УДК 621.315

ПОЛЯРОННЫЙ СДВИГ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭКСИТОНА ВАНЬЕ–МОТТА В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ФОНОННОГО ОГРАНИЧЕНИЯ

А.Л. ВАРТАНЯН, М.А. ЕРАНОСЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 июня 2007 г.)

В рамках модели Ли–Лоу–Пайнса исследовано взаимодействие экситона Ванье–Мотта с полярными оптическими фононами в цилиндрической полупроводниковой проволоке с учетом эффекта фононного ограничения. Получено аналитическое выражение для энергии связи экситона с учетом поляронного эффекта. Численные расчеты энергии связи проведены для проволок AlAs/GaAs/AlAs и ZnSe/CdSe/ZnSe с различной степенью ионности материалов квантовой проволоки. Рассчитан поляронный сдвиг энергии связи экситона как с легкой, так и с тяжелой дырками.

В последнее время электронно-дырочные системы в полупроводниковых наноструктурах стали объектом интенсивных исследований не только в связи с возможностью теоретического и экспериментального изучения коллективных свойств экситонов, но и ввиду широких возможностей использования этих свойств в электронных и оптоэлектронных приборах.

При гелиевых температурах при лазерном возбуждении в области основного экситонного состояния открытых нанопроволок ZnCdSe/ZnSe в спектрах вторичного свечения наблюдается тонкая структура, возникающая в результате взаимодействия экситонов с оптическими фононами [1]. Фононные реплики, связанные с экситон-фононным взаимодействием, обнаружены также в низкотемпературных фотолюминесцентных спектрах квантовых ям [2-4] и точек [5]. Экситон Ванье-Мотта (ЭВМ), взаимодействующий с полярными оптическими фононами, можно рассматривать как новое одночастичное состояние – экситонный полярон. Известно, что различие диэлектрических свойств материалов, входящих в состав наноструктуры, приводит к модификации спектров объемных фононов, а также к появлению дополнительных колебательных возбуждений поверхностных, или интерфейсных, фононов. Меняется также и интенсивность электрон-фононного взаимодействия. Это известно как эффект фононного ограничения (phonon confinement effect) и может приводить к значительным изменениям энергий размерного квантования носителей заряда (H3). Полупроводниковые наноструктуры обычно изготавливают из материалов с высокой степенью ионности. Поэтому наибольший интерес представляет изучение взаимодействия НЗ с полярными оптическими фононами с учетом

влияния эффекта фононного ограничения. Следует отметить, что взаимодействие НЗ с полярными фононами может быть сильным уже в объемных материалах и значительно возрастает при уменьшении эффективной размерности наноструктуры. Энергия связи двумерного полярона больше энергии связи трехмерного полярона, а в одномерном случае она расходится [6,7]. Поэтому исследование взаимодействия между электронными и колебательными возбуждениями играет центральную роль в физике полупроводниковых наноструктур. В работах [8-10] была решена задача экситонного полярона в квантовых ямах С учетом эффекта фононного ограничения. Энергия основного состояния экситона с тяжелой (легкой) дыркой в квантовой яме CaAlAs/CaAs/CaAlAs изучена с учетом взаимодействия со всеми возможными фононными модами (имеются в виду четыре интерфейсные оптические фононные ветви, а также ограниченные и полубесконечные продольные оптические фононы [11]).

Всего несколько теоретических работ посвящены изучению влияния поляронного эффекта на энергию связи экситона в квантовой проволоке с учетом фононного ограничения. В работе [12] изучено влияние ограниченных оптических фононов на энергию связи экситона в прямоугольной квантовой проволоке (КП). Подобная задача для свободно стоячей квантовой проволоки круглого сечения [13,14] исследована при взаимодействии экситона с поверхностными оптическими фононами. Влияние магнитного поля на поляронный сдвиг энергии связи экситона в КП изучено в [15].

Целью настоящей работы является исследование влияния поляронного эффекта на основное состояние экситона в цилиндрической КП с полярным диэлектрическим окружением, с учетом взаимодействия экситона как с ограниченными (LO), так и интерфейсными фононами.

Для описания поляронных эффектов воспользуемся гамильтонианом экситонфононной системы в представлении вторичного квантования:

$$H = H_0 + \sum_{\alpha,j} \hbar \omega_{\alpha}^{(j)} a_{\alpha}^{(j)+} a_{\alpha}^{(j)} + \sum_{\alpha,j} \left[G_{\alpha}^{(j)} \left(q, \mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, z_e, z_h \right) a_{\alpha}^{(j)} + \text{H.c.} \right], \tag{1}$$

где

$$H_{0} = -\frac{\hbar^{2}}{2m_{e}} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial z_{e}^{2}} + \Delta_{\mathbf{r}_{e}} \right) - \frac{\hbar^{2}}{2m_{h\pm}} \left(\frac{\partial^{2}}{\partial z_{h}^{2}} + \Delta_{\mathbf{r}_{h}} \right) + V_{e} \left(\mathbf{r}_{e} \right) + V_{h} \left(\mathbf{r}_{h} \right) - \frac{e^{2}}{\varepsilon_{s1} \sqrt{\left(\mathbf{r}_{e} - \mathbf{r}_{h} \right)^{2} + \left(z_{e} - z_{h} \right)^{2}}}$$
(2)

– гамильтониан экситона без учета фононного взаимодействия. Здесь m_e – эффективная масса электрона, $m_{h+}(m_{h-})$ – эффективная масса тяжелой (легкой) дырки, ε_{s1} – статическая диэлектрическая постоянная проволоки, $V_{e(h)}(\mathbf{r}_{e(h)})$ – ограничивающий потенциал электрона (дырки), который равен 0 при r < R и ∞ при r > R, $a_{\alpha}^{(j)}(a_{\alpha}^{(j)+})$ – оператор уничтожения (рождения) фонона. Второе слагаемое описывает систему невзаимодействующих ограниченных (j = 1) и приповерхностных (j = 2) фононов с квантовыми наборами чисел $\alpha = (q, n, p)$ и частотами $\omega_{\alpha}^{(j)}$.

Третье слагаемое – гамильтониан экситон-фононного взаимодействия, где

$$G_{\alpha}^{(j)}(q,\mathbf{r}_{e},\mathbf{r}_{h},z_{e},z_{h}) = \Gamma_{\alpha e}^{(j)} \exp(iqz_{e}) \exp(in\varphi_{e}) - \Gamma_{\alpha h}^{(j)} \exp(iqz_{h}) \exp(in\varphi_{h}), \qquad (3)$$

 $\Gamma_{\alpha e(h)}^{(j)}$ – Фурье-коэффициент взаимодействия электрона (дырки) с фононом, представляется в виде [16,17]

$$\Gamma_{\alpha e(h)}^{(1)} = \Gamma_{\alpha 0}^{(1)} J_n \left(\gamma_{np} \frac{r_{e(h)}}{R} \right) = \left[\frac{e^2}{2\epsilon_0} \frac{\hbar \omega_{\alpha}^{(1)}}{V} \frac{\left(\epsilon_{\infty 1}^{-1} - \epsilon_{s1}^{-1} \right)}{J_{n+1}^2 \left(\gamma_{np} \right) \left(q^2 + \gamma_{np} R^{-2} \right)} \right]^{1/2} J_n \left(\gamma_{np} \frac{r_{e(h)}}{R} \right), \quad (4)$$

$$\Gamma_{\alpha e(h)}^{(2)} = \Gamma_{\alpha 0}^{(2)} I_n (qr_{e(h)}) = \left[\frac{e^2}{2\epsilon_0} \frac{\hbar R}{V} \frac{1}{qI_n (qR)I'_n (qR)} \left(\frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_2(\omega) \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega} - \epsilon_1(\omega) \frac{\partial \epsilon_2}{\partial \omega}} \right)_{\omega = \omega_{\alpha}^{(2)}} \right]^{1/2} I_n (qr_{e(h)}). \quad (5)$$

В этих выражениях $J_n(x)$ и $I_n(x)$ – обычные и модифицированные функции Бесселя порядка *n*, соответственно, γ_{np} – *p*-ый нуль функции $J_n(x)$, *V* – объем проволоки. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты дается выражением

$$\varepsilon_i = \varepsilon_{\infty i} \frac{\omega_{Li}^2 - \omega^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2} , \qquad (6)$$

где $\mathcal{E}_{si}(\mathcal{E}_{\infty i})$ статическая (высокочастотная) диэлектрическая постоянная для проволоки (i = 1) и для окружающей среды (i = 2), $\omega_{Li}(\omega_{Ti})$ – продольная (поперечная) частота оптического фонона. Дисперсионные уравнения, определяющие частоты ограниченных и интерфейсных фононных мод, приведены в работе [16].

Для того, чтобы исследовать экситонные состояния с деформацией фононного вакуума, удобно произвести преобразование гамильтониана (1) и волновых функций с помощью унитарных преобразований Ли–Лоу–Пайнса [18]:

$$U_1 = \exp\left\{-i\sum_{\alpha,j} qz a_{\alpha}^{(j)+} a_{\alpha}^{(j)}\right\}, \qquad U_2 = \exp\left\{\sum_{\alpha,j} \left[f_{\alpha}^{(j)} a_{\alpha}^{(j)+} - f_{\alpha}^{(j)*} a_{\alpha}^{(j)}\right]\right\}.$$
(7)

Тогда H заменяется эффективным гамильтонианом $H^* = U_2^{-1}U_1^{-1}HU_1U_2$. Среднее значение H^* вычисляется с помощью волновой функции $|\Phi\rangle$, которая выбирается в виде произведения волновой функции электронно-дырочной системы

$$\left|\psi_{ex}\right\rangle = NJ_{0}\left(\gamma_{01}\frac{r_{e}}{R}\right)J_{0}\left(\gamma_{01}\frac{r_{h}}{R}\right)\exp\left\{-\lambda\sqrt{\left(\mathbf{r}_{e}-\mathbf{r}_{h}\right)^{2}+\left(z_{e}-z_{h}\right)^{2}}\right\}$$
(8)

и вектора основного состояния фононной подсистемы в отсутствие деформации вакуума $|0\rangle$. Здесь N– нормировочная постоянная, λ – вариационный параметр для определения энергии экситона в отсутствие экситон-фононного взаимодействия, а γ_{01} – первый нуль функции Бесселя $J_0(x)$. После несложных вычислений получим:

$$\begin{split} \left\langle \Phi \mid H^{*} \mid \Phi \right\rangle &= \left\langle \Psi_{ex} \mid -\frac{\hbar^{2} \Delta_{\mathbf{r}_{e}}}{2m_{e}} - \frac{\hbar^{2} \Delta_{\mathbf{r}_{h}}}{2m_{\pm}} - \frac{\hbar^{2}}{2\mu_{\pm}} \frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} - \frac{\hbar^{2}}{2M_{\pm}} \frac{\partial^{2}}{\partial Z^{2}} + V_{e}(\mathbf{r}_{e}) + V_{h}(\mathbf{r}_{h}) - \frac{e^{2}}{\varepsilon_{s1}} |\mathbf{r}_{e} - \mathbf{r}_{h}| - \frac{P_{z} \hbar}{M_{\pm}} \sum_{\alpha, j} q \left| f_{\alpha}^{(j)} \right|^{2} + \sum_{\alpha, j} \left(\hbar \omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^{2} q^{2}}{2M_{\pm}} \right) \left| f_{\alpha}^{(j)} \right|^{2} + \frac{\hbar^{2}}{2M_{\pm}} \sum_{\alpha, j, \alpha, j, \alpha} q q' \left| f_{\alpha}^{(j)} \right|^{2} \left| f_{\alpha'}^{(j')} \right|^{2} + \sum_{\alpha, j} \left(\hbar \omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^{2} q^{2}}{2M_{\pm}} \right) \right| f_{\alpha}^{(j)} \right|^{2} + \frac{\hbar^{2}}{2M_{\pm}} \sum_{\alpha, j, \alpha, j, \alpha', j'} qq' \left| f_{\alpha'}^{(j)} \right|^{2} \left| f_{\alpha'}^{(j')} \right|^{2} + (9) \\ + \sum_{\alpha, j} \left[\left(\Gamma_{\alpha e}^{(j)} e^{in\phi_{e}} e^{i\beta_{h}qz} - \Gamma_{\alpha h}^{(j)} e^{in\phi_{h}} e^{-i\beta_{e}qz} \right) f_{\alpha}^{(j)} + \left(\Gamma_{\alpha e}^{(j)*} e^{-in\phi_{e}} e^{-i\beta_{h}qz} - \Gamma_{\alpha h}^{(j)} e^{-in\phi_{h}} e^{i\beta_{e}qz} \right) f_{\alpha}^{(j)*} \right] \left| \Psi_{ex} \right\rangle, \\ r_{\mathcal{H}} e M_{\pm} = m_{e} + m_{\pm}, \quad \mu_{\pm}^{-1} = m_{e}^{-1} + m_{\pm}^{-1}, \quad z = z_{e} - z_{h}, \quad Z = \frac{m_{e}z_{e} + m_{\pm}z_{h}}{m_{e} + m_{\pm}}. \end{split}$$

После вариации (9) по $f_{\alpha}^{(j)}$ получим следующее выражение для функционала основного состояния энергии экситона с учетом экситон-фононного взаимодействия:

$$E_{\lambda}^{ex-ph} = \frac{\hbar^{2}\lambda_{01}^{2}}{2\mu_{\pm}R^{2}} + \frac{\hbar^{2}\lambda}{2\mu_{\pm}} + \frac{2e^{2}}{\varepsilon_{s1}} \left[\frac{d}{d\lambda} \ln \left(\int_{0}^{1} dx \, x J_{0}^{2} \left(\gamma_{01} x \right) \times \right) \right]^{-1} + \left[\int_{0}^{1} dy \, y \, J_{0}^{2} \left(\gamma_{01} y \right) I_{0} \left(2\lambda R t_{<} \right) K_{0} \left(2\lambda R t_{>} \right) \right]^{-1} - \left[\left\{ \psi_{ex} \right\} \left| \sum_{\alpha, j} \frac{\left| G_{\alpha}^{(j)} \left(q, \mathbf{r}_{e}, \mathbf{r}_{h}, z_{e}, z_{h} \right) \right|^{2}}{\hbar \omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^{2} q^{2}}{2M_{\pm}}} \right] \psi_{ex} \right\},$$
(10)

где $t_{<} = \min(x; y), t_{>} = \max(x; y), I_0(x)$ и $K_0(x)$ – модифицированные функции Бесселя. Энергия связи экситона определяется выражением

$$E_{b}^{ex-ph}(\lambda) = \frac{\hbar^{2}\lambda_{01}^{2}}{2\mu_{+}R^{2}} - E_{\lambda}^{ex-ph}, \qquad (11)$$

Ее можно представить в виде $E_b^{ex-ph}(\lambda) = E_b^{ex}(\lambda) + \Delta E_{pol}$, где $E_b^{ex}(\lambda)$ – энергия связи экситона в КП без учета экситон-фононного взаимодействия, ΔE_{pol} – поляронное смещение энергии связи экситона и дается выражением

$$\Delta E_{pol}(\lambda) = \sum_{\alpha,j} \frac{\left|\Gamma_{\alpha0}^{(j)}\right|^2}{\left(\hbar\omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^2 q^2}{2M_{\pm}}\right)} \frac{2}{R^{(0)}} \left(M^{(0)} - 2M^{(1)}\right),\tag{12}$$

где

$$M^{(0)} = \int_{0}^{1} dx \, x J_{0}^{2} \left(\gamma_{01} x\right) \left| \chi^{(j)}(x) \right|^{2} \int_{0}^{1} dy \, y \, J_{0}^{2} \left(\varphi_{01} y\right) \int_{0}^{2\pi} d\varphi \frac{d}{d\lambda} K_{0} \left(2\lambda R \sqrt{x^{2} + y^{2} - 2xy \cos \varphi} \right), \quad (13)$$

$$M^{(1)} = \int_{0}^{1} dx \, x J_{0}^{2} (\gamma_{01} x) \chi^{(j)}(x) \int_{0}^{1} dy \, y \, J_{0}^{2} (\gamma_{01} y) \chi^{(j)}(y) \times \times \int_{0}^{2\pi} d\phi \cos \phi \frac{d}{d\lambda} K_{0} \left(\sqrt{4\lambda^{2}R^{2} + q^{2}R^{2}} \sqrt{x^{2} + y^{2} - 2xy \cos \phi} \right),$$
(14)
$$R^{(0)} = \int_{0}^{1} dx \, x J_{0}^{2} (\gamma_{01} x) \int_{0}^{1} dy \, y \, J_{0}^{2} (\gamma_{01} y) \int_{0}^{2\pi} d\phi \frac{d}{d\lambda} K_{0} \left(2\lambda R \sqrt{x^{2} + y^{2} - 2xy \cos \phi} \right).$$
(15)

После минимизации $E_b^{ex-ph}(\lambda)$ относительно λ получим энергию связи экситона в зависимости от радиуса R КП с учетом взаимодействия электрона и дырки с полярными оптическими фононами.

Нами проведен численный расчет энергии связи ЭВМ с тяжелой и легкой дырками в двух квантовых проволоках AlAs/GaAs/AlAs и ZnSe/CdSe/ZnSe с использованием следующих значений параметров рассматриваемых проволок:

	ε ₀	ϵ_{∞}	ω_{LO} , meV	ω_T , meV	m _e	m_{hh}	m _{lh}	α
GaAs	13.18	10.89	36.25	33.29	0.067 m ₀	0.45 m ₀	0.08 m ₀	0.068
AlAs	10.06	8.16	50.09	44.88	0.15 m ₀			0.126
CdSe	9.3	6.1	26.54	21.50	0.13 m ₀	0.62 m ₀		0.46
ZnSe	8.33	5.9	30.48	25.65	0.17 m ₀			0.432

На рис.1 представлены зависимости поляронных сдвигов энергии связи ЭВМ с тяжелой дыркой от радиуса КП при взаимодействии с интерфейсными (сплошная кривая) и с ограниченными фононами (точечная кривая). Те же зависимости для ЭВМ как с легкой, так и с тяжелой дыркой для КП AlAs/GaAs/AlAs представлены на рис.2. Анализ полученных результатов позволяет сформулировать некоторые общие особенности экситон-фононного взаимодействия в полярных полупроводниковых КП.

Во-первых, суммарный вклад от взаимодействия носителей заряда с полярными ограниченными и интерфейсными фононами на энергию связи экситона с легкой дыркой в проволоке GaAs с радиусом R = 100 Å составляет 13%, в то время как в модели массивных фононных мод этот вклад достигает 19%. Для экситона с тяжелой дыркой упомянутые вклады составляют, соответственно, 10% и 23% [19]. Таким образом, учет эффекта фононного ограничения уменьшает поляронный сдвиг. Поляронный сдвиг энергии связи экситона уменьшается с увеличением радиуса КП. Это связано с ослаблением взаимодействия носителей заряда с полярными фононами при увеличении области размерного квантования H3.



Рис.1. Зависимость поляронного сдвига энергии связи экситона с тяжелой дыркой от радиуса КП.



Рис.2. Зависимость поляронного сдвига энергии связи экситона с тяжелой (HH) и легкой (LH) дырками от радиуса КП AlAs/GaAs/AlAs.

Следует отметить, что поляронный сдвиг энергии связи экситона в проволоке ZnSe/CdSe/ZnSe с радиусом R = 100 Å в 1.4 раза превышает ту же величину в проволоке AlAs/GaAs/AlAs, из-за более сильной полярности материалов проволок ZnSe/CdSe/ZnSe по сравнению с AlAs/GaAs/AlAs.

С уменьшением радиуса КП роль интерфейсных фононов увеличивается. Эти моды доминируют над ограниченными фононными модами в проволоке AlAs/GaAs/AlAs уже при R < 50 Å. Следует отметить при этом, что основным является вклад высокоэнергетической ветви интерфейсных фононов.

В заключение отметим, что при равных значениях диаметра проволоки и толщины пленки поляронный сдвиг энергии связи экситона в проволоке, как и следовало ожидать [6,7], преобладает над сдвигом в пленке.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения "Полупроводниковая наноэлектроника" и при поддержке гранта ANSEF 05-PS-папо-0811-228.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.В.Травников, В.Х.Кайбышев. ФТТ, **45**, 1316 (2003).
- M.Smith, J.Y.Lin, H.X.Jiang, A.Khan, Q.Chen, A.Salvador, A.Bochkarev, W.Kim, H.Morcoc. Appl. Phys. Lett., 70, 2882 (1997).
- J.A.Davidson, P.Dawson, T.Wang, T.Sugahara, J.V.Orton, S.Sakai. Semicond. Sci. Technol., 15, 497 (2000).
- 4. M.Smith, J.Y.Lin, H.X.Jiang, A.Salvador, A.Bochkarev, W.Kim, H.Morcoc. Appl. Phys. Lett., 69, 2453 (1996).
- A.Morel, M.Gallart, T.Taliercio, P.Lefebvre, B.Gil, J.Allegre, H.Mathieu, N.Grandjean, M.Leroux, J.Massies. Phys. Stat. Sol. (a), 180, 127 (2001).
- 6. X.Wu, F.M.Peeters, J.T.Devreese. Phys. Rev. B, 31, 3420 (1985).
- 7. F.M.Peeters, M.A.Smondyrev. Phys. Rev. B, 43, 4920 (1991).
- 8. Q.L.Yang, J.Q.Miao, S.W.Gu. Phys. Condens. Matter, 1, 10343 (1989).
- 9. D.S.Chuu, W.L.Won, J.H.Pei. Phys. Rev. B, 49, 14554 (1994).
- 10. R.Zheng, M.Matsuura. Phys. Rev. B, 56, 2058 (1997).
- 11. H.J.Xie, C.Y.Chen. J. Phys. Condens. Matter, 6, 1007 1987).
- 12. M.Fliyou, S.Moukhliss, B.El Amrani. Phys. Stat. Sol. (b), 207, 341 (1998).
- 13. W.-D. Sheng, S.-W.Gu. Solid State Commun., 88, 111 (1993).
- 14. W.-D.Sheng, S.-W.Gu. Phys. Stat. Sol. (b), 178, 377 (1993).
- 15. M.Bouhassoune, R.Charrour, M.Fliyou, D.Bria, A.Nougaoui. Journ. of Appl. Phys., 91, 231 (2002).
- 16. C.R.Bennett, N.C.Constantinou, M.Babiker, B.K.Ridley. J. Phys.: Condens. Matter, 7, 9819 (1995).
- 17. A.L.Vartanian, A.L.Asatrian. Phys. Stat. Sol. (b), 210, 711 (1998).
- 18. T.D.Lee, F.E.Low, D.Pines. Phys. Rev., 90, 297 (1953).
 - 19. M.H.Degani, O.Hipolito. Phys. Rev. B, 35, 9345 (1987).

ՎԱՆՅԵ–ՄՈՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՊՈԼԱՐՈՆԱՅԻՆ ՇԵՂՈՒՄԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ՖՈՆՈՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Ա.Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Մ.Ա. ԵՐԱՆՈՍՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Լի–Լոու–Փայնսի մոդելի շրջանակներում ուսումնասիրված է Վանյե–Մոտի էքսիտոնի փոխազդեցությունը բևեռային օպտիկական ֆոնոնների հետ գլանային քվանտային լարում ֆոնոնների տարածական սահմանափակության երեւույթի հաշվառմամբ։ Պոլարոնային երեւույթի հաշվառմամբ ստացված է վերլուծական արտահայտություն էքսիտոնի կապի էներգիայի համար։ Թվային հաշվարկները կատարված են տարբեր իոնայնությամբ նյութերից պատրաստված երկու քվանտային լարերի (AlAs/GaAs/AlAs և ZnSe/CdSe/ZnSe) համար։ Հաշվարկված է ինչպես ծանր, այնպես էլ թեթեւ խոռոչով էքսիտոնի կապի էներգիայի պոլարոնային շեղումը։

POLARONIC SHIFT OF THE WANNIER–MOTT EXCITON BINDING ENERGY IN A QUANTUM WIRE WITH ALLOWANCE FOR THE PHONON CONFINEMENT EFFECT

A.L. VARTANIAN, M.A. YERANOSIAN, A.A. KIRAKOSYAN

Within the framework of the Li–Low–Pines model the interaction of a Wannier–Mott exciton with polar optical phonons in a cylindrical semiconductor wire is studied, taking into account the phonon confinement effect. An analytical expression for the exciton binding energy with allowance for the polaronic effect is obtained. Numerical calculations of the binding energy are carried out for AlAs/GaAs/AlAs and ZnSe/CdSe/ZnSe wires with a various degree of polarity of quantum wire materials. The polaronic shift of the binding energy of light and heavy hole excitons is calculated.