

## Фотоотклик кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ , обусловленный неоднородностями состава

© И.С. Вирт, Д.И. Цюцюра

Дрогобычский государственный педагогический институт им. И. Франко, 293720 Дрогобыч, Украина

(Получена 19 февраля 1996 г. Принята к печати 25 октября 1996 г.)

Показано, что при освещении кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  светом с энергией фотонов, меньше ширины запрещенной зоны, возможна фотопроводимость, обусловленная генерацией электронно-дырочных пар на неоднородностях с меньшим значением состава  $x$ . Неоднородности смоделированы в виде кластерной сетки малоугловых границ блоков с повышенной скоростью рекомбинации неравновесных носителей заряда. Проведена оценка величины фотоотклика ( $\Delta p$ ) от размера кластерной сетки ( $r_c$ ).

Фотопроводимость кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  при энергиях фотонов  $h\nu$  больше ширины запрещенной зоны  $E_g$  обусловлена межзонным поглощением и образованием электронно-дырочных пар. В случае, когда  $h\nu < E_g$ , возможны несколько процессов — внутрizonное и двухфотонное поглощение [1], а также поглощение на неоднородностях.

Данная работа посвящена исследованию фотоэлектрических свойств кристаллов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x > 0.20$ ) при освещении импульсами  $CO_2$ -лазера ( $\lambda = 10.6$  мкм,  $h\nu < E_g$ ). Использовались образцы состава  $x = 0.23 \div 0.27$  размером  $7 \times 2 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Образцы обладали электронной проводимостью с концентрацией электронов  $n = (5 \div 0.5) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> и подвижностью  $\mu_n = (1 \div 0.1) \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с. Фотоотклик регистрировался с помощью осциллографа С 8–13. Возбуждение осуществлялось лазерными импульсами длительностью  $\Delta t \approx 10^{-7}$  с. Уменьшение влияния разогрева электронного газа достигалось использованием малых мощностей излучения с помощью фильтров. Для определения  $E_g$  кристаллов измерялись спектральные зависимости фотопроводимости при температуре 77 К.

Поглощение света может происходить на сферических неоднородностях, а также на дислокациях [2], однако более распространенным дефектом в кристаллах  $Cd_xHg_{1-x}Te$  являются малоугловые границы (МУГ) блоков, обогащенные ртутью [3], что определяет локальное сужение  $E_g$  в их окрестности. Сравнительно большая площадь сетки МУГ в кристаллах делает их более активными дефектами в фотопроцессах по сравнению с остальными. Рекомбинационное действие протяженных дефектов исследовалось в работах [4,5].

При расчете наведенной фотопроводимости кластерная сетка МУГ может быть представлена сферическими зернами полупроводника с повышенной скоростью рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ) на границе  $s$ . Генерация ННЗ происходит в областях на границах блоков (с  $E_{gs} < h\nu$ ) и с последующей их диффузией внутрь зерен полупроводника (рис. 1).

Для полупроводника  $n$ -типа проводимости в рамках выбранной модели уравнение непрерывности для нерав-

новесных носителей заряда (ННЗ) ( $\Delta p$ ) имеет вид

$$D_p \left( \frac{d^2 \Delta p}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\Delta p}{dr} \right) - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\begin{cases} D_p \frac{d\Delta p}{dr} \Big|_{r=r_s} = C_s - s \cdot \Delta p \Big|_{r=r_s}, \\ D_p \frac{d\Delta p}{dr} \Big|_{r=0} = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где  $D_p$  — коэффициент диффузии неравновесных дырок;  $\tau_p$  — объемное время жизни ННЗ;  $C_s$  — скорость генерации ННЗ на границах блоков. Решением уравнения (1) при граничных условиях (2) является выражение, описывающее координатное распределение концентрации ННЗ внутри блоков:

$$\Delta p(r) = \Delta p_s(r_c) \frac{r_c}{r} \frac{\text{sh} \left( \frac{r}{L_p} \right)}{\text{sh} \left( \frac{r_c}{L_p} \right)}, \quad (3)$$

где  $\Delta p_s(r_c)$  — поверхностная концентрация ННЗ, которая зависит от размера сетки МУГ,

$$\Delta p_s(r_c) = \frac{G_s \tau_p / L_p}{\text{cth} \left( \frac{r_c}{L_p} \right) + \frac{s \tau_p}{L_p} - \frac{L_p}{r_c}}, \quad (4)$$

и  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  — диффузионная длина ННЗ.

Фотопроводимость создается средней концентрацией ННЗ внутри блоков:

$$\overline{\Delta p} = \frac{3G_s \tau_p}{r_c} \left\{ 1 + \frac{s \tau_p}{L_p} / \left[ \text{cth} \left( \frac{r_c}{L_p} \right) - \frac{L_p}{r_c} \right] \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Зависимость относительной величины фотопроводимости ( $\overline{\Delta p}$ ) от размеров кластерной сетки МУГ ( $r_c$ ) представлена на рис. 2 для различных относительных значений скорости поверхностной рекомбинации  $s/v$  (где  $v = L_p/\tau_p$  имеет смысл скорости диффузии ННЗ). Из зависимостей следует, что при достаточно развитой сетке неоднородностей они могут давать заметный вклад в фотоотклик, особенно если размеры субблоков МУГ ( $r_c$ ) сравнимы с диффузионной длиной ( $L_p$ ).

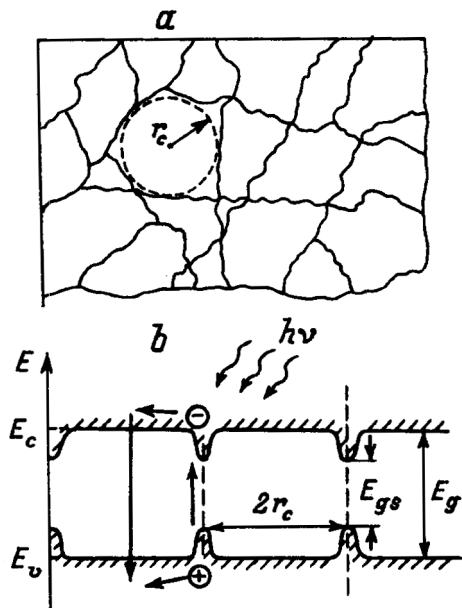


Рис. 1. Сетка МУГ (а) и энергетическая схема образца  $Cd_xHg_{1-x}Te$  с МУГ (b).

Экспериментальные результаты для двух образцов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  состава  $x = 0.24$  представлены на рис. 3. Ширина запрещенной зоны, оцененная по длинноволновому спаду спектральной характеристики фотопроводимости, составляет  $E_g \approx 0.20$  эВ. Время жизни ННЗ ( $\tau_p$ ), измеренное по релаксации фотоотклика, наведен-

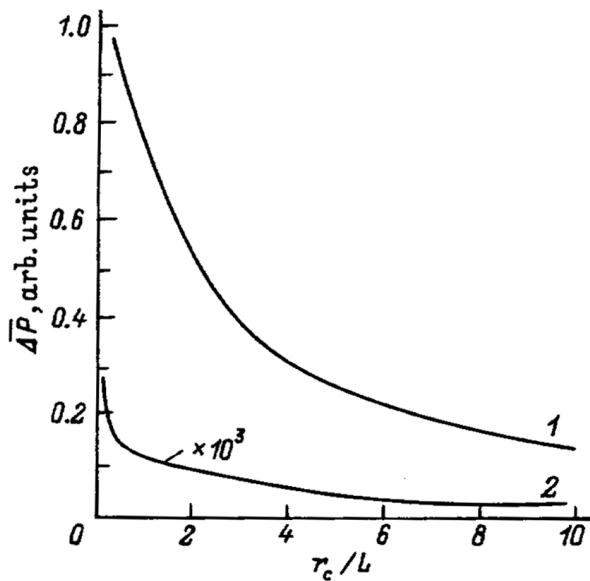


Рис. 2. Зависимость величины средней концентрации неравновесных дырок от относительной величины размеров кластерной сетки МУГ при относительном значении скорости поверхностной рекомбинации: 1 —  $s/v = 1$ , 2 —  $s/v = 100$ .

ного импульсом  $CO_2$ -лазера ( $h\nu \approx 0.11$  эВ), составляет  $(7 \div 8) \cdot 10^{-6}$  с. Очевидно, что процесс генерации неравновесных электронно-дырочных пар возможен в областях состава  $x_s$ , где ширина запрещенной зоны  $E_{gs} \lesssim 0.11$  эВ (на границах блоков). Поскольку величина времени релаксации, наблюдаемая в эксперименте, значительно выше, чем в образцах состава  $x_s = 0.20$ , где ширина запрещенной зоны совпадает с энергией фотона, можно допустить, что  $\tau_p$  определяется рекомбинацией ННЗ не на неоднородностях, а в объеме блоков. Рассчитанные для данных составов ( $x = 0.24$  и  $0.20$ ) [6] времена жизни неравновесных дырок в слабопримесном материале различаются примерно в 3 раза, что согласуется с полученными данными.

Следует заметить, что повышенная концентрация атомов ртути на границах зерен способствует не только уменьшению состава  $x$ , но формирует и повышенную концентрацию доноров. В образцах электронной проводимости это улучшает естественный сток неравновесных дырок от границ зерен в объем, энергетический барьер которого составляет примерно 45 мэВ. В кристаллах  $InSb$  с такой же величиной  $E_g$  фотопроводимости при возбуждении  $CO_2$  лазером малых мощностей не наблюдается.

Исходя из вышеизложенного можно ожидать увеличения чувствительности к излучению  $CO_2$ -лазера за счет повышения времени жизни ННЗ, если в широкозонный материал  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ввести неоднородности состава  $x = 0.20$ .

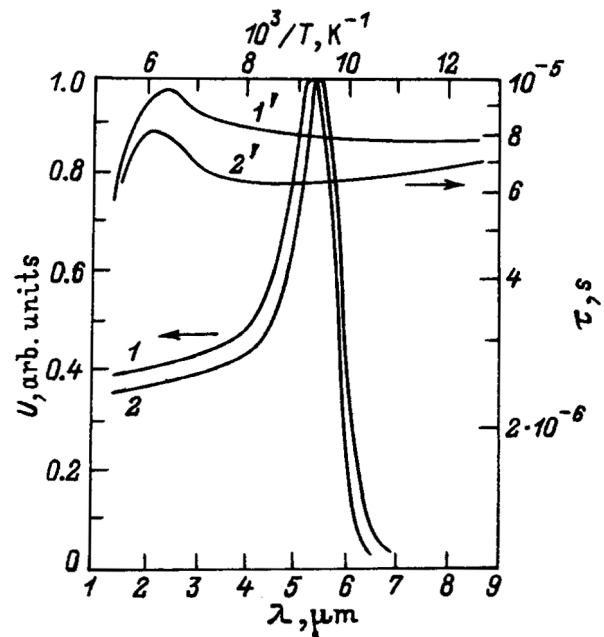


Рис. 3. Спектральные характеристики фотопроводимости (1, 2) и температурные зависимости времени жизни ННЗ (1', 2') для двух образцов  $n$ -типа проводимости состава  $x = 0.24$ .

## Список литературы

- [1] С. Ашмонтас, И. Градаускас, К. Науджюс, Э. Ширмулис. ФТП, **28**, 1975 (1994).
- [2] Н.Н. Григорьев, А.В. Любченко, Е.А. Сальков. Укр. физ. журн., **34**, 1088 (1989).
- [3] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корняш, В.А. Петряков. ФТП, **18**, 201 (1984).
- [4] Н.Н. Григорьев, В.К. Ергаков, Л.А. Караченцева, К.Р. Курбанов, А.В. Любченко, Э.А. Маловичко. ФТП, **25**, 1649 (1991).
- [5] М.Г. Андрухив, И.С. Вирт, Д.И. Цюцюра, П.С. Шкумбатюк. Электрон. техн., сер. Материалы, **257**, 62 (1991).
- [6] V.C. Lopes, A.Y. Syllaios, M.C. Chen. Semicond. Sci. Technol., **8**, 824 (1993).

*Редактор В.В. Чалдышев*

## **Photoresponse of $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ crystals due to composition inhomogeneities**

I.S. Virt, D.I. Tsutsura

Drogobych Pedagogical Institute,  
293720 Drogobych, the Ukraine