

# ФІЗИЧНІ, ХІМІЧНІ ТА ІНШІ ЯВИЩА, НА ОСНОВІ ЯКИХ МОЖУТЬ БУТИ СТВОРЕНІ СЕНСОРИ

## PHYSICAL, CHEMICAL AND OTHER PHENOMENA, AS THE BASES OF SENSORS

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.4.219307>

### ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ОБ'ЄДНАННЯ МОДЕЛІ ПРОХОДЖЕННЯ ТА МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ – МОДЕЛЬ MVS-ПРОХОДЖЕННЯ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха\*

Одеський державний екологічний університет,  
факультет комп'ютерних наук,  
вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

\* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,  
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,  
пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;  
Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України,  
пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,  
E-mail: maksym\_strikha@hotmail.com

### ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ОБ'ЄДНАННЯ МОДЕЛІ ПРОХОДЖЕННЯ ТА МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ – МОДЕЛЬ MVS-ПРОХОДЖЕННЯ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха

**Анотація.** У восьмій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, ми показали, що модель проходження може бути близько співвіднесено з моделлю віртуального витоку. Простою заміною дифузійної рухливості  $\mu$  в моделі віртуального витоку на формальну рухливість  $\mu_{app}$  для лінійного струму одержано коректні результати для всього діапазону від балістичного до дифузійного граничного випадку. Заміною обмеженої розсіянням швидкості насичення  $v_{sat}$  на швидкість впорскування  $v_{inj}$  одержано коректну величину струму  $I_{ON}$ . Порівняння передбачень теорії з експериментально вимірними характеристиками показує, що нанотранзистори на кремнійовій підкладці працюють доволі далеко від балістичного режиму, натомість нанорозмірні III-V FET працюють дуже близько до балістичної межі.

**Ключові слова:** наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторів, модель MVS/проходження.

## PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: UNIFICATION OF TRANSMISSION MODEL WITH VIRTUAL SOURCE MODEL – MVS-TRANSMISSION MODEL

*Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha*

**Abstract.** In the eighth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, it is shown that the transmission model can be closely related to the virtual source model. By simply replacing the diffusion mobility  $\mu$  in the virtual source model by the apparent mobility  $\mu_{app}$  for a linear current, we obtain the correct results from the ballistic limit to the diffusion limit. By replacing the saturation rate  $v_{sat}$  limited by scattering by the injection rate  $v_{inj}$ , we obtain the correct value of the current  $I_{ON}$ . A comparison of the experimentally measured characteristics shows that nanotransistors on a silicon substrate work very far from the ballistic limit, while nanosized III-V FETs work very close to the ballistic limit.

**Keywords:** nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, LDL model, transistor metrics, MVS/transmission model.

## ФИЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРОВ: ОБЪЕДИНЕНИЕ МОДЕЛИ ПРОХОЖДЕНИЯ И МОДЕЛИ ВИРТУАЛЬНОГО ИСТОКА – МОДЕЛЬ MVS-ПРОХОЖДЕНИЯ

*Ю. А. Кругляк, М. В. Стриха*

**Аннотация.** В восьмой из новой серии наших методических обзорных статей, ориентированных на студентов, аспирантов, преподавателей высшей школы и исследователей, показано, что модель прохождения может быть тесно увязана с моделью виртуального истока. Простой заменой диффузионной подвижности  $\mu$  в модели виртуального истока на кажущуюся подвижность  $\mu_{app}$  для линейного тока получаем корректные результаты от баллистического до диффузионного предела. Заменой ограниченной рассеянием скорости насыщения  $v_{sat}$  на скорость впрыскивания  $v_{inj}$  получаем корректную величину тока  $I_{ON}$ . Сравнение экспериментально измеренных характеристик показывает, что нанотранзисторы на кремниевой подложке работают весьма далеко от баллистического предела, тогда как наноразмерные III-V FET работают очень близко к баллистическому пределу.

**Ключевые слова:** нанoeлектроника, полевой транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторов, модель MVS/прохождения.

### 1. Вступ

Основним пристроєм сучасної електроніки залишається польовий транзистор метал-діелектрик-напівпровідник з ізолюваним затвором MOSFET, а тому розуміння базових принципів його роботи належить до обов'язкових компетенцій кожного сучасного науковця, викладача чи інженера, причетного до цієї сфери. Теорію роботи MOSFET було побудовано ще в 60-ті роки минулого століття. Відтоді вона зазнала суттєвого розвитку; проте в основному підхід до моделювання транзисторів залишився той самий, що й 50 років тому.

У першій з нової серії наших методичних оглядових статей, що друкуються в журналі «Сенсорна електроніка і мікросистемні технології» починаючи з №4, 2018, ми дали загальний опис транзистора MOSFET, що є базовим пристроєм сучасної електроніки. Нашу наступну статтю було присвячено викладові класичної теорії MOSFET. У подальших двох статтях розглянуто фізику процесів у напівпровідниковому каналі MOSFET та 2D електростатистику MOS й зумовлені нею ефекти.

У подальшій у черзі статті ми розглянули узагальнену модель електронного транспорту Ландауера – Датта – Лундстрема (ЛДЛ) стосовно до  $2D$  каналів провідності польових транзисторів MOSFET, а після того, продовжуючи виклад фізичних принципів моделювання нанотранзисторів, ми запровадили поняття про балістичну швидкість впорскування і розглянули її особливості, що надалі дозволило об'єднати балістичну модель MOSFET з моделлю віртуального витоку.

Нарешті, в [1] ми спершу якісно розглянули розсіювання електронів і ввели поняття коефіцієнту проходження, а потім побудували модель проходження MOSFET на основі узагальненої моделі ЛДЛ з урахуванням розсіювання.

У цій статті ми об'єднаємо побудовані раніше моделі проходження з урахуванням розсіювання, та віртуального витоку. Вирази (36) статті [1] дають зведення формул моделі проходження для розрахунку вихідних характеристик MOSFET. Струм стоку в моделі віртуального витоку для значень  $(V_{GS}, V_{DS})$  вихідної характеристики обчислюють за виразом (18) статті [2], використовуючи для заряду формулу (19) і для швидкості – формули (24–26) цієї ж статті. Встановимо зв'язок між цими двома викладеними в наших попередніх статтях моделями.

Почнімо з виразу (18) статті [2] для струму як добутку заряду на швидкість:

$$I_{DS} = W \left| \frac{Q(V_{GS}, V_{DS})}{x=0} \right| \times v_x(V_{GS}, V_{DS}) \Big|_{x=0}. \quad (1)$$

Електронний заряд обчислюємо з електростатики MOS. Далі потрібно буде визначити середню швидкість електронів на вершині бар'єру. У моделях проходження та в моделі віртуального витоку її обчислюють по-різному.

### Резюме моделі проходження

Нехай електрони в каналі провідності підлягають статистиці Максвелла – Больцмана (MB). Тоді струм описується виразом (36) статті [1]. Заряд у точці  $(V_{GS}, V_{DS})$  визначається електростатикою MOS. У випадку статистики MB немає потреби точно знати значення енергії рівня Фермі – важливо, що він розташований у забороненій зоні принаймні на  $kT$

нижче від дна зони провідності. Швидкість впорскування дорівнює

$$v_{inj} = v_T \left( \frac{T}{2 - T} \right), \quad (2)$$

де балістична швидкість впорскування в максвел-больцманівському випадку  $v_T$  дається виразом (25) статті [2]:

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}}. \quad (3)$$

Середня швидкість електронів на вершині бар'єру в точці  $(V_{GS}, V_{DS})$

$$v_x(V_{GS}, V_{DS}) \Big|_{x=0} = F_{SAT}(V_{DS}) v_{inj}, \quad (4)$$

де

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \left[ \frac{1 - e^{-qV_{DS}/kT}}{1 + \left( \frac{T}{2 - T} \right) e^{-qV_{DS}/kT}} \right]. \quad (5)$$

Струм остаточно одержуємо за (1) з урахуванням термінальних опорів.

Складнощі в цьому алгоритмі обчислень пов'язано тільки з розрахунком  $T(V_{DS})$ . Для низьких  $V_{DS}$  коефіцієнт проходження описується формулою (39) статті [1]:

$$T_{LIN} = \frac{\lambda_{LIN}}{\lambda_{LIN} + L}, \quad (6)$$

а для високих  $V_{DS}$  – виразом (40) статті [1]:

$$T_{SAT} = \frac{L_{SAT}}{L_{SAT} + \ell}. \quad (7)$$

Як уже зазначали раніше, прийнятним є наближення

$$\lambda_{LIN} \approx \lambda_{SAT} = \lambda_0. \quad (8)$$

Значення критичної довжини  $\ell$  оцінити не просто [3 – 5], натомість вирази для лінійного струму і струму насичення в моделі MOSFET ЛДЛ легко пов'язати з виразами для моделі VS. Згідно з формулами (37) та (38) статті [1], ці вирази такі:

$$I_{DLIN} = W \left| Q(V_{GS}) \right| T_{LIN} \frac{v_T}{2kT/q} V_{DS}, \quad (9)$$

$$I_{DSAT} = W \left| Q(V_{GS}) \right| v_{inj} = W \left| Q(V_{GS}) \right| \left( \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} \right) v_T.$$

Покажемо, що ці вирази легко пов'язати з формулами традиційної моделі MOSFET та моделі віртуального витоку.

### Резюме моделі віртуального витоку

Ця модель так само має базовий вираз (1), але середня швидкість на вершині бар'єру обчислюється вже за формулою (24) статті [2]

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle \Big|_{x=0} = F_{SAT}(V_{DS}) v_{sat}, \quad (10)$$

де залежність середньої швидкості від напруги на стоку дає емпірична функція насичення струму стоку, визначена формулою (25) статті [2],

$$F_{SAT}(V_{DS}) = \frac{V_{DS}/V_{DSAT}}{\left[1 + (V_{DS}/V_{DSAT})^\beta\right]^{1/\beta}}, \quad (11)$$

де

$$V_{DSAT} = \frac{v_{sat} L}{\mu}. \quad (12)$$

Заряд можемо обчислити, наприклад, за виразом (19) статті [2]. Слід так само врахувати термінальні опори.

Для невеликих напруг на стоку

$$F_{SAT} \rightarrow V_{DS}/V_{DSAT}$$

і

$$\langle v_x(V_{GS}, V_{DS}) \rangle \Big|_{x=0} \rightarrow \mu V_{DS}/L.$$

Лінійний струм у моделі VS

$$I_{DLIN} = \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| \mu V_{DS} \quad (13)$$

збігається з виразом у традиційній моделі MOSFET. Для великих значень  $V_{DS}$  формула (10) зводиться до традиційного виразу для швидкості насичення

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_{sat}. \quad (14)$$

По суті, модель віртуального витоку – це напівемпірична модель, яка дозволяє «вписати» теоретичну криву в експериментально виміряну вихідну характеристику. В випадку короткоканальних MOSFET параметри  $\mu$  та  $v_{sat}$  потрібно замінити їхніми новими уточненими значеннями:

$$\mu \rightarrow \mu_{app}, \quad v_{sat} \rightarrow v_{inj}. \quad (15)$$

Раніше ми показали [2], що в балістичному випадку формальна рухливість  $\mu_{app}$  і швидкість впорскування  $v_{inj}$  мають зрозумілий фізичний зміст. Далі ми інтерпретуємо ці два параметри вже з урахуванням розсіювання.

## 2. Об'єднання моделі проходження та моделі віртуального витоку

Наше завдання – об'єднуючи обидві моделі, зрозуміти фізичний зміст формальної рухливості та швидкості впорскування.

### Лінійна область

Використовуючи вираз (39) статті [1] для проходження  $T_{LIN} = \lambda_0/(\lambda_0 + L)$ , перепишемо (9) так:

$$\begin{aligned} I_{DLIN} &= \frac{W}{L} |Q(V_{GS})| (T_{LIN} L) \left( \frac{v_T}{2kT/q} \right) V_{DS} = \\ &= \frac{W}{L} |Q| \left( \frac{1}{(1/\lambda_0) + (1/L)} \right) \left( \frac{v_T}{2kT/q} \right) V_{DS}. \end{aligned} \quad (16)$$

Пригадаємо визначення рухливості (50) зі статті [6]

$$\mu = \frac{D}{kT/q} = \frac{v_T \lambda_0}{2kT/q} \quad (17)$$

й балістичної рухливості (54) з тієї ж статті

$$\mu_B = \frac{v_T L}{2kT/q}. \quad (18)$$

Використовуючи ці визначення, перепишемо (16) в вигляді

$$\begin{aligned} I_{DLIN} &= \frac{W}{L} |Q| \left( \frac{1}{(1/\mu) + (1/\mu_B)} \right) V_{DS} = \\ &= \frac{W}{L} |Q| \mu_{app} V_{DS}, \end{aligned} \quad (19)$$

де формальну рухливість визначено як

$$\frac{1}{\mu_{app}} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_B}. \quad (20)$$

Такий рецепт знаходження результуючої величини як суми ймовірностей двох незалежних процесів, які до неї призводять, пояснює, зокрема, відоме правило Матієссена [4], що було встановлене ще в середині XIX століття для суми складових електричного опору, пов'язаних із розсіянням на коливаннях іонів кристалічної ґратки та на домішках.

Як ми вже зазначали раніше [2], балістична рухливість відповідає ситуації, коли середня довжина вільного пробігу стає рівною довжині каналу провідності. Електрони інтенсивно розсіюються в контактах витоку та стоку, тож коли канал провідності балістичний, то відстань між двома послідовними актами розсіяння дорівнює довжині каналу. Використовуючи балістичну рухливість у (19), лінійний струм у балістичному MOSFET можна записати в традиційній формі (13).

Згідно з (20), формальна рухливість MOSFET завжди менша від найменшої з двох рухливостей – балістичної  $\mu_B$  чи дифузійної  $\mu$ . Для довгого каналу MOSFET  $\mu < \mu_B$ : формальна рухливість обмежена дифузійною рухливістю. Для нанотранзисторів  $\mu > \mu_B$ : формальну рухливість визначає балістична рухливість. Звернімо увагу на те, що традиційний вираз для лінійного струму (13) може помилково передбачити струм, більший від балістичної межі, якщо канал провідності достатньо короткий, але якщо традиційну рухливість замінити на формальну, то цього не станеться.

В лінійній області MOSFET поводить себе як резистор, контрольований прикладеною напругою на затворі (рис. 1).

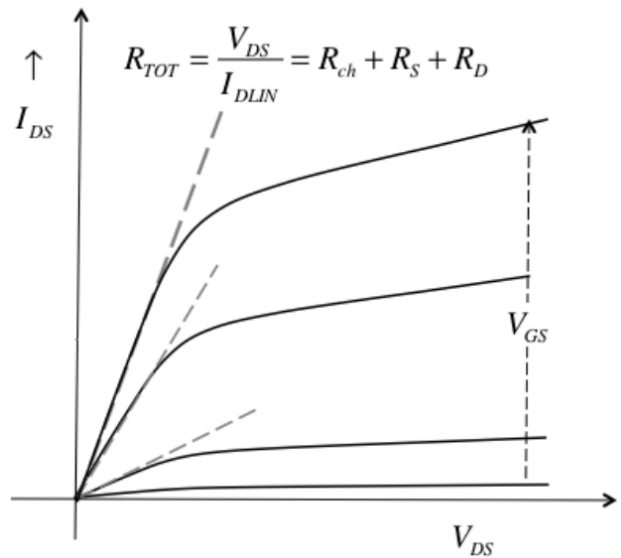
З (19) випливає, що опір каналу провідності дорівнює

$$R_{ch} = \frac{V_{DS}}{I_{DLIN}} = \frac{L}{W |Q| \mu_{app}}. \quad (21)$$

На практиці зазвичай враховують термінальні опори, тому лінійний струм

$$I_{DLIN} = \frac{V_{DS}}{R_{ch} + R_S + R_D} = \frac{V_{DS}}{R_{TOT}}. \quad (22)$$

«Вписуючи» експериментально виміряну вхідну характеристику в лінійній області в модель віртуального витоку, можна одержати значення термінальних опорів і формальної рухливості.



**Рис. 1. Зв'язок лінійного струму з опором каналу й термінальними опорами. Для визначеної напруги на затворі опір каналу (21) обернено пропорційний формальній рухливості**

Отже, ми показали, що лінійний струм у моделі проходження (19) можна записати в дифузійній формі (13), прийнятій у моделі віртуального витоку, якщо традиційну дифузійно контрольовану рухливість  $\mu$  замінити на формальну рухливість  $\mu_{app}$ .

#### Область насичення

Формула (9) свідчить про те, що в області насичення важливу роль відіграє множник  $T_{SAT} / (2 - T_{SAT})$ . Згідно з (7) та з урахуванням (8) цей множник можна переписати в вигляді

$$\frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + 2\ell}. \quad (23)$$

Тоді швидкість впорскування (2) запишеться як

$$v_{inj} = \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} v_T = \frac{\lambda_0 v_T}{\lambda_0 + 2\ell} = \frac{1}{(1/v_T) + \ell / (\lambda_0 v_T / 2)}. \quad (24)$$

Використавши визначення коефіцієнту дифузії з формули (19) статті [6]  $D = v_T \lambda_0 / 2$ , перепишемо (24) інакше:

$$v_{inj} = \left( \frac{1}{v_T} + \frac{1}{D/\ell} \right)^{-1} \quad (25)$$

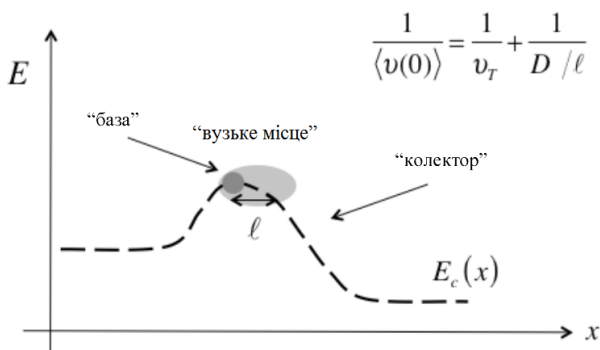


або

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{1}{D/\ell}. \quad (26)$$

З (26) приходимо до висновку, що швидкість впорскування в MOSFET завжди менша від найменшої з двох величин – швидкості балістичного впорскування й величини  $D/\ell$ , що дорівнює швидкості, з якою електрони дифундують через «вузьке місце» на вершині бар'єру завдовжки  $\ell$ . Коли ця довжина  $\ell$  достатньо велика або коефіцієнт дифузії  $D$  малий, то  $D/\ell < v_T$ , і швидкість впорскування контролюється швидкістю дифузії. Коли ж довжина  $\ell$  невелика чи коефіцієнт дифузії  $D$  великий, то  $D/\ell > v_T$ , і швидкість впорскування обмежена балістичною швидкістю впорскування: швидкість впорскування не може бути вищою від балістичної швидкості впорскування, але може бути набагато меншою.

Рис. 2 показує те, що відбувається в нанорозмірному MOSFET в режимі «ON». Електрони дифундують через «вузьке місце» каналу, але вони не можуть рухатися зі швидкістю, вищою від теплової, бо причиною дифузії є випадковий тепловий рух. Після дифундування через «вузьке місце» електрони потрапляють у високопольову область каналу провідності, де електричне поле підхоплює їх і виносить їх на стік. «Вузьке місце» каналу аналогічне до бази в біполярному транзисторі, а високопольова область аналогічна до колектора.



**Рис. 2. Зонна діаграма MOSFET в режимі «ON», де є «вузьке місце» для струму з невеликим електричним полем і високопольова область каналу провідності. Це «вузьке місце» аналогічне до бази в біполярному транзисторі, а високопольова область аналогічна до колектора**

Таким чином, ми показали, що струм насичення (9) в моделі проходження можна записати в традиційній формі (14) через швидкість насичення, прийняту в моделі VS, якщо традиційну дифузійно контрольовану швидкість  $v_{sat}$  замінити на швидкість впорскування  $v_{inj}$  (26). Граничним значенням швидкості впорскування є балістична швидкість впорскування  $v_T$ .

«Вписуючи» експериментальні дані в модель віртуального витoku, ми знаходимо формальну рухливість  $\mu_{app}$  і швидкість впорскування  $v_{inj}$ . Якщо експериментальні дані описують довгоканальний транзистор, то ми визначимо й стандартну дифузійну рухливість  $\mu$ . Пізніше ми покажемо, що традиційну рухливість  $\mu$  можна визначити і для коротких каналів у нанотранзисторах. Вважаючи, що ми знаємо ці три параметри, покажемо, як обчислити коефіцієнт проходження в лінійній області та в області насичення.

Формула (9) дає лінійний струм через  $T_{LIN}$ , а (19) – через  $\mu_{app}$ . Прирівнюючи ці два вирази, одержуємо

$$T_{LIN} = \frac{\mu_{app}}{L} \left( \frac{v_T}{2kT/q} \right)^{-1} = \frac{\mu_{app}}{\mu_B},$$

а використовуючи далі визначення формальної рухливості (20), остаточно одержуємо, що

$$T_{LIN} = \frac{\mu_B \mu}{\mu_B + \mu} \times \frac{1}{\mu_B} = \frac{\mu}{\mu_B + \mu}. \quad (27)$$

Для обчислення  $T_{SAT}$  скористаємося з виразу (2)

$$v_{inj} = v_T \left( \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} \right),$$

звідки для  $T_{SAT}$  маємо

$$T_{SAT} = \frac{2}{1 + v_T/v_{inj}}. \quad (28)$$

Швидкість впорскування  $v_{inj}$  визначається шляхом «вписування» дослідних даних у теоретичну криву за моделлю VS, однак, балістичну швидкість впорскування  $v_T$  визначити складніше. Її можна одержати з аналізу експериментальних вхідних характеристик [8], водночас її часто оцінюють, використовуючи відомі ефективні маси та гіпотезу про число зайнятих підзон.

Оцінимо  $\mu_B$ ,  $\mu_{app}$  та  $T_{LIN}$  для лінійної області  $n$ -MOSFET з довжиною каналу  $L = 22$  нм при  $T = 300$  К. Нехай у підкладці Si (100) заселена тільки одна нижня підзона, а рухливість  $\mu = 250$  см<sup>2</sup>/В · с.

За цих умов, згідно з виразом (15) статті [2],  $v_T = 1,2 \times 10^7$  см/с. Балістичну рухливість знаходимо за (18)

$$\mu_B = \frac{v_T L}{2kT/q} = \frac{(1,2 \times 10^7) \times (22 \times 10^{-7})}{2 \times 0,026} = 508 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}. \quad (29)$$

Оскільки  $\mu_B$  зіставна за порядком величини з  $\mu$ , цей транзистор працює в квазі-балістичному режимі.

Формальну рухливість знаходимо з (20):

$$\mu_{app} = \frac{\mu \mu_B}{\mu + \mu_B} = \frac{250 \times 508}{250 + 508} = 191 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}.$$

Як і очікували, формальна рухливість менша від найменшої з двох рухливостей – балістичної та дифузійної. І, насамкінець, знаходимо коефіцієнт проходження в лінійній області за (27):

$$T_{LIN} = \frac{\mu}{\mu_B + \mu} = \frac{250}{508 + 250} = 0,33. \quad (30)$$

Ми пересвідчилися, що як для лінійної області вихідної характеристики, так і для області насичення завжди можна встановити відповідність між результатами, одержаними в моделі віртуального витоку і в моделі проходження. Тепер нам ясно, чому традиційну дифузійну рухливість, застосовну для довгоканальних транзисторів, потрібно замінювати на формальну рухливість, яка охоплює весь квазі-балістичний транспорт.

Так само було показано, що швидкості насичення в традиційній моделі MOSFET відповідає швидкість впорскування в моделі проходження. Ця модель дає фізично прозоре розуміння зміни як лінійного струму, так і струму насичення в нанотранзисторах, однак, напівемпірична модель віртуального витоку краще пристосована для опису експериментальних даних для ВАХ  $I_{DS} \propto V_{DS}$  у всьому діапазоні зміни напруг на стоку. Ця відмінність між моделями не має фундаментального характеру, вона виникає тільки через труднощі обчислення залежності  $T(V_{DS})$ .

Ми досі зустрічалися з трьома різними рухливостями: 1) традиційна дифузійна рухливість  $\mu$ , 2) балістична рухливість  $\mu_B$  та 3) формальна рухливість  $\mu_{app}$ . У теорії MOSFET часом використовують т. зв. ефективну рухливість  $\mu_{eff}$  [9]. Термін «ефективна рухливість» – невдалий, він відбиває те, що електрони поблизу межі поділу Si/SiO<sub>2</sub> повинні мати меншу рухливість порівняно з електронами в глибині каналу провідності внаслідок додаткового розсіювання на недосконалостях межі поділу. Ефективна рухливість – це насправді рухливість електронів у каналі провідності, усереднена по глибині. Для Si MOSFET  $\mu_{eff}$  набагато менша від дифузійної рухливості  $\mu$  в масивній кремнійовій підкладці. Для транзисторів III-V НЕМТ висока рухливість зберігається завдяки технологічній можливості створення досконалої атомарно регулярної межі поділу. В сучасних нанотранзисторах, однак, квантові обмеження такі істотні, що всі електрони в каналі провідності зазнають розсіювання на механічних недосконалостях межі поділу. Говорити про усереднення рухливості по глибині для нанотранзистів уже не випадає. Обидві рухливості слід прирівняти,  $\mu_{eff} = \mu$ , й розглядати їх як дифузійну рухливість.

### 3. Транспорт у нанотранзисторах з позицій об'єднаної моделі MVS/проходження

Про фізику процесів у нанотранзисторах можна одержати багато інформації з аналізу вольт-амперних характеристик нанорозмірних MOSFET. Розроблено чимало підходів для такого аналізу [10–15]. Перспективність об'єднаної моделі VS/проходження продемонстровано при вивченні транспортних явищ у нанотранзисторах [16–19]. Проілюструємо це [20, 21] на прикладі аналізу експериментальних результатів як для ETSOI MOSFET [22, 23], так і для III-V НЕМТ [19, 24].

#### Огляд моделі MVS/проходження

Спершу наведемо основні положення останньої версії цієї об'єднаної моделі, яка одержала назву моделі MVS/проходження (перша літера відбиває ту обставину, що її було сформульо-

вано в Массачусетському технологічному інституті [25]).

Модель MVS описує струм стоку як добуток електронного заряду на швидкість електронів [25–27]:

$$I_{DS} = W \left| \underline{Q}(V_{Gi}, V_{Di}) \right|_{x=0} \times F_{SAT}(V_{Di}) v_{inj}, \quad (31)$$

де  $F_{SAT}(V_{Di}) v_{inj}$  – швидкість електронів на віртуальному витоку. Напруги  $V_{Gi}$  та  $V_{Di}$  – це власні (intrinsic) напруги на затворі й на стоку. Електронний заряд взято по абсолютній величині, оскільки інверсний заряд негативний в  $n$ -MOSFET.

В моделі MVS заряд на віртуальному витоку  $Q(V_{Gi}, V_{Di})$  обчислюють з напівемпіричного виразу [25], схожого на формулу (45) роботи [28]:

$$\begin{aligned} & \left| \underline{Q}(V_{Gi}, V_{Di}) \right|_{x=0} = \\ & = m C_G^{inv} \left( \frac{kT}{q} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[ \frac{q(V_{Gi} - V_T - \alpha(kT/q)F_f)}{mkT} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (32)$$

У цьому виразі введено інверсну перехідну функцію (inversion transition function) [25]

$$F_f = \frac{1}{1 + \exp \left\{ \frac{V_{Gi} - [V_T - \alpha(kT/q)/2]}{\alpha kT/q} \right\}}, \quad (33)$$

яка описує збільшення порогової напруги на величину  $\alpha(kT/q)/2$  мірою того, як MOSFET переходить з підпорогового режиму в режим сильної інверсії:  $F_f \rightarrow 1$  в підпороговому режимі й  $F_f \rightarrow 0$  в режимі сильної інверсії. Емпіричний параметр  $\alpha$  зазвичай беруть рівним 3.5 [20, 25]. В формулі (32) порогова напруга залежить від напруги на стоку згідно з виразом (47) роботи [28]:

$$V_T = V_{T0} - \delta V_{Di}, \quad (34)$$

де  $V_{T0}$  – порогова напруга в режимі сильної інверсії при  $V_{DD} = V_{Di} = 0$ , а  $\delta$  – параметр  $DIBL$ . Підпороговий параметр нахилу в (32)

$$m = m_0 + m' V_{Di}, \quad (35)$$

де  $m_0$  – підпороговий параметр при  $V_{DD} = V_{Di} = 0$ , а  $m' = dm/dV_{Di}$  описує зміну па-

раметру  $m$  зі зміною напруги на стоку.

В моделі MVS [25] використано емпіричну функцію насичення струму стоку згідно з формулою (45) статті [28]

$$F_{SAT}(V_{Di}) = \frac{V_{Di}/V_{DSATs}}{[1 + (V_{Di}/V_{DSATs})^\beta]^{1/\beta}}, \quad (36)$$

де згідно з виразом (56) статті [28]

$$V_{DSATs} = \frac{v_{inj} L_{eff}}{\mu_{app}}, \quad (37)$$

а  $L_{eff}$  – ефективна довжина каналу провідності за [29]. Звернімо увагу, що в індекс  $SAT$  в  $V_{DSATs}$  додано літеру  $s$ , щоб відобразити той факт, що  $F_{SAT}$  описує насичення струму стоку в режимі сильної інверсії. В умовах підпорогового режиму  $V_{DSAT} = kT/q$  [29]. Модель MVS [25] розглядає цей перехід від  $V_{DSAT}$  у підпороговому режимі в режим сильної інверсії евристично з використанням інверсної перехідної функції (33):

$$V_{DSAT} = V_{DSATs} (1 - F_f) + (kT/q) F_f. \quad (38)$$

Власні термінальні напруги  $V_{Di}, V_{Gi}$  пов'язано з зовнішніми термінальними напругами  $V_{DS}, V_{GS}$  співвідношеннями:

$$\begin{aligned} V_{Di} &= V_{DS} - I_{DS} R_{SD0}, \\ V_{Gi} &= V_{GS} - I_{DS} R_{SD0}/2, \end{aligned} \quad (39)$$

де сумарний термінальний опір  $R_{SD0} = R_{S0} + R_{D0}$  є сума опору витоку  $R_{S0}$  та опору стоку  $R_{D0}$ , які вважають однаковими і незалежними від напруг на затворі й на стоку.

Теоретичну криву, одержану згідно з моделлю MVS, можна «вписати» в експериментально виміряні передавальні характеристики  $I_{DS} \propto V_{GS}$  та вихідні характеристики  $I_{DS} \propto V_{DS}$ , що дозволяє визначити декілька важливих параметрів MOSFET. Подальший аналіз зосередимо на лінійній області при низьких  $V_{DS}$  та на області насичення при високих  $V_{DS}$ .

При невеликих напругах на стоку

$$F_{SAT} \rightarrow \frac{V_{DS}}{V_{DSATs}}, \quad \left. v_x(V_{GS}, V_{DS}) \right|_{x=0} \rightarrow \frac{\mu_{app} V_{DS}}{L_{eff}}.$$

Формула для струму (31) в лінійній області набуває вигляду:



$$I_{DLIN} = \frac{W}{L_{eff}} |Q(V_{GS})| \mu_{app} V_{DS} = \frac{V_{DS}}{R_{ch}}, \quad (40)$$

де  $R_{ch}$  – опір каналу провідності.

Для великих напруг на стоку  $F_{SAT} \rightarrow 1$  і формула (31) зводиться до традиційного виразу для струму насичення

$$I_{DSAT} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_T, \quad (41)$$

де

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\pi m^*}} = v_{inj}^{ball} \quad (42)$$

це балістична швидкість впорскування для випадку статистики Максвела – Больцмана. Звернімо увагу на те, що балістичну швидкість впорскування на практиці обчислити складно. Механічні напруження та квантові обмеження в нанотранзисторах можуть позначитися на величині  $m^*$ , до того ж формула (42) передбачає, що тільки одна нижня підзона заселена, а це не завжди так.

Формальна рухливість (20) у моделі MVS залежить від  $L_{eff}$  і дається виразом

$$\frac{1}{\mu_{app}(L_{eff})} = \frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_B(L_{eff})}, \quad (43)$$

де дифузійна рухливість (17)

$$\mu = \frac{D}{kT/q} = \frac{v_T \lambda_0}{2kT/q}, \quad (44)$$

а балістична рухливість (18)

$$\mu_B(L_{eff}) = \frac{v_T L_{eff}}{2kT/q}. \quad (45)$$

Швидкість впорскування при високій напрузі на стоку визначається з (26):

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{1}{D/\ell}, \quad (46)$$

де  $\ell < L_{eff}$ , та

$$D = \frac{v_T \lambda_0}{2}. \quad (47)$$

Ми припускали, що в лінійній області середня довжина вільного пробігу  $\lambda_{LIN}$  та ж сама, що й середня довжина вільного пробігу в області насичення  $\lambda_{SAT}$ . Хоч рівність  $\lambda_{LIN} = \lambda_{SAT} = \lambda_0$ , взагалі кажучи, не зовсім ко-

ректна, однак, фізично вона цілком прийнятна [30] і підтверджується в експериментах [20]. Нарешті, корисно пригадати, як параметри в моделі MVS пов'язані з коефіцієнтом проходження. З формули (27) для лінійної області одержуємо

$$T_{LIN} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L_{eff}} = \frac{\mu_{app}}{\mu_B} = \frac{\mu}{\mu_B + \mu}, \quad (48)$$

а з (28) для області насичення

$$T_{SAT} = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \ell} = \frac{2}{1 + v_T/v_{inj}}. \quad (49)$$

Вимірювана швидкість впорскування пов'язана з коефіцієнтом проходження як

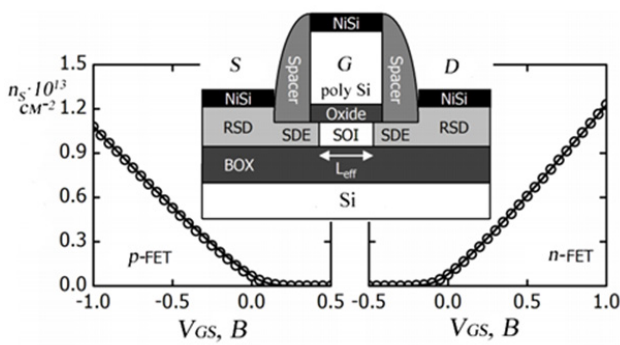
$$v_{inj} = v_T \left( \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} \right). \quad (50)$$

Ми навели основні результати найновішої версії моделі MVS/проходження, в основі якої лежить об'єднана модель проходження і модель віртуального витоку. Як тільки експериментально виміряні вольт-амперні характеристики «вписано» в теоретичну криву, одержану згідно з моделлю MVS, результатами вимірювань вважатимемо сумарний термінальний опір  $R_{SD0}$ , формальну рухливість  $\mu_{app}$  та швидкість впорскування  $v_{inj}$ . Ми так само побачимо, що з експериментальних даних можна отримати відомості про балістичну швидкість впорскування, дифузійну рухливість, середню довжину вільного пробігу, критичну довжину та коефіцієнти проходження в лінійній області та в області насичення.

#### 4. ETSOI MOSFET та III-V HEMT

Проаналізуємо Si MOSFET, який має просту і ретельно деталізовану фізичну структуру. Як зображено на рис. 3, це Si SOI (silicon-on-insulator) структура з виключно тонким шаром SOI завтовшки  $T_{SOI} = 6,1 \pm 0,4$  нм [20].

Площина каналу – (100), напрям транспорту електронів –  $\langle 110 \rangle$ . Електрод затвору – poly Si, оксид затвору – SiON з товщиною еквівалентної ємності  $CET = 1,1$  нм. Ємність затвору в режимі сильної інверсії згідно з формулою (21) статті [31]  $C_G^{inv}$  визначено з вольт-фарадних ( $C$ - $V$ ) вимірювань на довгоканаль-



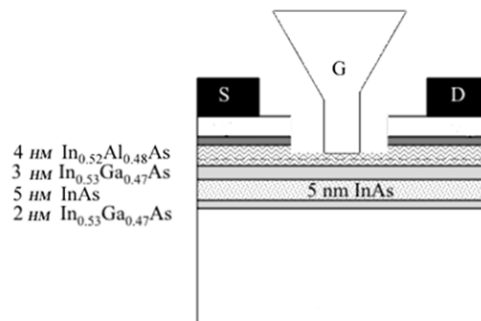
**Рис. 3. Переріз ETSOI MOSFET та залежність  $n_s \propto V_{GS}$ , одержана «вписуванням» експериментальних даних (кружечки) в теоретичні криві за моделлю VS (лінії). Зображені SD область розширення (SD extension region/SDE), розширена SD область (raised SD/RSD), шар заглибленого оксиду (buried oxide/BOX) завтовшки 145 нм й довжина каналу провідності  $L_{eff}$  [20]**

ному транзисторі [20]. Для цього конкретного  $n$ -FET  $C_G^{inv} = 1,98 \mu\text{Ф} \cdot \text{см}^{-2}$  [20]. Виміряна квазірівноважна рухливість для довгоканального транзистора складає  $350 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , що відповідає середній довжині вільного пробігу 15,8 нм.

У цьому транзисторі використано прокладки для зняття механічного напруження (neutral stress liners), що спрощує обчислення  $v_T$ . Вважаючи, що в кремнієвому каналі  $m^* = 0,22 m_0$ , одержуємо  $v_T = 1,14 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . Технологічний процес створення SD областей розширення дав дуже різкі  $p$ - $n$ -переходи з низьким значенням сумарного термінального опору [22]. Фізична довжина електроду затвору визначена через  $C$ - $V$ -вимірювання [21]. Детальне моделювання процесу виготовлення транзистора показало, що є перекриття в 1 – 2 нм між електродами затвору та  $S$ - і  $D$ -розширеннями для  $n$ -MOSFET і  $p$ -MOSFET, відповідно, так що  $L_{eff} = L_G - 2 \text{ нм}$  для  $n$ -FET і  $L_{eff} = L_G - 4 \text{ нм}$  для  $p$ -FET, де  $L_G$  – фізична довжина електроду затвору. Перераховані довжини було підтверджено ретельним аналізом 2D електростатики [22, 23].

Транзистор з високою рухливістю електронів НЕМТ – це польовий транзистор, де для створення каналу провідності використано контакт двох напівпровідникових матеріалів

III-V груп з різною шириною забороненої зони (гетероперехід, замість контакту напівпровідник – оксид у звичайному MOSFET): матеріал з широкою забороненою зоною виконує роль затвору, а в матеріалі з вузькою забороненою зоною виникає 2D канал провідності. Моделювався III-V НЕМТ (рис. 4), докладно описаний в [19, 24]. Транзистор зібраний на підкладці InP. Буфер нарощувався на підкладці, далі йшли шари 2 нм  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ , 5 нм  $\text{InAs}$  і 3 нм  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ . Періоди ґраток шару 2 нм  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  і підкладки InP сумісні, проте, існує невідповідність між ґратками  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  та  $\text{InAs}$ , й тому шар  $\text{InAs}$  – псевдоморфний, напружений, але він усе ж достатньо тонкий і не створює дефектів. Згори від цього 10 нм каналу – бар'єрний шар  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ , який відіграє роль ізолятора. Т-подібна структура затвору знижує опір затвору, що важливо для радіочастотних застосувань. Сильно леговані підконтактні SD шари (зображені на рисунку білим кольором) забезпечують низькі термінальні опори.

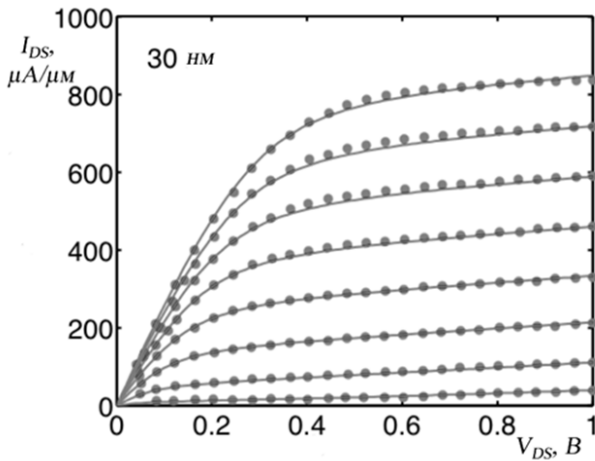


**Рис. 4. III-V НЕМТ [24], взятий для аналізу в рамках моделі MVS/проходження**

Виміряна рухливість довгоканального НЕМТ становить  $12500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , що дає середню довжину вільного пробігу 153 нм [21]. Ефективна маса  $m^* = 0,022 m_0$ , звідки  $v_T = 3,62 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  [21]. Шар 4 нм  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$  згори від каналу провідності має ємність  $C_G^{inv} = 1,08 \mu\text{Ф} \cdot \text{см}^{-2}$  [21].

«Вписування» теоретичних результатів моделі MVS/проходження в експериментальні дані

Аналіз експериментальних даних зазвичай проводять як для вихідних, так і для передавальних характеристик. Вважають, що фізичні та ефективні довжини затвору виміряно незалежно одна від одної, так само, як і ємність затвору в режимі сильної інверсії. Параметр  $\alpha$ , який контролює перехід від слабкої до сильної інверсії, взято рівним 3.5 [20, 25]. Параметр  $\beta$  у  $F_{SAT}$  (36) добрано так, щоб «вписатися» у вимірний струм насичення. Зазвичай, його значення лежать у вузькій області  $\beta \approx 1.6 - 2.0$  [25]. Щоб «вписати» теоретичні криві в експериментальні дані, зображені на рис. 5, було використано чотири параметри припасовування.



**Рис. 5.** Експериментальні характеристики ETSOI MOSFET з  $L_{eff} = 30$  нм (крапки) та «вписані» в них теоретичні криві згідно з виразами моделі MVS/проходження (лінії).

Дані наведено для восьми значень  $V_{GS} = -0,2(0,1)0,5$ В [32]

Порогову напругу  $V_{T0}$  добирали так, щоб одержати вимірний струм  $I_{OFF}$  за низької напруги на стоку  $V_{DS}$ . Значення параметру  $\delta$  DIBL добирали так, щоб одержати вимірне значення DIBL. Підпороговий параметр нахилу  $m_0$  та параметр пробою  $m'$  обрано так, щоб «вписатися» в підпороговий нахил при низьких і при високих  $V_{DS}$ . Значення формальної рухливості  $\mu_{app}$  обрано так, щоб відповіда-

ти нахилу лінійної ділянки характеристики  $I_{DS} \propto V_{DS}$ . Швидкість впорскування  $v_{inj}$  відповідає вимірному струму насичення. Термінальний опір  $R_{SD0}$  впливає як на лінійну область, так і на область насичення. Оскільки цей вплив виявляється на різних ділянках характеристик по різному, то це дає змогу незалежно одне від одного визначити  $\mu_{app}$  і  $R_{SD0}$ .

Результатом «вписування» теоретичних кривих моделі MVS/проходження в експериментально виміряні дані є значення параметрів  $R_{SD0}$ ,  $\mu_{app}$  та  $v_{inj}$ . Якщо транзистор зібрано правильно та якісно, то процедура «вписування» проходить бездоганно. На додачу до трьох названих параметрів, вдається одержати швидкість балістичного впорскування  $v_T$ , дифузійну рухливість  $\mu$ , середню довжину вільного пробігу  $\lambda_0$ , критичну довжину  $\ell$ , а також коефіцієнти проходження  $T_{LIN}$  і  $T_{SAT}$ .

Результати аналізу експериментальних даних ETSOI MOSFET та III-V HEMT у моделі MVS/проходження

Узгодження експериментальних даних щодо ETSOI MOSFET з моделлю MVS/проходження зображено на рис. 5. Результати такі:

$$\begin{aligned} R_{SD0} &= R_{S0} + R_{D0} = 130 \, \Omega \cdot \mu\text{m}, \\ \mu_{app} &= 220 \, \text{cm}^2/\text{B} \cdot \text{c}, \\ v_{inj} &= 0,82 \times 10^7 \, \text{cm}/\text{c}. \end{aligned}$$

Обчислимо коефіцієнти проходження для лінійної області та області насичення. Для обчислення  $T_{LIN}$  за (48) потрібно знати балістичну рухливість. Знаходимо її за (45):

$$\mu_B = \frac{v_T L_{eff}}{2kT/q} = \frac{(1.12 \times 10^7)(30 \times 10^{-7})}{2 \times 0.026} = 658 \, \text{cm}^2/\text{B} \cdot \text{c}.$$

Тоді

$$T_{LIN} = \frac{\mu_{app}}{\mu_B} = \frac{220}{646} = 0.34.$$

Коефіцієнт проходження в області насичення оцінюємо за (49):

$$T_{SAT} = \frac{2}{1 + v_T/v_{inj}} = \frac{2}{1 + 1.12/0.82} = 0.85.$$

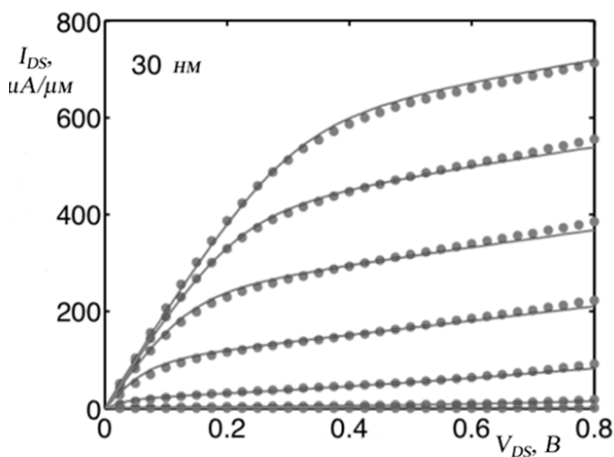
Відношення струму  $I_{ON}$  до його балістичного значення становить

$$B_{SAT} = \frac{I_{ON}}{I_{ON}^{ball}} = \frac{T_{SAT}}{2 - T_{SAT}} = 0.72.$$

Такі результати типові для Si MOSFET. Вони показують, що цей транзистор працює нижче від балістичної межі в лінійній області, однак, вельми близький до балістичної межі в області насичення.

Для III-V HEMT (рис. 6) параметри припасовування такі:

$$\begin{aligned} R_{SD0} &= R_{S0} + R_{D0} = 400 \, \Omega \cdot \mu\text{м}, \\ \mu_{app} &= 1800 \, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}, \\ v_{inj} &= 3,5 \times 10^7 \, \text{см}/\text{с}. \end{aligned}$$



**Рис. 6.** Експериментальні характеристики III-V HEMT з  $L_{eff} = 30 \, \text{нм}$  [24] (крапки) та вписані в них вирази моделі MVS/проходження (лінії) [32]

Для балістичної рухливості, коефіцієнтів проходження і значення  $B_{SAT}$  одержуємо:

$$\begin{aligned} \mu_B &= 2088 \, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}, \\ T_{LIN} &= 0.86, \\ T_{SAT} &= 0.98, \\ B_{SAT} &= 0.96. \end{aligned}$$

Такі результати типові для III-V HEMT. Вони показують, що цей транзистор у лінійній області працює доволі близько до балістичної межі, а в області насичення режим його роботи суто балістичний. Цей результат можна було передбачити з двох причин. По-перше, середня довжина вільного пробігу, знайдена з дифу-

зійної рухливості, виявилася рівною  $153 \, \text{нм}$ , в декілька разів більшою, ніж довжина каналу провідності. По-друге, балістична рухливість виявилася меншою від дифузійної рухливості.

Хоча цей транзистор і працює доволі близько до балістичної межі, якщо судити за струмом  $I_{ON}$ , однак, важливо пам'ятати, що «поблизу від балістичної межі» означає тільки те, що критична ділянка каналу провідності коротка порівняно з середньою довжиною вільного пробігу.

Ми покажемо, що ретельніший аналіз лінійної області та області насичення дозволяє додатково одержати корисні параметри. Нарешті, відзначмо, що в наведених розрахунках є певні невизначеності. Вибір у розрахунках значень ефективних електронних мас залежить від ступеню механічної напруженості в кремнієвій підкладці, яка може збільшити чи зменшити  $m^*$ , і від ступеню непараболічності зони провідності, яка так само впливає на значення електронної маси, особливо в умовах квантових обмежень. Вищі підзони так само можуть бути заселені, тому невірджена статистика може виявитися незастосовною, особливо для III-V FET. Наприклад, як буде показано далі, значення  $v_T$  можна одержати безпосередньо з аналізу характеристик в області насичення.

#### Аналіз лінійної області

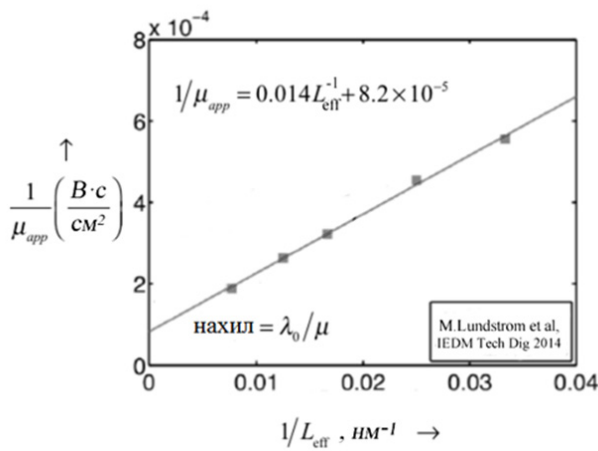
Аналіз лінійної області FET дозволяє виявити присутність балістичної компоненти в опорі каналу провідності, а також відкриває можливість вимірювання дифузійної рухливості  $\mu$ . Процедура «вписування» моделі MVS/проходження в експериментальні дані дозволяє оцінити фізично істотне значення формальної рухливості. З виразів (43 – 45) одержуємо, що

$$\frac{1}{\mu_{app}} = \frac{1}{\mu} + \left( \frac{\lambda_0}{\mu} \right) \frac{1}{L_{eff}}, \quad (51)$$

де другий доданок – це обернене значення балістичної рухливості. Очікується, що залежність  $\mu_{app}^{-1} \propto L_{eff}^{-1}$  повинна бути прямою лінією, перетин якої з віссю ординат дасть обернене значення дифузійної рухливості, а кут нахилу дасть відношення середньої довжини вільно-



го пробігу до дифузійної рухливості. Якщо залежність  $\mu_{app}^{-1} \propto L_{eff}^{-1}$  виявиться прямою лінією з фізично прийнятним кутом нахилу, то залежність формальної рухливості від довжини каналу повинна бути зумовлена в першу чергу залежністю балістичної рухливості (45) від довжини каналу. Саме така концепція підтверджується експериментальними даними (рис. 7). З цього графіку знаходимо, що  $\mu = 12195 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , а  $\lambda_0 = 171 \text{ нм}$ . Ці значення близькі до значень, очікуваних для довгоканальних FET [21].

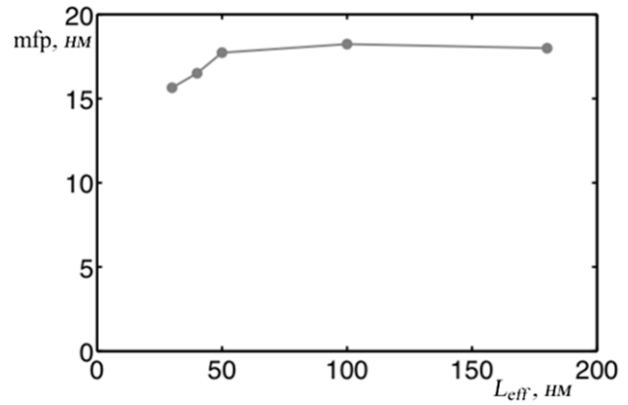


**Рис. 7. Залежність  $1/\mu_{app} \propto 1/L_{eff}$  для III-V НЕМТ: з перетину з віссю ординат знаходимо дифузійну рухливість, а за кутом нахилу визначаємо квазірівноважну середню довжину вільного пробігу [21]**

Залежність  $1/\mu_{app} \propto 1/L_{eff}$  не буде прямою лінією, якщо кут нахилу, визначений через відношення  $\lambda_0/\mu$ , виявиться змінною величиною, тобто коли середня довжина вільного пробігу та/або дифузійна рухливість залежатимуть від довжини каналу. Наприклад, для залежності  $1/\lambda_0 \propto 1/L_{eff}$  з тих самих виразів (43) – (45) одержуємо, що

$$\frac{1}{\lambda_0(L_{eff})} = \frac{v_T}{2(kT/q)} \frac{1}{\mu_{app}} - \frac{1}{L_{eff}}, \quad (52)$$

звідки можна визначити залежність  $\lambda_0 \propto L_{eff}$ . Цю залежність було побудовано для ETSOI MOSFET (рис. 8).



**Рис. 8. Залежність середньої довжини вільного пробігу (mfp)  $\lambda_0$  від довжини каналу провідності ETSOI MOSFET при низьких  $V_{DS}$  [32].**

Альтернативний підхід, у якому покладали  $\lambda_0 = \text{Const}$  і одержували залежність  $\mu \propto L_{eff}$  шляхом врахування розсіювання назад, викладено в [33, 34].

Звертає на себе увагу зменшення  $\lambda_0$  зі скороченням довжини каналу. Цей ефект виникає, можливо, через технологічні особливості виготовлення транзистора, однак, його так само було передбачено як наслідок далекодієвих кулонівських осциляцій [35, 36].

Корисно відзначити, що в ситуації, коли дифузійна рухливість не залежить від довжини каналу, як на рис. 7, для визначення обох параметрів – і дифузійної рухливості і середньої довжини вільного пробігу - не потрібно знати величину  $v_T$ . Якщо ж рухливість змінюється з довжиною каналу, то залежність  $\lambda_0 \propto L_{eff}$  можна знайти з (52), але потрібне знання теплової швидкості  $v_T$ . Це може виявитися складним без надійної інформації про ефективні маси електронів та заселеність підзон. Однак, далі покажемо, що значення  $v_T$  можна одержати з аналізу залежності швидкості впорскування від довжини каналу провідності.

#### Аналіз області насичення

Швидкість впорскування зменшується зі збільшенням довжини каналу провідності. З (49) випливає, що

$$v_{inj} = v_T \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + 2\ell}, \quad (53)$$



що можна переписати як

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{2\ell}{\lambda_0 v_T}. \quad (54)$$

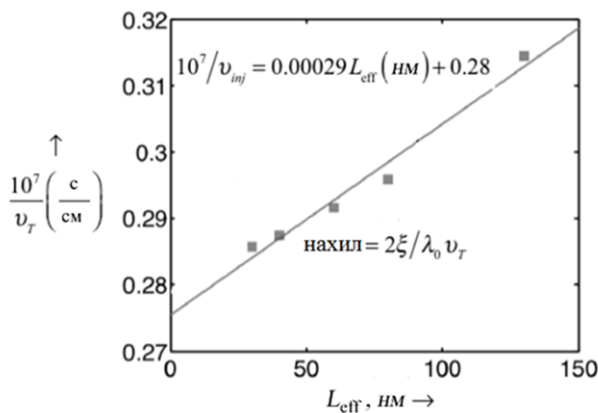
Правдоподібно припустити, що критична довжина  $\ell$  пропорційна довжині каналу  $L_{eff}$ . Довести це припущення складно, однак, ретельний аналіз експериментальних даних вказує на те, що таке припущення цілком прийнятне на практиці [20]. Припустивши, що

$$\ell = \xi L_{eff}, \quad (55)$$

перепишемо (54) в вигляді

$$\frac{1}{v_{inj}} = \frac{1}{v_T} + \frac{2\xi}{\lambda_0 v_T} L_{eff}. \quad (56)$$

Залежність  $1/v_{inj} \propto L_{eff}$  ми очікуємо лінійною. Перетин з віссю ординат дозволить визначити значення  $v_T$ , а нахил дасть значення коефіцієнту  $\xi$ , а, значить, і критичної довжини  $\ell$ , згідно з (55). Результати такого аналізу для III-V НЕМТ [21] зображено на рис. 9.



**Рис. 9. Визначення теплової швидкості  $v_T$  з аналізу експериментальних даних для III-V НЕМТ [21]**

З цього графіку одержуємо  $v_T = 3.57 \times 10^7$  см/с і  $\xi = 0.09$ . Це значення теплової швидкості дуже близьке до значення, очікуваного з відомої ефективної маси, а критична довжина справді є тільки малою частиною довжини каналу провідності.

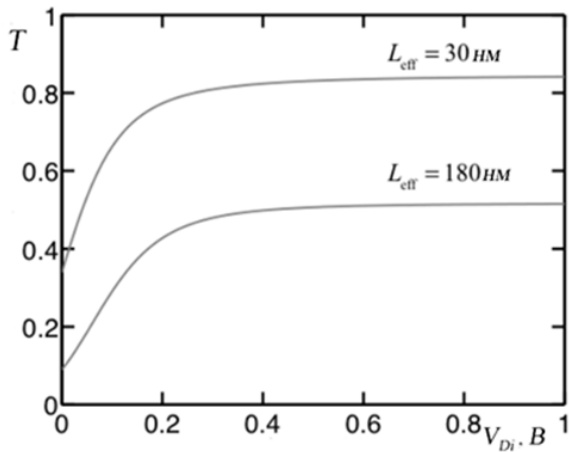
*Аналіз переходу від лінійної області до насичення*

Одна з проблем при моделюванні нанорозмірних MOSFET полягає в тому, що немає аналітичних виразів для залежності  $T \propto V_{DS}$ . Формули (48) та (49) дають вирази для проходження в граничному випадку низьких та високих значень напруг на стоку. Якби ми мали аналітичну модель для  $T \propto V_{DS}$ , не було б потреби в емпіричній функції насичення струму стоку  $F_{SAT}$  (36).

З експериментальних характеристик якісно влаштованих MOSFET можна реконструювати «експериментальні» залежності  $T \propto V_{DS}$ . Процедура подальша. Спершу «вписуємо» теоретичні криві моделі MVS/проходження в експериментальні характеристики. Далі знаходимо власні характеристики транзистора, поклавши  $R_{S0} = R_{D0} = 0$  в моделі MVS й будуємо результуючі характеристики. Потім використовуємо вираз (36) роботи [1] для невідродженого випадку:

$$I_{DS} = W |Q(V_{GS}, V_{DS})| v_T \left( \frac{T}{2-T} \right) \left[ \frac{1 - e^{-qV_{DS}/kT}}{1 + \frac{T}{2-T} e^{-qV_{DS}/kT}} \right]. \quad (57)$$

Інверсний заряд  $Q(V_{GS}, V_{DS})$  беремо за (32) з параметрами, які вже були визначені при «вписуванні» теоретичних кривих моделі MVS/проходження в експериментальні характеристики. Вважаючи, що балістична швидкість впорскування  $v_T$  відома, для будь-якої точки  $(V_{Gi}, V_{Di})$  «вписуємо» (57) в раніше обчислені власні характеристики транзистора і тим самим одержуємо числові значення  $T(V_{Gi}, V_{Di})$ . Одержаний таким чином графік залежності  $T(V_{Gi}, V_{Di}) \propto V_{Di}$  при  $V_{Gi} = V_{DD}$  зображено на рис. 10 для двох каналів різної довжини. Як ми й очікували, коефіцієнт проходження збільшується зі збільшенням напруги на стоку й цей коефіцієнт менший для довшого каналу провідності.

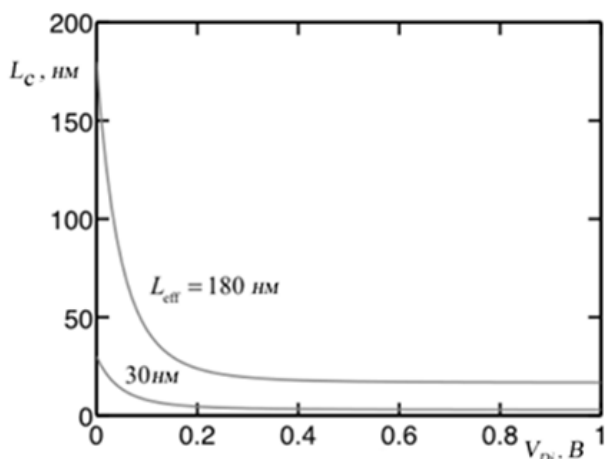


**Рис. 10.** Залежність «експериментально визначеного» коефіцієнту проходження  $T$  від напруги на стоку для ETSOI MOSFET з каналами різної довжини [32]

З графіку  $T(V_{Gi}, V_{Di}) \propto V_{Di}$  на рис. 10 можна визначити критичну довжину  $L_C(V_{Di})$ . Запишемо коефіцієнт проходження в вигляді

$$T(V_{Di}) = \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + L_C(V_{Di})}. \quad (58)$$

Поклавши  $L_C|_{V_{Di}=0} = L_{eff}$  й використавши графіки на рис. 10, одержимо залежності  $L_C(V_{Di})$ , зображені на рис. 11.



**Рис. 11.** Залежність «експериментально визначеної» критичної довжини з урахуванням розсіювання назад від напруги на стоку для ETSOI MOSFET з каналами різної довжини [32]

Як ми й очікували,  $L_C = \ell$  майже дорівнює  $L_{eff}$ , коли напруга на стоку мала (при цьому поле мале на всій довжині каналу), а потім швидко зменшується зі збільшенням напруги на стоку і досягає значення насичення, суттєво меншого від  $L_{eff}$ , коли  $V_{Di} \rightarrow V_{DD}$ . Рис. 10 та 11 підтверджують очікувану поведінку коефіцієнта проходження й критичної довжини зі зміною напруги на стоку. Зі значення  $T|_{V_{Di}=0}$  на рис. 10 та  $L_C|_{V_{Di}=0} = L_{eff}$ , згідно з (58), знаходимо такі значення довжини вільного пробігу для каналів провідності різної довжини:

$$\lambda_0|_{L_{eff}=30} = 15.4 \text{ нм},$$

$$\lambda_0|_{L_{eff}=180} = 17.8 \text{ нм}.$$

Отже, модель віртуального витoku в її «класичному» вигляді забезпечує напівемпіричний опис вольт-амперних характеристик польових нанотранзисторів. Добираючи значення лише декількох параметрів моделі, вдається з високою точністю відтворити експериментальні характеристики. Узагальнена транспортна модель Ландауера – Датта – Лундстрорма надає параметрам моделі фізичний зміст. Натомість наведені вище приклади демонструють спроможність моделі MVS/проходження видобути з експериментальних характеристик фізично значущу інформацію про транспортні процеси в нанотранзисторах. До такої інформації належать відомості про балістичну швидкість впорскування  $v_T$ , середню довжину вільного пробігу щодо розсіювання назад  $\lambda_0$ , дифузійну рухливість  $\mu$ , критичну довжину каналу провідності  $\ell$  тощо. У наступній статті ми обговоримо обмеження та невизначеності, притаманні цій моделі.

Підіб'ємо підсумки. Було показано, що модель проходження може бути об'єднано з моделлю віртуального витoku. Простою заміною дифузійної рухливості  $\mu$  в моделі віртуального витoku на формальну рухливість  $\mu_{app}$  для лінійного струму одержано коректні результати для всього діапазону від балістичного до дифузійного граничного випадку. Заміною обмеженої розсіюванням швидкості насичення  $v_{sat}$  на швидкість впорскування  $v_{inj}$  одержано

коректну величину струму  $I_{ON}$ . Порівняння передбачень теорії з експериментально вимірними характеристиками показує, що нанотранзистори на кремнійовій підкладці працюють доволі далеко від балістичного режиму, натомість нанорозмірні III-V FET працюють дуже близько до балістичної межі.

До моделі проходження можуть бути дві серйозні претензії. Одну з них пов'язано зі складністю обчислення залежності  $I_{DS} \propto V_{DS}$  через проблеми розрахунку  $T(V_{DS})$ . А другу спричинено труднощами передбачення струму  $I_{ON}$ , що в свою чергу пов'язано зі складністю обчислення критичної довжини  $\ell$  при високій напрузі на стоку, внаслідок чого важко передбачити величину  $T_{SAT}$ . Через ці обмеження моделі проходження та віртуального витоку об'єднують таким чином, щоб параметри моделі проходження взяти з «вписування» експериментальних результатів у теоретичні криві моделі віртуального витоку, а фізичний зміст параметрів при цьому беруть з моделі проходження.

Ми показали, яким чином можна аналізувати ВАХ нанотранзисторів на основі моделі MVS/проходження. Різноманіття типів транзисторів породжує нові часткові задачі, однак, методологія аналізу експериментальних даних принципово не змінюється. Ми наголошували, що застосування моделі MVS/проходження обґрунтоване, якщо транзистор сконструйовано якісно. Для таких транзисторів модель дозволяє надійно одержати фізично значущі параметри.

Увесь цей цикл статей став наслідком прослуховування проф. Юрієм Олексійовичем Кругляком курсу лекцій «Fundamentals of Nanotransistors» [32], прочитаних он-лайн в 2016 році проф. Марком Лундстромом (Mark Lundstrom), в рамках ініціативи Purdue University / nanoHUB-U [www.nanohub.org/u]. На жаль, після відходу проф. Юрія Кругляка завершувати статтю припало вже другому спів-авторові, який використав при цьому залишені Юрієм Олексійовичем чернетки та напрацювання власних авторських курсів «Фізика конденсованого середовища» та «Фізичні явища на поверхні твердих тіл», прочитаних ним упродовж останніх років для магістрів факультету

радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем Київського національного університету імені Тараса Шевченка.

### Список використаної літератури

- [1]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnologii*. **17**, N2, 16–34 (2020).
- [2]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnologii*. **17**, N1, 4–20 (2020).
- [3]. P. Palestri, D. Esseni, S. Eminent, C. Fiegna, E. Sangiorgi, L. Selmi, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **52**: 2727–2735 (2005).
- [4]. P. Palestri, R. Clerc, D. Esseni, L. Lucci, L. Selmi, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 945–948 (2006).
- [5]. R. Clerc, P. Palestri, L. Selmi, G. Ghibaudo, *J. Appl. Phys.*, **110**, 104502 (2011).
- [6]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnologii*. **16**, N4 5–26 (2019).
- [7]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Carrier Transport* (Cambridge, U.K.: Cambridge Univ. Press: 2000).
- [8]. Y. Tsividis, C. McAndrew, *Operation and Modeling of the MOS Transistor* (New York: Oxford Univ. Press: 2011).
- [9]. K. Y. Lim, X. Zhou, *Solid State Electron.*, **45**, 193–197 (2001).
- [10]. M. J. Chen, H. T. Huang, K. C. Huang, P. N. Chen, C. S. Chang, C. H. Diaz, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 39–42 (2002).
- [11]. V. Barral, T. Poiroux, M. Vinet, J. Wiediez, B. Previtali, P. Grosgeorges, G. Le Carval, S. Barraud, J. L. Autran, D. Munteanu, S. Deleonibus, *Solid State Electron.*, **51**, 537–542 (2007).
- [12]. M. Zilli, P. Palestri, D. Esseni, L. Selmi, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 105–108 (2007).
- [13]. R. Wang, H. Liu, R. Huang, J. Zhuge, L. Zhang, D. W. Kim, X. Zhang, D. Park, Y. Wang, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**: 2960–2967 (2008).
- [14]. V. Barral, T. Poiroux, J. Saint-Martin, D. Munteanu, J. L. Autran, S. Deleonibus, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 408–419 (2009).

- [15]. V. Barral, T. Poiroux, D. Munteanu, J. L. Autran, S. Deleonibus, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 420–430 (2009).
- [16]. A. Khakifirooz, D. A. Antoniadis, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 667–670 (2006).
- [17]. A. Khakifirooz, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**: 1391–1400 (2008).
- [18]. A. Khakifirooz, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **55**: 1401–1408 (2008).
- [19]. D. H. Kim, J. A. del Alamo, D. A. Antoniadis, B. Brar, *Intern. Electron Dev. Mtg. (IEDM), Technical Digest*, 861–864 (2009).
- [20]. A. Majumdar, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **61**: 351–358 (2014).
- [21]. S. Rakheja, M. Lundstrom, D. Antoniadis, *Intern. Electron Dev. Mtg. IEDM), Technical Digest*, 35.1.1–35.1.4 (2014).
- [22]. A. Majumdar, Z. Ren, S. J. Koester, W. Haensch, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **56**: 2270–2276 (2009).
- [23]. A. Majumdar, X. Wang, A. Kumar, J. R. Holt, D. Dobuzinsky, R. Venigalla, C. Ouyang, S. J. Koester, W. Haensch, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **30**, 413–415 (2009).
- [24]. D. H. Kim, J. A. del Alamo, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **29**, 830–833 (2008).
- [25]. A. Khakifirooz, O. M. Nayfeh, D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.* **56**, 1674–1680 (2009).
- [26]. Shaloo Rakheja, D. Antoniadis, *MVS 1.0.1 Nanotransistor Model (Silicon)*: [www.nanohub.org/resources/19684](http://www.nanohub.org/resources/19684).
- [27]. Shaloo Rakheja, D. Antoniadis, *MVS Nanotransistor Model (Silicon) 1.1.1*: [www.nanohub.org/publications/15/4](http://www.nanohub.org/publications/15/4).
- [28]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, N3, 19–41 (2019).
- [29]. Y. Taur, T. Ning, *Fundamentals of Modern VLSI Devices* (New York: Oxford Univ. Press: 2013).
- [30]. M. S. Lundstrom, *IEEE Electron Dev. Lett.*, **18**, 361–363 (1997).
- [31]. Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha. *Sensorna elektronika i mikrosystemni tekhnolohii*. **16**, N2, 5–31 (2019).
- [32]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); [www.nanohub.org/courses/NT](http://www.nanohub.org/courses/NT).
- [33]. D. A. Antoniadis, *IEEE Trans. Electron Dev.*, **63**: 2650–2656 (2016).
- [34]. K. Natori, H. Iwai, K. Kakushima, *J. Appl. Phys.*, **118**, 234502 (2015).
- [35]. M. V. Fischetti, S. E. Laux, *J. Appl. Phys.*, **89**, 1205–1231 (2001).
- [36]. T. Uechi, T. Fukui, N. Sano, *Phys. Status Solidi C*, **5**, 102–106 (2008).

Стаття надійшла до редакції 30.11.2020 р.

PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.4.219307>

## PHYSICS OF NANOTRANSISTORS: UNIFICATION OF TRANSMISSION MODEL WITH VIRTUAL SOURCE MODEL – MVS-TRANSMISSION MODEL

Yu. A. Kruglyak, M. V. Strikha\*

Odesa State Environmental University,  
Faculty of Computer Sciences  
15 Lvivska Str, Odesa, Ukraine

\* Taras Shevchenko Kyiv National University  
Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Sciences,  
4g Hlushkov Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 526 0532  
V. E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, NAS of Ukraine,  
41 Nauky Av, Kyiv, Ukraine, phone (044) 525 6033  
*E-mail: maksym.strikha@gmail.com*

### Summary

In the eighth one from the line our new tutorial reviews, directed to serve students, university teachers and researchers, it is shown that the transmission model can be closely related to the virtual source model. By simply replacing the diffusion mobility  $\mu$  in the virtual source model by the apparent mobility  $\mu_{app}$  for a linear current, we obtain the correct results from the ballistic limit to the diffusion limit. By replacing the saturation rate  $v_{sat}$  limited by scattering by the injection rate  $v_{inj}$ , we obtain the correct value of the current  $I_{ON}$ . A comparison of the experimentally measured characteristics shows that nanotransistors on a silicon substrate work very far from the ballistic limit, while nanosized III-V FETs work very close to the ballistic limit. There are two serious complaints about the model of passage. One of them is connected with the difficulty of calculating the dependence  $I_{DS} \propto V_{DS}$  due to the problems of calculating the dependence  $T \propto V_{DS}$ . The other is due to the difficulties in predicting the current  $I_{ON}$ , which in turn is due to the difficulty of calculating the critical length  $\ell$  at a high voltage on the drain, as a result of which it is difficult to predict the magnitude of  $T_{SAT}$ . Because of these limitations, the transmission model and the virtual source model are combined in such a way that the parameters of the transmission model are taken from the insertion of the experimental results into the virtual source model, and the physical meaning of the parameters is taken from the transmission model.

It is shown how it is possible to analyze the VAC of nanotransistors on the basis of the MVS/passage model. The variety of types of transistors generates new peculiar problems, however, the methodology for analyzing experimental data does not change fundamentally. It was stressed that the application of the MVS/transmission model is justified if the transistor is assembled qualitatively. For such transistors, the model makes it possible to obtain physically meaningful parameters reliably.

**Keywords:** nanoelectronics, field effect transistor, MOSFET, LDL model, transistor metrics, MVS/transmission model.



PACS numbers: 71.15.Mb, 71.20.-b, 73.22.Pr, 73.23.Ad, 84.32.Ff, 85.35.-p  
DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2020.4.219307>

## ФІЗИКА НАНОТРАНЗИСТОРІВ: ОБ'ЄДНАННЯ МОДЕЛІ ПРОХОДЖЕННЯ ТА МОДЕЛІ ВІРТУАЛЬНОГО ВИТОКУ – МОДЕЛЬ MVS-ПРОХОДЖЕННЯ

Ю. О. Кругляк, М. В. Стріха\*

Одеський державний екологічний університет,  
факультет комп'ютерних наук,  
вул. Львівська, 15, Одеса, Україна

\* Київський національний університет ім. Т. Шевченка,  
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,  
пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

Інститут фізики напівпровідників ім. В.Є.Лашкарьова НАН України,  
пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,

E-mail: maksym\_strikha@hotmail.com

### Реферат

У восьмій із нової серії методично-оглядових статей, орієнтованих на дослідників, студентів, аспірантів та викладачів вищої школи, ми показали, що модель проходження може бути об'єднано з моделлю віртуального витоку. Простою заміною дифузійної рухливості  $\mu$  в моделі віртуального витоку на формальну рухливість  $\mu_{app}$  для лінійного струму одержано коректні результати для всього діапазону від балістичного до дифузійного граничного випадку. Заміною обмеженої розсіянням швидкості насичення  $v_{sat}$  на швидкість впорскування  $v_{inj}$  одержано коректну величину струму  $I_{ON}$ . Порівняння передбачень теорії з експериментально вимірними характеристиками показує, що нанотранзистори на кремнієвій підкладці працюють доволі далеко від балістичного режиму, натомість нанорозмірні III-V FET працюють дуже близько до балістичної межі.

До моделі проходження можуть бути дві серйозні претензії. Одну з них пов'язано зі складністю обчислення залежності  $I_{DS} \propto V_{DS}$  через проблеми розрахунку  $T(V_{DS})$ . А другу спричинено труднощами передбачення струму  $I_{ON}$ , що в свою чергу пов'язано зі складністю обчислення критичної довжини  $\ell$  при високій напрузі на стоку, внаслідок чого важко передбачити величину  $T_{SAT}$ . Через ці обмеження моделі проходження та віртуального витоку об'єднують таким чином, щоб параметри моделі проходження взяти з «вписування» експериментальних результатів у модель віртуального витоку, а фізичний зміст параметрів при цьому беруть з моделі проходження.

Ми показали, яким чином можна аналізувати ВАХ нанотранзисторів на основі моделі MVS/проходження. Різноманіття типів транзисторів породжує нові часткові задачі, однак, методологія аналізу експериментальних даних принципово не змінюється. Ми наголошували, що застосування моделі MVS/проходження обґрунтоване, якщо транзистор сконструйовано якісно. Для таких транзисторів модель дозволяє надійно одержати фізично значущі параметри.

**Ключові слова:** наноелектроніка, польовий транзистор, MOSFET, модель ЛДЛ, метрика транзисторів, модель MVS/проходження.