

УДК 536.341.08

ВЛИЯНИЕ РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ РЕШЕТКИ НА СПЕКТР ЭКСИТОНА В СУПЕРИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

*И. Х. Акопян, Д. Н. Громов, А. А. Ключихин,
Б. В. Новиков, С. Г. Оглоблин*

Изучается экспериментально и теоретически влияние разупорядочения решетки на экситонные состояния суперионных кристаллов. Измерена спектральная плотность экситонных состояний суперионных кристаллов типа AgI в широком интервале температур как выше, так и ниже температуры суперионного перехода.

Предположено, что длинноволновый хвост спектральной плотности возникает вследствие локализации экситона во флуктуационном потенциале. Большая ширина экситонного максимума объясняется сильным экситон-фононным взаимодействием в этих кристаллах.

Развита теория, учитывающая многократное перерассеяние в случайном потенциале; нормированная спектральная плотность выражена через усредненную матрицу рассеяния. Предположено, что потенциал описывается статистикой гауссовского белого шума и используется репличное представление для усреднения по потенциалу. Вычисление усредненной матрицы рассеяния в области локализованных состояний экситона выполнено методом Липатова—Брезина—Паризи. Экспериментальная зависимость матрицы рассеяния от энергии восстановлена по спектральной плотности после выделения эффектов экситон-фононного взаимодействия. Проведено сравнение экспериментальной и теоретической зависимостей.

Суперионные проводники (СИП) в высокотемпературной фазе представляют собой особый класс твердых тел, в которых структурное разупорядочение наблюдается в системе одного типа ионов, в то время как другие сохраняют регулярную решетку [1]. Так, в кристаллах типа AgI при $T > T_c$ разупорядочение охватывает всю катионную подрешетку. Естественно ожидать, что структурное разупорядочение решетки будет отражаться и на электронных состояниях кристалла и, в частности, на его оптических свойствах вблизи края собственного поглощения. Исследование оптических спектров СИП предоставляет интересную возможность исследования неупорядоченных систем с регулируемой температурой степенью беспорядка. Известно [1], что в широкой области $T \leq T_c$ число разупорядоченных ионов уже велико и по крайней мере в некоторых кристаллах может обратимо меняться с температурой.

Исследование экситонных состояний СИП до настоящего времени было ограничено спектрами отражения [2, 3]. Было показано, что структура, отвечающая прямым разрешенным экситонным переходам, испытывает при переходе в суперионное состояние скачкообразное уширение, но сохраняется в спектрах суперионной модификации. Качественно данные по температурным изменениям спектров отражения СИП похожи на зависимости спектров отражения твердых растворов от концентрации компонент [4, 5]. В [2] предпринималась попытка связать наблюдаемые эффекты с разупорядочением катионной решетки и был предложен вариант уравнения когерентного потенциала для описания спектральной плотности экситона.

В данной работе проведено исследование края собственного поглощения группы суперионных кристаллов (AgI, Ag₂HgI₄, RbAg₄I₅) в широком интервале температур как выше, так и ниже температуры суперионного

перехода T_c . Обнаруженные общие для всех исследованных кристаллов закономерности в частотной и температурной зависимостях коэффициента поглощения связываются с локализацией экситона в ямах флуктуационного потенциала, создаваемого структурным разупорядочением. Для объяснения экспериментальных результатов проводится теоретический расчет, в основе которого лежит описание флуктуационного потенциала статистикой гауссовского белого шума [6, 7] и метода вычислений [8].

1. Экспериментальные результаты и их обработка

Экспериментальные результаты и их интерпретация. Спектры пропускания изучались на установке на базе МДР-2 с дисперсией 1.5 нм/мм. Температура образцов поддерживалась с точностью ± 0.5 К. Коэффициент поглощения $\bar{\alpha}(\omega)$ рассчитывался по величине пропускания с учетом отражения.

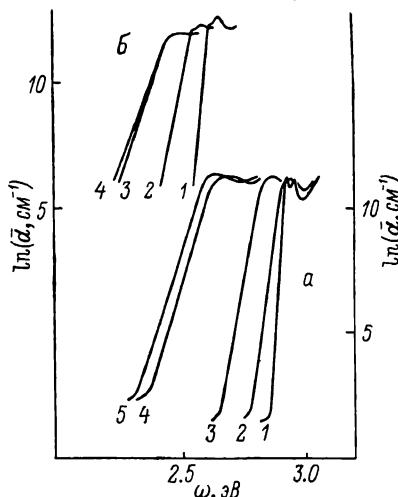


Рис. 1. Спектры поглощения кристаллов AgI (а) при $T=100, 300, 413, 425$ и 500 К (кривые 1—5) и Ag_2HgI_4 (б) при $T=100, 296, 320$ и 350 К (кривые 1—4).

Структура кривой 1 на рис. 1, а связана с тем, что при данной температуре кристалл состоит из смеси двух модификаций.

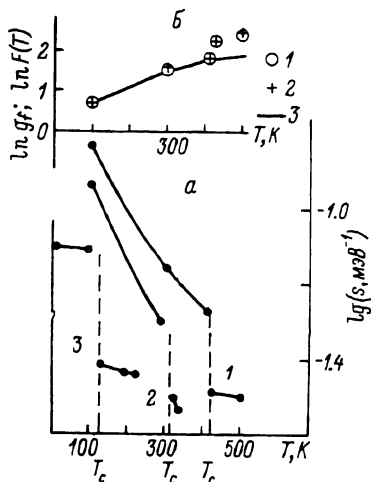


Рис. 2.

а — зависимость наклона линейного участка $\ln \bar{\alpha}$ и параметра флуктуационного потенциала ω_0 от температуры для кристаллов AgI (1), Ag_2HgI_4 (2) и $RbAg_4I_5$ (3). Зависимости s и ω_0^{-1} совпадают с точностью до постоянного множителя, соотношение между ними для выбранного модельного контура имеет вид $\ln(0.10077/\omega_0) = \ln s$. б — зависимость константы экситон-фононного взаимодействия от температуры для кристалла AgI: 1 — оценка по контуру линии, 2 — результат подгонки спектра с использованием модельного контура, 3 — зависимость температурного фактора $F(T) = (2n(Q_f) + 1)$ при $Q_f = 12$ мэВ.

В случае AgI использовались три набора образцов: поликристаллические пленки толщиной 0.08—0.5 мкм (для коэффициентов поглощения $\bar{\alpha}$ порядка 10^4 — 10^6 см $^{-1}$) и монокристаллические пластинки толщиной 150—250 мкм (для $\bar{\alpha} \sim 10^2$ — 10^3 см $^{-1}$) и толщиной 600—1500 мкм (для $\bar{\alpha} \sim 10$ — 10^2 см $^{-1}$), полученные скалыванием объемных кристаллов перпендикулярно оси C_6 . Кристаллы были выращены по методу [9]. Спектры пропускания Ag_2HgI_4 получены на поликристаллических пленках и выращенных по методу [10] монокристаллических пластинках толщиной 300—500 мкм. В случае $RbAg_4I_5$ исследовались только поликристаллические пленки. Поликристаллические пленки готовились по методу [11], их толщина измерялась на интерферометре МИИ-4.

На рис. 1 приведены зависимости $\ln \bar{\alpha}(\omega)$ для кристаллов AgI и Ag_2HgI_4 . В каждой из кривых экситонного поглощения можно различить два характерных структурных элемента: длинноволновый хвост, где частотная зависимость $\ln \bar{\alpha}$ близка к линейной, и коротковолновый максимум.

Эти структурные элементы имеют различную зависимость от температуры. Для всех изученных кристаллов при повышении температуры наблюдается сильное возрастание ширины максимумов экситонных полос ($\Delta\nu$), сопровождающееся увеличением протяженности длинноволнового хвоста. При этом, однако, наклон линейного участка $\ln \bar{\alpha}(\omega)$ изменяется с температурой заметно медленнее, чем ширина коротковолнового максимума. В точке фазового перехода наблюдаются скачкообразные изменения $\Delta\nu$ и наклона хвоста.

Обращает на себя внимание тот факт, что длинноволновое крыло края (хвост) хорошо аппроксимируется универсальной зависимостью от частоты

$$\ln \bar{\alpha}(\omega) = -s\omega \quad (1)$$

в достаточно широком интервале температур как $T < T_c$, так $T > T_c$, так что изменением масштаба по шкале частот можно с хорошей точностью

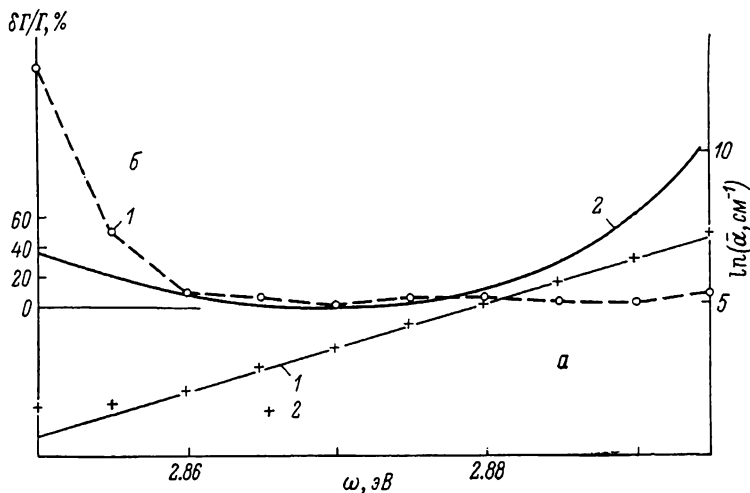


Рис. 3.

a — зависимость $\ln \bar{\alpha} = -s\omega$ при $s = 0.1452 \text{ мэВ}^{-1}$ (1) и экспериментальные значения $\ln \bar{\alpha}$ для AgI в области хвоста при $T = 100 \text{ К}$ (2). *б*: 1 — отклонение экспериментальных значений $\Gamma(\omega)$ от идеальных, полученных при $s = 0.1452 \text{ мэВ}^{-1}$; 2 — отклонение асимптотики $\Gamma(\omega)$ (формула (14)), вычисленной при $\omega_0 = 0.694 \text{ мэВ}$, от значений Γ , соответствующих линейной зависимости $\ln \bar{\alpha}$ при $s = 0.1452 \text{ мэВ}^{-1}$. Параметры соответствуют кристаллу AgI при $T = 100 \text{ К}$.

совмещать эти участки спектров, полученные при различных температурах. Это обстоятельство указывает на единую природу хвоста во всей области температур. Наличие скачка в $\Delta\nu$ и s при $T = T_c$ позволяет связать обсуждаемые эффекты с разупорядочением в подрешетке Ag^+ . Единообразный характер хвоста выше и ниже T_c показывает, что значительное частичное разупорядочение возникает уже при температурах ниже суперionного перехода.

На рис. 2, *a* приведены зависимости от температуры s -показателей экспонент линейных участков спектров, а на рис. 3, *a* приведена частотная зависимость $\ln \bar{\alpha}$ в области хвоста при $T = 100 \text{ К}$ кристалла AgI, откуда видна величина отклонений экспериментальных точек от линейной зависимости (1). Из рис. 2, *a* видно, что для RbAg_4I_6 при $T < 90 \text{ К}$ зависимость s от температуры отсутствует, что может быть объяснено «замораживанием» при этих температурах беспорядка. В этом кристалле при $T < 90 \text{ К}$ изменяется только ширина максимума.

Мы связываем появление длинноволнового хвоста в спектрах поглощения СИП с локализацией экситона в ямах флуктуационного потенциала, создаваемого разупорядоченными ионами и вакансиями, а большую ширину экситонных полос объясняем сильным экситон-фононным взаимодействием, характерным для исследованной группы кристаллов. Заметим, что данные

по резонансному рассеянию света в кристалле AgI [12] также указывают на большие величины констант взаимодействия с фононами.

Для единообразной интерпретации всех наблюдаемых спектров мы будем предполагать, что: а) спектральный ход хвоста отражает неоднородное уширение бесфононной линии $1s$ -состояния экситона; б) все наблюдаемые спектры имеют в своей основе один и тот же бесфононный контур $\alpha(\omega)$, а отличие состоит лишь в масштабе, который определяется наклоном линейного участка $\ln \alpha$; в) различие в профилях полных коэффициентов поглощения возникает из-за разных констант экситон-фононного взаимодействия и получающихся в результате этого разных соотношений полной ширины полосы $\alpha_{\text{ЭФ}}(\omega)$ и энергии связи экситона.

Анализ контура электронно-колебательной полосы. Соотношение между контуром бесфононной полосы и контуром электронно-колебательной $\alpha_{\text{ЭФ}}$ имеет вид [13]

$$\alpha_{\text{ЭФ}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\omega - z) F(z) dz. \quad (2)$$

Функция $F(z)$ может быть найдена по константе взаимодействия g_f и спектру фононов [13]. Для сильного экситон-фононного взаимодействия она имеет вид колокола с максимумом при $z = g_f \Omega_f$, где Ω_f — частота фонона, наиболее эффективно взаимодействующего с экситоном. Отсюда следует, что в области хвоста, где $\alpha(\omega)$ меняется плавно,

$$\alpha_{\text{ЭФ}}(\omega) \approx \alpha(\omega - g_f \Omega_f), \quad (3)$$

т. е. функциональные зависимости $\alpha_{\text{ЭФ}}$ и α совпадают, когда g_f не зависит от глубины уровня. Поскольку для кристалла RbAg_4I_5 линейный характер зависимости $\ln \bar{\alpha}$ не изменяется при изменении температуры, мы будем считать, что g_f не зависят от глубины экситонных уровней и наблюдаемая зависимость хвоста совпадает с зависимостью $\alpha(\omega)$.

Оценим теперь величины констант экситон-фононной связи. Из (2) следует, что отклонение от линейной зависимости $\ln \alpha_{\text{ЭФ}}(\omega)$ возникает при $\omega \approx E_0$, где E_0 — положение максимума бесфононного контура, а максимум $\alpha_{\text{ЭФ}}(\omega)$ будет расположен при $\omega = E_{\text{max}} \approx E_0 + g_f \Omega_f$. Поэтому оценка константы связи получается измерением расстояния между максимумом экситонно-колебательной полосы $\alpha_{\text{ЭФ}}$ и началом линейного участка $\ln \bar{\alpha}$ и делением этой величины на энергию фонона Ω_f . На рис. 2, б приведены полученные таким образом значения для кристалла AgI. Видно, что температурная зависимость константы экситон-фононного взаимодействия хорошо описывается температурным фактором, что и должно быть для электронно-колебательной полосы.

Ограничения на контур бесфононной полосы. Знание контура бесфононной полосы дает возможность сопоставить экспериментальные данные и теорию, сравнить данные, полученные для разных кристаллов, провести более точное определение констант экситон-фононной связи и модельные расчеты полных коэффициентов поглощения. Полученные экспериментальные данные позволяют установить вполне определенные ограничения на параметры контура неоднородной полосы. Мы исходим из предположения, что $1s$ -полоса представляет собой бесструктурный максимум с монотонным падением α в обе стороны, причем закон убывания длинноволнового хвоста совпадает с наблюдаемым экспериментально. Такая полоса не может быть уже 8—10 мэВ, так как иначе проявилась бы тонкая структура электронно-колебательной полосы. Эта полоса не может быть шире, чем полная электронно-колебательная полоса, а закон спадания коротковолнового крыла α должен быть более быстрым, чем для полной полосы. Для определения последнего ограничения оказалось удобным использовать спектр AgI при 100 К. Было проведено разделение контуров

полос 1s-состояний экситона двух модификаций на два подобных контура. Результаты деления приведены на рис. 4. Полученные значения полуширины (35 мэВ) и наклона коротковолнового участка полосы (прямая 3б) дают необходимые ограничения. Более сильное ограничение на максимальное значение полуширины бесфононного контура получается, когда одновременно с требованием совпадения наклона длинноволнового крыла с прямой 3а рис. 4 и ограничением 3б учитывается требование равенства нулю первого момента полосы [8]. Это уменьшает приведенную оценку максимального значения полуширины бесфононной полосы в данном случае до

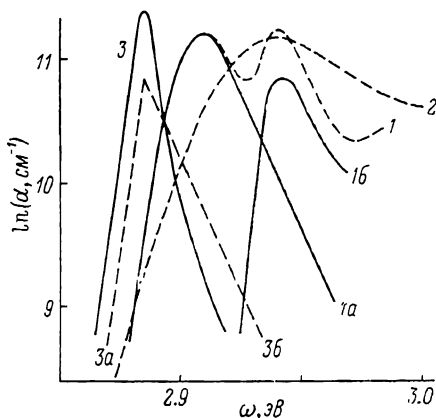


Рис. 4.

1 — контур полосы 1s-состояний экситона кристалла AgI при 100 К, 1а и 1б — результаты разделения контура; 2 — контур полосы AgI при 300 К (совмещены начала линейных участков кривых 1а и 2); 3 — модельный контур бесфононной полосы при 100 К, 3а и 3б — наклоны длинноволнового и коротковолнового крыльев контура 1а.

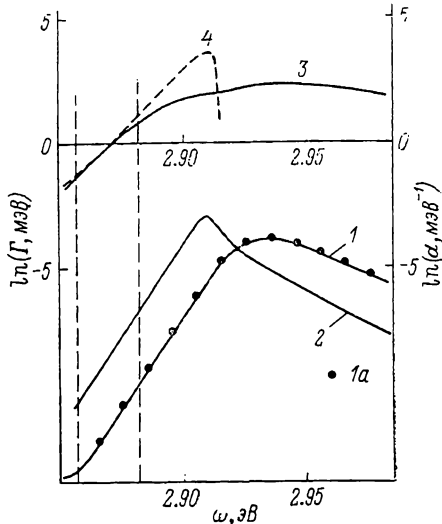


Рис. 5.

1 — контур полосы 1s-состояния экситона кристалла AgI при 100 К, 1а — электронно-колебательный контур, полученный в результате расчета; 2 — модельный контур, использованный в расчете; 3 — функция $\Gamma(\omega)$, соответствующая контуру 2; 4 — асимптотика $\Gamma(\omega)$, вычисленная по формуле (14) при $\omega_0 = 0.694$ мэВ. Вертикальными штриховыми линиями выделена область энергий, где кривые 3 и 4 близки по величине.

15–20 мэВ. Приведенный на рис. 4 контур 3 представляет собой один из возможных вариантов контура бесфононной полосы, удовлетворяющий всем ограничениям. Возможные отклонения от полуширины по нашим оценкам не превышают ± 5 мэВ. Этот контур был использован во всех вычислениях.

2. Теория

Мы предполагаем, что движение экситона как целого определяется крупномасштабным флуктуационным потенциалом, который создается в результате разупорядочения, и рельеф потенциала описывается гауссовским белым шумом

$$\left. \begin{aligned} H = H_R + h_r, \quad H_R = -\frac{\hbar}{2M} \Delta_R - V(\mathbf{R}), \quad h_r = -\frac{\hbar}{2\mu} \Delta_r - \frac{e^2}{\epsilon_0 r}, \\ \langle V(\mathbf{R}) V(\mathbf{R}') \rangle = w^2 \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}'), \quad \langle V(\mathbf{R}) \rangle = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь H_R , h_r — гамильтонианы центра тяжести экситона и его относительного движения, M и μ — трансляционная и приведенная массы, ϵ_0 — эффективная диэлектрическая проницаемость. Выбор гамильтониана в виде (4) сводит задачу о движении экситона в случайном потенциале к одночастичной. Одночастичный вариант теории должен быть пригоден для описания экситона, когда $m_b \gg m_e$ и флуктуационный потенциал действует в основном на дырки.

Последовательный метод вычисления функции Грина в двух- и трехмерном случаях был развит в [8, 14, 15]. Он состоит в использовании различного представления для вычисляемой функции Грина, что позволяет провести в общем виде гауссовское усреднение, после чего задача сводится к 0-компонентной теории поля Φ^4 с притягивающим знаком взаимодействия. Эта теория в двух- и трехмерном случаях требует регуляризации. В [8] был предложен способ регуляризации, состоящий в вычитании из функционала действия однопетлевой диаграммы, что устраняет ультрафиолетовую расходимость теории. В замкнутом виде ответ удается получить в пределе отрицательных энергий в одноинстантонном приближении [16]. Предел применимости этого приближения при увеличении энергии ограничен нарастающим мультиинстантонных поправок.

Прежде всего выясним, какую функцию необходимо вычислить для наиболее удобного сопоставления экспериментальных данных и теории. Для этой цели используем выражение для нормированного на единицу коэффициента поглощения $\alpha(\omega)$ через усредненную по конфигурациям функцию Грина экситона в кристалле и матрицу рассеяния [17]

$$\left. \begin{aligned} \alpha(\omega) &= \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \tilde{G}(\mathbf{k}, \omega), \quad k \approx 0, \\ \tilde{G}(\mathbf{k}, \omega) &= G_0(\mathbf{k}, \omega) + G_0^2(\mathbf{k}, \omega) \tilde{T}_{\mathbf{k}\mathbf{k}}(\omega), \\ G_0(\mathbf{k}, \omega) &= \left[\frac{\hbar k^2}{2M} - \omega - i\delta \right]^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Подставляя \tilde{T} в виде $\tilde{T} = T [1 - G_0 T]^{-1}$ в (5), получаем

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{00}(\omega)}{(\omega - \Delta_{00}(\omega))^2 + \Gamma_{00}^2(\omega)}, \quad \Gamma = \operatorname{Im} T, \quad \Delta(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma(z) dz}{\omega - z}. \quad (6)$$

Вследствие $\langle V(\mathbf{R}) \rangle = 0$ Δ не содержит постоянного слагаемого. Для существования не равного нулю ответа необходимо, чтобы интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\omega) d\omega = \Omega_0^2$ был конечен. Полный коэффициент поглощения $\bar{\alpha}$ получается суммированием вкладов дискретного и непрерывного спектров экситона с учетом их сил осцилляторов. Из (6) видно, что мнимая часть матрицы рассеяния наиболее удобна для сравнения с экспериментом, так как для вычисления $\alpha(\omega)$ необходимо найти $\Delta_{00}(\omega)$, т. е. знать $\Gamma_{00}(\omega)$ во всем интервале энергий, в то время как теория может дать только асимптотику $\Gamma_{00}(\omega)$.

Рассмотрим теперь путь нахождения $\Gamma_{00}(\omega)$ из экспериментальных данных. Будем считать, что экспериментальная зависимость $\alpha(\omega)$ нам известна и построим по α соответствующую ей вещественную часть

$$r(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha(z)}{\omega - z} dz. \quad (7)$$

Решая уравнение

$$r + i\alpha = \frac{1}{\pi} \frac{1}{\omega - \Delta_{00} - i\Gamma_{00}}, \quad (8)$$

получаем

$$\Gamma_{00}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\alpha(\omega)}{r^2(\omega) + \alpha^2(\omega)}, \quad \Delta_{00}(\omega) = \omega - \frac{1}{\pi} \frac{r(\omega)}{r^2(\omega) + \alpha^2(\omega)}. \quad (9)$$

Первая формула нам дает простое выражение Γ_{00} через α . Подставляя это выражение в дисперсионное соотношение (6) и сравнивая со второй формулой (9), мы видим, что имеет место соотношение

$$\omega - \frac{1}{\pi} \frac{r(\omega)}{r^2 + \alpha^2} - \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{\omega - z} \frac{\alpha(z)}{r^2(z) + \alpha^2(z)} = 0, \quad (10)$$

которое следует из равенства нулю интеграла

$$\frac{1}{2\pi i} \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{\omega - z - i\delta} \left(\frac{1}{r(z) - i\alpha(z)} - \pi z \right) \equiv 0, \quad \delta \rightarrow 0. \quad (11)$$

Разлагая (10) в ряд по моментам, получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\omega) \omega d\omega = 0, \quad (12)$$

Этот результат отражает тот факт, что при $\langle V \rangle = 0$ для рождения экситона в присутствии флуктуационного потенциала необходимо затратить в среднем по спектру такую же энергию, как и в его отсутствие. Соотношение (12) является следствием симметрии функции распределения флуктуационного потенциала и равным образом справедливо для всех трех размерностей; оно выполняется для точного решения [6] одномерной задачи. Зная зависимость $\alpha(\omega)$, с помощью (12) можно найти положение дна зоны виртуального кристалла, т. е. начало координат для сравнения (9) и теоретической асимптотики, полученной для гамильтониана (4). Таким образом, соотношения (9) и (12) дают возможность сравнить экспериментально измеренную спектральную плотность с теоретической асимптотикой.

Для вычисления Γ запишем T в репличном представлении

$$T_{kk}(\omega) = \frac{1}{v} \int d^3R \int d^3R' e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{R}-\mathbf{R}')} \omega \lim_{n \rightarrow 0} \int \prod_{i=1}^n D[\Psi_i(\mathbf{R})] \Psi_1(\mathbf{R}) \Psi_1(\mathbf{R}') \times \left. \begin{aligned} & \times \left\langle \frac{\delta^2}{\delta\beta(\mathbf{R}) \delta\beta(\mathbf{R}')} \exp\{-S[\beta, \Psi]\} \right\rangle_{\beta=0}, \\ & S[\beta, \Psi] = \frac{1}{2} \int d^3x \left\{ \sum_{i=1}^n \left[(\nabla\Psi_i)^2 + \Psi_i^2 - \frac{V(x)}{\omega} \Psi_i^2 \right] + 2\beta(x) \frac{V(x)}{\omega} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$x = \left(\frac{2M\omega}{\hbar}\right)^{1/2} R$, v — нормировочный объем.

Результаты вычислений можно представить в виде

$$\Gamma_{kk}(\omega) = \pi\omega_0 C_k \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \exp\left\{-\frac{I_4}{16\pi} \sqrt{\frac{\omega}{\omega_0}}\right\}, \quad (14)$$

$$C_k = \frac{4I_3^2(k)}{I_4} \frac{1}{4\pi^2} \left\{ \frac{I_4^{1/2}}{64\pi^2} \left[\left(\frac{I_6 - I_4}{3}\right)^3 \frac{D\left(\frac{1}{3}\right)}{D(1)} \right]^{1/2} \right\},$$

$$I_n = \int d^3x \Phi^n(x), \quad I_n(k) = \int d^3x e^{i\mathbf{y}\cdot\mathbf{x}} \Phi^n(\mathbf{x}), \quad y = \left(\frac{\hbar}{2M\omega}\right)^{1/2} k, \quad (15)$$

$I_3=31.688$, $I_4=75.585$, $I_6=659.928$; $D(1/3)=1.4571$, $D(1)=10.5602$; $\Phi(x)$ — убывающее на бесконечности как $\exp(-x)/x$ решение перевернутого уравнения

$$(-\Delta + 1 - \Phi^2)\Phi = 0. \quad (16)$$

3. Сравнение эксперимента и теории

Проверка контура бесфононной полосы. Полученный выше контур бесфононной полосы использовался для вычисления полных спектров поглощения экситона. Сначала находился контур электронно-колебательной полосы, причем спектр фононов принимался сплошным с максимальной частотой, равной 12 мэВ. Затем складывались результаты для всех состояний ридберговской серии экситона. Для разных температур и кристаллов исходные контуры бесфононной полосы отличались только масштабом, который изменялся в соответствии с изменением на-

клона $\ln \bar{\alpha}$ длинноволнового хвоста спектральной плотности. Константы взаимодействия с фононами подбирались из условия наилучшего согласия с наблюдаемым спектром. На рис. 5 приведен контур бесфононной полосы и полосы $1s$ -состояния экситона в кристалле AgI при 100 К вместе с контуром, полученным с учетом экситон-фононного взаимодействия. Видно, что два последних контура практически совпадают. Получено хорошее согласие и во всех остальных случаях. Сравнение констант экситон-фононного взаимодействия, полученных в результате подгонки спектров поглощения, с оценкой этих констант, проведенной в разделе 1 (рис. 2, б), также показывает хорошее согласие.

Сравнение экспериментальной и теоретической матриц рассеяния. На рис. 5 приведена мнимая часть матрицы рассеяния для кристалла AgI при 100 К, вычисленная по бесфононному контуру и формуле (9). Там же приведена $\Gamma_{00}(\omega)$, полученная по формуле (14). Видно, что в глубине хвоста имеется область энергий, где эти две функции близки по величине. Более детальное сравнение этих функций (рис. 3, б) показывает, что в пределах экспериментального разброса $\Gamma_{00}(\omega)$ из (14) описывает наблюдаемую зависимость в области хвоста. Значения параметра флуктуационного потенциала (ω_0), полученные с помощью модельного контура для различных температур и кристаллов, вместе с величиной ε приведены на рис. 2, б. Там же указана связь между ними.

Начиная с некоторой энергии, функция $\Gamma_{00}(\omega)$, построенная по экспериментальным данным, и $\Gamma_{00}(\omega)$, вычисленная по (14), начинают расходиться, что, очевидно, связано с непригодностью одноинстантонного приближения в этой области энергий [18]. Поскольку появление мультиинстантонных эффектов связано с понижением симметрии перевального решения в координатном пространстве, то в этой области энергий следует ожидать, например, расщепления вырожденных уровней экситона. В [19] такой эффект наблюдался по поляризационным зависимостям резонансного рассеяния (люминесценции).

Л и т е р а т у р а

- [1] Физика суперионных проводников. Сб. под ред. М. Б. Саламона. Рига: Зиватне, 1982. 315 с.
- [2] Bauer R. S., Huberman B. A. Phys. Rev., 1976, vol. B13, N 8, p. 3344—3349.
- [3] Аюбян И. Х., Монов А. Е., Громов Д. Н., Мищенко А. В., Новиков Б. В., Яуфман М. Л. ФТТ, 1984, т. 26, № 9, с. 2629—2633.
- [4] Суслина Л. Г., Плюгин А. Г., Федоров Д. Л., Арешкин А. Г. ФТП, 1978, т. 12, № 11, с. 2238—2243.
- [5] Goede O., Hennig D., John L. Phys. St. Sol. (b), 1979, vol. 96, N 2, p. 671—681.
- [6] Halperin B. I. Phys. Rev., 1965, vol. A139, N 1, p. 104—117.
- [7] Halperin B. I., Lax M. Phys. Rev., 1966, vol. A148, N 2, P. 722—740.
- [8] Brezin E., Parisi G. J. Phys. C, 1980, vol. 13, N 12, p. 307—310.
- [9] Cohrane G. Brit. J. Appl. Phys., 1967, vol. 18, N 6, p. 687—688.
- [10] Nakada N., Ishizuki H., Ishihara N. Jap. J. Appl. Phys., 1976, vol. 15, N 10, p. 1589—1590.
- [11] Hilsch R., Pohl R. W. Z. Phys., 1928, vol. 48, N 5/6, p. 384—396.
- [12] Байрамов Б. Х., Личкова Н. В., Тимофеев Б. Д., Топоров В. В. ФТТ, 1983, т. 25, № 8, с. 2503—2506.
- [13] Марадудин А. А. Дефекты и колебательный спектр кристаллов, М.: Мир, 1968. 432 с.
- [14] Brezin H., Parisi G. J. St. Phys., 1978, vol. 19, N 3, p. 269—273.
- [15] Brezin E., Le Guillou J. C., Zinn-Justin J. Phys. Rev. D, 1977, vol. 15, N 6, p. 1544—1557.
- [16] Лунатов Л. Н. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 25, № 2, с. 116—119.
- [17] Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969. 607 с.
- [18] Valitsky I. I., Yung A. V. Preprin IN PI-1127, 1985.
- [19] Permogorov S., Reznitsky A., Verbin S., Lysenko V. Sol. St. Commun., 1983, vol. 47, N 1, p. 5—9.