# ЕЛЕМЕНТАРНІ ТА ТЕОРЕТИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПРОЦЕСІВ

## УДК 535.37:537.311.33

Бах І.Б., Пелещак Р.М. Дрогобицький державний педагогічний університет ім. Івана Франка

## ЕНЕРГІЯ ЗВ'ЯЗКУ ЕКСИТОНА В НАПРУЖЕНІЙ КВАНТОВІЙ ЯМІ ZnSe/ZnS

## © Бах І.Б., Пелещак Р.М., 2000

Розраховано енергетичні рівні Ваньє екситонів в напруженій квантовій ямі ZnSe/ZnS, товщина якої *Lw* менша від радіуса екситона  $a_0$ . У площині, паралельній до площини контакту шарів у гетероструктурі, екситон веде себе як двомірний атом водню, а в напрямі, перпендикулярному до площини контакту, – як незалежні електрон і дірка в потенціальній ямі. Вплив скінченної товщини *Lw* знайдений за теорією збурень. Зображено залежність енергії зв'язку та енергії утворення екситона в механічно-напруженому шарі ZnSe/ZnS від товщини шару ZnSe.

Energy levels of Wannier excitons in the strained quantum well ZnSe/ZnS whose thickness Lw is smaller than the size of the exciton  $a_0$  are calculated. The exciton is found to behave like a two-dimensional hydrogenic atom when projected onto a plane parallel to the contacting surfaces; it behaves like as independent particle and hole in a potential well in the direction normal to the contacting surfaces. The effect of the finite thickness of the Lw is calculated perturbatively. The exciton binding and formating energies of a strained layer ZnSe/ZnS as a function of Lw are plotted.

#### Вступ

Останніми роками ведеться інтенсивне дослідження оптичних властивостей поодиноких квантових ям і багатошарових структур з квантовими ямами [1-3]. Помічено [1], що екситони відіграють важливу роль у формуванні спектрів поглинання і люмінесценції таких квазідвомірних систем. Тому важливо знати спектр екситона в них. У напівпровідникових гетероструктурах з деформованими шарами неузгодження параметрів граток ( $f_0 = \frac{\Delta a}{a}$ ) на межі контакту двох кристалічних структур може бути повністю акомодоване пружними деформаціями шарів [4,5], доки товщина кожного шару менша за критичну товщину h<sub>c</sub>, при якій виникають дислокації невідповідності [6]. Такий тип надграток отримують з кристалічних структур A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> (ZnSe/ZnS [7,8] і ZnSe/CdSe [9]), в яких квантовою ямою є ZnSe, а ґраткова невідповідність становить порядку 4%.

У цій статті ми розв'яжемо задачу для енергетичних рівнів і відповідних хвильових функцій Ваньє екситонів у механічно-напруженій квантовій ямі ZnSe в гетероструктурі ZnSe/ZnS.

## Модель

Припускаємо, що властивості Блохівського електрона в об'ємному матеріалі ZnSe, включаючи енергії зон, нам відомі. Тоді властивості екситона в шарі ZnSe будуть виражені через його об'ємні властивості. Такий метод був запропонований в [10] для тонкокристалічних плівок. Тут роль потенціального бар'єра для електрона чи дірки в шарі ZnSe відіграє розрив відповідних зон механічно-напруженої гетероструктури (зони провідності для електронів і валентної зони для дірок).

Розв'язання здійснюється на основі методу еквівалентного гамільтоніана [10], де вплив порушеної кристалічної симетрії в ZnSe представлений через апроксимацію зовнішнього потенціалу, зумовленого шаром ZnS в гетероструктурі ZnSe/ZnS, у той час як вираз для кінетичної енергії все ще характеризується зонною енергією електрона в об'ємному кристалі ZnSe.

Розрахунки спрощені відповідно до припущення про малу товщину шару ZnSe порівняно з борівським радіусом Ваньє екситона в ZnSe, що дає можливість вважати, що екситон як такий, який веде себе як двомірний воднеподібний атом у площині, паралельній до площини контакту шарів, і як незалежні електрон і дірка в потенціальній ямі в напрямі, перпендикулярному до площини контакту шарів. Вплив скінченної товщини шару ZnSe розраховано за теорією збурень.

Числові розрахунки в цій задачі проводяться для простої кубічної гратки. Передбачається, що метод може бути застосований і для інших типів граток.

## Розрахунок спектра екситона

Вирази для потенціальної енергії електронів та дірок у квантовій ямі механічнонапруженої гетероструктури можна подати у такому вигляді [11]:

$$\Delta E_c(\varepsilon^{ZnSe}, \varepsilon^{ZnS}) = \Delta E_c(0) + a_c^{ZnS} \varepsilon^{ZnS} - a_c^{ZnSe} \varepsilon^{ZnSe}$$
(1)

для електронів,

$$\Delta E_{v}(\varepsilon^{ZnSe}, \varepsilon^{ZnS}) = \Delta E_{v}(0) + a_{v}^{ZnSe}\varepsilon^{ZnSe} - a_{v}^{ZnS}\varepsilon^{ZnS}$$
(2)

для дірок (рис.1);

де індекс *i* характеризує тип нарощуваного шару, тобто шар ZnSe або шар ZnS;  $a^{i}_{c,v}$  – константи деформаційного потенціалу *i*-го шару (коефіцієнт пропорційності між параметром деформації і енергією відповідного рівня). Перші доданки в (1) і (2) описують розрив між зонами провідності  $\Delta E_{c}(0) = E_{c}^{ZnS}(0) - E_{c}^{ZnSe}(0)$  та валентними зонами  $\Delta E_{v}(0) = E_{v}^{ZnSe}(0) - E_{v}^{ZnS}(0)$  у недеформованій гетероструктурі. Два останні доданки у формулах (1) і (2) характеризують зміщення відповідних зон в гетероструктурі за рахунок деформаційних ефектів.  $\varepsilon^{i}$  – параметр деформації ґратки *i*-го шару (відносна зміна об'єму елементарної комірки):

$$\varepsilon^{i} = \frac{d\Omega}{\Omega} = \frac{1}{a^{i}} \left( 2a_{jj} + a_{\perp}^{i} \right) - 3 \tag{3}$$

де  $a^i$  – об'ємний параметр *i*-ї ґратки;  $a_{||}$  – складова параметра ґратки в площині контакту ZnSe/ZnS:

$$a_{||}(Lw,b) = \frac{L_w a^{ZnSe} G^{ZnSe} + b \, a^{ZnS} G^{ZnS}}{L_w G^{ZnSe} + b G^{ZnS}},$$
(4)

 $E_c^{ZnS}$  (0)  $Z^{nS}(\varepsilon)$  $\Delta E_c(\varepsilon)$  $\Delta E_c (0)$ EZnSe (E ZnSe (0) ZnSe ZnS ZnSe ZnS ZnS ZnS  $E_{o}^{ZnS}$ <sup>ZnS</sup> (0  $F_{\sim}^{ZnSe}(0)$  $E_{\alpha}^{ZnSe}(\varepsilon)$ 7n5e-(0)  $\Delta E_{1}(0)$  $\Delta E$  (  $E_v^{ZnS}(\varepsilon)$ 

де  $G^i$  – модуль зсуву *i*-го шару, Lw – товщина шару ZnSe, b – товщина шару ZnS.

Рис. 1. Зонна структура квантової ями ZnSe у гетероструктурі ZnSe/ZnS: без деформації (а) і з деформацією (б)

Перпендикулярна складова параметрів граток:

а

$$a_{\perp}^{i}(Lw,b) = a^{i} \left[ 1 - D_{001}^{i} \left( \frac{a_{//}}{a^{i}} - 1 \right) \right]$$
(5)

б

де *D<sup>i</sup>* визначається через пружні сталі відповідного шару [12].

Рівняння Шредінгера для знаходження спектра екситона в шарі ZnSe запишемо у такій формі [10]:

$$\left( E_{c}^{ZnSe}(\vec{k}) + V_{c}(z_{e}) - E_{v}^{ZnSe}(\vec{k}) - V_{v}(z_{h}) - \frac{e^{2}}{\epsilon^{ZnSe} |\vec{r}_{e} - \vec{r}_{h}|} \right) \Psi^{ZnSe}(\vec{r}_{e}, z_{e}; \vec{r}_{h}, z_{h}) = \left( E - E_{grd}^{ZnSe} \right) \Psi^{ZnSe}(\vec{r}_{e}, z_{e}; \vec{r}_{h}, z_{h})$$

$$(6)$$

 $E^{ZnSe}_{grd}$ ,  $E_{c,v}^{ZnSe}(\vec{k})$  – енергія основного стану та енергії відповідних зон шарі ZnSe;  $V_{c,v}(z)$  – енергія потенціальної ями для електронів та дірок відповідно:

$$V_{\beta}(z_{\alpha}) = \begin{cases} E_{\beta}^{ZnS}(\varepsilon^{ZnS}), & |z| > \frac{Lw}{2} \\ 0, & |z| < \frac{Lw}{2} \end{cases}$$
(7)

де  $\alpha = e, h$ , а  $\beta = c, v$  відповідно.

Рівняння Шредінгера для руху електрона або дірки в потенціальному полі кристала ZnS набуде такого вигляду [13]:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\alpha}^{*(ZnS)}}\nabla_{\alpha}^2 + V_{\beta}(z_{\alpha})\right]\Psi_{\alpha}^{ZnS}(r_{\alpha}, z_{\alpha}) = E_{\alpha}^{ZnS}\Psi_{\alpha}^{ZnS}(r_{\alpha}, z_{\alpha})$$
(8)

Оскільки 
$$\nabla_{\alpha}^2 = \frac{\partial^2}{\partial x_{\alpha}^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_{\alpha}^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_{\alpha}^2}$$
, то гамільтоніан електрона або дірки в шарі ZnS буде

сумою трьох складових, кожна з яких буде описувати рух електрона або дірки у одному з трьох напрямків. Тоді рівняння Шредінгера для руху частинки в шарі ZnS в *z*-напрямі:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\alpha}^{*(ZnS)}}\frac{\partial^2}{\partial z_{\alpha}^2}+V_{\beta}(z_{\alpha})\right]\Psi_{\alpha}^{ZnS}(z_{\alpha})=E_{\alpha(z)}^{ZnS}\Psi_{\alpha}^{ZnS}(z_{\alpha})$$
(9)

Помістимо нуль відліку енергій у вершину валентної зони ZnSe. Візьмемо для шару ZnSe енергетичні зони простої кубічної ґратки. Оскільки прямокутні ями  $V_c(z_e)$ ,  $V_v(z_h)$  впливають тільки на рух в z-напрямі, то розклавши  $E_{c,v}^{ZnSe}(\vec{k})$  в ряд до другого порядку по  $k_x$  і  $k_y$  в наближенні ефективної маси і підставивши в (6), отримаємо рівняння Шредінгера, в якому еквівалентний Гамільтоніан набуває адитивного вигляду:

$$H = H_z + H_{xy} + H'. (10)$$

Перша складова гамільтоніана –  $H_z$  – описує рух електрон-діркової пари в квантовій ямі в напрямі *z*:

$$H_{z} = h_{c}(z_{e}) - h_{v}(z_{h}), \qquad (11)$$

$$\mathfrak{Ae} \quad h_{c} = \begin{cases}
\frac{\hbar^{2}}{m_{e}^{*(ZnSe)}(a^{ZnSe})^{2}} \left[ 1 - \cos\left(-ia^{ZnSe}\frac{\partial}{\partial z_{e}}\right) \right] + E_{0}^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) + E_{gap}^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) + V_{c}(z_{e}), \quad |z| < \frac{1}{2}Lw \end{cases}$$
(12a)

$$\begin{aligned} & \left| -\frac{\hbar^2}{2m_e^{*(ZnS)}} \frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + V_c(z_e), \qquad |z| > \frac{1}{2}Lw \\ & h_v = \begin{cases} -\frac{\hbar^2}{m_h^{*(ZnSe)}(a^{ZnSe})^2} \left[ 1 - \cos\left(ia^{ZnSe}\frac{\partial}{\partial z_h}\right) \right] + E_0^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) + V_v(z_h), \qquad |z| < \frac{1}{2}Lw \\ & \frac{\hbar^2}{2m_h^{*(ZnS)}} \frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + V_v(z_h), \qquad |z| > \frac{1}{2}Lw \end{cases}$$
(126)

Друга складова гамільтоніана –  $H_{xy}$  – описує зв'язаний рух електрона і дірки в площині нарощуваного шару (пл. *x*-*y*) і описується формулою (13). Це аналог двомірного водневоподібного атома.

$$H_{xy} = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial \vec{R}_{c.m.}^2} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2}{\partial \vec{r}^2} - \frac{e^2}{\epsilon r},$$
(13)

де *M* і  $\mu$  – відповідно загальна та приведена маси електрон-діркової пари,  $\vec{R}_{c.m.}$  – двомірний радіус-вектор центра мас екситона,  $\vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_h$  – двомірний радіус вектор системи. Третя складова описує збурення, зумовлене скінченністю товщини шару ZnSe:

$$H' = \frac{e^2}{\epsilon} \left( \frac{l}{r} - \frac{l}{\sqrt{r^2 + z^2}} \right) \tag{14}$$

У цій задачі товщину шару ZnSe вибирали меншою порівняно з борівським радіусом екситона, тобто  $\frac{Lw}{a_0} < 1$ . В межах такого припущення складову оператора гамільтоніана *H*'

можна розкласти в ряд в околі точки z = 0 і отримаємо:  $H' \approx \frac{e^2 z^2}{2 \in r^3}$ .

Оскільки оператор  $H \in$  адитивний, тоді хвильову функцію можна подати у вигляді добутку функцій електрона і дірки в напрямі z, в площині x-y і хвильової функції руху центра мас екситона:

$$\Psi_0(\vec{j},\vec{i}) = \varphi_{k_e}(z_e)\overline{\varphi}_{k_h}(z_h)\psi(\vec{r})\chi(\vec{R}_{c.m.})$$
(15)

Відповідно власні значення оператора гамільтона записуються у вигляді суми відповідних власних значень:

$$\varepsilon^{(0)} = E_z^{(e)} + E_h^{(h)} + E_r + E_R.$$
(16)

де I і II доданок – власні значення електрона і дірки в напрямі z, III – енергія екситона в пл. x-y і IV – енергія центра мас екситона (для спрощення її приймають нульовою).

Власні значення і власні функції для незбуреної задачі знаходять з наступних рівнянь:

$$h_{c}(z_{e})\varphi_{k_{e}}(z_{e}) = E_{z}^{(e)}\varphi_{k_{e}}(z_{e}) \quad , \qquad (17)$$

$$-h_{\nu}(z_{h})\overline{\varphi}_{k_{h}}(z_{h}) = E_{z}^{(h)}\overline{\varphi}_{k_{h}}(z_{h}), \qquad 18$$

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{\partial^2}{\partial \vec{r}^2} - \frac{e^2}{\epsilon r}\right)\psi(\vec{r}) = E_r\psi(\vec{r}), \qquad (19)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\frac{\partial^2}{\partial \vec{R}_{c.m.}^2}\chi(\vec{R}_{c.m.}) = E_R\chi(\vec{R}_{c.m.}), \qquad (20)$$

Розв'язок рівняння (17):

$$\varphi_{k_e}(z_e) = \begin{cases} A_+ \cos k_+ z_e, & |z_e| < \frac{1}{2} Lw \\ B_+ e^{-K_+ |z_e|}, & |z_e| > \frac{1}{2} Lw \end{cases}$$
для парних станів, (21a)

$$\varphi_{k_e}(z_e) = \begin{cases} A_- \sin k_- z_e, & |z_e| < \frac{1}{2} Lw \\ \pm B_- e^{-K_-|z_e|}, & |z_e| > \frac{1}{2} Lw \end{cases}$$
 для непарних станів. (216)

i

Підставляючи (21) в (17) та (18), отримаємо такі енергетичні співвідношення:

$$E_{z}^{(e)} = \frac{\hbar^{2}}{m_{e}^{*ZnSe}(a^{ZnSe})^{2}} [I - \cos\xi_{\pm}] + E_{0}^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) + E_{gap}^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) = = -\frac{\hbar^{2}\eta_{\pm}^{2}}{2m_{e}^{*ZnS}(a^{ZnS})^{2}} + E_{c}^{ZnS}(\varepsilon^{ZnS})$$
(22a)  
$$-E_{z}^{(h)} = -\frac{\hbar^{2}}{m_{e}^{*ZnSe}(a^{ZnSe})^{2}} [I - \cos\xi_{\pm}^{\prime}] + E_{0}^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) =$$

$$= \frac{\hbar^2 \eta_{\pm}^{\prime 2}}{2m_e^{*ZnS} (a^{ZnS})^2} + E_v^{ZnS} (\varepsilon^{ZnS}), \qquad (226)$$

де  $\xi_{\pm} = k_{\pm}a^{ZnSe}$  і  $\eta_{\pm} = K_{\pm}a^{ZnS}$ ,  $E_c^{ZnS}(\varepsilon^{ZnS}) - E_0^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) - E_{gap}^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) = \Delta E_c(\varepsilon^{ZnSe}, \varepsilon^{ZnS})$ ,  $E_0^{ZnSe}(\varepsilon^{ZnSe}) - E_v^{ZnS}(\varepsilon^{ZnS}) = \Delta E_v(\varepsilon^{ZnSe}, \varepsilon^{ZnS})$  – розрив відповідних зон з урахуванням деформації. Застосувавши умови "зшивання" хвильових функцій в точках  $|z| = \frac{1}{2}Lw$ , отримаємо:

$$\xi_{+} \tan\left(\frac{\xi_{+}d}{2a}\right) = \eta_{+}, \qquad (23)$$

$$-\xi_{-}\cot\left(\frac{\xi_{-d}}{2a}\right) = \eta_{-},\tag{24}$$

Розв'язок рівняння (19) – енергія зв'язку двомірного екситона [14]:

$$E_{xy}(n) = -\frac{\mu e^4}{2 \epsilon^2 \hbar^2 (n + \frac{1}{2})^2} = \frac{e^2}{2 \epsilon a_0 (n + \frac{1}{2})^2}, \qquad n = 0, 1, 2, \dots$$
(25)

де  $a_0$  – радіус екситона. Е' – поправка до енергії зв'язку, зумовлена товщиною шару ZnSe, відмінною від нуля, яка знайдена в першому наближенні теорії збурень для основного стану екситона [10]:

$$E' = \frac{4e^2}{\epsilon} \left[ A_+^2 \int_0^{Lw/2} dz_e \cos^2(k_+ z_e) + B_+^2 \int_{Lw/2}^{\infty} dz_e \exp(-2K_+ z_e) \right] \times \left[ A_+'^2 \int_0^{Lw/2} dz_h \cos^2(k_+' z_h) + B_+'^2 \int_{Lw/2}^{\infty} dz_h \exp(-2K_+' z_h) \right] I(Z)$$
(26)

де 
$$I(Z) = \frac{4}{a_0} \left( I + |Z| - \frac{\pi |Z|}{2} \left[ H_I(|Z|) - N_I(|Z|) \right] \right)$$
, для m=n=0,  $|Z| = \frac{2|z_e - z_h|}{a_0(n + \frac{1}{2})}$ ,  $H_I(|Z|)$ ,  $N_I(|Z|) - N_I(|Z|)$ 

відповідно функції Струве та Неймана першого порядку.

## Числові розрахунки і обговорення результатів

На рис. 2, 3 графічно подано числові розрахунки енергії зв'язку екситона (рис.2) та енергії утворення екситона (рис.3) залежно від товщини нарощуваного шару ZnSe при фіксованій товщині шару ZnS (b = 75 Å) та при

$$a^{ZnSe} = 5.65 \text{ Å}, \quad a^{ZnS} = 5.40 \text{ Å}, \quad G^{ZnSe}_{001} = 0.904 \frac{eB}{_{\circ 3}}, \quad G^{ZnS}_{001} = 1.1269 \frac{eB}{_{\circ 3}}, \quad D^{ZnSe}_{001} = 1.206, \quad A \qquad A$$

$$\begin{split} D_{001}^{ZnS} &= 1.248 \;, \quad \Delta E_c(0) = 0.198 \; eB \;, \quad \Delta E_v(0) = 0.78 \; eB \;, \quad a_c^{ZnSe} = -3.65 \; eB \;, \quad a_v^{ZnSe} = 1.75 \; eB \;, \\ a_c^{ZnS} &= -2.78 \; eB \;, \quad a_v^{ZnS} = 2.31 \; eB \;, \; \in^{ZnSe} = 8.1 \;, \; E_{gap}^{ZnSe}(0) = 2.8 \; eB \;, \; \; E_{gap}^{ZnS}(0) = 3.8 \; eB \;, \\ m_e^{*ZnSe} &= 0.17m_0 \;, \; m_h^{*ZnSe} = 0.9 \; m_0 \;, \; m_e^{*ZnS} = 0.25m_0 \;, \; m_h^{*ZnS} = 0.75 \; m_0 \;. \end{split}$$



ЕНЕРГІЯ ЗВ'ЯЗКУ ЕКСИТОНА, Езв (е 0.15 0.1 0.05 40 50 60 20 30 ТОВЩИНА НАРОЩУВАНОГО ШАРУ ZnSe, Lw(A)

Рис. 2. Залежність енергії зв'язку екситона від товщини шару ZnSe при товщині шару ZnS b = від товщини шару ZnSe при товщині шару ZnS 75Å

Рис. 3. Залежність енергії утворення екситона b = 75Å

ı

У розрахунку брали до уваги перші рівні розмірного квантування для електрона і дірки (1s-екситон).

Як видно з графіків (рис.2,3), енергія зв'язку екситона ( $E_{36}^{ZnSe} = |E_{xy}| - E'$ ) і енергія утворення екситона ( $E_{yme}^{ZnSe} = \tilde{E}_{gap}^{ZnSe} - E_{3e}^{ZnSe}$ ,  $\tilde{E}_{gap}^{ZnSe} = E_{z,n=1}^{(e)} + E_{z,n=1}^{(h)} + E_{gap}^{(h)}(\varepsilon)$ ) з ростом товщини нарощуваного шару ZnSe (*Lw*) монотонно зменшується. Це пов'язано з тим, що із збільшенням *Lw* потенціал взаємодії електрона і дірки перенормовується від суго двомірного ( $-\frac{e^2}{\varepsilon\sqrt{z^2+r^2}}$ ).

Так як перенормована  $\tilde{E}_{gap}^{ZnSe}$  з ростом товщини шару ZnSe зменшується, а енергія утворення екситона виражається через різницю перенормованої забороненої зони і енергії зв'язку, тому енергія утворення екситона буде мати теж монотонно спадний характер.

[1] Dingle R. // Adv. Sol. St. Phys. 1975. 15. No1. p.21-48.

[2] Miller R.C., Kleiman D.A.// J. Lumin. 1985. 30. №3 p. 520–539.

[3] Алфёров Ж.И., Копьев П.С., Бер Б.Я., Васильев А.С., Иванов С.В., Леденцов Н.Н., Мельцер Б.Я., Уральцев И.Н., Яковлев Д.Р. //ФТП. 1985. 18. в.4, с. 715–721.

[4] Osbourn G.C. // J. Vac. Sci. Technol. 1985. 3. p.826-832.

[5] Briefeld B.M., Gourley P.L., Fritz I.J., Osbourn G.C. // Appl. Phys. Lett. 1983. 43. p. 759–767.

[6] Fujiyasu H., Ishida A., Kuwabara H., Shinohara S., Murase H. // Surf. Sci. 1984. 142. p. 579–586.

[7] Kawakami Y., Taguchi T., Hiraki A. // Appl. Phys. Surf. 1988. 33. p. 1059–1068.

[8] Kawakami Y., Taguchi T., Hiraki A. // J. Cryst. Growth. 1988. 93. p. 714–723.

[9] O'Donnell K., Henderson B. // J. Lumin. 1992. 52. p. 133-142.

[10] Lee Y.C., Lin D.L. // Phys. Rev. B. 1979. 19. Nº4. p. 1982–1989.

[11] Пелещак Р.М., Лукіянець Б.А. // Вісн. ДУ "Львівська політехніка". 1999. 382. с. 70–73.

[12] Ghris G., Van de Walle A. // Phys. Rev. B. 1989. 39. №3. p. 1871–1883.

[13] Bastard G. Wave mechanics applies to semiconductor heterostructures. Montpellier.: Sciences et Techniques du Languedoc Groupe d'Etudes des Semiconducteurs, 1995.

[14] Эфрос А.Л. // ФТП. 1986. 20. №7. с. 1281–1287.