

УДК 539.293.011.25

Герман АШКИНАЗИ, Виктор ВОЙТОВИЧ, Марк ЛЕЙБОВИЧ,  
Валентин ТИМОФЕЕВ, Александр ШИЛОВ**ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА  
БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНУЮ РЕКОМБИНАЦИЮ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ  
СЛОЯХ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ**

(Представил К. К. Ребане)

В арсениде галлия, полученном методом жидкофазной эпитаксии, экспериментально установлена высокая концентрация рекомбинационных центров  $A$  и  $B$  с энергиями активации  $E_c - E_A = 1,01$  эВ и  $E_c - E_B = 0,72$  эВ [1, 2].

Рекомбинационные центры с уровнями  $A$  и  $B$  могут иметь разную структуру: один двухуровневый центр ( $RI$ ), который может находиться в трех зарядных состояниях  $0$ ,  $-1$  и  $-2$  (уровень  $A$  характеризуется зарядовыми состояниями  $0$  и  $-1$ , а уровень  $B$  — состояниями  $-1$  и  $-2$ ); два одноуровневых центра ( $RII$ ), каждый из которых может находиться в двух зарядовых состояниях  $0$  и  $-1$ .

Вопрос о влиянии структуры центров на безызлучательную рекомбинацию изучен слабо. В данной работе с помощью вычислительного эксперимента исследуются процессы безызлучательной рекомбинации через центры  $RI$  и  $RII$ .

Система уравнений, описывающих изотермические процессы в полупроводниках, состоит из двух уравнений непрерывности для свободных электронов и дырок, уравнения Пуассона для электростатического потенциала и двух уравнений, описывающих кинетику электронов на уровнях  $A$  и  $B$ .

Для сравнения центров  $RI$  и  $RII$  следует считать их концентрации одинаковыми и равными  $N_t$ .

Рассмотрим  $n_A$  и  $n_B$ . Для двухуровневых центров ( $RI$ )  $n_A$  — концентрация центров, захвативших хотя бы один электрон, т. е. концентрация двухуровневых центров, находящихся в зарядовых состояниях  $-1$  и  $-2$ , а  $n_B$  — концентрация центров, захвативших два электрона, т. е. концентрация центров, находящихся в зарядовых состояниях  $-2$ . Для одноуровневых центров ( $RII$ )  $n_A$  — концентрация центров с уровнем  $A$  в зарядовом состоянии  $-1$ , а  $n_B$  — концентрация центров с уровнем  $B$  в зарядовом состоянии  $-1$ . Если, следуя С. М. Рывкину [3], ввести коэффициенты захвата электронов и дырок на уровни  $A$  и  $B$   $\gamma_n^A, \gamma_n^B, \gamma_p^A$  и  $\gamma_p^B$ , нетрудно найти скорости рекомбинации электронов ( $R_n$ ) и дырок ( $R_p$ ). Если  $n_A$  и  $n_B$  не изменяются во времени (приближение Шокли—Рида—Холла (ШРХ)), то  $R_n = R_p = P_{SRH}$  [5].

В [5] найдены выражения для скоростей рекомбинации, а также получены уравнения для определения т. н. неравновесных чисел заполнения, используемых в выражениях для  $R_{SRH}$ . В [6] эти уравнения решены и получены явные выражения для скоростей рекомбинации  $R_{SRH}^I$ .

Для центров  $RI$ 

$$R_{SRH}^I = (pn - n_i^2) (A_1 + B_1) / (A_1 B_1 + A_1 B_2 + A_2 B_1), \quad (1)$$

а для центров RII

$$R_{SRH}^{II} = (pn - n_i^2) [(A_1 + A_2)^{-1} + (B_1 + B_2)^{-1}], \quad (2)$$

где  $p$  и  $n$  — концентрации дырок и электронов соответственно,  $n_i$  — собственная концентрация;

$$\begin{aligned} A_1 &= \tau_{p0}^A n + \tau_{n0}^A P_v^A, & A_2 &= \tau_{p0}^A N_c^A + \tau_{n0}^A p, \\ B_1 &= \tau_{p0}^B N_c^B + \tau_{n0}^B p, & B_2 &= \tau_{n0}^B P_v^B + \tau_{p0}^B n, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\tau_{n0}^A = 1/\gamma_n^A N_t$ ,  $\tau_{p0}^B = 1/\gamma_p^B N_t$  и т. д. (4)

$\tau_{n0}^A$ ,  $\tau_{p0}^B$  и т. д. — времена захвата носителей на уровни.  $N_c^{A(B)} = N_c^{A(B)} = N_c \exp[-E_{A(B)}/kT]$ ;  $P_v^{A(B)} = P_v \exp[-(E_g - E_{A(B)})/kT]$  — приведенные к уровню  $A$  (или  $B$ ) плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно,  $E_{A(B)}$  — энергия активации уровня  $A$  (или  $B$ ) [3].

Из (1) и (2) видно, что  $R_{SRH}^I$  не равна  $R_{SRH}^{II}$ . При высоком уровне инжекции, т. е. при  $p \approx n \gg N_t$ ,  $|N_D^+ - N_A^-|$ , и при низком уровне инжекции, т. е. при  $p \ll N_t$ ,  $|N_D^+ - N_A^-|$  или при  $n \leq N_t$ ,  $|N_D^+ - N_A^-|$ , скорость рекомбинации можно представить в виде  $R_{SRH} = n/\tau_n$  в  $p$ -области полупроводника и  $R_{SRH} = p/\tau_p$  в  $n$ -области, где  $\tau_n$  и  $\tau_p$  — времена жизни электронов и дырок соответственно.

Нетрудно показать, что при высоком уровне инжекции

$$\begin{aligned} \tau_{n\infty}^I &= \tau_{p\infty}^I = \tau_{p0}^A \frac{\tau_{p0}^B + \tau_{n0}^B}{\tau_{p0}^A + \tau_{n0}^B} + \tau_{n0}^A \frac{\tau_{n0}^B}{\tau_{p0}^A + \tau_{n0}^B}, \\ \tau_{n\infty}^{II} &= \tau_{p\infty}^{II} = (\tau_{n0}^A + \tau_{p0}^A) (\tau_{n0}^B + \tau_{p0}^B) / (\tau_{n0}^A + \tau_{p0}^A + \tau_{n0}^B + \tau_{p0}^B), \end{aligned} \quad (5)$$

а при низком уровне инжекции

$$\begin{aligned} \tau_{p0}^I &= \tau_{p0}^B, & \tau_{n0}^I &= \tau_{n0}^A, \\ \tau_{p0}^{II} &= \frac{\tau_{p0}^A \tau_{p0}^B}{\tau_{p0}^A + \tau_{p0}^B}, & \tau_{n0}^{II} &= \frac{\tau_{n0}^A \tau_{n0}^B}{\tau_{n0}^A + \tau_{n0}^B}. \end{aligned} \quad (6)$$

С учетом численных значений сечений захвата [2] имеем

$$\tau_{n0}^B \gg \tau_{n0}^A > \tau_{p0}^B \approx 2\tau_{p0}^A.$$

Используя эти оценки, из (5) и (5) получаем

$$\tau_{n\infty}^I = \tau_{p\infty}^I = \tau_{p0}^A + \tau_{n0}^A, \quad \tau_{n\infty}^{II} = \tau_{p\infty}^{II} = \tau_{p0}^A + \tau_{n0}^A, \quad (5')$$

$$\tau_{p0}^I = \tau_{p0}^B, \quad \tau_{n0}^I = \tau_{n0}^A, \quad \tau_{p0}^{II} = \tau_{p0}^A \tau_{p0}^B / (\tau_{p0}^A + \tau_{p0}^B), \quad \tau_{n0}^{II} = \tau_{n0}^A. \quad (6')$$

Из (5') видно, что времена жизни носителей при высоком уровне инжекции определяются только параметрами уровня  $A$ . Это обусловлено тем, что времена захвата электронов на уровень  $B$  значительно больше, чем на уровень  $A$  —  $\tau_{n0}^B/\tau_{n0}^A \sim 400$ , и при этом уровень  $B$  в основном заполнен дырками.

Отсюда вытекают важные следствия. Во-первых, при высоком уровне инжекции экспериментально невозможно различать полупроводники с центрами RI и RII. Во-вторых, для математического моделирования можно использовать одноуровневую модель рекомбинации с параметрами уровня  $A$ .

Различие времен жизни дырок при низком уровне инжекции  $\tau_{p0}^I$  и  $\tau_{p0}^{II}$  объясняется тем, что для центров RI активным является только верхнее состояние  $B$  — в  $n$ -области центры полностью заполнены электронами, а для центров RII активны оба независимых уровня.

Таким образом, структура рекомбинационного центра оказывает влияние на характеристики арсенид-галлиевых приборов при низком и среднем ( $p, n \sim N_t, |N_D^+ - N_A^-|$ ) уровнях инжекции.

Анализ процессов безызлучательной рекомбинации проводился на модели диодной  $p^+ - n - n^+$  структуры при прямом смещении напряжения и при разных плотностях и скоростях нарастания тока (плотность тока  $j$  варьировала от 10 до 600 А/см<sup>2</sup>, а  $dI/dt$  — от 50 до 2000 А/мкс), что позволило реализовать различные уровни инжекции в структуре и различные характерные времена протекания процессов. Для анализа в  $n$ -базе был выделен контрольный объем структуры, где концентрация свободных электронов  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>;  $N_t = 1,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $p, n, n_A$  и  $n_B$  слабо зависят от координаты. Для сравнения структур с центрами RI и RII в контрольном объеме вычислялись времена жизни неравновесных дырок и заселенности уровней  $A$  и  $B$ .

Для вычисления электрофизических характеристик структур решались системы феноменологических уравнений [6] с учетом кинетики электронов на уровнях для центров RI и RII.

Системы уравнений — нелинейные и для их решения использовался метод конечных разностей. Полученные с помощью интегрирования методом [4] разностные уравнения решались с помощью итерационного метода Ньютона. В качестве граничных условий были взяты обычно используемые условия омических контактов и уравнение электрического баланса.

Времена жизни неравновесных дырок в зависимости от их концентрации (рис. 1) различны для случаев RI и RII и при концентрациях дырок меньших  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, что служит подтверждением приведенных выше качественных оценок. При концентрациях  $p \geq N_t$  наблюдается существенный рост времени жизни дырок и практическое совпадение значений  $\tau_{p\infty}^I$  и  $\tau_{p\infty}^{II}$ . При этом рекомбинационные уровни в значительной степени заполнены дысками.

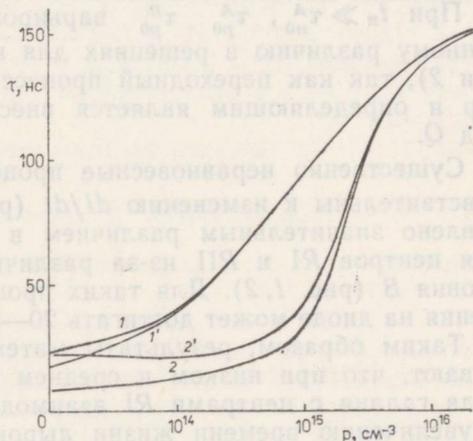


Рис. 1. Зависимость времени жизни дырок от их концентрации в полупроводнике  $n$ -типа ( $|N_D^+ - N_A^-| = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>,  $N_t = 1,5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>)

$dI/dt = 50$  А/мкс 1 — центры RI,  
1' — центры RII,  
 $dI/dt = 1800$  А/мкс 2 — центры RI,  
2' — центры RII.

Зависимость заселенности уровня  $B$  от плотности внесенного заряда  $Q = \frac{1}{v} \int j dt ds$  представлена на рис. 2. Различие в заселен-

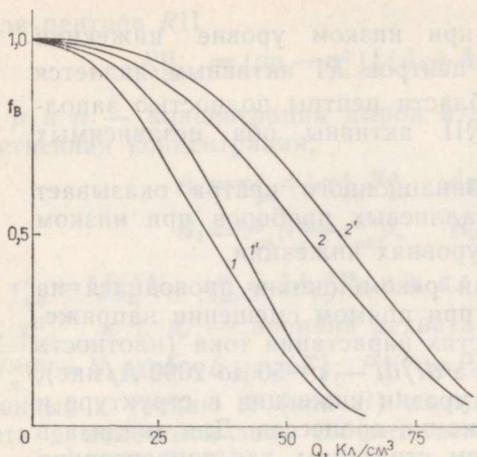


Рис. 2. Зависимость заселенности уровня  $B$  от плотности внесенного заряда  
 $dI/dt=200$  А/мкс 1 — центры  $RI$ ,  
 1' — центры  $RII$ ,  
 $dI/dt=1800$  А/мкс 2 — центры  $RI$ ,  
 2' — центры  $RII$ .

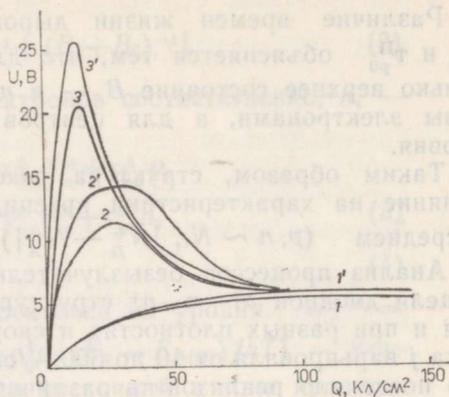


Рис. 3. Зависимость падения напряжения на  $p^+-n$ -структуре от плотности внесенного заряда

$dI/dt=50$  А/мкс 1 — центры  $RI$ ,  
 1' — центры  $RII$ ,  
 $dI/dt=500$  А/мкс 2 — центры  $RI$ ,  
 2' — центры  $RII$ ,  
 $dI/dt=1800$  А/мкс 3 — центры  $RI$ ,  
 3' — центры  $RII$ .

ностях уровня  $B$  для центров  $RI$  и  $RII$  может привести к существенному различию проводимостей в случае, когда концентрация свободных электронов сравнима с концентрацией локализованных на уровнях дырок. При этом рост проводимости в контрольном объеме обусловлен увеличением концентрации электронов, а концентрация дырок изменяется несущественно, ввиду их локализации на рекомбинационных уровнях.

Динамические процессы можно характеризовать  $t_n$ -временем, в течение которого в контрольном объеме устанавливается высокий уровень инжекции.

При  $t_n \gg \tau_{n0}^A, \tau_{p0}^A, \tau_{p0}^B$  варьирование  $dI/dt$  не приводит к существенному различию в решениях для центров  $RI$  и  $RII$  (рис. 3, кривые 1 и 2), так как переходный процесс носит квазистационарный характер и определяющим является внесенный в контрольный объем заряд  $Q$ .

Существенно неравновесные процессы с  $t_n \leq \tau_{n0}^A, \tau_{p0}^A, \tau_{p0}^B$  очень чувствительны к изменению  $dI/dt$  (рис. 3, кривые 2, 2', 3, 3'), что обусловлено значительным различием в модуляции проводимости  $n$ -базы для центров  $RI$  и  $RII$  из-за различия времен жизни и заселенности уровня  $B$  (рис. 1, 2). Для таких процессов различие в падении напряжения на диоде может достигать 20—30% (рис. 3).

Таким образом, результаты математического моделирования показывают, что при низком и среднем уровнях инжекции в слоях арсенида галлия с центрами  $RI$  взаимодействие уровней  $A$  и  $B$  приводит к увеличению времени жизни дырок в 2—3 раза, а также к росту удельной проводимости по сравнению с удельной проводимостью не взаимодействующих центров  $RII$ . При высоком уровне инжекции различие электрофизических характеристик полупроводников с центрами  $RI$  и  $RII$  может проявиться в случае быстрых процессов:

$$t_n \ll \tau_{n0}^A, \tau_{p0}^A, \tau_{p0}^B.$$

1. Henry, C., Lang, D. // Phys. Rev., 1977, В15, № 2, 989—1016.
2. Lang, D., Logan, R. // J. Electr. Math., 1975, 4, № 5, 1053—1066.
3. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Наука, 1963.
4. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., Наука, 1977.
5. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. М., Наука, 1977.
6. Лейбович М. Г., Шилов А. М. // В кн.: Численные методы и средства проектирования и испытания РЭА (Тез. докл. респ. научн.-техн. конф.). Таллинн, 1987, 1, 112—115.

Таллиннский электротехнический институт

Поступила в редакцию  
14/VII 1987

Переработанный вариант  
7/IV 1989

German AŠKINAZI, Viktor VOITOVITS, Mark LEIBOVITS, Valentin TIMOFEJEV, Aleksandr SILOV

**SUGAVATE TSENTRITE KOOSMÖJU MITTEKIIRGUSLIKULE  
REKOMBINATSIOONILE GALLIUMARSENIIDI EPITAKSIAALKILEDES**

Teoreetiliselt on vaadeldud sügavate nivoode mõju mittekiirguslikule rekombinatsioonile vedelikepitaksia meetodil saadud galliumarseniidi pooljuhtstruktuuri kiledes. Nivoode interaktsioon põhjustab aukude eluea pikenemise madala ja keskmise injektiooni korral ning tugeva nivoode täitumise erinevuse. See omakorda tekkitab erinevused erijuhtivuses.

German ASHKINAZI, Viktor VOITOVICH, Mark LEIBOVICH, Valentin TIMOFEEV and Aleksandr SHILOV

**INFLUENCE OF INTERACTION BETWEEN DEEP LEVELS  
OF NONRADIOACTIVE RECOMBINATION IN LPE CaAs**

The influence of the interaction between deep levels on the nonradioactive recombination in LPE GaAs has been theoretically studied. It has been found that the interaction between the levels leads to an increase of the life-time of the holes in the presence of the low-injection level and to the difference of specific conductivities.

REFERENCES

- (1)  $g(x, t, v) = g(x, 0, v) \exp[-\lambda(x, v)t] - \int_0^x \lambda(x, v) g(x', t, v) dx'$
- (2)  $\lambda(x, v) = \lambda_0(x, v) \exp[-\lambda_1(x, v)x]$

In (2)  $\lambda_0(x, v)$  is the distribution of photons at the front surface of the sample and  $\lambda_1(x, v)$  is the initial distribution of impurities in the sample in a general case (2) can be solved numerically by iterative methods (see [1] for a particular case). In what follows we make implicit in the absorption coefficient  $\lambda(x, v)$  is assumed.

(3)  $\partial(v, v_2) = \partial(x, v_2 - v_1)$   
where  $x$  is the normalized homogeneous absorption spectrum  $x$  is supposed to be a symmetric function of its argument  $x(v_1 - v_2) = x(v_2 - v_1)$