

МЕТОДИ МОДЕЛЮВАННЯ ОБ'ЄКТІВ ПРОЕКТУВАННЯ

УДК 681.378

В. Павлиш, Л. Закалик, Р. Корж

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра електронних засобів інформаційно-комп'ютерних технологій

ТЕОРЕТИЧНА МОДЕЛЬ ОДНОЕЛЕКТРОННОГО ТРАНЗИСТОРА

© Павлиш В., Закалик Л., Корж Р., 2007

Розглянуто фізичну модель одноелектронного транзистора, в якій враховано “кулонівську блокаду”, що створює робочий канал розміром меншим за 10 нм.

A physical model of single-electron transistor is discussed in present article. This model considers also Koulon-blocade created by a working channel of transistor which is < 10 nm.

Вступ. Сьогодні створено низку нанорозмірних квантових транзисторів, в основу яких покладено різні фізичні принципи. Ці високої швидкодії транзистори, створені на багатошарових структурах GaAs–AlGaAs [1], квантові транзистори на основі ефекту Шубнікова–Гааса [2], транзистори на вуглецевих трубках, фулеренах [3], одноелектронний транзистор [4] та інші. Всі ці транзистори є цікавими з погляду створення електронної апаратури нового покоління, зокрема, одноелектронний транзистор – для створення логічних елементів, пам'яті, мікропроцесорів, оскільки частотний діапазон їх близько 1000 ГГц, споживають на декілька порядків менше енергії порівняно із сучасними напівпровідниковими елементами та забезпечують надзвичайно високу густину елементів [5].

Як відомо, в 70-ті роки минулого століття як альтернатива кремнієвим польовим транзисторам з'явилися польові транзистори на арсеніді галію, що значно підвищило швидкодію пристроїв на цих елементах. Особливо це відчутно було при використанні їх в таких комунікаційних системах, як мобільні телефони, сателітні телевізійні декодери та ін. Але з часом їхня швидкодія вже не задовольняла, і на зміну їм з'явилися багатошарові тонкоплівкові польові транзистори на гетеро-переходах типу GaAs – AlGaAs, що на декілька порядків підвищило їхню швидкодію внаслідок розділення зарядів на контактні двох напівпровідників з різною шириною забороненої зони. Ще одна їхня перевага: формуючи 2Д системи і використавши магнітне поле, силові лінії якого напрямлені перпендикулярно потоку електронів, задаємо дискретність енергетичного спектра електронів, які відомі як рівні Ландау. Це квантування енергій електронів було виявлено під час вимірювання опору робочого каналу при низькій температурі. Цей ефект дослідили у 1966 році Шубніков та Гаасе. У 1980 році К. Клітцинг та його співробітники [6] в 2Д гетероструктурах дослідили квантування провідності Холла як функцію магнітного поля з константою q^2/h , що було підтверджено в пізніших роботах [7] і названо фракційним квантовим ефектом. Це було використано для створення надшвидкодуючих квантових польових транзисторів.

У 1998 році було створено інтерференційний квантовий транзистор, який має специфічну форму у вигляді круга в 2Д просторі. Ще інакше їх називають точковими квантовими пристроями [8]. Всередині круга знаходиться квантова точка. Електроди витоку і стоку субмікронних розмірів сформовані на поверхні напівпровідника методом електроннопроменевої літографії з лівого і правого боків від квантової точки. Оскільки електронна хвиля в крузі, то вона поширюється ліворуч і праворуч навколо квантової точки. Якщо дві хвилі (ліва і права) накладаються, то виникає інтерференція та між витоком і стоком виникає струм за прикладення між ними напруги. Коли дві хвилі не накладаються, інтерференції і струму не виникатиме. Цей прилад яскраво демонструє хвильову і корпускулярну природу електрона.

Теоретична частина. До квантових транзисторів належить також одноелектронний транзистор, структура якого порівняно з вищеописаними набагато простіша. Сучасна технологія і засоби її реалізації створюють можливість для формування нанорозмірної структури.

Для створення одноелектронного транзистора використовують різні матеріали, але їхня структура однакова. Це витік, стік та заслін, розділені діелектричними проміжками. Тобто, структура його така сама, як в МОН-транзистора на кремнії, але роль робочого каналу виконує наночастинка діаметром не більшим за 10 нм, яка створює для електрона “кулонівську блокаду”.

Роль робочого каналу виконує наноострівець завдовжки не більше за 10 нм, оскільки за таких розмірів енергетичний спектр електрона буде дискретним. Чим менші розміри наноострівця, тим менше буде вільних електронів. Такі структури називають штучними атомами. Подібно до енергії іонізації, енергія, необхідна для додавання чи усунення електрона за межі атома, називається зарядовою енергією E_c . Ця енергія визначається кулонівською взаємодією і контролюється за допомогою сумарної ємності C_Σ між наноострівцем і металевими контактами. Зарядова енергія є набагато більшою за теплову і визначається як $E_c = q^2/C_\Sigma$. Чим менших розмірів наноострівець, тим менше електронів може захопити, а за довжини меншій за 10 нм – тільки декілька. Вийти з нього за відповідної напруги на заслоні може тільки один електрон. Провідність робочого каналу дорівнюватиме q^2/h .

Авторами [9, 10] розроблені моделі для МОН-транзисторів з робочим каналом до 60 нм. Зокрема, автор [11] для розрахунку струму стоку таких транзисторів запропонував формулу:

$$I_c = \mu_{\text{еф}} C_{\text{окс}} (W/L) (m - 1)(kT/q)^2 \exp[q(U_{\text{зв}} - U_{\text{з0}})/mkT] [1 - \exp(qU_{\text{св}}/kT)]. \quad (1)$$

Запропоновану формулу можна використати для нано-МОН транзисторів з так званим “короткоканальним ефектом”, що було підтверджено експериментально. Принцип дії одноелектронних транзисторів дещо інший, що використаємо при моделюванні його вольтамперної характеристики. На рис. 1 показано залежність енергії електрона від розмірів з врахуванням положення енергії Фермі і внутрішнього поля наночастинки, яка визначає довжину робочого каналу.

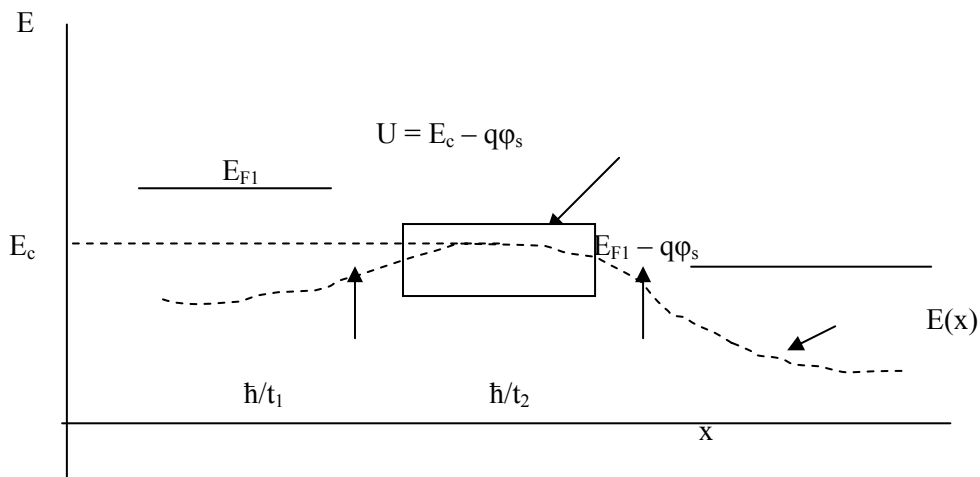


Рис. 1. Залежність енергії електрона від розмірів

У ранніх роботах, зокрема в [12], досліджено, що в діапазоні ± 5 нм енергія електрона E_c матиме максимум за центром і залежить від прикладених напруг, як показано на рис. 2, а, б. Це і використаємо під час моделювання одноелектронного транзистора.

Приймаємо, що час входження і виходу електрона з наноострівця однаковий, але для виходу електрона з “кулонівської блокади” його енергія повинна бути більша за q^2/C_Σ , де $C_\Sigma = C_B + C_3 + C_c$. Максимальний енергетичний бар’єр наночастинки $U = E_c$, у разі прикладення зовнішніх напруг $U = E_c - q\phi_s$, де

$$\phi_s = U_{\text{зв}} (C_3/C_\Sigma) + U_{\text{св}} (C_c/C_\Sigma) + U_B (C_B/C_\Sigma) - qN(\phi_s)/C_\Sigma. \quad (2)$$

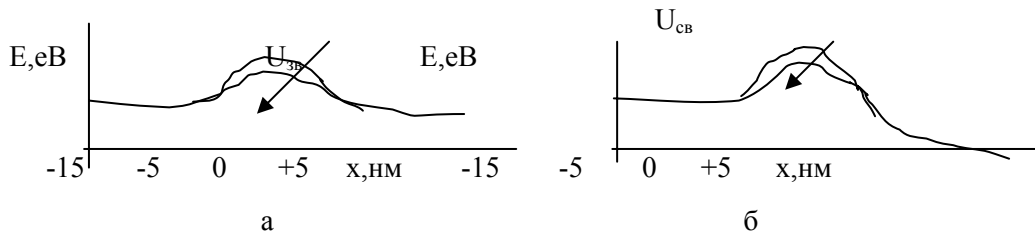


Рис. 2. Залежність від прикладених напруг

Ефективна густина рівнів відповідно N_1 і N_2 на вході і виході, а в області наноострівця $N(E-U)$. Кількість заряду, який пройде через робочий канал, можна записати у вигляді

$$Q = \int [N_1(E) f_1(E) + N_2(E) f_2(E)] dE. \quad (3)$$

Відповідно

$$N_1(E) = [t_2 / (t_1 + t_2)] N(E-U). \quad (4)$$

$$N_2(E) = N_1(E) \quad \text{і при } t_1 = t_2 \quad N_1(E) = N(E-U)/2,$$

де t_1 – час проходження електрона від витоку до наноострівця, а t_2 – з наноострівця до стоку. $N(E-U)$ – ефективна густина рівнів в області наноострівця. Тоді

$$Q = \int [t_2 / (t_1 + t_2)] N(E-U) [f_1(E) + f_2(E)] dE, \quad (5)$$

а струм стоку

$$I_c = 2q/h \int W \cdot (2mE)^{1/2} / \pi \hbar [f_1(E) - f_2(E)] dE, \quad (6)$$

де W – ширина робочого каналу, m – ефективна маса електрона. Якщо врахувати розміри одноелектронного транзистора, то електрони локалізуватимуться в межах двовимірної площини, і кількість заряду, який пройде через робочий канал з врахуванням прикладених напруг становитиме

$$Q = Q_{2D}/2 W L [F_0(\gamma_{F1}) + F_0(\gamma_{F2})], \quad (7)$$

де

$$\gamma_{F1} = (E_{F1} - E_c + q\phi_s) / kT; \quad \gamma_{F2} = (E_{F1} - E_c - q U_{cb} + q\phi_s) / kT,$$

а струм стоку можна записати як

$$I_c = (q Q_{2D}/2) W L / (t_1 + t_2) [F_{1/2}(\gamma_{F1}) - F_{1/2}(\gamma_{F2})]. \quad (8)$$

Оскільки $L / (t_1 + t_2) = \langle v \rangle$, де $\langle v \rangle$ – середня швидкість електрона, тоді, враховуючи прикладені напруги, її можна записати у вигляді

$$\langle v \rangle = (2kT / \pi m) [F_{1/2}(\gamma_{F1}) / F_0(\gamma_{F1})] \{ [1 - F_{1/2}(\gamma_{F2}) / F_{1/2}(\gamma_{F1})] / [1 + F_0(\gamma_{F2}) / F_0(\gamma_{F1})] \} \quad (9)$$

і якщо врахувати, що $C_3 (U_{3b} - U_{30}) = q Q_{2D} / 2 [F_0(\gamma_{F1}) + F_0(\gamma_{F2})]$

$$I_c = C_3 (U_3 - U_{30}) \langle v \rangle [F_{1/2}(\gamma_{F1}) - F_{1/2}(\gamma_{F2})] \quad (10)$$

де $F_{1/2}$ – інтеграл Фермі–Дірака.

Висновки. Теоретичний аналіз фізичних процесів, на яких ґрунтується принцип дії одноелектронного транзистора, дав змогу встановити залежність струму стоку від прикладених напруг і змоделювати вольтамперну характеристику.

Фізична модель одноелектронного транзистора необхідна під час випробовування різних конструкцій, геометрії і використання нових матеріалів – як металів, так і напівпровідників – для його створення, а також під час розроблення на їх основі квантових комп'ютерів. Запропоновану модель можна також використати для отримання вольтамперної характеристики МОН-транзисторів на нанотрубках.

1. Херман М. Полупроводниковие сверхрешетки. – М.: Мир, 1989. 2. Ford C., Washburn S., Buttiker C., Knodler C. Phys. Rev. Lett. 62, 1998. – P. 2724–2727. 3. Datta S. Nanotechnology. – 15, 2004. – P. 433–451. 4. Fulton T., Dolan G. Phys. Rev. Lett. – 59. – 1987. – P. 109–112 p. 5. Altmeyer S., Hamidi A., Spangenberg B., Kurz H. J. Vac. Sci. Technol. B14, 1996. – P. 4034–4037. 6. Klitzing K., Dorda G., Pepper M. Phys. Rev. Lett., 45. – 1980. – P. 494–497. 7. Tsui D., Stormer H., Gossard A. Phys.

Rev., Lett. 48. – 1982. – P. 1559–1562 p. 8. *Buks E., Schuster R., Heiblum M., Umansky V. Nature* 391. – 1998. – P. 871–874. 9. *Natori K. JAP.* – 1994. – 4879 p. 10. *Datta S. IEDM Nechn. Dig.* – 2002. 11. *Yuan Taur, Tak Ning, Cambridge Univ.* – 1998. 12. *Jonson E. RCA Rev.* 34. – 1973. – 80 p.

УДК 683.1

І.І. Дияк*, І.І. Макар*, Л.Б. Чирун

Національний університет “Львівська політехніка”,
кафедра інформаційних систем та мереж,

*Львівський національний університет імені Івана Франка,
кафедра прикладної математики

ЧИСЛОВИЙ АНАЛІЗ СХЕМ ОБЧИСЛЕННЯ ГІПЕРСИНГУЛЯРНИХ ІНТЕГРАЛІВ ПІД ЧАС МОДЕЛЮВАННЯ ПРОБЛЕМ МЕХАНІКИ

© Дияк І.І., Макар І.І., Чирун Л.Б., 2006

Досліджено та апробовано декілька числових методів знаходження сингулярних і гіперсингулярних інтегралів. Наведено схеми числового інтегрування для обчислення подвійних сингулярних та гіперсингулярних інтегралів при числовій реалізації симетричного методу Гальоркіна розв’язання плоскої задачі теорії пружності.

Some schemes of numerical integration are investigated and tested. These schemes are the effective tool of the evaluation of singular and hypersingular integrals at numerical realization of the symmetric Galerkin boundary element method for the solution of 2D problem of the theory of elasticity.

Вступ. Поняття “гіперсингулярного інтегралу” було визначено Ж. Адамаром майже сто років тому. Але лише в останні десятиліття у зв’язку з побудовою симетричних схем методів граничних елементів для числового розв’язання задач механіки, гідродинаміки розробленням ефективних числових методик обчислення таких інтегралів зацікавилися вчені багатьох країн світу. З використанням граничних гіперсингулярних інтегральних рівнянь можна отримати точніші результати у зонах концентрації напружень під час розв’язування задач теорії пружності, теорії пластичності, механіки руйнування, біомеханіки та ін [1, 4, 5, 7]. Важливі прикладні інженерні задачі аеродинаміки та електродинаміки [1] – це галузь застосування граничних сингулярних та гіперсингулярних інтегральних рівнянь.

Постановка проблеми у загальному вигляді. У моделюванні багатьох практично важливих задач механіки граничні гіперсингулярні інтегральні рівняння як складовий елемент теорії сингулярних інтегральних рівнянь становлять сучасний і поширений засіб дослідження. Надійність і ефективність числових алгоритмів значною мірою визначається якістю обчислення сингулярних інтегралів. Однак, питання щодо базових понять – визначення та способів обчислення (аналітичних або числових) гіперсингулярних інтегралів – залишається складним і є актуальною темою сучасних наукових досліджень.

Розглядається гіперсингулярний інтеграл вигляду:

$$\int_a^b \frac{f(t)}{(t-x)^2} dt, \quad a < x < b. \quad (1)$$

Такого інтеграла не існує ні в сенсі головного значення Коші, ні як невластного інтеграла першого роду. Наведемо два найпоширеніші способи визначення гіперсингулярного інтеграла:

Інтеграл (1) розглядається як похідна від інтеграла, збіжного в сенсі головного значення за Коші [6]:

$$\int_a^b \frac{f(t)}{(t-x)^2} dt = -\frac{d}{dx} P.V. \int_a^b \frac{f(t)}{t-x} dt;$$