

УДК 517.9:537.8

Онуфрієнко В.М.¹, Онуфрієнко Л.М.²

¹ д-р фіз.-мат. наук, проф. ЗНТУ

² канд. фіз.-мат. наук, доц. ЗНТУ

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО КАНАЛУ З ФРАКТАЛЬНО КОНФІГУРОВАНИМИ МЕЖАМИ

Запропоновано математичну модель [1] для дослідження впливу на провідність каналу з фрактально конфігурованими межами зміщених атомних шарів транзистора n -типу для випадку замкнених між собою затворів. Визначено деякі умови керування характеристиками транзистора за умови нульової напруги «стік-витік».

Теорія фрактального шару [2] на межі розділу двох середовищ базується на визначенні дробового диференціала $d^\alpha x_i$, його зв'язку з дробовою похідною $d^\alpha L(x) = {}_a D_{x_i}^\alpha L(x) d_{x_i}^\alpha$, де дробова похідна ${}_a D_{x_i}^\alpha L(x)$ використовується у формі Рімана-Ліувілля.

У схемі n -канального польового транзистора з керованим $p-n$ переходом (S - витік, G_1 і G_2 - затвори, D - стік) спрямуємо вісь OY вздовж, а вісь OX перпендикулярно n - каналу між фрактально конфігурованими затворами та вважаємо, що струм каналу тече в області $x_{n1} < x < x_{n2}$.

Для випадку нульової напруги між стоком і витоком $u_{DS} = 0$ різниця потенціалів між затвором і каналом не залежить від координати y і дорівнює прикладеній напрузі u_{GS} , за методом моментів (порів. з [3]):

$$U(y) = U_{GS}^{(\alpha)} = -\frac{q}{\varepsilon_s} \int_{x_p}^{x_n} x N(x) d^\alpha x, \quad (1)$$

де q – заряд електрона; ε_s – діелектрична проникність напівпровідника; $N(x) = N_D - N_A$ концентрація некомпенсованих донорів; $U(y)$ – повний потенціал між затвором і каналом (у розглядуваному випадку $U_{GS}^{(\alpha)} = u_{GS} + \psi$, де ψ – контактна різниця потенціалів на $p-n$ переході), $d^\alpha x$ – диферентіал.

Для переходу «канал-затвор» з (1) одержуємо

$$U_{GS}^{(\alpha)} = \frac{-qN_n}{\alpha(\alpha+1)\Gamma(\alpha)\varepsilon_s} \left(x_n^{\alpha+1} - \frac{N_p}{N_n} x_p^{\alpha+1} \right). \quad (2)$$

Далі з (2) впливає формула для обчислення потенціалу перекриття (випадок змикання області просторового заряду двох затворів)

$$U_0^{(\alpha)} = -\frac{qa^{\alpha+1}N_n}{\alpha(\alpha+1)\Gamma(\alpha)\varepsilon_s} \left(1 - \left(\frac{N_n}{N_p} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right). \quad (3)$$

Провідність каналу з шириною $2a$ та питомою провідністю незвідненої частини n – області обчислюється за формулою

$$g_{DS} = \frac{\partial I_D}{\partial u_{DS}} \Big|_{u_{DS}=0} = \frac{2\sigma az}{L} \left(1 - \left(\frac{u_{GS} + \psi}{U_0} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \right),$$

$$\frac{g_{DS}L}{2\omega az} = 1 - \left(\frac{u_{GS} + \psi}{U_0} \right)^{\frac{1}{\alpha+1}}. \quad (4)$$

Нормована провідність (4) каналу з фрактально провідним шаром демонструє теоретичну можливість керування зміною її величини в широких межах та за знаком, реалізуючи таким чином від'ємні характеристики нанотранзистора та резистора, що допускає управління напругою. Зміною величини скейлінгу α фрактального шару (для $\alpha=1$ маємо класичні результати [3]) можна досягти ефектів, що проявляються при змінній товщині каналу провідності нанотранзистора.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Онуфрієнко В. Вплив фрактальних меж затвору на провідність польового транзистора / В. Онуфрієнко, Л. Онуфрієнко // MEICS-2018, «Перспективні напрямки сучасної електроніки, інформаційних та комп'ютерних систем. – Дніпро, 2018. – С. 144–145.
2. Onufrienko V.M. Planar fractally-shaped Terahertz waveguide: on the Goos-Hanchen effect / V.M. Onufrienko, T.I. Slyusarova, L.M. Onufriyenko // 14th Intern. conf. on advanced Trends in Radioelectronics, Telecommunications and Computer Engineering. Proceedings. April 2018. – Lviv, Ukraine. – P. 1237–1240.
3. Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов / Р. Кобболд. – Л.: Энергия, 1975. – 304 с.