

ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ НА S-ДИОДЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ ИЗ КРЕМНИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ЦИНКОМ

В. М. АРУТЮНЯН, Ф. В. ГАСПАРЯН

Получены выражения для вольт-амперной характеристики, фоточувствительности и коэффициента инжекционного умножения для случаев, когда концентрация глубоких центров постоянна и когда она изменяется по экспоненциальному закону.

1. Введение и постановка задачи

В настоящей работе теоретически рассматривается влияние света из области собственного поглощения на характеристики кремниевых p^+np^+ -структур в режиме двойной инжекции, имеющих на прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) участок отрицательного дифференциального сопротивления S-типа. В базу структуры помимо примесей, создающих мелкие, полностью ионизированные уровни, введен цинк, создающий в запрещенной зоне Si глубокие рекомбинационные центры. Такие S-диоды обладают высокой фоточувствительностью [1—10], причем из кремниевых диодов наиболее чувствительными к свету являются диоды, легированные Zn, S и Ni [5—10]. В работах [7—9, 11—13] было замечено появление на ВАХ S-диодов участка с сублинейной зависимостью тока от напряжения. Такая зависимость, в основном, имеет место при освещении, а иногда и без него [8, 9, 11—13]. При освещении S-диодов вклад инжектированных из переходов носителей в интегральную проводимость значительно превышает вклад носителей, созданных непосредственно освещением. Этот механизм инжекционного умножения был предложен В. И. Стафеевым. Им вместе с В. М. Гариньным [14] проведено теоретическое рассмотрение влияния света из области собственного поглощения на характеристики S-диодов из $Ge < Au >$. В работах [15, 16] рассмотрен случай влияния примесного освещения на характеристики S-диодов из $Si < Au >$.

В кремнии цинк создает в запрещенной зоне два уровня, расположенных на 0,31 эв и 0,55 эв выше потолка валентной зоны [6]. Здесь мы пользуемся обозначениями, принятыми в работе [18]. Для расчетов используется уравнение непрерывности дырочного тока в виде

$$\frac{d(PE)}{dx} = (-P + f_r) \frac{1}{u_p \tau_p}, \quad (1)$$

где $\bar{I}$ — интенсивность света, умноженная на коэффициент поглощения света и квантовый выход.

Рассмотрение проводится в дрейфовом приближении с использованием метода последовательных приближений (итераций) для случаев постоянной по координате концентрации глубоких акцепторов и наличия их градиента в базе; при этом концентрация мелких доноров по базе считается неизмен-

ной. Получены выражения для ВАХ до срыва и величины фоточувствительности S для всех вариантов. Фоточувствительность определяется из выражения [14]

$$S = \frac{\nu}{ed} \left(\frac{\partial j}{\partial f} \right)_{V = \text{const}}, \quad (2)$$

где ν — квантовый выход прибора, и сравнивается с фоточувствительностью фотосопротивления, изготовленного из такого же материала, которая равна

$$S_{\text{фс}} = \frac{\nu j \tau_n^0}{ed(n_T + f \tau_n^0)}. \quad (3)$$

Коэффициент инжекционного умножения $A(j, f)$ равен $S/S_{\text{фс}}$.

Для анализа характеристик S -диодов при наличии градиента концентрации глубоких акцепторов ниже для определенности принято [17], что в области $0 < x_0 < x < x_1$ (причем $x_1 < d$) $N_a(x)$ изменяется по экспоненциальному закону (рис. 1).

$$N_a(x) = N_a^0 \exp(-ax), \quad (4)$$

где N_a^0 — концентрация акцепторных центров на границе базы, a — постоянная, характеризующая скорость изменения концентрации.

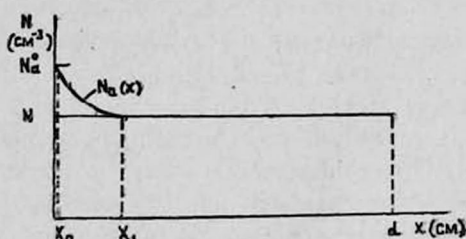


Рис. 1. Картина профиля распределения по базе глубоких акцепторов $N_a(x)$.

2. Влияние освещения на характеристики S -диодов из $Si < Zn >$

Расчеты проведены для области среднего уровня инжекции ($P_2 < P < P_2 + \theta_2 n$), т. е. в области до срыва, где справедливы следующие выражения [18] для τ_p и P :

$$\tau_p \approx \frac{P_1(P_2 + \theta_2 n)}{\theta_1 n p} \tau_{p1}^0, \quad (5)$$

$$P \approx \frac{(P_2 + \theta_2 n_0)(n_0 + 2N - N_g)}{N_g - N - n_0}. \quad (6)$$

Используя эти соотношения и граничное условие $E=0$, $x=d$, из уравнения непрерывности (1) для электрического поля в базе получим выражение

$$E = E_0(1 - \omega)\epsilon, \quad (7)$$

где E_0 — электрическое поле в нулевом приближении (поле в базе при отсутствии освещения [18]), а ω — член, возникающий при учете освещения. Они равны

$$E_0 = \left[\frac{\gamma(d-x)j^2}{\tau^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

$$\omega = \frac{(d-x)f\delta}{g(2-g)U_p P_2 E_0}, \quad (9)$$

где

$$g \equiv \frac{1}{3-q-2l}, \quad \gamma \equiv \frac{1}{gU_p \tau_{p1}^0 E_n^{2l} E_T^q}, \quad \tau \equiv e U_{n0} N_1, \quad \delta \equiv \frac{N_g - N}{2N - N_g},$$

$$N_1 \equiv \sqrt{\frac{P_1 P_2 \delta}{\theta_1 \theta_{20}}}. \quad (10)$$

Из (7) следует, что электрическое поле уменьшается с ростом f . Обычно эта область напряженности электрического поля занимает большую часть базы и ВАХ прибора можно определить путем интегрирования

$$V_f \approx \int_{x_0}^d E dx, \quad (11)$$

где $x_0 \ll d$ и является границей применимости формулы (7). Тогда для ВАХ получим выражение вида

$$j = \frac{\sigma}{V \gamma (d-x_0)} \left\{ \frac{1+g}{d-x_0} \left[V_f + \frac{(d-x_0)^2 f \delta}{2(2-g)U_p P_2} \right] \right\}^{1/2g}, \quad (12)$$

откуда следует, что ВАХ «длинной» p^+nn^+ -структуры, изготовленной из $Si<Zn>$, при освещении имеет сублинейный характер. ВАХ в виде (12) еще раз свидетельствует о том, что двойная инжекция может привести не только к суперлинейным зависимостям тока от напряжения.

Из формул (2) и (12) для фоточувствительности S_f и коэффициента инжекционного умножения $A(j, f)$ получаем выражения

$$S_f = \frac{(g+1)(d-x_0) \gamma j \delta}{4g(2-g)ed U_p P_2 E_0} \left(\frac{d-x}{d-x_0} \right)^g, \quad (13)$$

$$A(j, f) = S_f \frac{ed}{\gamma j} \left(f + \frac{n_T}{\tau_n^0} \right) \left(\frac{d-x}{d-x_0} \right)^g. \quad (14)$$

S_f зависит от тока так $S_f \sim j^{-(2g-1)}$, т. е. довольно медленно уменьшается с током (рис. 2, кривая а). S_f зависит от температуры через величины P_1 , P_2 , а также от U_p , U_n и резко увеличивается с понижением температуры.

Сечение захвата электрона σ_n^- обычно зависит от интенсивности фотовозбуждения (см., напр., [19]). Эту зависимость можно представить в двух видах

$$q' = q + \varphi f, \quad (15)$$

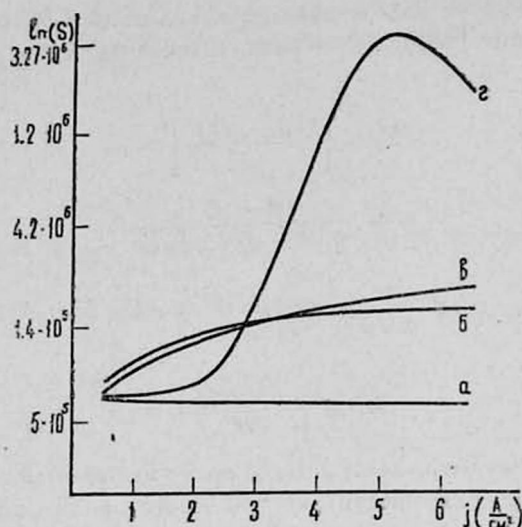


Рис. 2. Зависимость фоточувствительностей: $a - S_f$, $b - S_q$, $v - S_\theta$, $z - S_{\theta_f}$ от тока в полулогарифмическом масштабе при следующих параметрах полупроводника: $\gamma = 1$, $P_1 = 6,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $P_2 = 4,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $N_g = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (т.е.

$\rho_{\text{исх}} = 4 \text{ ом см}$), $\theta_1 = 1,5 \cdot 10^{-2}$, $\theta_2 = 1,5 \cdot 10^{-4}$, $\tau_{p1}^0 = 2,4 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$,

$N = 0,72 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_a^0 = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $d = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, $q = 0,6$,

$l = 0,25$, $E_T = E_n = 1,2 \cdot 10^3 \text{ в см}^{-1}$, $U_n = 1,4 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$, $U_p =$

$= 4,8 \cdot 10^2 \text{ см}^2 \text{ в}^{-1} \text{ сек}^{-1}$, $x_0 = 10^{-4} \text{ см}$, $\varphi f = \varphi_1 f = 0,2$, $x_1 = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

$$\theta'_2 = \theta_2 (1 \pm \varphi_1 f) = \theta_{20} (1 \pm \varphi_1 f) \left(\frac{E}{E_T} \right)^q, \quad (16)$$

где q' — зависящий от освещенности показатель степени в полевой зависимости сечения захвата [18], φ и φ_1 — постоянные. Возможны и более сложные зависимости σ_n^- , но мы ограничимся зависимостями (15) и (16).

При выполнении (15) формула для ВАХ структуры не меняется, остается справедливым выражение (12) с заменой g и γ соответственно на g_0 и γ_0 , где для g_0 и γ_0 имеем те же формулы, что для g и γ , с заменой в них q на q' . Фоточувствительность теперь определяется следующим выражением:

$$S_q = S_f^0 \left[1 + \frac{\varphi f g_0 (8 - 3 g_0)}{2 - g_0} \right] - \frac{\gamma \varphi j}{2 e d} \left\{ \frac{\gamma j}{2 e d f S_f^0 \left(\frac{\gamma j}{2 e d g_0 f S_f^0} - 1 \right)^2} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\gamma j}{e d g_0 f S_f^0} - 3 \right) - \frac{g_0 (2 - g_0 - g_0^2)}{2 (1 + g_0)} - \ln \left[\frac{(1 + g_0) \gamma j}{2 e d g_0 f S_f^0} \right] \right\}, \quad (17)$$

где S_f^0 дается выражением (13) с заменой g на g_0 . Выражение (17) получено при следующих легко выполнимых неравенствах:

$$\frac{(d - x_0)^2 f \delta}{2 U_p P_2 (2 - g_0) V_q} < 1, \quad q' < 2(1 - l). \quad (18)$$

Нетрудно заметить, что при $\varphi = 0$ S_f^0 переходит в S_f и $S_q = S_f$. Зависимость S_q от тока представлена на рис. 2 (кривая б). Зависимость S_q от температуры имеет примерно такой же характер, что и S_f от температуры.

При выполнении (16) в (7) вместо ω появляется член $\omega \mp \varphi_1 f$, и выражения для ВАХ и фоточувствительности принимают вид

$$j_0 = \frac{j}{2g \sqrt{1 \pm \varphi_1 f g}}, \quad S_0 = \frac{S_f}{1 \pm \varphi_1 f g} \mp \frac{\varphi_1^2 j_0}{2edg(1 \pm \varphi_1 f g)}. \quad (19)$$

Зависимость тока от напряжения по-прежнему остается сублинейной. Зависимость S_0 от тока представлена на рис. 2 (кривая в).

3. Статическая ВАХ p^+nn^+ -структуры при наличии в базе градиента концентрации цинка

В первом приближении из уравнения непрерывности можно получить следующее выражение:

$$E = E_{01} (1 - \omega_1)^g, \quad (20)$$

где E_{01} — напряженность электрического поля в нулевом приближении, ω_1 — член, связанный с существованием в базе градиента акцепторов,

$$E_{01} = \left(\frac{B}{1 - x/d} \right)^g E_0, \quad \omega_1 \approx \frac{\xi}{jB} \left[\frac{E_0}{(d-x)^g} \right]^{2-l}, \quad (21)$$

$$B \equiv A_1 - \frac{\partial}{\partial d} \ln y \left(1 - \frac{y}{2} \right), \quad A_1 \equiv 1 - \frac{x_1}{d} \partial_1 + \frac{\partial}{\partial d} \ln y_0 \left(1 - \frac{N}{N_g} \right), \quad y \equiv y_0 e^{-\alpha x},$$

$$y_0 \equiv \frac{2N_a^0}{N_g}, \quad \partial_1 \equiv \frac{N}{2N - N_g}, \quad \xi \equiv \frac{eU_{n0} U_p \alpha \tau_{p1} P_1 N_g \partial_1^2 (\partial_1^{1+g(2-l)} - 1) E_n^l}{\theta_1 [1 + g(2-l)] N \partial d (d - x_1)^{-1+g(2-l)}}. \quad (22)$$

Более точное выражение для ω_1 приведено в [20] (Приложение 2, формула (2-1)).

Падение напряжения V_v в этом случае определяется следующим интегрированием:

$$V_v = \int_{x_0}^{x_1} E_{01} (1 - \omega_1)^g dx + \int_{x_1}^d E_0 dx, \quad (23)$$

откуда получаем

$$V_v = \frac{E_0 d}{(1+g) \left(1 - \frac{x}{d} \right)^g} \left\{ \left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^{1+g} + \frac{1}{\partial \partial_1} \left[\left(\xi_1 - \partial \partial_2 \frac{x_0}{d} \right)^{1+g} - \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\xi_1 - \partial \partial_2 \frac{x_1}{d} \right)^{1+g} \right] \right\}, \quad (24)$$

где

$$\delta_2 = \frac{N_a^0}{N_g} \left(\frac{N_a^0}{N_g} + 1 \right) - 1, \quad \xi_1 = A_1 - B\omega_1 - \frac{\partial}{\partial d} \ln y_0 + \frac{\partial}{\partial d} \frac{y_0}{2} \left(1 + \frac{y_0}{4} \right). \quad (25)$$

Выражение (24) получено при следующих ограничениях:

$$\alpha x_0 < 1, \quad N_a^0 \exp(-\alpha x_0) < N_g. \quad (26)$$

ВАХ по-прежнему остается сублинейной. Из сравнения напряженностей электрических полей E_{01} и E_0 (см. выражения (21)) получаем $\left(\frac{E_{01}}{E_0} \right) = \left(\frac{B}{1 - \frac{x}{d}} \right)^g > 1$, что свидетельствует о том, что существова-

ние в базе структуры градиента глубоких акцепторов увеличивает напряженность электрического поля, приводя к еще большему сосредоточению электрического поля у p^+ -перехода.

4. Влияние освещения на характеристики S -диода из Si с экспоненциальным распределением по базе цинка

Выражение для напряженности электрического поля имеет вид

$$E = E_{01} (1 - \omega_2)^g, \quad (27)$$

$$\omega_2 \approx \omega_1 + \frac{(1 - x_1/d)^{2-g} (\delta_1^{2-g} - 1) f d \left(1 - \frac{x}{d} \right)^g}{g(2-g) U_p P_2 B E_0}. \quad (28)$$

Более точное выражение для ω_2 приведено в [20] (Приложение Z, формула (2—5)). Отметим, что $\omega_2 > \omega_1$, т. е. освещение приводит к уменьшению электрического поля в базе по сравнению с темновым случаем.

Для $V_{f\gamma}$ получаем следующее выражение:

$$V_{f\gamma} = \frac{E_0 d}{(1+g) \left(1 - \frac{x}{d} \right)^g} \left[\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^{1+g} + \frac{1}{\delta_2} \left(\xi_2^{1+g} - \xi_3^{1+g} \right) + \right. \\ \left. + \frac{(1+g) \left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^2 \left(1 - \frac{x}{d} \right)^g f \delta d}{2(2-g) U_p P_2 E_0} \right], \quad (29)$$

где

$$\xi_2 \equiv \xi_1 - B(\omega_2 - \omega_1) - \delta \delta_2 \frac{x_0}{d}, \quad \xi_3 \equiv \xi_1 - B(\omega_2 - \omega_1) - \delta \delta_2 \frac{x_1}{d}. \quad (30)$$

Выражение (29) справедливо в диапазоне

$$g(2-g) U_p P_2 E_0 / (d-x) f > 1. \quad (31)$$

При отсутствии освещения формула для $V_{f\gamma}$ переходит в (24). Из выражения (29) и соотношения (2) нетрудно определить значение фоточувствительности

$$S_{f\gamma} = S_f \times \frac{\frac{(1-x_1/d)^2}{1-x_0/d} \left(1 - \frac{x_0}{d}\right)^g \left[1 + \frac{2(\delta_1^{2-g}-1)}{g\delta_2^2} (\xi_2^g - \xi_3^g)\right]}{\left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^{1+g} + \frac{1}{\delta\delta_2} (\xi_2^{1+g} - \xi_3^{1+g}) + \frac{B(1+g)}{\delta\delta_2} (\xi_2^g - \xi_3^g) \left[\omega_2 - \left(3-l - \frac{1}{2g}\right)\omega_1\right]} \quad (32)$$

$S_{f\gamma}$ имеет довольно сложную температурную и токовую зависимости.

Если имеет место зависимость (15), то ВАХ имеет вид (29) с заменой g на g_0 и γ на γ_0 , а фоточувствительность определяется выражением

$$S_{q\gamma} = \frac{(1+g_0)\gamma j}{2edg_0} \left\{ \frac{\left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{d}\right)^{g_0} \delta d}{2(2-g_0)U_p P_2 E_{0,0}} \left(1 + \frac{\varphi f g_0^2}{2-g_0}\right) - \frac{\varphi g_0 \eta_1}{(1+g_0)^2} - \right. \\ \left. - \frac{\varphi g_0^2}{1+g_0} \left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^{1+g_0} \ln \left(1 - \frac{x_1}{d}\right) + \eta_2 \left\{ \left[1 - \varphi f \ln \left(\frac{d-x_1}{d-x}\right)^{g_0} \frac{E_{0,0}}{E_T} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. - \varphi f \frac{g_0(3-g_0)}{2-g_0} \right] \frac{(\delta_1^{2-g_0}-1)(d-x_1)^2}{g_0(2-g_0)U_p P_2 E_{0,0} d} \left(\frac{d-x}{d-x_1}\right)^{g_0} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\xi_2(2-l)E_{0,0}^{2-l}}{(1+g_0)\left(1 - \frac{x}{d}\right)^{g_0(2-l)}} \left[\ln \left(\frac{d-x_1}{d-x}\right)^{g_0} \frac{E_{0,0}}{E_T} - g_0 \right] \right\} - \frac{\varphi g_0^2 \eta_3}{1+g_0} \right\} \times \\ \times \left\{ \eta_1 + (1+g_0)B\eta_2 \left[\omega_{2,0} - \left(3-l - \frac{1}{2g_0}\right)\omega_{1,0} \right] \right\}^{-1}, \quad (33)$$

где

$$\eta_1 = \left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^{1+g_0} + \frac{1}{\delta\delta_2} (\xi_{2,0}^{1+g_0} - \xi_{3,0}^{1+g_0}), \\ \eta_2 = \frac{\xi_{2,0}^{g_0} - \xi_{3,0}^{g_0}}{\delta\delta_2}, \quad \eta_3 = \frac{\xi_{2,0}^{1+g_0} \ln \xi_{2,0} - \xi_{3,0}^{1+g_0} \ln \xi_{3,0}}{\delta\delta_2}; \quad (34)$$

$E_{0,0}$, ξ_0 , $\xi_{2,0}$, $\xi_{3,0}$, $\omega_{2,0}$ и $\omega_{1,0}$ совпадают соответственно с E_0 , ξ , ξ_2 , ξ_3 , ω_2 и ω_1 с заменой в них g на g_0 и γ на γ_0 . При $\varphi = 0$ получаем $S_{q\gamma} = S_{f\gamma}$.

В случае выражения (16) для фоточувствительности имеем

$$S_{\theta\gamma} = \pm \frac{\gamma \varphi_1 j}{2ed(1 \pm \varphi_1 f)} \left[1 \pm \frac{(1+g)\left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^2 \left(1 - \frac{x}{d}\right)^g \delta d}{2g(2-g)(1 \pm \varphi_1 f) \varphi_1 U_p P_2 E_0} \times \right. \\ \left. \times \frac{1 \pm \varphi_1 f g + 2(\delta_1^{2-g}-1)(\chi_2^g - \chi_3^g)/g \left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^g \delta^2 \delta_2}{\left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^{1+g} + \frac{1}{\delta\delta_2} (\chi_2^{1+g} - \chi_3^{1+g})} \right] \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\frac{(1+g)B}{\delta\delta_2} (\chi_2^g - \chi_3^g) \left[\frac{\omega_2 - \omega_1}{1 \pm \varphi_1 f} - \left(2 - l - \frac{1}{2g} \right) \right]}{\left(1 - \frac{x_1}{d} \right)^{1+g} + \frac{1}{\delta\delta_2} (\chi_2^{1+g} - \chi_3^{1+g})} \right]^{-1}, \quad (35)$$

где

$$\chi_i = \xi_i \pm \frac{\varphi_1 f B (\omega_2 - \omega_1)}{1 \pm \varphi_1 f}, \quad i = 2, 3. \quad (36)$$

Зависимость S_{0v} от тока представлена на рис. 2 (кривая 2). Из выражений (17), (19), (32), (33) и (35) нетрудно определить коэффициент инжекционного умножения $A(j, f)$. Заметим, что при $\varphi_1 = 0$ S_{0v} переходит в S_{fv} .

Отметим, что проведенный выше анализ справедлив в случае, когда объемный заряд ρ в базе мал. Для этого необходимо, как нетрудно убедиться, выполнение следующих условий:

$$\frac{\rho}{e} < n, p, n_0, \frac{p_1}{k}, N_g, N_-, N_{2-}, (N_g - N), (2N - N_g).$$

Оценки показывают, что для участка сублинейности и $N_a^0 < (1,6 \div 1,7)N$ эти условия выполняются и встроенное из-за градиента $N_a(x)$ поле мало по сравнению с E . Учет экспоненциального распределения f по базе не вносит существенного вклада в полученные для «длинного» диода результаты.

В заключение заметим, что выше рассматривался случай сравнительно слабого градиента концентрации глубоких уровней. При более сильном $\text{grad } N_a$ возможна перекомпенсация базы в области наибольших значений N_a , что может привести к образованию $\pi\pi$ -перехода или двух таких переходов, т. е. к превращению $p^+n\pi^+$ -структур в четырехслойные структуры типа $p^+\pi n\pi^+$ и $p^+\pi\pi n^+$ или в пятислойную структуру типа $p^+\pi n\pi n^+$. При таких $\text{grad } N_a$ уже нельзя всюду в базе пользоваться условием квазинейтральности и пренебрегать встроенным полем. К эдс из-за наличия встроенного поля при освещении суммируется эдс обратно-смещенного $\pi\pi$ -перехода, поэтому необходим тщательный учет вклада каждой из составляющих в полную фотоэдс прибора. Если $p^+n\pi^+$ -структура трансформируется в четырехслойную или пятислойную структуры, возможно объяснение сублинейности тепловой генерацией носителей в обратно-смещенном $\pi\pi$ -переходе из-за концентрации поля на этом переходе; становятся понятными и большие падения напряжения на S -диоде, наличие заметной фотоэдс и зависимости ВАХ S -диода от освещения. Интересными являются и возможность инверсии знака на переходе с ростом уровня инжекции и освещенности, и вопрос фактического исчезновения такого типа переходов при высоких уровнях инжекции и освещения. Эти соображения справедливы в случае компенсации полупроводника одно- и многозарядными центрами, двумя и более независимыми центрами и амфотерными примесями.

Авторы признательны члену-корр. АН АрмССР Г. М. Авакьянцу и З. Н. Адамянцу за обсуждение работы.

Институт радиифизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 5.X.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Стафеев. Кандидатская диссертация, ФТИ АН СССР, 1958; ФТТ, 5, 3095 (1963).
2. W. Tyler. Phys. Rev., 96, 226 (1954).
3. В. И. Стафеев. Авторское свидетельство № 213194 с приоритетом от 1958 г.
4. В. И. Стафеев. ФТТ, 1, 841 (1959); 5, 185 (1963).
5. N. Holonyak. Proc. IRE, 50, 2443 (1962).
6. A. J. Mayer, B. G. Streetman, N. Holonyak. Trans. IEEE, ED-16, 963 (1969).
7. А. А. Лебедев, А. Т. Мамадалимов, Н. Султанов. ФТП, 8, 306 (1974). Сб. Полупроводниковые приборы и их применение, вып. 28, 1974, стр. 200.
8. Г. М. Авакьянц и др. ДАН АрмССР, 57, 152 (1973).
9. Г. М. Авакьянц и др. Микроэлектроника, 3, 49 (1974).
10. С. В. Минасян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1975.
11. А. А. Лебедев, Н. Султанов. ФТП, 3, 134 (1969).
12. Г. М. Авакьянц, С. Г. Долмазян, Э. А. Хазарджян. ДАН АрмССР, 57, 9 (1973).
13. Г. Е. Петрушина, В. И. Шопен, ФТП, 9, 3 (1975).
14. Б. М. Гарин, В. И. Стафеев. ФТП, 6, 78 (1972).
15. В. М. Арутюнян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1969.
16. Б. М. Гарин, В. И. Стафеев. Труды МФТИ, ч. 2, 1973, стр. 88.
17. E. Schibli, A. G. Milnes. Solid State Electron, 10, 97 (1967).
18. Э. Н. Адамян, В. М. Арутюнян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 484 (1974).
19. A. F. Sklensky, R. H. Bube. Phys. Rev., B6, 1328 (1972).
20. В. М. Арутюнян и др. Препринт ИРФЭ № 2, Ереван, 1975.

ԼՈՒՍԱՎՈՐՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՑԻՆԿՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՅՎԱԾ
ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ S-ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՎՐԱ:

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒՆՅԱՆ, Զ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Ստացված են վոլտ-ամպերային բնութագրի, ֆոտոզգայնության և ինյեկցիոն բազմապատկման գործակցի համար արտահայտություններ այն դեպքերում, երբ խորը կենտրոնները կոնցենտրացիան հաստատուն է և երբ այն փոփոխվում է էքսպոնենցիալ օրենքով:

THE INFLUENCE OF LIGHT ON ZINC COMPENSATED SILICON S-DIODES

V. M. HARUTUNYAN, F. V. GASPARYAN

The expressions for C - V characteristics, photosensitivity and injection gain coefficient for the case of constant concentration of deep centres as well as for its exponential variation have been obtained.