

УДК 621.315.592

## ТУННЕЛЬНО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ОБЛУЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

С. В. Булярский<sup>1</sup>, А. С. Насибов, О. С. Светухина<sup>1</sup>,  
О. В. Скаляух<sup>1</sup>, В. М. Радченко<sup>1</sup>

*Разработана модель анализа туннельно-рекомбинационных токов в пространственно неоднородных структурах. Данная модель опирается на обобщенную теорию рекомбинации, сочетающую рекомбинацию Шокли с прыжковой проводимостью Мотта. Разработан алгоритм определения параметров рекомбинационных центров, который апробирован на p-n-переходах фосфида галлия, легированного бериллием, и контактах титан-кремний, облученных альфа-частицами с энергией 5.4 МэВ.*

Наряду с совершенными кристаллическими полупроводниковыми материалами исследуются и применяются неоднородные материалы, в которых электроны и дырки могут быть пространственно разделены и для рекомбинации вынуждены туннельно преодолевать потенциальные барьеры. В первую очередь к таким материалам относятся компенсированные, облученные и ионно-легированные полупроводники [1]. Особенности вольт-амперных характеристик (ВАХ) в таких структурах позволяет описать обобщенная модель рекомбинации, объединяющая рекомбинацию и туннелирование, которая развита только в работе [2]. В соответствии с ней существуют две пространственные области полупроводника, которые в силу ряда причин разделены тонким туннельно-прозрачным слоем. В каждой из областей имеются центры рекомбинации, распределенные по энергиям в соответствии с некоторым законом, который в общем

<sup>1</sup>Ульяновский государственный университет.

случае не известен. Рекомбинация носителей заряда в каждой из областей может происходить независимо, но одновременно они туннельно обмениваются между собой. Такая модель включает модель рекомбинации Шокли [3], а также описывает прыжковый перенос по модели Мотта [4]. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) в этом случае имеет вид [2]:

$$j_r = \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)} \int_E \frac{c_n(E)c_p(E)[n_i^2 \exp(eU/kT) - n_1(E)p_1(E)]w(E)NN(E)dE}{t_n(E)t_p(E) + w(E)N[t_n(E) + t_p(E)]}, \quad (1)$$

где  $c_n(E)$  ( $c_p(E)$ ) – коэффициент захвата электронов (дырок) локализованными состояниями в интервале от  $E$  до  $E + dE$ ;  $n_1(E) = N_c \exp[-(E_c - E)/kT]$  – параметр, характеризующий скорость эмиссии электронов;  $p_1(E) = N_v \exp[-(E - E_v)/kT]$  – параметр, характеризующий скорость эмиссии дырок;  $E_c, E_v$  – энергии дна зоны проводимости и валентной зоны соответственно,  $w(E)$  – вероятность туннелирования;  $N = \int N(E)dE$  – концентрация ловушек;  $N(E)$  – плотность ловушечных состояний;  $d(U)$  – ширина области пространственного заряда полупроводникового прибора;  $U$  – напряжение смещения;  $U_k$  – диффузионный потенциал;  $t_n(E) = c_n(E)(n + n_1(E))$ , аналогично  $t_p(E)$ .

В работе разрабатывается методика определения параметров рекомбинационных центров, которые участвуют в процессах туннельной рекомбинации.

Из (1) вытекает результат работы [2], в соответствии с которой насыщение ВАХ объясняется ограничением пропускной способности туннельного канала ( $j_r \sim wN^2$ ). Формула для плотности тока насыщения имеет вид:

$$j_r = \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)} N \nu \exp\left(-\frac{2}{a\sqrt{N}}\right), \quad (2)$$

где  $a$  – радиус локализации состояний вблизи уровня Ферми,  $\nu$  – частота характеристического фонона. Радиус локализации связан с энергией ионизации состояний дефектов, по которым происходит прыжковый перенос:  $a = \hbar/\sqrt{2m^*E_t}$ .

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 этой величины имеем:

$$R_{np} = j_r/n_i^2 \frac{2kTd(U)}{(U_k - U)(\exp(eU/2kT) - 1)} = \frac{c_n c_p [\exp(eU/2kT) + 1] w N^2}{t_n(E_t) t_p(E_t) + w N [t_n(E_t) + t_p(E_t)]}. \quad (3)$$

Вводим обозначение:  $x = \exp(eU/2kT) \gg 1$ . Такое приближение хорошо выполняется при напряжении больше 0.1 В. Считаем, что уровень расположен в верхней половине зоны, и выполняется неравенство  $c_n n_1 > c_p p_1$ . Для этого достаточно, чтобы энергия уровня была меньше половины ширины запрещенной зоны на 0.1 эВ. Считаем, что находимся на насыщении тока. При всех этих приближениях приведенную скорость рекомбинации можно аппроксимировать формулой:

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

где

$$b = \frac{n_1}{n_i} + \frac{2wN_t}{c_n n_i}; \quad d = \frac{wN_t n_1}{c_n n_i^2}. \quad (4)$$

Данная функция имеет максимум при  $x = d$ .

Второе уравнение для нахождения коэффициента  $b$  определим следующим образом. Выберем два значения напряжения вблизи точки максимума и определим значения двух параметров  $x_1$  и  $x_2$ . Найдем их отношение:

$$K = \frac{x_1(x_2^2 + bx_2 + d)}{x_2(x_1^2 + bx_1 + d)}. \quad (5)$$

Решая данное уравнение, находим  $b$ .

Решение системы уравнений (4) позволяет найти отношение:

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

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

$$E_t = -kT \ln \left( \frac{X n_i}{N_c} \right). \quad (6)$$

Данная методика была использована для определения параметров центров, обуславливающих туннельную рекомбинацию в  $p$ - $n$ -переходах фосфида галлия, у которых  $p$ -слой получался ионным легированием бериллием, а также контактов титан-кремний,

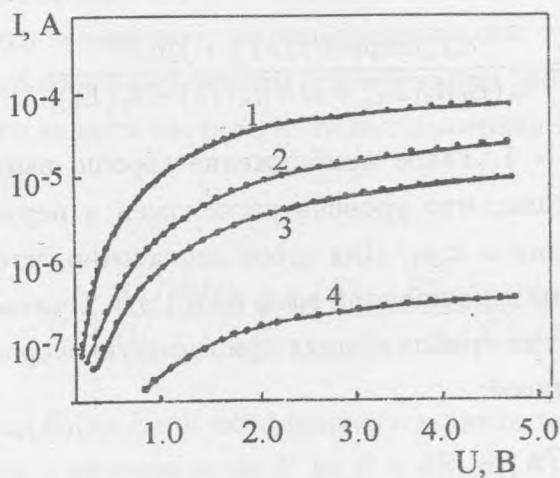


Рис. 1. Обратная вольт-амперная характеристика образца  $2i$  ионно-легированного фосфида галлия при различных температурах  $T$ , К: 1 – 295; 2 – 270; 3 – 240; 4 – 130.

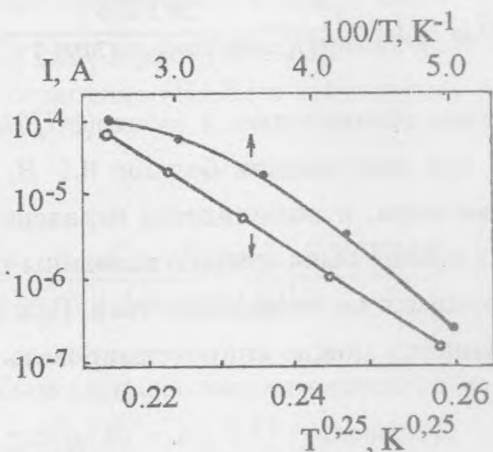


Рис. 2. Температурные зависимости обратного тока образца  $2i$  в координатах Арениуса (1) и Мотта (2).

облученных альфа-частицами с энергией 5.4 МэВ. В ионно-легированных образцах прямые и обратные токи на начальном участке ВАХ практически совпадают. Это говорит о том, что механизм протекания тока не зависит от наличия выпрямляющего потенциального барьера на границе раздела слоев двух типов проводимости. Следовательно, существуют каналы и механизмы, которые обеспечивают перенос носителей заряда сквозь, либо минуя потенциальный барьер. Каким образом происходит перенос тока, можно понять, анализируя вид и температурную зависимость ВАХ. С этой целью были измерены обратные ВАХ при различных температурах (рис. 1). С ростом температуры от 280 до 360 К величина тока растет, однако температурная зависимость ВАХ слабая. Так, например, при нагреве на 80 градусов, с 280 до 360 К, ток возрастает только в 2 раза. Это слишком малая величина для рекомбинационного и диффузионного механизмов и говорит о туннельном либо прыжковом механизме переноса носителей заряда.

По-видимому, нельзя говорить о чисто туннельном механизме переноса типа зона-зона. Ширина области пространственного заряда составляет несколько микрон и слишком широка для туннельного переноса. Прыжковая проводимость также является разновидностью туннельного переноса, однако в этом случае электрон перескакивает с одного локального состояния на другое внутри запрещенной зоны. Величина тока в



этом случае определяется законом Мотта [4, 5]:

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp \left[ - \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right]. \quad (7)$$

Характеристическая температура определяется формулой [5]:

$$T_0 = \beta / [kg(E_F)a^3], \quad (8)$$

где  $g(E_F)$  – плотность электронных состояний на уровне Ферми;  $\beta$  – безразмерная константа теории протекания, численное значение которой в соответствии с [5] равно 21.

На рис. 2 обратные вольт-амперные характеристики приведены в координатах Аррениуса и Мотта. В координатах Аррениуса температурная зависимость обратных ВАХ нелинейна, отсюда следует, что генерация носителей заряда не имеет места. В координатах Мотта зависимость логарифма тока от  $T^{0.25}$  линейная. Следовательно, имеет место прыжковая проводимость.

Для анализа указанных структур был применен алгоритм определения параметров центров, участвующих в туннельной рекомбинации, изложенный выше. При этом, в соответствии с обычным алгоритмом вычисления вероятности туннельных переходов [4], считаем, что туннелирование происходит без изменения энергии. Как принято для прыжковой проводимости, вероятность туннельного перехода зависит только от интеграла перекрытия [2 – 5]:

$$w(E) = w_{LR}(E) = w_{RL}(E) = \nu \exp(-2r/a). \quad (9)$$

Результаты вычислений приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Усредненные параметры центров,  
участвующих в туннельной рекомбинации

$E_t, \text{эВ}$	$N, \text{см}^{-3}$	$w, \text{с}^{-1}$	$c_n, \text{см}^3 \text{с}^{-1}$
Фосфид галлия, легированный бериллием			
1.10	$6.5 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{-21}$	$10^{-10}$
Кремний, облученный альфа-частицами			
0.68	$1.1 \cdot 10^{18}$	$3.8 \cdot 10^{-12}$	$6.08 \cdot 10^{-3}$

Аналогичные вычисления были сделаны для кремния, облученного альфа-частицами из альфа-источника, созданного на основе изотопа кюрия и испускающего альфа-частицы с энергией 5.4 МэВ. Полученные результаты сопоставлялись с результатами емкостных измерений. Данные согласуются, что подтверждает достоверность полученных результатов.

Анализ результатов, приведенных в табл. 1, позволяет сделать следующие выводы:

– В туннельно-рекомбинационных процессах основную роль играют антиструктурные дефекты, которые образовались в результате ионного легирования, с энергией активации 1.1 эВ.

– Концентрация дефектов, полученная из расчетов, приведенных выше, больше, чем найденная из емкостных измерений.

Как показали исследования методами наведенного тока, это связано с тем, что антиструктурные центры в фосфиде галлия образуют скопления, где их концентрация выше средней. Именно по областям с высокой плотностью дефектов осуществляется перенос тока. Аналогичное явление наблюдается в облученном кремнии.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Булярский С. В., Грушко Н. С. Генерационно-рекомбинационные процессы в активных элементах, М., Изд-во Московского ун-та, 1995.
- [2] Булярский С. В., Грушко Н. С. ЖЭТФ, **118**, вып. 11, 1222 (2000).
- [3] Shockley W. Bell System Techn. J., **28**, N 3, 435 (1949).
- [4] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах, М., Мир, 1982.
- [5] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников, М., Наука, 1979.

Поступила в редакцию 8 июля 2004 г.