

ISSN 2219-9365

МІЖНАРОДНИЙ
НАУКОВО-ТЕХНІЧНИЙ
ЖУРНАЛ



№ 1
2014

Вимірювальна та
Обчислювальна
Техніка в
Технологічних
Процесах

О.В. ОСАДЧУК, Я.О. ОСАДЧУК

Вінницький національний технічний університет

Б.В. ПАВЛИК

Львівський національний університет ім. І. Франка

Н.С. КРАВЧУК

Вінницький державний педагогічний університет ім. М. Коцюбинського

МОДЕЛЮВАННЯ ІМПЕДАНСУ ДІЛЯНКИ "ВИТІК-СТІК" ДВОЗАТВОРНОГО МДН ТРАНЗИСТОРА ПРИ ДІЇ ТЕМПЕРАТУРИ

В роботі представлено математичні моделі впливу температури на імпеданс ділянки "витік-стік" двозатворного МДН транзистора. В моделях враховуються поверхневі стани та реактивні властивості зазначених структур. Проведено аналіз фізичних процесів на поверхні та в об'ємі каналу двозатворного МДН транзистора, отримано функціональні залежності імпедансу реактивного МДН транзистора від температури навколишнього середовища в широкій смузі частот для різних зміщень на затворах.

Ключові слова: імпеданс, двозатворний МДН транзистор, температура.

O.V. OSADCHUK, J.O. OSADCHUK

Vinnytsia National Technical University

B.V. PAVLYK

Lviv national university is the name of I. Franka

N.S. KRAVCHUK

Vinnytsia State Pedagogical University is the name of M. Kocyubinskogo

MODELING IMPEDANCE REGION "SOURCE-DRAIN" TWO GATE MOS TRANSISTOR UNDER THE INFLUENCE OF TEMPERATURE

The paper presents the mathematical model the effect of temperature on the impedance region "source-drain" of the two gate MOSFET. The models take into account the surface states on the reactive properties of these structures. The analysis of physical processes on the surface and in the two channel MOSFET gate obtained by reactive functional dependence of the impedance MOSFET on the ambient temperature over a wide bandwidth for different gate bias.

Keywords: impedance, two gate MOSFET, temperature.

Постановка задачі

Аналіз літературних джерел свідчить, що на сьогоднішній день фактично не розглянуто термоіндуковану зміну параметрів МДН структур на малому змінному сигналі, недостатньо вивчені фізичні механізми впливу температури на "електронно-діркову плазму" в приповерхневому шарі просторового заряду, відсутній аналітичний опис залежності активної та реактивної компонент імпедансу каналу від температури навколишнього середовища.

Крім того, характеристики МДН транзисторів та основні їх параметри не враховують вплив температури на високих частотах (поза граничними). В існуючих моделях не враховується вплив поверхневих станів на реактивні властивості зазначених структур. З появою нового класу приладів (двозатворних МДН структур) ці питання набули ще більшої актуальності, оскільки зазначені структури мають більш широкі функціональні можливості в порівнянні з однозатворними.

Таким чином, дана робота присвячена аналізу фізичних процесів на поверхні та в об'ємі каналу двозатворного МДН транзистора, створенню математичних моделей, що представляють собою функціональні залежності імпедансу реактивного МДН транзистора від температури навколишнього середовища в широкій смузі частот для різних зміщень на затворах.

Моделювання імпедансу каналу при від'ємних напругах зміщення на затворі

Згідно представлення досліджуваної структури еквівалентним RC-колом (рис.1) імпеданс ділянки "Витік-Стік" можна записати у вигляді:

$$Z = \frac{4}{i\omega C_0} + 2R_k, \quad (1)$$

де C_0 – бар'єрна ємність p-n переходу; R_k – опір ділянки каналу.

В загальному випадку R_k можна представити таким чином:

$$R_k = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{ab}, \quad (2)$$

де l , a , b – довжина, глибина та ширина каналу відповідно; σ – питома електропровідність:

$$\sigma = q\mu_n n, \quad (3)$$

де n – концентрація електронів в каналі, яку для випадку від'ємного зміщення на затворі можна подати

у вигляді:

$$n = n_{cm} - \Delta n, \tag{4}$$

де n_{cm} – стаціонарна концентрація електронів в ділянці каналу, тобто, коли зміщення на затворі відсутнє ($U_s = 0$):

$$n_{cm} = n_o = \frac{\sigma_o}{q\mu_n} = \frac{1}{\rho_o q\mu_n}, \tag{5}$$

де Δn – зміна концентрації, зумовлена напругою, прикладеною до затвору. Цю зміну можна обчислити як відношення індукованого в каналі заряду Q до об'єму каналу та величини одиничного заряду [1]:

$$\Delta n = \frac{Q}{qabl}. \tag{6}$$

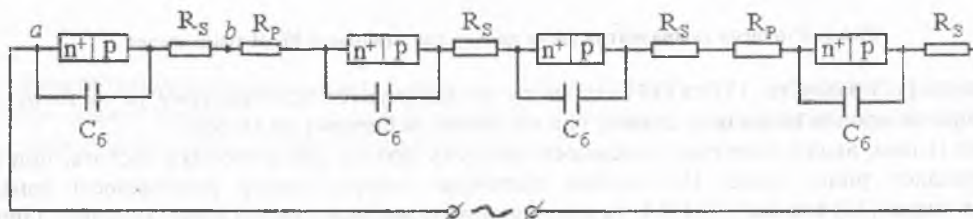


Рис. 1. Представлення двозатворного МДН транзистора еквівалентним RC-колом

Величину індукованого заряду можна визначити як для будь-якого конденсатора: $Q = CU_s$, де C – ємність затвору.

Тоді (6) запишеться у вигляді:

$$\Delta n = \frac{CU_s}{qabl}. \tag{7}$$

Підставивши (7) і (5) в (4), а потім (4) у (3), отримаємо:

$$\sigma = \frac{1}{\rho_o} - \mu_n \frac{CU_s}{abl}. \tag{8}$$

Перепишемо (2), враховуючи (8) і здійснивши деякі перетворення:

$$R_k = \frac{l^2 \rho_o}{abl - \mu_n \rho_o CU_s}. \tag{9}$$

Отримане співвідношення дає змогу оцінити значення опору ділянки каналу від напруги зміщення на затворі, але не враховує його температурну та частотну залежності.

Здійснимо перетворення виразу (9), враховуючи співвідношення Ейнштейна [2] та "комплексність" коефіцієнту дифузії за змінним струмом [1] з урахуванням температурної залежності рухливості [3]:

$$\mu_n = qD_n(1+i\omega\tau_n)/kT. \tag{10}$$

В результаті отримаємо:

$$R_k = \frac{l^2 \rho_o kT}{abl kT - qD_n \rho_o CU_s (1 + i\omega\tau_n)}. \tag{11}$$

Як бачимо, опір ділянки каналу на змінному струмі представляє комплексну величину. Здійснимо перетворення (11) з метою виділення дійсної та уявної складових цього опору. В результаті перетворень отримаємо:

$$R_k = \frac{\rho_o abl^3 k^2 T^2 - qD_n \rho_o^2 l^2 CU_s kT + i\omega qD_n \rho_o^2 l^2 CU_s kT \tau_n}{(abl kT)^2 - 2abl kT qD_n \rho_o CU_s + (qD_n \rho_o CU_s)^2 (1 + \omega^2 \tau_n^2)}. \tag{12}$$

Аналіз (12) свідчить про те, що уявна складова R_k носить індуктивний характер. Вираз для еквівалентної індуктивності у розглядуваному випадку матиме вигляд:

$$L_{\text{екв}} = \frac{\rho_o^2 l^2 qD_n CU_s kT \tau_n}{(abl kT)^2 - 2abl kT qD_n \rho_o CU_s + (qD_n \rho_o CU_s)^2 (1 + \omega^2 \tau_n^2)}. \tag{13}$$

Дійсна складова опору ділянки каналу R_k представляє її активний опір R :

$$R = \frac{\rho_0 abl^3 k^2 T^2 - qD_n \rho_0^2 l^2 CU_3 kT}{(ablkT)^2 - 2ablkTqD_n \rho_0 CU_3 + (qD_n \rho_0 CU_3)^2 (1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (14)$$

Тоді узагальнений вираз для повного опору ділянки "Витік-Стік" з урахуванням (11), (12)-(14) матиме вигляд:

$$Z = 2R + i\omega L_{екз} + \frac{4}{i\omega C_6} \quad (15)$$

Згідно (15) еквівалентна схема, представлена на рис. 1, може бути уточнена внесенням в ділянки каналу еквівалентної індуктивності (рис. 2).

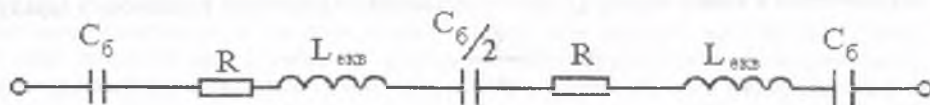


Рис. 2. Уточнена еквівалентна схема каналу двозатворного МДН транзистора

Формула (15) разом із (13) та (14) дає змогу проаналізувати температурну та частотну залежності дійсної та уявної складових імпедансу каналу при від'ємних зміщеннях на затворі.

Поряд із цим, аналіз частотної залежності свідчить про те, що існує така частота, при якій уявна складова імпедансу рівна нулю. Ця частота відповідає інверсії знаку реактивності каналу. Отже, підставивши у вираз (15) вирази (13) і (14) та виділивши у отриманому виразі уявну складову і прорівнявши її до нуля, знайдемо частоту ω , що відповідає точці інверсії:

$$\omega = \left\{ \frac{2 \left[(ablkT)^2 - 2ablkTqD_n \rho_0 CU_3 + (qD_n \rho_0 CU_3)^2 \right]}{\rho_0^2 l^2 qD_n CU_3 kT \tau_n C_6 - 2(qD_n \rho_0 CU_3 \tau_n)^2} \right\}^{1/2} \quad (16)$$

Однією з ознак адекватності запропонованої моделі по відношенню до експерименту є наявність частоти, що відповідає точці інверсії знаку реактивності в каналі, а тому отриманий вираз є одним із підтверджень цієї адекватності. Результати розрахунків, проведених згідно (16) відповідають експериментальним дослідженням [4].

Результати розрахунків температурної та частотної залежностей імпедансу каналу для різних напруг від'ємного зміщення на затворах представлені на рис. 3, рис. 4.

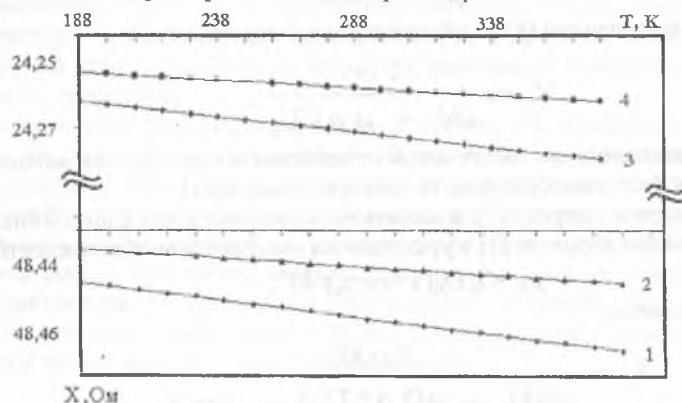


Рис.3. Теоретичні залежності реактивної складової імпедансу каналу від температури при $U_j = \text{const}, f = \text{const}$: 1- $U_j = -2\text{В}, f = 500\text{МГц}$; 2- $U_j = -4\text{В}, f = 500\text{МГц}$; 3- $U_j = -3\text{В}, f = 1000\text{МГц}$; 4- $U_j = -4\text{В}, f = 1000\text{МГц}$

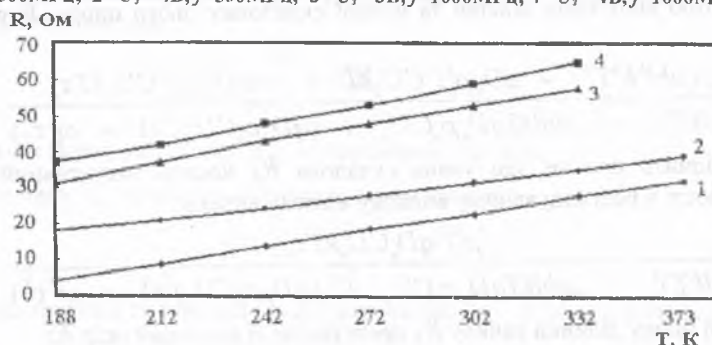


Рис. 4. Теоретичні залежності активної складової імпедансу каналу від температури при $U_j = \text{const}, f = \text{const}$: 1- $U_j = -4\text{В}, f = 1000\text{МГц}$; 2- $U_j = -4\text{В}, f = 1\text{МГц}$; 3- $U_j = -2\text{В}, f = 1000\text{МГц}$; 4- $U_j = -2\text{В}, f = 1\text{МГц}$

Моделювання імпедансу каналу при додатних напругах зміщення на затворі

Як відомо з теоретичних та експериментальних досліджень повного опору МДН транзистора [5, 6] такі структури при певних температурах і частотах ведуть себе як еквівалентна індуктивність.

Проведемо оцінювання еквівалентної індуктивності каналу для додатних змішень на затворі. Для цього випадку розглянемо фізичну модель структури каналу з енергетичної точки зору. Незавжди помітити, що електрони, індуковані в каналі, з однієї сторони, можуть бути описані як система, що має певну швидкість руху та кінетичну енергію W_k , а з іншої – як електричний струм, що має енергію магнітного поля W_m з еквівалентною індуктивністю L_k . В першому наближенні значення W_k та W_m можуть бути представлені як

$$W_k = \frac{nm_e^* S 2l}{2} \left[\frac{2l}{T_R} \right]^2, \quad W_m = \frac{L_k (S J_n)^2}{2}$$

Прирівнявши праві частини обох виразів і розв'язуючи відносно L_k , отримаємо:

$$L_k = \frac{8nm_e^* l^3}{J_n S T_R} \tag{17}$$

де n – концентрація електронів, інжекттованих в ділянку каналу; m_e^* – ефективна маса електрона; $2l$ – еквівалентна довжина каналу; j_n – густина струму неосновних носіїв в каналі; S – поперечний переріз каналу; T_R – середній час прольоту електронів через канал [7]:

$$T_R = \frac{l^2}{\mu_n \sqrt{P R_k}} \tag{18}$$

де μ_n – рухливість електронів; P – потужність малого сигналу; R_k – опір каналу, який визначається [1]:

$$R_k = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{ab} \tag{19}$$

де σ – питомо електропровідність; a, b – глибина і ширина каналу.

Згідно [1] питомо електропровідність каналу: $\sigma = q\mu_n n$, де $n = n_{cm} + \Delta n$ (n_{cm} – стаціонарна концентрація електронів в каналі; Δn – її зміна). Оцінювання значень стаціонарної концентрації і її зміни показує, що n_{cm} можна знехтувати і прийняти [1]:

$$n \approx \Delta n = \frac{C U_3}{q a b l}$$

де C – ємність затвору; U_3 – напруга на затворі.

Отже, підставляючи вираз для σ в формулу (19) отримаємо:

$$R_k = \frac{l^2}{\mu_n C U_3} \tag{20}$$

Густину струму j_n неосновних носіїв в каналі можна представити як відношення сили струму стоку I_{cm} до площі поперечного перерізу каналу S .

Згідно [8]:

$$J_n = \frac{I_{CT}}{S} = \frac{b C_{двел} \mu_n}{l S} \left[(U_3 - U_{пор}) U_{CT} - \frac{1}{2} U_{CT}^2 \right]$$

де $C_{двел}$ – питомо ємність підзатворного діелектрика; яку можна визначити як

$$C_{двел} = \frac{\epsilon_d \epsilon_0}{d} \tag{21}$$

де ϵ_d – відносна проникність підзатворного діелектрика, ϵ_0 – діелектрична стала; $U_{пор}$ – мінімальна напруга на затворі, при якій утворюється інверсний шар, і канал починає проводити струм; U_{cm} – напруга стоку. Для МДН приладів, в яких діелектриком є окисний шар, істотну роль відіграє позитивний заряд, присутній в окислі [9]. Дія цього заряду існує еквівалентна кількість електронів при наявності позитивної напруги на затворі, так що у випадку напівпровідника р-типу інверсний шар вже існує при нульовій керуючій напрузі. Тобто $U_{пор} = 0$.

Що ж до напруги стоку U_{cm} , то згідно схеми ввімкнення досліджуваної структури: $U_{cm} = U_3$.

Отже, вираз для j_n запишемо у вигляді:

$$J_n = \frac{b \epsilon_d \epsilon_0}{2 l d S} U_3^2 \tag{22}$$

Згідно (18), (20), (22) вираз (17) для еквівалентної індуктивності каналу набуде вигляду:

$$L_k = \frac{32m_e^* Pl^2 d^2}{\mu_n qb^2 (\epsilon_d \epsilon_0)^2 U_3^4} \quad (23)$$

Опір каналу при додатних зміщеннях на затворі [1]:

$$R_k = \frac{l^2}{\mu_n C (U_3 - U_{30})} \quad (24)$$

де U_{30} – напруга відсічки, тобто напруга, при якій провідність каналу дорівнює нулю. Вона визначається [1]:

$$U_{30} = -\frac{q n a b l}{C} = -\frac{a b l}{C \rho \mu_n}$$

де ρ – питомий опір каналу.

Скориставшись співвідношенням Ейнштейна [2] і враховуючи, що коефіцієнт дифузії за змінним струмом можна представити у комплексному вигляді [1]: $D_n^* = D_n (1 + i\omega \tau_n)$, де τ_n – час життя основних носіїв заряду; ω – циклічна частота тестового сигналу, запишемо вираз для рухливості носіїв:

$$\mu_n = \frac{D_n q}{kT} (1 + i\omega \tau_n) \quad (25)$$

Якщо підставити значення μ_n у формули (23), (24), то вираз для імпедансу каналу запишеться у вигляді:

$$Z_k = R_k + i\omega L_k$$

або

$$Z_k = \frac{l^2 \rho}{a b l + (U_3 C \rho D_n q / kT) (1 + i\omega \tau_n)} + \frac{32 i \omega m_e^* P l^2 d^2 kT}{D_n (q b \epsilon_d \epsilon_0)^2 U_3^4 (1 + i\omega \tau_n)} \quad (26)$$

Проаналізуємо частотну залежність імпедансу каналу. Як впливає з аналізу, існує така частота, при якій уявна складова імпедансу рівна нулю. Ця частота відповідає інверсії знаку реактивності каналу. Таким чином, виділивши у даному виразі уявну складову і прирівнявши її до нуля, знайдемо частоту ω , що відповідає точці інверсії:

$$\omega = \left[\frac{\rho^2 \tau_n U_3^5 C D_n^2 q^3 (b \epsilon_d \epsilon_0)^2 - 32 m_e^* P d^2 (U_3 C \rho D_n q + kT a b l)^2}{\tau_n^2 U_3^2 C (\rho D_n q)^2 (32 m_e^* P d^2 C - \tau_n U_3^3 q b^2 (\epsilon_d \epsilon_0)^2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (27)$$

Отримана формула, як і у випадку ($U_3 < 0$) є підтвердженням адекватності запропонованої моделі. Розрахунки частоти, що відповідає інверсії знаку реактивності в каналі, проведені згідно (28), узгоджуються з експериментальними дослідженнями [4].

Результати розрахунків температурної та частотної залежностей імпедансу каналу для різних напруг додатного зміщення на затворах представлені на рис. 5, рис. 6.

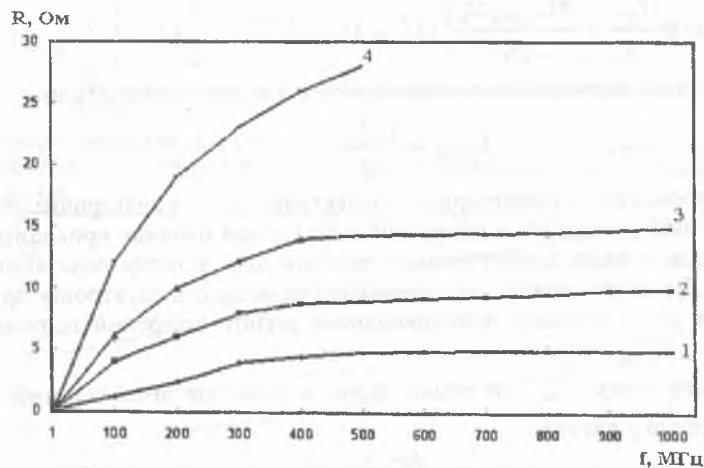


Рис. 5. Теоретичні залежності активної складової імпедансу каналу від частоти при $T = \text{const}$, $U_3 = \text{const}$: 1 – $T=188\text{ K}$, $U_3=4\text{ В}$; 2 – $T=373\text{ K}$, $U_3=4\text{ В}$; 3 – $T=188\text{ K}$, $U_3=3\text{ В}$; 4 – $T=373\text{ K}$, $U_3=3\text{ В}$

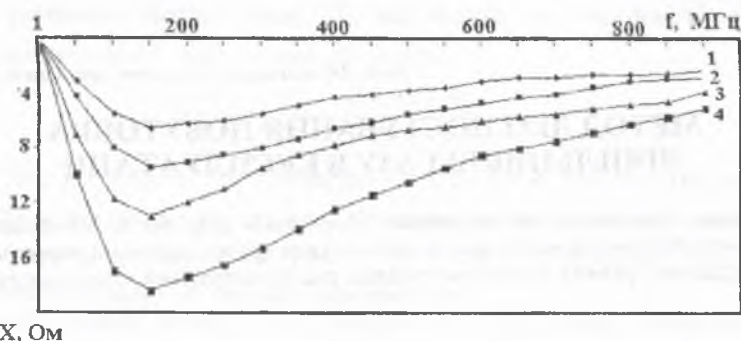


Рис. 6. Теоретичні залежності реактивної складової імпедансу каналу від частоти при $T=\text{const}$, $U_g=\text{const}$: 1- $T=188\text{K}$, $U_g=3\text{В}$; 2- $T=188\text{K}$, $U_g=2\text{В}$; 3- $T=373\text{K}$, $U_g=3\text{В}$; 4- $T=373\text{K}$, $U_g=2\text{В}$

Висновки

В роботі представлено математичні моделі які описують вплив температури на імпеданс каналу двозатворного МДН транзистора. Отримано аналітичні вирази імпедансу каналу при різних зміщеннях на затворах транзистора, в яких враховано дію температури. Показано, що існує частота інверсії знаку імпедансу каналу, яка залежить від температури і робочої частоти приладу. Подано теоретичні розрахунки дійсної і уявної складових імпедансу каналу від дії температури на різних частотах.

Література

1. Викулин И.М. Физика полупроводниковых приборов / И.М. Викулин, В.И. Стафеев. – М. : Радио и связь, 1990. - 264 с.
2. Соклоф С. Аналоговые интегральные схемы / С. Соклоф. – М. : Мир, 1988. - 583 с.
3. Киреев П.С. Физика полупроводников / П.С. Киреев. – М. : Высшая школа, 1975. –583 с.
4. Осадчук В.С. Дослідження температурної залежності імпедансу польових транзисторів / В.С. Осадчук, В.Ф. Яремчук, Н.С. Кравчук, В.М. Носолюк // Вісник ВПІ. – 1996. – №4. – С. 65-68.
5. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем / В.С. Осадчук, О.В. Осадчук. – Вінниця: «Універсум-Вінниця», 1999. – 275с.
6. Осадчук А.В. Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением / А.В. Осадчук. – Винница: Континент, 1998. –130с.
7. Осадчук В.С. Дослідження реактивних властивостей польового транзистора / В.С. Осадчук, В.Ф. Яремчук, Н.С. Кравчук, В.М. Шит // Вісник ВПІ. - 1999. - №5. - С. 108-112.
8. Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов / К.С. Ржевкин. – М. : – Изд-во Мос. Ун-та, 1986. - 257 с.
9. Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов / Р. Кобболд. – Ленинград: – Энергия. – Ленинградское отделение. – 1975. – 304 с.

References

1. Vikulin I.M. Physics of Semiconductor Devices / I.M. Vikulin, V.I. Stafeyev. – M. : Radio and communication, 1990. – 264 p
2. Soklof C. Analog Integrated Circuits / S. Soklof. – New York: Wiley, 1988. – 583 p.
3. Kireev P.S. Semiconductor Physics / P.S. Kireev. – Moscow: Higher School, 1975. – 583 p.
4. Osadchuk V.S. The temperature dependence of the impedance of the FETs / V.S. Osadchuk, V.F. Yaremchuk, N.S. Kravchuk, V.M. Nosolyuk // News VPI. – 1996. – № 4. – P. 65-68.
5. Osadchuk V.S. Reactive properties of transistors and transistor circuits / V.S. Osadchuk, A.V. Osadchuk – Vinnitsa: "Universum-Vinnitsa", 1999. – 275 p.
6. Osadchuk A.V. Photosensitive converters based on structures with negative resistance / A.V. Osadchuk. – Vinnitsa: Continent, 1998. – 130 p.
7. Osadchuk V.S. Investigation of the reactive properties of the FET / V.S. Osadchuk, V.F. Yaremchuk, N.S. Kravchuk, V.M. Shit // News VPI. – 1999. – № 5. – P. 108-112.
8. Rzhavkin K.S. Physical principles of semiconductor devices / K.S. Rzhavkin. – Moscow: - Publ Mos. University Press, 1986. – 257 p.
9. Cobbold R. Theory and Application FETs / R. Cobbold. – Leningrad : – Energy. – Leningrad branch. – 1975. – 304 p.

Рецензія/Peer review : 5.1.2014 р. Надрукована/Printed : 26.3.2014 р.