

УДК 621.385.832.564.4

**П. В. Свірін**

Національний технічний університет України «КПІ»  
проспект Перемоги, 37, 03056 Київ, Україна

## **Підходи до фізичного моделювання резонансно-тунельних діодів**

*Розглянуто підходи до фізичного моделювання резонансно-тунельного ефекту та резонансно-тунельних діодів (РТД). Зроблено огляд фізичних моделей РТД. Описано принципи роботи РТД. Наведено порівняння фізичних моделей.*

**Ключові слова:** резонансно-тунельний ефект, резонансно-тунельний діод, моделі.

### **Вступ**

Резонансно-тунельні діоди є одними з найбільш перспективних приладів твердотільної електроніки. Нині розроблено багато схем, що застосовують РТД, і деякі з таких схем мають комерційне застосування. Стабільне функціонування РТД спостерігалось на частотах понад 2,5 ТГц; також спостерігаються задовільні співвідношення пікового значення струму до долинного значення при кімнатній температурі. Такі властивості пристрою роблять його унікальним активним елементом для мікрохвильової електроніки. На жаль, на відміну від порівняно простої ідеї функціонування пристрою фізика функціонування РТД є дуже складною і залежить від багатьох факторів. Таким чином, поки що існує багато нерозв'язаних проблем з моделюванням характеристик РТД.

Мета даної статті — зробити огляд існуючих фізичних моделей РТД і провести їхнє порівняння.

### **Теорія функціонування резонансно-тунельних діодів**

У принципі, РТД-пристрій [1, 2] складається з таких компонентів:

- 1) емітерної області, яка є джерелом електронів;
- 2) двобар'єрної структури, що складається з квантової ями, яка знаходиться між двома бар'єрами з матеріалу з великою шириною забороненої зони;
- 3) дрейфової області просторового заряду;
- 4) колекторної області, в якій збираються ті електрони, які тунелюють через двобар'єрну структуру.

© П. В. Свірін

Умовний поперечний переріз і відповідні енергетичні зони такого РТД-пристрою показані на рис. 1. Заштрихована дільниця двобар'єрної структури репрезентує квазізв'язаний енергетичний стан у квантовій ямі. На рисунку також показаний енергетичний спектр електронів у емітерній області.



Рис. 1. Поперечний переріз РТД-пристрою та відповідні енергетичні зони під напругою прямого зміщення

Така двобар'єрна структура збудована в такий спосіб, що в квантовій ямі знаходяться об'єкти у зв'язаному енергетичному стані [3, 4]. Електрони з емітерної області можуть тунелювати крізь такі бар'єри, якщо їхній поздовжній складник енергії дорівнює енергії квазізв'язаного енергетичного стану в такій квантовій ямі.

Якщо прикладена до РТД-пристрою пряма напруга (позитивна на колекторі) збільшується, виникає електричне поле, яке змушує електрони рухатися з емітера в напрямку колектора. В тому разі, якщо напруга зміщення близька до нуля, електричного струму немає, тому що електрони зупиняються бар'єрами. В результаті цього електрони з емітера накопичуються та створюють біля бар'єру збагачений шар. Невелика частка цих електронів має енергію, яка дорівнює енергії квазізв'язаного стану в квантовій ямі [5]. Такі електрони можуть тунелювати через двобар'єрну структуру, внаслідок чого виникає електричний струм. У разі підвищення напруги зміщення енергетичний рівень квазізв'язаного стану в квантовій ямі знижується порівняно з енергетичним рівнем електронів у емітері. В результаті цього більша кількість електронів може брати участь у процесі тунелювання, забезпечуючи в такий спосіб підвищення струму відповідно до прикладеної напруги. Такий процес продовжується доти, доки напруженість електричного поля на двобар'єрній структурі є такою, що енергетичний рівень зв'язаного стану співпадає з тим енергетичним рівнем, при якому спостерігається максимум розподілу електронів у емітері. Про досягнення такого стану свідчить максимум на вольт-

амперній характеристиці (рис. 2). Якщо напруга є ще вищою, то в наявності залишається менша кількість електронів, які здатні тунелювати, внаслідок чого при підвищенні напруги електричний струм зменшується, і виникає негативний диференційний опір (НДО). У разі перевищення певної прикладеної напруги ці бар'єри знижуються до такого рівня, при якому виникає доволі суттєва термоелектронна емісія через бар'єри. Потім струм починає зростати одночасно зі зростанням прикладеної напруги.



Рис. 2. Типова вольт-амперна характеристика РТД-пристрою. Максимальний струм ( $I_p$ ) спостерігається при максимальній напрузі ( $V_p$ ), а мінімальний струм ( $I_v$ ) спостерігається при мінімальній напрузі ( $V_v$ )

Ті характеристики змінювання НДО, що спостерігаються на практиці, є важливими, перш за все, для різноманітних варіантів використання РТД. Діапазон НДО характеризується максимальними струмом і напругою ( $I_p$ ;  $V_p$ ), а також мінімальними струмом і напругою ( $I_v$ ;  $V_v$ ). Іншими важливими параметрами для виявлення ділянки НДО та її характеристики є відношення струму піку (максимального струму) до струму западини (мінімального струму) ( $PVR = I_p/I_v$ ), а також негативна провідність ( $G_n = \Delta I/\Delta V$ ). У межах ділянки НДО кут нахилу вольт-амперної характеристики ( $\Delta I/\Delta V$ ) є негативним і дорівнює  $-G_n$ .

Характеристики квантової ями, бар'єрів, емітера та шарів у області просторового заряду безпосередньо впливають на різні параметри ділянки НДО, які обговорювалися вище. Для застосування таких структур у пристроях, які працюють на дуже високих частотах, потрібно мати дуже високі значення густини пікового електричного струму. Є кілька способів, які забезпечують досягнення таких значень. Зменшення товщини бар'єрів призводить до підвищення ширини енергетичної зони квазізв'язаного стану [6, 7]. Збільшується кількість електронів, які можуть брати участь у процесі тунелювання, що призводить до підвищення густини пікового струму. Проте, більш широка енергетична зона квазізв'язаного стану в той же час призводить до зниження гостроти резонансної кривої, зменшуючи в такий спосіб відношення  $PVR$  [8]. Інший спосіб підвищення густини пікового струму полягає в підвищенні рівня легування емітера, збільшуючи внаслідок цього потік

електронів. Це також збільшує струм западини, що, в свою чергу, призводить до зменшення величини  $PVR$ . В обох цих випадках струм западини може бути настільки великим, що такий пристрій може не виявити значного НДО. Іноді це обмежує мінімальну товщину бар'єрів або максимальні рівні легування емітера. Пікова напруга ( $V_p$ ) визначається товщиною області просторового заряду та енергетичним рівнем квазізв'язаного стану. Зниження енергетичного рівня квазізв'язаного стану або зменшення товщини області просторового заряду призводить до більш низьких значень  $V_p$ . У результаті зменшення пікової напруги знижується розсіювання енергії. Тому можна забезпечувати більш високі значення тунельного струму до виходу пристрою з ладу.

### Фізичні моделі

Останнім часом були прикладені значні зусилля науковців для розробки фізичних моделей РТД з різною ступінню деталізації. Незважаючи на відносну нещодавність появи, рівень розвинутої моделювання резонансно-тунельних пристроїв поступово наближується до рівня моделювання КМОП, хоча в цій області ще спостерігається відставання теоретичного моделювання від виробничих результатів [9]. На рис. 3 зображено відмінність у характеристиках РТД, отриманих під час експерименту, та розраховані за допомогою моделі Цу-Єсакі [10].

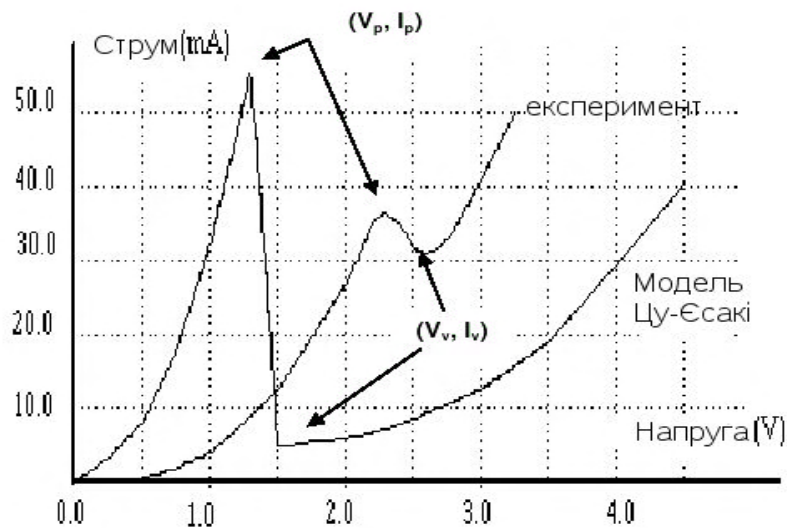


Рис. 3. Відмінність між експериментальними та теоретичними результатами моделювання РТД

Ретельний аналіз процесу резонансного тунелювання був проведений в роботі [3], де застосовувався кількісний аналіз вольт-амперної характеристики. Для розрахунку параметрів ділянки НДО в тому чи іншому РТД-пристрої було запропоновано декілька теоретичних моделей [4, 5]. Більшість цих моделей з належними обґрунтуваннями точно прогнозують величину пікового струму, на відміну від величини струму в западині. Наявність надмірного струму в западині пояснюється за допомогою додаткових струмових механізмів у межах двобар'єрної структури. Згідно з однією з цих моделей [6] струм у западині виникає внаслідок ефектів роз-

сіювання в присутності фононів у збагаченому електронами шарі. Розсіювання електронів відбувається до якогось енергетичного рівня, який співпадає з енергетичним рівнем квазізв'язаного стану, що призводить до виникнення струму витоку. Вплив розсіювання оптичних поздовжніх фононів на струм у западині був доведений експериментально [7].

Розрахунки квантових ефектів через свою складну прив'язку до властивостей матеріалів і структур потребують значних машинних ресурсів, а моделі РТД виступають як оптимізаційний об'єкт.

Стандартні методи моделювання електронних пристроїв засновані на транспортному рівнянні Больцмана (ТРБ) [11]. Це рівняння описує еволюцію класичної функції розподілу  $f_c(r, p, t)$ , що визначає щільність носіїв заряду  $y(r, p, t)$ , де  $r$  — позиція, задана трьома координатами,  $p$  — тривимірний імпульс, а  $t$  — час. Те, що  $f_c$  є функцією фазово-просторового розподілу, робить її корисною для моделювання звичайних пристроїв. ТРБ можна записати у вигляді:

$$\frac{\partial f_c}{\partial t} + v \frac{\partial f_c}{\partial r} + F \frac{\partial f_c}{\partial p} = \left( \frac{\partial f_c}{\partial t} \right)_{\text{зіттових}}, \quad (1)$$

де  $v$  — швидкість носіїв заряду, а  $F$  — сила, що діє на них.

Для електронів, де концентрація електронів  $n = n(r, t)$ , цю модель можна записати як

$$J_n = q\mu_n n E_n + qD_n \nabla n, \quad (2)$$

де  $q$  — заряд електронів;  $J_n$  — щільність струму електронів;  $U_n$  — загальний коефіцієнт рекомбінації;  $\mu_n$  — рухливість електронів;  $D_n$  — константа дифузії електронів. Аналогічні рівняння можна записати і для дірок.

ТРБ являє собою загальну формулу, воно дозволяє аналізувати внутрішнє функціонування пристрою з урахуванням усіх характеристик, наведених далі у таблиці. Ще одна критично важлива властивість ТРБ — те, що його можна спрощувати кількома способами, наприклад, для одновимірного моделювання з використанням одного лише ТРБ, або для багатовимірного моделювання із застосуванням гідродинамічних і дрейфово-дифузних моделей.

Основна причина наявності в ТРБ таких властивостей — те, що  $f_c$  являє собою функцію фазово-просторового розподілу. Відповідно,  $f_c$  містить усю цікаву для нас інформацію про носії заряду, включаючи інформацію про їхні позиції (для обчислення щільності носіїв зарядів) і про їхню швидкість (для обчислення струмів). На жаль, ТРБ не можна безпосередньо використовувати для моделювання квантових пристроїв, оскільки воно сформульовано на основі принципів звичайної, а не квантової фізики. Наприклад, ТРБ показує, що носії заряду підкоряються класичним законам Ньютона, тобто вони є точковими частинками з єдиними значеннями імпульсів, що на них діють сили чітко визначених значень у чітко визначених точках, і що зіткнення між носіями заряду є миттєвими. На жаль, усі ці припущення є невірними в квантовій механіці, оскільки частинки на квантовому рівні ведуть себе як хвилі. Принцип невизначеності Гейзенберга стверджує, що немож-

ливо одночасно точно знати імпульс частинки та її позицію. Вважається, що у довільний момент часу частинка має цілий розподіл позицій і імпульсів. У результаті неможливо використати функцію фазово-просторового розподілу в квантово-механічному представленні системи. Це призводить до значного ускладнення задачі, оскільки необхідно використати квантове формулювання переміщення носіїв зарядів замість функції фазово-просторового розподілу, яка робить ТРБ зручним для моделювання класичних електронних систем.

На рис. 4 схематично зображено співвідношення між формулюваннями із квантової механіки (ФКМ), які на цей час найбільш широко пропонуються, обговорюються та/або застосовуються для моделювання квантових пристроїв. Серед цих формулювань — рівняння Шредінгера (РШ), транспортна матриця (ТМ), матриця щільності ймовірності (МЦЙ), функції Гріна (ФГ), функції Вігнера (ФВ) та методи з інтегруванням по шляху (ІШ). Далі згадані формулювання будуть коротко розглянуті.

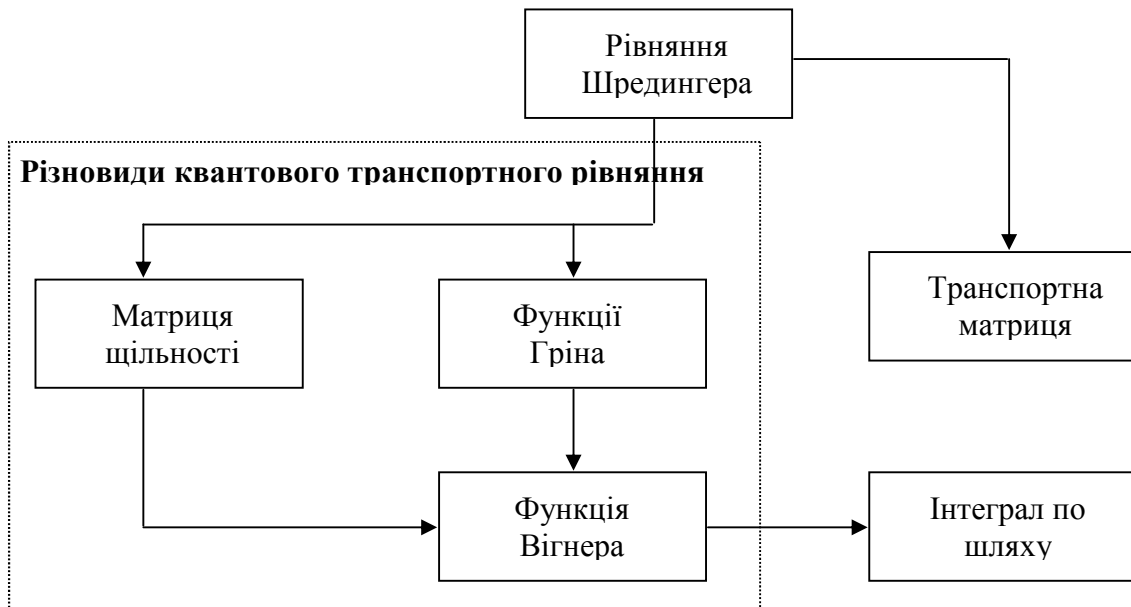


Рис. 4. Дерево ФКМ, придатних для моделювання квантових пристроїв

Порівняння підходів до аналізу квантових систем

	ТРБ	РШ	ТМ	МЦЙ	ФГ	ФВ	ІШ
Віддаленість від стану рівноваги	так	так	так	так	так	так	так
Розсіювання	так	ні	ні	так	так	так	так
Моделювання перехідних процесів	так	так	ні	так	так	так	так
Поглинаючі границі	так	ні	так	так	так	так	так
Обчислювальна складність	середня	низька	низька	середня	висока	середня	висока

Більша частина застосувань рівняння Шредінгера для моделювання кванто-

вих систем використовує в якості функції стану масштабовану хвильову функцію для одної частинки. Це обумовлюється тим, що точна хвильова функція для багатьох частинок стає неприйнятно складною вже для порівняно невеликої кількості частинок. Як видно з таблиці, РШ неточно описує дві властивості квантово-електронних пристроїв: поглинаючі граничні умови (наприклад, омичні контакти) у часовому моделюванні та непружне розсіювання. Цікаво, що, хоча РШ було запропоновано більше 70 років тому, зростаюча потреба в точному числовому моделюванні квантових пристроїв викликала появу нових досягнень у споріднених з ним областях [12, 13]. Хоча РШ виглядає перспективним для моделювання квантових пристроїв, властиві йому обмеження роблять неможливим створення програми моделювання, заснованої лише на цьому рівнянні.

Один із можливих способів розв'язання проблеми поглинаючих граничних умов для РШ — розв'язання рівняння у стаціонарному стані. Найпростішим результатом такого розв'язання є метод із застосуванням транспортної матриці [14, 15], який сьогодні застосовується ширше за всі інші методи моделювання квантових пристроїв. ТМ засновується на припущеннях про те, що частинки входять до системи і виходять із неї безперервними потоками (променями) з амплітудами, які задаються фіксованими граничними умовами, що вхідний потік є абсолютно когерентним за фазою, і що промені частинок з різними енергіями не взаємодіють між собою. Ці припущення дозволяють використати в якості функції стану для кожного променя частинок просту масштабовану хвильову функцію для стаціонарного стану однієї частинки. Популярність ТМ обумовлена його простотою (і в теорії, і в програмуванні) і порівняно невисокою обчислювальною складністю. Однак те, що ТМ заснований на рівнянні Шредінгера, робить його непридатним для моделювання необоротності (тобто непружного розсіювання). Крім того, оскільки в моделюванні за цим методом використовуються безперервні потоки частинок, виконувати часове моделювання за допомогою ТМ складно або взагалі неможливо.

Згадані в таблиці матриця щільності ймовірності, функції Гріна та Вігнера використовують статистичну функцію стану замість точної хвильової функції для багатьох квантів (як у РШ) або окремої хвильової функції для кожного енергетичного рівня (як у ТМ). Квантова статистична механіка не намагається отримати усю доступну інформацію про еволюції і взаємодії мільйонів окремих квантів, а працює з безперервними розподілами частинок і їхніх взаємодій. Еквівалентом квантового транспортного рівняння для класичної механіки є ТРБ. Тому статистична функція стану є природним і ефективним способом моделювання частинок у системі багатьох тіл. Крім того, статистичний підхід має бути вельми точним — у будь-якому разі взаємодії і еволюції мільйонів окремих квантів неможливо розрізнити. Статистичну функцію стану зазвичай формують, вважаючи, що окремі частинки є незалежними (тобто використовуючи апроксимацію для окремої частинки). Використовують кілька таких функцій стану, і кожне ФКМ отримує назву за назвою функції стану, яка лежить у його основі. Для кожного ФКМ також існує відповідне квантове транспортне рівняння (КТР), яке описує еволюцію функції стану в часі. Як видно з таблиці, кожне з КТР дозволяє дослідити всі цікаві для нас характеристики квантових пристроїв, точно таким же чином, як ТРБ дозволяє це зробити для звичайних електронних пристроїв.

Основна практична різниця між трьома КТР полягає в застосованих у них функціях стану, і саме тут метод моделювання квантових пристроїв, який застосовує ФВ, демонструє найбільшу перевагу. Функція Вігнера [16] являє собою фазово-просторову функцію стану з реальним значенням, схожу на класичну функцію розподілу в ТРБ.

На відміну від ФВ, і МЦЙ [17], і ФГ [18] являють собою вельми абстрактні функції стану, які корелюють стан системи в одній точці зі станом у іншій. Інтерпретація цих функцій не інтуїтивна. Однак, як показано на рис. 2, і МЦЙ, і ФГ споріднені з ФВ, і їхні функції стану можна інтерпретувати (і часто це так і робиться) шляхом перетворення у ФВ (наприклад, після розв'язування відповідних КТР).

Формалізм ФГ напряду не пов'язаний з ФВ — ці функції є більш загальними. Існують чотири незалежні ФГ (взагалі таких функцій шість), але кожна з функцій Гріна містить більше інформації про багатоквантову хвильову функцію, ніж ФВ. ФГ з кореляцією «подвійного часу» найтісніше пов'язана з ФВ, але в процесі перетворення ми втрачаємо деяку інформацію і переходимо до системи координат, що прив'язана до центру мас [19].

Формальність ФГ дає їм важливу перевагу над ФВ. Вони дозволяють виконувати більш загальні аналітичні викладки і таким чином реалізовувати більш точні механізми моделювання (наприклад, з меншою кількістю спрощень і припущень), ніж ФВ. Взагалі, саме з використанням ФГ отримано найбільш загальну форму ФВ серед відомих на сьогодні. Однак розв'язання КТР для ФГ у загальному вигляді на теперішній час не прийнятно складне. Для отримання прийнятно простої форми КТР ФГ необхідно використовувати певні спрощувальні припущення [20], але з точки зору вимог приведеної таблиці цей метод поки що поступається ФВ. Завдяки постійному росту обчислювальної потужності комп'ютерів у майбутньому методи з використанням КТР ФГ можуть стати більш привабливими, ніж ФВ.

Унаслідок абстрактності МЦЙ і функцій стану для ФГ неочевидно, як можна застосовувати до них граничні умови [21]. У той же час, ФВ дозволяє використовувати ті ж граничні умови, що і ТРБ. Це ще одна важлива перевага ФВ порівняно з МЦЙ і ФГ. Програма для моделювання звичайних електронних пристроїв може бути легко адаптована та зв'язана з програмою моделювання квантових пристроїв, заснованою на ФВ, оскільки граничні умови будуть однаковими. Використання МЦЙ і ФГ не дасть такої можливості.

Підхід, заснований на інтегралах по шляху (Монте-Карло) [22], може зробити доступними багатомірно моделювання, в той же час надаючи всі можливості ФВ. Однак, як показано в таблиці, цей метод набагато складніше за ФВ з точки зору обчислювальної складності, що робить останній більш привабливим для моделювання квантових пристроїв. Крім того, існують певні труднощі з відслідковуванням траєкторій квантів у методі, який застосовує інтеграли по шляху, особливо у випадках з тунелюванням. Кванти можуть зникати в одній точці і з'являтися в іншій, не проходячи шляху між ними, і це робить саму концепцію шляху квантів сумнівною.

Серед ФКМ, не показаних на рис. 3, функції кореляції сила–сила [23] і струм–струм [24], які дозволяють аналіз станів, близьких до рівноваги, з лінійними реакціями, без застосування функцій стану; матричний підхід Гейзенберга [24], який



математично еквівалентний до рівняння Шредінгера, але менш інтуїтивний; функція, яка описує стан (тобто позицію і швидкість) носіїв заряду за рівнянням Ланжевена [25], яке є занадто складним для розв'язування, окрім найпростіших випадків; підхід з використанням матриці розсіювання [26], який є аналогічним до підходу з матрицею переносу, але включає розсіювання, не так зручно, як, наприклад, підхід з ФВ, і багато інших.

## Висновки

Підходів до моделювання квантових систем існує велика кількість, і кожний з них має свою область застосування.

Останнім часом РТД виходять на стадію практичного застосування [27, 28], що потребує ліквідувати розрив між наявними фізичними моделями та вимогами схемного моделювання. Це пов'язано з тим, що більш строгі моделі, наприклад, на основі чисельного самоузгодженого рішення рівнянь Шредінгера, кінетичного рівняння для функції Вігнера є складними і вимагають занадто великих обчислювальних ресурсів при моделюванні схем, що вміщують у собі велику кількість РТД. Крім того фізичні моделі є незручними для прямого виклику з програм схемного моделювання.

1. *Петренко А.І.* Моделювання резонансно-тунельного діоду / А.І. Петренко, Свірін П.В. // «Електроника и связь». Тематический выпуск «Проблемы электроники». Ч. 2. — 2005. — С. 116–119.
2. *Йогансен Л.В.* // ЖЭТФ. — 50, 709 (1966); 45, 207 (1963); 47, 270 (1964).
3. *Тиходеєв Ю.С.* Электронная техника. Сер. 2 // Полупроводниковые приборы. — Вып. 1(73) / Тиходеєв Ю.С. — 1973. — С. 3.
4. *Brown E.R.* Resonant Tunneling in High-Speed Double-Barrier Diodes / E.R. Brown. — Academic Press, 1992. — P. 469–498 (Hot Electrons in Semiconductor Nanostructures, Physics and Applications).
5. *Chow D.H.* Investigations of In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs Resonant Tunneling Diodes for High Speed Switching / D.H. Chow, J.N. Schulman, E. Ozbay, D.M. Bloom // Applied Physics Letters. — October, 5. — 1992. — Vol. 61, N 14. — P. 1685–1687.
6. *Chevoir F.* Calculation of Phonon-Assisted Tunneling and Valley Current in a Double-Barrier Diode / F. Chevoir, B. Vinter // Applied Physics Letters. — 1989. — Vol. 55, N 18. — P. 1859–1861.
7. *Goldman V.J.* Evidence of LO-Phonon Emission-Assisted Tunneling in Double-Barrier Heterostructures / V.J. Goldman, D.C. Tsui, J.E. Cunningham // Physical Review B (Condensed Matter) — 1987. — Vol. 36, N 4. — P. 7635–7637.
8. *Mendez E.E.* Resonant Tunneling Via X-Point States in AlAs–GaAs–AlAs Heterostructures / E.E. Mendez, W.I. Wang, C.E.T. Goncalves da Silva // Applied Physics Letters. — 1987. — Vol. 50, N 18. — P. 1263–1265.
9. *Seabaugh A.C.* Co-Integrated Resonant Tunneling and Heterojunction Bipolar Transistor Full Adder: International Electron Devices Meeting Technical Digest / A.C. Seabaugh, A.H. Taddiken, E.A. Beam III, J.N. Randall, Y.C. Kao, B. Newell. — Washington, DC, 1993 — P. 419–422.
10. *Обухов И.А.* Моделирование переноса заряда в мезоскопических структурах / Обухов И.А. — Севастополь: «Вебер», 2005. — 226 с.

11. *Ye Q.Y.* Resonant Tunneling Via Microcrystalline Silicon Quantum Confinement / Q.Y. Ye, R. Tsu, E.H. Nicollan // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 44. — P. 1806.
12. *Schrodinger E.* Quantisierung als Eigenwertproblem / E. Schrodinger // *Annalen der Physik* — 1926. — N 79 — P. 361–376.
13. *Mains R.K.* Improved Boundary Conditions for the Time-Dependent Schrodinger Equation. / R.K. Mains, G.I. Haddad // *Journal of Applied Physics* — 1990. — Vol.1, N 67. — P. 591–593.
14. *Yalabik M.C.* Some Ad-Hoc Methods for Introducing Dissipation to the Schrodinger Equation: Proceedings of a NATO Advanced Workshop on Science and Engineering of One- and Zero-Dimensional Semiconductors, Cadiz, Spain, Mar. 29-Apr. 1 1989 / S. P. Beaumont, C. M. S. Torres, editors. — NATO Scientific Affairs Division, 1989 — P. 83–89.
15. *Tsu R.* Tunneling in a Finite Superlattice. / R. Tsu, L. Esaki // *Applied Physics Letters.* — 1973. — Vol. 11, N 22. — P. 562–564.
16. *Frensley W.R.* Wigner-Function Model of a Resonant-Tunneling Semiconductor Device / W.R. Frensley // *Physical Review B.* — 1987. — Vol. 3, N 36. — P. 1570–1580.
17. *Wigner E.* On the Quantum Corrections for Thermodynamic Equilibrium / E. Wigner // *Physical Review* — 1932. — N 40. — P. 749–759.
18. *Frensley W.R.* Simulation of Resonant-Tunneling Heterostructure Devices / W.R. Frensley // *Journal of Vacuum Science and Technology B.* — 1985. — Vol. 4, N 3. — P. 1261–1266.
19. *Kadanoff L.P.* Quantum Statistical Mechanics / L.P. Kadanoff, G. Baym. — Benjamin/Cummings, Reading, MA, 1962.
20. *Jauho P.* Nonequilibrium Green Function Techniques Applied to Hot Electron Quantum Transport / P. Jauho // *Solid State Electronics* — 1989. — N 32(12) — P. 1265–1271.
21. *Lake R.* High-Bias Quantum Electron Transport / R. Lake, S. Datta // *Superlattices and Microstructures* — 1992. — N 11(1). — P. 83–87.
22. *Frensley W.R.* Boundary Conditions for Open Quantum Systems Driven Far from Equilibrium / W.R. Frensley // *Reviews of Modern Physics* — 1990. — N 62(3). — P. 745–791.
23. *Jensen K.L.* The Methodology of Simulating Particle Trajectories Through Tunneling Structures Using a Wigner Distribution Approach / K.L. Jensen, F.A. Buot // *IEEE Transactions on Electron Devices.* — 1991. — N 38(10). — P. 2337–2347.
24. *Buot F.A.* Lattice Weyl-Wigner Formulation of Exact Manybody Quantum-Transport Theory and Applications to Novel Solid-State Quantumbased Devices / F. A. Buot, K. L. Jensen // *Physical Review B.* — 1990. — N 42(15). — P. 9429–9457.
25. *Baym G.* Lectures on Quantum Mechanics / G. Baym. — Menlo Park, CA: Benjamin/Cummings, 1973.
26. *Gardiner W.* Quantum Noise and Quantum Langevin Equations / W. Gardiner // *IBM Journal of Research and Development.* — 1988. — N 32(1). — P. 127–136.
27. *Gloesekotter P.* Circuit and Application Aspects of Tunneling Devices in a MOBILE Configuration / P. Gloesekotter, C. Pacha, K.F. Goser, W. Prost, S.O. Kim, H. van Husen, T. Reimann, F.J. Tegude // *International Journal of Circuit Theory and Applications.* — 2003. — Vol. 31, N.1.
28. *Nikolic K.* Relative Performance of Three Nanoscale Devices — CMOS, RTDs and QCAs — Against a Standard Computing Task / K Nikolic, D Berzon, M. Forshaw // *Nanotechnology.* — 2001. — N 12. — P. 38–43.

Надійшла до редакції 07.10.2008