

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ В УСЛОВИЯХ ЭКРАНИРОВАНИЯ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КРИСТАЛЛАХ CdS

*В.Г.Лысенко, В.Н.Ревенко, Т.Г.Трапас
В.Б.Тимофеев*

Исследовано рекомбинационное излучение [РИ] и перестройка энергетического спектра кристалла CdS, в случае высоких неравновесных плотностей электронно-дырочных пар (e - h -пар). Показано, что при плотности пар $n_e, n_h \gg 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при низких температурах ($T = 4,2 - 100^\circ\text{K}$) спектр РИ соответствует прямой межзонной рекомбинации электронно-дырочной плазмы (ЭДП).

В предельном случае высоких неравновесных плотностей e - h -пар, когда межчастичные расстояния r сравниваются с экситонным борновским радиусом r_B (т. е. $r_s \equiv r/r_B \sim 1$), понятие экситона теряет смысл вследствие экранирования кулоновского взаимодействия, а спектр РИ полупроводника должен отвечать рекомбинации ЭДП. В этих условиях валентная зона и зона проводимости закупаются в соответствии с данной концентрацией e - h -пар и температурой, а сам энергетический спектр перестраивается в результате обменного и корреляционного взаимодействия в системе электронов и дырок высокой плотности.

Исследовалось РИ высокочистых образцов CdS (концентрации донорных и акцепторных примесей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$), возбуждаемых импульсным N_2 -лазером (мощность и длительность одиночных импульсов соответственно 2 мкВ и 10 нсек, частота их следования 10^2 1/с). Для уменьшения вклада индуцированной люминесценции излучение N_2 -лазера фокусировалось на кристалле в пятно размером около 10 мм. Спектр CdS наблюдался нормально к возбуждаемой поверхности и регистрировался спектрометром с разрешением 0,2 Å. Стробоскопическая система фотоэлектрической регистрации позволяла проводить временные измерения с разрешением 2 нсек.

1. Основные изменения, происходящие со спектром РИ CdS при $T = 4,2^\circ\text{K}$ и увеличении плотности мощности накачки от $10^5 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ до

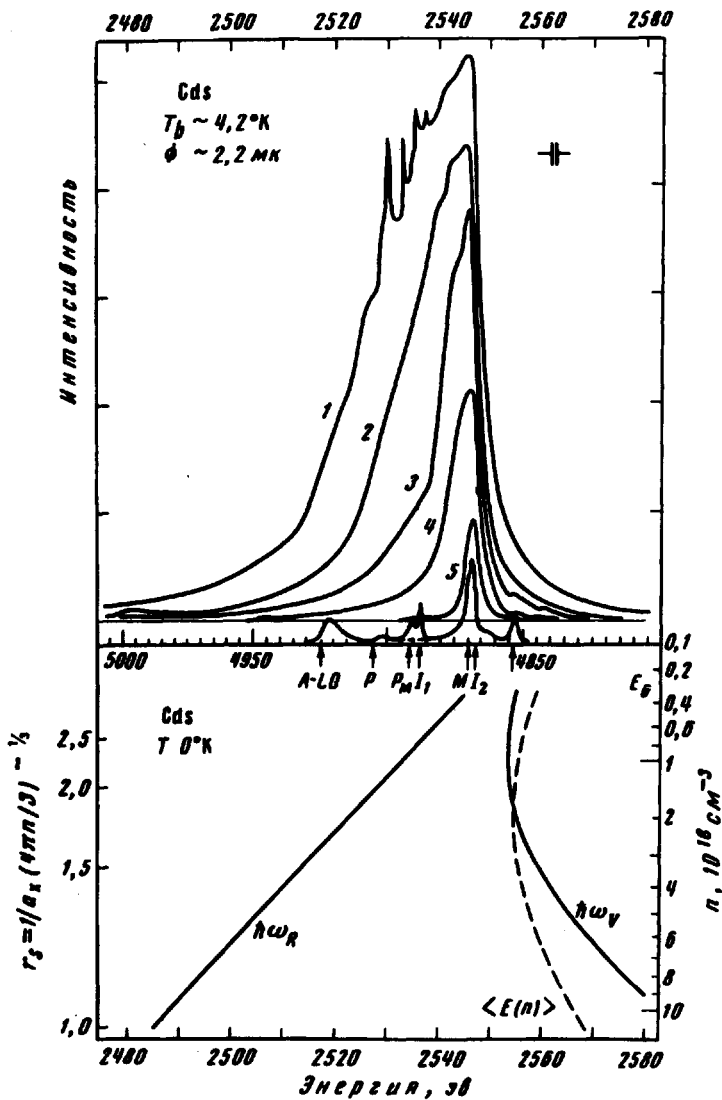


Рис. 1. а – Спектры рекомбинационного излучения (1) – (5) при плотностях мощности возбуждения соответственно $16 \text{ квт} \cdot \text{см}^{-2}$, $5 \text{ квт} \cdot \text{см}^{-2}$, $1,4 \text{ квт} \cdot \text{см}^{-2}$, $440 \text{ квт} \cdot \text{см}^{-2}$, $150 \text{ квт} \cdot \text{см}^{-2}$; б – зависимости средней энергии на пару частиц $\langle E(n) \rangle$, а также "фиолетовой" – $\hbar\omega_V$ и "красной" – $\hbar\omega_R$ границ спектра рекомбинации от плотности носителей в плазме n , или безразмерного параметра γ_s .

$2 \cdot 10^7 \text{ квт} \cdot \text{см}^{-2}$ продемонстрированы на рис. 1, а. Нижняя кривая – спектр люминесценции при возбуждении обычной Hg – лампы. На рис. 1 указаны линии экситонно-примесных комплексов (ЭПК) – I_1 , I_2 , свободного экситона A_T ($\lambda = 4853,4 \text{ \AA}$) и позиция энергетической щели – E_g . При

увеличении мощности лазерной накачки с длинноволновой стороны от линии ЭК₁/₂ (или M-линии) [1,2] вырастает новая полоса. С ростом среднего по объему числа e-h-пар увеличивается ширина этой полосы, а ее "красная" граница испытывает значительный сдвиг в сторону меньших энергий.

Прежде покажем, что положение в шкале энергий этой полосы, ее ширина, а также движение с ростом плотности пар "фиолетовой" и "красной" границ ее спектра соответствует рекомбинации ЭДП. Для этого, воспользовавшись методом, развитым в [3, 4] рассчитывалась средняя энергия $\langle E(n) \rangle$, приходящаяся на одну e-h-пару, от плотности пар или безразмерного параметра r_s . При $T = 0$ и зонных параметрах CdS $m_e = 0,205$, $m_{h\parallel} = 0,7$, $m_{h\perp} = 5,0$ [5] для средней энергии на пару получаем следующее выражение (в мэв):

$$\begin{aligned} \langle E(n) \rangle &= \langle E_{kin} \rangle + \langle E_{exc} \rangle + \langle E_{corr} \rangle = \\ &= 61,4 \sqrt{r_s^2} - 52,9 \sqrt{r_s} + \langle E_{corr} \rangle, \text{ мэв} \end{aligned} \quad (1)$$

r_s	1	1,5	2,0	2,5
$n, \text{ см}^{-3}$	$1,13 \cdot 10^{19}$	$3,35 \cdot 10^{18}$	$1,41 \cdot 10^{18}$	$7,23 \cdot 10^{17}$
$\langle E_{corr} \rangle$ мэв	22,8	18,7	16,3	14,6

Значения $\langle E_{corr} \rangle$ для различных r_s или n приведены в таблице. Рассчитанное положение минимума $\langle E(n) \rangle$ соответствует $r_s \sim 2$, $n \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и практически совпадает с позицией нижайшего A_T - экситонного терма. Далее, найденная $\langle E(n) \rangle$ использовалась для определения "фиолетовой" и "красной" границ спектра рекомбинации при различных плотностях e-h-плазмы. При $T = 0$ "фиолетовая" граница $-\hbar\omega_V$ отвечает рекомбинации непосредственно с ферми-поверхностей электронной и дырочной зон и равна химпотенциалу W системы N электронно-дырочных пар:

$$\hbar\omega_V = W = \frac{d}{dN} [N \langle E(n) \rangle] = \langle E(n) \rangle + n \frac{\partial}{\partial n} \langle E(n) \rangle. \quad (2)$$

"Красная" граница спектра РИ при пренебрежении зависимостью от k поправок к кинетической энергии сдвинута по отношению к $\hbar\omega_V$ в сторону меньших энергий на сумму фермиевских энергий электронов и дырок $\mu_e^0 + \mu_h^0$. Рассчитанные зависимости для $\hbar\omega_V$, $\hbar\omega_R$, а также $\langle E(n) \rangle$ от плотности n или параметра r_s для $T = 0$, приведенные на рис. 1, б, удовлетворительно описывают положение, а также движение границ спектра РИ и его ширину при изменении среднего числа пар в плазме.

2. Зависимость формы спектра РИ e-h-плазмы при различных температурах и практически неизменной средней по объему плотности пар

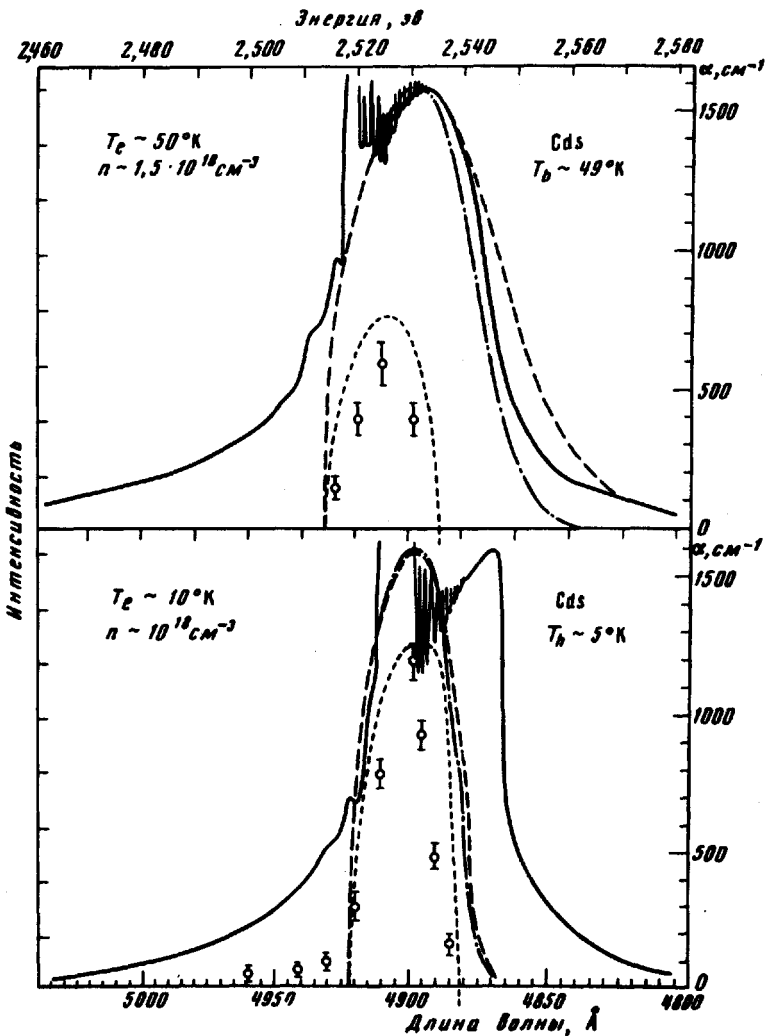


Рис. 2. Спектры рекомбинационного излучения (сплошные линии) и усиления (кружки) ЭДП при $T = 5$ и 49°K . Пунктиром и штрих-пунктиром показана аппроксимация формы спектров для модели невзаимодействующих частиц без учета и с учетом реабсорбции соответственно

(накачка фиксирована и составляла $j \sim 5 \cdot 10^6 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$) приведена на рис. 2. Прежде укажем, что вследствие термодиссоциации линии ЭПК отсутствуют в спектрах выше 25°K . С ростом температуры полоса РИ e - h -плазмы расширяется, в основном, за счет размытия фиолетовой части спектра. Это размытие соответствует температурному уширению функций распределения электронов и дырок. Мы попытались аппроксимировать форму спектра спонтанной рекомбинации e - h -плазмы с помощью выражения, справедливого для модели невзаимодействующих частиц. Учитывая, что межзонные переходы носят прямой разрешенный характер, и полагая квазиравновесное распределение в элект-

тронной и дырочной зонах для формы спонтанного спектра получаем:

$$I_{sp}(\hbar\omega, \mu_e^T, T) \sim \sum_{k_e = -k_h = k} f_e f_h \delta[\hbar\omega - \epsilon_e(k) - \epsilon_h(-k)]. \quad (3)$$

Здесь $f_{e,h} = \left[1 + \exp \frac{\epsilon_{e,h}(k) - \mu_{e,h}^T}{k_0 T} \right]^{-1}$ — функции распределения электро-

нов и дырок, μ_e^T и μ_h^T — квазиуровни Ферми, а $\hbar\omega$ — энергия, отсчитываемая от "красной" границы спектра. На рис. 2 штриховые линии — результат аппроксимации формы спектра с учетом реабсорбции и при значениях параметров n и T , указанных для каждого спектра. Поправка на реабсорбцию сводится к умножению выражения (3) на фактор $\{1 - \exp[-a(\hbar\omega)l]\}/a(\hbar\omega)l$, где l — длина диффузионного смещения носителей ($l \sim 1,5$ мкм), а $a(\hbar\omega)$ — коэффициент поглощения (в случае усиления $a < 0$).

На рис. 2 для температур 5 и 49°К показаны также измеренные (кружки) и рассчитанные (точки) распределения коэффициента усиления. Спектр коэффициента усиления $\alpha(\hbar\omega)$ связан с формой спектра спонтанной люминесценции $I_{sp}(\hbar\omega)$ соотношением:

$$\alpha(\hbar\omega) \sim I_{sp}(\hbar\omega) \left[\exp \frac{\hbar\omega - \mu_e^T - \mu_h^T}{k_0 T} - 1 \right]. \quad (4)$$

При гелиевых температурах e - h -плазма с плотностью $\sim 10^{18}$ см⁻³ характеризуется большими коэффициентами усиления или отрицательного поглощения ($\alpha \gtrsim 10^3$ см⁻³). Поэтому в области максимальных значений $\alpha(\hbar\omega)$ и при выполнении условия $\alpha l \gtrsim 1$ РИ испытывает сильное усиление (при наличии в системе обратной связи наблюдается лазерная генерация). В результате в соответствующей области спектра возникают интенсивные узкие пики (см. рис. 1 и 2), сверхлинейно зависящие от плотности мощности и размеров области возбуждения. Подчеркнем, что при гелиевых температурах положение максимума индуцированной люминесценции (максимума кривой усиления) e - h -плазмы с равновесной плотностью $\sim 10^{18}$ см⁻³ в точности совпадает с так называемой P -полосой, ранее связываемой с экситон-экситонными соударениями [6, 7]. В заключение заметим, что при гелиевых температурах и средних по объему концентрациях e - h -пар, превышающих $\bar{n} > 10^{16}$ см⁻³, в спонтанных спектрах РИ CdS полосы ЭДП и ЭПК (I_2 , M -полоса) наблюдаются одновременно. Это означает, что в объеме кристалла возникают области, значительно отличающиеся e - h -плотностью. Существенно, что положение минимума средней энергии на пару частиц $\langle E(n) \rangle$, оцененное по спектрам усиления при гелиевых температурах для плотности пар $\sim 10^{18}$ см⁻³, локализовано примерно на 10 мэв ниже A_T — экситонного терма. Поэтому неравновесным носителям энергетически выгодно конденсироваться в сгустки плазмы с равновесной при данной T плотностью ($\sim 10^{18}$ см⁻³), что может

быть одной из причин наблюдаемой неоднородности концентрации носителей по объему.

Подробное обсуждение кинетики и спектральных свойств рекомбинационного излучения ЭДП в кристаллах CdS будет опубликовано отдельно.

Институт твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 июня 1974 г.

Литература

- [1] S.Shionoya, H.Saito, E.Nanamura, O.Akimoto. *Solid State Comm.*, 12, 223, 1973.
 - [2] А.Ф.Дите, В.И.Ревенко, В.Б.Тимофеев, П.Д.Алтухов. *Письма в ЖЭТФ*, 18, 579, 1973.
 - [3] W.F.Brinkman, T.M.Rice, P.W.Anderson, S.T.Chui. *Rev. Lett.*, 28, 961, 1972; W.F.Brinkman, T.M.Rice. *Phys. Rev.*, 7B, 1508, 1973.
 - [4] M.Combescot, P.Nozieres. *J.Phys.*, C5, 2369, 1972.
 - [5] J.J.Hopfield, D.G.Thomas. *Phys. Rev.*, 122, 35, 1961.
 - [6] C.Benoit a la Guillaume, J.M.Debever, F.Salvan. *Phys. Rev.*, 177, 567, 1969.
 - [7] D.Magde, H.Mahr. *Phys. Rev. Lett.*, 24, 890, 1970.
-