

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

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2023.3.288157>

АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ПІДПОРОГОВОГО РОЗКИДУ В MOSFET З ВИТОКОМ НА ОСНОВІ ХОЛОДНОГО МЕТАЛУ

М. В. Стріха^{1,2}, К. О. Корж¹

¹ Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,
пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

² Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,
пр. Науки, 41, Київ, Україна, тел. (044) 525 6033,
E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ПІДПОРОГОВОГО РОЗКИДУ В MOSFET З ВИТОКОМ НА ОСНОВІ ХОЛОДНОГО МЕТАЛУ

М. В. Стріха, К. О. Корж

Анотація. У рамках узагальненої транспортної моделі Ландауера-Датта-Лундстрома одержано аналітичну формулу для підпорогового розкиду в MOSFET з витокм на основі холодного металу, де через невелику ширину валентної зони інжектовані в канал транзистора електрони вже не мають у розподілі за енергіями «гарячого» Больцманового «хвоста». Показано, що для такого випадку підпороговий розкид при кімнатній температурі стає нижчим від граничного значення $S \equiv \ln 10 \frac{kT}{e} \approx 60$ мВ/декада. Цей ефект може бути використано для зниження напруги живлення транзисторів та їх подальшої мініатюризації.

Ключові слова: транспортна модель Ландауера-Датта-Лундстрома, транзистор, підпороговий розкид, холодний метал

ANALYTICAL MODEL FOR A SUBTHRESHOLD SWING IN A MOSFET WITH A SOURCE BASED ON COLD METAL

M. V. Strikha, K. O. Korzh

Abstract. In the framework of Landauer-Datta-Lundstrom generalized transport model we obtained an analytical formula for the subthreshold swing in MOSFET with a source fabricated from a cold metal, where the electrons injected into the FET channel has no longer a “hot” Boltzmann “tail” in their energy distribution. It was demonstrated that for such a case the subthreshold swing becomes lower at ambient conditions than the limit value $S \equiv \ln 10 \frac{kT}{e} \approx 60$ mV per decade. This effect can be used for the lowering of the voltage supply and for the further MOSFET scaling.

Keywords: Landauer-Datta-Lundstrom transport model, transistor, subthreshold swing, cold metal

Підпороговий розкид S є фундаментальною характеристикою транзисторів метал-діелектрик-напівпровідник (в англійській літературі для них застосовують зазвичай абревіатуру MOSFET). Вона показує, у скільки разів треба збільшити напругу на затворі V_g у підпороговій області для того, щоб досягнути збільшення струму на стоку I_d на порядок [1]:

$$S \equiv \ln 10 \frac{dV_g}{d(\ln I_d)}. \quad (1)$$

Відомо, що за кімнатної температури в якісному транзисторі з великим значенням підзатворної ємності граничне значення цього параметру дорівнює [2]:

$$S \equiv \ln 10 \frac{kT}{e} \approx 60 \text{ мВ/декада}, \quad (2)$$

де e – заряд електрона, k – стала Больцмана, T – температура в градусах Кельвіна.

Важливість цього параметра полягає в тому, що його найменша гранична величина визначає мінімально можливу робочу напругу живлення транзистора (рис.1). Тому зменшення S нижче від фундаментальної межі (2) теоретично відкривало б великі перспективи для дальшого зниження енергоспоживання та мініатюризації транзисторів.

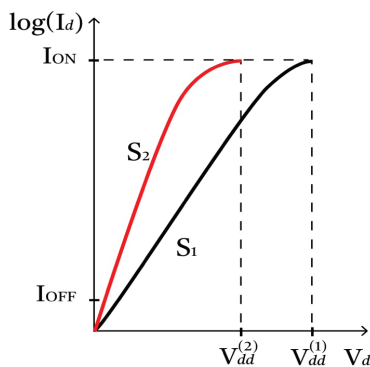


Рис. 1. Вихідна ВАХ MOSFET показує зв'язок напруги живлення V_{dd} (що відповідає максимальному струму через стік I_{ON}) зі значенням підпорогового розкиду S . Для кривої з $S_2 < S_1$ маємо зниження $V_{dd}^{(2)} < V_{dd}^{(1)}$.

З цією метою, зокрема, було запропоновано використати ефект негативної ємності в сегнетоелектрику, що формує шар підзатворного діелектрика [3–6]. Однак безперспектив-

ність таких спроб було доведено в [7, 8] на основі фундаментальних термодинамічних принципів та чисельних розрахунків реальних систем.

У [9, 10] було запропоновано інший, значно фізичніший спосіб подолати фундаментальну межу (2). Річ у тому, що вираз (2) було фактично отримано для систем, де верхня межа валентної зони у витоку (цей термін застосовуємо тут до найвищої частково заповненої електронами за нульової T зони дозволених енергій в металах) розташована на багато kT вище від рівня Фермі E_F , що означає наявність повноцінного високого Больцманового «хвоста» у спектрі густини електронів $n(E)$. Ця умова добре виконувалася для всіх матеріалів витоків, які використовувалися донедавна.

Математично, як буде, зокрема, показано нижче, саме такий розподіл із Больцмановим «хвостом» у конвенційних 3D і 2D матеріалах витоків і призводить до граничного значення (2), яке в англійській літературі прийнято останнім часом називати «Больцмановою тиранією» [11].

Однак у протилежному випадку, якщо ця верхня межа валентної зони розташована достатньо низько, всі електрони над рівнем Фермі «стиснуті» в порівняно вузькому енергетичному проміжку і, як наслідок, розподіл $n(E)$ вимушено виявляється «притиснутим» до рівня Фермі. Це може реалізуватися насамперед у Діракових матеріалах, і тому в [9, 10] для подолання «Больцманової тиранії» (2) було запропоновано використовувати графеновий виток, поєднаний з 2D каналом. В [11] такий транзистор з каналом моношару MoS_2 та графеновими витоків і стоком було практично реалізовано, і на ньому справді отримано значення S , нижчі від 60 мВ/декада. Проблема, однак, полягає в тому, що для досягнення відповідної енергетичної відстані між точкою Дірака та рівнем Фермі в графені, що дозволяє спостерігати зазначений ефект, потрібні високі напруги на затворі порядку десятків В, що робить описаний пристрій малоприматним для застосування в реальній електроніці.

Щоб створити пристрій, який дозволив би долати Больцманову межу (2) при напругах

на затворі порядку 1 В (що робило б його поєднуваним з практичними схемами), в [12, 13] було запропоновано використати для витоку і стоку моношари NbS₂ і TaS₂. Їх прийнято називати «холодними металами» саме через відносну вузькість валентної зони і відсутність «традиційного» для більшості металів Больцманового «хвоста» гарячих електронів. Проведені в [12, 13] якісні міркування та чисельні симуляції показують, що в таких системах з моношаровим суб-10-нанометровим каналом MoS₂ можна отримати за кімнатної температури значення S , нижчі від 60 мВ/декада. Однак наочної аналітичної моделі, яка дозволяла б оцінювати величину очікуваного ефекту, досі так і не було створено.

Побудуємо в рамках узагальненої транспортної моделі Ландауера-Датта-Лундстррома (ЛДЛ) [14] алгоритм для опису проходження струму через канал провідності, переріз якого зображений на рис. 2. Без втрати загальності розглядаємо провідність електронів у p -каналі глибоко в підпороговій області, в режимі виснаження основних носіїв-дірок (результати для n -каналу цілком аналогічні). Струм через такий канал описується для режиму лінійного відгуку, коли рівні Фермі витоку й стоку різняться мало, стандартною формулою Ландауера:

$$I_d = \left[\frac{2e^2}{h} \int_{E_{cs}}^{E_t} M(E)T(E) \left(-\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) dE \right] V_{ds}. \quad (3)$$

Тут V_{ds} – напруга поміж витоком і стоком; $M(E)$ – число мод провідності, яке для послідовно з'єднаних 2D витоку й каналу визначається для енергії E стандартною формулою:

$$1/M(E) = 1/M_s(E) + 1/M_{ch}(E). \quad (4)$$

Вираз (4) означає, що загальне число мод провідності обмежується числом мод у тій частині системи, де воно менше (діє принцип «вузького горла»). Причому поза енергетичним інтервалом, де добуток густин станів каналу і стоку ненульовий, $M(E)$ дорівнює нулю. Для числа мод у витоку й каналі з шириною W діє вираз [14]:

$$M_{s, ch}(E) = \frac{W}{\lambda_{DB}^{s, ch}(E)/2}, \quad (5)$$

де $\lambda_{DB}^{s, ch}(E)$ – довжина хвилі де Бройля електрона з енергією E у витоку та в каналі відповідно. В системі, яку ми розглядаємо, $\lambda_{DB}^s \ll \lambda_{DB}^{ch}$ (як видно з рис. 2, рівень Фермі у витоку значно нижчий від дна зони провідності напівпровідника каналу, а отже, кінетична енергія електрона, що інжектується з витоку в канал, значно більша в витоку, аніж у каналі). Як наслідок, маємо $M_s(E) \gg M_{ch}(E)$, а отже, в силу дії принципу «вузького горла» (4), $M(E) \approx M_{ch}(E)$.

У формулі Ландауера (3) $T(E)$ – коефіцієнт проходження каналу з довжиною L . Для нього використаємо спрощений вираз з [14], у якому довжина вільного пробігу електрона відносно розсіювання назад λ_o відповідає максимуму густини електронів за енергією і не залежить від енергії в порівняно вузькому діапазоні інтегрування в виразі (3):

$$T(E) \approx \frac{\lambda_o}{\lambda_o + L}. \quad (6)$$

Функцію розподілу в (3) для далекого від виродження випадку, зображеного на рис.2, запишемо в Больцмановому вигляді:

$$f(E) = \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right). \quad (7)$$

Інтегрування за енергіями в (3) здійснюємо для всіх можливих енергій електрона на інтерфейсі каналу з оксидом: від енергії дна зони провідності, що відповідає інтерфейсу каналу:

$$E_{cs} = E_{co} - e\psi_s, \quad (8)$$

де E_{co} – енергія дна зони провідності в глибині каналу, ψ_s – значення потенціалу електрона на інтерфейсі каналу з оксидом; вважаємо вираз (8) застосовним для каналу з моношару дихалькогеніду перехідного металу, який, на відміну від графену, містить не один, а три моноатомні шари [15], до E_t – верхньої межі валентної зони у витоку (електрони з вищими енергіями інжектуватися в канал не мо-

жуть). Саме в такому енергетичному проміжку ненульовим є коефіцієнт проходження $M(E)$, який знизу за енергіями обмежується виглядом $M_{ch}(E)$, а згори – $M_s(E)$ (поза цими межами густина станів відповідно у каналі та у витоку нульова).

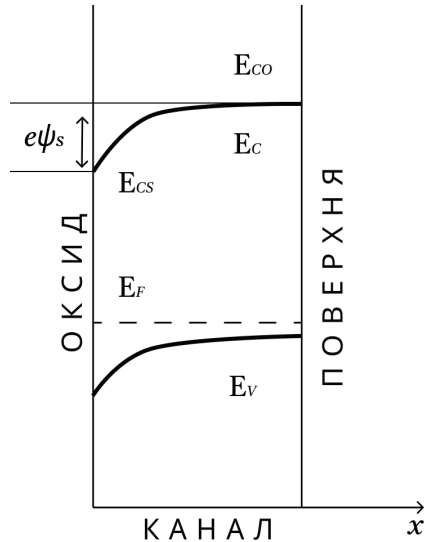


Рис.2. Енергетична структура каналу провідності в напрямку, перпендикулярному до поверхні.

Підстановка виразів (4–8) до (3) та перехід до безвимірної змінної інтегрування $\varepsilon \equiv \frac{E - E_{cs}}{kT}$ дозволяють переписати в наближенні квадратичного спектру електронів $E = E_{cs} + P^2/2m_c$ вираз для струму через канал у вигляді:

$$I_d = \frac{2e^2}{h} \frac{W \sqrt{2m_c kT}}{h} \frac{\lambda_o}{\lambda_o + L} \exp\left(-\frac{E_{cs} - E_F}{kT}\right) F(\beta) V_{ds};$$

$$F(\beta) = \int_0^\beta \sqrt{\varepsilon} e^{-\varepsilon} d\varepsilon; \quad \beta = \frac{E_t - E_{cs}}{kT}. \quad (9)$$

Інтеграл $F(\beta)$ у (9) може бути легко проінтегровано для всіх значень параметру β , який залежить від енергетичної протяжності валентної зони витоку над енергією дна зони провідності каналу на його інтерфейсі з оксидом, звідки електрони може бути інжектовано до каналу. Для випадку $\beta \gg 1$ (що відповідає широкій зоні стандартного металевого витоку, де реалізується повноцінний Больцманів «хвіст»)

$$F(\infty) = \sqrt{\pi} / 2. \quad (10)$$

Натомість для $\beta \leq 1$ (що відповідає гранично вузькій зоні дозволених станів у витоку – це може реалізуватися для витоку на основі сильно легovanого напівпровідника)

$$F(\beta) \approx \frac{2}{3} \beta^{3/2}. \quad (11)$$

Для того, щоб за виразом (1) розрахувати з допомогою (9) підпороговий розкид S , ми повинні знати ще й зв'язок потенціалу ψ_s на інтерфейсі з оксидом, який входить до виразу (8), із напругою на затворі V_g . Використавши стандартну ємнісну еквівалентну схему транзистора (рис.3), можемо записати:

$$\psi_s = \alpha V_g^*; \quad \alpha = \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{ch}}; \quad V_g^* = V_g - V_{FB}. \quad (12)$$

Тут C_{ox} – ємність підзатворного оксидного прошарку, C_{ch} – ємність каналу транзистора (зазвичай вона є значно меншою від ємності діелектрика), V_{FB} – напруга плоских зон, яка компенсує різницю робіт виходу затвору і відповідного каналу та наявність зв'язаного заряду на інтерфейсі напівпровідник-оксид [16].

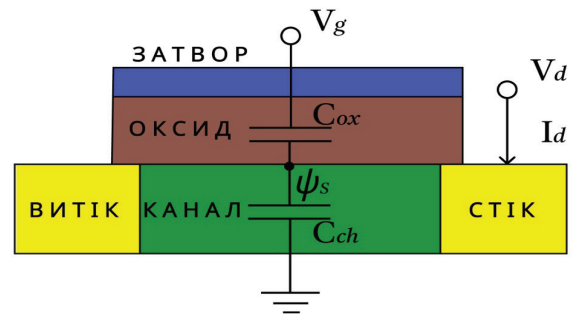


Рис.3. Ємнісна еквівалентна схема транзистора MOSFET.

Звідси можемо знайти аналітичні вирази для підпорогового розкиду для двох зазначених вище граничних випадків. Для $\beta \gg 1$ (валентна зона витоку широка, в розподілі електронів там є Больцманів «гарячий хвіст») одержуємо:

$$S = \ln 10 kT / e \left(1 + C_{ch} / C_{ox}\right). \quad (13)$$

Для якісного транзистора, в якому ємність підзатворного діелектрика набагато пере-

вищує ємність каналу провідності, цей вираз переходить у відоме фундаментальне граничне значення (2) – «Больцманова тиранія» діє. Зазначмо, що в силу структури знаменника (1) підпороговий розкид не залежить від усіх параметрів, що входять до передекспоненціального множника у виразі для струму (9).

Натомість для випадку $\beta \leq 1$ маємо:

$$S = \frac{\ln 10 kT / e \left(1 + \frac{C_{ch}}{C_{ox}} \right)}{1 + \frac{3}{2} \frac{kT}{E_t - E_{co} + \alpha e V_g^*}}. \quad (14)$$

З вигляду (14) бачимо, що значення підпорогового розкиду S у загальному випадку є меншим від (13), і міра його зменшення визначається відношенням енергії kT (26 меВ за кімнатної температури) до значення енергетичного проміжку між вершиною валентної зони матеріалу витоку й значенням інтерфейсного потенціалу в каналі транзистора. Навіть для холодних металів це співвідношення залишається суттєво меншим від одиниці (ширина валентної зони за порядком величин дорівнює еВ), тож може йтися про зниження граничного значення (2) 60 мВ/декада в кращому разі на кілька відсотків (що й відповідає передбаченням [12]). Причому інші характеристики каналу, що входять до (9) (довжина вільного пробігу, ефективна маса електронів тощо) на пряму на досліджуваній ефект не впливають.

Одержаний результат показує: сама принципова можливість зниження шляхом використання витоку з холодного металу підпорогового розкиду для кімнатної температури нижче від фундаментального порогового значення (і подолання таким чином «Больцманової тиранії») сумнівів уже викликати не повинна. Виведена в рамках узагальненої транспортної моделі ЛДЛ аналітична формула (14) не тільки показує, що в випадку обмеженої ширини валентної зони витоку значення S стає однозначно меншим від передбаченого стандартною формулою (13), а й дає змогу пов'язати параметри такого зниження з енергетичною шириною валентної зони матеріалу витоку й температурою.

Однак чи буде використано такий ефект для зниження напруги живлення серійних транзисторів MOSFET та для їх подальшої мініатюризації, залежатиме і від можливості інтегрувати такі транзистори (типу досліджених в [12] з моношаровим суб-10-нанометровим каналом MoS_2 та витоком і стоком на основі NbS_2 і TaS_2) із наявними сьогодні технологіями створення інтегральних схем.

Автори вдячні Ф. Т. Ваську за зроблене важливе зауваження і Київському національному університету імені Тараса Шевченка за підтримку цієї роботи.

Список використаної літератури

- [1]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. Fyzyka nanotranzystoriv: ustrii, metryka ta keruvannia. Sens. elektron. mikrosist. tehnol. **15**, No. 4, 18–40 (2018). (in Ukrainian).
- [2]. S. M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. 2nd Edition. John Wiley & Sons: New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1981).
- [3]. R. Landauer. Can capacitance be negative? *Collect. Phenom.*, **2**, 167–170 (1976).
- [4]. Michael Hoffmann, Stefan Slesazek, Thomas Mikolajick. Progress and future prospects of negative capacitance electronics: A materials perspective. *APL Mater.* **9**, 020902 (2021).
- [5]. S. Salahuddin, S. Datta. The era of hyper-scaling in electronics. *Nat. Electron.* **1**, 442–450 (2018).
- [6]. A. Morozzi, M. Hoffmann, R. Mulargia, S. Slesazek and E. Robutti. Negative capacitance devices: sensitivity analyses of the developed TCAD ferroelectric model for HZO. *Journal of Instrumentation.* **17**. C01048 (2022).
- [7]. M. V. Strikha, H. M. Morozovska. Pro nemozhlyvist oderzhannia stabilnoi nehatyvnoi yemnosti v tranzystorakh MOSFET z izolatoramy na osnovi tonkykh shariv dielektryka ta sehnetoelektryka. *Sens. elektron. mikrosist. tehnol.* **19**, No. 1/2, 19–29 (2022). (in Ukrainian).
- [8]. Ye. Yelisieiev, H. Morozovska, L. Yurchenko, M. Strikha. Chy mozhna vykorystovuvaty efekt nehatyvnoi yemnosti u polovykh tranzystorakh iz sehnetoelektrychnym

zatvorom? *Fizyka i khimiiia tverdoho tyla*. 23, 705–713 (2022). (in Ukrainian).

[9]. Qiu, C. G. et al. Dirac-source field-effect transistors as energy-efficient, highperformance electronic switches. *Science* **361**, 387–392 (2018).

[10]. Liu, F. et al. Dirac electrons at the source: breaking the 60-mV/decade switching limit. *IEEE Trans. Electron Devices* **65**, 2736–2743 (2018).

[11]. Maomao Liu et al. Two-Dimensional Cold Electron Transport for Steep-Slope Transistors. *ACS Nano* **15** 5762–5772 (2021).

[12]. Yiheng Yin, Zhaofu Zhang, Chen Shao, John Robertson and Yuzheng Guo. Computational study of transition metal dichalcogenide cold source MOSFETs with sub-60 mV per decade and negative differential resistance effect. *NPJ 2D Materials and Applications* **6**, 55 (2022); <https://doi.org/10.1038/s41699-022-00332-6>

[13]. Kunyi Liu, Fei Lu, Yuan Li. Bias-Independent Subthreshold Swing in Nanoscale

Cold-Source Field-Effect Transistors by Drain Density-of-States Engineering. arXiv:2211.02304 (2022).

[14]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. Uzahalnena model Landauera-Datta-Lundstroma v zastosuvanni do transportnykh yavlyshch u hrafeni. *Ukrainskyi fizychnyi zhurnal. Ohliady*. **10**, 3–32 (2015). (in Ukrainian).

[15]. M. V. Strikha, K. O. Korzh. Fundamentalni mezhi dovzhyn kanaliv providnosti polovykh tranzystoriv na monosharakh dykhalkohenidiv perekhidnykh metaliv. *Sens. elektron. mikrosist. tehnol.* **19**, No. 1/2, 4–18 (2022). (in Ukrainian).

[16]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. Fizyka nanotranzystoriv: poverkhnevyyi potentsial, napruha na zatvori ta rukhlyvyyi elektrychnyi zariad u masyvni strukturi MOS ta v tonkii SOI. *Sens. elektron. mikrosist. tehnol.* **16**, No. 2, 5–31 (2019). (in Ukrainian).

Стаття надійшла до редакції 19.08.2023 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/10.18524/1815-7459.2023.3.288157>

ANALYTICAL MODEL FOR A SUBTHRESHOLD SWING IN A MOSFET WITH A SOURCE BASED ON COLD METAL

M. V. Strikha^{1,2}, K. O. Korzh¹

¹ Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Systems, pr. Akademika Hlushkova 4g, 03022 Kyiv, Ukraine, phone: (044) 526 0532;

² V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, pr. Nauky 41, 03028 Kyiv, Ukraine, phone: (044) 525 6033, E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

Summary

In the framework of Landauer-Datta-Lundstrom generalized transport model we obtained an analytical formula for the subthreshold swing in MOSFET with a source fabricated from a cold metal.

The subthreshold swing S is a fundamental characteristic of MOSFET transistors. It shows how many times the gate voltage V_g must be increased in the subthreshold region in order to achieve an increase in the drain current I_d by an order of magnitude: $S = \ln 10 \frac{dV_g}{d(\ln I_d)}$. At room temperature in a high-quality transistor with a large value of sub-gate capacitance, the minimal value of this parameter is equal to $S = \ln 10 \frac{kT}{e} \approx 60$ mV/decade, where e is the electron charge, k is the Boltzmann constant, and T is the temperature in Kelvins.

The importance of this parameter lies in the fact that its smallest possible value determines the minimum possible operating voltage of the transistor supply. Therefore, a decrease in S below the fundamental limit would theoretically open up great prospects for further reducing power consumption and scaling transistors.

For this purpose, in particular, it was previously proposed to use the effect of negative capacitance in a ferroelectric that forms the gate dielectric layer. However, the futility of such attempts has been proven on the basis of fundamental thermodynamic principles and numerical calculations of real systems.

Therefore, another, much more physical way to overcome the fundamental limit was proposed: to use a cold metal source for electron injection into the MOSFET channel, where, due to the small width of the valence band, the electrons injected into the channel no longer have a «hot» Boltzmann «tail» in their energy distribution. Transistors with a monolayer sub-10-nanometer MoS_2 channel and drain and source on the basis of NbS_2 and TaS_2 with a subthreshold swing below the fundamental limit have already been realized experimentally. However, a visual analytical model that would allow us to estimate the magnitude of the expected effect has not yet been created.

Within the framework of the LDL formalism, we have derived an analytical expression for the subthreshold swing S , which implies that S is generally somewhat smaller than the fundamental limit, and the degree of its decrease is determined by the ratio of the energy kT (26 meV at room temperature) to the value of the energy interval between the top of the valence band of the source material and the value of the surface potential in the transistor channel. The formula can be used to estimate the magnitude of the effect under study in real state-of-the-art electronics systems.

Keywords: Landauer-Datta-Lundstrom transport model, transistor, subthreshold swing, cold metal

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

DOI: <https://doi.org/10.18524/1815-7459.2023.3.288157>

АНАЛІТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ПІДПОРОГОВОГО РОЗКИДУ В MOSFET З ВИТОКОМ НА ОСНОВІ ХОЛОДНОГО МЕТАЛУ

М. В. Стріха^{1,2}, К. О. Корж¹

¹ Київський національний університет ім. Тараса Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки і комп'ютерних систем,
пр. Глушкова, 4г, Київ, Україна, тел. (044) 526 0532;

² 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 рамках узагальненої транспортної моделі Ландауера-Датта-Лундстрома одержано аналітичну формулу для підпорогового розкиду в MOSFET з витокom на основі холодного металу.

Підпороговий розкид S є фундаментальною характеристикою транзисторів MOSFET. Вона показує, у скільки разів треба збільшити напругу на затворі V_g у підпороговій області для того, щоб досягнути збільшення струму на стоку I_d на порядок: $S \equiv \ln 10 \frac{dV_g}{d(\ln I_d)}$. За кімнатної температури в якісному транзисторі з великим значенням підзатворної ємності граничне значення цього параметру дорівнює $S \equiv \ln 10 \frac{kT}{e} \approx 60$ мВ/декада, де e – заряд електрона, k – стала Больцмана, T – температура в Кельвінах.

Важливість цього параметра полягає в тому, що його найменша гранична величина визначає мінімально можливу робочу напругу живлення транзистора. Тому зменшення S нижче від фундаментальної межі теоретично відкривало б великі перспективи для дальшого зниження енергоспоживання та мініатюризації транзисторів.

З цією метою, зокрема, раніше було запропоновано використати ефект негативної ємності в сегнетоелектрику, що формує шар підзатворного діелектрика. Однак безперспективність таких спроб було доведено на основі фундаментальних термодинамічних принципів та чисельних розрахунків реальних систем.

Тому було запропоновано інший, значно фізичніший спосіб подолати фундаментальну межу: використати для інжекції електронів у канал MOSFET витік на основі холодного металу, де через невелику ширину валентної зони інжектвані в канал електрони вже не мають у розподілі за енергіями «гарячого» Больцманового «хвоста». Транзистори з моношаровим суб-10-нанометровим каналом MoS_2 та витоком і стоком на основі NbS_2 і TaS_2 з підпороговим розкидом, нижчим від фундаментальної межі, вже було реалізовано експериментально. Однак наочної аналітичної моделі, яка дозволяла б оцінювати величину очікуваного ефекту, досі так і не було створено.

Нами в рамках формалізму ЛДДІ отримано аналітичний вираз для підпорогового розкиду S , з якого випливає, що S у загальному випадку є дещо меншим від фундаментальної межі, а міра його зменшення визначається відношенням енергії kT (26 меВ за кімнатної температури) до значення енергетичного проміжку між вершиною валентної зони матеріалу витоку й значенням поверхневого потенціалу в каналі транзистора. Формула може бути використана для оцінки величини досліджуваного ефекту в реальних новітніх системах електроніки.

Ключові слова: транспортна модель Ландауера-Датта-Лундстррома, транзистор, підпороговий розкид, холодний метал