

ЕНЕРГЕТИЧНИЙ СПЕКТР ЕЛЕКТРОНІВ У ТРИШАРОВІЙ ГЕТЕРОСИСТЕМІ ІЗ САМООРГАНІЗОВАНИМИ ДЕФЕКТНО-ДЕФОРМАЦІЙНИМИ СТРУКТУРАМИ

Р.М. ПЕЛЕЩАК, О.В. КУЗИК, О.О. ДАНЬКІВ

УДК 538.915 + 539.3
© 2012

Дрогобицький державний педагогічний університет ім. І. Франка
(Вул. І. Франка, 24, Дрогобич 82100, Львівська обл.; e-mail: peleshchak@rambler.ru)

У межах методу деформаційного потенціалу отримано рівняння, які дозволяють розрахувати енергетичний спектр електрона у тришаровій гетеросистемі, що містить кластер точкових дефектів у квантовій ямі. Досліджено залежність різниці енергій електрона в першому збудженому та основному станах від середньої концентрації точкових дефектів виду центра розтягу при різних значеннях ефективної маси електрона в матеріалі нанокластера.

1. Вступ

Останнім часом широке використання у мікроелектронних приладах знайшли гетероструктури як з напруженими границями, так і без них. Відомо, що оптичні та електричні властивості напівпровідникових приладів на основі квантових ям значно залежать від деформації ґратки і просторового розподілу точкових дефектів. Такі дефекти можуть проникати ззовні або виникати у процесі росту. Також у технології виготовлення оптоелектронних приладів відіграють важливу роль дифузійні процеси, які пов'язані із введенням домішок у напівпровідникову структуру. Додаткові дефекти генеруються під впливом зовнішніх факторів: нагрівання, деформації, опромінення частинками та ін. Вказаний вплив може здійснюватися цілеспрямовано на певних етапах технологічного циклу створення напівпровідникового приладу (опромінення [1, 2], введення домішкових атомів [3]) або бути небажаним, наприклад, під час роботи в умовах підвищеної радіації. Взаємодія точкових дефектів із самоузгодженим полем деформації, яке може виникати як за рахунок наявності цих дефектів, так і неоднорідності кристалічної системи (наприклад, гетеромежа), приводить до просторового перерозподілу дефектів і, за певних умов, до утворення самоорганізованих дефектно-деформаційних структур [4–11] (кластерів та періодичних структур). Зокрема, у роботі [7] побудовано мо-

дель утворення надґратки антиструктурних дефектів під дією ядерного опромінення. У результаті відмінності розмірів атомів різного сорту навколо антиструктурного дефекту створюється пружне поле і відбувається взаємодія між дефектами. При великій концентрації антиструктурних дефектів кристал стає нестійким відносно просторово-однорідного розподілу. Така нестійкість приводить до періодичної модуляції густини антиструктурних дефектів. При взаємодії потужних лазерних імпульсів з поверхнею твердих тіл спостерігається утворення окремих кластерів та періодичних структур рельєфу поверхні, які зберігаються після закінчення дії імпульсу [8, 9]. У роботах [10, 11] знайдено умови утворення кластерів та періодичних дефектно-деформаційних структур і визначено їх характеристики: розміри і форма кластерів, період періодичної структури, просторовий розподіл деформації і концентрації дефектів в об'ємному матеріалі з дефектно-деформаційними структурами без урахування електрон-деформаційної взаємодії.

Неоднорідна деформація, зумовлена наявністю кластерів дефектів у гетероструктурах, внаслідок самоузгодженого електрон-деформаційного зв'язку приводить до локальної зміни ширини забороненої зони і, відповідно, до зміни потенціальної енергії носіїв струму.

У даній роботі встановлено закономірності перебування локалізованих електронних рівнів у тришарових гетеросистемах під впливом деформації, спричиненої наявністю кластера точкових дефектів у квантовій ямі.

2. Модель

У роботах [4, 5] показано, що у плоских гетероструктурах з точковими дефектами, середня концентрація N_{d0} яких перевищує певне критичне значення, можуть формуватися дефектно-деформаційні структури. Зокрема, при концентрації дефектів у діапазоні

$N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc}$ утворюється одновимірний кластер, в околі якого вздовж шарів гетеросистеми розподіл дефектів вважається рівномірним, а отже, деформація ґратки – однорідна, а у напрямку, перпендикулярному до шарів гетероструктури, деформація $U(x)$ описується формулами [4, 5]:

$$U(x) = \text{sign}\theta_d \frac{A}{B + \text{sh}(-\sqrt{a}x)}, \quad N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc2}, \quad (1)$$

$$U(x) = \text{sign}\theta_d \frac{A}{B + \text{ch}(\sqrt{a}x)}, \quad N_{dc2} < N_{d0} < N_{dc}, \quad (2)$$

де

$$N_{dc} = \frac{\rho c_l^2 kT}{\theta_d^2}; N_{dc1} = N_{dc} \left(\frac{l_0}{l_d} \right)^2;$$

$$N_{dc2} = N_{dc} \left(1 - \frac{2\alpha^2}{9\beta} \right); \quad \frac{2\alpha^2}{9\beta} = \frac{4}{9} \quad [10];$$

$$A = 3\sqrt{2} |a| (|9ca - 2f^2|)^{-1/2};$$

$$B = \sqrt{2} f (|9ca - 2f^2|)^{-1/2};$$

$$a = \frac{1 - \frac{N_{d0}}{N_{dc}}}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2}; \quad f = \frac{|\alpha|}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2}; \quad c = \frac{\beta}{l_d^2 \frac{N_{d0}}{N_{dc}} - l_0^2};$$

ρ – густина середовища; c_l – поздовжня швидкість звуку; $\theta_d = K_A \Delta\Omega$ – потенціал деформації; $\Delta\Omega$ – зміна об'єму кристала одним дефектом; K_A – всебічна константа пружності; l_d та l_0 – характеристична довжина взаємодії дефектів з атомами кристала та атомів один із одним відповідно; α, β – константи пружного ангармонізму; T – температура; k – стала Больцмана.

При концентрації дефектів $N_{d0} < N_{dc1}$ у напівпровідниковому матеріалі нелінійні ефекти є незначними, і процес самоорганізації дефектів не відбувається. У діапазонах концентрацій точкових дефектів $N_{dc1} < N_{d0} < N_{dc2}$ та $N_{dc2} < N_{d0} < N_{dc}$ зростає роль нелінійної взаємодії дефектів через поле пружної деформації, в результаті чого утворюється антисиметричний (формула (1)) та симетричний (формула (2)) кластер. При середній концентрації дефектів $N_{d0} > N_{dc}$ у гетеросистемі формуються періодичні дефектно-деформаційні структури [5]. Значення критичних концентрацій N_{dc1} , N_{dc2} та N_{dc} визначаються пружними сталими матеріалу, зміною об'єму кристала одним дефектом та температурою. При

кімнатній температурі для напівпровідників (GaAs, InAs, CdTe, ZnTe) критичні концентрації залежно від типу дефекту (міжвузловий атом, вакансія, домішка заміщення) можуть набувати значень: $N_{dc1} = (10^{17} - 10^{21}) \text{ см}^{-3}$, $N_{dc2} = (5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{21}) \text{ см}^{-3}$, $N_{dc} = (10^{18} - 10^{22}) \text{ см}^{-3}$.

Неоднорідна деформація, що виникає в околі кластера, приводить до зміщення дна зони провідності на величину $\Delta W(x) = a_c U(x)$, де $a_c < 0$ – константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності.

Розглянемо тришарову гетероструктуру (наприклад, GaAs/InAs/GaAs), що містить кластер дефектів у квантовій ямі. Потенціальна енергія електрона у такій структурі описується співвідношенням

$$W(x) = \begin{cases} \Delta E_c, & |x| \geq b, \\ a_c U(x), & |x| \leq b, \end{cases} \quad (3)$$

де ΔE_c – розрив зон провідності контактуючих матеріалів гетеросистеми; $2b$ – ширина квантової ями (внутрішнього шару гетероструктури).

На рис. 1 графічно подано координатну залежність потенціальної енергії електрона (суцільна лінія) та її апроксимацію прямокутним потенціалом (пунктирна лінія) у тришаровій гетероструктурі з нанокластером точкових дефектів виду центрів розтягу ($\theta_d > 0$, рис. 1, а) та виду центрів стиску ($\theta_d < 0$, рис. 1, б). Енергію відраховують від дна зони провідності недеформованого матеріалу внутрішнього шару гетероструктури. Електрон-деформаційна взаємодія приводить до того, що потенціальна яма набуває складної форми з додатковою впадиною (додатковим бар'єром) при наявності кластера точкових дефектів, в околі якого виникає неоднорідна деформація розтягу (стиску).

Для більш строгого опису потенціальну енергію електрона в околі кластера замінимо прямокутним потенціалом з умовою рівності кількості дефектів у реальній та модельній потенціальних ямах [12]. Потенціал (3) можна апроксимувати функцією

$$W(x) = \begin{cases} \Delta E_c, & |x| \geq b, \\ 0, & d \leq |x| \leq b, \\ -W_0, & |x| \leq d, \end{cases} \quad (4)$$

де $W_0(N_{d0}) = \text{sign}\theta_d \frac{|a_c| A(N_{d0})}{B(N_{d0})+1}$ – енергетична глибина додаткової ями (висота додаткового бар'єра), яка збігається з максимальною глибиною реальної потенціальної ями (висотою потенціального бар'єра); $2d(N_{d0})$ – ширина додаткової ями (додаткового

бар'єра), яка визначається з умови рівності кількості дефектів у реальній та модельній потенціальних ямах.

Враховуючи (2), а також те, що у лінійному наближенні концентрацію дефектів можна подати у вигляді $N_d(x) \approx \frac{K_d}{\theta_d} U(x)$ [4], ширину додаткової потенціальної ями можна визначити з умови

$$\int_{-b}^b U(x) dx = 2d \cdot U(0) = \frac{2d \cdot A}{B+1}, \quad (5)$$

де $U(0)$ – деформація у центрі кластера.

Випадок, який наведено на рис. 1,б, може бути реалізований тільки при значних концентраціях дефектів ($\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$). Це пов'язано з тим, що деформаційний потенціал θ_d для дефектів виду центрів стиску (вакансій, домішок заміщення з іонним радіусом меншим, ніж іонний радіус атомів матриці) є значно меншим від деформаційного потенціалу міжвузлових атомів, які є центрами розтягу [13]. І, відповідно, критична концентрація N_{dc2} , при якій можливе утворення кластерів, є значно більшою, ніж для дефектів виду центрів розтягу. Тому надалі обмежимося тільки першим випадком (рис. 1,а), що відповідає існуванню кластера дефектів виду центрів розтягу у квантовій ямі. Потенціальна яма з таким профілем використовується в резонансно-тунельних діодах [14, 15]. У цих роботах показано, що вольт-амперні характеристики (ВАХ) такого резонансно-тунельного діода є більш контрастними (відношення струму у максимумі до струму у мінімумі є більшим), ніж відповідні характеристики резонансно-тунельного діода з простою ямою.

Енергію E та хвильові функції ψ електрона у досліджуваній системі знаходимо з розв'язку рівняння Шредінгера

$$\hat{H}\psi = E\psi \quad (6)$$

з гамільтоніаном

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_i} \Delta + W, \quad (7)$$

де m_i – ефективна маса електрона у зовнішніх шарах гетероструктури ($i = 1$), у широкій ямі ($i = 2$) та у вузькій ямі ($i = 3$).

Оскільки потенціал є інваріантним відносно інверсії $W(-x) = W(x)$, то розв'язки рівняння (6) повинні бути парними або непарними.

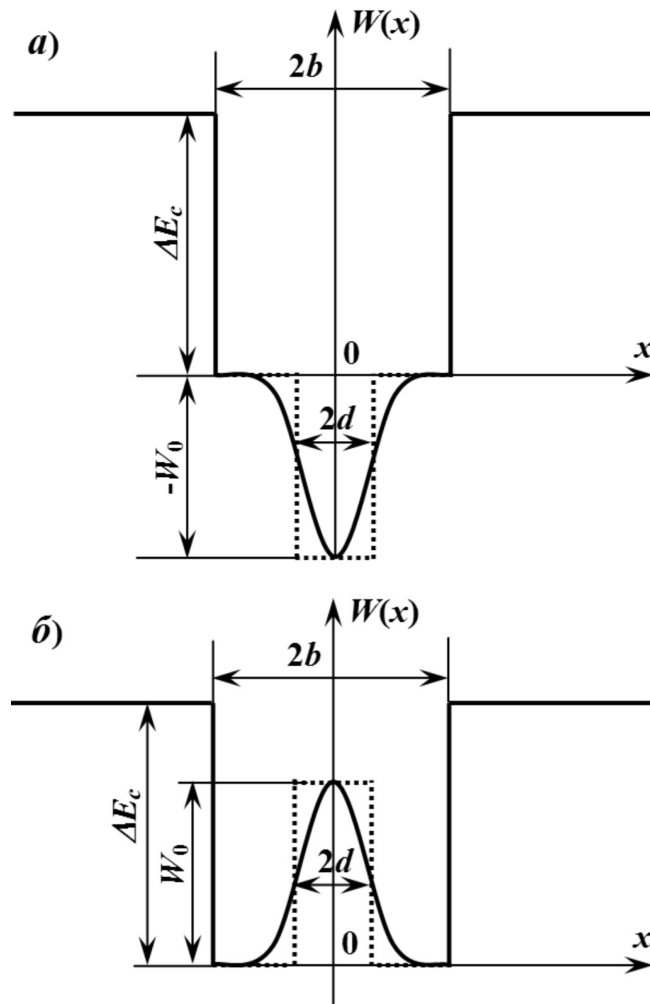


Рис. 1. Координатна залежність потенціальної енергії електрона у гетеросистемі з кластером дефектів: а – $\theta_d > 0$; б – $\theta_d < 0$

Парні розв'язки ($\psi(-x) = \psi(x)$) в області $x \geq 0$ можна записати у вигляді

$$\psi_1(x) = A_1 e^{-k_1(x-b)}, \quad x \geq b, \quad (8)$$

$$\psi_2(x) = A_2 \cos(k_2 x) + A_3 \sin(k_2 x), \quad d \leq x \leq b, \quad (9)$$

$$\psi_3(x) = A_4 \cos k_3 x, \quad 0 \leq x \leq d, \quad (10)$$

де $k_1 = \sqrt{\frac{2m_1(\Delta E_c - E)}{\hbar^2}}$, $k_2 = \sqrt{\frac{2m_2 E}{\hbar^2}}$, $k_3 = \sqrt{\frac{2m_3(W_0 + E)}{\hbar^2}}$, A_1, A_2, A_3, A_4 – сталі величини.

У розв'язку (8) забезпечено регулярність хвильової функції при $x \rightarrow \infty$. Крім того, повинні виконуватись

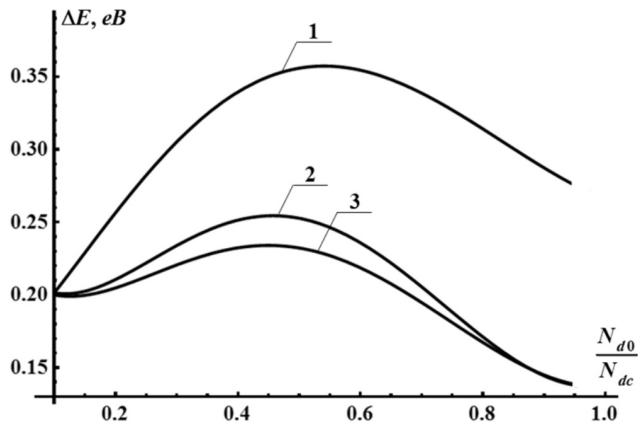


Рис. 2. Залежність різниці енергій ΔE електрона у першому збудженому та основному станах у гетероструктурі GaAs/InAs/GaAs з нанокластером у квантовій ямі InAs від середньої концентрації дефектів: 1 – $m_3 = 0,03m_0$, 2 – $m_3 = 0,07m_0$, 3 – $m_3 = 0,09m_0$

умови неперервності хвильових функцій і густини потоку ймовірності у точках $x = b$ та $x = d$:

$$\begin{cases} \psi_1(b) = \psi_2(b), \\ \frac{1}{m_1} \frac{d\psi_1}{dx} \Big|_{x=b} = \frac{1}{m_2} \frac{d\psi_2}{dx} \Big|_{x=b}, \\ \psi_2(d) = \psi_3(d), \\ \frac{1}{m_2} \frac{d\psi_2}{dx} \Big|_{x=d} = \frac{1}{m_3} \frac{d\psi_3}{dx} \Big|_{x=d}. \end{cases} \quad (11)$$

Система рівнянь (11) має нетривіальний розв'язок для $E > 0$ при умові

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg}(k_2(b-d)) - \frac{m_2 k_1}{m_1 k_2} + \frac{m_2 k_3}{m_3 k_2} \operatorname{tg}(k_3 d) + \\ & + \frac{m_2^2 k_1 k_3}{m_1 m_3 k_2^2} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{tg}(k_2(b-d)) = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

та для $E < 0$ за умови

$$\begin{aligned} & -\operatorname{th}(k_2(b-d)) - \frac{m_2 k_1}{m_1 k_2} + \frac{m_2 k_3}{m_3 k_2} \operatorname{tg}(k_3 d) + \\ & + \frac{m_2^2 k_1 k_3}{m_1 m_3 k_2^2} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{th}(k_2(b-d)) = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

з яких можна визначити енергію основного стану електрона, що залежить від концентрації дефектів та пружних сталих матеріала.

Непарні розв'язки ($\psi(-x) = -\psi(x)$) в області $x \geq 0$ можна записати у вигляді

$$\psi_1(x) = B_1 e^{-k_1(x-b)}, \quad x \geq b, \quad (14)$$

$$\psi_2(x) = B_2 \cos(k_2 x) + B_3 \sin(k_2 x), \quad d \leq x \leq b, \quad (15)$$

$$\psi_3(x) = B_4 \sin k_3 x, \quad 0 \leq x \leq d, \quad (16)$$

де B_1, B_2, B_3, B_4 – сталі величини. У цьому випадку система рівнянь (11) має нетривіальний розв'язок для $E > 0$ при умові

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg}(k_2(b-d)) + \frac{m_1 k_2}{m_2 k_1} + \frac{m_3 k_2}{m_2 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) - \\ & - \frac{m_1 m_3 k_2^2}{m_2^2 k_1 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{tg}(k_2(b-d)) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

та для $E < 0$ за умови

$$\begin{aligned} & \operatorname{th}(k_2(b-d)) + \frac{m_1 k_2}{m_2 k_1} + \frac{m_3 k_2}{m_2 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) + \\ & + \frac{m_1 m_3 k_2^2}{m_2^2 k_1 k_3} \operatorname{tg}(k_3 d) \operatorname{th}(k_2(b-d)) = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

з яких можна визначити енергію першого збудженого стану електрона.

3. Результати розрахунків та їх обговорення

З використанням співвідношень (12), (13), (17) та (18) було розраховано енергію електрона в основному стані E_0 , енергію електрона у першому збудженому стані E_1 та різницю між ними $\Delta E = E_1 - E_0$. Різниця енергій електрона у першому збудженому та основному станах є важливим параметром для ВАХ резонансно-тунельних діодів [15]. А саме: величина ΔE визначає значення сили струму у мінімумі ВАХ. Збільшення величини ΔE приводить до зменшення сили струму у мінімумі і, відповідно, до збільшення контрастності ВАХ резонансно-тунельних структур. Розрахунки проводили для гетеросистеми GaAs/InAs/GaAs для таких значень параметрів: $\Delta E_c = 0,83$ еВ; $a_c = -5,08$ еВ; $m_1 = 0,065m_0$; $m_2 = 0,057m_0$; $b = 4$ нм; $l_0 = 0,5$ нм; $l_d = 1,6$ нм; $\alpha = 31,88$; $\frac{2\alpha^2}{9\beta} = \frac{4}{9}$ [10].

На рис. 2 наведено залежність різниці енергій електрона у першому збудженому та основному станах

ΔE у гетероструктурі GaAs/InAs/GaAs з нанокластером у квантовій ямі InAs від середньої концентрації дефектів при різних значеннях ефективної маси електрона у матеріалі кластера m_3 . Така залежність має немонотонний характер з максимумом в околі точки $N_{d0} \approx 0,5N_{dc}$. При концентрації точкових дефектів $N_{d0} \sim 0,1N_{dc}$ (для напівпровідника InAs з міжвузловинним In $N_{dc} \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$) розмір кластера є малим ($d \rightarrow 0$) і величина ΔE дорівнює відповідному значенню для гетероструктури без кластера дефектів, яке при даних параметрах становить 0,2 еВ. При збільшенні концентрації дефектів до значення $N_{d0} \approx 0,56N_{dc}$ (рис. 2, крива 1) збільшується розмір нанокластера і, відповідно, ширина додаткової потенціальної ями для електронів, що приводить до пониження основного і підвищення першого збудженого енергетичних рівнів та збільшення різниці ΔE . За подальшого збільшення концентрації дефектів зростає розмір кластера, але зменшується глибина додаткової потенціальної ями W_0 , що виникає за рахунок наявності нанокластера, і при $N_{d0} \rightarrow N_{dc}$ глибина потенціальної ями W_0 прямує до нуля. Це приводить до збільшення енергії електрона в основному та першому збудженому станах. Однак підвищення першого збудженого електронного рівня є незначним і величина ΔE зменшується.

Як бачимо, наявність кластера дефектів виду центрів розтягу приводить до збільшення величини ΔE на 80% при $N_{d0} = 0,56N_{dc}$, що повинно відобразитись на ВАХ резонансно-тунельних діодів у зменшенні мінімального значення сили струму.

Ефект зміни різниці енергій електрона у першому збудженому та основному станах суттєво залежить від ефективної маси електрона (рис. 2). А саме: збільшення величини ΔE суттєво проявляється тільки при малих значеннях ефективної маси електрона в матеріалі нанокластера. У випадку, коли ефективна маса електрона в матеріалі нанокластера є більшою від ефективної маси електрона в матеріалі основної ями (InAs), збільшення ΔE є незначним, а при $N_{d0} > 0,7N_{dc}$ різниця енергій електрона в першому збудженому та основному станах є меншою від відповідного значення для даної структури без кластера дефектів. Цей ефект пояснюється тим, що в досліджуваній структурі зміна енергії електрона визначається двома факторами: 1) зміною потенціальної енергії електрона, спричиненою деформаційними ефектами за рахунок наявності кластера; 2) зміною кінетичної енергії за рахунок відмінності ефективних мас. У першому випадку (ефективна маса електрона в матеріалі нанокластера є меншою від відповідного

значення в основній ямі) обидва фактори є причиною збільшення величини ΔE . У протилежному випадку (ефективна маса електрона в матеріалі нанокластера є більшою від відповідного значення в основній ямі) ці фактори є конкуруючими, а саме: збільшення ефективної маси є причиною зменшення різниці енергій електрона ΔE в першому збудженому та основному станах.

4. Висновки

1. Показано, що наявність нанокластера точкових дефектів виду центрів розтягу у внутрішньому шарі тришарової гетероструктури приводить до утворення додаткової потенціальної ями, а дефектів виду центрів стиску – потенціального бар'єра.
2. Отримано рівняння, що дозволяють розрахувати енергетичний спектр електрона у тришаровій гетероструктурі, що містить кластер точкових дефектів у квантовій ямі.
3. Досліджено залежність різниці енергій електрона у першому збудженому та основному станах від середньої концентрації точкових дефектів при різних значеннях ефективної маси електрона у матеріалі нанокластера. Показано, що різниця енергій електрона в першому збудженому та основному станах у гетероструктурі з нанокластером є більшою за відповідне значення у структурі, що не містить кластера дефектів, якщо ефективна маса електрона у нанокластері є меншою від ефективної маси електрона у квантовій ямі.

1. А.В. Войцеховский, А.П. Коханенко, А.Г. Коротаев, Д.В. Григорьев и др., Прикладная физика **5**, 99 (2003).
2. А.В. Бобиль, А.А. Гуткин, П.Н. Брунков, И.А. Заморянская и др., ФТП **40**, 707 (2006).
3. М.Д. Вилисова, А.Е. Куницын, Л.Г. Лаврентьева, В.В. Преображенский и др., ФТП **14**, 3157 (2002).
4. Р.М. Пелешак, О.В. Кузик, О.О. Даньків, УФЖ **55**, 437 (2010).
5. Р.М. Пелешак, О.В. Кузик, УФЖ **52**, 689 (2007).
6. P.A. Selishchev, Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics **3**, 19 (2000).
7. В.В. Михайловский, К.С. Расселл, В.И. Сугаков, ФТТ **42**, 471 (2000).
8. Ф.Х. Мирзоев, Квантовая электроника **23**, 827 (1996).
9. F. Costache, S. Kouteva-Arguirova, J. Appl. Phys. **A 79**, 1429 (2004).
10. В.И. Емельянов, А.В. Рогачева, Квантовая электроника **34**, 531 (2004).

11. F.Kh. Mirzade, K.R. Alakverdiev, and Z.Yu. Salaeva, J. Nanosci. Nanotechnol. **8**, 764 (2008).
12. Н.М. Власов, В.А. Зазноба, ЖТФ **71**, 53 (2001).
13. В.И. Емельянов, И.М. Панин, ФТТ **39**, 2029 (1997).
14. J.H. Smet, T.P.E. Broekaert, and C.G. Fonstad, J. Appl. Phys. **71**, 2475 (1992).
15. В.Д. Дымников, О.В. Константинов, ФТП **29**, 133 (1995).

Одержано 03.10.11

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР
ЭЛЕКТРОНОВ В ТРЕХСЛОЙНОЙ
ГЕТЕРОСИСТЕМЕ С САМООРГАНИЗОВАННЫМИ
ДЕФЕКТНО-ДЕФОРМАЦИОННЫМИ СТРУКТУРАМИ

*Р.М. Пелещак, О.В. Кузык, О.О. Даньків***Резюме**

В рамках метода деформационного потенциала получены уравнения, которые дают возможность рассчитать энергетический спектр электрона в трехслойной гетеросистеме с кластером точечных дефектов в квантовой яме. Исследована зависимость разницы энергий электрона в первом возбужденном

и основном состояниях от средней концентрации точечных дефектов вида центра растяжения при разных значениях эффективной массы электрона в материале нанокластера.

ENERGY SPECTRUM
OF ELECTRONS IN A THREE-LAYER
HETEROSYSTEM WITH SELF-ASSEMBLED
DEFECT-DEFORMATION STRUCTURES

R.M. Peleshchak, O.V. Kuzyk, O.O. Dan'kiv

Ivan Franko Drohobych State Pedagogical University
(24, Ivan Franko Str., Drohobych 82100, Ukraine;
e-mail: peleshchak@rambler.ru)

S u m m a r y

Equations, which enable the electron energy spectrum in a three-layer heterosystem containing a cluster of point defects in a quantum well to be calculated, have been derived in the framework of the deformation potential method. The dependence of the electron energy difference between the first excited and ground states on the average concentration of point defects of the stretching-center type has been studied for various effective electron masses in a nanocluster material.