

Резонансные экситон-фононные спектры в открытых нанопроволоках ZnCdSe/ZnSe: комбинационное рассеяние и горячая люминесценция; распространенные и локализованные экситонные состояния

© В.В. Травников, В.Х. Кайбышев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: travn@spectr.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 1 июля 2002 г.

В окончательной редакции 23 декабря 2002 г.)

При перестраиваемом лазерном возбуждении в области основного экситонного состояния открытых нанопроволок $Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se/ZnSe$ детально исследованы низкотемпературные ($T \sim 8$ К) спектры вторичного свечения. В спектрах обнаружена тонкая структура, возникающая в результате взаимодействия экситонов с оптическими фононами. Показано, что наблюдаемые резонансные экситон-фононные (РЭФ) линии формируются двумя различными механизмами. Наиболее интенсивная компонента соответствует рамановскому рассеянию через свободные экситонные состояния. Остальные РЭФ линии являются линиями горячей люминесценции локализованных экситонов. Выполнен анализ спектра оптических фононов, которые участвуют в формировании РЭФ линий в исследованных биаксиально напряженных $Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se/ZnSe$ структурах.

При лазерном возбуждении в области экситонных резонансов слоев ZnCdSe в спектрах вторичного свечения при гелиевых температурах наблюдается ряд узких линий, которые формируются за счет взаимодействия экситонов с различными оптическими фононами (см. например [1–10]). Такие резонансные экситон-фононные (РЭФ) линии обнаружены ранее как в спектрах толстых ZnCdSe слоев [1,6], так и в спектрах различных ZnCdSe/ZnSe квантово-размерных структур [2–5]. Интерпретация наблюдаемых линий имела довольно противоречивый характер. В ряде работ линии рассматривались как линии рамановского рассеяния, в то время как в других их приписывали горячей люминесценции. Природа экситонных и фононных состояний, которые вовлечены в формирование наблюдаемых РЭФ линий, также толковалась с разных точек зрения.

Данная статья посвящена детальному исследованию зависимости от энергии лазерного возбуждения тонкой структуры и интенсивности РЭФ линий открытых нанопроволок ZnCdSe/ZnSe при $T \sim 8$ К. Обнаружено, что в наблюдаемых спектрах одновременно присутствуют два типа РЭФ линий. Наиболее интенсивная РЭФ компонента соответствует рамановскому рассеянию через распространенные экситонные состояния. Остальные, менее интенсивные компоненты, являются линиями горячей люминесценции локализованных экситонов. Представлен анализ спектра оптических фононов, которые участвуют в формировании РЭФ линий в исследованных напряженных $Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se/ZnSe$ структурах. Предварительные результаты работы опубликованы в [7].

1. Методика эксперимента

Исходные структуры ZnCdSe/ZnSe с одиночной квантовой ямой (КЯ) выращивались на подложке GaAs (100) методом молекулярно-пучковой эпитаксии. В этих структурах КЯ толщиной 5 nm с 13% содержанием Cd помещалась между буферным (25 nm) и верхним (20 nm) слоями барьеров ZnSe. Структуры с нанопроволоками (НП) создавались на части поверхности исходных образцов методом интерференционной литографии с последующим реактивным ионным травлением вплоть до подложки GaAs [8]. Поперечная ширина проволок равнялась $L \sim 70$ nm, а расстояние между ними ~ 180 nm. Ось проволок была ориентирована вдоль направления [011]. Наличие на поверхности приготовленных образцов как протравленных областей с НП, так и исходных непротравленных областей предоставляло возможность сопоставления свойств НП и КЯ.

Возбуждение осуществлялось перестраиваемым лазером на красителе (Stilbene 3), который накачивался ультрафиолетовой линией Ar^+ лазера. Исследования проводились при $T \sim 8$ К в геометрии рассеяния „назад“. Измерялись как спектры излучения, так и спектры возбуждения (зависимость интенсивности выделенного участка спектра излучения от энергии возбуждения). Поляризация возбуждающего и регистрируемого света были параллельны оси проволок.

2. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены спектры возбуждения (СВ) вторичного свечения из НП (сплошная линия) и из области образца с КЯ (штрих). Представленные СВ

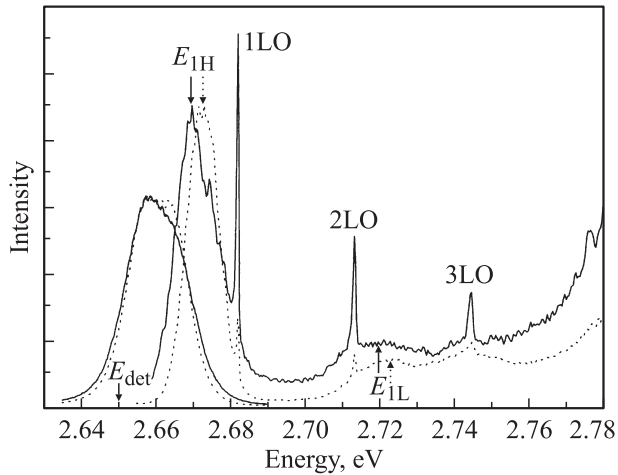


Рис. 1. Спектры возбуждения излучения нанопроволок (сплошная кривая) и квантовой ямы (штрих). Спектры возбуждения получены для энергии детектирования $E_{det} = 2.650$ eV при $T \sim 8$ K. Слева представлены соответствующие спектры фотолюминесценции, полученные при энергии возбуждения (2.83 eV), существенно превышающей энергию края поглощения ZnSe.

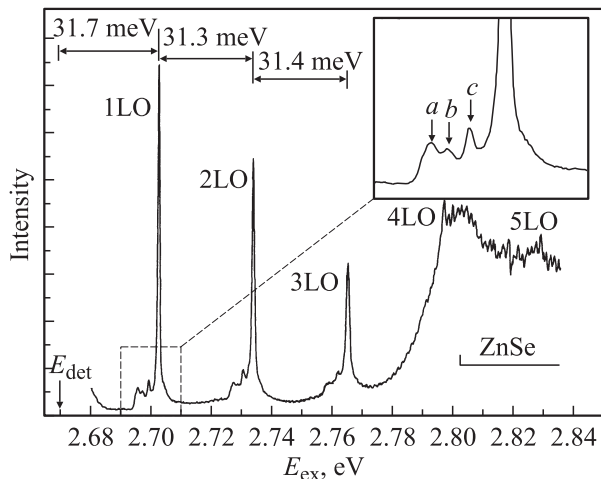


Рис. 2. Спектры возбуждения излучения нанопроволок для энергии детектирования $E_{det} = 2.671$ eV ($T \sim 8$ K). На вставке представлен участок спектра в увеличенном масштабе.

получены для энергии детектирования (E_{det}) в низкоэнергетической области полос фотолюминесценции (ФЛ) из основного экситонного состояния E_{1H} (тяжелый экситон) материала ZnCdSe. В левой части рис. 1 представлены полосы ФЛ КЯ и НП, полученные при возбуждении в области поглощения барьера ZnSe. Энергия экситонного состояния E_{1H} может быть определена по положению основного максимума в СВ. Рис. 1 показывает, что экситонное состояние E_{1H} в НП (2.667 eV) сдвинуто в низкоэнергетическую сторону по сравнению с его положением в КЯ. Такой красный сдвиг является результатом частичной релаксации напряжения в структуре за счет появления свободных боковых стенок ZnCdSe в открытых НП [11]. Отсутствие голубого сдви-

га указывает на несущественное влияние одномерного квантования на положение экситонных уровней в наших ($L = 70$ nm) НП, и именно поэтому для наших структур мы используем термин нанопроволоки, а не квантовые проволоки. Менее интенсивные широкие максимумы E_{1L} в СВ в области 2.72 eV, очевидно, соответствуют основному состоянию легкого экситона.

Помимо широких полос, соответствующих максимумам поглощения, в СВ присутствуют узкие линии 1LO, 2LO, 3LO, связанные с процессами экситонного рассеяния на продольных оптических (LO) фононах [12]. При одинаковой энергии детектирования, как видно из рис. 1, относительная интенсивность этих LO линий в СВ НП существенно больше, чем в СВ излучения ям. Относительная интенсивность LO линий в СВ сильно возрастает для E_{det} в области резонанса E_{1H} . Это видно из рис. 2, на котором представлен СВ излучения НП для $E_{det} = 2.667$ eV. В этом случае можно наблюдать до пяти LO линий. Из рис. 2 также видно, что для периодической структуры, связанной с LO линиями, характерна некоторая неэквидистантность. Энергетический промежуток между энергией детектирования и положением 1LO линии (~ 31.7 meV) заметно больше энергетических промежутков между линиями 1LO и 2LO (~ 31.3 meV) и между 2LO и 3LO линиями (~ 31.4 meV).

С низкоэнергетической стороны от линии 1LO наблюдаются три менее интенсивные, но отчетливые a, b, c линии (вставка на рис. 2). Аналогичные линии присутствуют и около линий 2LO и 3LO. Энергетическое положение a, b, c линий и их реплик определяется выражением: $E = E_{det} + (\omega_i + n\omega_{LO})$, где $i = a, b, c$; $n = 0, 1, 2$, а энергии $\omega_a, \omega_b, \omega_c$ равны 24.8, 26.4 и 28.4 meV соответственно. Указанные энергии расположены в области продольно-поперечного расщепления для оптических фононов ZnSe [13] и они, по-видимому, соответствуют некоторым оптическим фононам в исследованных структурах.

Помимо СВ мы детально исследовали спектры излучения в зависимости от энергии возбуждения E_{ex} (рис. 3). Характерной чертой этих спектров является

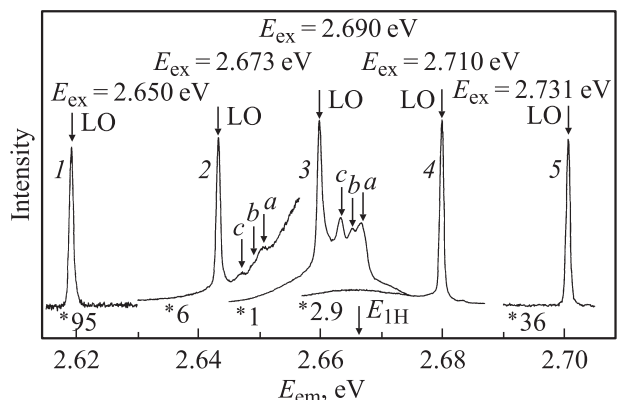


Рис. 3. Спектры излучения нанопроволок при различных энергиях возбуждения (E_{ex}) ($T \sim 8$ K).

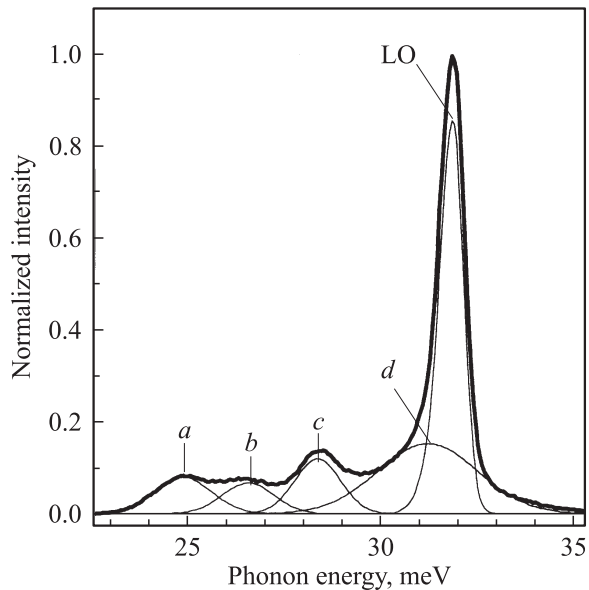


Рис. 4. Разложение одного из „чистых“ (см. текст) спектров резонансного экситон-фононного излучения ($E_{\text{ex}} = 2.698 \text{ eV}$).

присутствие РЭФ линий, максимумы которых соответствуют энергиям излучения $E_{\text{emi}} = E_{\text{ex}} - \omega_i$, где ω_i — рассмотренные выше характерные энергии оптических фононов ($i = \text{LO}, a, b, c$). Широкая фоновая полоса ФЛ также присутствует в спектрах излучения при соответствующих E_{ex} (спектр 3 на рис. 3). В исходных структурах с КЯ наблюдаются аналогичные РЭФ линии, но относительная интенсивность полос ФЛ в этом случае существенно выше.

Путем вычитания интенсивности фонового излучения полосы ФЛ мы получили спектры, соответствующие „чистым“ экситон-фононным оптическим переходам. После этого мы разложили эти спектры на отдельные фононные компоненты. Пример такого разложения представлен на рис. 4, на котором ось абсцисс соответствует энергии фононного сдвига относительно энергии возбуждения: $\omega_i = E_{\text{ex}} - E_{\text{emi}}$. Наиболее интенсивная компонента такого разложения, естественно, соответствует максимуму 1LO ($\sim 31.7 \text{ meV}$). Для этой компоненты мы выбрали слегка асимметричную форму, характерную для этой линии при возбуждении вдали от резонанса. Остальные компоненты были аппроксимированы гауссовскими контурами с энергиями $\omega_a, \omega_b, \omega_c$. Форму РЭФ спектров невозможно было подогнать без введения четвертой компоненты d ($\sim 31.1 \text{ meV}$).

Для всех полученных фононных компонент мы измерили резонансные профили (РП) — зависимость интенсивности компонент от энергии возбуждения. Энергетические положения максимумов РП для разных фононных компонент сдвинуты относительно друг друга. Для удобства сопоставления характера РП для разных компонент на рис. 5 нормированные интенсивности компонент представлены как функции от энергии, определя-

емой соотношением $E = E_{\text{emi}} - E_{1\text{H}} = E_{\text{ex}} - (\omega_i + E_{1\text{H}})$ (где $E_{1\text{H}} = 2.667 \text{ eV}$). Из рис. 5 отчетливо видно, что РП для a, b, c, d компонент (открытые символы), в пределах экспериментальной ошибки, совпадают и в то же время они существенно отличаются от РП для LO компоненты (темные кружки).

Горизонтальная ось на рис. 5 соответствует энергетическому смещению конечных (излучающих) состояний от энергии $E_{1\text{H}}$. Спектры люминесценции также могут быть представлены как функции от энергии $E = E_{\text{em}} - E_{1\text{H}}$. В результате появляется возможность сравнения эффективности РЭФ процессов с эффективностью процессов люминесценции для состояний с одинаковой конечной энергией. Сплошная кривая на рис. 5 соответствует спектру люминесценции, полученному при энергии возбуждения 2.712 eV (1LO и 2LO узкие линии в этом спектре являются линиями рамановского рассеяния (см. далее)).

Линии a, b, c наблюдаются в спектрах излучения лишь в тех энергетических областях, где фон ФЛ имеет заметную интенсивность (спектры 2, 3, 4 на рис. 3). При возбуждении вдали от резонанса, когда фон ФЛ отсутствует, в спектрах излучения присутствуют лишь LO линии (спектры 1, 5 на рис. 3). При увеличении температуры эксперимента относительная интенсивность a, b, c линий постепенно уменьшается до пренебрежимо малых значений. При комнатной температуре в спектрах излучения остаются только LO линии. Это видно из рис. 6, на котором представлен спектр излучения, полученный при возбуждении ли-

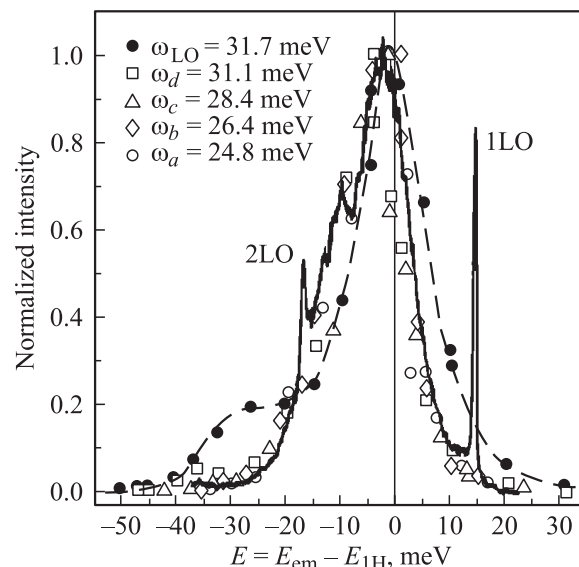


Рис. 5. Резонансные профили (темные и светлые символы) РЭФ компонент. Штриховая кривая приведена для выделения экспериментальных значений соответствующих компоненте 1LO (темные кружки). Сплошная кривая — спектр излучения нанопроволок, полученный при энергии возбуждения $E_{\text{ex}} = 2.712 \text{ eV}$ (линии 1LO и 2LO соответствуют линиям рамановского рассеяния).

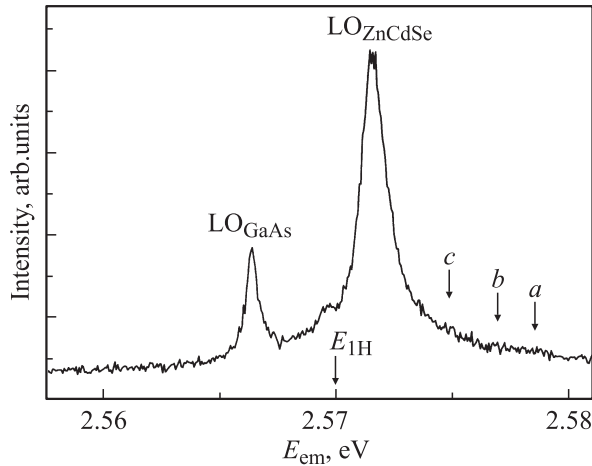


Рис. 6. Спектр излучения, полученный при комнатной температуре и при возбуждении линией 476.5 nm (2.602 eV) Ar^+ лазера. Стрелки *a*, *b*, *c* указывают на ожидаемое энергетическое положение соответствующих резонансных экситон-фононных компонент. Стрелка E_{1H} соответствует энергии (~ 2.57 eV) основного экситонного состояния проволоки при $T \sim 300$ K.

нией 476.5 nm (2.602 eV) аргонового лазера. Положение резонанса E_{1H} (2.57 eV) при $T = 300$ K, указанное стрелкой, оценено из положения максимумов спектров отражения и люминесценции (при возбуждении вдали от резонанса). Помимо LO линии, соответствующей рамановскому рассеянию в ZnCdSe/ZnSe структуре (см. далее), в спектре присутствует LO_{GaAs} линия, соответствующая рамановскому рассеянию в материале подложки GaAs. Широкая полоса излучения под линиями соответствует ФЛ основного экситонного состояния в ZnCdSe яме.

3. Обсуждение и анализ полученных результатов

3.1. *a*, *b*, *c* линии (горячая люминесценция локализованных экситонов). Хорошо известно (см., например, [14]), что при низких температурах ФЛ в квантово-размерных структурах соответствует излучению локализованных экситонов. Совпадение формы РП *a-d* компонент с формой ФЛ полосы указывает на то, что механизм формирования этих компонент, по-видимому, аналогичен механизму, ответственному за люминесценцию локализованных экситонов. Учитывая это, и также тот факт, что *a-d* компоненты имеют заметную интенсивность только в области, где присутствует ФЛ фон, мы предполагаем, что *a-d* компоненты соответствуют горячей люминесценции (ГЛ) локализованных экситонов.

В общем виде интенсивность люминесценции для излучения из состояния с энергией E может быть

представлена в следующем виде:

$$I_{\text{PL}}(E) \sim N(E)W_r(E),$$

где $W_r(E)$ и $N(E)$ — вероятность излучательной рекомбинации и заселенность состояний с энергией E . Функция заселенности определяется функцией распределения $F(E)$ и спектром плотности состояний $\rho(E)$

$$N(E) = \rho(E)F(E).$$

При низких температурах равновесное распределение экситонов по локализованным состояниям вряд ли достигается. Вследствие этого функция распределения должна определяться из кинетического уравнения

$$dF(E)/dt = G(E) - F(E)[W_r(E) + W_{\text{nr}}(E)],$$

где $G(E)$ — скорость генерации локализованных экситонов с энергией E , $W_{\text{nr}}(E)$ — вероятность безызлучательной гибели локализованных экситонов.

При стационарном возбуждении заселенность локализованных экситонных состояний с энергией E определяется следующим выражением:

$$N(E) \sim G(E)\rho(E)/[W_r(E) + W_{\text{nr}}(E)].$$

При возбуждении вблизи резонанса можно выделить два основных канала заселения локализованного экситонного состояния с энергией E . Первый канал связан с прямой генерацией локализованного экситона непосредственно в результате поглощения света с одновременной генерацией фононов соответствующей частоты ω_i (phonon-assisted absorption). При монохроматическом возбуждении (δ -образная функция генерации) заселенность, возникающая в результате такого возбуждения, имеет сильно неравновесный (квази- δ -образный, „горячий“ [15]) характер. Излучение из таких, не равновесно заселенных состояний и приводит, очевидно, к появлению в спектре *a-d* компонент. Второй канал соответствует заселению излучающих состояний за счет переходов из других (возбужденных до этого) состояний. В этом случае на первом этапе в результате поглощения света в области выше резонанса образуются свободные или локализованные экситоны. В дальнейшем, в результате процессов энергетической релаксации и локализации заполняются локализованные состояния с различными энергиями в области резонанса E_{1H} . Излучение из этих состояний и формирует, очевидно, наблюдаемую фоновую полосу люминесценции. Таким образом, при монохроматическом возбуждении вблизи резонанса спектр люминесценции может быть представлен в виде суммы двух вкладов — линий ГЛ (I_{HL}) и фонового излучения ФЛ полосы (I_{PL})

$$I(E) = I_{\text{HL}}(E) + I_{\text{PL}}(E),$$

где

$$I_{\text{HL}}(E) = G_{\text{HL}}(E)\rho(E)W_r(E)/[W_r(E) + W_{\text{nr}}(E)], \quad (1)$$

$$I_{\text{PL}}(E) = G_{\text{PL}}(E)\rho(E)W_r(E)/[W_r(E) + W_{\text{nr}}(E)]. \quad (2)$$

тельность $i-\mu-\mu''-f$). В этом случае оба максимума в РП, соответствующие резонансам по возбуждению и по рассеянию, должны были бы иметь примерно одинаковую интенсивность [19,20].

Участие добавочных, упругих процессов рассеяния при возбуждении выше экситонного резонанса приводит к рассеянию через реальные экситонные состояния (μ') с конечными k_{xy} волновыми векторами (сплошные линии и последовательность $i-\mu-\mu'-\mu''-f$ на рис. 7). Участие реальных экситонных состояний, с одной стороны, существенно увеличивает интенсивность PPP [23], и, с другой стороны, приводит к доминированию резонанса по рассеянному свету [17–20]. В КЯ структурах упругие процессы в существенной степени связаны с процессами рассеяния на шероховатостях интерфейсных границ КЯ [20]. Предполагаем, что в нашем случае упругие процессы также связаны с шероховатостями на границах раздела ZnSe/ZnCdSe.

2.3. Анализ спектра оптических фононов, участвующих в формировании наблюдаемых РЭФ линий. Тонкая структура, связанная с проявлением в оптических спектрах различных фононных компонент слоев ZnCdSe, наблюдалась и ранее (см., например, [1–6]). Однако предлагавшаяся интерпретация носила довольно противоречивый характер. В спектрах РП толстых (> 300 nm) $Zn_{1-x}Cd_xSe$ ($x \sim 15\%$) эпитаксиальных слоев появление четырех наблюдаемых фононных компонент приписывалось РП на фононных модах, которые соответствуют фононным модам твердого раствора ZnCdSe, т.е. появляются в результате композиционного эффекта (введение Cd в ZnSe) [1]. Три фононных компоненты в спектрах ФЛ $Zn_{1-x}Cd_xSe/ZnSe$ ($x > 30\%$) [3] квантовых структур приписывались ZnSe LO-фонону, примесной фононной моде Cd в ZnSe и LO моде CdSe. В работе [2] наблюдаемая структура ФЛ спектров структур ZnCdSe/ZnSe приписывалась взаимодействию экситонов с фононами из точек зоны Бриллюэна с высокой плотностью состояний. Предполагалось, что взаимодействие с фононами, характеризуемыми большими волновыми векторами, имеет место благодаря нарушению закона сохранения волнового вектора вследствие влияния эффекта локализации [2].

Характеристические фононные энергии, которые необходимы для анализа наблюдаемых спектров, представлены на рис. 8. Фононные энергии, соответствующие объемным кристаллам ZnSe и CdSe, взяты из работы [1] и указаны в левой части рис. 8. Уровни LO и TO соответствуют энергиям продольных и поперечных оптических фононов в Γ точке зоны Бриллюэна (при $T < 10$ K). Фононные уровни ZnSe: Cd и CdSe: Zn соответствуют примесным локальным решеточным колебаниям Cd в ZnSe и колебаниям Zn в CdSe соответственно [1].

Спектр фононных мод в наших ZnCdSe/ZnSe структурах может отличаться от спектров основного объемного материала ZnSe в силу нескольких факторов: влияния

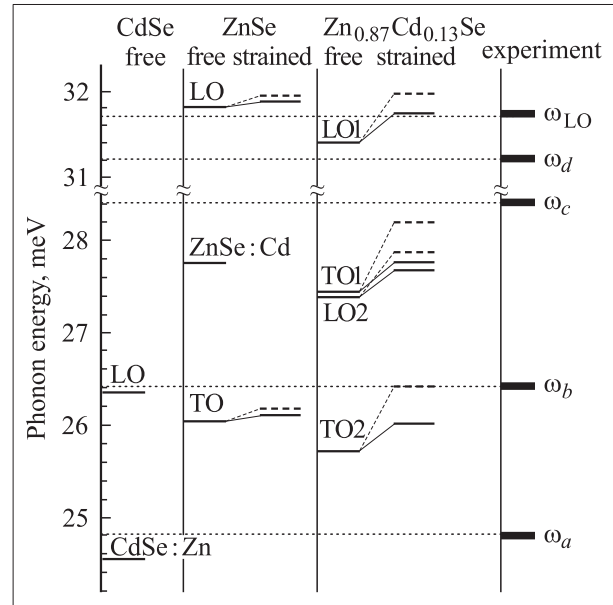


Рис. 8. Энергии оптических фононов в ненапряженных (free) и биаксиально напряженных (strained) кристаллах ZnSe и $Zn_{0.87}Cd_{0.13}Se$ ($T \sim 8$ K). Значения энергий для объемных ненапряженных материалов CdSe и ZnSe взяты из работы [1]. Для напряженных кристаллов энергии оценены в соответствии с работой [27]. Пунктиром представлены энергии фононов, соответствующие решеточным колебаниям вдоль оси z .

размерного квантования, влияния эффекта напряжения, а также влияния композиционного эффекта.

Возможность проявления размерного квантования фононов в спектрах РП квантовых ям ZnCdSe рассматривалась в работе [24]. Выполненный в этой работе анализ позволил авторам пренебречь влиянием размерного квантования на спектр фононных мод в КЯ толщиной 4 nm. Поскольку толщина слоев ZnCdSe в нашем случае заметно больше (5 nm), мы также сочли возможным пренебречь этим эффектом.

Фононные спектры твердых растворов $Zn_{1-x}Cd_xSe$ описываются не одномодовым или двухмодовым поведением, а подчиняются промежуточному случаю [1]. Поведение основных компонент (LO_1 и TO_2) оптических фононных мод в Γ точке зоны Бриллюэна аналогично одномодовому поведению — их энергии сдвигаются непрерывно от одной крайней точки твердого раствора ($x = 1$) до другой крайней точки ($x = 0$). Две оставшихся фононных моды (LO_2 и TO_1) при $x = 1$ или 0 становятся локальными примесными модами с одинаковой энергией внутри области продольно-поперечного расщепления [1]. В соответствии с [25] мы оценили энергии перечисленных фононных мод ненапряженного (free) твердого раствора $Zn_{1-x}Cd_xSe$ с $x = 13\%$ (правая часть рис. 8).

Общая толщина нашей ZnCdSe/ZnSe структуры равна 50 nm. Это значение много меньше толщины когерентного роста в системе ZnSe/GaAs (~ 1000 nm [26]),

и решеточные постоянные тонких слоев ZnCdSe и ZnSe (для ненапряженных слоев эти величины составляют $a_{\text{ZnCdSe}} = 0.5721 \text{ nm}$ и $a_{\text{ZnSe}} = 0.5668 \text{ nm}$, соответственно) должны стать равными постоянной решетки толстой подложки GaAs ($a_{\text{GaAs}} = 0.5653 \text{ nm}$). В результате, слои ZnCdSe и ZnSe оказываются биаксиально напряженными (сжатыми в плоскости xy), что должно приводит к изменению энергии оптических фононов [27]. Используя формулы из работы [27], мы оценили энергии всех оптических фононных мод биаксиально напряженного твердого раствора ZnCdSe с $x = 13\%$ (при оценках мы пользовались необходимыми параметрами кристаллов ZnSe и CdSe из работы [27]). Биаксиальное напряжение приводит к увеличению энергии всех фононных уровней и к их расщеплению. Уровни с наибольшей энергией в таких дублетах соответствуют решеточным колебаниям вдоль оси z (на рис. 8 эти компоненты представлены штриховыми линиями). Для слоев ZnSe сдвиг и расщепление фононных уровней меньше, чем в ZnCdSe, поскольку разница в решеточных постоянных между ZnSe и GaAs меньше, чем разница между GaAs и ZnCdSe. Следует подчеркнуть, что представленные на рис. 8 энергии фононов соответствуют центру зоны Бриллюэна, т.е. нулевым значениям волновых векторов ($q = 0$).

В наших структурах толщина слоев барьеров ZnSe много больше толщины слоя ZnCdSe, поэтому рассеяние в областях ZnSe, в принципе, может вносить некоторый вклад в наблюдаемые спектры. В работе [28] при исследовании многофононного PPP в энергетической области ямы ZnCdSe (и ниже области ZnSe барьера) наблюдаемые LO линии приписывались рассеянию на LO фононах ZnSe барьера. Однако наши эксперименты показывают, что наблюдаемые LO линии при возбуждении в энергетической области ZnCdSe формируются за счет рассеяния в слое ZnCdSe и при этом они связаны с решеточными колебаниями этого слоя. Такое заключение основано на двух основных факторах.

1) Интенсивность ILO линий резонансно увеличивается на два порядка в области основного ZnCdSe состояния. Такое резонансное возрастание доказывает, что процесс рассеяния происходит именно в слое ZnCdSe.

2) Измеренная величина энергии ILO компоненты заметно ближе к оцененным значениям $\text{LO}_1(q_{xy})$ моды ZnCdSe слоя, чем к аналогичным значениям в слоях ZnSe (рис. 8). Более того, выполненные при комнатной температуре измерения с лучшим спектральным разрешением [29] показали, что энергия ILO компоненты в области образца с КЯ при возбуждении в области экситонного резонанса ZnCdSe смещена в красную сторону на величину $\Delta \sim 0.1 \text{ meV}$ относительно ее положения при возбуждении в области ZnSe резонанса. Этот факт согласуется с нашими оценками. Оцененное значение энергии $\text{LO}_1(q_{xy})$ моды в центре зоны Бриллюэна для напряженного $\text{Zn}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Se}$ слоя смещено в красную сторону на $\sim 0.15 \text{ meV}$ относительно аналогичных значений для напряженного слоя ZnSe (рис. 8).

Таким образом, выполненное сопоставление энергии фононов, вовлеченных в формирование LO линии, со сделанными оценками указывает на то, что в формировании линии участвуют фононы с малыми волновыми векторами q_{xy} вблизи Г точки зоны Бриллюэна. Это согласуется с предложенной выше схемой для процесса рамановского рассеяния (рис. 7). Действительно, малость волновых векторов свидетельствует в пользу того, что соответствующий процесс рассеяния близок к процессу, для которого выполняется закон сохранения волнового вектора, а, следовательно, в пользу того, что в этом процессе участвуют свободные экситоны. Близость энергии LO компоненты к оцененным значениям для LO_1 фононов с волновыми векторами q_{xy} подтверждает предположение об участии в рамановском процессе дополнительных, упругих процессов рассеяния на шероховатостях, поскольку профиль шероховатостей как на границе раздела ZnCdSe/ZnSe, так и на боковых стенках открытых проволок может быть охарактеризован набором „векторов шероховатостей“, лежащих в плоскости xy [30].

Рис. 8 показывает, что положение $a-d$ компонент заметно отличается от оцененных значений в центре зоны Бриллюэна для всех оптических мод. Это укладывается в рамки предложенной интерпретации соответствующих линий, как линий ГЛ. Действительно, линии ГЛ соответствуют излучению локализованных экситонов, которые возникают при поглощении света с одновременным созданием соответствующих фононных состояний. В таком процессе поглощения закон сохранения волнового вектора не работает, и фононы из различных точек зоны Бриллюэна могут быть вовлечены в него. Возникающая в результате такого поглощения заселенность локализованных состояний, определяющая тонкую структуру спектров ГЛ, должна быть сложной функцией, зависящей как от плотности фононных состояний, генерируемых в процессе поглощения, так и от зависимости вероятности образования локализованных экситонов от величины волнового вектора фононов, вовлеченных в процесс. Учитывая сказанное, довольно трудно сопоставить наблюдаемые компоненты с какими-то определенными особенностями фононных спектров, тем более, что дисперсия фононов, а, следовательно, и плотность фононных состояний для твердого раствора ZnCdSe не известны. Рис. 8 показывает, что компоненты $b-d$ расположены между оцененными энергиями для основных оптических мод (LO_1 и TO_2), куда попадают и возникающие за счет композиционного эффекта моды LO_2 и TO_1 . Поскольку основная плотность фононных состояний приходится обычно на область между основными продольными и поперечными оптическими фононами [13], учитывая перечисленные трудности, мы можем лишь сказать, что $b-d$ компоненты образуются с участием различных оптических фононов с большими волновыми векторами вдали от центра зоны Бриллюэна. Из рис. 8 видно, что энергия фононов, соответствующих линии a , заметно меньше всех оцененных энергий, но

при этом она довольно близка к энергии примесной моды Zn в кристалле CdSe [1]. В этой связи можно предположить, что линия a связана с решеточными колебаниями кластеров CdSe, появление которых весьма вероятно в слоях ZnCdSe [31]. Альтернативным объяснением может быть наличие особенности в дисперсии фононных мод, приводящее к заметной плотности фононных состояний в соответствующем диапазоне энергий.

2.4. Много-LO-фононное рассеяние. Наличие сильных n LO линий в спектрах возбуждения является характерной чертой большинства полярных полупроводников [32]. Появление этих линий обычно рассматривается как много-LO-фононное PPP через реальные экситонные состояния с большими волновыми векторами или как ГЛ, появляющаяся вследствие каскадного рассеяния на LO фононах через те же экситонные состояния [12]. Поскольку тип и число фононов, а также характер промежуточных состояний, вовлеченных в процессы PPP и ГЛ, одинаковы, очень трудно различить эти процессы [12]. В любом случае в объемных полупроводниках рассеяние с участием LO фононов подчиняется закону сохранения волнового вектора. Природа n LO линий в наших структурах (рис. 2), по-видимому, идентична природе аналогичных линий в объемных полупроводниках. В этом случае процессы LO рассеяния, идущие через распространенные экситонные состояния, должны подчиняться закону сохранения волнового вектора в xy плоскости. В результате LO фононы, участвующие в рассматриваемом процессе, должны иметь конечные значения волновых векторов k_{xy} , а энергии этих фононов должны быть сдвинуты в красную сторону относительно их значений при $k_{xy} = 0$ [13]. Наши оценки (основанные на законах сохранения энергии и импульса для процессов рассеяния через состояния зоны E_{1H}) показывают, что волновые векторы фононов, участвующих в PP, не велики (менее 10% от значения на границе зоны Бриллюэна). Соответствующий красный сдвиг для 1LO линии в используемом диапазоне энергий возбуждения должен быть в пределах $\sim 0-0.17$ meV, а для 2LO линии — в пределах 0.17–0.9 meV. Такие оценки находятся в согласии с тем, что энергия LO фононов, участвующих в формировании 1LO линии, заметно больше соответствующих энергий для линий 2LO и 3LO (рис. 2). Таким образом, обнаруженные свойства LO линий свидетельствуют о применимости закона сохранения волнового вектора для рассматриваемых процессов экситон-фононного взаимодействия, и тем самым подтверждается предположение о том, что экситонные состояния, вовлеченные в формирование PP линии, действительно могут рассматриваться как свободные, распространенные состояния.

LO линии являются самыми интенсивными компонентами СВ в наших структурах (рис. 2). Их присутствие в наблюдаемых спектрах указывает на наличие эффективного канала энергетической релаксации с участием LO фононов [12,32]. Принимая во внимание, что энергия LO фононов соответствует также периоду для более

слабых реплик, связанных с $a-d$ компонентами, мы приходим к выводу, что рассеяние свободных экситонов на LO фононах ответственно за начальные шаги релаксации в процессе образования локализованных экситонов. $a-d$ фононные компоненты принимают участие на последней, финальной стадии энергетической релаксации. Эта стадия, очевидно, соответствует захвату свободного экситона в область минимума флуктуирующего энергетического потенциала. На этой стадии закон сохранения волнового вектора не работает, в результате, как и в случае с ГЛ, захват экситона в локализованное состояние идет с участием фононов из всей зоны Бриллюэна.

Таким образом, полученные результаты показывают, что при резонансном возбуждении и низких температурах экситон-фононное взаимодействие в структурах ZnCdSe/ZnSe приводит к одновременному наличию в спектрах резонансного вторичного излучения как линий PP, так и линий ГЛ. Процесс PP реализуется через промежуточные состояния свободных, распространенных экситонов. ГЛ соответствует излучению локализованных экситонов. Упругое рассеяние на шероховатостях и неупругое рассеяние на LO фононах слоя ZnCdSe из области вблизи центра зоны Бриллюэна ответственны за наблюдаемые линии PPP. Линии ГЛ образуются с участием фононов с большими волновыми векторами. Решеточные колебания в кластерах CdSe, возможно, также принимают участие в формировании ГЛ линий. При увеличении температуры линии ГЛ исчезают из наблюдаемых спектров и при комнатной температуре наблюдаются лишь линии PP.

Авторы благодарны проф. С.А. Пермогорову за полезные дискуссии. Особая благодарность проф. Ф. Хеннебергеру и научной программе НАТО за предоставленную возможность выполнения экспериментов с перестраиваемым лазером в университете им. Гумбольдта (Берлин). Благодарим С.И. Нестерова, В.И. Скопину, Е.М. Танклевскую за изготовление образцов с нанопроволоками, а В.Ю. Давыдова и И.Н. Гончарука за помощь в измерениях при комнатной температуре.

Список литературы

- [1] R.G. Alonso, E.-K. Suh, A.K. Ramdas, N. Samarth, H. Luo, J.K. Furdyna. Phys. Rev. B **40**, 6, 3720 (1989).
- [2] S. Permogorov, A. Reznitsky, L. Tenishev, A. Kornievsky, S. Ivanov, S. Sorokin, M. Maximov, I. Krestnikov, W. von der Osten, H. Stolz, M. Jutte, H. Vogelsand. Proc. of the 23rd Intern. Conf. on the Phys. of Semiconductors / Ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann. Berlin (1996). P. 2015.
- [3] M. Lowish, M. Rabe, B. Stegemann, F. Henneberger, M. Grundmann, V. Turck, D. Bimberg. Phys. Rev. B **54**, 16, R11074 (1996).
- [4] I. Reshina, A. Toropov, S. Ivanov, D. Mirlin, M. Keim, A. Wang, G. Landwehr. Solid Stat. Commun. **112**, 6, 351 (1999).
- [5] A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev. Phys. Rev. B **59**, 4, R2510 (1999).

- [6] J. Avendano-Lopez, F.L. Castillo-Alvarado, A. Escamilla-Esquivel, G. Contreras-Puente, J. Ortiz-Lopez, O. Zelaya-Angel. *Sol. State. Commun.* **100**, 1, 33 (1996).
- [7] V.V. Travnikov, V.H. Kaibyshev, N.V. Lomasov, S.I. Nesterov, V.I. Skopina, E.M. Tanklevskaya, J. Puls, M. Rabe, F. Henneberger. *Nanotechnology* **12**, 4, 602 (2001).
- [8] S.A. Gurevich, O.A. Lavrova, N.V. Lomasov, S.I. Nesterov, V.I. Skopina, E.M. Tanklevskaya, V.V. Travnikov, V.V. Tret'yakov, A. Osinsky, Y. Qiu, H. Temkin, M. Rabe, F. Henneberger. *Semicond. Sci. Technol.* **13**, 1, 139 (1998).
- [9] P. Ils, Ch. Greus, A. Forchel, V.D. Kulakovskii, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. *Phys. Rev. B* **51**, 7, 4272 (1995).
- [10] Н.В. Ломасов, В.В. Травников, С.О. Когновицкий, С.А. Гуревич, С.И. Нестеров, В.И. Скопина, М. Рабе, Ф. Хеннебергер. *ФТТ* **40**, 8, 174 (1998).
- [11] T. Kummell, G. Bacher, A. Forchel, G. Lermann, W. Kiefer, B. Jobst, D. Hommel, G. Landwehr. *Phys. Rev. B* **57**, 24, 15439 (1998).
- [12] S.A. Permogorov. In: *Excitons* / Ed. by E.I. Rashba, M.D. Sturge. North-Holland Company (1982). P. 177.
- [13] B. Hennion, F. Moussa, G. Pepy, K. Kunc. *Phys. Lett.* **36A**, 5, 376 (1971).
- [14] E. Runger, A. Schülzgen, F. Henneberger, R. Zimmermann. *Phys. Stat. Sol. (b)* **188**, 547 (1995).
- [15] S. Permogorov, V. Travnikov. *Sol. Stat. Commun.* **29**, 8, 615 (1979).
- [16] M. Godlewski, J.P. Bergman, B. Monemar, E. Kurtz, D. Hommel. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 19, 2843 (1996).
- [17] А.А. Ключихин, А.Г. Плехин. *Письма в ЖЭТФ* **21**, 5, 267 (1975).
- [18] S. Permogorov, V. Travnikov. *Phys. Stat. Sol. (b)* **78**, 1, 389 (1976).
- [19] W. Kauschke, A.K. Sood, M. Cardona, K. Ploog. *Phys. Rev.* **B36**, 3, 1612 (1987).
- [20] A.J. Shields, C. Trallero-Giner, M. Cardona, H.T. Grahn, K. Ploog, V.A. Haisler, D.A. Tenne, N.T. Moshegov, A.I. Toropov. *Phys. Rev. B* **46**, 11, 6990 (1992).
- [21] Y.R. Shen. *Phys. Rev. B* **9**, 2, 622 (1974).
- [22] M.V. Klein. *Phys. Rev. B* **8**, 2, 919 (1973).
- [23] A.A. Gogolin, E.I. Rashba. *Sol. Stat. Commun.* **19**, 12, 1177 (1976).
- [24] G. Lermann, T. Bischof, A. Materny, W. Kiefer, T. Kummell, G. Bacher, A. Forchel, G. Landwehr. *J. Appl. Phys.* **81**, 3, 1446 (1997).
- [25] D.L. Peterson, A. Petrou, W. Giriat, A.K. Ramdas, S. Rodriguez. *Phys. Rev. B* **33**, 2, 1160 (1986).
- [26] C.D. Lee, B.K. Kim, J.W. Kim, H.L. Park, C.H. Chung, S.K. Chang, J.I. Lee, S.K. Noh. *J. Cryst. Growth* **138**, 1-4, 136 (1994).
- [27] F. Cerdeira, C. Buchenauer, F. Pollak, M. Cardona. *Phys. Rev. B* **5**, 2, 580 (1972).
- [28] N.N. Melnik, Yu.G. Sadofyev, T.N. Zavaritskaya, L.K. Vodop'yanov. *Nanotechnology* **11**, 4, 252 (2000).
- [29] В.Х. Кайбышев, В.В. Травников, В.Ю. Давыдов. *ФТТ* **45**, 7, 1311 (2003).
- [30] Поверхностные поляритоны / Под ред. В.Л. Аграновича, Д.Л. Милса. Наука, М. (1985). 238 с.
- [31] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, I.V. Ivanov. *Phys. Rev. B* **61**, 23, 16015 (2000).
- [32] S. Permogorov. *Phys. Stat. Sol. (b)* **68**, 1, 9 (1975).