БИЭКСИТОННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ШТАРК-ЭФФЕКТ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ДИНАМИЧЕСКИМ СМЕШИВАНИЕМ УРОВНЕЙ ЭКСИТОНОВ И БИЭКСИТОНОВ

А. И. Бобрышева, М. И. Шмиглюк, С. С. Руссу, Нгуен Тхи Куэ Хыонг

Теоретически изучен биэкситонный оптический Штарк-эффект, обусловленный динамическим смешиванием уровней экситона и биэкситона в поле сильной электромагнитной волны. Получены вероятности двухфотонного поглощения слабого света биэкситоном и однофотонного биэкситон-экситонного перехода. Штарковские расщепления проявляются в спектре двухфотонного поглощения в виде двух пиков, расстояние между которыми 2Ω (Ω — частота Раби). В спектре люминесценции появляются три максимума, сдвинутые относительно максимума люминесценции в отсутствие накачки. Численные расчеты выполнены для ZnSe/(Zn, Mn)Se квантовой ямы.

В последнее время в объемных полупроводниках и многослойных квазидвумерных структурах с квантовыми ямами обнаружено новое явление, ранее известное только в атомной физике, — оптический Штарк-эффект (ОШЭ). ОШЭ заключается в ренормализации электронных состояний под действием сильного электромагнитного поля, смещении и расщеплении вследствие этого энергетического уровня и изменении поглощения. Впервые ОШЭ в экситонной области спектра был исследован теоретически применительно к $1s$-$2p$ экситонному переходу в Cu_2O [1]. Соответствующий экситонный резонансный ОШЭ в Cu_2O был обнаружен экспериментально Фрелихом с соавторами [2]. В последующих экспериментах было показано, что при возбуждении мощными импульсами света квантовых ям (КЯ) [3, 4] и объемных полупроводников (CdS, CdSe [5–7]) и даже в области прозрачности также происходит практически безынерционное смещение экситонных пиков и изменение поглощения. Аналогичный экситонный ОШЭ наблюдался при накачке КЯ $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ импульсами мощного Co_2-лазера, частота которого близка к расстоянию между уровнями размерного квантования $n=1$ и $n=2$ электрона [8].

Теория нерезонансного ОШЭ была впервые предложена Шмитт-Ринком и Чемлой [9]. В приближении Хартри—Фока ими получена энергия электронов и дырок, ренормализованная сильным светом, и рассчитана нелинейная восприимчивость $\chi^{(3)}$. Оказалось, что при больших расстройках смещение экситонного уровня имеет такой же вид, как и в случае двухуровневого атома. М. Комбеско и Р. Комбеско [10] показали, что смещение экситонного уровня в длинноволновую сторону обусловлено динамическим связыванием экситона со всеми биэкситонными и двухэкситонными состояниями. Этот результат получен в рамках теории возмущений при условии больших расстроек и относительно малой интенсивности возбуждающего света. В кристаллах со стабильными биэкситонными состояниями при малых расстройках резонанса смещение экситонного уровня происходит в длинноволновую сторону спектра и пропорционально матричному элементу экситон-биэкситонного перехода.

Для изучения экситонного ОШЭ были использованы и более сложные схемы с применением метода неравновесных функций Грина, однако для получения конкретных результатов приходилось вводить существенные упрощения и фактически опять возвращаться к приближению Хартри—Фока [11, 12]. Поляризационное расщепление экситонных состояний под действием интенсивного импульса накачки впервые рассмотрено в [13]. Как известно, в целом ряде объемных полупроводников [14] и некоторых КЯ [15] обнаружены биэкситоны с большой энергией диссоциации. Например, в объемных полупроводниках CuCl и CuBr энергия диссоциации биэкситона соответственно равна 28 и 18 мэВ, а в КЯ $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe$ — 33 и 11 мэВ при толщине d слоя ZnSe, равной 24 и 67 Å. При таких энергиях диссоциации биэкситонов, по-видимому, нет достаточных оснований применять теорию возмущений по большим расстройкам и полагать равными энергии всех квантовых переходов, как это делается в [10, 13]. В [16] разработана процедура, не использующая теорию возмущений, для расчета поляризации среды, индуцированной экситонами и биэкситонами, в поле сильной электромагнитной волны. Теория разработана для экспериментов, использующих один источник света (пропускание, отражение).

Целью нашей работы является расчет двухфотонного поглощения слабого света и однофотонного излучения биэкситоном в поле сильной электромагнитной волны, частота которой резонансна с частотой экситон-биэкситонного перехода. В разделе 1 методом линеаризации уравнений движения получены спектры квазиэнергий при динамическом смешивании уровней экситона и биэкситона. В разделах 2, 3 рассчитаны вероятности двухфотонного поглощения слабого света и однофотонного излучения биэкситоном.

1. Спектры квазиэнергий при динамическом смешивании уровней экситона и биэкситона

Рассмотрим полупроводник в поле сильной электромагнитной волны, частота ω_l которой близка к частоте экситон-биэкситонного перехода. Расстройка резонанса $\varepsilon \ll \omega_l$. Предположим, что расстройка резонанса намного больше, чем расщепление биэкситонных состояний и чем обменное расщепление экситона. В этом случае задача сводится к взаимодействию одного вырожденного экситонного состояния и одного вырожденного биэкситонного состояния с электромагнитным излучением. До тех пор пока нас не интересует поляризационное расщепление уровней под действием света [13], можно для простоты не учитывать их вырождение. Предположим также, что операторы экситона $a^+_{\mathbf{k}}$ и биэкситона $b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$ являются независимыми и они коммутируют. Кроме того, нами не учитывается экситон-экситонное, экситон-биэкситонное, биэкситон-биэкситонное взаимодействия. Их учет привел бы к дополнительным смещениям уровней энергий квазичастиц. Используется классическое описание электромагнитного поля и считается, что взаимодействие квазичастиц с ним включается адиабатически. Соответствующий полный гамильтониан задачи в приближении вращающейся волны имеет вид

$$H = H_0 + H_1 + H_2\,, \tag{1}$$

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}} \left[\mathscr{E}_{ex}(\mathbf{k})\, a^+_{\mathbf{k}}\, a_{\mathbf{k}} + E_m(\mathbf{k}+\mathbf{q})\, b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\, b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right], \tag{2}$$

$$H_1 = \sum_{\mathbf{k}} \left[V_{12} a_{\mathbf{k}} b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\, e^{-i\omega_l t} + \text{э.с.}\right], \tag{3}$$

$$H_2 = \sum_{\mathbf{k}} \left[W^j_{ex} \exp(-i\omega_j t)\, a^+_{\mathbf{k}} + \text{э. с.}\right] + \sum_{\mathbf{k},\mathbf{p}} \left[Z^{j'}_{12} \exp(-i\omega_{j'} t)\, b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\, a_{\mathbf{k}} + \text{э. с.}\right], \tag{4}$$

где $\omega_j \equiv \omega(\mathbf{q}_j)$ — частота произвольной моды j зондирующего поля, $a^+_{\mathbf{k}}$ ($a_{\mathbf{k}}$) и $b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$ ($b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}$) — операторы рождения (уничтожения) экситона и биэкситона с энергиями $\mathscr{E}_{ex}(\mathbf{k})$ и $E_m(\mathbf{k}+\mathbf{q})$, H_1 описывает взаимодействие электронных состояний с выделенной модой $\mathbf{q}$ мощного импульса накачки, H_2 описывает взаимодействие со слабым пробным импульсом, V_{12} (Z^j_{12}) и W^j_{ex} — матричные элементы оператора ($\mathbf{A}\nabla$) соответственно для квантовых переходов экситон-биэкситонного под действием сильного (слабого) поля и основное состояние кристалла — экситонное состояние. В случае трехмерного кристалла

$$W^j_{ex} = \langle 0 \,|\, \mathbf{A}\mathbf{p} \,|\, \mathbf{k}, \Gamma_{ex}, \xi_{ex}\rangle = A_{ex}\frac{e}{m_0}\left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_{\mathbf{q}_j}\varepsilon_\infty}\right)^{1/2} \sqrt{n_{\mathbf{q}_j}}\, \mathbf{p}_{cv}(0)\, \varphi_{nlm}(0)\, (\mathbf{e}_{\mathbf{q}_j}\xi_{ex})\, \delta_{\mathbf{k},\mathbf{q}_j}, \tag{5}$$

$$Z^j_{12} = \langle \mathbf{k}, \Gamma_{ex}, \xi_{ex} \,|\, \mathbf{A}\mathbf{p} \,|\, \mathbf{k}_m, \Gamma_m, \xi_m\rangle =$$
$$= A_{12}\frac{e}{m_0}\left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_{\mathbf{q}_j}\varepsilon_\infty}\right)^{1/2} \sqrt{n_{\mathbf{q}_j}}\, \mathbf{p}_{cv}(0)\, \varphi_{nlm}(0)\, \Phi^{\mathbf{k}_m}_{\mathbf{q}_j,\mathbf{k}}(\mathbf{e}_{\mathbf{q}_j}\xi_m), \tag{6}$$

где $\mathbf{k}$ ($\mathbf{k}_m$) — волновой вектор экситона (биэкситона); Γ_{ex} (Γ_m) — неприводимое представление, по которому преобразуется волновая функция экситона (биэкситона); ξ_{ex} (ξ_m) — строка Γ_{ex} (Γ_m); $n_{\mathbf{q}_j}$ и $\mathbf{e}_{q_j}$ — число и вектор поляризации фотонов с частотой ω_j и волновым вектором $\mathbf{q}_j$; $\varphi_{nlm}(\mathbf{r})$ — волновая функция экситона; $\mathbf{P}_{cv}(\mathbf{k}) = \langle U_{v\mathbf{k}} | i\hbar\nabla | U_{c\mathbf{k}}\rangle$ — матричный элемент зонно-зонного перехода, построенный на волновых функциях Блоха; $\Phi^{\mathbf{k}_m}_{\mathbf{q}_j,\mathbf{k}}$ — Фурье-образ функции относительного движения биэкситона; A_{ex}, A_{12} — коэффициенты, обусловленные структурой зон.

Совершим унитарное преобразование $U(t)$, исключающее зависимость от времени гамильтониана

$$U(t) = \exp\left\{-i\omega_l t \sum_{\mathbf{k}} \left[C_1 a^+_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + C_2 b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right]\right\}, \tag{7}$$

где $C_2 - C_1 = 1$. Преобразованный гамильтониан имеет вид

$$\widetilde{H} = \widetilde{H}_0 + \widetilde{H}_{\text{вз}}, \tag{8}$$

$$\widetilde{H}_0 = \sum_{\mathbf{k}} \left\{\left[\mathscr{E}_{ex}(\mathbf{k}) - C_1\hbar\omega_l\right] a^+_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + \left[E_m(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - (1+C_1)\hbar\omega_l\right] \times \right.$$
$$\left. \times\, b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}\right\} + \sum_{\mathbf{k}} \left[V_{12} b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} a_{\mathbf{k}} + \text{э. с.}\right], \tag{9}$$

$$\widetilde{H}_{\text{вз}} = \sum_{\mathbf{k}} \left[W^j_{ex} \exp\left\{-i(\omega_j - C_1\omega_l)\, t\right\} a^+_{\mathbf{k}} + \text{э. с.}\right] +$$
$$+ \sum_{\mathbf{k},\mathbf{p}} \left[Z^{j'}_{12} \exp -i\left\{-i\,[\omega_{j'} - (C_2 - C_1)\,\omega_l]\, t\right\} b^+_{\mathbf{k}+\mathbf{p}} a_{\mathbf{k}} \delta_{\mathbf{p},\mathbf{q}_{j'}} + \text{э. с.}\right]. \tag{10}$$

Для диагонализации гамильтониана $\widetilde{H}_0$ введем новые операторы $\alpha_{\mathbf{k}\nu}$ ($\nu = 1, 2$)

$$\alpha_{\mathbf{k}\nu} = d_{1\nu} a_{\mathbf{k}} + d_{2\nu} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} \tag{11}$$

и потребуем, чтобы

$$[\alpha_{\mathbf{k}\nu}, \widetilde{H}_0] = \mathscr{E}_{\mathbf{k}\nu}\alpha_{\mathbf{k}\nu}. \qquad (12)$$

Из (12) следуют уравнения

$$d_{1\nu}\,[\mathscr{E}_{ex}(\mathbf{k}) - C_1\hbar\omega_l] + d_{2\nu}V_{12} = \mathscr{E}_{\mathbf{k}\nu}d_{1\nu},$$
$$d_{2\nu}\,[E_m(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - (1 + C_1)\hbar\omega_l] + d_{1\nu}V_{12}^{*} = \mathscr{E}_{\mathbf{k}\nu}d_{2\nu}. \qquad (13)$$

При условии $C_1 = 0$, $C_2 = 1$ получим следующее выражение для уровней квазичастиц:

$$\mathscr{E}_{\mathbf{k}\nu} = \mathscr{E}_{ex}(\mathbf{k}) + \Delta/2 + \Omega, \qquad (14)$$

где $\nu = 1$ для знака «+» и $\nu = 2$ для знака «—»,

$$\Delta = E_m(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - \mathscr{E}_{ex}(\mathbf{k}) - \hbar\omega_l,$$
$$\Omega = \frac{1}{2}\,[\Delta^2 + 4\,|V_{12}|^2]^{1/2}. \qquad (15)$$

Потребуем, чтобы операторы $\alpha_{\mathbf{k}\nu}$, $\alpha_{\mathbf{k}\nu}^{+}$ удовлетворяли бозевским коммутационным соотношениям. Тогда при условии, что операторы $a_{\mathbf{k}}$, $b_{\mathbf{k}'}^{+}$ коммутируют, получим следующие соотношения для коэффициентов $d_{i\nu}$ $(i = 1,\ 2)$:

$$|d_{1\nu}|^2 + |d_{2\nu}|^2 = 1,$$
$$d_{1\nu}d_{1\nu'}^{*} + d_{2\nu}d_{2\nu'}^{*} = 0,\ \nu \neq \nu'. \qquad (16)$$

Используя уравнение (13) и соотношения (16), получим следующие выражения для $d_{i\nu}$:

$$d_{1\nu} = -V_{12}\,[\delta_\nu^2 + |V_{12}|^2]^{-1/2},$$
$$d_{2\nu} = \delta_\nu\,[\delta_\nu^2 + |V_{12}|^2]^{-1/2}, \qquad (17)$$

где

$$\delta_{1,2} = -\Delta/2 \mp \Omega,\ \delta_1\delta_2 = -|V_{12}|^2.$$

Выразим $\widetilde{H}_{\text{вз}}$ через новые операторы $\alpha_{\mathbf{k}\nu}$. Для этого воспользуемся обратным преобразованием

$$a_{\mathbf{k}} = d_{11}^{*}\alpha_{\mathbf{k}1} + d_{12}^{*}\alpha_{\mathbf{k}2},$$
$$b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} = d_{21}^{*}\alpha_{\mathbf{k}+\mathbf{q},1} + \alpha_{\mathbf{k}+\mathbf{q},2}. \qquad (18)$$

В новых операторах

$$\widetilde{H}_{\text{вз}} = \widetilde{H}_{ex}^{j} + H_{ex-m}^{j'},$$
$$H_{ex}^{j} = \sum_{\mathbf{k}}\ [W_{ex}^{j}\exp(-i\omega_j t)\,(d_{11}\alpha_{\mathbf{k}1}^{+} + d_{12}\alpha_{\mathbf{k}2}^{+}) + \text{э. с.}],$$
$$H_{ex-m}^{j'} = \sum_{\mathbf{k}}\ [Z_{12}^{j'}\exp\{-i(\omega_{j'} - \omega_l)\,t\}\,\{d_{21}d_{11}^{*}\alpha_{\mathbf{k}1}^{+}\alpha_{\mathbf{k}1} +$$
$$+ d_{21}d_{12}^{*}\alpha_{\mathbf{k}1}^{+}\alpha_{\mathbf{k}2} + d_{22}d_{11}^{*}\alpha_{\mathbf{k}2}^{+}\alpha_{\mathbf{k}1} + d_{22}d_{12}^{*}\alpha_{\mathbf{k}2}^{+}\alpha_{\mathbf{k}2}\} + \text{э. с.}], \qquad (19)$$

где j, j' нумеруют моду.

Аналогичным образом можно получить уровни квазиэнергии в биэкситонной области спектра

$$E_\nu = E_m(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - \Delta/2 \pm \Omega, \nu = 1, 2. \qquad (20)$$

Для этого в (7) следует положить $C_1 = -1$, $C_2 = 0$, а вместо (11) вводить новые операторы

$$\beta = \mathscr{D}_{1\nu} a_{\mathbf{k}} + \mathscr{D}_{2\nu} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}, \tag{21}$$

где

$$\mathscr{D}_{11} = -d_{22}, \mathscr{D}_{12} = -d_{21}, \mathscr{D}_{22} = d^*_{11}, \mathscr{D}_{21} = d^*_{12}.$$

2. Вероятность двухфотонного биэкситонного поглощения в поле сильной электромагнитной волны

Вероятность двухфотонного поглощения слабого света биэкситоном получим во втором порядке теории возмущений по взаимодействию (19). Начальное состояние $|i\rangle$ включает в себя основное состояние кристалла $|0\rangle$ (экситонный и биэкситонный вакуум) и зондирующее поле с частотами ω_i. В простейшем случае $i = 1$, т. е. поле монохроматично. Мы допускаем, что $i = 1, 2$, т. е. зондирующее поле является двухмодовым. Промежуточные и конечные состояния электронной подсистемы описываются квазиэнергиями $\mathscr{E}_1$ и $\mathscr{E}_2$ и волновыми функциями $|U_1\rangle$ и $|U_2\rangle$ (для краткости опущен индекс $\mathbf{k}$)

$$|U_1\rangle = \alpha_1^+ |0\rangle \exp\left(-i \frac{\mathscr{E}_1}{\hbar} t\right),$$

$$|U_2\rangle = \alpha_2^+ |0\rangle \exp\left(-i \frac{\mathscr{E}_2}{\hbar} t\right). \tag{22}$$

Амплитуда двухфотонного перехода в биэкситонное состояние в присутствии сильного поля ω_l определяется выражением

$$A_{\nu' j j'} = \sum_{\mathbf{k}, \xi, \nu} [(\mathscr{E}_\nu - \hbar\omega_j)^{-1} \langle i | \widetilde{H}^j_{\text{вз}} | U_\nu\rangle \langle U_\nu | \widetilde{H}^{j'}_{\text{вз}} | U_{\nu'}\rangle + (\mathscr{E}_\nu - \hbar\omega_{j'})^{-1} \langle i | \widetilde{H}^{j'}_{\text{вз}} | U_\nu\rangle \langle U_\nu | \widetilde{H}^j_{\text{вз}} | U_{\nu'}\rangle], \ j \neq j', \tag{23}$$

где $\mathbf{k}$ — волновой вектор экситона; $\nu, \nu' = 1, 2$; ξ — строка неприводимого представления. Используя (19), (22) и коммутационные соотношения для операторов α_ν, получим

$$A_{\nu j j'} = \sum_{\mathbf{k}, \xi} \exp [i (\hbar^{-1} E_\nu - \omega_j - \omega_{j'}) t] d_{2\nu} \times \left\{ W^j_{ex} Z^{j'}_{12} \left[\frac{|d_{11}|^2}{\mathscr{E}_1 - \hbar\omega_j} + \frac{|d_{12}|^2}{\mathscr{E}_2 - \hbar\omega_j}\right] + W^{j'}_{ex} Z^j_{12} \left[\frac{|d_{11}|^2}{\mathscr{E}_1 - \hbar\omega_{j'}} + \frac{|d_{12}|^2}{\mathscr{E}_2 - \hbar\omega_{j'}}\right]\right\}. \tag{24}$$

Вероятность перехода W имеет вид

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left\{ \widetilde{W}^j_{ex} \widetilde{Z}^{j'}_{12} \left[\frac{|d_{11}|^2}{\mathscr{E}_1 - \hbar\omega_j} + \frac{|d_{12}|^2}{\mathscr{E}_2 - \hbar\omega_j}\right] + \widetilde{W}^{j'}_{ex} \widetilde{Z}^j_{12} \left[\frac{|d_{11}|^2}{\mathscr{E}_1 - \hbar\omega_{j'}} + \frac{|d_{12}|^2}{\mathscr{E}_2 - \hbar\omega_{j'}}\right]\right\}^2 \times \{ |d_{21}|^2 \delta (E_1 - \hbar\omega_j - \hbar\omega_{j'}) + |d_{22}|^2 \delta (E_2 - \hbar\omega_j - \hbar\omega_{j'}) \} f(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2), \tag{25}$$

где $\tilde{W}_{ex}$, $\tilde{Z}_{12}$ — матричные элементы W_{ex}, Z_{12} после суммирования по волновым векторам $\mathbf{k}$, $\mathbf{k}_m$ и строкам неприводимых представлений промежуточного и конечного состояний; $f(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)$ — функция векторов поляризации фотонов, вид которой зависит от неприводимого представления, по которому преобразуется волновая функция биэкситона.

Как следует из (25), в спектре поглощения биэкситона имеются два максимума, отстоящие на 2Ω.

В качестве примера рассмотрим двухфотонное рождение биэкситона в ZnSe/(Zn, MnSe) КЯ. Структура зон состоит из Γ_{6c} зоны проводимости и двух валентных зон — верхней Γ_{6v}, образованной легкими дырками (LH), и Γ_{7v}, образованной тяжелыми дырками (HH). Волновые функции двух типов дипольно-активных экситонов симметрии E (двупериодической группы $\bar{4}2m$), образованных соответственно из электрона и LH и электрона и HH, приведены в [17]. В работе [17] приведены также и волновые функции шести биэкситонных состояний, которые отличаются полным моментом двух электронов и двух дырок и его проекцией. Здесь мы рассмотрим только экситон E и биэкситон A_1, содержащие LH. Пробный импульс, как и импульс накачки, поляризован в плоскости x, y. Матричные элементы W_{ex} и Z_{12} по-прежнему описываются формулами (5) и (6), однако в этом случае $\sqrt{V}\varphi_{nlm}(0)$ заменяется на $\sqrt{S}\varphi_{nm}(0)$, а

$$\varphi_{nm}(0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{a_{ex}}\,e^{-\rho/a_{ex}}, \quad \rho = \sqrt{x^2+y^2},$$

$$\Phi^{\mathbf{k}_m}_{\mathbf{q}_2^{\cdot},\mathbf{k}} = \frac{2^{3/2}\pi^{1/2}a_m}{\sqrt{S}\left[1+\frac{1}{4}a_m^2\,|\mathbf{k}-\mathbf{q}_2^{\cdot}|^2\right]^{3/2}}, \quad \mathbf{q}_2^{\cdot} = (q_x^2+q_y^2)^{1/2},$$

$$A_{ex} = \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad A_{12} = \frac{1}{2\sqrt{3}},$$

$$f(\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2) = (\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2)^2,$$

n, m — главное и магнитное квантовые числа; a_{ex} и a_m — радиус экситона и биэкситона; k, k_m — двумерные волновые векторы; $S = V/d$; V — объем кристалла; d — толщина КЯ.

После замены δ-функции на лорентциан из (25) получим

$$\begin{aligned} W = {} & \frac{32\pi\hbar e^4}{9\varepsilon_\infty^2\omega_1\omega_2 d^2}\left(\frac{p_{cv}}{m_0}\right)\frac{a_m^2}{a_{ex}^4}n_{\mathbf{q}_2}\frac{n_{\mathbf{q}_1}}{S}(\mathbf{e}_1\mathbf{e}_2)^2 \times \\ & \times \sum_{i=1,2}\{|d_{11}|^2(\mathscr{E}_1-\hbar\omega_i)^{-1}+|d_{12}|^2(\mathscr{E}_2-\hbar\omega_i)^{-1}\}^2 \times \\ & \times \{|d_{21}|^2\gamma_m[(\mathscr{E}_1+\hbar\omega_i-\hbar\omega_1-\hbar\omega_2)^2+\gamma_m^2]^{-1} + \\ & + |d_{22}|^2\gamma_m[(\mathscr{E}_2+\hbar\omega_i-\hbar\omega_1-\hbar\omega_2)^2+\gamma_m^2]^{-1}\}. \end{aligned} \tag{26}$$

Входящие в E_y энергии экситона и биэкситона для бесконечно глубокой КЯ равны

$$\begin{aligned} \mathscr{E}_{ex}^{LH}(0) &= \frac{\pi^2\hbar^2 l^2}{2d^2}\left(\frac{1}{m_e}+\frac{1}{m_-}\right)+E_g+\frac{2\mu^{LH}e^4}{\hbar^2\varepsilon_0^2}, \\ E_m^{LH}(0) &= 2\mathscr{E}_{ex}^{LH}(0)-\mathscr{D}_m. \end{aligned} \tag{27}$$

Здесь $\mathscr{D}_m$ — энергия диссоциации биэкситона, μ^{LH} — приведенная масса экситона

$$\mu^{LH} = \frac{m_e m_{xy}^{LH}}{m_e + m_{xy}^{LH}},$$

$$m_{xy}^{LH} = \frac{m_0}{\gamma_1 - \gamma_2}, \quad m_- = \frac{m_0}{\gamma_1 + 2\gamma_2},$$

γ_1, γ_2 — параметры Латинджера, γ_m — полуширина биэкситонной линии, l — номер уровня размерного квантования электрона и дырки, в дальнейшем положим $l = 1$. Если оба фотона принадлежат одному источнику ($\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2$), то в (24) следует ввести множитель 1/2.

Для численных оценок в случае КЯ $ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe$ положим: $m_e/m_0 = 0.17$, $\varepsilon_0 = 9.2$, $\varepsilon_\infty = 6.2$ [18], $\gamma_1 = 3.77$, $\gamma_2 = 1.24$ [19], $\mathscr{E}_{ex}^{LH} = 2.8749$ эВ, $\Delta_m = 11$ мэВ [19], $d = 67$ Å, $\gamma_m = 1$ мэВ. В спектре поглощения биэкситона имеются два максимума с различными весами (25), смещенные относительно максимумов поглощения в отсутствие поля на величины $-\Delta/2 + \Omega$, $-\Delta/2 - \Omega$. Результаты расчета показаны на рисунке.

3. M-полоса излучения в присутствии сильного электромагнитного поля

Оптический Штарк-эффект в M-полосе, по-видимому, можно наблюдать в экспериментах с одновременно действующими двумя источниками света. Источник слабого света при условии $2\omega = E_m$ обеспечивает заселенность биэкситонного состояния, а мощный источник света, частота которого резонансна экситон-биэкситонному переходу, приводит к расщеплению уровней экситона и биэкситона.

При адиабатическом включении возмущения начальное и конечное состояния имеют вид (22), а гамильтониан взаимодействия описывается выражением (19). Амплитуды перехода A_{if} (i, $f = 1$, 2) имеют вид

$$\begin{aligned}
A_{11} &= Z_{12}^* d_{11} d_{21}^* \exp\,[it(\omega_s - \omega_0)],\\
A_{22} &= Z_{12}^* d_{22}^* d_{12} \exp\,[it(\omega_s - \omega_0)],\\
A_{12} &= Z_{12}^* d_{11} d_{22}^* \exp\,[it(\omega_s - \omega_0 + 2\Omega)],\\
A_{21} &= Z_{12}^* d_{21}^* d_{12} \exp\,[it(\omega_s - \omega_0 - 2\Omega)].
\end{aligned} \tag{28}$$

После интегрирования по времени вероятность перехода определяется выражением

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\mathbf{k}_m, \mathbf{k}_{ex}, \xi} F(\mathbf{k}_m)\, |\widetilde{A}_{if}|^2\, \delta\,(\mathscr{E}_{if} - \hbar\omega_s), \tag{29}$$

где $\mathscr{E}_{if}$ — разность энергий конечного и начального состояний; $F(\mathbf{k}_m)$ — функция распределения биэкситонов, которую мы предполагали максвелловской. В случае квазидвумерных КЯ

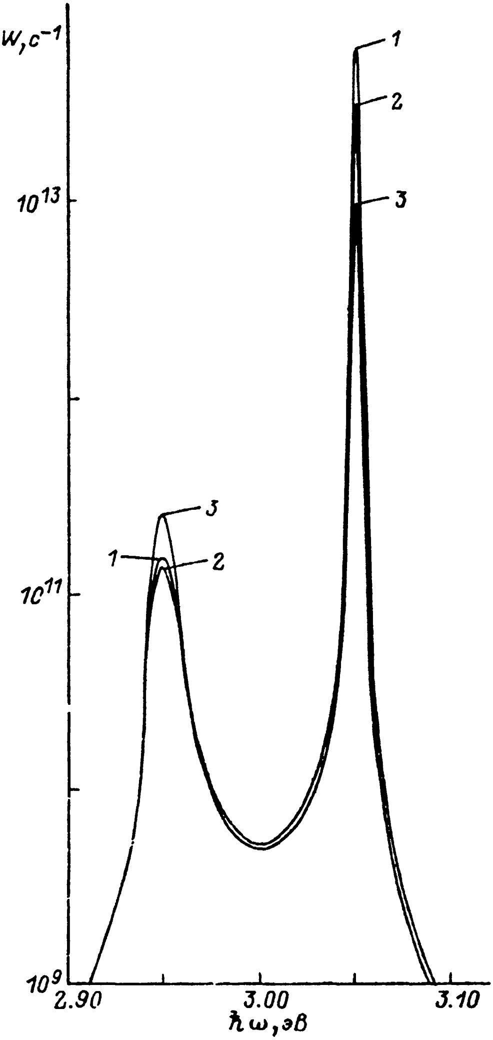
$$F(\mathbf{k}_m) = \frac{2\pi\hbar^2 n_m}{M k_Б T} \exp\left[-\frac{\hbar^2 \mathbf{k}_m^2}{2M k_Б T}\right], \tag{30}$$

где M — трансляционная масса биэкситона, n_m — плотность биэкситонов в двумерном слое, $k_Б$ — постоянная Больцмана.

В случае $ZnSe/(Zn, Mn)Se$ КЯ вероятность перехода из биэкситонного состояния, содержащего легкие дырки, имеет вид

Спектральная зависимость вероятности двухфотонного поглощения при концентрации фотонов $n_q/S = 10^8$ см$^{-2}$ и различных расстройках резонанса Δ.

Δ, мэВ: *1* — 0; *2, 3* — 5.



$$W_{if} = \frac{16\pi^2 e^2 |\mathbf{p}_{cv}(0)|^2 n_m}{3m_0^2 \omega_s \varepsilon_\infty d} \frac{a_m^2}{a_{ex}^2 k_Б T} \times$$

$$\times \left[1 + \left(\frac{a_m}{a_{ex}}\right)^2 \frac{G_{if}}{2\alpha\beta I_{ex}}\right]^{-3} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{G_{if}}{k_Б T}\right] \mathscr{D}_{if}, \qquad (31)$$

где I_{ex} — потенциал ионизации экситона,

$$G_{11} = G_{22} = \mathscr{E}_{ex}(0) - \mathscr{D}_m - \hbar\omega_s - \Delta,$$
$$G_{12} = \mathscr{E}_{ex}(0) - \mathscr{D}_m - \Delta - 2\Omega - \hbar\omega_s,$$
$$G_{21} = \mathscr{E}_{ex}(0) - \mathscr{D}_m - \Delta + 2\Omega - \hbar\omega_s,$$
$$\mathscr{D}_{11} = \mathscr{D}_{22} = |d_{11}|^2 |d_{21}|^2,$$
$$\mathscr{D}_{12} = |d_{11}|^2 |d_{22}|^2,$$
$$\mathscr{D}_{21} = |d_{21}|^2 |d_{12}|^2,$$
$$\alpha = m_e/m_{ex}, \ \beta = m_{xy}^{LH}/m_{ex}.$$

Таким образом, в спектре излучения биэкситона в присутствии мощного электромагнитного поля должны наблюдаться три максимума, смещенные относительно максимума излучения в отсутствие поля на величины Δ, $\Delta + 2\Omega$, $\Delta - 2\Omega$ с весами $\mathscr{D}_{11}$, $\mathscr{D}_{12}$, $\mathscr{D}_{21}$.

Список литературы

[1] Шмиглюк М. И., Москаленко С. А., Бардецкий П. И. // ФТП. 1974. Т. 8. № 5. С. 904—911; Шмиглюк М. И., Бардецкий П. И., Витиу Е. В. // Опт. и спектр. 1981. Т. 50. № 4. С. 796—798; Шмиглюк М. И., Бардецкий П. И. Лазерная спектроскопия экситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988.

[2] Frohlich D., Nothe A., Reiman K. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 12. P. 1335—1337.

[3] Mysyrowicz A., Hulin D., Antonetti A., Migus A., Masselink W. T., Morkoc H. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 25. P. 2748—2751.

[4] Von Lehmen A., Zucker J. E., Heritage J. P., Chemla D. S. // Opt. Lett. 1986. V. 11. N 10. P. 609—611.

[5] Fluegel B., Peyghambarian N., Olbright G., Lindberg M., Koch S. W., Joffre M., Hulin D., Migus A., Antonetti A. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 22. P. 2588—2591.

[6] Sokoloff J. P., Joffre M., Fluegel B., Hulin D., Lindberg M., Koch S. W., Migus A., Antonetti A., Peyghambarian N. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 11. P. 7615—7621.

[7] Fluegel B., Sokoloff J. P., Koch S. W., Lindberg M., Peyghambarian N., Joffre M., Hulin D., Migus A., Antonetti A., Ell C., Banyai L., Haug H. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 357—363.

[8] Frohlich D., Wille R., Schlapp W., Weimann G. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 15. P. 1748—1751.
[9] Schmitt-Rink S., Chemla D. S. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 21. P. 2752—2755.
[10] Combescot M., Combescot R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 40. N 6. P. 3788—3801.
[11] Schmitt-Rink S., Chemla D. S., Haug H. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 2. P. 941—955.
[12] Schmitt-Rink S., Chemla D. S., Haug H. // Phys. Rev. B. 1988. V. 150. N 2. P. 407—412.
[13] Combescot M. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 6. P. 3517—3533.
[14] Бобрышева А. И. Биэкситоны в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1979. 182 с.
[15] Fu Q., Lee D., Mysyrowicz A., Nurmikko A. V., Gunshor R. L., Kolodziejski L. A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 15. P. 8791—8794.
[16] Abram I. // Phys. Rev. B. 1983. V. 28. N 8. P. 4433—4443.
[17] Bobrysheva A. I., Russu S. S. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 159. N 1. P. 155—164.
[18] Ruda H. E. // J. Appl. Phys. 1988. V. 59. N 10. P. 3516—3526.
[19] Rajakarynanayake Y., Miles R. H., Wu G. Y., McGill T. C. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 17. P. 10212—10215.

Институт прикладной физики АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
9 июня 1992 г.