

УДК 539.37, 537.222.22

Розподіл електростатичного потенціалу в діоді Шотткі з вбудованим шаром квантових точок

Пелешак Р. М., Бачинський І. Я., Дорошенко М. В., Комарницька Л. І.

slajider@rambler.ru

Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, кафедра загальної фізики,
вул. Стрийська 3, м. Дрогобич, 82100

З врахуванням самоузгодженого електрон-деформаційного зв'язку побудовано топологію розподілу електростатичного потенціалу $\varphi(x, y)$ в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром квантових точок (InAs) у область просторового заряду напівпровідникової матриці n -GaAs. Встановлено, що результуюче електричне поле в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром КТ визначається суперпозицією двох полів: електричного поля E_{BS} , створеного на межі контакту метал– n -напівпровідник та електричного поля E_{QD} утвореного на межі розділу КТ-напівпровідникова матриця. Показано, що потенціал вздовж напрямку розміщення КТ має осциляційний характер з періодом h , причому, період осциляції визначається кроком розміщення КТ, а в напрямку перпендикулярному до межі контакту метал–легований n -типу напівпровідник, потенціал має спадний експоненціальний характер.

1. Вступ

Сучасні нанотехнології дозволяють вирощувати, як окремі квантові точки (КТ), так і цілі масиви когерентно-напружених КТ, на основі яких створюються нано-оптоелектронні прилади (лазери, світлодіоди, діоди Шотткі) [1-6]. Побудова приладів з використанням масивів КТ (InAs/GaAs, CdTe/ZnTe) дозволяє ефективно керувати їхніми електричними та оптичними характеристиками, завдяки прогнозованому контролю технологічних параметрів таких як щільність, відстані від масиву КТ до контакту метал-напівпровідник, розміри, форма, спектр станів носіїв заряду. Зокрема, за наявності вбудованих в область просторового заряду КТ бар'єрної структури виду Шотткі за певних технологічних параметрів можливе виникнення S-подібних вольт-амперних характеристик діодів Шотткі, які можуть бути використані в високочастотній електроніці.

Напруження, які виникають при вирощуванні наногетероструктур з квантовими точками впливають на форму і величину потенціальних бар'єрів на межі КТ — матриця, ширину забороненої зони, дискретний спектр енергетичних станів локалізованих в квантовій точці, інжекцію та емісію заряду з КТ в матрицю.

Більшість задач нанофізики, які пов'язані з визначенням спектру та хвильових функцій носіїв заряду розв'язані з використанням прямокутного квантуючого потенціалу, який не враховує неоднорідності електростатичних та деформаційних полів [7]. У випадку когерентно-напружених КТ за наявності в їх околі полів пружних неоднорідних напруг глибина і форма квантуючого потенціалу визначається як характером деформаційного та електростатичного потенціалів, так і електрон — деформаційною взаємодією [8,9].

У роботах [1,2] було досліджено для одновимірного випадку, без врахування деформаційних ефектів, розподіл електростатичного потенціалу $\varphi(x)$

в області просторового заряду в околі межі контакту метал — напівпровідник GaAs з шаром квантових точок InAs [2], вольт — фарадні характеристики [2] та розподіл потенціалу і процеси транспорту в кремнієвих діодах Шотткі, які містять масив нанокластерів германію [1].

Дана робота присвячена дослідженню топології розподілу двовимірного електростатичного потенціалу $\varphi(x, y)$ з врахуванням деформаційних полів, що виникають на межі КТ — матриця (~7% —InAs/GaAs; ~4% CdTe/ZnTe) в площині шару квантових точок, які вбудовані в область просторового заряду бар'єрної структури метал — легований n -напівпровідник.

2. Геометрична модель діода Шотткі з КТ InAs

Розглядаємо структуру метал-легований донорною домішкою напівпровідник GaAs(ZnTe) з вбудованим шаром КТ (InAs, CdTe), який розміщений на відстані $x = L_d$ від поверхні металу. В шарі (напрямок OY , рис. 1) квантові точки розміщені періодично на відстані h одна від одної. Початок координати x відраховується від межі контакту метал-напівпровідник у напрямку напівпровідника.

Однією з основних характеристик діода Шотткі є висота потенціального бар'єру φ_{BS} на межі метал — напівпровідник. Висоту потенціального бар'єру можна змінювати способом введення в напівпровідникову матрицю (n -GaAs) шару КТ InAs. Границю збідненого шару при нульовому зміщенні ($V=0$) можна оцінити із такого співвідношення $W(V=0) \approx \sqrt{(2\varepsilon\varepsilon_0/eN_d)}(\varphi_{BS} - kT/e)$ [1].

Розглянемо енергетичну діаграму контакту метал — напівпровідник n -типу (n -GaAs) із вбудованим шаром квантових точок InAs (рис. 2). За початок відліку енергії взято рівень електрохімічного потенціалу (EF). Зокрема, при концентрації

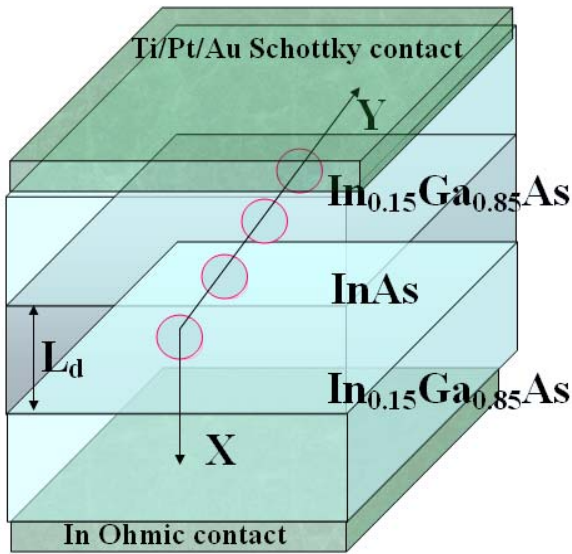


Рис. 1. Геометричне представлення діоду Шотткі - структури метал-напівпровідник з вбудованим шаром квантових точок.

ях домішок $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 10^{18} см^{-3} ширина області просторового заряду W відповідно становить 441 нм; 31 нм, яка є більшою за довжину бази діоду. Ключовим моментом для розуміння впливу квантових точок *InAs* на електростатичний потенціал в гетероструктурі є можливість приймати квантовими точками електрони із металу і оточуючої матриці (*n-GaAs*). Якщо розміри острівків *InAs* настільки малі, що рівні розмірного квантування електронів в *InAs* знаходяться вище рівня Фермі E_F , то шар *InAs* є електрично нейтральним і не впливає на величину бар'єру (рис. 2а).

Із збільшенням розміру КТ енергетичний рівень електрона опускається нижче E_F , тоді цей рівень заповниться електронами і край зони провідності в площині $x = L_d$ підніметься на величину φ_{QD} . Із рис.2b видно, що максимальна величина потенціального бар'єру φ_B дорівнює

$$\varphi_B = \begin{cases} \varphi_{BS}, & \varphi_{QD} \leq \varphi_{BS}/2, \\ \varphi_{QD} + \varphi_{BS}/2, & \varphi_{QD} > \varphi_{BS}/2. \end{cases} \quad (1) \quad \text{де}$$

У свою чергу $\varphi_{QD} + \varphi_{BS}/2 = E_1 - E_{FD}$, де E_1 — енергія залягання найнижчого рівня в квантовій точці, який заповнений електронами, відраховано від краю зони провідності *n-GaAs*, E_{FD} — положення рівня Фермі відносно локалізованого електронного рівня в квантовій точці (рис. 2). Для квантових точок, в яких висота H набагато менша від її розміру в площині росту a_{QD} ($H \ll a_{QD}$), $E_{FD} \approx \pi \hbar^2 \langle N \rangle / (m^* a_{QD}^2)$ [10], де $\langle N \rangle$ — середнє число електронів у кожній квантовій точці, m^* — ефективна маса електрона. Зокрема, для $a_{QD} = 15$ нм і $m^* = 0,057 m_0$ [11], $E_{FD} \approx 18,5 \langle N \rangle$ меВ.

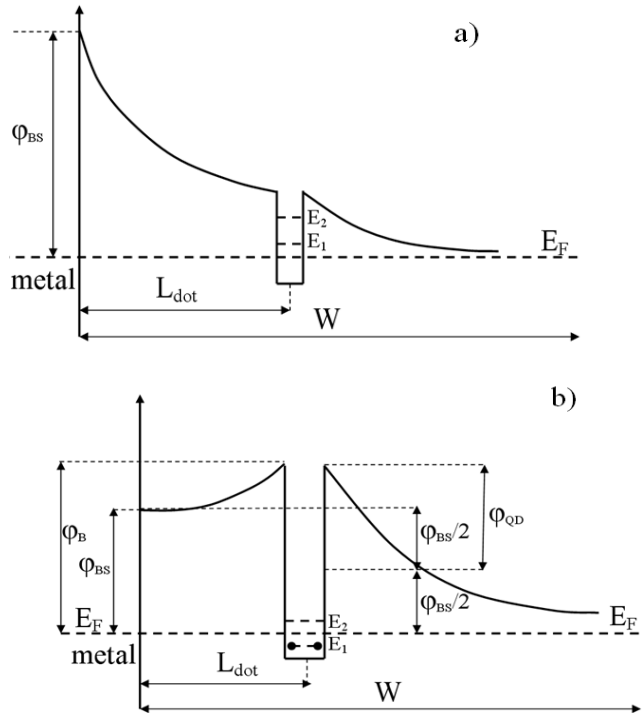


Рис. 2. Енергетична діаграма контакту метал – напівпровідник *n* – типу (*n-GaAs*) із вбудованим шаром КТ (*InAs*).

3. Математична модель діоду Шотткі з КТ

Топологія розподілу потенціалу $\varphi(x, y)$ в бар'єрній структурі метал – *n*-напівпровідник, який містить шар квантових точок, описується наступною самоузгодженою системою рівнянь: рівняння Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_i}{\partial y^2} = -\frac{eN_d}{\varepsilon_d^{(i)} \varepsilon_0} + \frac{en_{dot}}{\varepsilon_d^{(i)} \varepsilon_0 L_d} \delta\left(\frac{x}{L_d} - 1\right) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{y}{h} - n\right), \quad (2)$$

$$i = \begin{cases} 1 \equiv InAs \\ 2 \equiv GaAs \end{cases}$$

$$n_{dot} = \frac{N_{QD}}{1 + \exp\left(\left(E_n - \mu - a_A^{(i)} \varepsilon_i + e\varphi_i(x, y)\right)/kT\right)},$$

$\varepsilon_d^{(i)}$ — відносна діелектрична проникність *i*-того матеріалу наногетеросистеми; $a_c^{(i)}$ — константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності *i*-того матеріалу; ε_0 — діелектрична стала; e — заряд електрона; N_{QD} — поверхнева густина квантових точок, яка рівна для наногетероструктури *InAs/GaAs* з квантовими точками *InAs* $\approx 3 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [12]; N_d — концентрація донорів; L_d — відстань від металу до шару КТ; h — відстань між квантовими точками в напрямку *OY*;

E_n — енергія електрона локалізованого на n — тому рівні в квантовій точці, яка визначається з рівняння Шредінгера:

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_i^*} \Delta_{\mathbf{r}} + V_{def}^{(i)}(\mathbf{r}) - e\varphi_i(\mathbf{r}) \right] \psi_n^{(i)}(\mathbf{r}) = \tilde{E}_n \psi_n^{(i)}(\mathbf{r}) \quad (3)$$

В залежності від положення рівня Фермі E_F , електрон-деформаційний потенціал $V_{def}^{(i)}(\mathbf{r})$ аналітично описується співвідношенням, зонна схема якого зображена на рис. 3:

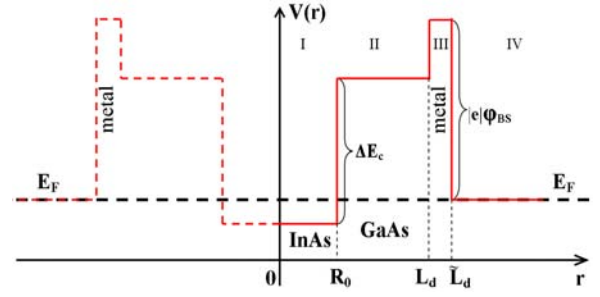


Рис. 3. Геометрична форма представлення деформаційного потенціалу контакту метал — напівпровідник n — типу (n — GaAs) із вбудованим шаром КТ (InAs).

$$E_F < E_n : V_{def}^{(i)}(\mathbf{r}) = \begin{cases} (E_F - E_c^{QD}) = -kT \ln \frac{(n_{dot})^{3/2}}{N_c^{QD}} & , 0 \leq r \leq R_0 \\ |\Delta E_c(0)| - |a_c^{(1)} \varepsilon_1| - |a_c^{(2)} \varepsilon_2| - kT \ln \frac{(n_{dot})^{3/2}}{N_c^{QD}} & , R_0 \leq r \leq L_d \\ e\varphi_{BS} & , L_d \leq r \leq \tilde{L}_d \\ 0 & , \tilde{L}_d \leq r < +\infty \end{cases} \quad (4)$$

$$E_F > E_n : V_{def}^{(i)}(\mathbf{r}) = \begin{cases} (E_F - E_c^{QD}) = -kT \ln \frac{(n_{dot})^{3/2}}{N_c^{QD}} & , 0 \leq r \leq R_0 \\ |\Delta E_c(0)| - |a_c^{(1)} \varepsilon_1| - |a_c^{(2)} \varepsilon_2| - kT \ln \frac{(n_{dot})^{3/2}}{N_c^{QD}} & , R_0 \leq r \leq L_d \\ e(\varphi_{QD} + \varphi_{BS}/2) & , L_d \leq r \leq \tilde{L}_d \\ 0 & , \tilde{L}_d \leq r < +\infty \end{cases} \quad (5)$$

де $N_c^{QD} = \frac{e^{-\frac{E_n}{kT}}}{V_{QD}}$ — ефективна густина станів у випадку невідродженого електронного газу; V_{QD} — об'єм КТ; $\tilde{L}_d = L_d + b$, b — товщина металічного контакту; $\Delta E_c(0)$ — глибина потенціальної ями для електронів в КТ InAs в недеформованій гетероструктурі InAs/GaAs; $\tilde{E}_n = E_n - \lambda_0$ — власні значення оператора Шредінгера; λ_0 — енергія дна недеформованої дозволеної зони; $\varepsilon_i = \text{Sp } \hat{\varepsilon}_i$ — параметр деформації i -того матеріалу наногетеросистеми, який визначається через зміщення атомів $\mathbf{u}_i$, які знаходяться з рівняння рівноваги

$$\nabla \text{div} \mathbf{u}_i = -D^{(i)} \cdot \mathbf{F}^{(i)}(\mathbf{r}), \quad (6)$$

де $\mathbf{F}^{(i)}(\mathbf{r}) = -e\delta \mathbf{E}^{(i)}$, $D^{(i)} = \frac{(1+\nu_i)(1-2\nu_i)}{(a^{(i)})^3 E_i (1-\nu_i)}$ тут $\delta \mathbf{E}$ — надлишкове електричне поле, яке виникає в околі напруженої межі квантова точка — матриця, напруженість якого визначається через градієнт електростатичного потенціалу $(\delta E^{(i)} = -\frac{d\varphi^{(i)}(\mathbf{r})}{dr})$; $a^{(i)}$ — параметр ґратки i -того матеріалу наногетероструктури; ν_i — коефіцієнт Пуассона; E_i — модуль Юнга.

Електрохімічний потенціал наногетеросистеми $\mu = \mu_i - e\varphi_i + a_c^{(i)} \varepsilon_i + \lambda_0$ визначається з рівняння, яке описує закон збереження заряджених частинок

$$\frac{1}{\Omega_0} \int n(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = n_0, \quad (7)$$

де Ω_0 — об'єм елементарної комірки, n_0 — середня концентрація електронів провідності в наногетероструктурі з квантовими точками.

Спектр енергій E_n і хвильові функції електрона в гетеросистемі InAs/GaAs з КТ InAs визначаються з умови неперервності хвильових функцій і густини потоку імовірності на напруженій межі квантова точка — матриця, разом із умовою регулярності функцій $R_n^{(i)}(r)$ при $r \rightarrow 0, r \rightarrow \infty$ і нормуванням:

$$\begin{cases} R_n^{(1)}(r)|_{r=R_0} = R_n^{(2)}(r)|_{r=R_0}, \\ R_n^{(2)}(r)|_{r=L_d} = R_n^{(3)}(r)|_{r=L_d}, \\ R_n^{(3)}(r)|_{r=\tilde{L}_d} = R_n^{(4)}(r)|_{r=\tilde{L}_d}, \\ \frac{1}{m_1^*} \frac{dR_n^{(1)}(r)}{dr} |_{r=R_0} = \frac{1}{m_2^*} \frac{dR_n^{(2)}(r)}{dr} |_{r=R_0} \\ \frac{1}{m_2^*} \frac{dR_n^{(2)}(r)}{dr} |_{r=L_d} = \frac{1}{m_3^*} \frac{dR_n^{(3)}(r)}{dr} |_{r=L_d} \\ \frac{1}{m_3^*} \frac{dR_n^{(3)}(r)}{dr} |_{r=\tilde{L}_d} = \frac{1}{m_4^*} \frac{dR_n^{(4)}(r)}{dr} |_{r=\tilde{L}_d} \end{cases} \quad (8)$$

Розподіл потенціалу $\varphi(x, y)$ в бар'єрній структурі Шоткі з вбудованим шаром КТ у область просторового заряду (ОПЗ) знаходимо з розв'язку двовимірного рівняння Пуассона, з такими крайовими умовами:

$$\begin{cases} \varphi(0, y) = \varphi_{BS}, \\ \varphi(L_x, y) = 0, \\ \varphi(x, 0) = \varphi_{BS} - \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2, \\ \varphi(x, L_y) = \varphi_{BS} - \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}x^2, \end{cases} \quad (9)$$

де N_d — концентрація донорів; φ_{BS} — висота потенціального бар'єру на межі метал-напівпровідник. Зокрема, для арсеніду галію з концентрацією електронів ($n \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$), висота бар'єру Шотткі знаходиться в межах 0,6–1,0 еВ для більш ніж 40 розповсюджених металів [15–17]. У правій частині рівняння (2) перший доданок описує густину заряду іонізованої домішки, другий доданок — густину заряду, зумовлену захопленням електронів у стани квантових точок, які виникають за рахунок просторового квантування та виникненню дискретного спектру у квантовій точці. Ці стани локалізовані в просторі, тому густину заряду в квантових точках можна змодельовувати за допомогою добутку двох δ -функцій.

За правилом сумування за Пуассоном ряд з узагальнених функцій $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(y - nh)$ можна звести до вигляду:

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(y - nh) &= \frac{1}{|h|} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{y}{h} - z\right) e^{2\pi i k z} dz = \\ &= \frac{1}{|h|} \left(1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \cos 2\pi k \frac{y}{h}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Підставивши співвідношення (10) у рівняння (2) отримуємо двовимірне рівняння Пуассона:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{y}^2} &= -1 + \frac{N_{QD}}{N_d L_d} \delta(\tilde{x} - 1) \times \\ &\times \left(1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \cos 2\pi k \frac{\tilde{y} L_d}{h}\right), \end{aligned} \quad (11)$$

з крайовими умовами (9)

де, $\tilde{x} = \frac{x}{L_d}$, $\tilde{y} = \frac{y}{L_d}$, $\tilde{\varphi} = \frac{\varphi}{\varphi_0}$, $\varphi_0 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d} (L_d)^2$.

Топологія розподілу потенціалу знаходилась чисельно. Для апроксимації двовимірного рівняння Пуассона використовувалась п'ятиточкова різницева схема у вузлах сітки, на яку розбивається прямокутна область ($0 \leq \tilde{x} \leq \tilde{L}_x$, $0 \leq \tilde{y} \leq \tilde{L}_y$), а крайові умови Діріхле представлялися таким чином:

$$\begin{cases} \varphi_{0,j} = \tilde{\varphi}_{BS}, \\ \varphi_{n,j} = 0, \\ \varphi_{i,0} = \tilde{\varphi}_{BS} - \frac{1}{2} \tilde{x}_i^2, \\ \varphi_{i,m} = \tilde{\varphi}_{BS} - \frac{1}{2} \tilde{x}_i^2, \\ i = 1, \dots, n; j = 1, \dots, m. \end{cases} \quad (12)$$

Для знаходження розподілу потенціалу у внутрішніх вузлах сітки використовувався метод послідовних надрелаксацій [18]:

$$\varphi_{i,j}^{k+1} = \varphi_{i,j}^k + \frac{p}{4} (\varphi_{i+1,j}^k + \varphi_{i-1,j}^k + \varphi_{i,j+1}^k + \varphi_{i,j-1}^k - \varphi_{i,j}^k)$$

$$- 4\varphi_{i,j}^k - h^2 g_{i,j}) = \varphi_{i,j}^k + p r_{i,j}^k \quad (13)$$

де, $i = 1, 2, \dots, n - 1$; $j = 1, 2, \dots, m - 1$, $k = 0, 1, \dots$; R_0 — радіус КТ; $g_{i,j} = -1 + \frac{N_{QD}}{N_d} \frac{1}{\sqrt{\pi R_0}} e^{-(L_d/R_0)^2 (\tilde{x}_i - 1)^2} * \left(1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \cos 2\pi k \frac{\tilde{y} L_d}{h}\right)$

У методі послідовних надрелаксацій коефіцієнт p може приймати значення $1 \leq p < 2$. Оптимальне значення параметра p обчислюється за допомогою формули [18]

$$p = \frac{4}{2 + \sqrt{4 - \left(\cos\left(\frac{\pi}{n-1}\right) + \cos\left(\frac{\pi}{m-1}\right)\right)^2}} \quad (14)$$

Умовою зупинки ітераційної розрахункової схеми (13) є виконання такої нерівності:

$$\|r\| \leq \varepsilon, \quad \|r\| = \max_{i,j} |r_{i,j}^k| \quad (15)$$

де, $\varepsilon > 0$.

4. Результати розрахунків та їх обговорення

Алгоритм (13)-(15) розв'язування рівняння Пуассона (2) з крайовими умовами Діріхле (12) був реалізований в системі комп'ютерної математики (СКМ) Matlab. Розрахунок топології розподілу електростатичного потенціалу $\varphi(x, y)$ був проведений з врахуванням електрондеформаційного потенціалу $V_{def}^{(i)}(\mathbf{r})$ (4), (5) в бар'єрній структурі метал (Au) — напівпровідник ($GaAs$) з вбудованим шаром КТ ($InAs$) з такими значеннями параметрів: $a^{(1)} = 6.08 \text{ \AA}$; $a^{(2)} = 5.65 \text{ \AA}$; $C_{11}^{(1)} = 0.833 \text{ Мбар}$; $C_{12}^{(1)} = 0.453 \text{ Мбар}$; $C_{11}^{(2)} = 1.223 \text{ Мбар}$; $C_{12}^{(2)} = 0.571 \text{ Мбар}$; $\Delta E_c(0) = 830 \text{ меВ}$; $a_c^{(1)} = -5.08 \text{ еВ}$; $a_c^{(2)} = -7.17 \text{ еВ}$; $E_g^{(1)}(0) = 0.36 \text{ еВ}$; $E_g^{(2)}(0) = 1.452 \text{ еВ}$; $\sigma_{ef} = 10^9 \text{ Н/м}^2$; $m_1^{(e)} = 0.057 m_0$; $m_2^{(e)} = 0.065 m_0$; $\alpha = 0.657 \text{ Н/м}$.

На рис. 4а, 5а приведені числові розрахунки розподілу електростатичного потенціалу $\varphi(x, y)$ в площині XY шару квантових точок ($InAs$) вбудованих у область просторового заряду в напівпровіднику n -типу ($GaAs$) на відстанях $0 \leq x \leq W$ від межі контакту метал-легований n -типу напівпровідник. Квантові точки розміром R_0 технологічно вбудовані в шар напівпровідника на відстані $x = L_d$ від металу. Як видно (рис. 3а, 4а) потенціал $\varphi(y)$ (рис. 4с, $x = \{50 \text{ \AA}, 100 \text{ \AA}, 150 \text{ \AA}, 200 \text{ \AA}, 250 \text{ \AA}\}$) вздовж напрямку розміщення КТ в напрямку OY має осциляційний характер з періодом h , причому, період осциляції визначається кроком розміщення КТ, а в напрямку OX , перпендикулярному до межі контакту метал-легований n -типу напівпровідник, потенціал $\varphi(x)$ (рис. 4д, $y = \{50 \text{ \AA}, 100 \text{ \AA}, 150 \text{ \AA}, 200 \text{ \AA}, 250 \text{ \AA}\}$) має немонотонний характер.

Результати дослідження розподілу електронної густини в околі межі поділу КТ ($InAs$) — напівпровідникова матриця ($GaAs$) показали [9], що розподіл поверхневої густини заряду $\sigma(y)$, вздовж періодично розміщених квантових точок, можна

представити у вигляді періодичної кусково – постійної функції. В межах цього наближення потенціал $\varphi(x)$ в напрямку перпендикулярному до межі контакту метал–легований n -типу напівпровідник (Ox) описується експоненційною залежністю: $\sim \exp(-\alpha|x|)$ [20].

На рис. 4b,5b приведені числові розрахунки еквіпотенціальних ліній в околі квантових точок при різних значеннях параметрів φ_{BS} , L_d , h , R_0 , N_d , які реалізуються у експерименті [1,19] (значення цих параметрів приведені у підписах до рисунків). Аналіз розрахунків еквіпотенціальних ліній в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром КТ показує (рис.4b,5b), що крім електричного поля $\mathbf{E}_{BS}$, створеного на межі контакту метал– n - напівпровідник існує ще електричне поле $\mathbf{E}_{QD}$ утворене на межі розділу КТ- напівпровідникова матриця [9]. Результоване електричне поле в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром КТ визначається суперпозицією цих двох полів $\mathbf{E}_R = \mathbf{E}_{BS} + \mathbf{E}_{QD}$. Топологія розподілу еквіпотенціальних ліній (рис.4b,5b) показує, що x - складова напруженості результованого електричного поля в області просторового заряду між металом і шаром КТ визначається різницею складових електричних полів, створених на межі контакту метал – напівпровідник та на межі контакту КТ - матриця $E_R^x = E_{BS}^x - E_{QD}^x$. У напрямку паралельному до межі розділу метал– n - напівпровідник y - складова напруженості результованого електричного поля E_R^y має періодичний характер і в площинах $y_n = (2n+1)\frac{h}{2}$ ($n=0,1,2,\dots$) $-E_R^y = 0$. Зокрема, при значеннях параметрів $\varphi_{BS} = 0.6V$, $L_d=40\text{\AA}$; $h=100\text{\AA}$; $R_0=30\text{\AA}$; $N_d = 10^{18}\text{см}^{-3}$ x - компонента результованого електричного поля (E_R^x) поблизу межі метал– n - напівпровідник становить $5.5 \cdot 10^5 \text{В/см}$, а поблизу площини КТ – $4 \cdot 10^5 \text{В/см}$.

З приведених досліджень розподілу електростатичного потенціалу в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром квантових точок випливає, що наявність періодично розміщених квантових точок в області просторового заряду призводить до виникнення в напівпровіднику, паралельно межі контакту метал-напівпровідник, періодичних n - p або p - n переходів. Крім цього, як показують результати експериментальних досліджень вольт-амперні характеристики діодів Шотткі з вбудованим шаром квантових точок мають S -подібний характер [21] при умові, що шар квантових точок знаходиться на відстанях від межі контакту метал-напівпровідник порядку $(10 \div 30) a_0$, де a_0 -період ґратки напівпровідника.

Завдяки наявності квантових точок в бар'єрній структурі Шотткі можна підвищити коефіцієнт корисної дії (ККД) елементів сонячних батарей побудованих на основі поверхневих бар'єрних структур з вбудованим шаром КТ [22].

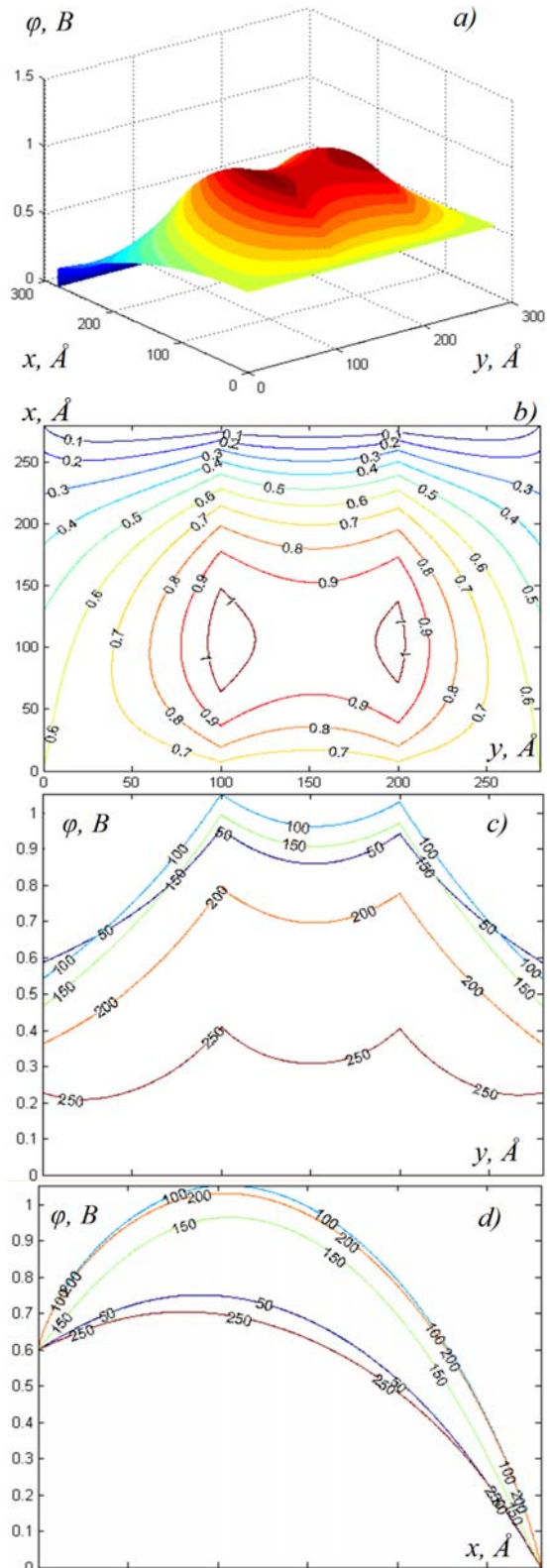


Рис. 4. Топологія розподілу електростатичного потенціалу в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром квантових точок у області просторового заряду (а), еквіпотенціальних ліній в околі квантових точок (b), координатна залежність розподілу електростатичного потенціалу вздовж напрямку розміщення КТ в напрямку Oy (c) та в напрямку перпендикулярному до межі контакту метал–легований n -типу напівпровідник в напрямку Ox (d) $\varphi_{BS}=0.6V$, $L_d=40\text{\AA}$, $h=100\text{\AA}$, $R_0=30\text{\AA}$, $N_d=10^{18}\text{см}^{-3}$.

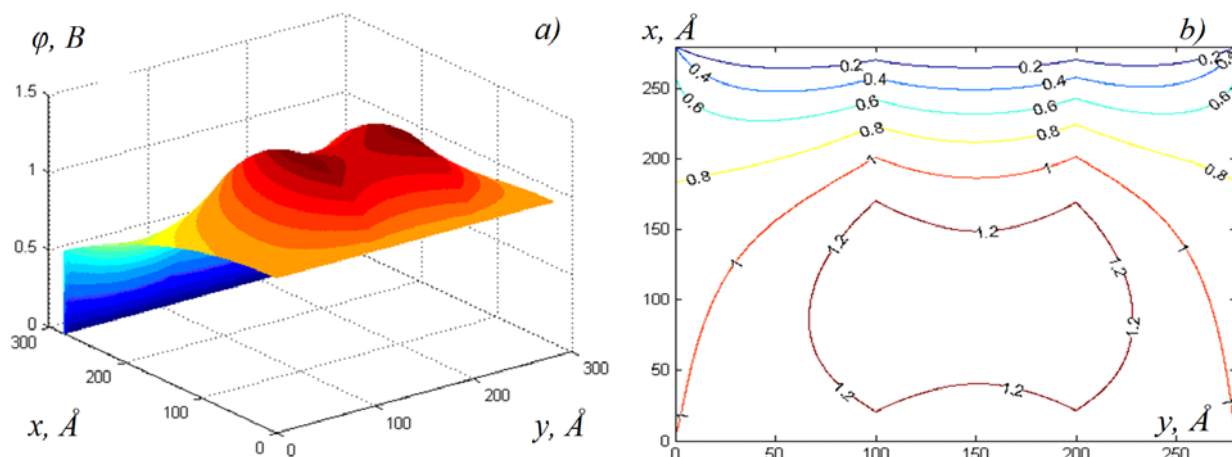


Рис.5. Топологія розподілу електростатичного потенціалу в бар'єрній структурі Шотткі з вбудованим шаром квантових точок у області просторового заряду (а), еквіпотенціальних ліній в околі квантових точок (б). $\varphi_{BS}=1\text{В}$, $L_d=40\text{Å}$, $h=100\text{Å}$, $R_0=30\text{Å}$, $N_d=10^{18}\text{см}^{-3}$.

Бібліографія

- [1] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский. Высота барьера и туннельный ток в диодах Шоттки со встроенными слоями квантовых точек // Письма в ЖЭТФ. — 2002. — **75**, № 2. — С. 113–117.
- [2] S.D. Lin, V.V. Ilchenko, V.V. Marin. Observation of the negative differential capacitance in Schottky diodes with InAs quantum dots near room temperature // Appl. Phys. Lett. — 2007. — **90**.
- [3] В.Г. Талалаев, Б.В. Новиков. Исследование структуры рекомбинационного излучения квантовых точек InAs, выращенных на вицинальных поверхностях GaAs // ФТП. — 2000. — **34**, № 4. — С. 467–475.
- [4] L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wojs. *Quantum Dots*. — Berlin: Springer, 1998.
- [5] А.В. Двуреченский, А.И. Якимов. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками // УФН. — 2001. — **171**. — Р. 7.
- [6] Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А., Копьев П.С., Алфёров Ж.И., Бимберг Д. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры // ФТП. — 1998. — **32**, № 4. — С.385–410.
- [7] Ткач М.В., Головацький В.А., Войцехівська О.М., Міхальова М.Я., Фартушинський Р.Б. Спектр електронів і дірок у сферичних наноструктурах // Журн. фіз. досл. — 2000. — **4**, № 3. — С. 342–349.
- [8] І.В. Стасюк, Р.М. Пелещак. Деформаційні і електронні стани напівпровідника поблизу межі поділу областей з різними механічними напруженостями // УФЖ. — 1994. — **39**. — С. 856.
- [9] R.M. Peleshchak, I.Ya. Bachynsky. Electric properties of the interface quantum dot - matrix // Condensed Matter Physics. — 2009. — **12**, № 2. — Р. 215–223.
- [10] V. Ryzhii, I. Khmyrova, V. Pipa et. Al. Device model for quantum dot infrared photodetectors and their dark-current characteristics // Semicond. Sci. Technol. — 2001. — **16**. — Р. 331.
- [11] Абдувахидов Х.М., Волков А.С., Галаванов В.В. Влияние всестороннего сжатия на диэлектрическую постоянную антимонида индия // ФТП. — 1970. — **4**, № 11. — С. 2180–2182.
- [12] P.N. Brounkov, A. Polimeni, S.T. Stoddart, M. Henini, L. Eaves, P.C. Main. Electronic structure of self-assembled InAs quantum dots in GaAs matrix // Appl. Phys. Lett. — 1998. — **73**. — Р. 1092.
- [13] E. Pehlke, N. Moll, and M. Scheffler. The equilibrium shape of InAs quantum dots grown on a GaAs (001) substrate // Mater. Theory. — 1996. — **1**. — Р. 9607012.
- [14] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теория упругости*. — М.: Наука, 1987. — 248 с.
- [15] Э.Х. Родерик. *Контакты металла-полупроводник*. — М.: Радио и связь, 1982.
- [16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов*. ч. 1. — М.: Мир, 1984.
- [17] G. Myburg, F.D. Aurct, W.E. Meyer, C.W. Louw, M.J. van Staden. Summary of Schottky barrier height data on epitaxially grown n- and p - GaAs // Thin Sol. Films. — 1998. — **325**. — Р. 181.
- [18] Мэтьюз Д.Г., Финк К.Д. *Численные методы. Использование Matlab*. — М.-СПб.: Вильямс, 2001. — 713 с.
- [19] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев. Управление характером токопереноса в барьере Шоттки с помощью легирования: расчёт и эксперимент для Al/GaAs // ФТП. — 2002. — **36**, № 5. — С. 537–542.
- [20] Л.И. Антонов, Л.Г. Деденко, А.Н. Матвеев. *Методика решения задач по электричеству*. — М.: Изд. Московского университета, 1982. — 168 с.

- [21] K. Yoh, H. Kazama, Y. Kitashou, T. Nekano. Bistability of Resonant Tunnel Diode tructure with *InAs* Quantum Dots // Phys.Stat.Sol.(b). — 1997. — **204**, № 3. — С. 378–381.
- [22] H.W. Li, T.H. Wang. Hysteresis in electronic transport through an ensemble of *InAs* self-assembled quantum dots //Physica B. — 2001. — **301**, № 1. — С. 174–179.