

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ТОНКИХ ВАРИЗОННЫХ СЛОЯХ

© Б.С.Соколовский

Львовский государственный университет им. Ив.Франко
290602 Львов, Украина
(Получена 29 мая 1995 г. Принята к печати 9 июля 1995 г.)

Теоретически исследование фотовольтаического эффекта в однородно легированных тонких варизонных слоях с постоянным градиентом ширины запрещенной зоны. Показано, что на спектральных зависимостях фотовольтаического эффекта может наблюдаться смена знака фотоэдс. Определена зависимость положения токов инверсии фотоэдс от параметров слоев.

Фотоэлектрические явления в варизонных полупроводниках (ВЗП), отличающиеся рядом интересных в научном и прикладном отношении особенностей, являются предметом многочисленных исследований. К настоящему времени достаточно подробно как экспериментально, так и теоретически изучен фотовольтаический эффект в варизонных структурах с $p-n$ -переходом и барьером Шоттки, а также закономерности фотомагнитного эффекта и фотопроводимости ВЗП (см., например, [1]). Что касается фотовольтаического эффекта в однородно легированных ВЗП, то он исследовался без учета фотоэдс Дембера [2-4], за исключением работы [5], в которой рассчитан фотовольтаический эффект для случая толстых (полубесконечных) ВЗП. В настоящем сообщении теоретически исследуются особенности фотовольтаического эффекта в слоях ВЗП p - и n -типа проводимости с линейно зависящей от координаты шириной запрещенной зоны $E_g(x)$ и толщиной d , соизмеримой с диффузионной длиной L неосновных носителей заряда.

Рассмотрим пластину ВЗП, которая со стороны широкозонной грани $x = 0$ освещается монохроматическим излучением с энергией квантов $h\nu \geq E_g(d)$ и плотностью потока фотонов Φ_0 . Будем предполагать, что: а) захват фотоносителей на примесные центры отсутствует, так что в объеме ВЗП концентрации избыточных электронов Δn и дырок Δp равны; б) фотовозбуждение характеризуется небольшой интенсивностью, при которой концентрация фотоносителей намного меньше концентрации легирующей примеси N ; в) влиянием неосновных носителей на электропроводность можно пренебречь. При этих условиях,

исходя из выражений для плотности электронного и дырочного токов [1,5], можно получить следующее выражение для возникающей на образце фотоэдс:

$$U = U_F + U_D, \quad (1)$$

где полевая или варизонная составляющая фотоэдс

$$U_F = \frac{A}{kT} \frac{dE_g}{dx} \int_0^d \Delta n(x) dx, \quad (2)$$

диффузионная составляющая или фотоэдс Лембера

$$U_D = A\bar{b}[\Delta n(d) - \Delta n(0)]. \quad (3)$$

Здесь $A = kTb^*/eN$, k — постоянная Больцмана, T — температура, e — модуль заряда электрона, \bar{b} , b^* — коэффициенты, зависящие от отношения подвижностей электронов и дырок: $\bar{b} = 1 - b < 0$, $b^* = b^{-1}$ в случае n -типа проводимости, $\bar{b} = 1 - b^{-1} > 0$, $b^* = -b$ в случае p -типа проводимости.

Поскольку внутреннее квазиэлектрическое поле действует в примесных ВЗП только на неосновные носители, увлекая их в узкозонную часть полупроводника, знак полевой составляющей фотоэдс определяется только типом проводимости ВЗП и не зависит от формы координатного распределения фотоносителей. В то же время знак фотоэдс Лембера независимо от типа проводимости ВЗП совпадает со знаком разности $\Delta n(0) - \Delta n(d)$, т.е. определяется характером зависимости $\Delta n(x)$. В однородных полупроводниках $\Delta n(0) > \Delta n(d)$; подобная ситуация реализуется и в толстых варизонных пластинах, в которых неравновесные носители не достигают неосвещенной грани [5]. В тонких слоях ВЗП в зависимости от частоты света, которая задает положение области генерации фотоносителей, а также градиента E_g , скоростей поверхностных рекомбинаций S_1 , S_2 на гранях $x = 0$ и $x = d$, может изменяться не только величина, но и знак фотоэдс Лембера. Отмеченные обстоятельства дают основания ожидать в тонких ВЗП качественно новых особенностей фотоэдс по сравнению со случаем толстых структур.

Для детального анализа закономерностей фотовольтаического эффекта в тонкослойных ВЗП необходимо иметь явный вид координатной зависимости $\Delta n(x)$, который можно найти из уравнения непрерывности [5]

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{|\nabla E_g|}{kT} \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{L^2} = -\frac{\tau g(x)}{L^2} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\left(\frac{d\Delta n}{dx} - \frac{|\nabla E_g|}{kT} \Delta n \right) \Big|_{x=0,d} = \pm \frac{\tau S_{1,2}}{L^2} \Delta n \Big|_{x=0,d} \quad (5)$$

Здесь τ — время жизни неравновесных носителей заряда; $g(x)$ — функция генерации фотоносителей, которую, ограничиваясь далее случаем сильного поглощения света, будем аппроксимировать δ -функцией:

$g(x) = \eta \Phi_0 \delta(x - x_\nu)$, где η — квантовый выход внутреннего фотоэффекта, $x_\nu = [E_g(0) - h\nu]/|\nabla E_g|$.

Из (2)–(5) получим следующие выражения для спектральных зависимостей варизонной и диффузионной составляющих фотоэдс:

$$U_F(\xi_\nu) = \eta \tau \Phi_0 \bar{A} \delta \left\{ \exp \left[-\frac{\delta(\xi_\nu + \bar{d})}{2} \right] \left[s_1 f_1 \exp \left(-\frac{\delta \bar{d}}{2} \right) + s_2 f_2 \right] / B - 1, \right\} \quad (6)$$

$$U_D(\xi_\nu) = \eta \tau \Phi_0 \bar{A} \exp \left[-\frac{\delta(\xi_\nu + \bar{d})}{2} \right] \left[f_1 \exp \left(-\frac{\delta \bar{d}}{2} \right) - f_2 \right] / B, \quad (7)$$

где

$$\xi_\nu = x_\nu/L, \quad \bar{d} = d/L, \quad \delta = l|\nabla E_g|kT, \quad s_{1,2} = \tau S_{1,2}/L, \quad \bar{A} = A/L,$$

$$f_1 = (\delta + 2s_1) \operatorname{sh}(q\xi_\nu) + 2q \operatorname{ch}(q\xi_\nu), \quad f_2 = (2s_2 - \delta) \operatorname{sh}[q(\bar{d} - \xi_\nu)] + 2q \operatorname{ch}[q(\bar{d} - \xi_\nu)],$$

$$B = 2 \operatorname{sh}(q\bar{d}) [1 + s_1 s_2 + \delta(s_1 - s_2)/2 + q(s_1 + s_2) \operatorname{cth}(q\bar{d})], \quad q = \sqrt{1 + \delta^2/4}.$$

Вследствие громоздкости полученных формул проведем их анализ для случаев слабых ($\delta \ll 1$) и сильных ($\delta \gg 1$) внутренних полей.

В области слабых внутренних полей, когда движение носителей имеет в основном диффузионный характер, с изменением частоты может изменяться знак фотоэдс в слоях как n -, так и p -типа проводимости (в случае полубесконечных ВЗП смена знака фотоэдс возможна только при n -типе проводимости [5]). При $s_{1,2} \ll |\bar{b}|/\delta$, $\exp \bar{d} \gg 1$ из (1), (6) и (7) можно получить следующее выражение для точки (частоты) инверсии фотоэдс.¹

$$\bar{\xi}_\nu = d^* + \ln \left\{ \frac{(1 + s_2)}{2\bar{b}} \left[\delta + \operatorname{sign}(\bar{b}) \sqrt{\delta^2 + \frac{4\bar{b}^2}{(1 + s_1)(1 + s_2)} \exp(-d^*)} \right] \right\}, \quad (8)$$

где $d^* = \bar{d}(1 - \delta/2)$.

В предельном случае настолько малых градиентов E_g , когда можно пренебречь пространственной неоднородностью ВЗП ($\delta \ll 2|\bar{b}| \exp(-\bar{d}/2)/\sqrt{(1 + s_1)(1 + s_2)}$), формула (8) сводится к следующему виду:

$$\bar{\xi}_\nu = \frac{d^*}{2} + \ln \sqrt{\frac{1 + s_2}{1 + s_1}} + \frac{\delta}{2\bar{b}} \sqrt{(1 + s_1)(1 + s_2)} \exp \left(\frac{d^*}{2} \right).$$

Из (9) следует, что точка генерации фотоносителей, соответствующая частоте, при которой происходит смена знака фотоэдс, смещается к грани с большей скоростью поверхностной рекомбинации. При

¹ Аналогичной зависимостью (получающейся из (8) при $\bar{b} = 1$), теоретически предсказанной в [6] и экспериментально подтвержденной в [7], описывается положение точки инверсии фотомагнитного эффекта в ВЗП.

$s_{1,2} \ll 1$, когда инверсия фотоэдс Лембера происходит при $\xi_\nu \simeq \bar{d}/2$, смена знака полной фотоэдс достигается в области значений ξ_ν , при которых U_F и U_D имеют противоположные знаки, а именно при $\xi_\nu < \bar{d}/2$ в ВЗП n -типа; при $\xi_\nu > \bar{d}/2$ в ВЗП p -типа.

С увеличением δ частота, при которой фотоэдс меняет знак, смещается в зависимости от типа проводимости в коротковолновую (для ВЗП n -типа) или длинноволновую (для ВЗП p -типа) области спектра. При $s_{1,2} \ll |\bar{b}|/\delta, 2|\bar{b}| \exp(-\bar{d}/2) \sqrt{(1+s_1)(1+s_2)} \ll \delta \ll 1$ положение точки инверсии фотоэдс в варизонных слоях n - и p -типа проводимости задается соответственно выражениями

$$\bar{\xi}_\nu = \ln \left[\frac{b-1}{\delta(1+s_1)} \right], \quad (10)$$

$$\bar{\xi}_\nu = d^* - \ln \left[\frac{b-1}{\delta b(1+s_2)} \right]. \quad (11)$$

При больших скоростях поверхностных рекомбинаций ($s_{1,2} \gg |b|/\delta$) фотоэдс ВЗП знакопостоянна и описывается зависимостью

$$U(\xi_\nu) = \eta\tau\Phi_0\bar{A}\delta \left[2 \exp\left(\frac{d^*}{2}\right) \operatorname{sh}\left(\xi_\nu - \frac{d^*}{2}\right) - 1 \right], \quad (12)$$

из которой следует, что экстремум фотоэдс, подобно максимуму фотопроводимости тонких слоев ВЗП [8], достигается при $\xi_\nu = d^*/2$.

Рассмотрим теперь особенности фотоэдс ВЗП при больших градиентах ($\delta \gg 1, \bar{d}$). В случае, когда $\delta > b/\bar{d}$ (для ВЗП n -типа), $\delta > \sqrt{b}$ (для ВЗП p -типа), во всем спектральном диапазоне фоточувствительности ВЗП ($h\nu \geq E_g(d)$) знак фотоэдс постоянен и совпадает со знаком варизонной фотоэдс. Если в толстых (полубесконечных) ВЗП основной вклад в фотоэдс дает варизонная составляющая [5], то в тонко-слоистых ВЗП, вследствие затягивания носителей встроенным полем к узкозонной грани, в преобладающей части спектра фоточувствительности при скоростях поверхностных рекомбинаций, не превышающих намного единицу, фотоэдс U_F и U_D соизмеримы по величине, причем в ВЗП n -типа $|U_D| > |U_F|$.

В области больших $|\nabla E_g|$, как и в случае незначительных $|\nabla E_g|$, возможна смена знака фотоэдс, однако только для ВЗП с большими значениями b , а именно при выполнении неравенств, $1, \bar{d} \ll \delta < b/\bar{d}$ (в случае ВЗП n -типа проводимости), $1, \bar{d} \ll \delta < \sqrt{b}$ (для ВЗП p -типа). При этом инверсия фотоэдс в слоях n -типа (проявляющаяся при $s_2 > b\delta/[b - \bar{d}(\delta + s_1)]$) и p -типа происходит соответственно при

$$\bar{\xi}_\nu = \frac{1}{\delta} \ln \left[\frac{b(s_1 + s_2)}{(\delta + s_1)(b + \bar{d}s_2)} \right], \quad (13)$$

$$\bar{\xi}_\nu = \bar{d} - \frac{1}{1 + \delta s_2} \left(\frac{1}{\delta} - \frac{\delta}{b} \right). \quad (14)$$

Когда $\delta \gg 1$, \bar{d} , спектр фототок в длинноволновой области, а при $s_{1,2} \ll 1$ в диапазоне $E_g(d) \leq h\nu \leq E_g(0)$, описывается линейной зависимостью

$$U(\xi\nu) = \frac{\eta\tau\Phi_0\bar{A}}{1 + \delta s_2} \left[(\xi\nu - \bar{d})(\bar{b} + \delta s_2) + \delta(\bar{b} - 1) + \frac{1}{\delta} \right]. \quad (15)$$

Установленные особенности фотовольтаического эффекта в тонко-слоистых ВЗП могут быть использованы для определения параметров ВЗП.

В заключение, в связи с перспективностью создания на основе однородно легированных эпитаксиальных слоев p -(CdHg)Te фотовольтаических приемников инфракрасного излучения, работающих при комнатной температуре [9], оценим влияние варизонности на фоточувствительность таких приемников. Если принять $E_g(0) = 0.4$ эВ, $E_g(d) = 0.2$ эВ, $T = 290$ К, $s_1 = 0$, $s_2 = 10^5$ м/с, $b = 100$, $\tau = 10^{-7}$ с, $d = 2L = 40$ мкм [9,10], то при $h\nu = 0.4$ эВ фоточувствительность варизонных слоев в 1.7 раза превышает фоточувствительность гомозонных образцов с $E_g = 0.4$ эВ. Кроме того, за счет дрейфа носителей в варизонном поле уменьшается время фотоответа (почти в 4 раза при указанных выше значениях параметров).

Список литературы

- [1] Г.П. Пека, В.Ф. Коваленко, А.Н. Смоляр. *Варизонные полупроводники* (Киев, 1989).
- [2] J. Tauc. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 308 (1957).
- [3] А.Н. Именков, Н. Назаров, Б.С. Сулейманов, Б.В. Царенков, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **12**, 2377 (1979).
- [4] О.А. Токалин. *ФТП*, **13**, 2071 (1979).
- [5] О.В. Константинов, Г.В. Царенков. *ФТП*, **10**, 720 (1976).
- [6] С.Г. Петросян. *ФТП*, **11**, 886 (1977).
- [7] Р.С. Габараев, В.А. Калухов, С.И. Чикичев. *ФТП*, **19**, 742 (1985).
- [8] В.Г. Савицкий, Б.С. Соколовский. *ФТП*, **13**, 1442 (1979).
- [9] Z. Djuric, J. Piotrowski. *Sol. St. Electron.* **34**, 265 (1991).
- [10] Н.Н. Берченко, В.Е. Кревс, В.Г. Средин. *Полупроводниковые твердые растворы и их применение* (М., 1982).

Редактор В.В. Чалдышев

Photovoltaic effect in thin variband layers

B.S. Sokolovskii

IV.Franko Lvov State University, 290602 Lvov, the Ukraine

The photovoltaic effect in uniformly doped thin layers with constant energy gap gradient is investigated theoretically. It has been shown that the photoEMF sign reversal may occur on the spectral dependencies of photovoltaic effect. The dependence of the location of photoEMF inverse points on the layer parameters has been established.