

КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ДЫРОК В АДИАБАТИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ЭЛЕКТРОНА

А.И.Екимов, А.А.Онущенко, Ал.Л.Эфрос

Исследованы спектры межзонного поглощения выращенных в прозрачной диэлектрической матрице микрокристаллов CdS размером от 15 до 30 Å. В области переходов на нижний уровень размерного квантования электрона обнаружена структура, обусловленная квантованием энергетического спектра дырки в адиабатическом потенциале ее кулоновского взаимодействия с электроном.

Несколько лет назад была разработана методика выращивания полупроводниковых микрокристаллов в объеме прозрачной диэлектрической матрицы стекла, позволяющая направленно варьировать их размер в широких пределах от нескольких десятков до тысяч ангстрем^{1, 2}. Методами оптической спектроскопии в таких гетерофазных системах были обнаружены эффекты размерного квантования энергетического спектра экситонов^{3, 4} и электронов^{2, 5}. В настоящей работе сообщается о наблюдении, предсказанного ранее теоретически⁶, эффекта квантования энергетического спектра дырок в потенциальной яме, обусловленной распределением плотности заряда электрона в микрокристалле.

На рис. 1 в качестве примера приведен спектр межзонного поглощения микрокристаллов CdS со средним значением радиуса $\bar{a} \approx 20 \text{ Å}$, измеренный при $T = 4,2 \text{ К}$ и спектры второй производной $\partial^2 A / \partial \lambda^2$, измеренные при $T = 4,2; 77$ и 300 К . Средний по образцу размер микрокристаллов измерялся методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей¹. Наблюдаемые в спектрах крупномасштабные осцилляции обусловлены, как было показано ранее⁵, переходами на уровни размерного квантования электрона в зоне проводимости. Как видно из этого рисунка, при низких температурах в спектральной области переходов на первый уровень размерного квантования электрона проявляется структура, отчетливо наблюда-

емая в спектрах второй производной при $T = 4,2$ и 77 К. По мере повышения температуры эта структура размывается и при комнатной температуре ее не удастся разрешить даже в спектрах второй производной. Аналогичная картина наблюдается в области радиусов микрокристаллов $15 \text{ \AA} \leq \bar{a} \leq 23 \text{ \AA}$, меньших, чем радиус экситона ($r_{\text{экс}} = 30 \text{ \AA}$) в кристаллах CdS. Величина расщепления зависит от размера микрокристаллов и растет по мере уменьшения \bar{a} .

Как было показано в теоретической работе ⁶ наблюдаемое явление может быть связано с кулоновским взаимодействием рождаемой при поглощении кванта света электронно-дырочной пары. Действительно, в области размеров микрокристаллов $a < r_{\text{экс}}$ энергия движения электрона в квантовой яме гораздо больше энергии ее кулоновского взаимодействия с дыркой. Поэтому для полупроводниковых материалов с $m_e \ll m_h$ (m_e и m_h — эффективные массы электрона и дырки) кулоновский потенциал электрона, действующий на дырку, можно считать усредненным по быстрому движению электрона (адиабатическое приближение). В случае, если электрон находится на нижнем уровне размерного квантования этот потенциал имеет минимум в центре полупроводникового шара и вблизи дна может быть записан в следующем виде ⁶:

$$V(r_h) = -\alpha \frac{e^2}{\kappa a} + \frac{\pi^2}{3} \frac{e^2}{\kappa a} \frac{r_h^2}{a^2}; \quad r_h \ll a, \quad (1)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость кристалла, численный коэффициент $\alpha = 2 \int_0^\pi \sin^2 y/y \approx 2,4$ — учитывает распределение плотности заряда электрона на этом уровне, r_h^0 — величина смещения дырки от центра шара. Как видно из (1) учет кулоновского взаимодействия в микрокристаллах с радиусом меньшим радиуса экситона ($a < r_{\text{экс}}$) приводит к появлению для дырки дополнительной потенциальной ямы, глубиной порядка $e^2/\kappa a$.

Роль дополнительной потенциальной ямы в формировании энергетического спектра дырок существенным образом определяется соотношением глубины ямы и энергии размерного квантования дырок в микрокристалле. Относительный вклад этих величин зависит от размера микрокристаллов и может быть оценен по порядку величины. Легко показать, что энергия кулоновского взаимодействия $\sim e^2/\kappa a$ будет больше энергии размерного квантования дырок $\sim \hbar^2/m_h a^2$ при значениях радиусов микрокристаллов, удовлетворяющих условию:

$$a > \frac{\kappa \hbar^2}{m_h e^2} \equiv a_h,$$

где a_h — боровский радиус дырки. Для большинства полупроводниковых материалов $a_h \lesssim 10 \text{ \AA}$ и это условие выполняется вплоть до самых малых реально достижимых размеров микрокристаллов. Таким образом, оказывается, что в полупроводниковых материалах с $m_e \ll m_h$ энергетический спектр дырок определяется усредненным по движению электрона потенциалом кулоновского взаимодействия, а не их размерным квантованием в потенциальной яме микрокристалла, как это предполагалось в ⁷.

Поскольку для кристаллов CdS выполняется условие $m_e \ll m_h$ и величина боровского радиуса не превышает $a_h \lesssim 7 \text{ \AA}$, энергетический спектр дырок в исследуемой области размеров должен определяться потенциалом ее кулоновского взаимодействия с электроном. Как видно из (1) этот потенциал имеет вид потенциала трехмерного гармонического осциллятора. Движение дырки в таком потенциале приводит к появлению в ее энергетическом спектре эквидистантной серии уровней, расстояние между которыми определяется выражением ⁶:

$$\Delta \hbar \omega_h = \left(\frac{8}{3} \frac{e^2}{\kappa a} \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_h a^2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Волновые функции дырок, соответствующие этим состояниям, существенно отличаются от волновых функций, описывающих их движение в отсутствие кулоновского взаимодействия.

вия. В результате, правила отбора изменяются и оптические переходы с каждого из этих уровней на нижний уровень размерного квантования становятся разрешенными ⁶. Именно это обстоятельство и приводит к появлению структуры в спектре межзонных переходов на первый уровень размерного квантования электрона (см. вставку на рис. 1).

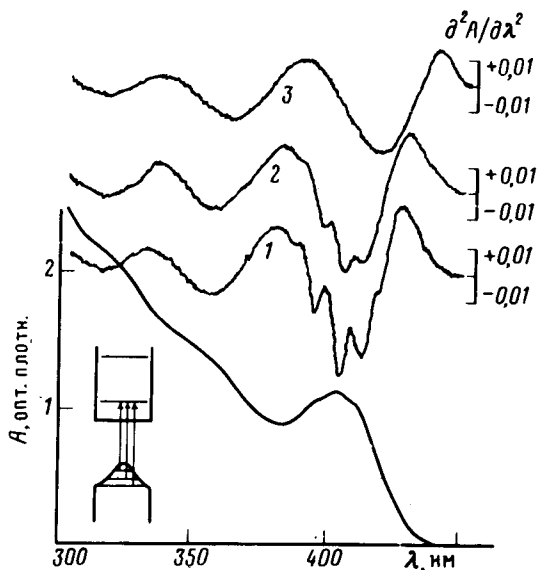


Рис. 1. Спектр межзонного поглощения микрокристаллов CdS ($a = 20 \text{ \AA}$) при $T = 4,2\text{K}$ и спектры второй производной $\partial^2 A / \partial \lambda^2$ при $T = 4,2\text{K}$ — (1); $T = 77\text{K}$ — (2) и $T = 300\text{K}$ — (3);

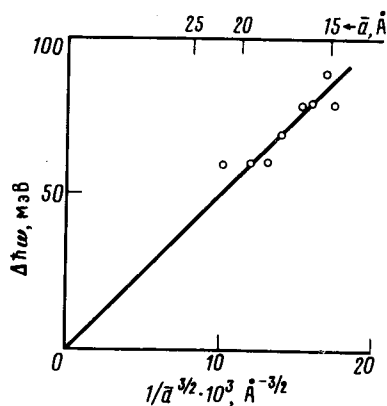


Рис. 2. Экспериментальная зависимость величины расщепления от размера микрокристаллов

На рис. 2 приведена экспериментальная зависимость расщепления $\Delta \hbar \omega$ от величины среднего радиуса микрокристаллов \bar{a} . Как видно, величина расщепления действительно пропорциональна $\bar{a}^{-3/2}$ в соответствии с (2). Таким образом, наблюдаемое явление качественно описывается в рамках простейшей модели, учитывающей взаимодействие электрона с дыркой в простой параболической зоне. Однако, для количественного анализа экспериментальных результатов необходима теория, учитывающая реальную структуру валентной зоны CdS.

Таким образом, полученные результаты показывают, что в области размером микрокристаллов $r_{\text{экс}} < a < a_h$ кулоновское взаимодействие приводит к появлению дополнительной потенциальной ямы, которая и определяет энергетический спектр дырок в микрокристалле. Отметим, что подобное явление должно иметь место и в квазидвумерных структурах с квантовыми ямами.

Литература

1. Голубков В.В., Екимов А.И., Онущенко А.А., Цехомский В.А. Физ. и хим. стекла, 1981, 7, 397.
2. Екимов А.Н., Онущенко А.А. Труды Всесоюзной конференции по физике п/п. Баку, 1982, с. 176.
3. Екимов А.И., Онущенко А.А. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 363.
4. Екимов А.И., Онущенко А.А., Плюхин А.Г., Эфрос Ал.Л. ЖЭТФ, 1985, 88, 1490.
5. Екимов А.И., Онущенко А.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 337.
6. Эфрос А.Л., Эфрос А.Л. ФТП, 1982, 16, 1209.
7. Brus L.E. J. Chem. Phys., 1984, 80, 4403.