

©1994 г.

ФОРМА ПРИМЕСНЫХ ПОЛОС ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И СМЕШИВАНИЕ ФОНОНОВ И ПЛАЗМОНОВ

*В.С.Вавилов, А.А.Клюканов, М.В.Чукичев, О.М.Шаповал,
А.З.Авадех, Р.Р.Резванов*

Молдавский государственный университет,
277014, Кишинев, Молдова

(Получена 26 апреля 1993 г. Принята к печати 6 июня 1994 г.)

Проведены исследования фото- и катодолюминесценции CdS при температурах 4.2 и 77 К в зависимости от концентрации равновесных и неравновесных (уровень возбуждения) носителей заряда.

Проведенный анализ показывает, что при низких концентрациях плазмы интенсивность LO-спутеллита бесфононной полосы ниже интенсивности последней, тогда как в случае вырожденной при 77 К плазмы соотношение между интенсивностями бесфононной полосы и ее спутника меняется. Это обусловлено тем, что при высоких концентрациях электронов в зоне проводимости возникает смешивание фононов и плазмонов и в области первого спутеллита происходит наложение двух спутников — на частоте длинноволновой верхней плазмон-фононной моды и на частоте коротковолновых LO-фотонов.

При низких концентрациях невырожденной плазмы суперпозиция многоплазмонных повторений приводит к симметризации результирующей полосы и ее уширению в соответствии с экспериментальными данными. Рост температуры плазмы и ее концентрации вызывает возгорание LO-фононного спутника и уширение полосы.

Показано, что многоплазменная структура в согласии с экспериментальными данными может возникать как при переходах из свободного состояния в связанное, так и при переходах в донорно-акцепторных парах в случае, когда расстояние между донором и акцептором больше длины экранирования.

В работе [1], посвященной исследованию зеленой (510–540 нм), примесной люминесценции CdS, было показано, что аномальная полуширина $W \sim 30-50$ мэВ полос коротковолновой (высокотемпературной) серии обусловлена кулоновским взаимодействием рекомбинирующих носителей заряда с зонной плазмой. Последующие исследования, результаты которых будут представлены здесь, показали, что это взаимодействие порождает и другие особенности примесных полос излучения CdS.

Исследовалась как фото-, так и катодолюминесценция CdS при $T = 4.2$ и 77 К по методике, изложенной в работах [1,2]. Характерные спектры излучения ($T = 77$ К) образцов двух типов представлены

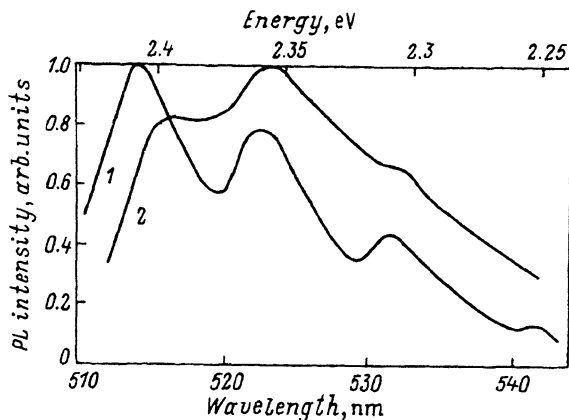


Рис. 1. Спектры зеленой люминесценции кристаллов CdS при $T = 77$ К. 1 — спектр высокоомного образца ($n_e = 1.3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$), 2 — низкоомного ($n_e \approx 10^{18}$ см $^{-3}$).

на рис. 1. Кривая 1 получена для образца первого типа (высокоомные), у которых при 77 К концентрация равновесных электронов и их подвижность составляли $n_e = 1.3 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $\mu = 1200$ см 2 /В · с при $T = 77$ К. Высокотемпературная серия (рис. 1) состоит из бесфононной полосы с максимумом при $\lambda = 514$ нм, обусловленной рекомбинацией зонного электрона с дыркой на акцепторе [3] и ее 1-3 LO-повторений, отстоящих друг от друга на энергию LO-фонона $\hbar\omega_0 = 38$ мэВ.

Интенсивность первого LO-фононного повторения в максимуме I_1^m по отношению к бесфононной полосе определяет среднее число фононов на один излученный фотон $\bar{N} = I_1^m/I_0^m$ для разрешенных по критерию Рэля полос. Как видно из рис. 1, высокотемпературная, коротковолновая серия наблюдается как при $\bar{N} < 1$, так и при $\bar{N} > 1$. В этом состоит ее существенное отличие от низкотемпературной, длинноволновой серии, обусловленной рекомбинацией в донорно-акцепторных парах (ДАП), когда $\bar{N} < 1$. С использованием теории [4] для переходов между связанными состояниями можно получить

$$\bar{N} = \bar{N}_h \left\{ 1 + \frac{a_h}{a_e} - (2\pi)^{1/2} \frac{a_h}{R} \Phi \left(\frac{R}{(a_h^2 + a_e^2)} \right) \right\}, \quad (1)$$

где

$$\bar{N}_h = \frac{e^2 (2\pi)^{-1/2}}{\varepsilon^* a_h \hbar \omega_0}, \quad \frac{1}{\varepsilon^*} = \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}. \quad (2)$$

Здесь R — расстояние между донором и акцептором, $\Phi(x)$ — интеграл вероятности, ε_0 — статическая, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, a_e и a_h — радиусы орбит электрона и дырки соответственно. Волновая функция связанных состояний выбрана в виде

$$|a\rangle = (\pi a^2)^{-3/4} \exp(-r^2/2a^2). \quad (3)$$

При выполнении неравенства $a_h \ll a_e$ в соответствии с формулой (1) $\bar{N} \approx \bar{N}_h$ и зависит лишь от природы связанных состояний (в основном акцептора), а величина N_h является для данного кристалла константой. Замена функции (3) на водородоподобную незначительно сказывается на результате (множитель $(2\pi)^{-1/2}$ в формуле (2) необходимо

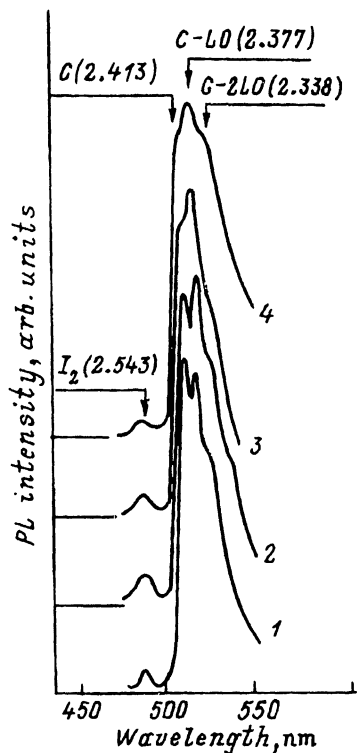


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции CdS при $T = 77$ К и различных уровнях возбуждения: 1 — $0.15 \cdot I_0$, 2 — $0.25 \cdot I_0$, 3 — $0.5 \cdot I_0$, 4 — I_0 ($I_0 = 3 \cdot 10^{22}$ фот/см²·с).

заменить на $5/16$). В случае, когда донор ионизован, для переходов из свободного состояния в связанное, как показали исследования спектров люминесценции при $T = 77$ К, величина \bar{N} не является константой (рис. 1), а увеличивается с ростом концентрации как равновесных, так и неравновесных электронов. На рис. 2 представлены спектры коротковолновой серии излучения CdS при 77 К и различных уровнях возбуждения [5]. Видно, что с ростом уровня накачки величина \bar{N} меняется от значения $\bar{N} < 1$ до $\bar{N} > 1$. Аналогичные изменения спектров происходят в зависимости от условий роста кристаллов [5]. С увеличением времени отжига уменьшается равновесная концентрация электронов n_e и уменьшается величина \bar{N} . Спектры с $\bar{N} > 1$ наблюдаются при высоких концентрациях электронов $n_e \approx 10^{18}$ см⁻³. Причем носители могут быть как неравновесными (рис. 2), так и равновесными. В частности, кривая 2 на рис. 1 получена при низком уровне возбуждения, когда форма полосы перестает зависеть от накачки. Концентрация неравновесных электронов при этом оказывается ниже равновесных, однако значение больше единицы в этом случае за счет большой величины последних $n_e \approx 10^{18}$ см⁻³. К этому же значению о корреляции между \bar{N} и n_e можно прийти, анализируя результаты предшествующих работ (см., например, [6,7]). Для выяснения, является ли рост концентрации плазмы n_e при увеличении \bar{N} сопутствующим, или определяющим фактором, рассмотрим более подробно форму полосы люминесценции при переходах из свободного состояния в связанное.

Не ограничиваясь невырожденной плазмой [1] и учитывая смешивание фононов и плазмонов с использованием результатов работы [2], находим для форм-функции спектра излучения выражение

$$F(\omega) = \left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2 \int_0^\infty k^2 f_e(k) \exp(-k^2 a_n^2) \left\{ \int_{-\infty}^\infty \exp(i\Omega t) I(t) dt \right\} dk. \quad (4)$$

Здесь

$$\Omega = \omega - \omega_g - \omega_k + \omega_a, \\ f_e(k) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega - F_e}{k_0 T_e}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (5)$$

$\omega_k = \hbar k^2 / 2m$, $\hbar\omega_a$ — энергия связи дырки на акцепторе. Считаем, что электронная плазма термализована и имеет температуру T_e и квазиуровень Ферми — F_e . Производящая функция имеет вид

$$I(t) = \exp\{-K(t)\},$$

$$K(t) = \frac{e^2}{2\pi^3 \hbar \varepsilon_\infty} \int \frac{d\boldsymbol{x}}{x^2} \int_0^\infty d\omega \operatorname{Im} \left\{ \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon^*(\boldsymbol{x}, \omega)} \right\} [P_{\boldsymbol{x},k}(\omega, t) - P_{\boldsymbol{x},k}(-\omega, t)], \quad (6)$$

где введены обозначения

$$P_{\boldsymbol{x},k}(\omega, t) = [n(\omega) + 1] \cdot \left\{ P_e(t) + \exp\left(-\frac{x^2 a_n^2}{2}\right) P_h(t) \right\}, \\ n(\omega) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_0 T_e}\right) - 1 \right]^{-1}, \\ P_{e,h}(t) = \omega_{e,h}^{-2} \left[1 - \exp(-i\omega_{e,h} t) \right] - i t \omega_{e,h}^{-1}, \quad (7) \\ \omega_h = \omega, \quad \omega_e = \omega + \omega_k - \omega_{k-\omega}.$$

Продольная диэлектрическая функция $\varepsilon(\boldsymbol{x}, \omega)$ определяет частоты элементарных возбуждений, с которыми взаимодействует рекомбинирующая пара. В приближении случайных фаз [8] для однокомпонентной плазмы

$$\varepsilon(\boldsymbol{x}, \omega) = \varepsilon_\infty \frac{\omega_0^2 - (\omega + i\gamma)^2}{\omega_{TO}^2 - (\omega + i\gamma)^2} - \frac{8\pi e^2}{\hbar x^2 V} \sum_{\mathbf{k}} \frac{f_e(\mathbf{k}) - f_e(\mathbf{k} + \boldsymbol{x})}{\omega - \omega_{\mathbf{k} + \boldsymbol{x}} + \omega_{\mathbf{k}} + i\gamma}, \quad \gamma \rightarrow 0. \quad (8)$$

Рассмотрим предельные случаи низких и высоких концентраций электронов зонной плазмы.

1. Невырожденная электронная плазма, $\bar{N} < 1$.

При низких концентрациях электронов ($n_e < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $T = 77 \text{ К}$, когда плазма в CdS является невырожденной и выполняется неравенство $\omega_p < \omega_0$ $\left[\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{\varepsilon_0 m} \right)^{1/2} \right]$, диэлектрическая функция (8) обращается в нуль при $\omega = \omega_0$ и $\omega = \omega_p$. Смешивание плазмонов и фононов

можно не учитывать и форм-функцию полосы люминесценции представить в виде ряда

$$F(\omega) = F_0(\omega) + F_1(\omega) + \dots \quad (9)$$

Бесфононная полоса имеет контур, который без учета затухания и дисперсии плазмонов определяется функцией

$$F_0(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(\omega_n) \omega_n^{1/2}, \quad \omega_n = (\omega - \omega_g + \omega_a) \omega_p^{-1} + \frac{a}{2} - n, \quad (10)$$

$$F_n(\omega_n) = \left(\frac{\omega}{\omega_g} \right)^2 I_n(z) \exp \left[-n \frac{\beta}{2} - \omega_n (\beta + b_a) \right]. \quad (11)$$

Здесь a — константа выделения плазмонов, $z = a/2 \cdot \text{sh } \beta/2$,

$$a = \frac{2e^2}{\varepsilon_0 \lambda_D \hbar \omega_p}, \quad \lambda_D = \left(\frac{\varepsilon_0 k_0 T_e}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2}, \quad \beta = \frac{\hbar \omega_p}{k_0 T_e}, \quad b_a = \frac{2}{\hbar} m \omega_p a^2 \hbar. \quad (12)$$

При $T = 77$ К и $n_e = 1.48 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ константа плазмовыделения имеет величину больше единицы, $a = 6.1$, $\beta = 0.5$ и в сумме по n (10) дают существенный вклад слагаемые вплоть до $n = -11$, т.е. в спектре излучения проявляются 11 стоксовских плазменных повторений. В случае выполнения неравенства $b_a \ll \beta$, бесфононная полоса (10) состоит из суперпозиции максвелловских полос $\sqrt{E} \cdot \exp(-E/k_0 T_e)$, пороги которых сдвинуты на величину $\hbar \omega_p$. На рис. 3 представлены результаты численных расчетов формы бесфононной полосы с учетом многоплазменной структуры (10) при $a = 6.1$, $\beta = 0.5$, ее огибающей (формула (9) из работы [2]) и гауссовой функции, которая была использована в работе [9]. Максвелловская полоса имеет асимметричную форму и полуширину $W = 1.8 k_0 T_e = 12$ мэВ, что разительно не согласуется с экспериментом. Наложение многих таких полос приводит к симметризации результирующей полосы и ее уширению в соответствии с экспериментальными данными. Как видно из рис. 3, огибающая бесфононной многоплазменной полосы близка по форме к симметричной гауссовой, однако это не означает, что переходы с излучением фотонов при 77 К происходят, по утверждению авторов работы [9], в донорно-акцепторных парах. Симметричная форма полосы и ее большая полуширина $W \simeq 30$ мэВ обусловлены кулоновским взаимодействием с плазмой.

Второй член разложения (9) определяет LO -фононное стоксовское повторение бесфононной полосы

$$F_1(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n(\omega_n) \left\{ N_h + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{\delta}{-\omega_n} \right)^{1/2} \right\} \times (\omega_n + \delta)^{1/2} [n(\omega_0) + 1] \exp \left(-\frac{\hbar \omega_0}{k_0 T_e} \right). \quad (13)$$

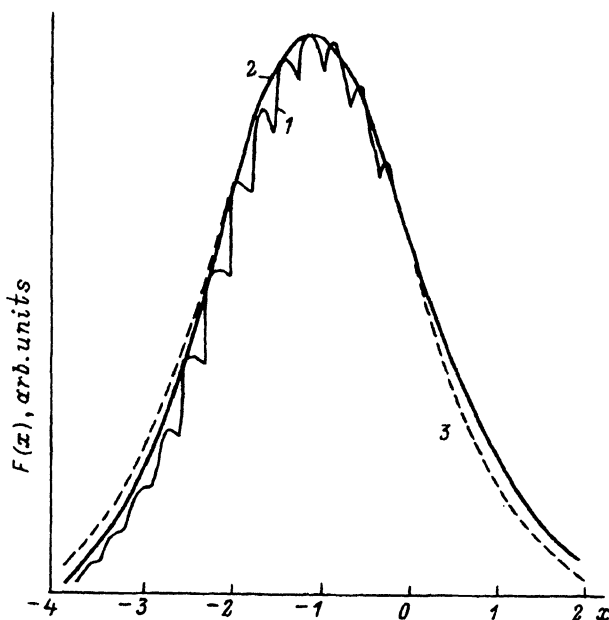


Рис. 3. Форм-функции бесфононной полосы, построенные по формулам: 1 — многоплазменная полоса (10), 2 — ее огибающая (9) из [2], 3 — гауссиан [9]. $x = (\omega - \omega_g + \omega_a)/\sigma_2^{1/2}$.

Здесь α — фрелиховская константа электрон-фононной связи

$$\alpha = \frac{e^2}{\varepsilon^* \hbar^{3/2}} \left(\frac{m}{2\omega_0} \right)^{1/2}, \quad \delta = \frac{\omega_0}{\omega_p}. \quad (14)$$

Согласно формуле (13), LO -фононное повторение и бесфононная полоса имеют, хотя и близкую, но различную форму. Вблизи порога n -плазмонного повторения ($\omega_n + \delta = 0$) $\bar{N} = \bar{N}_h + \alpha/2$. Из сравнения с экспериментом можно оценить вклад в \bar{N} от взаимодействия дырок с LO -фононами \bar{N}_h . При $\omega_p < \omega_0$ в соответствии с кривой 1 на рис. 1 величина $\bar{N} = 0.8$, а, следовательно, $\bar{N}_h \simeq 0.5$ ($\alpha = 0.65$).

В случае, когда многоплазменная структура не разрешается, огибающую однофононной полосы (13) можно вычислить аналогично бесфононной полосе [2]. С точностью до постоянной

$$F_1(x) = \exp(-bx) \int_0^1 dy (1-y^2)^{1/2} \left(1 + \frac{2\bar{N}_h}{\alpha} y \right) \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} (x + py^2)^2 \right]. \quad (15)$$

Здесь $x = (\omega - \omega_g + \omega_a)/\sigma_2^{1/2}$,

$$b = \beta \left(\frac{\sigma_2}{\omega_p^2} \right)^{1/2}, \quad \sigma_2 = \omega_p^2 \frac{a}{2} \operatorname{cth} \frac{\beta}{2}, \quad p = \frac{\hbar\omega_0}{k_0 T_e b}. \quad (16)$$

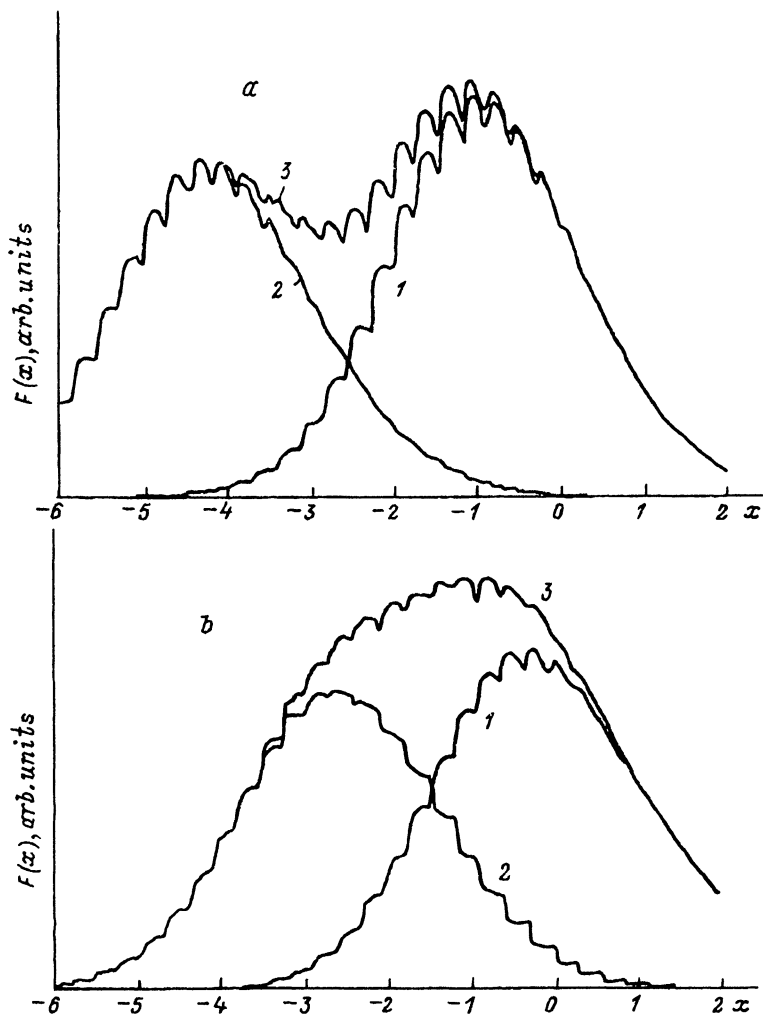


Рис. 4. Форма бесфононной полосы (1), ее LO -спутника (2) и суммарная кривая (3) для различных температур и концентраций плазмы. a — $T_e = 77$ К, $\hbar\omega_p = 3.317$ мэВ; b — $T_e = 150$ К, $\hbar\omega_p = 4.653$ мэВ.

На рис. 4 представлены результаты расчета бесфононной полосы и ее LO -фононного спутника при различных электронных температурах и концентрациях плазмы. С увеличением n_e и T_e интенсивность однофононного спутника возрастает. Величина \bar{N} приближается к единице при изменении T_e от 77 до 150 К. Эта тенденция находится в соответствии с экспериментальными данными, однако случай $\bar{N} > 1$ качественно отличается от рассмотренного предела для невырожденной разреженной плазмы.

2. Смешивание плазмонов и фононов, $\bar{N} > 1$.

Рассмотрим предел высоких концентраций электронов в зоне проводимости $n_e \gtrsim 10^{18}$ см $^{-3}$, $T_e = 77$ К, когда плазма CdS вырождена, а плазменная частота порядка частоты LO -фонона. Так, при $n_e = 10^{18}$ см $^{-3}$ энергия плазмона $\hbar\omega_p = 27.3$ мэВ, а поперечного оптического фонона

$\omega_{TO} = 30$ мэВ. Учитывая смешивание фононов и плазмонов, находим в пределе длинных волн $\kappa < \frac{m\omega}{\hbar k_F}$, $n_e = 10^{18}$ см $^{-3}$ корни продольной диэлектрической функции $\omega_+ = 1.215 \cdot \omega_0$ и $\omega_- = 0.59 \cdot \omega_0$. Взаимодействие рекомбинирующих носителей заряда с этими двумя смешанными плазмонно-фононными модами характеризуется вкладами в производящую функцию (6), которые имеют вид

$$K_{\pm}(t) = \frac{1}{2} a_{\pm} f(t, \omega_{\pm}),$$

$$f(t, \omega) = 2n(\omega) + 1 - i\omega t - n(\omega) \exp(i\omega t) - [n(\omega) + 1] \exp(-i\omega t). \quad (17)$$

Здесь константы взаимодействия

$$a_{\pm} = \frac{4 \varepsilon_0}{\pi \varepsilon_{\infty} a_B k_F} c_{\pm}, \quad c_{\pm} = \frac{\omega_{\pm}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{\pm}^2 - \omega_{\mp}^2}, \quad a_B = \frac{\hbar^2 \varepsilon_0}{m e^2}, \quad k_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3}. \quad (18)$$

Используя значения параметров сульфида кадмия и подставляя $n_e = 10^{18}$ см $^{-3}$, находим величину $\bar{N}_+ = a_+/2 = 1$, $\bar{N}_- = 0.33$. Взаимодействие с нижней ветвью колебаний слабее, чем с верхней, плазмон-подобной (+), из-за экранирующего действия плазмы на поля ионов.

Формула (17) определяет вклад длинноволновых колебаний $\kappa \lesssim k_F$. В противоположном предельном случае при больших значениях $\kappa > k_F$ плазменным вкладом в $\varepsilon(\kappa, \omega)$ (8), т.е. вторым слагаемым в формуле (8), можно пренебречь. Коротковолновыми колебаниями, с которыми эффективно взаимодействуют дырки, локализованные на акцепторах, являются продольные оптические колебания, так как при выполнении неравенства $\kappa \gg k_F$ диэлектрическая функция $\varepsilon(\kappa, \omega)$ обращается в нуль в точке $\omega = \omega_0$. Согласно формуле (1), в константу \bar{N}_h основной вклад дают большие значения волновых векторов $\kappa \sim 1/a_h$. Следовательно, при $a_h^{-1} \gg k_F$ с учетом вклада от взаимодействия дырок с коротковолновыми продольными оптическими фононами получим

$$K(t) = K_+(t) + K_-(t) + K_h(t) + \Gamma|t|,$$

$$K_h(t) = \bar{N}_h f(t, \omega_0). \quad (19)$$

Согласно формуле (19), максимум излучения находится в области LO -фононного спутника бесфононной полосы, поскольку $\bar{N}_+ + \bar{N}_h > 1$. Наложение стоксовых спутников на частотах ω_+ и ω_0 приводит к экспериментально наблюдаемому результату — $\bar{N} > 1$.

Отметим, что формула (17) получена без учета дисперсии частот ω_{\pm} , тогда как основной вклад в \bar{N}_{\pm} дают граничные значения волновых векторов $\kappa \sim \frac{m\omega}{\hbar k_F}$, когда дисперсия значительна. Ее учет приведет к изменению контура полосы излучения. Однако вывод о том, что при высоких концентрациях электронов величина \bar{N} больше единицы, остается в силе. Это подтверждается прямым численным расчетом форм-функции $F(\omega)$ с использованием формул (4)–(8) и двух членов разложения производящей функции $I(t)$, т.е. с учетом одноквантовых спутников.

Уширение полосы в рассматриваемом случае определяется распределением электронов в зоне проводимости, дисперсией ветвей колебаний и величиной Γ (19), которая определяется вкладом низких частот $\omega \ll \omega_0$ в $K(t)$ (6), если использовать соотношение

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \omega^{-2}(1 - e^{-i\omega t}) = \pi|t|\delta(\omega) + i\pi \text{sign}t\delta'(\omega). \quad (20)$$

Если не учитывать затухание в $\varepsilon(\kappa, \omega)$ (8), то величина Γ обращается в нуль. Однако при $n_e \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $T = 77 \text{ К}$ существенный вклад в затухание плазменных колебаний дает рассеяние на ионизованных донорах, концентрация которых достаточно высока $N_i \simeq n_e$. Учитывая вклад в диэлектрическую функцию (8) от взаимодействия с ионизованными донорами, можно показать, что при $N_i \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ величина Γ оказывается порядка ω_0 . В случае, когда плазма является неравновесной и двухкомпонентной, а $n_h = n_e \simeq 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в $\varepsilon(\kappa, \omega)$ необходимо учесть вклад от дырок. При этом в двухкомпонентной плазме возможно возникновение низкочастотных акустических плазменных волн [8], взаимодействие с которыми также может привести к уширению полосы.

3. Многоплазменная структура полос люминесценции.

Многоплазменная структура (рис. 3) разрешается при выполнении неравенства

$$\omega_p \tau > 1, \quad (21)$$

где τ — время жизни плазмона. Сложность наблюдения многоплазменных спутников обусловлена противоречивостью условий, соблюдение которых требуется для удовлетворения неравенства (21). В работе [10] было замечено, что температурный интервал наблюдения многоплазменных повторений соответствует области максимальной подвижности. Это не случайно. Частота длинноволновых плазмонов ($\omega_p < \omega_0$) определяется из уравнения

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{4\pi\sigma(\omega)}{i\omega} = 0, \quad \sigma(\omega) = \frac{e^2 n_e}{m} \left[-i\omega + \frac{1}{\tau(\omega)} \right]^{-1}, \quad (22)$$

которое при выполнении неравенства (21) дает

$$\omega = \omega_p + i/2\pi(\omega_p). \quad (23)$$

Здесь $\tau(\omega)$ — время релаксации, зависящее от частоты света. В пределе высоких температур $k_0 T_e > \hbar\omega_p$, когда многоплазменные переходы являются прямыми, имеет место соотношение $\tau(\omega_p) \simeq \tau(0)$. Следовательно, при $\beta < 1$ именно время релаксации $\tau(0)$, определяемое из подвижности, и характеризует затухание плазменных волн. Таким образом, неравенство (21) лучше выполняется в области температур, где максимальная подвижность электронов, причем в тех же условиях, в которых проводится эксперимент по люминесценции. В частности, разогрев электронной плазмы, ослабляя рассеяние на примесях, способствует увеличению τ . Рост уровня возбуждения благоприятствует наблюдению многоплазменной структуры, так как при этом растут T_e , концентрация носителей, а следовательно, τ и ω_p , однако при $\omega_p \simeq \omega_0$

происходит смешивание плазмонов и фононов и уменьшается константа взаимодействия. Тем не менее многоплазменная структура зеленых полос люминесценции CdS с экспериментальной точки зрения хорошо известна, а работ, в которых она наблюдалась, достаточно много (см., например, [11-14]). Интерпретация наблюдаемой тонкой структуры была самой различной. В работе [11] она, так же как в [9], связывалась с TO_2 -фононами. Авторы статей [12-14] объясняли тонкую структуру спектров наличием нескольких близких донорных и акцепторных уровней и дискретностью расстояний между донором и акцептором в паре R [14]. Однако в последнем случае дискретная структура наблюдается на коротковолновом крыле полосы и неэквидистантна. Многофононная TO_2 -структура невозможна, поскольку сильное электрон-фононное взаимодействие должно было бы проявиться не только в люминесценции, но и в электропроводности, тогда как в чистых кристаллах CdS подвижность контролируется взаимодействием с акустическими фононами при низких температурах и с LO -фононами при высоких. Если предположить, что подвижность в чистых кристаллах CdS полностью обусловлена рассеянием на неполярных TO_2 -фононах, то и тогда сила взаимодействия по проведенным нами оценкам оказывается недостаточной для наблюдения многофононной структуры, так как $\tilde{N}_{TO_2} < 1$.

Подбор нескольких уровней доноров и акцепторов [12-14] также ничего не дает для понимания тонкой структуры спектров зеленого излучения сульфида кадмия, так как каждый новый эксперимент требует для своего объяснения новой схемы уровней. Действительно, расстояния между сателлитами в работах [11-14] изменялись от 2 до 11 мэВ, тонкая структура, типа изображенной на рис. 4,а наблюдалась в полосах обусловленных переходами из свободного состояния в связанное, то в [12-14] — в излучении донорно-акцепторных пар при $T = 4.2$ К. Казалось бы, что электрон и дырка в ДАП, также как в экситоне, не должны взаимодействовать с электрическим полем плазмы с достаточно большой силой, так как это поле близко к однородному. Константа выделения плазмонов в случае вырожденной плазмы для переходов между дискретными уровнями ДАП определяется выражением

$$a_{DA} = a \left\{ 1 - \frac{\lambda_{FT}}{R} \left[1 - \exp \left(-\frac{R}{\lambda_{FT}} \right) \right] \right\}, \quad a = \frac{2e^2}{\epsilon_0 \hbar \omega_p \lambda_{FT}}. \quad (24)$$

Здесь a — константа плазмовыделения для свободно-связанных переходов из свободного состояния в связанное и из свободного в свободное. Формула (24) справедлива при выполнении неравенства $a_{e,h} \ll \ll \lambda_{FT}$, где λ_{FT} — радиус экранирования Томаса-Ферми. Действительно, близкие ДАП ($R < \lambda_{FT}$) слабо взаимодействуют с плазмонами. Для далеких ДАП, когда $R > \lambda_{FT}$, константа a_{DA} слабо зависит от R и может быть по величине больше единицы, $a_{DA} \simeq a$. Заметим, что многоплазменная структура полос люминесценции при рекомбинации ДАП наблюдается не только в сульфиде кадмия, но и в других соединениях $A^{II}B^{VI}$.

Список литературы

- [1] А.А. Ключанов, Э.А. Сенокосов, В.М. Федоров. ФТП, **23**, 542 (1989).
- [2] В.С. Вавилов, А.А. Ключанов, Э.А. Сенокосов, Л.Э. Чиботару, М.В. Чукичев. ФТТ, **33**, 63 (1991).
- [3] В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман. *Неравновесные процессы в полупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [4] J.J. Hopfield. J. Phys. Chem. Sol., **10**, 110 (1959).
- [5] В.С. Вавилова, А.А. Ключанов, Э.А. Сенокосов, М.В. Чукичев, А.З. Ававдех. *Тез. докл. Всес. конф. по люминесценции, посвященной 100-летию со дня рождения акад. В.И. Вавилова* (М., 1991) т. 1, с. 62.
- [6] C.S. van Doorn. J. Phys. Chem. Sol., **29**, 593 (1968).
- [7] Л.Н. Борович, А.В. Дуденкова, В.М. Леонов, Ю.М. Попов, О.Н. Таленский, П.В. Шапкин. *Квантовая электрон.*, **5**, 642 (1978).
- [8] Ф. Платцман, П. Вольф. *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела* (М., Мир, 1975).
- [9] O. Goede, E. Gutshe. Phys. St. Sol., **17**, 911 (1966).
- [10] Зоан Мьен Ву, Э.А. Сенокосов, В.Г. Стойкова, А.Н. Усатый, М.В. Чукичев. ФТП, **19**, 1571 (1985).
- [11] K. Colbow. Phys. Rev., **141** 742 (1966).
- [12] В.В. Соболев. ЖПС, **4**, 261 (1966).
- [13] L.C. Greene, H.A. Wilson. J. Appl. Phys., **42**, 2758 (1971).
- [14] О.В. Фиалковская, А.В. Соловьев, Л.И. Хируненко. УФЖ, **17**, 1379 (1972).

Редактор В.В. Чалдышев
