

Спектральная плотность флуктуаций фототока p - n -переходов с короткой базой.

Часть II

А. Ю. Селяков

ФГУП «НПО "Орион"» — Государственный научный центр РФ, Москва, Россия

На основе точного решения уравнения Ланжевена рассчитана спектральная плотность флуктуаций фототока обратносмещенного p - n -перехода с короткой базой $S_{J_{ph}}(\omega)$ для случая омического и блокирующего контактов к базе. Показано, что так же, как и в случае p - n -перехода с длинной базой, в случаях омического и блокирующего контактов к базе $S_{J_{ph}}(\omega)$ в достаточно широком частотном диапазоне определяется формулой Шоттки.

При этом вне зависимости от структуры p - n -перехода на высоких частотах шумы фототока обусловлены случайным характером процессов рассеяния, а на низких частотах — случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации.

PACS: 72.70.+m; 85.30.-z; 85.60.Dw ≈

Ключевые слова: спектральная плотность, p - n -переход, флуктуация, фототок, формула Шоттки.

Введение

В работе [1] на основе точного решения уравнения Ланжевена рассчитана спектральная плотность флуктуаций (СПФ) диффузионного тока (ДТ) обратносмещенного p^+ - n -перехода с короткой базой ($d \leq L$, где d — толщина базы, L — диффузионная длина неосновных носителей в базе).

Такую структуру имеют, например, фотодиоды дальнего ИК-диапазона ($\Delta\lambda = 8\text{—}12$ мкм) на основе гетерозепитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \sim 0,2$ p -типа, сформированные низкоэнергетичной ионной обработкой [2]. Спектральная плотность флуктуаций фототока и ДТ обратносмещенного p - n -перехода с длинной базой ($d \gg L$)

рассчитана методом Ланжевена в работе [3]. В работе [4] фотоиндуцированные шумы p - n -перехода с длинной базой, а также p - n -перехода с очень тонкой базой ($d \ll L$) (при малой скорости поверхностной рекомбинации на контакте) проанализированы для случая специальной засветки, когда в точку базы p^+ -перехода, находящейся на определенном расстоянии от границы с областью пространственного заряда (ОПЗ), спроецировано излучение в форме узкой полоски, параллельной плоскости p^+ -перехода.

Таким образом, анализ фотоиндуцированных шумов в p - n -переходах с базой конечной длины (как для случая $d < L$, так и для случая $d > L$) является актуальным.

В настоящей работе шумы фототока p - n -перехода с базой конечной длины анализируются на основе точного решения стохастических дифференциальных уравнений метода Ланжевена для случая омического и блокирующего контактов к базе.

Модель

Так же, как и в работе [1], рассмотрим p^+ - n -переход, на котором поддерживается постоянное обратное смещение $|qV| \geq 3kT$, где q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура. Направим ось x от n -области, толщина которой равна d , к p^+ -области, а точку $x = 0$ расположим на границе раздела квазинейтральной n -области и ОПЗ (рис. 1).

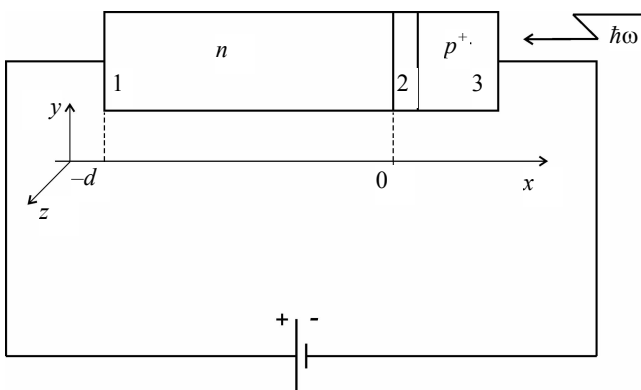


Рис. 1. Структура p^+ - n -перехода:

1 — квазинейтральная область n -типа; 2 — ОПЗ;
3 — квазинейтральная область p^+ -типа

Рассмотрим случаи короткой базы ($d < L_p$, где $L_p = \sqrt{D_p \tau}$ — диффузионная длина дырок в n -области, τ — время жизни дырок в n -области, D_p — коэффициент диффузии дырок) и длинной ($d \geq L_p$), а также два типа контактов (граничного условия) в точке $x = -d$ — омический и блокирующий. Без ограничения общности сделаем допущение, что темновой ток рассматриваемого

p^+ - n -перехода определяется процессами генерации-рекомбинации (Г-Р) в квазинейтральной n -области. Для простоты будем предполагать, что на рассматриваемый p^+ - n -переход падает монохроматическое излучение и что отражением от поверхности p - n -перехода можно пренебречь.

Рассмотрим ситуацию, характерную для гибридных ИК-матриц, т. е. будем считать, что регистрируемое излучение падает на рассматриваемый p^+ - n -переход со стороны p^+ -области. При этом сделаем допущение, что толщина p -области, а также толщина ОПЗ крайне малы, вследствие чего поглощением излучения в этих областях можно пренебречь. Будем также считать пренебрежимо малыми последовательное сопротивление n -области и внутреннее сопротивление источника постоянного напряжения на диоде, что позволяет не учитывать в дальнейшем RC-ограничения частотных характеристик p^+ - n -перехода.

Для расчета стационарной концентрации дырок $p_s(x)$ в квазинейтральной n -области рассматриваемого обратносмещенного p^+ - n -перехода необходимо решить уравнение непрерывности в амбиплярной форме, которое при использовании допущения о линейной модели рекомбинации имеет вид

$$\partial^2 \Delta p' \partial x^2 - \Delta p' L_p^2 + ((\alpha J)' D_p) \exp(\alpha x) = 0, \quad (1)$$

где $\Delta p = p_s - p_0$ — концентрация неравновесных дырок в n -области;

p_0 — концентрация равновесных дырок в n -области;

α — коэффициент поглощения;

J — плотность потока фотонов падающего излучения.

На границе раздела квазинейтральной n -области с областью пространственного заряда, т. е. в точке $x = 0$, граничное условие к уравнению (1) имеет вид $\Delta p = -p_0$. В случае омического контакта граничное условие к уравнению (1) в точке $x = -d$ имеет вид $\Delta p^\infty(-d) = 0$, а в случае блокирующего контакта — вид $(\partial \Delta p^0(x) / \partial x) \Big|_{x=-d} = 0$.

Уравнение (1) представляет собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка.

Таким образом, распределение концентрации дырок в квазинейтральной n -области и плотность суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода $p_s^\infty(x)$ и $J_\Sigma^\infty = -qD_p (\partial p_s^\infty(x) / \partial x) \Big|_{x=0}$, соответственно, для случая омического контакта к n -области, а также $p_s^0(x)$ и $J_\Sigma^0 = -qD_p (\partial p_s^0(x) / \partial x) \Big|_{x=0}$, соответственно, для случая блокирующего контакта к

n -области могут быть представлены в виде суммы двух слагаемых:

$$p_s^\infty(x) = p_d^\infty(x) + \Delta p_{ph}^\infty(x); \quad (2)$$

$$J_\Sigma^\infty = J_d^\infty + J_{ph}^\infty; \quad (3)$$

$$p_s^0(x) = p_d^0(x) + \Delta p_{ph}^0(x); \quad (4)$$

$$J_\Sigma^0 = J_d^0 + J_{ph}^0. \quad (5)$$

Первые слагаемые уравнений (2)—(5) определяются процессами Г-Р в квазинейтральной n -области в отсутствие засветки $p_d^\infty(x) = p_s^\infty(x)|_{J=0}$, $J_d^\infty = J_\Sigma^\infty|_{J=0}$, $p_d^0(x) = p_s^0(x)|_{J=0}$, $J_d^0 = J_\Sigma^0|_{J=0}$ и даются формулами (2)—(5) работы [1], соответственно. Иными словами, величины J_d^∞ и J_d^0 представляют собой плотности ДТ рассматриваемого p^+ - n -перехода для случаев омического и блокирующего контактов к n -области, соответственно. Вторые слагаемые уравнений (2)—(5) обусловлены воздействием падающего излучения и определяются выражениями:

$$\Delta p_{ph}^\infty(x) = \frac{J\alpha\tau}{L_p^2\alpha^2 - 1} \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \left[\operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L_p}\right) - e^{\alpha x} \operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_p}\right) - e^{-\alpha d} \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right) \right]; \quad (6)$$

$$\frac{1}{q} J_{ph}^\infty = \frac{JL_p\alpha}{(L_p^2\alpha^2 - 1)} \times \left[L_p\alpha - \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right) + e^{-d\alpha} \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \right]; \quad (7)$$

$$\Delta p_{ph}^0(x) = \frac{J\alpha\tau}{L_p^2\alpha^2 - 1} \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \left[\operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L_p}\right) - e^{\alpha x} \operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_p}\right) + L_p\alpha e^{-\alpha d} \operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right) \right]; \quad (8)$$

$$\frac{1}{q} J_{ph}^0 = \frac{JL_p\alpha}{(L_p^2\alpha^2 - 1)} \times \left[L_p\alpha - \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_p}\right) - L_p\alpha e^{-d\alpha} \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \right]. \quad (9)$$

Таким образом, величины J_{ph}^∞ и J_{ph}^0 представляют собой плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода для случаев омического и блокирующего контактов к n -области, соответственно. Отметим, что в точке $L_p\alpha = 1$ существуют конечные пределы выражений (7) и (9) (см. Приложение 1).

При $d/L_p \rightarrow \infty$ выражения (7) и (9) переходят в известную формулу для плотности фототока p - n -перехода с длинной базой $J_{ph}^{inf} = q\eta J$, где $\eta = L_p\alpha/(L_p\alpha + 1)$ — квантовая эффективность фото диода [5, 6].

Уравнение Ланжевена

В рамках сделанных допущений при анализе флуктуационных явлений в рассматриваемом p^+ - n -переходе можно ограничиться решением уравнения Ланжевена в амбиполярной форме, которое имеет вид [1]

$$\partial^2 \delta p_\omega / \partial x^2 - \delta p_\omega / L_{p,\omega}^2 = -(\gamma_{p,\omega} + \gamma_{g,\omega} + \partial j_{p,\omega} / \partial x) / D_p, \quad (10)$$

где $\delta p_\omega(x)$ — Фурье-трансформанта флуктуации концентрации дырок;

ω — круговая частота;

$L_{p,\omega} = L_p(1 + i\omega\tau)^{-1/2}$ — кинетическая диффузионная длина дырок в n -области;

i — мнимая единица;

$\gamma_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процессов тепловой генерации и рекомбинации;

$\gamma_{g,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процесса фотогенерации;

$j_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процессов рассеяния.

Граничные условия к уравнению (10) поставим такими же, как и в работе [1]. В точке $x = 0$ стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega(0) = 0$, причем данное условие ограничивает пределы применимости соответствующего ему решения условием $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, где t_{fl} — время пролета дырок через ОПЗ.

В случае омического контакта в точке $x = -d$ стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega^\infty(-d) = 0$, а в случае блокирующего контакта — вид $(\partial \delta p_\omega^0(x) / \partial x)|_{x=-d} = 0$.

Решение уравнения (10) для случаев омического и блокирующего контактов $\delta p_\omega^\infty(x)$ и $\delta p_\omega^0(x)$, соответственно, определяется выражениями:

$$\delta p_\omega^\infty(x) = \frac{L_{p,\omega}}{D_p} \int_{-d}^x \operatorname{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') +$$

$$\begin{aligned}
 & +\gamma_{g,\omega}(x')dx' - \frac{1}{D_p} \int_{-d}^x \operatorname{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right) j_{p,\omega}(x') dx' - \\
 & - \frac{L_{p,\omega}}{D_p} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)} \int_{-d}^0 \operatorname{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \gamma_{g,\omega}(x')) dx' + \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +\gamma_{g,\omega}(x')dx' + \frac{1}{D_p} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)} \int_{-d}^0 \operatorname{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) j_{p,\omega}(x') dx';
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \delta p_{\omega}^0(x) & = \frac{L_{p,\omega}}{D_p} \int_{-d}^x \operatorname{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \\
 & +\gamma_{g,\omega}(x')) dx' - \frac{1}{D_p} \int_{-d}^x \operatorname{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right) j_{p,\omega}(x') dx' - \\
 & - \frac{L_{p,\omega}}{D_p} \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)} \int_{-d}^0 \operatorname{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \gamma_{g,\omega}(x')) dx' + \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +\gamma_{g,\omega}(x')dx' + \frac{1}{D_p} \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)} \int_{-d}^0 \operatorname{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) j_{p,\omega}(x') dx'.
 \end{aligned}$$

В квазинейтральной n -области Фурье-трансформанта флуктуации плотности дырочного тока определяется уравнением $(1/q)\delta J_{p,\omega}(x) = -D_p \partial \delta p_{\omega}(x) / \partial x - j_{p,\omega}(x)$ [7—9]. Подставим в него выражения (11) и (12) и рассчитаем значения Фурье-трансформанта соответствующих плотностей дырочного тока $\delta J_{p,\omega}^{\infty}(x)$ и $\delta J_{p,\omega}^0(x)$. Затем, положив $x = 0$, получим выражения для Фурье-трансформанта флуктуации плотности суммарного тока обратнорасмещенного p^+ - n -перехода с базой конечной длины, находящегося под воздействием падающего излучения, для случаев омического и блокирующего контактов $\delta J_{\Sigma}^{\infty}(\omega) = \delta J_{p,\omega}^{\infty}(0)$ и $\delta J_{\Sigma}^0(\omega) = \delta J_{p,\omega}^0(0)$, соответственно:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{q} \delta J_{\Sigma}^{\infty}(\omega) & = \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right) \int_{-d}^0 \operatorname{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \\
 & +\gamma_{g,\omega}(x')) dx' - \frac{1}{L_{p,\omega}} \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right) \int_{-d}^0 \operatorname{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) \times \quad (13)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times j_{p,\omega}(x') dx' + \int_{-d}^0 \operatorname{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \gamma_{g,\omega}(x')) dx' - \quad (13)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & +\gamma_{g,\omega}(x')) dx' - \frac{1}{L_{p,\omega}} \int_{-d}^0 \operatorname{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) j_{p,\omega}(x') dx';
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{q} \delta J_{\Sigma}^0(\omega) & = \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right) \int_{-d}^0 \operatorname{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \\
 & +\gamma_{g,\omega}(x')) dx' - \frac{1}{L_{p,\omega}} \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right) \int_{-d}^0 \operatorname{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) \times \\
 & \times j_{p,\omega}(x') dx' + \int_{-d}^0 \operatorname{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) (\gamma_{p,\omega}(x') + \gamma_{g,\omega}(x')) dx' - \quad (14) \\
 & - \frac{1}{L_{p,\omega}} \int_{-d}^0 \operatorname{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right) j_{p,\omega}(x') dx'.
 \end{aligned}$$

Спектральная плотность флуктуаций фототока

Флуктуации плотности суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода представляют собой стационарный случайный процесс, СПФ которого $\hat{S}_{J_{\Sigma}}(\omega)$ связана с Фурье-трансформантами флуктуаций $\delta J_{\Sigma}(\omega)$ соотношением [10—12]:

$$\langle \delta J_{\Sigma}(\omega) \delta J_{\Sigma}^*(\omega') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \hat{S}_{J_{\Sigma}}(\omega), \quad (15)$$

где знак "*" — комплексное сопряжение;

$\langle \dots \rangle$ — усреднение по ансамблю;

$\delta(\omega)$ — дельта-функция.

Случайные источники γ_p , γ_g и j_p представляют собой дельта-коррелированные по пространственным координатам неоднородные стационарные случайные поля.

Таким образом, для Фурье-трансформант случайных источников $\gamma_{p,\omega}(x, y, z)$, $\gamma_{g,\omega}(x, y, z)$ и $j_{p,\omega}(x, y, z)$ и соответствующих взаимных СПФ $\hat{S}_{\gamma_p}(x, x', y, y', z, z', \omega)$, $\hat{S}_{\gamma_g}(x, x', y, y', z, z', \omega)$ и $\hat{S}_j(x, x', y, y', z, z', \omega)$ справедливы соотношения, аналогичные уравнению (15): $\langle \gamma_{p,\omega}(x, y, z) \times \gamma_{p,\omega}^*(x', y', z') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \hat{S}_{\gamma_p}(x, x', y, y', z, z', \omega)$, $\langle \gamma_{g,\omega}(x, y, z) \gamma_{g,\omega}^*(x', y', z') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \hat{S}_{\gamma_g}(x, x', y, y', z, z', \omega)$ и $\langle j_{p,\omega}(x, y, z) j_{p,\omega}^*(x', y', z') \rangle = 2\pi \delta(\omega' - \omega) \times \hat{S}_j(x, x', y, y', z, z', \omega)$. При этом взаимные СПФ случайных источников, соответствующих случай-

ному характеру процессов тепловой Г-Р, фотогенерации, а также рассеяния, соответственно, равны [7, 3—9]:

$$S_{\gamma_p}(x, x', y, y', z, z', \omega) = \frac{2(p_s(x) + p_0)}{\tau} \times \delta(x - x')\delta(y - y')\delta(z - z'); \quad (16)$$

$$S_{\gamma_g}(x, x', y, y', z, z', \omega) = 2\alpha J \exp(\alpha x)\delta(x - x')\delta(y - y')\delta(z - z'); \quad (17)$$

$$S_j(x, x', y, y', z, z', \omega) = 4D_p p_s(x)\delta(x - x')\delta(y - y')\delta(z - z'). \quad (18)$$

Отметим, что в выражениях (16)—(18) фигурируют взаимные СПФ, определенные по положительным частотам $S_{\gamma_p}(x, x', y, y', z, z', \omega) = 2\hat{S}_{\gamma_p}(x, x', y, y', z, z', \omega)$, $S_{\gamma_g}(x, x', y, y', z, z', \omega) = 2\hat{S}_{\gamma_g}(x, x', y, y', z, z', \omega)$ и $S_j(x, x', y, y', z, z', \omega) = 2\hat{S}_j(x, x', y, y', z, z', \omega)$, что имеет смысл, поскольку действительная часть взаимной СПФ стационарно связанных действительных случайных процессов является четной функцией частоты [13, 14]. Последнее справедливо также и для СПФ действительных случайных процессов [10]. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать только положительные частоты, и определим СПФ плотности суммарного тока на положительных частотах соотношением $S_{J_\Sigma}(\omega) = 2\hat{S}_{J_\Sigma}(\omega)$. Заметим также, что случайные источники γ_p , γ_g и j_p не коррелированы между собой, т. е. взаимные корреляторы равны нулю: $\langle \gamma_{p,\omega}(x, y, z) j_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$; $\langle j_{p,\omega}(x, y, z) \times \gamma_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$; $\langle \gamma_{g,\omega}(x, y, z) j_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$; $\langle j_{p,\omega}(x, y, z) \gamma_{g,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$; $\langle \gamma_{p,\omega}(x, y, z) \gamma_{g,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$; $\langle \gamma_{g,\omega}(x, y, z) \gamma_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0$.

Уравнение (15) и соотношения (13), (14), (16)—(18), (2), (4), (6), (8) после несложных, но довольно громоздких преобразований позволяют рассчитать СПФ плотности суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода. При этом правая и левая части уравнения (15) после подстановки в него соотношений (13), (16)—(18), (2), (6) либо (14), (16) — (18), (4), (8) должны быть усреднены по площади p - n -перехода. Это обусловлено тем, что мы рассматриваем флуктуационные явления в p - n -переходе в рамках одномерной модели, в то время как взаимные СПФ случайных источников, соответствующих случайному характеру процессов тепловой Г-Р, фотогенерации, а также рассеяния

(формулы (16)—(18), соответственно) зависят не только от координаты x , но и от координат y и z .

Поскольку случайные источники γ_p , γ_g и j_p не коррелированы, СПФ плотности суммарного тока будет включать в себя три аддитивные составляющие $S_{J_\Sigma}(\omega) = S_{J_{\Sigma,\gamma_p}}(\omega) + S_{J_{\Sigma,\gamma_g}}(\omega) + S_{J_{\Sigma,j}}(\omega)$, первая из которых обусловлена случайным источником γ_p , т. е. случайным характером процессов тепловой Г-Р, вторая — источником γ_g , т. е. случайным характером процессов фотогенерации, а третья — источником j_p , т. е. случайным характером процессов рассеяния. Вследствие линейности рассматриваемой модели аддитивные составляющие СПФ плотности суммарного тока $S_{J_{\Sigma,\gamma_p}}(\omega)$ и $S_{J_{\Sigma,j}}(\omega)$ будут включать в себя слагаемые, обусловленные флуктуационными процессами, не зависящими от засветки (темновыми шумами) $S_{J_{d,\gamma_p}}(\omega)$ и $S_{J_{d,j}}(\omega)$, соответственно, а также слагаемые, обусловленные фотоиндуцированными флуктуационными процессами $S_{J_{ph,\gamma_p}}(\omega)$ и $S_{J_{ph,j}}(\omega)$, т. е. $S_{J_{\Sigma,\gamma_p}}(\omega) = S_{J_{d,\gamma_p}}(\omega) + S_{J_{ph,\gamma_p}}(\omega)$ и $S_{J_{\Sigma,j}}(\omega) = S_{J_{d,j}}(\omega) + S_{J_{ph,j}}(\omega)$.

Аддитивная составляющая СПФ плотности суммарного тока $S_{J_{\Sigma,\gamma_g}}(\omega)$ обусловлена исключительно флуктуациями процесса фотогенерации (см. уравнение (17)). Таким образом, СПФ плотности суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода можно записать в виде суммы двух величин:

$$S_{J_\Sigma}(\omega) = S_{J_d}(\omega) + S_{J_{ph}}(\omega), \quad (19)$$

где $S_{J_d}(\omega) = S_{J_{d,\gamma_p}}(\omega) + S_{J_{d,j}}(\omega)$ обусловлена темновыми шумами, а $S_{J_{ph}}(\omega) = S_{J_{ph,\gamma_p}}(\omega) + S_{J_{ph,j}}(\omega) + S_{J_{\Sigma,\gamma_g}}(\omega)$ — фотоиндуцированными шумами.

Расчеты показывают, что величина $S_{J_d}(\omega)$, как и следовало ожидать из формулы (19), представляет собой СПФ плотности ДТ рассматриваемого p^+ - n -перехода, которая для случая омического контакта определяется формулой (21) из работы [1], а для случая блокирующего контакта — формулой (22) из той же работы. При этом величины $S_{J_{d,\gamma_p}}(\omega)$ и $S_{J_{d,j}}(\omega)$ представляют собой аддитивные составляющие СПФ плотности ДТ, обусловленные случайным характером процессов Г-Р и случайным характером процессов рассеяния, соответственно. Для случая омического контакта величины $S_{J_{d,\gamma_p}}(\omega)$ и $S_{J_{d,j}}(\omega)$ определяются форму-

лами (15) и (16) из работы [1], а для случая блокирующего контакта — формулами (17) и (18) из той же работы.

Из проведенных расчетов следует, что величина $S_{J_{ph}}(\omega)$ для случая омического и блокирующего контактов, определяется выражениями:

$$S_{J_{ph}}^{\infty}(\omega) = 2qJ_{ph}^{\infty}/A; \quad (20)$$

$$S_{J_{ph}}^0(\omega) = 2qJ_{ph}^0/A, \quad (21)$$

где A — площадь p - n -перехода;
 J_{ph}^{∞} и J_{ph}^0 — расчет по формулам (7) и (9), соответственно.

Иными словами величины $S_{J_{ph}}^{\infty}(\omega)$ и $S_{J_{ph}}^0(\omega)$ представляют собой СПФ плотности фототока p^+ - n -перехода с базой конечной длины для случаев омического и блокирующего контактов, соответственно, и в рассматриваемом частотном диапазоне $\omega \ll t_{fe}^{-1}$, подобно СПФ плотности ДТ [1], определяются формулой Шоттки.

Таким образом, в рамках рассматриваемой модели флуктуации суммарного тока обратносмещенного p^+ - n -перехода с базой конечной длины, в котором поглощается падающее излучение, представляют собой сумму двух некоррелированных случайных процессов — флуктуаций ДТ и фототока.

Ниже показано, что аддитивные составляющие СПФ плотности фототока, обусловленные случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации, являются ограниченными функциями частоты, поэтому в дальнейшем для удобства объединим эти аддитивные составляющие в одну величину $S_{J_{ph,\gamma}}(\omega) = S_{J_{\Sigma,\gamma g}}(\omega) + S_{J_{ph,\gamma p}}(\omega)$. Расчеты показывают, что для случая омического контакта к n -области, аддитивные составляющие СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленные случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации, а также рассеяния, $S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = S_{J_{\Sigma,\gamma g}}^{\infty}(\omega) + S_{J_{ph,\gamma p}}^{\infty}(\omega)$ и $S_{J_{ph,j}}^{\infty}(\omega)$ имеют вид:

$$S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = \left\{ q^2 J e^{-d\alpha} L_p \alpha \left(2L_p \alpha (L_p^2 \alpha^2 - 2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (4\Omega_1^2 - 1)(4\Omega_2^2 + 1) \left(4(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) + 2(L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \left(4(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + e^{d\alpha} (4\Omega_1^2 - 1) \times \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. \times \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right) + 8e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 1) \times \right. \\ \left. \times (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) \Omega_2 (2\Omega_2^2 + 1) \times \right. \\ \left. \times \sin\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) - 2(L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \right. \\ \left. \times \left((L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) J 4e^{d\alpha} (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + (4\Omega_1^2 - 1) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) + (4\Omega_2^2 + 1) \left(\operatorname{ch}\left(\frac{2d\Omega_1}{L_p}\right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2 + e^{d\alpha} \left((4\Omega_1^2 - L_p^2 \alpha^2) \operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_p}\right) + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + L_p \alpha (L_p^2 \alpha^2 - 2) (4\Omega_1^2 - 1) \operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_p}\right) \right) \right) - 4e^{d\alpha} \times \right. \\ \left. \times (L_p^2 \alpha^2 - 1) \Omega_1 (2\Omega_1^2 - 1) \operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_p}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{2d\Omega_1}{L_p}\right) \right) \right) \left. \right\} \times \\ \times \left\{ A (L_p^2 \alpha^2 - 1) (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) \times \right. \\ \left. \times (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \left(\cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) - \operatorname{ch}\left(\frac{2d\Omega_1}{L_p}\right) \right) \right\}^{-1}; \\ S_{J_{ph,j}}^{\infty}(\omega) = - \left\{ 2q^2 J e^{-d\alpha} L_p \alpha (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \times \right. \\ \left. \times \left(2(L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(4\Omega_1^2 - 4\Omega_2^2 + e^{d\alpha} (4\Omega_1^2 - 1) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) - 2 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right) + 2(4\Omega_1^2 - 1) \left(2L_p \alpha (L_p^2 \alpha^2 - 2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2) \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times (4\Omega_2^2 + 1) + e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \left(2(L_p^2 \alpha^2 - 1) \Omega_2 \times \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times \sin\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) - L_p \alpha (4\Omega_2^2 + 1) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) \right) - \right. \\ \left. - 2(L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \right. \\ \left. \times \left((L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \left(2e^{d\alpha} (2\Omega_1^2 - 2\Omega_2^2 - 1) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + (4\Omega_1^2 - 1) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) + (4\Omega_2^2 + 1) \left(\operatorname{ch}\left(\frac{2d\Omega_1}{L_p}\right) \times \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (22)$$

$$\left. \left. \times \left(4\Omega_2^2 + 1) + e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \left(2(L_p^2 \alpha^2 - 1) \Omega_2 \times \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times \sin\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) - L_p \alpha (4\Omega_2^2 + 1) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) \right) - \right. \\ \left. - 2(L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \right. \\ \left. \times \left((L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \left(2e^{d\alpha} (2\Omega_1^2 - 2\Omega_2^2 - 1) + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + (4\Omega_1^2 - 1) \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) + (4\Omega_2^2 + 1) \left(\operatorname{ch}\left(\frac{2d\Omega_1}{L_p}\right) \times \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \times \cos\left(\frac{2d\Omega_2}{L_p}\right) \right) \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \times \left(4\Omega_1^2 - L_p^2 \alpha^2 + e^{d\alpha} \left((L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + L_p \alpha (4\Omega_1^2 - 1) \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \right) - 2e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 1) \times \\ & \times \Omega_1 \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_p} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right\} \left\{ A (L_p^2 \alpha^2 - 1) \times \right. \\ & \times (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) \times \\ & \left. \times (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (23)$$

Аналогичные величины для случая блокирующего контакта к n -области $S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) = S_{J_{\Sigma,\gamma g}}^0(\omega) + S_{J_{ph,\gamma p}}^0(\omega)$ и $S_{J_{ph,j}}^0(\omega)$ имеют вид:

$$\begin{aligned} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) = & \left\{ q^2 J e^{-d\alpha} L_p \alpha \left(8e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 1) \times \right. \right. \\ & \times (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) \Omega_2 (2\Omega_2^2 + 1) \times \\ & \times \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - 8(L_p^2 \alpha^2 - 1) (L_p \alpha (L_p^2 \alpha^2 \times \\ & \times ((8\Omega_2^2 + 3)\Omega_1^2 - 3\Omega_2^2 - 1) - 2((8\Omega_2^2 + 4)\Omega_1^4 - \\ & \left. - (8\Omega_2^4 + 4\Omega_2^2 + 1)\Omega_1^2 + 4\Omega_2^4 + \Omega_2^2) \right) + \\ & \left. + e^{d\alpha} \Omega_1 (2\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \times \right. \\ & \times \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right\} + 2(4\Omega_2^2 + 1) (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \times \\ & \times \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left(e^{d\alpha} L_p \alpha (L_p^2 \alpha^2 - 2) (4\Omega_1^2 - 1) - \right. \\ & \left. - (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \left(L_p \alpha \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + e^{d\alpha} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \right) + \\ & \left. + 2(L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \times \right. \\ & \left. \times \left(e^{d\alpha} L_p \alpha (L_p^2 \alpha^2 - 2) (4\Omega_2^2 + 1) + (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(L_p \alpha \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + e^{d\alpha} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \right) \right\} \left\{ A (L_p^2 \alpha^2 - 1) \times \right. \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \times (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) \times \\ & \left. \times (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}; \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = & - \left\{ 4q^2 J e^{-d\alpha} L_p \alpha (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \times \right. \\ & \times (2e^{d\alpha} (L_p^2 \alpha^2 - 1) (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) \Omega_2 \times \\ & \times \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - 2(L_p^2 \alpha^2 - 1) (2L_p \alpha (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \times \\ & \times (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2 + 4\Omega_2^2 + 1) + e^{d\alpha} \Omega_1 \times \\ & \times (4\Omega_2^2 + 1) (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right\} + \\ & \left. + (4\Omega_2^2 + 1) (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \times \right. \\ & \times (e^{d\alpha} L_p \alpha (4\Omega_1^2 - 1) + (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) \times \\ & \times \left(L_p \alpha \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + e^{d\alpha} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \left. \right\} + \\ & \left. + (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \times \right. \\ & \times \left((L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \left(L_p \alpha \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + e^{d\alpha} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) - e^{d\alpha} L_p \alpha (4\Omega_2^2 + 1) \right) \right) \left. \right\} \left\{ A (L_p^2 \alpha^2 - 1) \times \right. \\ & \times (L_p^2 \alpha^2 - 4\Omega_1^2) (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) \times \\ & \left. \times (L_p^2 \alpha^2 + 4\Omega_2^2) \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Частотно-зависимые величины Ω_1 и Ω_2 в формулах (22)—(25) определяются выражениями:

$$\Omega_1 = \sqrt{\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} + 1} / \sqrt{2}; \quad (26)$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} - 1} / \sqrt{2}; \quad (27)$$

Из формул (26) и (27) следует, что в рассматриваемом случае $\omega \geq 0$ величины Ω_1 и Ω_2 удовлетворяют неравенствам $\Omega_1 \geq 1$ и $\Omega_2 \geq 0$, соответственно, т. е. точка $\Omega_1 = 1/2$, в которой выражения

(22)—(25) имеют особенности, лежит вне области допустимых значений. В точках $L_p\alpha = 1$ и $L_p\alpha = 2\Omega_1$ существуют конечные пределы выражений (22)—(25) (см. Приложение 2).

Используя уравнения (22)—(25) и (26), (27) рассчитаем низкочастотные значения аддитивных составляющих СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленных случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации, а также рассеяния для случаев омического и блокирующего контактов к n -области:

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) &= q^2 J e^{-yx} \left\{ 3(e^{yx} - 1)(x^2 - 2) \times \right. \\ &\times \operatorname{csch}^2\left(\frac{y}{2}\right) - 6e^{yx} x(x^2 - 2) \operatorname{cth}\left(\frac{y}{2}\right) + \\ &+ \operatorname{sch}^2\left(\frac{y}{2}\right) \left[(1 + e^{yx}) x(x^2 - 4) \operatorname{th}\left(\frac{y}{2}\right) - \right. \\ &\left. - 3(e^{yx} - 1)(x^2 - 2) \right] + 2e^{yx} x \times \\ &\times \left. \left[3x(x^2 - 2) - 2(x^2 - 1) \operatorname{th}\left(\frac{y}{2}\right) \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ 3A(x^4 - 5x^2 + 4) \right\}^{-1}; \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{ph,j}}^{\infty}(\omega) &= 2q^2 J e^{-yx} \operatorname{csch}^2(y) \times \\ &\times \left\{ -3(-2x^2 + e^{yx}(x^2 - 4) + 4) + x \left[-3e^{yx} x \operatorname{ch}(2y) + \right. \right. \\ &\left. \left. + 2(x^2 - 4) \operatorname{sh}(y) + e^{yx}(x^2 + 2) \operatorname{sh}(2y) + \right. \right. \\ &\left. \left. + 2(1 + e^{yx})(x^2 - 4) \operatorname{th}\left(\frac{y}{2}\right) \right] \right\} \left\{ 3A(x^4 - 5x^2 + 4) \right\}^{-1}; \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) &= 2q^2 J e^{-yx} \left\{ 2x^2(x^2 - 4) \operatorname{sch}^3(y) - x^2 \times \right. \\ &\times (x^2 - 4) \operatorname{sch}(y) + e^{yx} x \left[3x(x^2 - 2) + (8 - 5x^2) \operatorname{th}(y) \right] + \\ &+ 2 \operatorname{sch}^2(y) \left[-3e^{yx}(x^2 - 2) - 2(x^4 - 4x^2 + 3) + \right. \\ &\left. + e^{yx} x(x^2 - 4) \operatorname{th}(y) \right] \left\{ 3A(x^4 - 5x^2 + 4) \right\}^{-1}; \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) &= -4q^2 J e^{-yx} \left\{ x^2(x^2 - 4) \times \right. \\ &\times \operatorname{sch}^3(y) + x^2(x^2 - 4) \operatorname{sch}(y) + \operatorname{sch}^2(y) \times \\ &\times \left. \left[-2x^4 + 8x^2 + e^{yx}(x^2 - 4) \operatorname{th}(y) x - 3e^{yx} \times \right. \right. \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} &\times (x^2 - 2) - 6 \left. - e^{yx} x \left[(x^2 + 2) \operatorname{th}(y) - 3x \right] \right\} \times \\ &\times \left\{ 3A(x^4 - 5x^2 + 4) \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (31)$$

где $x = L_p\alpha$, а $y = d/L_p$.

В точках $x = 1$ и $x = 2$ существуют конечные пределы правых частей уравнений (28)—(31) (см. Приложение 3).

Проанализируем свойства низкочастотных значений аддитивных составляющих СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода в практически важном случае больших коэффициентов поглощения, для чего вычислим пределы:

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ L_p\alpha \rightarrow \infty}} S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = 2q^2 J/A; \quad \lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ L_p\alpha \rightarrow \infty}} S_{J_{ph,j}}^{\infty}(\omega) = 0;$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ L_p\alpha \rightarrow \infty}} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) = 2q^2 J/A; \quad \lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ L_p\alpha \rightarrow \infty}} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = 0.$$

Из полученных соотношений следует, что в случае больших коэффициентов поглощения, независимо от типа контакта к n -области низкочастотное значение СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода определяется только случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации и не зависит от процессов рассеяния.

Рассчитаем теперь высокочастотные значения аддитивных составляющих СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленных случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации, а также рассеяния для случая омического и блокирующего контактов к n -области. Результаты имеют вид:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = 0;$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^{\infty}(\omega) = S_{J_{ph}}^{\infty}(\omega);$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) = 0;$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = S_{J_{ph}}^0(\omega),$$

где величины $S_{J_{ph}}^{\infty}(\omega)$ и $S_{J_{ph}}^0(\omega)$ определяются выражениями (20) и (21), соответственно.

Из полученных выражений следует, что в p - n -переходе с базой конечной длины в рассматриваемом диапазоне частот $\omega \ll t_{fl}^{-1}$ аддитивная составляющая СПФ плотности фототока, обусловленная случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации (величины $S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega)$ в случае

омического контакта к n -области и $S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega)$ — в случае блокирующего контакта), на высоких частотах стремится к нулю, т. е. является ограниченной функцией частоты. В то же время аддитивная составляющая СПФ плотности фототока, обусловленная случайным характером процессов рассеяния (величины $S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega)$ в случае омического контакта к n -области и $S_{J_{ph,j}}^0(\omega)$ — в случае блокирующего контакта) в рассматриваемом диапазоне частот ограниченной функцией частоты не является, и на высоких частотах стремится к СПФ плотности фототока (величины $S_{J_{ph}}^\infty(\omega)$ в случае омического контакта к n -области и $S_{J_{ph}}^0(\omega)$ — в случае блокирующего контакта).

На рис. 2 изображены нормированные СПФ плотности фототока p^+ -перехода с базой конечной длины для случаев омического и блокирующего контактов к базе, а также нормированные аддитивные составляющие таких СПФ, обусловленные случайными характерами процессов рассеяния и фотогенерации и рекомбинации. На рис. 3, а, б изображены зависимости низкочастотных значений нормированных СПФ плотности фототока p^+ -перехода с базой конечной длины от

отношения d/L_p для случаев омического и блокирующего контактов к базе, а также зависимости от d/L_p нормированных аддитивных составляющих низкочастотных значений таких СПФ, обусловленных случайным характером процессов рассеяния, а также фотогенерации и рекомбинации. Из рис. 2 и 3 видно, что подобно шумам ДТ [1] на высоких частотах шумы фототока рассматриваемого p^+ -перехода определяются случайным характером процессов рассеяния независимо от толщины базы и типа контакта к n -области. В то же время в отличие от шума ДТ доминирующий механизм шума фототока на низких частотах не зависит от структуры p^+ -перехода и определяется случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации. При этом относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния, в СПФ плотности фототока на низких частотах в случае омического контакта к n -области больше, чем в случае блокирующего контакта.

Рассчитаем теперь значения аддитивных составляющих СПФ плотности фототока p^+ -перехода с длинной ($d \gg L_p$) базой, обусловленных случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации $S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^\infty(\omega)$, а также рассеяния $S_{J_{ph,j}}^{inf}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega)$.

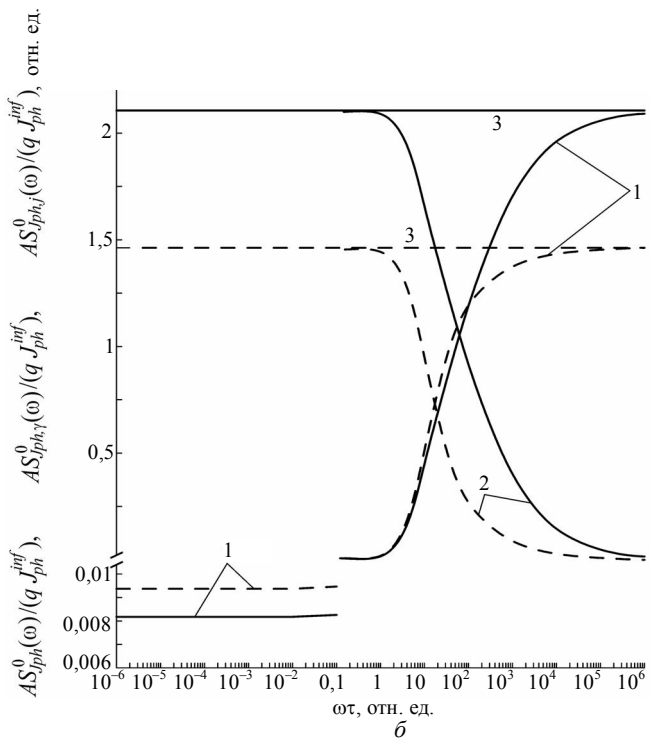
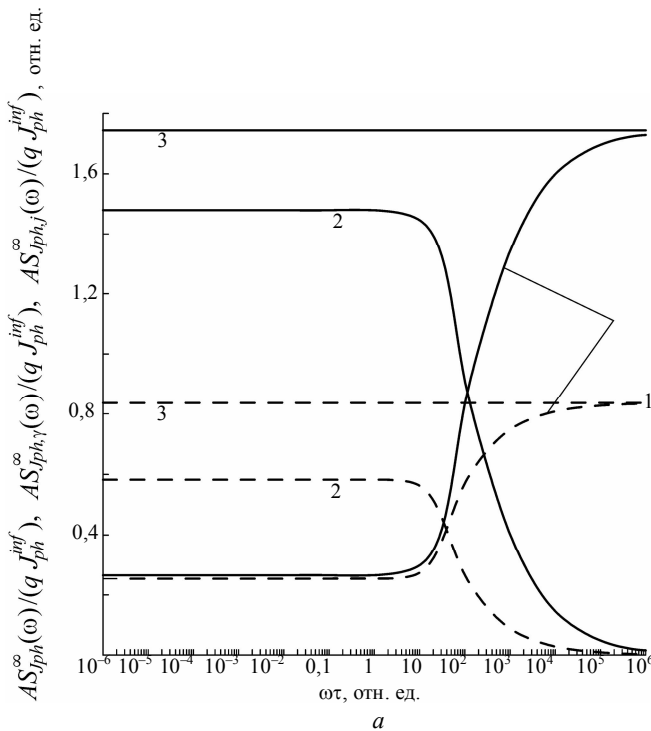


Рис. 2. СПФ плотности фототока p^+ -перехода с базой конечной длины и контактом к n -области: а — омическим; б — блокирующим;

1 — нормированная аддитивная составляющая, обусловленная случайным характером процессов рассеяния; 2 — нормированная аддитивная составляющая, обусловленная случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации; 3 — нормированная СПФ плотности фототока. Нормирующая величина qJ_{ph}^{inf}/A ;

--- — $L_p\alpha = 1$; — — — — $L_p\alpha = 10$; отношение толщины базы к диффузионной длине дырок $d/L_p = 0,5$

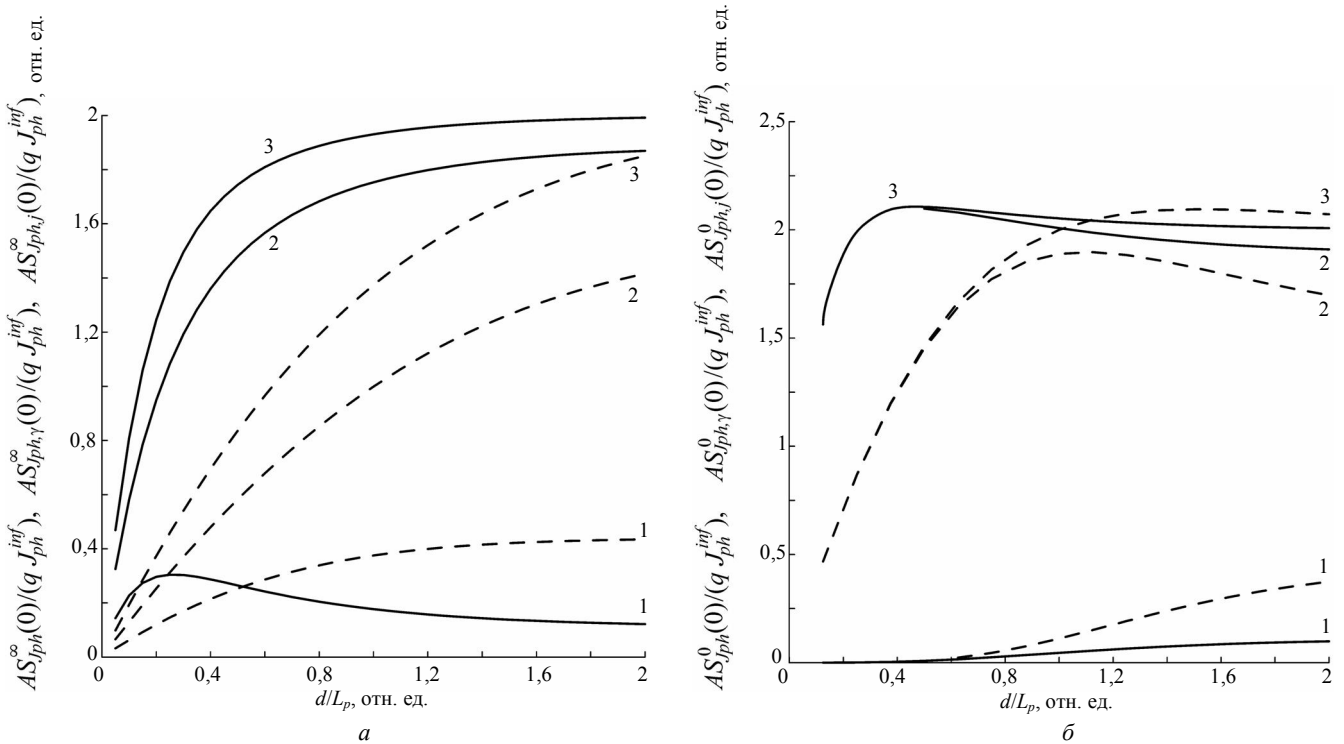


Рис. 3. Зависимость низкочастотного значения СПФ плотности фототока p^+ - n -перехода с базой конечной длины и контактом к n -области от толщины базы:

a — омическим; b — блокирующим;

1 — низкочастотное значение нормированной аддитивной составляющей СПФ плотности фототока, обусловленное случайным характером процессов рассеяния; 2 — низкочастотное значение нормированной аддитивной составляющей СПФ плотности фототока, обусловленное случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации; 3 — низкочастотное значение нормированной СПФ плотности фототока. Нормирующая величина qJ_{ph}^{inf}/A ; --- — $L_p\alpha = 1$; — — — — $L_p\alpha = 10$

Результаты расчетов имеют вид:

$$S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(\omega) = \frac{2q^2 J L_p \alpha (L_p \alpha + 2L_p \alpha \Omega_1 + 2\Omega_1 + 2)}{A(L_p \alpha + 1)(2\Omega_1 + 1)(L_p \alpha + 2\Omega_1)}; \quad (32)$$

$$S_{J_{ph,j}}^{inf}(\omega) = \frac{4q^2 J L_p \alpha (2\Omega_1^2 - 1)}{A(L_p \alpha + 1)(2\Omega_1 + 1)(L_p \alpha + 2\Omega_1)}. \quad (33)$$

Уравнения (32) и (33) могут быть получены также и из уравнений (24) и (25), т. е. выполняются равенства $\lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega)$ и $\lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^{\infty}(\omega) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^0(\omega)$.

Из уравнений (32) и (33) следует, что в рассматриваемом диапазоне частот $\omega \ll t_{fl}^{-1}$ СПФ плотности фототока обратносмещенного p - n -перехода с длинной ($d \gg L_p$) базой $S_{J_{ph}}^{inf}(\omega) = S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(\omega) + S_{J_{ph,j}}^{inf}(\omega)$ не зависит от частоты и определяется формулой Шоттки:

$$S_{J_{ph}}^{inf}(\omega) = (2qJ_{ph}^{inf})'A. \quad (34)$$

Из формулы (34) видно, что СПФ плотности фототока обратносмещенного p - n -перехода с длинной базой пропорциональна квантовой эф-

фективности фотодиода $\eta = L_p \alpha / (L_p \alpha + 1)$, что не соответствует результатам работы [3], из которых следует, что СПФ фототока обратносмещенного p - n -перехода с длинной базой не зависит от диффузионной длины неосновных носителей (см. формулу (59) в [3]).

Используя уравнения (32) и (33), рассчитаем низко- и высокочастотные значения аддитивных составляющих СПФ плотности фототока p^+ - n -перехода с длинной базой, обусловленные случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации, а также рассеяния:

$$S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(0) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(\omega) = \frac{2q^2 J L_p \alpha (3L_p \alpha + 4)}{3A(L_p \alpha + 1)(L_p \alpha + 2)}; \quad (35)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(\omega) = 0; \quad (36)$$

$$S_{J_{ph,j}}^{inf}(0) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{ph,j}}^{inf}(\omega) = \frac{4q^2 J L_p \alpha}{3A(L_p \alpha + 1)(L_p \alpha + 2)}; \quad (37)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^{inf}(\omega) = S_{J_{ph}}^{inf}(\omega). \quad (38)$$

Из уравнений (35)—(38) и (34) следует, что как и в случае p^+ - n -перехода с базой конечной длины, в p^+ - n -переходе с длинной базой в рассматриваемом диапазоне частот $\omega \ll t_{fl}^{-1}$ аддитивная состав-

ляющая СПФ плотности фототока, обусловленная случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации $S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(\omega)$, является ограниченной функцией частоты, а аддитивная составляющая СПФ плотности фототока, обусловленная случайным характером процессов рассеяния $S_{J_{ph,j}}^{inf}(\omega)$, — ограниченной функцией частоты не является, и на высоких частотах стремится к СПФ плотности фототока $S_{J_{ph}}^{inf}(\omega)$.

Проанализируем свойства низкочастотных значений аддитивных составляющих СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода с длинной базой в практически важном случае больших коэффициентов поглощения, для чего вычислим пределы: $\lim_{L_p\alpha \rightarrow \infty} S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(0) = 2q^2 J/A$ и $\lim_{L_p\alpha \rightarrow \infty} S_{J_{ph,j}}^{inf}(0) = 0$.

Из полученных соотношений следует, что в случае больших коэффициентов поглощения низкочастотное значение СПФ плотности фототока p^+ - n -перехода с длинной базой определяется только случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации и не зависит от процессов рассеяния. Относительный вклад различных механизмов шума в СПФ плотности фототока на низких частотах зависит от параметра $L_p\alpha$, т. е. от отношения диффузионной длины неосновных носителей к длине поглощения. В самом деле, из формул (35) и (37) следует, что отношение низкочастотных значений аддитивных составляющих СПФ плотности фототока, обусловленных различными механизмами шума, определяется выражением $S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(0)/S_{J_{ph,j}}^{inf}(0) = (3L_p\alpha + 4)/2$.

При выполнении условия $L_p\alpha \gg 4/3$, как и следовало ожидать, выполняется неравенство $S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(0)/S_{J_{ph,j}}^{inf}(0) \gg 1$. В противном случае при выполнении условия $L_p\alpha \ll 4/3$ вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния, в СПФ плотности фототока p^+ - n -перехода с длинной базой на низких частотах всего лишь в два раза меньше вклада шумов, обусловленных случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации.

На рис. 4 для p^+ - n -перехода с длинной базой изображены нормированная СПФ плотности фототока и нормированные аддитивные составляющие СПФ плотности фототока, обусловленные случайным характером процессов рассеяния, а также фотогенерации и рекомбинации. Видно, что в случае p^+ - n -перехода с длинной базой, на высоких частотах шумы фототока определяются случайным характером процессов рассеяния, а на

низких частотах — случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации.

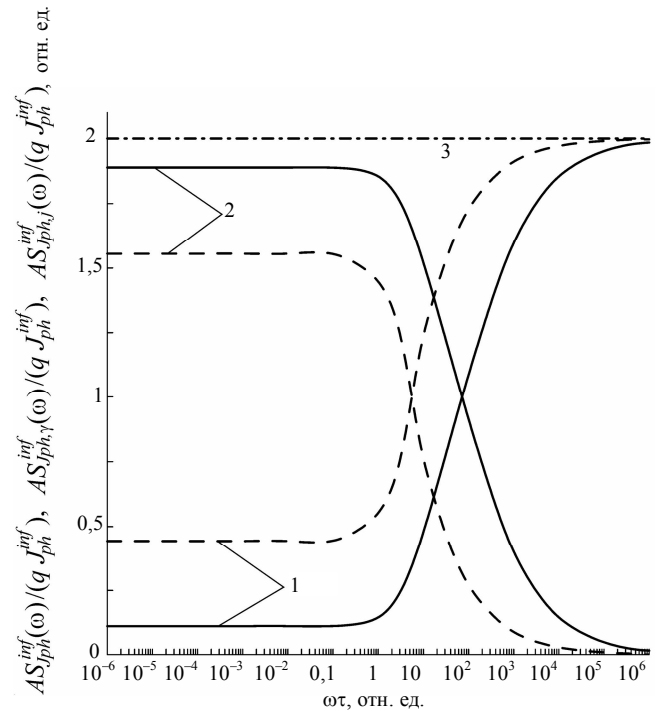


Рис. 4. СПФ плотности фототока p^+ - n -перехода с длинной ($d \gg L_p$) базой:

1 — нормированная аддитивная составляющая, обусловленная случайным характером процессов рассеяния; 2 — нормированная аддитивная составляющая, обусловленная случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации; 3 — нормированная СПФ плотности фототока. Нормирующая величина qJ_{ph}^{inf}/A ; --- — $L_p\alpha = 1$; — — — — $L_p\alpha = 10$

Результаты данной работы и работы [1] позволяют улучшить оценку точности нового метода численного моделирования стационарных флуктуационных явлений в полупроводниковых структурах и приборах, предложенного в работе [15]. В результате численных расчетов, проведенных в работе [15] для тестовой структуры, представляющей собой n^+ - p -переход с длинной базой, при величине мультипликативного параметра численного метода $\sigma = h/3$ (h — шаг сетки) были получены следующие значения низкочастотных аддитивных составляющих СПФ плотности ДТ и фототока, обусловленных случайным характером процессов Г-Р, $S_{J_{d\omega}} = 1,524 \cdot 10^{-23} \text{ A}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$ и $S_{J_{\omega}} = 1,32 \cdot 10^{-21} \text{ A}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$, соответственно.

В работе [1] рассчитано низкочастотное значение аддитивной составляющей СПФ плотности ДТ p^+ - n -перехода с длинной базой, обусловленной случайным характером процессов Г-Р (см. формулу (34) в [1]). Воспользуемся тем, что результаты, полученные в работе [1] для p^+ - n -перехода, легко переносятся на случай n^+ - p -перехода, и рассчитаем

низкочастотное значение аддитивной составляющей СПФ плотности ДТ тестовой структуры работы [15], обусловленной случайным характером процессов Г-Р, $S_{J_{d,\gamma}}^{inf}(0) = 1,023 \cdot 10^{-23} \text{ А}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$.

Из сравнения величин $S_{J_{d,\gamma}}^{inf}(0)$ и $S_{J_{d\omega}}$ следует, что для достижения высокой точности численных расчетов параметр метода следует выбирать из условия $\sigma' = (2/3)\sigma = 2h/9$. Поскольку параметр численного метода σ является мультипликативным, то при использовании нового значения данного параметра σ' величина низкочастотной аддитивной составляющей СПФ плотности фототока тестовой структуры, рассчитанная численно, изменится на тот же множитель $2/3$ и будет равна $S'_{J_{\omega}} = 8,8 \cdot 10^{-22} \text{ А}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$. В данной работе показано, что низкочастотное значения аддитивной составляющей СПФ плотности фототока p^+ -перехода с длинной базой, обусловленной случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации, определяется формулой (35). Воспользуемся тем, что результаты, полученные в данной работе для p^+ -перехода, легко переносятся на случай n^+ -перехода и рассчитаем значение аддитивной составляющей СПФ плотности фототока тестовой структуры работы [15], обусловленной случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации $S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(0) = 1,006 \cdot 10^{-21} \text{ А}^2 \cdot \text{см}^{-4} \cdot \text{с}$.

Из сравнения величин $S'_{J_{\omega}}$ и $S_{J_{ph,\gamma}}^{inf}(0)$ видно, что точность нового метода численного моделирования стационарных флуктуационных явлений в полупроводниковых структурах и приборах, предложенного в работе [15], примерно в полтора раза выше, чем оценено в [15].

Заключение

На основе точного решения уравнения Ланжевена показано, что так же, как и в случае p -перехода с длинной базой, СПФ фототока обратносмещенного p -перехода с короткой базой и в случаях омического и блокирующего контактов к базе в частотном диапазоне, ограниченном условием $\omega \ll t_{fl}^{-1}$, определяется формулой Шоттки. Подобно шумам ДТ [1], на высоких частотах шумы фототока обусловлены случайным характером процессов рассеяния вне зависимости от структуры p - n -перехода. Однако на низких частотах шумы фототока обусловлены случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации независимо от толщины базы p - n -перехода и типа кон-

такта к базе. При этом относительный вклад шумов, обусловленных случайным характером процессов рассеяния в СПФ фототока на низких частотах, зависит от структуры p - n -перехода и от отношения диффузионной длины неосновных носителей к длине поглощения.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Предельное значение плотности фототока p^+ -перехода с базой конечной длины при $L_p\alpha = 1$.

$$\lim_{L_p\alpha \rightarrow 1} J_{ph}^{\infty} = \frac{qJ}{2} \left(1 + \frac{d}{L_p} - \frac{d}{L_p} \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right); \quad (39)$$

$$\lim_{L_p\alpha \rightarrow 1} J_{ph}^0 = \frac{qJ}{2} \left(\frac{d}{L_p} + \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) - \frac{d}{L_p} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right). \quad (40)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Предельные значения аддитивных составляющих СПФ плотности фототока p^+ -перехода с базой конечной длины при $L_p\alpha = 1$ и $L_p\alpha = 2\Omega_1$.

$$\begin{aligned} \lim_{L_p\alpha \rightarrow 1} S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = & \left\{ q^2 J e^{-y} \left(-2(4\Omega_1^2 - 1) \times \right. \right. \\ & \times (4\Omega_2^2 + 1) (4(\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + \\ & + e^y (4(y-1)\Omega_1^2 - y - 1) \cos(2y\Omega_2)) + \\ & + 2 \left(16(2\Omega_1^2 - 2\Omega_2^2 - 1) (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) + e^y \times \right. \\ & \times (4\Omega_1^2 - 1) (8\Omega_1^2 - 8\Omega_2^2 + y(4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) - 4) \times \\ & \times \cos(2y\Omega_2) \operatorname{cth}(y) + (-8(e^y (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)) \times \\ & \times (8\Omega_1^2 - 8\Omega_2^2 + y(4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1) - 4) + \\ & + (4\Omega_1^2 - 1) (2\Omega_1^2 - 2\Omega_2^2 - 1) \cos(2y\Omega_2)) + \\ & + (4(2y-1)\Omega_1^2 - 2y + e^{2y} (4\Omega_1^2 - 3) + 3) \times \\ & \times (4\Omega_2^2 + 1)^2 \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \operatorname{csch}(y) + \\ & + 16e^y \left((1 - 4\Omega_1^2)^2 \Omega_2 (2\Omega_2^2 + 1) \sin(2y\Omega_2) - \right. \\ & \left. \left. - \Omega_1 (2\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1)^2 \operatorname{sh}(2y\Omega_1) \right) \right) \times \\ & \times \left\{ 2A(1 - 4\Omega_1^2)^2 (4\Omega_2^2 + 1)^2 (\cos(2y\Omega_2) - \operatorname{ch}(2y\Omega_1)) \right\}^{-1}; \end{aligned} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} \lim_{L_p\alpha \rightarrow 2\Omega_1} S_{J_{ph,\gamma}}^{\infty}(\omega) = & \left\{ q^2 J e^{-2y\Omega_1} \times \right. \\ & \times \left(-(4\Omega_1^2 - 3) \left(e^{4y\Omega_1} (8\Omega_1^4 - 2\Omega_1^2 + 1) + \right. \right. \\ & + (2\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_1 (\Omega_1 + y(4\Omega_1^2 - 1)) + 1) \left. \left. \right) \right) + \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned}
 &+2\Omega_1 \left(20\Omega_1^2 + e^{4y\Omega_1} (4\Omega_1^2 - 3) + 2e^{2y\Omega_1} (4\Omega_1^2 - 1) \right) \times \\
 &\quad \times \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) - 11 \Big) \operatorname{cth}(y) - 2e^{-2y\Omega_1} \Omega_1 \times \\
 &\quad \times \left(4\Omega_1^2 + e^{4y\Omega_1} (20\Omega_1^2 - 11) + 2e^{2y\Omega_1} (4\Omega_1^2 - 1) \right) \times \\
 &\quad \times \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) - 3 \Big) \operatorname{csch}(y) + 4e^{2y\Omega_1} \Omega_1 \times \quad (42) \\
 &\quad \times \left(4\Omega_1^2 - 1 \right) \left(\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 3) \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{\Omega_1^2 - 1} (4\Omega_1^2 - 1) \sin \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) \right) \Big) \Big\} \left\{ A(1 - 4\Omega_1^2)^2 \times \right. \\
 &\quad \left. \times (4\Omega_1^2 - 3) \left(\cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) - \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \right) \right\}^{-1};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lim_{L_p \alpha \rightarrow 1} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega) &= - \left\{ q^2 J e^{-y} \left(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 \right) \times \right. \\
 &\quad \times \left(-2(4\Omega_1^2 - 1)(4\Omega_1^2 + 1)(4\Omega_2^2 - 4\Omega_1^2 + e^y \times \right. \\
 &\quad \times (4(y+1)\Omega_1^2 - y - 3) \cos(2y\Omega_2) + 6) + \\
 &\quad + 2 \left(8(-2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1)^2 + e^y (4\Omega_1^2 - 1)(8\Omega_1^2 - 8\Omega_2^2 + \right. \\
 &\quad \left. + y(4\Omega_1^2 - 1)(4\Omega_2^2 + 1) - 4) \cos(2y\Omega_2) \right) \operatorname{cth}(y) + \\
 &\quad \left. + (-4(2\Omega_1^2 - 2\Omega_2^2 - 1))(e^y (8\Omega_1^2 - 8\Omega_2^2 + \right. \\
 &\quad \left. + y(4\Omega_1^2 - 1)(4\Omega_2^2 + 1) - 4) + (8\Omega_1^2 - 2) \cos(2y\Omega_2) \right) + \\
 &\quad \left. + (-4(2y+1)\Omega_1^2 + 2y + e^{2y} (4\Omega_1^2 + 1) - 1) \times \right. \\
 &\quad \left. \times (4\Omega_2^2 + 1)^2 \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \right\} \operatorname{csch}(y) - 8e^y \times \\
 &\quad \times \left(\Omega_1 (4\Omega_2^2 + 1)^2 \operatorname{sh}(2y\Omega_1) - (1 - 4\Omega_1^2)^2 \Omega_2 \sin(2y\Omega_2) \right) \Big\} \times \\
 &\quad \times \left\{ A(1 - 4\Omega_1^2)^2 (4\Omega_2^2 + 1)^2 (\cos(2y\Omega_2) - \operatorname{ch}(2y\Omega_1)) \right\}^{-1};
 \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned}
 \lim_{L_p \alpha \rightarrow 2\Omega_1} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega) &= \left\{ q^2 J e^{-2y\Omega_1} \left((4\Omega_1^2 - 3) \times \right. \right. \\
 &\quad \times \left(e^{4y\Omega_1} (-8\Omega_1^4 + 2\Omega_1^2 + 1) + 2\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) \times \right. \\
 &\quad \times \left(y(4\Omega_1^2 - 2) - \Omega_1 \right) - 1 \Big) + 4\Omega_1 (2\Omega_1^2 - 1) \times \\
 &\quad \times \left(4\Omega_1^2 + e^{4y\Omega_1} (4\Omega_1^2 - 3) - 2e^{2y\Omega_1} (4\Omega_1^2 - 1) \right) \times \\
 &\quad \times \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) - 7 \Big) \operatorname{cth}(y) + 4e^{2y\Omega_1} \Omega_1 \times \quad (44) \\
 &\quad \times \left(4\Omega_1^2 - 1 \right) \left(\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 3) \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \right. \\
 &\quad \left. + (1 - 4\Omega_1^2) \sqrt{\Omega_1^2 - 1} \sin \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) \right) + \\
 &\quad \left. + 8\Omega_1 (2\Omega_1^2 - 1) \operatorname{csch}(y) \left((4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \right. \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &\quad \left. + (5 - 4\Omega_1^2) \operatorname{ch}(2y\Omega_1) + 2 \operatorname{sh}(2y\Omega_1) \right) \Big\} \times \quad (44) \\
 &\quad \times \left\{ A(1 - 4\Omega_1^2)^2 (4\Omega_1^2 - 3) \left(\cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) - \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \right) \right\}^{-1};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lim_{L_p \alpha \rightarrow 1} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) &= - \left\{ q^2 J e^{-y} \left(- \left(e^y (1 - 4\Omega_1^2)^2 \times \right. \right. \right. \\
 &\quad \times (4(3 - 2y)\Omega_2^2 - 2y + e^{2y} (4\Omega_2^2 + 3) + 5) \cos(2y\Omega_2) \Big) \times \\
 &\quad \times (1 + e^{2y})^{-1} + \left(e^y (4(3 - 2y)\Omega_1^2 + 2y + e^{2y} (4\Omega_1^2 - 3) - 5) \times \right. \\
 &\quad \times (4\Omega_2^2 + 1)^2 \operatorname{ch}(2y\Omega_1) (1 + e^{2y})^{-1} - 8e^y (1 - 4\Omega_1^2)^2 \times \\
 &\quad \times (2\Omega_2^3 + \Omega_2) \sin(2y\Omega_2) + 8(8(2\Omega_2^2 + 1)\Omega_1^4 - \quad (45) \\
 &\quad \left. - (16(\Omega_2^4 + \Omega_2^2) + 5)\Omega_1^2 - e^y (2\Omega_1^2 - 1)(4\Omega_2^2 + 1)^2 \times \right. \\
 &\quad \left. \times \operatorname{sh}(2y\Omega_1)\Omega_1 + 8\Omega_2^4 + 5\Omega_2^2 + 1) \right\} \times \\
 &\quad \times \left\{ A(1 - 4\Omega_1^2)^2 (4\Omega_2^2 + 1)^2 (\cos(2y\Omega_2) + \operatorname{ch}(2y\Omega_1)) \right\}^{-1};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lim_{L_p \alpha \rightarrow 2\Omega_1} S_{J_{ph,\gamma}}^0(\omega) &= \left\{ q^2 J e^{-2y\Omega_1} (-96\Omega_1^6 + \right. \\
 &\quad + 96\Omega_1^4 - 38\Omega_1^2 + 4y(32\Omega_1^6 - 48\Omega_1^4 + 22\Omega_1^2 - 3)\Omega_1 + \\
 &\quad + 3 + 8 \left((4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + (3 - 4\Omega_1^2) \times \right. \\
 &\quad \left. \times \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \right) \operatorname{sch}(y)\Omega_1^2 + e^{4y\Omega_1} (32\Omega_1^6 - 32\Omega_1^4 + 10\Omega_1^2 - 3) + \\
 &\quad + 4e^{2y\Omega_1} \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) \left(\Omega_1 (4\Omega_1^2 - 3) \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \right. \\
 &\quad \left. + \sqrt{\Omega_1^2 - 1} (4\Omega_1^2 - 1) \sin \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) \right) - 2\Omega_1 \times \quad (46) \\
 &\quad \times \left((1 + e^{4y\Omega_1}) (4\Omega_1^2 - 3) - 2e^{2y\Omega_1} (4\Omega_1^2 - 1) \times \right. \\
 &\quad \times \cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) \Big) \operatorname{th}(y) \Big\} \left\{ A(1 - 4\Omega_1^2)^2 \times \right. \\
 &\quad \times (4\Omega_1^2 - 3) \left(\cos \left(2y\sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \right) \Big\}^{-1};
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \lim_{L_p \alpha \rightarrow 1} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) &= \left\{ 2q^2 J e^{-y} \left(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 \right) \times \right. \\
 &\quad \times \left(\left\{ e^y (1 - 4\Omega_1^2)^2 (4(2y - 1)\Omega_2^2 + 2y + e^{2y} \times \right. \right. \\
 &\quad \times (4\Omega_2^2 - 1) - 3) \cos(2y\Omega_2) \Big\} \{ 1 + e^{2y} \}^{-1} + \\
 &\quad + \left\{ e^y (4(2y - 1)\Omega_1^2 - 2y + e^{2y} (4\Omega_1^2 + 1) + 3) \times \quad (47) \\
 &\quad \times (4\Omega_2^2 + 1)^2 \operatorname{ch}(2y\Omega_1) \right\} \{ 1 + e^{2y} \}^{-1} - 4e^y (1 - 4\Omega_1^2)^2 \times \\
 &\quad \times \Omega_2 \sin(2y\Omega_2) - 4 \left(e^y \Omega_1 \operatorname{sh}(2y\Omega_1) (4\Omega_2^2 + 1)^2 + \right. \\
 &\quad \left. + 4(-2\Omega_1^4 + \Omega_1^2 + 2\Omega_2^4 + \Omega_2^2) \right) \Big\} \left\{ A(1 - 4\Omega_1^2)^2 \times \right. \\
 &\quad \left. \times (4\Omega_2^2 + 1)^2 (\cos(2y\Omega_2) + \operatorname{ch}(2y\Omega_1)) \right\}^{-1};
 \end{aligned}$$

$$\lim_{L_p \alpha \rightarrow 2\Omega_1} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = - \left\{ q^2 J e^{-2y\Omega_1} \left(-2 \left(8 \left(1 + e^{4y\Omega_1} \right) \times \right. \right. \right. \\ \times \left(8\Omega_1^4 - 10\Omega_1^2 + 3 \right) \Omega_1^2 + \left(4\Omega_1^2 - 1 \right) \left(2\Omega_1 \left(4\Omega_1^2 - 3 \right) \times \right. \\ \times \left. \left. \left(\left(5 + e^{4y\Omega_1} \right) \Omega_1 + \left(-1 + e^{4y\Omega_1} \right) y \left(2\Omega_1^2 - 1 \right) \right) + 6 \right) \right) + \\ + 8e^{2y\Omega_1} \Omega_1 \left(1 - 4\Omega_1^2 \right)^2 \sqrt{\Omega_1^2 - 1} \sin \left(2y \sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \\ + \left(4\Omega_1^2 - 3 \right) \operatorname{ch} \left(2y\Omega_1 \right) \left(4e^{2y\Omega_1} \left(4\Omega_1^2 - 1 \right) \times \right. \quad (48) \\ \times \left(4y\Omega_1^3 + 4\Omega_1^2 - 2y\Omega_1 - 1 \right) + 16\Omega_1 \left(2\Omega_1^2 - 1 \right) \times \\ \times \left. \left. \left(2\Omega_1 \operatorname{sch} \left(y \right) + e^{2y\Omega_1} \operatorname{th} \left(y \right) \right) \right) - 8\Omega_1 \left(4\Omega_1^2 - 1 \right) \times \right. \\ \times \cos \left(2y \sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) \left(4\Omega_1 \left(1 - 2\Omega_1^2 \right) \operatorname{sch} \left(y \right) + \right. \\ \left. \left. + e^{2y\Omega_1} \left(\Omega_1 \left(4\Omega_1^2 - 3 \right) + \left(2 - 4\Omega_1^2 \right) \operatorname{th} \left(y \right) \right) \right) \right) \times \\ \times \left. \left. \left(2A \left(1 - 4\Omega_1^2 \right) \right)^2 \left(4\Omega_1^2 - 3 \right) \left(\cos \left(2y \sqrt{\Omega_1^2 - 1} \right) + \operatorname{ch} \left(2y\Omega_1 \right) \right) \right\}^{-1}.$$

В уравнениях (41)—(48) $x = L_p \alpha$, а $y = d/L_p$. Точка $\Omega_1 = \sqrt{3}/2$, в которой уравнения (42), (44), (46) и (48) имеют особенности, лежит вне области допустимых значений.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Предельные значения низкочастотных аддитивных составляющих СПФ плотности фототока p^+ -перехода с базой конечной длины при $L_p \alpha = 1$ и $L_p \alpha = 2$.

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 1}} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega) = \\ = \frac{q^2 J \left(6y + 7e^{4y} + 7e^{5y} - 6e^{3y} (y + 9) + e^y (6y + 47) + e^{2y} (42y + 2) - 9 \right)}{9A \left(e^y - 1 \right)^2 \left(1 + e^y \right)^3}; \quad (49)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 2}} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega) = \\ = \frac{2q^2 J e^{-y} \left(e^{2y} (12y - 5) + 8e^{3y} - 28e^{4y} + 5e^{5y} + 5e^{6y} + e^y (12y + 19) - 4 \right)}{9A \left(e^y - 1 \right)^2 \left(1 + e^y \right)^3}; \quad (50)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 1}} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega) = \\ = \frac{2q^2 J \left(-6e^{3y} (y - 3) + e^{4y} + e^{5y} + 6y - 10e^{2y} (3y + 1) + e^y (6y - 19) + 9 \right)}{9A \left(e^y - 1 \right)^2 \left(1 + e^y \right)^3}; \quad (51)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 2}} S_{J_{ph,j}}^\infty(\omega) = \\ = \frac{2q^2 J e^{-y} \left(e^{2y} (35 - 12y) - 20e^{3y} + 4e^{4y} + e^{5y} + e^{6y} - e^y (12y + 13) - 8 \right)}{9A \left(e^y - 1 \right)^2 \left(1 + e^y \right)^3}; \quad (52)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 1}} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = \\ = \frac{q^2 J \left(6y - 64e^y - 64e^{3y} + 7e^{6y} - 9e^{2y} (4y - 9) + e^{4y} (6y + 55) - 15 \right)}{9A \left(1 + e^{2y} \right)^3}; \quad (53)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 2}} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = 2q^2 J e^{-y} \left\{ 3e^y (4y - 11) + \right. \\ + 48e^{2y} - 8e^{4y} + 33e^{5y} + 5e^{7y} + \\ \left. + e^{3y} (12y - 37) - 8 \right\} \left\{ 9A \left(1 + e^{2y} \right)^3 \right\}^{-1}; \quad (54)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 1}} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = \\ = \frac{2q^2 J \left(6y + 32e^y + 32e^{3y} + e^{6y} + 9e^{2y} (4y - 5) + e^{4y} (6y - 23) + 3 \right)}{9A \left(1 + e^{2y} \right)^3}; \quad (55)$$

$$\lim_{\substack{\omega \rightarrow 0 \\ x \rightarrow 2}} S_{J_{ph,j}}^0(\omega) = 2q^2 J e^{-y} \left\{ e^y (51 - 12y) - 96e^{2y} - 16e^{4y} - \right. \\ \left. - 3e^{5y} + e^{7y} + e^{3y} (79 - 12y) - 16 \right\} \left\{ 9A \left(1 + e^{2y} \right)^3 \right\}^{-1}. \quad (56)$$

В уравнениях (49)—(56) $x = L_p \alpha$, $y = d/L_p$.

Л и т е р а т у р а

1. Селяков А. Ю. // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 127, 137.
2. Мынбаев К. Д., Иванов-Омский В. И. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 10. С. 1153—1178.
3. Неустров Л. Н., Осипов В. В. // Там же. 1981. Т. 15. Вып. 11. С. 2186—2196.
4. Таубкин И. И. // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 12. С. 1321—339.
5. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. // Semiconductors and semimetals. — New York: Academic Press, 1981. V. 18. Ch. 6.
6. Полупроводниковые формирователи сигналов изображения/Под ред. П. Йесперса, Ф. Ван де Виле, М. Уайта. — М.: Мир, 1979. Ч. II.
7. Дыкман И. М., Томчук П. М. Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. — Киев: Наукова думка, 1981. — 320 с.
8. Van Vliet K. M. // IEEE transactions on electron devices. 1976. ED-23. No. 11. P. 1236—1246.
9. Van Vliet K. M. // Solid State Electronics. 1970. V. 13. No. 5. P. 649—657.
10. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. I. Случайные процессы. — М.: Наука, 1976. — 496 с.
11. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. — М.: Радио и связь, 1982. Гл. 2.
12. Жалуд В., Кулеиов В. Н. Шумы в полупроводниковых устройствах. — М.: Сов. радио, 1977. Гл. 1.
13. Букнгем М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986. — 399 с.
14. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. 1. — М.: Сов. радио, 1974. Гл. 4.
15. Селяков А. Ю. // Прикладная физика. 2007. № 6. С. 17—27.

Статья поступила в редакцию 3 февраля 2009 г.

A photocurrent fluctuations spectral density of p - n -junctions with a short base.

Part II

A. Yu. Selyakov

Orion Research-and-Production Association, 9 Kosinskaya str., 111402, Moscow, Russia

E-mail: ayusel@mail.ru

On the basis of exact solution of Langevin equation a fluctuations spectral density of photocurrent of reverse-biased p - n -junction with short base $S_{J_{ph}}$ for cases ohmic and blocking contact to the base was calculated. It is shown, what similarly to the case of p - n -junction with a long base, in both cases of ohmic and blocking contact to the base, in wide enough frequency range $S_{J_{ph}}$ is determined by the formula of Schottky. Thus, for all type of p - n -junction structure on high frequencies noise of photocurrent is determined by stochastic character of scattering processes, and on low frequencies noise of photocurrent is determined by stochastic character of photogeneration and recombination processes.

PACS: 72.70.+m; 85.30.-z; 85.60.Dw

Keywords: spectral density, p - n -transition, fluctuation, photo-current, Shottky formula.

Селяков Андрей Юрьевич, ведущий науч. сотр.
111402, Москва, ул. Косинская, 9, ФГУП «НПО "Орион"»
Тел. (495) 373-55-70, факс (495) 373-68-62, E-mail: ayusel@mail.ru

* * *