

# МІКРОСИСТЕМНІ ТА НАНОТЕХНОЛОГІЇ (MST, LIGA-ТЕХНОЛОГІЯ, АКТЮАТОРИ ТА ІН.)

---

## MICROSYSTEMS AND NANOTECHNOLOGIES (MST, LIGA-TECHNOLOGIES, ACTUATORS)

---

---

PACS: 73.21.La, 78.67.Hc

### КЕРУВАННЯ СТРУМОПЕРЕНОСОМ У ДІОДАХ ШОТТКІ ЗА ДОПОМОГОЮ КВАНТОВИХ ТОЧОК

*Р. М. Пелешчак, Н. Я. Кулик, В. Б. Британ*

Дрогобицький державний педагогічний університет імені І. Франка  
вул. І. Франка, 24, 82100, Дрогобич, Україна  
тел. (097) 94 50 962, e-mail: delenkonadia@mail.ru

### КЕРУВАННЯ СТРУМОПЕРЕНОСОМ У ДІОДАХ ШОТТКІ ЗА ДОПОМОГОЮ КВАНТОВИХ ТОЧОК

*Р. М. Пелешчак, Н. Я. Кулик, В. Б. Британ*

**Анотація.** У межах дрейфово-деформаційно-дифузійного наближення з врахуванням самоузгоджених граничних умов встановлено критерії на технологічні параметри (розмір квантової точки (КТ), поверхневу густину квантових точок, розміщення шару квантових точок відносно контакту метал - *n* - GaAs) поверхнево-бар'єрної структури виду Шотткі з вбудованим шаром квантових точок при яких вольт-амперна характеристика (ВАХ) має S-подібний характер.

**Ключові слова:** діод Шотткі, квантові точки, електрон-деформаційний та електростатичний потенціали, вольт-амперна характеристика

### CONTROL OF CURRENT TRANSPORT IN SCHOTTKY DIODE USING THE QUANTUM DOTS

*R. M. Peleshchak, N. Ya. Kulyk, V. B. Brytan*

**Abstract.** Within the drift-diffusion-deformation approximation considering the self-consistent boundary conditions, the criteria for the technological parameters (size of quantum dot (QD), the

surface density of quantum dots, placing a layer of quantum dots relative to the metal -*n*- GaAs) of surface-barrier structure of type Schottky with built layer of quantum dots at which current-voltage characteristic (CVC) has S-shaped character is established.

**Keywords:** Schottky diode, quantum dots, the electron-deformation and electrostatic potentials, current-voltage characteristic

## УПРАВЛЕНИЕ ТОКОПЕРЕНОСОМ В ДИОДАХ ШОТТКИ С ПОМОЩЬЮ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

*Р. М. Пелещак, Н. Я. Кулык, В. Б. Брытан*

**Аннотация.** В пределах дрейфово-деформационно-диффузионного приближения с учетом самосогласованных граничных условий установлены критерии на технологические параметры (размер квантовой точки (КТ), поверхностную плотность квантовых точек, размещения слоя квантовых точек относительно контакта металл -*n*- GaAs) поверхностно-барьерной структуры вида Шоттки с встроенным слоем квантовых точек при которых вольт-амперная характеристика (ВАХ) имеет S-образный характер.

**Ключевые слова:** диод Шоттки, квантовые точки, электрон-деформационный и электростатический потенциалы, вольт-амперная характеристика

### 1. Вступ

Транспортні характеристики контактів метал – напівпровідник, виготовлених у чистих епітаксійних або надвисоковакуумних умовах, є відтворюваними і добре дослідженими [1]. Струмпереніс в основному визначається параметрами потенціального бар'єру Шоттки в напівпровіднику поблизу межі з металом. Зокрема для арсеніду галію, з середньою концентрацією електронів ( $n_0 \leq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) висота бар'єру Шоттки знаходиться в межах 0.6eV – 1.0eV для більш ніж 40 розповсюджених металів. Одним із ефективних способів зміни висоти бар'єру є  $\delta$ -легування [2] при якому висота бар'єру набуває значень 0.2eV–0.25eV, а коефіцієнт неідеальності  $n < 1.5$ . Важливим є те, що значення поверхневої концентрації заряджених донорів  $N_d^+$  (наприклад, Si) в  $\delta$ -шарі GaAs можуть перевищувати  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . При цьому зниження висоти бар'єру на 0.6eV–0.8eV забезпечується за умови, якщо площа  $\delta$ -легування знаходиться від границі металу на відстанях  $L_d = 30 \text{ \AA} - 60 \text{ \AA}$ .

Завдяки існуванню сучасних нанотехнологій [3] змінювати висоту бар'єру та електричні характеристики діодів Шоттки, крім легуванням, можна введенням шару КТ у контактуючий з металом напівпровідник [4]. Крім цього, як було показано в експериментальній роботі [5] введення квантових точок InAs у квантову яму GaAs поблизу границь гетероструктури AlAs/GaAs/AlAs приводить до збільшення на порядок дрейфової швидкості носіїв струму у вузьких квантових ямах GaAs. Це пов'язано з тим, що кожна квантова точка є відбивачем для оптичних фононів в GaAs.

Явище зміни висоти бар'єру Шоттки в цьому випадку близьке за механізмом до того що, відбувається за наявності поверхневих станів на межі метал – напівпровідник [6]. Однак, якщо в останньому випадку густина локальних рівнів і їх енергетичний спектр визначається якістю границі і практично не контролюється, тоді як параметри при сучасному рівні нанотехнологій легко піддаються контролю, що дозволяють ефективно керувати електричними характеристиками приладів.

Теоретичні дослідження вольт-амперних характеристик у поверхнево-бар'єрних 2-D системах виду метал –  $i-n^+$  (або  $p^+$ ) – напівпровідник були проведені у рамках дрейфово-дифузійного наближення з врахуванням самоузгоджених граничних умов [7] без наявності шару квантових точок в області просторового заряду та без врахування деформаційних ефектів.

Дана робота присвячена дослідженню, методом самоузгоджених граничних умов, ВАХ поверхнево-бар'єрної структури виду Шотткі з вбудованим шаром КТ в межах дрейфово-деформаційно-дифузійного підходу.

## 2. Дрейфово-деформаційно-дифузійна модель

Розглядається шарувата структура (рис. 1): метал – нелегований напівпровідник ( $i$ -шар, GaAs) з вбудованим шаром КТ (InAs), який розміщений на відстані  $x = L_d$  від поверхні металу та сильно легований напівпровідник ( $n^+$ - GaAs). Координата  $x$  відраховується від межі контакту метал – напівпровідник у напрямку напівпровідника.

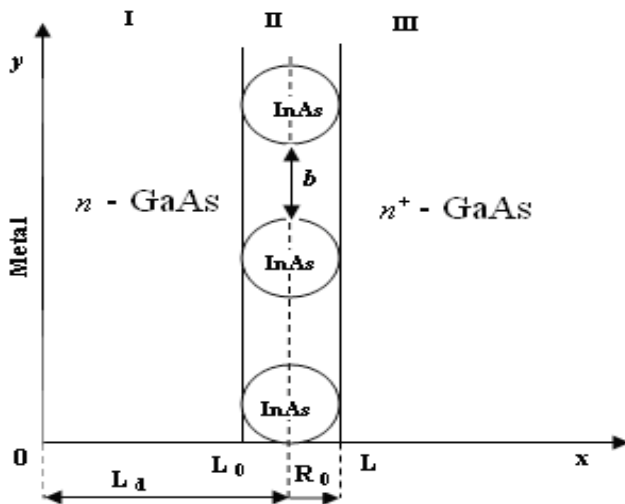


Рис. 1. Геометрична модель контакту метал – напівпровідник з вбудованим шаром КТ ( $b > R_0$ ).

Основу дрейфово-деформаційно-дифузійного підходу складає наступна самоузгоджена система рівнянь: для електрохімічного потенціалу, складовими якого є хімічний, електростатичний та деформаційний потенціали; для густини струму; рівняння Пуассона; механіч-

ної рівноваги, електронної густини і самоузгоджених граничних умов. Зокрема, для напівпровідникового шару ( $n$ - GaAs) рівняння для електрохімічного потенціалу, густини струму та рівняння Пуассона для 1-ої області ( $0 \leq x \leq L_0$ ) мають наступний вигляд:

$$\chi_1(x) = kT \ln \left( \frac{n_1(x)}{N_1} \right) - q\varphi_1(x), \quad (1)$$

$$j = \mu n_1(x) \frac{d\chi_1}{dx}, \quad (2)$$

$$\frac{dE_1}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_1 \varepsilon_0} n_1(x), \quad (3)$$

де  $\chi_1(x)$  – електрохімічний потенціал;  $n_1(x)$  – концентрація електронів;  $N_1 = 2(2\pi m kT/h^2)^{3/2}$  – ефективна густина станів;  $m$  – ефективна маса електрона;  $\mu$  – рухливість електронів;  $\varphi_1(x)$  – електростатичний потенціал;  $E_1 = -\frac{d\varphi_1}{dx}$  – напруженість

електричного поля на межі метал – напівпровідник;  $\varepsilon_1$  – відносна діелектрична проникливість матеріалу напівпровідника;  $\varepsilon_0$  – діелектрична стала;  $q$  – заряд електрона.

Із (1)–(3) отримаємо нелінійне рівняння 2-го порядку для напруженості електричного поля у 1-ій області:

$$\frac{kT}{q} E_1'' + E_1 \cdot E_1' = -\frac{j}{\mu \varepsilon_1 \varepsilon_0}. \quad (4)$$

Перейшовши до безрозмірних величин

$$\hat{E}_1 = \frac{ql}{kT} E_1, \quad \hat{j} = \frac{q^2 l^3}{\mu \varepsilon_1 \varepsilon_0 (kT)^2} j, \quad \hat{x} = \frac{x}{l}, \quad \hat{L} = \frac{L}{l}, \quad \hat{L}_0 = \frac{L_0}{l},$$

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_3 \varepsilon_0 \chi_0}{3q^2 N_3}}, \quad \chi_0 = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 N_3)^{2/3},$$

та інтегруючи один раз рівняння (4), отримаємо:

$$\hat{E}_1' + \frac{\hat{E}_1^2}{2} + \hat{j} \cdot \hat{x} = A_1, \quad (5)$$

де  $A_1$  – стала інтегрування.

Розв'язок рівняння (5) виражається через

функції Ейрі [8] та їх похідні:

$$\hat{E}_1(\hat{x}) = S \frac{Ai'(y_1) + C_1 \cdot Bi'(y_1)}{Ai(y_1) + C_1 \cdot Bi(y_1)}, \quad (6)$$

де  $S = -2 \left[ \frac{\hat{j}}{2} \right]^{\frac{1}{3}}$ ,  $C_1$  – стала інтегрування,  $y_1(\hat{x}) = \left[ \frac{\hat{j}}{2} \right]^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{A_1}{\hat{j}} - \hat{x} \right]$ .

Для шару КТ (InAs) ( $L_0 \leq x \leq L$ ) вирази для електрохімічного потенціалу, густини струму та рівняння Пуассона запишуться:

$$\chi_2(x) = E_n - kT \ln \left( \frac{N_2}{n_2(x)} - 1 \right) - \Delta_i + a_c^{QD} \varepsilon - q\varphi_2(x) \quad (7)$$

$$j = \mu_2(x) \frac{d\chi_2}{dx}, \quad (8)$$

$$\frac{dE_2}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_2 \varepsilon_0} n_2(x), \quad (9)$$

де  $\chi_2(x)$  – електрохімічний потенціал квантових точок;  $E_n$  – енергія електрона локалізованого на  $n$ -тому рівні в квантовій точці, яка визначається з рівняння Шредінгера з скінченною потенціальною ямою [9]. Зокрема, при

$R_0 = 30 \text{ \AA}$ ,  $N_{QD} = 5.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  (поверхнева густина квантових точок) енергія основного стану електрона  $E_n$  рівна 0,372 еВ;  $N_2 = N_{QD} \delta(E - E_n)$  – ефективна густина станів в КТ;  $n_2(x)$  – концентрація електронів у квантовій точці;  $\Delta_i$  – розрив зон провідності в точці  $\Gamma_6$  на межах контакту легований напівпровідник – КТ;  $a_c^{QD}$  – константа гідростатичного деформаційного потенціалу зони провідності матеріалу квантової точки;  $\varphi_2(x)$  – електростатичний потенціал квантової точки;

$E_2 = -\frac{d\varphi_2}{dx}$  – напруженість електричного поля в КТ;  $\varepsilon_2$  – відносна діелектрична проникливість матеріалу квантової точки;  $\varepsilon = Sp\hat{\varepsilon}^{(i)}$

– параметр деформації матеріалу КТ ( $Sp\hat{\varepsilon}^{(i)} = \varepsilon_{rr}^{(i)} + \varepsilon_{\phi\phi}^{(i)} + \varepsilon_{\theta\theta}^{(i)}$ ), який визначається через зміщення атомів  $u_r^{(i)}$  ( $i = 2$ ), які знаходяться з рівняння рівноваги [9,10]

$$\vec{\nabla} \text{div} \vec{u} = 0 \quad (10)$$

з такими граничними умовами для сферичної КТ

$$[10,11,12]: \begin{cases} 4\pi R_0^2 (u_r^{(2)}|_{r=R_0} - u_r^{(1)}|_{r=R_0}) = \Delta V, \\ \sigma_{rr}^{(1)}|_{r=R_0} = \sigma_{rr}^{(2)}|_{r=R_0} - P_L, \\ \sigma_{rr}^{(2)}|_{r=R_1} = \sigma_{ef}(N-1), \end{cases} \quad P_L = \frac{2\alpha}{R_0}, \quad (11)$$

де  $u_r^{(i)}$  – радіальна компонента зміщення атомів у  $i$ -тому напівпровідниковому матеріалі;  $R_0$  – радіус КТ;  $R_1$  – радіус оточуючої матриці ( $n$ -GaAs);  $\Delta V = f 4\pi R_0^3$ ;  $f$  – параметр невідповідності постійних ґраток  $a_1, a_2$  в наноматеріалах InAs і GaAs, відповідно

$\left( f = \frac{a_1 - a_2}{a_2} \approx 7\% \right)$ ;  $P_L$  – Лапласівський тиск;

$\alpha$  – поверхнева енергія КТ (InAs);  $\sigma_{rr}^{(i)}$  – радіальна складова тензора механічної напруги  $i$ -того матеріалу.

Із (7)–(9) отримаємо нелінійне рівняння для визначення напруженості електричного поля у КТ:

$$\hat{E}_2 + \frac{\hat{E}_2^2}{2} + \hat{j} \cdot \hat{x} = A_2, \quad (12)$$

розв'язок якого має вигляд:

$$\hat{E}_2(\hat{x}) = S \frac{Ai'(y_2) + C_2 \cdot Bi'(y_2)}{Ai(y_2) + C_2 \cdot Bi(y_2)}, \quad (13)$$

де  $C_2$  – стала інтегрування,  $y_2(\hat{x}) = \left[ \frac{\hat{j}}{2} \right]^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{A_2}{\hat{j}} - \hat{x} \right]$ .

У третій області ( $L \leq x \leq \infty$ ) шару ( $n^+$ -GaAs) в наближенні Томаса - Фермі рівняння для електрохімічного потенціалу, густини струму та рівняння Пуассона записуємо у формі:

$$\chi_3(x) = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n_3(x))^{\frac{2}{3}} - q\varphi_3(x), \quad (14)$$

$$j = \frac{\sigma}{q} \frac{d\chi_3}{dx}, \quad (15)$$

$$\frac{dE_3}{dx} = -\frac{q}{\varepsilon_3 \varepsilon_0} (n_3(x) - N_3), \quad (16)$$

де  $\chi_3(x)$  – електрохімічний потенціал;  $n_3(x)$  – концентрація електронів;  $N_3$  – концентрація іонізованих донорів;  $\varphi_3(x)$  – електростатичний потенціал;  $\sigma$  – питома електропровідність напівпровідникового шару;  $E_3 = -\frac{d\varphi_3}{dx}$  – напруженість електричного поля;  $\varepsilon_3 = \varepsilon_1$  – відносна діелектрична проникливість  $n^+$ -шару.

Зведемо систему рівнянь (14) – (16) до наступного виду:

$$l^2 E_3'' - E_3 = -\frac{j}{\sigma}. \quad (17)$$

Розв'язок (17) представимо у вигляді:

$$E_3(x) = \left[ E_3(L) - \frac{j}{\sigma} \right] \exp \left[ \frac{L-x}{l} \right] + \frac{j}{\sigma}, \quad x \geq L. \quad (18)$$

$$\text{При } x \rightarrow +\infty, E_3 = -\frac{d\varphi_3}{dx} = 0, \quad n_3 = N_3,$$

$\chi_3 = \chi_0$ . Оскільки, III-я область структури (рис.1) має високий ступінь легування, тобто провідність  $\sigma$  сильно легуваного напівпровідникового шару (III) є достатньо велика, тому в подальшому у формулі (18) доданком  $\frac{j}{\sigma}$  нехтуємо. В результаті, вираз для напруженості електричного поля у III-ій області набуде вигляду:

$$\widehat{E}_3(\widehat{x}) = \widehat{E}_3(\widehat{L}) \exp[\widehat{L} - \widehat{x}]. \quad (19)$$

Запишемо граничні умови для електрохімічного, електростатичного потенціалів та електростатичної індукції на межах гетероструктури  $n$ -GaAs –КТ– $n^+$ -GaAs:

$$\chi_1(L_0) = \chi_2(L_0), \quad (20)$$

$$\chi_2(L) = \chi_3(L), \quad (21)$$

$$\varepsilon_1 \cdot E_1(L_0) = \varepsilon_2 \cdot E_2(L_0), \quad (22)$$

$$\varepsilon_2 \cdot E_2(L) = \varepsilon_3 \cdot E_3(L), \quad (23)$$

$$\varphi_1(L_0) = \varphi_2(L_0), \quad (24)$$

$$\varphi_2(L) = \varphi_3(L), \quad (25)$$

$$\widehat{E}'_1(0) = -\frac{1}{\alpha_1} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right), \quad (26)$$

$$\text{де } \alpha_1 = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_0 kT}{q^2 N_1 l^2}.$$

Останню граничну умову отримуємо з прирівнювання електрохімічного потенціалу  $\chi_1(0)$  напівпровідника ( $n$ -GaAs) на межі з металом до

$$\chi(0) = \chi_0 - qV, \quad (27)$$

де  $V$  – прикладена напруга;  $\Delta = \Delta_i - q\varphi_1(0) - \chi(0)$  – висота потенціального бар'єру на межі напівпровідника з металом.

Вирази для напруженості електричного поля  $\widehat{E}_1(\widehat{L}_0)$ ,  $\widehat{E}_2(\widehat{L})$  в площинах  $x = L_0$ ,  $x = L$  на основі розв'язку (13) з врахуванням граничної умови (22) матимуть вигляд, відповідно:

$$\widehat{E}_1(\widehat{L}_0) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left[ S \frac{Ai'(y_2(\widehat{L}_0)) + C_2 \cdot Bi'(y_2(\widehat{L}_0))}{Ai(y_2(\widehat{L}_0)) + C_2 \cdot Bi(y_2(\widehat{L}_0))} \right], \quad (28)$$

$$\widehat{E}_2(\widehat{L}) = S \frac{Ai'(y_2(\widehat{L})) + C_2 \cdot Bi'(y_2(\widehat{L}))}{Ai(y_2(\widehat{L})) + C_2 \cdot Bi(y_2(\widehat{L}))}. \quad (29)$$

Константу  $C_2$  визначаємо із виразу (13) для напруженості електричного поля  $\widehat{E}_2(\widehat{L}_0)$  в площині  $x = L_0$ :

$$C_2 [\widehat{E}_2(\widehat{L}), \widehat{E}_1(\widehat{L}_0), \widehat{j}] = -\frac{\widehat{E}_2(\widehat{L}_0) Ai(y_2(\widehat{L}_0)) - S \cdot Ai'(y_2(\widehat{L}_0))}{\widehat{E}_2(\widehat{L}_0) Bi(y_2(\widehat{L}_0)) - S \cdot Bi'(y_2(\widehat{L}_0))}. \quad (30)$$

Напруженість електричного поля на лівій межі контакту напівпровідник – КТ  $\widehat{E}_2(\widehat{L}_0)$  визначається з (12) і запишеться у вигляді:

$$\widehat{E}_2(\widehat{L}_0) = \pm \sqrt{2A_2 - \frac{S^2}{d_1} y_1(\widehat{L}_0) + \frac{1}{d_1} \widehat{E}_1^2(\widehat{L}_0) - 2\widehat{j} \cdot \widehat{L}_0}, \quad (31)$$

$$\text{де } d_1 = \frac{\varepsilon_2 N_1}{\varepsilon_1 N_2} e^{\frac{E_n - \Delta_i + a_c^{OP} \varepsilon}{kT}}.$$

Константи  $A_1 [\widehat{E}_1(\widehat{L}_0), \widehat{E}_2(\widehat{L}), \widehat{j}]$ ,  $A_2 [\widehat{E}_2(\widehat{L}), \widehat{j}]$  мають наступний вигляд:

$$A_1 [\widehat{E}_1(\widehat{L}_0), \widehat{E}_2(\widehat{L}), \widehat{j}] = \frac{d_1 S^2}{2} y_2(\widehat{L}_0) + \left( \frac{\varepsilon_2^2}{2\varepsilon_1^2} - \frac{d_1}{2} \right) \widehat{E}_2^2(\widehat{L}_0) + \widehat{j} \cdot \widehat{L}_0. \quad (32)$$

$$A_2 [\widehat{E}_2(\widehat{L}), \widehat{j}] = \frac{1}{\alpha_2} \exp\left(\frac{\varepsilon_2 \widehat{E}_2(\widehat{L})}{\varepsilon_3} + \frac{\chi_0 + \Delta_i - a_c^{OP} \varepsilon - E_n}{kT}\right) + \frac{\widehat{E}_2^2(\widehat{L})}{2} + \widehat{j} \cdot \widehat{L}. \quad (33)$$

$$\text{де } \alpha_2 = \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_0 kT}{q^2 N_2 l^2}.$$

Підставляючи знайдені константи  $A_2, C_2$  у вирази для напруженості електричного поля (28), (29), отримаємо систему трансцендентних рівнянь, розв'язок якої при кожному значенні густини струму  $\widehat{j}$  дозволяє визначити величину напруженості електричного поля на лівій  $\widehat{E}_1(\widehat{L}_0)$  та правій  $\widehat{E}_2(\widehat{L})$  межах шару КТ:

$$\begin{cases} \widehat{E}_1(\widehat{L}_0) = \Phi_1(y_2(\widehat{L}_0), \widehat{j}, \widehat{E}_1(\widehat{L}_0), \widehat{E}_2(\widehat{L})) \\ \widehat{E}_2(\widehat{L}) = \Phi_2(y_2(\widehat{L}), \widehat{j}, \widehat{E}_1(\widehat{L}_0), \widehat{E}_2(\widehat{L})). \end{cases} \quad (34)$$

Прикладену напругу визначаємо із виразу (27):

$$qV = q\varphi_1(0) + \chi_0 + \Delta - \Delta_i, \quad (35)$$



$$\text{де } \varphi_1(0) = \frac{KT}{q} \hat{\varphi}_1(0),$$

$$\hat{\varphi}_1(0) = -2 \ln(Ai(y_1(0)) + C_1 Bi(y_1(0)) + C_1^*). \quad (36)$$

Константа  $C_1$ , визначається із виразу (6) для напруженості електричного поля  $\hat{E}_1(0)$  на межі з металом:

$$C_1 = -\frac{\hat{E}_1(0) Ai(y_1(0)) - S \cdot Ai'(y_1(0))}{\hat{E}_1(0) Bi(y_1(0)) - S \cdot Bi'(y_1(0))}. \quad (37)$$

Напруженість електричного поля на межі метал – напівпровідник ( $x = 0$ ) визначаються із (5) з врахуванням граничної умови (26):

$$\hat{E}_1(0) = \pm \sqrt{2A_1 + \frac{2}{\alpha_1} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right)}. \quad (38)$$

Константа  $C_1^*$  знаходиться з граничних умов (24), (25) і визначається наступним виразом:

$$C_1^* = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} \hat{E}_2(\bar{L}) - 2 \ln \left( \frac{Ai(y_2(\bar{L}_0)) + C_2 \cdot Bi(y_2(\bar{L}_0))}{Ai(y_2(\bar{L})) + C_2 \cdot Bi(y_2(\bar{L}))} \right) + 2 \ln Ai(y_1(\bar{L}_0)) + C_1 \cdot Bi(y_1(\bar{L}_0)). \quad (39)$$

Тоді, з врахуванням зв'язку  $\hat{j}$  і  $\hat{E}_1(\bar{L}_0)$ ,  $\hat{E}_2(\bar{L})$  та формули (35) функціональна залежність густини струму  $\hat{j}$  від прикладеної напруги  $V$  до структури (ВАХ) буде описуватися наступним співвідношенням:

$$V = \frac{KT}{q} \cdot \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} \hat{E}_2(\bar{L}) + (\chi_0 + \Delta - \Delta_i) / q - \frac{KT}{q} \cdot 2 \ln \left( \frac{Ai(y_1(0)) + C_1 \cdot Bi(y_1(0))}{Ai(y_1(\bar{L}_0)) + C_1 \cdot Bi(y_1(\bar{L}_0))} \right) \times \frac{Ai(y_2(\bar{L}_0)) + C_2 \cdot Bi(y_2(\bar{L}_0))}{Ai(y_2(\bar{L})) + C_2 \cdot Bi(y_2(\bar{L}))}. \quad (40)$$

### 3. Числові розрахунки та аналіз отриманих результатів

Числові розрахунки ВАХ проведені на основі формули (40) для структури метал – не легований напівпровідник ( $i$ -шар, GaAs) з вбудованим шаром КТ (InAs) – сильно легований  $n^+$ - GaAs з наступними параметрами:

$$R_1 = 500 \text{ \AA}, \quad R_0 = 30 \text{ \AA}, \quad \alpha = 0.657 \text{ H/м},$$

$$m = 0.065 m_0, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 13, \quad \varepsilon_2 = 15, \quad \mu = 4000 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}},$$

$$N_3 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad \Delta_i = 0.83 \text{ eВ}.$$

На рис. 2 приведено результати числових розрахунків ВАХ для прямого напрямку зміщення при двох значеннях висоти потенціального бар'єру на межі напівпровідника з металом ( $\Delta = 0.5 \text{ eВ}, 0.9 \text{ eВ}$ ). Як видно, ВАХ низькобар'єрного ( $\Delta \leq 0.5 \text{ eВ}$ ) діода Шотткі з вбудованим шаром КТ в область просторового заряду ( $L_d \leq 50 \text{ \AA}$ ) має S - подібний характер, що підтверджується на експерименті [4,13]. Такий S - подібний характер ВАХ зумовлений процесами зарядки діркових та електронних станів КТ та впливом накопиченого заряду на розподіл потенціалу по структурі. Ці ефекти слід брати до уваги при проектуванні детекторів, лазерів чи генераторів, що використовують КТ. Із збільшенням висоти бар'єру  $\Delta$  до 0,9eВ (рис.2, крива2) на ВАХ зникає ділянка (AB) від'ємного диференційного опору, і в інтервалі напруг 0.5В-1В ВАХ має експоненційний характер, тобто контактні явища стають визначальними [14].

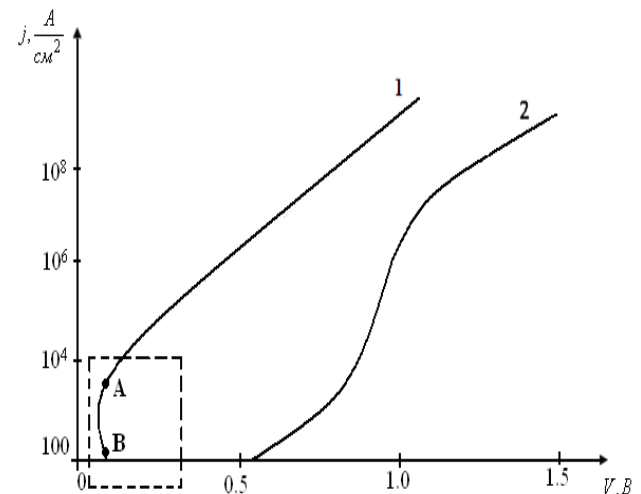
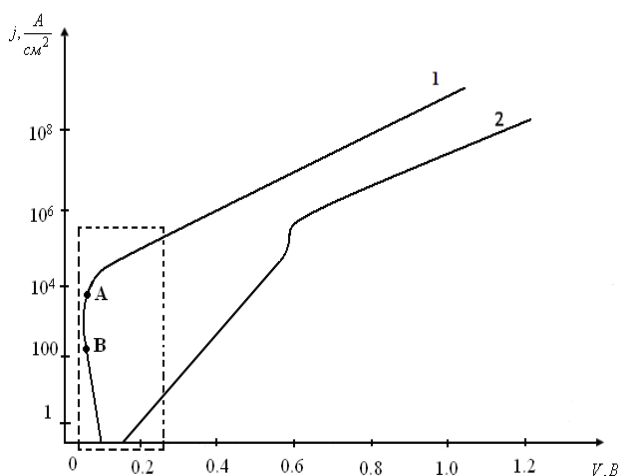


Рис. 2. Розрахунок ВАХ для прямого напрямку зміщення при висоті бар'єра  $\Delta$ : 1 - 0.5eВ, 2 – 0.9eВ і  $T = 300 \text{ K}$ ,  $L_d = 50 \text{ \AA}$ ,  $R_0 = 30 \text{ \AA}$ .

Варіювання товщини  $i$ -шару ( $L_0 = L_d - R_0$ ) від  $50 \text{ \AA}$ - $150 \text{ \AA}$  приводить до менших значень густини струму  $j \sim \frac{1}{L^3}$  [15] та до зміни характеру ВАХ (рис.3, криві 1, 2), тобто зникає стру-

мова бістабільність S-типу. Крім цього, як видно із ВАХ (рис.3, крива2) при напрузі  $\sim 0,6\text{В}$  спостерігається різке зростання струму. Це імовірно зумовлено тим, що при цій напрузі починається тунелювання через електронні рівні КТ. При більших напругах ( $V > 0.6\text{В}$ ) характер ВАХ наближається до квадратичної залежності, яка характерна для струмів обмежених просторовим зарядом.

На рис.4 приведено результати числових розрахунків ВАХ для прямого напрямку зміщення при двох значеннях температури ( $T=77\text{К}$ ,  $300\text{К}$ ). Характер струму визначається інжекттованими носіями через потенціальні бар'єри. Як видно, з графіків ВАХ, в інтервалі напруг  $0.24\text{В} < V < 0.52\text{В}$  значення густини струму від напруги при  $T=77\text{К}$  є меншим ніж при  $T=300\text{К}$ .

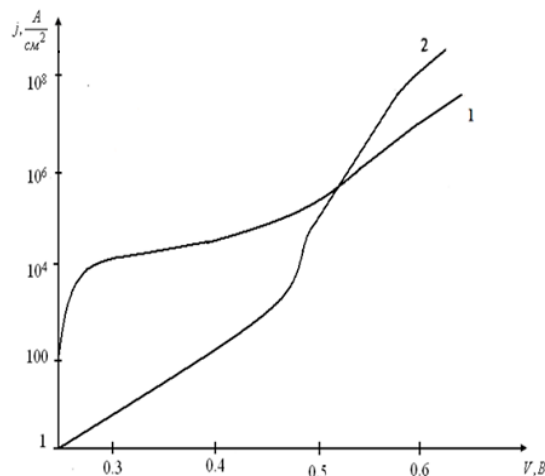


**Рис. 3.** Розрахунок ВАХ для  $L_d$ : 1 -  $50 \text{ \AA}$ , 2 -  $150 \text{ \AA}$  і  $R_0 = 30 \text{ \AA}$ ,  $T = 300\text{К}$ ,  $\Delta = 0.5\text{eВ}$ .

Зокрема при  $T=77\text{К}$  характер струмопереносу описується експоненційною залежністю ( $j \propto \exp(-\frac{\Delta}{KT} + \frac{qV}{KT})$  [7]) і більш визначається

потенціальним бар'єром  $\Delta$ , ніж при  $T=300\text{К}$ . При напрузі  $V=0.52\text{В}$  ( $qV \sim \Delta$ ) вітки ВАХ, які відповідають  $T=77\text{К}$  і  $T=300\text{К}$  приймають одне і теж значення густини струму і практично не залежать від температури. Необхідно зауважити, що для прямих зміщень  $qV \sim \Delta$ , довжина вільного пробігу носіїв струму стає зрівнянною і багато меншою від характерного

масштабу зміни потенційної енергії на величину КТ. При  $T=300\text{К}$  переважає термопольова компонента густини струму.



**Рис.4.** Розрахунок ВАХ при  $T$ : 1 -  $300\text{К}$ , 2 -  $77\text{К}$  і  $R_0 = 20 \text{ \AA}$ ,  $\Delta = 0.5\text{eВ}$ ,  $L_d = 150 \text{ \AA}$ .

Практичне значення цього дослідження може бути використане для створення низькобар'єрних діодів для детекторів мікрохвильового випромінювання без постійного робочого зміщення, нового методу електронної спектроскопії енергетичних рівнів у системах низької розмірності та для створення нового класу високочастотних генераторів.

#### 4. Висновки

1. Встановлено, що вольт-амперна характеристика низькобар'єрного ( $\Delta \leq 0.5\text{eВ}$ ) діода Шоткі з вбудованим шаром квантових точок в область просторового заряду має S-подібний характер за умови, коли шар квантових точок знаходиться на відстанях від межі контакту метал-напівпровідник порядку  $(10-30)a_0$ , де  $a_0$ -період ґратки напівпровідника.

2. Показано, що як із збільшенням висоти бар'єру  $\Delta$  від  $0,5\text{eВ}$  до  $0,9\text{eВ}$ , так і відстані від металу до шару КТ ( $L_d$ ) від  $50 \text{ \AA}$  до  $150 \text{ \AA}$  на ВАХ зникає ділянка (AB) від'ємного диференційного опору.

3. При високих потенціальних бар'єрах ( $0,9\text{eВ}$ ) контактні явища домінують, і на ВАХ присутня ділянка з експоненційною залежністю від напруги ( $0.5\text{В}-1\text{В}$ ), а при низьких залежність струму від напруги наближається до квадратичної ( $V > 0.6\text{В}$ )

**5. Список використаної літератури**

- [1] E.H. Roderik. Kontakty metall-poluprovodnik. Radio i svyaz', M.210 s. (1982).
- [2] V.I. Shashkin, A.V. Murel', V.M. Danil'cev, O.I. Hrykin. Upravlenie karakterom tokoperenosa v bar'ere Shottki s pomoshch'yu  $\delta$ -legirovaniya: raschet i eksperiment dlya Al/GaAs // FTP, 36(5), ss. 537-542 (2002).
- [3] N.N. Ledencov, V.M. Ustinov, V.A. Shchukin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alfyorov, D. Bimberg. Geterostruktury s kvantovymi tochkami: poluchenie, svoystva, lazery. Obzor // FTP, 32(4), ss. 385-410 (1998).
- [4] H.W.Li, T.H.Wang. Hysteresis in electronic transport through an ensemble of in InAs self-assembled quantum dots // Physica B., 301(3-4), pp.174-179 (2001).
- [5] Yu.K. Pozhela, V.G. Mokerov. Bol'shoe povyshenie maksimal'noj drejfovoj skorosti elektronov v kanale polevogo geterotranzistora // FTP, 40(3), ss.362-366 (2006).
- [6] F. Bekhshtedt, R. Enderlajn. Poverhnosti i granicy razdela poluprovodnikov. Mir, M. 569s. (1990).
- [7] V.I. Shashkin, N.V. Vostokov. Reshenie zadachi inzhekcii nositelej toka v izoliruyushchij sloj pri samosoglasovannyh granichnyh usloviyah na kontaktah // FTP, 42(11), ss.1339-1344 (2008).
- [8] M. Abramovic, I. Stigan. Spravochnik po special'nym funkciyam s formulami, grafikami i matematicheskimi tablicami. Nauka, M.832s. (1979).
- [9] R.M. Peleshchak, N.Ya.Kulik. Vpliv elektron-deformacijnih efektiv na elektronnu strukturu kvantovih tochk u napruzhenih nanogeterostrukturah // UFZH, 59(11), ss.1099-1107 (2014).
- [10] K. Teodosiu. Uprugie modeli defektov v kristallah. Mir, M. 352s.(1985)
- [11] B.V. Novikov, G.G. Zegrya, R.M. Peleshchak ta in. Baricheskie svoystva kvantovyh toчек InAs // FTP, 42(9), ss.1094–1101 (2008).
- [12] V.P.Evtihiev, O.V.Konstantinov, A.V.Matveencev, A.E.Romanov. Izluchenie sveta poluprovodnikovoj strukturoj s kvantovoj yamoj i massivom kvantovyh toчек // FTP, 36(1), ss.79–86 (2002).
- [13] K.Yoh, H.Kazama, Y.Kitashou, T.Nakano. Bistability of resonant tunnel diode structure with InAs quantum dots // Phys. Stat.Sol.(b), 204(3), pp.378-381 (1997.)
- [14] S. Zi. Fizika poluprovodnikovyh priborov. Tom 1. Mir, M. 388s.(1984).
- [15] V.I.Shashkin, A.V.Murel'. Vol't-ampernaya karakteristika kontakta metall-poluprovodnik s bar'erom Mota // FTT, 50(3), ss.519–522 (2008).

Стаття надійшла до редакції 22.09.2015 р.

PACS: 73.21.La, 78.67.Hc

## CONTROL OF CURRENT TRANSPORT IN SCHOTTKY DIODE USING THE QUANTUM DOTS

*R. M. Peleshchak, N. Ya. Kulyk, V. B. Brytan*

Drohobych Ivan Franko State Pedagogical University,  
24 I.Franko Str., 82100, Drohobych, Ukraine

### Summary

**Purpose.** In the framework of the drift-deformation-diffusion approximation considering the self-consistent boundary conditions, investigate the current-voltage characteristic (CVC) of surface-barrier structure of type Schottky with built layer of quantum dots and establish the criteria for the technological parameters of surface-barrier structure of type Schottky with built layer of quantum dots at which current-voltage characteristic has S-shaped character.



**Research methods.** Method of self-consistent boundary conditions.

**Research results.** As seen from the numerical calculations, the current-voltage characteristic (CVC) of low barrier ( $\Delta \leq 0.5\text{eV}$ ) Schottky diode with built layer of quantum dots in the space charge region is S-shaped nature. With increasing barrier height  $\Delta$  to 0.9 eV the area of negative differential resistance on CVC is disappears, and in the interval of voltages 0.5V - 1V has exponential character.

Variation of thickness i - layer ( $L_0 = L_d - R_0$ ) of  $50 \text{ \AA}$  to  $150 \text{ \AA}$  leads to changing the character of CVC, i.e. the instability current of S-type is disappears.

In this work the results of numerical calculations of CVC for the direct direction of displacement at two values of temperature ( $T = 77 \text{ K}, 300\text{K}$ ) is given. As seen from the graphs CVC in the range of the voltages  $0.24\text{B} < V < 0.52\text{B}$  the value of the current density of voltage at  $T=77 \text{ K}$  is smaller than at  $T=300\text{K}$ .

### CONCLUSIONS

1. It is established that current-voltage characteristic (CVC) of low barrier ( $\Delta \leq 0.5\text{eV}$ ) Schottky diode with built layer of quantum dots in the space charge region is S-shaped nature, when the layer of quantum dots is located at distances from the boundary of the contact metal-semiconductor of the order of  $(10-30)a_0$ , where  $a_0$  is the period lattice of the semiconductor.

2. It is shown that both the increasing barrier height  $\Delta$  of 0.5 eV to 0.9eV, and the distance from the metal to layer of QD ( $L_d$ ) of  $50 \text{ \AA}$  to  $150 \text{ \AA}$ , the area of negative differential resistance on CVC is disappears.

3. At high potential barrier (0.9eV) the contact effects is dominate and the site of the exponential dependence on voltage (0.5V-1V) on CVC is present, and the lower potential barrier the dependence of current on voltage is approximates to a quadratic ( $V > 0.6\text{B}$ ).

**Keywords:** Schottky diode, quantum dots, the electron-deformation and electrostatic potentials, current-voltage characteristic

PACS: 73.21.La, 78.67.Hc

## КЕРУВАННЯ СТРУМОПЕРЕНОСОМ У ДЮДАХ ШОТТКІ ЗА ДОПОМОГОЮ КВАНТОВИХ ТОЧОК

*Р. М. Пелещак, Н. Я. Кулик, В. Б. Британ*

Дрогобицький державний педагогічний університет імені І. Франка  
вул. І. Франка, 24, 82100, Дрогобич, Україна

### Реферат

**Мета.** В межах дрейфово-деформаційно-дифузійного підходу методом самоузгоджених граничних умов, дослідити вольт-амперну характеристику (ВАХ) поверхнево-бар'єрної структури виду Шотткі з вбудованим шаром КТ та встановити критерії на технологічні параметри поверхнево-бар'єрної структури виду Шотткі з вбудованим шаром квантових точок при яких вольт-амперна характеристика має S-подібний характер.

**Методи дослідження.** Метод самоузгоджених граничних умов.

**Результати дослідження.** Як видно із числових розрахунків, ВАХ низькобар'єрного

( $\Delta \leq 0.5\text{eV}$ ) діода Шотткі з вбудованим шаром КТ в область просторового заряду має S - подібний характер. Із збільшенням висоти бар'єру  $\Delta$  до  $0.9\text{eV}$  на ВАХ зникає ділянка від'ємного диференційного опору, і в інтервалі напруг  $0.5\text{В}-1\text{В}$  ВАХ має експоненційний характер.

Варіювання товщини і-шару ( $L_0 = L_d - R_0$ ) від  $50 \text{ \AA}$  -  $150 \text{ \AA}$  приводить до зміни характеру ВАХ, тобто зникає струмова бістабільність S-типу.

У роботі приведено результати числових розрахунків ВАХ для прямого напрямку зміщення при двох значеннях температури ( $T=77\text{К}$ ,  $300\text{К}$ ). Як видно, з графіків ВАХ, в інтервалі напруг  $0.24\text{В} < V < 0.52\text{В}$  значення густини струму від напруги при  $T=77\text{К}$  є меншим ніж при  $T=300\text{К}$ .

### Висновки

1. Встановлено, що вольт-амперна характеристика низькобар'єрного ( $\Delta \leq 0.5\text{eV}$ ) діода Шотткі з вбудованим шаром квантових точок в область просторового заряду має S-подібний характер за умови, коли шар квантових точок знаходиться на відстанях від межі контакту метал-напівпровідник порядку  $(10-30)a_0$ , де  $a_0$  -період ґратки напівпровідника.

2. Показано, що як із збільшенням висоти бар'єру  $\Delta$  від  $0,5\text{eV}$  до  $0,9\text{eV}$ , так і відстані від металу до шару КТ ( $L_d$ ) від  $50 \text{ \AA}$  до  $150 \text{ \AA}$  на ВАХ зникає ділянка (AB) від'ємного диференційного опору.

3. При високих потенціальних бар'єрах ( $0.9\text{eV}$ ) контактні явища домінують, і на ВАХ присутня ділянка з експоненційною залежністю від напруги ( $0.5\text{В}-1\text{В}$ ), а при низьких залежність струму від напруги наближається до квадратичної ( $V>0.6\text{В}$ ).

**Ключові слова:** діод Шотткі, квантові точки, електрон-деформаційний та електростатичний потенціали, вольт-амперна характеристика