

УДК 621.307

В.С. Осадчук, О.В. Осадчук
Вінницький державний технічний університет

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ФОТОРЕАКТИВНОГО ЕФЕКТУ У ПОЛЬОВИХ ТРАНЗИСТОРАХ

© Осадчук В.С., Осадчук О.В., 2001

Розглянуто математичну модель фотореактивного ефекту у структурі метал-діелектрик-напівпровідник, яка описує залежність повного опору каналу структури від частоти сигналу і потужності оптичного випромінювання. Показано, що характер опору каналу змінюється від ємнісного до індуктивного залежно від потужності випромінювання. Експериментальні дослідження підтвердили справедливість теоретичних розрахунків у межах 5 %.

The mathematical model of photoreactive effect in structure of metal-insulator-semiconductor that which describes dependence of full resistance of structure channel on signal frequency and optical radiation power is considered in this paper. It is shown that channel resistance changes from capacitive to inductive and it depends on radiation power. Experimental tests confirm theoretical calculations in limit of 5 %.

Вступ

Польові фототранзистори із структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) широко використовуються у системах прийому і обробки оптичної інформації. Сьогодні розроблена теорія фотопольового ефекту в МДН-транзисторах, яка досить точно описує статичні характеристики таких приладів [1,2]. Проте в динамічному режимі, коли на канал діє малий змінний сигнал і оптичне випромінювання, не досліджені теоретичні питання впливу оптичне випромінювання за рахунок ефектів фотопровідності. При цьому вважається, що оптичне випромінювання взаємодіє з напівпровідниковим кристалом завдяки міжелектродному проникненню, внаслідок чого фотовольтаїчні ефекти переважають ефекти фотопровідності [3]. Теоретичні й експериментальні дослідження, які проведені у роботах [4,5], показали, що при потужному оптичному випромінюванні зростає кількість електронів, які при поглинанні фотона набувають енергію, достатню для подолання бар'єру. Це дає змогу врахувати як фотовольтаїчні ефекти, так і ефекти фотопровідності, які виникають при оптичному опромінюванні каналу польового транзистора. Вказані питання набувають особливої актуальності у зв'язку з розвитком оптично керованих НВЧ-пристроїв і зокрема мікроелектронних частотних сенсорних пристроїв з оптичною перебудовою [6,7,8]. У даній роботі наведені результати теоретичних і експериментальних досліджень залежності повного опору реактивного МДН-транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти змінного струму.

1. Аналіз фізичної моделі

Схема із загальним витоком забезпечує ефективне регулювання реактивної складової повного опору транзистора за рахунок керувальної напруги, проте оптичне випромінювання впливає на кристал приладу не достатньо. Схемотехнічно реактивний двополюсник реалізується на основі використання повного опору розподіленої структури витік-стік, мало-сигнальні параметри якого найбільше залежать від оптичного випромінювання. Для збіль-

шення еквівалентної реактивності доцільно створити режим короткого замикання із змінної складової сигналу між затвором і витоком.

У роботі [9] отримано аналітичний вираз для повного опору інверсійного каналу при дії стаціонарного світла на основі припущення про фотоіндуковану зміну провідності напівпровідникового матеріалу між двома омичними контактами, проте в цій роботі не відображено кінетику нерівноважних електронних процесів.

Для отримання основних аналітичних співвідношень скористаємося звичайною структурою МДН-транзистора з індукованим р-каналом [10], у якій між витоком і стоком прикладена гармонічна напруга з круговою частотою ω і малою амплітудою сигналу $qU_1/kT \ll 1$. При цьому необхідні умови: однорідність і невідродженість напівпровідникового матеріалу, стала рухливість носіїв заряду у каналі, відсутність оптичного стимульованого перезаряду поверхневих станів і фотоемісії у діелектрик, однорідність часу життя нерівноважних носіїв заряду, відсутність захоплення надлишкових носіїв заряду в об'ємі і на поверхні напівпровідника. Вважається, що енергія кванта оптичного випромінювання перевищує ширину забороненої зони напівпровідника, тобто спостерігається біполярна фотогенерація.

Найбільшою фоточутливістю характеризується передпороговий режим роботи МДН-транзистора. В умовах слабкої інверсії основною компонентою струму є дифузійна [8]. Розглянемо одномірне рівняння неперервності для р-каналу

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla(D\nabla p) - (\mu_E j / \sigma \nabla p) - \frac{p - p_0}{\tau_p} + G, \quad (1)$$

де

$$D = \frac{D_n D_p}{D_p p + D_n n} = \frac{2}{b+1} D_p \quad (2)$$

– коефіцієнт дифузії при біполярному дрейфі,

$$\mu_E = \frac{\mu_n \mu_p (n - p)}{\mu_n n + \mu_p p} \quad (3)$$

– коефіцієнт рухливості носіїв заряду при біполярному дрейфі, j – густина загального струму, σ – провідність каналу, τ_p – час життя дірок, p, n – концентрація нерівноважних дірок і електронів у каналі, μ_p, μ_n – рухливість дірок і електронів, $b = \mu_n / \mu_p$ – відношення рухливості електронів і дірок, D_n, D_p – коефіцієнти дифузії електронів і дірок, G – швидкість фотогенерації носіїв заряду.

У стаціонарному режимі роботи МДН-транзистора з врахуванням (2) і (3) рівняння (1) набуває вигляду

$$D \frac{d^2(p - p_0)}{dx^2} - \mu_E E \frac{d(p - p_0)}{dx} - \frac{p - p_0}{\tau} = -G(x). \quad (4)$$

Позначивши

$$\frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau}{D \tau} = \frac{l_E}{L_*^2}, \quad (5)$$

$$L_*^2 = D \tau, \quad (6)$$

тоді рівняння (4) записується у вигляді

$$\frac{d^2(p-p_0)}{dx^2} - \frac{l_E}{L_*^2} \frac{d(p-p_0)}{dx} - \frac{p-p_0}{L_*^2} = -\frac{G(x)}{D}. \quad (7)$$

При генеруванні носіїв заряду світлом швидкість генерації описується рівнянням [11]

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x}, \quad (8)$$

де α – коефіцієнт поглинання світла.

Якщо вважати, що нерівноважна концентрація дірок передбачає дві складові

$$p = p_{01} + p_1 e^{j\omega t}, \quad (9)$$

де p_{01} – концентрація дірок, яка визначається постійною напругою, а p_1 – змінною напругою, то рівняння (7) для змінної складової у режимі малого сигналу має вигляд

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - \frac{l_E}{L_*^2} \frac{dp_1}{dx} - \frac{p_1(1+j\omega t)}{L_*^2} = -\frac{G(x)}{D}. \quad (10)$$

Граничні умови за відсутності постійного зміщення на стоці для розв'язання рівняння (10) мають вигляд [8]

$$p_1(0,t) = p_0 \exp[\beta(\psi_s + \varepsilon_b)] + p_0 \exp[\beta(\psi_s + \varepsilon_b)] \beta U_{1b}(t), \quad (11)$$

$$p_1(L,t) = p_0 \exp[\beta(\psi_s + \varepsilon_c)] + p_0 \exp[\beta(\psi_s + \varepsilon_c)] \beta U_{1c}(t), \quad (12)$$

де $\beta = kT/q$, $\varepsilon_b, \varepsilon_c$ – величина фото ЕРС на р-п переходах витоку і стоку, $U_{1b}(t), U_{1c}(t)$ – змінна напруга на витоку і стоку, L – довжина каналу, ψ_s – поверхневий потенціал, який зв'язаний з напругою на затворі U_3 і ефективним рівнем фотогенерації $\xi = \Delta n/n_i = \Delta p/n_i$ таким співвідношенням [3]

$$U_3 - U_{FB} = \psi_s + \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 \varphi_s}{\beta C_0 L_{Di}^* |\varphi_s|} F(\varphi_s, \varphi_s^*), \quad (13)$$

де

$$\varphi_s = \beta \psi_s, \quad \varphi_s^* = \left[\ln(\xi + e^{\varphi_F}) - \ln(\xi + e^{-\varphi_F}) \right] / 2,$$

$$L_{Di}^* = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i^*}, \quad n_i^* = n_i \exp\left(\left[\ln(\xi + e^{\varphi_F}) - \ln(\xi + e^{-\varphi_F}) \right] / 2 \right),$$

U_{FB} – потенціал площинних зон, φ_F – потенціал Фермі, C_0 – питома ємність діелектрика, n_i – концентрація носіїв заряду у власному напівпровіднику, $\varepsilon_s, \varepsilon_0$ – діелектрична стала напівпровідника і вакууму відповідно.

У режимі слабкої інверсії справедливе наближення [8]

$$F(\varphi_s, \varphi_s^*) \approx \sqrt{(\varphi_s - 1)e^{\varphi_s^*}}. \quad (14)$$

Підставляючи (14) у (13), отримаємо

$$\varphi_s = U_3 - U_{FB} - \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{\beta^2 C_0 L_{Di}^*} (\beta U_3 - 1) e^{\varphi_s^*/2}}. \quad (15)$$

Розв'язок рівняння (10) складається із загального розв'язку однорідного рівняння і часткового розв'язку неоднорідного рівняння. Загальний розв'язок однорідного рівняння має вигляд

$$P_1(x,t) = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x}, \quad (16)$$

де K_1 і K_2 – корені квадратного рівняння

$$K^2 - \frac{l_E}{L_*^2} K - \frac{1}{L_*^2} = 0. \quad (17)$$

Отже, маємо

$$K_{1,2} = \frac{l_E}{2L_*^2} \pm \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2}}. \quad (18)$$

Якщо позначити

$$\frac{1}{l_1} = \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2}} + \frac{l_E}{2L_*^2}, \quad \frac{1}{l_2} = -\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L_*^2}\right)^2 + \frac{1}{L_*^2}} - \frac{l_E}{2L_*^2}\right), \quad (19)$$

то розв'язок однорідного рівняння набуде вигляду

$$P_1(x,t) = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2}. \quad (20)$$

Коефіцієнти A_1 і A_2 визначаються з граничних умов (11) і (12), отже

$$A_1 = \frac{P_1(L,t) - P_1(0,t) e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}}, \quad (21)$$

$$A_2 = \frac{P_1(0,t) e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}}, \quad (22)$$

де $C_{\theta}^* = \sqrt{1 + j\omega\tau}$, ω – кругова частота.

Тобто, загальний розв'язок однорідного рівняння (10) описується виразом

$$P_1(x,t) = \left(\frac{P_1(L,t) - P_1(0,t) e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}} \right) e^{\frac{x C_{\theta}^*}{l_1}} + \left(\frac{P_1(0,t) e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}} \right) e^{-\frac{x C_{\theta}^*}{l_2}}. \quad (23)$$

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (10) шукається у вигляді $\bar{P}(x) = R_K e^{\alpha x}$, де R_K – багаточлен ступеня k , якщо права частина має вигляд $f(x) = Q_K e^{\alpha x}$ [12]. Отже, частковий розв'язок рівняння (10) має вигляд

$$\bar{P}(x) = \frac{G(0) e^{-\alpha x}}{D \left[\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L_*^2} - \frac{1}{L_*^2} \right]}. \quad (24)$$

Загальний розв'язок рівняння (10) записується у вигляді

$$P_1(x,t) = \left(\frac{P_1(L,t) - P_1(0,t) e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}}{e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}} \right) e^{\frac{x C_{\theta}^*}{l_1}} + \left(\frac{P_1(0,t) e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}} - P_1(L,t)}{e^{\frac{LC_{\theta}^*}{l_1}} - e^{-\frac{LC_{\theta}^*}{l_2}}} \right) e^{-\frac{x C_{\theta}^*}{l_2}} - \frac{G(0) e^{-\alpha x}}{D \left[\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L_*^2} - \frac{1}{L_*^2} \right]} \quad (25)$$

Для визначення опору каналу при дії світла та змінної напруги необхідно визначити напруженість електричного поля в каналі. Для цього скористаємось рівнянням

$$j_{заг} = q(\mu_n n + \mu_p p)E + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p), \quad (26)$$

звідки

$$E = \frac{j_{заг} - q(D_n \nabla n - D_p \nabla p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)}. \quad (27)$$

Вважається, що в каналі виконується умова електричної нейтральності, з якої випливає, що $\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x}$ і $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t}$. З врахуванням цих зауважень рівняння (27) набуде вигляду

$$E = \frac{j_{заг}}{q\mu_p p(b+1)} - \frac{kT\nabla p}{q(b+1)p}. \quad (28)$$

Слід зауважити, що

$$j_{заг} = j_{cs} + j_1, \quad (29)$$

$$\nabla p = \nabla p_{cs} + \nabla p_1, \quad (30)$$

$$p = p_{cs} + p_1, \quad (31)$$

тоді

$$E(x, \omega) = \frac{j_{cs}}{q\mu_p (b+1)(p_{cs} + p_1)} + \frac{j_1}{q\mu_p (b+1)(p_{cs} + p_1)} - \frac{kT\nabla p_{cs}}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)} - \frac{kT\nabla p_1}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)}. \quad (32)$$

Падіння напруги на каналі описується виразом

$$U_K = -\int_0^L E(x, \omega) dx. \quad (33)$$

Підставляючи (32) у (33), отримаємо

$$U_K = -\int_0^L \frac{j_{cs}}{q\mu_p (b+1)(p_{cs} + p_1)} dx - \int_0^L \frac{j_1}{q\mu_p (b+1)(p_{cs} + p_1)} dx + \int_0^L \frac{kT\nabla p_{cs}}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)} dx + \int_0^L \frac{kT\nabla p_1}{q(b+1)(p_{cs} + p_1)} dx. \quad (34)$$

Повний опір каналу польового транзистора визначається

$$Z_K = \frac{U_1}{Sj_1}, \quad (35)$$

де U_1 – змінна напруга на каналі, S – площа каналу.

При використанні складових з виразу (34), які належать до змінної напруги, можна записати

$$Z_K = -\frac{1}{q\mu_p S(b+1)} \cdot \frac{\int_0^L \frac{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2}}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} e^{\frac{x C_{\delta}^*}{l_1}} + A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2} e^{\frac{-x C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D[\alpha^2 - \alpha l_E / L_*^2 - 1/L_*^2]}} dx}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2}} \quad (36)$$

$$\frac{kT}{q^2(b+1)SD_p} \cdot \frac{\int_0^L \frac{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} e^{\frac{x C_{\delta}^*}{l_1}} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2} e^{\frac{-x C_{\delta}^*}{l_2}}}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} e^{\frac{x C_{\delta}^*}{l_1}} + A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2} e^{\frac{-x C_{\delta}^*}{l_2}} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D[\alpha^2 - \alpha l_E / L_*^2 - 1/L_*^2]}} dx}{A_1 \frac{C_{\delta}^*}{l_1} - A_2 \frac{C_{\delta}^*}{l_2}}.$$

Інтеграл у виразі (36) розв'язано числовим методом на персональному комп'ютері "Pentium". Якщо зробити поділ на дійсну і уявну складові виразу (36), то отримаємо активну і реактивну компоненти повного опору каналу. На рис. 1 подано залежність активної і реактивної складових повного опору каналу від потужності оптичного випромінювання. Повна модель фотореактивного МДН-транзистора потребує також враховувати вплив мало-сигнальних параметрів активної зони кристала, фотодіодних структур витоків і стоку, а також паразитних параметрів корпусу.

На рис. 2 подано еквівалентну схему досліджуваного приладу, в якому використані такі позначення: L'_C, L'_3, L'_B, L_K – індуктивності зовнішніх виводів і індуктивність каналу, C'_{3C} – ємність затвор-стік, C'_{3B} – ємність затвор-виток, R'_C, R'_B – опори контактних шарів, L_C, L_3, L_B – індуктивності виводів кристала, $R_{B(C)}$ – фотозалежний опір р-п переходу виток-підкладка (стік-підкладка), $C_{B(C)}$ – фотоємність стоку (витоків), останні позначення загальноновживані.

Параметри областей стоку і витоків, які поглинають світло, описуються так [9]

$$R_{B(C)} = \frac{a}{\beta I_{\phi}^{(C)} (a^2 + b^2)}, \quad (37)$$

$$C_{B(C)} = S_{B(C)} \sqrt{\frac{q\epsilon_s \epsilon_0 N_a}{2(\phi_K - \epsilon_{B(C)})}} + \beta I_{\phi}^{B(C)} (a^2 + b^2) / \omega b, \quad (38)$$

де

$$a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} + 1 \right)^{1/2}, \quad b = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2} - 1 \right)^{1/2},$$

$S_{B(C)}$ – площа р-п переходу витоків (стоку), ϕ_K – контактна різниця потенціалів, N_a – концентрація акцепторної домішки. Формули (37) і (38) дійсні для витоків, коли відсутнє постійне зміщення на електродах виток-стік.

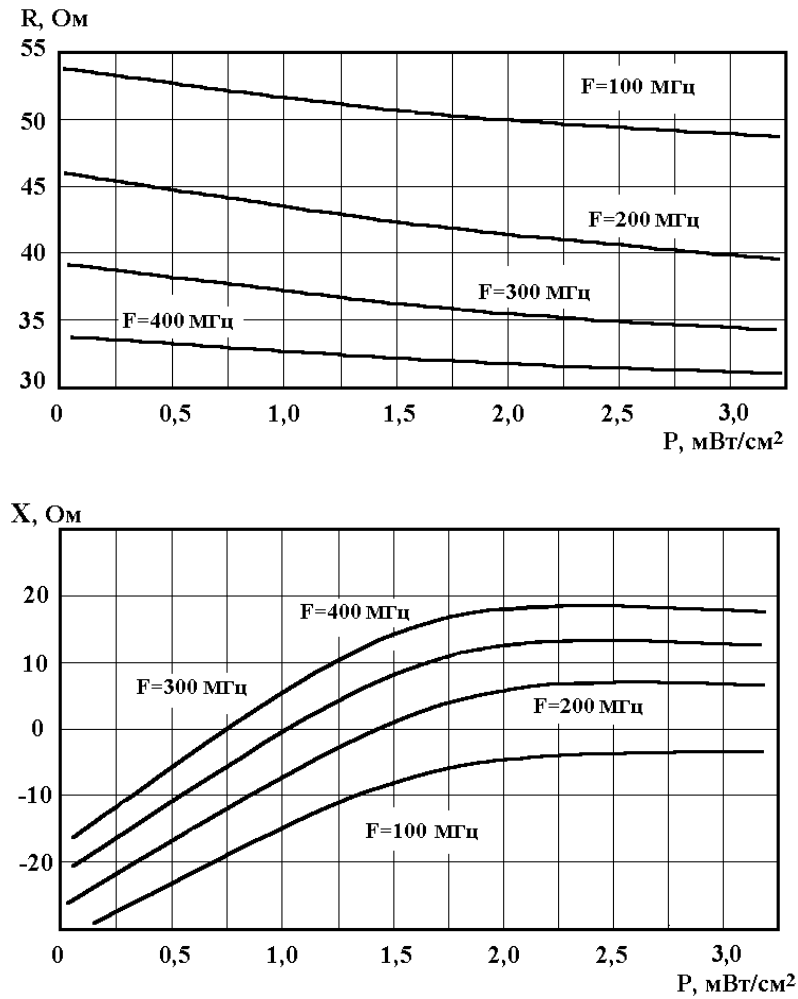


Рис. 1. Розрахункові залежності активної і реактивної складових повного опору каналу від потужності оптичного випромінювання

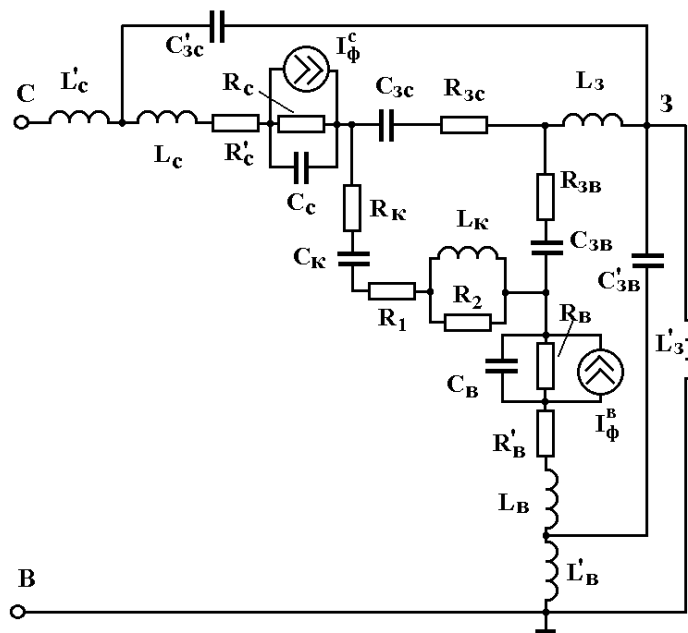


Рис. 2. Еквівалентна схема фотореактивного МДН-транзистора

Прикладення напруги до легованих областей МДН-транзистора різко зменшує ефективне значення діапазону перебудови еквівалентної реактивності внаслідок дії тягнучого поля. Цей ефект можна врахувати, якщо у граничні умови (11) і (12) ввести відповідні різниці потенціалів.

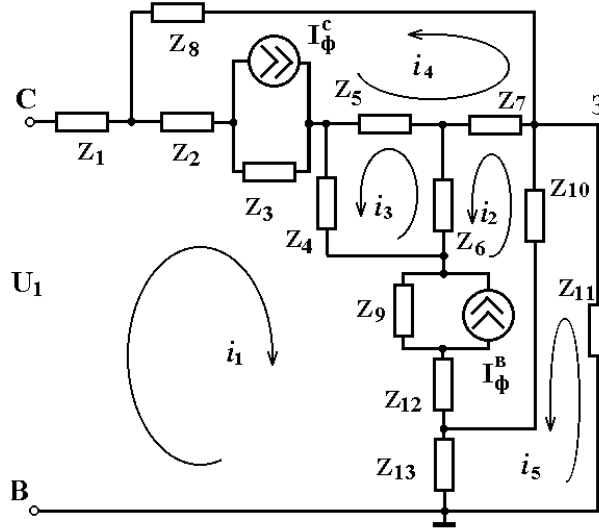


Рис. 3. Компактна еквівалентна схема

Розрахунки вхідного опору зроблені згідно з компактною еквівалентною схемою (рис. 3), яка отримана на основі еквівалентної схеми (рис. 2). Рівняння Кірхгофа мають вигляд

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (Z_1 + Z_2 + Z_3 + Z_4 + Z_9 + Z_{12} + Z_{13})i_1 + (Z_2 + Z_3)i_4 - Z_3I_\phi^C + Z_4i_3 + \\ &+ (Z_9 + Z_{12})i_2 + Z_9I_\phi^B + Z_{13}i_5, \\ 0 &= (Z_7 + Z_6 + Z_9 + Z_{12} + Z_{10})i_2 - Z_7i_4 - Z_6i_3 + Z_9i_1 + Z_9I_\phi^B - Z_{10}i_5 + Z_{12}i_1, \\ 0 &= (Z_4 + Z_6 + Z_5)i_3 + Z_4i_1 - Z_6i_2 - Z_5i_4, \\ 0 &= (Z_2 + Z_3 + Z_5 + Z_7 + Z_8)i_4 + Z_2i_1 + Z_3i_1 - Z_3I_\phi^C - Z_5i_5 - Z_7i_2, \\ 0 &= (Z_{11} + Z_{10} + Z_{13})i_5 - Z_{10}i_2 + Z_{13}i_1. \end{aligned} \right\}, \quad (39)$$

де

$$Z_1 = j\omega L'_C, \quad Z_2 = R'_C + j\omega L_C, \quad Z_3 = \frac{R_C}{1 + (\omega R_C C_C)^2} - j \frac{R_C^2 \omega C_C}{1 + (\omega R_C C_C)^2},$$

$$Z_4 = R_K + R_1 + \frac{R_2(\omega L_K)^2}{R_2^2 + (\omega L_K)^2} - j \left(\frac{1}{\omega C_K} - \frac{\omega L_K R_2^2}{R_2^2 + (\omega L_K)^2} \right),$$

$$Z_5 = R_{3C} - j \frac{1}{\omega C_{3C}}, \quad Z_6 = R_{3B} - j \frac{1}{\omega C_{3B}}, \quad Z_7 = j\omega L'_3,$$

$$Z_8 = -j \frac{1}{\omega C'_{3C}}, \quad Z_9 = \frac{R_B}{1 + (\omega R_B C_B)^2} - j \frac{R_B^2 \omega C_B}{1 + (\omega R_B C_B)^2},$$

$$Z_{10} = -j \frac{1}{\omega C'_{3B}}, \quad Z_{11} = -j\omega L'_3, \quad Z_{12} = R'_B + j\omega L_B, \quad Z_{13} = j\omega L'_B.$$

Систему рівнянь (39) розв'язано числовим методом на персональному комп'ютері типу "Pentium" в обчислювальному середовищі "Matlab 5.2". На рис. 4 зображено розраховані і експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору МДН-транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти сигналу. При розрахунках

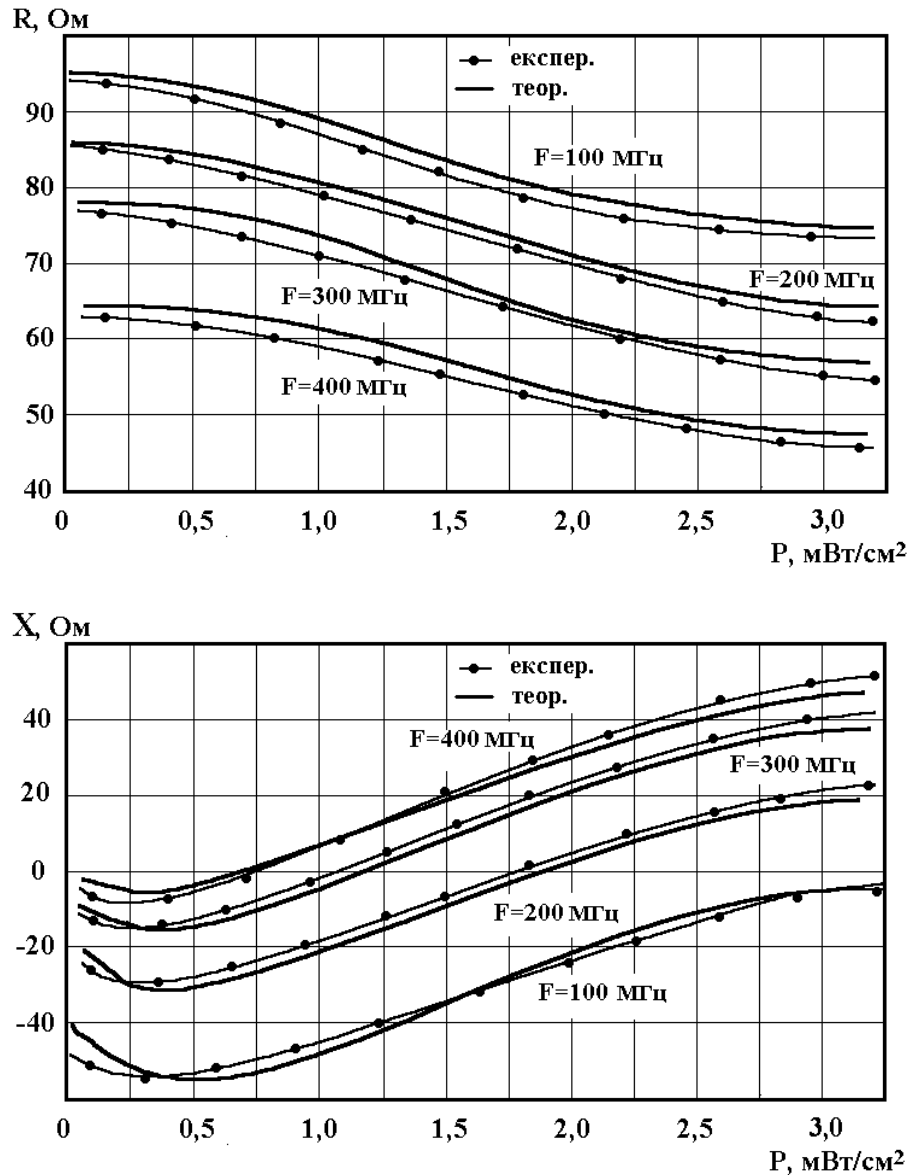


Рис. 4. Розрахункові та експериментальні залежності активної і реактивної складових повного опору МДН-транзистора від потужності оптичного випромінювання і частоти сигналу

повного опору були використані параметри транзистора КП301Б. На частотах, які перевищували граничну, зменшувалася ємнісна складова, що зв'язано із інерційними процесами переносу носіїв заряду через канал транзистора. Явище фазової затримки у формуванні струму відносно напруги на зовнішніх електродах приладу сприймаються як індуктивна реакція [13,14]. Фізична природа фотоіндуктивного ефекту у МДН-транзисторах є аналогічною механізму, який застосовується у фотоелементах і біполярних транзисторах, що підтверджується якісним збігом отриманих кривих з результатами моделювання повного опору вказаних структур [12,13].

2. Експериментальні дослідження

Для перевірки теоретичних розрахунків повного опору МДН–транзистора від потужності оптичного випромінювання їх порівняли з даними експериментів, що проводились у діапазоні 1-1250 МГц за допомогою вимірювача комплексних коефіцієнтів передачі Р4-37. Для експериментальних досліджень використовувались транзистори типу КП301Б і КП304А. Джерелом оптичного випромінювання був світлодіод АЛ1107А з максимумом спектрального розподілу на довжині хвилі $\lambda = 0,95$ мкм. Потужність випромінювання контролювалась за допомогою приладу ІМО-2Н.

На рис. 4 подано експериментальні залежності для транзисторів КП301Б. При зростанні частоти змінного сигналу відбувається перехід точки інверсії характеру реактивності в область більш низьких рівнів потужності оптичного випромінювання, що також спостерігається у біполярних фоточутливих транзисторах [12]. Зменшення активної складової повного опору із зростанням потужності оптичного випромінювання підвищує добротність фотореактивного елемента, яка в області індуктивного характеру більша за одиницю.

Як показали дослідження, використання підкладки при схмотехнічному синтезі оптично керованого реактивного елемента викликає негативний ефект, що проявляється у практично повній відсутності фотоіндукованого прирощення повного опору. Причина цього, мабуть, в тому, що змінюються умови фотовольтаїчного розподілу носіїв заряду у структурі виток (стік) – підкладка.

Висновки

В умовах слабкої інверсії поверхневої провідності постійне зміщення на затворі сприяє зростанню реактивної складової повного опору каналу і не обмежує діапазон її перебування. Для досліджуваних типів транзисторів оптимальний режим роботи фотореактивного двополюсника забезпечувався потенціалом на затворі $U_3 \leq 6$ В. При більш високих напругах, коли утворення інверсійного каналу усуває градієнт концентрації на границях легованих областей витоку і стоку, вплив оптичного випромінювання помітно слабшає.

1. Зуев В.А., Попов В.Г. *Фотоэлектрические МДП-приборы*. М., 1983. 2. Клетченков И.И., Шмырева А.Н. *Полупроводниковые пленки и слоистые структуры*. К.: 1977. 3. Одобецкий С.И., Осадчук В.С. *Фотореактивный эффект в транзисторах со структурой метал-диэлектрик-полупроводник // Радиотехника и электроника*. Т. 34. № 11, 1989. С. 2387-2393. 4. Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. *Дослідження фотоемісії електронів з металу у напівпровідник при опромінюванні бар'єру Шоткі // Вісник ВПІ*. № 1. 1998. С. 110-117. 5. Тарновський М.Г., Осадчук В.С., Осадчук О.В. *Дослідження фотогольванічного ефекту у оптично керованого GaAs – ПТШ // Вісник ВПІ*. № 2. 1998. С. 109-116. 6. Осадчук А.В. *Фоточувствительные преобразователи на основе структур с отрицательным сопротивлением*. Винница: 1998. 7. Осадчук А.В. *Исследование транзисторной структуры с отрицательным сопротивлением // International Conference Materials "ELECTRONICS – 98", Kaunas, 1998. P. 15-20*. 8. Зи С. *Физика полупроводниковых приборов*. Кн. 2. М., 1984. 9. Овсяк В.Н. *Электронные процессы в полупроводниках с областями пространственного заряда*. Новосибирск, 1984. 10. Викулин И.М., Стафеев В.И. *Физика полупроводниковых приборов*. М., 1990. 11. Киреев П.С. *Физика полупроводников*. М.: Высшая школа, 1975. 580 с. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. *Справочник по математике*. М., 1981. 12. Осадчук В.С. *Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах*. К., 1987.

13. Осадчук В.С., Носалюк В.Н., Яремчук В.Ф. и др. *Кинетика электронных процессов в полупроводниках и полупроводниковых приборах*. Кишинёв: 1987. С. 51-64. 14. Jain F.C. *Observation of an active photoinductive component in high intensity solar cells // J. Appl. Phys. V. 5. № 5. 1980. P. 2685-2692.*

УДК 539

Miroslav Dovica, Stanislav Slosarčík
University of Technology in Košice

A CONTRIBUTION TO THE STUDY OF MICROACTUATORS

© Dovica Miroslav, Slosarčík Stanislav, 2001

Наведено основні відомості з галузі мікромеханіки, зокрема класифікація мікроактюаторів з точки зору їх використання при розробці рухомих машин [6]. Описано електростатичні, електромагнітні, п'єзоелектричні, магнітнострикційні актюатори, актюатори, які використовують ефект пам'яті та актюатори на основі полімерних гелів; описано принцип функціонування та практичне застосування кожного з цих типів. Реалізовано функціональну модель рухомої машини для переміщення всередині труби з використанням принципу зіткнення двох мас [3,7]. Дослідження проводилися в рамках проекту 1/7645/20 "Функціональна модель мінімеханізму для вимірювання поверхневих ефектів в тонких трубах внутрішніх стін".

The aim of article is presentation of knowledge from fields of micromachines especially classification of micro actuators from viewpoint of their utilisation in the mobile machine design [6]. There are mainly electrostatic, electromagnetic, piezoelectric, giant magnetostrictive alloy actuators, actuators utilising shape memory effect, electro-rheological (ER) fluid and actuators made of polymer gels. For each principle mentioned above the basic behaviour and the practical applications as examples are shown. The functional model of the mobile machine for moving inside the tubes with small diameter utilising the principle of two masses crash [3,7] has been realised in frame of the research grant project 1/7645/20 "Functional Model of Minimechanism for Purpose of Surface Defect Sensing on Thin Tube Internal Wall".

Keywords: actuators, mobile machine, thin tube

INTRODUCTION

A microactuator is the key device for micromachine to perform physical function. While sensors and electronics [4] are well established technically, the study of microactuators began only a few years ago [12]. Since then, researchers have achieved remarkable progress.

1. Electrostatic actuators

Fig. 1 shows the basic geometry of the parallel plate capacitor, which is at the heart of most tangential and normal drive electrostatic actuators. (Even for the induced charge actuators, the parallel plate capacitor model provides an upper bound estimate of the available force).