

## ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛЯРИТОНОВ В ВЫСОКОЧИСТЫХ СЛОЯХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{AlGaAs}$

Т.С.Шамирзаев<sup>1)</sup>, К.С.Журавлев, А.И.Торопов, А.К.Бакаров

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН

630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 11 января 2000 г.

Сообщается об экспериментальном наблюдении дополнительной линии поляритонного излучения, обусловленной изменением функции энергетического распределения поляритонов за счет экситон-экситонного рассеяния. Зависимости энергетического положения и интенсивности линии от интенсивности возбуждения согласуются с расчетами, проведенными в рамках теоретической модели, предложенной Висти [ФТТ т.18 с.1056, (1976)].

PACS: 78.55.Cr, 71.36.+c

Известно, что взаимодействие экситонов и фотонов приводит к образованию новых возбуждений кристалла – поляритонов [1]. Форма спектра поляритонного излучения определяется пространственным и энергетическим распределениями поляритонов [2–7]. При высоких уровнях возбуждения существенную роль в формировании энергетического распределения поляритонов и, следовательно, поляритонного спектра начинает играть экситон-экситонное рассеяние. В работе [7] было предсказано, что при достаточно высоких концентрациях экситонов в области экситонного резонанса появится дополнительная линия излучения поляритонов. До настоящего времени сообщений об экспериментальном наблюдении такой линии не было. Основным препятствием на пути экспериментального обнаружения дополнительной линии излучения поляритонов являлось присутствие в спектрах экситонной фотolumинесценции (ФЛ) линий экситонов, связанных на фоновых примесях и/или дефектах, которые маскируют возможные особенности спектра ФЛ в области экситонного резонанса. В наших предшествующих работах [8, 9] мы сообщали о получении высокочистых слоев прямозонных твердых растворов  $\text{AlGaAs}$ . В области экситонного резонанса этих слоев доминирует линия, интенсивность которой на 1–2 порядка величины превышает интенсивности линий связанных и/или дефектных экситонов.

В данной работе сообщается об экспериментальном наблюдении дополнительной линии поляритонного излучения, обусловленной экситон-экситонным рассеянием, в спектрах низкотемпературной фотolumинесценции высокочистых слоев твердых растворов  $\text{AlGaAs}$ . Линия поляритонного излучения появляется в области экситонного резонанса и сильно (до 9 мэВ) сдвигается в низкоэнергетическую область спектра с повышением интенсивности возбуждения.

Исследовались слои намеренно нелегированного  $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ , полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с содержанием  $\text{AlAs}$   $x = 0.21$  и  $x = 0.27$ . Подробности процесса получения слоев и установка для регистрации спектров ФЛ описаны в нашей предыдущей работе [9]. ФЛ возбуждалась  $\text{Ag}^+$ -лазером с длиной волны 488 нм. Плотность мощности возбуждения изменялась в пределах

<sup>1)</sup> e-mail: tim@isp.nsc.ru

$3 \cdot 10^{-4} - 900 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  с использованием нейтральных фильтров. Диаметр лазерного пятна, сфокусированного на образце, составлял 200 мкм.

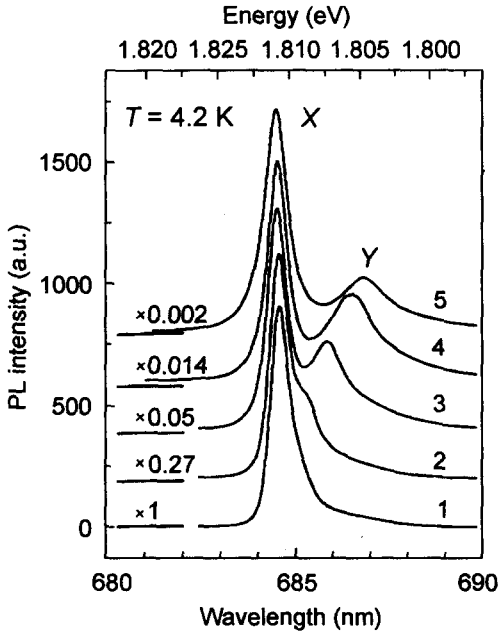


Рис.1. Спектры ФЛ слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с содержанием  $\text{AlAs}$   $x = 0.21$ , измеренные при температуре 4.2 К и различных плотностях мощности возбуждения,  $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  : (1) 0.3, (2) 1.2, (3) 6.3, (4) 23, (5) 160

Спектры ФЛ слоя  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с  $x = 0.21$ , измеренные при различных плотностях мощности возбуждения и температуре 4.2 К, представлены на рис.1. Из рисунка видно, что при всех мощностях возбуждения в спектрах доминирует линия X, энергетическое положение которой не зависит от плотности мощности возбуждения. В работе [9] было показано, что положение максимума линии X совпадает с минимумом в спектре пропускания, что позволяет связать эту линию с излучением поляритонов нижней поляритонной ветви (НПВ) [10, 11]. При повышении плотности мощности до  $1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  из-под низкоэнергетического крыла линии X появляется новая линия Y, которая смещается в область низких энергий при возрастании плотности мощности возбуждения. Из литературы известно, что появление линий ФЛ, смещенных относительно экситонного резонанса в низкоэнергетическую область спектра, может быть обусловлено несколькими причинами: 1) аннигиляцией экситонов, связанных на мелких фоновых примесях и/или дефектах [12], 2) образованием би-экситонов и экситонных молекул [13, 14], 3) излучательной рекомбинацией свободных экситонов, претерпевших рассеяние на фонах и/или плазмонах [15, 16] и, наконец, 4) в высокочистых материалах появление дополнительных линий в области экситонного резонанса может быть обусловлено светоэкситонным взаимодействием [3, 4, 7].

Для идентификации линии Y изучалась зависимость ее спектроскопических параметров от плотности мощности возбуждения. На рис.2. представлена зависимость энергетического положения линии Y от интенсивности возбуждения, отсчитанного от положения линии X, в слоях  $\text{AlAs}$  с  $x = 0.21$  и  $x = 0.27$ . Смещение энергетического положения линии Y при повышении плотности мощности возбуждения однозначно свидетельствует о том, что линия не связана с рекомбинацией экситонов, локализованных на примесях или дефектах, и с излучательной рекомбинацией сво-

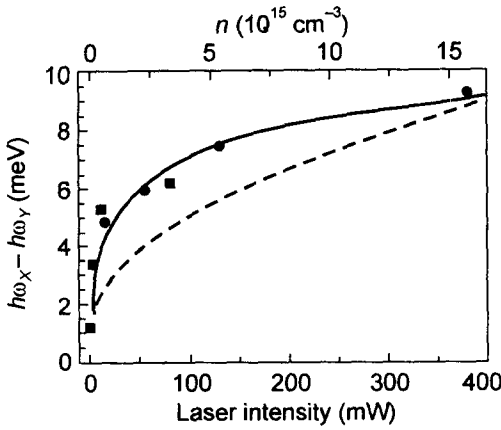


Рис.2. Величина смещения энергетического положения линии Y относительно линии X в зависимости от плотности мощности возбуждения в слоях  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (■)  $x = 0.21$ , (●)  $x = 0.27$ . Расчетные зависимости смещения положения линий плазмонного повторения свободного экситона и дополнительной линии поляритонного излучения НПВ представлены штриховой и сплошной линиями, соответственно

бодных экситонов, претерпевших рассеяние на фононах, поскольку энергетическое положение таких линий не зависит от интенсивности возбуждения. Кроме того, величина смещения этой линии существенно больше значения, ожидаемого для линии би-экситонов (1-2 мэВ) [14, 17]. В то же время, направление и нелинейный характер смещения линии Y при повышении интенсивности накачки совпадают с ожидаемыми для линии, обусловленной излучательной рекомбинацией свободных экситонов, претерпевших рассеяние на плазмонах, а также для дополнительной линии, обусловленной излучением поляритонов НПВ. Для дискриминации этих вариантов было проведено сравнение полученных экспериментальных зависимостей с расчетными значениями положения плазмонного повторения линии X и дополнительной линии излучения поляритонов НПВ. Известно, что частота плазмона  $\omega_{pl}$  определяется следующим выражением [15]:

$$\omega_{pl} = [4\pi\rho e^2 / (\epsilon_{\infty}\mu)]^{0.5}, \quad (1)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $\rho$  – плотность электрон дырочной плазмы,  $\epsilon_{\infty}$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  – приведенная масса ( $\mu^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$ , где  $m_e$  и  $m_h$  – эффективные массы электронов и дырок), и увеличивается при повышении концентрации электронов и дырок. Для вычисления  $\omega_{pl}$  мы использовали значения  $\epsilon_{\infty}$  и  $\mu$  для AlGaAs с соответствующим содержанием AlAs, приведенные в работе [12], и оценили изменение концентрации неравновесных электронов и дырок при повышении плотности мощности возбуждения, используя значения диффузионной длины (1 мкм) и времени жизни ( $10^{-9}$  с), типичные для неравновесных носителей заряда в GaAs [12]. Расчетная зависимость изменения энергии плазмона  $\hbar\omega_{pl}$  от плотности мощности возбуждения представлена на рис.2 штриховой линией. Из рисунка видно, что экспериментальная зависимость положения линии Y существенным образом отличается от рассчитанной. В то же время, согласно расчетам работы [7], зависимость энергетического положения дополнительной линии излучения поляритонов НПВ от интенсивности возбуждения должна подчиняться логарифмическому закону. Аппроксимация экспериментальных данных функцией вида  $f(n) = \beta \cdot \log(n)$ , где  $n$  – концентрация экситонов, а  $\beta$  – постоянный множитель, представлена на рис.2 сплошной линией. Из рисунка видно хорошее соответствие между экспериментальными данными и расчетной кривой.

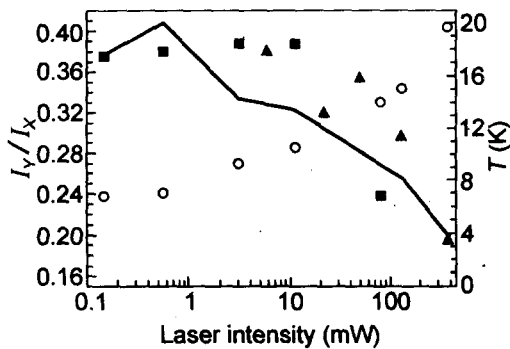


Рис.3. Зависимости отношения интенсивностей линий X и Y в слоях  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : (■)  $x = 0.21$ , (▲)  $x = 0.27$ , а также экситонной температуры (○) от мощности возбуждения. Сплошной линией показана аппроксимация отношения  $I_Y/I_X$  функцией вида  $f(n) = n^{a-1}T(n)^{-5/4}$ ; ■ и ▲ – левая шкала, ○ – правая шкала

Автором работы [7] также было рассчитано изменение интенсивности дополнительной линии поляритонного излучения НПВ с повышением мощности накачки и показано, что она возрастает «сверхлинейно, но немного медленнее чем  $n^{3/2}$ ». Интенсивность линии X с повышением плотности мощности возбуждения возрастает линейно [9], поэтому при анализе интенсивностной зависимости линии поляритонного излучения в слоях с различным содержанием AlAs удобнее рассматривать отношение интенсивностей линий Y и X ( $I_Y/I_X$ ). Зависимости величины  $I_Y/I_X$  от мощности возбуждения для слоев с  $x = 0.21$  и  $x = 0.27$  приведены на рис.3. Из рисунка видно, что относительная интенсивность линии Y при повышении интенсивности накачки в диапазоне от 0.1 до 10 мВт слабо возрастает и уменьшается при более высоких мощностях накачки. Поведение относительной интенсивности линии Y отличается от предсказанного в работе [7]. Необходимо заметить, однако, что при повышении мощности накачки возрастает не только концентрация, но и температура экситонов ( $T$ ), что вызывает уменьшение интенсивности дополнительной линии поляритонного излучения пропорционально  $T^{5/4}$  [7]. Значения температуры экситонов при различных плотностях мощности возбуждения были получены из аппроксимации высокоэнергетического крыла линии X функцией вида  $b \cdot \exp(-\hbar\omega/kT)$ , где  $b$  – константа,  $\hbar\omega$  – энергия фотона,  $k$  – постоянная Больцмана, и приведены на рис.3. Учитывая, что интенсивность линии X линейно возрастает с повышением плотности мощности возбуждения [9], мы аппроксимировали экспериментальную зависимость отношения интенсивностей линий X и Y от мощности возбуждения формулой  $I_Y/I_X = n^{a-1}T(n)^{-5/4}$ , которая приведена на рис.3 сплошной линией. Как видно из рисунка, удалось добиться только качественного соответствия между экспериментальными данными и расчетом при значении подгоночного параметра  $a=1.09$ , что меньше ожидаемого значения  $a=3/2$ , предсказанного в работе [9]. Мы полагаем, что несовпадение экспериментальных и расчетных зависимостей может быть обусловлено, во-первых, отклонением пространственного распределения поляритонов от однородного, принятого в работе [7], и, во-вторых, отличием энергетического распределения поляритонов в исследуемых слоях от рассчитанного автором [7] вследствие существования в твердых растворах AlGaAs дополнительного механизма рассеяния поляритонов на неоднородностях пространственного распределения атомов Ga и Al, вклад которого в формирование энергетического распределения поляритонов в работе [7] не учитывался.

Таким образом, в данной работе изучена поляритонная фотолюминесценция высокочистых слоев AlGaAs. Обнаружено, что при плотности мощности возбуждения вы-

ше  $1 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  в области экситонного резонанса появляется новая линия, максимум которой сдвигается в низкоэнергетическую область спектра пропорционально логарифму интенсивности возбуждения. Экспериментальные результаты объяснены в предположении, что появление линии связано с изменением энергетического распределения поляритонов нижней поляритонной ветви вследствие экситон-экситонного рассеяния.

В заключение авторы выражают благодарность А.Н.Резницкому за полезные дискуссии при обсуждении экспериментальных результатов. Работа была частично поддержана из средств Российского фонда фундаментальных исследований, грант 98-02-17896, и Сибирского отделения РАН для молодых ученых (Т.С.Шамирзаев).

- 
1. J.J.Hopfield, Phys. Rev. **112**, 1555 (1958).
  2. Yu.Toyozawa, Progr. Theor. Phys. **12**, suppl.2, 111 (1959).
  3. W.C.Tait and R.L.Weiber, Phys. Rev. **178**, 1404 (1967).
  4. G.Weisbuch and R.G.Ulbrich, Phys. Rev. Lett. **39**, 654 (1977).
  5. В.В.Травников, В.В.Криволапчук, ЖЭТФ **85**, 2087 (1983).
  6. В.В.Россин, ФТТ **31**, 218 (1989).
  7. В.Е.Бисти, ФТТ **18**, 1056 (1976).
  8. К.С.Журавлев, А.И.Торопов, Т.С.Шамирзаев и др., Письма в ЖТФ **25**, 8 (1999).
  9. K.S. Zhuravlev, A.I. Toropov, T.S. Shamirzaev, and A.K.Bakarov, Appl. Phys. Lett. **76**, (2000), принято к печати.
  10. Ю.В.Жилев, Г.Р. Маркарян, В.В.Россин и др. ФТТ **28**, 2688 (1986).
  11. D.D.Sell, S.E.Stokowski, R.Dingle, and J.V.DiLorenzo, Phys. Rev. **B7**, 4568 (1973).
  12. L.Pavesi and M.Guzzi, J.Appl.Phys. **75**, 4779 (1994).
  13. R.T.Phillips, D.J.Lovering, G.J.Denton, and G.W.Smith, Phys. Rev. **B45**, 4309 (1992).
  14. T.W.Steiner, A.G.Steele, S.Charboneau et al., Solid State Commun. **69**, 1139 (1989).
  15. A.A.Klochikin, B.S.Razbirin, T.Amand et al., J. Phys. **C19**, 4237 (1986).
  16. A.A.Klochikin, B.S.Razbirin, D.K.Nelson et al., Phys. Stat. Sol (b) **147**, 727 (1988).
  17. O.Akimoto and E.Hanamura J. Phys. Soc. Jpn. **33**, 1537 (1972).