

**ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И РЕЗОНАНСНОЕ КР  
СУБМОНОСЛОЕВ CdTe В ПЛЕНКАХ ZnTe, ПОЛУЧЕННЫХ  
МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ**

*B.C.Багаев, B.B.Зайцев, B.B.Калинин, B.D.Кузьмин, C.P.Октябрьский,  
A.F.Плотников*

*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия*

*\* Институт физики полупроводников РАН  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 8 июня 1993 г.  
После переработки 29 июня 1993 г.

Обнаружено, что при введении в ZnTe субмонослоев ( $\approx 0,25$  монослоя) CdTe в спектрах излучения, комбинационного рассеяния и отражения появляются интенсивные линии, обусловленные возникновением новых экситонных состояний.

В последнее время проявляется большой интерес к изучению свойств ультратонких квантовых ям, представляющих собой ультратонкие слои одного полупроводника, введенного в другой [1-5]. Толщина слоев составляет от одного до нескольких монослоев. В этом случае удается получить совершенные структуры без дислокаций несоответствия даже в случае большого рассогласования решеток материалов барьера и ямы. В данной работе методами низкотемпературной оптической спектроскопии и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения исследованы структуры, схематично изображенные на рис.1, представляющие собой как "чистые" пленки ( $W_0$ ) ZnTe, так и пленки ZnTe, в которые введены один ( $W_1$ ) и два ( $W_2$ ) субмонослой CdTe.

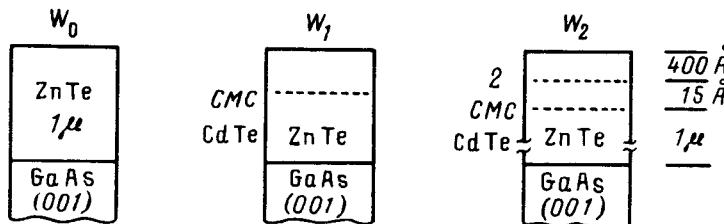


Рис.1. Схематичное изображение исследованных структур  $W_0$ ,  $W_1$ ,  $W_2$

Исследованные структуры получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии из раздельных источников с контролем нанесения слоев по осцилляциям интенсивности дифракции быстрых электронов на отражение. Измерения спектров (СП) фотолюминесценции (ФЛ), комбинационного рассеяния (КР) и отражения света ( $R(\lambda)$ ) проводились в диапазоне температур 5–80 K на двойном монохроматоре с разрешением не хуже 0,5 Å. Образцы возбуждались аргоновым лазером ILA-120, работавшим в режиме генерации отдельных линий. Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии проводились в конфигурации поперечного сечения на микроскопе Филипс CM-30 с ускоряющим напряжением 300 кВ и разрешением 2 Å.

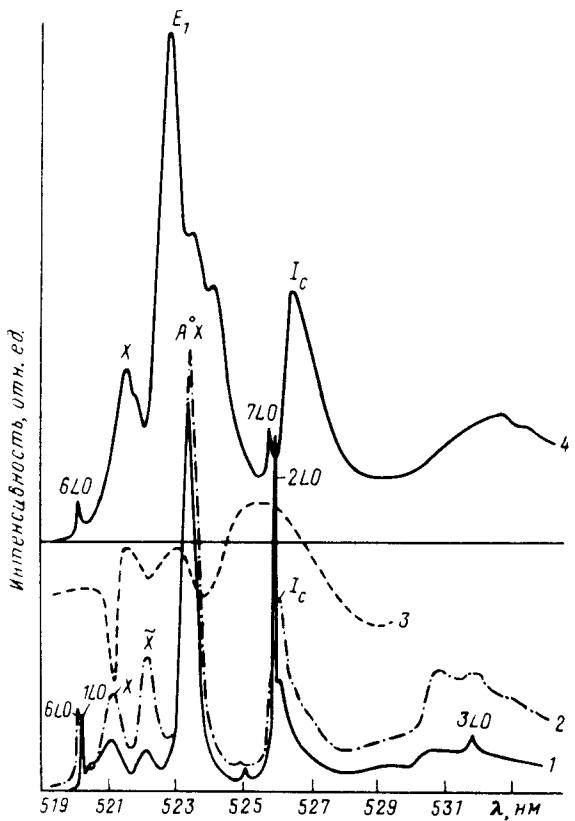


Рис.2. Спектры при  $T = 5\text{ K}$   $W_0$   
ФЛ/КР: 1 –  $\lambda_L = 4880\text{ \AA}$ ; 2 –  
 $\lambda_L = 5145\text{ \AA}$ ; 3 –  $R(\lambda)$ ; 4 –  
ФЛ/КР  $W_1$ ,  $\lambda_L = 4880\text{ \AA}$

Как будет показано ниже, новые линии в спектрах ФЛ/КР, обусловленные введением субмонослоев CdTe, попадают в область краевого излучения ZnTe, поэтому мы начнем с обсуждения спектров чистого ZnTe ( $W_0$ ). На рис.2 приведены спектры ФЛ/КР (СП 1, 2) при двух различных частотах возбуждения и спектры  $R(\lambda)$  (СП 3) структур  $W_0$  при  $T = 5\text{ K}$ . Наши результаты оказались аналогичными приведенным в ряде работ [6–8]. Однако анализ большого количества спектров, полученных при разных частотах возбуждения и различных температурах, привел нас к несколько иной интерпретации линий  $X$ ,  $\tilde{X}$ ,  $I_o$  и  $I_o - LO$  в спектрах ФЛ, нежели в [6–8]. Линия  $X$  ( $2,3783\text{ эВ}$ ) совпадает с положением наиболее сильного минимума в отражении, который, как известно [9], близок по энергии к дну экситонной зоны. Появление второй линии –  $\tilde{X}$  ( $2,3734\text{ эВ}$ ) – рядом с дном экситонной зоны определяется поляритонами, выходящими из глубины пленки. Линии  $I_o$  и  $I_o - LO$  обусловлены излучением из максимума поляритонного распределения с испусканием, соответственно, одного и двух  $LO$  фотонов. Интенсивная линия  $A^0X$  ( $\hbar\omega = 2,368\text{ эВ}$ ) связана с излучением экситона, локализованного на нейтральном акцепторе As<sup>6</sup>. КР на фононах проявляется в спектрах в виде узких линий. В порядке уменьшения их энергий они соответствуют КР с испусканием, соответственно,  $LO$ ,  $LO + TO$ ,  $2LO$  и  $3LO$  фононов при возбуждении  $\lambda_L = 5145\text{ \AA}$ (СП 1) и  $6LO$ ,  $7LO$  при возбуждении  $\lambda_L = 4880\text{ \AA}$ (СП 2). Подробное изложение и обоснование приведенной выше интерпретации спектра ФЛ ZnTe будет дано в другой работе.

Изучение структур  $W_1$  и  $W_2$  методом просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения позволило сделать следующие заключения об их строении: 1) субмонослои представляют собой систему изолированных островков с латеральными размерами 40–60 Å, расположенных с периодом 140–180 Å; 2) границы раздела CdTe/ZnTe свободны от протяженных дефектов, связанных с релаксацией больших напряжений несоответствия.

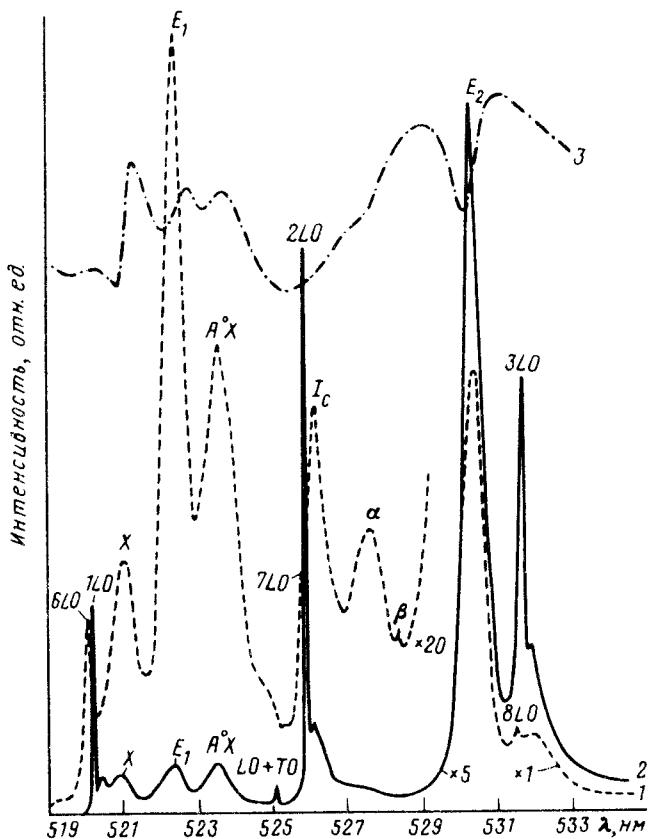


Рис.3. Спектры при  $T = 5\text{ K}$   $W_2$  ФЛ/КР: 1 –  $\lambda_L = 4880\text{ \AA}$ ; 2 –  $\lambda_L = 5145\text{ \AA}$ ; 3 –  $R(\lambda)$

В спектрах ФЛ образца  $W_1$  (рис.2, СП 4) с коротковолновой стороны от линии  $A^0X$  появляется новая линия  $E_1$  ( $\hbar\omega = 2,371\text{ эВ}$  при  $T = 5\text{ K}$ ). Близкие по энергии линии наблюдаются в образце  $W_2$ , а также в других исследованных нами структурах, содержащих субмонослои CdTe. Естественно предположить, что  $E_1$  обусловлена экситоном, локализованным субмонослоем CdTe. Это предположение подкрепляется нашим расчетом, согласно которому энергия экситона, локализованного субмонослоем CdTe, должна лежать в области краевой ФЛ ZnTe. Линии  $A^0X$  и  $E_1$  имеют разные зависимости интенсивности  $I$  от температуры, что лишний раз указывает на разную их природу:  $I(A^0X) \Rightarrow 0$  при  $T > 30\text{ K}$ , а  $I(E_1) \Rightarrow 0$  при  $T > 70\text{ K}$ . Пожалуй, наиболее ярким проявлением наличия субмонослоя CdTe является обнаруженный нами в  $W_1$  эффект многофононного резонансного КР с испусканием девяти и тридцати  $LO$  фононов при возбуждении линиями  $4765\text{ \AA}$  и  $4579\text{ \AA}$ , соответственно. Линии КР  $9LO$  и  $13LO$  лежат по энергии чуть ниже  $E_1$  и не наблюдаются в пленках ZnTe. В спектрах ФЛ  $W_2$  появляется новая интенсивная линия  $E_2$  с энергией  $\hbar\omega = 2,338\text{ эВ}$  при  $T = 5\text{ K}$ . На рис.3 при  $T = 5\text{ K}$  приведены спектры

ФЛ/КР образца  $W_2$  при возбуждении линиями  $5145\text{ \AA}$ (СП 1) и  $4880\text{ \AA}$ (СП 2), а также спектр  $R(\lambda)$  (СП 3). Видно, что в спектре  $R(\lambda)$  при энергии, примерно совпадающей с линией  $E_2$ , наблюдается минимум. Этот факт указывает на экситонную природу  $E_2$  [1]. Наличие экситонного состояния  $|E_2\rangle$  проявляется также в спектрах резонансного КР. Появление в СП 1 аномально большой по сравнению с другими образцами линии  $3LO$  КР обусловлено близостью энергий  $3LO$  КР и  $E_2$ , что является типичным проявлением резонансного эффекта в КР [10]. По этой же причине в СП 2 видна линия  $8LO$  КР, не проявляющаяся в пленке ZnTe. Естественно предположить, что линия  $E_2$  обусловлена излучением экситона, локализованного двумя близко расположенным ( $\approx 5$  монослоев ZnTe) субмонослоями CdTe. Расчет в приближении плоских ям CdTe показывает, что разница в энергиях экситонов в изолированной и двух связанных (в квантовомеханическом смысле) монослойных квантовых ямах с точностью до  $10\text{ мэВ}$  совпадает с разницей в энергиях излучения  $E_1$  и  $E_2$ . Этот факт может служить дополнительным аргументом в пользу предложенной выше интерпретации этих линий. Небольшое расхождение ( $\approx 40\text{ мэВ}$ ) между теоретическими и экспериментальными значениями энергий  $E_1$  и  $E_2$ , малое по сравнению с наблюдаемыми большими сдвигами энергий экситонов ( $> 750\text{ мэВ}$ ) по отношению к объемному значению в CdTe, может быть связано, во-первых, с существующим в литературе разбросом в значениях  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_V$  и параметров, характеризующих деформационные сдвиги в CdTe, и, во-вторых, с упрощениями, содержащимися в рассчитываемой модели (идеально плоские прямоугольные квантовые ямы). Как показывают наши расчеты, учет дополнительного квантования, обусловленного малостью латеральных размеров островков CdTe, приводит к коротковолновому сдвигу на  $20\text{--}30\text{ мэВ}$ , в результате чего рассчитанные значения энергий оказываются очень близкими к экспериментальным. Линия  $\beta$  на рис.3 (СП 2) эквивалентна по природе  $E_2$ , с тем лишь отличием, что толщина барьера ZnTe в этом случае на один монослой больше. Этот вывод делается на основании совпадения экспериментального и рассчитанного значений энергий линий  $E_2$  и  $\beta$ . Линия  $\alpha$ , по-видимому, соответствует включениям CdTe, сдвинутым друг относительно друга в латеральном направлении. Этот случай рассчитать трудно, однако ясно, что энергия экситона в такой модели должна быть больше по сравнению с ситуацией, соответствующей линии  $E_2$ . Причина появления  $\alpha$  и  $\beta$  в спектре при  $\lambda_L = 5145\text{ \AA}$  (резонансное возбуждение экситона) и отсутствие их при  $\lambda_L = 4880\text{ \AA}$  определяется различием в кинетике захвата экситонов и электронно-дырочных пар квантовыми ямами. Этот эффект наблюдался на ряде структур с квантовыми ямами различной ширины и в настоящее время является предметом наших исследований.

Расчеты энергий экситонов проводились как в приближении огибающих волновых функций, так и методом, аналогичным тому, который применяется при расчете энергий экситонов, локализованных на изоэлектронных примесях в объемных полупроводниках [11]. Результаты оказались близкими. В связи с этим стоит отметить, что тот необычный факт, что метод огибающих волновых функций хорошо описывает экспериментальные результаты, в случае ультратонких слоев отмечался также в работах [1,2,5], в которых исследовались изолированные и связанные монослойные квантовые ямы InAs в GaAs.

Таким образом, показано, что при введении в ZnTe субмонослоев CdTe возникают островки CdTe, приводящие к появлению новых экситонных состо-

яний, проявляющихся в спектрах ФЛ, КР и  $R(\lambda)$ . Энергии экситонов хорошо описываются в рамках модели монослойных островков.

- 
1. O.Brandt, H.Lage and K.Ploog, Phys. Rev. B43, 14285 (1991).
  2. M.Sato and Y.Horikoshi, J. Appl. Phys. 60, 851 (1989).
  3. O.Brandt, L.Tapfer, K.Ploog et al. Phys. Rev. B44, 8043 (1991-1).
  4. J.Cibert, Y.Gobil et al. Appl. Phys. Lett. 56, 292 (1990).
  5. K.Shiraishi and Euchi Yamaguchi, Phys. Rev. B42, 3064 (1990).
  6. H.P.Wagner, W.Kunh, W.Gebhardt, J.Cryst. Growth 101, 199 (1990).
  7. J.Gutowski, Semicond. Science and Techn. 6, A51 (1991).
  8. Le Si Dang, J. Cibert et al. Appl. Phys. Lett. 55, 235 (1989).
  9. С.И.Пекар, Кристаллооптика и добавочные световые волны. Киев, Наукова думка, 1982, с. 295
  10. M.Cardona, Light Scattering in Solids II, vol.50 Topics in Appl. Phys., Ed. M.Cardona and G.Güntherodt, Berlin, Springer, 1982.
  11. Ф.Бассани и Дж.П.Парравичини, Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах, М.: Наука, 1982, с.332.