

УДК 538.91Ф405; 548.5.01

DOI: 10.18524/1815-7459.2022.1/2.258446

ПРО НЕМОЖЛИВІСТЬ ОДЕРЖАННЯ СТАБІЛЬНОЇ НЕГАТИВНОЇ ЄМНОСТІ В ТРАНЗИСТОРАХ MOSFET З ІЗОЛЯТОРАМИ НА ОСНОВІ ТОНКИХ ШАРІВ ДІЕЛЕКТРИКА ТА СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА

М. В. Стріха^{1,2}, Г. М. Морозовська³

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

²Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,
пр. Науки, 41, Київ, Україна,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

³Інститут фізики НАН України,

пр. Науки, 46, Київ, Україна

E-mail: anna.n.morozovska@gmail.com

ПРО НЕМОЖЛИВІСТЬ ОДЕРЖАННЯ СТАБІЛЬНОЇ НЕГАТИВНОЇ ЄМНОСТІ В ТРАНЗИСТОРАХ MOSFET З ІЗОЛЯТОРАМИ НА ОСНОВІ ТОНКИХ ШАРІВ ДІЕЛЕКТРИКА ТА СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА

М. В. Стріха, Г. М. Морозовська

Анотація. Розглянуто кремнійовий MOSFET, у якому ізолятор під затвором сформовано з тонких шарів діелектрика SiO_2 та слабого сегнетоелектрика HfO_2 . Досліджено можливість реалізації в такій системі стійкої негативної ємності ізолятора, що відкрило б можливість для зниження підпорогового розкиду до величин, нижчих від порового значення, 60 мВ/дек. для кімнатної температури, та напруги живлення до значень, нижчих від фундаментальної Больцманівської межі, 0,5 В, і тому стало б важливим кроком на шляху до дальшої мініатюризації MOSFET. Показано, що теоретично можливо досягнути перехідної негативної ємності сегнетоелектрика, якщо заряд на пластинах конденсатора збільшується в часі повільніше, аніж поляризація сегнетоелектрика. Але така негативна ємність принципово має перехідний характер. Спроба стабілізувати її в часі в системах тонких шарів діелектрика і сегнетоелектрика потребує стабільно додатної вільної енергії та ємності всієї системи. А тому ефект негативної ємності окремо сегнетоелектрика ніяк не виявлятиметься «назовні» (у т. ч. у транзисторних застосуваннях).

Ключові слова: негативна ємність, сегнетоелектрик, діелектрик, підпороговий розкид, Больцманівська межа, транзистор

ON THE IMPOSSIBILITY OF A STABLE NEGATIVE CAPACITANCE REALIZATION IN MOSFET TRANSISTORS WITH INSULATORS BASED ON THIN LAYERS OF DIELECTRIC AND FERROELECTRIC

M. V. Strikha, A. M. Morozovska

Abstract. We consider a silicon MOSFET, in which the gate insulator is formed from thin layers of a dielectric SiO_2 and a weak ferroelectric HfO_2 . We study the possibility of implementing a stable negative capacitance of the insulator in such a system, which would open the principal possibility to reduce the subthreshold swing to the values below the threshold, 60 mV/decade at room temperature, and supply voltage to the values below the fundamental Boltzmann limit, 0.5 V, which would be an important step towards further miniaturization of MOSFETs. It is shown theoretically that it is possible to achieve a transient negative capacitance of a ferroelectric in the situation when the charge at the capacitor plates increases more slowly than the ferroelectric polarization. Note that the negative capacity is fundamentally transient. Its temporal stabilization in thin dielectric and ferroelectric layers requires stable positive free energy and capacity of the whole system. Therefore, the effect of the negative capacitance of a ferroelectric itself cannot be manifested “outside” the ferroelectric, including the transistor applications.

Keywords: negative capacitance, ferroelectric, dielectric, sub-threshold swing, Boltzmann limit, transistor

1. Вступ

Протягом останніх років тривають інтенсивні спроби створення пристроїв, які використовували б передбачений Рольфом Ландауером ще в 1976 р. [1] ефект від’ємної ємності (див. [2] і посилання в цій роботі). В разі успіху такі спроби призвели б до справжнього прориву в масштабуванні приладів сучасної електроніки [3]. Зокрема, в [2] зроблено висновки про перспективність використання з цією метою сегнетоелектриків, які:

- (а) Виявляють стійкі сегнетоелектричні властивості при товщині плівок 5 нм і менше;
- (б) Сполучні з технологією CMOS;
- (в) Термічно стабільні в поєднанні з кремнієм;
- (г) Піддаються конформному осаджуванню на 3D підкладки;
- (д) Мають ширшу заборонену зону, ніж кремній, і формують при контакті значний бар’єр для електронів з зони провідності кремнію.

Принциповою можливістю зниження в разі успіху підпорогового розкиду до величин, нижчих від порогового значення 60 мВ/дек. за кімнатної температури, та напруги живлення до значень, нижчих від фундаментальної

Больцманівської межі 0,5 В, обумовлено значний інтерес до створення зазначених систем з використанням сегнетоелектрика (див. напр. роботу [4] і літературу до неї).

2. Кремнійовий MOSFET з підзатворним комбінованим ізолятором типу діелектрик-сегнетоелектрик.

Нижче ми розглянемо систему, де як затвор використано традиційний n^+ полікремній, підзатворний ізолятор сформовано з тонких шарів SiO_2 та HfO_2 , провідним каналом транзистора є кремній (для визначеності – p -типу), див. рис. 1. Спонтанна поляризація слабого сегнетоелектрика HfO_2 , залежно від умов, може лежати в діапазоні 2–40 мкКл/см², ширина забороненої зони дорівнює 5,8 еВ, спорідненість електрона до вакууму ~ 2 еВ, і відносна діелектрична проникність – 25. Така система задовольняє всім переліченим вище сформульованим у [2] вимогам.

На рис. 1 зображено таку систему у випадку плоских зон [5, 6], для реалізації якого до затвору прикладено напругу плоских зон V_{FB} , яка визначається різницею робіт виходу затвору і напівпровідникового каналу, та зарядом, присутнім на межі поділу HfO_2 – Si. Вва-

жаємо, що весь такий заряд обумовлений поляризацією сегнетоелектрика P_s , яка залежить від напруги на затворі (зарядом на електронних пастках на інтерфейсі при цьому нехтуємо). Враховуючи те, що для сильно легovanого електронного полікремнію затвору робота виходу наближено дорівнює спорідненості електрона до вакууму, а для кремнію каналу – тій таки спорідненості плюс відстані від рівня Фермі до дна зони провідності (рис. 1), для напруги плоских зон за аналогією до [6] маємо:

$$V_{FB} = \frac{E_F - E_c}{e} - \frac{P_s(V_G)}{C_{ins}}. \quad (1)$$

Тут напруга на затворі позначена як V_G .

Ємність двошарового ізоляторного проміжку, зображеного на рис. 1, віднесена до одиниці площі, знаходимо з формули:

$$\frac{1}{C_{ins}} = \frac{1}{C_{SiO_2}} + \frac{1}{C_{HfO_2}} = \frac{t_{SiO_2}}{\epsilon_o \epsilon_{SiO_2}} + \frac{t_{HfO_2}}{\epsilon_o \epsilon_{HfO_2}}. \quad (2)$$

У (2) входять товщини й відносні діелектричні проникності прошарків SiO_2 та HfO_2 , ϵ_o – універсальна діелектрична стала. Відзначмо, що вираз (2) записано для випадку, якщо HfO_2 діє як звичайний лінійний діелектрик. У наступному розділі нашої роботи покажемо, як врахування сегнетоелектричної природи HfO_2 може привести до появи в (2) негативної ємності, тотожної від’ємному значенню відносної діелектричної проникності.

Зробимо важливе застереження: взагалі кажучи, в наносистемах діелектрична проникність є не локальною характеристикою. Вона є характеристикою всієї системи, яку потрібно розглядати в рамках підходу, розвинутого в [7]. Однак у цій роботі ми використовуємо спрощену формулу (2), що не змінить одержаних нами якісних результатів.

З урахуванням (1, 2) запишемо стандартний вираз теорії транзисторів [6], що пов’язує напругу на затворі V_G з поверхневим потен-

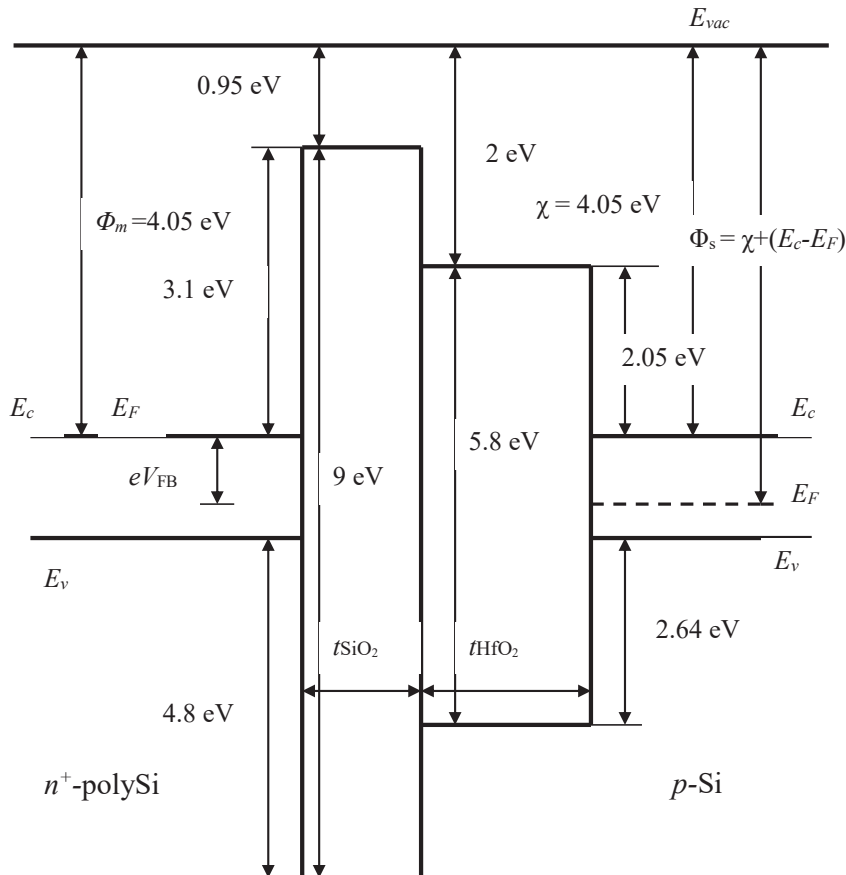


Рис. 1. Система, що вивчається: як затвор використано традиційний n^+ полікремній, підзатворний ізолятор сформовано з тоних шарів SiO_2 та HfO_2 , провідним каналом транзистора є кремній p -типу.

ціалом ψ_s і поверхневою густиною заряду Q_s у напівпровіднику:

$$V_G^* = V_G - V_{FB} = -\frac{Q_s(\psi_s)}{C_{ins}} + \psi_s. \quad (3)$$

Порогова напруга V_T , при якій канал переходить у режим інверсії, відповідає відомій умові [5]:

$$\begin{aligned} \psi_s = 2\psi_B &= \frac{2kT}{e} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right); \\ n_i &= \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Тут $N_{c,v}$ – ефективна густина станів у зоні провідності й валентній зоні, N_a – концентрація акцепторів у кремнієвому каналі, E_g – ширина забороненої зони. Враховуючи те, що в момент переходу в режим інверсії електронів у каналі все ще небагато, і заряд обумовлений зарядом іонізованих акцепторів у шарі виснаження, для порогової напруги (див. [6]) остаточно запишемо:

$$V_T = V_{FB} + \frac{\sqrt{4e\epsilon_o\epsilon_{Si}\psi_B N_a}}{C_{ins}} + 2\psi_B. \quad (5)$$

У випадку виснаження вільні носії в каналі відсутні на відстані W від інтерфейсу $\text{HfO}_2 - \text{Si}$. Таким чином, обкладинками конденсатора в цьому випадку є затвор з одного боку, і підкладинка під провідним каналом кремнію, де зберігається нормальна р-провідність – з другого [8]. А це означає, що еквівалентну підзатворну ємність C_G , що формується єм-

ностями ізолятора і напівпровідника, можна зобразити так, як на рис. 2(а). У випадку виснаження для неї одержуємо:

$$\frac{1}{C_G^{dep}} = \frac{1}{C_{ins}} + \frac{1}{C_s}. \quad (6)$$

Тут ємність ізолятора визначається виразом (2), а ємність шару Шоттки в напівпровіднику дорівнює

$$C_s = \frac{\epsilon_o\epsilon_{Si}}{W(\psi_s)}; \quad W(\psi_s) = \sqrt{\frac{2\epsilon_o\epsilon_{Si}\psi_s}{eN_a}}. \quad (7)$$

У випадку, коли на пристрій подано напругу на затвор і на стік, решту електродів заземлено, а малою ємністю між електродом стоку й точкою віртуального витоку, що характеризується значенням поверхневого потенціалу ψ_s , можемо знехтувати, зі схеми на рис. 2 маємо:

$$\psi_s = \frac{C_{ins}}{C_{ins} + C_s} V_G^*. \quad (8)$$

Такий вираз є фактично розв’язком рівняння (3) для часткового випадку, коли напруга на затворі є меншою від порогової напруги (5). З урахуванням того, що струм на стоку визначається величиною поверхневого потенціалу [8], одержуємо:

$$I_d \sim \exp\left(\frac{e\psi_s}{kT}\right) = \exp\left(\frac{eC_{ins}V_G^*}{kT(C_{ins} + C_s)}\right). \quad (9)$$

Звідси знаходимо підпороговий розкид – параметр, який показує, наскільки треба збіль-

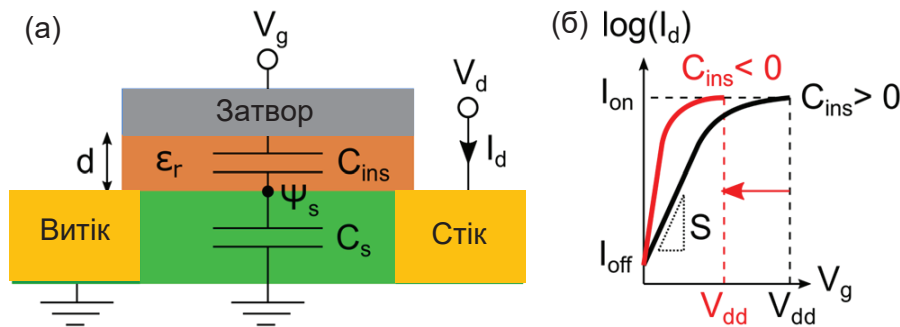


Рис. 2. Еквівалентна ємнісна схема зображеного на рис. 1 MOSFET (а) і залежність струму стоку від напруги на затворі (б). Адаптовано з роботи [2].

шити напругу на затворі, щоб досягти збільшення струму стоку в 10 разів:

$$S = \left[\frac{\partial(\log_{10} I_d)}{\partial V_G^*} \right]^{-1} = 2,3 \frac{kT}{e} \left(1 + \frac{C_s}{C_{ins}} \right). \quad (10)$$

Мінімальне значення цього параметру, яке досягається для кімнатної температури, дорівнює 60 мВ/дек. Гіпотетичний перехід у (10) до від'ємної ємності ізолятора дозволив би знизити значення S нижче від цієї межі, а це значить, що струмові стоку в режимі ON відповідатиме менша напруга живлення на стоку V_{dd} (Рис. 2(б)). Це відкриває теоретичну можливість знизити цю напругу нижче від фундаментальної Больцманівської межі 0,5 В (нині досягнуто робочих значень у 0,7 В), що відкривало б можливості дальшої мініатюризації MOSFET.

3. Реалізація негативної ємності на пристрої з використанням сегнетоелектрика.

Для звичайного лінійного діелектрика з товщиною d і відносною діелектричною проникністю ϵ_r за означенням ємність, віднесена до одиниці площі, при вміщенні його в двохтермінальний конденсатор дорівнює

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{\epsilon_o \epsilon_r}{d} = \frac{1}{d} \frac{dD}{dE}. \quad (11)$$

Тут D – електрична індукція

$$D = \epsilon_o E + P. \quad (12)$$

У лінійних діелектриках (рис. 3, ліворуч), де поляризація P пропорційна до напруженості поля E , $D = \epsilon_o \epsilon_r E$ і ємність за означенням не може бути негативною. Однак у сегнетоелектрику (рис. 3, праворуч), де залежність $P(E)$ вже нелінійна і характеризується гістерезисом, така можливість теоретично з'являється, якщо якимось чином реалізується термодинамічно-нестійка центральна ділянка гістерезису, позначена червоним кольором на рис. 3, праворуч (див. напр. [1–3]).

У сегнетоелектрику

$$\epsilon_o \epsilon_f = \frac{dD}{dE_f} = \epsilon_o + \frac{dP_s}{dE_f} \approx \frac{dP_s}{dE_f}. \quad (13)$$

У термодинамічній моделі Ландау [9] вільна енергія сегнетоелектрика записується як:

$$G_f = \alpha P^2 + \beta P^4 - E_f P. \quad (14)$$

де E_f – це поле в сегнетоелектрику, яке включає в себе зовнішнє поле та внутрішнє поле «деполяризації».

Цей вигляд вільної енергії зображений на рис. 4(а); він дозволяє описати перехід між двома стійкими станами з поляризацією $+P_s$ і $-P_s$ через нестійкий стан $P = 0$.

Р. Ландауер в [1] вперше запропонував використати залежність (14), де коефіцієнти Ландау $\alpha < 0$, $\beta > 0$, для отримання негативної ємності. Мінімізуючи вільну енергію за P , одержимо вираз для електричного поля в сегнетоелектрику:

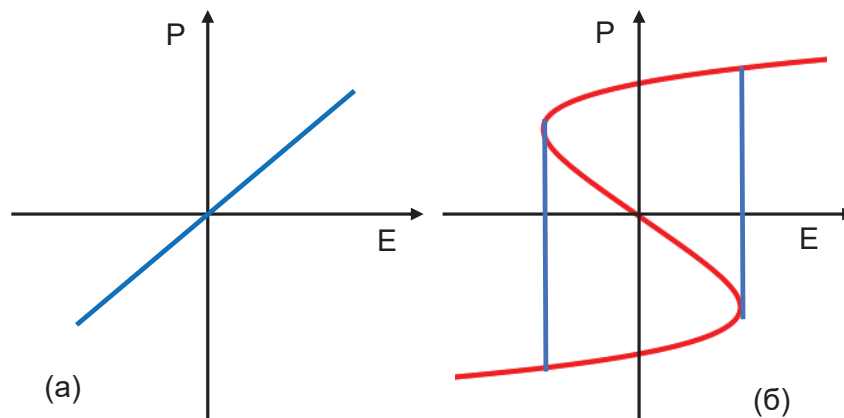


Рис. 3. Поляризація звичайного діелектрика (ліворуч) і сегнетоелектрика (праворуч) як функція електричного поля.

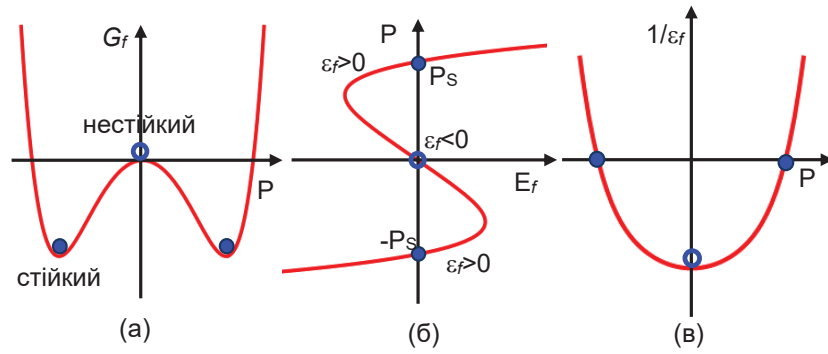


Рис. 4. Вільна енергія сегнетоелектрика при $E_f = 0$ (а), його електрична поляризація P в залежності від E_f (б) та обернена діелектрична проникність в залежності від P (в). Сстійкі та нестійкі стани поляризації зображені суцільними та пустим кружечком відповідно. Адаптовано з [2].

$$E_f = 2\alpha P + 4\beta P^3. \quad (15)$$

$$\frac{dE_f}{dt} = \frac{1}{\varepsilon_o} \left(\frac{dQ}{dt} - \frac{dP}{dt} \right). \quad (18)$$

Залежність (15), зображена на рис. 4(б), має S-подібний вигляд з ділянкою негативного нахилу, де в силу залежності (13) може бути реалізовано негативну діелектричну проникність сегнетоелектрика і, відповідно, негативну ємність. З (13) і (15) одержуємо:

$$\varepsilon_f = \frac{1}{\varepsilon_o(2\alpha + 12\beta P^2)}. \quad (16)$$

Оскільки $\alpha < 0$, то для малих значень спонтанної поляризації одержуємо область, де реалізується негативна діелектрична проникність (рис. 4 (в)). Однак така негативна ємність є суто перехідним явищем, що реалізується під час перемикання між двома поляризаціями.

Справді, під час переходу від стану з $-P_s$ до стану з $+P_s$ поляризація зростає в часі, $\frac{dP}{dt} > 0$. Реалізація негативної ємності означає, що поле при цьому в часі зменшується, $\frac{dE_f}{dt} < 0$. Використовуючи теорему Гаусса і вираз (12), запишемо вираз, що пов'язує заряд у пластинах конденсатора і електричну індукцію:

$$Q = D = \varepsilon_o E_f + P. \quad (17)$$

Звідси видно, що нульове поле в сегнетоелектрику відповідає ситуації, коли зовнішнє поле, зумовлене зарядом пластин, повністю компенсує внутрішнє поле поляризації.

З (17) одержуємо:

Звідси видно, що від'ємний знак похідної поля за часом у (18) може реалізуватися тоді, коли заряд на пластинах збільшується в часі повільніше, аніж поляризація сегнетоелектрика. Це ще раз демонструє перехідний характер негативної ємності в такій системі.

Щоб стабілізувати це перехідне явище, в [2] запропоновано систему типу зображеної на рис. 1, де в тісному контакті перебувають шари діелектрика й сегнетоелектрика. Вільна енергія в діелектрику дорівнюватиме

$$G_d = \frac{D^2}{2\varepsilon_o\varepsilon_{SiO_2}} - E_d D. \quad (19)$$

У наближенні $D \sim P_s$ повну енергію, віднесену до одиниці площі, можна записати як:

$$G_t = G_f t_{HfO_2} + G_d t_{SiO_2} = \left(\alpha t_{HfO_2} + \frac{t_{SiO_2}}{2\varepsilon_o\varepsilon_{SiO_2}} \right) P^2 + \beta t_{HfO_2} P^4 - VP. \quad (20)$$

Тут і далі ми для спрощення записуватимемо напругу на затворі V_G^* (3) як V . Зауважимо, що в (20) залежність вільної енергії сегнетоелектрика G_f (14) від поляризації P без напруги, та зі зростанням V до значення V_c , коли відбувається зміна напрямку спонтанної поляризації, має вигляд, зображений на рис. 5, ліворуч. Натомість залежність вільної енергії діелектрика G_d (19) для тих-таки значень напруги має вигляд, зображений на рис. 5 праворуч.

Якщо вираз у дужках у правій частині (20) додатний, то повна енергія додатна для всіх значень поляризації при $V = 0$. Умовою для цього є

$$t_{HfO_2} \leq t_{crit} = -\frac{t_{SiO_2}}{2\alpha\epsilon_o\epsilon_{SiO_2}}. \quad (21)$$

Якщо цю умову не виконано, $t_{HfO_2} > t_{crit}$, то процес зміни поляризації від стану з $-P_s$ до стану з $+P_s$, порівняно з випадком наявності лише сегнетоелектрика, описуваного виразом (14), містить такі особливості (докладніше див. [2]): діелектрик поляризує сегнетоелектрик, зменшуючи енергетичний бар'єр у залежності G_f і значення спонтанної поляризації. При $V = 0$ сегнетоелектрик усе ще має додатну ємність. Не екранована поляризація призводить до появи додатного поля деполіаризації в сегнетоелектрику і до протилежного (від'ємного) поля поляризації в діелектрику. Коли напруга перевищує певне критичне значення, відбувається перехід до додатної поляризації, який супроводжується суттєвим зменшенням поля в сегнетоелектрику через ефект деполіаризації, що призводить до появи перехідної негативної ємності, подібної до тієї, яку ми розглядали вище. Коли напруга знову спадає до нуля, система залишається в стані з додатною спонтанною поляризацією.

Однак для випадку $t_{HfO_2} \leq t_{crit}$ (наприклад, через те, що товщина шару діелектрика в (21)

зробилася більшою), ситуація може виявитися іншою. У цьому випадку стан з негативною ємністю в точці з нульовою поляризацією робиться стійким, через те, що йому відповідає мінімум повної енергії. Коли на затвор прикладено додатну напругу, поляризація збільшується; але водночас поле в сегнетоелектрику зменшується через поле деполіаризації, індуковане діелектриком, тобто $\frac{dP}{dE_f} < 0$. Однак система в цілому залишається стабільною, оскільки кривизна G_f і, відповідно, ємність усього проміжку ізолятора завжди додатні. Коли напруга перевищить критичне значення, сегнетоелектрик теж перейде в стан із додатною ємністю. Але, зі зменшенням напруги до нуля, сегнетоелектрик повернеться в вихідний стан з від'ємною ємністю.

Такі міркування дозволили авторам [2] говорити про принципову можливість одержання стабільної в часі негативної ємності в системі сегнетоелектрик-діелектрик і перспективу використання її для зниження підпорогового розкиду (10) до величин, нижчих від порогового значення 60 мВ/дек. для кімнатної температури. Це, в свою чергу, відкривало б теоретичну можливість знизити напругу живлення нижче від фундаментальної Больцманівської межі 0,5 В, що стало б важливим кроком на шляху до дальшої мініатюризації MOSFET. Тому тривають інтенсивні спроби реалізувати такі системи [4], які, однак, не реалізувалися успіхом на практиці.

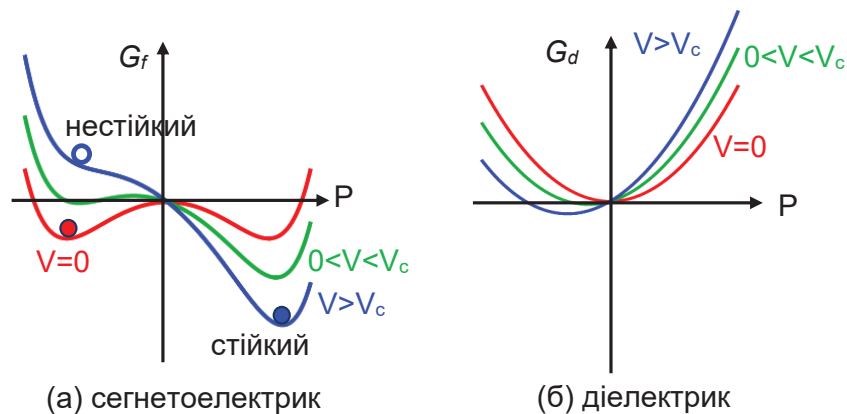


Рис. 5. Залежність вільної енергії сегнетоелектрика G_f (ліворуч) та вільної енергії діелектрика G_d (праворуч) від поляризації. Значенню напруги V_c відповідає зміна напрямку спонтанної поляризації.

4. Обговорення та висновки.

Безуспішність згаданих вище спроб має, очевидно, просте пояснення. Справді, хоча від'ємна ємність сегнетоелектрика в розглянутому вище випадку $t_{HfO_2} \leq t_{crit}$ є стійкою, однак повна ємність C_{ins} в силу вигляду (20) завжди залишається додатною. А, оскільки ємність принципово є не локальною, а повною характеристикою системи, саме ця повна ємність (а не від'ємна ємність окремо сегнетоелектрика) входять в усі рівняння, які описують роботу транзистора, зокрама і в вираз для підпорогового розкиду (10). Тому, очевидно, надії на те, що ефект негативної ємності допоможе зменшити підпороговий розкид нижче від критичного значення 60 мВ/дек. для кімнатної температури, і тим сприятиме дальшій мініатюризації MOSFET, не можна вважати реалістичними.

Теоретично можливо досягнути перехідної негативної ємності сегнетоелектрика в ситуації, коли заряд на пластинах конденсатора збільшується в часі повільніше, аніж поляризація сегнетоелектрика (див. вираз (18)). Але така негативна ємність принципово має перехідний характер. Спроба стабілізувати її в часі на спосіб, описаний у [2], в системах, типу зображеної на рис. 1, потребує стабільно додатної вільної енергії (20) та ємності всієї системи. А тому ефект негативної ємності окремо сегнетоелектрика ніяк не виявлятиметься «назовні» (напр. у транзисторних застосуваннях).

Автори вдячні Ф. Т. Ваську за зроблене ним цінне зауваження та НАН України за часткову підтримку цієї роботи. Один з авторів (МВС) також вдячний за це Київському національному університету імені Тараса Шевченка.

Список використаної літератури

- [1]. R. Landauer. Can capacitance be negative? *Collect. Phenom.*, 2, 167–170 (1976).
- [2]. Michael Hoffmann, Stefan Slesazek, Thomas Mikolajick. Progress and future prospects of negative capacitance electronics: A materials perspective. *APL Mater.* 9, 020902 (2021).
- [3]. S. Salahuddin, S. Datta. The era of hyper-scaling in electronics. *Nat. Electron.* 1, 442–450 (2018).
- [4]. 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).
- [5]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. physics of nanotransistors: MOSFET theory in traditional approach, zero level virtual source model and depletion approximation. *Sens. elektron. mikrosist. tehnol.* 16, No.1, 7–40 (2019). (in Ukrainian).
- [6]. Yu. O. Kruglyak, M. V. Strikha. Physics of nanotransistors: gate voltage and surface potential, mobile charge in bulk MOS and in thin SOI. *Sens. elektron. mikrosist. tehnol.* 16, No.2, 5–31 (2019). (in Ukrainian).
- [7]. Eugene A. Eliseev, Mykola E. Yeliseiev, Sergei V. Kalinin and Anna N. Morozovska. Whither steady-state negative capacitance of a ferroelectric film? (Private communication, 2021).
- [8]. M. Lundstrom, *Fundamentals of Nanotransistors* (Singapore: World Scientific: 2018); www.nanohub.org/courses/NT
- [9]. L. Landau. On the theory of phase transitions. *Zh. Eksp. Theor. Fiz.* 7, 19–32 (1937); *Ukr. J. Phys.* 53, Special issue, 25–35 (2008).

Стаття надійшла до редакції 02.02.2022 р.

UDC 538.91Φ405; 548.5.01

DOI: 10.18524/1815-7459.2022.1/2.258446

ON THE IMPOSSIBILITY OF A STABLE NEGATIVE CAPACITANCE REALIZATION IN MOSFET TRANSISTORS WITH INSULATORS BASED ON THIN LAYERS OF DIELECTRIC AND FERROELECTRIC

M. V. Strikha^{1,2}, *A. M. Morozovska*³

¹Taras Shevchenko National University of Kyiv,
Faculty of Radiophysics, Electronics and Computer Systems,
Hlushkov Ave., 4g, Kyiv, Ukraine;

²V.Lashkariyov Institute of Semiconductor Physics, NAS Ukraine,
Nauky Ave., 41, Kyiv, Ukraine,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

³Institute of Physics, NAS Ukraine,

Nauky Ave., 46, Kyiv, Ukraine,

E-mail: anna.n.morozovska@gmail.com

Summary

In recent years, there have been intense attempts to create devices that would use a negative capacity effect predicted by Rolf Landauer as early as 1976. If successful, such attempts would lead to a real breakthrough in the scaling of modern electronics devices. In particular, the use of ferroelectrics for this purpose, which show stable ferroelectric properties at film thicknesses of 5 nm and less; are CMOS-compatible and thermally stable in combination with silicon; allow deposition on 3D substrates; have a wider band gap than silicon and form a significant contact barrier for the electrons from the silicon conduction band. The principal possibility of reduction (in case of success) the subthreshold swing and supply voltage to the values below the fundamental limits define the great interest in the creation of these systems using ferroelectrics.

We consider a silicon MOSFET, in which the gate insulator is formed from thin layers of a dielectric SiO₂ and a weak ferroelectric HfO₂. We study the possibility of implementing a stable negative capacitance of the insulator in such a system, which would open the principal possibility to reduce the subthreshold swing to the values below the threshold, 60 mV/decade at room temperature, and supply voltage to the values below the fundamental Boltzmann limit, 0.5 V, which would be an important step towards further miniaturization of MOSFETs. It is shown theoretically that it is possible to achieve a transient negative capacitance of a ferroelectric in the situation when the charge at the capacitor plates increases more slowly than the ferroelectric polarization. Note that the negative capacity is fundamentally transient. Its temporal stabilization in thin dielectric and ferroelectric layers requires stable positive free energy and capacity of the whole system. Therefore, the effect of the negative capacitance of a ferroelectric itself cannot be manifested “outside” the ferroelectric, including the transistor applications.

This negative result has its own value for the development of corresponding applications in perspective directions. Actually, the failure of the above attempts is obviously a simple explanation. Indeed, even the negative capacitance of the ferroelectric can be stabilized, the total capacitance of the gate insulator always remains positive. And since the capacitance is not a local, but a global characteristic of the system, it is this total capacitance (rather than the negative capacitance of the individual ferroelectric layer) included in all equations that describe the operation of the transistor,

and in the expression for the subthreshold swing. Therefore, it is unrealistic to hope that the negative capacitance effect will help reduce the subthreshold swing below the critical value, and thus contribute to further miniaturization of the MOSFET.

Keywords: negative capacitance, ferroelectric, dielectric, sub-threshold swing, Boltzmann limit, transistor

УДК 538.91Ф405; 548.5.01

DOI: 10.18524/1815-7459.2022.1/2.258446

ПРО НЕМОЖЛИВІСТЬ ОДЕРЖАННЯ СТАБІЛЬНОЇ НЕГАТИВНОЇ ЄМНОСТІ В ТРАНЗИСТОРАХ MOSFET З ІЗОЛЯТОРАМИ НА ОСНОВІ ТОНКИХ ШАРІВ ДИЕЛЕКТРИКА ТА СЕГНЕТОЕЛЕКТРИКА

М. В. Стріха^{1,2}, Г. М. Морозовська³

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

²Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України,
пр. Науки, 41, Київ, Україна,

E-mail: maksym_strikha@hotmail.com

³Інститут фізики НАН України,

пр. Науки, 46, Київ, Україна

E-mail: anna.n.morozovska@gmail.com

Реферат

Протягом останніх років тривали інтенсивні спроби створити пристрої, що використовували б ефект негативної ємності, передбачений Ролфом Ландауером у 1976 році. В разі успіху, такі спроби призвели б до справжнього прориву у масштабуванні пристроїв сучасної електроніки. Зокрема, розглядається використання з цією метою сегнетоелектриків, які виявляють стійкі сегнетоелектричні властивості при товщині плівок 5 нм і менше; сполучні з технологією CMOS; термічно стабільні в поєднанні з кремнієм; піддаються конформному осаджуванню на 3D підкладинки; мають ширшу заборонену зону, ніж кремній, і формують при контакті значний бар'єр для електронів з зони провідності кремнію. Принципова можливість зменшення, в разі успіху, підпорогового розкиду й напруги живлення нижче від фундаментальних граничних значень зумовлює значний інтерес до створення таких систем з використанням сегнетоелектриків.

Розглянуто кремнійовий MOSFET, у якому ізолятор під затвором сформовано з тонких шарів діелектрика SiO₂ та слабого сегнетоелектрика HfO₂. Досліджено можливість реалізації в такій системі стійкої негативної ємності ізолятора, що відкрило б можливість для зниження підпорогового розкиду до величин, нижчих від порогового значення, 60 мВ/дек. для кімнатної температури, та напруги живлення до значень, нижчих від фундаментальної Больцманівської межі, 0,5 В, що стало б важливим кроком на шляху до дальшої мініатюризації MOSFET. Показано, що теоретично можливо досягнути перехідної негативної ємності сегнетоелектрика якщо заряд на пластинах конденсатора збільшується в часі повільніше, аніж поляризація сегнетоелектрика. Але така негативна ємність принципово має перехідний характер. Спроба стабілізувати її в часі в системах тонких шарів діелектрика і сегнетоелектрика потребує стабільно додатної вільної

енергії та ємності всієї системи. А тому ефект негативної ємності окремо сегнетоелектрика ніяк не виявлятиметься «назовні» (у т. ч. у транзисторних застосуваннях).

Такий негативний результат має, однак, власне значення для розвитку відповідних перспективних напрямків прикладних досліджень. Справді, неуспіх усіх попередніх спроб створити пристрої на основі ефекту негативної ємності має, очевидно, просте пояснення. Адже навіть якщо негативну ємність сегнетоелектрика буде стабілізовано, загальна ємність ізолятора під затвором завжди залишатиметься додатною. Оскільки ємність є не локальною, а загальною характеристикою всієї системи, то саме загальна ємність (а не від'ємна ємність окремо взятого шару сегнетоелектрика) входить до всіх рівнянь, які описують роботу транзистора, і в вираз для підпорогового розкиду. Через те не можна сподіватися, що ефект негативної ємності знизить підпороговий розкид нижче від критичного значення і допоможе дальшій мініатюризації транзисторів MOSFET.

Ключові слова: негативна ємність, сегнетоелектрик, діелектрик, підпороговий розкид, Больцманівська межа, транзистор