

УДК 621.315.592

**А. И. Белогорохов, Л. И. Белогорохова, А. Г. Белов,  
В. М. Лакеенков, Н. А. Смирнова**

*(Москва)*

**ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
РЕШЕТОЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КРИСТАЛЛАХ  $Cd_{1-x}Zn_xTe$   
В КВАЗИЛОКАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

Исследовались оптические свойства монокристаллов  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $0 < x < 0,2$ ) при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. Обнаружено, что в области составов  $0,04 < x < 0,05$  зависимости сил осцилляторов мод  $CdTe$  и  $ZnTe$  от состава отличаются от таковых для случая статистически равномерного распределения атомов металла в материале. Аналогичное отклонение наблюдается и в поведении частот продольных оптических фононов в указанной области составов.

Полупроводниковые твердые растворы  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  представляют собой перспективный материал для создания разнообразных оптоэлектронных и тепловизионных приборов [1, 2]. Они широко используются в качестве материала подложки при выращивании эпитаксиальных структур  $Cd_xHg_{1-x}Te$ , на основе которых уже созданы матричные инфракрасные (ИК) фотоприемники, работающие в спектральном диапазоне 3–5 и 8–14 мкм [3]. Монокристаллические образцы  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  состава ( $x \sim 0,2$ ) находят широкое практическое применение в связи с тем, что параметры их решетки и решетки  $Hg_{1-x}Zn_xTe$  совпадают [2]. Твердые растворы  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  также перспективны для создания на их основе высокоэффективных детекторов большой площади для регистрации гамма-излучения [4]. Намечившиеся тенденции в создании матричных инфракрасных фотоприемников и гамма-детекторов, имеющих большую площадь, диктуют жесткие требования к локальной однородности материала. Методы длинноволновой инфракрасной спектроскопии в сочетании с современными математическими подходами к анализу спектральных зависимостей позволяют получить достаточно уникальную информацию о локальных решеточных колебаниях [4], что, в свою очередь, дает возможность анализа реализации конфигурационного беспорядка или статистически равномерного распределения компонент кристаллических подрешеток.

**Приготовление образцов и методика эксперимента.** Кристаллы  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  ( $0 < x < 0,2$ ) выращивались методом Бриджмена. Из кристаллов вырезались монокристаллические пластины, ориентированные по кристаллографической плоскости (111). Далее пластины подвергались химико-

механической полировке. Концентрация собственных дефектов в образцах составляла порядка  $(0,8-1,0)10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Состав образцов контролировался методами рентгеновского энергодисперсионного анализа, атомной адсорбции, лазерной масс-спектрометрии путем измерения периода кристаллической решетки и по краю межзонного поглощения. Измерение значений параметров кристаллической решетки образцов ( $a_1$ ) проводилось методами рентгеновской дифрактометрии высокого разрешения. Дальнейший переход от этих значений к составу материала осуществлялся согласно правилу Вегарда ( $a_{\text{CdTe}} = 6,4823 \text{ \AA}$ ,  $a_{\text{ZnTe}} = 6,100 \text{ \AA}$ ):

$$x = (6,4823 - a_1) / 0,3819. \quad (1)$$

Комплексный контроль состава материала позволил нам выбрать для проведения экспериментов образцы с минимальным содержанием остаточных примесей ( $\leq 10^{-5}$  ат. %).

Оптические спектры регистрировались с использованием быстросканирующего фурье-спектрометра IFS-113v (Bruker) в диапазоне волновых чисел  $(15000 - 20) \text{ см}^{-1}$  с разрешением не хуже  $0,5 \text{ см}^{-1}$  при комнатной температуре и температуре жидкого азота. Волновые числа, соответствующие краю межзонного поглощения ( $E_0$ ), определялись в области пропускания ( $T$ ) на уровне  $T < 0,05$ . Полученные нами результаты приведены на рис. 1. При построении градуировочной кривой учитывался разброс в толщинах образцов при оценке  $E_0$ . Рассчитанные значения состава исследованных образцов с использованием полученной функциональной зависимости

$$E_0 = 6,03x^3 + 0,47x^2 + 0,28x + 1,47 \quad (2)$$

хорошо согласуются с результатами работы [5] за исключением области составов  $0,04 < x < 0,05$ .

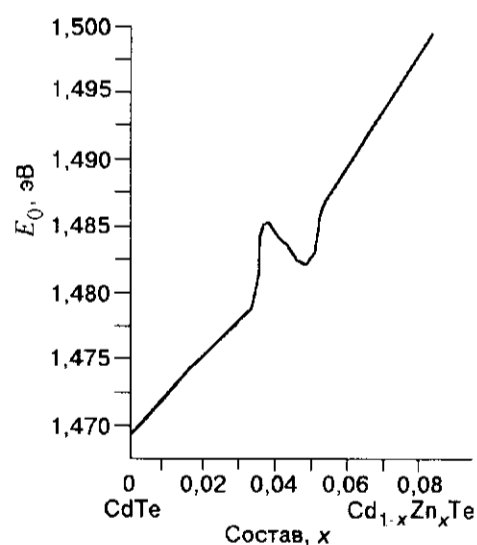


Рис. 1. Зависимость энергии межзонных переходов в полупроводниках  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  от состава для образцов толщиной 1 мм

Твердые растворы (ТР)  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  относятся к классу псевдобинарных сплавов замещения  $A_{1-x}B_xC$  со структурой цинковой обманки. Полупроводниковые бинарные соединения, образующие ТР – CdTe и ZnTe, сильно отличаются друг от друга по значениям параметра кристаллической решетки. Согласно экспериментальным данным, полученным методом EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine Structure) [6], в тройных полупроводниковых твердых растворах сохраняются длины связей между ближайшими соседями при изменении состава ТР, т. е. реализуется так называемое бимодальное распределение длин связей в кристалле.

**Математическая обработка результатов эксперимента.** Полоса «остаточных лучей» в кристаллах  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  относится к двухмодовому типу и при промежуточных составах характеризуется двумя сильными полосами, образованными решеточными осцилляторами CdTe- и ZnTe-подобных колебаний (рис. 2). Характер изменения фононного спектра при вариации состава ТР для  $x=0.2$  и  $x=0.5$  до настоящего времени изучался в [7, 8]. Тем не менее попытки авторов работы [8] описать экспериментальные результаты в соответствии с классическим двухмодовым типом перестройки спектров решеточного отражения потерпели неудачу. Это может быть связано с несколькими причинами. Во-первых, необходимо аккуратно решить вопрос об искажении структуры спектров отражения в области фононного резонанса, вызванной влиянием плазменных колебаний при больших параметрах затухания последних. Во-вторых, в непосредственной близости от CdTe-моды в оптических спектрах проявляется интенсивное резонансное колебание, связанное с суммарными фононными модами. Помимо этого, в реальных кристаллах практически всегда имеют место искажения кристаллической решетки, такие как вакансии, кластеры различных размеров и другие остаточные дефекты, что влечет за собой нарушение дальнего порядка. Отсюда и всевозможные дополнительные искажения в оптических спектрах, которые значительно затрудняют проведение расчетов спектральных параметров материала, в том числе с использованием преобразований Крамерса – Кронига. Детальный анализ колебательных спектров в каждой одномодовой области показывает, что,

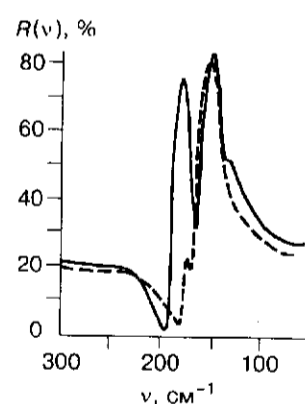


Рис. 2. Спектры отражения в дальней инфракрасной области материала  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  составов  $x = 0.037$  (штриховая кривая) и  $x = 0.190$  (сплошная кривая), полученные при температуре измерения  $T = 78$  К

помимо основного колебания, связанного со смещением ионов разного знака друг относительно друга, имеют место дополнительные колебания, обусловленные относительным смещением ионов одного знака, при которых индуцируются малые дипольные моменты [9]. В данной статье мы, со своей стороны, сделали попытку описать спектры отражения в дальней ИК-области волновых чисел, принимая во внимание вероятность реализации в исследуемых кристаллах четырех мод Cd-Te и четырех мод Zn-Te решеточных колебаний, которые соответствуют тетраэдрическому окружению атома Te катионами в конфигурациях типа  $Cd(4-n)Zn(n)Te$  с  $n=0,1,2,3,4$ . Подобные расчеты в свое время проводились в [10] для анализа спектров отражения сплавов  $Ba_{1-x}Sr_xF_2$ , а также авторами работы [11] при интерпретации результатов, полученных на образцах  $Cd_{1-x}Hg_xTe$  ( $x=0-0,8$ ) и  $Cd_{1-x}Zn_xTe$  с  $x=0,2$  и  $0,5$  [12].

Предполагая, что длины связей Cd-Te и Zn-Te в базисных ячейках не зависят от состава твердого раствора, варьируемыми параметрами в данном случае будут силы осцилляторов каждого решеточного колебания, которые являются мерой числа связей Cd-Te или Zn-Te в кристалле для каждой конфигурации базисной ячейки. В катионных полупроводниках типа  $A_{1-x}B_xC$  со структурой цинковой обманки каждая упомянутая выше базисная ячейка окружена 12 анионами C, которые и образуют кристаллическую решетку материала. Чтобы найти значение силы осциллятора для каждого независимого решеточного колебания, необходимо вероятность реализации соответствующей базисной ячейки умножить на количество подобных реализаций и на силу осциллятора единичного колебания. Чтобы провести нормировку полученных зависимостей, можно воспользоваться хорошо известными значениями сил осцилляторов колебаний для бинарных сплавов CdTe [13] и ZnTe [12]. Под силой осциллятора в данном случае мы понимаем способность кристалла поглощать свет на частоте осциллятора, которая отражает степень ионности кристалла, т. е. величину расщепления  $\omega_{\parallel} - \omega_{\perp}$ . Здесь под  $\omega_{\parallel}$ ,  $\omega_{\perp}$  подразумеваются значения частот продольного и поперечного оптических фононов. Сила осциллятора решеточной моды чистого CdTe принималась равной 2,94 ( $T=300$  К) и 3,42 при температуре  $T=78,3$  К. Для ZnTe эти значения равны соответственно 2,64 и 3,10.

Для проведения расчетов значений частот решеточных колебаний, параметров их затухания и сил осцилляторов по экспериментальным данным нами использовался комбинированный поэтапный подход применения методов дисперсионного анализа и преобразований Крамерса – Кронига. Это позволило с достаточной степенью точности учесть погрешность в проводимых нами преобразованиях, вызванную вынужденным ограничением пределов интегрирования при вычислении значений несобственного интеграла, входящего в выражение, связывающее действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости [14]. Подобный подход с успехом использовался для получения значений частот фононов, а также и других оптических констант в работах [11–14].

**Обсуждение экспериментальных результатов.** На рис. 3 показана рассчитанная на основании экспериментальных оптических спектров зависимость частот решеточных колебаний  $\omega_{\parallel}$  моды CdTe от состава материала. Как хорошо видно из рисунка, имеет место немонотонная зависимость значения частоты фононного колебания от количества введенного цинка. В случае моды ZnTe подобная зависимость имеет монотонный характер во всей исследуемой области составов материала. При этом для составов

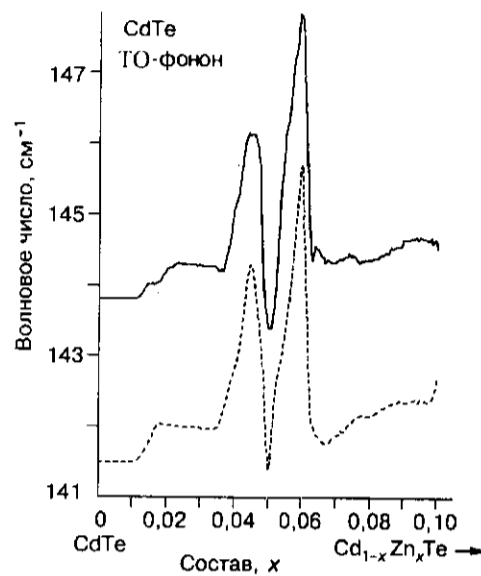


Рис. 3. Зависимость частоты ИК-активного решеточного колебания ( $\omega_{TO}$ ) от состава материала. Сплошная кривая соответствует температуре измерения  $T = 77,5$  К, пунктирная –  $T = 295$  К

$0,0165 < x < 0,2$  имеет место многомодовый характер поведения фононной полосы ZnTe. В материале составом  $x < 0,0165$  цинк становится просто легирующей примесью, не образующей тройной твердый раствор замещения, и в оптических спектрах мы имеем полосу, соответствующую локальному колебанию примесного атома цинка в решетке теллурида кадмия. Именно к ней смещаются полосы многомодового колебания ZnTe при уменьшении содержания цинка в образце. Для решеточных колебаний моды CdTe все обстоит несколько сложнее. Изменение состава материала в области значений  $x = 0,06 - 0,2$  не отражается на положении фононной ТО-моды (см. рис. 3). Для составов же  $x = 0,05 - 0,054$  происходит изменение положения ТО-моды. При дальнейшем уменьшении состава ( $x < 0,05$ ) распределение решеточных колебаний моды CdTe аналогично таковому в области  $x = 0,06 - 0,2$ . Для бинарного сплава CdTe ( $x = 0$ ) ТО-мода имеет место на частотах:  $141,6 \text{ см}^{-1}$  при  $T = 300 \text{ К}$  и  $143,9 \text{ см}^{-1}$  при  $T = 77,3 \text{ К}$ . Подобное значительное изменение положения решеточного колебания при  $x \sim 0,05$  может свидетельствовать о локальном искажении решетки теллурида кадмия, что ведет к нарушению ее симметрии. Анализ распределения сил осцилляторов решеточных мод теллурида кадмия и теллурида цинка (рис. 4, а, б) показал, что при  $0,1 < x < 0,2$  поведение всех решеточных колебаний соответствует случаю, когда мы имеем дело с кристаллом, в котором атомы кадмия и цинка случайным образом распределены вокруг атома теллура. Для состава  $x = 0,2$  полученные нами значения сил осцилляторов как для моды ZnTe, так и для моды CdTe совпадают с данными из работы [11]. С уменьшением состава ( $x < 0,07$ ), а именно при  $x \sim 0,05$ , имеем отклонение в значениях сил осцилляторов  $\rho_j$ , рассчитанных из наших экспериментальных результатов, от случая статистически равномерного распределения базисных ячеек в кристалле.

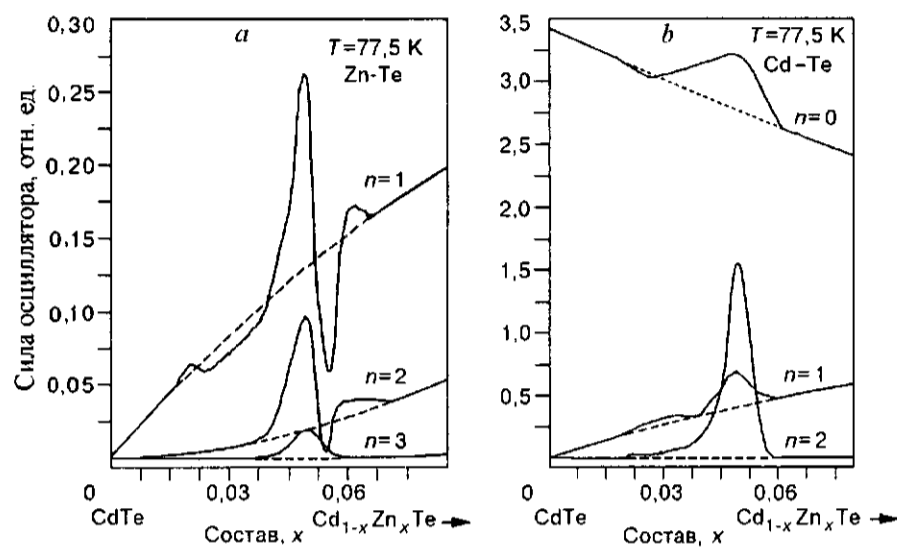


Рис. 4. Зависимости сил осцилляторов решеточных мод ZnTe (a) и CdTe (b) при  $T = 77,5$  К (сплошные кривые).

Пунктирные кривые рассчитаны в приближении статистически равномерного распределения базисных ячеек  $Cd(4-n)Zn(n)Te$  в кристалле

Максимальное отклонение наблюдается при  $x = 0,044$ , в то время как самые значительные изменения в положении решеточных колебаний CdTe-моды имели место при  $x = 0,05$ . И еще одно обстоятельство, на которое следует обратить внимание, – это тот факт, что максимально возросла сила осциллятора базисной ячейки с конфигурацией  $Cd(2)Zn(2)Te$ , а менее всего – с  $Cd(4)Zn(0)Te$ - и  $Cd(1)Zn(3)Te$ -конфигурацией. Результаты измерений, проведенных при температуре жидкого азота, подтверждают данные, полученные при комнатной температуре. Сравнивая зависимости интенсивностей сил осцилляторов от состава для решеточных колебаний моды ZnTe (см. рис. 4, b) и моды CdTe (см. рис. 4, a), можно видеть, что и для ZnTe-колебаний при  $x \sim 0,044$  имеет место максимальное отклонение от теоретически рассчитанных кривых распределения  $4\pi r_j$  для случайного распределения атомов цинка и кадмия (сплошные кривые). При этом характер изменения интенсивностей решеточных колебаний обеих катионных подрешеток таков, что они с достаточной степенью точности компенсируют друг друга в материале составом  $x = 0,05$ . Интересно отметить, что, как и в случае моды CdTe, имеем максимальное, но с обратным знаком отклонение от равномерного распределения для конфигураций типа  $Zn(1)Cd(3)Te$ , а минимальное – для  $Cd(0)Zn(4)Te$ . Что касается состава  $x \sim 0,04$ , то здесь картина существенно иная, так как в этом случае изменения в зависимостях сил осцилляторов решеточных колебаний обеих мод происходят синфазно. Просуммировав по всем конфигурациям, получаем практически ту же самую картину. Необходимо подчеркнуть, что интенсивность колебаний моды CdTe примерно на порядок выше, чем моды ZnTe, а характер поведения  $4\pi r_j$  практически не меняется при понижении температуры вплоть до  $T = 77,3$  К.

Объяснение полученных данных, на наш взгляд, может быть построено на том факте, что при малых концентрациях цинка энергетически выгодными оказываются особые конфигурации изовалентных центров. Они будут локально искажать связи между атомами. Это, в свою очередь, может привести к уменьшению силовых констант и к усилению колебаний атомов Cd в окрестности атома Zn. Авторы работы [17] пришли к подобному выводу, изучая свойства кристаллов CdZnTe методами обратного резерфордовского рассеяния. Для составов  $x \sim 0,1$  они наблюдали резкое сужение каналирования в подрешетке кадмия по отношению к каналированию в теллуровой подрешетке. Авторы работы [17] объясняют полученные ими результаты с точки зрения усиления колебаний атомов кадмия при  $x < 0,1$ . В то же время известно [18, 19], что при  $x = 0,04$  получается более прочный кристалл, чем чистый CdTe; сжимаемость материала уменьшается от  $3,22 \cdot 10^{-2}$  до  $1,93 \cdot 10^{-2}$  ГПа<sup>-1</sup>. Связь Zn-Te сильнее, менее ионная и короче (на 6 %), чем связь Cd-Te. Следовательно, электронная плотность вокруг атома теллура, у которого по соседству находятся и атом кадмия, и атом цинка, будет смещаться и локализовываться между Te и Zn, чтобы уравновесить более ковалентную природу этой связи. В связи с этим имеет место уменьшение электронной плотности на связи Cd-Te, что приводит к ее ослаблению. Для образцов с большим значением  $x$  ( $0,1 < x < 0,2$ ) средние тепловые колебания атомов почти такие же, как и для чистого теллурида кадмия [18]. Принимая во внимание все известные на данный момент факты, мы объясняем полученные экспериментальные результаты следующим образом. Для составов  $x > 0,04$  электронная плотность на связи Cd-Te смещается в сторону Cd, увеличивая дипольный момент этой связи. Нарушение локальной электронейтральности в окрестности атома Te компенсируется за счет смещения иона теллура из равновесного положения, что может стимулировать образование сложного дефектного центра, состоящего из двух смещенных из центрального положения атомов Te, на котором локализуется свободная дырка. При дальнейшем увеличении содержания Zn в кристалле количество подобных связей возрастает, что неизбежно должно повлечь за собой локальное нарушение симметрии кристалла в окрестности атома Te. К подобным выводам пришли и авторы статьи [20], анализируя экспериментальные результаты, полученные методом MASS NMR (Magic Angle Sample Spinning NMR). Из тонкой структуры ЯМР-спектров на ядрах <sup>125</sup>Te рассчитывался химический сдвиг резонансной частоты в зависимости от состава  $\text{TeCd}_{1-x}\text{Zn}_x$ . Интерпретация полученных данных проводилась на языке вероятности реализации вокруг атома Te различных катионных конфигураций типа  $A(4-n)B(n)$  ( $n = 0, 1, 2, 3, 4$ ). Так как величина химического сдвига линий <sup>125</sup>Te соответствует изменению ближайшего локального окружения атома Te, то можно сделать вывод о структуре его тетраэдрического окружения катионами.

Возвращаясь, далее, к нашим результатам, можно предположить, что для составов  $x > 0,06$  в кристалле уже имеется в наличии достаточное количество описанных выше  $\text{Te-p}^+-\text{Te}$ -центров для того, чтобы компенсировать дальнейшее перераспределение электронной плотности на связи Zn-Te без нарушения локальных свойств симметрии кристалла. Кроме того, следует иметь в виду, что при больших составах ( $x > 0,1$ ) мы имеем дело с тройным раствором замещения, в котором цинк участвует уже не как примесный атом. Количество  $\text{Te-p}^+-\text{Te}$ -центров можно оценить, анализируя спектры опти-

ческого пропускания на длинах волн от 2 до 20 мкм, где имеет место сильное поглощение, которое, как показано в [21], обусловлено межподзонами оптическими переходами. Последние, в свою очередь, возможны, если уровень Ферми лежит в валентной зоне. Концентрация поглощающих центров  $p$ -типа в образце в этом случае должна быть, как минимум, на уровне  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что в первом приближении соответствует количеству Те-центров. Эти центры электронейтральны, т. е. локализованная на них дырка не участвует в процессах переноса заряда. Это, с одной стороны, подтверждается тем, что величина удельного сопротивления исследованных образцов, которая оценивалась с помощью СВЧ-методов, составляла несколько порядков  $\text{Ом} \cdot \text{см}$ , а с другой стороны, в спектрах ИК-отражения за полосой «остаточных лучей» отсутствовал минимум плазменного отражения, что, в свою очередь, позволяет нам говорить о концентрации носителей заряда в образцах на уровне  $< 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Попытка объяснить изменение в положении решеточных колебаний моды CdTe в области составов  $x = 0,05$  с позиций образования ближнего порядка (БП) как типа «кластерообразования», так и типа упорядочения не увенчалась успехом. Поправка на БП должна была бы дать дополнительные максимумы у нижних краев зоны однофононного резонанса, что обусловлено вкладом фононов края зоны Бриллюэна виртуального кристалла. В то же время непосредственно фундаментальные моды должны ослабляться [22]. Подобные эффекты наблюдались для материала (CdHg)Te [23] и для (InGa)As [24]. Кластерообразование должно приводить к смещению как CdTe-, так и ZnTe-мод [25] в сторону больших энергий и к уменьшению ширины линии. В нашем случае смещение решеточных ZnTe-мод не имело места, а вместо ослабления фундаментальных мод мы наблюдали существенное их усиление при  $0,045 < x < 0,05$ . В качестве дополнительного аргумента в пользу гипотезы образования сложного Те- $p^+$ -Те-центров можно рассматривать отклонение от закона Вегарда в области составов  $0,04 < x < 0,05$  (см. рис. 1). Тем не менее вопрос о возможном кластерировании центров Те- $p^+$  – Те остается открытым до проведения исследований, касающихся характера поведения дополнительных мод, расположенных ниже соответствующих фундаментальных частот по энергии при низких температурах.

На основании изложенных данных можно сделать некоторые выводы. При содержании Zn в материале порядка  $x < 0,045$  имеет место смещение электронной плотности на связи Zn–Te в сторону атома Zn, что влечет за собой увеличение дипольного момента связи Zn–Te и Cd–Te. В оптических экспериментах это сказывается на увеличении сил осцилляторов решеточных колебаний кристалла, отвечающих так называемому бимодальному характеру распределения связей Zn–Te и Cd–Te в кристалле. До определенного момента смещение электронной плотности может иметь место без каких-либо значительных изменений решеточных колебаний материала ( $x < 0,04$ ), на что указывает монотонный характер поведения положений частот всех базисных конфигураций: и моды Zn–Te, и моды Cd–Te. При составах, близких к  $x = 0,05$ , компенсация смещения электронной плотности от атома Cd в сторону связи Zn–Te не может далее иметь место за счет увеличения колебаний атома Cd в окрестности атома цинка. Должен появиться альтернативный компенсационный канал, который мы видим в образовании дефектных центров типа Те- $p^+$  – Те. В определенный момент



это должно привести к изменению локальной симметрии кристалла в области подобных центров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-18853).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sen S., Johnson S. M., Kiele J. A. et al. // Mat. Res. Soc. (MRS). Ser. 1990. **161**. P. 3.
2. Paten E. A., Kalisher M. H., Chapman G. R. et al. Characterization of CdTe, (Cd, Zn)Te and Cd(Te, Se) single crystals by transmission electron microscopy (TEM) // J. Vac. Sci. Technol. 1991. **B9**, N 3. P. 1746.
3. Johnson S. M., Kalisher M. H., Ahlgren W. L. et al. HgCdTe 128 × 128 infrared focal plane arrays on alternative substrates of CdZnTe/GaAs/Si // Appl. Phys. Lett. 1990. **56**. P. 946.
4. Chen Y. S., Shockley W., Pearson G. L. Lattice vibration spectra of GaAs<sub>x</sub>P<sub>1-x</sub> single crystals // Phys. Rev. 1966. **151**, N 2. P. 648.
5. Johnson S. M., Sen S., Konkol W. H., Kalisher M. H. Optical techniques for composition measurement of bulk and thin film Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te // J. Vac. Sci. Technol. 1991. **B9**, N 3. P. 1897.
6. Mikkelsen S. A., Boyce J. B. // Phys. Rev. (B). 1983. **28**. P. 7130.
7. Виноградов Е. А., Волопянов Л. К. Силы осцилляторов в смешанных кристаллах полупроводниковых соединений A<sub>2</sub>B<sub>6</sub> // ФТТ. 1975. **17**, № 11. С. 3161.
8. Perkowitz S., Kim L. S., Feng Z. C. // Phys. Rev. (B). 1990. **42**. P. 1455.
9. Genzel L., Martin T. P., Perry C. H. Model for long-wavelength optical-phonon modes of mixed crystals // Phys. Stat. Sol. (B). 1974. **62**, N 1. P. 83.
10. Verler H. W., Barker A. S., Jr. Optical phonons in mixed crystals of CdSe<sub>y</sub>S<sub>1-y</sub> // Phys. Rev. 1967. **164**, N 3. P. 1169.
11. Козырев С. П., Пырков В. Н., Волопянов Л. К. Спектр решеточного отражения сплавов Cd<sub>1-x</sub>Hg<sub>x</sub>Te (x = 0–0.8) // ФТТ. 1992. **34**, № 8. С. 2372.
12. Козырев С. П., Пырков В. Н., Волопянов Л. К. Перестройка колебательных спектров полупроводниковых сплавов Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te // Там же. С. 2367.
13. Белогорохов А. И. Определение параметров зонной структуры материала Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te по спектрам отражения в дальней ИК-области // Спектральные методы решения проблем физики твердого тела. М.: ИСАН. 1988. С. 46.
14. Бурлаков В. М., Рзаев Д. А., Пырков В. Н. Троицк, 1985. (Препр. /ИСАН: 57).
15. Белогорохов А. И., Белов А. Г., Виноградов Е. А., Рашевская Е. П. Расчет параметров свободных носителей заряда для твердых растворов Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te. Москва, 1988. (Препр. /ФИАН: 156).
16. Plucovsky G., Burnham R. D., Alimonda A. S., Six H. A. // Proc. 12-th Intern. Conf. Phys. Semicond. Stuttgart, 1974. P. 326.
17. Comedi D., Kalish R., Richler V. // Phys. Rev. Lett. 1988. **61**, N 18. P. 2125.
18. Quadri S. B., Skelton E. F., Webb A. W., Kennedy J. Evidence for bond strengthening in Cd<sub>1-x</sub>Zn<sub>x</sub>Te (x = 0.04) // Appl. Phys. Lett. 1985. **46**. P. 257.
19. Beshah K., Zamir D., Vecla P. et al. // Phys. Rev. (B). 1987. **36**. P. 6420.
20. Белогорохов А. И. Поведение коэффициента поглощения, обусловленного переходами в валентной зоне, в CdTe в диапазоне температур 5 К–400 К // ФТТ. 1992. **34**, № 4. С. 1045.

21. Баранова О. Б., Василевский М. И., Строганова С. В. Спектроскопия фононов в полупроводниковых твердых растворах замещения как метод исследования ближнего порядка // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. 58, № 7. С. 101.
22. Козырев С. П., Пыркв В. Н., Водопьянов Л. К. К вопросу о природе решеточной моды  $137\text{ см}^{-1}$  в сплаве  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Модельный расчет ИК-активных решеточных колебаний для упорядоченной структуры типа  $\text{CuAu}^{-1}$  и части упорядоченных структур на ее основе в сплаве  $\text{A}_1-x\text{B}_x\text{C}$  // ФТТ. 1995. 37, № 5. С. 1293.
23. Кочнев И. В., Мазуренко Д. М., Минтаилов А. М. и др. // Тез. докл. I Российск. конф. по физике полупроводников. Н. Новгород, 1993. Т. 2. С. 199.
24. Belogorokhov A. I., Belogorokhova L. I., Belov A. G., Lakeenkov V. M. Atomic configuration and far-infrared optical spectra of lattice vibrations of Zn-Te and Cd-Te modes in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$  ( $x = 0-0.2$ ) // J. Crystal Growth. 1995. 159. P. 186.

*Поступила в редакцию 1 октября 1997 г.*

---

**Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!**