
МІКРОЕЛЕКТРОННА ТА НАНОЕЛЕКТРОННА ТЕХНІКА

УДК 621.372.543

РАДІОТЕХНІЧНІ ТА ОПТИЧНІ МОДЕЛІ В НАНОЕЛЕКТРОНІЦІ

Нелін Є. А., д.т.н., професор

*Національний технічний університет України
"Київський політехнічний інститут", м. Київ, Україна*

Вступ

Ми живемо в хвильовому світі. Завдяки поширенню хвиль відбувається і розвиток світу, і передача інформації, і функціонування радіоелектронних пристроїв. Узагальненим показником хвильового процесу є імпеданс. Імпеданс (від лат. *impedio* — перешкоджаю) характеризує реакцію середовища на хвильове збурення. В радіотехніці розвинені імпедансні моделі для електромагнітних хвиль. В оптиці базовими моделями є моделі резонатора та багаточарового фільтра. Радіотехнічні та оптичні моделі застосовні для хвиль іншої природи в різних технічних областях, наприклад для квантово-механічних задач наноелектроніки.

Фізико-технічні принципи електроніки і мікроелектроніки базуються на керуванні дрейфовим рухом електронів у кристалічних ґратах твердого тіла, а наноелектроніки — на керуванні тунелюванням електронних хвиль крізь бар'єрні структури. Останнім часом інтенсивно досліджують тунельні структури для електромагнітних і пружних хвиль.

В статті розглянуто застосування радіотехнічних та оптичних моделей в задачах наноелектроніки. Отримано аналітичні вирази для резонансних параметрів і характеристик типових бар'єрних структур. Традиційні методи дозволяють одержати лише окремі результати. Приведено експериментальні та теоретичні характеристики пристрою радіодіапазону, створеного на основі принципів і моделей наноелектроніки.

Квантово-механічний імпеданс. Модель лінії передачі

Традиційно квантово-механічні задачі вирішуються зшиванням рішень на межах з умов безперервності хвильової функції і її похідної. В імпедансній моделі [1] граничні умови враховані автоматично, що суттєво спрощує вирішення.

З рівнянь для квантово-механічної хвилі і струму в лінії передачі випливає, що квантово-механічний імпеданс дорівнює

$$Z = 2 \sqrt{2(E \mp V) / m}, \quad (1)$$

де E — енергія електрона; V — потенціальна енергія; m — ефективна маса електрона. Тут і далі верхній знак відповідає потенціальному бар'єру, а нижній — потенціальній ямі. Імпеданс і хвильове число k зв'язані співвідношенням $Z = 2\hbar k / m$. В рамках імпедансної моделі потенціальна яма або бар'єр моделюються відрізком лінії передачі з хвильовим імпедансом Z . Вхідний імпеданс такого відрізка визначається виразом

$$Z_{\text{вх}} = Z \frac{Z_{\text{н}} - ZA(B)}{Z - Z_{\text{н}}A(B)}, \quad (2)$$

де $Z_{\text{н}}$ — імпеданс навантаження; $A = itgka$; $B = itgk_b b$, k і k_b — хвильове число в області ями і бар'єра, a і b — ширина ями і товщина бар'єра. Дужки означають заміну A на B для бар'єра. У даному випадку $Z_{\text{н}} = 2 \sqrt{2E / m}$ — імпеданс зовнішнього середовища, m — ефективна маса електрона у зовнішньому середовищі.

Коефіцієнт відбиття від межі між областями з імпедансом Z і з вхідним імпедансом $Z_{\text{вх}}$ дорівнює

$$R = \frac{Z - Z_{\text{вх}}}{Z + Z_{\text{вх}}}. \quad (3)$$

Аналіз квантово-механічної структури зводиться до аналізу неоднорідної лінії передачі. Оскільки коефіцієнт відбиття (3) залежить від відношення імпедансів, то нормування імпедансів до імпедансу зовнішнього середовища дозволить спростити перетворення. Нормований імпеданс середовища з параметрами m_1 і k_1 дорівнює $Z = k_1 m / k m_1$. Це відношення входить у відомі кінцеві вирази квантово-механічних бар'єрних задач.

Симетрична двобар'єрна структура

Симетрична двобар'єрна структура (ДБС) (рис. 1, а) — базова для розуміння фізичних основ формування зонних діаграм, принципів наноелектронних пристроїв і їх конструювання. У цій структурі спостерігається резонансне тунелювання електронів (РТЕ), при якому коефіцієнт проходження дорівнює одиниці. РТЕ — ключовий ефект наноелектронних структур.

Області бар'єра і зовнішнього середовища мають різні імпеданси. Для знаходження вхідного імпедансу ДБС необхідно послідовно знаходити вхідні імпеданси на межах бар'єрів. Згідно (1) і (2) нормований вхідний імпеданс бар'єра визначається формулою

$$Z_b = \frac{1 - ZB}{1 - Z^{-1}B}, \quad (4)$$

де $Z = \sqrt{m(E - V) / m_b E}$ — нормований імпеданс бар'єра; m_b — ефективна маса електрона в області бар'єра.

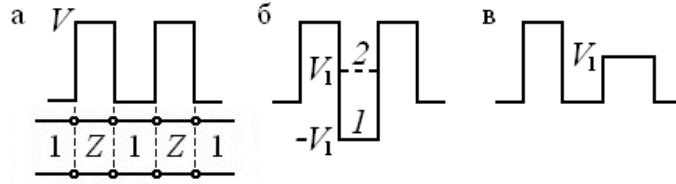


Рис. 1. Двобар'єрні структури:

а — симетрична ДБС з симетричними бар'єрами, V — висота бар'єра, 1 і Z — нормовані імпеданси зовнішнього середовища і бар'єра; б — симетрична ДБС з несиметричними бар'єрами, 1 і 2 — варіанти розташування дна потенціальної ями V_1 ; в — несиметрична ДБС, V_1 — висота правого бар'єра.

Виходячи з (2) — (4), коефіцієнт відбиття симетричної ДБС дорівнює

$$R = \frac{(1 - Z^2)[2Z + (Z^2 + 1)AB]B}{(Z^4 + 1)AB^2 + 2Z\{[(Z^2 + 1)B - Z](1 - A) - ZB^2\}}. \quad (5)$$

У режимі тунелювання ($E < V$) величини Z і k_b уявні. При РТЕ $R=0$, звідки одержимо умову для власних рівнів

$$\operatorname{tg}ka = \frac{2\operatorname{cth}\chi b}{|Z|^{-1} - |Z|}, \quad (6)$$

де $\chi = |k_b|$. Якщо $m_b = m$, з (6) маємо

$$\operatorname{tg}ka = \frac{\sqrt{E(V - E)}\operatorname{cth}\chi b}{E - 0,5V}. \quad (7)$$

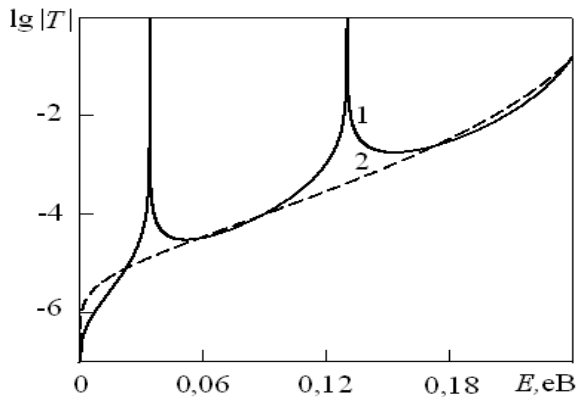


Рис. 2. Залежності коефіцієнта проходження симетричної ДБС і потенціального бар'єра подвійної товщини:
1 — ДБС; 2 — бар'єр. $V=0,24$ еВ, $a=b=2,5$ нм,
 $m_b = m = m_0$ (m_0 — маса електрона).

При $b \rightarrow \infty$, коли ДБС перетворюється у потенціальну яму, $\operatorname{cth}\chi b \rightarrow 1$ і (7) збігається з відомим виразом для власних рівнів потенціальної ями [2]. Практично, якщо $\chi b \geq 2$, то $\operatorname{cth}\chi b \approx 1$.

На рис. 2 наведено залежності коефіцієнта проходження симетричної ДБС і поодинокого бар'єра, відповідного ДБС без потенціальної ями.

Залежність 1 розраховано з (5) з урахуванням того, що $|T|^2=1-|R|^2$. Власні рівні ДБС, що відповідають РТЕ, дорівнюють 0,03 еВ і 0,13 еВ, при цьому $|T|=1$. З порівняння залежностей видно, що удалині від власних рівнів ДБС потенціальна яма практично не впливає на характеристику.

Моделі резонатора і генератора. Резонансні параметри ДБС

Квантово-механічну структуру характеризують її резонансні параметри — власні рівні і їх ширина. Традиційні методи лише в простих випадках дозволяють виразити аналітично власні рівні. В [3] для знаходження резонансних параметрів квантово-механічних структур запропоновано моделі резонатора і генератора сигналів. Розглянемо застосування цих моделей у випадку ДБС.

Для квантово-механічних хвиль ДБС уявляє собою резонатор, утворений потенціальними бар'єрами. Умови РТЕ аналогічні умовам балансу амплітуд і фаз при генерації. Ці умови виражаються рівностями:

$$|r|=|r_1|, \quad (8)$$

$$2ka+\varphi+\varphi_1=2\pi n, \quad (9)$$

де r і r_1 — коефіцієнти відбиття від лівого і правого бар'єрів; φ і φ_1 — фази коефіцієнтів відбиття r і r_1 ; $n=1, 2, \dots$ — номер енергетичного рівня. Умова балансу фаз (9) дозволяє визначити власні рівні.

Виходячи з (3) і (4), при $E < V$ одержимо:

$$r = \frac{|Z| + |Z|^{-1}}{|Z|^{-1} - |Z| + 2i\text{cth}\chi b}, \quad (10)$$

$$\varphi = \begin{cases} \arctg \frac{2\text{cth}\chi b}{|Z| - |Z|^{-1}}, & |Z| \leq 1, \\ \pi + \arctg \frac{2\text{cth}\chi b}{|Z| - |Z|^{-1}}, & |Z| > 1. \end{cases} \quad (11)$$

Раніше отриманий вираз (6) для власних рівнів симетричної ДБС впливає також з (9) і (11).

Модель резонатора дозволяє визначити і ширину рівня Γ , яка дорівнює смузі резонансу (ширині характеристики $|T|^2$) при значенні 0,5 від максимуму: $\Gamma = E/Q$, де E — власний рівень згідно (9); Q — добротність резонатора.

Виходячи з [4], після перетворень для оптичного резонатора маємо

$$Q = \alpha\beta, \quad (12)$$

де $\alpha = \pi n$; $\beta = \arcsin^{-1}[(1/\sqrt{rr_1} - \sqrt{rr_1})/2]/2$, r і r_1 дійсні, одного знака і не залежать від частоти. Множник α дорівнює набігу фаз у резонаторі на резонансній частоті: $\alpha = ka = \Delta\varphi Q$, де $\Delta\varphi$ — зсув фаз у смузі резонансу. Оскільки $r^2 + t^2 = 1$, де t

— коефіцієнт проходження, при виконанні (8) і $t \ll 1$ маємо $\beta \approx |r|/t^2$.

Для квантово-механічного резонатора необхідно врахувати особливості залежностей $k(E)$ і $r(E)$. У цьому випадку $\Delta\varphi = \Delta\varphi_a + \Delta\varphi_r$ і $\alpha = \alpha_a + \alpha_r$, де $\Delta\varphi_{a,r} = \alpha_{a,r}/Q$ — складові за рахунок ширини ями і фаз коефіцієнтів відбиття. Виходячи з (11) і враховуючи, що $Q \gg 1$, маємо

$$\alpha_r \approx \frac{V}{(V - E)(|Z| + |Z|^{-1})}. \quad (13)$$

Оскільки $\alpha_a \approx ka/2$, а при $E \ll V$ $\alpha_r \approx \varphi/2$, то з урахуванням (9) отримаємо $\alpha \approx \pi n/2$. В результаті підстановки в (12) α і $|t|$ при $|r| \approx 1$ [1], для відносної ширини рівня одержимо

$$\hat{\Gamma} \approx \frac{8}{\pi n} \left(\frac{\text{sh}^{-1} \chi b}{|Z| + |Z|^{-1}} \right)^2. \quad (14)$$

У таблиці наведені значення першого рівня і його ширини для симетричної ДБС згідно (6) і (14) у порівнянні з [5], де ці параметри розраховано традиційним методом. Матеріал ями — GaAs, $m = 0,067m_0$. Для AlGaAs $V = 0,23$ eV і $m_b = 0,09m_0$, для AlAs $V = 1,355$ eV і $m_b = 0,15m_0$. Значення рівнів згідно (6) більш точні, оскільки баланс фаз високочутливий до відхилень від резонансу. Для порівняння з результатами (14) наведені точні значення ширини рівня, розраховані виходячи з (5). Результати згідно (5) і (14) не збігаються лише в першому і третьому випадках з похибками відповідно 3% і 7%, а при використанні (13) тільки в третьому випадку з похибкою 4%. Значення ширини рівня згідно [5] не збігаються з точними у першому, другому і шостому випадках з похибками відповідно 3%, 7% і 11%.

Перший рівень і його ширина для симетричної ДБС

Матеріал бар'єра	b , нм	a , нм	E , eV		Γ , eV		
			(6)	[5]	(5)	(14)	[5]
AlGaAs	5	5	0,07352	0,07348	$4,0 \times 10^{-4}$	$4,1 \times 10^{-4}$	$3,9 \times 10^{-4}$
	4	5	0,07342	0,07337	$1,4 \times 10^{-3}$	$1,4 \times 10^{-3}$	$1,3 \times 10^{-3}$
	3	5	0,07305	0,07301	$4,5 \times 10^{-3}$	$4,8 \times 10^{-3}$	$4,5 \times 10^{-3}$
AlAs	2,5	4,5	0,13723	0,13712	$4,0 \times 10^{-6}$	$4,0 \times 10^{-6}$	$4,0 \times 10^{-6}$
	1,5	4,5	0,13711	0,13700	$3,2 \times 10^{-4}$	$3,2 \times 10^{-4}$	$3,2 \times 10^{-4}$
	2,8	6,2	0,08532	0,08524	$3,6 \times 10^{-7}$	$3,6 \times 10^{-7}$	$4,0 \times 10^{-7}$

При $m_b = m$ і $\chi b \geq 1,2$ з (14) одержимо

$$\hat{\Gamma} \approx \frac{32}{\pi n} \frac{E(V-E)}{V^2} \exp(-2\chi b). \quad (15)$$

На рис. 3 наведено залежності відносної ширини рівня симетричної ДБС. Як бачимо, формула (15) виконується у широкому діапазоні енергії.

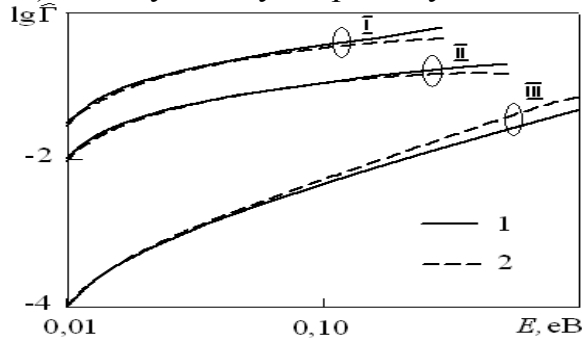


Рис. 3. Залежності відносної ширини рівня симетричної ДБС: 1 — точні; 2 — наближені згідно (15). $V=0,2$ eV, $m_b=m=0,1m_0$. $b=2$ нм, $n=1$ (I) і $n=3$ (II); $b=6$ нм, $n=1$ (III).

У режимі надбар'єрного проходження ($E > V$) власні рівні симетричної ДБС складаються з власних рівнів потенціальної ями, обмеженої бар'єрами, і власних рівнів бар'єра. З (4) і (9) для першої складової маємо:

$$\operatorname{tg}ka = \frac{2\operatorname{ctg}k_b b}{Z + Z^{-1}}. \quad (16)$$

Отриманий вираз включає і режим тунелювання ($E < V$): з (16) впливає (6).

У симетричній ДБС з несиметричними бар'єрами (рис. 1, б) коефіцієнт відбиття дорівнює $r = (Z_1 - Z_b) / (Z_1 + Z_b)$, де Z_1 — імпеданс в області ями. З умови балансу фаз (9), для власних рівнів отримаємо

$$\operatorname{tg}ka = \frac{2ZZ_1(1 - Z^2)\operatorname{tg}k_b b}{Z^2(Z_1^2 - 1) + (Z_1^2 - Z^4)\operatorname{tg}^2 k_b b}. \quad (17)$$

Для симетричних бар'єрів $V_1=0$, $Z_1=1$ і з (17) впливає (16).

При $E < V$ і $m_a = m_b = m$

$$\operatorname{tg}ka = \frac{\sqrt{E(V-E)}\mu}{(E - 0,5V)\operatorname{th}\chi b + v},$$

де m_a — ефективна маса електрона в області ями; $\mu = (E \pm V_1) / E$;

$v = \pm V_1(V - E + E\operatorname{th}^2\chi b) / V\operatorname{th}\chi b$, знаки «+» і «-» відповідають варіантам ями 1 і 2.

Отриманий вираз відрізняється від виразу (7) для симетричної ДБС з симетричними бар'єрами параметрами μ і v .

У несиметричній ДБС (рис. 1, в) умова балансу амплітуд (8) у загальному ви-

падку не виконується. Розглянемо окремий випадок: $r_1=r$ у режимі тунелювання ($E < V$, $E < V_1$). З (10) випливає $|Z_1|=|Z|$ і $\chi_1 b_1 = \chi b$, де індексом 1 позначені параметри правого бар'єра. Звідси $E = (V_1 m_b - V m_{b1}) / (m_b - m_{b1})$ і $m_{b1} / m_b = b / b_1$. Значення a і Γ визначаються (6) і (14).

Така несиметрична ДБС має лише один рівень РТЕ, що дозволяє сформувати односмугову характеристику проходження на відміну від декількох смуг симетричної ДБС. Рис. 4 ілюструє подавлення небажаного відгуку за рахунок несиметрії ДБС. Параметри рівнів несиметричної і симетричної ДБС, що збігаються: $E = 0,12$ еВ, $\Gamma = 7 \times 10^{-4}$ еВ.

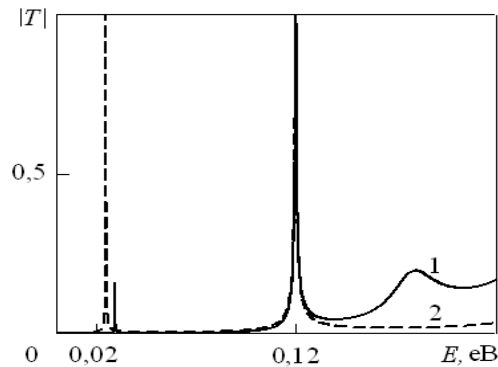


Рис. 4. Залежності коефіцієнта проходження ДБС: 1 — несиметрична ДБС; 2 — симетрична ДБС. $V = 0,22$ еВ, $V_1 = 0,14$ еВ, $a = 7$ нм, $b = 2$ нм для несиметричної і $b = 2,1$ нм для симетричної ДБС, $b_1 = 10$ нм, $m_b = 0,5m_0$, $m_{b1} = m = 0,1m_0$.

Резонансне проходження хвиль

Резонансне проходження хвиль має виняткову значимість у формуванні характеристик хвильових структур. Незвичайні властивості такого проходження в режимі тунелювання — резонансного тунелювання — можна використати в багатьох застосуваннях, у тому числі в спектральній селекції. Формування умов переходу з резонансного тунелювання в звичайне забезпечує надзвичайно високу розв'язку сигналів у робочій і неробочій областях частоти або енергії.

Розглянемо фізичні особливості умов резонансного проходження (тунелювання) хвиль. Значення звичайного, нерезонансного коефіцієнта проходження менше одиниці внаслідок відбиття падаючої хвилі від неоднорідностей структури. На власних (резонансних) частотах, відповідних резонансному проходженню, у структурі формується стояча хвиля. Збурення стоячої хвилі компенсують неоднорідності хвильових збурень на неоднорідностях структури, так що падаюча хвиля проходить ці неоднорідності як однорідне середовище. Відповідно до імпедансної моделі збурення стоячої хвилі узгоджують

середовища з різними хвильовими імпедансами. При такому узгодженні в будь-якій точці дисперсивних шарів структури вхідні імпеданси в протилежних напрямках рівні. Ця умова може бути використана для знаходження резонансних параметрів структури. При конструюванні структур з резонансним проходженням (тунелюванням) хвиль в структурі необхідно сформувати внутрішні резонансні області, що компенсують вплив хвильових неоднорідностей.

Однobar'єрні структури та двоямний потенціал

У ДБС резонатор, що формує стоячу хвилю, знаходиться усередині бар'єра, так що утворюються два бар'єри з потенціальною ямою між ними. Інше рішення — помістити бар'єр у резонатор, утворений потенціальною ямою або бар'єром. У результаті одержимо симетричні однobar'єрні структури з РТЕ (рис. 5, а і б). Лінія передачі, що моделює ці структури, аналогічна лінії передачі для ДБС. Як і ДБС, ці структури утворено трьома областями — внутрішньою і двома зовнішніми. З виразу для коефіцієнта відбиття одержимо умову для власних значень:

$$B = \frac{2ZZ_1(Z_1^2 - 1)A}{(Z^2 - Z_1^4)A^2 + Z_1^2(1 - Z^2)} \quad (18)$$

де внутрішній області відповідають Z , B і b , зовнішнім — Z_1 , A і a .

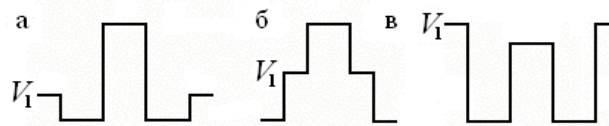


Рис. 5. Однobar'єрні структури та двоямний потенціал: а — симетрична однobar'єрна структура з потенціальними ямами; б — симетрична однobar'єрна структура з потенціальними сходишками; в — двоямний потенціал.
 V_1 — висота потенціальних сходинок.

Однobar'єрні резонансно-тунельні структури становлять інтерес для пристроїв обробки сигналів на різних хвилях [6, 7]. Такі структури мають високі селективні властивості. Смуга пропускання відповідає резонансному тунелюванню. Поза смугою пропускання тунельний бар'єр має надзвичайно низьку прозорість, що забезпечує значне загасання сигналу. Тунельному бар'єру відповідає кристалоподібна структура (КС) - напівпровідникові надграти, фотонний, електромагнітний або фононний кристал - у режимі забороненої зони.

Мікросмужкові електромагнітні кристали (ЕК) дозволяють значно покращити характеристики пристроїв радіодіапазону. В [8] запропоновано, теоретично і експериментально досліджено високовибірний ЕК на основі комбінованих ЕК-неоднорідностей з хвильовим імпедансом суттєво вищим, ніж в традиційних

рішеннях. ЕК-неоднорідності на основі ненаскрізних металізованих отворів [9], навпаки, забезпечують суттєво нижчий імпеданс. Завдяки значному розширенню діапазону хвильових імпедансів стає можливим і значне зменшення габаритів пристроїв обробки сигналів.

На рис. 6 наведені характеристики, які ілюструють вибірність однобар'єрної резонансно-тунельної структури на основі КС. Резонансні області утворені шарами з відносним імпедансом $Z=10$, КС — шарами з відносними імпедансами $Z_1=5$ і $Z=10$, що чергуються. Вибірність однобар'єрної структури суттєво перевищує вибірність традиційної структури — КС з резонансною порожниною і імпедансом зовнішнього середовища, рівним Z : мінімум коефіцієнта проходження дорівнює 0,33 для КС і 0,06/0,03 для однобар'єрних структур 1/2. Залежність 2 ілюструє можливість формування характеристики з заданою смугою пропускання вибором розмірів резонансних областей.

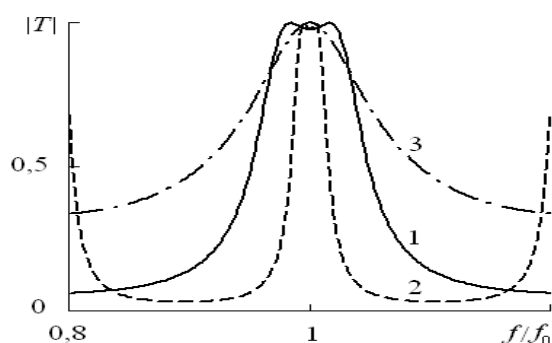


Рис. 6. Частотні залежності коефіцієнта проходження однобар'єрної і кристалоподібної структур: 1 і 2 — однобар'єрна структура на основі КС, число чвертьхвильових шарів КС — 5, $a=\lambda_0/2$ (1) і $a=4\lambda_0$ (2), де λ_0 — довжина хвилі на частоті резонансного тунелювання f_0 ; 3 — КС з внутрішньою напівхвильовою резонансною порожниною.

При моделюванні молекул і квантових обчислень використовують двоямний потенціал (рис. 5, в), утворений, як і розглянуті потенціали трьома областями. Якщо $E > V_1$, а також при $V_1 = \infty$ власні рівні такого потенціалу визначаються (18).

В окремому випадку, коли $E > V_1 = V$ і $m_a = m_b = m$, маємо $Z=1$ і $Z_1 = \sqrt{E/(E-V)}$.

Власні рівні визначаються виразами $\text{tg}ka=0$ і $\text{tg}ka = \frac{\sqrt{E(E-V)}\text{ctg}k_b b}{E-0,5V}$. Якщо

$V_1 = \infty$ і $m_a = m_b = m$, то (18) перетвориться до виду $\text{tg}^2ka + 2\xi\text{cth}\chi b\text{tg}ka + \xi^2 = 0$, де $\xi = k/\chi$. Власні рівні визначаються виразами $\text{tg}ka = -\xi\text{cth}(\chi b/2)$ і $\text{tg}ka = -\xi\text{th}(\chi b/2)$, що збігається з [10], де докладно розглянуто такий потенціал.

Фільтр на основі ЕК-неоднорідностей

Викладені вище моделі і ідеї покладено в основу конструкції мікросмушко-

вого фільтра на основі ЕК-неоднорідностей (рис. 7, а).

Неоднорідності в металізованій поверхні і в діелектрику сформовано наскрізними круглими отворами, а на сигнальній поверхні — змінною шириною провідника. Сигнальний провідник виконано з'єднанням смужкових відрізків і дротового провідника. Фільтр утворений п'ятьма хвилевими областями: дві ЕК-неоднорідності, два відрізка вузького і відрізок широкого сигнального провідника. Ці області формують трирівневу відносну імпедансну залежність. ЕК-неоднорідності утворюють двобар'єрну імпедансну структуру.

Конструктивні параметри фільтра: ширина 13 мм, довжина 52,5 мм, ширина зовнішніх відрізків смужкового провідника 1,1 мм, діаметр отворів і ширина внутрішнього відрізка смужкового провідника 8 мм, діаметр дротового провідника 0,1 мм, довжини вузького і широкого відрізків сигнального провідника 5,8 і 14,9 мм. Матеріал основи — Rogers RO3010, товщина основи 1,28 мм, відносна діелектрична проникність 10,2, тангенс кута діелектричних втрат 0,0015 на частоті 10 ГГц, товщина металізації 0,035 мм. Хвильовий імпеданс Z і ефективна діелектрична проникність $\epsilon_{\text{еф}}$ зовнішніх відрізків смужкового провідника дорівнюють 50 Ом і 6,7. Без врахування зовнішніх відрізків смужкового провідника довжина фільтра дорівнює 42,5 мм, що складає 1,2 довжин хвилі на розрахунковій середній частоті $f_0=3,28$ ГГц при $\epsilon_{\text{еф}}=6,7$.

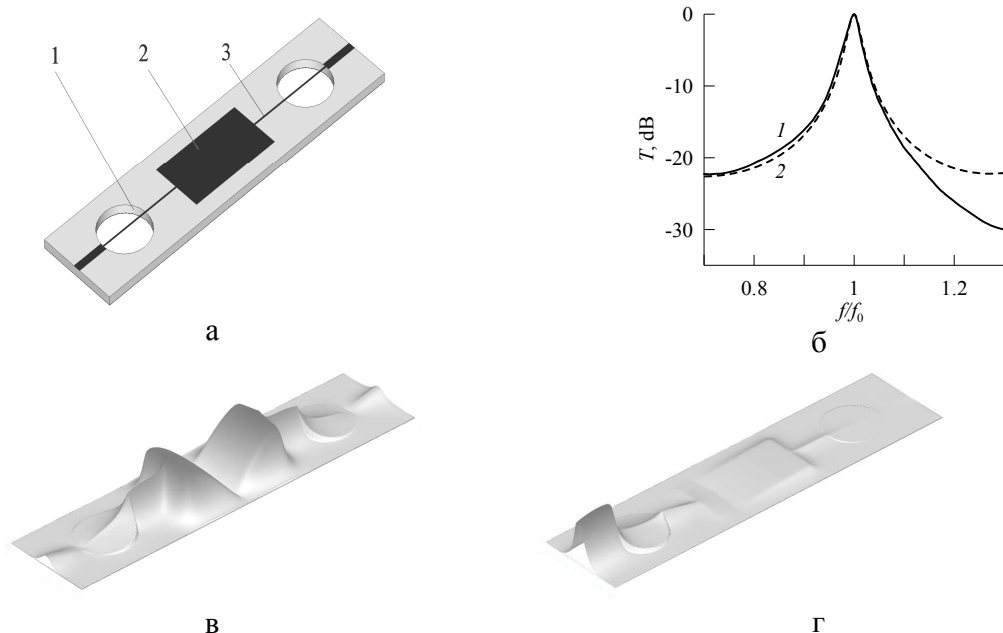


Рис. 7. Фільтр на основі ЕК-неоднорідностей: а — структура фільтра, 1 — ЕК-неоднорідність, 2 — низькоомний смужковий відрізок, 3 — дротовий провідник; б — експериментальна (1) та розрахункова (2) амплітудно-частотні характеристики фільтра; в, г — напруженість електричного поля (по модулю) на частотах

максимуму (в) і мінімуму (г) коефіцієнта проходження.

На рис. 7, б наведені амплітудно-частотні характеристики фільтра. Розрахунок проведений тривимірним моделюванням у програмному пакеті Microwave Studio. Експериментальне значення $f_0=3,14$ ГГц; експериментальні і розрахункові значення ширини смуги пропускання за рівнем -3 дБ і внесених втрат відповідно дорівнюють 87 МГц і 89 МГц, 2,6 дБ і 2,0 дБ. Розрахункові втрати в діелектрику в три рази перевищують втрати в металі і дорівнюють 1,5 дБ.

На рис. 7, в і г представлено розраховане в Microwave Studio електричне поле в середньому перетині основи на середній частоті і на частоті 2,23 ГГц.

Рис. 7, в ілюструє резонансну локалізацію поля в напівхвильовій області, відповідної до внутрішнього відрізка смужкового провідника. Резонансна стояча хвиля компенсує хвилеві неоднорідності структури, так що падаюча хвиля резонансно проходить структуру. Без врахування втрат при резонансному проходженні амплітуди падаючої хвилі і хвилі, що пройшла, рівні. В даному випадку втрати малі. Розподіли поля на зовнішніх відрізках смужкового провідника ілюструють резонансне проходження хвилі.

Поле на рис. 7, г відповідає максимальному коефіцієнту відбиття. За рахунок високої ефективності ЕК-неоднорідності поле практично не проникає в структуру. Як видно з розподілів поля, незважаючи на те, що діаметр провідника набагато менше діаметра отвору ЕК-неоднорідності, уся ЕК-неоднорідність впливає на формування поля структури.

Значення Z і $\epsilon_{\text{еф}}$ ЕК-неоднорідності, вузького і широкого відрізків сигнального провідника відповідно дорівнюють 350 Ом, 102 Ом, 14,5 Ом і 1,5, 5,9, 8,3.

Ефективність ЕК-неоднорідності зростає з підвищенням її відносного імпедансу. Імпеданс ЕК-неоднорідності відносно імпедансів зовнішніх і внутрішнього відрізків смужкового провідника дорівнює відповідно 7 і 24. Подальше підвищення відносного імпедансу забезпечить використання ЕК-неоднорідностей не тільки з високими, але й з низькими значеннями Z , наприклад, на основі ненаскрізних металізованих отворів [9].

Потенціал на основі δ -функцій

Потенціал на основі δ -функцій — зручна, широко використовувана модель. За допомогою решіток δ -бар'єрів моделюють ідеальні кристали, дефекти в кристалах, тампівські поверхневі рівні [11, 12]. Модель на основі δ -бар'єрів застосовують для ДБС [13, 14]. Як показано нижче, потенціальна δ -неоднорідність у вигляді δ -бар'єра або δ -ями своєрідно трансформує імпеданс, вносячи в нього реактивну складову. Дельта-неоднорідність моделює високий тонкий бар'єр або глибоку вузьку яму, які позначимо як ϵ -неоднорідність.

Потенціал δ -неоднорідності площею α і шириною $\Delta \rightarrow 0$ дорівнює

$V=\alpha/\Delta \rightarrow \infty$. З урахуванням (1), імпеданс і хвильове число δ -ями і δ -бар'єра визначаються виразами $Z_1=2\sqrt{2\alpha/\Delta m_\delta}$, $k_a=c/\sqrt{\Delta}$ і $Z=iZ_1$, $k_b=ik_a$, де m_δ — ефективна маса електрона в області δ -неоднорідності; $c=\sqrt{2\alpha m_\delta}/\hbar$.

Оскільки для δ -ями $A=ic\sqrt{\Delta}$, а для δ -бар'єра $B=-c\sqrt{\Delta}$, то, згідно (2), вхідний імпеданс δ -неоднорідності дорівнює $Z_0 \pm i4\alpha/\hbar$. Дельта-неоднорідність вносить в імпеданс реактивну складову: δ -бар'єр — індуктивну, а δ -яма — ємнісну. Ця складова залежить лише від площі δ -неоднорідності і не залежить від ефективної маси. Оскільки ємнісна складова компенсує індуктивну, то δ -яма компенсує вплив δ -бар'єра. Повна компенсація відповідає РТЕ крізь δ -бар'єр.

Нормований вхідний імпеданс δ -неоднорідності дорівнює

$$Z_\delta=1+i2\eta, \quad (19)$$

де $\eta=\pm\alpha m/\hbar^2 k$. Підставимо в (3) $Z=1$ і $Z_{\text{вх}}=Z_\delta$ і одержимо коефіцієнт відбиття від δ -неоднорідності:

$$R=\frac{1}{i\eta^{-1}-1}. \quad (20)$$

При $E>0$

$$R=\frac{1}{\pm i\hbar\alpha^{-1}\sqrt{2E/m}-1}, \quad (21)$$

що збігається з [13], де розглянуто δ -бар'єр. Коефіцієнти відбиття рівних по площі і однакових за характером δ -неоднорідностей рівні, а різних за характером — рівні по модулю. Таким чином, ступінь локалізації хвилі δ -бар'єром така ж, як і δ -ямою рівної площі.

Виходячи з (2) і (3), коефіцієнт відбиття від симетричної потенціальної ями або бар'єра кінцевих розмірів визначається виразом

$$R=\frac{(Z^2-1)A(B)}{2Z-(Z^2+1)A(B)}. \quad (22)$$

На рис. 8 наведено залежності, що відповідають (21) і (22), для δ - і ε -неоднорідностей рівної площі. Максимальна відносна похибка δ -моделі бар'єра дорівнює 5%, ями — 10%. Незважаючи на умову $E \ll V$, δ -модель забезпечує апроксимацію і при $E > V$. У діапазоні до 1 еВ при $b_\varepsilon=1$ нм максимальна похибка δ -моделі дорівнює 8%, а при $b_\varepsilon=0,5$ нм і $b_\varepsilon=1$ нм і $m_b=m=m_0$ — відповідно 8% і 4%. Похибка менше для бар'єра. У випадку ε -ями з параметрами ε -бар'єра рис. 7 похибка становить 10% уже при $E=0,3$ еВ.

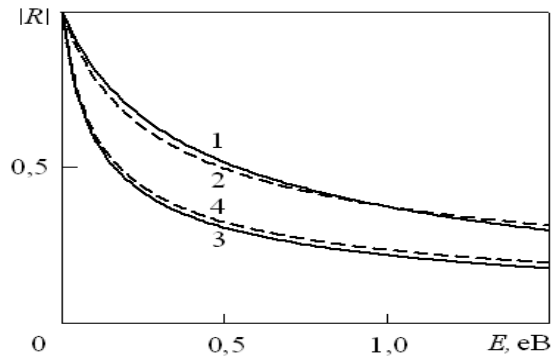


Рис. 8. Залежності коефіцієнтів відбиття від ε - і δ -неоднорідностей: 1 і 2 — ε - і δ -бар'єр; 3 і 4 — ε - і δ -яма. Параметри ε -неоднорідностей: $V=1$ еВ, товщина ε -бар'єра $b_\varepsilon=0,5$ нм, ширина ε -ями $a_\varepsilon=0,3$ нм. Для ε - і δ -неоднорідностей $m_a=m_b=m=0,1m_0$.

Згідно (20), коефіцієнт відбиття від δ -ями при $E<0$ визначається виразом

$$R = \frac{1}{\hbar\alpha^{-1}\sqrt{2|E|/m-1}}$$

Коефіцієнт відбиття дорівнює відношенню амплітуд зворотної і прямої хвиль на межі між зовнішнім середовищем і потенціальною ямою з боку зовнішнього середовища. Оскільки зовнішнє середовище реактивне, ці хвилі експонентні. Власному рівню енергії відповідає резонанс і режим стоячих хвиль у потенціальній ямі. З наближенням до резонансу амплітуда зворотної хвилі збільшується, а прямої зменшується. При резонансі амплітуда прямої хвилі дорівнює нулю, а залежність $R(E)$ має розрив. З цієї умови отримуємо власний рівень δ -ями $E=-m\alpha^2/2\hbar^2$, що збігається з [13]. Власні рівні ε - і δ -ями рис. 8 дорівнюють відповідно $-0,055$ еВ і $-0,059$ еВ, похибка δ -моделі — 7%.

На рис. 9 представлені характерні потенціальні залежності з δ -неоднорідностями.

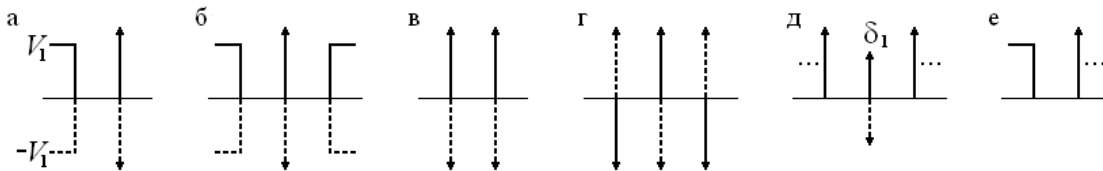


Рис. 9. Потенціальні залежності з δ -неоднорідностями: а — потенціальна сходинка вниз або уверх і неоднорідність; б — симетричні потенціальні яма або бар'єр з неоднорідністю; в, г — подвійні і потрійні неоднорідності; д — дефект

кристала, δl — неоднорідність, обумовлена дефектом; e — поверхня кристала. Відстань між сходинкою і неоднорідністю, а також між неоднорідностями дорівнює a .

Моделі, наведені на рис. 9, а і б при $V_1 = \infty$ і на рис. 9, в для ідентичних δ -бар'єрів, часто використовують у прикладних задачах. Розгляд сходинок скінченної висоти, різних за характером δ -неоднорідностей наповнює ці моделі новим змістом, зокрема, умовами РТЕ. Виходячи з (3) і (9), нескладно одержати вирази для власних рівнів таких потенціалів.

Коефіцієнт відбиття подвійної δ -неоднорідності з різними у загальному випадку неоднорідностями визначається виразом

$$R = \frac{(\eta_1 - \eta_2) \operatorname{tg}ka - i(\eta_1 + \eta_2 + 2\eta_1\eta_2 \operatorname{tg}ka)}{1 + (\eta_1 + \eta_2) \operatorname{tg}ka + i[\eta_1 + \eta_2 + (2\eta_1\eta_2 - 1) \operatorname{tg}ka]}, \quad (23)$$

де індексами 1 і 2 позначені параметри першої і другої неоднорідності.

Виходячи з (9) і (20), для власних рівнів маємо

$$\operatorname{tg}2ka = \frac{\eta_1 + \eta_2}{1 - \eta_1\eta_2} \quad (24)$$

зі зсувом значень $2ka$ на π радіан, якщо $\eta_1\eta_2 < 1$ і $\eta_1\eta_2 > -1$ відповідно при однакових і різних за характером неоднорідностях.

Нехай $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$. Для однакових за характером неоднорідностей $\eta_1 = \eta_2 = \eta$. У цьому випадку (23) і (24) перетворюються до виду

$$R = \frac{2\eta(1 + \eta \operatorname{tg}ka)}{\operatorname{tg}ka - 2\eta(1 + \eta \operatorname{tg}ka) + i(1 + 2\eta \operatorname{tg}ka)}, \quad (25)$$

$$\operatorname{tg}ka = -\eta^{-1}. \quad (26)$$

Вираз (25) впливає і з (5), а вираз (26) — з рівності нулю (25) і збігається з [13], де розглянуті ідентичні δ -бар'єри.

Для різних за характером неоднорідностей $\eta_1 = -\eta_2 = \eta$ і

$$R = \frac{2\eta(1 + i\eta) \operatorname{tg}ka}{1 - i(1 + 2\eta^2) \operatorname{tg}ka}.$$

Власні рівні, що визначаються умовою $\operatorname{tg}ka = 0$, збігаються зі значеннями резонансного проходження над симетричними ямою або бар'єром. Із цього впливає, що неоднорідності, розташовані на краях ями або бар'єра, дозволять підвищити їхню вибірність.

У потрійній δ -неоднорідності (рис. 9, г) крайні неоднорідності ідентичні, а середня має протилежний характер і подвоєну площу. Так як структура симетрична, її власні рівні відповідають РТЕ. Позначимо через Z_+ і Z_- вхідні імпеданси на лівій межі середньої неоднорідності відповідно в додатному і

від'ємному напрямках осі x . З урахуванням (2) і (3), а також комплексного спряження величин для від'ємного напрямку, маємо

$$Z_+ = \frac{Z_\delta - A}{1 - Z_\delta A} - 4i\eta, \quad Z_- = \frac{Z_\delta^* + A}{1 + Z_\delta^* A},$$

де η — параметр крайньої неоднорідності; знак «*» означає комплексне спряження. З рівності $Z_+ = Z_-$ одержимо вирази для власних рівнів:

$$\operatorname{tg}ka = -1/(2\eta + \eta^{-1}) \text{ і } \operatorname{tg}ka = 0.$$

Рис. 10 ілюструє РТЕ кризь поодинокий бар'єр у потрійний і для порівняння у подвійний ε -неоднорідності. Власні рівні потрійної ε -неоднорідності — 0,081 еВ і 0,082 еВ, а її δ -моделі — 0,082 еВ і 0,094 еВ.

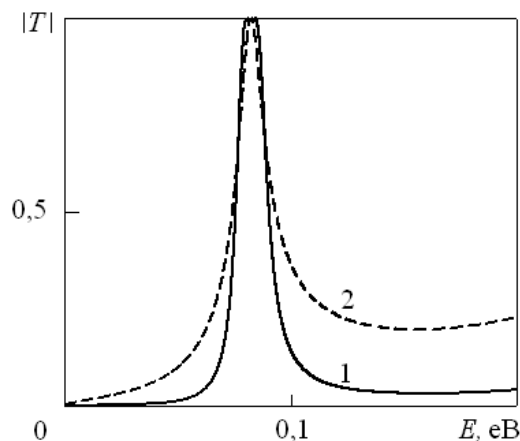


Рис. 10. Залежності коефіцієнтів проходження ε -неоднорідностей:
1 — потрійна; 2 — подвійна.

Висота ε -бар'єра 1 еВ, $a\varepsilon=0,2$ нм; глибина ε -ями 1,24 еВ, 1,60 еВ, $b\varepsilon=0,4$ нм і $b\varepsilon=0,2$ нм, $a=2$ нм і $a=1,93$ нм відповідно для потрійної і подвійної ε -неоднорідностей, $m_a=m_b=m=m_0$.

Моделювання кристалів і КС. Решітка δ -неоднорідностей

КС мають унікальні спектральні характеристики. Ці структури складають основу нових різноманітних пристроїв обробки сигналів. Традиційне моделювання кристалів і КС зводиться до вирішення хвильового рівняння з періодичними граничними умовами і базується на теоремі Блоха. Імпедансна модель дозволяє отримати нові результати, що узагальнюють хвильові властивості КС. З цієї моделі зонний характер КС і умови для заборонених зон впливають без теореми Блоха. Такий підхід відрізняється універсальністю, наочністю, можливістю використання аналогій з різних технічних областей.

Імпедансні характеристики узагальненої КС розглянуто в [15]. Розглянемо

періодичну решітку δ -неоднорідностей як наочну модель кристалів і КС. Нехай подвійна δ -неоднорідність (рис. 9, в) — фрагмент необмеженої решітки δ -неоднорідностей. У такій решітці вхідний імпеданс Z кожної з неоднорідностей однаковий. З урахуванням (2) і (19), вхідні імпеданси суміжних неоднорідностей зв'язані співвідношенням

$$Z = \frac{Z - A}{1 - ZA} + 2i\eta.$$

Звідси

$$Z = \sqrt{\psi} + i\eta, \quad (27)$$

де $\psi = 1 - \eta^2 - 2\eta \operatorname{ctg} ka$.

На рис. 11 наведено залежність $\psi(E)$, що ілюструє зонний характер пропускання необмеженої періодичної структури. При $\psi < 0$ імпеданс уявний і решітка δ -неоднорідностей стає реактивним середовищем. Ці інтервали відповідають забороненим зонам, позначеним на рис. 11 штриховою лінією; дозволені зони позначені суцільною лінією.

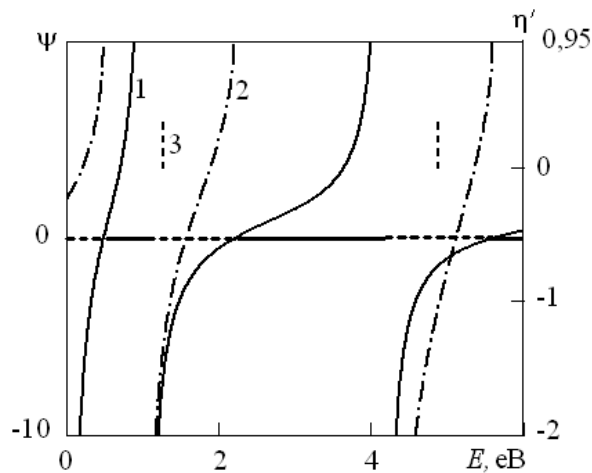


Рис. 11. Залежності $\psi(E)$ решітки δ -бар'єрів і рівнів дефекту кристала, поверхневі рівні: 1 — $\psi(E)$; 2 — рівні дефекту; 3 — поверхневі рівні. $a=0,6$ нм, $\alpha=0,5$ еВ·нм, $V_1=20$ еВ, $m_1=m=m_0$, де індексом 1 позначені параметри поверхневої сходинки.

Умові $\psi < 0$ відповідає відоме співвідношення для заборонених зон [12]

$$|\cos ka + \eta \sin ka| > 1. \quad (28)$$

У випадку δ -бар'єрів нижні границі дозволених зон визначаються умовою $\psi=0$, а верхні — $\operatorname{tg} ka=0$, коли функція ψ має розрив. Верхні границі збігаються з власними значеннями нескінченно глибокої потенціальної ями. Для нижніх границь маємо $\operatorname{tg} ka=2/(\eta^{-1}-\eta)$. При $\eta \gg 1$ дозволені зони вузькі, якщо

$\eta \ll 1$ — широкі.

Виходячи з (3) і (27), у дозволених зонах фаза коефіцієнта відбиття від δ -неоднорідності решітки дорівнює $\varphi = \pi n - ka$, де n — номер дозволеної зони. Таким чином, баланс фаз (9) виконується у всій дозволений зоні. Дозволені зони — зони власних значень кристала. У випадку δ -бар'єрів дозволені зони формуються в результаті РТЕ. Власні рівні подвійної δ -неоднорідності, що визначаються (26), перетворюють на нуль ліву частину (28) і розташовані приблизно в середині дозволених зон.

Порушення періодичності кристала і КС за рахунок дефектів і поверхні приводить до формування рівнів у заборонених зонах. Дефект у вигляді атома впровадження або заміщення моделюється неоднорідністю δ_1 з параметром η_1 (рис. 9, д). Виходячи з рівності вхідних імпедансів у протилежних напрямках на межі неоднорідності δ_1 , одержимо

$$\operatorname{tg}ka = \frac{\eta_1 + |Z|}{1 - \eta_1 |Z|}. \quad (29)$$

Криві 2 на рис. 11 ілюструють залежність рівнів дефекту від відношення параметрів дефекту і кристала $\eta' = \eta_1/\eta$.

Дефекту у вигляді вакансії відповідає умова $\eta_1 = 0$. Кристал з вакансією являє собою резонатор з резонансною порожниною шириною $2a$ і відбивачами, утвореними напівнескінченими решітками δ -бар'єрів. По-іншому — це потенціальна яма з вхідним імпедансом стінок, що дорівнює Z . Виходячи з (9) або (29), власні значення такого резонатора визначаються виразом $\operatorname{tg}ka = 2\eta$, що збігається з [12].

Для тампівських поверхневих рівнів (рис. 9, е) з умови балансу фаз або рівності нулю знаменника коефіцієнта відбиття при $E < V_1$ у заборонених зонах маємо

$$\operatorname{tg}ka = \frac{2\eta}{1 + |Z_1|^2 - 2\eta|Z_1|}.$$

Якщо $m_1 = m$, то

$$\operatorname{tg}ka = \frac{E\eta}{0,5V_1 - \sqrt{E(V_1 - E)}\eta},$$

що збігається з [12]. Глибокі нижні поверхневі рівні близькі до нижніх границь заборонених зон. На рис. 10 показано два нижні поверхневі рівні.

Висновки

Радіотехнічні та оптичні моделі дозволяють знайти аналітичні вирази для резонансних параметрів і характеристик різних бар'єрних структур наноелек-

троніки. Отримані вирази зручно використовувати при конструюванні наноелектронних пристроїв з заданими параметрами. Можливість одержання і використання аналітичних залежностей становить значний інтерес, оскільки не тільки помітно спрощується і скорочується розрахунок, але і стає можливим більш детальний аналіз впливу різних факторів на резонансні параметри. Ці моделі фізично наочно пояснюють формування спектральних характеристик КС, дають підказки відносно конструювання структур з необхідними характеристиками. Апарат теорії неоднорідних ліній передачі дозволяє аналізувати квантово-механічні структури з більш складною залежністю потенціалу.

Література

1. Нелин Е. А. Импедансная модель для “барьерных” задач квантовой механики // УФН. — 2007. — Т. 177. — №3. — С. 307–313.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 3. Квантовая механика. (Нерелятивистская теория). — М.: Физматлит. — 2002. — 808 с.
3. Нелин Е. А. Резонансные параметры двухбарьерных структур // Письма в ЖТФ — 2009. — Т. 35. — Вып. 10. — С. 6–11.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М: Наука. — 1970 — 856 с.
5. Guo H., Diff K., Neofotistos G. et al. Time-dependent investigation on the resonant tunneling in a double-barrier quantum well // Appl. Phys. Lett. — 1988. — Vol. 53, N 1.— P. 131–133.
6. Нелин Е. А. Узкополосная фильтрация на основе однобарьерных кристаллоподобных структур // ЖТФ. — 2007. — Т. 77. — Вып. 8. — С. 132–135.
7. Нелин Е. А. Резонансно-туннельные однобарьерные несимметричные кристаллоподобные структуры // ЖТФ. — 2008. — Т. 78, — Вып. 4. — С. 95–98.
8. Назарько А. И., Нелин Е. А., Попсуй В. И., Тимофеева Ю. Ф. Высокоизбирательный электромагнитный кристалл // ЖТФ.— 2010.— Т. 80.— Вып. 4.— С. 138–139.
9. Тимофеева Ю. Ф., Назарько А. И., Нелин Е. А. Фотоннокристаллический пристрій. Патент України на корисну модель № 47242. — 2010. — Бюл. №2.
10. Basdevant J.-L. Lectures on quantum mechanics. — New York: Springer. — 2007. — 308 p.
11. Лифшиц И. М., Пикар С. И. Таммовские связанные состояния электронов на поверхности кристалла и поверхностные колебания атомов решетки // УФН. — 1955. — Т. 56. — Вып. 4. — С. 531–568.
12. Галицкий В. М., Карнаков Б. М., Коган В. И. Задачи по квантовой механике. Часть 1. — М: Едиториал УРСС. — 2001. — 304 с.
13. Галицкий В. М., Карнаков Б. М., Коган В. И. Задачи по квантовой механике.— М: Наука. — 1981. — 658 с.
14. Голант Е. И., Пашковский А. Б. Двухуровневые волновые функции электронов в двухбарьерных квантово-размерных структурах в электрическом поле конечной амплитуды // ФТП. — 2000. — Т. 34. — Вып. 3. — С. 334–339.
15. Нелин Е. А. Импедансные характеристики кристаллоподобных структур // ЖТФ. — 2009. — Т.79. — Вып. 7. — С. 27–31.

Нелін Є. А. Радіотехнічні та оптичні моделі в наноелектроніці. Розглянуто застосування радіотехнічних та оптичних моделей в задачах наноелектроніки. Отримано аналітичні вирази для резонансних параметрів і характеристик типових бар'єрних структур. Наведено характеристики, що ілюструють ефективність такого підходу.

Ключові слова: імпеданс, квантова механіка, наноелектроніка.

Нелин Е. А. Радиотехнические и оптические модели в нанoeлектронике. Рассмотрено применение радиотехнических и оптических моделей в задачах нанoeлектроники. Получены аналитические выражения для резонансных параметров и характеристик типичных барьерных структур. Приведены характеристики, которые иллюстрируют эффективность такого подхода.

Ключевые слова: импеданс, квантовая механика, нанoeлектроника.

Nelin E. A. Radioengineering and optic models in nanoelectronics. Application of radioengineering and optic models to nanoelectronic problems is discussed. Analytical expressions for resonant parameters and characteristics of typical barrier structures are received. Characteristics illustrating the efficiency of such approach are presented.

Keywords: impedance, quantum mechanics, nanoelectronics.