

УДК 681.382

**В. С. Осадчук, д. т. н., проф.; О. В. Осадчук, д. т. н., проф.****РОЗПОДІЛ КОНЦЕНТРАЦІЇ ІНЖЕКТОВАНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В БАЗОВІЙ ОБЛАСТІ ПРИ ДІЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ В БІПОЛЯРНИХ МАГНІТОЧУТЛИВИХ СТРУКТУРАХ**

*Показано вплив магнітного поля на розподіл концентрації носіїв заряду в базовій області біполярних магніточутливих структурах. Отримано теоретичні залежності параметрів біполярних транзисторів з урахуванням цього впливу.*

**Ключові слова:** магнітне поле, сенсори, біполярний транзистор.

**Вступ**

Сенсори магнітного поля на основі біполярних транзисторів широко застосовують в автоматизації й контролі технологічних процесів, моніторингу навколишнього середовища, контролі параметрів ядерного синтезу, космічній техніці, наукових дослідженнях, медицині, транспорті тощо. Експериментально параметри таких сенсорів добре досліджено, хоча теоретично не всі залежності параметрів біполярних магніточутливих структур розраховано і досліджено [1, 2]. Найбільший інтерес представляє залежність розподілу концентрації інжекттованих носіїв заряду в базовій області біполярного магніточутливого транзистора від магнітного поля. На основі цієї залежності розраховують основні параметри сенсора магнітного поля.

У цій роботі досліджено вплив магнітного поля на розподіл концентрації інжекттованих носіїв заряду в біполярних магніточутливих структурах та визначено струми емітера і колектора.

**Математична модель**

Найбільше практичне поширення отримали горизонтальні магнітотранзистори, у яких колектори розташовані на певній відстані від емітера на одній поверхні пластини (рис. 1) [2]. У таких транзисторах магніточутливі властивості зумовлено двома ефектами: зміною ефективної довжини бази і відхиленням інжекттованих носіїв від колектора або до нього. За відсутності магнітного поля інжекттовані носії заряду рухаються від емітера до колектора під дією електричного поля. За проміжок часу  $t = l / \mu E$  вони потрапляють у шар об'ємного заряду колектора, при цьому вони одночасно дифундують в об'єм бази на відстань

$$h = \sqrt{\frac{kT}{qE}} l,$$

де  $l$  – відстань між емітером і колектором,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $E$  – напруженість електричного поля в базі транзистора,  $q$  – заряд електрона. Довжина шляху носіїв заряду, які вийшли з точки  $x = 0$ , дорівнюватиме  $W_0 = \sqrt{l^2 + h^2}$ .

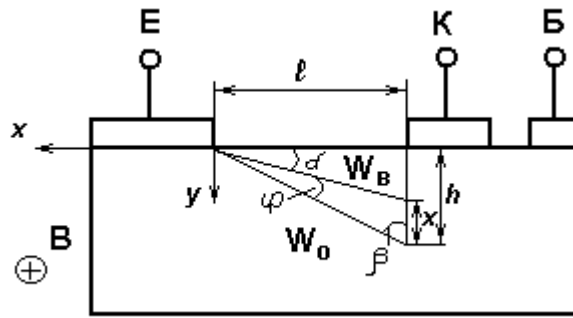


Рис. 1. Структура одноколекторного магніточутливого транзистора [2]

У магнітному полі полярності  $\oplus B$  носії заряду відхиляються до верхньої грані і їхній шлях скорочується до значення  $W_B$ . Розрахуємо величину  $W_B$ , виходячи з рис. 1. При цьому вважаємо, що носії заряду рухаються згідно з прямими траєкторіями. Виходячи з рис. 1, можна записати

$$\sin(\alpha + \varphi) = \frac{h}{W_0}, \quad (1)$$

$$\sin \alpha = \frac{h - x}{W_B}, \quad (2)$$

$$\cos \alpha = \frac{l}{W_B}. \quad (3)$$

З іншого боку,  $\sin(\alpha + \varphi)$  дорівнює [3]

$$\sin(\alpha + \varphi) = \sin \alpha \cos \varphi + \cos \alpha \sin \varphi. \quad (4)$$

Підставляючи (2) і (3) у вираз (4), отримаємо

$$\frac{h}{W_0} = \frac{h - x}{W_B} \cos \varphi + \frac{l}{W_B} \sin \varphi, \quad (5)$$

звідки

$$h - x = \frac{hW_B}{W_0 \cos \varphi} - l \tan \varphi. \quad (6)$$

Із теореми синусів [3] визначаємо

$$\frac{x}{\sin \varphi} = \frac{W_B}{\sin \beta}, \quad (7)$$

де  $\sin \beta = l/W_0$ . Отже, з (7) можна визначити

$$x = \frac{W_B W_0 \sin \varphi}{l}. \quad (8)$$

Підставляючи (8) у (6), визначимо залежність ефективної товщини бази  $W_B$  через  $W_0$  при дії магнітного поля. Кут Холла дорівнює  $\varphi = \mu B$ , при слабких магнітних полях  $\mu B < 1$ , тому  $\sin \varphi \approx 0$ . Отже,

$$W_B = W_0 \left( 1 + \frac{l}{h} \tan \varphi \right) \cos \varphi. \quad (9)$$

Із урахуванням дії слабких магнітних полів формула (9) набуває кінцевого вигляду

$$W_B = W_0 \cos \varphi. \quad (10)$$

Під час розкладу в ряд  $\cos \varphi$  та збереженні перших двох членів розкладу отримаємо

$$\cos \varphi = 1 - \frac{1}{2} \varphi^2 = 1 - \frac{1}{2} (\mu B)^2 \quad (11)$$

Підставивши (11) у формулу (10), визначимо залежність зміни ефективної довжини бази  $W_B$  від дії магнітного поля

$$W_B = W_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} (\mu B)^2 \right]. \quad (12)$$

Тепер переходимо до визначення залежності струмів біполярного магніточутливого транзистора від дії магнітного поля. Розглядаємо одномірний випадок і стаціонарний режим роботи. Для цього необхідно знайти розподіл концентрації інжектованих носіїв заряду при дії магнітного поля з розв'язку рівняння перенесення [4]

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{L_p^2} = 0, \quad (13)$$

де  $D_p$  – коефіцієнт дифузії інжектованих дірок у базу,  $L_p$  – дифузійна довжина носіїв заряду,  $p$  – концентрація інжектованих дірок у базу,  $p_n$  – рівноважна концентрація дірок у базі. Вважаємо, що носії заряду рухаються в базі дифузійним шляхом, тоді граничні умови набувають вигляду

$$p(0) = p_n \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right), \quad (14)$$

$$p(W_B) = p_n \left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right). \quad (15)$$

Розв'язок рівняння (13) набуває вигляду

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

де  $K_1$  і  $K_2$  корені квадратного рівняння

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

тоді

$$K_1 = \frac{1}{L_p}, \quad K_2 = -\frac{1}{L_p}. \quad (18)$$

Коефіцієнти  $A_1$  і  $A_2$  знаходять із граничних умов (14) і (15), підставивши, замість  $x$ , величини 0 і  $W_B$ . Отже, можна записати

$$A_1 = \frac{p(W_B) - p(0) e^{-\frac{W_B}{L_p}}}{2 \operatorname{sh} \left( \frac{W_B}{L_p} \right)}, \quad A_2 = -\frac{p(W_B) - p(0) e^{\frac{W_B}{L_p}}}{2 \operatorname{sh} \left( \frac{W_B}{L_p} \right)}. \quad (19)$$

З урахуванням (19) розв'язок рівняння перенесення (13) набуває вигляду

$$p(x, B) - p_n = \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)} e^{\frac{x}{L_p}} - \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_B}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_B}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (20)$$

Підставимо замість  $W_B$  його значення (12) у формулу (20), тоді

$$p(x, B) - p_n = \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} e^{\frac{x}{L_p}} - \frac{p(W_B) - p(0)e^{\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh\left(\frac{W_0\left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}\right)} e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (21)$$

де  $\mu_p$  – рухливість дірок,  $B$  – магнітна індукція.

Із формули (21) знаходимо струми емітера і колектора за виразами

$$I_E = -S_E q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}, \quad (22)$$

$$I_K = -S_K q D_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W_B}, \quad (23)$$

де  $S_E, S_K$  – площа поперечного перерізу області емітера та колектора. Електронні складові струмів емітера і колектора не враховуємо, оскільки вони мають значення тільки для встановлення електричної нейтральності у транзисторі, головну роль відіграє дірковий струм у транзисторі типу  $p-n-p$ . Провівши диференціювання і підставивши отримані результати у (22) і (23), отримаємо значення струмів емітера і колектора від дії магнітного поля

$$I_E = \frac{S_E q D_p p_n}{L_p} \operatorname{cth} \left( \frac{W_0 \left( 1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p} \right) \left[ \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) - \frac{1}{ch \frac{W_0 \left( 1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2} \right)}{L_p}} \left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) \right], \quad (24)$$

$$I_K = \frac{S_K q D_p p_n}{L_p} \frac{1}{\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{sh \frac{L_p}{L_p}}} \left[ \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) - cth \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p} \left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) \right]. \quad (25)$$

Якщо в базовій області магнітотранзистора відбувається дрейфовий рух носіїв заряду, то струми емітера і колектора описують вирази

$$I_E = S_E q \mu_p p(x) \Big|_{x=0} E, \quad (26)$$

$$I_K = S_K q \mu_p p(x) \Big|_{x=W_B} E, \quad (27)$$

де  $E$  – напруженість електричного поля в базовій області.

Підставивши вираз (21) у формули (26) і (27), визначимо струми емітера і колектора

$$I_E = S_E q \mu_p p_n \left[ \frac{\left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}} - \frac{\left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}} \right] E, \quad (28)$$

$$I_K = S_K q \mu_p p_n \left[ \frac{\left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}} e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}} - \frac{\left( e^{\frac{qU_K}{kT}} - 1 \right) - \left( e^{\frac{qU_E}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}}}{2sh \frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}} e^{-\frac{W_0 \left(1 - \frac{(\mu_p B)^2}{2}\right)}{L_p}} \right] E. \quad (29)$$

Аналіз формул (24), (25) і (28), (29) показує, що при дрейфовому механізмі руху носіїв заряду в базі магніточутливого біполярного транзистора залежність струмів емітера і колектора від дії магнітного поля є значно сильнішою порівняно з дифузійним механізмом руху.

### Висновки

На основі розв'язку рівняння перенесення для магніточутливого одноколекторного біполярного транзистора отримано залежність концентрації інжекттованих носіїв заряду від дії індукції магнітного поля. Виходячи з розподілу концентрації інжекттованих носіїв заряду в базовій області магніточутливого транзистора, отримано аналітичні залежності струму емітера і колектора від індукції магнітного поля для випадків дифузійного і дрейфового механізму руху носіїв заряду.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Готри З. Ю. Мікроелектронні сенсори фізичних величин / За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-Прес, 2002. – 475 с.
2. Викулин И. М. Физика полупроводниковых приборов / И. М. Викулин, В. И. Стафеев. – М.: Радио и связь, 1990. – 264 с.
3. Бронштейн И. Н. Справочник по математике / И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев. – М.: Наука, 1981. – 718 с.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х книгах. Кн. 1 / Пер. с англ. 2-е перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1984. – 456 с.

**Осадчук Володимир Степанович** – д. т. н., професор, професор кафедри електроніки.

**Осадчук Олександр Володимирович** – д. т. н., професор, завідувач кафедри радіотехніки.  
Вінницький національний технічний університет.