, $1/\tau^* = N_c v_T \sigma_t^* \exp\left(-\dfrac{E_t^*}{kT}\right)$, N_c — плотность состояний в зоне проводимости полупроводника, V_T — средняя тепловая скорость электронов, k — постоянная Больцмана. Решая эту систему и подставляя результат в (5), получаем

$$j(t) = \frac{qN_tW}{2\tau}\left\{\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{\tau}{\tau - \tau^*}\left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right)\right]\right\} = -\frac{qN_tW}{2\tau}\mathscr{F}(t). \tag{8}$$

В рассматриваемом изотермическом режиме в зависимости от температуры, очевидно, можно реализовать все типичные соотношения между τ и τ^* — $\tau^* >> \tau$, $\tau^* \sim \tau$ и $\tau^* << \tau$.

Последовательно проанализируем с помощью (8) эти ситуации.

а) $\tau^* >> \tau$; уравнение (8) принимает вид

$$j(t) \simeq -\frac{qN_tW}{2}\left[\frac{\exp\left(-\dfrac{t}{\tau}\right)}{\tau} + \frac{\exp\left(-\dfrac{t}{\tau^*}\right)}{\tau^*}\right], \tag{9}$$

т. е. процесс релаксации тока носит экспоненциальный характер и описывается, как и обычно в таких случаях двумя постоянными времени: τ (начальная стадия) и τ^* (конечная стадия релаксации). По начальному участку кривой релаксации, представленному в масштабе $\ln j$—t, определяется τ, а по конечному — τ^*. Для нахождения E_t, E_t^* и σ_t, σ_t^* необходимо выполнять опыты при двух различных температурах.

б) $\tau^* \to \tau = \tilde{\tau}$:

$$j(t) \simeq -\frac{qN_tW}{2\tilde{\tau}}\left(1 + \frac{t}{\tilde{\tau}}\right)\exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}}\right). \tag{10}$$

Определение параметров ГУ в данной ситуации требует изменения условий эксперимента (например, температуры) с тем, чтобы перейти к ситуации а).

в) $\tau^* << \tau$; [2] легко убедиться, что в этом случае $j(t)$ имеет максимум при

$$t_m = \frac{\tau\tau^*}{\tau - \tau^*}\ln\left[\frac{\tau^2}{\tau^*(2\tau - \tau^*)}\right] \simeq \tau^*\ln\left(\frac{\tau}{2\tau^*}\right), \tag{11}$$

обусловленный тем, что скорость эмиссии с ГУ второго электрона превышает скорость эмиссии первого ($\tau^* << \tau$). В силу этого во временном интервале

---

[2] Такая ситуация реальна, например, в случае кремния, содержащего двухзарядные ГУ серы [15], термодоноры [16] или так называемые U^--центры [16–18].

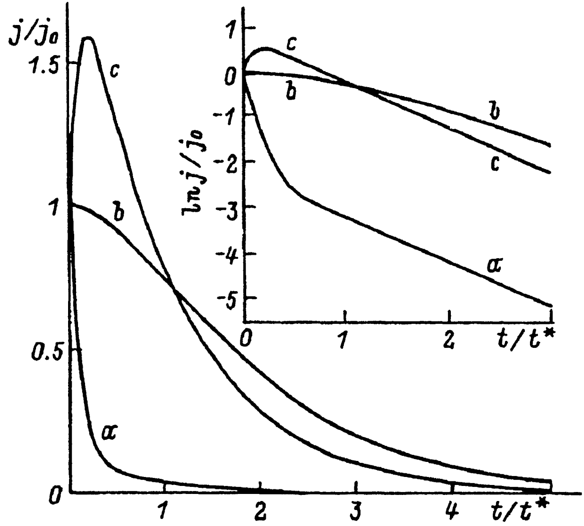

Рис. 2. Кинетика изотермической релаксации тока $j(t)$. $j_0 = -\frac{qN_tW}{2\tau}$. $a - \tau^* = 10\,\tau$, $t^* = \tau^*$; $b - t^* = \tau^* = \tau$; $c - \tau = 10\tau^*$, $t^* = \tau$. На вставке — зависимость $j(t)$ в логарифмическом масштабе.

$0 < t \ll \tau^*$ заполнение нейтральных центров изменяется слабо, так что эмиссионный поток, отвечающий однократной ионизации ГУ, практически постоянен и пропорционален N_t/τ. С этим потоком суммируется поток эмиссии второго электрона, пропорциональный $n_t^+/\tau = \frac{N_t}{\tau}\,[1 - \exp(-t/\tau^*)]$; в результате $j(t) \sim \frac{N_t}{\tau}\,[2 - \exp(-t/\tau^*)]$ будет возрастать со временем. При $t > \tau$ заполнение нейтральных центров начинает резко уменьшаться и ток спадает по закону

$$j(t) \simeq -\frac{qN_tW}{\tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \tag{12}$$

Как и в случае а), выражения (11) и (12) позволяют по кинетике тока $j(t)$ при двух различных температурах определить параметры ГУ — E_t, E_t^*, σ_t, σ_t^*.

Рис. 2 иллюстрирует кинетику тока $j(t)$ для всех трех случаев.

Рассмотрим теперь кинетику изотермического изменения высокочастотной емкости ОПЗ полупроводника $C_{HF} = \varkappa_s/4\pi W$ МДП структуры в процессе релаксации. Очевидно, что $\delta C_{HF}/C_{HF} = -\delta W/W$. Рассуждая, как при выводе выражения (4), имеем $\delta W/W = \frac{1}{2N_d}(\delta n_t^+ + 2\delta n_t^0)$. Из (7) и условия $N_t/N_d \ll 1$ вытекает

$$C_{HF}(t) = C_\infty\left\{1 - \frac{N_t}{2N_d}\left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{\tau^*}{\tau^* - \tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right) - \frac{\tau}{\tau^* - \tau}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]\right\}, \tag{13}$$

где C_∞ — высокочастотная емкость ОПЗ полупроводника, отвечающая равновесному заполнению двухзарядного ГУ при заданном V_g. Проще анализировать не величину $[C_{HF}(t_1) - C_{HF}(t_2)]/C_\infty$, как принято в классических вариантах DLTS [6, 7] [t_1, t_2 — времена наблюдения, $(t_2 - t_1)$ — «временное окно»], а производную

$\frac{dC_{HF}}{dt} = \frac{N_t}{2N_d}\frac{C_\infty}{\tau}\mathscr{F}(t)$.[3] В этом случае кинетика изотермической релаксации производной dC_{HF}/dt описывается той же функцией $\mathscr{F}(t)$, что и кинетика релаксации тока (см. рис. 2). Таким образом, идентификация и определение параметров двухзарядных ГУ по зависимостям от t производной dC_{HF}/dt формально сводятся к предыдущему случаю.

Обсудим далее проявления двухзарядных ГУ при термостимулированном разряде МДП конденсатора (ТРК). Решая систему уравнений (5), (7) при условии $T = T_0 + \beta t$ (T_0 — начальная температура опыта, β — скорость нагрева), находим

$$j(T) = -\frac{qW}{2}\left[\frac{n_t^0(T)}{\tau} + \frac{n_t^+(T)}{\tau^*}\right] = -\frac{q\beta E_t N_t W}{2kT_m^2}\mathscr{G}(\vartheta). \tag{14}$$

Здесь T_m — температура, определяемая трансцендентным уравнением

$$E_t/kT_m^2 = \frac{N_c v_T \sigma_t}{\beta}\exp(-E_t/kT_m), \tag{15}$$

$$\mathscr{G}(\vartheta) = f^0(\vartheta)\exp\left[\alpha\left(1 - \frac{1}{\vartheta}\right)\right] + f^+(\vartheta)\exp\left[p\alpha\left(1 - \frac{1}{\vartheta}\right) + \gamma\right],$$

$$\alpha = E_t/kT_m, \quad \vartheta = T/T_m, \quad p = E_t^*/E_t, \quad \gamma = \ln\left(\frac{\tau}{\tau^*}\right)\Big|_{T=T_m},$$

$$f^0(\vartheta) = n_t^0/N_t = \exp\left\{-\alpha\int_{\vartheta_0}^{\vartheta}\exp\left[\alpha\left(1 - \frac{1}{\vartheta'}\right)\right]d\vartheta'\right\}, \quad f^+(\vartheta) = n_t^+/N_t =$$

$$= \alpha\int_{\vartheta_0}^{\vartheta}\mathscr{K}(\vartheta', \vartheta) f^0(\vartheta')\exp\left[\alpha\left(1 - \frac{1}{\vartheta'}\right)\right]d\vartheta'$$ [$f^0(\vartheta)$ и $f^+(\vartheta)$ — решения 1-го и 2-го уравнений системы (7) соответственно],

$$\mathscr{K}(\vartheta', \vartheta) = \exp\left\{-\alpha\int_{\vartheta'}^{\vartheta}\exp\left[p\alpha\left(1 - \frac{1}{\vartheta''}\right) + \gamma\right]d\vartheta''\right\}, \quad \vartheta_0 = T_0/T_m.$$

Уравнение (15) описывает термостимулированное опустошение двухзарядного ГУ. Первое слагаемое в (15) характеризует процесс эмиссии первого электрона, соответствующий максимум тока локализован при $\vartheta = 1$, а полуширина пика $\sim 1/\alpha$ [1, 2]. Второе слагаемое — термостимулированный ток повторной ионизации ГУ, температурная зависимость которого определяет общий вид кривой $j(T)$. Для его выяснения необходимо проанализировать поведение функции $\mathscr{K}(\vartheta', \vartheta)$ в окрестности шириной $1/\alpha$ вблизи точки $\vartheta' = 1$, т. е. в области максимума первого слагаемого (15).

С этой целью найдем относительное изменение $\mathscr{K}(\vartheta', \vartheta)$ в окрестности этой точки. Имеем $1/\alpha\,|\partial/\partial\vartheta'\,[\ln\mathscr{K}(\vartheta', \vartheta)]|_{\vartheta'=1} = e^{\gamma}$. Таким образом, как и при изотермической релаксации, можно выделить три случая: $\gamma < -1$, $|\gamma| \le 1$, $\gamma > 1$.

а) $\gamma < 1$. При этом $\mathscr{K}(\vartheta', \vartheta)$ изменяется с ϑ' более плавно, чем

[3] Функцию dC_{HF}/dt легко найти дифференцированием измеренной зависимости $C_{HF}(t)$ [19].

$f^0(\vartheta')\exp\left[\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta'}\right)\right]$, т. е. $f^+(\vartheta)\approx\mathscr{K}(1,\ \vartheta)\int\limits_{\vartheta_0}^{\vartheta} f^0(\vartheta')\exp\left[\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta'}\right)\right]d\vartheta' =$

$$=\mathscr{K}(1,\ \vartheta)\int\limits_{\vartheta_0}^{\vartheta}\frac{df^0}{d\vartheta'}d\vartheta' = \mathscr{K}(1,\ \vartheta)\,[1-f^0(\vartheta)]$$

или

$$f^+(\vartheta)\exp\left[p\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta}\right)+\gamma\right]\approx\mathscr{K}(1,\ \vartheta)\exp\left[p\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta}\right)+\gamma\right][1-f^0(\vartheta)].$$

Легко убедиться, что функция $\mathscr{K}(1,\ \vartheta)\exp\left[p\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta}\right)+\gamma\right]$ имеет максимум, положение ϑ_m которого определяется уравнением $p/\vartheta_m^2=\exp\left[p\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta_m}\right)+\gamma\right]$ с $v_m>1$. Это означает, что при $\gamma<-1$ ток $j(T)$ описывает кривую с двумя максимумами (рис. 3, кривая *a*), эквивалентную известному случаю ТРК при наличии в системе двух локальных уровней с одинаковой плотностью и с резко различными временами жизни электрона, что обеспечивает наблюдение хорошо разрешаемых по температуре двух пиков тока с равной площадью [1, 2].

б $|\gamma|\lesssim 1$. $\mathscr{K}(\vartheta',\ \vartheta)$ и $f^0(\vartheta')\exp\left[\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta'}\right)\right]$

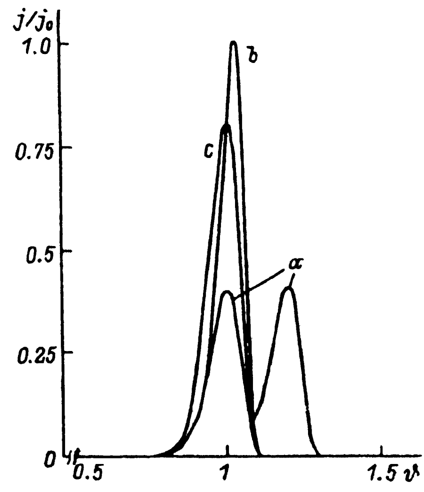

Рис. 3. Кинетика релаксации тока $j(T)$ при термостимулированном опустошении двухзарядного ГУ. $j_0 = -q\beta E_t N_t W/2\ kT_m^2$, $\vartheta = T/T_m$, $\alpha=20$, $p=1.5$. *a* — $\gamma=-5$; *b* — $\gamma=0$; *c* — $\gamma=5$.

изменяются с ϑ' приблизительно одинаково, так что аналитическое рассмотрение поведения функции $j(T)$ затруднительно. Численное решение системы (5), (7) показывает, что температурная зависимость тока в данном случае имеет вид изолированного пика, существенно отличающегося по форме от классического случая ТРК с характерным соотношением полуширин пика со стороны низких Δ_l и высоких Δ_r температур $\Delta_l/\Delta_r\simeq 1.48$ [20]. В рассматриваемом случае это соотношение оказывается заметно меньше (рис. 3, кривая *b*). Этот результат можно рассматривать как практический критерий проявления двухзарядного центра. С целью определения параметров ГУ в данной ситуации необходимо применить стандартные методы термической «расчистки» или вариации скорости нагрева, чтобы свести задачу к случаю *a*).

в) $\gamma>1$. При этом $\mathscr{K}(v')$, принимающая максимальное значение при $\vartheta'=\vartheta$, изменяется с ϑ' более резко, чем

$$f^0(\vartheta')\exp\left[\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta'}\right)\right] \text{ и } f^+(\vartheta) \simeq \alpha f^0(\vartheta)\exp\left[\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta}\right)\right]\times$$

$$\times\int_{\vartheta_0}^{\vartheta}\mathscr{K}(\vartheta',\vartheta)\,d\vartheta' \approx f^0(\vartheta)\exp\left[\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta}\right)\right]\exp\left[-p\alpha\left(1-\frac{1}{\vartheta}\right)-\gamma\right],$$

т. е. $j(T) \approx -\frac{qW}{2},\ 2\frac{n_t^0(T)}{\tau}$. Следовательно, при $\gamma > 1$ ток $j(T)$ описывает кривую с максимумом (рис. 3, кривая c), аналогичную классическому случаю ТРК при термостимулированном опустошении моноэнергетического уровня с энергией ионизации E_t, сечением захвата σ_t и концентрацией $2N_t$ [1, 2]. Следовательно, при $\gamma > 1$ идентификация двухзарядного ГУ в режиме ТРК затруднительна и для ее проведения необходимо перейти к наблюдению изотермической релаксации тока или высокочастотной емкости в условиях, отвечающих кривой c на рис. 2.

Для режима термостимулированной релаксации высокочастотной емкости ОПЗ полупроводника нетрудно получить

$$C_{HF}(T) = C_\infty\left\{1-\frac{1}{2N_d}\left[2n_t^0(T)+n_t^+(T)\right]\right\}. \tag{16}$$

Как и в случае изотермической релаксации проще анализировать температурную зависимость производной dC_{HF}/dT. Тогда $dC_{HF}/dT = \frac{C_\infty\beta E_t N_t}{2kT_m^2 N_d}\mathscr{G}(\vartheta)$, т. е. эта зависимость с точностью до постоянного множителя совпадает с зависимостью $j(T)$.

Таким образом, наиболее яркие особенности релаксационных сигналов, обусловленных опустошением двухзарядных ГУ, проявляются в режиме изотермической релаксации тока и высокочастотной форме емкости в нетривиальных кривых кинетики, содержащих экстремумы. Наблюдение подобных кривых следует считать надежным критерием присутствия в исследуемых структурах двухзарядных глубоких центров, параметры которых в большинстве рассмотренных случаев нетрудно определить на основе развитого аналитического аппарата.

Очевидно, что указанные особенности кинетических кривых могут проявляться в объектах, содержащих центры с отрицательной корреляционной энергией (U^--центры и Pb-центры в Si [16, 21] и, вероятно, DX-центры в AlGaAs [22]) или отталкивающие центры, когда $(E_t^*—E_t) \sim 0.1$ эВ, а $\sigma_t^*/\sigma_t \lesssim 10^{-2}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] А. Г Ждан, В. Б. Сандомирский, А. Д. Ожередов. ФТП, 2, 11 (1968).
[2] В. И. Антоненко, А. Г. Ждан, А. И. Минченко, П. С. Сульженко. ФТП, 20, 208 (1986).
[3] В. И. Антоненко, А. Г. Ждан, П. С. Сульженко. ФТП, 22, 758 (1988).
[4] В. Н. Вертопрахов, Е. Г. Сальман. Термостимулированные токи в неорганических веществах. Новосибирск. (1979).
[5] R. Chen, Y. Kirsh. Analysis of thermally stimulated processes. Pergamon (1981).
[6] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
[7] N. M. Johnson. J. Vac. Sci. Techn., 2, 303 (1982).
[8] В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. Физика полупроводников. М. (1977).
[9] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х кн. Т. 1. М. (1984).
[10] В. Д. Ткачев, Л. Ф. Макаренко, В. П. Маркевич, Л. И. Мурин. ФТП, 18, 526 (1984).
[11] Е. М. Гершензон, А. П. Мельников, Р. И. Рабинович, И. А. Серебрякова. УФН, 132, 353 (1980).
[12] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л. (1981).
[13] Ж. Бургуэн, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М. (1985).

[14] Н. А. Лушников, А. Г. Ждан. ФТП, **16**, 793 (1982).
[15] L. L. Rosier, C. T. Sah. Sol. St. Electron., **14**, 41 (1971).
[16] L. F. Makarenko, L. I. Murin. Phys. St. Sol. (b), **145**, 241 (1988).
[17] G. D. Watkins, J. R. Troxell. Phys. Rev. Lett., **44**, 593 (1980).
[18] R. D. Harris, J. L. Newton, G. D. Watkins. Phys. Rev. B, **36** (1987).
[19] Е. И. Гольдман, А. Г. Ждан, А. М. Клочкова, Ю. В. Маркин. ФТП, **24**, 159 (1990).
[20] А. Г. Ждан, В. Б. Сандомирский, А. Д. Ожередов, Г. Н. Яковлева. ФТП, **3**, 1755 (1969)
[21] K. L. Brower. Semicond. Sci. Techn., **4**, 970 (1989).
[22] Труды тематической конференции. Semicond. Sci. Techn., **6**, N 10B.

Редактор В. В. Чалдышев