

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.343

© 1994

ВЛИЯНИЕ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТИ И ЗАТУХАНИЯ
НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ФОРМУ ПОЛОСЫ
РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В CdS

К.Л.Литвиненко, В.Г.Лысенко

При увеличении плотности мощности накачки, начиная примерно с 100 W/cm^2 , в спектре фотолюминесценции CdS появляется и сверхлинейно растет так называемая *M*-полоса [1]. Она имеет асимметричную форму с более пологим низкоэнергетическим «хвостом». С увеличением накачки ее максимум сдвигается в сторону низких энергий, а также уменьшается наклон ее длинноволнового края. С увеличением температуры максимум полосы также сдвигается в низкоэнергетическую сторону из-за термического уменьшения ширины запрещенной зоны [2]. При этом *M*-полоса уширяется за счет изменения как длинноволнового, так и коротковолнового крыла (рис. 1, кривые 5–8). Экспериментальные спектры были получены при помощи стандартной методики (см., например, [1]).

Для описания поведения *M*-полосы при больших плотностях мощности накачки, когда в системе образовавшихся электронно-дырочных пар большой плотности экситонные состояния становятся нестабильными, предлагались различные модели излучательной рекомбинации электронно-дырочной плазмы (ЭДП) [3], которые основывались на модели рекомбинационного излучения идеальной ЭДП [4]. Плотность состояния частиц идеальной ЭДП изменяется как корень квадратный из энергии частиц, отсчитанной от дна зоны проводимости. Такая же зависимость от энергии частиц должна наблюдаться и в низкоэнергетической области спектра люминесценции (рис. 1, кривая 9).

Еще в 60-х годах отмечалось, что экспериментальные результаты хорошо описываются моделью рекомбинационного излучения идеальной ЭДП, если предположить, что плотность состояний частиц имеет экспоненциальный хвост в запрещенную зону [5]. Такое предположение можно объяснить следующим образом.

Из исследований спектров пропускания и отражения CdS [6] найдено, что электронно-дырочные пары распределены в возбуждаемом объеме неоднородно, т.е. сосуществуют области с различной плотностью ЭДП. Известно, что из-за взаимодействия частиц в плазме ши-

рина запрещенной зоны зависит от плотности электронно-дырочных пар [7], поэтому имеется излучающий объем, состоящий из областей с разной шириной запрещенной зоны.

Если предположить, что распределение плотности частиц описывается нормальным распределением

$$\rho(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s} \exp \left\{ -\frac{(n - N_{av})^2}{2s^2} \right\}$$

(N_{av} — средняя плотность электронно-дырочных пар, s — параметр неупорядоченности), то, усредняя по излучающему объему

$$\nu(E) \sim \int_0^{\infty} (E - E_g(n, T_{pl}))^{1/2} \rho(n) dn,$$

где (см. [7])

$$E_g(n, T_{pl}) = E_g(0, T_{pl}) + \frac{a + br_s}{c + dr_s + r_s^2}, \quad r_s = \left(\frac{4\pi n}{3} \right)^{-1/3},$$

$$a = -4.8316, \quad b = -5.0879, \quad c = 0.0152, \quad d = 3.0426,$$

$E_g(0, T_{pl})$ — зависимость ширины запрещенной зоны от температуры [2], то получим «экспоненциально» спадающий хвост плотности состояний.

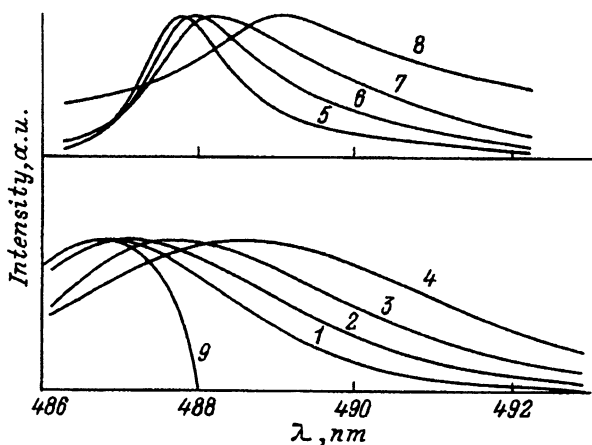


Рис. 1. Теоретические (1-4, 9) и экспериментальные (5-8) спектры рекомбинационного излучения ЭДП.

1 — наилучшее приближение спектра 5, полученного при $T = 35$ К и $P = 94$ кВт/см²; 2 — то же для спектра 6 ($T = 35$ К, $P = 250$ кВт/см²); 3 — то же для спектра 7 ($T = 35$ К, $P = 850$ кВт/см²); 4 — то же для спектра 8 ($T = 60$ К, $P = 330$ кВт/см²); 9 — то же для спектра 5, но при $s = 0$, $G = 0$.

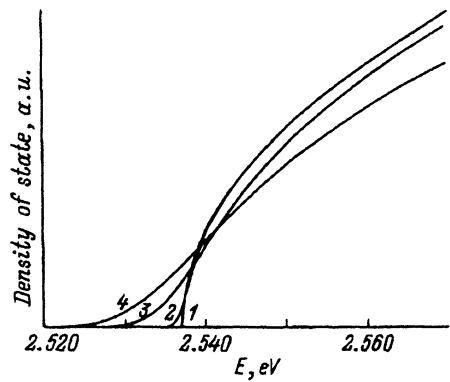


Рис. 2. Появление «хвостов» плотности состояний ЭДП при увеличении параметра неупорядоченности s .
 $s(N_{av})$: 1 — 0 (идеальная ЭДП), 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1.

При больших плотностях мощности накачки из-за короткого времени жизни одночастичных состояний необходимо дополнительно учитывать уширение одноэлектронных энергетических уровней. Это реализовывалось введением параметра G [8].

На рис. 2 (кривые 2-4) изображено появление экспоненциального хвоста плотности состояний при увеличении параметра неоднородности от $s = 0.1N$ до $s = N$ ($N = 7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T = 0 \text{ K}$); кривая 1 — плотность состояний идеальной ЭДП ($s = 0$).

На рис. 1 (кривые 1-4) изображены спектры излучения CdS, полученные из модели рекомбинационного излучения идеальной ЭДП с дополнительным учетом неоднородности и конечности времени жизни одночастичных состояний. Видно, что качественно они верно описывают экспериментальные результаты (кривые 5-8).

Таблица 1

Параметры плазмы, полученные из аппроксимации экспериментальных спектров, зарегистрированных при $T = 35 \text{ K}$ и плотности мощности накачки (P), указанной в таблице

$P, \text{ kW/cm}^2$	$N \cdot 10^{17}, \text{ cm}^{-3}$	s	$G, \text{ eV}$	$E_g(0, T), \text{ eV}$	$T_{pl}, \text{ K}$
94	4	0.9	0.005	2.58121	35
250	6	0.7	0.007	2.58081	40
850	7	0.6	0.009	2.57795	58

Таблица 2

Параметры плазмы, полученные из аппроксимации экспериментальных спектров, зарегистрированных при плотности мощности накачки $P = 330 \text{ kW/cm}^2$ и температурах, указанных в таблице

$T, \text{ K}$	$N \cdot 10^{17}, \text{ cm}^{-3}$	$G, \text{ eV}$	$E_g(0, T), \text{ eV}$	$T_{pl}, \text{ K}$
20	4.7	0.007	2.5794	41
40	6.8	0.006	2.57912	44
60	7.2	0.009	2.57512	68

Параметры плазмы мы находили из сопоставления длинноволновых краев теоретических и экспериментальных кривых. Расхождение коротковолновых краев, по-видимому, связано с реабсорбцией излучения в объеме кристалла и зависимостью параметра затухания G от энергии частиц. Результаты аппроксимации приведены в табл. 1, 2. Видно, что с увеличением плотности мощности накачки, как и ожидалось, растет средняя плотность частиц и (как следствие уменьшения времени жизни одночастичных состояний) G . Неоднородно распределенная ЭДП стремится собраться в областях с плотностью, при которой электронно-дырочные пары имеют минимальную энергию, поэтому с увеличением средней плотности частиц s уменьшается. Спектральное положение M -полосы можно объяснить, если предположить, что ренормализованная ширина запрещенной зоны дополнительно уменьшается на некоторую величину, определяемую разогревом образца мощным излучением накачки [2]. В табл. 2 приведены параметры, описывающие изменение формы и спектрального положения M -полосы при увеличении температуры и постоянной накачке. С увеличением температуры из-за увеличения времени жизни частиц растет средняя концентрация электронно-дырочных пар. Из-за увеличения тепловой скорости частиц G увеличивается. Спектральное положение объясняется разогревом образца до соответствующих температур.

Таким образом, для описания поведения M -полосы при больших накачках можно использовать модель идеальной плазмы с учетом конечности времени жизни и неоднородности в распределении частиц.

Выражаем сердечную благодарность В.Н.Григорьеву за помощь в выполнении данной работы.

Работа выполнена при частичной поддержке Фонда Сороса.

Список литературы

- [1] Rlingshirn C., Haug H. // Phys. Rep. 1981. V. 70. N 5. P. 317.
- [2] Dmitrenko K.A. // Phys. St. Sol. (b). 1986. V. 134. N 2. P. 605.
- [3] Majumber A., Swoboda M., Kempf K., Klichgshirn C. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 4. P. 2407.
- [4] Багаев В.С. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 15. № 9. С. 508.
- [5] Lasher G., Stern F. // Phys. Rev. 1964. V. 133. N 2A. P. 553.
- [6] Лысенко В.Г., Ревенко В.И. // ФТТ. 1978. Т. 2. № 7. С. 2144.
- [7] Vashishta P., Kalia R.K. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 10. P. 6492.
- [8] Motisuke P., Arguello C.A., Luzzi R. // Sol. St. Com. 1977. V. 23. N 9. P. 617.

Институт проблем технологии
микроэлектроники РАН
Черноголовка
Московская область

Поступило в Редакцию
28 сентября 1993 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1993 г.