

## РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ ЭКСИТОНОВ В CdTe

*Н.А.Бабаев, В.С.Багаев, Ф.В.Гарин,  
А.В.Кочемасов, Л.В.Парамонов, А.Г.Поляков,  
Н.Н.Салащенко, В.Б.Стопачинский*

В тонких пленках CdTe обнаружено увеличение энергии связи свободного экситона, обусловленное уменьшением экранирования кулоновского взаимодействия в электрон-дырочных парах. Показано, что наблюдаемое изменение энергии связи экситона удовлетворительно согласуется с результатами теоретических расчетов.

При переходе от объемных кристаллов к тонким пленкам происходит радикальное изменение энергетического спектра, как свободных носителей заряда, так и связанных состояний. Изменение энергетического спектра свободных носителей происходит тогда, когда толщина пленки  $d$  становится сравнимой с длиной волны де-Бройля электронов в данном кристалле. При этом, движение поперек пленки можно считать ограниченным и энергетический спектр в этом направлении становится дискретным:

$$\Delta E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d^2} n^2, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона (дырок). Однако, как было показано ранее<sup>1</sup>, для количественного описания размерного квантования свободных носителей в тонких полупроводниковых пленках обязательно нужно учитывать зависимость эффективной массы от толщины, а также конечность глубины потенциальной ямы.

Существенное изменение энергетического спектра связанных состояний (например, экситонов Ванье — Мотта) происходит в случае, когда  $d \leq a_0$  ( $a_0$  — боровский радиус трехмерного экситона), а диэлектрическая проницаемость пленки —  $\epsilon$  оказывается либо много больше, либо много меньше  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  — диэлектрических проницаемостей окружающих пленку сред<sup>2</sup>. При уменьшении толщины пленки до значений  $d \leq a_0$ , поле, создаваемое связанными в экситон электроном и дыркой, начинает проникать в окружающую пленку среды. В том случае, когда  $\epsilon_{1,2} \ll \epsilon$ , уменьшается экранирование кулоновского взаимодействия между зарядами, что приводит к увеличению энергии связи экситона  $\mathcal{E}_{\text{экс}}(d)$  и

уменьшению его эффективного радиуса  $a$ . В работе <sup>3</sup> показано, что при  $a_0\delta^2 \ll d \ll a_0$ , уровни энергии экситона даются формулой:

$$\varepsilon_{n, m}(d) = -\frac{e^2}{\epsilon d} \left( \ln \frac{4d}{\delta^2 a_0} - 2\gamma_{n, m} - 2C \right), \quad (2)$$

где  $n$  и  $m$  — главное и орбитальное квантовые числа,  $\delta = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2\epsilon$ ,  $C = 0,577$  — постоянная Эйлера,  $\gamma \approx 1$ . Кроме того, при  $d \leq a_0$  и  $\epsilon_{1,2} \ll \epsilon$ , увеличение энергии связи и уменьшение эффективного радиуса должны приводить к резкому возрастанию силы осцилляторов с уменьшением толщины <sup>4</sup>. Именно это обстоятельство, по-видимому, существенно облегчает измерения особенностей пропускания света тонкими пленками, для которых величина  $\alpha d \ll 1$  ( $\alpha$  — коэффициент поглощения кристалла).

Попытки исследования изменения энергии связи экситонов в тонких полупроводниковых одиночных слоях были предприняты в нескольких работах <sup>5-7</sup>. Работы <sup>5, 6</sup> были выполнены на слоистых кристаллах  $WSe_2$  и  $GaSe$ . Авторы этих работ, по-видимому, действительно наблюдали заметное увеличение энергии связи свободных экситонов. Однако, провести количественное сопоставление результатов этих опытов с теорией не представляется возможным, поскольку толщина определялась из измерения оптической плотности в области сильного поглощения без учета существенной перестройки энергетического спектра свободных носителей за счет размерного квантования.

В данной работе по спектрам оптического поглощения исследовалось размерное квантование монокристаллических пленок  $CdTe$  на подложке из  $MgF_2$  в диапазоне толщин от 250 до 30 Å при  $T = 2K$ . Пленки были получены методом лазерного напыления с последующим рекристаллизационным отжигом. С помощью специальной методики, предложенной нами ранее в работе <sup>1</sup>, наблюдались экситонные состояния (минимумы), принадлежащие квантованным зонам электронов и дырок в спектрах  $\Delta\alpha d$  (рис. 1). Идентификация оптических переходов проводилась также, как и в работе <sup>1</sup>. Видно, что при уменьшении  $d$ , минимумы в спектре сдвигаются в коротковолновую сторону и энергетический интервал между ними увеличивается в качественном согласии с формулой (1). Обращает на себя внимание, также, расщепление первого минимума, которое увеличивается с уменьшением  $d$ . Однако, в настоящее время, количественного объяснения этого эффекта мы не имеем. Вероятнее всего наблюдаемое на опыте расщепление связано с изменением обменного взаимодействия электрона и дырки в экситоне при малых толщинах.

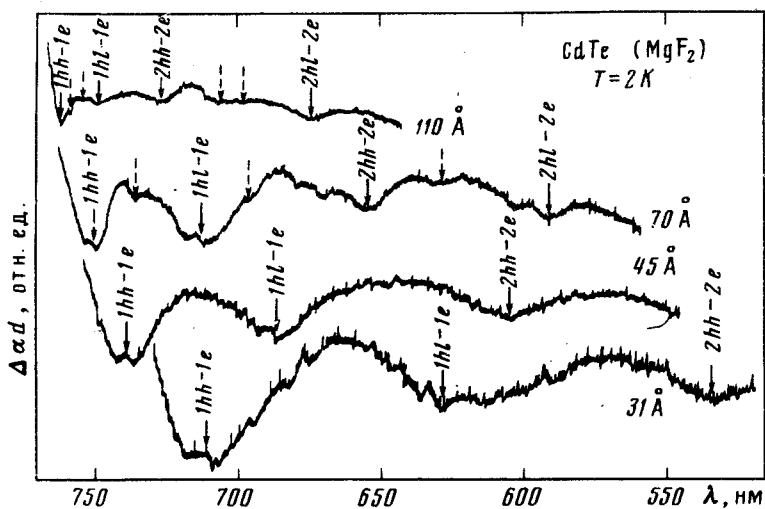


Рис. 1. Спектральная зависимость изменения оптической плотности пленок  $CdTe$  различной толщины

Решающее значение для количественной интерпретации экспериментальных данных имеет то обстоятельство, что нам удалось наблюдать экситонные состояния принадлежащие зонам с высокими номерами ( $n = 2, 3$ ). Это обстоятельство позволило, наряду с измерения-

ми толщины на эллипсомере, независимо определять значения  $d^{-1}$ . Теоретические кривые размерного квантования зонных состояний были получены в результате численных расчетов на ЭВМ. Исходные уравнения, в которых учитывалась перенормировка эффективных масс электронов и легких дырок, а также конечная глубина потенциальной ямы равная работе выхода, имели следующий вид:

$$E_g = E_{g0} + \frac{2\hbar^2 n^2}{m^*(d)d^2} f(x)$$

$$\frac{m}{m_e^*} = 1 + \frac{P^2}{2D} \left[ \frac{D + D_H}{3} \left( \frac{2}{E_g} + \frac{1}{E_g + \Delta_{s0}} \right) - \frac{D - D_H}{D - E_g} \right],$$

$$\frac{m}{m_{hl}^*} = \frac{2P^2}{3E_g} - 1,$$

где  $x$  как функция от  $\xi = \varphi / \frac{2\hbar^2}{m^*(d)d^2}$  есть

$$\begin{cases} x = \arctg \sqrt{\xi/x^2 - 1} & (\text{для } n = 1) \\ x = \pi - \arctg \frac{1}{\sqrt{\xi/x^2 - 1}} & (\text{для } n = 2) \end{cases}$$

Для численных расчетов использовались следующие значения:  $P^2 = 21$  эВ,  $\Delta_{s0} = 0,92$  эВ,  $D = E(\Gamma_{15c}) - E(\Gamma_{15v}) = 5,2$  эВ,  $D_H = E(\Gamma_{15}) - E(\Gamma_{25'}) = 3,2$  эВ, а  $\varphi$  — работа выхода из CdTe (4,5 эВ).

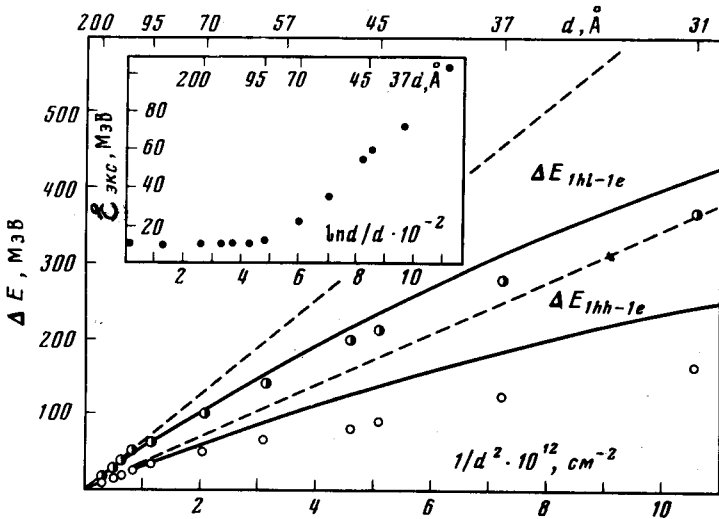


Рис. 2. Зависимость энергетического положения уровней размерного квантования от толщины пленки CdTe : ———— — расчетные кривые размерного квантования зонных состояний с учетом перенормировки эффективных масс и конечной глубины потенциальной ямы; - - - - кривые рассчитанные по формуле (1) без учета поправок; ○, ●, ◐ — экспериментальные точки

На рис. 2 приведены экспериментально полученные сдвиги энергетического положения экситонов, принадлежащих различным зонам, а также расчетные кривые размерного квантования зонных состояний. Из рисунка видно, что при толщинах больше  $\sim 80 \text{Å}$  экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретические кривые. Таким образом, при больших толщинах сдвиг основного состояния экситона в точности соответствует изменению ширины запрещенной зоны за счет размерного квантования, а его энергия связи не меняется. При уменьшении толщины  $d \leq a_0$  экспериментальные точки все более отклоняются от теоретических кривых, что соответствует заметному увеличению энергии связи свободного

экситона. На вставке рис. 2 показана, полученная из этих данных зависимость энергии связи экситона  $\mathcal{E}_{\text{экс}}(d)$  (для подзон  $1hh - 1e$ ) от  $d$ . Следует отметить, что изменение энергии связи экситона почти линейно зависит от  $\ln d/d$ . Этот факт качественно согласуется с теорией (см. выражение (2)).

Результаты эксперимента и теории <sup>3</sup>, в том диапазоне где теория справедлива ( $d \approx 40 \text{ \AA}$ ) находятся в разумном согласии ( $\mathcal{E}_{\text{экс}}^{\text{теор}}(40 \text{ \AA}) \approx 40 \text{ мэВ}$ ,  $\mathcal{E}_{\text{экс}}^{\text{эксп}}(40 \text{ \AA}) \approx 60 \text{ мэВ}$ ).

Величина  $\mathcal{E}_{\text{экс}}^{\text{теор}}$  была получена при значениях  $1/\delta = 3$  и  $2\gamma_{nm} + 2C = 2, 2$ .

Таким образом экспериментально подтверждено, что энергетический спектр связанных состояний в тонком полупроводниковом слое в сильной степени зависит от диэлектрических проницаемостей, граничащих с ним сред.

Авторы признательны Б.М.Вулу, Л.В.Келдышу, С.В.Гапонову и А.П.Силину за чрезвычайно полезные обсуждения результатов данной работы.

#### Литература

#### Литература

1. Бабаев Н.А., Багаев В.С., Гапонов С.В., Копыловский Б.Д., Салащенко Н.Н., Стопачинский В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 524.
2. Келдыш Л.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 716.
3. Андрияшин Е.А., Силин А.П. ФТТ, 1980, 22, 2676.
4. Келдыш Л.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 244.
5. Consadori F., Frind R.F. Phys. Rev., 1970, B2, 4893.
6. Abdullaev A.G., Aksianov I.G., Mamedov A.I., Abdullaev K.I. Thin Sol. Films, 1981, 75, L7.
7. Агеев Л.А., Милославский В.К., Шкляревский И.Н. ФТТ, 1973, 15, 2794.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию

13 июля 1984г.