

В.І Тимофєєв

Моделювання процесів розігріву електронного газу в субмікронних гетеротранзисторах

Вступ

Необхідність розширення робочих частот активних компонентів інтегральних схем до сотень гигагерц і можливості сучасної технології обумовили розробку субмікронних транзисторів з гетероселективним легуванням (гетеротранзисторів) [1] на основі багатодолинних напівпровідників (GaAs, InP) і їхніх сплавів з довжиною затвора 0,15-0,2 мкм при характерних розмірах високолегованих шарів в активній області транзистора порядку 0.1 мкм. Для таких розмірів структур при звичайних живлячих напругах характерні сильні поля, у яких спостерігається розігрів електронного газу. Це призводить до появи ряду специфічних ефектів: нестационарному дрейфу в умовах переважно міждолинного й оптичного розсіювання носіїв заряду, «сплеску» дрейфової швидкості електронів, квазібалістичного переносу носіїв і шунтуючого впливу підкладки. Істотною особливістю є те, що область сильного поля і нестационарні процеси пов'язані з великими градієнтами в поперечних перерізах в області взаємодії електричного поля з потоком носіїв для розподілів характеристик електронного газу – електронної температури (енергії), імпульсу (швидкості), ефективної маси й ін.

При чисельному моделюванні пристроїв, що містять субмікронні компоненти доцільним представляється підхід, що полягає в побудові ієрархічного ряду математичних моделей, призначених для задач опису фізичних ефектів і процесів, удосконалення технології і конструкцій приладів, схемотехнічного аналізу і розрахунку характеристик пристроїв при різних рівнях вхідних сигналів і режимах роботи. При цьому моделі можуть відрізнятися не тільки за своїм призначенням, але й методами, рівнем прийнятих припущень і необхідних обчислювальних витрат. Наявність усього

ієрархічного ряду моделей дозволяє, наприклад, результати фізичного моделювання використовувати для визначення параметрів і апроксимацій для більш простих моделей, а останні, у свою чергу, можуть задавати початкове наближення для постановки задач проектування і дослідницьких задач у субмікронних структурах.

Відомі різні підходи до моделювання фізичних процесів у субмікронних гетеротранзисторах [2-5], що складають частину ієрархічного ряду моделей – спрощені аналітичні моделі [2] (які враховують, наприклад, дрейф носіїв заряду без зіткнення при довжинах затвору 0,15 мкм і температурі кристалічної решітки 77 К), одномірні для схемотехнічних розрахунків [3] і моделі [4,5], що містять релаксаційні рівняння збереження енергії й імпульсу в квазідвовимірному наближенні. В останньому випадку всі рівняння інтегруються уздовж однієї координати в напрямку поля що тягне, а розмір області просторового заряду в наближенні різкої границі на кожному кроці розраховується в залежності від поточного значення потенціалу в каналі.

У спрощених моделях гетероструктур використовують апроксимації залежностей рухливості електронів від напруженості електричного поля. Такі рівняння являють собою локальну модель переносу струму, у якій швидкість (рухливість) носіїв «локально» слідує за змінами напруженості електричного поля. У такій системі неможливо описувати нелокальні ефекти «сплеску» дрейфової швидкості електронів і дірок, ефекти нагромадження носіїв унаслідок зміни їхньої енергії й ефективної маси при переході у верхні долини.

Постановка задачі

Метою даної роботи є одержання рівнянь для опису субмікронних ефектів у гетеротранзисторах, моделювання й аналіз його характеристик у наближенні часу релаксації для двовимірної активної області.

Моделювання нелокальних ефектів переносу носіїв заряду в субмікронних гетероструктурах

У багатодолинних напівпровідниках необхідно враховувати істотний вплив у сильних електричних полях междолинного розсіювання і різні умови розігріву і релаксації носіїв у долинах.

Один з підходів для моделювання таких структур полягає у використанні релаксационних рівнянь, отриманих з кінетичного рівняння Больцмана в наближенні часу релаксації [6,7]. Для одержання основних рівнянь скористаємося гідродинамічною моделлю для колективів електронів і дірок.

Для стаціонарного потоку електронів і дірок справедливе рівняння:

$$\operatorname{div} \rho \vec{v} = 0,$$

де ρ - щільність потоку, а \vec{v} - його швидкість.

Дане рівняння можна представити як:

$$\operatorname{div} \rho \vec{v} = \rho \cdot \operatorname{div} \vec{v} + \vec{v} \cdot \operatorname{grad} \rho = 0.$$

Відкіля

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = -\frac{1}{\rho} \vec{v} \cdot \operatorname{grad} \rho.$$

Для потоку що не стискується $\rho = \text{const}$, $\operatorname{grad} \rho = 0$, $\operatorname{div} \vec{v} = 0$. Для потоку електронів, при множенні швидкості в останньому рівнянні на концентрацію, одержимо $\operatorname{div}(n\vec{v}) = 0$. Після множення на заряд це означає рівняння для щільності електричного струму $\operatorname{div} \vec{j} = 0$. Переходячи від ρ до концентрації потоку носіїв, наприклад, електронів, і з огляду на тимчасові і просторові залежності для двовимірної системи одержимо:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\partial n}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial n}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt} = \vec{v} \cdot \operatorname{grad} n.$$

З урахуванням $v_x = dx/dt$, $v_y = dy/dt$ за умови стаціонарності $dn/dt = 0$, можна записати:

$$\vec{v} \cdot \operatorname{grad} n = v_x \frac{\partial n}{\partial x} + v_y \frac{\partial n}{\partial y} = 0. \quad (1)$$

Отримане рівняння є рівнянням збереження часток (концентрації). Застосовуючи аналогічний підхід до таких характеристик потоків носіїв

заряду як енергія й імпульс, можна одержати наступні рівняння. Для електронів з енергією E , концентрацією n і просторового вектора \vec{r} можна записати:

$$\frac{d(nE)}{dt} = \frac{\partial(nE)}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{d(nE)}{d\vec{r}} = \vec{v} \cdot \text{grad}(nE) = n \cdot \vec{v} \cdot \text{grad}(E) + \vec{v} \cdot E \cdot \text{grad}(n). \quad (2)$$

З огляду на рівність нулю другого доданка, можна записати з урахуванням проекцій вектора швидкості:

$$n \cdot \vec{v} \cdot \text{grad}(E) = n \cdot (v_x \frac{\partial E}{\partial x} + v_y \frac{\partial E}{\partial y}). \quad (3)$$

Зміна енергії носіїв у багатодолинних напівпровідниках в умовах розігріву електричним полем пов'язано як із процесами придбання, так і розсіювання енергії. Для арсеніду галію з наявних нижній Γ -долини і двох верхніх L- і X-долин, дві верхні долини можуть розглядатися як одна в силу малого енергетичного зазору між ними й і невисокої частки заповнення (не більш 10%) X-долин стосовно інших долин.

Розглядаючи дводолинну модель (індекси i і j) енергетичних зон для арсеніду галію, можна розподіл електронів охарактеризувати відносними коефіцієнтами заселеності долин як функцію температури електронів і зв'язати з часами релаксації:

$$b_i(T_e) = n_i / n = n_i / (n_i + n_j) = 1 / (1 + n_j / n_i) = 1 / (1 + \tau_{nji} / \tau_{nij}).$$

Використовуючи поняття середньої теплової енергії для дводолинної моделі можна записати:

$$E_T = b_\Gamma E_{T\Gamma} + b_L E_{TL}.$$

Зв'язок теплової енергії з температурою електронного газу встановлюється співвідношенням $E_T = 3kT_e / 2$. З урахуванням рівняння (3) і результатів аналізу механізмів розсіювання в наближенні часу релаксації [6] рівняння збереження енергії запишеться:

$$v_x \frac{\partial E_T}{\partial x} + v_y \frac{\partial E_T}{\partial y} = -\frac{E_T - E_0}{\tau_E} + \frac{E_D}{\tau_E} (\gamma - 1),$$

дрейфова енергія визначається як

$$E_{\text{Д}} = m^* v^2 / 2 = \frac{m^*}{2} (v_x^2 + v_y^2) ,$$

коєфіцієнт γ визначається через часи релаксації енергії τ_E й імпульсу τ_p як $\gamma = 2 \cdot \tau_E / \tau_p$, де E_0 - рівноважне значення енергії.

У термінах температури електронного газу рівняння збереження енергії запишеться:

$$v_x \frac{\partial T_e}{\partial x} + v_y \frac{\partial T_e}{\partial y} = -\frac{T_e - T_0}{\tau_E} + \frac{2E_{\text{Д}}}{3k} (\gamma - 1) . \quad (4)$$

Рівняння, аналогічне (2), можна записати для імпульсу електронів:

$$\frac{d(nm^* \vec{v})}{dt} = \frac{\partial(nm^* \vec{v})}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial(nm^* \vec{v})}{\partial \vec{r}} = \vec{v} \cdot m^* \vec{v} \cdot \text{grad } n + n \vec{v} \cdot \frac{\partial(m^* \vec{v})}{\partial \vec{r}} .$$

Для стаціонарного випадку $\partial(nm^* \vec{v}) / \partial t = 0$ з урахуванням $\vec{v} \cdot m^* \vec{v} \cdot \text{grad } n = 0$ одержимо наступну систему рівнянь для проекцій вектора швидкості електронів:

$$\frac{d(nm^* v_x)}{dt} = n(v_x \frac{\partial(nm^* v_x)}{\partial x} + v_y \frac{\partial(nm^* v_y)}{\partial y}) = n \cdot m^* (v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y}) , \quad (5)$$

$$\frac{d(nm^* v_y)}{dt} = n(v_x \frac{\partial(nm^* v_y)}{\partial x} + v_y \frac{\partial(nm^* v_y)}{\partial y}) = n \cdot m^* (v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y}) . \quad (6)$$

У наближенні часу релаксації [6] зміна імпульсу внаслідок розігріву носіїв електричним полем і процесами розсіювання з урахуванням рівнянь (5) і (6) рівняння збереження для проекцій імпульсу носіїв запишуться:

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{e \varepsilon_x}{m^*} - \frac{v_x}{\tau_p} , \quad (7)$$

$$v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = \frac{e \varepsilon_y}{m^*} - \frac{v_y}{\tau_p} , \quad (8)$$

де ε_x і ε_y проекції вектора напруженості електричного поля.

Таким чином, система релаксаційних рівнянь нелокальної фізико-топологічної моделі для електронів включає рівняння збереження часток (1),

рівняння збереження енергії (4) у термінах електронної температури і рівняння збереження імпульсу (7) і (8).

Система рівнянь стає замкненою за умови включення до неї рівняння Пуассона в двовимірному наближенні:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = q \Delta n / \epsilon \epsilon_0 ,$$

і рівняння для щільності струму:

$$\vec{j} = -qn\vec{v} ,$$

а також відповідних залежностей для ефективних мас і часів релаксації енергії й імпульсу електронів від напруженості електричного поля.

Методи й алгоритми розв'язання системи двовимірних рівнянь фізико-топологічних моделей субмікронних гетероструктур

Розв'язання рівняння фізико-топологічних моделей субмікронних структур у двовимірному наближенні, що являють собою рівняння в частинних похідних різних порядків, зв'язано з застосуванням спеціальних методів чисельного моделювання. Рівняння Пуассона і безперервності в стаціонарному випадку відносяться до рівнянь у частинних похідних еліптичного типу:

$$-\nabla(b\nabla u) + cu = f . \quad (9)$$

Рівняння (9) відповідає структурі рівнянь безперервності струму для електронів і дірок. Якщо $c = 0$ одержимо: $-\nabla(b\nabla u) = f$, що відповідає рівнянню Пуассона для потенціалу.

Моделювання субмікронних багат шарових структур зі складною топологією і з нелінійною функцією в правій частині рівняння Пуассона, що задає розподіл щільності заряду пов'язано із застосуванням чисельних методів із заданим кроком дискретизації і неоднорідних граничних умов.

Процедура дискретизації і представлення рівнянь у кінцево-різницевому виді дозволяє звести диференціальні рівняння в частинних похідних до системи алгебраїчних рівнянь виду:

$$K \cdot u = F, \quad (10)$$

де K - матриця коефіцієнтів, F - матриця відомих величин або функцій. При цьому в залежності від складності топологічної структури області що моделюється можуть використовуватися різні методи генерації кінцево-різницевої сітки. Для розрахункової області зі складною конфігурацією переважніше метод кінцевих елементів [8-9], що передбачає триангуляцію. Для досить простих областей може використовуватися метод кінцевих різностей із процедурою дискретизації з прямокутною сіткою. При цьому обидва підходи, як правило, реалізуються з можливістю застосування адаптивної зміни кроку сітки. Особливо це актуально в областях з великими градієнтами функцій і в граничних областях, що має місце в структурах що розглядаються. Вибір методу розбивки обумовлений необхідністю апроксимації області зі складною конфігурацією, а також тим, що сильні поля локалізуються в області з розмірами 0,2-0,3 мкм у стокового краю затвора і потрібна більш дрібна сітка.

Метод кінцевих елементів заснований на побудові апроксимації розв'язання u варіаційної задачі в кінчевимірних підпросторах S_D , що містяться в області D . В основі варіаційних методів лежить перехід від задачі для рівняння з частковими похідними до задачі мінімізації функціонала. Функціоналом [9,10] для рівняння Пуассона в двовимірному наближенні

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = f(x, y)$$

є:

$$I(u) = \iint_D \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - 2uf \right] dx dy = \iint_D F(x, y, u, \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial y}) dx dy.$$

Необхідною умовою мінімальності інтеграла $I(u)$, є те, що функція $u(x, y)$ задовольняє рівнянню Ейлера-Лагранжа:

$$\frac{\partial}{\partial x} F_{ux} + \frac{\partial}{\partial y} F_{uy} - F_u = 0.$$

Підпростори S_D будуються за допомогою розподілу області моделювання на кінцеві елементи - трикутники. З кінцевими елементами зв'язується сукупність вузлів – вершин трикутника. На множині кінцевих елементів будуються простори кусочно-поліноміальних однотипних функцій – лінійних, квадратичних, кубічних чи сплайнов з кожної перемінної у межах одного елемента. Їхні коефіцієнти виражаються через значення самих функцій або їхніх похідних у вузлах. Ці функції є фінітними, тобто відмінними від нуля тільки в околиці, обмеженої декількома сусідніми елементами.

Для лінійної базисної функції для підобласті у виді трикутника з вершинами P_1, P_2, P_3 з заданими значеннями u_1, u_2, u_3 функції $u(x, y)$ апроксимація являє собою білінійний апроксимаційний поліном:

$$\tilde{u}(x, y) = \alpha_1 + \alpha_2 x + \alpha_3 y, \quad (11)$$

коефіцієнти якого можуть бути виражені через u_i з розв'язання системи рівнянь $\tilde{u}(P_i) = u_i, i=1,2,3$:

$$\alpha_1 = \frac{1}{S_{ijk}} [(x_j x_k - x_k y_i) \cdot u_i + (x_k x_i - x_i y_k) \cdot u_j + (x_i x_j - x_j y_i) \cdot u_k],$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{S_{ijk}} [(y_i - y_k) \cdot u_i + (y_k - y_i) \cdot u_j + (y_i - y_j) \cdot u_k],$$

$$\alpha_3 = \frac{1}{S_{ijk}} [(x_k - x_j) \cdot u_i + (x_i - x_k) \cdot u_j + (x_j - x_i) \cdot u_k],$$

де i, j, k - номери вершин, а S_{ijk} - площа трикутника. Поліном (11) може бути виражений через базисні функції як:

$$\tilde{u}(x, y) = \sum_{i=1}^3 u_i p_i(x, y),$$

де p_i - лінійний по x, y багаточлен, дорівнює одиниці в i -ому вузлі і нулю в інших:

$$p_i(x, y) = (1/C_{ijk})(\alpha_{ik} + \beta_{ik} x + \gamma_{ik} y) = D_{ik} / C_{ijk},$$

де $\alpha_{ik} = x_i x_k - y_j x_k$, $\beta_{ik} = x_k - y_j$, $\gamma_{ik} = y_i - y_k$,

$$D_{jk} = \begin{bmatrix} 1 & x & y \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{bmatrix}; \quad C_{ijk} = \begin{bmatrix} 1 & x_i & y_i \\ 1 & x_j & y_j \\ 1 & x_k & y_k \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Поширюючи алгоритм визначення $p_i(x, y)$ для кожного l -го вузла триангуляції області що моделюється побудуємо кусочно-билинейну функцію $\phi_l(x, y)$, що дорівнює одиниці в l -ому вузлі і нулю – в інших. При цьому у кожному із трикутників, що примикають, ця функція визначається по формулах (12). Сукупність таких функцій утворить базис простору S_D кусочно-лінійних функцій для усіх вузлів триангуляції, за винятком лежачих на границі області. Триангуляція проводиться так, що границя сіткової області збігається з границею розрахункової області. Крім того, сіткові вузли лежать як на зовнішній границі, так і на лініях розділу різних середовищ (метал-напівпровідник). При триангуляції використовується адаптивна процедура зменшення кроку сітки до досягнення заданої точності. При цьому порівнюються потенціали у сусідніх точках в області з найбільшим значенням градієнта потенціалу. Матриця коефіцієнтів у лівій частині системи (10) - це діагональна матриця. При моделюванні гетеротранзистора використовувались граничні умови Дирихле на електродах та однорідні умови Неймана на вільних границях.

Розв'язання систем нелінійних апроксимаційних рівнянь пов'язано з різними модифікаціями методу Ньютона. Після одержання розв'язання з заданою точністю для потенціалів (рівняння Пуассона) і концентрації (рівняння безперервності) спільно розв'язується система рівнянь з розрахунком на кожному кроці коефіцієнта дифузії і рухливості електронів по відповідних апроксимаціях. Алгоритм розв'язання системи рівнянь Пуассона і рівняння безперервності з урахуванням апроксимацій і рівняння для напруженості електричного поля $\varepsilon = -\text{grad } \phi$ являє собою кілька вкладених циклів. Кожне з цих рівнянь, у свою чергу, є системою кінцево-елементних

рівнянь великої розмірності. Розріджені матриці систем переважно діагональні і мають стрічкову структуру. Для розв'язання системи рівнянь використовується метод прогону у сполученні з ітераційним багатокроковим методом Ньютона. Після розрахунку струмів на електродах виконується перевірка закону Кирхгофа для струмів і оцінка погрішності обчислень. Якщо задана точність не досягнута, здійснюється дроблення кроку дискретизації триангулярної сітки.

Результати моделювання

Тестова структура гетеротранзистора представлена на рис.1. Структура характеризується наступними фізико-топологічними параметрами: довжиною затвора 0,2 мкм, шаром широкозонного легованого $Al_xGa_{1-x}As$ ($x=0.3$) під затвором з ефективною товщиною 0,1 мкм, шаром

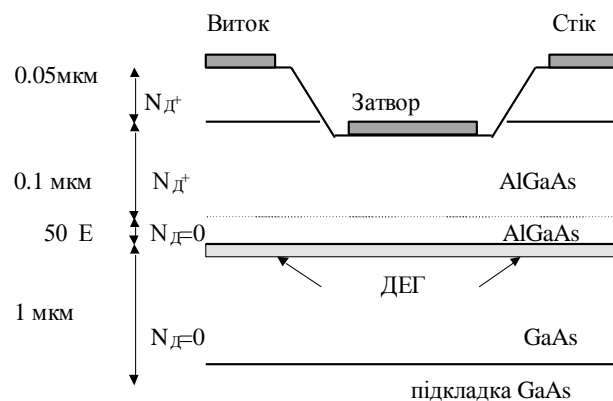


Рис. 1 Топологічна структура субмікронного гетеротранзистора з двовимірним електронним газом (ДЕГ)

нелегованого $Al_xGa_{1-x}As$ товщиною 50 Å (спейсер), шаром нелегованого $GaAs$ на напівізолюючій підкладці, товщиною кілька десятків мікрометрів, у поверхневому шарі якого в результаті розриву зон утвориться потенційна яма. Оскільки всі електронні процеси пов'язані з поверхневим шаром і двовимірним електронним газом (ДЕГ) у потенційній ямі, то для моделювання можна обмежитися ефективною товщиною транзистора 1-2 мкм.

На рисунках 2-6 наведено результати двовимірного моделювання основних фізичних характеристик у каналі субмікронного гетеротранзистора. Вихідний струм транзистора розраховується як нормальна складова струму до контакту стоку по відомих двовимірних розподілах концентрації електронів, напруженості електричного поля та швидкості за результатами розв'язання зазначеної вище системи рівнянь при досягненні заданої точності рішень у вузлах сітки.

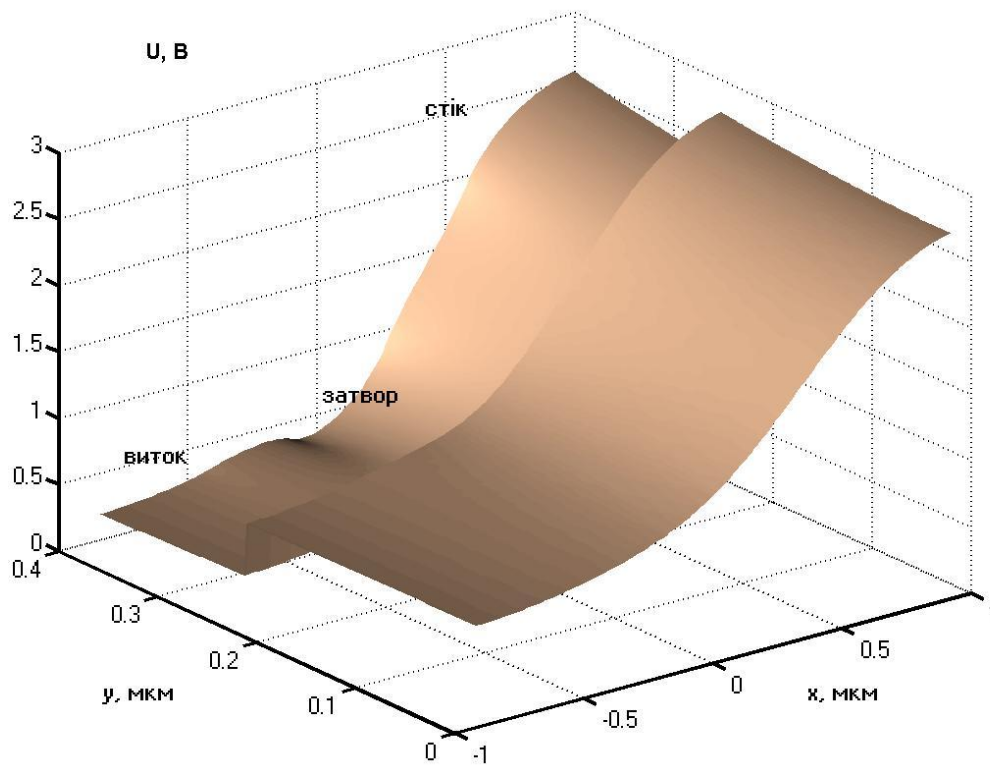


Рис.2 Розподіл потенціалу в структурі гетеротранзистора

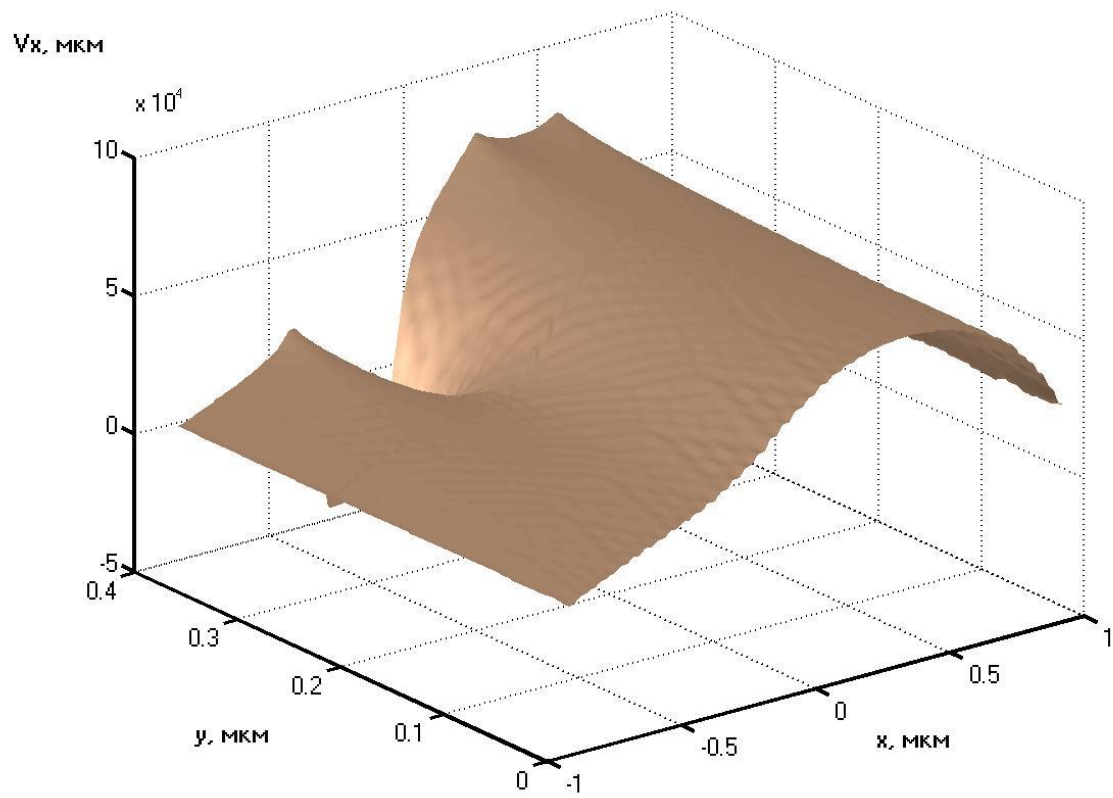


Рис.3 Розподіл проекції дрейфової швидкості на вісь x

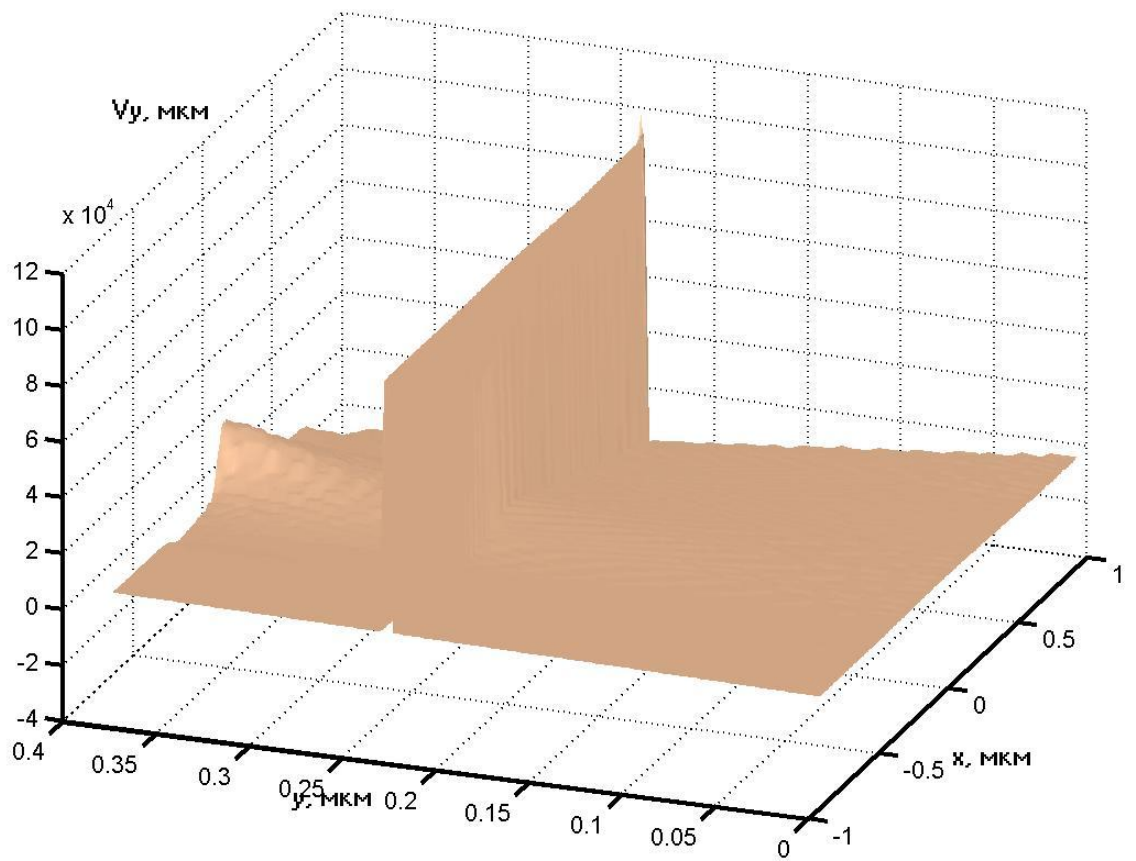


Рис.4 Розподіл проекції дрейфової швидкості на вісь y

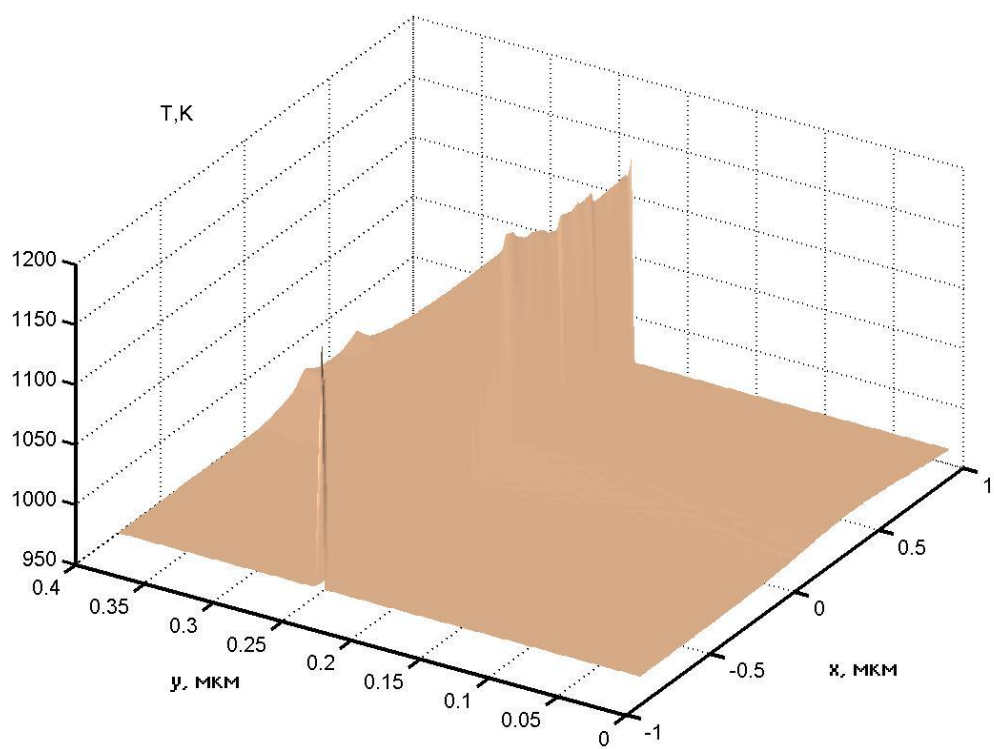


Рис. 5 Розподіл температури електронного газу

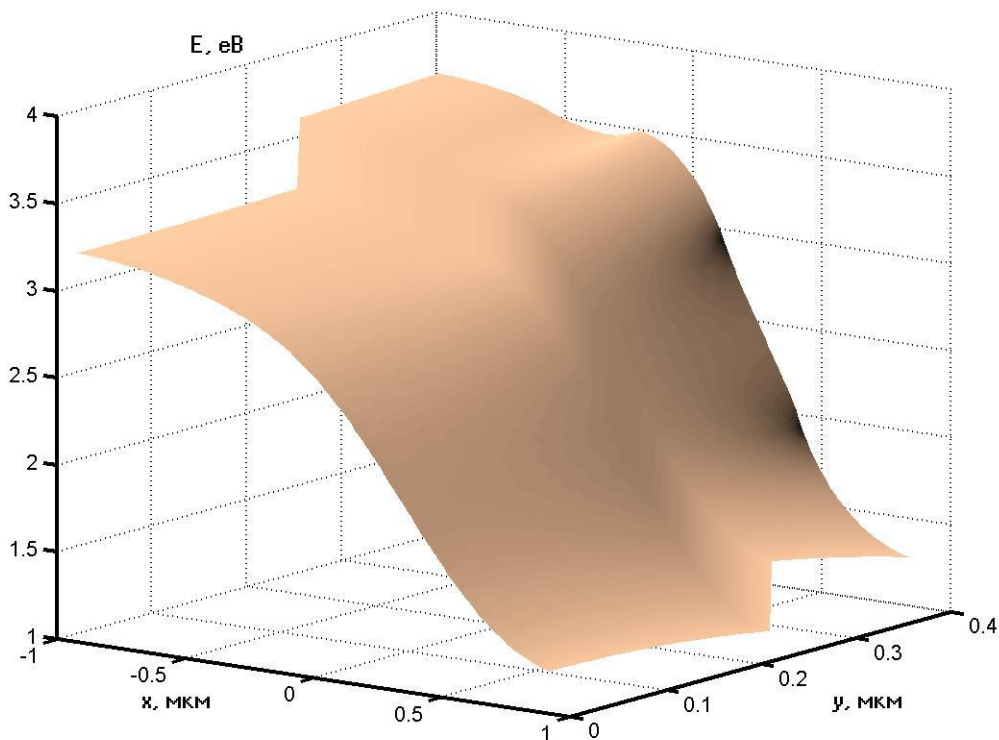


Рис. 6 Потенційна енергетична поверхня

Приведені характеристики розраховано при потенціалах на електродах витoku, затвору і стоку, відповідно, 0 В, -0,5 В, 4,0 В. Розрив зон на границі гетеропереходу задавався при розв'язанні рівняння Пуассона як вбудований потенціал висотою близько 0,4 В у припущенні що квантові ефекти для електронів у потенційній ямі відсутні.

Як показують результати моделювання, розігрів електронного газу і зростання температури електронів більшою мірою пов'язано з електронами, що дрейфують у потенційній ямі на границі гетеропереходу. Ефект «сплеску» дрейфової швидкості помітний як для електронів гетеропереходу, так і електронів, що дрейфують у високолегованому шарі $Al_xGa_{1-x}As$. Однак, оскільки область за затвором збіднена носіями заряду, лише незначна їхня кількість має високі значення швидкості.

Висновки

Ефектами, що визначають роботу субмікронних гетероструктур, є нестационарний дрейф в умовах переважно міждолинного й оптичного розсіювання носіїв заряду і «сплеск» дрейфової швидкості електронів. Істотною особливістю є те, що область сильного поля і нестационарні процеси пов'язані з великими градієнтами в поперечних перерізах в області взаємодії електричного поля з потоком носіїв і локалізуються в обмеженій області за затвором. Для моделювання нестационарних процесів дрейфу в субмікронних транзисторах із селективним легуванням необхідно розв'язувати систему диференціальних релаксаційних рівнянь, які можуть бути сформульовані у наближенні часу релаксації. Розроблені моделі придатні для розрахунку субмікронних гетероструктур на основі широкого спектру сполук напівпровідників A_3B_5 з міждолинним переносом електронів. Результати моделювання можуть бути використані для апроксимацій характеристик і схемотехнічного аналізу параметрів гетеротранзисторів.

Тимофєєв В.І.

Моделювання процесів розігріву електронного газу в субмікронних гетеротранзисторах

Робота присвячена моделюванню субмікронних ефектів в гетероструктурах. Розглянуто моделі і підходи до опису нестационарних процесів дрейфу у субмікронних транзисторах з селективним легуванням. Запропоновано модель і алгоритми врахування субмікронних ефектів на основі системи релаксаційних рівнянь у двовимірному наближенні.

Тимофеев В.И.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СУБМИКРОННЫХ ГЕТЕРОТРАНЗИСТОРАХ

Работа посвящена моделированию субмикронных эффектов в гетероструктурах. Рассмотрены модели и подходы к описанию нестационарных процессов дрейфа в субмикронных транзисторах с селективным легированием. Предложена модель и алгоритмы учета субмикронных эффектов на основе системы релаксационных уравнений в двумерном приближении.

Timofeyev V.I.

MODELLING OF ELECTRON GAS WARMING PROCESSES IN THE SUBMICRON HETEROTRANSISTORS

The paper is devoted to modeling of submicron effects in the heterosrtructures. The models and approaches to the description of non-stationary drift processes in submicron transistors with selective doping are considered. The model and algorithms of the account of submicron effects on the basis of the system relaxation equations in two-dimensional approximation is offered .

1. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс, Москлас, 1989. -264 с.

2. Shur M.S. Low Ballistic Mobility in Submicron HEMT`s // IEEE Electron Device Letters. - 2002. - Vol.23, №9. - P.511.

3. Kasemsuwan V., Nikali A. A Microwave Model for High Electron Mobility Transistors // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. - 1997. - Vol.45, №3. - P. 420.

4. Rudge P., Miles R., Steer M., Snowden C. Investigation Into Intermodulation Distortion in HEMT`s Using a Quasi-2-D Physical Model // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. -2001. -Vol.49, №12. - P. 2315.

5. Verzellesi G., Mazzanti A., Basile A., Boni A., Zaroni E., Canali C. Experimental and numerical assessment of gate-lag phenomena in AlGaAs-GaAs heterostructure field-effect transistors (FETs) // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2004. Vol.50, № 8. - P.1733.

6. Москалюк В.О. Фізика електронних процесів. Динамічні процеси. – К.: “Київський політехнік”, 2004. - 180 с.

7. Москалюк В.А., Ивашук А.В., Тимофеев В.И. Расчет релаксационных параметров GaAs в сильных полях. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2003, №3.- С.61-64.

8. Зенкевич О., Морган К. Конечные элементы и аппроксимация: Пер. с англ. – М.: Мир, 1986.- 318 с.

9. Марчук Г.И., Агошков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. – М.: Наука, 1981.-416 с.

10. Бабенко К.И. Основы численного анализа. – М.: Наука, 1986.-744 с.