

## МАГНИТОЭКСИТОНЫ В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ ВТОРОГО ТИПА

А.В.Каламейцев<sup>+1)</sup>, А.О.Говоров<sup>++</sup>, В.М.Ковалев<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Center for NanoScience and Sektion Physik, Ludwig-Maximilians-Universität  
D-80539 München, Germany

Поступила в редакцию 21 сентября 1998 г.

Основное состояние непрямого в пространстве экситона в квантовых точках второго типа с короткодействующим потенциалом приобретает ненулевой угловой момент в присутствии магнитного поля, перпендикулярного плоскости системы. Критическое магнитное поле перехода в основное состояние с нулевым моментом зависит от радиуса квантовой точки. Такой переход может проявляться как тушение люминесценции магнитным полем, например, в квантовых точках на основе системы GaSb/GaAs.

PACS: 71.35.Ji, 73.20.Dx

Квантовые точки второго типа реализуются в системе GaSb/GaAs [1]. В таких квантовых точках трехмерная квантовая яма существует только для дырок, тогда как для электронов имеется потенциальный барьер. В этой системе существуют пространственно не прямые экситоны, локализованные вблизи квантовых точек [1]. Непрямые экситоны наблюдались в спектрах люминесценции [1].

Основное состояние экситона в двумерных квантовых ямах [2] и в квантовых точках первого типа с цилиндрической симметрией [3] имеет нулевой угловой момент при любом значении магнитного поля. Локализация экситона в микроструктурах со сложной геометрией может вести к интересным эффектам [4, 5]. Например, энергия экситона в квантовом кольце осциллирует с увеличением магнитного поля [5].

В данной работе исследуются экситоны, локализованные вблизи квантовой точки второго типа. Показано, что угловой момент такого экситона в основном состоянии меняется с магнитным полем. Этот эффект может проявляться как тушение люминесценции. Заметим, что в большинстве случаев магнитное поле увеличивает вероятность межзонного перехода (см., например, [2, 3]) и усиливает люминесценцию благодаря сжатию волновой функции. Эффект смены основного состояния демонстрируется в рамках модели, показанной на рис. 1. Система состоит из двумерной квантовой ямы AlGaAs/GaAs/AlGaAs, в которую встроена квантовая точка в форме цилиндра из GaSb радиусом  $r_0$  и высотой  $L$ . Зонная диаграмма показана на рис. 1б. Схожие системы исследовались экспериментально в [1].

Движение частиц в такой системе предполагается двумерным. Проникновение частиц в барьеры AlGaAs не будет учитываться. Волновые функции электрона (дырки) записываются в виде

$$\Psi_{e(h)}(\rho, \phi, z) = e^{i l_e(h) \phi} R_{e(h)}(\rho) \psi(z), \quad (1)$$

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

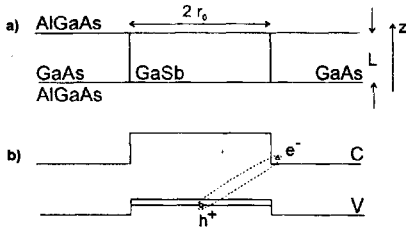


Рис.1. Структура и зонная диаграмма для квантовой точки типа GaSb-GaAs

где  $(\rho, \phi) = \mathbf{r}$  – координаты в плоскости системы,  $l_{e(h)}$  — угловые моменты,  $R_{e(h)}(\rho)$  — радиальные функции,  $\psi(z)$  — волновая функция размерного квантования в прямоугольной квантовой яме. Электрон локализован вблизи квантовой точки за счет притяжения к дырке и движется в потенциале, показанном на вставке к рис. 2.

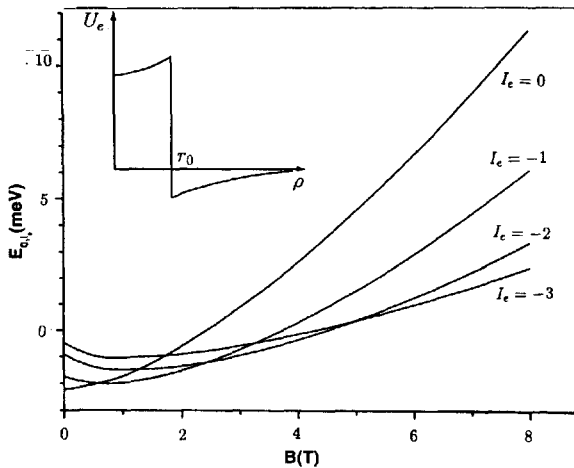


Рис.2. Зависимость энергии электрона  $E_{0, l_e}$  от магнитного поля для квантовой точки с  $r_0 = 100 \text{ \AA}$  и  $L = 70 \text{ \AA}$ ;  $M_e = 0.067m_0$ . Вставка: зависимость  $U_e$  от  $\rho$

Вероятность высвечивания экситона определяется интегралом:

$$I = \int \Psi_e(\mathbf{R}) \Psi_h(\mathbf{R}) d\mathbf{R} = \int e^{i(l_e + l_h)\phi} d\phi \left[ \int R_e(\rho) R_h(\rho) \rho d\rho \right] \int \psi^2(z) dz, \quad (2)$$

где  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}, z)$ .

Из-за высоких потенциальных барьеров между GaAs и GaSb интеграл перекрытия радиальных волновых функций  $I_\rho = \int R_e(\rho) R_h(\rho) \rho d\rho$  сравнительно мал и меняется с увеличением магнитного поля  $B \parallel oz$  плавно. Фактором, который может меняться с  $B$  скачком, является интеграл  $I_\phi = \int e^{i(l_e + l_h)\phi} d\phi = 2\pi \delta_{l_e + l_h}$ , где  $l_{e(h)}$  — моменты основного состояния. Если полный момент экситона в основном состоянии  $l_e + l_h \neq 0$ , то он не дает вклада в люминесценцию. При быстрой энергетической релаксации экситонов в основное состояние и низкой температуре возникновение ситуации с  $l_e + l_h \neq 0$  означает тушение люминесценции.

Чтобы показать этот эффект, предположим для простоты расчетов, что частицы не проникают через гетерограницу GaSb-GaAs, то есть  $R_{e(h)}(r_0) = 0$ . Из-за малости проникновения это не изменит существенно спектра экситона<sup>2)</sup>. Наши оценки

<sup>2)</sup> Естественно, что проникновение частиц необходимо учитывать при расчете интенсивности межзонного перехода.

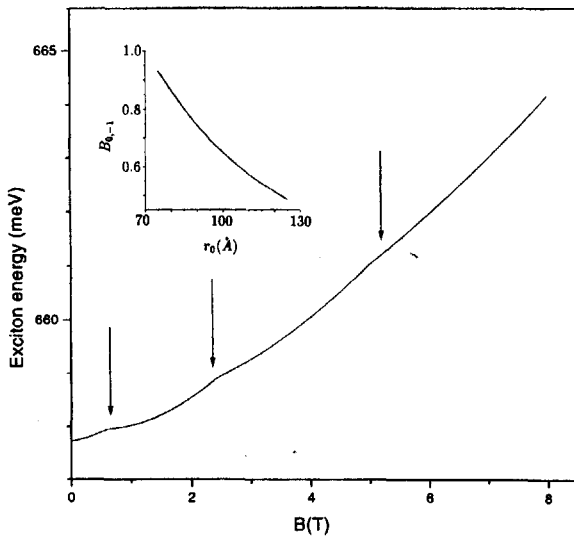


Рис.3. Энергия основного состояния межзонного непрямого экситона как функция магнитного поля для квантовой точки с  $r_0 = 100 \text{ \AA}$  и  $L = 70 \text{ \AA}$ ; масса дырки  $M_h = 0.3m_0$ . Стрелки показывают смену углового момента. Вставка: зависимость магнитного поля  $B_{0,-1}$  от  $r_0$

показывают, что для точек с радиусом  $r_0 \sim 100 \text{ \AA}$  квантование дырки можно считать достаточно сильным и пренебречь влиянием кулоновского взаимодействия с электроном на дырочный спектр. Волновая функция основного состояния дырки с плоским дном и непроницаемыми стенками находится легко и имеет  $l_h = 0$  при любом  $B$ . Потенциал для электрона в области  $\rho > r_0$  определяется притяжением к дырке:

$$U_e(\rho_e) = -\frac{e^2}{\epsilon} \int \frac{\psi^2(z_e)\psi^2(z_h) dz_e dz_h}{\sqrt{(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)^2 + (z_e - z_h)^2}} R_h^2(\rho_h) d\mathbf{r}_h, \quad (3)$$

(см. вставку на рис. 2). Уравнение квантования для  $R_e(\rho)$  имеет обычный вид:

$$-\frac{\hbar^2}{2M_e} \left[ R_e'' + \frac{R_e'}{\rho} - \frac{l_e^2}{\rho^2} R_e \right] + \left( \frac{\hbar\omega_c}{2} l_e + \frac{M_e\omega_c^2}{8} \rho^2 + U_e(\rho) \right) R_e = E R_e, \quad (4)$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота электрона и  $M_e$  — эффективная масса электрона. Спектр имеет два квантовых числа  $n$  и  $l_e$ . В основном состоянии всегда  $n = 0$ . На рис. 2 показаны численные результаты для  $E_{0,l_e}$ . Видно, что угловой момент основного состояния меняется с магнитным полем. Магнитное поле  $B_{0,-1}$ , когда происходит смена момента  $l_e = 0 \rightarrow l_e = -1$  в основном состоянии, зависит от  $r_0$  (см. вставку к рис. 3). Энергия основного состояния экситона представлена на рис. 3 и имеет изломы из-за смены углового момента. Энергия экситона была рассчитана для квантовой точки с резкой гетерограницей GaSb-GaAs. В экспериментах [1] энергии непрямых экситонов лежат значительно выше ( $\sim 1 \text{ эВ}$ ) из-за диффузии Sb в GaAs. Основное состояние меняет угловой момент с  $l_e$  на  $l_e - 1$ , когда  $r_0^2/l_e^2 \sim l_e$ , где  $l_e$  — магнитная длина. Это следует из анализа характера волновой функции в магнитном поле. Эффект смены основного состояния аналогичен возникновению незатухающего тока в основном состоянии в кольцах с электронами [6] и заряженными экситонами [7]. В данной работе мы рассматриваем случай квазичастицы, которая в целом нейтральна, но поляризована потенциалом квантовой точки. Эта поляризация и приводит к незатухающему току в основном состоянии. Заметим, что возможность ситуации, когда экситоны были бы оптически неактивными в основном

состоянии, обсуждалась в [8]. В работе [8] рассматривались экситоны в скрещенных магнитных и электрических полях. Легко рассчитать спектр экситона для конечного барьера между GaAs и GaSb. В этом случае характер спектра остается прежним (см. рис. 2).

Авторы благодарны А.В. Чаплику за полезные обсуждения. Работа была выполнена при поддержке гранта FOROPTO (Бавария).

- 
1. F.Hatami, N.N.Ledentsov, M.Grundmann et al., Appl. Phys. Lett. **67**, 656 (1995); F.Hatami, M.Grundmann, N.N.Ledentsov et al., Phys. Rev. **B57**, 4635 (1998).
  2. И.В.Лернер, Ю.Е.Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).
  3. V.Halonen, T.Chakraborty, and P.Pietiläinen, Phys. Rev. **B45**, 5980 (1992).
  4. А.О.Говоров, А.В.Чаплик, ЖЭТФ **99**, 1853 (1991).
  5. А.В.Чаплик, Письма в ЖЭТФ **62**, 885 (1995).
  6. R.Landauer and M.Büttiker, Phys. Rev. Lett. **54**, 2049 (1985).
  7. А.О.Говоров, А.В.Чаплик, Письма в ЖЭТФ **66**, 423 (1997).
  8. A.Imamoglu, Phys. Rev. **B54**, 14285 (1996).