

## О ПОПЕРЕЧНОЙ МАССЕ ЭКСИТОНА В СЛОИСТОМ КРИСТАЛЛЕ

А. И. Буздин, Л. Н. Булаевский

УДК 537.311.33

Найдена поперечная масса экситона большого радиуса в квазидвумерном кристалле, обусловленная туннелированием электронов и дырок на соседние слои. Показано, что электрическое поле, перпендикулярное слоям, может оказывать существенное влияние на поперечную массу экситона.

Слоистые кристаллы являются очень интересными объектами для наблюдения эффектов физики твердого тела в почти двумерной системе. При этом степень анизотропии слоистых кристаллов может быть значительно усилена путем их интеркалирования. В настоящее время известно уже значительное число слоистых кристаллов с полупроводниковыми свойствами и исследования в этом направлении продолжают (см., например, обзор /1/). По-видимому, в скором времени удастся наблюдать экситонные состояния в слоистых кристаллах. В связи с этим может представлять интерес вопрос о поперечной массе экситона в таких кристаллах, которому и посвящена настоящая работа.

Мы рассмотрим поперечное, по отношению к слоям, движение экситона большого радиуса в слоистом кристалле, обусловленное переходами электрона и дырки на соседний слой. Отметим, что зависимость энергии экситона от поперечного импульса, вызываемая обменным электрон-дырочным взаимодействием была найдена в работе /2/. Вклад в поперечную массу дают оба эффекта (причем с разным знаком), вопрос о том, какой вклад больше зависит от конкретных параметров кристалла.

Будем считать, что электроны и дырки описываются приближением эффективной массы ( $m_e$  и  $m_h$  - эффективные массы электронов и дырок), матричный элемент перехода электронов и дырок на

соседний слой равен  $t$ , взаимодействие электрона и дырки в слое описывается потенциалом  $e^2/\epsilon r$ , где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость, а  $r$  - расстояние между электроном и дыркой.

Учтем поперечное движение экситона в рамках теории возмущений по  $t$ . В нулевом порядке имеем систему невзаимодействующих слоев, в каждом из которых возможно образование двумерных экситонов с энергией связи  $E_{ex}^0 = -2me^4/\epsilon^2\hbar^2$ , где  $m^{-1} = m_e^{-1} + m_h^{-1}$  - приведенная эффективная масса. Зависимость энергии экситона от продольного импульса  $\bar{k}$  имеет обычный вид  $\hbar^2\bar{k}^2/2(m_e + m_h)$ ; то есть продольная масса экситона  $M_{||} = m_e + m_h$ . Учтем теперь возможность туннелирования электрона и дырки на соседние слои. Рассмотрим случай большого расстояния  $L$  между слоями:  $L \gg a$ , где  $a = \hbar^2\epsilon/2me^2$  - радиус двумерного экситона. (Это случай сильно-го интеркалирования слоистого кристалла.) Тогда взаимодействие электрона и дырки на соседних слоях будет мало по параметру  $a/L$  и его, в первом приближении, можно не учитывать.

Поправка  $\Delta E_{ex}$  к энергии связи двумерного экситона, обусловленная туннелированием, появляется лишь во втором порядке по  $t$  и имеет вид

$$\Delta E_{ex} = 2t^2 \sum_k \frac{\langle \psi_0 | \psi_k \rangle^2}{E_{ex}^0 - E_k}, \quad (I)$$

где  $\psi_0 = 2\exp(-r/a)/\sqrt{2\pi a}$  - волновая функция экситона в основном состоянии,  $\psi_k$  - волновая функция электрона и дырки, находящаяся на разных слоях. Как уже отмечалось, при определении  $\psi_k$  взаимодействие электрона и дырки при  $a/L \ll 1$  можно не учитывать. (С учетом кулоновского взаимодействия функция  $\psi_k$  для нижних связанных состояний электрона и дырки на соседних слоях была найдена в /3/, однако основной вклад в (I) дает как раз состояния непрерывного спектра.)

Поскольку экситон в основном состоянии ослабает нулевым моментом, то в (I) можно ограничиться функциями  $\psi_k$  также с моментом, равным нулю. Из уравнения для радиальных частей  $R_k$  функций  $\psi_k$

$$R_k'' + R_k'/r + 2mE_k R_k = 0, \quad (2)$$

где  $E_k = \hbar^2 k^2/2m$ , следует, что  $R_k \sim J_0(kr)$ . Учитывая, что функции  $R_k$  должны быть нормированы на  $\delta$ -функцию от  $k$ , и исполь-

зую для этого асимптотику  $J_0$ , находим  $R_k = \sqrt{k}J_0(kr)$ . Вычисляя матричный элемент

$$\langle \psi_0 | \psi_k \rangle = \int_0^{\infty} 2re^{-r/a} \sqrt{k}J_0(kr) dr/a = \frac{2\sqrt{k}}{a^2(k^2 + 1/a^2)^{3/2}}$$

из (1) находим:  $\Delta E_{ex} = -4t^2/3|E_{ex}^0|$ . Таким образом, зависимость энергии экситона от поперечного импульса  $p$  и продольного  $-k$  имеет вид:

$$E_{ex}(p, \vec{k}) = E_{ex}^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2(m_e + m_h)} - \frac{4t^2}{3|E_{ex}^0|} \cos pL. \quad (3)$$

Из (3) следует, что поперечная масса экситона  $M_{\perp} = 3|E_{ex}^0|/4t^2$ .

Отметим, что основному состоянию экситона соответствует  $p = 0$ . Однако в работе [2] было показано, что обменное взаимодействие приводит к тому, что в основном состоянии  $p = \pm \pi/L$ . Вывод о том, какое же состояние реализуется, можно сделать лишь на основе сравнения относительной величины туннельного взаимодействия и обменного взаимодействия электрона и дырки на соседних слоях в каждом конкретном слое кристалла.

В заключение остановимся на влиянии электрического поля  $E$ , перпендикулярного слоям, на поперечную массу экситона. Электрическое поле приводит к тому, что энергия электрона и дырки на соседних слоях понижается на величину  $eLE$ . Таким образом, чтобы получить закон дисперсии в этом случае необходимо в формуле (1) сделать замену  $|E_{ex}^0|$  на  $|E_{ex}^0| - eLE$ . Отсюда следует, что поправка к поперечной массе экситона, обусловленная электрическим полем имеет вид:

$$M_{\perp}(E)/M_{\perp}(0) = 1 - 3eLE/4|E_{ex}^0|. \quad (4)$$

Из (4) видно, что, например, изменение поперечной массы экситона в поле  $E \sim 10^3$  В/см, при энергии связи экситона  $|E_{ex}^0| \sim 10^{-2}$  эВ и расстоянии  $L \sim 10^2$  Å между слоями сильно интеркалированного слоистого кристалла, составляет около 10% и могло бы быть замечено на эксперименте.

Авторы выражают глубокую благодарность Л. В. Келдышу и Ю. Е. Лозовику за обсуждение результатов.

Поступила в редакцию  
30 мая 1979 г.

### Л и т е р а т у р а

1. A. D. Yoffe, Festkörperprobleme, 13, 1 (1973); Ann. Rev. Mater. Sci., 2, 147 (1973).
2. Р. Р. Гусейнов, Препринт № 47 ИФАН Азерб. ССР, 1977 г.
3. Ю. Е. Лозовик, В. Н. Нишанов, ФТТ, 11, 3267 (1976).