

УДК 621.315.592

## О фотоэлектрическом усилении варизонными фоторезисторами

© В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский

Львовский государственный институт им. Ив. Франко,  
290602 Львов, Украина

(Получена 6 декабря 1995 г. Принята к печати 26 января 1995 г.)

Теоретически рассмотрены особенности фотоэлектрического усиления варизонных фоторезисторов с линейно увеличивающейся к контактам шириной запрещенной зоны. Показано, что в таких фоторезисторах реализуется немонотонная полевая зависимость коэффициента фотоэлектрического усиления, максимальное значение которого увеличивается с ростом градиента ширины запрещенной зоны и может существенно превышать соответствующее значение для однородных образцов.

Одной из главных причин, препятствующих повышению чувствительности биполярных фоторезисторов (ФР) с малыми геометрическими размерами за счет увеличения напряженности смещения, является эффект вытягивания (эксклюзии) неравновесных носителей заряда [1–3]. В условиях проявления эффекта вытягивания фотоносителей эффективное время жизни последних  $\tau_{\text{eff}}$  уменьшается с ростом приложенного к ФР напряжения, что ведет к насыщению в сильных электрических полях коэффициента фотоэлектрического усиления (КФУ)  $G$ , причем в случае однородного полупроводника  $n$ -типа максимальное значение КФУ  $G_0^{\text{max}} = (1 + b)/2$ , где  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок [1]. Поэтому поиск путей устранения или уменьшения эффекта вытягивания фотоносителей представляет важную задачу при разработке ФР. К настоящему времени предложен ряд способов увеличения КФУ фоторезисторов, в частности создание возле омического контакта резкого изотипного гомо- или гетероперехода [4–6], слоисто-неоднородное легирование полупроводника [7,8]. В данном сообщении теоретически доказывается возможность увеличения КФУ фоторезистора за счет немонотонного координатного изменения ширины запрещенной зоны  $E_g$ .

Рассмотрим простую модель варизонного ФР  $n$ -типа проводимости, в котором  $E_g(x)$  линейно уменьшается от контактов ( $x = \pm d$ ) к середине ФР ( $x = 0$ ), причем  $E_g(-d) = E_g(d)$ . Координатное распределение концентрации избыточных дырок  $\Delta p$  и электронов  $\Delta n$  ( $\Delta n \approx \Delta p$ ), устанавливающееся в освещенном ФР при приложении к нему внешнего электрического поля  $\mathbf{E}(E_x, 0, 0)$ , описывается уравнениями [9,10]

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{1}{kT} \left( eE_x \pm \left| \frac{dE_g}{dx} \right| \right) \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = -\frac{\tau g}{L_p^2}, \quad (1)$$

где знаки "+" и "-" относятся соответственно к областям  $-d \leq x < 0$  и  $0 < x \leq d$ ,  $L_p$  — диффузионная длина дырок,  $\tau$  — время жизни неравновесных носителей заряда ( $\tau$ , как и  $L_p$ , принимается не зависящим от координаты),  $g$  — функция генерации фотоносителей, которую для простоты будем считать

постоянной в образце,  $T$  — температура,  $e$  — модуль заряда электрона,  $k$  — постоянная Больцмана. При записи (1) предполагалось, что концентрация фотоносителей намного ниже концентрации равновесных электронов.

Уравнения (1) необходимо дополнить граничными условиями

$$\Delta p(\pm d) = 0, \quad (2)$$

соответствующими омическим контактам, а также условиями непрерывности концентрации фотоносителей и их потоков в точке  $x = 0$ , где происходит смена знака  $dE_g/dx$ :

$$\Delta p(-0) = \Delta p(+0), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{1}{kT} \left( eE_x + \left| \frac{dE_g}{dx} \right| \right) \Delta p \Big|_{x=-0} \\ = \frac{d\Delta p}{dx} - \frac{1}{kT} \left( eE_x - \left| \frac{dE_g}{dx} \right| \right) \Delta p \Big|_{x=+0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Определив из (1)–(4) координатную зависимость концентрации фотоносителей, можно рассчитать КФУ варизонного ФР (равного, по определению, числу протекающих во внешней цепи электронов, приходящихся на один поглощенный фотон):

$$\begin{aligned} G &= \frac{(\mu_n + \mu_p)|E_x|}{4d^2 g} \int_{-d}^d \Delta p(x) dx \\ &= \frac{2|\bar{E}|}{d^2} G_0^{\text{max}} \left[ \bar{d} + 2\delta \left( 1 - \frac{f_1}{f_0} \right) - \frac{f_2}{2f_0} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\bar{d} = d/L_p, \quad \bar{E} = eE_x L_p / 2kT, \quad \delta = L_p |\nabla E_g| / 2kT,$$

$$f_0 = (\alpha_2 - \alpha_1)(k'_1 \alpha'_1 - k'_2 \alpha'_2) - (\alpha'_2 - \alpha'_1)(k_1 \alpha_1 - k_2 \alpha_2),$$

$$f_1 = \alpha_1 \alpha_2 (\alpha'_1 - \alpha'_2)(k_1 - k_2) - \alpha'_1 \alpha'_2 (\alpha_1 - \alpha_2)(k'_1 - k'_2),$$

$$f_2 = (\alpha_2 - \alpha'_1)(\alpha_1 - \alpha'_2)(k'_1 k_2 + k_1 k'_2)$$

$$+ (\alpha_1 - \alpha'_1)(\alpha'_2 - \alpha_2)(k_1 k'_1 + k_2 k'_2) - 2(\alpha_1 - \alpha_2)(\alpha'_1 - \alpha'_2),$$

$$k_{1,2} = \bar{E} + \delta \pm \sqrt{(\bar{E} + \delta)^2 + 1}, \quad k'_{1,2} = \bar{E} - \delta \pm \sqrt{(\bar{E} - \delta)^2 + 1},$$

$$\alpha_{1,2} = \exp(-k_{1,2}\bar{d}), \quad \alpha'_{1,2} = \exp(k'_{1,2}\bar{d}).$$

Ввиду симметричности рассматриваемых ФР, достаточно проанализировать особенности КФУ для одного направления электрического тока; для конкретности будем считать, что  $\bar{E} > 0$ . Из (5) следует, что при  $\bar{E} \ll \delta$  КФУ пропорционален приложенному напряжению, причем при  $\delta \gg 1$ ,  $\bar{d}^{-1}$

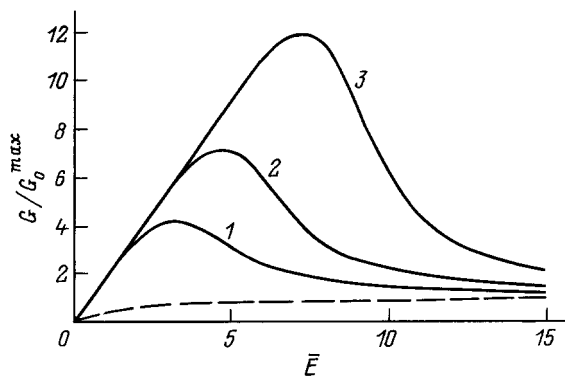
$$G = \frac{2\bar{E}}{\bar{d}^2} G_0^{\max} [\bar{d} - 4\delta^3 \exp(-2\delta\bar{d})]. \quad (6)$$

В отличие от однородных ФР, в которых зависимость  $G(\bar{E})$  линейна лишь в слабых электрических полях ( $\bar{E} \ll 1$ ) [1], в варизонных ФР с большими градиентами  $E_g$  ( $\delta \gg 1$ ,  $\bar{d}^{-1}$ ) линейный участок  $G(\bar{E})$  имеет существенно бóльшую протяженность; при этом, ввиду малости второго слагаемого в (6), наклон полевой зависимости КФУ обратно пропорционален  $\bar{d}$  и практически не зависит от  $\delta$ .

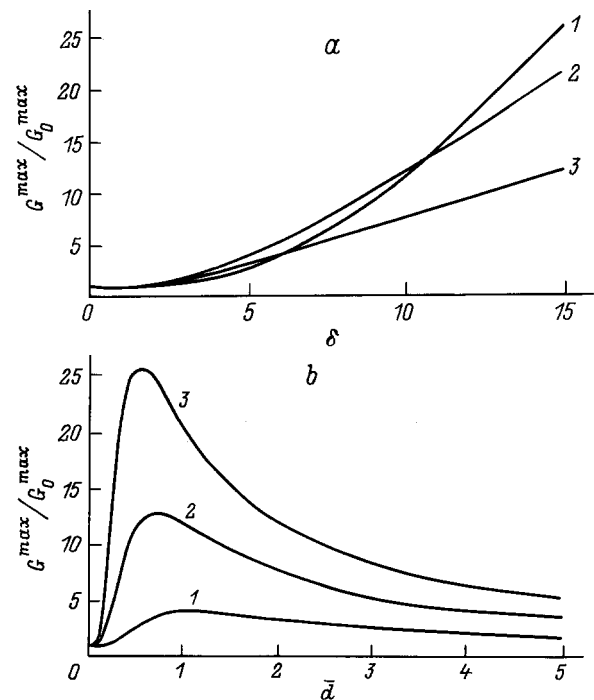
Для случая сильных электрических полей  $\bar{E} \gg \delta$ ,  $\bar{d}^{-1}$  из (5) можно получить с точностью до членов порядка  $\delta/\bar{E}$  следующее выражение для КФУ:

$$G = G_0^{\max} \left[ 1 + \left( \frac{1}{2} - \frac{\bar{d}}{3\delta} \right) \frac{\delta}{\bar{E}} \right], \quad (7)$$

из которого следует, что в сильных электрических полях  $G(\bar{E})$  асимптотически приближается к  $G_0^{\max}$ , уменьшаясь с ростом  $\bar{E}$  при  $\delta > 2\bar{d}/3$ . Это означает, что полевые зависимости КФУ варизонных ФР могут иметь немонотонный характер с максимальным значением КФУ  $G^{\max}$ , превышающим максимальное значение КФУ однородных ФР  $G_0^{\max}$ . Расчеты по формуле (5) показывают, что с ростом  $\delta$  коэффициент  $G^{\max}$  увеличивается, а положение максимума зависимости  $G(\bar{E})$  сдвигается в сторону бóльших полей (рис. 1 и 2, а).



**Рис. 1.** Полевая зависимость коэффициента фотоэлектрического усиления варизонных (сплошные линии) и однородных (штриховая кривая) фоторезисторов. Нормированная длина  $\bar{d} = 1$ ; значения параметра  $\delta$ : 1 — 5, 2 — 7, 3 — 10.



**Рис. 2.** Зависимость максимального значения коэффициента фотоэлектрического усиления варизонных фоторезисторов от градиента ширины запрещенной зоны (а) и расстояния между контактами (б). Параметры расчета принимают значения  $\bar{d}$  (рис. а): 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 2;  $\delta$  (рис. б): 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15.

Повышение фоточувствительности рассматриваемых варизонных ФР по сравнению с однородными обусловлено присутствием в первых внутреннего квазиэлектрического поля [9], которое оттягивает фотоносители к середине варизонной структуры, препятствуя таким образом их диффузионному, а также дрейфовому (во внешнем электрическом поле) смещению к омическим контактам. Диффузионный уход фотоносителей в контакты, который ведет к уменьшению  $\tau_{\text{эф}}$ , возрастает с уменьшением расстояния между контактами, особенно при  $\bar{d} \lesssim 1$ . Поэтому для эффективного противодействия диффузии фотоносителей с уменьшением  $\bar{d}$  должен увеличиваться  $|\nabla E_g|$ . Сопоставляя времена диффузии и дрейфа в квазиэлектрическом поле на расстояние  $\bar{d}$ , легко показать, что в случае тонких образцов с  $\bar{d} < 1$  варизонность заметно сказывается на фоточувствительности ФР (увеличивая ее в 2 и более раз при малых напряжениях смещения) при выполнении условия  $\delta > \bar{d}^{-1}$ . Отметим, что это неравенство, совместимое с неравенством  $\delta > 2\bar{d}/3$ , определяет область значений  $|\nabla E_g|$ , при которых  $G^{\max} > G_0^{\max}$ .

При фиксированном значении  $|\nabla E_g|$  зависимость  $G^{\max}(\bar{d})$  является немонотонной (рис. 2, б). Вначале рост  $\bar{d}$  приводит к возрастанию  $G^{\max}$ , что связано с увеличением  $\tau_{\text{эф}}$  в результате возрастания времени

диффузионно-дрейфового смещения фотоносителей к контактам. С приближением  $\tau_{\text{eff}}$  к объемному времени жизни  $\tau$  зависимость  $G^{\text{max}}(\bar{d}) \sim \tau_{\text{eff}}(\bar{d})/\tau_E(\bar{d})$  определяется главным образом временем пролета фотоносителей во внешнем электрическом поле  $\tau_E = \tau\bar{d}/\bar{E}$ , т. е. уменьшается с увеличением  $\bar{d}$ .

В заключение оценим влияние варизонности на КФУ фоторезистора, изготовленного на основе эпитаксиальных слоев CdHgTe  $n$ -типа проводимости. Если принять  $T = 77\text{ К}$ ,  $d = L_p = 17\text{ мкм}$  [5,6], то при  $E_g(0) = 0.1\text{ эВ}$ ,  $E_g(d) = 0.3\text{ эВ}$  (что соответствует  $\delta = 15$ ) максимальное значение коэффициента фотоэлектрического усиления, достигаемое при  $E_x = 90\text{ В/см}$ , в 20 раз больше, чем в случае однородных образцов.

## Список литературы

- [1] R.L. Williams. *Infr. Phys.*, **8**, 337 (1968).
- [2] C.B. Burgett, R.L. Williams. *Infr. Phys.*, **13**, 61 (1972).
- [3] M.R. Johnson. *J. Appl. Phys.*, **43**, 3090 (1972).
- [4] T. Ashley, C.T. Elliott. *Infr. Phys.*, **22**, 367 (1982).
- [5] D.L. Smith, D.K. Arch, R.A. Wood, M. Walter Scott. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 83 (1983).
- [6] D.K. Arch, R.A. Wood. *J. Appl. Phys.*, **58**, 2360 (1985).
- [7] О.Г. Кондратьева, Л.Н. Неустроева, В.В. Осипов. *ФТП*, **22**, 2131 (1988).
- [8] О.Г. Кондратьева, Л.Н. Неустроева, В.В. Осипов. *ФТП*, **23**, 536 (1989).
- [9] О.В. Константинов, Г.В. Царенков. *ФТП*, **10**, 720 (1976).
- [10] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. *УФЖ*, **25**, 1919 (1980).

*Редактор Т.А. Полянская*

## On photoelectric amplification of variband photoresistors

*V.G. Savitsky, B.S. Sokolovsky*

I. Franko State University,  
290602 Lvov, Ukraine

**Abstract** Characteristic features of the photoelectric amplification of variband photoresistors, the energy gap of which increases linearly towards contacts have been considered theoretically. It has been shown that non-monotonic field dependence of the photoelectric amplification coefficient is peculiar to such photoresistors. A maximum value of the photoelectric amplification coefficient increasing with the energy gap gradient can be considerably greater than that for homogeneous samples.