

Оптические спектры и "хвост" плотности состояний неупорядоченного твердого раствора $ZnSe_{1-c}Te_c$

© А.А. Ключихин, С.А. Пермогоров*, А.Н. Резницкий*

Институт ядерной физики им. Б.П. Константинова Российской академии наук,
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия

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

(Поступила в Редакцию 27 января 1998 г.)

Представлена схема вычислений плотности состояний флукуационного "хвоста" неупорядоченного твердого раствора $ZnSe_{1-c}Te_c$ в области концентраций, меньших критической, для протекания по узлам подрешетки. Найдены бесфононные полосы поглощения и люминесценции в области основного состояния экситона с использованием подхода, развитого ранее. Учтено взаимодействие с фононами и получены электронно-колебательные полосы поглощения и люминесценции. Показано, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета.

Среди соединений $A_{II}B_{IV}$ можно выделить неупорядоченные твердые растворы $ZnSe_{1-c}Te_c$, которые удается получить во всем интервале концентраций, несмотря на относительно большую разницу в величине постоянной решетки (5.668 и 6.089 Å для соединений Se и Te соответственно). Особый интерес к этим системам связан с перспективой их применения в квантовой электронике.

Поглощение и люминесценция твердых растворов $ZnSe_{1-c}Te_c$ [1–4] свидетельствуют об образовании флукуационных "хвостов" локализованных состояний экситонов. Размытие края зоны указывает на то, что твердый раствор $ZnSe_{1-c}Te_c$ представляет собой систему, где возмущение электронных состояний валентной зоны при замене Se на Te оказывается сильным, по крайней мере, в области концентраций $Te_c \leq 0.30$. Об этом свидетельствует также тот факт, что хвост флукуационных состояний в области малых концентраций $c \approx 0.01$ имеет структурные особенности [1–4], обусловленные локализованными состояниями кластеров малых размеров, состоящих из двух и трех атомов Te. По мере роста концентрации Te и понижения среднего уровня потенциала величина возмущения, вносимого каждым атомом Te, уменьшается, так что в области $c \geq 0.35$ флукуационный хвост $ZnSe_{1-c}Te_c$ становится сравнимым по своей глубине с хвостом в $CdSe_{1-c}Se_c$ [1–4].

Твердый раствор $ZnSe_{1-c}Te_c$ отличает от ряда других соединений этого типа сильное экситон-фононное взаимодействие, которое в области $c \leq 0.30$ приводит к появлению в спектрах люминесценции бесструктурных полос [1–4] с полушириной ≈ 0.1 eV. Возрастание константы фреilihовского взаимодействия с LO-фононами по сравнению с исходными кристаллами подтверждает то, что в этой области концентраций происходит достаточно глубокая локализация экситонов, в результате чего становятся возможными электронно-колебательные переходы с участием фононов, волновые векторы которых занимают заметную часть зоны Бриллюэна. Уменьшение глубины локализации при возрастании концентрации Te ($c > 0.3$) приводит и к видимому ослаблению фреilihовского взаимодействия, что сопровождается сужени-

ем полосы люминесценции и появлением характерной структуры, связанной с продольными оптическими фононами [1,3,4].

Оптические характеристики твердого раствора в области края межзонного поглощения определяются флукуационными локализованными состояниями хвоста валентной зоны. В данной работе мы представляем общую схему вычисления плотности флукуационных состояний, контура полосы собственной люминесценции и спектра поглощения в области хвоста плотности состояний твердого раствора $ZnSe_{1-c}Te_c$. Поскольку возможность оптической рекомбинации ограничивается временем жизни экситона по отношению к переходу (туннелированию) в нижележащие состояния хвоста локализованных состояний, сопровождаемому излучением фононов, для описания люминесценции необходимо найти распределение по энергии таких состояний, для которых отсутствуют или сильно ограничены каналы безызлучательного ухода. Иначе говоря, необходимо знать распределение пространственно изолированных локализованных состояний. В общем случае эта задача представляет собой один из аспектов квантовой теории протекания. Изолированные состояния в решеточных моделях изучались в работах [5–8]. Аналогом таких изолированных состояний в нашем случае являются состояния, возникающие в потенциальных ямах, образованных кластерами атомов теллура и соответственно комплексами таких кластеров (суперкластерами).

Таким образом, задача вычисления спектра изолированных состояний сводится к нахождению распределения локализованных состояний хвоста по суперкластерам в континуальной модели, т.е. к проблеме, аналогичной задаче протекания по перекрывающимся сферам [9–15]. Использование для вычисления распределения состояний по суперкластерам соотношений, следующих из классической теории протекания по перекрывающимся сферам, позволяет установить положение бесфононной полосы люминесценции относительно максимума бесфононной полосы поглощения основного состояния экситона и порога подвижности.

При вычислении спектра поглощения и люминесценции учитывается взаимодействие экситонов как с оптическими, так и с акустическими фононами. В интересующей нас области концентраций предполагается, что электрон не успевает адиабатически следовать за быстрым движением локализованной дырки и взаимодействует по закону Кулона с усредненным по флуктуационной яме распределением плотности дырки. Полученные в данной работе результаты используются для описания спектров люминесценции твердого раствора $ZnSe_{1-c}Te_c$, для которого имеются обширные экспериментальные данные [1–4].

1. Локализованные состояния кластеров. Правило сумм

Будем считать, что макроскопический объем V твердого раствора, состоящий из N узлов кристаллической решетки, случайным образом заполняется атомами двух сортов А и В. Диагональный матричный элемент однопозонного гамильтониана F_n принимает значение E_A , если узел занят атомом А, и E_B в противоположном случае. В данной работе мы рассмотрим ситуацию, когда концентрация атомов узкозонной компоненты твердого раствора А меньше критической для задачи протекания по узлам анионной подрешетки $c < p_c \approx 0.2$. При этом условия атомы А могут образовывать только кластеры конечных размеров.

Если возмущение, вносимое кластером, состоящим из n атомов А, превышает критическую величину и приводит к отщеплению состояния от дна зоны виртуального кристалла, то и все кластеры более высокого порядка также будут отщеплять такие состояния. В случае $ZnSe_{1-c}Te_c$ в области малых концентраций кластеры, состоящие из двух и более атомов Те, отщепляют локализованные состояния [1]. Мы предположили в качестве нулевого приближения, что волновые функции кластеров не перекрываются, и рассмотрим получающийся в результате спектр отщепленных состояний. При таком подходе среда за пределами кластера описывается приближением виртуального кристалла.

1) Приближение изолированных кластеров

Для любого из кластеров в этом приближении уравнение движения можно представить в виде

$$\{\mathbf{I} + \mathbf{g}^{vc}(\omega)\mathbf{\Delta}\}_{nm}\varphi_n^\Delta(\mathbf{m}) = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{I} — единичная матрица, $\mathbf{\Delta} = \Delta_n\delta_{nm}$ — величина возмущающего потенциала в узле, \mathbf{n} и \mathbf{m} пробегают значения, соответствующие координатам узлов, занятых кластером, $\mathbf{g}^{vc}(\omega)$ — фрагмент матрицы одночастичной функции Грина, ограниченный областью, занятой кластером.

Используя подход, развитый в теории динамики призмесной решетки [16], найдем собственные функции и

собственные значения матрицы $[\mathbf{g}^{vc}(\omega)\mathbf{\Delta}]$, ранг которой равен размеру кластера

$$\sum_{\mathbf{m} \in C_{st,\varkappa}} [\mathbf{g}^{vc}(\omega)\mathbf{\Delta}]_{n,m}\Phi^\sigma(\mathbf{m}, \omega) = \lambda^\sigma(\omega)\Phi^\sigma(\mathbf{n}, \omega), \quad (2)$$

где суммирование производится по узлам, занятым кластером. Получаемые таким образом собственные функции образуют полную ортонормированную систему

$$\sum_{\sigma} \Phi^\sigma(\mathbf{m}, \omega)\Phi^\sigma(\mathbf{n}, \omega) = \delta_{nm}. \quad (3)$$

С помощью этих собственных значений и собственных функций мы можем записать матрицу $\{\mathbf{I} + \mathbf{g}^{vc}(\omega)\mathbf{\Delta}\}^{-1}$ в виде

$$\{\mathbf{I} + \mathbf{g}^{vc}(\omega)\mathbf{\Delta}\}_{nm}^{-1} = \sum_{\sigma} \frac{\Phi^\sigma(\mathbf{n}, \omega)\Phi^\sigma(\mathbf{m}, \omega)}{1 - \lambda_\sigma(\omega)}. \quad (4)$$

В данном приближении локализованное состояние отщепляется, если хотя бы для одного из σ существует такое значение $\omega = \omega_{loc} > 0$, что выполняется равенство

$$\lambda_\sigma(\omega_{loc}) = 1. \quad (5)$$

В первую очередь всегда отщепляется безузельное состояние, оно имеет наиболее глубокое значение энергии локализации и вносит наибольший вклад в оптические процессы.

Волновые функции отщепленных локализованных состояний, нормированные на единицу, имеют соответственно вид

$$\begin{aligned} \phi^\sigma(\mathbf{n}) &= \sum_{\mathbf{m} \in C_{st,\varkappa}} G_{n,m}^{vc}(\omega)\Phi_m^\sigma(\omega) \\ &\times \left| \sum_{\mathbf{n}, \mathbf{m} \in C_{st,\varkappa}} \Phi_n^\sigma G_{n,m}^{vc}(\omega)\Phi_m^\sigma \right|^{-1/2}, \quad (6) \end{aligned}$$

где $G_{n,m}^{vc}(\omega) = \frac{\partial}{\partial \omega} G_{n,m}^{vc}(\omega)$.

Вероятность появления кластера, состоящего из s атомов сорта А и имеющего периметр из t атомов В, есть

$$g_{st}c^s(1-c)^t, \quad (7)$$

где g_{st} есть число кластеров, имеющих одно и то же количество атомов сорта А, одинаковое число атомов В по периметру, но образующих различные пространственные конфигурации. Учитывая только безузельные состояния, мы можем написать для усредненной плотности состояний

$$\rho(\omega) = \sum_s \sum_{\varkappa=1}^{g_{st}} \sum_n |\phi_n^{st,\varkappa}|^2 c^s(1-c)^t \delta(\omega - \omega_{loc}^{st,\varkappa}). \quad (8)$$

Здесь мы пронумеровали собственные функции и собственные значения по их принадлежности к кластеру.

Интегральная плотность состояний, отщепившихся от дна зоны виртуального кристалла, в расчете на один узел

$$\mathcal{N}(0) = \int_0^{E_L} \rho(\omega) d\omega = \sum_{st, \neq} g_{st} c^s (1-c)^t = \sum_s n_s(c), \quad (9)$$

где E_L — граница Лифшица для твердого раствора, совпадает с полным числом кластеров в расчете на один узел.

Для вычисления количества состояний, имеющих энергию локализации превосходящую ω , необходимо ограничить верхний предел интегрирования в (9) этой величиной, а суммирование в правой части этого выражения начать с такого размера кластера s , который приводит к появлению состояния с энергией локализации, равной ω . Полное число отщепившихся состояний в любом случае не превышает числа атомов узкозонной компоненты, которое определяется выражением

$$N_A = N \sum_{s=1}^{\infty} n_s(c) s. \quad (10)$$

Суммы вида (9) быстро сходятся во всем интервале концентраций. Поскольку функции $n_s(c)$ известны для многих решеток (по крайней мере для нескольких низших значений s), полученное правило сумм (9) может быть использовано для оценки количества состояний, отщепившихся от дна зоны виртуального кристалла. Так, для кубической гранецентрированной решетки в работах [5,6] получено

$$\begin{aligned} n_1(c) &= c(1-c)^{12}, & n_2(c) &= 12c^2(1-c)^{18}, \\ n_3(c) &= c^3 [24(1-c)^{23} + 126(1-c)^{24}]. \end{aligned} \quad (11)$$

Наша оценка для вероятности появления кластера из четырех атомов дала

$$n_4(c) \approx 10^3 c^4 (1-c)^{30}. \quad (12)$$

В соответствии с полученным правилом сумм (9) эти функции могут быть использованы для оценки числа состояний, образующихся ниже дна зоны виртуального кристалла. Дальнейшая полезная информация может быть получена, если известна хотя бы приближенно зависимость энергии локализации от числа атомов A в кластере. Это позволяет судить как о величине и поведении интегральной плотности состояний, так и о характере изменения плотности состояний.

2) Приближенное описание зависимости $\rho(\omega)$

Для описания зависимости $\rho(\omega)$ в окрестности порога подвижности и ниже предположим, что в нулевом приближении все состояния с энергией локализации ω_j , превышающей некоторую энергию ω_0 , можно считать

локализованными и достаточно изолированными друг от друга. Величина ω_0 , измеряемая относительно E_G , должна быть выбрана таким образом, чтобы полное число состояний с энергией, превышающей это значение,

$$\mathcal{N}(\omega_0) = \int_{\omega_0}^{E_L} \rho(\omega) d\omega, \quad (13)$$

удовлетворяло бы условию

$$\mathcal{N}(\omega_0) a^3 \ll 1. \quad (14)$$

Здесь $a \approx \sqrt{\hbar^2/2M\omega_0}$ определяет характерную длину экспоненциального спада волновой функции изолированной ямы за пределами ямы.

Величина ω_0 играет роль нижней границы области применимости теории. По величине ω_0 и положение порога подвижности ω_{ME} оказываются величинами одного порядка, и обе они больше урбаховского параметра ε_U , который определяет экспоненциальный закон убывания плотности локализованных состояний в области энергий, превышающих ω_{ME} .

Для вычисления зависимости $\rho(\omega)$ используем приближение эффективной массы и подход, развитый в работах [17–20]. Для оценки абсолютной величины плотности состояний мы найдем коэффициент пропорциональности, сшивая получаемое приближенное значение интегральной плотности состояний с функцией, найденной с помощью правила сумм в интервале между значениями энергии локализации для кластеров с числом атомов сорта А, равным $s = 3$ и 4. Результаты этих вычислений представлены на рис. 1. Энергии локализации для кластеров $s = 2-4$ были найдены в приближении эффективной массы для сферических потенциальных ям соответствующих размеров. Эта процедура дает плотность состояний, приведенную на рис. 1 в области $\omega \geq \omega_0$, и позволяет провести экстраполяцию этой функции в область $\omega \leq \omega_0$.

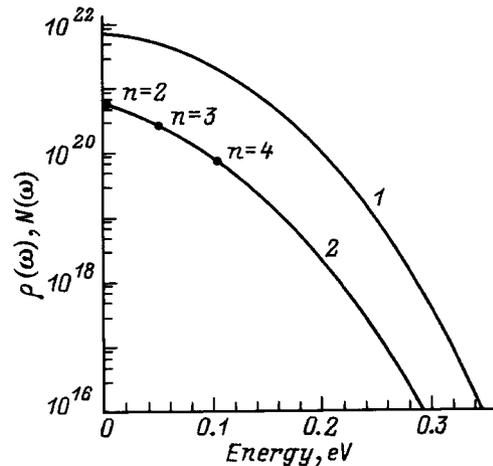


Рис. 1. Вычисленные плотность состояний $\rho(\omega)$ (1) и интегральная плотность состояний $\mathcal{N}(\omega)$ (2) флуктуационного хвоста твердого раствора $\text{ZnSe}_{1-c}\text{Te}_c$ при $c = 0.15$. Точки — оценки интегральной плотности состояний по правилу сумм.

3) Бесфононные полосы поглощения и люминесценции

Для описания бесфононной полосы поглощения мы используем метод, развитый ранее в работах [17,18]. Это позволяет описать контур полосы 1s-состояния экситона в модели локализованной дырки и связанного с ней кулоновским потенциалом электрона (модель II в терминологии работ [17,18]) в области $\omega \geq \omega_0$, т.е. основную часть бесфононной полосы поглощения.

Основными параметрами задачи, которые определяют урбаховские наклоны, являются $\Delta = |E_A - E_B|$ и Δ/E_{cr} , причем в решеточном варианте модели критическое значение потенциала возмущения связано с функцией Грина электрона соотношением

$$E_{cr}^{-1} = G_{im}^{vc}(0).$$

Экспериментальные значения урбаховской энергии $\varepsilon_U(c)$ были получены из измерений коэффициентов поглощения [1,3]. Это позволило оценить величины параметров Δ и Δ/E_{cr} , которые оказались равными ≈ 1 eV и ≈ 0.8 соответственно.

а) Бесфононная полоса люминесценции. При случайном распределении атомов двух сортов флуктуационные потенциальные ямы хаотически распределены по объему кристалла. Рассматриваемые состояния в самом грубом приближении изолированы друг от друга. Однако это справедливо лишь для тех состояний, энергия локализации которых достаточно велика. По мере приближения к порогу подвижности все большая часть состояний принадлежит не отдельному кластеру, а их комплексам (суперкластерам).

Следуя схеме расчета работы [18], будем считать, что для каждого локализованного состояния можно указать сферу радиуса $R_{int} > a$, такую, что если при данной концентрации локализованных состояний в пределах объема сферы $4\pi R_{int}^3/3$ в среднем находится более чем одна потенциальная яма с энергией локализации, равной или превышающей энергию локализации в данной яме, то для экситона существует возможность перейти из верхнего состояния этого комплекса в нижнее. Величина R_{int} не может превышать такое расстояние между двумя ямами, при котором время экситон-фононного перехода между ними порядка радиационного времени жизни экситона.

Теория протекания по перекрывающимся сферам [9–15] дает зависимость от числа сфер в рассматриваемом объеме таких характеристик, как среднее количество кластеров $\langle n_s \rangle$, состоящих из s перекрывающихся сфер, в расчете на одну сферу. Применительно к рассматриваемой задаче можно отметить, что $\langle n_1 \rangle$ представляет собой количество изолированных локализуемых потенциальных ям, $\langle n_2 \rangle$ — количество суперкластеров, состоящих из парных ям и т.д.

Используя известное выражение для $\langle n_1 \rangle$ [9–14], получаем соотношение

$$\langle n_1(\omega) \rangle \approx \exp\left(-\left[R_{int}/\overline{r(\omega)}\right]^3\right) \equiv \exp\{-2\mathcal{P}(\omega)\}. \quad (15)$$

Здесь

$$\overline{r(\omega)} = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{1}{\mathcal{N}(\omega)}\right)^{(1/3)}, \quad (16)$$

$$\langle n_1(\omega) \rangle \equiv \langle n_1(\mathcal{N}(\omega)) \rangle.$$

Концентрация потенциальных ям $\mathcal{N}(\omega)$ с энергией локализации, ограниченной с одной стороны величиной ω , а с другой — границей Лифшица E_L , определяется соотношением вида (13). Функция $\mathcal{P}(\omega)$ представляет собой плотность локализованных экситонов в единицах первого вириального коэффициента. В классической теории протекания данные различных авторов о величине критического значения плотности $\mathcal{P}(\omega)$ для протекания по сферам собраны в работе [13]. Эти значения заключены в интервале $1.17 \geq \mathcal{P}_{cr}^{cl} \geq 1.40$. Из (15) и (16) видно, что значение $\mathcal{P}(\omega_{ME})$ в нашем случае зависит от введенного параметра R_{int} и интегральной плотности на пороге протекания $\mathcal{N}(\omega_{ME})$. Мы используем результаты экстраполяции рядов по степеням концентрации сфер в области малых концентраций для $s = 2, 3, 4$, приведенные в работе [18].

Будем считать, что локализованное состояние может либо излучательно рекомбинировать, либо перейти в другое состояние, расположенное по энергии ниже, излучив некоторое количество фононов. Тогда, используя классификацию локализованных состояний по их принадлежности к суперкластерам разного размера, можно утверждать, что состояния, принадлежащие к единичным ямам, могут только рекомбинировать. Состояния, принадлежащие к парным суперкластерам $s = 2$, делятся на два типа: одно из них (нижнее) при нулевой температуре также может только рекомбинировать, в то время как второе (верхнее) состояние имеет возможность для распада на нижнее с излучением фононов.

Очевидно, что полная концентрация состояний, которые могут только рекомбинировать, есть

$$\mu_0(\omega) \equiv \mu_{rad}(\omega) = \left\langle \sum_{s=1}^{\infty} n_s(\omega) \right\rangle. \quad (17)$$

Здесь $n_s(\omega)$ — количество суперкластеров, состоящих из s потенциальных ям с энергией локализации, большей или равной ω , в расчете на одну яму, а угловые скобки означают усреднение по всем возможным реализациям суперкластера данного размера.

В рамках рассматриваемой модели $\mu_{rad}(\omega)$ дает долю состояний, которым следует приписать полное время жизни, равное радиационному времени

$$\tau^{(0)} \equiv \tau_{rad}, \quad (18)$$

которое мы будем считать величиной, не зависящей от энергии локализации. Остальные состояния суперкласте-

ра будут иметь времена жизни, ограниченные процессами распада с излучением фононов. Так, верхние состояния парных кластеров и вторые состояния кластеров большого размера (состояния суперкластера нумеруются в порядке уменьшения их энергии локализации) будут иметь единственную возможность для распада. С ростом номера состояния в суперкластере возрастает количество каналов распада с излучением фононов.

Количество состояний имеющих s каналов распада по аналогии с соотношением (17) дается выражением

$$\mu_s(\omega) = \left\langle \sum_{k=s+1}^{\infty} n_k(\omega) \right\rangle. \quad (19)$$

Суммы (17) и (19) с хорошей точностью определяются их нижним пределом [15], т.е. несколькими первыми их слагаемыми.

б) **Контур бесфононной полосы люминесценции.** Стационарная концентрация заселенных состояний при непрерывном и достаточно слабом межзонном возбуждении пропорциональна плотности состояний при данной энергии и времени их жизни. Учитывая, что вклад каждого заселенного состояния в спектральную плотность излучения совпадает с вкладом в коэффициент поглощения $1s$ -состояния, мы можем представить бесфононную полосу люминесценции в виде

$$I_{1s}^0(\omega) \sim \alpha_{1s}^0(\omega) P(\omega) \tau_{\text{rad}}, \quad (20)$$

где

$$P(\omega) = \sum_{s=1}^{\infty} \mu_{(s-1)}(\omega) \tau^{(s-1)} / \tau_{\text{rad}} \equiv \sum_{s=1}^{\infty} P^{(s-1)}(\omega) \quad (21)$$

дает суммарную относительную заселенность состояний с энергией локализации ω , принадлежащих суперкластерам различного размера. С учетом выражений для $\langle n_s \rangle$ [18] первые два слагаемых $P(\omega)$ дают

$$I^0(\omega) \sim \alpha^0(\omega) \tau_{\text{rad}} \left[\exp\{-2P(\omega)\} + P(\omega) \exp\{-3.073P(\omega)\} \right]. \quad (22)$$

Суперкластеры минимального размера обеспечивают во всех случаях основные вклады, в то время как старшие члены дают лишь малые поправки, как в области малых концентраций $N(\omega)/N(\omega_{ME}) \ll 1$ за счет того, что их число пропорционально нарастающим с размером суперкластера степеням концентрации $P(\omega)$, так и в окрестности порога подвижности за счет дополнительных экспоненциально малых множителей.

Электрон-фононное взаимодействие влияет на форму спектров поглощения и люминесценции вследствие того обстоятельства, что поглощение и рекомбинация сопровождаются излучением как акустических, так и оптических фононов.

Для описания взаимодействия экситонов как с LO -, так и с LA -фононами мы используем подход, описанный в

работе [18]. В расчетах спектров $\alpha_{1s}(\omega)$ и $I_{1s}(\omega)$ учтем фрелиховское взаимодействие с продольными оптически-фононами и деформационное и пьезоэлектрическое взаимодействия с продольными акустическими фононами. Основные параметры твердого раствора, необходимые для расчета (эффективные массы электрона и дырки, константы деформационного потенциала, пьезоэлектрического и фрелиховского взаимодействий), получим путем линейной интерполяции между их значениями для концевых соединений.

2. Результаты расчета и обсуждение

Выражение (20) для бесфононной полосы люминесценции показывает, что только относительно небольшая доля флуктуационных состояний, расположенных в области малых значений коэффициента поглощения, определяет процесс люминесценции. Максимум распределения этих излучающих состояний смещен относительно максимума поглощения в красную область уже без учета взаимодействия с колебаниями решетки, что качественно хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными по неупорядоченным системам. Взаимодействие с фононами приводит к дополнительным стоковским сдвигам полос поглощения и излучения в противоположных направлениях.

Мы рассчитали форму спектра люминесценции твердого раствора $ZnSe_{1-s}Te_s$ при $s = 0.15$. При этом волновая функция локализованного экситона бралась в виде произведения волновой функции локализованной

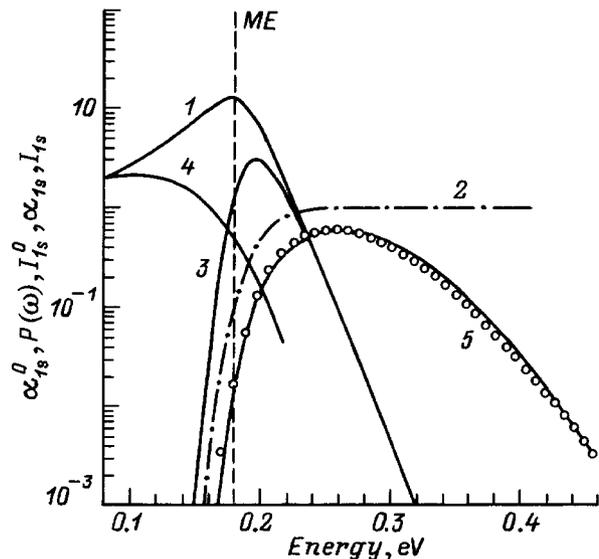


Рис. 2. Расчетные зависимости: 1 — контур бесфононной полосы поглощения $\alpha_{1s}^0(\omega)$, 2 — доля радиационных состояний $P(\omega)$, 3 — бесфононная полоса люминесценции $I_{1s}^0(\omega)$, 4 — полоса поглощения $\alpha_{1s}(\omega)$, 5 — полоса люминесценции $I_{1s}(\omega)$ $1s$ -состояния с учетом взаимодействия с фононами. Светлые кружки — спектр люминесценции $ZnSe_{1-c}Te_c$ при $c = 0.15$ и $T = 2$ К.

дырки и кулоновской функции электрона (модель II). Поскольку в этой области концентраций энергия связи экситона $E_{ex}(c)$ заметно меньше энергии локализации излучающих состояний, электрон не успевает адиабатически следить за движением дырки и взаимодействует с усредненным по флуктуационной яме ее распределением, что и предполагается в модели II.

На рис. 2 приведены результаты расчета и экспериментальный спектр. Удовлетворительное согласие с экспериментальными кривыми достигается при учете до 10 LO-фононных повторений.

В заключение отметим, что развитый подход к описанию оптических спектров неупорядоченных кристаллических систем может быть обобщен на двумерный случай при учете соответствующих изменений в описании плотности флуктуационных состояний и в формулах теории протекания.

Возможным вариантом является случай трехмерной плотности состояний и двумерной статистики суперкластеров, если толщина слоя твердого раствора достаточна для размещения в нем трехмерных флуктуационных кластеров, но уже недостаточно велика для образования трехмерных суперкластеров.

Эта работа поддержана фондом INTAS (грант 94-324) и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-02-16933 и 97-02-18138).

Список литературы

- [1] S. Permogorov, A. Reznitsky. *J. Lumin.* **52**, 201 (1992).
- [2] A. Naumov, S. Permogorov, A. Reznitsky, S. Verbin, A. Klochikhin. *J. Crystal Growth* **101**, 713 (1990).
- [3] А.Ю. Наумов, С.А. Пермогоров, Т.Б. Попова, А.Н. Резницкий, В.Я. Жулай, В.А. Новожилов, Г.Т. Петровский. *ФТП* **21**, 2, 350 (1987).
- [4] А.Ю. Наумов, С.А. Пермогоров, Т.Б. Попова, А.Н. Резницкий, В.Я. Жулай, В.А. Новожилов, Н.Н. Спендиаров. *ФТП* **21**, 377 (1987).
- [5] P.G. de Gennes, P. Lafore, J.P. Millot. *J. Phys. Chem. Sol.* **11**, 105 (1966).
- [6] P.G. de Gennes, P. Lafore, J.P. Millot. *J. Phys. Rad.* **20**, 624 (1959).
- [7] Y. Cho, Y. Toyozawa. *J. Phys. Soc. Jap. Suppl.* **26**, 71 (1969).
- [8] S. Kirkpatrick, T.P. Eggarter. *Phys. Rev.* **B6**, 3598 (1972).
- [9] D.F. Holcomb, J.J. Rehr, jr. *Phys. Rev.* **183**, 733 (1969).
- [10] V.K.S. Shante, S. Kirkpatrick. *Adv. Phys.* **20**, 325 (1971).
- [11] J.W. Essam. *Rep. Progr. Phys.* **43**, 833 (1980).
- [12] G.E. Pike, C.H. Seager. *Phys. Rev.* **B10**, 1421 (1974).
- [13] S.W. Haan, R. Zwanzig. *J. Phys. A: Math. Gen.* **10**, 1547 (1977).
- [14] W.T. Elam, A.R. Kerstein, J.J. Rehr, jr. *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1516 (1984).
- [15] A. Bunde, S. Havlin, I. Percolation. In: *Fractals and Disordered Systems* / Ed. A. Bunde and S. Havlin. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barselona, Budapest (1991). P. 97.
- [16] Nguen Xuan Xinh, A.A. Maradudin, R.A. Goldwell-Horsfall. *J. de Phys.* **26**, 717 (1965).

- [17] А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров, А.Н. Резницкий. *Письма в ЖЭТФ* **65**, 274 (1997).
- [18] А.А. Клочихин, С.А. Пермогоров, А.Н. Резницкий. *ФТТ* **39**, 7, 1170 (1997).
- [19] A.A. Klochikhin, S.G. Ogloblin. *Phys. Rev.* **B48**, 3100 (1993).
- [20] A.A. Klochikhin. *Phys. Rev.* **B52**, 10 979 (1995).