

Меньшая величина константы деформационного потенциала  $D_T$ , более сильное обменное взаимодействие, более высокая энергия ян-теллеровской стабилизации могут объяснить отсутствие при давлениях вдоль оси [111] до  $\sim 10$  кбар эффектов сильного сужения полосы ФЛ, наблюдавшихся для  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  при  $P = 4 \div 6$  кбар. Более высокая величина  $r$  в области насыщения зависимости  $r(P)$  при  $P \parallel [100]$  может определяться тем, что величина ян-теллеровского расщепления уровней сравнима с величиной спин-орбитального расщепления. Это должно привести к изменению волновых функций дырок в основном состоянии  $\text{Ag}_{\text{Ga}}^0$  и к увеличению поляризации ФЛ в области полного выстраивания центров. Отметим также, что в случае небольших давлений вдоль оси [100] при увеличении интенсивности возбуждающего света в исследованном диапазоне поляризации полосы ФЛ, связанной с центрами  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$  в тех же образцах, сильно уменьшалась в соответствии с результатами работы [6]. Отсутствие уменьшения  $r$  для полосы  $\text{Ag}_{\text{Ga}}$  может объясняться либо более высокой концентрацией этих центров (т. е. большим промежутком времени между актами рекомбинации через отдельный центр), либо более быстрым выстраиванием центров  $\text{Ag}_{\text{Ga}}$  по сравнению с  $\text{Cu}_{\text{Ga}}$ .

Таким образом, приведенные данные свидетельствуют о том, что ответственный за полосу ФЛ с максимумом 1.25 эВ центр в  $\text{GaAs} \langle \text{Ag} \rangle - \text{Ag}_{\text{Ga}}$ , симметрия которого в нейтральном состоянии понижена до тетрагональной вследствие взаимодействия локализованных на центре дырок с  $E$ -колебаниями примесного комплекса (эффект Яна—Теллера). Детальное выяснение роли различных взаимодействий в электронной структуре центра требует дальнейших исследований.

#### Список литературы

- [1] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1970—1977.
- [2] Аверкиев Н. С., Аширов Т. К., Гуткин А. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 97—102.
- [3] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 415—420.
- [4] Bllätte M., Schairer W., Willmann F. // Sol. St. Commun. 1970. V. 8. N 16. P. 1265—1268.
- [5] Pistol M. E., Nilsson S., Samuelson L. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 12. P. 8293—8295.
- [6] Аверкиев Н. С., Гуткин А. А., Осипов Е. Б., Седов В. Е., Цацульников А. Ф. // ФТП. 1988. Т. 30. В. 5. С. 1459—1465.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 6.06.1989  
Принято к печати 9.06.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

## РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В $p\text{-Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x \approx 0.1$

Беговатов В. Е., Барышев Н. С., Белый Н. Н., Брязкий М. Н.,  
Горбатюк И. Н.

В последние годы проявляется повышенный интерес к узкозонным полупроводникам типа марганец—ртуть—теллур (МРТ) с высоким содержанием теллурида ртути [1]. В данном сообщении приводятся результаты исследования времени жизни и процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда в монокристаллах твердых растворов МРТ, содержащих примерно 10 % теллурида марганца.

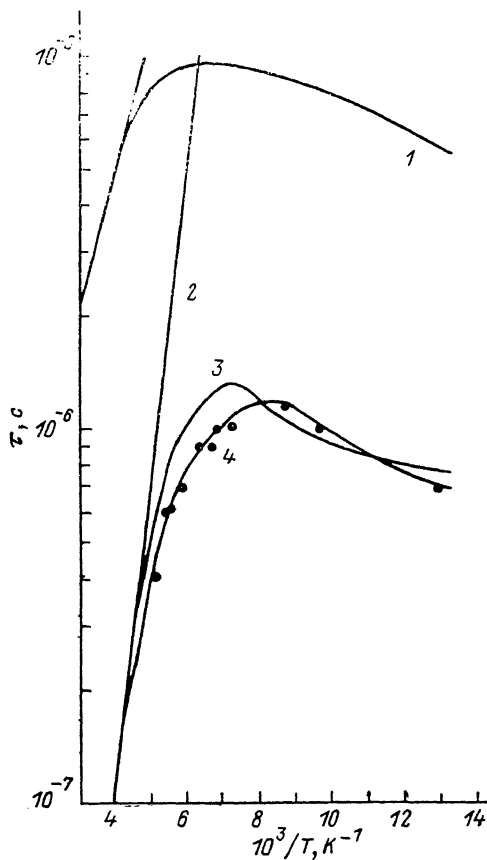
Исследование проводилось на монокристаллах МРТ  $p$ -типа, полученных методом модифицированной зонной плавки и отожженных в парах ртути, с концентрацией нескомпенсированных акцепторов  $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью дырок  $150 - 180 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при температуре жидкого азота. Образцы для фотоэлектрических измерений обрабатывались абразивным порошком МЗ с последующим химическим травлением в 20%-м растворе брома в этиловом спирте

и имели размеры  $5 \times 3 \times 0.1$  мм. Состав кристаллов оценивался по длинноволновой границе спектра фотопроводимости при 80 К и зависимости ширины запрещенной зоны  $E_g$  от  $x$  при этой температуре [2]. Время жизни неравновесных носителей заряда определялось методом релаксации фотопроводимости, в качестве источника прямоугольных импульсов использовался диод АЛ-107 с длиной волны излучения 0.9 мкм. Измерения проводились при низком уровне возбуждения, релаксация фотопроводимости происходила по экспоненциальному закону.

При объяснении температурной зависимости времени жизни учитывались три междузонных рекомбинационных процесса — излучательный и два ударных, а именно за счет электрон-электронных столкновений и за счет столкновений тяжелых дырок с передачей освобождающейся энергии легким дыркам (процессы 1 и 7 по Битти). В отсутствие вырождения электронного и дырочного газов выражения для соответствующих времен жизни, обусловленных названными процессами, имеют вид

$$\tau_r = [B_r p (1 + c)]^{-1}, \quad \tau_{1i} = 2\tau_{1i} (1 + c)^{-1}, \\ \tau_7 = 2\tau_{7i} c (1 + c)^{-1},$$

где  $c$  — отношение концентраций электронов и дырок ( $c \equiv n/p$ ),  $B_r$  — коэффициент междузонной излучательной рекомбинации,  $\tau_{1i}$  и  $\tau_{7i}$  — времена жизни, связанные с ударными процессами 1 и 7, в материале с собственной проводимостью. Величины  $B_r$ ,  $\tau_{1i}$ ,  $\tau_{7i}$  вычислялись на основании результатов работ [3-5]



Температурная зависимость времени жизни в  $p\text{-Mn}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$  с концентрацией некомпенсированных акцепторов  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

1 —  $\tau_r (1 - \tau_{ri})$ , 2 —  $\tau_{1i}$ , 3 —  $\tau_7$ , 4 — экспериментальная кривая. (1 —  $\tau_{ri}$ ) — время жизни, обусловленное междузонной излучательной рекомбинацией в материале с собственной проводимостью.

соответственно; при этом были использованы значения эффективных масс электронов и дырок, показателя преломления материала и зависимость  $E_g(x, T)$  из [2].

Экспериментальная и расчетные температурные зависимости времени жизни для  $\text{Mn}_{0.1}\text{Hg}_{0.9}\text{Te}$  с концентрацией некомпенсированных акцепторов  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  приведены на рисунке. Из рисунка видно, что междузонный излучательный процесс вносит лишь небольшой вклад в полную скорость рекомбинации. При высоких температурах в области собственной проводимости зависимость  $\tau(T)$  обусловлена ударными процессами 1 и 7:  $\tau \approx \tau_1 \tau_7 (\tau_1 + \tau_7)^{-1}$ . В области смешанной и примесной проводимости наблюдаемый температурный ход времени жизни приемлемо объясняется ударной рекомбинацией с участием легких дырок. Таким образом, в исследованных кристаллах  $p\text{-Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.1$  во всем интервале температур — от комнатной до температуры жидкого азота время жизни неравновесных носителей заряда ограничивается междузонными ударными процессами.

- [1] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 1. С. 35—72.  
 [2] Kaniewski J., Mucielski A. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 12. P. 959—962.  
 [3] Hall R. N. // Proc. IEEE. Suppl. 17. 1959. V. B106. P. 923—931.  
 [4] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2 (8). С. 536—544.  
 [5] Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 2. P. 848—854.

Получено 26.10.1988  
 Принято к печати 29.06.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

## ВЛИЯНИЕ ХОДА УРОВНЯ ФЕРМИ НА РАСЧЕТ ТУННЕЛЬНО-РЕКОМБИНАЦИОННОГО ТОКА В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ

Борщак В. А., Василевский Д. Л.

Для объяснения особенностей вольтамперных характеристик (ВАХ) реальных гетеропереходов (ГП) и контактов металл—аморфный полупроводник в работах [1, 2] привлекался туннельно-рекомбинационный механизм токопередачи, рассмотренный в терминах теории Мотта [3] движения носителей по локализованным состояниям. Для омического режима прыжковой проводимости, реализующейся вдоль уровня Ферми с переменной длиной прыжка, вероятность прыжка  $W$  составит

$$W = f\nu_{ph} \exp(-2\alpha R'). \quad (1)$$

Здесь  $R'$  — длина наиболее вероятного прыжка, определяемая из соотношения

$$2R' = \frac{B_0}{[\alpha(E_F) N(E_F) kT]^{1/4}}, \quad (2)$$

$\alpha(E_F)$  — коэффициент, характеризующий степень локализации состояний, по которым осуществляется токоперенос,  $N(E_F)$  — плотность состояний на уровне Ферми ( $E_F$  — энергетическое расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости),  $f^2\nu_{ph}$  — предэкспоненциальный множитель, определяющий взаимосвязь туннельного перехода электрона между локализованными состояниями с фононами, граничная частота которых  $\nu_{ph}$ . Согласно [3],

$$\alpha(E_{ct}) = \alpha_0 \frac{1}{\hbar} (2m^*E_{ct})^{1/2}, \quad (3)$$

$$N(E_{ct}) = N_0 \exp\left[-\left(\frac{E_{ct}}{E_0}\right)^{11/6}\right], \quad (4)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $\alpha_0$ ,  $N_0$ ,  $E_0$  — константы, а энергетическое расстояние до дна  $c$ -зоны  $E_{ct}$  выражается в координатах, принятых в данной работе следующим образом:  $E_{ct} = \varphi_0 + \Delta F_0 - E$ , где  $\varphi_0$  — высота барьера гетероперехода,  $\Delta F_0$  — энергетическая глубина залегания уровня Ферми в квазинейтральной области. Величина постоянной  $B_0$  для различных расчетов лежит в интервале 1.77—2.5 [3]. Например, Шкловский и Эфрос, применив теорию протекания к данной проблеме, получили  $B_0 = 2.15$  [4]. Мотт и Дэвис в [3] из геометрических соображений получили  $B_0 = 1.65$ . Это значение принято в [1] и в настоящей работе, так как в данном случае теория протекания не применялась. Далее будет приведена численная оценка влияния значения  $B_0$  на результаты расчетов ВАХ неидеальных гетеропереходов.