

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ФОТОУМНОЖИТЕЛЯ НА ОСНОВЕ $pn-i-pn$ СТРУКТУРЫ С ЛАВИННЫМИ $p-n$ ПЕРЕХОДАМИ

К. А. Лукин<sup>1</sup>, Х. А. Сердейра<sup>2</sup>, П. П. Максимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины,  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

<sup>2</sup> *Международный центр теоретической физики им. Абдус Салам, 34100 Триест, Италия*  
E-mail: [Lndes@kharkov.com](mailto:Lndes@kharkov.com)

Моделируется усиление импульса в фотоумножителе на основе  $pn-i-pn$  структуры с внутренним (лавино-каскадным) усилением. Рассчитаны коэффициент усиления, быстродействие и шум лавинного умножения. Показано, что рассматриваемые фотоумножители имеют высокий коэффициент усиления, низкий порог чувствительности по току и более надежны в работе по сравнению с лавинными фотодиодами. Ил. 4. Библиогр.: 17 назв.

**Ключевые слова:** фотоумножитель,  $pn-i-pn$  структура, ударная ионизация, лавинно-каскадное усиление.

Научный и практический интерес к созданию новых типов фотоумножителей вызван потребностью в компактных приборах повышенной надежности, большим коэффициентом внутреннего усиления и низким уровнем шума. Такие фотоумножители необходимы для регистрации и измерения в различных системах обработки оптической информации, обнаружения слабых излучений, дальнометрии, навигации и т. д. [1-5]. Одним из широко применяемых в настоящее время фотодетекторов с внутренним усилением являются лавинные фотодиоды (ЛФД). Они работают в предпробойном режиме и характеризуются высокой чувствительностью, большим усилением и высоким быстродействием. Однако их использование затруднено применением высоких рабочих напряжений и необходимостью их стабилизации [3]. Сложность дальнейшего улучшения характеристик ЛФД заключается в том, что при повышении коэффициента усиления технологически трудно обеспечить низкий уровень шума лавинного умножения, высокую стабильность и пространственную однородность характеристик [1, 3]. Это обусловлено резкой зависимостью коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от напряженности электрического поля, ростом вероятности образования локальных микроплазм при высоких напряжениях, приводящей к выходу прибора из строя, и наличием положительной обратной связи между лавинными процессами в слое умножения  $p-n$  перехода, вызванные электронами и дырками [3, 6]. Вероятность образования локальных микроплазм возможно уменьшить путем применения структурно совершенных кристаллов [6], или за счет конструктивных особенностей прибора, например, введением локальной отрицательной обратной связи между инициирующим лавину током и коэффициентом усиления [4, 5]. Однако наиболее простой способ снижения уровня шума лавинного

умножения, вероятности образования микроплазм и ослабления требования к стабильности источника питания - это применение низкого смещения на  $p-n$  переходе. Для ЛФД этот способ неприемлем, так как уменьшение смещения на  $p-n$  переходе снижает коэффициент усиления. Но он применим для фотоумножителей на основе  $pn-i-pn$  структур с обратно смещенными  $p-n$  переходами, так как в них коэффициент усиления определяется не только смещением на  $p-n$  переходах, но и числом каскадов умножения в них [7]. Отметим, что впервые в работах [8, 9] обратно смещенные  $pn-i-pn$  структуры с положительной обратной связью были рекомендованы для создания на их основе детекторов частиц высоких энергий и генераторов хаотических колебаний.

Целью данной работы является моделирование процессов внутреннего усиления в фотоумножителях на основе  $pn-i-pn$  структур с лавинными  $p-n$  переходами и расчет основных характеристик прибора - коэффициента усиления, быстродействия и шума.

**1. Постановка задачи.** На рис. 1 приведено схематическое изображение фотоумножителя с внутренним усилением и окном прозрачности в обедненной области фоточувствительного  $p_1-n_1$  перехода.

Оптическое излучение мощностью  $P_{opt}$   $\omega = P_{opt} (1 + m e^{j\omega t})$  ( $\omega$  - частота модуляции,  $m$  - коэффициент модуляции) падает на  $p_1-n_1$  переход, при этом часть излучения  $R_{opt} P_{opt}$  может отражаться ( $R_{opt}$  - коэффициент отражения).

Преимущество такого расположения окна заключается в том, что генерация электронно-

дырочных пар и их разделение происходит в одном и том же объеме полупроводника. В этом случае нет потерь на рекомбинацию пар при их дрейфе к  $p-n$  переходу, и не требуется времени на этот дрейф, как это имеет место при расположении окна прозрачности вне  $p-n$  перехода [3].

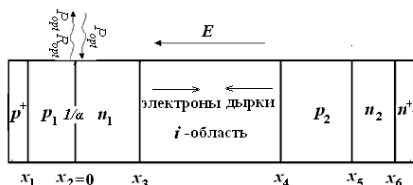


Рис. 1. Схематическое изображение фотоумножителя на основе  $pn-i-pn$  структуры с обратными смещенными  $p-n$  переходами

В фоточувствительном элементе  $p-n$  перехода генерация электронно-дырочных пар происходит при условии превышения энергии света над энергией запрещенной зоны. Эти величины связаны соотношением  $\lambda(\text{нм})=1240/E(\text{эВ})$ . Для полного поглощения глубина фоточувствительного элемента должна быть не меньше глубины проникновения излучения  $1/\alpha$  ( $\alpha$  - коэффициент поглощения) [1]. В германии, начиная от коротких длин волн и вплоть до  $\lambda=1,5$  мкм, практически все излучение поглощается на глубине  $1\div 2$  мкм от поверхности [3]. У кремния максимум спектральной чувствительности лежит при  $\lambda=0,9$  мкм, которому соответствует глубина проникновения излучения 30 мкм [2, 3]. Спектральная область фоточувствительности арсенид-галлия находится в диапазоне  $0,3\div 0,9$  мкм с максимумом спектральной чувствительности при  $\lambda=0,9$  мкм. Этому излучению соответствует глубина проникновения  $1\div 2$  мкм [1].

Рассмотрим процесс внутреннего усиления первичного фототока в  $pn-i-pn$  структуре с положительной обратной связью по дрейфовому току между лавинными  $p-n$  переходами [7]. В первом  $p_1-n_1$  переходе при поглощении излучения  $P_{opt}(\omega)$  генерируются электронно-дырочные пары, число которых определяется квантовой эффективностью. Эти пары умножаются вследствие ударной ионизации в слое умножения  $p_1-n_1$  перехода. Для реализации ударной ионизации необходимо, чтобы толщина обедненной области  $p-n$  перехода превышала длину свободного пробега неравновесных носителей заряда, а энергия, накапливаемая ими в области перехода, превышала порог ударной ионизации атомов решетки. Образовавшиеся в результате ударной ионизации электронно-дырочные пары под действием элект-

рического поля разделяются. Дырки уходят на контакт  $p^+$ , образуя наведенный ток во внешней цепи. Электроны дрейфуют через  $i$ -область к  $p_2-n_2$  переходу, где они инициируют ударную ионизацию с образованием новых электронно-дырочных пар. Далее эти пары разделяются. Электроны уходят на контакт  $n^+$ , образуя наведенный ток во внешней цепи. Дырки через  $i$ -область возвращаются в  $p_1-n_1$  переход, где они повторно инициируют ударную ионизацию с образованием новых электронно-дырочных пар и т. д. Следовательно, внутреннее усиление импульса обусловлено лавинно-каскадным умножением электронно-дырочных пар в  $p_1-n_1$  и  $p_2-n_2$  переходах структуры [7], а наведенный ток во внешней цепи лавинно-каскадного фотоумножителя (ЛКФУ) с течением времени возрастает ступеньками. Число ступенек определяется числом каскадов умножения в  $p-n$  переходах. Из рис. 1 видно, что ударная ионизация в  $p_1-n_1$  переходе инициируется дырками, в  $p_2-n_2$  переходе - электронами.

В качестве математической модели ЛКФУ используем одномерную диффузионно-дрейфовую модель (ДДМ), которая адекватно описывает ударную ионизацию в  $p-n$  переходах [1,4]. Уравнения ДДМ в безразмерной форме записи имеют следующий вид [6,7]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial x} &= \frac{q}{\epsilon\epsilon_0}(p-n+N), \\ \frac{\partial \varphi(x,t)}{\partial x} &= -E(x,t) \end{aligned} \right\}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n,p); \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial x} + \alpha_n J_n + \alpha_p J_p - R(n,p); \quad (3)$$

$$J_n = qnv_n; \quad J_p = qpvp; \quad J_{cm} = \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}; \quad (4)$$

$$J = J_n + J_p + J_d, \quad (5)$$

где  $E$  - напряженность электрического поля;  $\varphi$  - электрический потенциал;  $J$  - плотность полного тока;  $J_n$  - плотность электронного тока;  $J_p$  - плотность дырочного тока;  $J_d$  - плотность тока смещения;  $n$  - концентрация электронов;  $p$  - концентрация дырок;  $v_n, v_p$  - скорость электронов и дырок соответственно;

$$N(x) = \begin{cases} -N_{a1}, & -L_{p1} < x < x_2; & N_{d1}, & x_2 < x < L_{n1} \\ -N_{a2}, & L_{p2} < x < x_3; & N_{d2}, & x_3 < x < L_{n2}; \end{cases}$$

- концентрация примесных атомов;  $N_a$  - концентрация акцепторов;  $N_d$  - концентрация доноров;  $\alpha_n, \alpha_p$  - коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок, которые аппроксимируются экспоненциальной зависимостью от поля  $\alpha(E) = A \exp[-(b/E)^m]$  [10]; значения параметров  $A, b$  и  $m$  определяются материалом полупроводника;  $R(n, p)$  - скорость рекомбинации электронов и дырок по формуле Шокли-Рида-Холла [1];  $L_p, L_n$  - размеры обедненных областей  $p-n$  переходов.

Дифференциальные уравнения (1)-(3) дополняются соответствующими граничными условиями, условиями непрерывности и начальными условиями:

$$\left. \begin{aligned} E(-L_{p1}, t) = 0, \quad E(L_{n1}, t) = E_i(L_{n1}, t), \\ E(L_{p2}, t) = E_i(L_{p2}, t), \quad E(L_{n2}, t) = 0 \end{aligned} \right\}; \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi(-L_{p1}, t) = V, \quad \varphi(L_{n1}, t) = V_i + V_2, \\ \varphi(L_{p2}, t) = V_2, \quad \varphi(L_{n2}, t) = 0 \end{aligned} \right\}; \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} J_p(-L_{p1}, t) = J(t) - J_{ns}(-L_{p1}, t), \\ J_n(x_2, t) = I_0 / S, \\ J_n(L_{n1}, t) = J(t) - J_{pi}(L_{n1}, t), \\ J_p(L_{p2}, t) = J(t) - J_{ni}(L_{p2}, t), \\ J_n(L_{n2}, t) = J(t) - J_{ps}(L_{n2}, t) \end{aligned} \right\}; \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} E(x_{2,5} - 0, t) = E(x_{2,5} + 0, t), \\ \varphi(x_{2,5} - 0, t) = \varphi(x_{2,5} + 0, t) \end{aligned} \right\}; \quad (9)$$

$$J_{pi}(L_{n1}, 0) = J_{ps}; \quad J_{ni}(L_{p2}, 0) = J_{ns}, \quad (10)$$

где  $J_{pi}$  и  $J_{ni}$  - плотности электронного и дырочного токов, поступающие из  $i$ -области в  $p-n$  переход;  $I_0$  - ток, обусловленный первичным фототоком, фоновым и темновым токами;  $S$  - площадь  $p_1-n_1$  перехода;  $J_{ns}$  - плотность электронного темного тока;  $J_{ps}$  - плотность дырочного темного тока.

**2. Коэффициент усиления.** Для численного решения исходные уравнения (1)-(10) нормировались по формулам:  $\bar{E} = E/E_0$ ;  $\bar{\varphi} = \varphi/\varphi_0$ ;  $\bar{J} = J/J_0$ ;  $\bar{n} = n/n_i$ ;  $\bar{p} = p/n_i$ ;  $\bar{N} = N/n_i$ ;  $\bar{t} = t/t_0$ ;  $\bar{x} = x/L_0$ . Нормировочные величины равны  $E_0 = \varphi_0/L_0, \text{ В/м}; L_0 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0/qn_i}, \text{ м};$

$$J_0 = \frac{qn_i D_0}{L_0}, \text{ А/м}^2; D_0 = 1, \text{ м}^2/\text{с}; t_0 = L_0^2/D_0, \text{ с};$$

где  $n_i$  - равновесная концентрация электронов в собственном полупроводнике;  $T$  - абсолютная температура;  $q$  - абсолютное значение заряда электрона;  $\varepsilon\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума;  $k$  - постоянная Больцмана (черта над безразмерными величинами опущена).

Безразмерные уравнения ДДМ, дополненные граничными условиями (6)-(8), условиями непрерывности (9) и начальными условиями (10), решены с помощью разностных методов [11-16]. Коэффициент усиления ЛКФУ определяется выражением [1,6]

$$M = \prod_{j=1}^K m_{1j} m_{2j}; \quad (11)$$

$$m_{1j} = \left\{ 1 - \int_{-L_{p1}}^{L_{n1}} \alpha_p \exp \left[ - \int_{-L_{p1}}^x (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}_j^{-1}; \quad (12)$$

$$m_{2j} = \left\{ 1 - \int_{L_{p2}}^{L_{n2}} \alpha_n \exp \left[ - \int_x^{L_{p2}} (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \right\}_j^{-1}; \quad (13)$$

где  $m_{1j}, m_{2j}$  - коэффициенты  $j$ -го каскада умножения в  $p_1-n_1$  и  $p_2-n_2$  переходах соответственно;  $K$  - число каскадов умножения за время  $t$ . В формулах (11)-(13) учтено, что в  $p_1-n_1$  переходе ударная ионизация инициируется дырками, а в  $p_2-n_2$  переходе - электронами (рис. 1). Величина коэффициента усиления согласно выражению (11) зависит от числа каскадов умножения  $K$  и коэффициентов усиления  $p-n$  переходов. Из формул (11)-(13) следует, что при стремлении знаменателя к единице коэффициент усиления неограниченно растет, а лавинный ток ограничен только сопротивлением внешней цепи [1, 6].

$$\int_{L_p}^{L_n} \alpha_n \exp \left[ - \int_x^{L_p} (\alpha_n - \alpha_p) dx' \right] dx \rightarrow 1 \quad (14)$$

На рис. 2 представлены результаты расчета коэффициента усиления ЛКФУ из различного материала ( $K=8$ ). Видно, что коэффициент усиления ЛКФУ в режиме пробоя имеет конечную величину. Это ограничение обусловлено влиянием заряда подвижных носителей на электрическое поле. Динамический диапазон усиления ЛКФУ из Ge, Si, GaAs достигает 80 дБ и лежит в узком интервале напряжений  $U/U_{ав}$ . Положение этого интервала на оси абсцисс определяется степенью легирования и свойствами материала - различной зависимостью коэффициентов

ударной ионизации Ge, Si и GaAs от электрического поля [10].

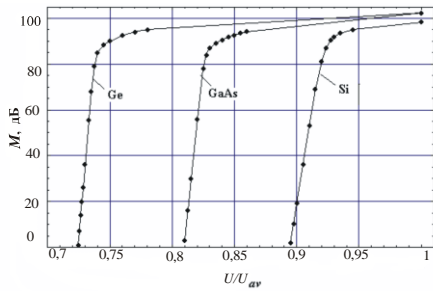


Рис. 2. Коэффициент внутреннего усиления Ge, Si и GaAs ЛКФУ как функция напряжения с учетом влияния пространственного заряда на электрическое поле

Для сравнения коэффициент усиления ЛФД, обратное смещение на котором такое же, как и на  $p_2 - n_2$  переходе ЛКФУ, равен  $m = M^{1/K} = 80^{1/8} \approx 1,7$  дБ. Таким образом, существенное преимущество ЛКФУ перед ЛФД заключается в получении высокого коэффициента усиления при низком смещении. Применение низких напряжений снижает вероятность образования локальных микроплазм в  $p - n$  переходах, повышает надежность ЛКФУ и ослабевает требования к стабильности напряжения по сравнению с ЛФД.

**3. Быстродействие лавинно-каскадных фотоумножителей.** Время быстродействия определяется временем протекания ударной ионизации, временем пролета носителями тока через обедненные области  $p - n$  переходов структуры, временем пролета электронами и дырками  $i$  - области структуры и числом каскадов умножения  $K$ . Для случая, когда скорости носителей в обедненных областях  $p - n$  переходов и в  $i$  - области структуры постоянны, быстродействие определяется выражением

$$\tau = KT, \quad (15)$$

где  $T = \tau_{j1n} + \tau_{dn} + \tau_{j2n} + \tau_{j2p} + \tau_{dp} + \tau_{j1p}$  - период структуры;  $\tau_{j1n}$  - время дрейфа электронов в  $p_1 - n_1$  переходе;  $\tau_{dn}$  - время дрейфа электронов в  $i$  - области;  $\tau_{j2n}$  - время дрейфа электронов в  $p_2 - n_2$  переходе;  $\tau_{j2p}$  - время дрейфа дырок в  $p_2 - n_2$  переходе;  $\tau_{dp}$  - время дрейфа дырок в  $i$  - области;  $\tau_{j1p}$  - время дрейфа дырок в  $p_1 - n_1$  переходе. Рис. 3 иллюстрирует изменение быстродействия ЛКФУ на основе Si  $pn - i - pn$  структуры (15). Из рис. 3 видно, что увеличение электрического поля в  $i$  - области структуры

$E_i = U_i / d_i$  увеличивает быстродействие от 31,8 нс ( $U_i = -0,25$  В) до 9 нс ( $U_i = -0,75$  В). Быстродействие ЛКФУ в  $K$  раз ниже быстродействия ЛФД. Для повышения быстродействия ЛКФУ необходимо уменьшать число каскадов взаимодействия и увеличивать скорость дрейфа носителей тока в  $i$  - области  $pn - i - pn$  структуры.

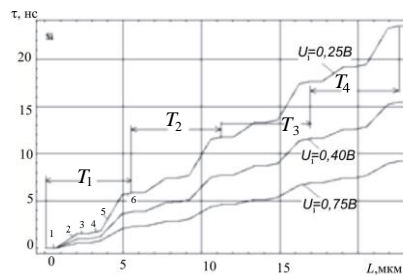


Рис. 3. Время дрейфа (быстродействие)  $\tau$  ЛКФУ на основе Si  $pn - i - pn$  структуры как функции дрейфового расстояния  $L$ , пройденного носителями тока

Из рис. 3 следует, что быстродействие  $\tau$  определяется периодом  $T$  и числом каскадов умножения  $K$ . Период  $T$  определяется временными отрезками  $t_1 = \tau_{j1n}$ ;  $t_2 = \tau_{dn}$ ;  $t_3 = \tau_{j2n}$ ;  $t_4 = \tau_{j2p}$ ;  $t_5 = \tau_{dp}$  и  $t_6 = \tau_{j1p}$ , из которых отрезки  $t_2$  и  $t_5$  значительно превышают остальные. Это объясняется тем, что в обедненной области обоих  $p - n$  переходов носители тока движутся в сильном электрическом поле, при котором их скорость достигает скорости насыщения. В то же время в  $i$  - области структуры носители тока движутся в слабом электрическом поле, поэтому их скорость меньше скорости насыщения. Кроме того, размеры  $i$  - области значительно превышают размеры обедненных областей  $p - n$  переходов.

Для того, чтобы импульс не перекрывался в процессе усиления, его длительность  $\tau_{imp}$  должна быть меньше полупериода структуры  $\tau_{imp} < T/2$ , а период следования импульсов больше времени быстродействия  $\tau$ . В рассматриваемом кремниевом ЛКФУ усиливаются импульсы длительностью  $\tau_{imp} < 1 \div 2,5$  нс и частотой следования  $f_{imp} < 31 \div 100$  МГц. Заметим, что при усилении импульса вследствие ударной ионизации наблюдается его расширение и образование постоянного тока [8,9]. Это расширение устраняется введением в  $i$  - область ловушек, при наличии которых происходит сужение импульса в результате рекомбинации электронно-дырочных пар.

**4. Отношение сигнал/шум.** Среднеквадратичная мощность оптического сигнала, поступающего через окно прозрачности в обедненную область лавинного  $p_1 - n_1$  перехода (рис. 1) при 100%-ной модуляции, равна  $P_{opt}/\sqrt{2}$ . Среднеквадратичное значение фототока после лавинного усиления определяется выражением [1]

$$i_p = q(\eta/h\nu)(P_{opt}/\sqrt{2})M, \quad (16)$$

где  $h\nu = 1,237q/\lambda(\mu m)$  - энергия фотона;  $\eta$  - квантовая эффективность, которая представляет собой число сгенерированных электронно-дырочных пар, отнесенное к числу падающих фотонов.

Среднеквадратичное значение шума лавинно-каскадного усиления определяется как сумма среднеквадратичных значений шума каждого каскада лавинного умножения в  $p - n$  переходах  $\langle i_s^2 \rangle = \sum_{k=1}^K \langle i_s^2 \rangle_k$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots, K$  [1]. В случае, когда коэффициенты усиления всех каскадов умножения равны  $m_k = m$  и  $\alpha_n/\alpha_p = \alpha_p/\alpha_n = k$ , лавинный шум ЛКФУ определяется выражением [Приложение 1]

$$\langle i_s^2 \rangle = 2qI_0 M^2 F(M) B, \quad (17)$$

где  $F(M) = \frac{M-1}{m-1} m/M^2 F m$  - шум-фактор ЛКФУ;  $F(m)$  - шум-фактор ЛФД. Отсюда следует, что избыточный шум ЛКФУ ниже ЛФД в  $(M-1)/(m-1)(m/M)^2$  раз. При равенстве  $m = M$  шум-фактор ЛКФУ и ЛФД совпадают. Тепловой шум, выделяемый на эквивалентном омическом сопротивлении  $R_{eq}$ , определяется выражением [1]

$$\langle i_T^2 \rangle = 4kT / R_{eq} B, \quad (18)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура.

Отношение сигнал/шум находим из выражений (16)-(18) [1]

$$S/N = \frac{1/2 q\eta P_{opt}/h\nu^2}{2qI_0 F(M) B + 4kTB/R_{eq} M^2}. \quad (19)$$

Минимальная оптическая мощность  $P_{opt}$ , необходимая для получения заданного отношения  $S/N$ , определяется выражением

$$P_{opt} = \frac{2h\nu}{\eta} \frac{S}{N} F(M) B \left\{ 1 + \left[ 1 + \frac{I_{eq}}{qBF(M)^2 \frac{S}{N}} \right]^{1/2} \right\}, \quad (20)$$

где  $I_{eq} \equiv I_B + I_D F M + 2kT/qR_{eq} M^2$ .

Относительным критерием качества фотоумножителей является мощность, эквивалентная шуму ( $NEP$ ). Она определяется как среднеквадратичная мощность падающего излучения, необходимая для получения отношения сигнал/шум равного 1 в полосе частот 1 Гц. Из выражения (20) находим [1]

$$NEP = 2 \frac{h\nu}{\eta} F M \left[ 1 + \left( 1 + \frac{I_{eq}}{qF M^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (21)$$

Из выражения (21) следует, что для повышения чувствительности ЛКФУ необходимо  $R_{eq}$  увеличивать, а  $m$ ,  $I_B$  и  $I_D$  уменьшать. Рис. 4 иллюстрирует зависимость  $NEP$  кремниевых ЛКФУ и ЛФД с учетом ограничений тепловым шумом, фоновым и темновым токами (отношение коэффициентов ударной ионизации  $k = \alpha_{n,p}/\alpha_{p,n} = 0,1; K=8$ ).

Из рис. 4 видно, что при равном общем коэффициенте усиления  $NEP$  ЛКФУ (сплошные кривые 1-5) более чем на порядок ниже, чем ЛФД (пунктирные кривые 1-5). Таким образом, ЛКФУ является малошумящим прибором, с порогом чувствительности по току более чем на порядок ниже, чем ЛФД.

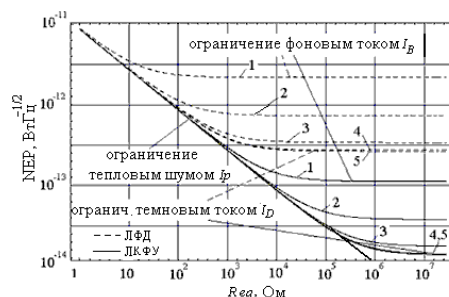


Рис. 4. Зависимость  $NEP$  Si ЛКФУ (сплошные линии) и Si ЛФД (пунктирные линии) от сопротивления нагрузки (коэффициент усиления  $M=141$ ; темновой ток  $I_D = 1,5 \cdot 10^{-10}$  А; фоновый ток  $I_B$ : кривая 1-  $I_B = 10^{-8}$ ; 2 -  $I_B = 10^{-9}$ ; 3-  $I_B = 10^{-10}$ ; 4-  $I_B = 10^{-11}$ , 5-  $I_B = 10^{-12}$ , А)

**Выводы.** Таким образом, динамический диапазон усиления ЛКФУ достигает 80 дБ. В режиме лавинного пробоя коэффициент усиления ограничен зарядом подвижных носителей. Быстродействие ЛКФУ составляет несколько десятков наносекунд и определяется числом каскадов умножения и временем дрейфа носителей в  $pn - i - pn$  структуре.

По сравнению с ЛФД быстродействие ЛКФУ в  $K$ -раз ниже. ЛКФУ является малошумя-

щим прибором - его *NEP* более чем на порядок меньше *NEP* ЛФД. ЛКФУ предназначен для усиления импульсов фототока, длительность которых не превышает полупериода структуры, а период их следования больше времени быстрогодействия.

ЛКФУ является перспективным импульсным фотоумножителем нового типа, принцип действия которого основан на лавинно-каскадном умножении первичного фототока.

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. - М.: Мир, 1984. - 1,2 - 456с.
2. *Natamatsu Photonics K. K.* // Solid State Division. Characteristics and use of Si APD (Avalanche Photodiode), 2000. - P.1-12.
3. Анисимова И. Д., Вилулин И. М., Заитов, Ф. А., Курмашев Ш. Д. Полупроводниковые фотоумножители. Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. - М.: Радио и связь, 1984. - 216 с.
4. Сагидов З. Я., Сулейманов М. К., Бокова Т. Ю. Сверхчувствительный лавинный фотоприемник с поверхностным переносом заряда // Письма в журнал технической физики - 2000. - 26, № 7. - С.75-79.
5. Бурбаев Т. М., Курбатов В. А., Курочкин Н. Е., Холоднов В. А. Высокочастотные свойства лавинного умножения фотосигналов в структурах с отрицательной обратной связью // Физика и техника полупроводников. - 2000. - 34, вып.8. - С.1010-1013.
6. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ-М.: Сов.радио, 1968. - 480 с.
7. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A., and Maksymov P. P. Internal Amplification of Current Pulses Inside a Reverse-Biased PNIPN-Structure // International Journal of Modeling and Simulation. - 2003. - 23, N2. - P.77-84.
8. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A. Chaotic instability of currents in a reverse biased multilayered structure // Appl. Phys. Lett. - 1997. - 71, (17). - P.2484-2486.
9. Lukin K. A., Cerdeira H. A., Colavita A. A. Current Oscillations in Avalanche Particle Detectors with *p-n-i-p-n*-Structure // IEEE Transactions on Electron Devices. - 1996. - 43, N3. - P.473-478.
10. Керрол Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах - М: Мир, 1972. - 384 с.
11. Лукин К. А., Максимов П. П. Модифицированный метод встречных прогонок // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 1999. - 4, № 1. - С.83-86.
12. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета полупроводниковых структур с резкими *p-n* переходами // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 1999. - 4, №3. - С.87-92.
13. Лукин К. А., Максимов П. П., Колавита А. А., Серодейра Х. А. Моделирование внутреннего усиления импульсов тока в обратно смещенных полупроводниковых *pn-i-pn* структурах // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т Радиофизики и электрон. НАН Украины. - 1999. - 4, №3. - С.31-36.
14. Лукин К. А., Максимов П. П. Статические электрические поля в обратно смещенных *pn-i-pn* структурах // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2002. - 7, №2. - С.317-322.
15. Лукин К. А., Максимов П. П. Метод расчета лавинных *p-n* переходов в режиме автогенерации // Радиофизика и электроника. - Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. - 2005. - 10, №1. - С.109-115.
16. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. - М.: Наука, 1980. - 352 с.
17. Гартман В. и Бернгард. Фотоэлектронные умножители. Госэнергоиздат, М.-Л.: 1961. - 208 с.

**Приложение 1. Шум лавинно-каскадного усиления.** В слой умножения лавинного

$p_1 - n_1$  перехода поступает первичный ток  $I_0 \equiv I_p + I_B + I_D$ , где  $I_p = q\eta/h\nu P_{opt}$  - первичный фототок, обусловленный оптическим сигналом;  $I_B$  0,1 - ток, обусловленный фоновым излучением;  $I_D$  - темновой ток, возникающий в результате тепловой генерации электронно-дырочных пар в обедненной области перехода. В  $p_1 - n_1$  переходе происходит ударная ионизация, инициируемая током  $I_0$ , в результате которой  $I_0$  умножается и на выходе  $p_1 - n_1$  перехода ток равен  $I_1 = m_1 I_0$  ( $m_1$  - коэффициент умножения  $p_1 - n_1$  перехода, значение которого определяется в результате решения уравнений ДДМ). На вход  $p_2 - n_2$  перехода поступает ток  $I_1$ , на выходе которого ток равен  $I_2 = m_2 I_1 = m_1 m_2 I_0$  ( $m_2$  - коэффициент умножения  $p_2 - n_2$  перехода, значение которого определяется в результате решения уравнений ДДМ). На вход  $p_1 - n_1$  перехода поступает ток  $I_2$ , а на выходе ток равен  $I_3 = m_3 I_2 = m_1 m_2 m_3 I_0$  ( $m_3$  - коэффициент умножения  $p_1 - n_1$  перехода). Лавинный ток  $K$

каскадного умножения равен  $I_k = I_0 \prod_{k=1}^K m_k$ . Шум, создаваемый первым каскадом, равен [1,2]  $\langle i_s^2 \rangle_1 = 2qI_0 \langle m_1^2 \rangle B$ , где  $B$  - полоса частот. Шум, создаваемый  $k$ -м каскадом равен  $\langle i_s^2 \rangle_k = 2qI_{k-1} \langle m_k^2 \rangle B$ . Согласно [17], шум фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), имеющего  $K$  каскадов умножения, равен  $\langle i_s^2 \rangle = \sum_{k=1}^K \langle i_s^2 \rangle_k$ . В соответствии с этим, шум ЛКФУ равен  $\langle i_s^2 \rangle = 2qI_0 \langle m^2 \rangle B + 2qI_1 \langle m^2 \rangle B + \dots$   
 $\dots + 2qI_{K-1} \langle m^2 \rangle B$

Вынося за скобки  $M = m^K$ , и считая равными коэффициенты умножения обоих  $p - n$  переходов  $m_k = m_{k+1} = m$ , получим

$$\langle i_s^2 \rangle = 2qI_0 \langle m^2 \rangle B \left( \frac{1}{m} + \frac{1}{m^2} + \dots + \frac{1}{m^K} \right) M.$$

Суммируя ряд в скобках, находим выражение для шума ЛКФУ в виде

$$\langle i_s^2 \rangle = 2qI_0 \frac{M-1}{m-1} m^2 F(m) B,$$

где  $F(m) = \langle m^2 \rangle / m^2 = km + (2-1/m)(1-k)$  - шум-фактор первого каскада умножения, равный отно-

шению среднеквадратичного значения коэффициента умножения  $m$  к квадрату его среднего значения;  $B$  - полоса частот. В  $p_1 - n_1$  переходе ударная ионизация инициируется дырками, а в  $p_2 - n_2$  переходе - электронами (рис. 1). В соответствии с этим  $k = \alpha_p / \alpha_n$  для перехода и  $k = \alpha_n / \alpha_p$  для  $p_2 - n_2$  перехода. Для простоты мы полагаем  $\alpha_n / \alpha_p = \alpha_p / \alpha_n = k$ . Записывая шум ЛКФУ в форме  $\langle i_s^2 \rangle = 2qI_0 M^2 F(M) B$ , находим выражение для шум-фактора ЛКФУ в виде  $F(M) = \frac{M-1}{m-1} m / M^2 F m$ .

MODELLING OF IMPULSIVE  
PHOTOMULTIPLIER ON BASIS OF  $PN-I-PN$   
STRUCTURE WITH  
AVALANCHES  $P-N$  JUNCTIONS

К. А. Лукин, Н. А. Cerdeira, Р. Р. Maksymov

An impulsive photomultiplier is designed on the basis of avalanches  $pn-i-pn$  structures with the internal (avalanche-cascade)

amplification. An amplification coefficient, fast-acting and noise of avalanche multiplication are expected. It is shown that photomultipliers on the basis of  $pn-i-pn$  structures have a high amplification coefficient, low threshold of sensitiveness on a current and more reliable in work as compared to avalanches photodiodes.

**Key words:** photomultiplier,  $pn-i-pn$  structure, avalanche, difference method, avalanche-cascade multiplication.

МОДЕЛЮВАННЯ ІМПУЛЬСНОГО  
ФОТОПОМНОЖУВАЧА НА ОСНОВІ  
 $PN-I-PN$  СТРУКТУРИ  
З ЛАВИННИМИ  $P-N$  ПЕРЕХОДАМИ

К. А. Лукин, П. П. Максимов, Х. А. Сердейра

Моделюється імпульсний фотопомножувач на основі лавинної  $pn-i-pn$  структури з внутрішнім (лавинно-каскадним) посиленням. Розраховані коефіцієнт посилення, швидкодія і шум лавинного множення. Показано, що фотопомножувачі на основі цих структур мають високий коефіцієнт посилення, низький поріг чутливості по струму і надійніші в роботі в порівнянні з лавинними фотодіодами

**Ключові слова:** фотопомножувач,  $pn-i-pn$  структура, ударна іонізація, різницевий метод, лавинно-каскадне посилення

Рукопись поступила 21 червня 2007 г.