

УДК 621.307

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОРЕАКТИВНОГО ЕФЕКТУ  
В БІПОЛЯРНИХ ТРАНЗИСТОРАХ**  
Канд. техн. наук Осадчук О.В.

## Вступ

Фотореактивні властивості напівпровідникових приладів знайшли широке використання в різноманітних пристроях радіоелектроніки [1,2], тому дослідження цих явищ в біполярних транзисторних структурах разом з використанням їх від'ємного опору дозволяє створити нові сенсорні прилади, які мають кращі параметри ніж існуючі [3-5]. Слід зауважити, що фотореактивні властивості базуються на дослідженнях повного опору напівпровідникових діодів і транзисторів [6-16], які розглядались зразу ж після фундаментальної роботи У. Шоклі з теорії роботи р-п переходу [17].

При дії світла на базову область транзистора відбуваються складні фізичні процеси, які пов'язані з утворенням електричного поля у цій області і просторовим розподілом фотогенерованих носіїв заряду, що приводить до виникнення фото ЕРС на емітерному і колекторному переходах, а також зміні опору бази. Всі ці явища накладаються на процеси інжекції нерівноважних носіїв як за рахунок дії постійної, так і змінної напруг на емітерному переході. Якщо ефекти високого рівня інжекції при дії постійного і змінного струму на біполярні транзистори теоретично і експериментально добре обґрунтовані в роботах [6, 12-14], то кінетика електронних процесів у базовій області біполярних транзисторів в динамічному режимі з врахуванням дії світла досліджена в недостатній мірі. Тому з врахуванням цих процесів необхідно розробити математичну модель фотореактивного ефекту, яка б дозволила розрахувати повний опір базової області біполярних транзисторів, що необхідно для визначення функції перетворення і чутливості частотних оптичних перетворювачів.

## Математична модель

Для визначення повного опору базової області біполярного транзистора при дії світла необхідно розв'язати рівняння неперервності і рівняння Пуассона [18]. Одномірне рівняння неперервності для дірок і електронів у загальному випадку мають вигляд [18]

$$\frac{\partial(p - p_n)}{\partial t} = G_p - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_n}{\tau_p}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(n - n_p)}{\partial t} = G_n - \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_p}{\tau_n}. \quad (2)$$

де  $G_n, G_p$  – швидкість генерації носіїв заряду,  $j_p, j_n$  – густина струму дірок і електронів,  $\tau_p, \tau_n$  – час життя носіїв заряду,  $n, p$  – нерівноважна концентрація електронів і дірок,  $p_n, n_p$  – рівноважна концентрація дірок і електронів,  $t$  – час,  $x$  – координата, по якій змінюються концентрації носіїв заряду. При оптичній генерації в базовій області біполярного транзистора виникає електричне поле Дембера, яке спрямовано таким чином, що воно гальмує дифузію більш рухливих носіїв заряду і сприяє дифузії менш рухливих носіїв заряду. Це явище отримало назву біполярної дифузії. З врахуванням цього явища і при підставці значень густини струмів  $j_p$  і  $j_n$  рівняння (1) і (2) приймає вигляд [18]

$$\frac{\partial(p - p_n)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p p \operatorname{div} \vec{E} - \mu_p (\nabla p \vec{E}) + G_p - \frac{p - p_n}{\tau_p}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial(n - n_p)}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n n \operatorname{div} \vec{E} + \mu_n (\nabla n \vec{E}) + G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n}. \quad (4)$$

Рівняння (3) і (4) зв'язані між собою за рахунок дії електричного поля  $\vec{E}$  згідно рівняння Пуассона [18]

$$\operatorname{div}\vec{E} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho = -\frac{4\pi q}{\varepsilon}\left[(n - n_p) + (p - p_n)\right], \quad (5)$$

де  $\rho$  - об'ємний заряд, утворений нерівноважними носіями заряду,  $\varepsilon$  - діелектрична стала напівпровідника. Оскільки в базовій області має місце електрична нейтральність, то  $n - n_p = p - p_n$ ,  $\rho = 0$  і  $\operatorname{div}\vec{E} = 0$ . Це дозволяє спростити рівняння (3) і (4). Якщо помножити кожен складову рівняння (3) на  $\sigma_{np}$  і кожен складову рівняння (4) на  $\sigma_{pn}$  і скласти їх, то отримаємо [18]

$$(\sigma_{p_n} D_n + \sigma_{n_p} D_p) \nabla^2 n + (\mu_n \sigma_{p_n} - \mu_p \sigma_{n_p}) E \nabla n + G_n \sigma_{p_n} + G_p \sigma_{n_p} - \frac{n - n_p}{\tau} (\sigma_{p_n} + \sigma_{n_p}) = 0 \quad (6)$$

де  $\sigma_{p_n}, \sigma_{n_p}$  - питома провідність напівпровідника, яка визначається відповідними носіями заряду,  $\tau$  - час життя носіїв заряду. Розглянемо одномірний випадок, а також стаціонарний режим роботи транзистора, що також спрощує вигляд і розв'язок рівняння (6). З врахуванням цих зауважень рівняння (6) приймає вигляд [18]

$$\begin{aligned} & \frac{D_n \sigma_{p_n} + D_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}} \cdot \frac{d^2(n - n_p)}{dx^2} + \frac{\mu_n \sigma_{p_n} - \mu_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}} E \cdot \frac{d(n - n_p)}{dx} + \\ & + \frac{G_n \sigma_{p_n} + G_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}} - \frac{n - n_p}{\tau} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Введемо наступні позначення:

$$D = \frac{D_n \sigma_{p_n} + D_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}}, \quad (8)$$

де  $D$  - коефіцієнт біполярної дифузії,

$$\mu_E = \frac{\mu_n \sigma_{p_n} - \mu_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}}, \quad (9)$$

$\mu_E$  - біполярна дрейфова рухливість. З врахуванням (8) і (9) рівняння (6) приймає вигляд

$$D \frac{d^2(n - n_p)}{dx^2} - \mu_E E \frac{d(n - n_p)}{dx} - \frac{n - n_p}{\tau} = -G, \quad (10)$$

де

$$G = \frac{G_n \sigma_{p_n} + G_p \sigma_{n_p}}{\sigma_{n_p} + \sigma_{p_n}}. \quad (11)$$

швидкість біполярної генерації. Позначивши

$$\frac{\mu_E E}{D} = \frac{\mu_E E \tau}{D \tau} = \frac{l_E}{L^2}, \quad (12)$$

$$L^2 = D \tau, \quad (13)$$

рівняння (10) записується у вигляді

$$\frac{d^2(n - n_p)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n - n_p)}{dx} - \frac{n - n_p}{L^2} = -\frac{G(x)}{D}, \quad (14)$$

При генеруванні носіїв заряду світлом швидкість генерації описується рівнянням [18]

$$G(x) = G(0)e^{-\alpha x} , \quad (15)$$

де  $\alpha$  - коефіцієнт поглинання світла.

Розв'язок рівняння (14) складається із загального розв'язку однорідного рівняння і часткового розв'язку неоднорідного рівняння. Загальний розв'язок має вигляд

$$n(x) - n_p = A_1 e^{K_1 x} + A_2 e^{K_2 x} , \quad (16)$$

де  $K_1, K_2$  корені квадратного рівняння

$$K^2 + \frac{l_E}{L^2} K - \frac{1}{L^2} = 0 , \quad (17)$$

які мають значення

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

Тоді загальний розв'язок однорідного рівняння (14) при підстановці (18) приймає вигляд

$$(n(x) - n_p) = A_1 e^{\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} - \frac{l_E}{2L^2}\right)x} + A_2 e^{-\left(\frac{l_E}{2L^2} + \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}}\right)x} . \quad (19)$$

Якщо позначити

$$\frac{1}{l_1} = \sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} - \frac{l_E}{2L^2} , \quad \frac{1}{l_2} = -\left(\sqrt{\left(\frac{l_E}{2L^2}\right)^2 + \frac{1}{L^2}} + \frac{l_E}{2L^2}\right) , \quad (20)$$

то рівняння (19) можна записати у вигляді

$$n(x) - n_p = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2} . \quad (21)$$

Коефіцієнти  $A_1, A_2$  знайдемо з наступних граничних умов:

$$n'(x)|_{x=0} = n_p \left( e^{\frac{qU_{E0} + U_{FE}}{kT}} - 1 \right) , \quad (22)$$

$$n'(x)|_{x=W} = n_p \left( e^{\frac{qU_{K0} - U_{FK}}{kT}} - 1 \right) , \quad (23)$$

де  $U_{FE}, U_{FK}$  - фотонапруги на емітерному і колекторному переходах.

Зробивши необхідні перетворення, отримаємо значення

$$A_1 = \frac{n'(W) - n'(0)e^{-W/l_2}}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}} , \quad (24)$$

$$A_2 = \frac{n'(0)e^{W/l_1} - n'(W)}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}} , \quad (25)$$

Отже загальний розв'язок однорідного рівняння (14) має вигляд

$$n(x) - n_p = \frac{n'(W) - n'(0)e^{-W/l_2}}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}} e^{x/l_1} + \frac{n'(0)e^{W/l_1} - n'(W)}{e^{W/l_1} - e^{-W/l_2}} e^{-x/l_2} . \quad (26)$$

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (14) шукається у вигляді  $\bar{y} = R_k(x)e^{\alpha x}$ , де

$R_k(x)$  - багаточлен ступеня  $k$ , якщо права частина рівняння має вид  $f(x) = Q_k(x)e^{\alpha x}$  [19]. Таким чином, частковий розв'язок рівняння (14) описується виразом

$$n(x) - n_p = -\frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)}. \quad (27)$$

Загальний розв'язок рівняння (14) має вигляд

$$n(x) - n_p = A_1 e^{x/l_1} + A_2 e^{-x/l_2} - \frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)}. \quad (28)$$

У виразі (28) перші дві складові описують розподіл концентрації носіїв заряду у базовій області біполярного транзистора від дії постійної напруги, а третя складова від дії оптичного випромінювання.

Оскільки транзистор працює при змінних напругах і струмах то необхідно визначити розподіл концентрації носіїв заряду для цього випадку. Одномірне рівняння неперервності для змінного струму в стаціонарному режимі має вигляд

$$\frac{d^2(n_1)}{dx^2} + \frac{l_E}{L^2} \frac{d(n_1)}{dx} - \frac{n_1(1 + j\omega\tau_n)}{L^2} = 0, \quad (29)$$

де  $n_1$  - концентрація інжектованих носіїв заряду за рахунок дії змінної напруги на емітерному і колекторному переходах. Можна вважати, що концентрація електронів складається із складової постійного струму  $n_{E0,K0}$  (функція  $x$ ) і складової змінного струму  $n_1 e^{j\omega t}$  (функції  $x$  і  $t$ ).

Якщо сигнали змінного струму  $U_{E1}(t)$  і  $U_{K1}(t)$  накладені на напруги  $U_{E0}$  і  $U_{K0}$  відповідно, то концентрація електронів на емітерному і колекторному переходах приймають значення

$$n_{E0} + n_{E1}(t) = n_p \exp\left[\frac{q}{kT}((U_{E0} + U_{FE}) + U_{E1}(t))\right], \quad (30)$$

$$n_{K0} + n_{K1}(t) = n_p \exp\left[\frac{q}{kT}((U_{K0} - U_{FK}) + U_{K1}(t))\right], \quad (31)$$

де  $n_{E1}(t)$  і  $n_{K1}(t)$  концентрації електронів, які визначаються змінною напругою, що накладені на середні концентрації електронів, які викликані постійною напругою.

Для випадку малого сигналу  $\frac{qU_{E1}(t)}{kT} \ll 1$  і  $\frac{qU_{K1}(t)}{kT} \ll 1$  вирази (30) і (31) можна

значно спростити при розкладі у ряд експоненційних функцій  $\exp\left(\frac{q}{kT}U_{E1}(t)\right)$  і

$\exp\left(\frac{q}{kT}U_{K1}(t)\right)$  при збереженні двох перших складових розкладу. Отже, можна записа-

ти

$$n_{E0} + n_{E1}(t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{E0} + U_{FE})} \left[1 + \frac{qU_{E1}(t)}{kT}\right], \quad (32)$$

$$n_{K0} + n_{K1}(t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0} - U_{FK})} \left[1 + \frac{qU_{K1}(t)}{kT}\right], \quad (33)$$

На основі (32) і (33) визначимо граничні умови, які необхідно використати при розв'язанні рівняння (29). Для емітерного переходу

$$n'_1(0,t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{E0}+U_{FE})} + n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}-U_{FE})} \frac{qU_{E1}(t)}{kT}, \quad (34)$$

і для колекторного переходу

$$n'_1(W,t) = n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}-U_{FK})} + n_p e^{\frac{q}{kT}(U_{K0}-U_{FK})} \frac{qU_{K1}(t)}{kT}, \quad (35)$$

Розв'язання рівняння (29) має вигляд

$$n_1(x,t) = A_3 e^{\frac{x C_{\sigma}^*}{l_1}} + A_4 e^{-\frac{x C_{\sigma}^*}{l_2}}, \quad (36)$$

$C_{\sigma}^* = \sqrt{1 + j\omega\tau}$ ,  $\tau$  - час життя електронів у базі,  $\omega$  - кругова частота.

Коефіцієнти  $A_3$  і  $A_4$  визначаються з граничних умов (34) і(35), отже

$$A_3 = \frac{n'_1(W,t) - n'_1(0,t) e^{-\frac{W C_{\sigma}^*}{l_2}}}{\frac{W C_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{W C_{\sigma}^*}{l_2}}}, \quad (37)$$

$$A_4 = \frac{n'_1(0,t) e^{\frac{l_1 W C_{\sigma}^*}{l_1}} - n'_1(W,t)}{\frac{W C_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{W C_{\sigma}^*}{l_2}}}. \quad (38)$$

Таким чином, загальний розв'язок рівняння (29) має вигляд

$$n_1(x,t) = \left[ \frac{n'_1(W,t) - n'_1(0,t) e^{-\frac{W C_{\sigma}^*}{l_2}}}{\frac{W C_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{W C_{\sigma}^*}{l_2}}} \right] e^{\frac{x C_{\sigma}^*}{l_1}} + \left[ \frac{n'_1(0,t) e^{\frac{W C_{\sigma}^*}{l_1}} - n'_1(W,t)}{\frac{W C_{\sigma}^*}{e^{l_1}} - e^{-\frac{W C_{\sigma}^*}{l_2}}} \right] e^{-\frac{x C_{\sigma}^*}{l_2}}, \quad (39)$$

Для визначення опору бази біполярного транзистора під час дії світла, постійної і змінної напруг необхідно визначити напруженість електричного поля в базовій області. Для цього скористаємось рівнянням

$$j_{заг} = q(\mu_n n + \mu_p p)E + q(D_n \nabla n - D_p \nabla p), \quad (40)$$

звідки

$$E = \frac{j_{заг} - q(D_n \nabla n - D_p \nabla p)}{q(\mu_n n + \mu_p p)}. \quad (41)$$

Вважається, що в базовій області існує високий рівень інжекції, коли  $n' \geq p_p$ , а також

виконується умова нейтральності, з якої витікає 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 (41) приймає вигляд

$$E = \frac{j_{заг}}{q\mu_p n(b+1)} - \frac{(D_n / \mu_p) \nabla n}{n(b+1)} + \frac{kT}{q} \frac{\nabla n}{n(b+1)}, \quad (42)$$

де  $b = \mu_n / \mu_p$ .

Слід зауважити, що

$$j_{заг} = j_{ce} + j_{E0} + j_{E1}, \quad (43)$$

$$\nabla n = \nabla n_{ce} + \nabla n_{E0} + \nabla n_{E1}, \quad (44)$$

$$n = n_{ce} + n_{E0} + n_{E1}, \quad (45)$$

тоді

$$\begin{aligned}
 E(x, \omega) = & \frac{j_{c\bar{e}}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} + \frac{j_{E0}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} + \\
 & + \frac{j_{E1}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} - \frac{(D_n / \mu_n)\nabla n}{(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} + \\
 & + \frac{kT\nabla n}{q(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})}.
 \end{aligned} \tag{46}$$

Падіння напруги на базовій області буде визначатися виразом

$$U_{\bar{o}} = - \int_0^w E(x, \omega) dx. \tag{47}$$

При підстановці (46) у (47) отримаємо

$$\begin{aligned}
 U_{\bar{o}} = & - \int_0^w \frac{j_{c\bar{e}}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} dx - \int_0^w \frac{j_{E0}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} dx - \\
 & - \int_0^w \frac{j_{E1}}{q\mu_p(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} dx + \int_0^w \frac{(D_n / \mu_p)\nabla n}{(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} dx - \\
 & - \frac{kT}{q} \int_0^w \frac{\nabla n}{q(b+1)(n_{c\bar{e}} + n_{E0} + n_{E1})} dx.
 \end{aligned} \tag{48}$$

Повний опір базової області транзистора дорівнює

$$Z_{\bar{o}} = \frac{U_{E1}}{Sj_{E1}}, \tag{49}$$

де  $U_{E1}$  - напруга на базовій області, яка визначається змінним струмом,  $S$  – площа базової області. При використанні складових, які відносяться до змінної напруги з виразу (48), можна записати

$$\begin{aligned}
 Z_{\sigma} = & -\frac{2kT}{SqD_n(b+1)} \frac{\int_0^W \frac{A_3(C_{\sigma}^*/l_1) - A_4(C_{\sigma}^*/l_2)}{G(0)e^{-\alpha x}} dx}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right) + A_3 e^{xC_{\sigma}^*/l_1} + A_4 e^{-xC_{\sigma}^*/l_2}} + \frac{kT}{q(b+1)} * \\
 & \int_0^W \frac{\alpha G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right) qD_n S \left[ \frac{A_3 C_{\sigma}^*}{l_1} - \frac{A_4 C_{\sigma}^*}{l_1} \right] \left[ -\frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)} + A_3 e^{xC_{\sigma}^*/l_1} + A_4 e^{-xC_{\sigma}^*/l_2} \right]} dx \\
 & + \frac{kT}{q(b+1)} \int_0^W \frac{A_3(C_{\sigma}^*/l_1)e^{\frac{xC_{\sigma}^*}{l_1}} - A_4(C_{\sigma}^*/l_2)e^{-\frac{xC_{\sigma}^*}{l_2}}}{qD_n S \left[ \frac{A_3 C_{\sigma}^*}{l_1} - \frac{A_4 C_{\sigma}^*}{l_1} \right] \left[ -\frac{G(0)e^{-\alpha x}}{D\left(\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}\right)} + A_3 e^{xC_{\sigma}^*/l_1} + A_4 e^{-xC_{\sigma}^*/l_2} \right]} dx. \tag{50}
 \end{aligned}$$

Розв'язок інтегралів у виразі (50) можна зробити, якщо експоненційні функції і  $\sqrt{1+j\omega\tau}$  розкласти у ряд із збереженням двох членів розкладу, тоді

$$Z_{\sigma} = \frac{2kT}{q(b+1) \left[ I_{E0} - \frac{G(0)\alpha Sq}{\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}} \right]} \left[ 1 + \frac{\frac{1}{2}(1+j\omega\tau) \frac{W^2}{D\tau} \left( \frac{qU_{нас}}{kT} - 1 \right)}{1 + \frac{1}{2}(j\omega\tau) \frac{W^2}{D\tau}} \right], \tag{51}$$

де

$$\frac{qU_{нас}}{kT} = \ln \left[ \frac{p_{E0} + \frac{b}{b+1}(n_p - p_n)}{p_{K0} + \frac{b}{b+1}(n_p - p_n)} \right].$$

При роботі транзистора на частотах  $\omega\tau \gg 1$ , рівняння (51) можна спростити

$$Z_{\sigma} = \frac{2kT}{q(b+1) \left[ I_{E0} - \frac{G(0)\alpha Sq}{\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}} \right]} \left[ 1 + \frac{j\omega L_{\sigma} / r_1}{1 + j\omega L_{\sigma} / r_2} \right], \tag{52}$$

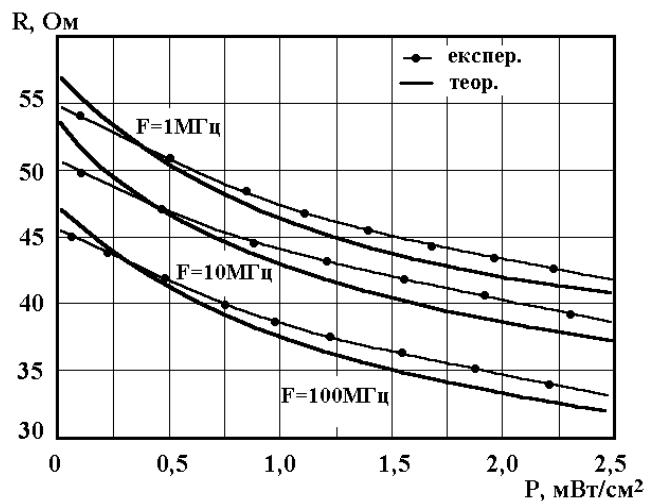
де

$$r_1 = \frac{2kT}{q(b+1) \left[ I_{E0} - \frac{G(0)\alpha Sq}{\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}} \right]}, \quad r_2 = \frac{2kT \left( \frac{qU_{нас}}{kT} - 1 \right)}{q(b+1) \left[ I_{E0} - \frac{G(0)\alpha Sq}{\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}} \right]},$$

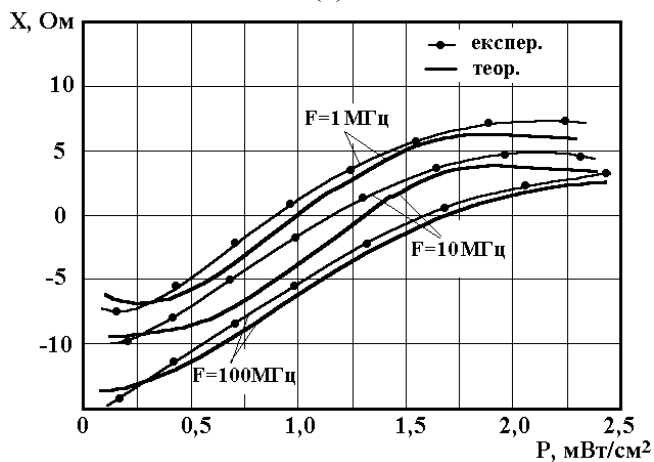
$$L_0 = \frac{kT \frac{W^2}{D\tau} \left( \frac{qU_{нас}}{kT} - 1 \right)}{q(b+1) \left[ I_{E0} - \frac{G(0)\alpha Sq}{\alpha^2 - \alpha \frac{l_E}{L^2} - \frac{1}{L^2}} \right]}.$$

Експериментальні дослідження

На рис.1 подано залежності активної і реактивної складових повного опору біполярного транзистора від потужності оптичного випромінювання.



(а)



(б)

Рис.1.Залежність активної (а) і реактивної (б) складових повного опору біполярного транзистора від потужності оптичного випромінювання



Як видно з графіка, активна складова зменшується, а реактивна складова з ємнісної переходить у індуктивну. Дія оптичного випромінювання на базову область біполярного транзистора еквівалентна додатковій інжекції електронів, які створюють надлишковий негативний заряд біля емітера, який підвищує напруженість електричного поля між емітером і колектором. В свою чергу, це поле викликає дрейфовий потік основних носіїв – дірок в напрямку до емітера, що викликає підвищення густини дірок біля емітера, яке намагається компенсувати заряд інжектованих електронів і електричне поле. Рівноважний стан досягається тоді, коли приріст густини заряду стає достатнім, щоб створити електричне поле такої величини, що воно було здатним зробити розподіл електронів майже однако-вим по формі з розподілом дірок.

Проте оскільки в базі існує градієнт густини дірок, то цілком можливий дірковий потік від емітера до колектора за рахунок дифузії. Щоб підтримати у рівноважному стані розподіл дірок, ця можливість дифузії повинна компенсуватись можливістю дрейфу в протилежному напрямку внаслідок існування електричного поля. Таким чином, незважаючи на те, що дірковий струм у базі всюди дорівнює нулю, електричне поле створює електронний дрейфовий струм, який сприяє дифузійному електронному струму. Тому загальний електронний струм виявляється більшим, ніж обчислений тільки дифузійний струм.

Прикладення змінного сигналу в цих умовах приводить до зміни у часі кількості носіїв заряду у кожній локальній області бази, що, у свою чергу, приводить до перебудови електричного поля у базі. Безумовно, ці процеси є інерційними по відношенню до процесу зміни напруги на емітерному р-п переході. Падіння напруги на р-п переході встановлюється за інтервал часу на багато разів меншого часу життя дірок у базі (приблизно на порядок) [20].

Тривалість процесу зміни опору бази, що обумовлений перерозподілом носіїв заряду, також менше часу їх життя, проте він значно більше часу встановлення напруги на р-п переході. Відставання зміни заряду в базі від напруги сприймається на зовнішніх затискачах як індуктивна реакція.

Величина індуктивного опору з частотою зростає до тих пір, поки час проходження бази неосновними носіями заряду стане сумірним з періодом прикладених коливань. Подальше підвищення частоти приводить до того, що концентрація неосновних носіїв у базі не встигає слідкувати за зміною граничних значень змінного струму, що приводить до зменшення індуктивності. Експериментальні дослідження повного опору біполярних транзисторів типу КТ3107Б з  $f_{\alpha}=200$  МГц від потужності оптичного випромінювання проводились за методикою, яка описана в роботі [14]. Джерелом оптичного випромінювання слугував світлодіод АЛ107А з максимумом спектрального розподілу на довжині хвилі  $\lambda=0,95$ мкм. Потужність випромінювання контролювалась за допомогою приладу ІМО-2Н.

## ВИСНОВКИ

Розроблена математична модель фотореактивного ефекту в біполярних транзисторах, на основі якої розраховано повний опір базової області з врахуванням дії оптичного випромінювання. Величина потужності оптичного випромінювання визначає характер повного опору базової області біполярних транзисторів. Її критична величина складає 1-1,75 мВт/см<sup>2</sup>, при менших значеннях потужності характер повного опору є ємнісним, а при вищих – індуктивним. Точка інверсії характеру повного опору залежить також від частоти. З підвищенням частоти, величина постійної напруги, при якій відбувається перехід ємнісних властивостей транзистора в індуктивний зміщується в сторону менших значень.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. –М.: Советское радио, 1977. –230 с.
2. Шевцов Э.А., Белкин М.Е. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи. –М.: Радио и связь, 1992. –221 с.

3. Осадчук О.В. Математична модель частотного перетворювача температури на основі біполярної транзисторної структури з від'ємним опором // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах, 1999, №4. С.49-53.
4. Осадчук В.С., Осадчук А.В. Исследование частотного магнитного преобразователя на основе транзисторной структуры с отрицательным сопротивлением // Elektronika ir Elektrotechnika. 1999, N3(21). P.12-16.
5. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Математична модель частотного перетворювача деформації на основі біполярно-польової структури // Вісник ВПІ, 1999, №6. С.82-88.
6. Dill H.G. Semiconductor Inductive Elements // Semiconductor Products, 1962. V.5. P.28-31.
7. Einsele T. Uber die Traegheit des Flussleitwerts von Germaniumdioden // Z.angew. Phys. 1952, B.4. N5. S.183-185.
8. Jain F.C. Observation of an active photoinductive component in high intensity solar cells // J. Appl. Phys. 1980. V.51, N5. P.2685-2692.
9. Kanai Y. On Inductive parts in the a.c. characteristics of the Semiconductors // J. Phys. Soc. 1955. V.10. P.719-720.
10. Kohn G. Nonntnmacher W. Inductives Verhalten von p-n Ubergangen in Flusstichtung// Arch. Elekt. Vlertragung. 1954. V.8, N12. P.561-564.
11. Ladany I. An Analysis of Inertial Inductance in a Junction Diode // IRE Transactions on Electron Devices. 1960. V.ED-7, N10. P.303-310.
12. Van Vliet K.M., Min H.S. Current-Voltage Relations and Equivalent Circuits of Transistors at High Injection Levels // Solid – State Electron. 1974. V.17. P.267-284.
13. Yamaguchi Y. On the Inductive Reactance and Negative Resistance in Transistor // Journal Physical Sosity of Japan. 1956. V.11. P.717-718.
14. Осадчук В.С. Индуктивный эффект в полупроводниковых приборах. –К.: Вища школа, 1987. –155 с.
15. Одобецкий С.И., Осадчук В.С. Фотореактивный эффект в транзисторах со структурой металл-диэлектрик-полупроводник // Радиотехника и электроника. 1989, т.34, №11. С.2387-2393.
16. Баранов Л.И. К вопросу об индуктивном характере сопротивления диодов с p-n переходом в пропускном направлении при больших токах // Радиотехника и электроника. 1960, т.5, №6. С.1002-1005.
17. Shockley W. Theory of p-n Junction in the Semiconductors and Transistors with p-n Junctions // Bell Syst. Techn.J. 1949. V.28, N4. P.435-489.
18. Киреев П.С. Физика полупроводников. –М.: Высшая школа, 1975. –583 с.
19. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. –М.: Наука. 1981. –718 с.
20. Носов Ю.Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. –М.: Наука, 1968. –263 с.

Кафедра мікроелектроніки, оргтехніки та зв'язку