

Распространение квазидвумерных экситонных поляритонов в волноводе с квантовой ямой

© В.А. Кособукин

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

(Поступила в Редакцию 17 июля 1997 г.)

Теоретически изучено распространение экситонных поляритонов в оптическом волноводе с квантовой ямой. Показано, что из-за наличия пространственной дисперсии экситонов волновой вектор экситонных поляритонов расщепляется при резонансе между волноводной и экситонной модами. Величина этого расщепления определяется параметром радиационного распада экситонов соответствующей поляризации в квантовой яме. Найдено, что групповая скорость волноводных экситонных поляритонов в области резонанса может уменьшиться на три-четыре порядка величины по сравнению со скоростью света в вакууме.

Эффекты переноса энергии оптического возбуждения экситонными поляритонами играют важную роль в понимании механизмов светоэкситонного взаимодействия [1]. В частности, для объемных кристаллов был установлен многомодовый характер переноса энергии поляритонами [2–4], обусловленный пространственной дисперсией экситонов. Особый интерес представляют аналогичные эффекты в волноводных твердотельных структурах, где связанные экситонная и электромагнитная волны являются квазидвумерными.

Для обнаружения волноводных экситонных поляритонов (ВЭП) был проведен времяпролетный эксперимент [5], в котором для импульсов, прошедших вдоль волновода с квантовой ямой длиной $250 \mu\text{m}$, найдено время задержки $\sim 5 \text{ ps}$. Для теоретического описания ВЭП были предложены модели полупроводниковых структур с одиночной квантовой ямой, которая находится внутри волновода [6] или сама по себе является волноводом [7]. В данной работе рассматривается модель первого типа. Для такой модели в [6] численно моделировалось распространение мод TE -типа в волноводной структуре применительно к эксперименту [5]. В результате утверждалось [6], что групповая скорость ВЭП уменьшается по сравнению со скоростью света в вакууме не больше чем на порядок величины. Наличие определенных противоречий в работах [5,6] и существенное расхождение результатов [6] с их аналогами для объемных экситонных поляритонов [2–4] заставляют считать открытым вопрос о дисперсии и, особенно, о характеристиках распространения ВЭП.

Целью данной работы является исследование простой модели, допускающей надежную оценку характеристик распространения ВЭП. Закон дисперсии ВЭП при учете пространственной дисперсии квазидвумерных экситонов и соответствующие групповые скорости обсуждаются для TM -мод, которые теоретически ранее не изучались.

1. Модель и закон дисперсии

В качестве модели симметричного оптического волновода рассматривается слой полупроводника ($|z| < L/2$) с квантовой ямой внутри ($|z| < a/2$). Толщина волновода

$L \sim c/\omega$ и ширина квантовой ямы $a \sim a_B$ (ω и c — частота и скорость света, a_B — боровский радиус экситона) удовлетворяют неравенству $a \ll L$ и соответствуют низкоразмерному пространственному ограничению вдоль оси z как экситонной, так и электромагнитной моды. Фоновая диэлектрическая проницаемость равна ϵ_b при $|z| < L/2$ и ϵ'_b при $|z| > L/2$ ($\epsilon'_b < \epsilon_b$), причем в такой структуре в отсутствие квантовой ямы может распространяться оптическая волноводная мода. Взаимодействие этой моды с полем поляризации квазидвумерного экситона квантовой ямы может привести к образованию ВЭП вблизи частоты экситонного резонанса.

Вне квантовой ямы электрическое поле монохроматической волны TM -типа выражается формулой

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \exp(i\kappa x) [\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z(i\kappa/k_z^2)d/dz] E_x(z, \kappa, \omega). \quad (1)$$

Здесь κ — величина волнового вектора в плоскости интерфейсов, k_z принимает значения $q = \sqrt{\epsilon_b k_0^2 - \kappa^2}$ при $|z| < L/2$ и $q' = \sqrt{\epsilon'_b k_0^2 - \kappa^2}$ при $|z| > L/2$, $k_0 = \omega/c$, а \mathbf{e}_α — орт α -й декартовой оси. Нормальные волноводные моды нумеруются целыми числами m , связанными с z -компонентой волнового вектора $q_m \approx \pi m/L$, причем m -я волноводная мода на частоте ω существует, если $L > m\pi c/\omega\sqrt{\epsilon_b}$. В отсутствие квантовой ямы поле TM -моды вида (1) обозначим \mathbf{E}^0 , при этом чистотность данной TM -моды определяется проекцией $H_y^0 \sim dE_x^0/dz$ в выражении для магнитного поля $\mathbf{H}^0 = \mathbf{e}_y(-i\epsilon_b k_0^2/k_z^2)(dE_x^0/dz)$. Для нечетных ($m = 1, 3, 5, \dots$) TM -мод имеем $E_x^0(z) = C \cos(qz)$ и $H_y^0 \sim \sin(qz)$, а для четных ($m = 2, 4, \dots$) — $E_x^0(z) = C \sin(qz)$ и $H_y^0 \sim \cos(qz)$.

С учетом нелокального вклада в поляризацию квазидвумерного экситона [8–10], который здесь считается анизотропным, электрическое поле в слое полупроводника при учете квантовой ямы можно записать в виде

$$E_\alpha(z) = E_\alpha^0(z) - \frac{2k_0\sqrt{\epsilon_b}}{I_c^2} \sum_\beta \int dz' D_{\alpha\beta}^0(z, z') \Psi(z') \times \frac{2M\Gamma_\beta^0/\hbar}{\kappa^2 - (\kappa_{\text{ex}}^\beta)^2} \int dz'' \Psi(z'') E_\beta^0(z''). \quad (2)$$

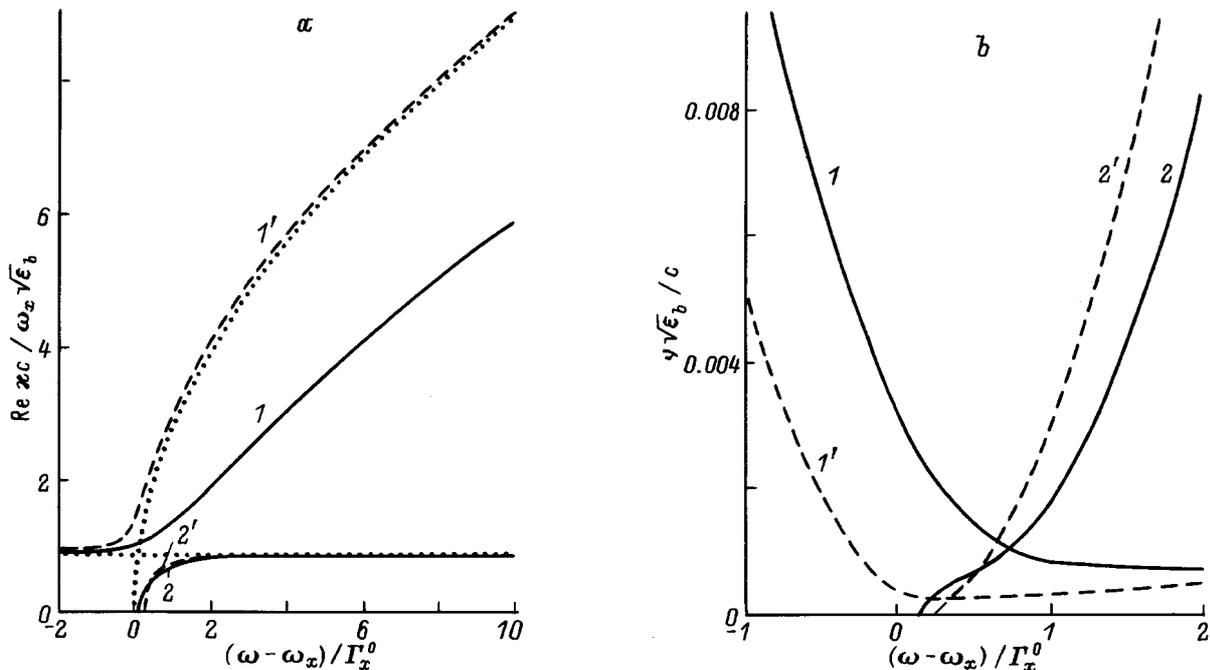


Рис. 1. Безразмерные волновые числа $\text{Re } \kappa c / (\omega_x \sqrt{\epsilon_b})$ (a) и групповые скорости $v \sqrt{\epsilon_b} / c$ (b) в зависимости от отстройки частоты $(\omega - \omega_x) / \Gamma_x^0$ для нечетной моды $m = 1$ экситонных поляритонов TM -типа в волноводе с $\epsilon_b = 12.6$, $|\epsilon'_b| \gg \epsilon_b$ и $L\omega_x \sqrt{\epsilon_b} / c = 6$ ($L = 1.3 \mu\text{m}$). Сплошные (1, 2) и штриховые (1', 2') кривые получены из дисперсионных уравнений (5) и (8) соответственно для верхней κ_1 (1, 1') и нижней κ_2 (2, 2') ветвей ВЭП, пунктиром показаны зависимости $\kappa_{\text{ex}}^x(\omega)$ и $\kappa_{\text{wg}}^x(\omega)$ для не взаимодействующих мод. Используются параметры $\beta_x = 10^{-4}$, $\Gamma_x^0 / \omega_x = 4 \cdot 10^{-4}$ и $\hbar \Gamma_x^0 \approx 0.6 \text{ meV}$, соответствующие квазидвумерному экситону $e1-hh1$ в квантовой яме GaAs шириной $a = 50 \text{ \AA}$. Диссипативными потерями пренебрегается как для экситонной ($\Gamma = 0$), так и для волноводной ($\text{Im } \epsilon_b = 0$) мод.

Здесь $D_{\alpha\beta}^0(z - z')$ — фурье-компоненты вида (1) электродинамической тензорной функции Грина для однородного (без квантовой ямы) полупроводника, $I_c = \int dz \Psi(z) \cos(qz)$,

$$\kappa_{\text{ex}}^\alpha(\omega) = \sqrt{(2M/\hbar)(\omega - \omega_\alpha + i\Gamma)}. \quad (3)$$

Формулы (2), (3) соответствуют условию $|\omega - \omega_\alpha| \ll \omega_\alpha$, где ω_α — резонансная частота квазидвумерного экситона, $\Psi(z)$ — огибающая его волновой функции, M — трансляционная масса, Γ_α^0 — постоянная радиационного распада, Γ — параметр диссипативного затухания. Формула (2) показывает, что из-за четности функций $\Psi(z) = \Psi(-z)$ в основном состоянии экситон взаимодействует с α -й компонентой поля волноводной моды, для которой $E_\alpha^0(z) = E_\alpha^0(-z)$ внутри квантовой ямы. Как следствие нечетные и четные TM -моды образуют ВЭП соответственно с x - и z -компонентой поляризации.

Для вычисления поля ВЭП при $|z| < L/2$ подставим в (2) компоненты функции Грина

$$\begin{aligned} D_{xx}^0 &= \frac{q^2 \sin q|z - z'|}{\epsilon_b k_0^2 2q}, \\ D_{xz}^0 = D_{zx}^0 &= \frac{i\kappa q \cos q(z - z') \text{sign}(z - z')}{\epsilon_b k_0^2 2q}, \\ D_{zz}^0 &= \frac{\kappa^2 \sin q|z - z'|}{\epsilon_b k_0^2 2q} + \frac{\delta(z - z')}{\epsilon_b k_0^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Используя максвелловские краевые условия, далее сшиваем функции (2) на границах раздела $z = \pm L/2$ с полем вида (1) при $|z| > L/2$, в котором $E_x(z) = C' \exp(iq'|z|)$. Это дает дисперсионные уравнения ВЭП

$$F_\alpha(\kappa, \omega) = \left\{ \frac{\hbar}{2M} \kappa^2 + \omega_\alpha - \omega - i\Gamma \right\} f_\alpha(\kappa, \omega) - \Gamma_\alpha = 0, \quad (5)$$

различные для разных декартовых компонент α . Здесь

$$f_x = \frac{i\beta' \text{ctg}(qL/2) + \beta}{i\beta' - \beta \text{ctg}(qL/2)}, \quad f_z = \frac{\beta - i\beta' \text{tg}(qL/2)}{\beta \text{tg}(qL/2) + i\beta'}, \quad (6)$$

$\beta = \epsilon_b/q$ и $\beta' = \epsilon'_b/q'$. При решении уравнений (5) используем аналитические продолжения параметров радиационного затухания $\Gamma_x = \Gamma_x^0(qc/\omega_x \sqrt{\epsilon_b})$ и $\Gamma_z = \Gamma_z^0(\kappa^2 c/q\omega_z \sqrt{\epsilon_b})$ с постоянными Γ_α^0 , которые зависят от направления поляризации квазидвумерных экситонных состояний. В явном виде параметры Γ_α для экситона квантовой ямы приведены в [10]. Уравнения (5) при $\Gamma_\alpha = 0$ (светоэкситонное взаимодействие отсутствует) определяют законы дисперсии $\kappa_{\text{ex}}^\alpha(\omega)$ и $\kappa_{\text{wg}}^\alpha(\omega)$ несвязанных экситонной и волноводной мод соответственно, причем $\kappa_{\text{wg}}^\alpha(\omega)$ является решением уравнения $f_\alpha(\kappa, \omega) = 0$. В отсутствие пространственной дисперсии экситонов ($M \rightarrow \infty$) уравнение (5) переходит в $f_\alpha(\kappa, \omega) = \Gamma_\alpha / (\omega_\alpha - \omega - i\Gamma)$.

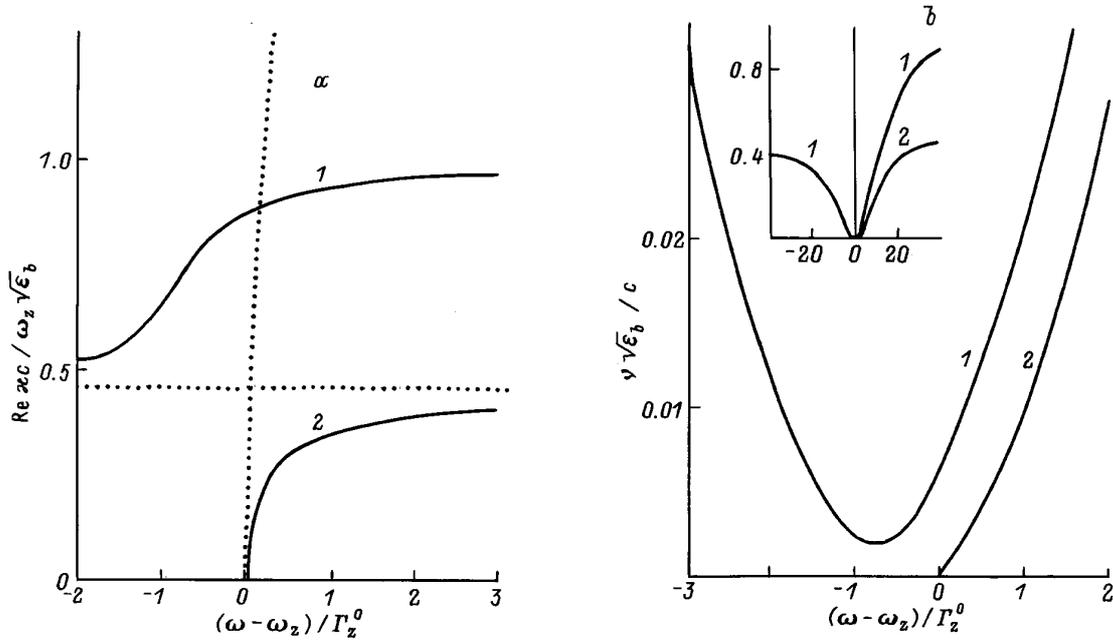


Рис. 2. Безразмерные волновые числа $\text{Re } \kappa c / (\omega_z \sqrt{\epsilon_b})$ (а) и групповые скорости $v \sqrt{\epsilon_b} / c$ (б) в зависимости от $(\omega - \omega_z) / \Gamma_z^0$ для четной моды $m = 2$ экситонных поляритонов TM -типа в волноводе с $L\omega_z \sqrt{\epsilon_b} / c = 7$ ($L \cong 1.5 \mu\text{m}$). Пунктиром показаны зависимости $\kappa_{\text{ex}}^z(\omega)$ и $\kappa_{\text{wg}}^z(\omega)$ для невзаимодействующих мод. Использованы параметры $\beta_z = 2.6 \cdot 10^{-4}$, $\Gamma_z^0 / \omega_z = 6.2 \cdot 10^{-4}$ и $\hbar \Gamma_z^0 \cong 1 \text{ meV}$, соответствующие квазидвумерному экситону $e1 - lh1$ в квантовой яме GaAs шириной $a = 50 \text{ \AA}$. Обозначения кривых и другие параметры расчета те же, что на рис. 1. На вставке показаны те же кривые в уменьшенном масштабе.

Тип граничных условий, определяющих вид функций $f_\alpha(\kappa, \omega)$, не имеет критического влияния на теоретические характеристики распространения ВЭП. Поэтому в дальнейшем мы изучим TM -моды ВЭП на основе упрощенных выражений

$$f_x(\kappa, \omega) = \text{ctg}(qL/2), \quad f_z(\kappa, \omega) = -\text{tg}(qL/2), \quad (7)$$

которые соответствуют обращению в нуль тангенциальных компонент $E_x(z)$ на стенках волновода $z = \pm L/2$ и получаются из (6) при $|\epsilon'_b / \epsilon_b| \rightarrow \infty$. Можно ожидать, что уравнения (5) при подстановке (7) будут пригодны для волновода, ограниченного благородным металлом (например, $\epsilon'_b \approx -30 + 0.4i$ для серебра при энергии фотонов $\hbar\omega = 1.6 \text{ eV}$ [11], попадающей в область экситонных резонансов в GaAs [12]).

Для наглядности функции (7), зависящие от κ , аппроксимируем вблизи $\kappa = \kappa_{\text{wg}}^\alpha(\omega)$ выражениями $f_\alpha = A_\alpha \{ \kappa^2 - [\kappa_{\text{wg}}^\alpha(\omega)]^2 \}$ с постоянными $A_\alpha > 0$. Тогда решение уравнения, которое получается из (5), имеет вид

$$(\kappa_{1,2}^\alpha)^2 = \frac{(\kappa_{\text{ex}}^\alpha)^2 + (\kappa_{\text{wg}}^\alpha)^2}{2} \pm \sqrt{\frac{[(\kappa_{\text{ex}}^\alpha)^2 - (\kappa_{\text{wg}}^\alpha)^2]^2}{4} + (\Delta \kappa^\alpha)^4}, \quad (8)$$

где величина $(\Delta \kappa^\alpha)^4 = (2M/\hbar)(\Gamma_\alpha/A_\alpha) > 0$, вычисленная при $\kappa = \kappa_{\text{wg}}^\alpha$, имеет смысл постоянной светоэкситонного взаимодействия. Из (8) следует, что

вблизи резонансной частоты, определяемой условием $\kappa_{\text{ex}}^\alpha(\omega) = \kappa_{\text{wg}}^\alpha(\omega)$, волновой вектор расщепляется на компоненты $\kappa_1^\alpha(\omega)$ и $\kappa_2^\alpha(\omega)$, соответствующие верхней и нижней дисперсионным ветвям ВЭП. Это резонансное расщепление, величина которого определяется выражением $(\kappa_1^\alpha)^2 - (\kappa_2^\alpha)^2 = 2(\Delta \kappa^\alpha)^2$, есть следствие учета пространственной дисперсии экситона ($M \neq 0$), а его существование означает, что при заданной частоте должны распространяться, интерферируя друг с другом, две моды ВЭП.

На рис. 1, а и 2, а показаны дисперсионные ветви ВЭП, вычисленные из уравнений (5), (7), с параметрами, типичными для квазидвумерных экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Рис. 1 соответствует нечетной волноводной моде $m = 1$, взаимодействующей с компонентой x поляризации экситона тяжелой дырки $e1 - hh1$, а рис. 2 — четной моде $m = 2$, взаимодействующей с компонентой z поляризации экситона легкой дырки $e1 - lh1$. Из рис. 1, а видно, что верхняя дисперсионная ветвь ВЭП $\kappa_1(\omega)$, найденная из уравнений (5) или (8), при $(\omega - \omega_x) / \Gamma_x^0 \gg 1$ приближается к кривой $\kappa_{\text{ex}}^x(\omega)$ соответственно снизу или сверху. Однако эти детали асимптотического поведения $\kappa_1(\omega)$ интересны здесь только теоретически, так как в GaAs на них должен существенно влиять аналогичный поляритонный резонанс, который связан с экситоном легкой дырки $e1 - lh1$ и расположен в масштабе рис. 1, а на несколько десятков единиц выше по частоте [12]. Рис. 2, а иллюстрирует антипересечение дисперсионных ветвей, единственно возможное для z -компоненты экситонной поляризации, так как $\Gamma_z^0 = 0$ для экситона $e1 - hh1$.

2. Групповая скорость

Групповая скорость $v = \partial\omega/\partial\kappa$ волноводной моды является фундаментальной характеристикой переноса энергии оптического возбуждения в волновом пакете. Для ВЭП групповую скорость можно вычислить следующим образом:

$$v_{1,2} = -\frac{(\partial F/\partial\kappa)_{1,2}}{(\partial F/\partial\omega)_{1,2}}, \text{ или } v_{1,2} = \frac{1}{(\partial\kappa_{1,2}/\partial\omega)}, \quad (9)$$

где используются решения $\kappa = \kappa_{1,2}(\omega)$ уравнений (5) или (8) соответственно, индекс поляризации α здесь и далее опускаем. Для моды $m = 1$ ($\alpha = x$), например, первое из выражений (9) дает

$$\frac{v}{c/\sqrt{\epsilon_b}} = \beta \frac{\kappa c}{\omega_0 \sqrt{\epsilon_b}} \frac{1+S}{1+\beta S}, \quad (10)$$

где

$$\beta = \epsilon_b \hbar \omega_0 / (Mc^2), \quad (11)$$

ω_0 — частота экситонного резонанса квантовой ямы (в данном случае ω_x), $S(\kappa, \omega) = \{\kappa^2 - \kappa_{ex}^2(\omega)\} \{1 + q(\kappa, \omega)L / \sin[q(\kappa, \omega)L]\} / q^2(\kappa, \omega)$. Чтобы получить $v_{1,2}(\omega)$ из (10), следует подставить вместо κ величины $\kappa_{1,2}(\omega)$ в той области частот, где последние вещественны. Второе из выражений (9) после подстановки (8) дает

$$\frac{v_{1,2}}{c/\sqrt{\epsilon_b}} = 2\beta \frac{c\kappa_{1,2}}{\omega_0 \sqrt{\epsilon_b}} \quad (12)$$

на частоте ω , соответствующей $\kappa_{ex}(\omega) = \kappa_{wg}(\omega) = \sqrt{\epsilon_b k_0^2 - (\pi/L)^2}$, где величины $\kappa_{1,2} = \sqrt{\kappa_{wg}^2 \pm (\Delta\kappa)^2}$ также вещественны. Аналогичные формулы нетрудно получить для компонент y и z экситонной поляризации.

В области резонанса $\kappa_{1,2} \sim \kappa_{ex} \approx \kappa_{wg} \sim \sqrt{\epsilon_b} \omega_0 / c$ в формулах (10) и (12), при этом малый параметр (11) определяет уменьшение групповой скорости ВЭП аналогично случаю объемных экситонных поляритонов [2–4]. Для экситонов тяжелой и легкой дырок в объемном GaAs и соответствующих квантовых ямах величина параметра (11) составляет $\sim 10^{-4}$. Следовательно, уменьшение групповой скорости в области существования ВЭП может достигать трех-четырех порядков величины по сравнению со скоростью света в вакууме, причем на точные значения v_1 и v_2 могут влиять детали закона дисперсии ВЭП.

Этот вывод подтверждается представленными на рис. 1, b и 2, b результатами численного расчета групповых скоростей v_1 и v_2 ВЭП. Кривые на рис. 1, b показывают, что в области экситон-поляритонного антипересечения групповая скорость v_1 для мод верхней ветви ВЭП резко уменьшается с частотой, в то время как v_2 для мод ВЭП нижней ветви увеличивается. Из рис. 1, b следует также, что упрощенное решение на основе формул (8) и (12) значительно завышает величину уменьшения групповой скорости ВЭП. Рис. 2, b иллюстрирует другую ситуацию, когда из-за особенностей светоэкситонного взаимодействия моды верхней дисперсионной ветви являются более быстрыми при любой частоте, а минимальная скорость этих мод оказывается сравнимой

с результатами, приведенными на рис. 1. Таким образом, зависимости на рис. 2, b вряд ли можно трактовать на основе уравнения (8). Допуская для оценки, что две монохроматические моды ВЭП при заданной частоте распространяются независимо друг от друга, можно приближенно отождествить скорость электромагнитного переноса энергии со скоростью более быстрой из этих мод. Тогда эта скорость переноса, как следует из рис. 1, b и 2, b , должна иметь вблизи частоты светоэкситонного резонанса минимум, в котором понижение скорости связано с параметром (11).

Итак, мы нашли, что особенности резонансного расщепления волнового вектора ВЭП сильно зависят как от направления поляризации экситонной компоненты, так и от симметрии (четности) волноводной моды. В области изолированного резонансного состояния квазидвумерного экситона групповая скорость ВЭП, или скорость переноса энергии оптического возбуждения, характеризуется тем же малым параметром (11), что для объемных экситонных поляритонов. Вычисленные групповые скорости ВЭП в резонансной области оказываются на три-четыре порядка меньше, чем скорость света в вакууме (рис. 1, b и 2, b). Это близко к оценкам групповой скорости объемных экситонных поляритонов [2–4], но существенно отличается от результатов работы [6], полученных для мод ВЭП с TE -поляризацией. В связи с этим заметим, что ВЭП TE -типа качественно верны все выводы, сделанные выше для x -компоненты ВЭП TM -типа. Можно ожидать, что эти выводы останутся справедливыми и в более точных моделях, учитывающих, как должно быть, интерференцию двух монохроматических мод ВЭП или рассматривающих волновые пакеты ВЭП.

Автор благодарен Р.П. Сейсяну, обратившему его внимание на данную проблему, за плодотворные обсуждения, а также А.В. Селькину и Ф. Лаваллару (P. Lavallard) за полезные замечания.

Список литературы

- [1] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М. (1978). 432 с.
- [2] R.G. Ulbrich, G.W. Fehrenbach. Phys. Rev. Lett. **43**, 13, 963 (1979).
- [3] T. Itoh, P. Lavallard, J. Reydellet, C. Benoit a la Guillaume. Solid State Commun. **37**, 12, 925 (1981).
- [4] A. Puri, J.L. Birman. Phys. Rev. Lett. **47**, 3, 173 (1981).
- [5] K. Ogawa, T. Katsuyama, H. Nakamura. Phys. Rev. Lett. **64**, 7, 796 (1990).
- [6] K. Oimatsu, T. Iida, H. Nishimura, K. Ogawa, T. Katsuyama. J. Lumin. **48&49**, 713 (1991).
- [7] S. Jorda. Phys. Rev. **B50**, 4, 2283 (1994).
- [8] L.C. Andreani, F. Bassani. Phys. Rev. **B41**, 11, 7536 (1990).
- [9] Е.Л. Ивченко. ФТТ **33**, 8, 2388 (1991).
- [10] В.А. Кособукин, М.М. Моисеева. ФТТ **37**, 12, 3694 (1995).
- [11] P.B. Johnson, R.W. Christy. Phys. Rev. **B6**, 12, 4370 (1972).
- [12] E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, P.S. Kop'ev, V.A. Kosobukin, I.N. Uraltsev, D.R. Yakovlev. Solid State Commun. **70**, 5, 529 (1989).