

## РАЗМЕРНОЕ КВАНТОВАНИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

*Н.А.Бабаев, В.С.Багаев, С.В.Гапонов, Б.Д.Копыловский,  
Н.Н.Салащенко, В.Б.Стопачинский*

В спектрах пропускания тонких пленок теллурида кадмия при гелиевых температурах обнаружена тонкая структура, обусловленная экситонными переходами между размерно квантованными зонами. В результате анализа экспериментальных данных определены объемные значения эффективных масс легких и тяжелых дырок.

В настоящей работе изучалось пропускание тонких мозаичных монокристаллических пленок теллурида кадмия в области границы собственного поглощения. Поскольку все основные эксперименты проводились при гелиевых температурах, поглощение в CdTe в данном интервале определяется экситонными эффектами.

Для получения пленок теллурида кадмия использовался метод лазерного напыления<sup>1</sup> на подогретые до  $T \sim 300^\circ\text{C}$  подложки из монокристаллов KBr. Затем, в том же вакуумном объеме полученная структура охлаждалась с выдержкой при температуре  $275^\circ\text{C}$  в течение трех часов.

Электроннографические исследования полученных образцов показали, что мы имеем дело с монокристаллическими слоями со структурой сфалерита. Кроме того на всех исследованных образцах методом эллипсометрии проводились предварительные измерения толщины пленок, после чего они переносились на подложки из  $MgF_2$ , т. е. на материал с близкими по сравнению с  $CdTe$  коэффициентами теплового расширения.

Измерения пропускания проводились по двухлучевой схеме, которая была реализована благодаря использованию обтюратора с двумя рядами отверстий<sup>2</sup>, расположенных на разных расстояниях от центра диска. С помощью этого обтюратора и решеточного монохроматора SPM-2 получались два одинаковых монохроматических пучка света, промодулированных с частотой  $\omega = 200$  Гц и сдвинутых по фазе друг относительно друга на  $\pi/2$ . Один из этих пучков проходил через пленку  $CdTe (MgF_2)$ , помещенную в гелиевый криостат, а другой (канал сравнения) через пленку  $CdTe (MgF_2)$  с приблизительно одинаковой толщиной, но находящуюся при комнатной температуре. Затем оба пучка фокусировались на приемник (фотоумножитель типа ФЭУ-83), и их разность регистрировалась узкополосным усилителем с синхронным детектором (РАР 186А). Подбирая толщину пленки, находящейся при  $T = 300K$  (канал сравнения), можно добиться, чтобы измеряемый сигнал был минимальным в области спектра  $\hbar\omega \gtrsim E_g(d)$  при  $T = 2K$ . Поскольку любые особенности в спектре поглощения при комнатной температуре сильно размыты, оказалось возможным выявить слабую тонкую структуру в пропускании пленки при  $T = 2K$  за счет увеличения чувствительности измерительной установки.

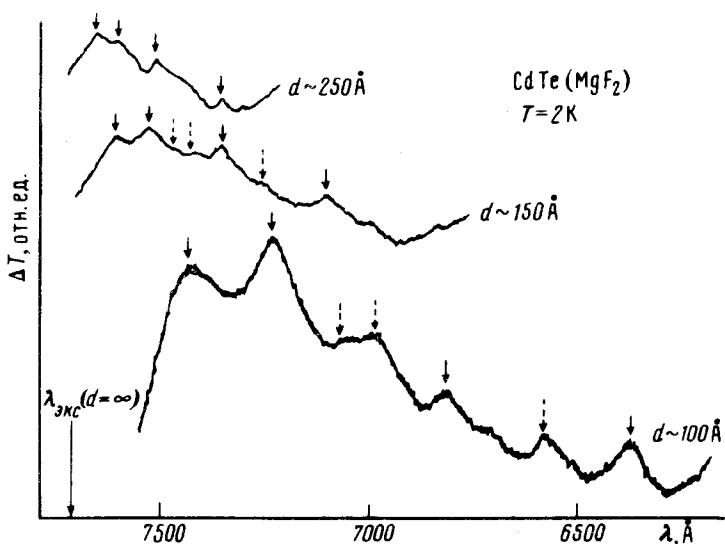


Рис. 1

На рис. 1 приведены полученные таким образом спектры  $\Delta T$  (изменение пропускания) для трех пленок с разными толщинами. Из рисунка видно, что наблюдаемая в спектре  $\Delta T$  структура при уменьшении толщины сдвигается в коротковолновую сторону с одновременным увеличением энергетического интервала между соседними (идентичными) максимумами. Такое поведение спектров в зависимости от толщины пленки можно рассматривать как качественное доказательство существования размерного квантования.

При количественной интерпретации полученных экспериментальных данных прежде всего необходимо учитывать, что в тонких пленках за счет размерного квантования должно сниматься вырождение валентной зоны. При этом зоны легких и тяжелых дырок квантуются при  $K = 0$  независимо друг от друга<sup>3</sup>, и на опыте должны наблюдаться два типа экситонных оптических переходов, интенсивность которых определяется симметрией соответствующих волновых функций, т. е. по сути дела номерами „ $n$ ” размерно квантованных зон в

начальном и конечном состояниях и „принадлежностью” экситонов к зоне легких, либо тяжелых дырок.

Учитывая, что возмущение, приводящее к снятию вырождения валентной зоны в тонких пленках, аналогично с точки зрения изменения симметрии кристалла одноосному сжатию, то квантованные зоны тяжелых дырок должны иметь симметрию  $\Gamma_9$ , а квантованные зоны легких дырок —  $\Gamma_7$ <sup>4</sup>. Поэтому, основные правила отбора для междузонных оптических переходов можно записать следующим образом:  $\Delta l = 0$ , а переходы  $\Gamma_9 \rightarrow \Gamma_7$  (зона проводимости) разрешены для поляризации света  $\vec{k} \perp z$ , где ось  $z$  перпендикулярна плоскости пленки.

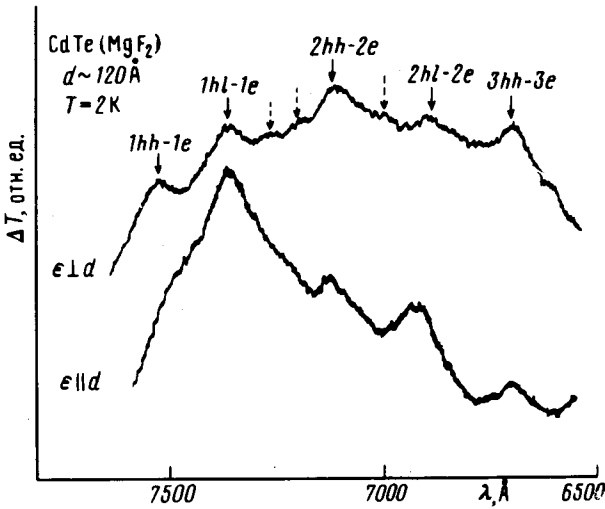


Рис. 2

На рис. 2 показаны результаты поляризационных измерений, на основании которых удается идентифицировать некоторые оптические переходы. Наблюдаемые нарушения правил отбора объясняются тем обстоятельством, что в экситонные состояния существенный вклад вносит область  $K$ -пространства  $\sim 1/a_0$  ( $a_0$  — боровский радиус экситона), где необходимо учитывать взаимодействие квантованных зон легких и тяжелых дырок<sup>3</sup>.

Для количественного описания энергетического положения тех или иных экситонных переходов потребовалось учесть конечную глубину потенциальной ямы, которая полагалась равной работе выхода из CdTe  $\varphi_0 \sim 4,5$  эВ, а также перенормировку эффективной массы электронов  $m_e$  и легких дырок  $m_{hl}$  в рамках теории Кэйна для трехзонной модели<sup>5</sup>.

Для  $m_e(d)$  и  $m_{hl}(d)$  были получены следующие выражения:

$$\frac{m_e(d)}{m_0} = \frac{1}{2} \frac{m_e}{m_0} \left[ 1 + \sqrt{1 + 4 \frac{2E_{g0} + \Delta_{s0}}{E_{g0} + \Delta_{s0}} \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_e d^2 E_{g0}}} \right],$$

$$\frac{m_{hl}(d)}{m_0} = \frac{1}{2} \frac{m_{hl}}{m_0} \left[ 1 + \sqrt{1 + 4 \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_{hl} d^2 E_{g0}}} \right],$$

где  $m_e(hl)$  — объемные значения эффективных масс электронов и легких дырок соответственно. При выводе этих соотношений были опущены члены, пропорциональные  $\left( \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_e(hl)d^2 E_{g0}} \right)^2$ , а также было учтено, что  $\frac{m_0}{m_e(hl)} \gg 1$ .

В результате обработки экспериментальных данных необходимо было, во-первых, уточнить толщину исходных образцов и, во-вторых, определить значения эффективных масс

легких и тяжелых дырок, которые оценивались лишь теоретически в работе <sup>6</sup> и составляют  $m_{hl} = 0,103 m_0$  и  $m_{hh} = 1,38 m_0$ . Объемное значение эффективной массы электронов в CdTe полагалось известным  $m_e = 0,096 m_0$  <sup>7</sup>.

Обработка экспериментальных данных проводилась следующим образом. Для не очень тонких образцов ( $d \approx 250 \text{ \AA}$  и  $d \approx 150 \text{ \AA}$ ) из спектров  $\Delta T$  (рис. 1) определялась разность  $E_{1hh}^{1e} - E_{1hl}^{1e}$ , которая приравнивалась к полученной расчетным путем величине энергетического интервала между первой и второй электронными зонами. В этом приближении, т.е. пренебрегая квантованием зоны тяжелых дырок, можно уточнить толщины этих пленок. Затем в том же приближении, зная толщины, из энергетического интервала  $E_{1hl}^{1e} - E_{1hh}^{1e}$  определялась эффективная масса легких дырок  $m_{hl}(d)$  и ее объемное значение  $m_{hl}$ . Если теперь считать, что величина  $m_{hl}$  известна, то из спектров  $\Delta T$  пленки с  $d \approx 100 \text{ \AA}$  можно попытаться оценить эффективную массу тяжелых дырок  $m_{hh}$ . Однако, квантование зоны тяжелых дырок оказалось порядка экспериментальной ошибки ( $\sim 5 \text{ мэВ}$ ). Поэтому для  $m_{hh}$  можно указать лишь нижнюю границу  $m_{hh} > 1,5 m_0$ . Предложенный метод обработки экспериментальных данных, когда с теорией сравнивается разность энергетических положений экситонов, позволяет существенно уменьшить влияние размерного квантования энергетического спектра экситона <sup>8</sup>. Основные экспериментальные данные и результаты их теоретической обработки приведены в таблице.

$d$ ( $\text{\AA}$ )	$E_{1hh}^{1e} - E_0$ мэВ	$E_{1hl}^{1e} - E_0$ мэВ	$E_{2hh}^{2e} - E_{1hh}^{1e}$ мэВ	$E_{1hl}^{1e} - E_{1hh}^{1e}$ мэВ	$d^*$ ( $\text{\AA}$ )	$\frac{m_{hl}}{m_0}$	$\frac{m_{hh}}{m_0}$
250	10	19	29	9	196	0,136	—
150	20	38	55	18	132	0,135	—
120	36	63	90	27	95	0,14	—
100	70	117	154	47	70	0,135	1,5

В заключение следует отметить, что исследование размерного квантования при наличии достаточно подробной теории является одним из наиболее эффективных методов изучения зонной структуры полупроводников, позволяя определять эффективные массы свободных носителей даже в том случае, когда другие методы оказываются малоэффективными.

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

#### Литература

1. Гапонов С.В., Салашенко Н.Н. Электронная промышленность, 1976, вып. 1, 11.
2. Mollenauer L.F., Olson D.H. Rev. Sci. Instrum., 1975, 46, 677.
3. Дьяконов М.И., Хаецкий А.В. ЖЭТФ, 1982, 82, 1584.
4. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
5. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп, М.: Мир, 1967, 402.
6. Lawaetz P. Phys. Rev., 1971, В4, 3460.
7. Kanazawa K.K., Brown F.C. Phys. Rev., 1964, А 135, 1757.
8. Келдыш Л.В. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 716.

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

Институт прикладной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
6 апреля 1983 г.