

УДК 535.372

©1995

ОПТИКА КВАЗИДВУМЕРНЫХ ЭКСИТОНОВ В ОГРАНИЧЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

В.А.Кособукин, М.М.Мусеева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 15 мая 1995 г.)

Рассматривается теория распространения экситонных поляритонов с ТЕ и ТМ поляризациями в периодических структурах с квантовыми ямами. Найденные коэффициенты отражения и пропускания света зависят от числа ям, угла падения света и включают эффекты внешних границ структуры. Показано, в частности, что интегральный коэффициент поглощения света структурой как функция параметра диссипативного затухания экситона имеет участок роста в области, где радиационное затухание преобладает над диссипативным, и насыщается, когда диссипативное затухание становится преобладающим.

Существующая теория экситонных поляритонов в периодических полупроводниковых структурах развивалась для двух моделей: 1) $a \gg a_B$ (квантуется движение экситона как целого) $[1-3]$ и 2) $a \lesssim a_B$ (квазидвумерные экситоны) $[3-7]$; здесь a — ширина квантовой ямы, a_B — боровский радиус экситона. Большая часть работ относится к бесконечным структурам: изучалось распространение экситонных поляритонов в отсутствие границ, как в $[1,4]$, или отражение света от полубесконечных структур, как в $[2,5]$. Исключение составляют, по-видимому, только работы $[3,6,7]$, где рассматривалось взаимодействие света с гетероструктурами, содержащими конечное число квантовых ям.

Вместе с тем остается весьма актуальным построение теории резонансных оптических явлений в ограниченных периодических структурах с учетом поляризационных эффектов и экситонной пространственной дисперсии, которые могут проявляться при наклонном падении света. В частности, такая теория необходима для решения задач о низкотемпературном экситон-поляритонном энергопереносе и поглощении в сверхрешетках $[8]$, о брэгговском отражении света от периодических структур с квантовыми ямами $[6,9]$, о свойствах экситонных поляритонов в полупроводниковых «микрополостях» $[10]$ и т. п.

В данной работе рассматривается задача о взаимодействии электромагнитных ТЕ и ТМ волн с квазидвумерными экситонами в периодических структурах, образованных конечным числом квантовых

ям. Общая теория, использующая метод матриц переноса с учетом пространственной дисперсии экситонов, представлена в п. 1. В п. 2 вычисляются коэффициенты отражения и пропускания света периодической структурой в однородной среде, а в п. 3 учитываются внешние границы диэлектрического «фона» структуры. Результаты численных расчетов и их обсуждение приведены в п. 4.

1. Электродинамические матрицы переноса для квантовой ямы

Далее мы рассматриваем монохроматические (с частотой ω) линейно-поляризованные электромагнитные волны вида

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}(z; \kappa, \omega) \exp[-i(\omega t - \kappa x)] \quad (1)$$

в среде, которая оптически однородна в плоскости квантовых ям xy . Обсудим вначале распространение световых волн (1) в периодической структуре с квантовыми ямами ($0 < z < Nd$), которая состоит из N слоев состава AB , где A и B обозначают материал квантовых ям и барьерных слоев, имеющих ширины a и b соответственно, $d = a + b$ — период структуры. Считается, что в квантовых ямах с $a \gtrsim a_B$ (a_B — борковский радиус экситона в объемном материале A) могут возбуждаться квазидвумерные экситоны. Вблизи экситонного резонанса n -я квантовая яма с центром $z = z_n^0 = d(n - 1/2)$ дает следующий вклад в электрическую поляризацию ^[4,11]:

$$4\pi P_\alpha^{\text{ex}}(z; \kappa, \omega) = \int dz' \Psi(z - z_n^0) \chi^0(\omega, \kappa) \Psi(z' - z_n^0) E_\alpha(z'; \kappa, \omega), \quad (2)$$

где

$$\chi^0(\omega, \kappa) = \pi a_B^3 \varepsilon_b \frac{\omega_{LT}}{\omega_0(\kappa) - \omega - i\Gamma}. \quad (3)$$

В (3)

$$\omega_0(\kappa) = \omega_0 + \hbar \kappa^2 / (2M) \quad (4)$$

— закон дисперсии квазидвумерного экситона, имеющего резонансную частоту ω_0 , введенное в работе ^[4] продольно-поперечное расщепление ω_{LT} , параметр безызлучательного затухания Γ и трансляционную массу M , ответственную за эффекты пространственной дисперсии ^[12]. В (2) $\Psi(z - z_n^0)$ — огибающая волновая функция экситона n -й квантовой ямы, причем $\Psi(z) = \Psi(-z)$ и $\Psi(z - z_n^0) \Psi(z - z_{n'}^0) = 0$, если $n \neq n'$. Последнее условие означает, что «механическим» переносом экситонов между квантовыми ямами пренебрегается (квазичастицы, образующие экситон, не туннелируют сквозь барьерные слои B).

Следуя работам ^[3,4], запишем уравнения Максвелла в интегральной форме (параметры κ и ω далее опускаем):

$$E_\alpha(z) = E_\alpha^0(z) - k_0^2 \sum_n \sum_\beta \int dz' D_{\alpha\beta}^0(z - z') \Psi(z' - z_n^0) \chi^{(\beta)} \int dz'' \Psi(z'' - z_n^0) E_\beta^0(z''). \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{E}^0(z)$ — невозмущенное (при $\hat{\chi}^{(0)} = 0$) электрическое поле, $D_{\alpha\beta}^0(z - z') = \nu_{\alpha\beta} \exp(ik_b|z - z'|)$ — функции Грина для уравнений Максвелла в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_b ; ненулевыми являются величины $\nu_{xx} = -ik_b/(2\varepsilon_b k_0^2)$, $\nu_{xz} = \nu_{zx} = -\nu_{xx}(\kappa/k_b) \operatorname{sgn}(z - z')$, $\nu_{zz} = \nu_{xx}(\kappa/k_b)^2 + \delta(z - z')/(\varepsilon_b k_0^2)$ и $\nu_{yy} = -i/(2k_b)$, где $k_b = \sqrt{\varepsilon_b k_0^2 - \kappa^2}$ и $k_0 = \omega/c$. В выражении (5)

$$\chi^{(\alpha)}(\omega, \kappa) = \pi a_B^3 \varepsilon_b \frac{\omega_{LT}}{\omega_0^\alpha(\kappa) - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0^\alpha)} \quad (6)$$

с $\omega_0^\alpha(\kappa) = \omega_0(\kappa) + \Delta\omega_\alpha$, где

$$\{\Delta\omega_X, \Delta\omega_Y, \Delta\omega_Z - \omega_{LT} \pi a_B^3 I_0\} = \omega_{LT} \pi a_B^3 (2k_b)^{-1} I_s \{k_b^2, \varepsilon_b k_0^2, \kappa^2\}, \quad (7)$$

$$\{\Gamma_0^X, \Gamma_0^Y, \Gamma_0^Z\} = \omega_{LT} \pi a_B^3 (2k_b)^{-1} I_c^2 \{k_b^2, \varepsilon_b k_0^2, \kappa^2\}, \quad (8)$$

$$I_s = \iint dz dz' \sin(k_b|z - z'|) \Psi(z - z_n^0) \Psi(z' - z_n^0),$$

$$I_c = \int dz \cos(k_b z) \Psi(z) = \int dz \exp(\pm ik_b z) \Psi(z), \quad I_0 = \int dz \Psi^2(z).$$

Формулы (7) и (8) определяют радиационные сдвиги и затухания экситонов в квантовой яме. Отметим, что функция отклика (6) соответствует приближению, когда в числителе и знаменателе второго члена в правой части (5) радиационные вклады, определяемые параметром $\sqrt{\varepsilon_b} k_0 a_B \ll 1$, учитываются в низшем приближении.

Электрическое поле (5) в форме (1) распадается на компоненты $\mathbf{E}^{(p)} = (E_x, 0, E_z)$ и $\mathbf{E}^{(s)} = (0, E_y, 0)$, которые соответствуют p (ТМ-волны) и s (ТЕ-волны) поляризациям. В n -й барьерной области касательные проекции поля (5) можно выразить в виде:

$$E_\alpha^{(\mu)}(z) = A_n^{(\mu)} \exp[ik_b(z - nd)] + B_n^{(\mu)} \exp[-ik_b(z - nd)], \quad (9)$$

где μ — индекс поляризации, т.е. s , если $\alpha = y$, и p , если $\alpha = x$; в последнем случае $E_z = (i\kappa/k_b^2) dE_x/dz$. Связь между коэффициентами, входящими в поле (9) слева и справа от n -й квантовой ямы, определяется матрицей переноса $\hat{\Lambda}^{(\mu)}$ в форме:

$$\begin{pmatrix} A_n^{(\mu)} \\ B_n^{(\mu)} \end{pmatrix} = \hat{\Lambda}^{(\mu)} \begin{pmatrix} A_{n-1}^{(\mu)} \\ B_{n-1}^{(\mu)} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Чтобы найти вид матриц $\hat{\Lambda}^{(\mu)}$ для s - и p -поляризованной волны, достаточно оставить в сумме по n в (5) только слагаемое с $n = n'$ для выделенной n' -й квантовой ямы, а все другие (с $n \neq n'$) включить в поле $E_\alpha^0(z)$, принимающее вид $\mathcal{A}^{(\mu)} \exp(ik_b z) + \mathcal{B}^{(\mu)} \exp(-ik_b z)$. отождествляя

теперь поле (5) в области $d(n' - 1) < z < dn'$ с полем (9) слева и справа от выделенной квантовой ямы, после исключения констант A и B находим

$$\hat{\Lambda}^{(\mu)} = \frac{1}{t_1^{(\mu)}} \begin{pmatrix} \left[\left(t_1^{(\mu)} \right)^2 - \left(r_1^{(\mu)} \right)^2 \right] \exp(ik_b d) & r_1^{(\mu)} \\ -r_1^{(\mu)} & \exp(-ik_b d) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Здесь $r_1^{(\mu)}$ и $t_1^{(\mu)}$ — коэффициенты отражения и пропускания волны с поляризацией μ , вычисленные для изолированной квантовой ямы с центром $z = 0$, т. е.

$$r_1^{(s)} = i\Gamma_0^Y / \Delta_Y, \quad t_1^{(s)} = 1 + r_1^{(s)}, \quad (12)$$

$$r_1^{(p)} = r_{\parallel}^{(p)} + r_{\perp}^{(p)} = \frac{i\Gamma_0^X}{\Delta_X} - \frac{i\Gamma_0^Z}{\Delta_Z}, \quad t_1^{(p)} = 1 + r_{\parallel}^{(p)} - r_{\perp}^{(p)}, \quad (13)$$

где

$$\Delta_{\alpha}(\omega, \kappa) = \omega_0^{\alpha}(\kappa) - \omega - i(\Gamma + \Gamma_0^{\alpha}). \quad (14)$$

Выражения для наблюдаемых величин в терминах $r_1^{(\mu)}$ и $t_1^{(\mu)}$ имеют одинаковый вид для обеих поляризаций; поэтому в дальнейшем индекс μ опускается.

2. Коэффициенты отражения и пропускания света периодической структурой

Различные [3,6] способы решения оптической задачи на основе матриц переноса по существу эквивалентны. Здесь мы следуем работе [6], в которой использовано разложение матрицы вида (11) по базису, включающему матрицы Паули $\hat{\sigma}_{\alpha}$ и единичную матрицу \hat{I} . При этом для n -й степени матрицы (II) справедливо представление

$$\hat{\Lambda}^n = P_n \hat{I} + Q_n \hat{\sigma}_+, \quad (15)$$

в котором $\hat{\sigma}_+ = i(r_1/t_1)\hat{\sigma}_y + H\hat{\sigma}_z$, $H = (\Lambda_{11} - \Lambda_{22})/2$, т. е.

$$H = \frac{1}{2t_1} (t_1^2 - r_1^2 - 1) \cos(k_b d) + \frac{i}{2t_1} (t_1^2 - r_1^2 + 1) \sin(k_b d). \quad (16)$$

Величины P_n и Q_n определяются рекуррентными соотношениями

$$\begin{pmatrix} P_n \\ Q_n \end{pmatrix} = \hat{L}^{n-1} \begin{pmatrix} P_1 \\ Q_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{L} = \begin{pmatrix} G & G^2 - 1 \\ 1 & G \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $P_1 = G$ и $Q_1 = 1$, а $G = \text{Sp}\hat{\Lambda}/2$, т. е.

$$G = \frac{1}{2t_1} (t_1^2 - r_1^2 + 1) \cos(k_b d) + \frac{i}{2t_1} (t_1^2 - r_1^2 - 1) \sin(k_b d). \quad (18)$$

При выводе матрицы \hat{L} использовано соотношение $H^2 - (r_1/t_1)^2 = G^2 - 1$, являющееся следствием унимодулярности матрицы $\hat{\Lambda}$ ($\det \hat{\Lambda} = 1$).

Собственные значения унимодулярных матриц $\hat{\Lambda}$ и \hat{L} одинаковы:

$$\lambda_{\pm} = G \pm \sqrt{G^2 - 1}. \quad (19)$$

Они могут быть записаны в виде $\lambda_{\pm} = \exp(\pm iqd)$, причем q имеет смысл компоненты волнового вектора экситонного поляритона вдоль оси бесконечной структуры, которая определяется дисперсионным уравнением $\cos qd = G$ [3,6].

Разлагая вектор в правой части (17) по собственным векторам $W^{\pm} = (\pm\sqrt{G^2-1})$ матрицы \hat{L} , определяемым уравнением $(\hat{L} - \lambda_{\pm}\hat{I})W^{\pm} = 0$, и действуя на результат оператором \hat{L}^{n-1} , с учетом (10), (15) находим

$$\begin{pmatrix} A_N \\ B_N \end{pmatrix} = \frac{1}{t_N} \begin{pmatrix} t_N^2 - r_N^2 & r_N \\ -r_N & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 \\ B_0 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Здесь матрица переноса $\hat{\Lambda}^N$ выражена через коэффициенты отражения $r_N = B_0/A_0$ и пропускания $t_N = A_N/A_0$ периодической структуры с N квантовыми ямами при условии $B_N = 0$ (нет волны, падающей на структуру справа), при этом

$$r_N = \frac{r_1}{t_1} \frac{Q_N}{P_N - HQ_N}, \quad t_N = \frac{1}{P_N - HQ_N}, \quad (21)$$

где

$$P_N = \frac{1}{2} (\lambda_+^N + \lambda_-^N), \quad Q_N = \frac{\lambda_+^N - \lambda_-^N}{\lambda_+ - \lambda_-}. \quad (22)$$

Заметим, что для s -поляризованного света формулы вида (21), (22) получены в работе [6]; результаты работы [3] для s -поляризации также легко обобщаются в форме (20) и на p -поляризацию.

3. Учет внешних границ структуры

Обобщим рассмотренную выше модель системы квантовых ям в однородной неограниченной среде, для которой $\varepsilon_b = \varepsilon_2$, введя границы раздела этой среды со средами, имеющими диэлектрические проницаемости ε_1 ($z < -L_1$) и ε_3 ($z > Nd + L_2$). Положим, что $E_{x,y}(z) = \exp(ik_1z) + \rho^{(p,s)} \exp(-ik_1z)$ при $z < -L_1$, $E_{x,y}(z) = \tau^{(p,s)} \exp(ik_3z)$ при $z > Nd + L_2$, и применим (9) при $-L_1 < z < L_2 + Nd$; здесь $k_m = \sqrt{\varepsilon_m k_0^2 - \kappa^2}$. Тогда используя максвелловские граничные условия на введенных здесь границах $z = -L_1$ и $z = Nd + L_2$ вместе с соотношением (10) с $\hat{\Lambda}^N$, для коэффициентов отражения $\rho_N^{(\mu)}$ и пропускания $\tau_N^{(\mu)}$ света с поляризацией μ находим

$$\rho_N^{(\mu)} = \frac{e^{-i\varphi_1}}{D_N^{(\mu)}} \left\{ r_N^{(\mu)} + r_{23}^{(\mu)} \left([t_N^{(\mu)}]^2 - [r_N^{(\mu)}]^2 \right) e^{i\varphi_2} - r_{21}^{(\mu)} \left[1 - r_{23}^{(\mu)} r_N^{(\mu)} \right] e^{-i\varphi_2} \right\}, \quad (23)$$

$$\tau_N^{(\mu)} = \frac{e^{-ik_3Nd}}{D_N^{(\mu)}} t_{12}^{(\mu)} t_{23}^{(\mu)} t_N^{(\mu)}. \quad (24)$$

Здесь $\varphi_i = 2k_i L_i$, $i = 1, 2$, величины $r_N^{(\mu)}$ и $t_N^{(\mu)}$ задаются формулами (21) и

$$D_N^{(\mu)} = 1 - \left(r_{21}^{(\mu)} + r_{23}^{(\mu)} \right) r_N^{(\mu)} - r_{21}^{(\mu)} r_{23}^{(\mu)} \left(\left[t_N^{(\mu)} \right]^2 - \left[r_N^{(\mu)} \right]^2 \right). \quad (25)$$

В выражениях (23)–(25)

$$r_{mn}^{(\mu)} = \frac{\eta_m^{(\mu)} - \eta_n^{(\mu)}}{\eta_m^{(\mu)} + \eta_n^{(\mu)}} \exp(2ik_m Z_{mn} s_{nm}), \quad t_{mn}^{(\mu)} = \frac{2\eta_m^{(\mu)}}{\eta_m^{(\mu)} + \eta_n^{(\mu)}} \exp[i(k_m - k_n) Z_{mn} s_{nm}] \quad (26)$$

суть коэффициенты отражения и пропускания μ -поляризованного света границей раздела между m -й и n -й средами (диэлектрические проницаемости ε_m и ε_n) при падении из m -й среды, $s_{nm} = \text{sgn}(n - m)$. При этом в (23)–(26) следует полагать $\eta_n^{(p)} = \varepsilon_n/k_n$, $\eta_n^{(s)} = k_n$, $Z_{21} = -L_1$, $Z_{23} = L_2$.

Границы гетероструктуры могут существенно проявиться в оптике: они влияют на распределение электромагнитного поля, взаимодействующего с экситонами и, в частности, на радиационное время жизни последних. Проиллюстрируем это вычислением величины $R_N^{(s)} = |\rho_N^{(s)}|^2$ по формулам (23)–(26) при условии $k_b d = \pi$ брэгговского отражения [6,9]. Рассмотрим наиболее интересную ситуацию, когда структура с квантовыми ямами ($0 < z < Nd$) и буферными слоями толщиной $L_i = N_i d + d/2$ (N_i — целые числа, $i = 1, 2$) ограничена слева и справа одним и тем же диэлектриком ($\varepsilon_1 = \varepsilon_3$). Тогда в отсутствие квантовых ям ($\Gamma_0^Y = 0$, $r_N^{(s)} = 0$, $|t_N^{(s)}| = 1$) $R_N^{(s)} = 0$, а при учете квантовых ям

$$R_N^{(s)}(\omega) = \frac{(\Gamma_0^Y N k_2/k_1)^2}{[\omega_0^Y(\kappa) - \omega]^2 + [\Gamma + \Gamma_0^Y N k_2/k_1]^2}. \quad (27)$$

Появление в этой формуле множителя k_2/k_1 , превышающего единицу при $\varepsilon_b > \varepsilon_1$ и возрастающего при увеличении угла падения света, отражает уширение контура отражения $R_N^{(s)}(\omega)$ из-за увеличения параметра радиационного затухания экситонов при наличии границ по сравнению с брэгговским отражением света квантовыми ямами в однородной среде [6].

4. Результаты численного расчета и обсуждение

Вычисленные оптические спектры периодических структур с квантовыми ямами представлены на рис. 1 и 2. Спектры, соответствующие нормальному падению света ($\theta = 0$) и совпадающие для s и p поляризацій, вычислены в работе [3]; поэтому далее обсуждаются результаты для наклонного падения, когда существенны эффекты поляризации света. В качестве параметра задачи используется угол θ между осью гетероструктуры (ось z) и направлением распространения в ней волны с $\kappa = \sqrt{\varepsilon_1} k_0 \sin \theta e_x$.¹ Использованные параметры соответствуют экситону тяжелой дырки $e_1 - hh_1$ в гетероструктуре GaAs/AlGaAs [13].

¹ При падении света из среды с диэлектрической проницаемостью ε_1 угол θ в полупроводниковой структуре не может превысить величины $\arcsin \sqrt{\varepsilon_1/\varepsilon_b}$, которая в рассматриваемом случае вакуум/GaAs составляет $\approx 16^\circ$. Большие углы θ можно реализовать, например, используя для ввода света цилиндрическую призму из прозрачного материала с диэлектрической проницаемостью ε_1 , близкой к ε_b .

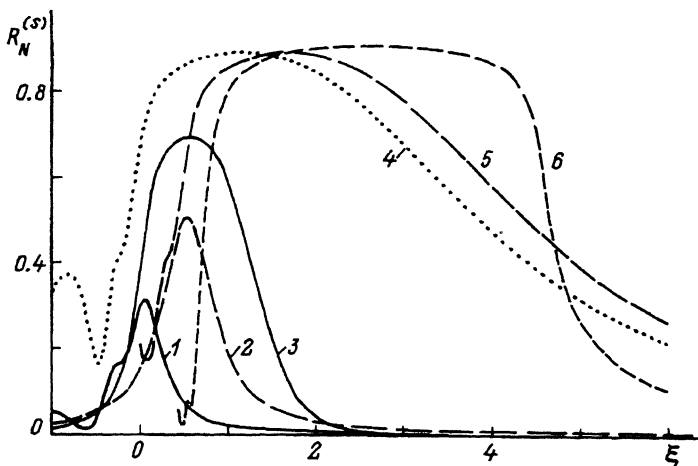


Рис. 1. Коэффициент отражения s -поляризованного света $R_N^{(s)}$ от периодической структуры с квантовыми ямами в зависимости от $\xi = [\omega - \omega_0(0)]/\bar{\omega}_{LT}$ при $a = b = c/(8\omega_0\sqrt{\epsilon_b})$, $g = \Gamma/\bar{\omega}_{LT} = 0.1$, $N = 1$ (1, 2), 16 (3-5) и $N \rightarrow \infty$ (6).

Угол распространения θ равен 15° для кривых 1 и 3, 60° — для кривых 2, 4-6. Кривая 4 получена из 5 в пренебрежении пространственной дисперсией экситона ($M \rightarrow \infty$). Оптические параметры соответствуют основному состоянию экситона тяжелой дырки в структурах GaAs/AlGaAs [13]. Здесь $\bar{\omega}_{LT} = \omega_{LT}\pi a_B^3 I_0^2/d$ [3,4].

На рис. 1 приведены спектральные зависимости коэффициента отражения $R_N^{(s)} = |r_N^{(s)}|^2$ для s -поляризованного света от периодической структуры в зависимости от числа квантовых ям N и угла распространения θ . В случае нескольких квантовых ям эти зависимости подобны спектрам отражения тонких пленок вблизи оптических резонансов, а учет пространственной дисперсии в условиях сохранения вектора \mathbf{k} сводится к сдвигу спектра, возрастающему при увеличении угла θ . Из-за поляритонных эффектов уже при сравнительно малых N появляется интерференционная структура (показана частично) на низкочастотном краю, а при $N \gtrsim 2\pi/(\sqrt{\epsilon_b}k_0d)$ — и на высокочастотном краю полосы отражения. Однако при значениях параметра затухания $g = \Gamma/\bar{\omega}_{LT} \gtrsim 1$, где $\bar{\omega}_{LT} = \omega_{LT}\pi a_B^3 I_0^2/d$ [3,4], соответствующих реальным полупроводниковым структурам, интерференционные особенности оказываются в значительной мере размытыми. Анализ выражения (13) показывает, что теми же особенностями обладает каждый из двух возможных максимумов в спектре $R_N^{(p)}(\omega)$ (для структур GaAs/AlGaAs высокочастотный переход с $\mathbf{P}^{ex} \parallel \mathbf{e}_z$ в p -поляризации запрещен для экситона тяжелой дырки, но может проявляться для экситона легкой дырки [11]).

На рис. 2,а показана спектральная зависимость коэффициента поглощения $A_N^{(s)} = 1 - |r_N^{(s)}|^2 - |t_N^{(s)}|^2$ для s -поляризованного света при разных значениях параметра затухания экситонов $g = \Gamma/\bar{\omega}_{LT}$. Контуры $A_N^{(s)}(\omega)$ имеют резонансный вид, но зависимость интенсивности в максимуме от g немонотонна: она возрастает при увеличении g до $g \sim 1$ и далее убывает. Следствием этого оказывается непо-

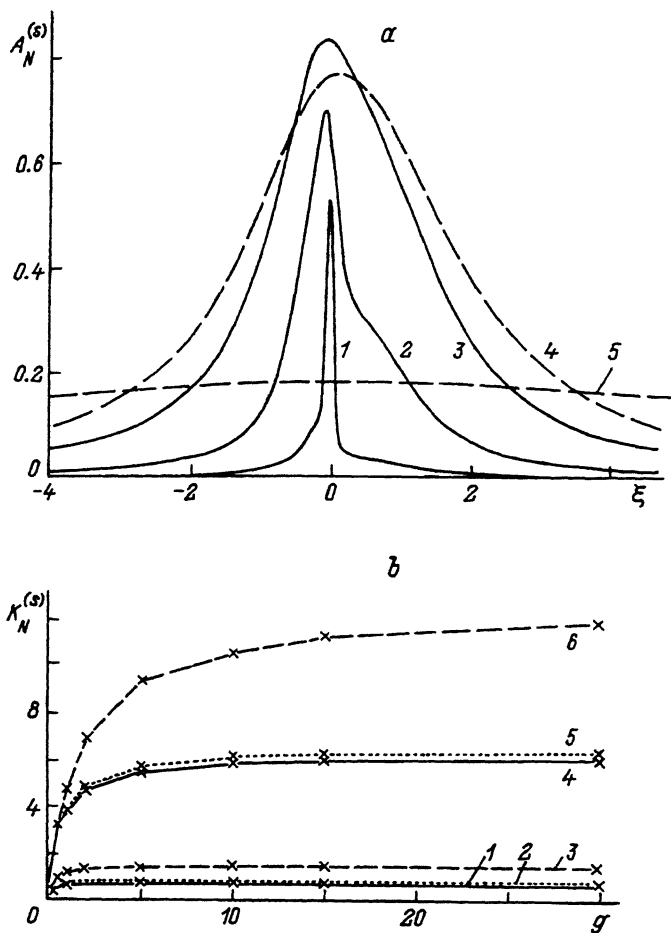


Рис. 2. Коэффициент поглощения s -поляризованного света $A_N^{(s)} = 1 - |r_N^{(s)}|^2 - |t_N^{(s)}|^2$ как функция $\xi = [\omega - \omega_0(0)]/\bar{\omega}_{LT}$ (а) и интегральный коэффициент поглощения $K_N^{(s)}(g) = \int d\xi A_N^{(s)}(\xi, g)$ в зависимости от параметра затухания экситона $g = \Gamma/\bar{\omega}_{LT}$ (б).

а) g : 1 — 0.01, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 1, 5 — 10. $N = 16$. б) N : 1-3 — 1, 4-6 — 16; θ ($^\circ$): сплошные линии — 0, пунктирные — 15, штриховые — 60. Оптические параметры те же, что и на рис. 1.

стоянство зависимости от g интегрального коэффициента поглощения $K_N^{(s)}(g) = \int d\xi A_N^{(s)}(\xi, g)$, отмечаемое на рис. 2, б², где $\xi = [\omega - \omega_0(0)]/\bar{\omega}_{LT}$. Такое поведение функции $K_N^{(s)}(g)$ является отражением аналогичных особенностей в поглощении света изолированной квантовой ямой, для которой с учетом (12), (14) находим

$$A_1^{(s)}(\omega, \Gamma) = - \left(|r_1^{(s)}|^2 + \text{Re} r_1^{(s)} \right) = \frac{2\Gamma\Gamma_0^Y}{[\omega_0^Y(\chi) - \omega]^2 + [\Gamma + \Gamma_0^Y]^2}. \quad (28)$$

² Интегральный коэффициент поглощения численно находился с восприимчивостью $\chi^{(0)}(\omega, \chi) = 2\pi\omega_0 a_B^3 \epsilon_b \omega_{LT} / [\omega_0^2(\chi) - \omega^2 - 2i\omega\Gamma]$ вместо (3).

Действительно, функция (28) при $\omega = \omega_0^Y$, т.е. $\bar{A}_1^{(s)} = 2\Gamma\Gamma_0^Y/(\Gamma + \Gamma_0^Y)^2$, имеет максимум $\max \bar{A}_1^{(s)} = 1/2$ в точке $\Gamma = \Gamma_0^Y$ (или $g = \gamma$, где $\gamma = \Gamma_0^Y/\bar{\omega}_{LT}$). При этом интегрирование (28) в бесконечных пределах в пренебрежении пространственной дисперсией ($\theta = 0$) и зависимостью Γ_0^Y от ω дает функцию $K_1^{(s)} = 2\pi g\gamma/(g + \gamma)$ от g того же вида, что и приведенные на рис. 2, *b* результаты численного интегрирования $A_N^{(s)}(\omega)$, причем $\max K_1^{(s)} = 2\pi\gamma$. Представленные на рис. 2, *b* результаты отражают характерный для низкоразмерной системы факт, что существует область $\Gamma/\Gamma_0^Y \ll 1$, в которой определяющим каналом распада экситонных поляритонов является радиационный, и только часть энергии $\sim \Gamma/\Gamma_0^Y$ поглощается в квантовых ямах. При $\Gamma > \Gamma_0^Y$ диссипативный канал становится основным, вследствие чего коэффициент поглощения принимает лоренцев вид с интенсивностью в максимуме, пропорциональной Γ_0^Y . Все сказанное справедливо и для p -поляризованного света, для которого $A_1^{(p)}(\omega)$ и $K_1^{(p)}(g)$ включают по два независимых вклада, порождаемых соответственно коэффициентами $r_{\parallel}^{(p)}$ и $r_{\perp}^{(p)}$ из (13).

Отметим, что область значений Γ (или температуры [14]), которым соответствует «аномальное» поглощение, можно существенно расширить путем увеличения эффективного параметра радиационного затухания экситонов. Например, для гетероструктуры с границами и со спектром (27) в условиях брэгговского отражения коэффициент поглощения равен

$$A_N^{(s)}(\omega) = \frac{2\Gamma\Gamma_0^Y N k_2/k_1}{[\omega_0^Y(\varkappa) - \omega]^2 + [\Gamma + \Gamma_0^Y N k_2/k_1]^2}. \quad (29)$$

Анализ формулы (29) в сравнении с (28), показывает, что в последнем случае интегральный коэффициент отражения растет с увеличением Γ вплоть до значений $\Gamma \sim \Gamma_0^Y N k_2/k_1 > \Gamma_0^Y$, а затем насыщается на уровне $2\pi\Gamma_0^Y N k_2/k_1$.

Таким образом, представленная здесь теория пригодна для описания широкого класса резонансных явлений, связанных с взаимодействием линейно-поляризованных световых волн с квазидвумерными экситонами квантовых ям. В частности, с точки зрения экситонного энергопереноса [8] важным представляется предсказание температурной зависимости (рис. 2) интегрального коэффициента поглощения при низких температурах, соответствующих условию $\Gamma(T) < \Gamma_0 \sim \sim \bar{\omega}_{LT}\sqrt{\epsilon_b}k_0d$; здесь $\Gamma(T)$ — температурно-зависимый параметр диссипативного затухания экситонов, обусловленный экситон-фононным взаимодействием [14]. За рамками данной теории остаются только явления, связанные с распространением экситонных поляритонов строго вдоль квантовых ям ($\theta = \pi/2$) и требующие иного теоретического подхода.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 94-02-06408) и Международным научным фондом (грант № R58300).

- [1] Ивченко Е.Л., Кособукин В.А. ФТП **22**, 1, 24 (1988).
- [2] Cocolletzi G.H., Mochan W.L. Phys. Rev. **B39**, 12, 8403 (1989); Cocolletzi G.H., Perucho A.R., Mochan W.L. Phys. Rev. **B44**, 20, 11514 (1991).
- [3] Кособукин В.А. ФТТ **34**, 10, 3107 (1992).
- [4] Ивченко Е.Л. ФТТ **33**, 8, 2388 (1991).
- [5] Ивченко Е.Л., Кавокин А.В. ФТТ **34**, 6, 1815 (1992).
- [6] Ивченко Е.Л., Несвижский А.И., Иорда С. ФТТ **36**, 7, 2118 (1994).
- [7] Citrin D.S. Solid State Commun. **89**, 2, 139 (1994).
- [8] Kosobukin V.A., Seisyan R.P., Vaganov S.A. Semicond. Sci. Technol. **8**, 7, 1235 (1993).
- [9] Kochershko V.P., Posina G.R., Ivchenko E.L., Yakovlev D.R., Waag A., Ossau W., Landwehr G., Hellmann R., Gobel E.O. Superlatt. Microstruct. **15**, 4, 471 (1994).
- [10] Bjork G., Machida S., Yamamoto Y., Igeta K. Phys. Rev. **A44**, 1, 669 (1991); Houdre R., Stanley R.P., Oesterle U., Hegems M., Weisbuch C. Phys. Rev. **B49**, 23, 16761 (1994).
- [11] Andreani L.C., Bassani F. Phys. Rev. **B41**, 1, 7536 (1990).
- [12] Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М. (1979). 432 с.
- [13] Ivchenko E.L., Kochereshko V.P., Kop'ev P.S., Kosobukin V.A., Uraltsev I.N., Yakovlev D.R. Solid State Commun. **70**, 5, 529 (1989).
- [14] Rudin S., Reinecke T.L., Segall B. Phys. Rev. **B42**, 17, 11218 (1990).