

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С *p-n-p*-ПЕРЕХОДАМИ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Г.А. Набиев

*Ферганский политехнический институт
Узбекистан*

Поступила в редакцию 19.12.2008

В работе разработана теория особенностей фотовольтаического эффекта в полупроводниках с *p-n-p*-переходами при неоднородном освещении. Получено аналитическое выражение для фотонапряжения в *p-n-p*-структуре и в пленке, генерирующем аномально-большое фотонапряжение при неоднородном освещении из которого в частном случае получают нормальный и аномальные фотовольтаические эффекты, а также переход аномального фотовольтаического эффекта в нормальный.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальному исследованию АФН (аномально-большие фотонапряжения) – эффекта в полупроводниковых пленках, технологии получения АФН-пленок посвящено достаточное количество работ [1 – 8]. Но теоретических работ посвященных АФН-эффекту вообще и связи АФН с технологическими параметрами и характеристиками в частности, сравнительно мало.

Известны работы [9, 10] в которых фотовольтаический эффект в *p-n-p*-структуре рассматривается для случая однородного освещения. В работе [7] рассматривается фотовольтаический эффект в *p-n-p*-структуре только с асимметричными *p-n* и *n-p*-переходами и привлечением объемно – градиентной (поперечной) фотоЭДС [7]. Это является частным случаем и отходом от *p-n-p*-модели АФН-эффекта.

Общепринято, что АФН-пленка является батареей микрофотоэлементов. В барьерной модели, обычно считается что фотонапряжение в базисном микрофотоэлементе может возникать либо при асимметричном освещении *p-n* и *n-p*-переходов либо когда *p-n*- и *n-p*-переходы различны по своим характеристикам. В отличие от ранних работ нами учтены обе причины появления АФН; проведен аналитический расчет АФН; получено выражение, устанавливающее связь АФН с технологическими факторами и числом микро фотоэлементов, и интенсивностью света, проведен численный расчет

$V_{\text{АФН}}$ для случая CdTe.

Обязательным условием получения АФН-пленок является “косое осаждение” полупроводникового вещества на подложку. При косоугольном напылении в начальной стадии осаждения на подложке образуется тонкий поликристаллический слой, без преимущественного выделения какого-нибудь направления; затем те грани кристаллов, которые обращены к тиглю, растут быстрее, и образуется пленка с кристалликами, наклоненными на угол равный углу осаждения. Взаимодействие с остаточными газами в процессе получения пленки приводит к образованию окисных пленок на гранях дендритных выступов. Та грань дендритного выступа, которая обращена в сторону тигля и противоположная абсорбируют остаточные газы по-разному. Таким образом, на этих гранях дендритного выступа появляются окисные слои с различной толщиной. В зависимости от технологических условий получения и последующих обработок толщины окисных слоев могут меняться. Между окисными слоями и напыляемым полупроводниковым веществом появляются барьерные слои, которые при освещении разделяют неравновесные электроны и дырки. При перпендикулярном осаждении полупроводникового вещества поглощающие способности граней дендритов одинаковы и при равномерном освещении, полученных пленок, АФН не наблюдается, т. к. возникающее фотонапряжение

на первом барьере полностью компенсируется таким же по величине, но отрицательным по знаку фотонапряжением, возникающим на другом противоположном барьере.

ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В *p-n-p*-СТРУКТУРЕ И АФН-ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ С *p-n-p*-ПЕРЕХОДАМИ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Условие однородного освещения выполняется тогда, когда выполняются условия $\kappa d \ll 1$, $\kappa L \ll 1$, которые для некоторых тонких пленок не имеют места. С другой стороны при рассмотрении частных случаев (это относится и к случаю однородного освещения объема полупроводникового образца) возможные физические эффекты могут не выявляться. Поэтому рассмотрим

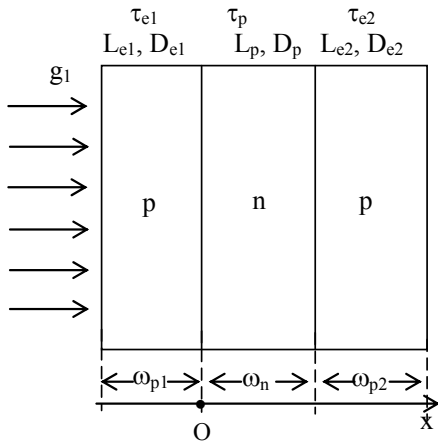


Рис. 1. Схема расчета.

более общий случай – фотовольтаический эффект в *p-n-p*-структуре и соответственно в многослойной структуре типа АФН-пленка в случае, когда генерация уменьшается с толщиной полупроводника (рис.1 и рис. 2).

Уравнение непрерывности для первой *p*-области структуры

$$D_{e1} \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + g_1(x) - \frac{\Delta n}{\tau_{e1}} = 0, \quad (1)$$

где

$$g_1(x) = g_0 \exp(-\kappa(\omega_p + x)) = g_1(0) \exp(-\kappa x). \quad (2)$$

Граничные условия записываются в виде:

$$n = n_{p1} \exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) \quad \text{при } x = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = -\omega_{p1}. \quad (4)$$

Решение уравнения (1) находим в виде:

$$\Delta n = n_{p1} \left(e^{\left(\frac{qU_1}{kT}\right)} - 1 \right) \frac{\text{ch}\left(\frac{\omega_{p1} + x}{L_{e1}}\right)}{\text{ch}\left(\frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}\right)} - \frac{g_1(0)\tau_{e1}}{\kappa^2 L_{e1}^2 - 1} \times \left(e^{(-\kappa x)} + \kappa L_{e1} e^{(\kappa \omega_{p1})} \frac{\text{sh} \frac{x}{L_{e1}}}{\text{ch} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}} - \frac{\text{ch} \frac{\omega_{p1} + x}{L_{e1}}}{\text{ch} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}} \right). \quad (5)$$

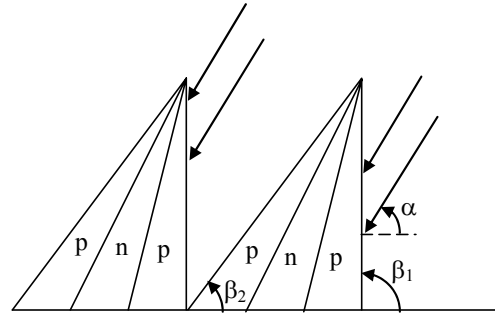


Рис. 2. Фрагмент дендритной структуры с *p-n-p*-переходами.

Плотность электронного тока в первом переходе ($x = 0$) находим по обычной схеме

$$j_{e0} = qD_{e1} \frac{d\Delta n}{dx} \Big|_{x=0} = \frac{g(0)qL_{e1}}{\kappa^2 L_{e1}^2 - 1} \times \left[\kappa L_{e1} \left(1 - \exp(\kappa \omega_{p1}) \text{sech} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} \right) + \text{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} \right] + \frac{qL_{e1}}{\tau_{e1}} n_{p1} \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) \text{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}. \quad (6)$$

Уравнение непрерывности для *n*-области структуры

$$D_h \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} + g_1(x) - \frac{\Delta p}{\tau_h} = 0. \quad (7)$$

Граничные условия для этой области записываются в виде:

$$p = p_n \exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) \quad \text{при } x = 0, \quad (8)$$

$$p = p_n \exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) \quad \text{при } x = \omega_n. \quad (9)$$

Для Δp получим

$$\Delta p = p_n \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) \frac{\text{sh} \frac{\omega_n - x}{L_h}}{\text{sh} \frac{\omega_n}{L_h}} + \left(e^{\left(\frac{qU_2}{kT}\right)} - 1 \right) \frac{\text{sh}(x/L_h)}{\text{sh}(\omega_p/L_h)} + \frac{g_1(0)\tau_h}{\kappa^2 L_h^2 - 1} \times \quad (10)$$

$$\times \left(\frac{\text{sh}((\omega_n - x)/L_h) + e^{(-\kappa\omega_n)} \text{sh}(x/L_h)}{\text{sh}(\omega_n/L_h)} - e^{(-\kappa x)} \right).$$

Плотность тока

$$j_{ho} = -qD_h \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=0} = \frac{qL_h p_n}{\tau_h} \left[\left(e^{\left(\frac{qU_1}{kT} \right)} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} - \left(e^{\left(\frac{qU_2}{kT} \right)} - 1 \right) \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right] - \quad (11)$$

$$- \frac{g(0)qL_h}{\kappa^2 L_h^2 - 1} \left(\kappa L_h + e^{-\kappa\omega_n} \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} - \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} \right).$$

Плотность дырочной составляющей диффузионного тока через второй переход ($x = \omega_n$) p - n - p -структуры

$$j_{h\omega_n} = -qD_h \left. \frac{d\Delta p}{dx} \right|_{x=\omega_n} = \left[\frac{qL_h p_n}{\tau_h} \left(e^{\frac{qU_1}{kT}} - 1 \right) \times \right. \\ \left. \times \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} - \left(e^{\frac{qU_2}{kT}} - 1 \right) \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} \right] - \frac{g(0)qL_h}{\kappa^2 L_h^2 - 1} \times \\ \times \left(\kappa L_h e^{-\kappa\omega_n} + e^{-\kappa\omega_n} \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} - \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right). \quad (12)$$

Для третьей области структуры уравнение непрерывности

$$D_{e2} \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + g_1(x) - \frac{\Delta n}{\tau_{e2}} = 0. \quad (13)$$

Граничные условия записываются в виде:

$$\text{де: } n = n_{p2} e^{\left(\frac{qU_2}{kT} \right)} \text{ при } x = \omega_n, \quad (14)$$

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial x} = 0 \text{ при } x = \omega_n + \omega_{p2} = l. \quad (15)$$

Общее решение можно записать в виде:

$$\Delta n = n_{p2} \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT} \right) - 1 \right) \frac{\text{ch}(\ell - x)/L_{e2} +}{\text{ch} \omega_{p2}/L_{e2}} + \\ + \frac{g_1(0)\tau_{e2} e^{(-\kappa\omega_n)}}{\kappa^2 L_{e2}^2 - 1} \left[-e^{(-\kappa(x-\omega_n))} - \right. \\ \left. - \frac{\kappa L_{e2} \exp(-\kappa\omega_{p2}) \text{sh} \frac{x - \omega_n}{L_{e2}} - \text{ch} \frac{\ell - x}{L_{e2}}}{\text{ch} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}}} \right]. \quad (16)$$

Окончательное выражение для плотности тока

$$j_{e\omega_n} = -\frac{qL_{e2}}{\tau_{e2}} n_{p2} \left(e^{\left(\frac{qU_2}{kT} \right)} - 1 \right) \text{th}(\omega_{p2}/L_{e2}) + \\ + \frac{qg_1(0)L_{e2} \exp(-2\kappa\omega_n)}{\kappa^2 L_{e2}^2 - 1} \times \quad (17)$$

$$\times \left\{ \kappa L_{e2} \left[1 - e^{(-\kappa\omega_{p2})} \text{sech}(\omega_{p2}/L_{e2}) \right] - \text{th}(\omega_{p2}/L_{e2}) \right\}$$

Используя условие равенства нулю полного тока в режиме генерации фотонапряжения для неоднородного освещения p - n - p -структуры и

$$U = U_1 - U_2 \quad (18)$$

находим результирующее фотонапряжение в p - n - p -структуре при освещении светом, когда функция генерации зависит от координаты

$$U = \frac{kT}{q} \ln \left\{ \left[1 + \left(\frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} + \frac{qL_{e1} n_{p1}}{\tau_{e1}} \text{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right)^{-1} \left[\left(e^{\frac{qU_2}{kT}} - 1 \right) \left(\frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{qL_{e2} n_{p2}}{\tau_{e2}} \text{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} + \frac{qL_h n_{p2}}{\tau_h} \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right) - \frac{g_1(0)qL_{e1}}{\kappa^2 L_{e1}^2 - 1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\kappa L_{e1} \left(1 + e^{\kappa\omega_{p1}} \text{sech} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} \right) + \text{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} \right] + \frac{g_1(0)qL_h}{\kappa^2 L_h^2 - 1} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\kappa L_h + e^{-\kappa\omega_n} \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} - \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} + \kappa L_h e^{-\kappa\omega_n} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + e^{-\kappa\omega_n} \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} - \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right) - \frac{g_1(0)L_{e2} e^{-\kappa\omega_n}}{\kappa^2 L_{e1}^2 - 1} \right] \times \right. \\ \left. \times \left[\kappa L_{e2} - \kappa L_{e2} e^{-\kappa\omega_n} \text{sech} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} - \text{th} \frac{\omega_n}{L_{e2}} \right] \right\} - U_2 \quad (19)$$

При освещении слабопоглощаемым светом ($\kappa\omega_{p1}, p2, n \ll 1, \kappa L_{e1}, e2, h \ll 1$) из выражения (19) получаем

$$U = \frac{kT}{q} \ln \left\{ 1 + \left(\frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} + \frac{qL_{e1} n_p}{\tau_{e1}} \text{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right)^{-1} \left[\left(e^{\left(\frac{qU_2}{kT} \right)} - 1 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cth} \frac{\omega_n}{L_h} + \frac{qL_{e2} n_{p2}}{\tau_{e2}} \text{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{qL_h p_n}{\tau_h} \text{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} \right) + g_0 q L_{e1} \left(\kappa L_{e1} - \right. \right. \right. \quad (20)$$

$$- \kappa L_{e1} \operatorname{sech} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} + \operatorname{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}) - 2g_0 q \kappa \kappa_h^2 +$$

$$+ g_0 q L_{e2} \left(\kappa L_{e2} - \kappa L_{e2} \operatorname{sech} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} - \operatorname{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} \right) \Big] - U_2$$

При $L_{e1} = L_{e2} = L_h$, $\tau_{e1} = \tau_{e2} = \tau_h = \tau$,
 $n_{p1} = n_{p2} = p_n$, $\omega_{p1} = \omega_{p2} = \omega_n = \omega$.

$$U = \frac{kT}{q} \ln \left[e^{\left(\frac{qU_2}{kT} \right)} - \left(\frac{p_n}{\tau} \operatorname{cth} \frac{\omega}{L} + \frac{p_n}{\tau} \operatorname{th} \frac{\omega}{L} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{p_n}{\tau} \operatorname{cosech} \frac{\omega}{L} \right)^{-1} 2g_0 \kappa L \operatorname{sech} \frac{\omega}{L} \right] - U_2. \quad (21)$$

При низких освещенностях света

$$U = - \frac{kT}{q} \frac{2g_0 \kappa L \tau \operatorname{sech} \frac{\omega}{L}}{p_n \left(\operatorname{cth} \frac{\omega}{L} + \operatorname{th} \frac{\omega}{L} + \operatorname{cosech} \frac{\omega}{L} \right)}. \quad (22)$$

Из полученных выражений следует, что даже при однородном освещении $p-n-p$ -структуры с одинаковыми параметрами барьеров и квазинейтральных областей генерируется фотонапряжение и меняет знак при переходе, в простейшем случае, как и в [11] угла $\alpha = (\beta_1 + \beta_2)/2$.

Применительно к АФН-пленке генерируемое аномальное фотонапряжение нужно записывать для батареи $p-n-p$ -элементов с учетом дендритной структуры в соответствующих областях изменения α . При освещении в пределах углов $0 \leq \alpha \leq \beta_2$ АФН в структуре записывается в виде:

$$V = (N - 1)U[g_1(0)] + U[g_3(0)]. \quad (23)$$

При освещении в пределах углов $\beta_2 \leq \alpha \leq \beta_1$ АФН-эффект может быть представлен выражением:

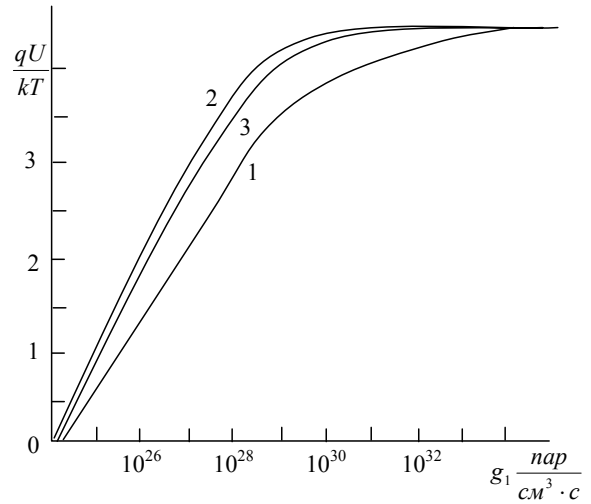
$$V = NU[g_3(0)] + NU[g_4(0)]. \quad (24)$$

При освещении под углами из области $\beta_1 < \alpha \leq \pi$ АФН-эффект представляется выражением

$$V = (N - 1)U[g_2(0)] + U[g_4(0)]. \quad (25)$$

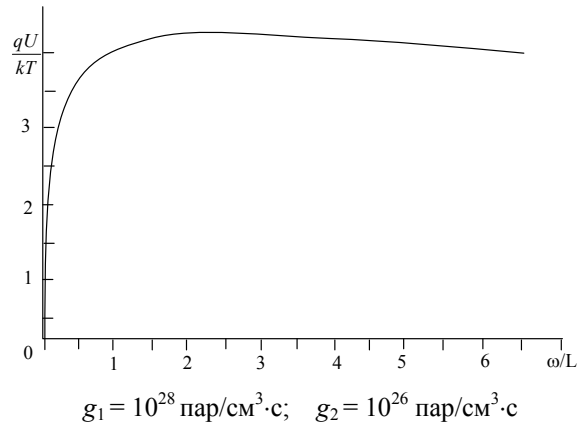
Угловая зависимость в данном случае аналогична угловой зависимости при нормальном дембер-эффекте [11].

На рис. 3 и рис. 4 приведены ЛВХ и зависимость АФН от толщины пленки, соответственно при нормальном фотовольтаическом эффекте в батарее $p-n-p$ -переходов.



$\omega/L = 0,1$ (1); 1 (2); 7 (3)

Рис. 3. ЛВХ нормального фотовольтаического эффекта в батарее $p-n-p$ -переходов при одинаковости параметров всех областей.



$g_1 = 10^{28}$ пар/см³·с; $g_2 = 10^{26}$ пар/см³·с

Рис. 4. Зависимость нормального фотовольтаического эффекта от толщины пленок в батарее $p-n-p$ -переходов при одинаковости параметров всех областей.

АНОМАЛЬНЫЙ ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В $p-n-p$ -СТРУКТУРЕ И АФН-ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ С $p-n-p$ -ПЕРЕХОДАМИ ПРИ ОДНОРОДНОМ ОСВЕЩЕНИИ

При $\kappa\omega$, $\kappa x \ll 1$; $x/L \ll 1$ для неравновесной концентрации носителей заряда в первой p -области получаем

$$\Delta n = n_{p1} \left(\exp \left(\frac{qU_1}{kT} \right) - 1 \right) \frac{\operatorname{ch} \frac{\omega_{p1} + x}{L_{e1}}}{\operatorname{ch} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}} +$$

$$+ g_{01} \tau \left(1 - \frac{\operatorname{ch} \frac{\omega_{p1} + x}{L_{e1}}}{\operatorname{ch} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}} \right). \quad (26)$$

Для плотности тока

$$j_{eo} = \frac{qD_{e1}}{L_{e1}} n_{p1} \left(e^{\left(\frac{qU_1}{kT}\right)} - 1 \right) \operatorname{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} - g_{01} q L_{e1} \operatorname{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}. \quad (27)$$

Для *n*-области структуры

$$\Delta p = p_n \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) \frac{\operatorname{sh} \frac{\omega_n - x}{L_h}}{\operatorname{sh} \frac{\omega_n}{L_h}} + p_n \left(e^{\left(\frac{qU_2}{kT}\right)} - 1 \right) \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{L_h}}{\operatorname{sh} \frac{\omega_n}{L_h}} + g_{01} \tau_h \left(1 - \frac{\operatorname{sh} \frac{\omega_n - x}{L_h} + \operatorname{sh} \frac{x}{L_h}}{\operatorname{sh} \frac{\omega_n}{L_h}} \right). \quad (28)$$

Плотность дырочного тока через первый переход

$$j_{h0} = \frac{qD_h}{L_h} p_n \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{\omega_n}{L_h} - \frac{qD}{L_h} p_n \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} + \frac{g_{01} \tau_h D_h}{L_h} \left(\operatorname{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} - \operatorname{cth} \frac{\omega_n}{L_h} \right). \quad (29)$$

Дырочная составляющая диффузионного тока через второй переход

$$j_{h\omega_n} = \frac{qD}{L_h} p_n \left(\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cosech} \frac{\omega_n}{L_h} - \frac{qD_h}{L_h} p_n \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cth} \frac{\omega_n}{L_h} + qg_{01} L_h \left(\operatorname{cth}(\omega_n/L_h) - \operatorname{cosech}(\omega_n/L_h) \right). \quad (30)$$

Для неравновесной концентрации во второй *p*-области *p-n-p*-структуры имеем

$$\Delta n = n_{p2} \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \frac{\operatorname{ch}((l-x)/L_{e2})}{\operatorname{ch}(\omega_{p2}/L_{e2})} +$$

$$+ g_{01} \tau_{e2} \left(1 - \frac{\operatorname{ch}((l-x)/L_{e2})}{\operatorname{ch}(\omega_{p2}/L_{e2})} \right). \quad (31)$$

Плотность электронной составляющей диффузионного тока через второй переход

$$j_{e\omega_n} = -\frac{qD_{e2}}{L_{e2}} n_{p2} \left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} + qg_{01} L_{e2} \operatorname{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}}. \quad (32)$$

Для результирующего фотонапряжения получим

$$U = \frac{kT}{q} \ln \left\{ 1 + \left(\frac{qL_{e1} n_{p1} \operatorname{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}}}{\tau_{e1}} + \frac{qL_h p_n \operatorname{cth} \frac{\omega_n}{L_h}}{\tau_h} + \frac{qL_h p_n \operatorname{cosech} \frac{\omega_n}{L_h}}{\tau_n} \right)^{-1} \left[\left(\exp\left(\frac{qU_2}{kT}\right) - 1 \right) \times \left(\frac{qL_{e2} n_{p2} \operatorname{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}}}{\tau_{e2}} + \frac{qL_h p_n \operatorname{cth} \frac{\omega_n}{L_h}}{\tau_h} + \frac{qL_h p_n \operatorname{cosech} \frac{\omega_n}{L_h}}{\tau_h} \right) + g_{01} q \times \left(L_{e1} \operatorname{th} \frac{\omega_{p1}}{L_{e1}} - L_{e2} \operatorname{th} \frac{\omega_{p2}}{L_{e2}} \right) \right] \right\} - U_2$$

Из этих выражений видно, что когда параметры барьеров и квазинейтральных областей *p-n-p*-структуры равны при освещении одной *p-n-p*-структуры или АФН-пленки слабопоглощаемым излучением под любым углом фотонапряжение равно нулю.

В случае, когда одна из величин $L_1 \operatorname{th}(\omega_{p1}/L_1)$ или $L_2 \operatorname{th}(\omega_{p2}/L_2)$ больше другой, фотонапряжение не равно нулю и генерируется напряжение в *p-n-p*-структуре и АФН-пленка выдает аномально-большое фотонапряжение. Из полученных выражений, следует, что фотонапряжение не имеет инверсии знака, причем при $L_1 \operatorname{th}(\omega_{p1}/L_1) > L_2 \operatorname{th}(\omega_{p2}/L_2)$, $U_1 > U_2$ и при освещении под любым углом результирующим является фотонапряжение (U_1), генерируемое на первом барьере, и наблюдается АФН-эффект с одним знаком; при $L_2 \operatorname{th}(\omega_{p2}/L_2) > L_1 \operatorname{th}(\omega_{p1}/L_1)$ аналогично, при освещении под любым углом результирующим является фотонапряжение (U_2), генерируемое на втором барьере и возникает АФН с другим – противополо-

ложенным знаком. Угловая зависимость АФН-эффекта имеет вид одnogорбой кривой с максимумом в простейшем случае при $\alpha = (\beta_1 + \beta_2)/2$. Она аналогична угловой зависимости аномального дембер-эффекта [11].

На рис. 5 и рис. 6 приведены ЛВХ и зависимость АФН от толщины пленки, соответственно, при аномальном фотовольтаическом эффекте в батарее $p-n-p$ -элементов.

Численный расчет генерируемого фотонапряжения по полученной формуле проводился для значений $L_{e1} = 5 \cdot 10^{-6}$ см; $\tau_{e1} = 10^{-11}$ с; $\omega_n/L_h = 0,1$; $p_n = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$; $L_h = 10^{-6}$ см.

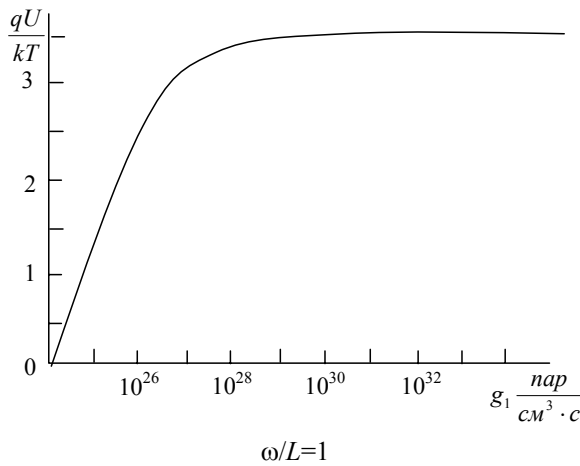
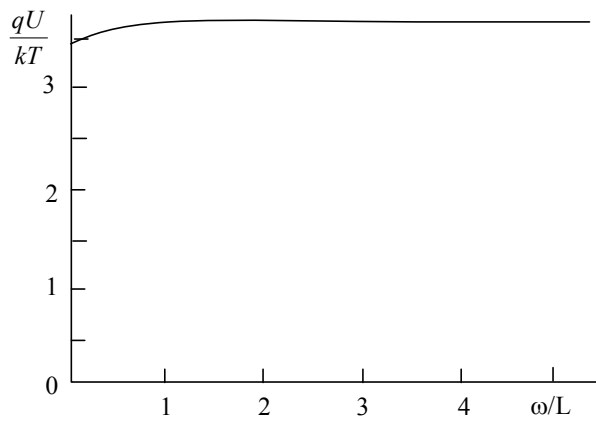


Рис. 5. ЛВХ аномального фотовольтаического эффекта в батарее $p-n-p$ - переходов.



$g_1 = 10^{28}$ пар/см $^3 \cdot$ с, $g_2 = 10^{26}$ пар/см $^3 \cdot$ с
Рис. 6. Зависимость аномального фотовольтаического эффекта от толщины пленки в батарее $p-n-p$ -переходов.

Таким образом, в $p-n-p$ -структуре и в АФН-пленке наблюдается явление аналогичное аномальному эффекту дембера в однородных полупроводниках, т.е. знак генерируемого фотонапряжения не зависит от

угла освещения. Назовем этот эффект аномальным фотовольтаическим эффектом в $p-n-p$ -структуре.

ПЕРЕХОД ОТ АНОМАЛЬНОГО ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В $p-n-p$ -СТРУКТУРЕ К НОРМАЛЬНОМУ

Выясним, можно ли перейти от аномального фотовольтаического эффекта в $p-n-p$ -структуре и соответственно в многослойной структуре, базисным элементом которого является $p-n-p$ - структура, к нормальному, т.е. к угловой зависимости с инверсией знака фотонапряжения. Предположим, что $p-n-p$ -структура освещается так, что вес фотоактивный свет поглощается в первой p -области.

Для концентрации неравновесных носителей заряда получаем

$$\Delta n_{p1} = n_{p0} \left[\exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x}{L_{e1}}\right) + \frac{g_1(0)\tau_{e1}}{\kappa^2 L_{e1}^2 - 1} \left[\exp\left(-\frac{x_1}{L_{e1}}\right) - \exp(-\kappa x) \right]. \quad (34)$$

где $g_1(0) = g_{01}e^{-\kappa\omega p1}$.

Плотность тока

$$j_{e1}(0) = -\frac{qD_{e1}n_{p0}}{L_{e1}} \left[e^{\left(\frac{qU_1}{kT}\right)} - 1 \right] + \frac{qg_1(0)}{\kappa}. \quad (35)$$

Фотонапряжение

$$V_1 = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{g_1(0)L_{e1}}{D_{e1}n_{p0}\kappa} \right). \quad (36)$$

При освещении со стороны другой p -области для фотонапряжения получаем

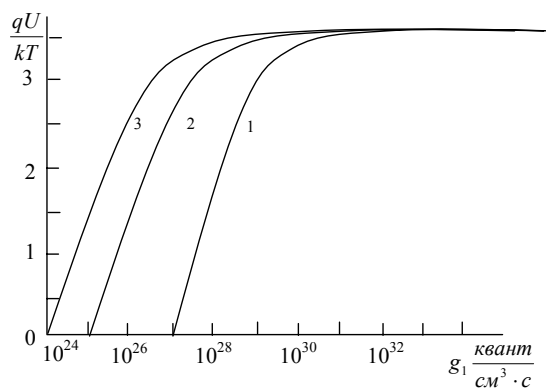
$$V_2 = -\frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{g_2(0)L_{e2}}{D_{e2}n_{p02}\kappa} \right). \quad (37)$$

Анализ полученных выражений для АФН-эффекта показывает, что при освещении сильнопоглощаемым монохроматическим излучением при переходе от освещения первых p -областей к освещению вторых p -областей АФН-эффект меняет знак как и в случае дембер эффекта [11].

Таким образом, путем аналитического расчета показано, что в угловой зависимости АФН-эффекта, когда генерируемое фотонапряжение в $p-n$ -переходе ($n-p$ -перехо-

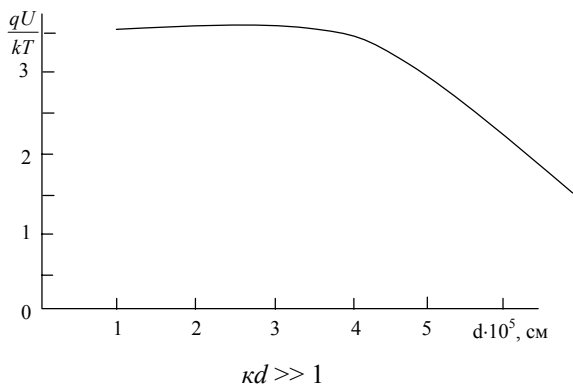
де) *p-n-p*-элемента намного больше чем в *n-p*-переходе (*p-n*-переходе) переход от освещения слабопоглощаемым длинноволновым светом, когда наблюдается аномальный фотовольтаический эффект в АФН-пленке с *p-n-p*-переходным базисным элементом, к освещению сильнопоглощаемым монохроматическим светом приводит к инверсии знака фотонапряжения, т. е. аномальный фотовольтаический эффект в *p-n-p*-структуре становится нормальным.

На рис. 7 и рис. 8 приведены ЛВХ и зависимость АФН от толщины пленки, соответственно, при переходе от аномального к нормальному фотовольтаическому эффекту в *p-n-p*-структуре. Численный расчет генерируемого фотонапряжения проводился для значений $L_{e1} = 5 \cdot 10^{-6}$ см, $\kappa = 10^5$ см⁻¹, $D_{e1} = 2,5$ см²/с, $n_{p1} = 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³.



$d = 10^{-4}$ (1), $5 \cdot 10^{-5}$ (2), $3 \cdot 10^{-5}$ (3) см

Рис. 7. ЛВХ при переходе от аномального к нормальному фотовольтаическому эффекту в батарее *p-n-p*-переходов.



$kd \gg 1$

Рис. 8. Зависимость фотонапряжения от толщины пленки в батарее *p-n-p*-переходов при переходе от аномального к нормальному фотовольтаическому эффекту.

Сопоставление полученных результатов

угловой зависимости для АФН-эффекта, основанного на дембер-эффекте в однородных полупроводниках и на фотовольтаическом эффекте в *p-n-p*-структуре показывает, что как в первом, так и в другом случаях закономерности угловой зависимости АФН-эффекта аналогичны друг-другу.

Экспериментальная зависимость АФН от толщины пленки имеет колоколообразный вид с максимумом [4]. Сравнение полученных характеристик с экспериментальными данными [4] показывает, что на практике реализуется случай нормального фотовольтаического эффекта в *p-n-p*-структуре.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Показано, что в *p-n-p*-структуре и АФН-пленке с *p-n-p*-переходами наблюдается явление аналогичное аномальному эффекту дембера в однородных полупроводниках, т. е. знак генерируемого фотонапряжения не зависит от угла освещения. Этот эффект назван аномальным фотовольтаическим эффектом в *p-n-p*-структуре и АФН-пленке.
2. Показано, что в угловой зависимости *p-n-p*-структуры и АФН-пленки с *p-n-p*-переходами, когда генерируемое фотонапряжение в *p-n*-переходе (или *n-p*-переходе) *p-n-p*-структуры намного больше в *n-p*-переходе (*p-n*-переходе) переход от освещения слабопоглощаемым длинноволновым светом, когда наблюдается аномальный фотовольтаический эффект к освещению сильнопоглощаемому коротковолновому свету наблюдается инверсия знака фотонапряжения, т.е. аномальный фотовольтаический эффект в *p-n-p*-структуре становится нормальным.
3. При интерпретации экспериментальных результатов и в численных расчетах в отличие от ранних работ, учтены как асимметрия освещения *p-n*- и *n-p*-переходов, так и различие параметров *p-n*- и *n-p*-переходов; неоднородность генерационно-рекомбинационных процессов.
4. Получено аналитическое выражение для фотонапряжения в *p-n-p*-структуре и АФН-пленке с *p-n-p*-переходами при

неоднородном освещении из которого, как частный случай, получают нормальный, аномальные фотовольтаические эффекты и переход аномального фотовольтаического эффекта в нормальный.

5. Сопоставление с экспериментальными данными для АФН-пленок показывает, что на практике реализуется случай нормального фотовольтаического эффекта в $p-n-p$ -структуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Starkiewicz I., Sosnowski L., Simpson O. Occurrence of condom photovoltaic barriers in photoconductive layers // Nature. – 1946. – Vol. 158. – P. 26.
2. Pensak L. High voltage photovoltaic effect// Phys. Rev. – 1958. – Vol. 109, № 2. – P. 601.
3. Goldstein B. Properties of photovoltaic films of CdTe//Phys. Rev. – 1959. – Vol. 30. – P. 155-161.
4. Адирович Э.И. и др. Аномально большие фотоэлектрический и фотомагнитный эффекты в полупроводниковых плёнках//Сб. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника. – Ташкент. Изд. ФАН. – 1972. – С.143-229.
5. Арифов У.А., Абдуллаев Н., Арифджанова М. Исследование АФН-эффекта в пленках GaAs//ФТП. –1976. – Т. 10, Вып. 1. – С. 25-30.
6. Стафеев В.И. Супермногослойные структуры с $p-n$ -переходами//ФТП. – 1971. – Т. 5, № 3. – С. 408-416.
7. Гулый Е.Г., Жадько И.П., Романов В.А. Фотовольтаические свойства ассиметричной периодической $p-n-p$ -структуры//ФТП. – 1982. – Т. 16, Вып. 2. – С. 331-336.
8. Агарев В.Н., Степанова Н.А. К теории эффекта аномального фотонапряжения в многослойных структурах с $p-n$ -переходами// ФТП. – 2000. –Т. 34, № 4. – С. 452-455.
9. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963, – 496 с.
10. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. – М.: Мир, 1973. – 456 с.
11. Набиев Г.А. Теория АФН-эффекта с дембировским механизмом в полупроводниковых пленках//Физическая инженерия поверхности. – 2008. – Т. 6, № 1-2. – С. 51-58.

ОСОБЛИВОСТІ ФОТОВОЛЬТАІЧНОГО ЕФЕКТУ У БАГАТОШАРОВИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ З $p-n-p$ -ПЕРЕХОДАМИ ПРИ НЕОДНОРІДНОМУ ОСВІТЛЕННІ

Г.А. Набієв

У роботі розроблена теорія особливостей фотовольтаічного ефекту в напівпровідниках з $p-n-p$ -переходами при неоднорідному освітленні. Отримано аналітичний вираз для фотонапруги в $p-n-p$ -структурі та у плівці, що генерує аномально-велику фотонапругу при неоднорідному освітленні з якого в окремому випадку отримують нормальний, аномальні фотовольтаічні ефекти й перехід аномального фотовольтаічного ефекту в нормальний.

SPECIAL QUALITIES OF PHOTO VOLTAGE EFFECT IN MULTY LEVELED SEMICONDUCTORS WITH $p-n-p$ -STRUCTURE WITH NONSIMILAR LIGHTNING

G.A. Nabiev

In the present, work the theory of special qualities of photovoltage with $p-n-p$ -structure with nonsimilar lightning. Has been got analytical expression for the pholtage in $p-n-p$ -structure and on the film, which generalizied anomalous high photo voltage with nonsimilar lightning because of with nonsimilar lightning beceouse uf what the normal, anomalous photovoltage effect are issied, and the transference from anomalous photovoltage to normal voltage is possible.