

## О МЕХАНИЗМАХ РЕКОМБИНАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА

В  $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ 

Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В., Стусь Н. М.,  
Талалакин Г. Н.

Проведены экспериментальные исследования кинетики релаксации фотопроводимости, стационарной фотопроводимости и фотомагнитного эффекта эпитаксиальных слоев  $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  ( $x=0.05$ ,  $y=0.11$ ) в интервале температур  $77 \div 295$  К и определены времена жизни носителей тока. Рассчитаны времена жизни межзонной излучательной и оже-рекомбинаций с учетом градиента ширины запрещенной зоны, а также вклад времен захвата и рекомбинации на глубоких центрах ( $E_f=0.13$  эВ). Показано, что только совместный учет этих механизмов рекомбинаций удовлетворительно объясняет температурный ход времен жизни носителей тока в изученных кристаллах.

Получение и исследование электрических и фотоэлектрических свойств кристаллов и диодных структур четверных полупроводниковых соединений  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  представляет большой интерес в связи с хорошими перспективами для создания когерентных и некогерентных источников излучения и приемников для средней ИК области спектра [1]. Некоторые результаты исследований указанных свойств диодов на основе этих полупроводниковых материалов были опубликованы ранее в [2]. В настоящей работе изложены результаты измерений фотоэлектрических свойств монокристаллических слоев  $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  ( $x=0.05$ ,  $y=0.11$ ), определен температурный ход времен релаксаций фотопроводимости и проанализированы возможные механизмы рекомбинации носителей тока в интервале  $T=77 \div 295$  К.

В качестве объектов измерений использовались монокристаллические слои  $p$ -типа  $\text{InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$ , полученные легированием Mn в процессе эпитаксиального выращивания на подложках  $p\text{-InAs}$  с ориентацией (111) А. Слои в направлении роста имели изменяющуюся ширину запрещенной зоны (варизонная структура) с градиентом  $\sim 1.8$  мэВ/мкм и получались сошлифованием, травлением и полировкой до полного удаления подложки, имели размеры  $0.5 \times 0.1 \times 0.003$  см, ориентацию (111) А, концентрацию дырок  $p_0=2.5 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

Измерялись кинетика релаксации фотопроводимости с использованием GaAs-лазера как источника импульсного излучения (с временами нарастания и спада светового импульса  $\sim 15$  нс), а также стационарная фотопроводимость и фотомагнитный эффект с использованием гелий-неонового лазера ЛГ-126 с  $\lambda=1.15$  мкм,  $I=2.5 \cdot 10^{16}$  кв/см $^2$ ·с.

На рис. 1 приведены результаты измерений стационарной фотопроводимости  $\nu_{\text{ФП}}$  и фотомагнитного эффекта  $\nu_{\text{ФМЭ}}$  ( $H=5$  кЭ) в интервале температур  $77 \div 295$  К, типичные для всех исследуемых образцов. Там же представлена температурная зависимость электропроводимости  $\sigma(T)$ . В области повышенных температур наблюдается активационный механизм изменения  $\nu_{\text{ФП}}$  и  $\nu_{\text{ФМЭ}}$ , причем энергия активации  $\sim 0.13$  эВ. Температурный ход  $\nu_{\text{ФП}}$  и  $\nu_{\text{ФМЭ}}$  свидетельствует о неравенстве времен жизни основных и неосновных носителей заряда: время жизни электронов падает, а время жизни дырок растет, что указывает на захват электронов на локальные уровни в запрещенной зоне полупроводника.

Исследование нестационарной фотопроводимости показывает, что форма кривых и постоянная времени релаксации фотопроводимости  $\tau$  зависят от рав-

новесной концентрации дырок и температуры (они представлены на рис. 2, а, б). В области высоких температур спад фотопроводимости характеризуется одной постоянной времени. При низких температурах начальный участок релаксации имеет малое  $\tau$ , слабо меняющееся с температурой, в то время как заключительный этап релаксации характеризуется существенно большей постоянной времени, быстро растущей с понижением температуры в интервале 295 ÷ 180 К. Изменение  $\tau$ , соответствующее хвосту релаксации для различной концентрации  $p_0$ , представлено экспериментальными точками на рис. 2. Из полученных данных можно сделать предположение, что в зависимости от равновесной концентрации дырок  $p_0$  и температуры надо учитывать меняющийся вклад в рекомбинационные процессы таких механизмов, как межзонные излучательную и оже-рекомбинации, а также рекомбинации с участием ловушек. Рассмотрим последовательно эти механизмы рекомбинации.

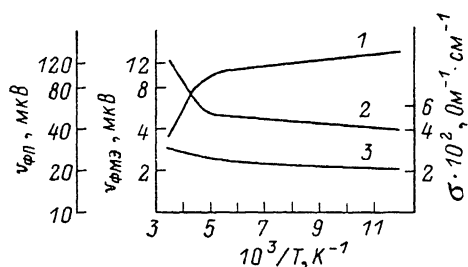


Рис. 1. Температурные зависимости  $v_{ФП}$  (1),  $v_{ФМЭ}$  (2) и  $c$  (3) для  $p\text{-InAs}_{1-x-y}\text{Sb}_x\text{P}_y$  ( $p_0 = 7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

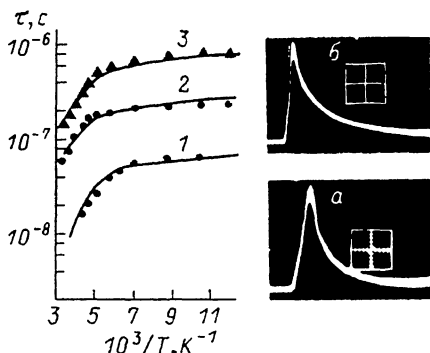


Рис. 2. Расчетные зависимости (сплошные линии) и экспериментальные результаты времен релаксации от температуры с учетом всех рассмотренных механизмов рекомбинации и прилипания.

$p_0, \text{ см}^{-3}$ : 1 —  $3 \cdot 10^{17}$ , 2 —  $7 \cdot 10^{16}$ , 3 —  $2.5 \cdot 10^{16}$ . а относится к кривой 2 ( $T=80 \text{ К}$ , 0,1 мкс/дел.), б — к кривой 3 ( $T=80 \text{ К}$ , 0,5 мкс/дел.).

Скорость излучательной рекомбинации была рассчитана методом численного интегрирования с помощью ЭВМ как функция градиента ширины запрещенной зоны  $dE_g/dx$  по формуле

$$G_r(x) = \frac{8\pi (kT)^3 n^2}{c^2 h^3} \int_{u'_0}^{\infty} \frac{au^2}{e^u - 1} du. \quad (1)$$

Здесь  $n=3.54$  — показатель преломления,

$$u'_0 = \frac{E'_g}{kT}, \quad E'_g = E_g + \frac{dE_g}{dx} x,$$

$E_g = (0.403 - 2.8 \cdot 10^{-4} T)$  эВ — ширина запрещенной зоны полупроводника, определенная из данных фотолуминесценции,  $dE_g/dx = 1.8 \cdot 10^{-3}$  эВ/мкм — градиент ширины запрещенной зоны [3],  $\alpha = bkT (u - u'_0)^{1/2}$  — коэффициент поглощения для  $u > u'_0$ ,  $b = 2.5 \cdot 10^4$  эВ $^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ .

Из данных  $G_r(x)$  произведен расчет среднего коэффициента излучательной рекомбинации

$$\langle R_r \rangle = \frac{1}{t} \int_0^t \frac{G_r(x)}{n_i(x)} dx, \quad (2)$$

где  $t$  — толщина образца. При малых уровнях возбуждения время жизни излучательной рекомбинации

$$\tau_R = [\langle R_r \rangle (n_0 + p_0)]^{-1}. \quad (3)$$

На рис. 3 приведены соответствующие расчетные кривые для концентраций  $p_0$ , равных  $2.5 \cdot 10^{16}$  и  $3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ .

Время жизни для оже-рекомбинации при малых уровнях возбуждения

$$\tau_A = [(\langle R_{ee} \rangle n_0 + \langle R_{hh} \rangle p_0) (n_0 + p_0)]^{-1}. \quad (4)$$

Расчет  $R_{ee}$  и  $R_{hh}$  производился по соотношениям, полученным в работах [4, 5], причем в области исследуемых температур для  $p$ -образцов преобладает коэффициент

$$R_{hh} = \frac{g^4 \hbar^3 (m_{s0}/m_0)}{m_0^2 \chi (m_h/m_0)^3 (E'_g)^3} f(z). \quad (5)$$

Это выражение справедливо при  $(E'_g - \Delta)/E_g \ll 1$ ,  $f(z)$  — функция безразмерного параметра,  $z = (E'_g - kT)/kT$ . Параметры зонной структуры брались близкими к InAs [6], в частности  $\Delta \approx 0.40$  эВ. Как и для случая  $\tau_R$ , расчет  $\tau_A$  велся с учетом градиента ширины запрещенной зоны и усреднения по толщине образца.

На рис. 3 приведены соответствующие зависимости для  $\tau_A$ , а также общее время межзонной рекомбинации  $\tau_{R,A} = \tau_R \tau_A / (\tau_R + \tau_A)$ . Из рисунков следует, что оба механизма межзонной рекомбинации не могут объяснить характера и температурного хода времени релаксации изученных кристаллов  $p$ -InAs $_{1-x-y}$ Sb $_x$ P $_y$ .

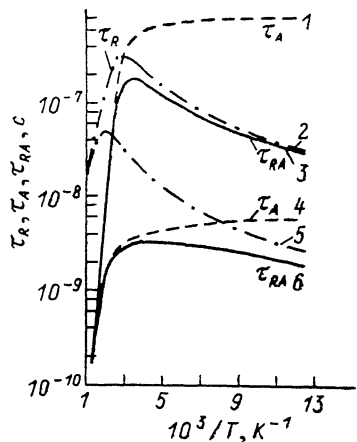


Рис. 3. Расчетные зависимости времени жизни излучательной ( $\tau_R$ ), оже-рекомбинации ( $\tau_A$ ) и межзонной [ $\tau_{RA} = \tau_R \tau_A / (\tau_R + \tau_A)$ ] рекомбинации от температуры.

$p_0$ , см $^{-3}$ : 1—3 —  $2.5 \cdot 10^{16}$ , 4—6 —  $3 \cdot 10^{17}$ .

Для удовлетворительного объяснения экспериментальных данных нами была учтена роль примесных состояний (возможно, дефектов) с энергией активации  $E_f = 0.13$  эВ, о которой упоминалось ранее. Мы полагаем, что в кристаллах  $p$ -InAs $_{1-x-y}$ Sb $_x$ P $_y$  имеется глубокий уровень донорного типа, лежащий ниже края зоны проводимости и имеющий указанную выше энергию активации. Эти глубокие центры могут служить эффективными центрами захвата для электронов, и вклад их в общий механизм рекомбинации будет изменяться в зависимости от концентрации равновесных носителей и температуры.

Система дифференциальных уравнений, описывающих кинетику переходов избыточных носителей тока  $\delta n$  и  $\delta p$  в схеме, содержащей один тип уровней захвата и рекомбинации, с учетом межзонных переходов может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} -d(\delta n)/dt &= c_n [(n + n_1)(\delta n - \delta p) + \delta n N_f (1 - f)] + (np - n_i^2)(R_r + R_{ee}n + R_{hh}p), \\ -d(\delta p)/dt &= c_p [(p + p_1)(\delta p - \delta n) + \delta p N_f f] + (np - n_i^2)(R_r + R_{ee}n + R_{hh}p), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $c_n$ ,  $c_p$  — коэффициенты захвата электронов и дырок,

$$n_1 = N_e \exp(-E_f/kT), \quad p_1 = N_v \exp[-(E_g - E_f)/kT], \quad f = p_1/(p_0 + p_1) = n_0/(n_0 + n_1)$$

— вероятность заполнения уровней  $E_f$  в состоянии термодинамического равновесия.

При слабом уровне возбуждения систему уравнений (6) можно представить в виде

$$\begin{aligned} -d(\delta n)/dt &= a_{11}\delta n + a_{12}\delta p, \\ -d(\delta p)/dt &= a_{21}\delta n + a_{22}\delta p, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned}a_{11} &= c_n [n_0 + n_1 + N_f(1-f)] + R_r p_0 + R_{ee} n_0^2 + R_{hh} p_0^2, \\a_{12} &= -c_n (n_0 + n_1) + R_r n_0 + R_{ee} n_0^2 + R_{hh} n_1^2, \\a_{21} &= -c_p (p_0 + p_1) + R_r p_0 + R_{ee} n_0^2 + R_{hh} p_0^2, \\a_{22} &= c_p (p_0 + p_1 + N_f f) + R_r n_0 + R_{ee} n_0^2 + R_{hh} n_1^2.\end{aligned}$$

Решение системы уравнений (7) имеет два корня  $\lambda_{\pm}$ , которым соответствуют постоянные времена

$$\tau_{\pm} = \lambda_{\pm}^{-1} = \frac{a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}a_{21}}}{2(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21})}. \quad (8)$$

Оба корня определяют времена релаксации, которые обусловлены процессами рекомбинации, а также захвата и теплового выброса электронов с участием уровня  $E_f$ , причем большее из них должно соответствовать экспериментально измеряемой постоянной времени затухания фотопроводимости [7].

На рис. 2 приведены рассчитанные по (8) температурные зависимости  $\tau(T)$  для  $N_f = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_f = 0.13 \text{ эВ}$ ,  $c_n = \sigma_n v_n$ ,  $c_p = \sigma_p v_p$  (где  $\sigma_n = 10^{-14} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  — сечения захвата, а  $v_n$  и  $v_p$  — тепловые скорости электронов и дырок соответственно) и экспериментальные значения постоянной затухания, соответствующие заключительной стадии релаксации. Как видно из рисунков, совместный учет межзонной излучательной и оже-рекомбинаций с вкладом прилипания и рекомбинации на глубоких центрах дает удовлетворительное соответствие теоретических предпосылок и экспериментальных данных во всем изученном температурном интервале. Наличие быстрой компоненты в релаксации фотопроводимости (рис. 2, а, б) свидетельствует о нарушении условия слабого сигнала в начальной стадии аннигиляции избыточных носителей тока. При комнатной температуре для всех образцов, как слабо, так и сильно легированных, преобладающими являются процессы межзонной рекомбинации.

В заключение авторы выражают благодарность Н. В. Зотовой за данные измерений фотолюминесценции и Э. И. Сагиеву за помощь в математической обработке результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Есина Н. П., Зотова Н. В., Матвеев Б. А., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н., Абишев Т. Д. — Письма ЖТФ, 1983, т. 9, в. 7, с. 391—395.
- [2] Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2395—2398.
- [3] Есина Н. П., Зотова Н. В., Матвеев Б. А., Неуймина Л. Д., Стусь Н. М., Талалакин Г. Н. — ФТП, 1981, т. 14, в. 12, с. 2362—2365.
- [4] Гельмонт Б. Л., Соколова З. Н., Ясневич И. Н. — ФТП, 1982, т. 16, в. 4, с. 592—600.
- [5] Андрушко А. И., Салихов Х. М., Слободчиков С. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 403—406.
- [6] Berolo O., Wooley J. C., Van Vechten J. A. — Phys. Rev. B, 1973, v. 8, N 8, p. 3794—3797.
- [7] Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1964. 392 с.

Получена 10.03.1987  
Принята к печати 21.08.1987