

# Туннельная рекомбинация в полупроводниковых структурах с наноразупорядочением

© С.В. Булярский, Ю.В. Рудь\*,<sup>†</sup>, Л.Н. Вострецова, А.С. Кагарманов, О.А. Трифонов

Ульяновский государственный университет,  
432970 Ульяновск, Россия

\* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 апреля 2008 г. Принята к печати 15 сентября 2008 г.)

Предложена модель обобщенной генерационно-рекомбинационной теории применительно к полупроводникам с наноразупорядочением. Установлено, что применение развитой модели рекомбинации открыло возможности определить параметры, характеризующие локализацию электронных состояний в полупроводниках с различными атомным составом и характером позиционного упорядочения. Показано, что пространственные параметры этой локализации принадлежат нанометровому диапазону и по этой причине основным фактором переноса становится туннелирование носителей заряда, наряду с которым важную роль играют также электронные переходы между разрешенными зонами и состояниями внутри щели подвижности. На основании выполненного исследования сделан вывод о том, что только сочетание обоих факторов обеспечивает полное описание электронных процессов в структурах на полупроводниках с наноразупорядочением.

PACS: 71.20.Nr, 71.23.An, 73.50.Gp

## 1. Введение

Разупорядочение на наноразмерном уровне в алмазоподобных полупроводниках может происходить по различным причинам. Искусственное наноразупорядочение достигается путем создания множества квантовых ям, например, в кристаллах на основе твердых растворов полупроводников  $A^{III}B^V$ . Причиной подобного процесса может стать, например, радиационное облучение либо ионное легирование полупроводника. Естественное разупорядочение на наноуровне возникает также по различным причинам: компенсация, структурные несовершенства, стеклообразование, высокая концентрация дефектов, комплексообразование и т. д. Разупорядочение сопровождается пространственной локализацией электронных состояний, в результате чего для обеспечения рекомбинации носителей заряда уже возникает необходимость в преодолении потенциального барьера и, если барьер преодолевается туннельно, следует уже говорить о туннельной рекомбинации. В настоящей работе показано, что независимо от причин, которые вызвали разупорядочение, общим механизмом переноса заряда в таких структурах становится обобщенный механизм протекания генерационно-рекомбинационных процессов [1], объединяющий механизмы рекомбинации Шокли [2] через ловушки и прыжковый механизм переноса Мотта [3].

Рекомбинация в пространственно неоднородных структурах исследовалась в ряде работ [4–8]. Однако формулы для скорости рекомбинации в этих работах носят частный характер, а выражения для вольт-амперных характеристик (ВАХ) и их анализ отсутствуют. В то же время участки ВАХ, обусловленные рекомбинацией в области пространственного заряда, несут полезную информацию о свойствах центров рекомбинации [9–12],

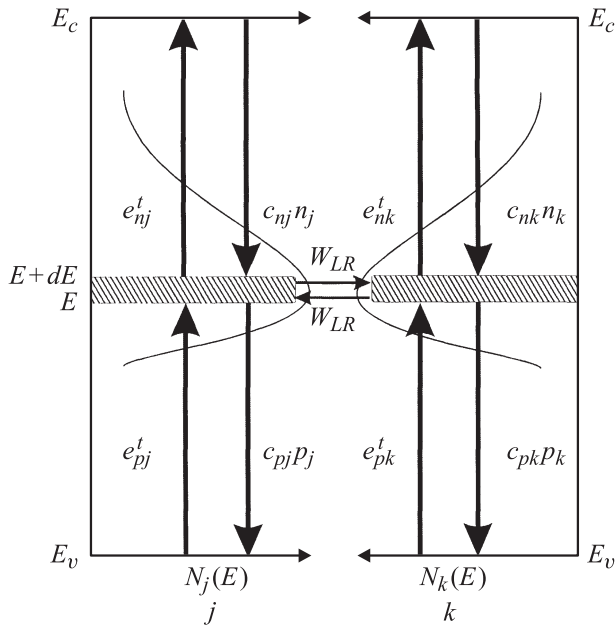
которая, как правило, не используется. В данной работе получено обобщенное выражение для скорости рекомбинации в структурах с туннельно-связанными областями и для вольт-амперной характеристики таких структур. Также показано, что модели [2,3] вытекают как частный случай из результатов данной работы. Кроме того, рассмотрены способы получения параметров центров рекомбинации в полупроводниках.

## 2. Обобщенная теория рекомбинации

Схема рекомбинационных процессов в наноразупорядоченных материалах изображена на рис. 1. В соответствии с ней существуют две разделенные потенциальным барьером области полупроводника, в которых в силу разупорядочения на наноразмерном уровне образовались различные концентрации локализованных состояний, могущих играть роль центров рекомбинации. Разделяющий такие области полупроводника барьер является туннельно-прозрачным. В каждой из областей имеются центры рекомбинации, распределенные по энергиям в соответствии с законом, который в общем случае неизвестен. Рекомбинация носителей заряда в каждой из областей может происходить независимо. Дополнительно существует механизм, создающий неравновесные носители заряда, — например, инжекция.

Остановимся подробнее на свойствах модели. Рассматривается квазиравновесная стационарная задача. В соответствии с этим как свободные, так и связанные носители заряда принимают свои стационарные значения концентрации в каждой точке пространства. В силу различных причин, а в первую очередь из-за пространственно-неоднородного распределения электрического потенциала, эти концентрации имеют различные значения в каждой из связанных областей. Однако вслед-

<sup>†</sup> E-mail: yuryrud@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Схема электронных переходов в обобщенной модели генерации-рекомбинации.  $e_n^t$  и  $e_p^t$  — скорости термической эмиссии электронов и дырок.

ствие того, что в системе устанавливается квазиравновесие (так как имеют место туннелирование, инжекция и генерация), свободные носители заряда каждого типа образуют единую подсистему. Концентрации электронов и дырок в общем случае не равны между собой. Изменение их концентраций складывается из изменений концентраций во всех областях. Распределение ловушек по энергиям определяется физическими особенностями наноразупорядочения. В соседних связанных областях они могут быть различными.

Для того чтобы вычислить общую скорость рекомбинации, запишем скорости рекомбинации электронов и дырок, при этом учитываем следующее:

- общая скорость рекомбинации определяется скоростями рекомбинации во всех связанных областях;
- локализованные состояния каждой из областей распределены по энергиям и характеризуются как плотностью, так и кинетическими коэффициентами, также имеющими распределение по энергии;
- функция заполнения локализованных состояний носителями заряда в общем случае не является функцией Ферми-Дирака, так как в системе не полное равновесие, а некоторое стационарное состояние, поэтому ее необходимо отыскать в ходе решения задачи.

Изменение во времени ( $t$ ) концентрации электронов ( $n$ ) и дырок ( $p$ ) есть

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = \int_E \left\{ -c_{nj}(E)n_j N_j(E)[1 - f_j(E)] \right. \\ \left. - c_{nk}(E)n_k N_k(E)[1 - f_k(E)] + c_{nj}(E)n_{1j}(E)N_j(E)f_j(E) \right. \\ \left. + c_{nk}(E)n_{1k}(E)N_k(E)f_k(E) \right\} dE, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = \int_E \left\{ -c_{pj}(E)p_j N_j(E)f_j(E) \right. \\ \left. - c_{pk}(E)p_k N_k(E)f_k(E) + c_{pj}(E)p_{1j}(E)N_j(E)[1 - f_j(E)] \right. \\ \left. + c_{pk}(E)p_{1k}(E)N_k(E)[1 - f_k(E)] \right\} dE. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $c_{nj,nk}(E)$ ,  $c_{pj,pk}(E)$  — коэффициенты захвата электронов, дырок локализованными состояниями в интервале энергий от  $E$  до  $E + dE$  в областях  $j$  и  $k$ ;  $n_{j,k}$ ,  $p_{j,k}$  — плотности концентрации электронов на две зоны проводимости (на соответствующем уровне протекания), дырок у потолка валентной зоны (на соответствующем уровне протекания);  $n_{1j,1k}(E) = N_c \exp[-(E_c - E)/kT]$  — параметр, характеризующий скорость эмиссии электронов;  $p_{1j,1k}(E) = N_v \exp[-(E - E_v)/kT]$  — параметр, характеризующий скорость эмиссии дырок;  $E_c$  — энергия дна зоны проводимости (соответствующего уровня протекания),  $E_v$  — энергия потолка валентной зоны (соответствующего уровня протекания),  $N_c, N_v$  — плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне;  $N_{j,k}(E)$  — плотности распределения локализованных состояний по энергиям в областях  $j$  и  $k$ ;  $f_{j,k}(E)$  — вероятности заполнения локализованных состояний электронами.

В стационарном состоянии скорости рекомбинации электронов и дырок равны. Приравнявая (1) и (2), находим связь между функциями заполнения ловушек электронами в областях  $j$  и  $k$ :

$$\begin{aligned} f_j(E) = \frac{[c_{pj}(E)p_{1j}(E) + c_{nj}(E)n_j]N_j(E)}{[t_{nj}(E) + t_{pj}(E)]N_j(E)} \\ + \frac{[c_{pk}(E)p_{1k}(E)]N_k(E) - [t_{nk}(E) + t_{pk}(E)]N_k(E)f_k(E)}{[t_{nj}(E) + t_{pj}(E)]N_j(E)} \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} t_{nj,nk}(E) = c_{nj,nk}(E)[n_{j,k} + n_{1j,1k}(E)], \\ t_{pj,pk}(E) = c_{pj,pk}(E)[p_{j,k} + p_{1j,1k}(E)]. \end{aligned}$$

Для того чтобы найти каждую функцию распределения отдельно, необходимо еще одно уравнение. Это уравнение получаем, применив условие стационарности процесса к скорости изменения концентрации электронов на ловушках в одной из областей. Эта скорость может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{lj}}{\partial t} = \int_E c_{nj}(E)n_j N_j(E) + c_{pj}(E)p_{1j}(E)N_j(E) \\ - [t_{nj}(E) + t_{pj}(E)]N_j(E)f_j(E)dE \\ - \int_E \int_{E'} w_{LR}(E, E')N_j(E)f_j(E)N_k(E')[1 - f_k(E')]dE dE' \\ + \int_E \int_{E'} w_{RL}(E, E')N_j(E)[1 - f_j(E)]N_k(E')f_k(E')dE dE'. \end{aligned} \quad (4)$$

В соответствии с обычным алгоритмом вычисления туннельных переходов считаем, что туннелирование происходит без изменения энергии. Вероятность туннельного перехода будем считать величиной, зависящей только от интеграла перекрытия [1,3]:

$$w(E) = w_{LR}(E) = w_{RL}(E) = \nu \exp(-2r/a), \quad (5)$$

где  $\nu$  — частота попыток преодоления потенциального барьера, равная частоте характеристического фона;  $a = \hbar/\sqrt{2mE}$  — радиус локализации [3],  $r$  — средняя длина прыжка, равная среднему расстоянию между ловушками, которое в свою очередь определяется их концентрацией  $N$  как  $r = 1/\sqrt[3]{N}$ . Кроме того, введем обозначения

$$N_{k,j} = \int_E N_{k,j}(E) dE.$$

Приравниваем скорость изменения концентрации электронов на ловушке (4) к нулю и получаем еще одно выражение, связывающее функции заполнения ловушек в разных областях:

$$f_j(E) = \frac{c_{nj}(E)n_jN_j(E) + c_{pj}p_{1j}(E) + w(E)N_jN_k(E)f_k(E)}{[t_{nj}(E) + t_{pj}(E)]N_j(E) + w(E)N_j(E)N_k}. \quad (6)$$

Решая совместно уравнения (3) и (6), получаем выражения для функций заполнения через параметры ловушек и концентрации свободных носителей заряда в связанных соседних областях пространства:

$$f_j(E)N_j(E) = \frac{C_{pnj}T_{pnk} + w(E)N_j(C_{pnj} + C_{pnk})}{T_{pnk}T_{pnj} + w(E)N_kT_{pnk} + w(E)N_jT_{pnj}}, \quad (7)$$

$$f_k(E)N_k(E) = \frac{C_{pnk}T_{pnj} + w(E)N_k(C_{pnj} + C_{pnk})}{T_{pnk}T_{pnj} + w(E)N_kT_{pnk} + w(E)N_jT_{pnj}}, \quad (8)$$

где

$$C_{pnj,k} = [c_{nj,nk}(E)n_{j,k} + c_{pj,pk}(E)p_{1j,1k}]N_j(E);$$

$$T_{pnj,k} = t_{nj,nk}(E) + t_{pj,pk}(E).$$

Анализируя формулы (7) и (8), можно заметить, что степень заполнения ловушек зависит от их параметров и концентрации свободных носителей заряда в обеих связанных областях. Подставляем эти формулы в (1) либо (2) и получаем формулу для скорости рекомбинации в двух связанных областях:

$$R = R_j + R_k + R_{jk}. \quad (9)$$

Здесь скорость рекомбинации в области  $j$  есть

$$R_j = \int_E \frac{c_{nj}(E)c_{pj}(E)(n_i^2 - p_jn_j)(T_{pnk} + w(E)N_j)N_j(E)}{T_{pnk}T_{pnj} + w(E)N_kT_{pnk} + w(E)N_jT_{pnj}} dE,$$

скорость рекомбинации в области  $k$  есть

$$R_k = \int_E \frac{c_{nk}(E)c_{pk}(E)(n_i^2 - p_kn_k)(T_{pnj} + w(E)N_j)N_j(E)}{T_{pnk}T_{pnj} + w(E)N_kT_{pnk} + w(E)N_jT_{pnj}} dE,$$

связанная рекомбинация двух областей есть

$$R_{jk} = \int_E \frac{w(E)\{N_jN_k(E)D_{jk} + N_kN_j(E)D_{kj}\}}{T_{pnk}T_{pnj} + w(E)N_kT_{pnk} + w(E)N_jT_{pnj}} dE,$$

$$D_{jk} = t_{nj}(E)c_{pk}(E)p_{1k}(E) - t_{pj}(E)c_{nk}(E)n_k,$$

$$D_{kj} = t_{nk}(E)c_{pj}(E)p_{1j}(E) - t_{pk}(E)c_{nj}(E)n_j.$$

Как и функция заполнения, скорость рекомбинации определяется всеми параметрами связанной системы. Далее будут рассмотрены частные случаи обобщенной модели рекомбинации.

## 2.1. Модель Шокли–Рида

Эта известная модель вытекает из формулы (9), если предположить, что, во-первых, рекомбинация происходит через дискретные уровни энергии, а именно

$$N_{j,k}(E) = N_{tj,tk}\delta(E - E_{tj,tk}),$$

где  $E_{tj,tk}$  — энергии активации ловушек,  $N_{tj,tk}$  — их концентрации, а во-вторых, коэффициенты захвата на ловушки в одной из областей равны нулю ( $c_{nk} = c_{pk} = 0$ ), т.е. ловушки отсутствуют. Применяв эти условия, из (9) получаем

$$R = \frac{c_{nj}c_{pj}(p_jn_j - n_i^2)N_{tj}}{c_{nj}(n_{1j} + n_j) + c_{pj}(p_{1j} + p_j)}. \quad (10)$$

Формула (10) полностью совпадает с выражением для скорости рекомбинации через ловушку в  $j$ -области полупроводниковой структуры, которое является основным результатом работы [12].

## 2.2. Туннельная рекомбинация

Уже отмечалось, что в наноразупорядоченных полупроводниках электроны и дырки пространственно разделены. Рекомбинация возможна только в случае, если одна из стадий процесса является туннельной. Отсюда вытекает и название модели, которая также вытекает из формулы (9). Для этого необходимо предположить, что в одной области ловушки обмениваются только с электронным уровнем протекания, а в другой — с

дырочным. Предположив, что  $c_{pj} = 0$  и  $c_{nk} = 0$ , из (9) получаем

$$R = \int_{-E}^E \frac{w(E)N_jN_k(E)c_{nj}(E)n_{1j}(E)c_{pk}(E)p_{1k}(E)}{t_{pk}(E)t_{nj}(E)+w(E)N_k(E)t_{pk}(E)+w(E)N_jt_{nj}(E)} - \frac{w(E)N_kN_j(E)c_{nj}(E)n_jc_{pk}(E)p_k}{t_{pk}(E)t_{nj}(E)+w(E)N_k(E)t_{pk}(E)+w(E)N_jt_{nj}(E)} dE. \quad (11)$$

Эта модель обладает одним важным свойством. Оно заключается в насыщении скорости рекомбинации при малых значениях вероятности туннелирования между связанными областями. Важно подчеркнуть, что такие ВАХ  $I(U)$  наблюдаются во всех исследованных в этой работе структурах, созданных на наноразупорядоченных полупроводниках (рис. 2).

Для того чтобы в контактах металл–полупроводник наблюдалась рекомбинация, в слое полупроводника, граничащего с барьерным контактом, должна быть инверсионная проводимость. При этом потенциальный барьер на границе с металлом должен быть больше половины щели подвижности. Для гомо- и гетеропереходов достаточно обеспечить инжекцию неосновных носителей заряда. Будем считать, что к контакту приложено некоторое постоянное напряжение смещения ( $U$ ). Электроны и дырки в области пространственного заряда (ОПЗ) распределены квазиравновесно. Их концентрацию на уровнях протекания можно получить путем умножения концентрации соответствующих носителей заряда на границах данной области на больцмановский множитель, учитывающий изменение потенциала  $\phi(x)$  вблизи контакта. В одномерном случае получим

$$n(x) = n(0) \exp\left[-\frac{e(U_k - U) - \phi(x)}{kT}\right],$$

$$p(x) = p(d) \exp\left(-\frac{\phi(x)}{kT}\right), \quad (12)$$

где  $n(0)$  — концентрация свободных электронов на границе с металлом,  $n(0) = N_c \exp(-\phi_{bn}/kT)$ ,  $T$  — температура,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\phi_{bn}$  — высота потенциального барьера для электронов;  $p(d)$  — концентрация свободных дырок на границе ОПЗ в объеме полупроводника (совпадает с объемной концентрацией свободных дырок  $p_0$ );  $d$  — ширина области пространственного заряда контакта металл–полупроводник;  $U_k$  — контактная разность потенциалов,  $eU_k = \phi_{bp} - E_f$ ,  $\phi_{bp}$  — высота потенциального барьера для дырок на контакте металл–полупроводник,  $E_f$  — энергия уровня Ферми. Текущее значение потенциальной энергии  $\phi(x)$  отсчитывается от соответствующего уровня протекания в объеме полупроводника. Плотность тока рекомбинации может быть найдена интегрированием скорости рекомбинации (9) по ОПЗ с учетом выражений для концентрации свободных носителей заряда (12).

Зависимость скорости рекомбинации от координаты представляет собой колоколообразную функцию с

крыльями почти экспоненциального вида, что позволяет вычислить ее методом перевала [8]. Плотность тока рекомбинации есть

$$j_r = e \int_0^d R(x) dx \approx 2R_{\max} / \left[ \frac{1}{kT} \frac{d\phi(x)}{dx} \right] = 2kTR_{\max}/eF, \quad (13)$$

где  $R_{\max}$  — максимальное значение скорости рекомбинации,  $F$  — средняя напряженность электрического поля в контакте.

Для интегрирования (13) необходимо найти текущее значение потенциальной энергии, соответствующее максимуму скорости рекомбинации. Можно менять последовательность интегрирования по координате и по энергии. В связи с этим отыскание экстремума упрощается. Выполнив стандартную процедуру [9,10], после некоторых преобразований находим значения концентрации свободных носителей заряда в точке максимума скорости рекомбинации:

$$p = n_i \exp\left(-\frac{E_f}{2kT}\right) \times \sqrt{\frac{c_n(E) c_p(E) p_1(E) + wN}{c_p(E) c_n(E) n_1(E) + wN}} \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right), \quad (14)$$

$$n = n_i \exp\left(-\frac{E_f}{2kT}\right) \times \sqrt{\frac{c_p(E) c_n(E) n_1(E) + wN}{c_n(E) c_p(E) p_1(E) + wN}} \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right). \quad (15)$$

С учетом этого выражение для плотности тока примет вид

$$j_r = \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)} \times \int_E c_n(E)c_p(E) \frac{[n_i^2 \exp(eU/kT) - n_1(E)p_1(E)]w(E)NN(E)dE}{t_n(E)t_p(E) + w(E)N[t_n(E) + t_p(E)]}. \quad (16)$$

Из (16) вытекает результат работы [13], в соответствии с которой насыщение ВАХ объясняется ограничением пропускной способности туннельного канала ( $j_r \propto wN^2$ ) [1]. С учетом (5) получаем формулу для плотности тока насыщения:

$$j_r = \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)} N^2 v \exp\left(-\frac{2}{a\sqrt[3]{N}}\right). \quad (17)$$

Таким образом, по току насыщения можно вычислить концентрацию ловушек, участвующих в туннельной рекомбинации.

Будем считать, что распределение ловушек по энергиям описывается законом Гаусса. При малых значениях дисперсии, когда данное распределение близко к дискретному, можно оценить энергию центра распределения по максимуму приведенной скорости рекомбинации.

В данном приближении для данной величины имеем

$$R_{np} = j_r/n_i^2 \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)} = \frac{c_n c_p [\exp(eU/2kT) + 1] w N^2}{t_n(E_t) t_p(E_t) + w N [t_n(E_t) + t_p(E_t)]}. \quad (18)$$

### 3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 приведены типичные результаты измерений ВАХ, выполненных на различных полупроводниковых структурах, для которых общим является то, что все они созданы на наноразупорядоченных веществах. Характер ВАХ исследованных структур, а именно существование участка насыщения тока, обусловленного туннельно-рекомбинационными процессами, для всех столь разных по природе барьеров оказался практически одинаковым, что указывает на сходство доминирующего механизма токопереноса. Действительно, для всех структур на участке туннельной рекомбинации температурная зависимость тока  $I$  подчиняется закону Мотта [2]. Данная зависимость, перестроенная в координатах  $I = f(T^{-4})$ , обычно оказывается линейной, что подтверждает высказанное предположение. Величина тока на участке насыщения позволяет оценить концентрацию локализованных состояний, обусловленных наноразупорядочением, по формуле (17). Результаты вычислений приведены в таблице.

Анализ данного участка тока позволяет вычислить энергию термического выброса носителей заряда с локализованных состояний. С этой целью используется выражение для приведенной скорости рекомбинации (18).

Насыщение туннельного канала сопровождается быстрым ростом величины коэффициента неидеальности  $\beta$ . Анализируя формулу (18), видим, то данная ситуация становится возможной, когда первое слагаемое в знаменателе этой формулы значительно превосходит второе. Это обстоятельство можно использовать для определения энергии активации рекомбинационного центра, участвующего в переносе носителей заряда.

Принимаем следующее приближение:  $x = \exp(eU/2kT) \gg 1$ . Данное приближение хорошо выполняется при  $U > 0.1$  В. Считаем, что уровень расположен в верхней половине зоны и выполняется неравенство  $c_n n_1 > c_p p_1$ . Для выполнения этого соотношения достаточно, чтобы энергия уровня была меньше половины ширины запрещенной зоны на 0.1 эВ, а напряжение смещения обеспечивало насыщение тока. При выполнении указанных условий приведенную скорость рекомбинации можно аппроксимировать формулой

$$R_{np} = \frac{Cx}{x^2 + bx + d}, \quad (19)$$

где

$$b = \frac{n_1}{n_i} + \frac{2wN_t}{c_n n_i}, \quad d = \frac{wN_t n_1}{c_n n_i^2}.$$

Данная функция имеет максимум при  $x = x_{\max}$ . Произведя стандартные вычисления, находим уравнение, которое связывает между собой коэффициенты  $b$  и  $d$  при заданном значении  $x_{\max}$ :

$$3x_{\max}d + db = x_{\max}^3. \quad (20)$$

Второе уравнение для нахождения этих коэффициентов определим следующим образом. Выберем два значения напряжения вблизи точки максимума и определим два значения параметра  $x$ :  $x_1$  и  $x_2$ . Найдем отношение

$$K = \frac{x_1(x_2^2 + bx_2 + d)}{x_2(x_1^2 + bx_1 + d)}. \quad (21)$$

Решая данное уравнение относительно искомых коэффициентов, получаем

$$Ad + Bb = C, \quad (22)$$

где  $A = (Kx_2 - x_1)$ ,  $B = x_1x_2(K - 1)$ ,  $C = x_1x_2(x_2 - Kx_1)$ .

Решая систему уравнений (19) и (21), получаем

$$d = \frac{(3x_{\max} + C/B) - \sqrt{(3x_{\max} + C/B)^2 - 4(A/B)x_{\max}^3}}{2A/B},$$

$$b = \frac{C - Ad}{B}. \quad (23)$$

Решение системы уравнений (23) позволяет найти

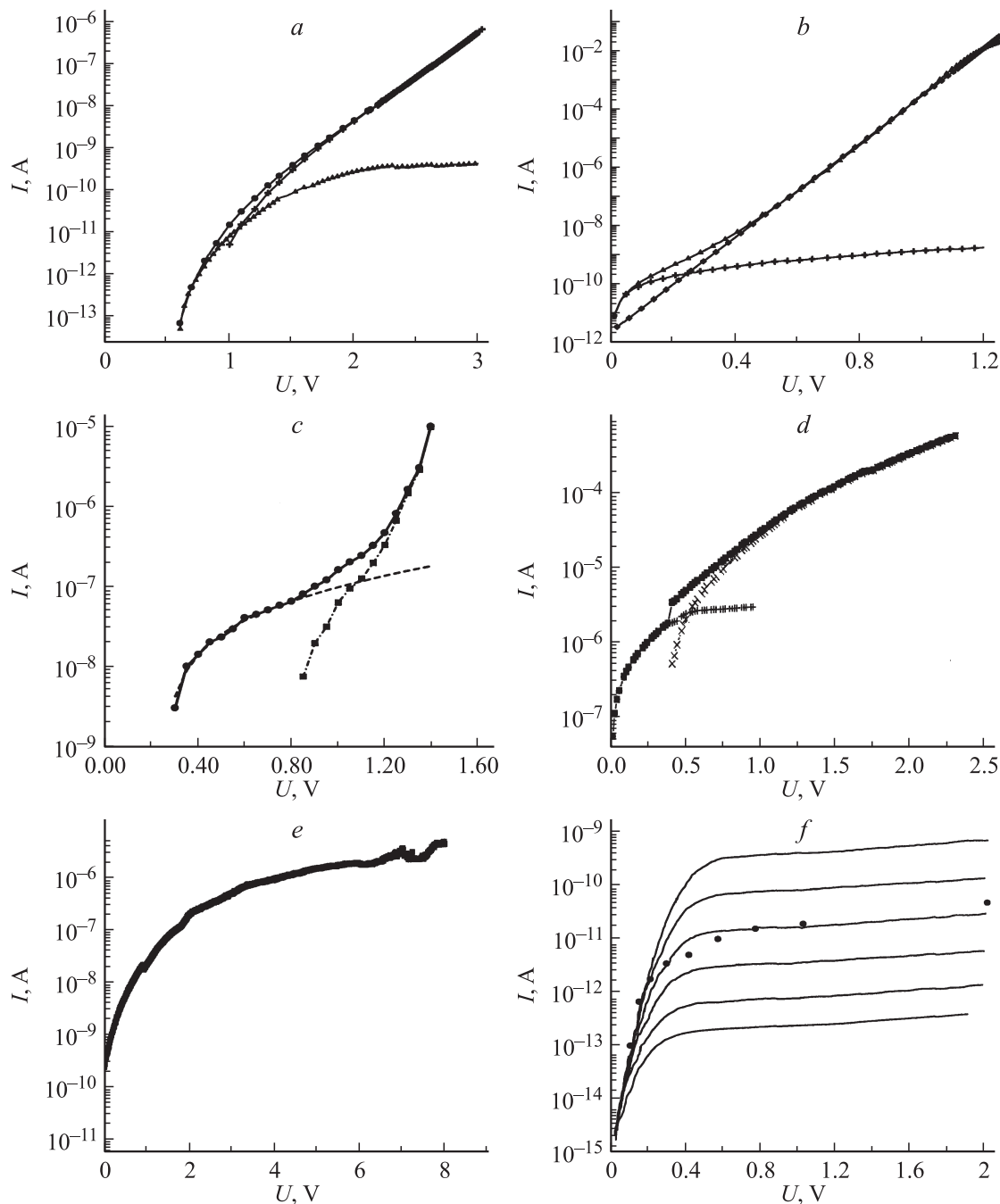
$$X = \frac{n_1}{n_i} = \frac{b - \sqrt{b^2 - 8d}}{2},$$

откуда получаем энергию термической активации центров, участвующих в туннельном переносе тока:

$$E_t = -kT \ln \left( \frac{Xn_i}{N_c} \right).$$

Полученные значения энергии приведены в таблице и использовались для оценки радиуса локализации:  $a = \hbar/\sqrt{2mE}$ . Эти данные также приведены в таблице, и из них следует, что применение разработанной обобщенной модели рекомбинации позволяет получить важные параметры, характеризующие локализацию электронных состояний. Важно подчеркнуть, что полученные пространственные параметры локализации соответствуют нанометровому диапазону. Именно локализация в этом диапазоне приводит к тому, что основным фактором переноса заряда становится туннелирование. Однако наряду с туннелированием важную роль играют электронные переходы между разрешенными зонами и состояниями внутри щели подвижности. Только сочетание обоих факторов обеспечивает полное описание протекающих процессов.

Приведенные в таблице параметры локализации соответствуют известным литературным данным. Так, например, в арсениде галлия перенос носителей заряда контролируется хорошо известными ловушками  $EL2$  [14], в твердых растворах InGaN — дефектами решетки [13], в ионно-легированном бериллием фосфиде галлия — антиструктурным разупорядочением [15], в стеклообразном  $As_2S_3$  — отсутствием ближнего порядка и структурными дефектами [3] и т. п.



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики наноразупорядоченных структур. Точки — эксперимент, линии — расчет по формуле (16). *a* — светоизлучающие диоды с множеством квантовых ям на основе InGaN; *b* — светодиоды на основе GaAs с большим содержанием ловушек EL2; *c* — *p-n*-переходы на основе ионно-легированного бериллием GaP; *d* — барьеры Шоттки In/CdMnTe; *e* — барьеры Шоттки Cu/TlGaSe<sub>2</sub>; *f* — контакты In/стеклообразный As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>.

Параметры локализации электронных состояний

Образец	InGaN	GaAs	GaP:Be	As <sub>2</sub> S <sub>3</sub>	TlGaSe <sub>2</sub>	CdMnTe
Высота барьера, эВ	0.42	0.70	1.02	0.63	0.98	0.74
Радиус локализации электронного состояния, нм	0.62	0.66	0.42	0.46	0.25	0.30
Ширина барьера, нм	320	360	250	80	100	150
Концентрация, см <sup>-3</sup>	(3–5) · 10 <sup>16</sup>	(2–3) · 10 <sup>16</sup>	(4–8) · 10 <sup>16</sup>	(2–3) · 10 <sup>18</sup>	(2–6) · 10 <sup>17</sup>	(5–7) · 10 <sup>17</sup>

## 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе разработана модель переноса носителей заряда в структурах на наноразупорядоченных полупроводниках и установлено, что возникающая при этом локализация электронных состояний в полупроводниках различной природы приводит к общим для подобных структур характеристикам процессов токопереноса.

## Список литературы

- [1] С.В. Булярский, Н.С. Грушко. *ЖЭТФ*, **118**, 1222 (2000).
- [2] W. Shockley, W.T. Read. *Phys. Rev.*, **87**, 835 (1952).
- [3] Н. Мотт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [4] Ф.Т. Васько, В.И. Пипа. *ЖЭТФ*, **115**, 1337 (1999).
- [5] Ю.А. Алещенко, И.П. Казаков, В.В. Копаев, Ю.В. Копаев, Н.В. Корняков, А.Е. Тюрин. *Письма ЖЭТФ*, **69**, 194 (1999).
- [6] R. Rentzch, I.S. Slimac. *Phys. Status Solidi A*, **43**, 231 (1977).
- [7] R.A. Street. *Adv. Phys.*, **30**, 593 (1981).
- [8] С.Д. Барановский, В.Г. Карпов, Б.И. Шкловский. *ЖЭТФ*, **94**, 278 (1988).
- [9] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.И. Сомов, А.В. Лакалин. *ФТП*, **31**, 1146 (1997).
- [10] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. *ФТП*, **32**, 1193 (1998).
- [11] С.В. Булярский, М.О. Воробьев, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. *ФТП*, **33**, 733 (1999).
- [12] С.В. Булярский, Н.С. Грушко, А.В. Лакалин. *Зав. лаб.*, № 7, 25 (1997).
- [13] A. Chakraborty, St. Keller, C. Meier, V.A. Haskell, S. Keller, P. Waltereit, S.P. DenBaars, S. Nakamura, J.S. Speck, U.K. Mishra. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 031 901 (2005).
- [14] D.D. Nolte. *J. Appl. Phys.*, **85**, 6259 (1999).
- [15] С.В. Булярский. *Глубокие центры безызлучательной рекомбинации в светоизлучающих приборах* (Кишинев, Штиинца, 1987).

Редактор Л.В. Шаронова

## Tunnel recombination in semiconductor structures with nanodisorder

S.V. Bulyarski, Yu.V. Rud'\*, L.N. Vostretsova,  
A.S. Kagarmanov, O.A. Trifonov

Ulyanovsk State University,  
432970 Ulyanovsk, Russia

\* Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia