

03,09

Упругое рассеяние экситонных поляритонов

© Н.С. Аверкиев¹, Г.М. Савченко², Р.П. Сейсян¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: averkiev.les@mail.ioffe.ru, ngckju@gmail.com, rseis@ffm.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 1 сентября 2014 г.)

Проведен теоретический расчет вероятности упругого рассеяния на примесях экситонных поляритонов, в тонких образцах GaAs. Показано, что в тонких образцах технически чистого GaAs выполняются условия существования экситонных поляритонов, и продемонстрировано, что в GaAs учет поляритонного эффекта приводит лишь к незначительному уменьшению вероятности рассеяния, рассчитанной для „голового“ экситона. Обсуждается роль упругого рассеяния экситонных поляритонов в поглощении света полупроводником.

Работа поддержана грантом президента РФ НШ-1085.2014.2, а также частично грантами РФФИ (проекты № 14-02-00624 и 14-02-01160). Работа одного из авторов (Н.С.А.) выполнена при поддержке Правительства РФ (договор № 14.Z50.31.0021, ведущий ученый М.Х. Байер).

1. Введение

Задача описания на микроскопическом уровне распространения электромагнитного излучения в твердом веществе подразумевает учет взаимодействия между квантами электромагнитного поля и элементарными возбуждениями, существующими в кристалле. В результате возникают возбуждения нового типа, сочетающие свойства исходных возбуждений и электромагнитного поля. Одним из примеров таких возбуждений являются экситонные поляритоны (ЭП), возникающие при взаимодействии света с экситонами. В настоящее время исследованию ЭП посвящается множество работ, что связано с ролью, которую играют эти возбуждения в процессе распространения света [1,2], а также перспективой создания приборов на их основе [3,4]. Экситонные поляритоны на макроуровне проявляются в виде такого свойства среды, как пространственная дисперсия [5]. Поскольку нарушение локальности взаимодействий может иметь место лишь при достаточно малом значении фактора диссипативного затухания, для большинства сред эффект пространственной дисперсии оказывается подавленным и обычно не принимается во внимание. В таком случае, если предположить, что мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости, отвечающая за поглощение света, мала по сравнению с вещественной частью, форма линии поглощения описывается функцией Лоренца, поэтому коэффициент поглощения, проинтегрированный по всей области частот, не зависит от фактора диссипативного затухания. В работе [6] исследовано влияние пространственной дисперсии на резонансное поглощение света экситонами и показано, что при достаточно слабом затухании существует зависимость значения интегрального коэффициента поглощения от фактора нерадиационного затухания. При увеличении диссипации ин-

тегральное поглощение насыщается, что может быть интерпретировано как потеря пространственной дисперсии. Исследованию неупругих процессов, связанных с ЭП, посвящено множество работ (см., например, [7] или [8]), в которых достаточно подробно проанализирована связь между актами неупругого взаимодействия на микроскопическом уровне и таким макроскопическим явлением, как поглощение света. В настоящей работе рассматривается аналогичная связь, однако предметом исследования являются упругие столкновения, имеющие место при рассеянии экситонов, например, на примесных центрах в случае низких температур. Подобные процессы рассмотрены в работах [9–15]. В [9,10] влияние рассеяния поляритонов на примесях сводится к задержке распространения поляритона к поверхности образца, что делает его более чувствительным к упругим процессам и таким образом сказывается на спектрах фотолюминесценции и отражения. В работе [11] обсуждается интерференция смешанных мод, вызванная упругим рассеянием поляритонов в присутствии пространственной дисперсии. В [15] рассматриваются спектры поглощения света образцами GaAs высокого кристаллического совершенства и установлено, что поглощение может зависеть от рассеяния на примесях. Однако во всех этих работах дано лишь феноменологическое описание связи наблюдаемых оптических переходов с рассеянием экситона на примесях. Далее построена микроскопическая теория упругого рассеяния ЭП на примесных центрах.

2. Влияние упругих взаимодействий на поглощение энергии

Если рассматривать затухающий гармонический осциллятор, находящийся под действием вынуждающей

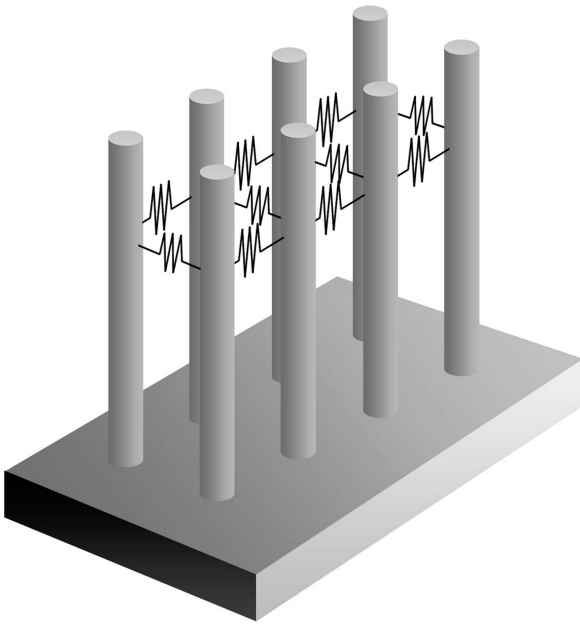


Рис. 1. Модель среды с пространственной дисперсией

силы, можно показать, что изменение фактора диссипативного затухания γ приводит к изменению поглощаемой на данной частоте внешней силы мощности таким образом, что проинтегрированное по всем частотам поглощение не зависит от γ . Рассмотрим для наглядности систему механических осцилляторов (например, упругих стержней, которые могут совершать колебания в любой плоскости, содержащей ось стержня), связанных между собой некоторой „жесткостью“, характеризующей пространственную дисперсию среды (рис. 1).

При отсутствии трения возбуждение одного из осцилляторов приводит к когерентному возбуждению соседних с ним осцилляторов и через определенное время к возбуждению всех осцилляторов системы, в том числе тех, которые не подвергались непосредственному внешнему воздействию. При этом энергия, затрачиваемая на возбуждение первого осциллятора, оказывается распределенной между всеми осцилляторами. Реальные физические среды всегда являются диссипативными, поэтому со временем осцилляторы будут затухать и система вернется в основное состояние. В этом случае можно говорить о полном поглощении энергии, затраченной на возбуждение среды. Увеличение диссипативного затухания γ в каждом осцилляторе приводит, как упомянуто выше, к перераспределению поглощаемой мощности по частотам внешнего воздействия. Однако так как соседние осцилляторы связаны непосредственно, это перераспределение уже не сохраняет значение интегрального поглощения. Расчет в [6] показывает, что в этом случае интегральное поглощение увеличивается с ростом γ . Но если диссипация становится

столько большой, что вся энергия, затрачиваемая на возбуждение одного осциллятора, поглощается быстрее, чем возбуждение достигнет соседнего с ним осциллятора, дальнейшее увеличение γ уже не приведет к росту интегрального поглощения (отсутствует распределение энергии возбуждения между осцилляторами системы, и, таким образом, вся мощность диссипируется на одном осцилляторе). Если обозначить буквой τ время перекачки энергии между соседними осцилляторами (время τ обратно пропорционально эффективной жесткости связи между ними), это будет соответствовать условию $\gamma\tau > 1$. При этом зависимость интегрального поглощения от фактора диссипативного затухания насыщается при некотором значении $\gamma_c = 1/\tau$, которое принято называть критическим. Это механическая интерпретация выводов, полученных аналитически в [6] при исследовании поглощения света экситонами.

Теперь рассмотрим аналогичную систему осцилляторов, каждый из которых подвергается упругому воздействию, т.е. воздействию, не сопровождающемуся передачей или отбором энергии осциллятора. Если частота ω актов упругого воздействия на каждый осциллятор настолько велика, что между соседними осцилляторами не успевает установиться когерентный режим, т.е. если $\omega > 2\pi/\tau$, мы сталкиваемся с потерей пространственной дисперсии, а значит, с насыщением зависимости интегрального поглощения от фактора диссипативного затухания. Соответствующую частоту $\omega_c = 2\pi/\tau$ также можно назвать критической. В случае распространения ЭП по кристаллу упругое рассеяние экситонов на примесях может быть интерпретировано подобным образом.

В работе [15] экспериментально исследовано поглощение света ЭП в тонких образцах GaAs при гелиевых температурах и установлено, что коэффициент поглощения в области экситонного резонанса, проинтегрированный по частоте, зависит от числа ионизированных примесей, на которых происходит рассеяние (число рассеивателей менялось в зависимости от величины магнитного поля в связи с магнитным вымораживанием примесей). Однако эта зависимость описана феноменологически. В настоящей работе проводится микроскопический анализ упругого рассеяния поляритонов на заряженных и нейтральных примесях.

3. Экситонный поляритон

В кристаллах на заряженных и нейтральных примесях рассеиваются только экситоны, поэтому в дальнейшем нам понадобится знать вес экситонной части в полной волновой функции поляритона. Если экситоны и фотоны описываются соответствующими Бозе-операторами $B(\mathbf{k})$, $B^\dagger(\mathbf{k})$ и $a(\mathbf{k})$, $a^\dagger(\mathbf{k})$, то полный гамильтониан системы взаимодействующих зарядов и

электромагнитного поля имеет вид [8]

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\mu} E_{\mu} [\hat{B}_{\mu}^{\dagger}(\mathbf{k})\hat{B}_{\mu}(\mathbf{k}) + \hat{B}_{\mu}^{\dagger}(-\mathbf{k})\hat{B}_{\mu}(-\mathbf{k})] \\ & + L \sum_{j=1,2} (\hat{a}_{kj}^{\dagger}\hat{a}_{kj} + \hat{a}_{-kj}^{\dagger}\hat{a}_{-kj}) \\ & - \sum_{\mu,j} T(j,\mu) \{ (\hat{a}_{kj} + \hat{a}_{-kj}^{\dagger}) [\hat{B}_{\mu}(-\mathbf{k}) - \hat{B}_{\mu}^{\dagger}(\mathbf{k})] \\ & + (\hat{a}_{-kj} + \hat{a}_{kj}^{\dagger}) [\hat{B}_{\mu}(\mathbf{k}) - \hat{B}_{\mu}^{\dagger}(-\mathbf{k})] \}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$E_{\mu}(k) = E_g - R_X + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}, \quad L = \hbar kc.$$

Здесь индекс $\mu = 1, 2, \dots$ нумерует экситонные зоны, индекс $j = 1, 2$ задает поляризацию фотона; $T(j, \mu)$ — параметр, определяющий величину взаимодействия экситонов с фотонами, E_g — ширина запрещенной зоны, R_X — энергия основного состояния экситона. Если продольно-поперечное расщепление экситона $\hbar\omega_{LT}$ много меньше энергии поперечного экситона $\hbar\omega_T$, связь между $T(j, \mu)$ и $\hbar\omega_{LT}$ имеет вид $|T(j, \mu)| = \sqrt{2}\hbar\sqrt{\omega_T\omega_{LT}}$. При $\hbar\omega_T \sim 1.52$ eV и $\hbar\omega_{LT} \sim 0.1$ meV [15] получаем $|T(j, \mu)| \sim 17$ meV. Это означает, что в области эффективного смешивания $|T(j, \mu)| \gg \hbar\omega_{LT}$ (см. также [16,17]). Поэтому в дальнейшем будем пренебрегать продольно-поперечным расщеплением и считать, что закон дисперсии экситонов определяется одной дисперсионной кривой $E_{\mu}(k) = \hbar\omega_T(k)$. Отметим, что в записи (1) параметр $T(j, \mu)$ следует считать чисто мнимой величиной. Существует множество способов получения закона дисперсии поляритонов [7,8,18,19]. Нами использовался метод канонического преобразования Боголюбова–Тябликова, описанный подробно, например, в [20], так как этот метод помимо закона дисперсии позволяет легко получить искомые доли экситонной и фотонной частей поляритона. После введения новых операторов

$$\begin{aligned} \bar{B}_{\mu}(\mathbf{k}) = & \sum_{\rho} [\hat{\xi}_{\rho}(\mathbf{k})u_{\mu\rho}(\mathbf{k}) + \hat{\xi}_{\rho}^{\dagger}(-\mathbf{k})v_{\mu\rho}^*(\mathbf{k})], \\ \hat{a}_{kj} = & \sum_{\rho} [\hat{\xi}_{\rho}(\mathbf{k})u_{j\rho} + \hat{\xi}_{\rho}^{\dagger}(-\mathbf{k})v_{j\rho}^*(\mathbf{k})] \end{aligned} \quad (2)$$

гамильтониан принимает вид

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \sum_{\mathbf{k}\rho} E_{\rho}(\mathbf{k})\hat{\xi}_{\rho}^{\dagger}(\mathbf{k})\hat{\xi}_{\rho}(\mathbf{k}). \quad (3)$$

Здесь $\hat{\xi}_{\rho}^{\dagger}$ и $\hat{\xi}_{\rho}(\mathbf{k})$ — операторы рождения и уничтожения новых элементарных возбуждений (поляритонов); $E_{\rho}(\mathbf{k})$ определяет закон дисперсии ρ -й ветви поляритонов. Для заданной поляризации фотона j номер поляритонной

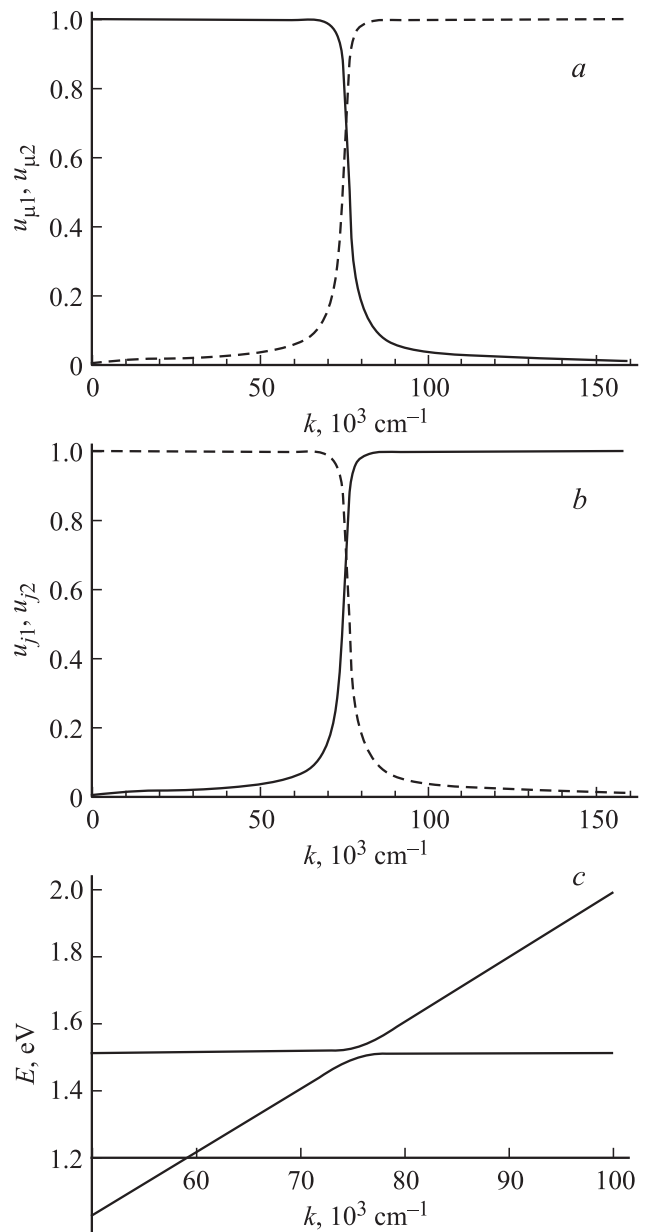


Рис. 2. Функции преобразования (a, b) и закон дисперсии поляритонов (c).

ветви принимает значения $\rho = 1, 2$. Функции преобразования удовлетворяют условию нормировки

$$\sum_{\mu} (|u_{\mu\rho}|^2 - |v_{\mu\rho}|^2) + \sum_j (|u_{j\rho}|^2 - |v_{j\rho}|^2) = 1.$$

Из обратного (2) преобразования следует, что волновая функция поляритона представляет собой линейную комбинацию фотонной (электродинамической) и экситонной (механической) составляющих. Функции $u_{\alpha\rho}(\mathbf{k})$ и $v_{\alpha\rho}(\mathbf{k})$ задают долю волновой функции экситонов и фотонов. Поскольку эти функции понадобятся в дальнейшем,

приведем строгие выражения для них [8,18]

$$u_{j\rho}(\mathbf{k}) = (1 + |A_\rho(\mathbf{k})|^2 - |B_\rho(\mathbf{k})|^2 - |C_\rho(\mathbf{k})|^2)^{-1/2},$$

$$u_{\mu\rho}(\mathbf{k}) = A_\rho(\mathbf{k})u_j(\mathbf{k});$$

$$v_{j\rho}(\mathbf{k}) = B_\rho(\mathbf{k})u_{j\rho}(\mathbf{k}),$$

$$v_{\mu\rho}(\mathbf{k}) = C_\rho(\mathbf{k})u_{j\rho}(\mathbf{k}), \quad (4)$$

где

$$A_\rho(\mathbf{k}) = \frac{2T(j, \mathbf{k}, \mu)\hbar\mathbf{k}c}{(E_\rho(\mathbf{k}) - E_\mu(\mathbf{k}))(\hbar\mathbf{k}c + E_\rho(\mathbf{k}))},$$

$$B_\rho(\mathbf{k}) = \frac{\hbar\mathbf{k}c - E_\rho(\mathbf{k})}{\hbar\mathbf{k}c + E_\rho(\mathbf{k})},$$

$$C_\rho(\mathbf{k}) = \frac{2T(j, \mathbf{k}, \mu)\hbar\mathbf{k}c}{(E_\mu(\mathbf{k}) + E_\rho(\mathbf{k}))(\hbar\mathbf{k}c + E_\rho(\mathbf{k}))}.$$

Для удобства расчетов мы приняли фазу функции $u_{j\rho}$, равной нулю, т.е. $u_{j\rho}$ — вещественная величина. Кроме того, для простоты мы считаем $T(j, \mathbf{k}, \mu)$ не зависящей от j, \mathbf{k}, μ величиной.

На рис. 2, *a* и *b* для примера показаны абсолютные значения функций $u_{\mu 1}(\mathbf{k})$, $u_{\mu 2}(\mathbf{k})$ и $u_{j 1}(\mathbf{k})$, $u_{j 2}(\mathbf{k})$, построенные при значениях параметров, соответствующих образцам GaAs, использованным в [15], и образцам при $|T| = 17$ meV. Функции $v_{\alpha\rho}(\mathbf{k})$ малы, что видно из (4). В связи с этим следует отметить, что в (2) приведен полный вид преобразования Боголюбова–Тябликова, однако в том случае, когда $|T| \ll E_g$, в (1) можно опустить члены, содержащие произведения двух операторов рождения или уничтожения, после чего для диагонализации такой квадратичной формы можно воспользоваться преобразованием (2), сохранив в нем только первые члены под знаком суммы.

На рис. 2, *c* показан закон дисперсии поперечных поляритонов. Видно, что поляритонный эффект (т.е. максимальное „смешивание“ экситонов с фотонами) имеет место при $k \approx E_\mu(k)/\hbar c \approx 8 \cdot 10^4$ cm⁻¹.

Задача об упругом рассеянии поляритона сводится к решению задачи о рассеянии экситона и последующей перенормировке полученного ответа с учетом (4).

4. Расчет упругого рассеяния экситона на примеси

Огибающая часть волновой функции экситона в приближении эффективной массы в координатном представлении может быть записана в виде

$$\psi_n(\mathbf{k}, \mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}}\Phi_n(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h),$$

где \mathbf{k} — квазиимпульс экситона, $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h$ и m_e, m_h — радиус-векторы, задающие положение электрона и дырки и эффективные массы электрона и дырки соответственно; $\mathbf{R} = \frac{\mathbf{r}_e m_e + \mathbf{r}_h m_h}{m_e + m_h}$, а в качестве $\Phi_n(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)$ для простоты могут быть взяты волновые функции атома

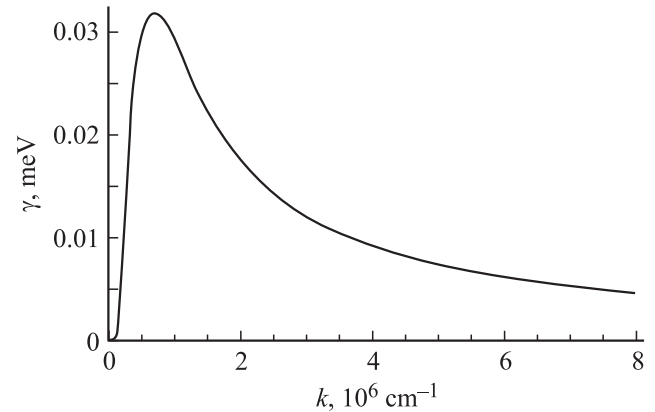


Рис. 3. Зависимость фактора диссипативного затухания от волнового вектора.

водорода.¹ Матричный элемент рассеяния экситона на примеси, находящейся в точке с радиус-вектором \mathbf{r}_a , имеет вид

$$V_{kn, k'n'} = \int d^3\mathbf{r}_e d^3\mathbf{r}_h e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}}\Phi_n^*(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h) \times \left[\frac{e^2}{\varepsilon|\mathbf{r}_h - \mathbf{r}_a|} - \frac{e^2}{\varepsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_a|} \right] e^{i\mathbf{k}'\mathbf{R}}\Phi_{n'}^*(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h). \quad (5)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость материала. Если рассматривать только переходы в основное состояние экситона ($n = 1$), то для функций $\Phi_1(\rho)$ ($\rho = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$) можно взять выражение

$$\Phi_1(\rho) = \sqrt{\frac{4}{a_B}} \exp\left(-\frac{\rho}{a_B}\right).$$

Здесь a_B — эффективный боровский радиус экситона.

Подставляя волновые функции экситона в (5) и пользуясь золотым правилом Ферми, можно получить выражение для полной вероятности рассеяния из состояния k

$$W_X(k) = A \sum_{\mu} \int_1^{-1} \frac{k^2 dt}{(2k^2(1-t) + \kappa^2)^2} \frac{dE_\mu(k)}{dk} \times \left[\frac{m_h^4}{\left(2k^2(1-t) + \frac{4m_h^2}{a_B^2 M^2}\right)^2} - \frac{m_e^4}{\left(2k^2(1-t) + \frac{4m_e^2}{a_B^2 M^2}\right)^2} \right]^2. \quad (6)$$

Здесь $A = 64^2 \pi^2 N \frac{2\pi}{\hbar^2} \frac{16\pi^2 e^4}{a_B^8 M^8 \varepsilon^2} 2\pi$; N — число рассеивающих центров; $M = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ — приведенная масса электрона и дырки. Для устранения расходимости, связанной с сингулярностью кулоновского потенциала, введен дебаевский радиус экранирования $R_D = \left(\frac{k_B T \varepsilon}{4\pi N e^2}\right)^{1/2}$, $\kappa = R_D^{-1}$. На рис. 3 показана зависимость фактора диссипативного

¹ В настоящей работе для оценок величин эффектов не принимается во внимание сложный характер валентной зоны.

затухания $\gamma(k) = \hbar W_X(k)$, которая следует из формулы (6) при учете лишь основного состояния экситона ($\mu = 1$).

Расчет проведен при следующих значениях параметров: $N = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [15]² и $|T(j, \mu)| = 17 \text{ meV}$, $m_e = 0.063m_0$, $m_h = 0.51m_0$, $a_B = 14 \text{ nm}$, $T = 2 \text{ K}$, $E_g = 1.519 \text{ eV}$, $R_X = 3.9 \text{ meV}$.

Отметим, что величина γ прямо пропорциональна числу рассеивающих центров N . Этим объясняется возможная зависимость γ от магнитного поля или температуры. Например, в эксперименте [15] число рассеивателей зависит от величины магнитного поля из-за эффекта магнитного вымораживания примесей. Известно, что для образцов GaAs критическое значение фактора диссипативного затухания $\gamma_c = 0.22 \text{ meV}$ [15]. При $N = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ $\gamma(k) < \gamma_c$ при любом k . Это означает, что в данных образцах даже без учета ослабления рассеяния за счет поляритонного эффекта условие существования ЭП выполняется. Тем не менее в следующем разделе показано, как можно учесть уменьшение эффективности рассеяния за счет взаимодействия экситонов со светом.

5. Перенормировка $W_X(\mathbf{k})$ с учетом поляритонного эффекта

Можно ожидать, что в количественном отношении поляритонный эффект оказывает влияние на зависимость $\gamma(k)$ только в относительно узком интервале значений k . Иными словами, эта зависимость совпадает с аналогичной зависимостью для случая рассеяния „голового“ экситона. Для нас важно показать, что $\gamma < \gamma_c$, так как это условие является обоснованием существования поляритонов в рассматриваемом кристалле. Нами предлагается удобный способ количественного учета поляритонного эффекта. Как уже было отмечалось, непосредственно с примесями взаимодействуют только экситоны. Поэтому для оператора рассеяния поляритона на примеси можно написать

$$\hat{H}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \sum_{\mu} V_{\mathbf{k}', \mathbf{k}} \hat{B}_{\mu}^{\dagger}(\mathbf{k}') \hat{B}_{\mu}(\mathbf{k}). \quad (7)$$

После использования (2) и (7) получим, что вероятность рассеяния поляритона в единицу времени равна

$$W(\mathbf{k}) \propto \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}', \mu, \rho} |V_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}|^2 (u_{\mu\rho}^* \hat{\xi}_{\rho}^{\dagger} + v_{\mu\rho} \hat{\xi}_{\rho}) \times (u_{\mu\rho'} \hat{\xi}_{\rho'} + v_{\mu\rho'}^* \hat{\xi}_{\rho'}^{\dagger}) \delta(E_{\rho}(\mathbf{k}') - E_{\rho}(\mathbf{k})). \quad (8)$$

Для дальнейших расчетов в качестве $V_{\mathbf{k}', \mathbf{k}}$ следует взять матричный элемент рассеяния (5). В выражении (8) суммирование производится по всем экситонным зонам. Однако для простоты будем учитывать лишь экситон в основном состоянии, поэтому везде далее $\mu = 1$.

² Эффективными считались заряженные примеси, концентрация которых зависит от температуры и других факторов.

Повторяя действия, приводящие к (5) с заменой параболического закона дисперсии свободного экситона на закон дисперсии поляритона, получим, что вероятность рассеяния поляритона на примеси задается в основном двумя вкладками, связанными с рассеянием в пределах одной ветви поляритона:

$$\hat{\xi}_1^{\dagger} \hat{\xi}_1 (|u_{\mu 1}|^2 + |v_{\mu 1}|^2) W_1(\mathbf{k}) + \hat{\xi}_2^{\dagger} \hat{\xi}_2 (|u_{\mu 2}|^2 + |v_{\mu 2}|^2) W_2(\mathbf{k}). \quad (9)$$

Члены, пропорциональные $\hat{\xi}_1^{\dagger} \hat{\xi}_2$, $\hat{\xi}_2^{\dagger} \hat{\xi}_1$, $\hat{\xi}_1 \hat{\xi}_2$, $\hat{\xi}_1^{\dagger} \hat{\xi}_2^{\dagger}$ и другим комбинациям, малы по сравнению с членами, сохраненными в (9). Итак,

$$\begin{aligned} \gamma(\mathbf{k}) &= \hbar W(\mathbf{k}) \\ &= (|u_{\mu 1}|^2 + |v_{\mu 1}|^2) \hbar W_1(\mathbf{k}) + (|u_{\mu 2}|^2 + |v_{\mu 2}|^2) \hbar W_2(\mathbf{k}), \\ W_{\rho}(k) &= A \int_1^{-1} \frac{k^2 dt}{(2k^2(1-t) + \kappa^2)^2 \frac{dE_{\rho}(k)}{dk}} \\ &\times \left[\frac{m_h^4}{\left(2k^2(1-t) + \frac{4m_h^2}{a_B^2 M^2}\right)^2} - \frac{m_e^4}{\left(2k^2(1-t) + \frac{4m_e^2}{a_B^2 M^2}\right)^2} \right]^2. \end{aligned} \quad (10)$$

Анализ выражения (9) показывает, что наиболее интенсивно происходят процессы рассеяния поляритонов в пределах одной поляритонной ветви. При этом основной вклад в γ вносит нижняя поляритонная ветвь. Процессы, связанные с перебросом между ветвями (т.е. процессы, описываемые членами, пропорциональными $\hat{\xi}_1^{\dagger} \hat{\xi}_2^{\dagger}$ или $\hat{\xi}_2^{\dagger} \hat{\xi}_1^{\dagger}$), имеют более чем на порядок меньшую вероятность. Расчет зависимости $\gamma(k)$ по формуле (10), учитывающей поляритонный эффект, показывает, что результат неотличим от результата, следующего из (6), где описывается рассеяние „голых“ экситонов. Однако нельзя утверждать, что этот вывод можно отнести к общему случаю. Зависимость $\gamma(k)$ при учете рассеяния ЭП на примесях была рассчитана авторами [10] для образцов GaN, однако рассеяние на примесях в этой работе учитывалось феноменологически. Из [10] следует, что в области наиболее сильного поляритонного эффекта фактор диссипативного затухания, обусловленный всеми процессами рассеяния (считая упругие) в совокупности, ничтожно мал.

6. Заключение

Процессы упругого рассеяния поляритонов могут приводить к их разрушению, если под этим понимать редукцию волновой функции поляритона, представляющей собой линейную комбинацию фотонной и экситонной волновых функций, до экситонов и фотонов, существующих практически независимо. При этом частота актов такого рассеяния определяет фактор диссипативного затухания и таким образом влияет на интегральное

поглощение света кристаллом. Эта частота прямо пропорциональна числу рассеивающих центров. Этот вывод подтверждает предположение, сделанное в [15]. В условиях эксперимента $\gamma < \gamma_c$, и вывод о существовании ЭП в исследованных образцах получает теоретическое подтверждение. При этом повышение температуры приведет к исчезновению поляритонных состояний, даже если пренебречь увеличением диссипации, связанной с акустическими фононами, что обусловлено увеличением числа рассеивателей при термической ионизации примесей.

Авторы благодарят М.М. Глазова за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] H. Takeda, K. Sakoda. *Phys. Rev. B* **86**, 20, 205 319 (2012).
- [2] H. Deng, H. Haug, Y. Yamamoto. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1489 (2010).
- [3] P. Bhattacharya, B. Xiao, A. Das, S. Bhowmick, J. Heo. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 206 403 (2013).
- [4] C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N.Y. Kim, J. Fischer, I.G. Savenko, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, V.D. Kulakovskii, I.A. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto, S. Höfling. *Nature* **497**, 348 (2013).
- [5] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. *Phys. Rev.* **132**, 2, 563, (1963).
- [6] Н.А. Ахмедиев. *ЖЭТФ* **79**, 4, 1534 (1980).
- [7] W.C. Tait, R.L. Weiher. *Phys. Rev.* **178**, 3, 1404 (1969).
- [8] В.М. Агранович. Теория экситонов. Наука, М. (1968). 385 с.
- [9] E.S. Koteles, J. Lee, J.P. Salerno, M.O. Vassell. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 8, 867 (1985).
- [10] Y.J. Wang, R.X. Wang, G.Q. Li, S.J. Xu. *J. Appl. Phys.* **106**, 013 514 (2009).
- [11] А.Г. Абдукадыров, М.И. Сажин, А.В. Селькин, Н.Х. Юлдашев. *ЖЭТФ* **97**, 2, 644 (1990).
- [12] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Н.Х. Юлдашев. *ЖЭТФ* **79**, 1573 (1980).
- [13] Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, Н.Х. Юлдашев. *ЖЭТФ*, **80** 3, 1228 (1981).
- [14] T.V. Shubina, M.M. Glazov, A.A. Toropov, N.A. Gippius, A. Vasson, J. Leymarie, A. Kavokin, A. Usui, J.P. Bergman, G. Pozina, B. Monemar. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 087 402 (2008).
- [15] Р.П. Сейсян, Г.М. Савченко, Н.С. Аверкиев. *ФТП* **46**, 7, 896 (2012).
- [16] Е.Л. Ивченко, А.В. Селькин, А.Г. Абдукадыров, М.И. Сажин, Н.Х. Юлдашев. *Опт. и спектр.* **67**, 4, 845 (1989).
- [17] С.В. Гупалов, Е.Л. Ивченко, А.В. Кавокин. *ЖЭТФ*, **113**, 2, 703 (1998).
- [18] J.J. Hopfield. *Phys. Rev.* **112**, 5, 1555 (1958).
- [19] Г.Ф. Глинский, Зл. Койнов. *ТМФ* **70**, 3, 358, (1987).
- [20] С.В. Тябликов. Методы квантовой теории магнетизма. Наука, М. (1975). С. 119.