

05;06;07

## Об усилении люминесценции в узкозонной фазе гетерогенного полупроводника PbS–CdS

© А.Г. Роках, Н.Б. Трофимова

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
410026 Саратов, Россия  
e-mail: semiconductor@sgu.ssu.runnet.ru

(Поступило в Редакцию 18 декабря 2000 г.)

Показано, что эффект значительного увеличения интенсивности фотолюминесценции PbS при добавлении к нему CdS [1] в условиях образования гетерофазного полупроводника PbS–CdS может быть объяснен отвлечением рекомбинационного потока из широкозонной фазы в узкозонную полем варизонного перехода. Предлагается модель гетерогенного полупроводника, объясняющая "разгорание" люминесценции в системе PbS–CdS. Численными методами исследуются профиль распределения концентрации неравновесных носителей и интегральная интенсивность люминесценции на границе с узкозонной фазой.

Известно, что полупроводниковые соединения PbS–CdS имеют ограниченную область взаимной растворимости и образуют тройные твердые растворы  $Pb_{1-x}Cd_xS$  при малых  $x$  [1–4]. При этом слои обнаруживают неоднородности состава: выпадение избыточного CdS в виде отдельной фазы, а также при рентгеноструктурном анализе заметны линии PbS [1,5]. Ранее было показано [1,6,7], что в пленках  $Pb_{1-x}Cd_xS$  образуется гетерогенный материал CdS–PbS, состоящий из широкозонной матрицы (CdS) и включений узкозонной фазы, представляющей собой твердый раствор  $Pb_{1-x}Cd_xS$ : с  $x \approx 0.02–0.2$  до  $x \approx 0.24–0.3$ .

Лазерный эффект при  $T = 10–30$  К на кристаллах  $Pb_{1-x}Cd_xS$  [5], а также спонтанное и вынужденное излучение, полученное при  $T = 300$  К на пленках  $Pb_{1-x}Cd_xS$  [1], показывают высокий уровень люминесценции в спектральной области, соответствующей узкозонной фазе ( $2.5–3 \mu m$ ).

Дополнительные исследования, проведенные нами для пленок  $Pb_{1-x}Cd_xS$ , свидетельствуют о том, что положение максимума люминесценции практически не зависит от состава исходной шихты  $0 < x < 0.7$  и соответствует составу твердого раствора  $x = 0.06$ . Интенсивность люминесценции, напротив, зависит от состава исходной шихты: с увеличением содержания CdS интенсивность  $I_l$  увеличивается многократно и достигает максимума при  $0.4 < x < 0.6$  (см. таблицу).

Состав шихты $x$	Интенсивность $I_l$ , а.е.
0	6
0.1	45
0.2	47
0.3	96
0.4	132
0.5	117
0.6	156
0.7	35

Данные измерений оже-спектроскопии, плазменно-го резонанса, а также рентгено-структурный анализ подтверждают наличие в этом случае широкозонной фазы CdS и ограниченного ряда твердых растворов:  $x = 0.02–0.03$ ,  $0.06–0.08$  и  $0.24–0.3$ . Возникает вопрос о модели увеличения интенсивности люминесценции в гетерогенном полупроводнике, содержащем включения из узкозонных растворов.

В данной работе численными методами мы исследовали пространственную эволюцию распределения концентрации неравновесных носителей у границы с узкозонной фазой в одномерной задаче.

В случае, когда ширина запрещенной зоны меняется линейно и поле варизонного перехода зависит от координаты  $z$  (рис. 1,  $a, b$ ), решение диффузионно-дрейфового уравнения ищется в виде изменения концентрации неравновесных носителей, экспоненциально меняющегося от  $z$  [8],

$$\Delta n(z) = C \exp(-z/l) + B \exp(az), \quad (1)$$

где  $l$  — эффективная диффузионно-дрейфовая длина,

$$a = \frac{eE}{2kT}, \quad E = \frac{E_{g0} - E_g(z)}{ez},$$

здесь  $E$  — напряженность электрического поля,  $E_{g0}$  — ширина запрещенной зоны широкозонного раствора,  $E_g(z)$  — ширина запрещенной зоны узкозонного раствора.

При  $z \rightarrow \infty$   $\Delta n(z) \rightarrow 0$  и второе слагаемое отпадает. Для варизонного перехода конечной толщины  $d$ , когда  $d \lesssim l$ , необходимо наряду со скоростью рекомбинации на внешней стороне варизонной области  $S$  ввести скорость рекомбинации на тыльной стороне варизонного перехода  $S_d$ . Тогда при граничных условиях

$$\left( \frac{d}{dz} \Delta n - 2a \Delta n \right)_{z=0} = \frac{S}{D_n} \Delta n(0),$$

$$\left( \frac{d}{dz} \Delta n - 2a \Delta n \right)_{z=d} = \frac{S_d}{D_n} \Delta n(d), \quad (2)$$

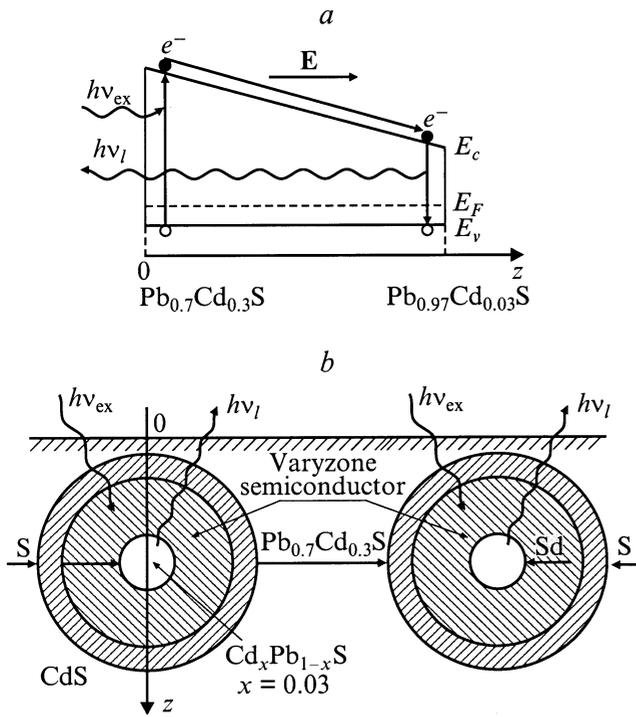


Рис. 1. Энергетическая (а) и пространственная (б) диаграмма варизонной структуры.

а также при  $\alpha d \gg 1$  и  $\alpha l_+ \gg 1$ , что имеет место для сильно поглощаемого возбуждения  $h\nu \gg E_{g0}$  и интенсивности  $I_0$ , решение примет вид

$$\Delta n(z) = c_1 \exp(-z/l_+) + c_2 \exp(z/l_-), \quad (3)$$

где

$$l_{\pm} = \left[ (a^2 + L_n^{-2})^{1/2} \pm a \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$c_1 = K(l_+^{-1} + S_d/D_n) \exp(d/l_-), \quad (5)$$

$$c_2 = K(l_+^{-1} + 2a - S_d/D_n) \exp(-d/l_+), \quad (6)$$

$$K = \frac{I_0 \alpha D_n^{-1}}{(\alpha^2 + 2a\alpha - L_n^{-2}) \left[ \left( l_+^{-1} + 2a + \frac{S_d}{D_n} \right) \left( l_+^{-1} + \frac{S_d}{D_n} \right) \times \right.} \\ \left. \times \exp d/l_- - \left( l_+^{-1} - \frac{S_d}{D_n} \right) \left( l_+^{-1} + 2a - \frac{S_d}{D_n} \right) \exp d/l_+ \right]}. \quad (7)$$

$L_n$  — диффузионная длина,  $D$  — коэффициент диффузии,  $\alpha$  — коэффициент поглощения.

Из (3)–(6) следует, что  $|c_1| > |c_2|$ , а  $c_1 > 0$ ;  $c_2 > 0$ , если  $(l_+^{-1} + 2a) > S_d/D_n$ , в этом случае возможно накопление неравновесных носителей на внутренней поверхности варизонного перехода вблизи границы с узкозонной фазой. Видно (рис. 2), что область допустимых значений встроенного электрического поля ограничена снизу  $E \geq 100$  В/см, если  $10^3 \text{ см}^{-1} < S_d/D_n < 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Траектория максимального накопления носителей  $\Delta n$  от координаты  $z$  соответствует  $S_d/D_n \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$  при напряженности встроенного поля  $E = 800$  В/см.

Для интенсивности люминесценции в случае линейной межзонной рекомбинации можно использовать выражение

$$I_l = \int_0^d \frac{\Delta n(z)}{\tau_n} dz. \quad (8)$$

Подставляя (3) в (8), получаем с учетом (4)–(7)

$$I_l = \frac{1}{\tau_n} \{ c_2 l_- [\exp(d/l_-) - 1] + c_1 l_+ \exp(d/l_+) \}.$$

Здесь  $\tau_n$  — время жизни носителей. Результаты расчета величины  $I_l x \tau_n$  в зависимости от  $d$  при  $I_0 = 1.3 \cdot 10^{23} \text{ кВ/см}^2 \cdot \text{с}$ ,  $D_n = 0.3 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $S_d/D_n = 2.4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$  представлены на рис. 3. Видно, что с увеличением размера варизонных областей  $I_l$  возрастает, а затем входит в насыщение. Таким образом, для максимальной интенсивности люминесценции предпочтительнее иметь пленки с размером варизонной области  $d \sim 4\text{--}5 \mu\text{м}$ . Аналогично рассчитывались зависимости  $I_l$  от  $S_d/D_n$  при различных значениях встроенного поля  $E$  (от  $10^2\text{--}10^3$  В/см). Расчет показал

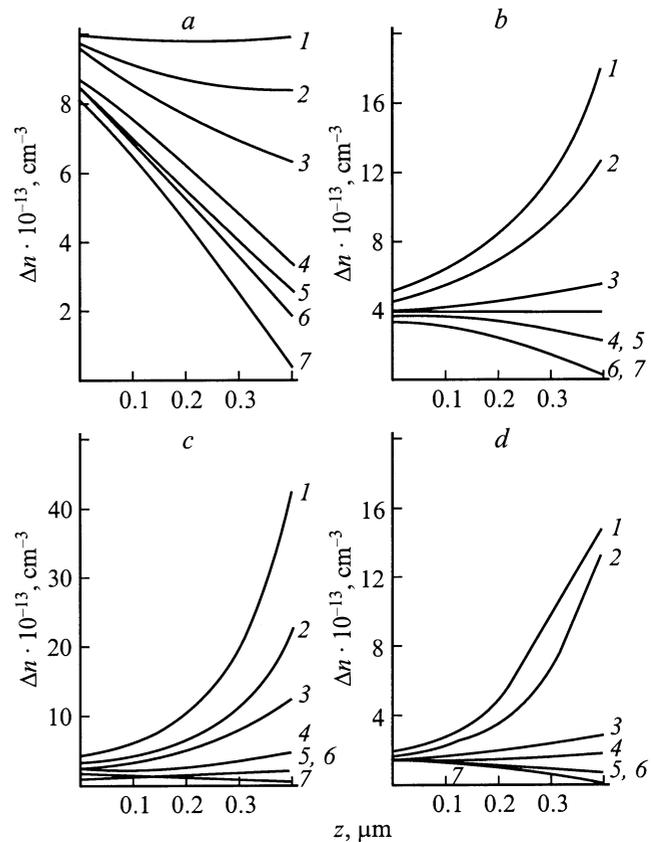
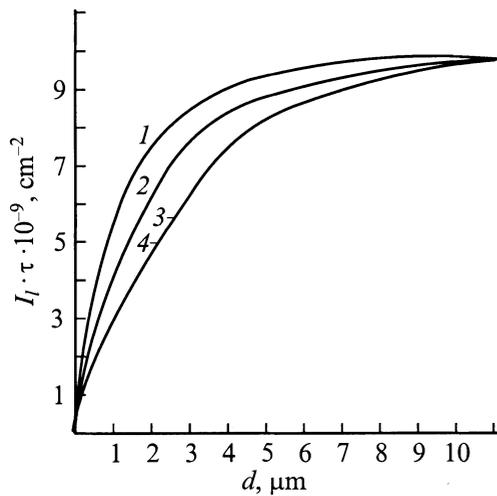
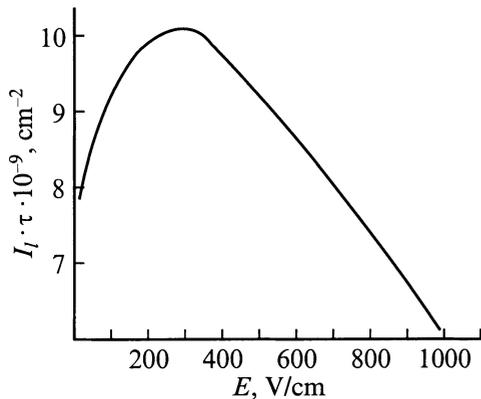


Рис. 2. Распределение концентрации неравновесных носителей по толщине варизонной области:  $S_d/D_n, \text{ см}^{-1}$ : 1 —  $5 \cdot 10^3$ , 2 —  $10^4$ , 3 —  $2 \cdot 10^4$ , 4 —  $5 \cdot 10^4$ , 6 —  $10^5$ , 7 —  $5 \cdot 10^5$ ;  $E, \text{ В/см}$ : а — 100, б — 500, с — 800, д — 1000.



**Рис. 3.** Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от скорости поверхностной рекомбинации вблизи узкозонной области в слоях  $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$ :  $d = 0.4 \mu\text{m}$ ,  $L_n = 0.73 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 10^5 \text{cm}^{-1}$ ;  $E, \text{V/cm}$ : 1 — 100, 2 — 500, 3 — 800, 4 — 1000.



**Рис. 4.** Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от величины встроенного поля:  $S_d/D_n = 5 \cdot 10^3$ ,  $2.4 \cdot 10^4 \text{cm}^{-1}$ ;  $\alpha = 10^5 \text{cm}^{-1}$ ,  $d = 0.4 \mu\text{m}$ ,  $L_n = 0.73 \mu\text{m}$ .

(рис. 4), что зависимость  $I_l(E)$  имеет максимум при значении  $E \sim 2-3 \cdot 10^2 \text{V/cm}$ . Такому значению  $E$  соответствует состав широкозонной фазы  $x = 0.08$  и узкозонной —  $x = 0.03$ , что согласуется с результатами рентгено-структурного анализа. Численный расчет показывает таким образом, что пленки  $\text{Pb}_{1-x}\text{Cd}_x\text{S}$  будут светиться интенсивнее, если размер варизонной области достаточно велик ( $\sim 4 \mu\text{m}$ ),  $S$ ,  $S_d$  и  $\alpha$  малы,  $L_n$  велико и встроенное поле варизонного перехода оптимально ( $2-3 \cdot 10^2 \text{V/cm}$ ).

Проведенное нами исследование позволяет сделать еще один вывод. Если рассчитать зависимость  $I_l$  от  $S_d/D_n$  для различных значений встроенных полей  $E(100-1000 \text{V/cm})$ , можно видеть, что влияние величины  $S_d$  на интенсивность  $I_l$  существенно только при  $d \sim L_n$ . При  $d < L_n$  или  $d > L_n$   $I_l \neq I_l(S_d)$ .

Если учесть, что время жизни неравновесных носителей в широкозонной фазе ( $A^2B^6$ ) на несколько порядков превышает эту же величину в узкозонной фазе, эффект "разгорания" люминесценции может составить несколько порядков.

Отметим, что возрастание длинноволновой люминесценции в  $\text{ZnS}$  при добавлении  $\text{Pb}$  наблюдалось в экспериментах работы [9], хотя авторы численно не анализировали эту часть своих результатов.

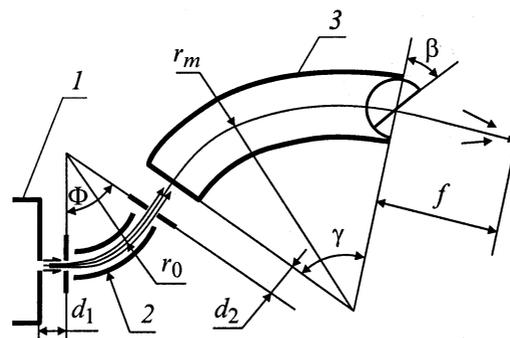
## Список литературы

- [1] Золотов С.И., Трофимова Н.Б., Юнович А.Э. // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 4. С. 631–634.
- [2] Keri Wu, Zemel J.N. // J. Vacuum Sci. Techn. 1969. Vol. 6. N 4. P. 497–502.
- [3] Олейник Г.С., Мизецкий Г.А. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1983. Т. 19. № 11. С. 1799–1801.
- [4] Мухамедьяров О.Д., Кутаев Г.А. // ПЖТФ. 1980. Т. 6. № 21. С. 1330–1337.
- [5] Calawa A.R., Mroczkowsky J.A., Harman T.S. // J. Electron. Mater. 1972. Vol. 1. N 1. P. 191–198.
- [6] Роках А.Г. // ПЖТФ. 1984. Т. 10. № 13. С. 820–822.
- [7] Роках А.Г., Стецюра С.В., Трофимова Н.Б., Елагина Н.В. // Неорган. материалы. 1999. Т. 35. № 5. С. 552–555.
- [8] Коваленко В.Р., Пека Г.П., Шепель Л.Г. // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 11. С. 1421–1424.
- [9] Mita I.J. // J. Phys. Soc. Jap. 1965. Vol. 20. N 10. P. 1822–1826.

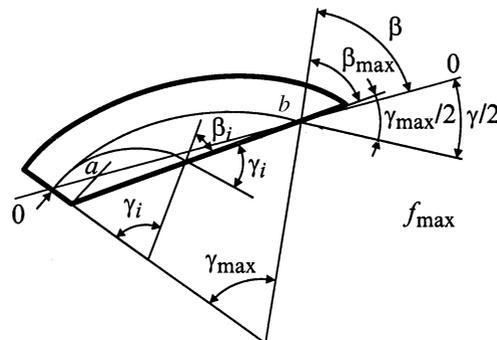
## Опечатки

*В.Т. Коган, Г.Ю. Гладков, О.С. Викторова*  
 Ионно-оптическая схема портативного масс-спектрометра  
 (ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 130–132).

На стр. 130 рис. 1 следует читать так:



На стр. 131 рис. 3 следует читать так:



На стр. 132 рис. 4 следует читать так:

