

## ДВОЙНОЕ АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЫ С ДВУМЯ БЛИЗКИМИ ЭКСИТОННЫМИ РЕЗОНАНСАМИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ МИКРОРЕЗОНАТОРЕ

© М.А.Калитеевский

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 25 августа 1995 г. Принята к печати 31 августа 1995 г.)

Методом матриц переноса рассчитаны спектры отражения света при нормальном и наклонном падении от полупроводникового микрорезонатора, содержащего в полости резонатора две квантовые ямы, в которых резонансные частоты экситонных переходов различаются. Показано, что взаимодействие локализованной оптической моды с двумя экситонными резонансами приводит к трехмодовому поведению в спектрах отражения и двойному антипересечению в дисперсионных кривых.

Полупроводниковые микрорезонаторы (МР) с квантовыми ямами (КЯ) в последнее время весьма интенсивно исследуются как экспериментально [1-3], так и теоретически [4-6]. В спектрах отражения света от таких структур существуют особенности, имеющие вид узких глубоких провалов, спектральное положение которых совпадает с положением локализованных оптических мод МР. При этом исследуются МР с одной или несколькими идентичными (КЯ) в полости МР. Цель данной работы — теоретическое исследование отражения света от МР с двумя КЯ, экситонные резонансы в которых различаются по энергии.

Рассмотрим полупроводниковый микрорезонатор, состоящий из двух брэгговских отражателей (БО) GaAs/AlAs и заключенной между ними GaAs-полости. МР предполагается выращенным на подложке GaAs. Толщины GaAs и AlAs в БО составляют 57.4 и 69.7 нм соответственно. Толщина полости — 350.4 нм (так называемая полость  $(3/2)\lambda$ ). В полости МР расположены две КЯ (например, InGaAs), делящие полость на три равные части. Первый БО состоит из 10 пар слоев, второй — из 13 пар.

Расстояние между КЯ позволяет считать их не взаимодействующими между собой.

Амплитудные коэффициенты отражения и пропускания света от КЯ в области экситонного резонанса  $\epsilon l - hh1$  имеют вид [7]

$$r = \frac{i\Gamma_0 / \cos \varphi}{\omega_0 - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0 / \cos \varphi)}, \quad (1a)$$

$$t = 1 + \frac{i\Gamma_0 / \cos \varphi}{\omega_0 - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0 / \cos \varphi)}, \quad (16)$$

где  $r, t$  — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания;  $\omega_0, \Gamma_0, \Gamma$  — соответственно резонансная частота, сила осциллятора и нерадационное затухание экситона;  $\omega$  и  $\varphi$  — частота и угол падения света.

Рассчитаем спектры отражения от описанного выше объекта с использованием метода матриц переноса [8]. Матрица переноса  $T$  через слой с толщиной  $d$  и показателем преломления  $n$  при угле распространения света относительно оси структуры  $\varphi$  в случае  $s$ -поляризации имеет вид

$$T = \begin{bmatrix} \cos(k_0 n d \cos \varphi) & -\frac{i}{n \cos \varphi} \sin(k_0 n d \cos \varphi) \\ -i n \cos \varphi \sin(k_0 n d \cos \varphi) & \cos(k_0 n d \cos \varphi) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $k_0$  — волновой вектор света в вакууме. Зная амплитудный коэффициент пропускания через КЯ в случае  $s$ -поляризации, несложно получить также и матрицу переноса через КЯ (для вектор-столбца, элементы которого есть тангенциальные по отношению к границе раздела компоненты электрического и магнитного поля в световой волне, для которого в [8] и получена матрица (2)):

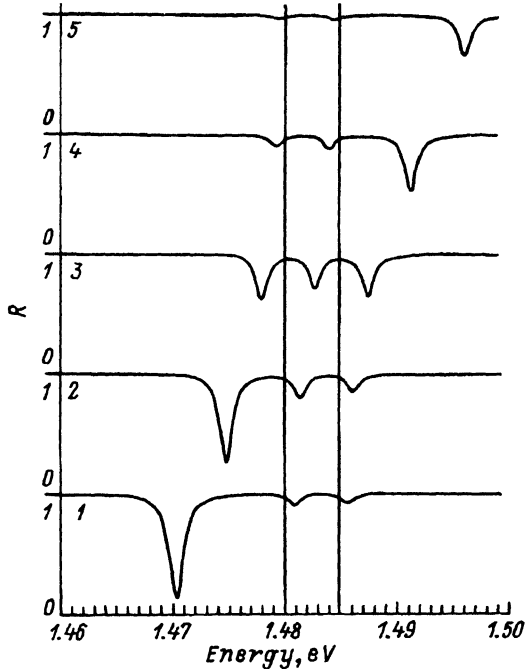
$$T_{QW} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 2n(1-t) \cos \varphi & 1 \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Перемножая матрицы переноса всех слоев (включая КЯ), можно получить характеристическую матрицу всей среды  $\hat{M}$ , после чего коэффициент отражения  $R$  находится как

$$R = \left| \frac{(M_{11} + M_{12} n_l \cos \varphi_l) n_0 \cos \varphi_0 - (M_{21} + M_{22} n_l \cos \varphi_l)}{(M_{11} + M_{12} n_l \cos \varphi_l) + (M_{21} + M_{22} n_l \cos \varphi_l)} \right|^2,$$

где  $n_0$  и  $n_l$  — показатели преломления первой и последней полубесконечных сред, ограничивающих слоистую структуру,  $\varphi_0$  и  $\varphi_l$  — углы распространения света в этих средах по отношению к оси слоистой структуры,  $M_{ij}$  — элементы матрицы  $\hat{M}$ .

Будем полагать значение показателя преломления AlAs постоянным и равным 2.98, а спектральную зависимость показателя преломления GaAs возьмем в виде согласно [9]. Такое упрощение не ведет к значительному различию рассчитанных и экспериментальных спектров [10].



Рассчитанные спектры отражения в *s*-поляризации от МР. Параметры структуры даны в тексте. Угол падения, град: 1 — 0 (нормальное падение), 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50. Две параллельные вертикальные линии указывают положения экситонных резонансов в КЯ.

Возьмем для удобства следующие параметры экситонов в КЯ (близкие к использованным в [1-5]):  $\hbar\Gamma_0 = 0.1$  эВ,  $\hbar\Gamma = 1$  мэВ в обоих КЯ,  $\hbar\omega_0 = 1.48$  эВ для одной КЯ и  $\hbar\omega_0 = 1.485$  эВ для другой КЯ.

На рисунке показаны спектры отражения от МР при различных углах падения. Все кривые содержат по три особенности. На кривых 1 и 5, где спектральное положение оптической локализованной моды значительно отличается от положений экситонных резонансов, спектральные положения двух слабо выраженных особенностей близки к энергиям двух экситонных резонансов. Меняя угол, можно изменять положение локализованной оптической моды, и при приближении локализованной оптической моды к экситонным резонансам происходит расталкивание экситонных особенностей и оптической моды (кривые 2, 4), которые наиболее ярко проявляется при угле падения  $30^\circ$  (кривая 3), когда форма всех трех линий в спектре становится примерно одинаковой. Из семейства кривых можно видеть, что зависимость положения особенностей в спектре от угла падения света (или от величины компоненты волнового вектора света, параллельной плоскости слоев) имеет характер двойного антипересечения. Подобный эффект предсказан для взаимодействия экситонов  $e1 - hh1$  и  $e1 - lh1$  с локализованной оптической модой в МР [4].

Таким образом, показано, что взаимодействие локализованной оптической моды с двумя близкими экситонными резонансами приводит к появлению триплетной структуры в спектрах отражения, дисперсионная зависимость которой имеет вид двойного антипересечения.

Автор выражает глубокую благодарность Е.Л. Ивченко и А.В. Кавокину за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] C. Weisbouch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa. Phys. Rev. Lett., **69**, 3314 (1992).
- [2] R. Houdre, R.P. Stanley, U. Oesterle, M. Ilgems, C. Weisbouch. Phys. Rev. B, **49**, 16761 (1994).
- [3] J. Tignon, P. Voisin, C. Delande, M. Voos, R. Houdre, U. Oesterle, R.P. Stanley. Phys. Rev. Lett., **74**, 3967 (1994).
- [4] A.V. Kavokin, M.A. Kaliteevski. Sol. St. Commun., **95**, 859 (1995).
- [5] E.L. Ivchenko, M.A. Kaliteevski, A.V. Kavokin, N.A. Nesvikhskii. JAOS [The Features Issue, ed, by L.S. Citrin, J. Kuhl] (in press) (1995).
- [6] V.Savona, L.C. Andreani, P.S. Schwendimann, A. Quatropani. Sol. St. Commun., **93**, 733 (1995).
- [7] Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин. ФТТ, **34**, 1815 (1992).
- [8] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970) с 77.
- [9] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Наука, 1981) т. 1, с. 61.
- [10] В.В. Евстропов, М.А. Калитеевский, А.Л. Липко, М.А. Сеницын, Ю.М. Шерняков, Б.В. Царенков, Б.С. Явич. ФТП (в печати) (1995).

Редактор Л.В. Шаронова

## Double anticrossing of a localized optical mode and two exciton resonances in a semiconductor microcavity

*M.A. Kaliteevski*

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

The transfer matrix method has been employed for calculating reflection spectra from semiconductor microcavity with two nonidentical quantum wells at normal and oblique incidence. Interaction of a localized optical mode with two exciton resonances leads to a triplet structure in the reflection spectra and double anticrossing in dispersion dependencies.

---