

РОЗЩЕПЛЕННЯ ЕЛЕКТРОННИХ КВАЗІСТАЦІОНАРНИХ СТАНІВ У СИМЕТРИЧНІЙ ТРИБАР'ЄРНІЙ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНІЙ СТРУКТУРІ

У моделі ефективних мас та прямокутних потенціалів у симетричній трибар'єрній резонансно-тунельній структурі методом коефіцієнта прозорості досліджено еволюцію та розщеплення вироджених квазістаціонарних станів електрона внаслідок зміни потужності зовнішніх бар'єрів. Показано, що розщеплення резонансних енергій та ширин усіх квазістаціонарних станів електрона відбувається майже за однакових значень товщини зовнішніх бар'єрів, які не перевищують половину товщини внутрішнього бар'єра.

The evolution and splitting of degenerated quasi-stationary electron states due to the varying strength of outer barriers are studied using the method of permeability coefficient within the model of effective masses and rectangular barriers in symmetric three-barrier resonance-tunnel structure. It is shown that the splitting of resonance energies and widths of all electron quasi-stationary states occurs at the almost equal magnitudes of outer barriers thickness that is not bigger than the half of the inner one thickness.

Резонансно-тунельні структури (РТС) різних розмірностей і форм (квантові плівки, дроти та точки) дуже активно досліджуються [1-6]. Інтерес до них зріс після того, як у роботах Феїста і Капассо із колегами [7, 8] вперше були продемонстровані квантові каскадні лазери, які працювали на дво- та трибар'єрних РТС у терагерцовому діапазоні частот. Унікальні фізичні характеристики квантових каскадних лазерів (малі струми збудження, великі потужності, стабільні частоти випромінювання) стимулювали експериментальні [9, 10] і теоретичні [11, 12] дослідження РТС.

У процесі розвитку теорії квантових каскадних лазерів з'явилися задачі оптимізації їх фізичних параметрів шляхом зміни геометричних розмірів елементів РТС. Оскільки наноприлади (лазери, сенсори) надзвичайно чутливі до спектральних параметрів, а особливо до резонансних ширин електронних квазістаціонарних станів (КСС) у РТС, то зрозуміло, що необхідно детально дослідити еволюцію спектральних параметрів (резонансних енергій і ширин) у реалістичній моделі прямокутних потенціальних бар'єрів та різних ефективних мас електрона в елементах наносистеми.

У даній роботі методом коефіцієнта прозорості D досліджується еволюція й розщеплення

резонансних енергій і резонансних ширин вироджених КСС електрона у симетричній трибар'єрній РТС (ТБРТС).

1. Коефіцієнт проходження симетричної трибар'єрної РТС

Розглядається плоска відкрита симетрична ТБРТС з геометричними параметрами, наведені на рис. 1. Враховуючи, що величини постійних ґраток шарів-ям і бар'єрів відрізняються незначно, то будемо використовувати модель прямокутних потенціальних бар'єрів та ефективних мас.

У декартовій системі координат із початком посередині наносистеми ефективна маса і потенціальна енергія електрона такі

$$m(z) = \begin{cases} m_0, & U(z) = \begin{cases} 0, & \text{в обл. "0", "2", "4", "6"} \\ U, & \text{в обл. "1", "3", "5"} \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

Вважається, що електрон з енергією E потрапляє зліва на РТС, рухаючись вздовж осі z перпендикулярно до площин її шарів. Хвильова функція та енергетичний спектр електрона визначаються зі стаціонарного рівняння Шредінґера

$$H\Psi(z) = E\Psi(z) \quad (2)$$

із гамільтоніаном

$$H = \left(-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \frac{1}{m(z)} \frac{d}{dz} + U(z) \right). \quad (3)$$

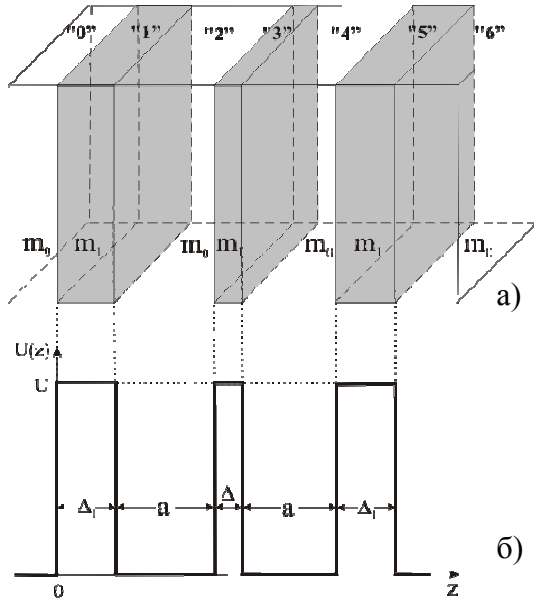


Рис. 1. Геометрична (а) та енергетична (б) схеми симетричної ТБРТС

Хвильову функцію $\Psi(z)$, як розв'язок рівняння (2), компактно можна записати у вигляді

$$\begin{aligned} \Psi(z) = & \Psi_0(z)\theta(-z) + \\ & + \sum_{p=1}^5 \Psi_p(z) [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] + \\ & + \Psi_6(z)\theta(z - z_5) = \{A_0 e^{ik_0 z} + B_0 e^{-ik_0 z}\} \theta(-z) + \\ & + \sum_{p=1}^5 \left\{ \left\{ A_p e^{ik_p z} + B_p e^{-ik_p z} \right\} \times \right. \\ & \left. \times [\theta(z - z_{p-1}) - \theta(z - z_p)] + A_6 e^{ik_6 z} \theta(z - z_5), \right. \end{aligned} \quad (4)$$

де

$$\begin{aligned} z_0 = 0, \quad z_1 = \Delta_1, \quad z_2 = a + \Delta_1, \quad z_3 = a + \Delta_1 + \Delta, \\ z_4 = 2a + \Delta_1 + \Delta, \quad z_5 = 2(a + \Delta_1) + \Delta, \\ k_0 = k_2 = k_4 = k_6 = k = \hbar^{-1} \sqrt{2m_0 E}, \\ k_1 = k_3 = k_5 = -i\chi = -i\hbar^{-1} \sqrt{2m_1 (U - E)}. \end{aligned}$$

Граничні умови неперервності хвильових функцій і потоків густин ймовірностей на всіх межах наноструктури

$$\left. \begin{aligned} \Psi_p(z_p) = \Psi_{p+1}(z_p), \quad (p = 0, \dots, 5) \\ \frac{1}{m_p} \frac{d\Psi_p(z)}{dz} \Big|_{z=z_p} = \frac{1}{m_{p+1}} \frac{d\Psi_{p+1}(z)}{dz} \Big|_{z=z_p} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

разом з умовою нормування

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi_{k'}^*(z) \Psi_k(z) dz = \delta(k - k') \quad (6)$$

однозначно визначають коефіцієнти A_p, B_p через трансфер-матрицю системи.

Для досліджуваної наносистеми трансфер-матриця T має вигляд

$$\begin{aligned} T = \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{12}^* & t_{11}^* \end{pmatrix} = \\ &= \prod_{p=0}^5 \begin{pmatrix} t_{11}^{p,p+1} & t_{12}^{p,p+1} \\ t_{21}^{p,p+1} & t_{22}^{p,p+1} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

де

$$\begin{aligned} t_{fg}^{p,p+1} = \frac{1}{2} \left[1 + (-1)^{f+g} \frac{m_p k_{p+1}}{m_{p+1} k_p} \right] \times \\ \times e^{iz_p} \left[(-1)^f k_p + (-1)^{g+1} k_{p+1} \right], \quad (f, g = 1, 2, p = 0, \dots, 5). \end{aligned} \quad (8)$$

Згідно квантово-механічного означення, коефіцієнт прозорості

$$D(k) = |A_6|^2 \cdot |A_0|^{-2} = |t_{11}(k)|^{-2} \quad (9)$$

визначається діагональним елементом T -матриці.

2. Аналіз еволюції спектральних параметрів КСС електрона у симетричній ТБРТС

Розрахунок спектральних параметрів електрона (резонансних енергій і ширин) у відкритій симетричній ТБРТС виконувався на прикладі наносистеми $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$ із фізичними параметрами:

$$m_0 = 0,055 m_e, \quad m_1 = 0,067 m_e, \quad U = 400 \text{ меВ}.$$

Перш ніж перейти до аналізу еволюції резонансних енергій і ширин КСС електрона у ТБРТС, варто зазначити, що в роботі ці спектральні параметри визначалися методом коефіцієнта прозорості D [13], який дає збіг з результатами, отриманими у рамках інших підходів (метод S -матриці та функції розподілу ймовірності W) у широкому діапазоні зміни геометричних параметрів наносистеми.

На рис. 2а,б наведені результати розрахунку еволюції резонансних енергій $E_n, E_{n\ell}, E_{ni}$ перших двох пар ($n=1,2$) квазістаціонарних станів електрона від товщини зовнішнього бар'єра Δ_1 за фіксованих розмірів ями ($a=5, 7, 9$ нм) і внутрішнього бар'єра ($\Delta=3, 5, 7$ нм) ТБРТС. Видно, що зі збільшенням товщини зовнішнього бар'єра Δ_1 спостерігається розщеплення вироджених резонансних станів – утворюються пари КСС електрона, тому тут доцільно ввести подвійний індекс нумерації розщеплених квазістаціонарних станів: $n\ell$ – нижній, ni – верхній стан у n -ій парі КСС. Положення енергетичних рівнів $E_{n\ell}, E_{ni}$ кожної

n -ої пари КСС, що утворилися при розщепленні рівня n , зі збільшенням товщини Δ_1 виходять на насичення, сягаючи, як видно з рис. 2а,б, відповідних значень стаціонарних станів електрона у закритій двоямній наносистемі.

За фіксованих розмірів ями a зі збільшенням товщини внутрішнього бар'єра Δ критичне значення зовнішнього бар'єра Δ_n^c , при якому відбувається розщеплення n -го квазістаціонарного стану, визначається розмірами Δ і не залежить від ширини ями, а саме $\Delta_n^c \approx \Delta/2$. Зазначимо, що для станів E_1, E_2 критичні товщини зовнішнього бар'єра майже однакові ($\Delta_1^c \approx \Delta_2^c$). На рис. 2а,б видно, що зі збільшенням Δ , точки розщеплення Δ_n^c зміщуються в бік більших товщин Δ_1 , а величини розщеплення $E_{nu} - E_{nl}$ зменшуються. Збільшення ширини ями ТБРТС приводить до зсуву всіх КСС у низькоенергетичну область спектра, зменшуючи величину розщеплення резонансних станів.

На рис. 2в у логарифмічній шкалі також наведена еволюція резонансних ширин $\Gamma_n, \Gamma_{nl}, \Gamma_{nu}$ квазістаціонарних станів електрона ($n=1, 2$). Спостерігаємо, що зі збільшенням Δ_1 до критичного значення Δ_n^c ширини вироджених КСС Γ_n зростають. В околі товщин Δ_n^c спостерігається

розщеплення резонансних ширин КСС Γ_n на пару Γ_{nl}, Γ_{nu} . При подальшому збільшенні Δ_1 ширини Γ_{nl}, Γ_{nu} розщеплених станів експоненційно спадають до нуля, що пояснюється переходом від відритої трибар'єрної РТС із квазістаціонарними станами до закритої двоямної наносистеми ($\Delta_1 \rightarrow \infty$) зі стаціонарними станами. Збільшення ширини ями a ТБРТС зменшує ширини $\Gamma_n, \Gamma_{nl}, \Gamma_{nu}$ усіх КСС електрона, а зміна ширини внутрішнього бар'єра Δ на них впливає несуттєво.

Отже, зміною геометричних параметрів ТБРТС можна керувати як відстанню між розщепленими ($E_{nu} - E_{nl}$) резонансними станами електрона, так і їх ширинами Γ_{nl}, Γ_{nu} . Найбільш цікавими, з експериментальної точки зору, для побудови наноприладів, випромінювання яких досягає терагерцової області частот, є РТС із близько розташованими квазістаціонарними станами електрона, часи життя яких менші за час релаксації, тобто із значними ширинами.

На рис. 2 очевидно, що змінюючи ширину ями a , або товщину внутрішнього бар'єра Δ можна змінювати відстань між розщепленими резонансними рівнями електрона у ТБРТС. За цих умов, у першому випадку ширини КСС експоненційно спадають, а у другому – майже не змінюються. Тому збільшуючи товщину внутріш-

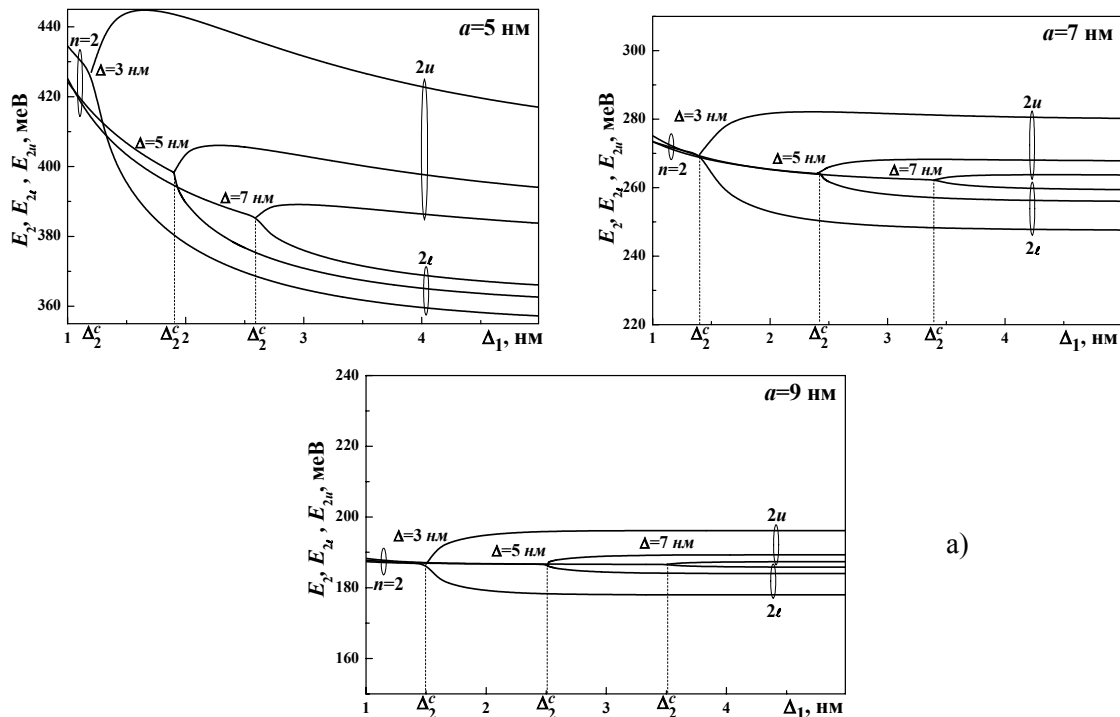


Рис. 2а. Еволюція і розщеплення резонансних енергій КСС ($n=2$) електрона при зміні товщини зовнішніх бар'єрів Δ_1 симетричної ТБРТС

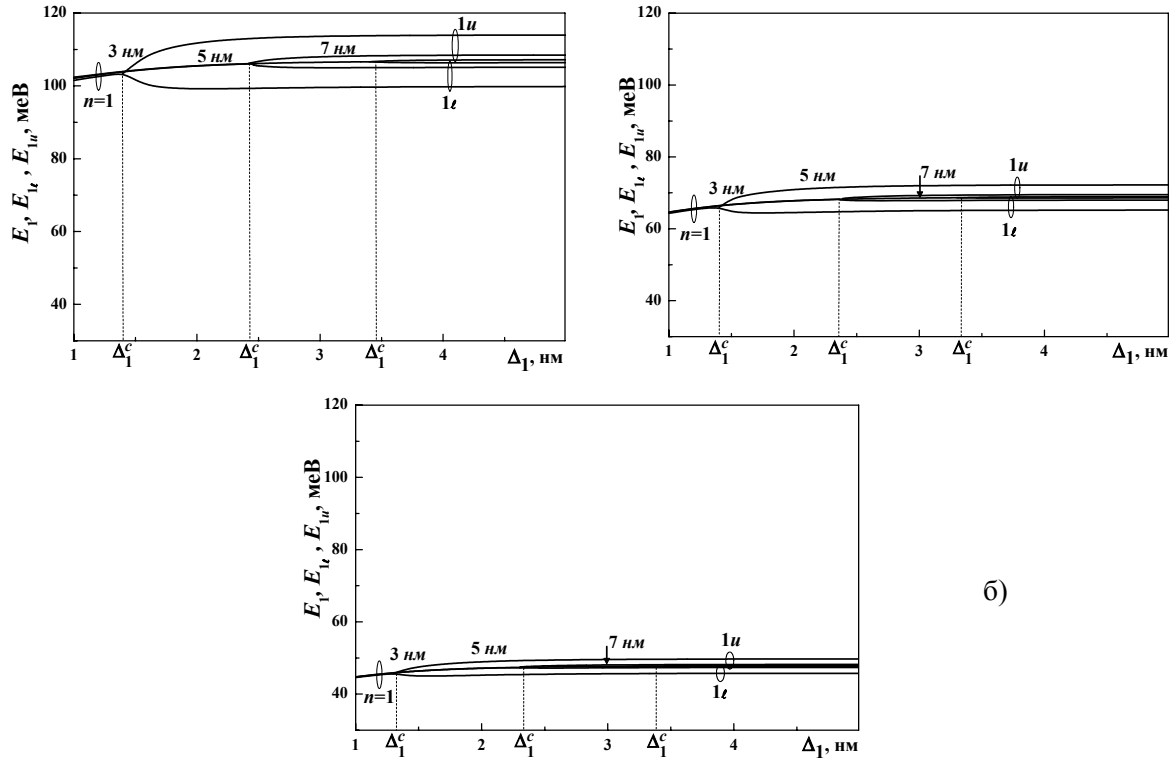


Рис. 26. Еволюція і розщеплення резонансних енергій КСС ($n=1$) електрона при зміні товщини зовнішніх бар'єрів Δ_1 симетричної ТБРТС

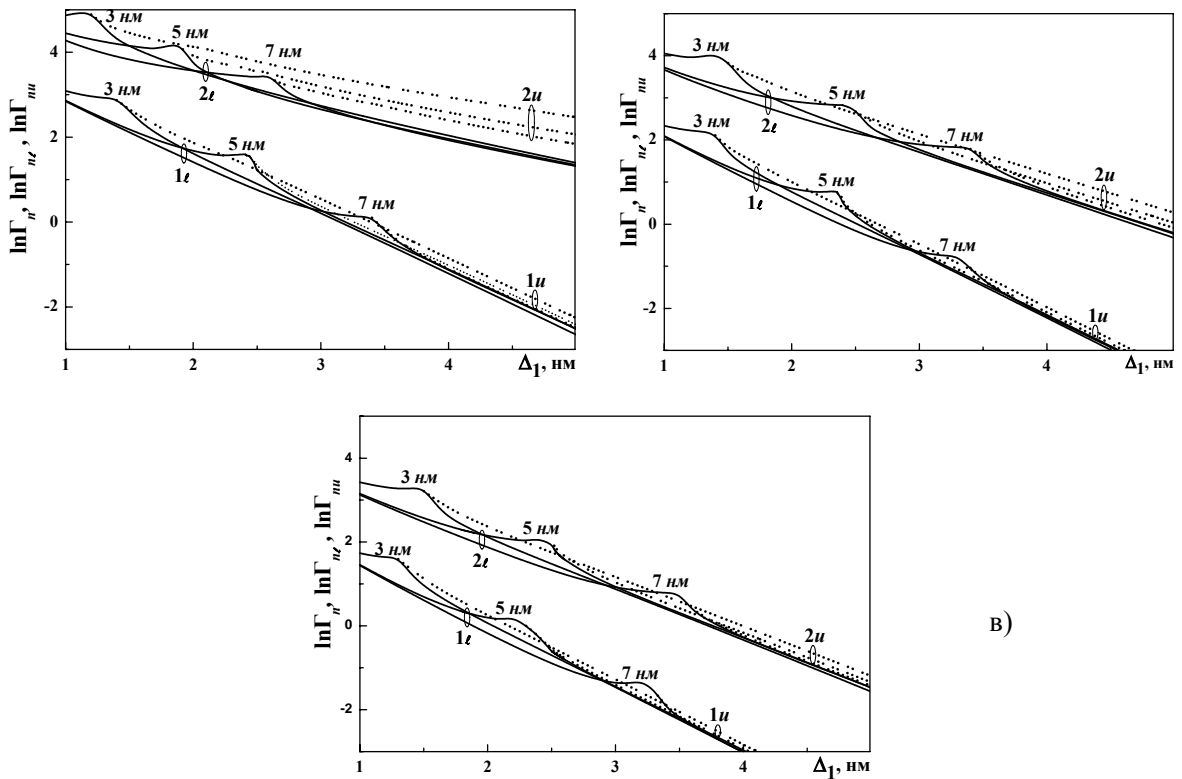


Рис. 2в. Еволюція і розщеплення резонансних ширин перших двох КСС ($n=1, 2$) електрона при зміні товщини зовнішніх бар'єрів Δ_1 симетричної ТБРТС

нього бар'єру Δ , без зміни ширини КСС, можна отримати систему з потрібною різницею енергій резонансних станів електрона .

Висновки

Методом коефіцієнта прозорості D досліджено еволюцію спектральних параметрів (резонансних енергій та ширин) квазістаціонарних станів електрона у симетричній трибар'єрній РТС на прикладі наносистеми $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}$.

Установлено, що зі збільшенням товщини зовнішнього бар'єра Δ_1 відбувається розщеплення КСС електрона. Критичні товщини Δ_1 , за яких відбувається розщеплення КСС, визначаються товщиною внутрішнього бар'єра Δ ТБРТС і несуттєво відрізняються від величини $\Delta/2$.

Розщеплення КСС електрона, за рахунок збільшення товщини зовнішнього бар'єра ТБРТС, відбувається майже без зміни резонансних ширин цих пар. Отже, наносистеми із близько розташованими резонансними рівнями, ширини яких ще суттєві і мало відрізняються між собою, можуть слугувати як активна область квантових каскадних лазерів актуального терагерцового діапазону частот.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Tokatly I.V., Tsibizov A.G., Gorbatsevich A.A. Interface electronic states and boundary conditions for envelope functions // Phys. Rev. B. – 2002. – **65**. – P.165328-165337.
2. Елесин В.Ф., Конаев Ю.В. Лазер на "штарковской лестнице" с когерентной электронной подсистемой // ЖЭТФ. – 2003. – **123**. – С.1308-1322.
3. Голант Е.И., Пашковский А.Б. Резонансные переходы между расщепленными уровнями трехбарьерных наноструктур и перспективы их применения в приборах субмиллиметрового диапазона // ФТП. – 2002. – **36**. – С.330-337.
4. Tkach M., Holovatsky V., Voitsekhivska O. Electron and hole quasistationary states in opened cylindrical quantum wire // Physica E: Low Dim.Struct. – 2001. – **11**. – P.17-26.
5. Ткач Н., Маханец А. Спектры и времена жизни квазичастиц в открытой квантовой точке, окруженной одинаковыми барьерами в цилиндрической квантовой проволоке// ФТТ. – 2005. – **47**. – С.550-555.
6. Орлов Л.К., Ивина Н.Л., Романов Ю.А., Рубцова Р.А. Исследование туннельных характеристик барьера в двойной квантовой яме $\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}/\text{GaAs}/\text{In}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ // ФТТ. – 2000. – **42**. – С.537-541.
7. Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y. Quantum Cascade Laser // Science. – 1994. – **264**. – P.553-556.
8. Faist J., Capasso F., Sirtori C. Vertical transition quantum cascade laser with Bragg confined excited state // Appl. Phys. Lett. – 1995. – **66**. – P.538-540.
9. Gmachl C., Capasso F., Sivco D.L., Cho A.Y. Recent progress in quantum cascade lasers and applications // Rep.Prog.Phys. – 2001. – **64**. – P.1533-1601.
10. Orihashi A., Suzuki B., Asada C. One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes // Appl. Phys. Lett. – 2005. – **87**. – P.233501.
11. Елесин В.Ф. Высокочастотный отклик двухъямных наноструктур // ЖЭТФ. – 2005. – **127**. – С.131-140.
12. Гельвич Э.А., Голант Е.И., Пашковский А.Б. Когерентный квантовый каскадный лазер на комбинации четных и нечетных уровней трехбарьерной структуры // Письма ЖТФ. – 2006. – **32**. – С.13-18.
13. Ткач Н. В., Сети Ю. А. Плоские двухбарьерные резонансно-туннельные структуры: резонансные энергии и резонансные ширины квазістаціонарних состояний електрона // ФНТ. – 2009. – **35**. – С.710-720.