

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В НАПРЯЖЕННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ $\text{CdTe}/\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$

*И.Е.Трофимов, М.В.Петров, Ф.Ф.Балакирев, В.Д.Кузьмин<sup>1)</sup>,  
А.Е.Милохин*

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

<sup>1)</sup>*Институт физики полупроводников Сибирское отделение РАН,  
630090, Новосибирск*

Поступила в редакцию 13 декабря 1991 г.

После переработки 18 февраля 1992 г.

Исследованы спектры комбинационного рассеяния света (КРС) в напряженных сверхрешетках (СР)  $\text{CdTe}/\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ . Впервые однозначно установлено распределение упругих деформаций между слоями.

Напряженные сверхрешетки  $\text{CdTe}/\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  привлекают к себе большое внимание как перспективные объекты для практических применений. Благодаря значительному (до 6,5%) различию в постоянных решеток и большим деформационным потенциалам можно в широких пределах управлять величинами потенциальных барьеров на границе раздела. При этом, благодаря малому разрыву валентных зон, варьируя величину и знак деформации можно получать СР как первого, так и второго рода. Возможна также и довольно экзотическая ситуация, когда СР является одновременно СР первого рода для тяжелых дырок и СР второго рода для легких.

Таким образом зонная структура СР  $\text{CdTe}/\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  в значительной мере определяется распределением упругих деформаций между слоями. Однако имеющиеся по этому вопросу данные противоречивы <sup>1,2</sup>. В работе <sup>2</sup> на основании данных исследований КРС утверждается, что реализуется так называемая "free standing" конфигурация (FSC), при которой постоянная решетки в плоскости перпендикулярной оси СР зависит лишь от соотношения толщин слоев:

$$a_{\parallel} = [(a_{\text{CdTe}} + a_{\text{ZnCdTe}})d_{\text{ZnCdTe}}/d_{\text{CdTe}}][1 + (d_{\text{ZnCdTe}}/d_{\text{CdTe}})]^{-1}. \quad (1)$$

В то же время в работе <sup>1</sup> показано, что распределение деформаций не всегда соответствует FSC. В этом вопросе имеется существенное отличие от традиционных III-V сверхрешеток <sup>3</sup>, где FSC наблюдается при большом количестве периодов. Как показано в ряде работ <sup>1,2,4</sup> СР  $\text{CdTe}/\text{ZnCaTe}$  могут быть FSC даже при малом числе периодов. Наша задача состояла в идентификации поведения СР  $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$ .

Необходимо отметить, что структурное совершенство напряженных СР существенным образом зависит от толщины составляющих их слоев. При толщине слоев больше критической  $d_c$  происходит релаксация упругих напряжений посредством образования дислокаций несоответствия. Поскольку работы <sup>1,2</sup> выполнены на СР  $\text{CdTe}/\text{ZnTe}$  с толщинами слоев большими чем  $d_c = 6$  монослоев (ML) для этой гетероструктуры <sup>5</sup>, полученные в них результаты зависели от степени и механизма релаксации. В этом, на наш взгляд и кроется причина разногласий данных работ <sup>1</sup> и <sup>2</sup>. Для того чтобы получить достоверные данные о распределении упругих деформаций в этих СР, и, следовательно, об их зонной структуре, необходимо выполнить измерения на достаточно большой серии образцов с толщинами меньшими критической. Это становится возможным при использовании в качестве барьерных слоев  $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ , критическая толщина для которых существенно больше ( $d_c > 50$  ML для  $x = 0,2$ ).

Нами исследованы СР  $\text{CdTe}/\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ , выращенные методом молекулярной эпитаксии. В качестве подложки использовался полуизолирующий GaAs, на который напылялся толстый ( $\approx 1\text{ мкм}$ ) буферный слой CdTe. Рост слоев контролировался *in situ* по осцилляциям интенсивности зеркального рефлекса дифракции быстрых электронов, что обеспечивает прямое измерение толщин слоев. Спектры КРС регистрировались при температурах 77 и 300 К в брюстерской геометрии квазиобратного рассеяния при возбуждении ионным аргоновым лазером  $\lambda = 514,5\text{ нм}$ .

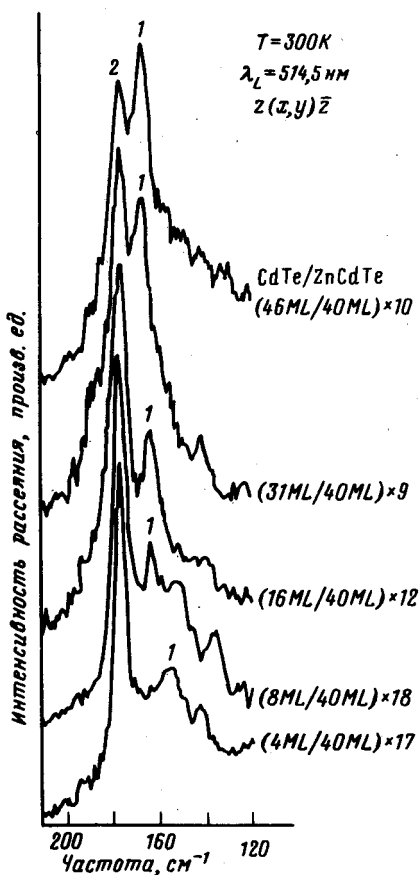


Рис.1. Спектры КРС СР  $\text{Zn}_{0,2}\text{Cd}_{0,8}\text{Te}/\text{CdTe}$  с различными толщинами слоев CdTe

На рис.1 представлены спектры КРС пяти образцов с одинаковыми толщинами слоев  $\text{Zn}_{0,2}\text{Cd}_{0,8}\text{Te}$  и различными толщинами слоев CdTe. На спектрах четко видны: линия 1, смещающаяся по мере роста толщины слоев CdTe от 158 до  $167,5\text{ см}^{-1}$ ; линия 2 - положение которой ( $178\text{ см}^{-1}$ ) не меняется во всех спектрах. Интенсивность линии 1 увеличивается пропорционально росту толщины слоев CdTe в СР, а ее частота в СР с наиболее толстыми слоями совпадает с частотой LO-фонона в ненапряженном объемном CdTe. При уменьшении толщины слоев CdTe смещение этой линии в низкоэнергетическую область, как показывают проведенные нами расчеты, вызвано локализацией фононов <sup>6</sup> в слоях CdTe (см. рис.2). На основании вышесказанного мы сделали вывод, что линия 1 обусловлена КРС на LO-фононах в слоях CdTe, причем эти слои в СР не напряжены. Разумно предположить, что вторая из наблюдаемых в спектрах КРС линий связана с LO-фононами в слоях

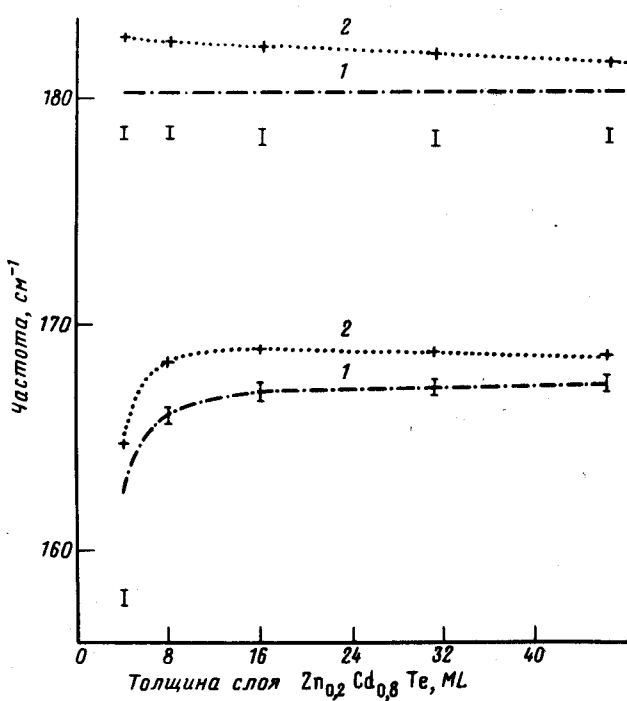


Рис.2. Зависимость частоты линий КРС СР  $Zn_{0,2}Cd_{0,8}Te/CdTe$  от толщины слоя  $Zn_{0,2}Cd_{0,8}Te$ . 1 - Расчетные значения частот для когерентной конфигурации напряжений. 2 - Расчетные значения частот для FSC. При расчетах учтен сдвиг фононных частот, связанный с локализацией фононов в слоях

$Zn_xCd_{1-x}Te$ . Необходимо отметить, что ширины обеих линий примерно равны ширине фононных линий в объемных образцах. Это указывает на высокое кристаллическое совершенство слоев и отсутствие релаксации напряжений. В этом случае слои  $Zn_xCd_{1-x}Te$  в СР должны быть напряжены, а их постоянная решетки в плоскости СР должна быть той же, что и у слоев  $CdTe$ , то есть равняться объемному значению в  $CdTe$ . Под действием напряжений частоты  $LO$ -фононов барьерного слоя  $Zn_xCd_{1-x}Te$  сдвинутся на величину  $\Delta\omega_{LO} = \frac{\delta\omega}{\delta p} \cdot X$ , где  $\frac{\delta\omega}{\delta p}$  - барический коэффициент сдвига фононной частоты, а  $X$  - компонента тензора напряжений в плоскости слоев. Для СР с ориентацией (100):

$$X = \frac{a_{CdTe} - a_{ZnCdTe}}{a_{ZnCdTe}} \cdot \frac{1}{(S_{11} + S_{12})_{ZnCdTe}} \quad (2)$$

и зависит лишь от концентрации  $Zn$ . Подставляя численные значения <sup>7,8</sup> найдем  $\Delta\omega_{LO} = 2,8 \text{ см}^{-1}$ . Частота  $LO_1$ -фонона в ненапряженном  $Zn_{0,2}Cd_{0,8}Te$  равна  $183 \text{ см}^{-1}$  <sup>7</sup>. С учетом рассчитанных выше деформационных сдвигов, в спектрах КРС СР с барьерным слоем из  $Zn_{0,2}Cd_{0,8}Te$  должна наблюдаться линия на частоте  $\omega_{LO_1} = 180,2 \text{ см}^{-1}$  (рис.1). Полученное значение  $\omega_{LO_1}$  несколько больше частоты линии 2, однако имеющиеся расхождения могут быть связаны с тем, что нам не известны упругие константы и барический коэффициент сдвига фононных частот для  $Zn_xCd_{1-x}Te$ , поэтому использова-

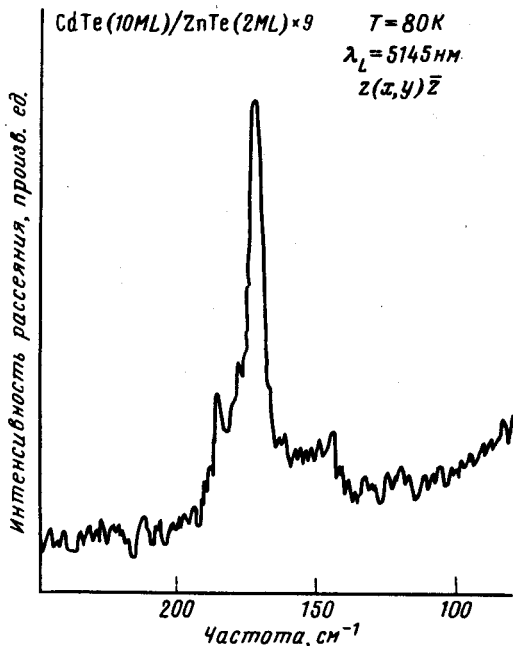


Рис.3. Спектр КРС СР ZnTe/CdTe

лись аппроксимированные значения. Аналогичные результаты получены на всех исследованных нами СР  $\text{Zn}_{0,2}\text{Cd}_{0,8}\text{Te}/\text{CdTe}$  с различными значениями слоев  $\text{Zn}_{0,2}\text{Cd}_{0,8}\text{Te}$  и  $\text{CdTe}$ . Кроме того, были измерены спектры КРС СР  $\text{Zn}_{0,1}\text{Cd}_{0,9}\text{Te}(10\text{ML})/\text{CdTe}(10\text{ML})$ , в которой различие в постоянных решеток меньше, и, следовательно, должны быть меньше сдвиги фоновых частот. Так же как и в случае СР  $\text{Zn}_{0,2}\text{Cd}_{0,8}\text{Te}/\text{CdTe}$  положение  $\text{CdTe}$  LO-фононного пика не отличалось от объемного, и была зарегистрирована линия на частоте  $175 \text{ см}^{-1}$ . Частота этой линии довольно хорошо соответствует рассчитанному значению  $175,5 \text{ см}^{-1}$  LO<sub>1</sub>-фонона в  $\text{Zn}_{0,1}\text{Cd}_{0,9}\text{Te}$  "растянутому" до постоянной решетки  $\text{CdTe}$ .

Полученные результаты однозначно показывают, что в исследованных СР с толщинами слоев, меньшими критических, распределение деформаций полностью определяется постоянной решетки буферного слоя, то есть происходит когерентный рост, при котором СР имеют псевдоморфную структуру с воспроизведением постоянной решетки буферного материала от слоя к слою. В то же время, полученные данные не могут быть объяснены в рамках FSC, поскольку в этом случае должны смещаться также линии фононов в  $\text{CdTe}$ , причем величина сдвигов в соответствии с (1) определяется отношением толщин слоев рис.2.

Такое распределение упругих деформаций наблюдается во всем диапазоне концентраций Zn. На рис.3 представлен спектр КРС СР  $\text{ZnTe}(2\text{ML})/\text{CdTe}(10\text{ML})$  на буферном слое  $\text{CdTe}$  при  $T = 77 \text{ К}$ . Линия  $172 \text{ см}^{-1}$  соответствует объемному значению для  $\text{CdTe}$  при  $T = 77 \text{ К}$ , а линия  $185 \text{ см}^{-1}$  LO-фонону в слоях  $\text{ZnTe}$  "натянутых" на решетку  $\text{CdTe}$ . Величина сдвига от объемного значения  $\omega_{LO} = 209 \text{ см}^{-1}$  равна  $\Delta\omega = 24 \text{ см}^{-1}$  и довольно хорошо согласуется с расчетным значением  $\Delta\omega = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 = 24,8 \text{ см}^{-1}$ . Где  $\Delta\omega_1 = 19,5 \text{ см}^{-1}$  - сдвиг вызванный напряжениями, а  $\Delta\omega_2 = 5,2 \text{ см}^{-1}$  - лока-

лизацией фононов. Необходимо отметить, что в случае FSC  $\Delta\omega = 21,7 \text{ см}^{-1}$  для ZnTe фонона, и должен быть заметный сдвиг  $\Delta\omega = 2,0 \text{ см}^{-1}$  частоты CdTe фонона.

Сравнение результатов данной работы с полученными ранее <sup>1,2</sup> показывает, что при увеличении толщины слоев распределение деформаций между слоями резко изменяется на FSC сразу после превышения  $d_c$ . Это позволяет сделать качественный вывод о том, что релаксация напряжений происходит посредством образования сетки дислокаций на границе CP - буферный слой, причем глубина проникновения дислокаций в CP аномально мала и составляет лишь несколько нанометров.

- 
1. J.Menendez et al., Appl.Phys.Lett. 50, 1101 (1987).
  2. M.K.Jackson et al., Appl.Phys.Lett. 55, 786 (1989).
  3. J.Y.Marzin et al., Superlatt. Microstr. 5, 51 (1989).
  4. R.H.Miles et al., Appl.Phys.Lett. 48, 1383 (1986).
  5. J.Cibert et al., Appl.Phys.Lett. 56, 292 (1990).
  6. M.Cardona, Superlatt. Microstr. 5, 27 (1989).
  7. D.J.Olego, P.M.Racchah and J.P.Faurie, Phys.Rev. B 33, 3819 (1986).
  8. B.Gill et al., Phys.Rev. B 40, 5522 (1989).