

Поляритонные спектры отражения от тонких слоев ZnS_xSe_{1-x}

© Г.В. Астахов, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев*, В. Оссау*, В. Фашингер*, Г. Ландвер*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

*Physikalisches Institut der Universität Würzburg,
97074 Würzburg, Germany

Исследованы спектры отражения в области экситонных резонансов от тонких слоев твердых растворов ZnS_xSe_{1-x} . Обнаружено, что увеличение концентрации серы в слоях приводит к увеличению неоднородного уширения линий размерного квантования поляритонов. Установлено, что неоднородное уширение линий в спектре отражения зависит от величины экситон-фотонного смешивания, оно мало в длинноволновой области, где велика фотонная компонента поляритона; и велико в коротковолновой области спектра, где доминирует механическая компонента.

В последнее время публикуется много работ, связанных с исследованием экситонных поляритонов в тонких слоях полупроводников, квантовых ямах и микрорезонаторах [1–3]. Возрождение интереса к поляритонной тематике связано с быстрым развитием технологии изготовления полупроводниковых микрорезонаторов и наблюдением в них сильного экситон-фотонного смешивания. Особый интерес здесь вызывают полупроводниковые соединения A_2B_6 , такие как ZnS и ZnSe в качестве основы для создания гетеролазеров, работающих в сине-зеленом диапазоне [3].

В данной работе исследуется влияние флуктуаций состава твердого раствора x в тонких слоях ZnS_xSe_{1-x} на спектры размерного квантования поляритонов.

Исследуемые образцы представляют собой слои ZnS_xSe_{1-x} , имеющие кубическую кристаллическую решетку, с составом серы x в интервале $0 < x < 0.12$ и толщиной порядка 250 nm, выращенные на подложке GaAs с ориентацией (001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Все спектры, представленные в работе, измерялись при температуре 1.6 K.

На рис. 1 показаны спектры отражения для трех образцов с различной концентрацией серы ($x = 0.12, 0.07, 0$) в области резонанса экситона с тяжелой дыркой. Из-за несогласования постоянных решетки GaAs и ZnSe исследуемые слои напряжены. Это снимает вырождение в валентной зоне и расщепляет состояния легкой и тяжелой дырки (в нашем случае на ~ 15 meV). В данной работе рассматриваются только тяжелые экситоны. Стрелками на рисунках отмечены особенности, связанные с размерным квантованием экситона как целого в слое ZnS_xSe_{1-x} (в данном случае минимумы). Наиболее яркая поляритонная структура (четыре особенности) наблюдается для бинарного соединения ZnSe. Увеличение концентрации серы приводит к уширению наблюдаемых линий размерного квантования поляритона и уменьшению их числа в спектре отражения. Для образца $ZnS_{0.12}Se_{0.88}$ видна уже только одна особенность в спектре отражения. Мы предполагаем, что увеличение концентрации серы ведет к увеличению флуктуаций состава в твердом растворе, что в свою очередь определяет неоднородное уширение линий размерного квантования поляритона.

Следуя теоретическим работам [4,5], можно рассчитать сложный спектр отражения с ярко выраженной

поляритонной структурой, используя следующие параметры: резонансная частота экситона ω_0 , нерезонансное затухание Γ , продольно-поперечное расщепление экситона $\hbar\omega_{LT}$, трансляционная масса экситона M_{ex} и толщина образца d . На рис. 2 представлены экспериментальный (сплошная линия) и теоретический спектры отражения от структуры ZnSe (параметры расчета представлены на подписи к рисунку). Достигнуто хорошее согласие измеренного и рассчитанного спектров. Из этого следует, что для чистого ZnSe (в случае, когда можно пренебречь влиянием неоднородного уширения) спектр отражения в области экситонного резонанса может быть описан эффективным затуханием ($\hbar\Gamma = 0.25$ meV), не зависящим от энергии. Для пояснения физической природы форми-

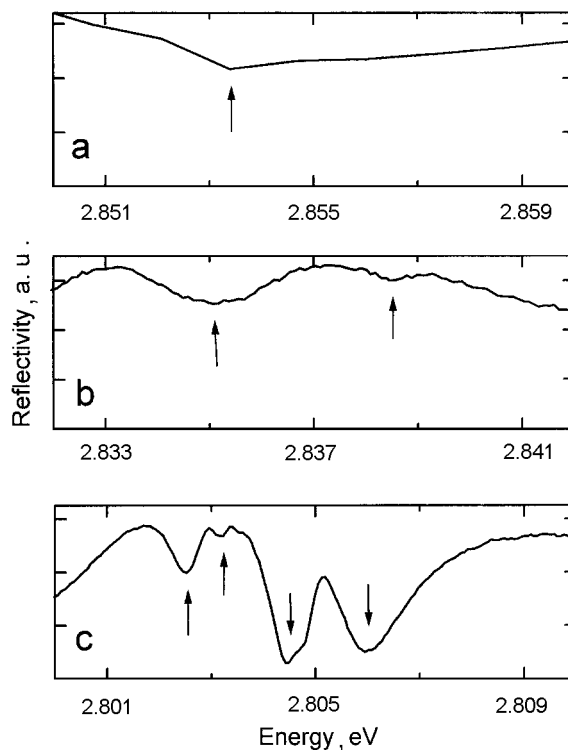


Рис. 1. Спектры отражения в области экситонного резонанса (e_1-hh_1) от слоев толщиной ≈ 250 nm. *a* — $ZnS_{0.12}Se_{0.88}$, *b* — $ZnS_{0.07}Se_{0.93}$, *c* — ZnSe.

рования поляритонной структуры на вставке к рис. 2 схематически изображены кривые дисперсий поляритона. Наличие чередующихся максимумов и минимумов в спектрах отражения обусловлено взаимной интерференцией экситонных поляритонов ветвей 1 и 2 [6]. Условие экстремума (в данном случае минимума) соответствует условию интерференции

$$Kd = \frac{\omega}{c}nd = \pi \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

где K — волновой вектор поляритона, d — толщина слоя, n — показатель преломления света, N — целое число.

На рис. 3 представлен спектр отражения от структуры $\text{ZnS}_{0.07}\text{Se}_{0.93}$ (линия 1). Линия 2 соответствует теоретическому расчету спектра отражения с затуханием $\hbar\Gamma = 2.2 \text{ meV}$. Теоретическая кривая хорошо описывает эксперимент только в высокоэнергетической области спектра поляритонной структуры, и плохо — в низкоэнергетической. Наоборот, линия 3, соответствующая затуханию $\hbar\Gamma = 0.8 \text{ meV}$, дает хорошее согласие с экспериментом в низкоэнергетической области, и плохое — в высокоэнергетической.

Мы предполагаем, что влияние неоднородного уширения различно для разных уровней размерного квантования поляритона и увеличивается при увеличении доли механического экситона в смешанной экситон-фотонной моде (поляритоне). Как видно из вставки к рис. 2, увеличение номера уровня размерного квантования поляритона соответствует удалению от антипересечения фотонной и экситонной мод и уменьшению экситон-фотонного смешивания [7]. Соответственно, уровням с большей энергией (с большим номером) соответствует увеличение доли механического экситона в поляритонной моде и, следовательно, увеличение неоднородного уширения.

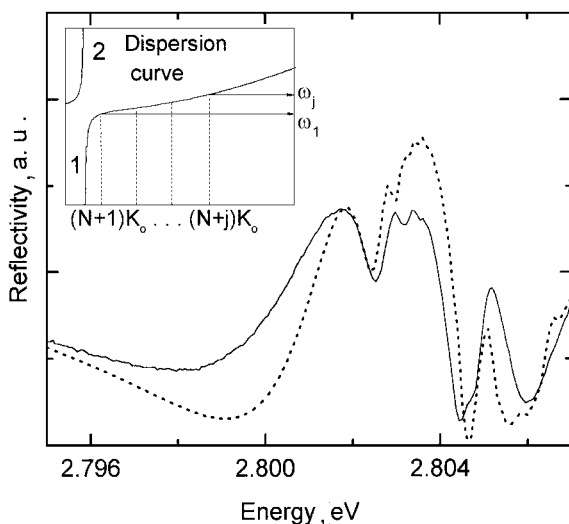


Рис. 2. Экспериментальный (сплошная линия) и рассчитанный (пунктирная линия) спектры отражения от слоя ZnSe . При расчете использовались параметры: $\hbar\Gamma = 0.25 \text{ meV}$, $\hbar\omega_0 = 2.803 \text{ eV}$, $\hbar\omega_{\text{LT}} = 1.3 \text{ meV}$, $M_{\text{ex}} = 0.65m_0$, $d = 250 \text{ nm}$.

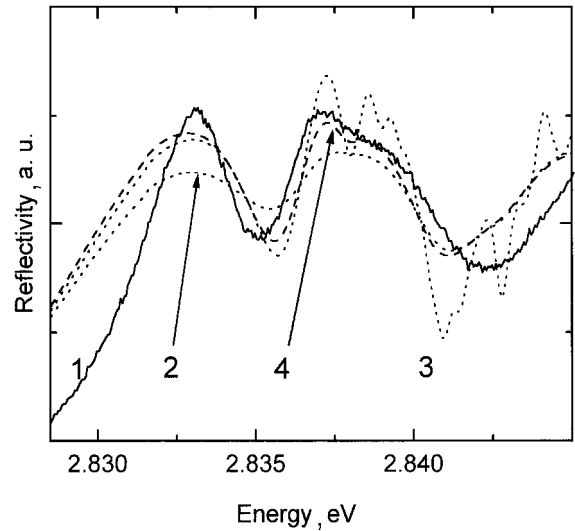


Рис. 3. Экспериментальный (линия 1) и рассчитанные (линии 2–4) спектры отражения от слоя $\text{ZnS}_{0.07}\text{Se}_{0.93}$. Расчет проводился с такими значениями параметров 2 — $\hbar\Gamma = 2.2 \text{ meV}$, 3 — $\hbar\Gamma = 0.8 \text{ meV}$, 4 — $\hbar\Gamma_{\text{low}} = 0.95 \text{ meV}$, $\hbar\Gamma_{\text{high}} = 1.45 \text{ meV}$. Другие параметры расчета: $\hbar\omega_0 = 2.839 \text{ eV}$, $\hbar\omega_{\text{LT}} = 1.8 \text{ meV}$, $M_{\text{ex}} = 0.65m_0$, $d = 267 \text{ nm}$.

Для описания спектра отражения от структуры $\text{ZnS}_{0.07}\text{Se}_{0.93}$ необходимо ввести зависимость эффективного затухания Γ от энергии. На рис. 3 линия 4 соответствует расчету спектра отражения в случае, когда Γ линейно увеличивается при уменьшении длины волны: $\hbar\Gamma_{\text{low}} = 0.95 \text{ meV}$ в низкоэнергетической области поляритонного спектра, в области первой особенности, и $\hbar\Gamma_{\text{high}} = 1.45 \text{ meV}$ — в высокоэнергетической области, в области второй особенности поляритонного спектра (см. рис. 1, b). Как видно, линия 4 наилучшим образом описывает спектр отражения.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку INTAS N 93-3657 Ext, Volkswagen Foundation, Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 96-02-17929) и программе "Наноструктуры" Миннауки России.

Список литературы

- [1] A. D'Andrea, R. Del Sole. Phys. Rev. **B41**, 1413 (1990).
- [2] N. Tomassini, A. D'Andrea, R. Del Sole, H. Tuffigo-Ulmer, R.T. Cox. Phys. Rev. **B51**, 5005 (1995).
- [3] J. Ding, H. Jeon, T. Ishiara, M. Hagerott, A.V. Nurmikko, H. Huo, N. Samarth, J. Furdyna. Phys. Rev. Lett. **69**, 1707 (1992).
- [4] Y. Chen, A. Tredicucci, F. Bassani. Phys. Rev. **B52**, 1800 (1995).
- [5] M.R. Vladimirova, A.V. Kavokin, M.A. Kalitevski. Phys. Rev. **B54**, 14 566 (1996).
- [6] В.А. Киселев, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. Письма в ЖЭТФ **18**, 504 (1973).
- [7] В.А. Киселев, И.В. Макаренко, Б.С. Разбирин, И.Н. Уральцев. ФТТ **19**, 5, 1348 (1977).