

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОСОБЕННОСТИ ТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕЛОКАЛИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ
В КОРОТКОПЕРИОДНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlAs

*И. В. Блонский, В. Н. Каратаев, Д. Д. Колендрицкий,
Д. В. Корбутяк, А. В. Троценко*

В последние годы появляется все большее количество работ, в которых сообщается о достижении режима оптической бистабильности [1], записи динамических голограмм [2], проявлении других оптических явлений в сверхрешетках при рекордно низких интенсивностях светового пучка. Поэтому возникает необходимость в более подробном изучении экситонных процессов при сверхнизких уровнях возбуждения. Весьма информативным для этих целей представляется изучение низкотемпературной экситонной люминесценции.

В настоящей работе сообщается о новых свойствах экситонных полос излучения, появляющихся при уровнях возбуждения $I_B \leq 10^{16}$ фот.·см⁻²·с⁻¹ в короткопериодных сверхрешетках (СР) GaAs/AlAs, толщины слоев которых d_1/d_2 : 20/20, 30/30 (d_1, d_2 — соответствующие толщины GaAs и AlAs в ангстремах).

Измерения спектров люминесценции выполнены на автоматизированном спектральном комплексе, собранном на базе СДЛ-2. Спектральная ширина щели ≤ 0.05 нм. Стабилизация и измерение температуры с точностью 0.5° достигались с помощью модифицированной системы УТРЕКС.

На рис. 1, 2 представлены фрагменты спектров экситонной люминесценции СР 30/30, зарегистрированные при нескольких значениях температуры и различных уровнях зона-зонного возбуждения ($\lambda = 441.6$ нм). Аналогичные результаты для СР 20/20 приведены на рис. 3. Природа основной коротковолновой полосы, проявляющейся в спектрах СР 20/20 и 30/30, в литературе связывается с непрямыми экситонами, состоящими из X-электронов AlAs и тяжелых дырок GaAs [3]. Форма этой полосы удовлетворительно описывается выражением

$$I(\hbar\omega) \sim \int_{-\infty}^{\infty} [\hbar\omega^* - (E_g - E_c)]^{1/2} \exp\left\{-\frac{\hbar\omega^* - (E_g - E_c)}{kT}\right\} \times \\ \times \exp\left\{\frac{\hbar\omega^* - \hbar\omega}{\sigma_E}\right\}^2 d(\hbar\omega^*),$$

где E_g — ширина запрещенной зоны СР, E_c — значение порога подвижности, σ_E — величина стандартного отклонения толщин слоев.

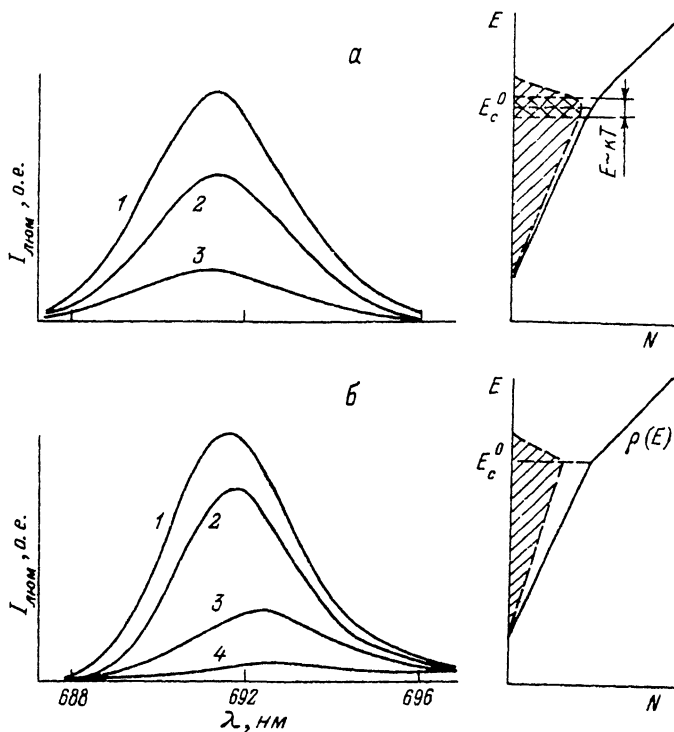


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции CP GaAs/AlAs 30/30 при различных температурах.

a — высокий уровень возбуждения $I_B > 5 \cdot 10^{16}$ фот. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$, $T = 5$ (1), 7 (2), 10 К (3); *б* — низкий уровень возбуждения $I_B < 5 \cdot 10^{15}$ фот. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$, $T = 5$ (1), 7 (2), 10 (3), 13 К (4). В правой части рисунков схематически показаны ход плотности состояний (сплошная линия) и распределение заполненных состояний (штриховая линия). Заштрихованная область ориентировочно соответствует форме X-полосы фотолюминесценции. E_c^0 — положение порога подвижности при $T = 0$.

Основным результатом, следующим из рис. 1—3, является необычная зависимость фундаментальных характеристик экситонной полосы: температурный сдвиг ее максимума ($E_{\max}(T)$) (рис. 1, б, 3) и сдвиг высокоэнергетического крыла линии при изменении плотности возбуждения (рис. 2). Как удалось установить,¹ зависимость $E_{\max}(T)$ наиболее отчетливо выражена при самых низких плотностях возбуждения (рис. 1, б) и практически исчезает при $I_B \geq 5 \cdot 10^{15}$ фот. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ (рис. 1, а).

Объяснить установленный экспериментально факт с позиций обычно привлекаемых в таких случаях представлений об эволюции параметров экситонной полосы под влиянием экситон-фононного взаимодействия в рассматриваемом случае невозможно, так как весьма мал температурный интервал, в котором наблюдается большой по величине сдвиг X-полосы [5]. Поэтому ниже эти результаты анализируются на основе модели локализации экситонов в области хвоста плотности состояний. Обоснованность выбора используемого подхода независимо подтверждает характер деформации контура полосы локализованных экситонов при увеличении плотности возбуждения. Наблюдается следующий характер деформации

¹ Отметим, что высокоэнергетический сдвиг полос ФЛ в короткопериодных CP наблюдается в работе [4] (однако при больших интенсивностях возбуждения), а температурный сдвиг противоположен наблюдаемому нами.

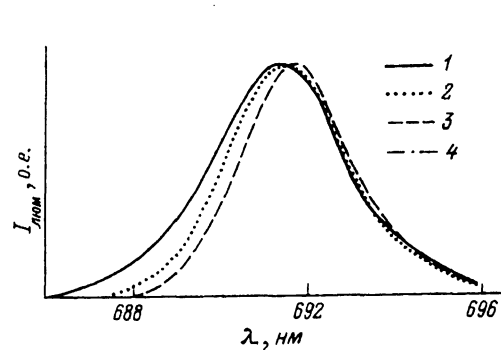


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции CP GaAs/AlAs 30/30 при $T = 5$ К и различных условиях возбуждения.

I_B , фот. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$: 1— 10^{16} , 2— 10^{15} , 3— 10^{14} .

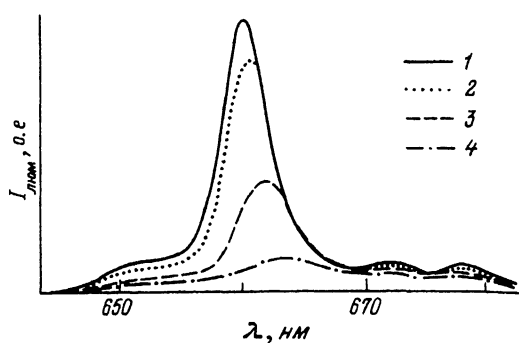


Рис. 3. Спектр фотолюминесценции CP GaAs/AlAs 20/20 при $I_B = 10^{15}$ фот. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ и различных температурах.

1—5, 2—10, 3—15, 4—20 К.

контура X-полосы при увеличении I_B : неизменность положения и формы длинноволнового крыла при одновременном «размытии» и высокоэнергетическом смещении ее коротковолнового крыла. Этот результат согласуется с идеей о спектральной миграции экситонов по неоднородно-уширенному контуру в частично разупорядоченных структурах.

Для удобства выделим две области возбуждений, соответствующие условно высоким $I_B \geq I_0 = 5 \cdot 10^{15}$ фот. \cdot см $^{-2}$ \cdot с $^{-1}$ и низким I_B ($I_B < I_0$). При высоких уровнях возбуждения мы наблюдаем рекомбинацию экситонов из системы полностью заполненных уровней (см. вставку на рис.1,б). Повышение температуры должно приводить к термической делокализации лишь наиболее высокоэнергетических экситонов вблизи порога подвижности, состояния которых соприкасаются с состоянием свободных экситонов. Экситоны в хвосте функции распределения не могут перейти в более высокоэнергетические локализованные состояния по причине их занятости. Отсюда следуют большая температурная стабильность полосы люминесценции и неизменность спектрального положения ее максимума при высоких уровнях возбуждения.

При низких уровнях возбуждения «узкое горло» в делокализации экситонов отсутствует, поскольку для всех состояний в хвосте экситонной зоны существуют свободные более высокоэнергетические локализованные состояния, куда могут перейти экситонные возбуждения при повышении температуры (см. вставку на рис. 1, б). Вследствие облегченной делокализации экситонов при низкой интенсивности возбуждения влияние различных механизмов безызлучательной рекомбинации в CP будет выше, а следовательно, температурная стабильность полосы люминесценции ниже, чем в случае высокой интенсивности возбуждения.

Спектральные и температурные различия поведения полосы люминесценции (рис. 1) могут служить аргументом в пользу предлагаемой нами модели «замедленной» делокализации экситонов в короткопериодной CP.

Список литературы

- [1] Chemla D. S., Miller D. A., Smith P. W. et al. // Conference on Lasers and Elektro-Optics Technical Digest. IEEE, New York. 36 p.
- [2] Wang Q., Nolte D. D. // 20th International Conference on the Physics of Semiconductors. Thessaloniki, Greece, 1990. 69 p.
- [3] Betrau J., Khirouni K., Amand Th. et al. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 9. P. 3501.

ОБОБЩЕННЫЙ КРИТЕРИЙ ХАРРИСА ДЛЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ДЕФЕКТОВ

А. А. Лужков

Для точечных эффектов типа случайная температура критерий Харриса формулируется следующим образом: если индекс теплоемкости идеального кристалла отрицателен — $\alpha_0 < 0$, то дефекты не влияют на критическое поведение системы. Его обобщенный аналог $\alpha < 0$ является необходимым условием сохранения характеристик фазового перехода (ФП) при малом изменении концентрации уже имеющихся дефектов, т. е. новый индекс теплоемкости α кристалла с точечными примесями отрицателен [1]. В настоящей работе мы обобщим этот критерий на различные модели протяженных дефектов.

Одним из широко распространенных типов несовершенств кристаллической структуры является дислокация. В случае, когда создаваемыми ею упругими полями можно пренебречь (например, для винтовой дислокации в упругоизотропной среде), она эквивалентна линейному или протяженному дефекту. В основном рассматривались ситуации, когда дефекты скорректированы в ξ -мерном подпространстве и случайно распределены в «поперечном» к нему пространстве ($d - \xi$) измерений, где $\xi \geq 0$ — эффективная размерность дефектов [2-4]. При $\xi = 1$ это система параллельных линейных дефектов. Как и в случае точечных примесей, малая концентрация таких дефектов не меняет характер ФП, но может изменить критические индексы. В работе [2] был получен критерий Харриса для этой модели: индексы в системе не изменяются, если $\alpha_0 + \xi \nu_0 < 0$. Подставляя в него индексы идеального изотропного кристалла в $d = (4 - \varepsilon)$ -мерном пространстве, получаем

$$\alpha = (4 - m) \varepsilon + (m + 8) \xi + O(\varepsilon^2) < 0, \quad (1)$$

где m — число компонент параметра порядка (ПП), $\xi \sim \varepsilon$. Если условие (1) не выполнено, то ФП описывается новыми индексами, причем индексы корреляционного радиуса «вдоль» и «поперек» выделяемого дефектами направления различны: $\nu_i = z \nu_{\perp}$, $z > 1$, а также $\alpha = 2 - (d - \xi) \nu_{\perp} - \xi \nu_{\parallel}$. В низшем приближении по регуляризаторам ε , ξ имеем [2, 3]

$$m = 1: 2\nu_{\perp} = z = 1 + \sigma, \quad \sigma = [(9\xi + 3\varepsilon)/106]^{1/2},$$

$$m > 1: 2\nu_{\perp} = 1 + [3m\varepsilon + (5m + 4)\xi]/b, \quad (2)$$

$$z = 1 + a/b, \quad b = 16(m - 1).$$