

## АНОМАЛЬНЫЕ (С ДВУМЯ МАКСИМУМАМИ) ПИКИ В СПЕКТРАХ ТОКОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В $p$ - $n$ -СТРУКТУРЕ, СВЯЗАННЫЕ С ОДНИМ ТИПОМ ГЛУБОКИХ СОСТОЯНИЙ

Н. А. Урманов, М. В. Гафурова

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева Академии наук Узбекистана,  
700084, Ташкент, Узбекистан  
(Получена 13 марта 1993 г. Принята к печати 13 апреля 1993 г.)

Теоретически и экспериментально изучается аномальная релаксация тока в  $p$ - $n$ -структуре, при которой одному типу глубоких состояний соответствуют два пика в спектрах обзорных методов спектроскопии глубоких центров. Выполнены расчеты для модельной  $p$ - $\pi$ - $n$ -структуры с одним типом глубоких центров, в результате которых получены аномальные спектры. Найдено соотношение, которое связывает температуру максимума термостимулированного тока с параметрами структуры. Приводятся экспериментальные данные для  $p$ - $n$ -структуры на основе GaAs, которые объясняются в рамках рассмотренной модели.

Перекрывание пиков в спектрах обзорных методов спектроскопии глубоких центров [1] относят обычно за счет наложения процессов релаксации, связанных с различными глубокими состояниями. Считается, в частности, что неизолированный пик, имеющий выраженный максимум, соответствует определенному сорту состояний.

В настоящей работе изучается ситуация, когда такой подход является неверным для спектров термостимулированного тока (ТСТ) и спектров I-DLTS — токового варианта метода Ланга [2]. Эта ситуация, как будет показано, реализуется в  $p$ - $n$ -переходе с одним типом глубоких центров при наличии между  $p$ - и  $n$ -областями слоя из материала, перекомпенсированного глубокими центрами. Для определенности далее рассматривается  $n$ - $\pi$ - $p$ -структура. В нейтральном  $\pi$ -слое глубокий уровень частично заполнен дырками. Уровень является акцепторным, лежит в нижней половине запрещенной зоны и характеризуется скоростью термической эмиссии дырок, которая обычным образом зависит от температуры:  $e_p(T) = e_0 \exp(-E/kT)$  ( $E$  — энергия активации,  $k$  — постоянная Больцмана). Подобная структура ранее рассматривалась нами в связи с аномальной релаксацией емкости (АРЕ) [3] и тока (АРТ) [4]. Аномальный характер спектров ТСТ и I-DLTS проявляется в том, что одному глубокому уровню соответствует сложный пик с двумя выраженными максимумами. Об этой особенности сообщалось ранее в работе [5].

Причина аномального поведения ТСТ состоит в том, что в процессе релаксации последовательно реализуется два различных механизма появления максимума на температурной зависимости тока  $I(T)$ . Сначала при низких температурах действует специфический для  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуры механизм, который рассматривается впервые. В результате появляется первый максимум, температура которого (обозначим ее  $T_1$ ) сильно зависит от параметров структуры. Второй максимум ( $T_2$ ) возникает обычным для  $p$ - $n$ -перехода образом. При выполнении некоторых условий  $T_2$  определяется в основном зависимостью  $e_p(T)$ . Это позволяет определить  $e_p$ . Обычно  $I(T_1) > I(T_2)$ . При этом именно

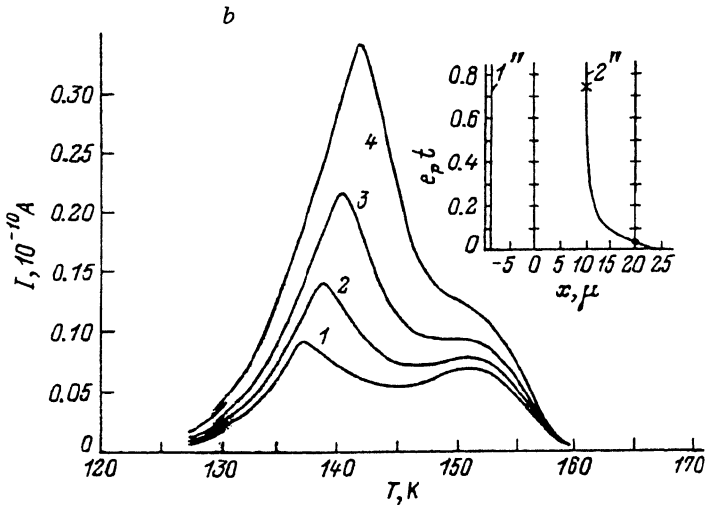
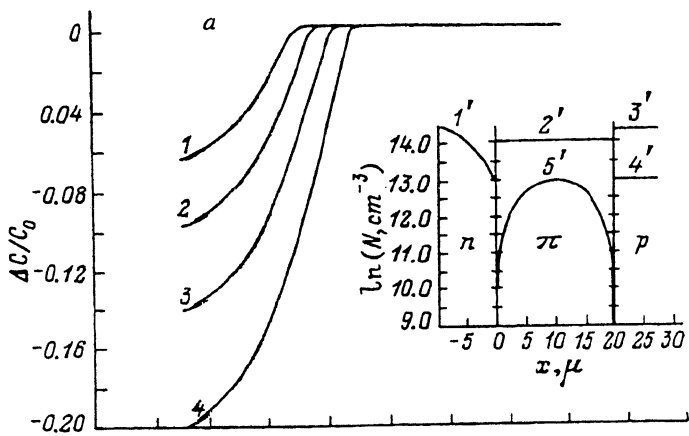


Рис. 1. Теоретические кривые термостимулированной релаксации емкости (а) и тока (б) в модельной структуре. На вставке а — концентрационный профиль структуры: 1' —  $N_d$ , 2' —  $p_{t0}$ , 3' —  $N_{tp}$ , 4' —  $N_a$ , 5' —  $p_{ti}$ ,  $L = 20$  мкм. В области  $0 < x < L$  распределение объемного заряда описывается формулами (3), (4) при  $q = 0.95$ ; б: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 1;  $x_p(\infty) = 9.7$  мкм,  $V = 15$  В,  $\beta = 0.39$  К/с,  $\varepsilon_0 = 7.69 \cdot 10^{12}$  с<sup>-1</sup>,  $E = 0.42$  эВ. Площадь структуры 1 см<sup>2</sup>. На вставке б — изменение положения границ ОПЗ  $x_n$  (1'') и  $x_p$  (2'') в процессе релаксации; кружком отмечено значение  $x_p(T_1)$ , крестом —  $x_p(T_2)$ ; данные относятся к кривым 2 на основных рисунках.

первый пик с спектроскопической точки зрения является ложным, так как скорость эмиссии, найденная стандартным способом из  $T_1$ , соответствует в сущности фиктивным центрам.

В работе приводятся теоретические и экспериментальные результаты. На основе теории релаксационных процессов, развитой в работах [3, 6], выполнены расчеты для модельной  $n-\pi-p$  структуры. Результаты сопоставляются с экспериментальными данными, полученными для  $p-n$  структуры на основе GaAs.

Концентрационный профиль модельной структуры показан на рис. 1. В подписи к рисунку использованы обозначения:  $N_d$ ,  $N_a$  — концентрации мелких некомпенсированных доноров ( $n$ -область) и акцепторов ( $p$ -область),  $N_{tp}$  — концентрация глубоких акцепторных центров в  $p$ -области,  $p_{t0}$  — концентрация дырок на тех же центрах в нейтральном материале  $\pi$ -слоя,  $L$  — толщина  $\pi$ -слоя,  $p_{ti}$  — один из параметров начального заполнения глубоких центров. Примем, что левая

граница ОПЗ располагается в  $n$ -области при  $x = -x_n$ , правая — при  $x = x_p$ . Ток релаксации дается формулой  $I = qN_d(x_n) dx_n/dt$  [6]. Выражение для емкости рассматриваемой структуры зависит от положения правой границы ОПЗ: при  $x_p > L$  (первая стадия релаксации)  $C = \varepsilon\varepsilon_0/(x_n + x_p)$ , при  $x_p < L$  (вторая стадия)  $C = \varepsilon\varepsilon_0/(x_n + L)$  [3]. Ток и емкость вычислялись в соответствии с этими выражениями на основе значений  $x_n$  и  $x_p$ , найденных из решения численными методами системы уравнений [3]

$$\int_{-x_n}^{x_p} x \rho(x, t) dx = -\varepsilon\varepsilon_0 V, \quad (1)$$

$$\int_{-x_n}^{x_p} \rho(x, t) dx = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon\varepsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая постоянная,  $\rho$  — объемный заряд,  $V = V_R + V_C$ ,  $V_R$  — обратное смещение,  $V_C$  — контактная разность потенциалов. В  $n$ -области  $\rho/q = N_{db}$ , в  $p$ -области  $\rho/q = -[N_a + N_{tp}(1 - F)]$ , где  $F = \exp\left[-(1/\beta) \int_{T_0}^T e_p dT'\right]$  при термостимулированной релаксации с линейной

зависимостью температуры от времени  $T = T_0 + \beta t$  ( $\beta$  — скорость нагрева,  $T_0$  — начальная температура) и  $F = \exp(-e_p t)$  при  $T = \text{const}$  ( $t$ ). Пространственное распределение объемного заряда на глубоких центрах в  $\pi$ -области зависит от условий возбуждения и в  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуре может быть весьма неоднородным. Это распределение задавалось в виде

$$\rho/q = -ap_{t0} - (1 - a)p_{t0}(1 - F) + bp_{ti}(x)F, \quad 0 < x < x_p(\infty), \quad (3)$$

$$\rho/q = p_{ti}(x)F - p_{t0}(1 - F), \quad x_p(\infty) < x < L \text{ или } x_p, \text{ если } x_p < L. \quad (4)$$

Здесь  $a$ ,  $b$ ,  $p_{ti}(x)$  — параметры,  $x_p(\infty)$  — положение правой границы в конце релаксации. Значения параметров брались такими, что в первый момент релаксации (для него  $F = 1$ ) в (3)  $\rho/q = -ap_{t0} + bp_{ti} < 0$ . В тот же момент в (4)  $\rho/q > 0$ . При наличии заряда того и другого знака в  $\pi$ -области может иметь место инверсия электрического поля [4]. Этот эффект при использованных значениях параметров отсутствовал.

Теоретические кривые термостимулированной релаксации емкости (ТСЕ) и тока изображены на рис. 1. В случае ТСЕ показано поведение величины  $\Delta C(T)/C_0(T)$ , где  $\Delta C(T) = C(T) - C_0(T)$  ( $C_0$  — емкость в конце релаксации). Поскольку для всех кривых  $x_p(\infty) < L$  (для кривой 2 это показано на вставке к рис. 1, б),  $C_0 = \varepsilon\varepsilon_0/[x_p(\infty) + L]$ . По своему виду немонотонные зависимости  $\Delta C(T)$  с максимумом в области положительных значений  $\Delta C$  относятся к одному из характерных типов АРЕ, при котором этот максимум соответствует моменту вхождения  $x_p$  в  $\pi$ -область [3]. При сопоставлении кривых на рис. 1, а и 1, б видно, что максимум  $\Delta C(T)$  и первый максимум зависимости  $I(T)$  расположены при одинаковой температуре. Следовательно, для низкотемпературного пика ТСТ

$$x_p(T_1) = L. \quad (5)$$

В явном виде это отражено на вставке рис. 1, б. Условие (5) не является универсальным. Расчеты показали, что при больших значениях  $L$  максимуму ТСТ соответствуют значения  $x_p$  внутри  $\pi$ -слоя. Критерий, когда действует (5), можно найти следующим образом. Рассмотрим «пробную»  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуру, в

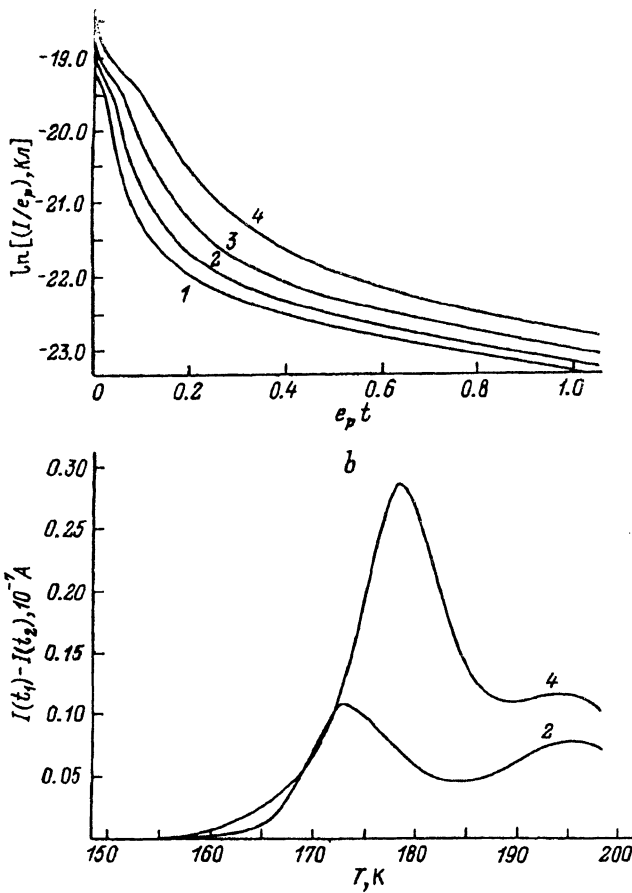


Рис. 2. Изотермическая релаксация тока (а) и спектр I-DLTS (б), соответствующие условиям на рис. 1. Номера кривых совпадают с номерами на рис. 1.  $t_2/t_1 = 3 \cdot 10^{-2}/1 \cdot 10^{-2}$  с.

которой  $N'_t = p_{t0}$ , а  $N'_a \ll p_{t0}$  ( $N'_t$ ,  $N'_a$  — концентрации глубоких и мелких акцепторов при  $x > x_p(\infty)$  в  $p^-$ -стороне). Параметры  $n$ -стороны  $x_p(\infty)$ ,  $op_{t0}$  сохраним. Вычислим температуру максимума ТСТ этой структуры  $T_M$  и найдем значение  $x_p(T_M)$ . Если окажется, что  $L < x_p(T_M)$ , то (5) будет условием максимума ТСТ в  $n-\pi-p$ -структуре. Эти рассуждения основаны на том, что объемные заряды в обеих структурах в интересующей нас области температур практически одинаковы. Естественно, что (5) с теми же ограничениями относится и к  $n-p-p$ -переходу.

Займемся теперь вторым пиком ТСТ на рис. 1, б. Из вставки на этом рисунке видно, что при  $e_p t > 0.5$  в области значения  $x_p(T_2)$  (эта часть релаксации соответствует температурам, при которых лежит пик)  $x_n$  и  $x_p$  изменяются очень слабо. Это связано с тем, что при выбранных значениях параметров постоянный объемный заряд в выражении (3) существенно больше, чем изменяющийся во времени. Именно такая ситуация имеет место в  $p-n$ -переходе с малым содержанием глубоких центров в  $p$ -области. При этом заряд  $-qap_{t0}$  выполняется как бы роль заряда мелких акцепторов в таком переходе. Эта аналогия позволяет использовать результаты работы [6] и для  $T_2$  записать  $e_p(T_2) = \beta^* E/kT^2$ . Величина параметров, входящих в (3), и  $N_d$  таковы, что на основе расчетов той же работы можно положить  $\beta^* = \beta$ . Решая уравнение относительно  $T_2$  при изве-

стных  $\beta$ ,  $e_0$  и  $E$  (см. [6]), получаем 151.5 К. Эта величина и значения  $T_2$  на рис. 1,  $b$  почти совпадают. На положение второго пика параметры структуры, как мы видим, влияют слабо.

На рис. 2 показаны изотермическая релаксация тока (ИРТ) и спектры I-DLTS, соответствующие термостимулированной релаксации на рис. 1,  $b$ . Спектр I-DLTS имеет два пика. Из рисунка видно, что высокотемпературный пик, например пик 194.3 К на кривой 4, соответствует той части кривой ИРТ ( $e_p t > 0.5$ ), которая представляет почти чистую экспоненту с постоянной времени  $\approx 1/e_p$  (рис. 2,  $a$ ). В методе I-DLTS «измеряемое» значение  $e_p$ , относящееся к температуре максимума, находится из решения уравнения

$$e_p = [\ln(e_p t_2 - 1) - \ln(e_p t_1 - 1)] / (t_2 - t_1) \quad (6)$$

( $t_2, t_1$  — параметры окна скорости эмиссии), которое отвечает экспоненциальной релаксации тока  $I \sim p_e e_p \sim e_p \exp(-e_p t)$ . Уравнение записано в форме, удобной для решения методом итераций. Истинное значение  $e_p$  и измеряемое для рассматриваемого пика составляют соответственно 99 и 123  $\text{с}^{-1}$ . Для первого пика на той же кривой истинное значение  $e_p$  (178.4 К) = 10.6  $\text{с}^{-1}$ , оно существенно меньше измеряемого. Этот пик соответствует участку  $e_p t < 0.4$  кривой ИРТ с быстрой релаксацией и связан, следовательно, с сильным отклонением релаксации в  $n$ - $\pi$ - $p$ -структуре от экспоненциального закона. Отметим, что второй пик несколько лучше выражен в спектре I-DLTS, чем в соответствующем ему спектре ТСТ.

Экспериментальные спектры ТСТ и ТСЕ в  $p$ - $n$ -структуре из GaAs выращенной методом жидкостной эпитаксии на  $p^+$ -подложке, показаны на рис. 3. Вид спектров, взаимное расположение кривых ТСТ и ТСЕ, снятых при одина-

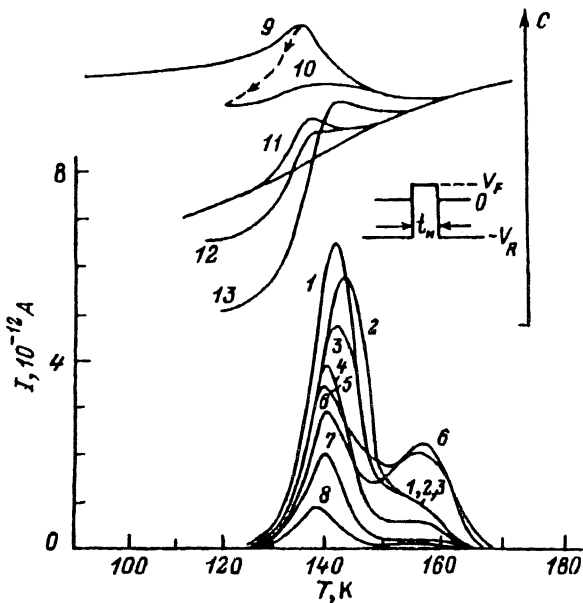


Рис. 3. Термостимулированный ток (1—8) и термостимулированная емкость (9—13) в  $p$ - $n$ -структуре на основе GaAs. На вставке — возбуждающий импульс напряжения. Обратное смещение  $V_R = 3$  В, импульсное прямое смещение  $V_F$ , В: 1 — 1.6; 2, 3, 13 — 1.5; 4—7, 9—11 — 1.3; 8, 12 — 1.2; длительность импульса, мкс: 2—4, 6—8, 11—13 — 10<sup>3</sup>; 1, 5, 9, 10 — 10<sup>5</sup>. Температура возбуждения для кривых 1, 5, 9, 10 — 85 К, для остальных — около 110 К. Условия возбуждения ТСТ и ТСЕ одинаковы для пар кривых 3, 13; 7, 11; 8, 12. Кривая 10 записана после термической расчистки, показанной штриховой линией. Скорость нагрева 0.39 К/с, площадь структуры  $7.1 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>.

ковых условиях возбуждения, хорошо соответствуют теоретическим на рис. 1. Экспериментальная кривая 9 отличается по своему виду от других, но она также соответствует одному из типов АРЕ, изученных в [3]. Температурная зависимость импеданса экспериментальной структуры и зависимость  $C(V_R)$  указывали на наличие  $\pi$ -области. Таким образом, учет этой области в рамках представленной модели позволяет объяснить эксперимент. Судя по положению второго пика, релаксация связана с А-центрами. Действительно, величина  $T_2$  в эксперименте и в теории почти одинакова, а значения  $\epsilon_0$  и  $E$ , использованные в расчетах, довольно хорошо соответствуют экспериментальным зависимостям  $\epsilon_p(T)$  для А-центров в работе [7]. Традиционный подход к спектрам ТСТ привел бы к ошибочному выводу, что кроме состояний А-центров в образце имеются иные состояния, которым отвечает низкотемпературный пик ТСТ.

Вопрос о том, как влияет падение напряжения на нейтральном  $\pi$ -слое, связанное с протеканием тока релаксации, на величину этого тока, будет рассмотрен отдельно.

Авторы благодарны А. А. Лебедеву за ценные советы, а М. Н. Степановой за предоставление образцов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Л. С. Берман, А. А. Лебедев. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках, 176. Л. (1981).
- [2] D. V. Lang. J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
- [3] Н. А. Урманов. ФТП, 26, 1635 (1992).
- [4] Н. А. Урманов. ФТП, 26, 1671 (1992).
- [5] Н. А. Урманов. В кн.: Первая национальная конференция «Дефекты в полупроводниках», 38. Санкт-Петербург (1992).
- [6] Н. А. Урманов, М. Н. Степанова. ФТП, 27 (1993) (в печати).
- [7] Z.-G. Wang, L. A. Ledebor, H. G. Grimmeiss. J. Phys. C, 17, 259 (1984).

Редактор Т. А. Полянская

---