

Решеточная ИК-спектроскопия эпитаксиальных слоев $Zn_{1-x}Cd_xSe$, выращенных на подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© С.П. Козырев

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
119991 Москва, Россия

E-mail: skozyrev@sci.lebedev.ru

(Поступила в Редакцию 28 февраля 2007 г.)

Из сопоставления данных решеточного отражения для объемных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ составов $x = 0.08$ и 0.22 и для тонких слоев $Zn_{1-x}Cd_xSe$ на GaAs аналогичных составов представлены результаты более точной интерпретации спектров решеточного ИК-отражения пленок сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0-0.55$), выращенных на подложке GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для этого интервала составов проявляются две ZnSe- и CdSe-подобные решеточные моды, соответствующие двухмодовому типу перестройки колебательного спектра при изменении x . Также наблюдается слабая (с силой осциллятора, не превышающей 0.25) высокочастотная (по отношению к основным модам) мода 220 cm^{-1} .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 07-02-00899-а.

PACS: 78.30.Fs, 78.66.Hf, 63.20.Dj

1. Введение

Интерес к полупроводниковым сплавам (твердым растворам) связан с их широким использованием в производстве интегральных опико-электронных приборов для создания квантово-размерных структур в виде квантовых ям, нитей и точек. Квантовые ямы и точки из ZnSe и твердых растворов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ являются эффективными излучателями света в голубой области спектра [1,2], а квантовые точки $Zn_{1-x}Cd_xSe$ в матрице ZnSe могут быть использованы для управления волноводными свойствами гетероструктур [3].

Динамика кристаллической решетки и свойства решеточных колебаний объемных кристаллов и пленок сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ (в отличие от других интенсивно изучаемых сплавов соединений II-VI и III-V) изучены весьма слабо. В работе [4] исследовались спектры комбинационного рассеяния света (КРС) объемных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ и было высказано предположение об одномодовом характере перестройки колебательного спектра с составом сплава. Из более поздних следует упомянуть работу [5], где авторы исследовали методом КРС в геометрии обратного рассеяния эпитаксиальные слои $Zn_{1-x}Cd_xSe$, выращенные на подложках (001)GaAs. Помимо основных *TO*- и *LO*-мод, соответствующих одномодовому характеру перестройки колебательного спектра с составом сплава, они обнаружили дополнительную моду, приписываемую примесному колебанию Cd в ZnSe для составов вблизи $x = 0$, переходящую с изменением состава в примесное колебание Zn в CdSe для составов вблизи $x = 1$. Непонятным (и необъяснимым) для авторов [5] оказалось то обстоятельство, что для пленок с ориентацией (001) они наблюдали *TO*-моду, запрещенную правилами отбора по симметрии. В 2004 г. опубликована работа Е.А. Виноградова и др. [6] по КРС на объемных монокристаллах системы твердых

растворов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($0 \leq x \leq 1$), претендующая на детальное исследование концентрационной перестройки фононного спектра. Но поскольку измерения проводились на неориентированных образцах, авторы не пытались ответить на вопросы, выявленные исследованиями на ориентированных пленках [5], и ничего нового по сравнению с работой [5] предложить не могли. Их вывод аналогичен предыдущему: для данной системы характерно одномодовое поведение с образованием слабой дополнительной ветви в области продольно-поперечного расщепления.

Что касается исследований решеточных колебаний в $Zn_{1-x}Cd_xSe$ методами ИК-спектроскопии, нам не известны работы, кроме [7,8,9]. В [7] методом решеточного отражения исследовались эпитаксиальные слои $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($0 \leq x \leq 0.55$), выращенные на подложке (001)GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Спектры интерпретировались одноосцилляторной моделью решеточных колебаний сплава, что подтверждало одномодовый характер перестройки решеточных колебаний при изменении состава сплава, хотя для составов с содержанием Cd от 0.22 до 0.38 не исключалась и многоосцилляторная интерпретация. Неоднозначность интерпретации объяснялась полным отсутствием работ по решеточной ИК-спектроскопии объемных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$, для которых возможна модельно независимая интерпретация (например, с использованием интегрального преобразования Крамерса-Кронига). В [8] представлены результаты измерений спектров решеточного ИК-отражения напряженных сверхрешеток ZnSe/ $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.20, 0.40, 0.47$), выращенных на подложке (001)GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Наконец, в работе [9] приводятся данные решеточной ИК-спектроскопии и КРС на объемных кристаллах $Zn_{1-x}Cd_xSe$ для всего интервала составов x . Результаты обработки спектров решеточного ИК-отра-

жения кристаллов даже в изложении авторов указывают на двухмодовый характер перестройки колебательного спектра $Zn_{1-x}Cd_xSe$, однако выводы делаются как об одномодовой системе, исходя из опубликованных ранее [6] результатов измерений КРС.

В настоящей работе представлены результаты исследования решеточного ИК-отражения от объемных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ составов $x = 0.08$ и 0.21 и сопоставления их со спектрами решеточного отражения от эпитаксиальных слоев $Zn_{1-x}Cd_xSe$ соответствующих составов на подложке GaAs. На основании совместной обработки этих спектров изложена более точная интерпретация спектров решеточного ИК-отражения от эпитаксиальных слоев $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($0 \leq x \leq 0.55$) на подложке GaAs. Для этого интервала составов сплава проявляются моды ZnSe- и CdSe-подобных решеточных колебаний с постоянным значением суммы сил осцилляторов этих мод для разных составов, что является характерным признаком двухмодового типа перестройки колебательного спектра сплава при изменении состава. Также наблюдается дополнительная слабая (с силой осциллятора, не превышающей 0.25) высокочастотная (по отношению к основным модам) мода 220 cm^{-1} , приписываемая противофазному движению катионных (Zn и Cd) подрешеток.

2. Анализ данных решеточного ИК-отражения объемных кристаллов

Спектры длинноволнового ИК-отражения и для объемных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ состава $x = 0.08$ и 0.21 , выращенных из газовой фазы, и для эпитаксиальных слоев $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($0 \leq x \leq 0.55$) на подложке GaAs [7] регистрировались на одном приборе — лабораторной модели дифракционного ИК-спектрометра с оптико-акустическим приемником ОАП-5 в качестве детектора ИК-излучения со спектральным разрешением не хуже 1 cm^{-1} . Но математическая обработка спектров отражения $R(\omega)$, т.е. восстановление диэлектрической функции кристалла $\varepsilon(\omega) = \varepsilon'(\omega) + i\varepsilon''(\omega)$, для объемных кристаллов и тонких слоев проводилась различная: интегральное преобразование Крамерса–Кронига — для объемных кристаллов и дисперсионный анализ с использованием модельной диэлектрической функции — для слоев. Анализ Крамерса–Кронига, заключающийся в интегральном преобразовании для комплексного коэффициента отражения $r = r_0 \exp(i\theta)$ ($R = |r|^2$) от амплитудного коэффициента отражения $r_0(\omega)$, заданного в интервале частот от 0 до ∞ , к фазовому углу $\theta(\omega)$ с последующим преобразованием к $\varepsilon(\omega) = \varepsilon[r_0(\omega), \theta(\omega)]$, является прямым методом, не зависящим от модельного представления диэлектрической функции

$$r = r_0 \exp(i\theta), \quad \theta(\omega_j) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln(r_0(\omega)) \ln(r_0(\omega_j))}{\omega^2 - \omega_j^2} d\omega,$$

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon[r_0(\omega), \theta(\omega)].$$

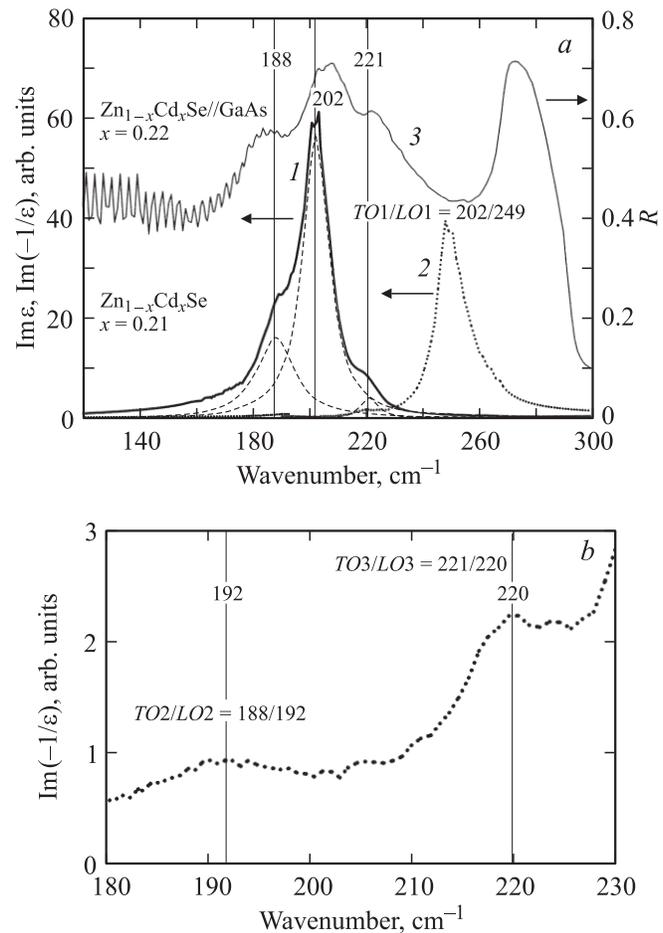


Рис. 1. *a*) Мнимая часть диэлектрической функции $\text{Im } \varepsilon(\omega)$ объемного кристалла $Zn_{1-x}Cd_xSe$ с $x = 0.21$ (1), разложенная на три лоренцевых контура гармонических осцилляторов с собственными частотами 188, 202 и 221 cm^{-1} (штриховые линии), и мнимая часть обратной диэлектрической функции $\text{Im}(-1/\varepsilon(\omega))$ (2). Кривая (3) представляет спектр решеточного отражения эпитаксиального слоя $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.22$) на подложке GaAs. *b*) Часть функции $\text{Im}(-1/\varepsilon(\omega))$ в более крупном масштабе.

Поскольку значения $r_0(\omega)$ известны из эксперимента в ограниченном интервале частот, точность преобразования зависит от выбора граничных условий. В данном случае в качестве аппроксимирующей функции для $r_0(\omega)$ за пределами интервала измерения использовался спектр гармонического осциллятора с соответствующими параметрами.

На рис. 1, *a* кривой (1) представлена мнимая часть диэлектрической функции $\varepsilon''(\omega) = \text{Im } \varepsilon(\omega)$ объемного кристалла $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.21$), восстановленная преобразованием Крамерса–Кронига из измеренного при $T = 300\text{ K}$ коэффициента отражения $R(\omega)$. Кривая допускает разложение диэлектрической функции $\text{Im } \varepsilon(\omega)$ на три лоренцевых контура гармонических затухающих осцилляторов с собственными частотами 202, 188 и 221 cm^{-1} (в порядке уменьшения их сил осциллятора). Из рисунка видно, что спектр решеточного отражения

$Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.21$) определяется не одной, а двумя сильными решеточными модами 202 и 188 cm^{-1} , что уже противоречит заключению об одномодовости системы сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$. На том же рисунке кривой 2 показана функция $\text{Im}(-1/\epsilon(\omega))$ в условных единицах: ее часть показана на рис. 1, *b* в более крупном масштабе. Частоты максимумов функции $\text{Im}(-1/\epsilon(\omega))$ соответствуют положениям *LO*-мод кристалла. Видно, что каждой *TO*-моде соответствует своя *TO/LO*-пара: 202/249, 188/192 и 221/220. В последней паре по частоте *TO*-мода превышает *LO*-моду, потому что слабая мода оказалась в области *LO*-*TO*-расщепления сильной моды. Аналогичная картина решеточных мод проявляется и для объемного кристалла $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.08$), но с другими соотношениями сил осцилляторов.

В верхней части рис. 1, *a* тонкой линией 3 показан спектр решеточного отражения эпитаксиального слоя $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.22$) на подложке GaAs ($Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$). Ранее в [7] указывалось, что в области прозрачности подложки GaAs спектр отражения тонкой пленки относительно уровня отражения подложки напоминает кривую поглощения со всеми ее особенностями. Из рис. 1, *a* можно видеть, что все особенности спектра отражения пленки (и соответственно ее коэффициента поглощения) в пределах $1-2\text{ cm}^{-1}$ совпадают с положением лоренцевых контуров решеточных осцилляторов, на которые разложена диэлектрическая функция объемного кристалла $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x = 0.21$). В последующем параметры этих трех решеточных осцилляторов — собственная частота ω_{ij} , сила осциллятора S_j , параметр затухания γ_j — использовались в качестве исходных для представления модельной диэлектрической функции $\epsilon_f(\omega)$ пленки $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ ($x = 0.22$).

3. Анализ данных решеточного ИК-отражения пленок $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$

Эпитаксиальные пленки $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ с содержанием Cd от $x = 0.08$ до 0.55 выращивались на подложке (100)GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии [7]. Толщина пленок составляла $1-2\text{ }\mu\text{m}$, что оптимально для проведения ИК-измерений в области решеточных колебаний. Попытки вырастить слои с большим содержанием Cd оказались неудачными, поскольку для этих составов кристаллическая структура пленок является гексагональной, и она несовместима со структурой подложки GaAs, кристаллизующейся в кубической структуре цинковой обманки. Отметим, что в работе [5] сообщалось о том, что авторам удалось в аналогичных условиях вырастить пленки $Zn_{1-x}Cd_xSe$ для всего интервала составов, все со структурой цинковой обманки.

Спектры решеточного ИК-отражения при 300 K для пленок $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ составов $x = 0.08, 0.11, 0.22,$

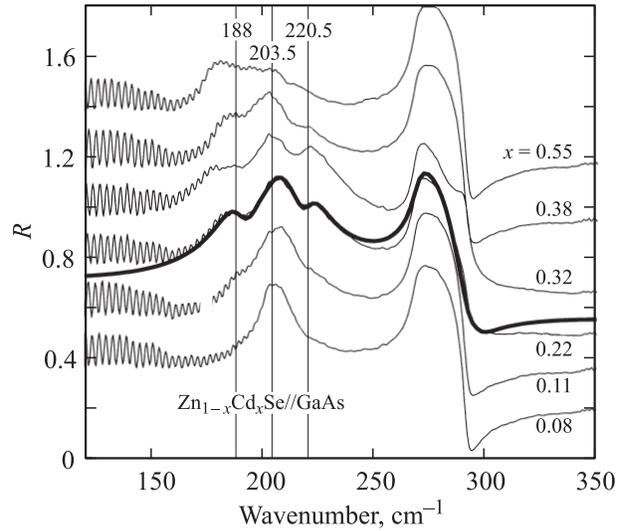


Рис. 2. Спектры решеточного отражения $R(\omega)$ для пленок $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ составов $x = 0.08, 0.11, 0.22, 0.32, 0.38$ и 0.55 при $T = 300\text{ K}$, последовательно смещенные снизу вверх относительно друг друга по оси ординат. Для состава $x = 0.22$ показана диэлектрическая функция, моделируемая тремя решеточными осцилляторами с $\omega_i = 188, 203.5$ и 220.5 cm^{-1} (жирная линия).

0.32, 0.38 и 0.55 представлены на рис. 2 (последовательно снизу вверх) со смещением относительно друг друга по оси ординат. На всех кривых отражения вне области решеточного отражения наблюдаются частые осцилляции, связанные с интерференцией на подложке GaAs толщиной $400-500\text{ }\mu\text{m}$. Шаг осцилляций составляет примерно 2.5 cm^{-1} . Крайний пик справа соответствует решеточному отражению от подложки GaAs с частотой решеточной моды 269 cm^{-1} .

Для интерпретации спектров [7] решеточного отражения от пленки на подложке рассматривается модельная структура, образованная тонкой пленкой поверх объемной (полубесконечной) подложки в предположении однородности пленки по толщине. В рамках такой модельной структуры для пленки толщиной L с диэлектрической функцией $\epsilon_f(\omega)$ и подложки с диэлектрической функцией $\epsilon_s(\omega)$ при нормальном падении света амплитудный коэффициент отражения имеет вид

$$r_{1fs}(\omega) = \frac{r_{1f}(\omega) + r_{fs}(\omega) \exp(i2\beta)}{1 + r_{1f}(\omega)r_{fs}(\omega) \exp(i2\beta)},$$

где $r_{1f}(\omega) = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_f(\omega)}}{1 + \sqrt{\epsilon_f(\omega)}}$, $r_{fs}(\omega) = \frac{\sqrt{\epsilon_f(\omega)} - \sqrt{\epsilon_s(\omega)}}{\sqrt{\epsilon_f(\omega)} + \sqrt{\epsilon_s(\omega)}}$, а $\beta = \frac{2\pi L \sqrt{\epsilon_f(\omega)}}{\lambda}$, λ — длина волны ($\lambda = \frac{10000}{\omega}$). Коэффициент отражения $R(\omega) = |r_{1fs}(\omega)|^2$. Диэлектрическая функция пленки $\epsilon_f(\omega)$ рассматривается в аддитивной форме:

$$\epsilon_f(\omega) = \epsilon_\infty + \sum_j \frac{S_j \omega_{ij}^2}{\omega_{ij}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j}.$$

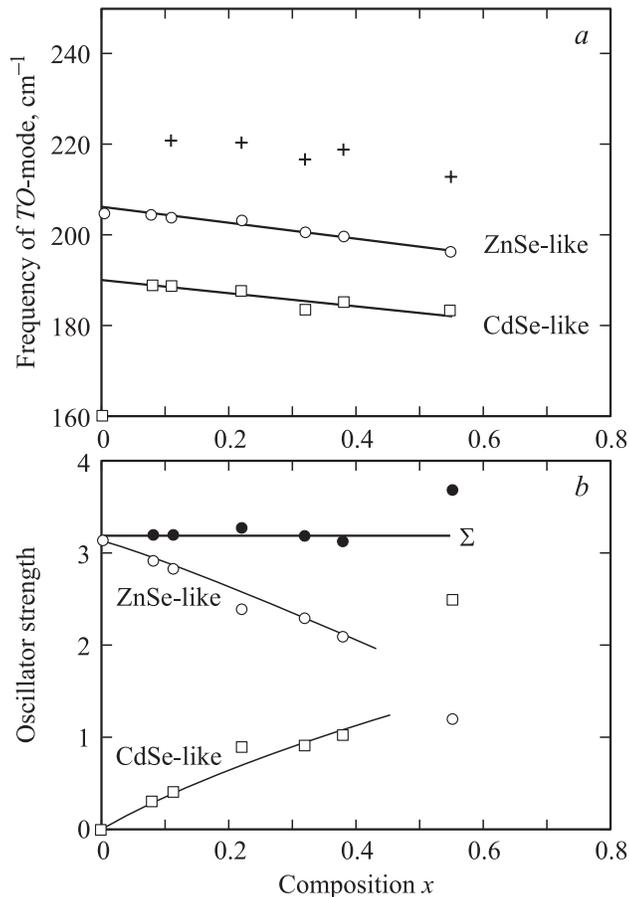


Рис. 3. Частоты решеточных TO -мод (a) и их силы осцилляторов (b) для $ZnSe$ - и $CdSe$ -подобных колебаний, полученные из дисперсионного анализа спектров решеточного отражения для пленок $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ с содержанием Cd от $x = 0.08$ до 0.55 . Крестиками представлены значения частот слабой моды, темные кружки — значения суммарной силы осцилляторов двух сильных мод для всех исследованных составов сплава.

При расчете коэффициента отражения $R(\omega)$ в формуле для $\varepsilon_f(\omega)$ варьируются частота j -й TO -моды ω_{1j} , ее сила осциллятора S_j и параметр затухания γ_j . На рис. 2 для состава $x = 0.22$ помимо экспериментальной кривой представлен рассчитанный спектр отражения с частотами решеточных мод 203.5 , 188 и 220.5 cm^{-1} , для которого исходные параметры были получены из диэлектрической функции $\text{Im} \varepsilon(\omega)$ объемного кристалла аналогичного состава. Для всех измеренных спектров, представленных на рис. 2, характерным является проявление трехгорбой структуры в разной степени в зависимости от состава. Поэтому остальные спектры также интерпретировались с использованием трехосцилляторной модели диэлектрической функции пленки. Чтобы не загромождать рисунок, рассчитанные спектры остальных составов на рис. 2 не показаны.

На рис. 3 показаны значения частот решеточных мод (рис. 3, a) и их сил осцилляторов (рис. 3, b) для двух сильных решеточных мод, полученные дисперсионным анализом спектров решеточного отражения для всех ис-

следованных пленок $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ с содержанием Cd от $x = 0.08$ до 0.55 . Из рис. 3, a видно, что по частоте сильные моды распределяются на две ветви, в пределах каждой из которых частота мало изменяется с составом. Параметры решеточной моды с частотой вблизи 203.5 cm^{-1} для разных составов пленки характеризуют $ZnSe$ -подобную моду решеточных колебаний, а параметры моды с частотой вблизи 188 cm^{-1} — $CdSe$ -подобную моду решеточных колебаний. Для каждого состава x сумма сил осцилляторов мод из этих двух ветвей $ZnSe$ - и $CdSe$ -подобных колебаний остается почти неизменной (на рис. 3, b она показана точками в окрестности Σ -прямой, соответствующей силе осциллятора 3.2). Такое распределение параметров решеточных мод с составом в пленках $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ является характерным для двухмодовой перестройки колебательного спектра сплава с составом. Следует отметить, что при переходе от составов с $x \leq 0.38$ к $x = 0.55$ нарушается монотонность изменения сил осцилляторов мод с составом, происходят резкое увеличение силы осциллятора $CdSe$ -подобной моды до 2.5 и резкое уменьшение силы осциллятора $ZnSe$ -подобной моды. Определенно, эффект связан с фазовым переходом сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ из кубической фазы в гексагональную. Например, в [10] утверждается, что кубическая фаза в $Zn_{1-x}Cd_xSe$ наблюдается для составов $x \leq 0.30$. В эпитаксиальных пленках из-за стабилизирующего эффекта кубической подложки $GaAs$ фазовый переход смещается в сторону больших x (в нашем случае фазовый переход происходит при $x \approx 0.40$).

На рис. 3, a также представлены экспериментальные точки для решеточной моды с частотой около 220 cm^{-1} и силой осциллятора, не превышающей 0.25. Подобная слабая мода ранее наблюдалась в одномодовой системе $Zn_{1-x}Cd_xS$ [11]. Наиболее приемлемым объяснением для нее является модель решеточных колебаний, предложенная в [12]. Одной из мод решеточных колебаний сплава $A_{1-x}B_xC$ соответствует колебание катионных A - и B -подрешеток относительно друг друга при малых смещениях анионной C -подрешетки. Малость $LO-TO$ -расщепления этой моды обусловлена малым различием эффективных зарядов A - и B -катионов в соответствующих бинарных соединениях AC и BC .

4. Заключение

Для исследований методами ИК-спектроскопии свойств решеточных колебаний сплава совместная работа с объемными кристаллами и пленочным материалом толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$ является оптимальным вариантом. Спектры решеточного ИК-отражения от объемных кристаллов выглядят малоинформативными даже для специалиста, пока из этих спектров не будет восстановлена диэлектрическая функция кристалла, анализ которой становится уже наглядным. Преимуществом пленочного материала толщиной $\sim 1 \mu\text{m}$ является то обстоятельство, что спектр решеточного отражения

пленок на подложке относительно спектра отражения подложки (вне области дисперсии подложки) напоминает спектр поглощения пленки и уже без дополнительной обработки доступен для начального этапа спектрального анализа. Недостатком пленок является проявление интерференционных эффектов в виде частых осцилляций или в скрытой форме.

Совместные исследования спектров решеточного отражения эпитаксиальных пленок $Zn_{1-x}Cd_xSe \parallel GaAs$ с содержанием Cd от $x = 0.08$ до 0.55 с модельно-независимым анализом Крамерса–Кронига спектров решеточного отражения объемных кристаллов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ с $x = 0.08$ и 0.5 позволили сделать вывод о двухмодовом типе перестройки колебательного спектра сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$ при изменении состава, по крайней мере для $x \leq 0.55$. К такому же заключению приводит современный критерий оценки характера перестройки колебательного спектра, основанный на высказанных в [13] и сформулированных в [14] соображениях для решеточных колебаний в твердых растворах замещения. Согласно этому критерию, в сплаве $(AB)C$ реализуется двухмодовая перестройка, когда колебательная энергия возмущения при замещении атома B на атом A превышает колебательную энергию взаимодействия атомов в решетке бинарного соединения BC . Если BC — это $CdSe$, то критерий сводится к выражению

$$\frac{|\Delta m|}{M} - \frac{3\Omega}{2\omega_t^2 + \omega_l^2} > 1,$$

где Δm — дефект массы при замещении Cd на Zn в $CdSe$, Ω — частота локальной моды Zn в $CdSe$, M — приведенная масса, а $\omega_t = 169 \text{ cm}^{-1}$ и $\omega_l = 211 \text{ cm}^{-1}$ — частоты поперечной и продольной мод для $CdSe$. Локальная мода Zn в $CdSe$ не наблюдалась, поэтому она принималась равной предельной частоте разрешенного фононного спектра. Подстановка соответствующих параметров приводит к $1.368 > 1$. Критерий двухмодовости для сплава $Zn_{1-x}Cd_xSe$, как и для большинства полупроводниковых сплавов соединений II–VI, выполняется.

Список литературы

- [1] P. Gingo, M. De Vittorio, R. Rinald, R. Cingolani. Phys. Rev. B **54**, 16 934 (1996).
- [2] P. Zhang, W.X. Wang, T. Yasuda, Y. Segawa, K. Edamatsu, T. Itoh. Appl. Phys. Lett. **71**, 3370 (1997).
- [3] M. Strassberg, V. Kutzer, U. Pohl, A. Hoffman, I. Broser, N.N. Ledentzov, D. Bimberg, A. Rosenauer, U. Fischer, D. Gerthsen, I.L. Krestikov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Appl. Phys. Lett. **72**, 942 (1998).
- [4] O. Brafman. Solid State Commun. **11**, 447 (1972).
- [5] R.G. Alonso, E.-K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B **40**, 3720 (1989).
- [6] Е.А. Виноградов, Б.Н. Маврин, Л.К. Водопьянов. ЖЭТФ **126**, 866 (2004).
- [7] Л.К. Водопьянов, С.П. Козырев, Ю.Г. Садофьев. ФТТ **41**, 982 (1999).
- [8] В.С. Виноградов, Л.К. Водопьянов, С.П. Козырев, Ю.Г. Садофьев. ФТТ **43**, 1310 (2001).
- [9] L.K. Vodopyanov, E.A. Vinogradov, V.S. Vinogradov, I.V. Kucherenko, B.N. Mavrin, N.N. Novikova, P.V. Shapkin. Phys. Stat. Sol. (c) **1**, 3162 (2004).
- [10] К.В. Шалимова, А.Ф. Ботнев, В.А. Дмитриев, Н.З. Когновицкая, В.В. Старостин. Кристаллография **14**, 629 (1969).
- [11] Ю.А. Митягин, Л.К. Водопьянов, Е.А. Виноградов. ФТТ **17**, 2054 (1975).
- [12] E. Jahne. Phys. Stat. Sol. (b) **74**, 275 (1976); **75**, 222 (1976).
- [13] Y. Onodera, Y. Toyozawa. J. Phys. Soc. Jap. **24**, 341 (1968).
- [14] J. Dow, W. Packard, H. Blackstead, D. Jenkis. Dynamical properties of solids: phonon physics / Ed. G. Hortoy. (1995). V. 7. P. 349.