

Нестационарная спектроскопия α -центров Рывкина

© А.П. Одринский[¶]

Институт технической акустики Национальной академии наук Белоруссии,
210017 Витебск, Белоруссия

(Получена 22 декабря 2010 г. Принята к печати 28 декабря 2010 г.)

Рассмотрены особенности DLTS-регистрации дефектов, обладающих склонностью к перезахвату термически возбуждаемых носителей вследствие большой величины эффективного сечения захвата. Обнаружены признаки, позволяющие идентифицировать реализацию данной модели.

1. Введение

В настоящее время основными методами исследования электрически активных дефектов кристаллической структуры полупроводниковых материалов и структур являются различные варианты метода DLTS (deep level electron spectroscopy) [1], и актуальной становится задача идентификации дефектов на основе особенностей регистрации их перезарядки [2]. В высокоомных полупроводниках эффективно используют вариант DLTS-метода — фотоэлектрическую релаксационную спектроскопию (photo-induced current transient spectroscopy, PICTS) [3]. Применение в PICTS возбуждения светом позволяет получать информацию о дефектах полупроводниковых материалов как в области встроенных полей p – n -перехода, барьера Шоттки, гетероперехода, так и в условиях отсутствия поля, что расширяет возможности метода, но может приводить к проблеме корректности используемых методик анализа. Поясним на примере. В монокристаллах GaSe в области температур 280–330 К методами PICTS [4,5] и DLTS [6] регистрируется перезарядка дефекта с энергией термоактивации $E_a = 0.8$ [4], 0.75 [5], 0.74 эВ [6] и эффективным сечением захвата $\sigma_t = 5 \cdot 10^{-12}$ [4], $4 \cdot 10^{-11}$ [5], $1.1 \cdot 10^{-12}$ см² [6]). Оценки E_a и σ_t получены по методикам DLTS-анализа, основанного на приближении пренебрежения перезахватом, и имеют сравнимые величины. Распространенный критерий — совпадение прямой Аррениуса — также убеждает нас в идентификации характерного для GaSe собственного дефекта. Вместе с тем значительная величина эффективного сечения захвата ставит под сомнение корректность использования приближения пренебрежения перезахватом в PICTS-исследованиях, проводимых в условиях отсутствия встроенных полей в материале. Хотя авторы на основании величины σ_t интерпретируют дефект как протяженный — дислокацию или дефект упаковки, это не решает проблему корректности анализа. Данное приближение широко используется в DLTS-исследованиях, проводимых в строго определенных условиях — в области встроенного поля p – n -перехода (барьера Шоттки, гетероперехода), где в силу наличия поля при анализе процесса релаксации принято считать возможным пренебречь влиянием перезахвата неравновесных носителей, термически возбуждаемых с

дефекта [2]. С другой стороны, если судить по публикациям результатов исследований методом термостимулированной проводимости, перезахват термически возбуждаемых носителей — ситуация не редкая. Проблема корректности применения метода PICTS для случая сильного перезахвата была затронута в работе [7]. К сожалению, авторы ограничились анализом условий, в которых модель α -центров Рывкина [8] предсказывает экспоненциальную релаксацию.

В настоящей работе для данной модели получено аналитическое выражение, описывающее релаксацию возбужденного состояния полупроводника с учетом перезахвата. С использованием численного моделирования, установлены особенности PICTS-регистрации дефекта, позволяющие обнаружить наличие перезахвата. Полученный результат может оказаться полезным в решении важной задачи — идентификации реализовавшейся модели [2] при регистрации перезарядки дефектов иными вариантами DLTS-метода.

2. Обсуждение модели

Рассмотрим высокоомный полупроводник n -типа проводимости, содержащий точечные дефекты — ловушки электронов с концентрацией N_t . При фотовозбуждении образца кинетические уравнения для концентрации электронов в зоне проводимости n и на ловушках n_t можно представить как

$$\begin{cases} dn/dt = g_1 + e_{nt}n_t - C_{nt}n(N_t - n_t) - n/\tau_n, & (1) \\ dn_t/dt = C_{nt}n(N_t - n_t) - e_{nt}n_t, & (2) \end{cases}$$

где g_1 — скорость фотогенерации электронов, e_{nt} — скорость термоэмиссии электронов с ловушек, C_{nt} — коэффициент захвата электронов на ловушки, t — время, τ_n — время жизни электронов. Пренебрегая равновесной концентрацией свободных носителей заряда в высокоомном материале и предполагая равновесие ловушек и зоны проводимости в процессе релаксации, $dn_t/dt \approx 0$ [8], получим

$$dn/dt [1 + e_{nt}C_{nt}N_t/(C_{nt}n + e_{nt})^2] + n/\tau_n = 0. \quad (3)$$

Введением понятия мгновенного эффективного времени жизни уравнение (3) сводится к случаю экспоненци-

[¶] E-mail: odra@mail333.com

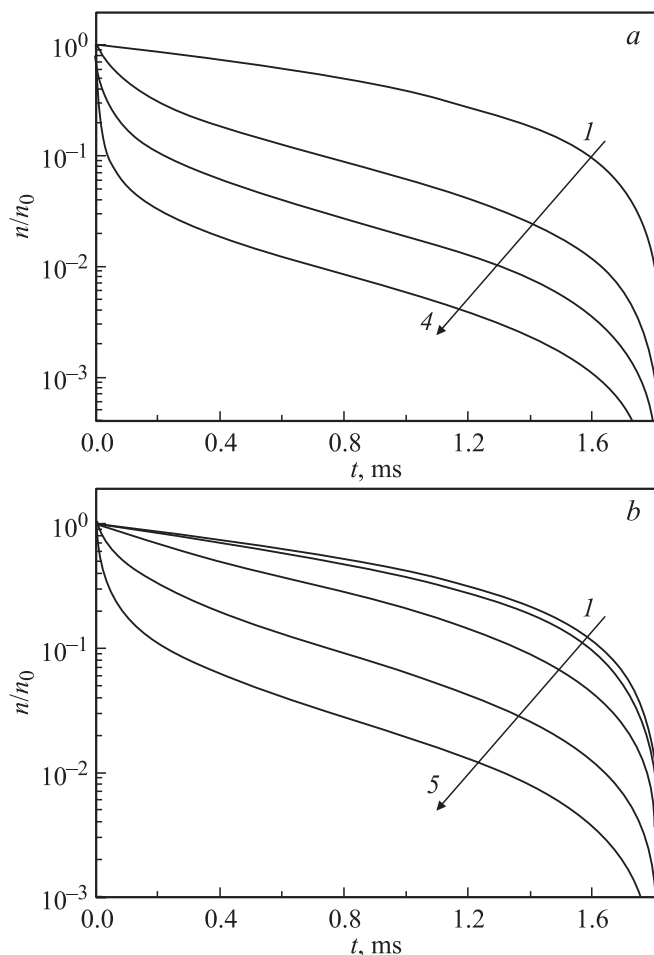


Рис. 1. Вид функции, описываемой уравнением (4), при $\tau_n = 10^{-3}$ с, $N_i/n_0 = 1$ (a) и 100 (b). Параметр b : 1 — 1, 2 — 0.1, 3 — 10^{-2} , 4 — 10^{-3} , 5 — 10^{-4} .

альной релаксации [8]. Однако можно получить и аналитическое решение уравнения (3) (см. Приложение I):

$$n(t)/n_0 = b / [\exp(t/\tau' + C)^{1/2} - 1], \quad (4)$$

где $b \equiv e_{nt}/C_{nt}n_0 = N_c/g \exp(-E_t/kT)$, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, g — фактор вырождения, E_t — энергия активации термоэмиссии с ловушки, k — постоянная Больцмана, T — температура, $\tau' \equiv \tau_n N_i / 2n_0 b$, C — постоянная, определяемая начальными условиями $n(0) = n_0$, $C = [\ln(1 + b)]^2$.

Следует подчеркнуть, что модель α -центров применима для области достаточно высоких температур, при которых скорость термоэмиссии с ловушки способна обеспечить сохранение термодинамического равновесия между ловушкой и зоной. В настоящей работе сделана попытка применить данную модель для описания кинетики релаксации в области температур, где равновесие между ловушкой и зоной только устанавливается. На рис. 1 приведена функция (4), нормированная на разность значений в начальный и конечный моменты времени наблюдения. Такая процедура отражает свой-

ства реальных измерений, где в силу наличия шума измерительного тракта, а также конечного времени регистрации кинетики постоянная составляющая измеряемого сигнала неизвестна, что приводит к „завалу хвоста“ кривой в логарифмическом масштабе, затрудняя суждение о ее соответствии экспоненциальной форме. На рисунке большие значения параметра b соответствуют большим температурам. При наименьших значениях b наблюдается начальный участок быстрого спада с характеристическим временем, меньшим заданного времени жизни свободных носителей, более заметный с уменьшением отношения N_i/n_0 . Это указывает на неадекватность модели при данных температурах, тогда как с увеличением значения параметра b функция приобретает более правдоподобный вид и можно попытаться использовать ее для описания кинетики релаксации.

На рис. 2 приведен набор спектров, полученный с применением DLTS-анализа „релаксации фототока“, построенной с использованием уравнения (4) последовательно в ряде температурных точек. Здесь и далее

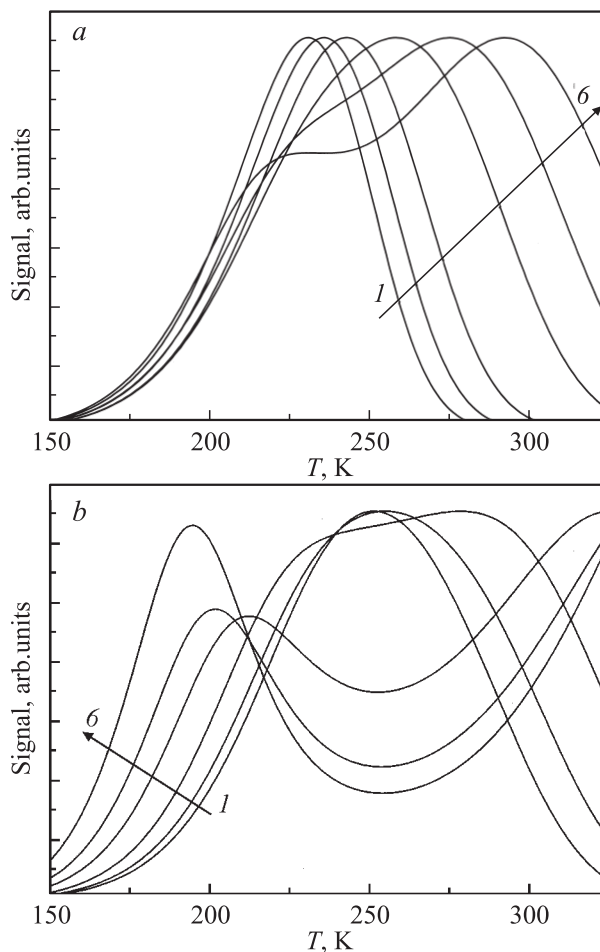


Рис. 2. Набор PICTS-спектров для модели α -центра с $E_t = 0.3$ эВ, $\tau_n = 10^{-3}$ с, $N_i/n_0 = 1$ (a) и 10 (b). Спектры нормированы на высоту пика и соответствуют характеристическому времени релаксации τ_i , мс: 1 — 3, 2 — 2, 3 — 1.1, 4 — 0.33, 5 — 0.17, 6 — 0.1.

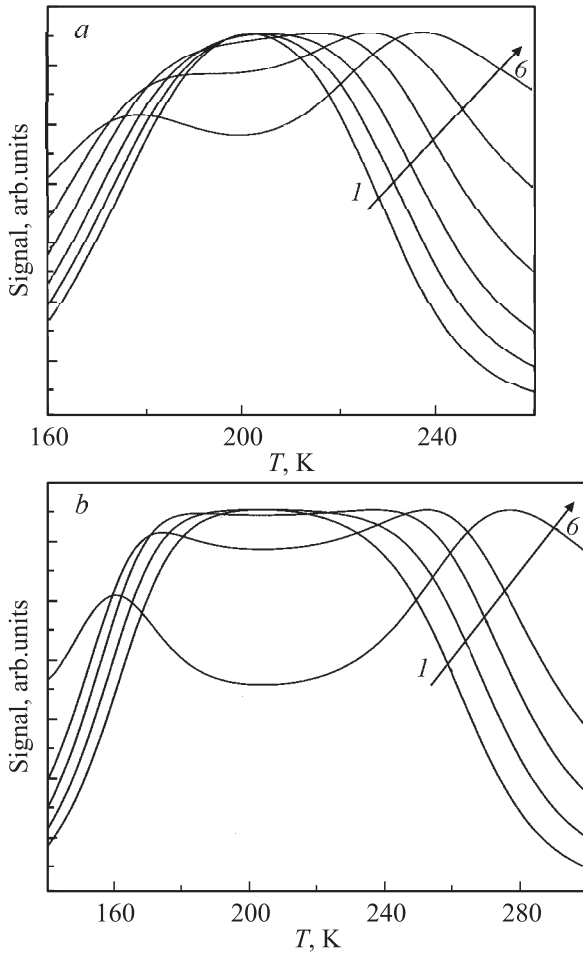


Рис. 3. Набор PICTS-спектров для модели ловушки с $E_t = 0.3$ эВ, $\sigma_t = 10^{-14}$ см², $\tau_n = 10^{-3}$ с, $N_t/n_0 = 10^2$ (a) и 10^3 (b). Спектры нормированы на высоту пика и соответствуют характеристическому времени релаксации τ_i , мс: 1 — 3.5, 2 — 2.9, 3 — 2.5, 4 — 2.0, 5 — 1.6, 6 — 1.1.

использована методика анализа, описанного в [9]. Из рисунка видно, что при уменьшении характеристического времени релаксации τ_i , приписываемого спектру, наблюдается асимметричное уширение пика с последующим раздвоением. В отличие от модели пренебрежения перезахватом, кроме пика со стандартным поведением наблюдается „рефлекс“ с аномальной температурной зависимостью (низкотемпературный пик на рис. 2) — с уменьшением характеристического времени релаксации положение пика смещается в область более низких температур. Смещение и амплитуда рефлекса возрастают с увеличением отношения N_t/n_0 .

На рис. 3 приведен набор спектров, полученный в результате DLTS-анализа данных „релаксации фототока“, построенной последовательно в ряде температурных точек с использованием численного решения методом Эйлера системы уравнений (1), (2) для ловушки с $E_t = 0.30$ эВ и $\sigma_t = 10^{-14}$ см². В спектрах отчетливо заметен характерный для рассмотренной выше модели

рефлекс. Сравнив рис. 3, a и b, можно заметить, что амплитуда и смещение температурного положения рефлекса возрастают с увеличением отношения N_t/n_0 , что также характерно для рассмотренной выше модели.

Таким образом, можно утверждать, что рассмотренная модель способна описать изменения с температурой отклонения кинетики релаксации фототока от экспоненциальной зависимости, обусловленные наличием перезахвата носителей заряда, термически возбуждаемых с дефектов. Регистрация дефекта с использованием распространенных методик DLTS-анализа при наличии перезахвата имеет свои характерные особенности, а именно при уменьшении характеристического времени релаксации, приписываемого спектру, должно наблюдаться асимметричное уширение пика с последующим раздвоением и появлением рефлекса с аномальной температурной зависимостью.

Отсутствие данных эффектов при регистрации упомянутого выше дефекта в GaSe указывает на отсутствие перезахвата при перезарядке дефекта, что может быть следствием либо значительных внутренних встроенных полей в кристалле, либо отличием механизма перезарядки от рассмотренных в настоящей работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

Приложение I

Интегрируя уравнение (3) с использованием разложения на элементарные дроби, получим

$$\ln(n + \beta)/\beta - (1/N_t + 1/\beta) \ln n - 1/(n + \beta) = t/(N_t \tau_n) + C, \quad (\text{П.I.1})$$

где введено обозначение $\beta \equiv e_m/C_m$, C — постоянная интегрирования. Считая $N_t \gg \beta$, упростим:

$$\ln(1 + \beta/n) - 1/(1 + n/\beta) = t/\tau' + C, \quad (\text{П.I.2})$$

где $\tau' \equiv \tau_n N_t/\beta$. Уравнение (П.I.2) задает функцию $t(n)$, обратную к искомой $n(t)$. Воспользовавшись леммой из Приложения II, найдем искомую функцию — уравнение (4).

Приложение II

Пусть функция $f(x)$ представима в виде суммы функций, $f(x) = \varphi(x) + g(x)$, и существуют обратные функции $f^{-1}(x)$, $\varphi^{-1}(x)$, $g^{-1}(x)$. В силу симметричности обратных функций относительно биссектрисы первого квадранта декартовых координат справедлива лемма: для каждого значения аргумента x существует такое значение x' , при котором выполняются следующие соотношения:

$$f^1(x) = \varphi^{-1}(x') = g^{-1}(x - x').$$

Список литературы

- [1] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [2] P.M. Mooney. *Semiconductors and Semimetals* (Academic Press, London, 1999) v. 51B, p. 102.
- [3] Ch. Hurter, M. Boulon, A. Mitonnear, D. Bois. Appl. Phys. Lett., **32**, 821 (1978).
- [4] G. Micocci, P. Siciliano, A. Terore. J. Appl. Phys., **67**, 6581 (1990).
- [5] А.П. Одринский. ФТП, **44**, 883 (2010).
- [6] Y. Cui, R. Dupere, A. Burger, D. Johnstone, C. Mandal, S.A. Payne. J. Appl. Phys., **103**, 013 710 (2008).
- [7] J.C. Balland, J.P. Zielinger, C. Nogueta, M. Tapiero. J. Phys. D: Appl. Phys., **19**, 57 (1986).
- [8] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [9] А.П. Одринский. ФТП, **39**, 660 (2005).

Редактор Л.В. Шаронова

Transient spectroscopy of Ryvkin's α -centers

A.P. Odrinsky

Institute of Technical Acoustics,
National Academy of Sciences of Belarus,
210717 Vitebsk, Belarus

Abstract The peculiarities of defects registration by DLTS technique under strong retrapping of carriers owing to the significant value of apparent capture cross section were investigated. The attributes which allow to identify realization of the given model are established.